

Lichtkräfte auf einen Indiumatomstrahl

Dissertation

zur

Erlangung des Doktorgrades (Dr. rer. nat.)

der

Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät

der Rheinischen Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn

vorgelegt von

Bernhard Klöter

aus

Oberhausen

Bonn 2007

Angefertigt mit Genehmigung der Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät
der Rheinischen Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn

1. Referent: Prof. Dr. Dieter Meschede
2. Referent: Prof. Dr. Karl Maier

Tag der Promotion: 14.11.2007

Diese Dissertation ist auf dem Hochschulschriftenserver der ULB Bonn
http://hss.ulb.uni-bonn.de/diss_online elektronisch publiziert.

Inhaltsverzeichnis

Einleitung	1
1 Grundlegende Eigenschaften von Indium	5
1.1 Berechnung der Sättigungsintensitäten	7
2 Ein frequenzstabilisiertes Lasersystem für Indium	13
2.1 Diodenlaser	13
2.2 Frequenzverdopplung	16
2.2.1 Zwei-Farben-Spektroskopie	19
2.2.2 Hohlkathodenlampe	22
2.3 Vakuumsystem	27
2.3.1 Atomstrahldetektion	29
3 Ablagerung von Indium auf Oberflächen	33
3.1 Deposition auf verschiedene Substrate	33
3.2 Selbstanordnende Monolagen	35
4 Lichtkräfte auf den Indiumatomstrahl	41
4.1 Optisches Pumpen und gestreute Photonen	41
4.2 Lichtdruck	49
4.3 Dopplerkühlung	54
4.4 Transientes Kühlen	60
4.4.1 Simulationen	66
4.5 Mehrfachreflexion	74
Zusammenfassung	77
A Anhang	79
A.1 Matrixelemente	79
A.2 Tabellen der Übergangsstärken für die Zeemanübergänge	82
A.3 Flussdiagramm zur Berechnung des transienten Kühlens	85
Literaturverzeichnis	86

Einleitung

Atomstrahlen bieten die Möglichkeit, das Verhalten von Atomen isoliert von Atom-Atom-Wechselwirkungen, wie sie z. B. in Festkörpern und Flüssigkeiten auftreten, zu untersuchen. Die ersten Experimente mit Atomstrahlen wurden schon zu Beginn des 20. Jahrhunderts von Otto Stern und Walther Gerlach [1, 2] durchgeführt und Otto Frisch wies kurz darauf den Strahlungsdruck von Licht auf einen Natriumatomstrahl nach [3]. Erst die Entwicklung der Laserkühlung ab den 1970er Jahren [4] erlaubte es aber, die transversale Flussverteilung eines Atomstrahls mithilfe von Licht- und Magnetfeldern zu kontrollieren [5, 6, 7]. In einer Reihe von Experimenten wurde mit einer transversal zur Ausbreitungsrichtung der Atome eingestrahlteten nahresonanten Stehwelle aus Laserlicht die Dichteverteilung des Atomstrahls durch Dipolkräfte moduliert und die Atome auf ein sich dahinter befindendes Substrat strukturiert abgeschieden [8, 9]. Das durch diese Mikrozyylinderlinsen entstehende Linienmuster besitzt einen interferometrisch genauen Linienabstand von der halben Wellenlänge und eine Linienbreite im Nanometerbereich. Dieses Teilgebiet der Atomoptik wird daher auch Atomare Nanostrukturierung (*atomic nanofabrication*, ANF) genannt. Die Brennweite f der Mikrozyylinderlinsen liegt dabei im Bereich der Strahltaile der Stehwelle. Der Vorteil dieser Methode zur Erzeugung kleinster Strukturen besteht darin, dass die Lichtmaske gegenüber materiellen Masken, wie sie in der konventionellen Lithographie eingesetzt werden, defektfrei, speziesspezifisch und nahezu beliebig veränderbar ist [10]. Da die deBroglie-Wellenlänge der Atome unterhalb von Nanometern liegt, sind die so erzeugten Strukturen auf den erwähnten Größenordnungen auch nicht beugungslimitiert. Allerdings stellt die Geschwindigkeit der Atome transversal zur Ausbreitungsrichtung des Atomstrahls einen limitierenden Faktor dar. Das durch die Divergenz Θ des thermischen Atomstrahls entstehende Verwischen δx der deponierten Strukturen ist $\delta x \approx f \cdot \Theta$ [6], was bei typischen experimentellen Parametern im Bereich von $\lambda/2$ liegt und somit die Nanostrukturierung ausschließt. Die Lösung liegt hier in der transversalen Laserkühlung des Atomstrahls durch Doppler- und Subdopplerkühlung (für eine Übersicht siehe zum Beispiel [4]). Damit kann die Divergenz so weit verringert werden, dass ANF möglich ist. Außerdem wird durch die Kollimation des Atomstrahls die lokale Flussdichte stark erhöht, was zu deutlich geringeren Belichtungszeiten führt. Abbildung 0.1 zeigt diesen Effekt anhand einer Simulation für die atomare Dichteverteilung im Fokus der Stehwelle für einen thermischen und einen gekühlten Indiumatomstrahl.

Durch die Selektivität bezüglich der atomaren Spezies ist es außerdem möglich, dreidimensionale Strukturen zu erzeugen, in denen die Dichte eines Elementes durch die ANF gezielt moduliert werden kann, während ein anderes gleichmäßig abgeschieden wird [12].

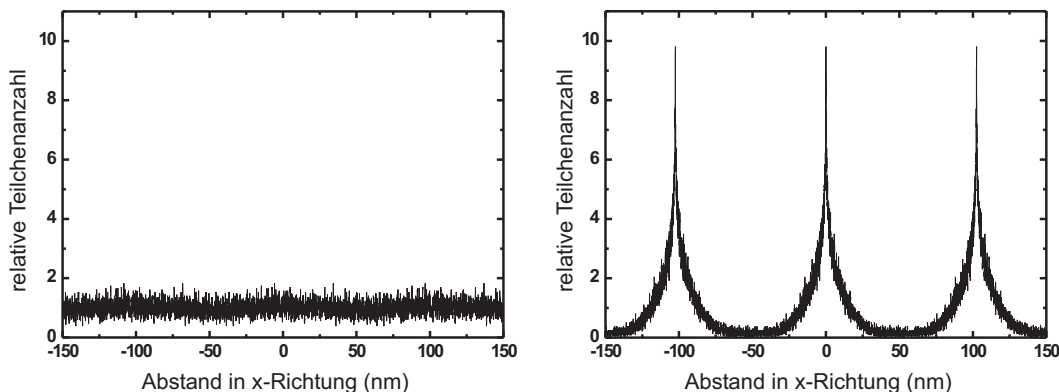


Abbildung 0.1: Simulierte atomare Dichteverteilung hinter einer Stehwelle für einen thermischen (links) und einen lasergekühlten Indiumatomstrahl bei typischen Parametern. Gerechnet mit dem an Indium angepassten Programm *Atomoptik* aus [11].

Eine gute Übersicht über Anwendungen gibt der Artikel von Bernd Rohwedder [7]. Die beschriebene Laserkühlung und Deposition wurde zunächst hauptsächlich mit Alkalimetallen durchgeführt, die durch ihre innere atomare Struktur einfach zu kühlen und somit ideal für die Erforschung der Grundlagen der ANF sind. Die so erzeugten Strukturen können aber aufgrund der chemischen Reaktivität der Alkalimetalle nur unter Vakuum, bzw. mit indirekten lithographischen Methoden untersucht werden. Ein weiterer Schritt ist hier die Verwendung von Chrom und Eisen [13], die außerhalb des Vakuums stabil sind. Außerdem bieten aufgrund der magnetischen Eigenschaften der beiden Elemente die abgelagerten Strukturen interessante Forschungsmöglichkeiten. Die Bandbreite der möglichen Strukturen wird noch einmal durch die Speziesselektivität der Lichtmaske erhöht. Dadurch ist die direkte Kodeposition von verschiedenen Materialien wie zum Beispiel Aluminium, Gallium und Indium mit Elementen der fünften Hauptgruppe möglich, was die gezielte Erzeugung von nanostrukturierten III-V-Halbleitern ermöglicht.

In dieser Arbeit wird die Manipulation und transversale Kühlung eines Indiumatomstrahls vorgestellt. Dieses Element konnte aufgrund seiner atomaren Eigenschaften im Gegensatz zu Aluminium [14] und Gallium [15] bisher nicht gekühlt werden [16]. Zunächst wird der Aufbau beschrieben, mit dem die Experimente durchgeführt wurden. Insbesondere mussten aufgrund des geringen Dampfdrucks von Indium neuartige Spektroskopiezellen entwickelt werden, was in Zusammenarbeit mit Gruppen aus Armenien und den Niederlanden gelang. Da Indium in der Molekularstrahlepitaxie typischerweise bei mehreren hundert Grad Celsius abgelagert wird, ist das Verhalten auf Oberflächen bei Raumtemperatur nur unzureichend bekannt. Eine qualitative Untersuchung dieses Verhaltens und die Möglichkeit der lithographischen Deposition werden in Kapitel 3.1 beschrieben. Die komplexe interne Niveaustuktur des Indiumatoms erschwert es zudem, wohlbekannte Formeln für die Wechselwirkung mit Lichtfeldern aus Veröffentlichungen und Lehrbüchern,

die sich normalerweise auf ein Zwei-Niveau-Atom beziehen, direkt zu übertragen. Daher werden, wenn eine einfache Erweiterung nicht möglich ist, immer wieder vereinfachte Modellsysteme benutzt, um die physikalischen Grundlagen der beobachteten Effekte zu verstehen. Damit können insbesondere die in den Kapiteln 4.1 bis 4.4 untersuchten spektroskopischen Signale und Lichtkräfte wieder auf bekannte Effekte zurückgeführt werden. In Kapitel 4.4 wird dann die transversale Laserkühlung des Indiumatomstrahls durch transientes Laserkühlen vorgestellt.

1 Grundlegende Eigenschaften von Indium

In diesem Kapitel werden die wichtigsten physikalischen und chemischen Eigenschaften von Indium beschrieben. Diese Eigenheiten, insbesondere die komplexe Nivaustruktur, müssen bei der Planung und Durchführung von Experimenten bedacht werden.

Indium wurde 1863 als Bestandteil der Zinkblende von Ferdinand Reich und Hieronymus Theodor Richter [17, 18, 19] entdeckt. Technologisch wurde es aber erst im 20. Jahrhundert, vor allem als Bestandteil von Lötzinn, Vakuumdichtungen und in der Halbleiterindustrie, genutzt. Zusammen mit Elementen aus der fünften Hauptgruppe bildet es so genannte III-V-Halbleiter. Indium hat die Kernladungszahl $Z=49$ und besitzt zwei natürlich vorkommende Isotope ^{115}In (95,7%) und ^{113}In (4,3%). Alle Experimente in dieser Arbeit befassen sich mit ^{115}In .

Für die Spektroskopie und den Atomstrahl wird das Indium in gasförmigem Zustand benötigt. Hierfür muss es für einen ausreichenden Dampfdruck weit über den Schmelzpunkt bei 156 °C auf Temperaturen von mehreren hundert Grad Celsius erhitzt werden (siehe Kapitel 2.1 und Kapitel 2.3). Der Partialdruck p bei einer Temperatur T kann durch die empirische Formel [20]

$$p = \frac{101325}{760} 10^{8,003 - \frac{12180 \text{ K}}{T+273 \text{ K}}} \quad (1.1)$$

beschrieben werden, die in Abbildung 1.1 dargestellt ist. Aus der Abbildung ist ersichtlich, dass für typische Partialdrücke von 10^{-4} Pa für die Spektroskopie und 10^2 Pa für den Atomstrahl Temperaturen von 600°C bzw. 1200°C benötigt werden.

Die Elektronenkonfiguration des Grundzustands ist $[\text{Kr}]4d^{10}5s^25p^1$, weswegen der Grundzustand ein $5^2P_{1/2}$ -Zustand ist. Mit Licht der Wellenlänge $\lambda = 410$ nm kann von diesem Niveau aus ein $6^2S_{1/2}$ -Zustand angeregt werden. Von hier regt das Atom sowohl in $5^2P_{1/2}$ als auch in einen $5^2P_{3/2}$ -Zustand durch Emission von Licht der Wellenlänge $\lambda = 451$ nm ab. Dieses indigoblaue Licht ist auch der Ursprung der Namensgebung für Indium. Aufgrund des Kernspins von $9/2$ besitzen alle Niveaus eine Hyperfeinstruktur. Die gesamte Struktur mit den Aufspaltungsenergien ist in Abbildung 1.2 dargestellt.

Die relative Besetzungszahl der beiden Grundzustandsniveaus des Indiumatoms in einem thermischen Gleichgewicht bei einer Temperatur T ist nach [21] mit der Boltzmannkonstanten k_B gegeben durch

$$\frac{N_{3/2}}{N_{1/2}} = \frac{g_{3/2}}{g_{1/2}} e^{-\frac{h\Delta\nu}{k_B T}}. \quad (1.2)$$

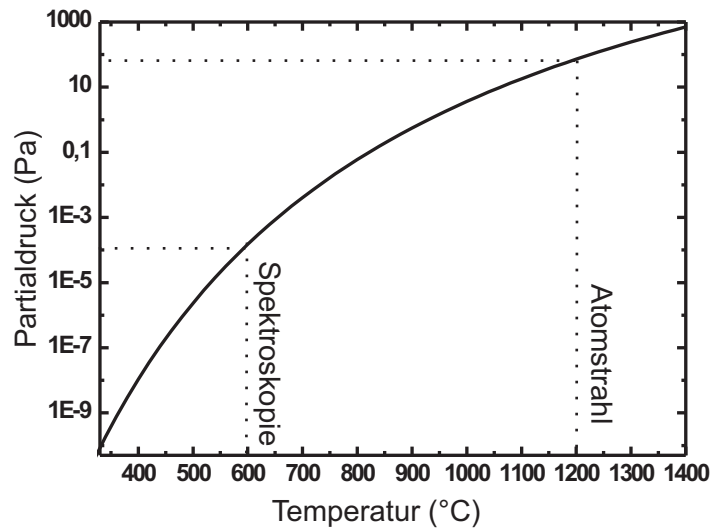


Abbildung 1.1: Dampfdruckkurve für Indium nach [20] sowie Temperaturen für die Spektroskopie und die Erzeugung des Atomstrahls.

Dabei beschreiben die $g_i = (2i + 1)$ das statistische Gewicht des jeweiligen Niveaus und $h\Delta\nu$ die Energiedifferenz der beiden Zustände. Die Atome werden sich daher bei den im Experiment benutzten Temperaturen überwiegend im $P_{1/2}$ -Zustand befinden. Für die Atomstrahltemperatur von 1200°C sind dies 81% aller Atome.

Die natürlichen Linienbreiten für die beiden in Abbildung 1.2 gezeigten Übergänge sind in [23] angegeben und betragen

$$\Gamma_{410} = 2\pi \cdot 8.9 \text{ MHz} \quad \text{und} \quad \Gamma_{451} = 2\pi \cdot 16.2 \text{ MHz}. \quad (1.3)$$

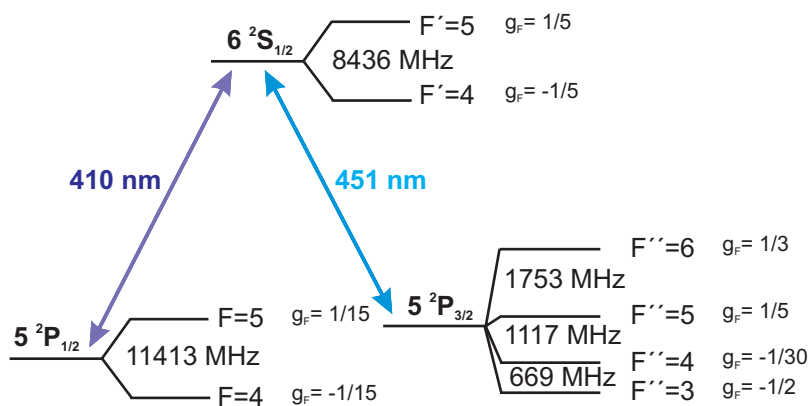


Abbildung 1.2: Niveauschema und g_F -Faktoren für ^{115}In nach [22].

von/nach	$P_{1/2} F=4$	$P_{1/2} F=5$	$P_{3/2} F=3$	$P_{3/2} F=4$	$P_{3/2} F=5$	$P_{3/2} F=6$
$S_{1/2} F = 4$	$\frac{4}{15}$	$\frac{11}{15}$	$\frac{7}{18}$	$\frac{11}{30}$	$\frac{11}{45}$	–
$S_{1/2} F = 5$	$\frac{3}{5}$	$\frac{2}{5}$	–	$\frac{6}{55}$	$\frac{3}{10}$	$\frac{13}{22}$

Tabelle 1.1: Linienbreiten für die Hyperfeinübergänge als Vielfaches von $\Gamma_{J' \rightarrow J}$

Mit Formel (A.8), die im Anhang hergeleitet wird, lassen sich die Linienbreiten der einzelnen Hyperfeinübergänge berechnen. Sie sind in Tabelle 1.1 angegeben. Aus der Tabelle ist ersichtlich, dass die Übergangsstärken alle in der gleichen Größenordnung liegen. Damit müssen für einen geschlossenen Übergang, wie er für die Laserkühlung nötig ist, mindestens fünf verschiedene Frequenzen eingestrahlt werden. Geschlossen bedeutet hierbei, dass alle Niveaus, in die das Atome abregen kann, an das eingestrahlte Lichtfeld koppeln und somit kontinuierlich Photonen gestreut werden.

Darüber hinaus gibt es noch ein weiteres $6^2D_{5/2}$ -Niveau, das vom $P_{3/2}$ -Zustand aus mit Licht der Wellenlänge 325 nm angeregt werden kann. Hier existiert ein $F=6 \rightarrow F=7$ -Übergang, der bei der Laserkühlung von Aluminium ($4 \rightarrow 5$) und Gallium ($3 \rightarrow 4$), die der gleichen Hauptgruppe wie Indium angehören, benutzt wurde [14, 15]. Allerdings haben diese Elemente in dem benutzten Grundzustand auch eine thermische Besetzung von über 20% bei typischen Atomstrahltemperaturen [16]. Indium dagegen hat im $F=6$ -Zustand nach Formel (1.2) eine Besetzung von unter 10%, sodass die fünf angesprochenen Frequenzen zusätzlich nötig wären, um die Atome durch optisches Pumpen zu präparieren. Der technische Aufwand, um frequenzstabilisiertes Licht bei 325 nm herzustellen und zum Atomstrahl zu leiten ist nicht unerheblich, weshalb auf diese Wellenlänge zunächst verzichtet wird.

Aufgrund der atomaren Niveaustuktur ist es nicht ohne weiteres möglich, die bekannten Formeln für Photonenstreurate und Sättigungsintensität, wie sie für ein Zweiniveaumatom gelten, direkt zu benutzen. Allerdings sind diese Zahlen notwendig, um das Lasersystem, das im nächsten Kapitel beschrieben wird, zu konzipieren. Daher werden die gerade genannten Größen für das Indiumatom jetzt hergeleitet.

1.1 Berechnung der Sättigungsintensitäten

Befindet sich ein Atom in einem nahresonanten Lichtfeld, so wird es Photonen absorbieren und in einen angeregten Zustand übergehen. Aus diesem kann es dann über spontane und stimulierte Emission wieder in den Grundzustand abregen. Die Rate, mit der die stimulierten Übergänge geschehen, kann durch die Intensität des Lichts beeinflusst werden. Bei sehr hohen Intensitäten liegen daher praktisch nur noch stimulierte Absorption und Emission vor. Da beide Raten in gleicher Weise von der Intensität abhängen, wird sich die mittlere Besetzungszahl des Atoms auch bei Erhöhung der Intensität nicht mehr ändern, d. h. der

Übergang ist gesättigt. Die Intensität, bei der die Besetzungszahl 50% dieses Sättigungswertes erreicht hat, wird Sättigungsintensität genannt. Für die Sättigungsintensität muss daher die Besetzungszahl der atomaren Niveaus als Funktion der eingestrahlten Intensität berechnet werden.

Für die Berechnung muss die Bewegungsgleichung der Dichtematrix

$$i \hbar \dot{\rho} = [H, \rho] \quad (1.4)$$

gelöst werden. Der Ansatz für diese Gleichung ist analog zur Herleitung für die optischen Blochgleichungen in einem Zweiniveaumatom und orientiert sich an der Rechnung in [4]. Hierbei werden die m_F -Niveaus vernachlässigt und nur die Gleichung für die Hyperfeinzustände aufgestellt. Jeder Übergang wird dabei durch jeweils einen nahresonanten Laser mit Frequenz ω_l getrieben, der aber nicht die anderen Übergänge anregt.

Die Gesamtwellenfunktion $\Psi(\vec{r}, t)$ wird zunächst in der Basis der Eigenfunktionen $\Phi_k(\vec{r})$ des atomaren Hamiltonoperators H_{at} entwickelt. Es gilt $H_{\text{at}}\Phi_k(\vec{r}) = E_k\Phi_k(\vec{r})$ mit der Energie der atomaren Niveaus von $E_k = \hbar\omega_k$. Damit ist

$$\Psi(\vec{r}, t) = \sum_k c_k(t) \Phi_k(\vec{r}) e^{-i\omega_k t} \quad (1.5)$$

Allgemein kann die zeitliche Entwicklung der Amplituden $c_i(t)$ der Wellenfunktionen für ein n-Niveaumatom mit der Schrödingergleichung durch

$$\dot{c}_j(t) = -\frac{i}{2} \sum_{k=1}^n c_k(t) \Omega_{jk} e^{i\omega_{jk}t} (e^{i\omega_l t} + e^{-i\omega_l t}) \quad (1.6)$$

beschrieben werden. Hierbei ist

$$\Omega_{jk} = \sqrt{\frac{3\lambda_{jk}^3}{2\pi \hbar c} \Gamma_{jk} \cdot I} \quad (1.7)$$

die Rabifrequenz des Lasers mit Frequenz ω_l für den Übergang von $|k\rangle$ nach $|j\rangle$. Die Niveaus haben eine Energiedifferenz von $E_{jk} = \hbar(\omega_j - \omega_k) = \hbar\omega_{jk}$. Zur Vereinfachung wird die *rotating wave approximation* (RWA) durchgeführt, wobei die schnell oszillierenden Terme $\omega_{jk} + \omega_l$ weggelassen und die Terme mit $\omega_{jk} - \omega_l$ beibehalten werden. Damit kann die Verstimmung $\Delta_{jk} = \omega_l - \omega_{jk}$ des Lasers definiert werden. Diese Näherung hat aber zur Folge, dass die Symmetrieeigenschaften der Verstimmung nicht sofort einsichtig sind. Es gilt insbesondere $\Delta_{jk} = -\Delta_{kj}$.

Die stimulierten Prozesse können mit Hilfe der Dichtematrix beschrieben werden, die sowohl die Besetzungszahlen als auch die Kohärenzen zwischen den einzelnen Niveaus beschreibt. Für die ij -te Komponente der Matrix gilt

$$\begin{aligned} \dot{\rho}_{ij}(t) &:= \dot{c}_i(t) c_j^*(t) + c_i(t) \dot{c}_j^*(t) \\ &= \frac{i}{2} \sum_{k=1}^n (\rho_{ik}(t) \Omega_{jk}^* e^{-i\omega_{jk}t} - \rho_{kj}(t) \Omega_{ik} e^{i\omega_{ik}t}) (e^{i\omega_l t} + e^{-i\omega_l t}) \\ &= \frac{i}{2} \sum_{k=1}^n (\rho_{ik}(t) \Omega_{jk}^* e^{i\Delta_{ik}t} - \rho_{kj}(t) \Omega_{ik} e^{i\Delta_{kj}t}) e^{-i\Delta_{ij}t} \quad (1.8) \end{aligned}$$

Im letzten Schritt wurde von der asymmetrischen Eigenschaft der Verstimmung durch die RWA Gebrauch gemacht. Die explizite Zeitabhängigkeit der Gleichung kann durch folgende Definition herausgenommen werden:

$$\begin{aligned}\tilde{\rho}_{ik}(t) &:= \rho_{ik}(t) e^{i\Delta_{ik}t} \\ \Rightarrow \dot{\rho}_{ij}(t) &= \dot{\tilde{\rho}}_{ij}(t) e^{-i\Delta_{ij}t} - i\Delta_{ij} \tilde{\rho}_{ij}(t) e^{-i\Delta_{ij}t}\end{aligned}\quad (1.9)$$

Einsetzen von (1.9) in (1.8) ergibt dann

$$\dot{\rho}_{ij}(t) = i\Delta_{ij}\rho_{ij}(t) + \frac{i}{2} \sum_{k=1}^n (\rho_{ik}(t) \Omega_{jk}^* - \rho_{kj}(t) \Omega_{ik}), \quad (1.10)$$

wobei die Tilde wieder weggelassen wurde. Dieser Schritt ist eigentlich für den Fall verschiedener Laser nicht möglich. Wenn die Frequenzen jedoch jeweils nahresonant zu einem Übergang sind, können die anderen Terme ähnlich zur RWA wieder entfernt werden. Die spontane Emission wird üblicherweise durch einfaches Addieren von

$$\mathcal{L}\rho = \sum_{k,l=1}^n \left(\Gamma_{kl} |\Phi_k\rangle \langle \Phi_l| \rho |\Phi_l\rangle \langle \Phi_k| - \frac{1}{2} \Gamma_{kl} (|\Phi_l\rangle \langle \Phi_l| \rho + \rho |\Phi_l\rangle \langle \Phi_l|) \right) \quad (1.11)$$

mit den Eigenvektoren Φ_i berücksichtigt. Die natürliche Linienbreite wird durch Γ_{kl} beschrieben. Für die ij -te Komponente gilt dann

$$(\mathcal{L}\rho)_{ij} = \delta_{ij} \sum_{l=1}^n (\rho_{ll}(t) \Gamma_{il}) - \frac{1}{2} \sum_{k=1}^n (\Gamma_{ki} + \Gamma_{kj}) \rho_{ij}(t). \quad (1.12)$$

Da Δ_{ij} für $i = j$ immer verschwindet, kann die Umformung aus Gleichung (1.9) leicht übernommen werden. Damit ist die gesamte Dichtematrixgleichung nicht mehr explizit zeitabhängig und kann wesentlich schneller numerisch gelöst werden. Die zeitliche Entwicklung der Dichtematrix ist so durch

$$\dot{\rho}_{ij} = i\Delta_{ij}\rho_{ij} + \frac{i}{2} \sum_{k=1}^n (\rho_{ik} \Omega_{jk}^* - \rho_{kj} \Omega_{ik}) + \delta_{ij} \sum_{l=1}^n (\rho_{ll} \Gamma_{il}) - \frac{1}{2} \sum_{k=1}^n (\Gamma_{ki} + \Gamma_{kj}) \rho_{ij} \quad (1.13)$$

gegeben. In Gleichung (1.13) wird ein ideales System beschrieben, in dem die Laser alle eine feste Phasenbeziehung haben und es keine äußeren Störquellen, wie z.B. Magnetfelder, gibt. In einem solchen System können sich kohärente Dunkelzustände entwickeln, die sich durch einen Einbruch der Fluoreszenz der Atome bei nahresonantem Laserlicht bemerkbar machen. Diese Zustände müssen allerdings aufwändig präpariert und können daher hier vernachlässigt werden, d. h. die Kohärenzen $\rho_{ij}(t)$ mit $i \neq j$ zwischen den einzelnen Grundzuständen werden in (1.13) gleich Null gesetzt. Trotzdem ist es für den allgemeinen Fall nicht möglich, diese Gleichung analytisch zu lösen. Um aber einen Ausdruck für die Sättigungsintensität ähnlich dem für ein Zwei-Niveau-Atom zu bekommen, kann (1.13) in eine Ratengleichung umgewandelt werden, indem die zeitliche Entwicklung der Nichtdiagonalterme null gesetzt wird und die dabei entstehenden Gleichungen nach

den Kohärenzen zwischen den Grundzuständen und dem angeregten Zustand umgeformt werden. Unter Vernachlässigung der Kohärenzen werden diese Gleichungen dann in die Gleichungen, die die Populationen $\rho_{ij}(t)$ beschreiben, eingesetzt. Damit ergibt sich für die Grundzustände ($i=1..5$)

$$\dot{N}_i(t) = \frac{\Omega_i^2}{\Gamma} \frac{N_6 - N_i}{1 + (2\Delta_i/\Gamma)^2} + \Gamma_i N_6 \quad (1.14)$$

und für den angeregten Zustand

$$\dot{N}_6(t) = \sum_{i=1}^5 \left(\frac{\Omega_i^2}{\Gamma} \frac{N_6 - N_i}{1 + (2\Delta_i/\Gamma)^2} \right) - \Gamma N_6. \quad (1.15)$$

Hierbei wurde $\rho_{ii} = N_i$ gesetzt, um deutlich zu machen, dass hier keine kohärenten Terme

	410 nm		451 nm		
F_g	4	5	4	5	6
$\Gamma_F/(2\pi)$ (MHz)	5,34	3,56	1,76	4,83	9,51
I_0 (mW/cm ²)	67	45	17	46	90

Tabelle 1.2: Sättigungsintensitäten I_0 und Linienbreiten Γ_F für den Übergang von F_g nach $S_{1/2}$ $F=5$

mehr auftreten. Außerdem wurde zur Vereinfachung die gesamte Linienbreite

$$\Gamma = \sum \Gamma_{i6} = 2\pi \cdot 25,1 \text{ MHz}$$

eingeführt und Ω_{i6} und Γ_{i6} durch Ω_i und Γ_i ersetzt. Der Gleichgewichtszustand ergibt

$$N_6 = \frac{1}{6} \left(1 + \sum_{i=1}^5 \frac{\Gamma_i}{\Gamma s_i} \right)^{-1} \quad (1.16)$$

mit dem Sättigungsparameter $s_i = \frac{6\Omega_i^2}{4\Delta_i^2 + \Gamma^2}$. Der Sättigungsparameter wurde in Anlehnung an das Zweiniveuaatom so definiert, dass für $\Delta_i = 0$ und $s_i = 1$ die Besetzung im angeregten Niveau gerade 50% der maximalen Besetzung ist. Allerdings ist diese maximale Besetzung im Gegensatz zum System mit zwei Zuständen nur 1/6. Die Analogie zum Zweiniveuaatom gilt auch nur, wenn alle fünf Laserfrequenzen eingestrahlt werden. Ansonsten sättigt die Streurrate nur insofern, als das Atom innerhalb kürzester Zeit optisch in einen ungekoppelten Zustand gepumpt wird. Wird die Sättigungsintensität I_0 analog zum Zweiniveuaatom durch

$$I_{0,i} = I/s_i = \frac{\pi h c}{9\lambda_i^3} \Gamma_i \quad (1.17)$$

für $\Delta_i = 0$ definiert, so ergeben sich die in Tabelle 1.2 dargestellten Werte für die benutzten Übergänge.

Aus der mit Gleichung (1.16) berechneten Besetzungszahl des angeregten Zustands kann weiterhin die Photonenstreurate $R = \Gamma \cdot N_6$ berechnet werden. Jedes absorbierte Photon überträgt dabei einen Impuls von $p_{\text{phot}} = \hbar k$ auf das Atom. Ist die Richtung dieses Impulsübertrags immer dieselbe, wie es zum Beispiel für einen gerichteten Laserstrahl der Fall ist, so ergibt sich aufgrund der ungerichteten spontanen Emission für die Streuung von vielen Photonen ein Nettoimpulsübertrag in Richtung des Laserstrahls. Dies führt zur Lichtkraft F , die für die Dopplerkühlung benutzt wird. Sie beträgt

$$F = p_{\text{phot}} \cdot R = \hbar k N_6 \Gamma \quad . \quad (1.18)$$

Befindet sich das Atom in einem Lichtfeld aus zwei gegeneinander laufenden Laserstrahlen, so absorbiert es Photonen aus beiden Strahlen und wird dadurch für gegenläufige Photonen gebremst oder für mitlaufende beschleunigt. Die Kraft F_{ges} auf das Atom ergibt sich für kleine Lichtintensitäten aus der Summe der Kräfte F_{\pm} für beide Lichtfelder. Aufgrund der Eigenbewegung des Atoms entlang der Laserstrahlen muss für die Verstimmung Δ_i der Dopplereffekt $k \cdot \vec{v}$ mit einem zusätzlichen Term berücksichtigt werden. Damit ist mit Gleichung (1.18)

$$\vec{F}_{\text{ges}} = \vec{F}_+(\Delta_i - k v) - \vec{F}_-(\Delta_i + k v) \quad . \quad (1.19)$$

Ist Δ_i kleiner als Null (rotverstimmt), so wird das Atom vorzugsweise Photonen aus dem ihm entgegenlaufenden Laserstrahl (\vec{F}_+) absorbieren und so abgebremst. Die durch diese, Dopplerkühlung genannte, Laserkühlung theoretisch erreichbare minimale Geschwindigkeit der Atome wird als Doppelgeschwindigkeit bezeichnet. Eine genauere Betrachtung der Dopplerkühlung für Indium wird in Kapitel 4.3 vorgestellt.

Um die Kraft auf das Atom zu maximieren, muss die Frequenzverstimmung sehr stabil bei $\Delta_i \approx -k v \approx -\Gamma$ gehalten und eine möglichst große Intensität eingestrahlt werden. Dies definiert die Anforderungen an das Lasersystem, dessen Aufbau im nächsten Kapitel beschrieben wird.

2 Ein frequenzstabilisiertes Lasersystem für Indium

Für die Kollimation eines Atomstrahls durch Lichtkräfte werden üblicherweise Dopp-
lerkühlung und Polarisationsgradientenkühlung benutzt [4]. Hierfür ist es notwendig, dass
die Atome sehr viele Photonen streuen, d. h., die Atome dürfen durch optisches Pum-
pen nicht in vom Licht ungekoppelte Niveaus zerfallen. Für das Indiumatom ist es daher
notwendig, mindestens fünf verschiedene Frequenzen einzustrahlen (siehe Abbildung 1.2).
Aufgrund der hohen thermischen Anfangspopulation des $P_{3/2} F=6$ -Zustandes gegenüber
dem $P_{3/2} F=3$ -Zustand werden die Frequenzen benutzt, die das Atom in den $S_{1/2} F=5$ -
Zustand anregen. Damit können über 95% der Atome angeregt werden. Für die Kollima-
tion des Atomstrahls werden daher fünf verschiedene Frequenzen bei 410 nm und 451 nm
benötigt. Es werden Diodenlaser für 410 nm und die Frequenzverdopplung eines Titan-
Saphir-Laserstrahls für 451 nm benutzt.

Für die Untersuchung der räumlichen Verteilung des Atomstrahls wird noch ein weiterer,
von den anderen unabhängiger Laser benötigt. Dies wird durch einen zusätzlichen 410 nm
Licht emittierenden Diodenlaser erreicht.

2.1 Diodenlaser

Da die Hyperfeinniveaus des $P_{1/2}$ -Zustands um 11 GHz auseinander liegen, werden zwei
verschiedene Laserquellen benötigt. Das 410 nm Licht kann mit einfachen Laserdioden
(NDHV310APC; Nichia) erzeugt werden. Hergestellt werden diese für eine Zentralwel-
lenlänge von 405 nm für die Blue-Ray-Technologie, können aber bei Nichia für 410 nm
vorselektiert bestellt werden. Diese Selektion ist nötig, weil eine Verstimmung der Emis-
sionswellenlänge der Dioden durch Heizen oder Kühlen aufgrund des niedrigen thermi-
schen Koeffizienten von 0,075 nm/K nicht praktikabel ist [24]. Die Frequenzbreite des
Laserlichts ist durch einen externen gitterstabilisierten Resonator (ECDL) in Littrow-
Anordnung [25, 26] auf unter 10 MHz reduziert [27]. Durch die Stabilisierung mithilfe des
Gitters können die Laserdioden allerdings nicht mit ihrem maximalen Strom betrieben wer-
den, da sonst die zu hohe Leistung im Resonator die Laserdiode zerstören würde. Damit
ist auch die Ausgangsleistung niedriger als im Datenblatt spezifiziert. Außerdem werden
etwa 25% der Leistung an verschiedenen optischen Elementen gestreut, weswegen hier nur
die Leistungen angegeben werden, die direkt vor dem Atomstrahl zur Verfügung stehen.

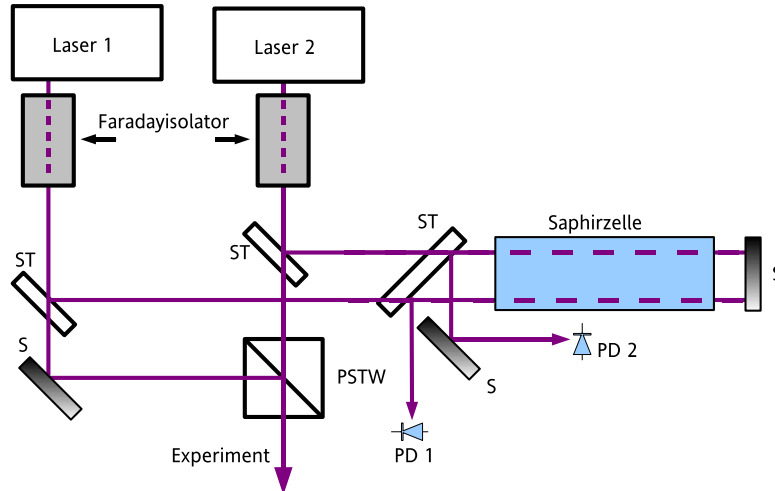


Abbildung 2.1: Aufbau des Diodenlasersystem für das 410 nm Laserlicht. Die Laserdioden sind im ECDL-Aufbau installiert. Das Licht für die Sättigungsspektroskopie wird über Strahlteiler (ST) und Spiegel (S) zur Saphirzelle geleitet. Das Absorptionsspektrum wird mit zwei Photodioden (PD 1 und PD 2) aufgenommen. Die beiden Hauptstrahlen der Laser werden auf einem polarisierenden Strahlteilerwürfel (PSTW) überlagert und zum Experiment geleitet.

Für die beiden Laser sind dies 4 mW (Laser 1) und 14 mW (Laser 2). Das Strahlprofil ist elliptisch mit Strahltaillen von 0,9 mm und 1,5 mm. Mit den in Tabelle 1.2 definierten Sättigungsintensitäten ergeben sich resonante Sättigungsparameter von $s=1,4$ bzw. $s=7,3$ für Rabi-Frequenzen von $\Omega = 0,4 \Gamma$ und $\Omega = 1,1 \Gamma$.

Für die Experimente ist es nötig, die Laser auf eine schmalbandige Resonanz zu stabilisieren, da die Frequenz der Diodenlaser sonst in einem Zeitraum von Minuten über einige zehn MHz driftet. Hierfür wird dopplerfreie Sättigungsspektroskopie verwendet [28, 29]. Der mechanische Aufbau ist in Abbildung 2.1 skizziert. Ein Teil ($200 \mu\text{W}$) des Lichts wird nach einem 30-dB Faradayisolator mit einem Glasplättchen aus dem Hauptstrahl gekoppelt und zur Spektroskopiezelle geleitet. Der Strahl läuft durch Rückreflexion mit sich selbst überlagert zweimal durch die Zelle (*pump-probe*) und seine Absorption wird anschließend mit einer Photodiode gemessen. Die Hauptstrahlen der beiden Laser werden auf einem polarisierenden Strahlteilerwürfel überlagert und zum Experiment geführt. Damit stehen die Polarisationsachsen der beiden Laserstrahlen immer senkrecht aufeinander. Da die Sättigungsspektroskopie nur ein absorptives Signal produziert, muss außerdem der Strom der Laserdiode und damit die Frequenz des Lasers moduliert werden. Der Modulationshub beträgt etwa 1 MHz bei einer Modulationsfrequenz von 14 kHz. Das Photodiodensignal wird mit einem phasenempfindlichen Verstärker demoduliert, was zu einem dispersiven Signal führt. Dieses Signal dient als Fehlersignal für die Frequenzstabilisierung des Lasers. Ein elektronischer Regelkreis mit Integral- und Proportionalanteil steuert über ein Piezoelement das Gitter des Diodenlasers und stabilisiert so die Frequenz.

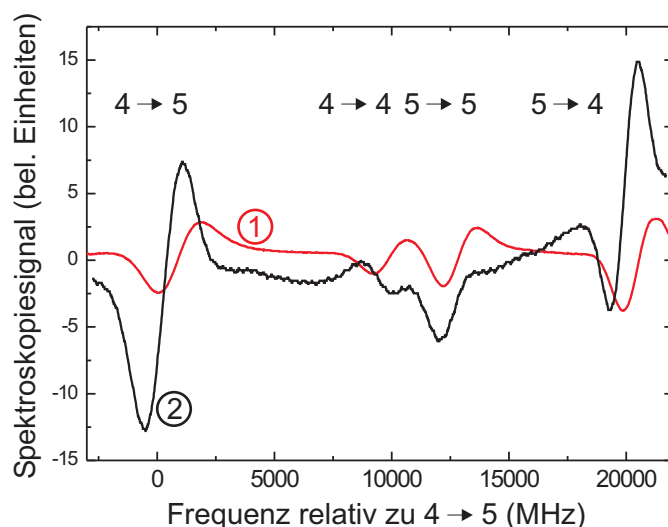


Abbildung 2.2: Spektroskopiesignale für einen Frequenzscan über alle 410-nm-Übergänge für Absorptionsspektroskopie (1) und DAVLL-Spektroskopie(2)

Bei der Auswahl der richtigen Spektroskopiezelle ist zu beachten, dass durch die flache Dampfdruckkurve von Indium für eine sinnvolle Atomdichte von 10^{10} cm^{-3} eine Temperatur von etwa 600°C nötig ist. In normalen Quarzzellen diffundiert das Indium in die Glasstruktur und es ist somit innerhalb von Stunden keine Spektroskopie mehr möglich [30]. In diesem Experiment werden daher Zellen aus Al_2O_3 (Saphir) benutzt, die in der Gruppe von D. Sarkisyan an der Armenian Academy of Science hergestellt wurden. Sie können bis zu einer Temperatur von 700°C betrieben werden. Die normale Arbeitstemperatur beträgt 630°C und ermöglicht eine Absorption von mehr als 30% [29]. Obwohl die Zellen mit einer Keramikummantelung (Insulpor; Porextherm Dämmstoffe GmbH) thermisch von der Umgebung isoliert sind, entsteht durch den hohen Temperaturgradienten an den Ein- und Austrittsöffnungen der Zellen ein Luftstrom (Konvektion), der die Qualität des Spektroskopiesignals begrenzt. Weitere Details der Zellen können aus [31] entnommen werden.

Andere Möglichkeiten für die Stabilisierung sind Polarisationspektroskopie und DAVLL (dichroic atomic vapor laser lock [32]). Der Nachteil der Polarisationspektroskopie besteht für dieses Experiment darin, dass die Rückreflexion nicht benutzt werden könnte und dadurch der Aufbau [29] zu komplex würde, um zwei Laser mit einer Spektroskopiezelle zu stabilisieren. Der Aufbau für eine DAVLL-Spektroskopie wurde getestet, allerdings ist es hier sehr schwer, ein verwertbares Signal für den $5 \rightarrow 5$ -Übergang zu erhalten (siehe Abbildung 2.2), da sich das Signal mit dem des $4 \rightarrow 4$ -Übergangs überlagert. Außerdem wäre ein zusätzlicher Referenzlaser für die Frequenzkalibrierung nötig.

Für die Anregung der Atome in der Nachweisregion des Vakuumsystems (siehe Kapitel 2.3) ist zusätzlich noch ein dritter Diodenlaser (Nachweislaser) installiert, der ebenfalls mit

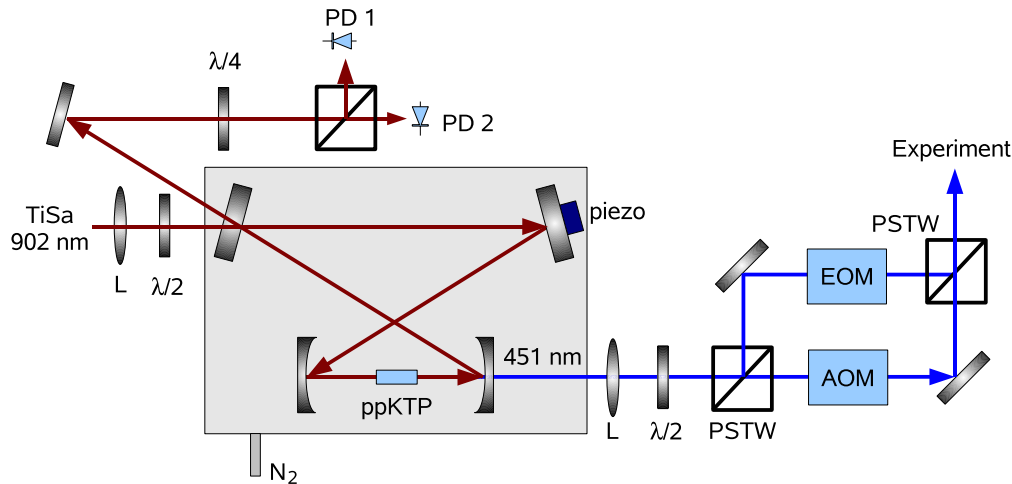


Abbildung 2.3: Schema der Frequenzverdopplung für die Erzeugung von 451 nm. Der infrarote Laserstrahl wird mit einer Linse (L) und einer $\lambda/2$ -Verzögerungsplatte modenanangepasst in den Resonator eingekoppelt. Die Polarisation der überlagerten Strahlen, bestehend aus der Reflexion am Einkoppelspiegel und dem im Resonator zirkulierenden Strahl, wird mit einem polarisierenden Strahlteilerwürfel analysiert. Das so erlangte Fehlersignal dient zur Längenstabilisierung des Resonators. Das im periodisch gepolten KTP-Kristall erzeugte Licht wird mit einem elektrooptischen (EOM) und einem akustooptischen (AOM) Modulator so frequenzmoduliert, dass die benötigten Übergänge getrieben werden können.

Sättigungsspektroskopie in einer zweiten Saphirzelle auf den 4→5-Übergang frequenzstabilisiert wird (siehe Abbildung 2.5). Dieser Laser dient auch als Pumplaser für die Zwei-Farben-Spektroskopie, die im nächsten Abschnitt beschrieben wird.

2.2 Frequenzverdopplung

Das Licht der Wellenlänge von 451 nm muss durch Frequenzverdopplung erzeugt werden, da bei dieser Wellenlänge keine Laserdioden mit ausreichender Leistung zu Verfügung stehen. Die generelle Struktur der Frequenzverdopplung ist an [33] angelehnt und detailliert in [34] erläutert. Der Aufbau ist in Abbildung 2.3 skizziert. Die Laserquelle ist ein Titan-Saphir-Laser (MBR-110; Microlase Optical Systems) mit einer Ausgangsleistung von 900 mW und einer Emissionswellenlänge von 902 nm. Die Linienbreite beträgt einige hundert kHz [31, 34]. Der Laserstrahl wird mit einer Linse und einer $\lambda/2$ -Verzögerungsplatte modenanangepasst in einen Ringresonator in *bow-tie*-Konfiguration eingekoppelt. In einem der Foki befindet sich ein temperaturstabilisierter periodisch gepolter KTP-Kristall (ppKTP; Raicol Crystals) der mit einer Effizienz $\eta = P_{451}/P_{902}^2$ von etwa 10^{-3} W^{-1} die Frequenz des eingekoppelten Lichts verdoppelt. Bei einer umlaufenden Leistung im Resonator von $P_{902} = 14 \text{ W}$ ergibt sich eine typische Ausgangsleistung P_{451} von etwa 200 mW. Die Länge des Resonators wird durch eine elektrische Regelschleife stabilisiert, deren Feh-

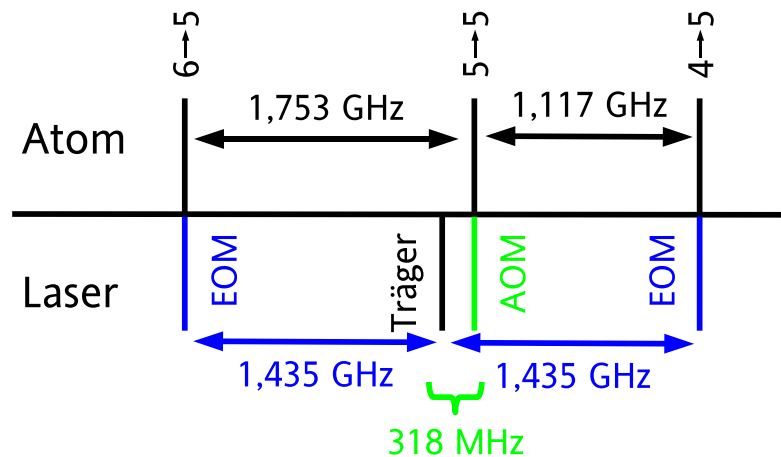


Abbildung 2.4: Schema der Frequenzen im 451 nm Strahl hinter EOM (blau) und AOM (grün) relativ zu den atomaren Niveaus.

lersignal aus einer Polarisationspektroskopie nach Hänsch und Couillaud [35] bezogen wird. Da der Wasserdampf in der umgebenden Luft bei 902 nm stark absorbiert [36], müssen die Resonatoren des Titan-Saphir-Lasers und der Frequenzverdopplung zusätzlich mit trockenem Stickstoff gespült werden, um eine Stabilisierung zu ermöglichen.

Der gerade beschriebene Aufbau ermöglicht nur die Erzeugung einer Wellenlänge bzw. einer Frequenz (Trägerfrequenz). Für die geplanten Experimente werden aber insgesamt drei verschiedene Wellenlängen benötigt. Daher wird der nach dem Resonator kollimierte Strahl bei 451 nm zunächst mit einem polarisierenden Strahlteilerwürfel (PSTW) im Verhältnis 2:1 aufgeteilt. Das Intensitätsverhältnis der beiden Strahlen kann durch eine $\lambda/2$ -Verzögerungsplatte vor dem PSTW eingestellt werden. Der Strahl mit der größeren Leistung wird durch einen elektrooptischen Modulator (4421; New Focus) geführt, wo zwei Frequenzseitenbänder erzeugt werden, die um 1,435 GHz über- bzw. unterhalb der Trägerfrequenz liegen. Der Modulator ist so eingestellt, dass die optische Leistung in den beiden Seitenbändern maximal ist. Der zweite Strahl wird durch einen akustooptischen Modulator (AA.ST.318; AA Optoelectronics) geführt, wo der Strahl an einem akustischen Gitter gebeugt wird. Der Modulator ist so eingestellt, dass 85% der eingestrahlenen Leistung in die erste Ordnung gebeugt werden, deren Frequenz gegenüber der Trägerfrequenz um 318 MHz verschoben ist. Die beiden Strahlen werden anschließend wieder auf einem PSTW überlagert und zum Experiment geleitet. Für jedes Seitenband stehen damit am Experiment typischerweise 30 mW zur Verfügung. Damit stehen, wie bei den 410 nm Laserstrahlen, die Polarisationsachsen der beiden Strahlen senkrecht aufeinander. Wird die Trägerfrequenz des Laserstrahls so eingestellt, dass sie 318 MHz unterhalb der Übergangsfrequenz von $P_{3/2} F=5 \rightarrow S_{1/2} F=5$ liegt ($\Delta_{451} = 0$ MHz), so werden mit den Frequenzen im überlagerten Strahl alle drei Übergänge bei 451 nm resonant getrieben. Die Details können Abbildung 2.4 entnommen werden. Durch die begrenzte Verstimmbarkeit von EOM und AOM von etwa ± 5 MHz bzw. ± 20 MHz können durch diesen Aufbau die relativen Fre-

quenzen der einzelnen 451 nm Strahlen praktisch nicht geändert werden. Alle weiteren Angaben zu Frequenzverstimmungen beziehen sich daher immer auf die Trägerfrequenz bei $\Delta_{451} = 0$ MHz, die durch Verstimmung des Titan-Saphir-Lasers erreicht wird. Insbesondere ist es mit diesem Aufbau nicht möglich, den $F=4 \rightarrow F=5$ - und den $F=6 \rightarrow F=5$ -Übergang getrennt voneinander anzuregen, da sich beide Frequenzen mit der gleichen Polarisation in einem Strahl befinden. Eine Trennung ist nur mit einem aufwändigen Aufbau, z. B. einem Mach-Zehnder-Interferometer [37], möglich. Die Rabi-Frequenzen für die $P_{3/2} F=4, 5, 6 \rightarrow S_{1/2} F=5$ -Übergänge sind $\Omega = 0,7\Gamma$, $\Omega = 1,2\Gamma$ und $\Omega = 1,6\Gamma$. Für die Sättigungsparameter gilt für die gleichen Übergänge $s=0,6$, $s=1,5$ und $s=3$.

Obwohl der Titan-Saphir-Laser eine sehr kleine Linienbreite von einigen hundert kHz besitzt, ändert sich die Frequenz auf einer Zeitskala von einer Stunde um einige GHz. Es ist daher nötig, diese Frequenz relativ zu einer atomaren Referenz zu überwachen und ggf. zu stabilisieren. Dafür wurden zwei Spektroskopiemethoden entwickelt, die im Folgenden vorgestellt werden. Zunächst wird die Spektroskopie mit 451 nm Licht in der Saphirzelle beschrieben.

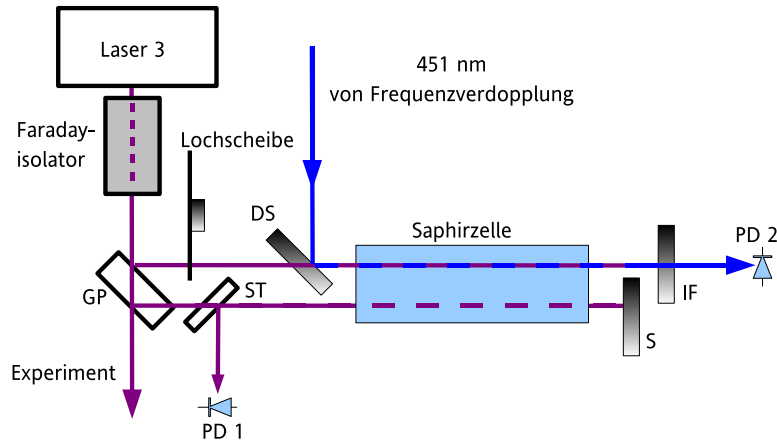


Abbildung 2.5: Aufbau der Spektroskopie des Nachweislasers und der Zwei-Farben-Spektroskopie. Die dicke Glasplatte (GP) erlaubt die Auskopplung von zwei räumlich getrennten Laserstrahlen. Die Strahlen mit $\lambda=410$ nm und $\lambda=451$ nm werden auf einem dichroitischen Spiegel (DS) überlagert und durch die Spektroskopiezelle geführt, wonach das 410 nm Licht mit einem Interferenzfilter (IF) blockiert wird und das 451 nm Licht mit einer Photodiode (PD) detektiert wird.

2.2.1 Zwei-Farben-Spektroskopie

Bei einer Temperatur von 630°C ist die Besetzung im $P_{3/2}$ -Niveau nach Formel (1.2) nur 5,5 %. Dies reicht für eine robuste und empfindliche Spektroskopie nicht aus. Eine Möglichkeit die Population zu erhöhen besteht darin, die Atome mit einem der 410 nm Strahlen zunächst optisch zu pumpen. Ist der Diodenlaser z.B. auf den $P_{1/2} F=4 \rightarrow S_{1/2} F=5$ -Übergang stabilisiert, so erhöht sich die Population im $P_{3/2}$ -Niveau auf 42 %. Mit dieser Besetzung ist es möglich, den $P_{3/2}$ -Zustand spektroskopisch aufzulösen. Der Aufbau der Spektroskopie ist in Abbildung 2.5 skizziert. Ein Teil des 410 nm Lichts ($200 \mu\text{W}$) des Nachweislasers wird amplitudenmoduliert mit dem 451 nm Licht ($80 \mu\text{W}$) überlagert. Der Strahl läuft anschließend durch die Saphirzelle und trifft dahinter auf ein Interferenzfilter, das nur Licht bei 451 nm passieren lässt. Die Leistung des 451 nm Lichts wird hinter dem Filter mit einer Photodiode gemessen. Durch die Amplitudenmodulation kann mit einem phasenempfindlichen Verstärker der dopplerverbreiterte Hintergrund des Spektroskopiesignals herausgefiltert werden. Abbildung 2.6 zeigt dieses demodulierte Signal als Funktion der Laserfrequenz. Die Hyperfeinübergänge sind jeweils klar aufgelöst und in den Abbildungen bezeichnet. In 2.6(a) regt das 451 nm Licht das Atom in den angeregten $F=4$ Zustand an und in 2.6(b) in den $F=5$ Zustand. Das 410 nm Licht ist jeweils auf den $P_{1/2} F=4 \rightarrow S_{1/2} F=5$ -Übergang stabilisiert. An den Signalen sind mehrere Punkte bemerkenswert [29]. Die Form der Signale ist nicht rein lorentzförmig mit einer Halbwertsbreite (FWHM) im Bereich der natürlichen Linienbreite, sondern kann durch die Summe einer gaußförmigen Kurve mit einer FWHM von etwa 600 MHz und einer lorentzförmigen Kurve mit einer FWHM von 170 MHz beschrieben werden. Die Breite der Gaußkurve beträgt somit etwa 40% der Dopplerbreite von 1,5 GHz. Des Weiteren ist bei der Anregung

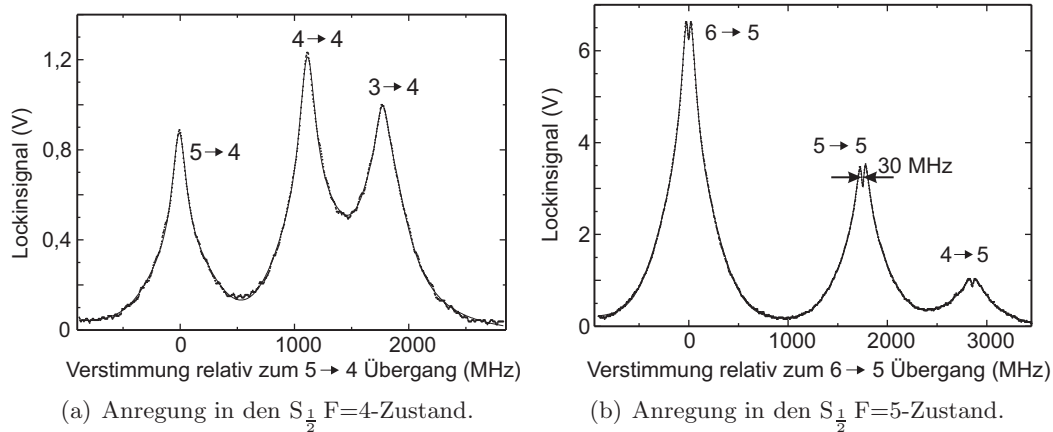


Abbildung 2.6: Zwei-Farben-Spektroskopie. Die Laserleistung ist $P_{451}=80\mu\text{W}$ und $P_{410}=200\mu\text{W}$ bei einem Strahldurchmesser von einem Millimeter. Der 410 nm Laser regt immer in das $F=5$ Niveau an.

in das gleiche Niveau ein schmaler Einbruch mit einer FWHM von 30 MHz vorhanden. Abbildung 2.7(a) zeigt die theoretische Besetzung des $P_{3/2} F=5$ Niveaus für die beiden Fälle der Anregung in den $S_{1/2} F=5$ (1) und $S_{1/2} F=4$ (2) bei gleichzeitiger Anregung mit 410 nm Licht in $S_{1/2} F=5$. Die Besetzungen sind mit dem Dichtematrixformalismus, der in Kapitel 1.1 beschrieben ist, berechnet. Beide Kurven sind lorentzförmig mit einer Halbwertsbreite von 112 MHz und 35 MHz. Der Einbruch, der durch eine kohärente Über-

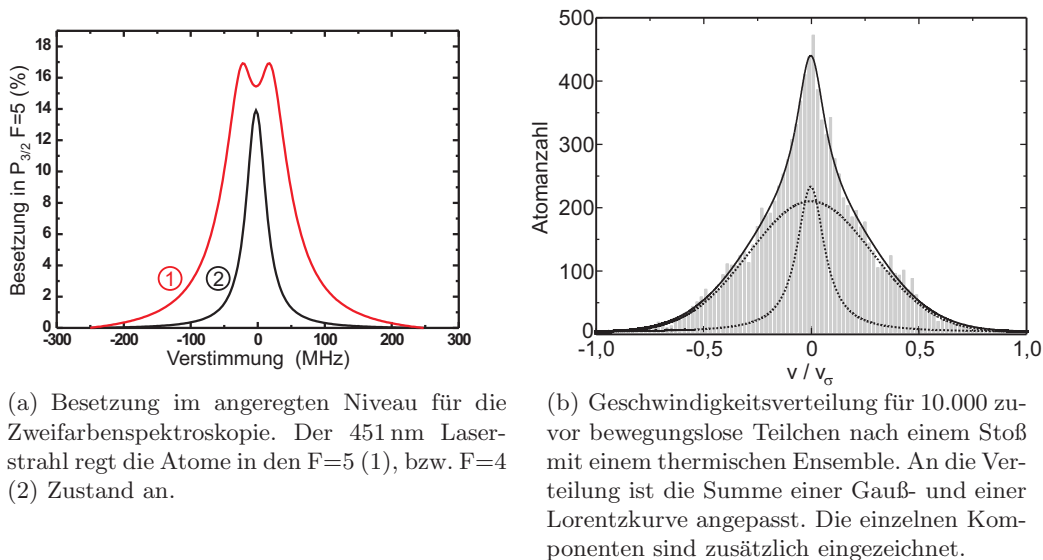


Abbildung 2.7:

lagerung der beiden Grundzustände entsteht [29], ist klar reproduziert. Allerdings sind die Halbwertsbreiten der Messung nicht wiedergegeben. Diese können durch ein klassisches Streumodell qualitativ erklärt werden. Abbildung 2.7(b) zeigt die Geschwindigkeitsverteilung eines Ensembles von 10.000 zuvor bewegungslosen Teilchen, die jeweils einen Stoß mit einem anderen thermischen Ensemble ausgeführt haben. Die neue Verteilung lässt sich gut durch eine Lorentz- und eine Gaußkurve beschreiben. Das Verhältnis der Varianz des gaußförmigen Anteils zur Varianz v_σ des thermischen Ensembles ist 0,4:1 und gibt sehr gut das Ergebnis der Messung wieder. Ein weiteres Indiz dafür, dass Stöße eine große Rolle spielen ist, dass der in Abbildung 2.6(a) aufgelöste F=3-Zustand nur durch solche Stöße überhaupt bevölkert werden kann, da Auswahlregeln einen optischen Dipolübergang aus dem durch das 410 nm Licht angeregte $S_{1/2}$ F=5-Niveau hier verbieten.

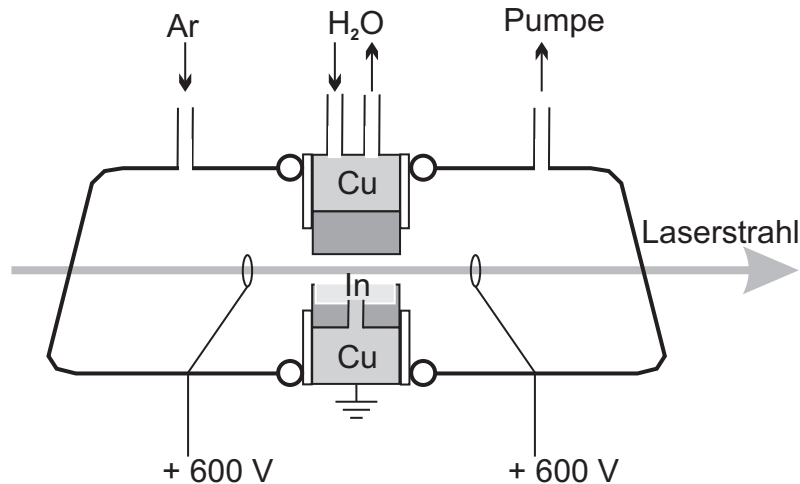


Abbildung 2.8: Skizze des Aufbaus der Hohlkathodenlampe.

2.2.2 Hohlkathodenlampe

Wie im letzten Abschnitt gezeigt wurde, ist es für die Spektroskopie mit 451 nm in der Saphirzelle vonnöten, die Atome optisch zunächst in das $P_{3/2}$ -Niveau zu pumpen, um die Besetzung zu erhöhen. Eine andere Möglichkeit wäre, die Zelle auf über 1200°C zu erhitzen, um die Besetzung zum Beispiel im F=6-Niveau auf 10% zu erhöhen. Dies ist in einer Hohlkathodenlampe möglich, in der diese Temperaturen durch eine Plasmaentladung leicht erreicht werden können. Hierbei wird aber auch die gesamte Kathode mit erhitzt. Um diese Temperatur unterhalb der Schmelztemperatur von Indium zu halten, sind kommerzielle Hohlkathodenlampen (30000-ST-In, Cathodeon) mit einem erhöhten Puffergasdruck (≈ 810 Pa) gefüllt [38] und das Indium liegt nur als InP vor, das einen Schmelzpunkt von 1608°C hat. Dies verhindert zwar, dass sich das Indium von der Kathode löst, sorgt aber weiterhin dafür, dass durch den erhöhten Druck und das mit ausgelöste Phosphor Subdopplerspektroskopie praktisch nicht möglich ist [39]. Um diese Nachteile zu umgehen, wurde eine Hohlkathodenlampe konstruiert, in der das Indium in reiner Form bei niedrigerem Druck vorliegt.

Das Design der Hohlkathodenlampe ist ähnlich dem in [40] beschriebenen. Die Lampe wurde in der Gruppe von K.A.H. Van Leeuwen in Eindhoven hergestellt und anschließend für das Indiumexperiment modifiziert. Der Aufbau ist in Abbildung 2.8 skizziert. Die Kathode besteht aus reinem Indium, das sich in einem 30 mm langen Behälter aus nicht leitender Keramik befindet. Wenn das Indium während des normalen Betriebs schmilzt, ist es dadurch örtlich gebunden. Am Boden des Behälters befindet sich ein Kupferstift, der das Indium leitend mit dem äußeren geerdeten Kupfergehäuse verbindet. Das Gehäuse hat durch eine Wasserkühlung eine Temperatur von 17°C. Die lichte Höhe oberhalb des Behälters beträgt 5 mm. Die Anode besteht aus zwei Edelstahlringen, die 5 mm entfernt zu beiden Seiten des Indiumbehälters angebracht sind. Sie befinden sich zusammen mit der Kathode zwischen zwei mit O-Ringen abgedichteten Glashalbschalen. An diesen sind auch

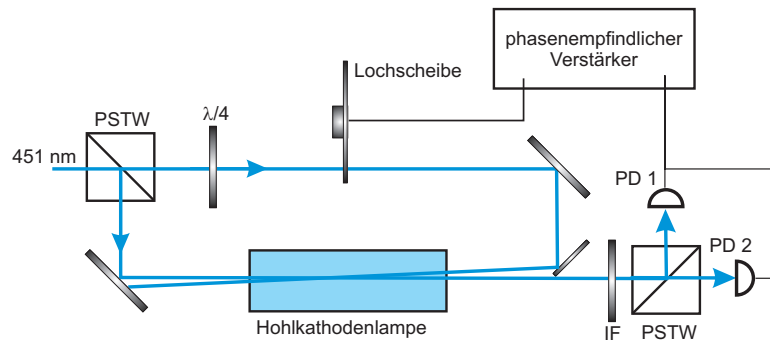


Abbildung 2.9: Aufbau der Polarisationspektroskopie in der Hohlkathodenlampe. Der einlaufende Laserstrahl wird mit einem polarisierenden Strahlteilerwürfel aufgeteilt und gegenläufig durch die Hohlkathodenlampe geführt. Der Pumpstrahl ist zirkular polarisiert und wird mit einer rotierenden Lochscheibe amplitudenmoduliert. Hinter der Hohlkathodenlampe wird die Polarisation des Nachweisstrahls mit zwei Photodioden analysiert und mit einem phasenempfindlichen Verstärker demoduliert. Ein Interferenzfilter (IF) blockiert Streulicht, das durch die Entladung entsteht.

die Gasanschlüsse und die Stromdurchführung befestigt. Innerhalb des Glasbehälters wird durch eine Drehschieberpumpe ein Vakuum von 500 Pa aufrecht gehalten. Die Zelle wird dabei mit Argon gespült, um Stöße von Indium mit Wassermolekülen zu unterdrücken, was zu einer starken Linienverbreiterung führen würde. Die Plasmaentladung zwischen Anoden und Kathode wird mit einem Mittelspannungsnetzgerät erzeugt. Der minimal benötigte Strom beträgt etwa 20 mA, wobei die stabilste Spektroskopie für 40 mA erreicht wird. Bei diesem Strom ist der elektrische Widerstand der Entladung etwa 6 k Ω .

Für die Spektroskopie wird hinter dem Strahlteilerwürfel nach EOM und AOM etwa 1 mW des 451 nm Lichts abgezweigt. [Abbildung 2.9](#) zeigt den Aufbau der Polarisationspektroskopie. Um das dopplerfreie Spektroskopiesignal vom Untergrund zu trennen, wird der Pumpstrahl amplitudenmoduliert und das Signal mit einem phasenempfindlichen Verstärker demoduliert. Zunächst werden die Temperatur und die Säulendichte der Indiumatome bestimmt, um den optimalen Arbeitsbereich zu ermitteln. Dabei ist zu beachten, dass die Atomdichte in einer Hohlkathode nicht durch den thermischen Partialdruck aus [Formel \(1.1\)](#) gegeben ist, sondern typischerweise deutlich höher liegt. Die Atome besitzen aber aufgrund ihrer Temperatur eine Maxwell-Boltzmann-Verteilung der Geschwindigkeiten.

Der Pumpstrahl wird für diese Messung geblockt und die Abschwächung des Nachweisstrahls mit einer Photodiode hinter der Hohlkathodenlampe für verschiedene Entladungsströme gemessen. Die Frequenz des Titan-Saphir-Lasers wird dabei über den 6 \rightarrow 5-Übergang verstimmt. [Abbildung 2.10](#) zeigt ein Spektrum für einen Entladungsstrom von 40 mA. Die beiden Minima entsprechen dem 6 \rightarrow 5- (links) und dem 5 \rightarrow 5-Übergang. Durch den bekannten Frequenzabstand der beiden Übergänge von 1753 MHz kann die untere Achse geeicht werden. Durch Anpassen der Summe zweier Gaußfunktionen an das Signal ergibt sich für den 6 \rightarrow 5-Übergang eine Absorption von $(95 \pm 3)\%$ und eine Halbwertsbreite von

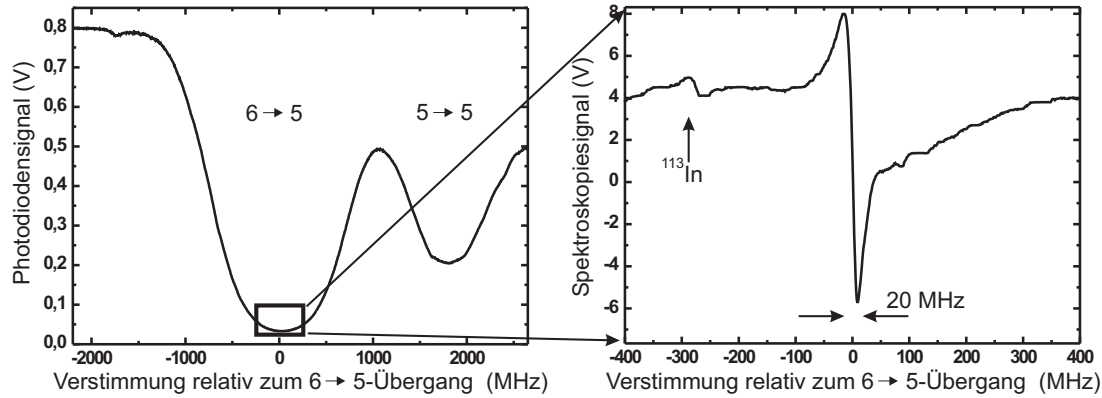


Abbildung 2.10: Transmission des Nachweislasers als Funktion der Laserfrequenz relativ zum $F=6 \rightarrow F=5$ -Übergang für Absorptionsspektroskopie (links) und Spektroskopiesignal für die Polarisationspektroskopie (rechts). Das kleine dispersive Signal bei etwa -275 MHz ist der $F=6 \rightarrow F=5$ -Übergang von ^{113}In .

$\Delta\nu = (1620 \pm 20)$ MHz. Die Breite beruht dabei hauptsächlich auf Dopplerverbreiterung, womit die Temperatur T in Kelvin durch

$$T = \frac{m \lambda^2}{8 k_B \ln 2} \Delta\nu^2 \quad (2.1)$$

bestimmt werden kann. Die Masse des Indiumatoms ist $m=115 \cdot 1,67 \cdot 10^{-27}$ kg und k_B ist die Boltzmannkonstante. Diese Temperatur kann jetzt für verschiedene Entladungsströme bestimmt werden und ist in Abbildung 2.11 aufgetragen. Der Fehler in der Temperatur beträgt hierbei 2% und ist durch die Unsicherheit der Anpassung gegeben. Offensichtlich wird schon beim minimalen Strom von 20 mA, bei dem die Entladung stabil ist, eine Temperatur erreicht, wie sie in der Saphirzelle vorherrscht. Bei höheren Strömen sättigt das Signal bei 1200°C , wobei die Fluktuationen in diesem Bereich dadurch entstehen, dass resonantes Licht vollständig absorbiert und die Anpassung der Gaußfunktionen dadurch erschwert wird.

Die Tiefe des Absorptionssignals I ergibt sich aus dem Gesetz von Lambert-Beer, womit es möglich ist, die entlang des Laserstrahls aufintegrierte Dichte (Säulendichte) n des Indiumdampfes durch

$$n = -\ln\left(\frac{I}{I_0}\right) \cdot (\sigma L)^{-1}. \quad (2.2)$$

zu bestimmen. Hierbei ist I_0 die detektierte Intensität ohne Plasmaentladung und L die Wechselwirkungslänge zwischen Laserstrahl und Indiumatomen. Der Absorptionsquerschnitt σ kann mit der gemessenen Temperatur berechnet werden [39]:

$$\sigma = \frac{\lambda^3}{8\pi^{\frac{3}{2}}} \Gamma \sqrt{\frac{M}{RT}}. \quad (2.3)$$

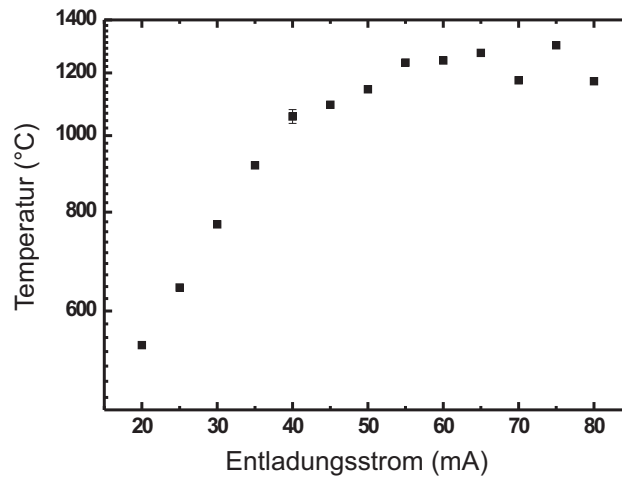


Abbildung 2.11: Temperatur des Indiumdampfs für verschiedene Entladungsströme. Die Entladung ist instabil unterhalb von 20 mA. Für 40 mA ist ein typischer Fehlerbalken angegeben.

Hierbei ist M die molare Masse und R die allgemeine Gaskonstante. Die Säulendichte für die verschiedenen Entladungsströme ist in Abbildung 2.12 gezeichnet. Die Unsicherheit beträgt hier 23%, da sowohl die Breite als auch die Tiefe der angepassten Gaußfunktionen das Ergebnis beeinflussen. Mit Abbildung 2.12 ist erkennbar, dass die Dichte in der Hohlkathodenlampe höher als in einer thermischen Dampfzelle ist. Eine Dichte bei 20 mA von $8.3 \cdot 10^{16} \text{ m}^{-2}$ entspricht einer thermischen Dampfzelle bei 1180°C .

Hiermit ist es nun möglich, dopplerfreie Polarisationspektroskopie nur mit dem 451 nm Licht durchzuführen. Dafür wird der zirkular polarisierte Pumpstrahl gegenläufig mit dem linear polarisierten Nachweisstrahl in der Zelle überlagert (siehe Abbildung 2.9). Die Amplitude des Pumpstrahl wird mit einer rotierenden Lochscheibe mit einer Frequenz von 1.4 kHz moduliert. Der Nachweisstrahl wird hinter der Hohlkathodenlampe mit einem polarisierenden Strahlteilerwürfel, der 45° zur Polarisationsachse des Nachweisstrahls gedreht ist, aufgespalten und die beiden Ausgangssignale werden mit Photodioden detektiert und voneinander subtrahiert. Ein Interferenzfilter blockt hierbei das Licht der Plasmaentladung. Das Differenzsignal wird mit einem phasenempfindlichen Verstärker demoduliert, um den dopplerverbreiterten Untergrund zu entfernen. Die zweite Abbildung in 2.10 zeigt das für Polarisationspektroskopie typische dispersive Signal. Zusätzlich gibt es noch einen gaußförmigen Untergrund mit einer Breite von (140 ± 10) MHz, der durch geschwindigkeitsändernde Stöße [41] erklärt werden kann. Die Breite des dispersiven Signals ist (20 ± 1) MHz. Das kleinere Signal, das etwa 275 MHz darunter liegt, ist der $6 \rightarrow 5$ -Übergang von ^{113}In und zeigt die Empfindlichkeit dieser Spektroskopie gegenüber der mit Saphirzellen. Das dispersive Signal der Polarisationspektroskopie lässt sich als Fehlersignal für die elektronische Stabilisierung des Titan-Saphir-Lasers benutzen, womit langsame Driften

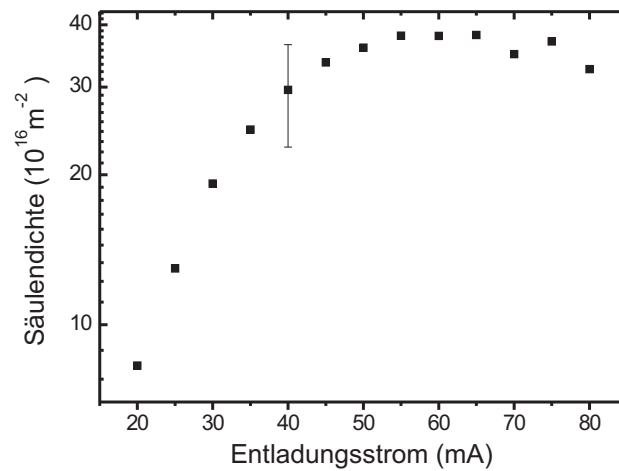


Abbildung 2.12: Säulendichte des Indiumdampfes in der Hohlkathodenlampe für verschiedene Entladungsströme. Für 40 mA ist ein typischer Fehlerbalken angegeben.

des Lasers unterdrückt werden können.

Die fünf so stabilisierten Frequenzen bei 410 nm und 451 nm werden, nachdem sie jeweils innerhalb einer Wellenlänge auf polarisierenden Strahlteilerwürfeln überlagert wurden, auf einem dichroiten Spiegel kombiniert. Hierfür wird ein Spiegel mit einer Antireflexbeschichtung für 514,5 nm (Ar^+) benutzt, der eine Transmission von 95% bei 410 nm und eine Reflexion von 98% bei 451 nm bei Einfall unter 40° besitzt. Dieser Strahl wird, nachdem er durch Linsen vergrößert oder verkleinert wurde, durch ein antireflexbeschichtetes Vakuumfenster auf den Atomstrahl gerichtet.

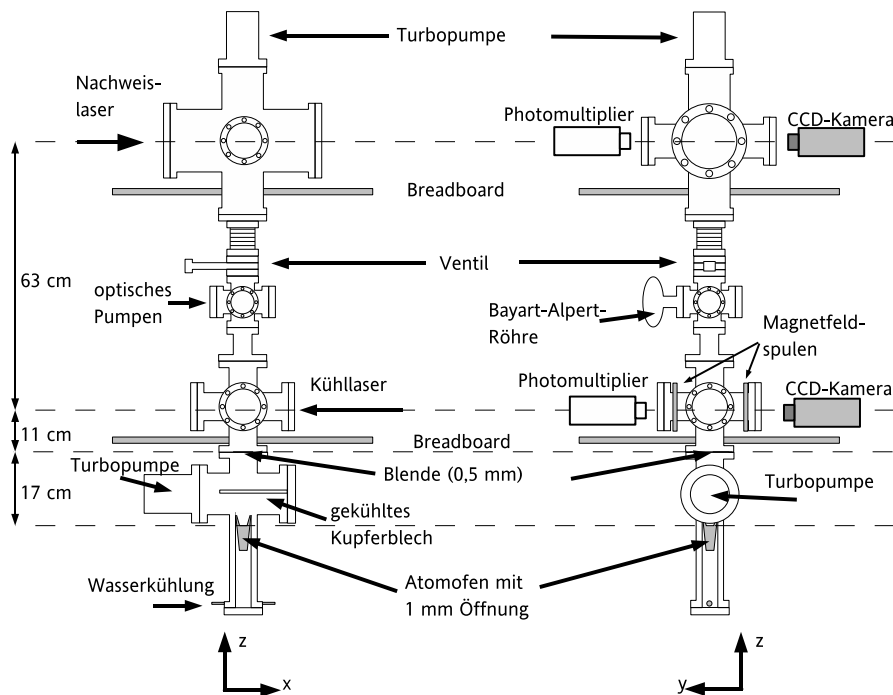


Abbildung 2.13: Aufbau des Vakuumsystems. Die rechte Abbildung entspricht der um 90° um die z -Achse gedrehten linken Abbildung. Die y - bzw. x -Achse zeigen jeweils in die Ebene hinein und sind aufgrund der gewählten Perspektive nicht eingezeichnet.

2.3 Vakuumsystem

Das Vakuumsystem (siehe Abbildung 2.13) besteht aus drei logischen Teilbereichen. Es sind der Ofenbereich, in dem der Atomstrahl erzeugt wird, die Wechselwirkungszone, in der die fünf Frequenzen eingestrahlt werden und eine Driftstrecke mit anschließender Nachweiszone, in der Form und Lage des Atomstrahls analysiert werden. Der Vakuumdruck beträgt etwa $4 \cdot 10^{-6}$ Pa und wird durch zwei Turbomolekularpumpen (Turbo-V750 und Turbo-V250, Varian) aufrecht gehalten. Dies ergibt eine Teilchenzahldichte des Restgases von $n=10^9 \text{ cm}^{-3}$. Die Indiumatome werden hauptsächlich mit den noch vorhandenen Stickstoffmolekülen streuen, wobei der Streuquerschnitt $\sigma_{\text{In-N}_2}$ nicht bekannt ist. In [42] wird der Streuquerschnitt für Cs-N₂ mit $936 \cdot 10^{-16} \text{ cm}^2$ gemessen. Die Massen von Cäsium und Indium sind in etwa gleich und der atomare Radius von Cäsium ist 1,6 Mal größer [43]. Da sich die Stoßpartner bei diesen Temperaturen wie starre Kugeln verhalten, bildet der Cs-N₂-Streuquerschnitt hier eine obere Grenze für den von In-N₂. Mit $\sigma_{\text{In-N}_2} = 10^{-13} \text{ cm}^2$ ergibt sich dann eine mittlere freie Weglänge von 7,3 m. Das bedeutet, dass der ungestreute Anteil im Atomstrahl in der Wechselwirkungszone mindestens 96% und in der Nachweiszone mehr als 88% des Ausgangswertes beträgt.

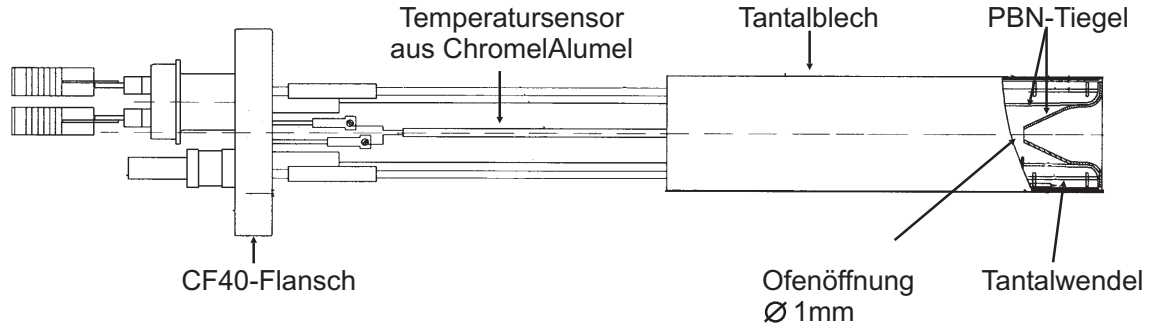


Abbildung 2.14: Effusionszelle für die Erzeugung des Indiumatomstrahls [44].

Der Atomstrahl wird mit einer kommerziellen Effusionszelle (DFC-35/25-SH; CreaTec) mit zwei Heizfilamenten erzeugt (siehe Abbildung 2.14). Das Indiumreservoir befindet sich in einem Tiegel aus pyrolytischem Bornitrid (PBN) und wird mit Tantalwendeln auf $T=1200^{\circ}\text{C}$ geheizt. Auf dem Tiegel befindet sich ein weiterer Tiegel mit einer Öffnung von 1 mm Durchmesser. Damit das Indium nicht an diesem Tiegel kondensiert, wird er mit einem zusätzlichen Heizelement auf einer höheren Temperatur als das Reservoir gehalten. Die Steuerelektronik für die Heizung der beiden Tiegel ist von der Firma CreaTec für die Molekularstrahlepitaxie entworfen worden, in der der zweite Tiegel mit der kleinen Apertur nicht verwendet wird. Das führt dazu, dass die Regelparameter für den hier vorgestellten Aufbau nicht benutzbar sind und das Indium häufig am oberen Tiegel kondensiert und die Blende verstopft. Daher ist für dieses Experiment eine neue, manuelle Elektronik eingesetzt worden. Etwa 5 cm oberhalb der Ofenöffnung befindet sich eine wassergekühlte Kupferblende, die das Vakuumsystem vor überschüssigem Indium schützt. Sie hat keinen Einfluss auf den späteren Atomstrahl. Das Kollimationsverhältnis $\kappa = 4,4 \cdot 10^{-3}$ wird durch eine zweite Blende mit einem Durchmesser von 0,5 mm in einem Abstand von 17 cm zum Ofen festgelegt. Die longitudinale Geschwindigkeitsverteilung im Atomstrahl ist durch

$$f(v_z) = \frac{v_z^3}{2\tilde{v}^4} e^{-\frac{v_z^2}{2\tilde{v}^2}} \quad (2.4)$$

mit $\tilde{v} = \sqrt{\frac{k_B T}{m}}$ gegeben [45]. Damit ergibt sich eine wahrscheinlichste longitudinale Geschwindigkeit von $v_{\text{mp}} = 560 \text{ m/s}$ für die gerade genannten Ofenparameter. Im Experiment wurde diese Geschwindigkeit mit einer Flugzeitmethode als $v_{\text{mp}}^{\text{exp}} = (532 \pm 22) \text{ m/s}$ gemessen [46]. Hiermit ergibt sich eine wahrscheinlichste maximale transversale Geschwindigkeit von $v_t = \kappa v_{\text{mp}} = 2,34 \text{ m/s}$ und eine Restdopplerbite [21] des Atomstrahls von

$$\Gamma_{\text{Strahl}} = 2 \sqrt{\ln 2} \frac{2\pi}{\lambda} v_{\text{mp}} \kappa = 2 \pi \cdot 8,6 \text{ MHz}$$

für $\lambda = 451 \text{ nm}$. Die räumliche Breite des Atomstrahls beträgt in der Wechselwirkungszone 2 mm.

Die Fluoreszenz der Atome in der Wechselwirkungszone kann mit einem Photomultiplier (H5784, Hamamatsu) und einer CCD-Kamera (SIS1-s285, ThetaSystem) detektiert werden. Beide Detektoren sind im rechten Winkel zu Atom- und Laserstrahl ausgerichtet. In

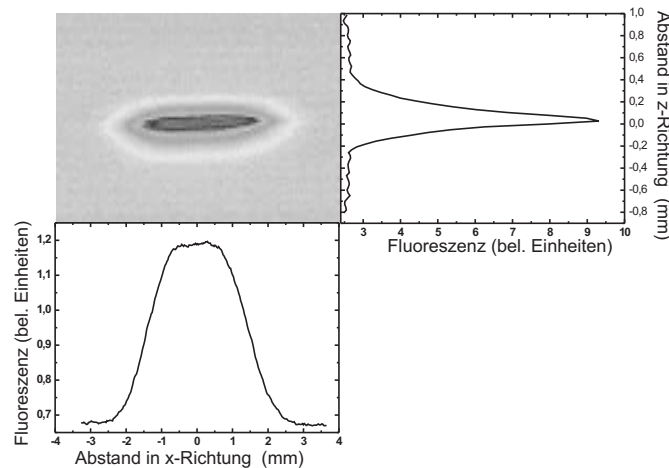


Abbildung 2.15: Fluoreszenzbild des Atomstrahls in der Nachweisregion. Für weitere Analysen kann das Bild auf die jeweiligen Achsen projiziert werden. Insbesondere die Projektion auf die untere Achse gibt Informationen über die transversale Geschwindigkeitsverteilung.

diese Richtung kann auch mit einem im Abstand von 20 cm voneinander befestigten Spulenpaar mit einem Durchmesser von 15 cm und 200 Windungen ein homogenes Magnetfeld von bis zu 12 Gauß angelegt werden.

Der gleiche Detektionsaufbau befindet sich auch in der Nachweisregion. Hier werden die Atome durch den mit einer Zylinderlinse in den Atomstrahl fokussierten Strahl des Nachweislasers ($4 \rightarrow 5$) angeregt. Die Fokussierung erfolgt entlang der Atomstrahlrichtung, um die Fluoreszenzintensität über die Sättigungsintensität zu erhöhen und so die Detektion zu erleichtern. Die Atome streuen aufgrund des Verzweungsverhältnisses des angeregten Niveaus durchschnittlich 1,32 Photonen, bevor sie in ungekoppelte Niveaus gepumpt sind. Die Fluoreszenz ist daher in der Nachweiszone proportional zur Atomstrahldichte. Die Breite des Atomstrahls in der Nachweisregion ist 7,5 mm.

Zusätzlich kann zwischen der Wechselwirkungs- und der Nachweiszone noch ein Laserstrahl, der aus Licht beider Wellenlängen besteht, zum optischen Pumpen der Atome eingestrahlt werden. Für das 451 nm Licht wird dafür ein kleiner Teil (4 mW) hinter dem letzten polarisierenden Strahlteilerwürfel mit einem Glasplättchen separiert. Für das 410 nm Licht werden mit der gleichen Methode einige hundert μW des Strahls von Laser 1 ($5 \rightarrow 5$) abgezweigt und mit dem 451 nm Strahl überlagert. Dadurch wird ein Teil der Atome in dieser Pumpzone optisch in den $P_{1/2} F=4$ -Zustand gepumpt und so das Fluoreszenzsignal vergrößert. Das Pumpen ist aufgrund der geringen Leistungen nicht vollständig.

2.3.1 Atomstrahldetektion

Abbildung 2.15 zeigt eine typische Aufnahme der oberen CCD-Kamera. Der Atomstrahl läuft in diesem Bild von unten nach oben und der Nachweislaserstrahl von links nach

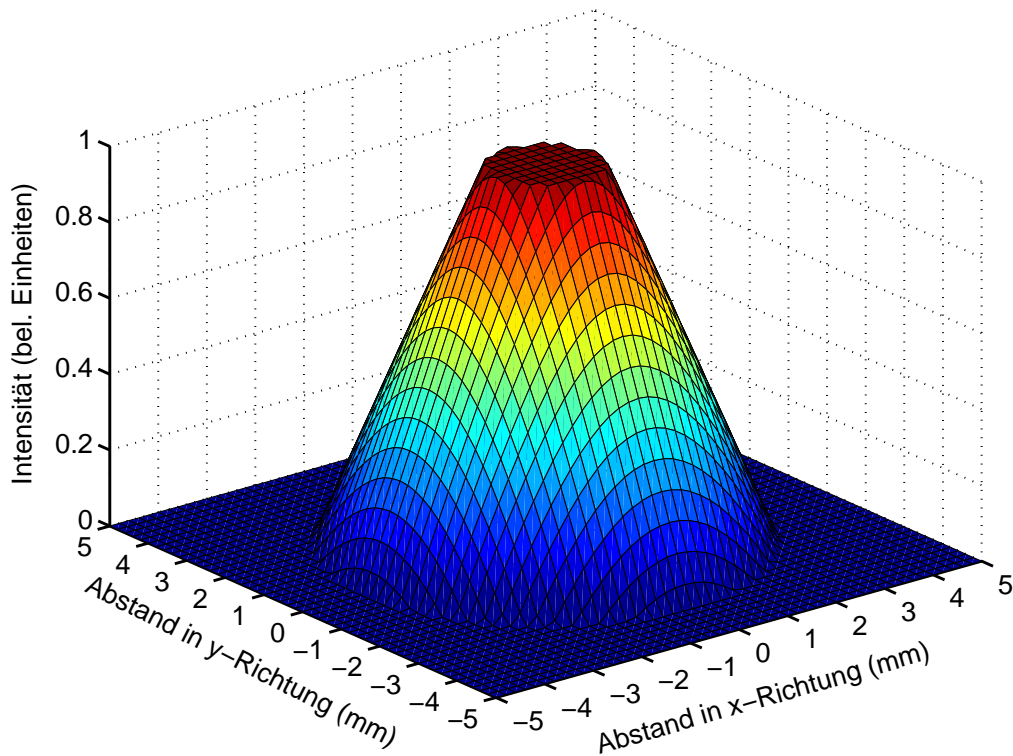


Abbildung 2.16: Atomstrahlintensität entlang der Strahlachse für zwei Lochblenden.

rechts. An der Stelle, wo beide sich treffen, ist die Fluoreszenz sichtbar. Wird das Bild auf die untere Achse projiziert, so ergibt sich die dargestellte gaußähnliche Verteilung.

In [45] wird gezeigt, dass eine Blendenanordnung wie in diesem Experiment eigentlich zu einer trapezförmigen Intensitätsverteilung führen sollte. Die gemessene Verteilung kann aber mit Abbildungen 2.16 und 2.17 erklärt werden. Durch die zwei kreisförmigen Aperturen des Aufbaus ist die Trapezform der Intensitätsverteilung symmetrisch um die Atomstrahlachse. Es ergibt sich also der in Abbildung 2.16 dargestellte Kegelstumpf. Die CCD-Kamera detektiert die Fluoreszenz entlang der y -Achse, weswegen der Kegelstumpf in dieser Richtung aufintegriert werden muss. Abbildung 2.17 zeigt das Ergebnis dieser Projektion. Da die Kamera die durch den Nachweislaser induzierte Fluoreszenz detektiert, muss für das endgültige Ergebnis diese Verteilung noch mit der gaußförmigen Frequenzverteilung des Laserstrahls und mit der transversalen Geschwindigkeitsverteilung des Atomstrahls gefaltet werden. Es ist daher zulässig, an die Projektion der Atomstrahlfluoreszenz für die weitere Analyse eine Gaußfunktion anzupassen.

Aus der Projektion können zusätzlich Informationen über die transversale Geschwindigkeitsverteilung des Atomstrahls gewonnen werden. In Kleinwinkelnäherung $\kappa \ll 1$ ist die longitudinale Geschwindigkeit v_l der Atome gleich der entlang des Atomstrahls (z -Achse).

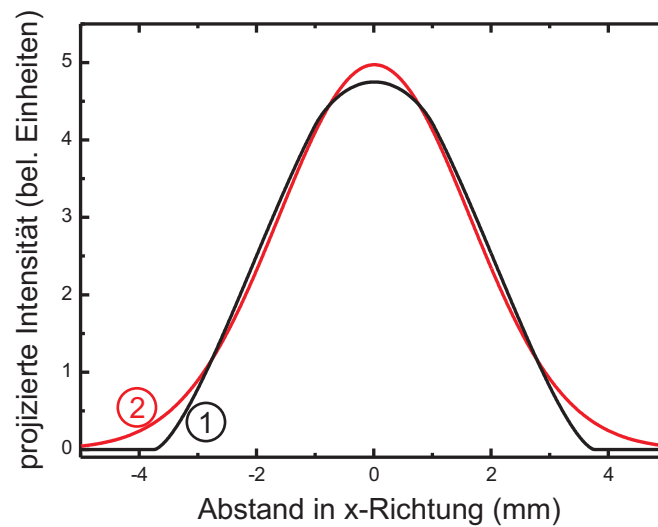


Abbildung 2.17: Integration der Verteilung von Abbildung 2.16 entlang der y-Achse (1). Bis auf zusätzliche Verbreiterungen durch Frequenz- und Geschwindigkeitsverteilungen des Laser- und Atomstrahls, beschreibt dieses Bild die Projektion auf die untere Achse in Abbildung 2.15. Zum Vergleich ist eine angepasste Gaußfunktion eingezeichnet (2).

Für eine gegebene transversale Geschwindigkeit v_t ist die wahrscheinlichste Positionsänderung Δx entlang der x-Achse nach einer Flugstrecke l gleich

$$\Delta x = \frac{v_t}{v_{\text{mp}}} l. \quad (2.5)$$

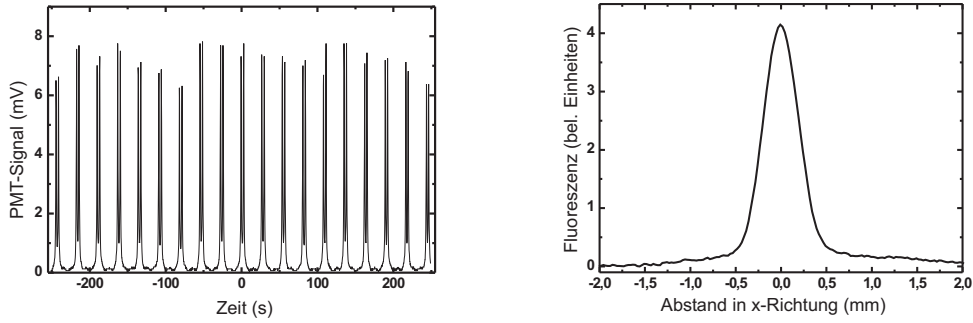
Hierbei ist v_{mp} die wahrscheinlichste longitudinale Geschwindigkeit. Der Abstand zwischen Wechselwirkungs- und Kühlzone ist für alle Experimente $l = 0,63 \text{ cm}$ (siehe Abbildung 2.13). Aus Gleichung (2.5) ergibt sich, dass sich die Atome mit hoher transversaler Geschwindigkeit im äußeren Bereich des Atomstrahls befinden. Außerdem ist hiermit das Plateau des Kegelstumpfes in Abbildung 2.16 ersichtlich. In dieser zentralen Region, deren Durchmesser gerade dem der letzten Blende entspricht, befinden sich die Atome mit verschwindender transversaler Geschwindigkeit. In dieser Region gibt es aber auch Atome, die noch eine kleine endliche Geschwindigkeit besitzen. Dies wird besonders in Kapitel 4.4 wichtig.

3 Ablagerung von Indium auf Oberflächen

Für die angestrebten Versuche zur atomaren Nanostrukturierung mit Indium ist es wichtig, die Eigenschaften von Indium auf verschiedenen Substratoberflächen zu untersuchen. Insbesondere von Gallium ist bekannt, dass Atome der dritten Hauptgruppe bei Zimmertemperatur zu Tröpfchenbildung auf Oberflächen neigen [47]. Auch bei Indium sind solche starken Diffusionsbewegungen bei Zimmertemperatur schon beobachtet worden [48], wo sich das Indium entlang der Kristallebenen von Cu(001) sammelt. Beträge die Größe der Ansammlungen mehr als 200 nm, also gerade die Größe der Strukturen, die mit diesem Experiment erzeugt werden sollen, so könnten diese nicht mehr aufgelöst werden. Der Durchmesser der Tropfen hängt auch von der Menge des abgeschiedenen Indiums ab. Um die optimale Depositionszeit zu bestimmen, wird der atomare Indiumfluss des Atomstrahls durch die Messung der Fluoreszenz bestimmt. Danach wird das Verhalten von Indium bei der direkten Deposition auf verschiedenen Substraten untersucht. Um Experimente zur atomaren Nanostrukturierung mit Indium zu vereinfachen, wird auch die indirekte Deposition auf einem Resistmaterial untersucht.

3.1 Deposition auf verschiedene Substrate

Zur Bestimmung der Flussdichte im Indiumatomstrahl wird die Fluoreszenz am Atomstrahl in der Wechselwirkungszone mit einem Photomultiplier (H5784; Hamamatsu) gemessen. Die Empfindlichkeit des Detektors im Bereich von 400 nm bis 500 nm beträgt $(6,55 \pm 0,32) \cdot 10^{-8}$ mW/mV. Die Atome werden mit einem Laser angeregt, dessen Frequenz über den $P_{1/2}F=4 \rightarrow S_{1/2}F=5$ Übergang gescannt wird. Ein resonanter Laser hätte den Nachteil, dass Frequenzschwankungen des Lasers nur schwer von Flussschwankungen des Atomstrahls zu unterscheiden wären. Da alle anderen Grundzustände nicht an das Lichtfeld koppeln, werden pro Atom durchschnittlich $n_\gamma = 1,32$ Photonen gestreut. Dabei werden nur die Atome beeinflusst, die sich schon in $F=4$ befinden. Für die Ofentemperatur von 1200°C sind das $\alpha = 36,9\%$ aller Atome. Um das Signal-zu-Rauschen-Verhältnis zu erhöhen, wird das Streulicht bei 410 nm durch ein Kantenfilter blockiert und somit nur die Emission von 451 nm Licht detektiert, die mit einer Linse auf den Detektor fokussiert wird. Die Transmission des Filters bei 451 nm beträgt $T_{451} = (59,8 \pm 0,1)\%$. Der Photomultiplier detektiert hierbei das Licht aus einem effektiven Raumwinkel von $\Omega = (0,47 \pm 0,05)^\circ$ von 4π . Eine ausführliche Beschreibung der Messung des Raumwinkels findet sich in [46]. Da die Belichtung der Substrate über einen längeren Zeitraum stattfindet, wird die Flussdich-



(a) Langzeitmessung der Flussdichte im Atomstrahl. Die Resonanzen entsprechen dem $P_{1/2} F=4 \rightarrow S_{1/2} F=5$ Übergang

(b) Aufintegriertes CCD-Kamerabild der Atomstrahlfluoreszenz in der Wechselwirkungszone.

Abbildung 3.1:

te aus der Mittelung des detektierten Signals über 500 s bestimmt. In der Messung (siehe Abbildung 3.1(a)) sind klar die Resonanzen des $F=4 \rightarrow F=5$ -Übergangs zu erkennen. Die Schwankung der Signalhöhe um fast 10% ist auf Flussschwankungen im Atomstrahl und damit auf den Atomofen zurückzuführen. Die mittlere Signalhöhe ist $(7,19 \pm 0,46)$ mV, was einer Leistung von $P_{\text{PMT}} = (4,7 \pm 0,4) \cdot 10^{-7}$ mW entspricht. Mit dem Verzweigungsverhältnis $B = 3/5$ des angeregten Zustands ergibt sich eine gesamte emittierte Leistung von

$$P_{\text{voll}} = \frac{P_{\text{PMT}}}{\Omega \cdot B \cdot \alpha \cdot T_{451}} = (7,6 \pm 0,9) \cdot 10^{-3} \text{ mW}.$$

Die Leistung, die ein einzelnes Atom während des Durchflugs durch den Laserstrahl ausstrahlt, ist

$$P_{\text{at}} = \frac{hc}{\lambda} \cdot \frac{n_{\gamma}}{t} = 5,7 \cdot 10^{-16} \frac{\text{mW}}{\text{s}} \cdot t^{-1}.$$

Die gesamte Flussdichte Φ ergibt sich aus der Anzahl der Photonen $N_{\gamma} = P_{\text{voll}}/P_{\text{at}}$, der Durchflugszeit t und der Querschnittsfläche $A = \pi r_{\text{as}}^2$ des Atomstrahls. Aus dem mit der CCD-Kamera aufgenommenen Bild (siehe Abbildung 3.1(b)) kann ein Atomstrahlradius von $r_{\text{as}} \approx (0,7 \pm 0,1)$ mm abgelesen werden, wobei der theoretische Radius aufgrund der Geometrie der Blenden bei 0,75 mm liegt. Hieraus ergibt sich eine Flussdichte von

$$\Phi = \frac{N_{\gamma}}{A \cdot t} = (8,1 \pm 2,0) \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}.$$

Die Beschichtung soll allerdings in der Nachweiszone stattfinden, wo der Atomstrahl ohne Kollimation durch transversale Laserkühlung deutlich breiter geworden und dadurch die

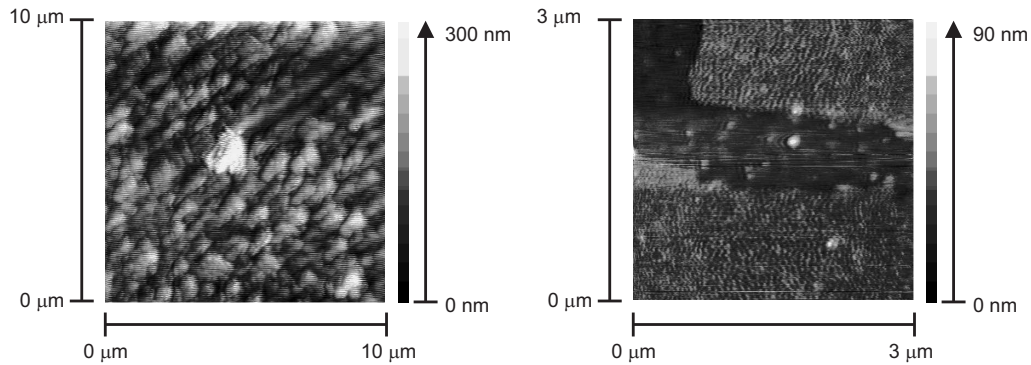


Abbildung 3.2: Aufnahmen mit dem Rasterkraftmikroskop von Indium auf einem Silizium- (links) und einem Gallium-Arsenid-Substrat.

Flussdichte um mehr als eine Größenordnung kleiner ist. Außerdem soll die deponierte Schicht einige 10 nm dick sein, um eine gute Auflösung der geschriebenen Strukturen mit einem Rasterkraftmikroskop (AFM) zu erzielen. Daher ist mit einer Depositionszeit von über einer Stunde zu rechnen. Abbildung 3.2 zeigt Aufnahmen mit einem Rasterkraftmikroskop im Nicht-Kontakt-Modus von Indium, das auf Silizium (111) und Gallium-Arsenid (100) abgelagert ist. Die Depositionszeit beträgt vier Stunden. Es ist deutlich zu erkennen, dass das Indium wie erwartet Tropfen formt, wobei die Größe $\varnothing_{\text{Tropfen}}$ vom Substratmaterial abhängt. Bei Silizium sind es etwa $\varnothing_{\text{Tropfen}}=500\text{ nm}$ und bei GaAs weniger als 30 nm. Damit ist es mit diesem Aufbau nicht möglich, auf dem Siliziumsubstrat einen durch eine Stehwelle modulierten Indiumatomstrahl strukturiert abzuscheiden. Bei dem Gallium-Arsenid-Substrat scheint dies hingegen möglich zu sein. Eine Möglichkeit zur Verkleinerung der Tropfen ist die Abkühlung des Substrates, um so die Diffusion zu unterdrücken [49]. Eine andere Möglichkeit ist, Kohlenwasserstoffe als Verunreinigungen auf das Substrat zu bringen, die die Diffusionsbewegungen von Indium behindern [50]. Die Optimierung muss allerdings an den abgelagerten Strukturen selbst geschehen und ist daher noch nicht durchgeführt worden.

3.2 Selbstanordnende Monolagen

Nicht nur die Tröpfchenbildung, sondern auch die Depositionszeit von einigen Stunden erschwert die Untersuchung der aus einem gekühlten Indiumatomstrahl durch eine Lichtmaske abgelagerten Atome. Alle experimentellen Parameter müssten über diesen Zeitraum konstant gehalten werden. Eine Möglichkeit, die lange Depositionszeit zu verkürzen, ist, neben der angestrebten transversalen Laserkühlung des Atomstrahls, die Benutzung von Atomlithographie. Dabei werden die Atome nicht direkt auf das Substrat abgeschieden, sondern zerstören ein auf einer Goldoberfläche aufgebrachtes Resistmaterial. Die dadurch ungeschützten Stellen können durch Nassätzen mit einer alkalischen Goldätzlösung [51] entfernt werden und ein Negativ der aufgebrachten atomaren Dichteverteilung bleibt zurück. Als Resist werden Alkanethiole oder Organosilikate verwendet, die auf dem Substrat eine

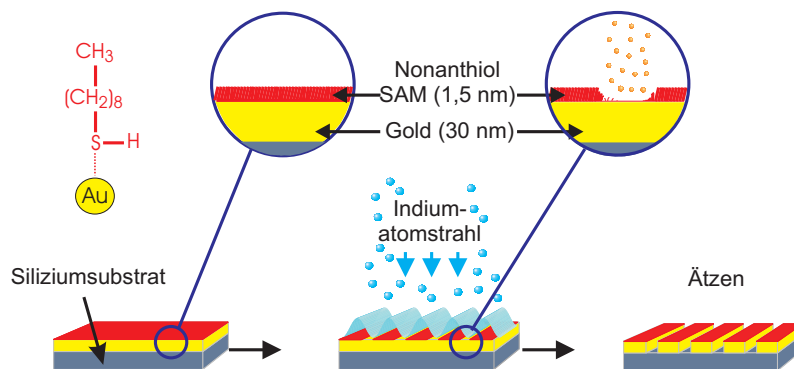
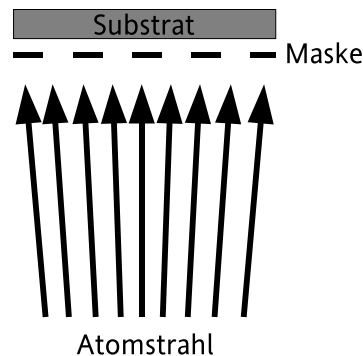


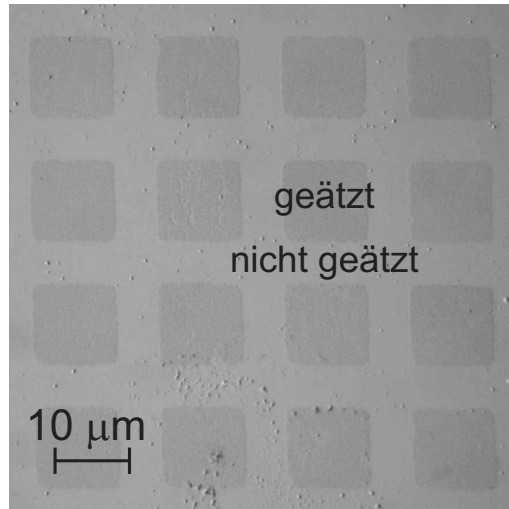
Abbildung 3.3: Aufbau (links) des Substrats mit selbstanordnender organischer Monolage, Prinzip der Belichtung (Mitte) und Entwicklung (rechts).

gleichförmige Monolage bilden (SAM, *self assembling monolayer*). Die auftretende chemische Wechselwirkung der abgeschiedenen Atome mit dem Resistmaterial ist bisher noch nicht vollständig geklärt. Die ersten Experimente mit SAM benutzten neutrale Argonatome, die sich in einem angeregten metastabilen Zustand befinden. Die hohe innere Energie wird bei der Deposition auf die SAM-Moleküle transferiert und kann so die Verbindung zerstören [52]. Es ist allerdings auch möglich, Atome, wie Rubidium [53] und Cäsium ([54], [55]), die sich im Grundzustand befinden, zu benutzen. Da die Atome dann keine signifikante innere Energie besitzen, wird angenommen, dass sie durch die SAM-Schicht diffundieren und die Schwefel-Gold-Bindung zerstören [56]. Es ist aus dieser Theorie aber nicht sofort ersichtlich, ob diese Methode auch für Indiumatome funktioniert. Der Aufbau des Substrates ist in Abbildung 3.3 skizziert. Auf einen Siliziumwafer ist eine 1,5 nm dicke Chromschicht aufgedampft, die zur besseren Haftung der darüber liegenden 30 nm dicken Goldschicht dient. Als Resistmaterial wird Nonanthiol ($\text{CH}_3(\text{CH}_2)_8\text{SH}$) benutzt. Einzelheiten zur Präparation der Substrate und Herstellung der benutzten Chemikalien können [46] und [57] entnommen werden.

Das Substrat wird so in einen Halter eingespannt, dass sich ein Nickelnetz mit einer Periodenlänge von $16,9 \mu\text{m}$ und einer Stegbreite von $7 \mu\text{m}$ etwa 2 mm oberhalb des Substrates befindet (siehe Abbildung 3.4(a)). Der Halter wird für 45 min in den Atomstrahl, der zuerst das Netz passiert und dann auf das Substrat trifft, gebracht. Anschließend wird das Substrat in einer Ätzlösung (1 Mol KOH, 0.1 Mol $\text{K}_2\text{S}_2\text{O}_3$, 0.01 Mol $\text{K}_3\text{Fe}(\text{CN})_6$ und 0.001 Mol $\text{K}_4\text{Fe}(\text{CN})_6$ in aqua dest.) für 10 min entwickelt. Abbildung 3.4(b) zeigt eine Mikroskopaufnahme des Substrates. Die Struktur des Netzes ist klar übertragen worden, wobei Abweichungen von einigen μm der gemessenen Stegbreiten durch die vorhandene Divergenz des Atomstrahls erklärt werden können. In Abbildung 3.5 ist die gleiche Struktur mit einem Rasterkraftmikroskop vergrößert dargestellt. Die nicht zerstörte Goldschicht ist als hellerer Bereich rechts und oben zu erkennen. Die über das gesamte Bild laufenden Streifen sind durch eine schlecht geerdete Cantileverspitze des Mikroskops zu erklären. Auf dem zerstörten Teil sind weiterhin runde Flecken zu erkennen. Dies liegt in der Tropfenbildung von Indium begründet. An den Stellen mit dadurch entstandener höherer Indiumdichte



(a) Skizze des Aufbaus für die Atomlithographie mit einer materiellen Maske.



(b) Mikroskopbild der erzeugten Struktur nach dem Ätzen.

Abbildung 3.4:

ist das Gold stärker geätzt als an benachbarten Orten. Außerdem kann aus der Übergangszone eine erste Abschätzung der Kantenschärfe ermittelt werden. Der rechte Teil von Abbildung 3.5 zeigt das über das im linken Teil eingezeichnete Rechteck gemittelte Höhenprofil der Aufnahme. Die erhöhten Bereiche entsprechen der unzerstörten Goldstruktur. Die Kantenschärfe wird hier als der Weg definiert, auf dem die Höhe von 90% auf 10% abgefallen ist. Sie beträgt (78 ± 12) nm und ist hauptsächlich durch die Restrauigkeit der Goldoberfläche und der Länge der SAM-Alkylketten [58] bestimmt. Die Abhängigkeit der Zerstörung des SAM von der aufgetragenen Indiummenge ist auch bei den anderen atomaren Spezies bekannt und kann durch eine Mindestdosis beschrieben werden [55]. Sie liegt für Cäsium bei 3 [55], für Barium bei 2 [59] und für Gallium bei 3 [60] atomaren Monolagen.

Um die minimale Indiumdosis zu bestimmen, muss der Grad der Zerstörung des SAM-Resists als Funktion der abgelagerten Indiummonolagen bestimmt werden. Da die Flussdichte des Atomstrahls entlang der x-Richtung nicht homogen ist, kann diese gaußförmige Verteilung (siehe Abbildung 3.1(b)) benutzt werden, um dieses Experiment mit nur einer Messung durchzuführen. Die Fläche der Verteilung entspricht gerade der über die Belichtungszeit der CCD-Kamera summierten gemessenen gesamten Flussdichte. Damit kann die Fluoreszenzverteilung auf eine Flussdichteverteilung umgerechnet werden und es ergibt sich ein Verlauf der lokalen Flussdichte wie er in Abbildung 3.6(a) zu sehen ist. Die maximale lokale Flussdichte beträgt $9,2 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$, was einer effektiven Ofentemperatur von $T = 1010^\circ \text{C}$ entspricht. Eingestellt war eine Temperatur von $T = 1100^\circ \text{C}$. Das Indium wird für die Messung ohne vorgelagerte Maske direkt auf das präparierte Substrat für 35 min abgeschieden.

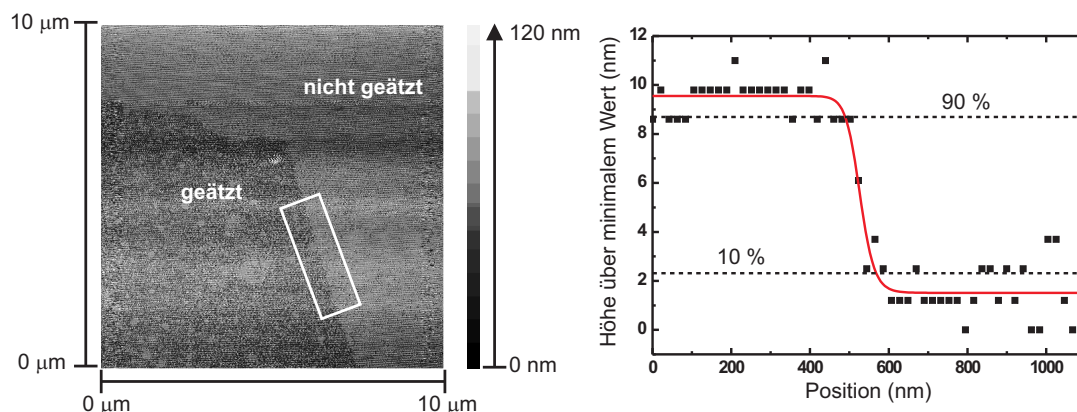
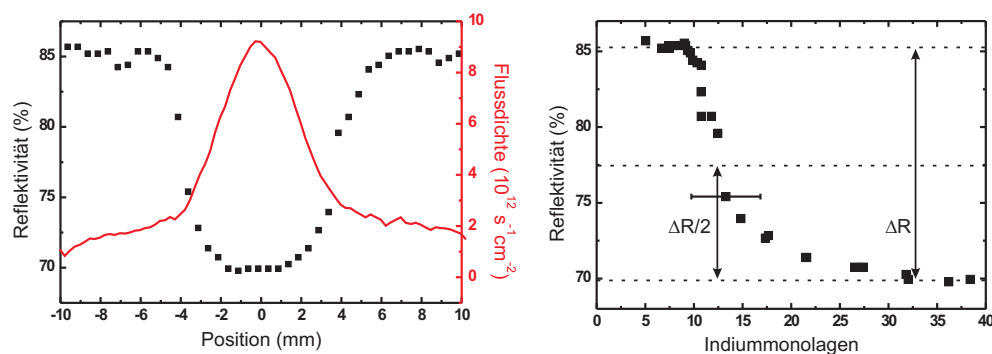


Abbildung 3.5: Aufnahme der Struktur aus Abbildung 3.4(b) mit einem Rasterkraftmikroskop (links). Das rechte Bild zeigt das über die markierte Fläche gemittelte Höhenprofil.

Nach der Beschichtung durchläuft das Substrat den normalen Ätzprozess, wobei es wichtig ist, dass nur der Bereich um die maximale lokale Flussdichte maximal geätzt wird. Der Grad der Zerstörung kann dann durch die Messung der Reflektivität der Oberfläche mit einem Laser bestimmt werden [55]. Deren Verlauf ist ebenfalls in Abbildung 3.6(a) aufgetragen. Die äußeren Bereiche mit 86% Reflektivität sind dabei durch die Atome nicht beschädigt worden. Nach einer Übergangszone ist die Reflektivität dann minimal. Hier ist kein Gold mehr übrig und es wird nur noch die geringe Reflexion der Chrombeschichtung gemessen. Zur weiteren Analyse wird die Reflektivität gegen den gemessenen loka-



(a) Lokale Flussdichte (durchgezogene Linie) und Reflektivität des Substrats

(b) Reflektivität des geätzten Substrats als Funktion der Indiummonolagen [60]. Der Fehlerbalken gibt den typischen Fehler der Messung wieder.

Abbildung 3.6:

len Flussdichteverlauf aufgetragen (siehe Abbildung 3.6(b)). Dabei ist die Flussdichte auf die Oberflächendichte einer SAM-Schicht von $4,6 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-2}$ für eine Belichtungszeit von 35 min umgerechnet worden und gibt somit die Anzahl der beschichteten Monolagen an. Die minimale Dosis ist durch den Punkt bestimmt, an dem die Änderung der Reflektivität ΔR 50% des Wertes für große Dosen erreicht. Für die hier gezeigte Messung sind dies $\Delta R/2 = (12 \pm 3)$ Monolagen [60], was einer Depositionszeit von 5 min entspricht. Sie ist also deutlich geringer als die für die direkte Deposition benötigte Zeit.

Die Wechselwirkung von Indium mit verschiedenen Oberflächen lässt es somit zu, einen strukturierten Indiumatomstrahl auf ein Substratmaterial abzulagern. Die sehr lange Depositionszeit für die direkte Ablagerung kann mit einem lasergekühlten Atomstrahl, der zusätzlich zur Kollimation noch eine Flussdichteerhöhung zur Folge hat, deutlich verringert werden. Die dafür benötigte Laserkühlung von Indium wird im nächsten Kapitel untersucht.

4 Lichtkräfte auf den Indiumatomstrahl

Im letzten Kapitel wurde gezeigt, dass der unkollimierte Atomstrahl für die direkte Deposition von Nanostrukturen eine zu geringe Flussdichte und eine zu hohe Divergenz aufweist. Daher muss die Phasenraumdicke des Strahls erhöht werden, was nur durch Laserkühlung erzielt werden kann.

Für die Laserkühlung ist es notwendig, möglichst viele Photonen zu streuen. Dafür soll zunächst die Anzahl der gestreuten Photonen pro Indiumatom bestimmt und anschließend die Kräfte einer laufenden resonanten Lichtwelle auf den Indiumatomstrahl untersucht werden. Eine wichtige Rolle spielen die bisher noch nicht beachteten Zeemanniveaus. Im letzten Teil dieses Kapitels wird die Laserkühlung des Indiumatomstrahls vorgestellt.

4.1 Optisches Pumpen und gestreute Photonen

Zunächst wird die Fluoreszenz der Indiumatome im Atomstrahl untersucht und mit den theoretischen Erwartungen verglichen. Dafür werden die beiden auf einem dichroitischen Spiegel überlagerten Laserstrahlen direkt durch den Atomstrahl geführt und die Fluoreszenz mit einem Photomultiplier detektiert (siehe Abbildung 4.1). Abbildung 4.2 zeigt die für

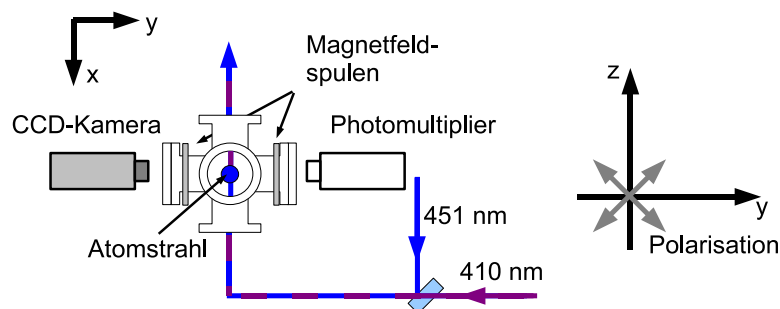


Abbildung 4.1: Schematischer Aufbau für die Messung der Fluoreszenz am Atomstrahl. Die beiden Laserstrahlen werden auf einem dichroitischen Spiegel überlagert und zum Atomstrahl geführt, der in dieser Ansicht aus der Ebene kommt (z -Achse). Die Polarisation ist linear mit einer Polarisationsrichtung, die unter 45° zur x - y -Ebene steht.

dieses Experiment erwartete, mit Gleichung (1.13) berechnete Signalform. Die Rechnung

wurde für resonantes 410 nm Licht und die um jeweils den gleichen Betrag simultan verstimmt drei Frequenzen bei 451 nm durchgeführt. Die theoretische Kurve hat eine Halbwertsbreite von 117 MHz, die durch Sättigungsverbreiterung hervorgerufen wird. Die Frequenzbreite des Atomstrahls und der Laser sind hier nicht berücksichtigt worden.

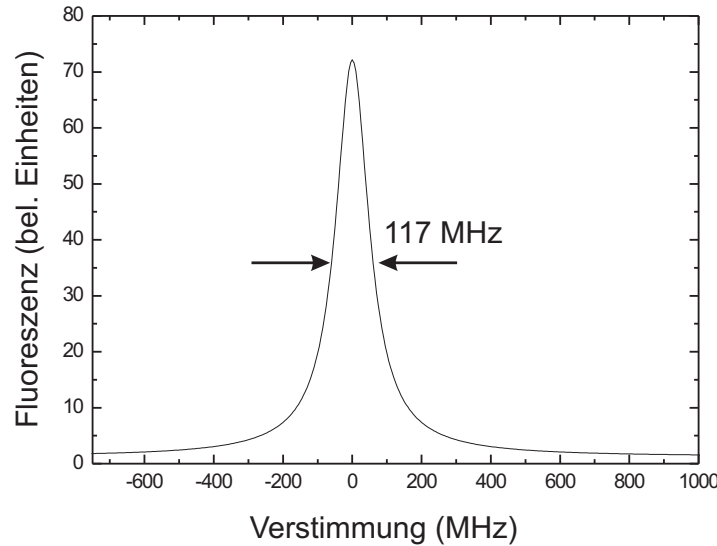


Abbildung 4.2: Theoretische Signalform für den Frequenzscan des 451 nm Lichts über die $F=4, 5, 6 \rightarrow F=5$ Resonanz und resonantem 410 nm Licht. Die Rechnung erfolgte mit Gleichung (1.13).

Das Ergebnis der Messung am Atomstrahl ist für resonante Sättigungsparameter von $s=(3,6|1,3||0,4|1|1,9)$ für $(4|5||4|5|6) \rightarrow 5$ für 410 nm bzw. 451 nm in Abbildung 4.3 gezeigt. Die Polarisation ist linear mit einer Polarisationsrichtung, die unter 45° zur x-y-Ebene steht. Im oberen Teil wurde, genau wie in der Rechnung, die Frequenz des 410 nm Lichts auf Resonanz gehalten und der Titan-Saphir-Laser so verstimmt, dass die einzelnen Teilstrahlen bei 451 nm über ihre jeweilige Resonanz scannen. Die Signalform unterscheidet sich deutlich vom theoretischen Ergebnis. Einerseits gibt es 318 MHz oberhalb des Hauptmaximums eine zusätzliche Resonanz. Diese entsteht durch den 451 nm Teilstrahl, der als unverschobene Trägerwelle aus dem EOM kommt und bei dieser Frequenz resonant mit dem $5 \rightarrow 5$ -Übergang ist (siehe Abbildung 2.4). Andererseits ist die Abweichung des Hauptmaximums sehr markant, in dessen Mitte sich ein etwa 14 MHz breiter Einbruch befindet. Diese Signalform ist auch sichtbar, wenn das 451 nm Licht durch den ausgeschalteten EOM läuft und somit nur einen Übergang treiben kann. Die Ursache ist zum einen die Entstehung eines Dunkelzustands wie bei der Zwei-Farben-Spektroskopie und zum anderen durch die hohe Laserleistung optisches Pumpen in nicht koppelnde Niveaus. In [61] wurde ein ähnlicher Aufbau für Natrium untersucht und das optische Pumpen in nicht koppelnde Niveaus als Hauptgrund für die verringerte Fluoreszenz genannt .

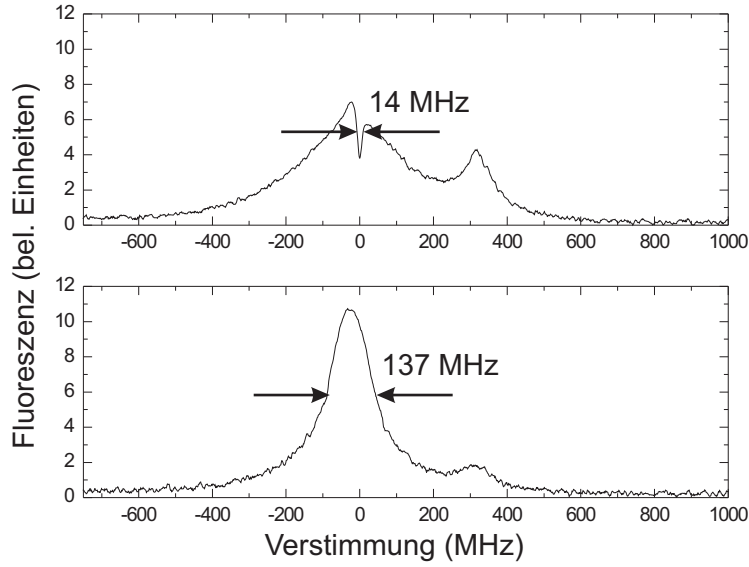


Abbildung 4.3: Fluoreszenzspektrum für Frequenzscan des 451 nm Lichts über die $F=4, 5, 6 \rightarrow F=5$ Resonanz und resonantem 410 nm Licht. Im unteren Teil wurde zusätzlich ein schwaches Magnetfeld rechtwinklig zur Ausbreitungsrichtung von Laser- und Atomstrahl angelegt.

Der untere Teil von [Abbildung 4.3](#) zeigt die gleiche Messung wie der obere Teil, nur wurde hier noch zusätzlich ein Magnetfeld von einigen Gauß rechtwinklig zur Ausbreitungsrichtung von Laser- und Atomstrahl angelegt. Durch das Magnetfeld gleicht das Signal nun dem theoretisch berechneten. Die Halbwertsbreite von 137 MHz liegt etwas oberhalb der zuvor berechneten, kann aber durch die Breite des Atomstrahls, Sättigungsverbreiterung und die Linienbreite der Laser erklärt werden. Die ungekoppelten Niveaus wären demnach m_F -Zustände. Im Fall linearer Polarisation also $|P_{1/2}, F=5, m_F=0\rangle$, $|P_{3/2}, F=5, m_F=0\rangle$ und $|P_{3/2}, F=6, m_F=\pm 6\rangle$. Wie aus den Tabellen im Anhang [A.2](#) entnommen werden kann, ist die Wahrscheinlichkeit, dass ein angeregtes Atom in eines dieser Niveaus zerfällt, 9%. Damit ergibt sich eine durchschnittliche Anzahl von gestreuten Photonen pro Atom von etwa 11. Der theoretisch erwartete Wert n_{ph} ohne offene Kanäle kann mit der Besetzung N_6 im angeregten Niveau aus Gleichung [\(1.15\)](#) berechnet werden [\[62\]](#). Die Wechselwirkungszeit τ der Laser mit dem Lichtfeld ist $\tau = 2 \cdot \frac{1,4 \text{ mm}}{532 \text{ m/s}} \approx 5,3 \mu\text{s} \hat{=} 830 \Gamma^{-1}$. Dann ist

$$n_{\text{ph}} = \Gamma \tau N_6 \approx 117 \quad (4.1)$$

und damit um einen Faktor 11 höher als im Fall offener Kanäle.

Das optische Pumpen in nicht koppelnde Niveaus kann auch anhand der räumlichen Fluoreszenzverteilung in der Wechselwirkungszone untersucht werden. [Abbildung 4.4](#) zeigt die

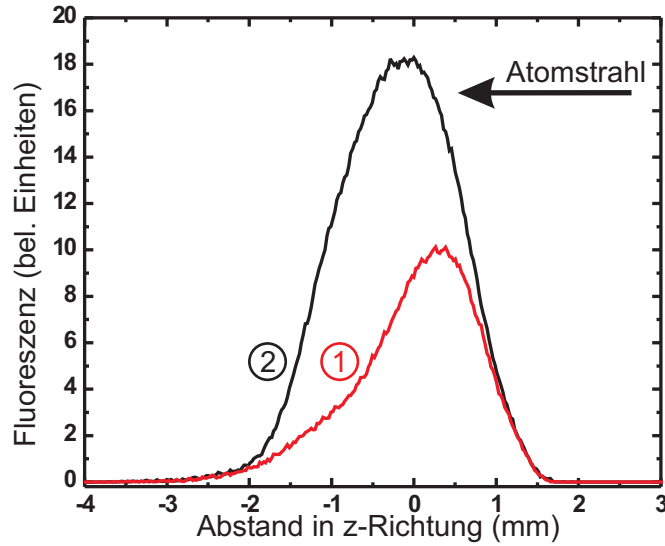


Abbildung 4.4: Integrierte Atomstrahlfluoreszenz entlang des Atomstrahls in der Wechselwirkungszone mit (2) und ohne (1) angelegtes Magnetfeld.

mit der CCD-Kamera aufgenommene Fluoreszenz entlang der Atomstrahlachse. Ohne Magnetfeld werden die Atome optisch in die nichtkoppelnden Zustände gepumpt und die Fluoreszenz fällt ab, obwohl die Atome sich noch im Lichtfeld befinden. Die typische Längenskala Δz , auf der dies geschieht, kann mit der Zeit t_{pump} berechnet werden, in der die Atome in die dunklen Zustände gepumpt werden. Sie kann mit Gleichung (1.15) zu

$$t_{\text{pump}} = \frac{n}{\Gamma N_6} \quad (4.2)$$

berechnet werden. Hierbei ist $n = 11$ die durchschnittliche Anzahl gestreuter Photonen ohne angelegtes Magnetfeld. Für Δz gilt dann mit der wahrscheinlichsten longitudinalen Geschwindigkeit v_{mp}

$$\Delta z = v_{\text{mp}} \cdot t_{\text{pump}} \quad (4.3)$$

Für die für Abbildung 4.4 benutzten Laserleistungen ist $z \approx 1$ mm und für große Laserleistungen fällt die Fluoreszenz noch schneller ab. Ist Δz aufgrund von Laserleistung und möglicher Anzahl gestreuter Photonen deutlich größer als die Breite der Laserstrahlen, so ist die Fluoreszenz durch das Lichtfeld begrenzt und wie die Laserstrahlen gaußförmig. In Abbildung 4.4 ist dies für das eingeschaltete Magnetfeld sichtbar.

Um die Auswirkung des Magnetfelds theoretisch zu beschreiben und anschließend zu optimieren, muss Gleichung (1.13) entsprechend erweitert werden.

Der Hamiltonoperator in Gleichung (1.6) muss durch den des Magnetfeldes H_{jk}^B erweitert werden. Da die Zeemanfrequenz des Magnetfelds

$$\Omega_Z = \mu_B g_F B \approx 1,4 \text{ MHz/G} \cdot g_F \quad (4.4)$$

klein gegenüber der durchschnittlichen Rabi-Frequenz $\Omega_R \cong \Gamma$ des Lichtfelds ist, kann die Quantisierungsachse in Polarisationsrichtung, z. B. der z-Achse, beibehalten werden. Hierbei ist μ_B das Bohrmagneton und für den Landéfaktor g_F gilt

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

mit $g_J = 1 + \frac{J(J+1) - L(L+1) + S(S+1)}{2J(J+1)}$. (4.5)

Aus Gleichung (1.10) wird dann

$$\begin{aligned} \dot{\rho}_{ij}(t) = i\Delta_{ij}\rho_{ij}(t) &+ \frac{i}{2} \sum_{k=1}^n (\rho_{ik}(t)\Omega_{jk}^* - \rho_{kj}(t)\Omega_{ik}) \\ &+ \frac{i\mu_B B}{2\hbar} \sum_{k=1}^n g_F (\rho_{ik}(t)H_{kj}^B - \rho_{kj}(t)H_{ik}^B) \quad . \end{aligned} \quad (4.6)$$

Das g_F steht hier innerhalb der Summe, um zu verdeutlichen, dass es vom gerade betrachteten Zustand abhängt. Für ein in x-Richtung zeigendes Magnetfeld ist das Matrixelement

$$\begin{aligned} \langle F, m_F | H^B | F', m_{F'} \rangle &= \\ H_{m_F, m_{F'}}^B &= \\ \delta_{F, F'} (\delta_{m_F, m_{F'}+1} \sqrt{(F - m_{F'})(F + m_{F'} + 1)} &+ \delta_{m_F, m_{F'}-1} \sqrt{(F + m_{F'})(F - m_{F'} + 1)}). \end{aligned} \quad (4.7)$$

Hiermit ist es jetzt möglich, die Dichtematrix für ein Atom in einem Licht- und Magnetfeld zu lösen. Für das volle Indiumsystem müsste hierfür eine 64×64 -Matrix berechnet werden, was einen erheblichen Programmier- und Rechenaufwand bedeutet und daher hier nicht geschieht. Stattdessen wird ein einfacheres System für einen Übergang von einem $F=\frac{3}{2}$ Grundzustand in einen $F=\frac{1}{2}$ angeregten Zustand für lineare Polarisation berechnet. Damit muss nur die Gleichung für eine 6×6 -Matrix gelöst werden. Abbildung 4.5 zeigt den Einfluss des Magnetfeldes auf das Atom in zwei Schritten. Zunächst ist kein Magnetfeld, aber ein linear polarisiertes Lichtfeld mit einem Sättigungsparameter von $s=0,5$ eingeschaltet (mittlere Graphik). Die Besetzungen werden optisch in die beiden äußeren nichtgekoppelten Niveaus mit $m_F = \pm\frac{3}{2}$ gepumpt. Es sind hier nur die Besetzungen in $m_F = -\frac{3}{2}$ und $m_F = -\frac{1}{2}$ gezeigt. Die beiden anderen Grundzustände verhalten sich symmetrisch. Im rechten Bild wird nun für diese Besetzung ein kleines Magnetfeld von $B=0,6$ G hinzugeschaltet und das Lichtfeld ausgeschaltet. Es ist zu erkennen, wie das Magnetfeld die Besetzungen periodisch aus den äußeren Bereichen wieder in die inneren zurückrotiert

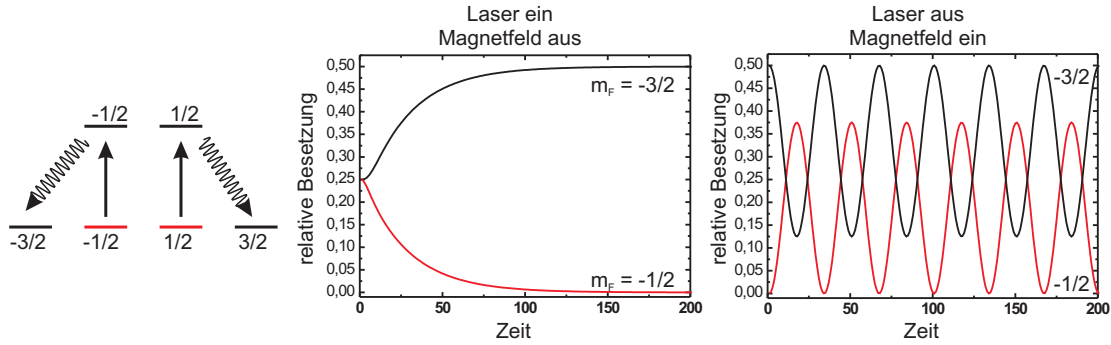


Abbildung 4.5: Ergebnisse der Rechnung für einen $F=\frac{3}{2} \rightarrow F=\frac{1}{2}$ -Übergang mit linearer Polarisation. In der Mitte ist die Besetzung für $m_F = -\frac{3}{2}$ (schwarz) und $m_F = -\frac{1}{2}$ (rot) ohne Magnetfeld als Funktion der Zeit gezeigt. Rechts ist der Laser ausgeschaltet und ein kleines Magnetfeld eingeschaltet.

(Larmorpräzession). Allerdings ist dieses Umschichtung nicht vollständig, d. h. es wird nie die gesamte Population zurückgebracht.

In Abbildung 4.6 sind die Besetzungen der Grundzustände für die gleichzeitige Anwesenheit von Licht- und Magnetfeld dargestellt. In der linken Spalte sind dies die Populationen der äußeren $m_F = \pm\frac{3}{2}$ -Grundzustände und in der rechten Spalte die der inneren $m_F = \pm\frac{1}{2}$ -Zustände. Von oben nach unten sind die Stärke des Magnetfelds und des Lichtfelds variiert, wobei immer nur einer der beiden Parameter geändert ist. Bei kleinen Lichtintensitäten ist die Oszillation durch das Magnetfeld jeweils klar zu erkennen. Die Variation des Magnetfelds um einen Faktor zehn hat auf die Besetzung im Gleichgewicht nur einen kleinen Einfluss. Es ist aber zu erkennen, dass bei einem sehr großen Magnetfeld die Besetzung in den äußeren Zuständen kleiner ist. Einen größeren Einfluss hat die Stärke des Lichtfeldes. Ist sie sehr groß, so verhält sich das System praktisch wie das ohne Magnetfeld. Anschaulich kann dies so verstanden werden, dass die Besetzung schneller in ungekoppelte Niveaus gepumpt wird, als das Magnetfeld diese wieder zurückrotieren kann. Es ist also wichtig, für ein wie im Fall des Indiumexperiments gegebenes Lichtfeld ein passendes Magnetfeld zu wählen.

Das in Abbildung 4.3 beschriebene Experiment kann jetzt mit dem theoretischen Modell verglichen werden. Abbildung 4.7 zeigt die Besetzung im angeregten $F=\frac{1}{2}$ -Niveau als Funktion der Verstimmung ohne und mit eingeschaltetem Magnetfeld. Der Sättigungsparameter ist $s=0,1$ und das Magnetfeld beträgt oben 0 G und unten 0,2 G. Die Wechselwirkungszeit beträgt $500 \gamma^{-1}$, wobei γ die Linienbreite des angeregten Zustands beschreibt. Die beiden Kurven stimmen mit den experimentellen Daten qualitativ überein. Die Erhöhung der theoretischen Streurrate auf Resonanz um einen Faktor 12 gegenüber der experimentellen von etwa 4 lässt sich durch das Verhältnis von gekoppelten zu ungekoppelten Niveaus erklären. Beim theoretischen Modell ist dies 2:2 und beim Indiumatom 49:4. Außerdem enthält die lineare Polarisation der Laserstrahlen im Experiment einen geringen zirkularen Anteil, der Atome aus ungekoppelten Niveaus optisch pumpen kann.

Es ist also möglich, mit einem externen Magnetfeld die in ungekoppelte Niveaus gepumpten Indiumatome wieder an das Lichtfeld zu koppeln. Wie beschrieben, ist diese Kopplung für eine gegebene Lichtintensität nicht für alle Magnetfeldstärken optimal. Abbildung 4.8(a) zeigt den theoretischen Verlauf der Besetzung im angeregten Niveau für das Modellsystem als Funktion der Magnetfeldstärke. Der Sättigungsparameter ist hier $s=1$. Es ist klar zu erkennen, dass nur für ein kleines Intervall von Magnetfeldstärken die Fluoreszenz maximal

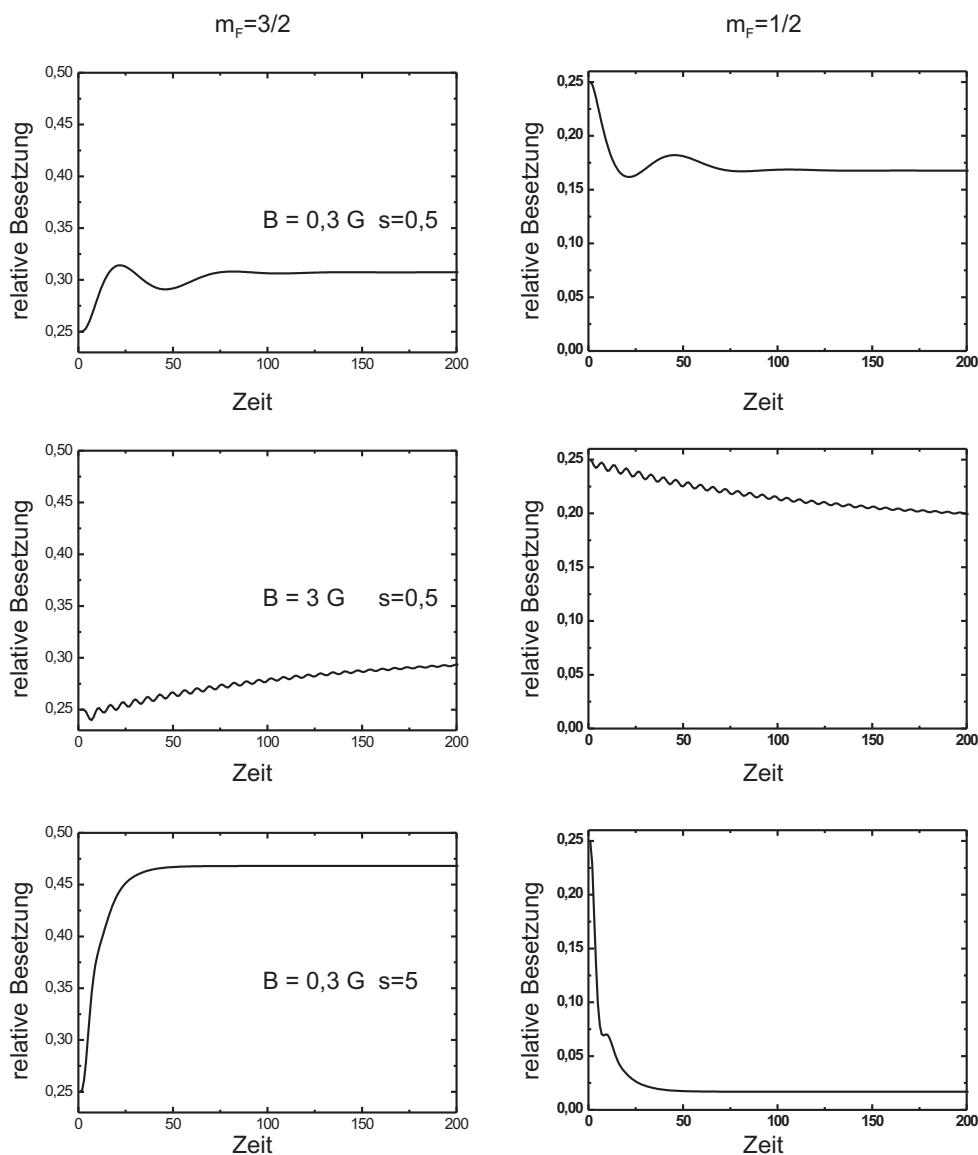


Abbildung 4.6: Zeitlicher Verlauf der Besetzung in $m_F = \pm\frac{3}{2}$ (links) und $m_F = \pm\frac{1}{2}$ (rechts) für das System aus Abbildung 4.5. Die Parameter für das Magnetfeld sind von oben nach unten $B=0,3 \text{ G}$, 3 G und $0,3 \text{ G}$ und für das Lichtfeld $s=0,5$, $0,5$ und 5 .

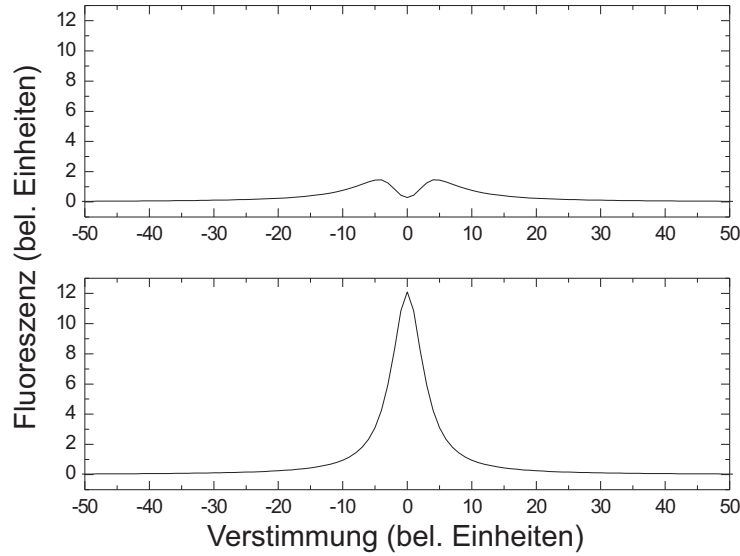


Abbildung 4.7: Theoretische Signalform für den Frequenzscan für den $F=\frac{3}{2} \rightarrow F=\frac{1}{2}$ -Übergang im Modellsystem mit linearer Polarisation. Der Sättigungsparameter ist in beiden Teilen $s=0,1$. Oben ist kein Magnetfeld angelegt und unten beträgt $B=0,2$ G.

wird. Bei kleinen Magnetfeldern ist die untere Situation in [Abbildung 4.6](#) gegeben. Das Lichtfeld ist zu stark und pumpt die Atome wieder in die ungekoppelten Zustände, sobald das Magnetfeld einen Teil der Besetzung zurückrotiert hat. Ist das Magnetfeld zu stark, so wird die Larmorpräzession zu schnell und Besetzung wieder in die ungekoppelten Zustände rotiert, bevor sie optisch gepumpt wird. Dieses Verhalten kann auch für das Indiumatom nachgewiesen werden. [Abbildung 4.8\(b\)](#) zeigt die Fluoreszenz des Indiumatomstrahls in der Wechselwirkungszone als Funktion der angelegten Magnetfeldstärke. Die optimale Stärke liegt bei 4 G bis 5 G. Die detektierte Fluoreszenz ist proportional zur Anzahl der gestreuten Photonen, allerdings ist der Proportionalitätsfaktor zunächst nicht bekannt. Um diesen zu bestimmen, können bei ausgeschaltetem Magnetfeld alle Laserstrahlen nach und nach abgeschaltet werden. Für jede dieser Konfigurationen gibt es aufgrund der zusätzlich entstehenden Verlustkanäle eine maximale Anzahl gestreuter Photonen. Die Änderung dieser Photonenzahl lässt sich dann mit der Änderung der experimentell bestimmten Fluoreszenz vergleichen, und so der Proportionalitätsfaktor ermittelt werden. Für dieses Experiment ergeben sich somit maximal 150 ± 50 gestreuten Photonen was innerhalb der Fehlergrenzen mit dem in [Formel \(4.1\)](#) berechneten Wert übereinstimmt. Diese Methode der Eichung ist allerdings zu ungenau, um absolute Werte zu liefern. Eine bessere Messung der Anzahl der gestreuten Photonen liefert die Bestimmung des Impulsübertrags in [Abbildung 4.12\(a\)](#). Der Nullpunkt der unteren Achse wird bestimmt, indem die Magnetfeldachse um 180° gedreht und das Minimum bei minimalem Magnetfeld mit dem der ersten Messung verglichen wird. Da beide Werte innerhalb der Messgenauigkeit übereinstimmen, sind keine

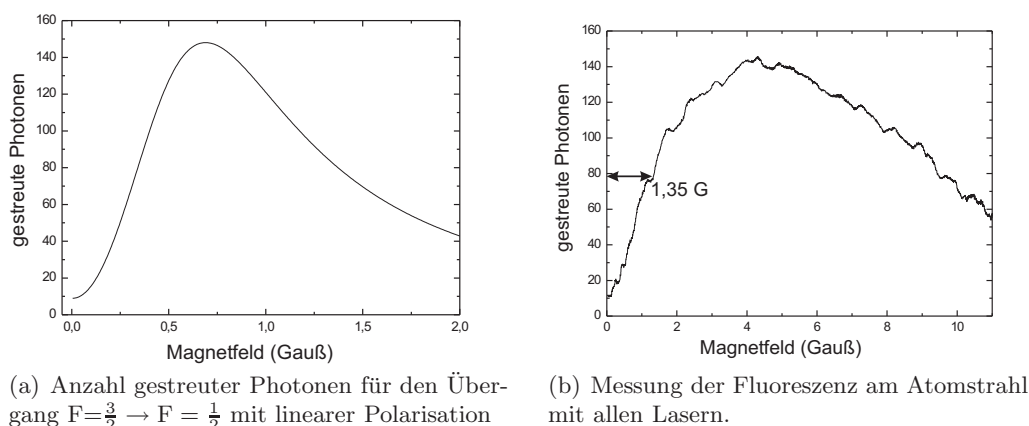


Abbildung 4.8: Ergebnis der Rechnung für das Modellsystem und Signal am Indiumatomstrahl. Der Sättigungsparameter für die Rechnung ist $s=1$ und die Laserleistungen im Experiment 3,5 mW für $F=4 \rightarrow F=5$ und 2,3 mW für $F=5 \rightarrow F=5$, sowie 110 mW gleichverteilt auf alle 451 nm Übergänge.

zusätzlichen detektierbaren externen Magnetfelder vorhanden und das minimale Magnetfeld entspricht 0 G.

Die Messung der Fluoreszenz rechtwinklig zur Ausbreitungsrichtung der Laserstrahlen ist ähnlich zu Experimenten zum *zero-field level crossing* (Hanleeffekt), wo zusätzlich die Polarisation der Fluoreszenz untersucht wird. Wird das Signal in Abbildung 4.8(b) an der y-Achse gespiegelt, so ist die Halbwertsbreite (HWHM) von 1,35 G des dadurch entstehenden Einbruchs ein Maß für die Linienbreite des zur Fluoreszenz gehörenden Übergangs [63, 64]. An diesem Punkt ist die Zeemanfrequenz, mit der die Niveaus gemischt werden, gleich der Pumprate, mit der die Atome mit 11 gestreuten Photonen wieder in die ungekoppelten Niveaus zurück gepumpt werden. Die Pumprate wird aus der Pumpzeit für 11 Photonen mit Gleichung (4.1) zu $\gamma_p = \tau_p^{-1} = N_6/11 \cdot \Gamma \approx 2\pi \cdot 0,3$ MHz berechnet. Die Zeemanfrequenz Ω_Z ergibt sich aus der durchschnittlichen Zeemanfrequenz aller Hyperfein-niveaus, in denen ungekoppelte Zustände existieren. Mit den g_F -Faktoren aus Abbildung 1.2 und Formel (4.4) ist $\Omega_Z \approx 2\pi \cdot \frac{1}{4} (2 \cdot \frac{1}{3} + \frac{1}{5} + \frac{1}{15}) \cdot 1,4$ MHz/G $\approx 2\pi \cdot 0,33$ MHz/G. Aus der Abschätzung resultiert eine Halbwertsbreite von 0,9 G die im selben Bereich wie der gemessene Wert liegt. Eine detailliertere Untersuchung verlangt aber wieder die Lösung der vollen Dichtematrix.

4.2 Lichtdruck

Die Streuung der Photonen am Atomstrahl übt einen Impulsübertrag in Richtung der Laserstrahlen aus und ist durch $n_{\text{ph}} \cdot \hbar k$ gegeben. Dieser Impulsübertrag wird nun gemessen. Dafür wird mit Hilfe einer CCD-Kamera die Position des Atomstrahls in der Nachweiszone

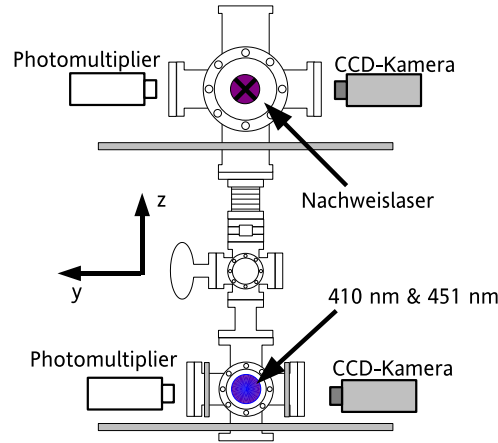


Abbildung 4.9: Experimenteller Aufbau zur Messung der Verschiebung des Atomstrahls. Die Verschiebung wird mit Hilfe der CCD-Kamera in der Nachweiszone gemessen. Die Laserstrahlen in der Wechselwirkungszone kommen aus der Ebene und der Nachweislaserstrahl läuft in die Ebene.

detektiert. Der Aufbau ist in [Abbildung 4.9](#) skizziert. In der Wechselwirkungszone werden die überlagerten 410 nm und 451 nm Laserstrahlen bei eingeschaltetem Magnetfeld eingestrahlt. Im Abstand von 63 cm läuft der Nachweislaserstrahl in umgekehrter Richtung zu den unteren Strahlen durch den Atomstrahl und die entstehende Fluoreszenz wird mit einer CCD-Kamera, die rechtwinklig zu Atom- und Nachweislaserstrahl steht, detektiert. Die Frequenz des Nachweislasers ist wieder auf den $4 \rightarrow 5$ -Übergang stabilisiert. [Abbildung 4.10](#) zeigt das projizierte Fluoreszenzbild (siehe [Kapitel 2.3.1](#)) für ein- und ausgeschaltetes Magnetfeld. Die Sättigungsparameter für die eingestrahlteten Laserfrequenzen sind $s=(3,6|1,3||0,4|1|1,9)$ für $(4|5||4|5|6) \rightarrow 5$ für 410 nm bzw. 451 nm. Es ist klar zu erkennen, dass der Atomstrahl in Richtung der unteren Laserstrahlen verschoben wird. Beide Projektionen wurden auf gleichen Flächeninhalt normiert, um Änderungen in der Besetzung des $P_{1/2} F=4$ -Zustandes durch optisches Pumpen auszugleichen. Mit [Formel \(2.5\)](#) kann die Verschiebung Δx in eine Geschwindigkeitsänderung Δv umgerechnet werden. Typische Werte liegen bei 40 cm/s. Ein einzelnes Photon ergibt für das Indiumatom mit Masse m eine Geschwindigkeitsänderung von

$$v_{\text{rec}} = \frac{\hbar k}{m} \approx 8 \text{ mm/s.}$$

Diese auch Rückstoßgeschwindigkeit genannte Größe ist hier für beide Wellenlängen gemittelt. Für die einzelnen Wellenlängen beträgt sie $v_{\text{rec}}=8,4$ mm/s für 410 nm und $v_{\text{rec}}=7,6$ mm/s für 451 nm. Damit ergibt sich ein effektiver Geschwindigkeitsübertrag von $50 v_{\text{rec}}$. Für den theoretischen Wert kann die Besetzung N_6 im angeregten Niveau aus [Formel \(1.16\)](#) benutzt werden. Die Kraft auf ein Atom ergibt sich aus [Gleichung \(1.18\)](#). Da der Laserstrahl eine gaußförmige Intensitätsverteilung entlang des Atomstrahls (z -Achse) von

$$I(z) = \frac{2P}{\pi w_x w_z} e^{-\frac{2z^2}{w_z^2}}$$

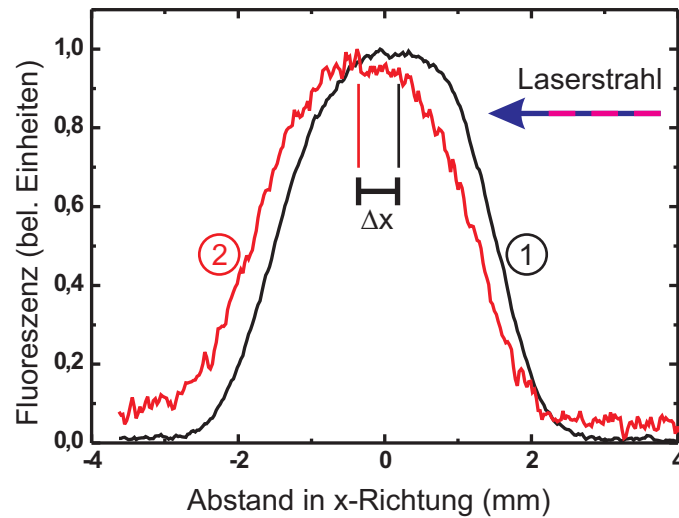


Abbildung 4.10: Verschiebung des Atomstrahls in der Nachweisregion ohne (1) und mit (2) angelegtem Magnetfeld in der Wechselwirkungszone. Beide Kurven wurden auf gleichen Flächeninhalt normiert.

besitzt, muss die Kraft über diese Verteilung integriert werden. In der Formel wird die Strahltaile entlang des Atomstrahls mit w_z und rechtwinklig dazu mit w_x bezeichnet. Die Gesamtleistung des Laserstrahls ist P . Für die experimentellen Parameter ergibt sich ein theoretischer Geschwindigkeitsübertrag von 42 cm/s oder $53 v_{rec}$.

Im nächsten Schritt wird untersucht, welche Wellenlänge den größten Beitrag zur Verschiebung leistet. Dafür wird der Aufbau in der Wechselwirkungszone leicht verändert (siehe Abbildung 4.11). Der alle Wellenlängen enthaltende Laserstrahl wird mit einem 50:50-Strahlteilerwürfel aufgeteilt, sodass jeder Teilstrahl Leistungen von $s=(3,7|0,7|0,3|0,8|1,5)$ für $(4|5|4|5|6) \rightarrow 5$ für 410 nm bzw. 451 nm und alle Frequenzen enthält. Ein Strahl läuft wie bisher durch den Atomstrahl (A), der andere wird rechtwinklig dazu eingestrahlt (B). Die Verschiebung des Atomstrahls durch diesen zweiten Strahl kann von der CCD-Kamera nicht detektiert werden, da der Atomstrahl aus Sicht der Kamera nur nach vorne geschoben wird. Diese Verschiebung ist aber sehr klein, so dass der Atomstrahl im Fokus der CCD-Kameraoptik bleibt. Der Strahl in (B) sorgt dafür, dass bei blockierten Teilstrahlen in Strahl (A) keine ungekoppelten Niveaus entstehen. Die Wellenlänge des Laserstrahls, der durch (A) läuft, kann mit Interferenzfiltern ausgewählt werden. Da diese einen Teil der Laserleistung absorbieren, die Gesamtleistung aber gleich bleiben muss, wird ein Graufilter in (A) so eingefügt, dass diese Voraussetzung erfüllt ist. Die ersten beiden Messpunkte in Abbildung 4.11 zeigen die relative Verschiebung für die volle Laserleistung und mit einem 33%-transmittierenden Graufilter in (A). Der nächste Messpunkt zeigt die Verschiebung, wenn ein 451 nm transmittierendes Filter und ein 49%-Graufilter in (A) eingefügt werden. Sie ist nur minimal kleiner als die mit beiden Wellenlängen. Wird nur das 410 nm Licht in

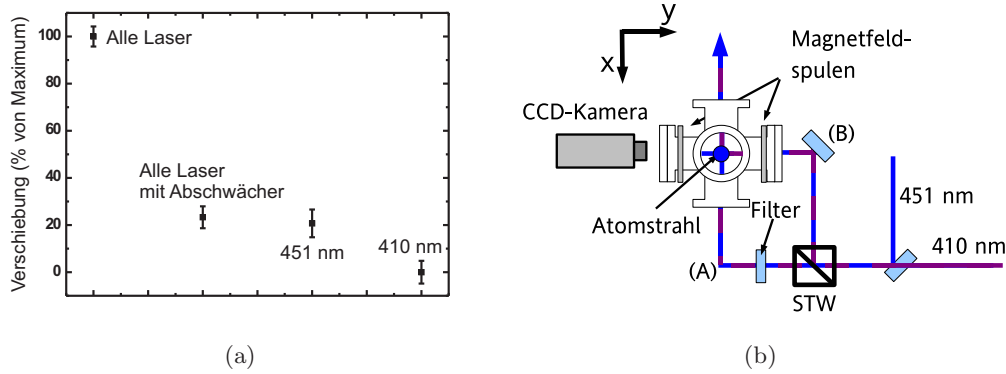


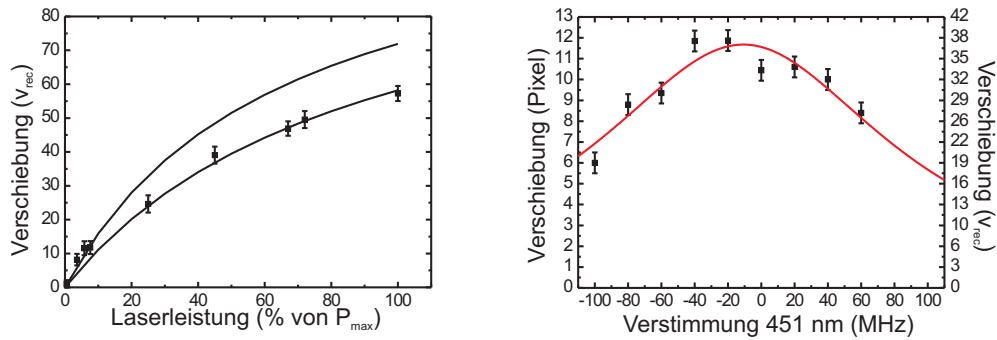
Abbildung 4.11: Messung der für die Verschiebung relevanten Wellenlänge. Um die Absorption der Transmissionsfilter auszugleichen, wird die Laserleistung mit Graufiltern konstant gehalten. In der Abbildung werden die beiden Filtersorten nicht unterschieden. Die Angaben im linken Graphen beziehen sich auf die Konfiguration am Eingang (A). Der Strahl in (B) enthält alle Frequenzen.

(A) eingestrahlt, so wird der Atomstrahl praktisch nicht verschoben. Den größten Einfluss auf die Verschiebung hat also das Licht bei 451 nm, das mit der größeren Leistung die stärkeren Übergänge im Indiumatom induziert.

Wie aus Abbildung 4.11 ersichtlich ist, hat die Leistung des eingestrahnten Lichts einen großen Einfluss auf die Verschiebung des Atomstrahls. Die Besetzung im angeregten Niveau (1.16) und damit auch die Kraft auf den Atomstrahl sättigt aber mit zunehmender Intensität I , da $N_6 \propto I/(1+I)$. Für die Anzahl der gestreuten Photonen n_{ph} (siehe Gleichung (4.1)) ist es daher günstiger, ab einer bestimmten Leistung den Strahldurchmesser w_z zu vergrößern, sodass die Intensität I und damit N_6 konstant bleibt, die Wechselwirkungszeit $\tau \propto w_z$ aber linear ansteigt. Um den Sättigungsgrad zu überprüfen, wird der Strahl in (B) blockiert und ein variables Graufilter in den Strahlengang gebracht. Die Verschiebung des Atomstrahls als Funktion der eingestrahnten Laserleistung ist in Abbildung 4.12(a) dargestellt. Die hier benutzte Laserleistung ist nicht groß genug, um die atomaren Übergänge zu sättigen. Wird der Strahlteiler aber entfernt, so ist die eingestrahlte Leistung doppelt so groß und es ist vorteilhaft, die Breite des Laserstrahls in Richtung des Atomstrahls um einen Faktor zwei mit einem Teleskop aus Zylinderlinsen aufzuweiten. Zusätzlich sind in den Graphen die mit Gleichung (1.18) berechneten theoretischen Kurven für eine gleichzeitige Verstimmung aller Frequenzen von $\Delta = 0$ und $\Delta = 0,35 \Gamma$ eingezeichnet. Die Messung wird durch die zweite Kurve sehr gut beschrieben, wobei die Verstimmung durch eine nicht rechtwinklige Ausrichtung zwischen Laser- und Atomstrahl erklärt werden kann. Die Winkelabweichung $\Delta\theta$ ist für eine Verstimmung Δ durch

$$\sin(\theta) = \frac{\Delta \cdot \lambda}{v_l} \approx \theta$$

gegeben. Für $\lambda = 451 \text{ nm}$ und $\Delta = 0,35 \Gamma$ ist $\Delta\theta = 7,1 \text{ mrad}$. Dieser Winkel kann sowohl



(a) Verschiebung des Atomstrahls für verschiedene Laserleistungen. Zusätzlich sind die mit Gleichung (1.18) berechneten theoretischen Kurven für $\Delta = 0$ (oben) und $\Delta = 0,35\Gamma$ eingezeichnet.

(b) Verschiebung des Atomstrahls für verschiedene Frequenzverstimmungen relativ zur Resonanz. An die Messpunkte ist eine zu Gleichung (1.16) proportionale Funktion angepasst.

Abbildung 4.12:

aus einer nicht rechtwinkligen Ausrichtung der Laserstrahlen zum Vakuumsystem, als auch aus einem leicht verkippten Atomofen resultieren.

Die Abhängigkeit der Atomstrahlverschiebung von der Verstimmung ist in Abbildung 4.12(b) dargestellt. An die Messdaten ist eine zu Gleichung (1.18) proportionale Funktion angepasst, wobei es der im Programm *Origin* [65] benutzte Algorithmus nicht zulässt, für die Anpassung über das Laserstrahlprofil zu integrieren. Deshalb muss als Anpassungsparameter zusätzlich zum Subtrahenden δ_0 für die Verstimmung der Faktor α für die Laserleistung berücksichtigt werden. Das Maximum kann damit zu $\delta_0 = (-0,4 \pm 0,2)\Gamma$ und der Multiplikator für den Sättigungsparameter zu $\alpha = (3,0 \pm 1,3)$ bestimmt werden. Die Verschiebung des Maximums, das eigentlich bei $\Delta = 0$ liegen sollte, ist damit die gleiche wie in 4.12(a).

Da die Anzahl der gestreuten Photonen vom angelegten Magnetfeld abhängt, kann der Geschwindigkeitsübertrag im Prinzip auch als Funktion des Magnetfeldes gemessen werden und es würde sich ein zu Abbildung 4.8(b) äquivalentes Ergebnis ergeben. Dieser mechanische Hanleeffekt wurde in [66] für metastabiles Helium gemessen.

Die Verschiebung des Atomstrahls durch die Laserstrahlen kann damit durch Spontankräfte, die auf der Streuung von Photonen beruhen, gut erklärt werden. Allerdings ist die Anzahl der gestreuten Photonen sehr niedrig. Es ist nicht sofort einsichtig, ob es mit diesem experimentellen Aufbau überhaupt möglich ist, Dopplerkühlung durch Erzeugung einer Stehwelle zu erzielen. Im nächsten Teil werden daher die erwarteten Signale berechnet und mögliche Verbesserungen aufgezeigt.

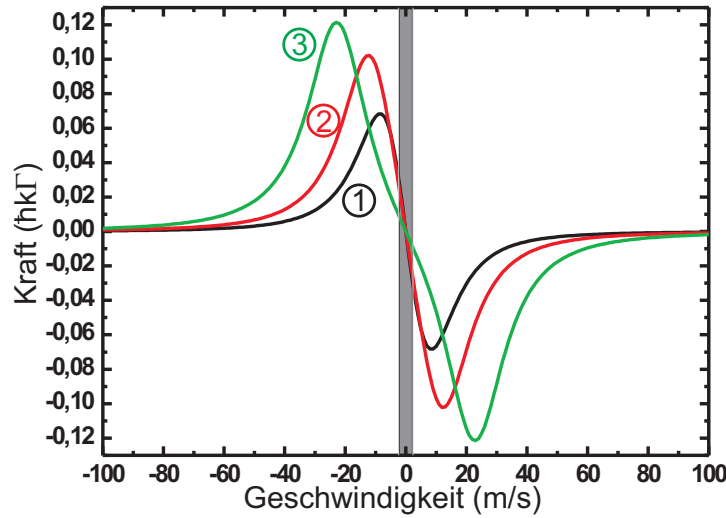
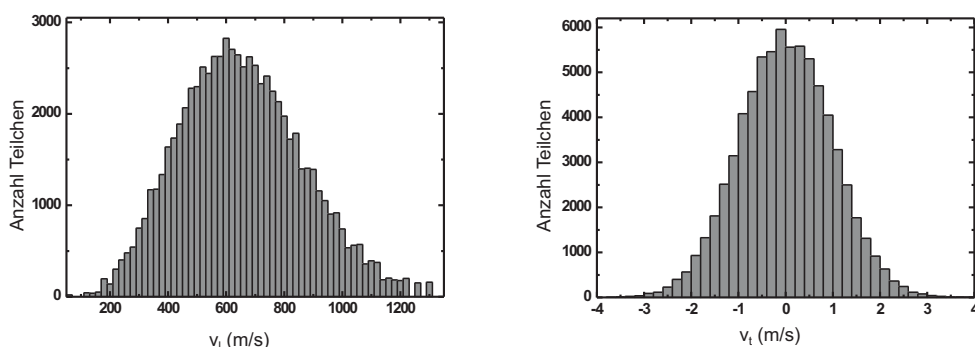


Abbildung 4.13: Dopplerkraft auf ein Indiumatom für Verstimmungen der Laserfrequenzen von $\delta = \{-\Gamma/2$ (1), $-\Gamma$ (2), -2Γ (3) $\}$. Die Extrema, die den Empfangsbereich definieren, liegen entsprechend bei $\pm 8\text{m/s}$, $\pm 12\text{m/s}$ und $\pm 26\text{m/s}$.

4.3 Dopplerkühlung

Wie in der Einleitung erläutert, soll für die Kollimation des Indiumatomstrahls zunächst Dopplerkühlung [67, 68, 69] benutzt werden. Der Ursprung der Kühlung ist derselbe wie der für die Verschiebung des Atomstrahls und die auf die Atome wirkende Kraft ist für eine stehende Laserwelle durch Gleichung (1.19) gegeben. Abbildung 4.13 zeigt diese Kraft auf den Indiumatomstrahl als Funktion der transversalen Geschwindigkeit. Die in der Rechnung benutzten resonanten Sättigungsparameter sind $s=(3,6|1,3||0,4|1|1,9)$ für $(4|5||4|5|6)\rightarrow 5$ für 410 nm bzw. 451 nm für verschiedene Verstimmungen von $\delta = \{-\Gamma/2, -\Gamma, -2\Gamma\}$. Diese Verstimmung ist für alle fünf Übergänge die gleiche. Die für die Kühlung benötigte negative Verstimmung (rotverstimmt) ist ein charakteristisches Merkmal der Dopplerkühlung. Für positive Verstimmungen (blauverstimmt) invertiert sich die Kraft und die Atome werden geheizt. Die transversale Geschwindigkeitsbreite des Atomstrahls ist als grauer Balken eingezeichnet und liegt für alle gezeigten Verstimmungen innerhalb des Empfangsbereichs, der durch die beiden Extrema begrenzt wird. Insbesondere ist die Kraft innerhalb des Empfangsbereichs für die beiden kleineren Verstimmungen eine lineare Funktion der Geschwindigkeit. Daher ist die relative Geschwindigkeitsänderung $\frac{\Delta v}{v}$ in diesem Bereich konstant und beträgt 7,1% für $\delta = -\Gamma$ und 8,2% für $\delta = -\Gamma/2$. Diese Rechnung gilt für eine Wechselwirkungszeit von $\tau = 845 \Gamma^{-1}$.

Ob die dadurch erzielte räumliche Änderung des Atomstrahls in der Nachweiszone sichtbar ist, wird durch eine Simulation mit *Mathematica* [70] untersucht. Dafür werden die



(a) Longitudinale Geschwindigkeitsverteilung für die Atomstrahlsimulation in der Wechselwirkungszone.

(b) Transversale Geschwindigkeitsverteilung für die Atomstrahlsimulation in der Wechselwirkungszone vor der Laserkühlung.

Abbildung 4.14:

klassischen Bahnen von 200.000 Teilchen betrachtet. Zunächst wird jedem Teilchen eine longitudinale Geschwindigkeit gemäß der Maxwell-Boltzmann-Verteilung in Formel (2.4), eine transversale Geschwindigkeit und eine transversale Ortskoordinate zugewiesen. Für die longitudinale Geschwindigkeit wird die Maxwell-Boltzmann-Verteilung in 500 gleichflächige Teile zertrennt und die Geschwindigkeitsmittelpunkte dieser Flächen in einer Liste gespeichert. Dadurch ist die Wahrscheinlichkeit, eine longitudinale Geschwindigkeit aus dieser Liste im Atomstrahl zu finden, für alle Einträge gleich. Mit einem Zufallsgenerator wird jedem Teilchen eine dieser Geschwindigkeiten zugewiesen. Die transversale Geschwindigkeitsverteilung wird mit einer Gaußfunktion mit einer Varianz von $\sigma = 1,4 \text{ m/s}$ angenähert. Diese Geschwindigkeiten können mit einem programmeeigenen Zufallsgenerator jedem Teilchen sofort zugewiesen werden. Die transversale Ortskoordinate (x -Achse) ist gleichmäßig zufallsverteilt zwischen $-0,5 \text{ mm}$ und $0,5 \text{ mm}$; beschreibt also die Breite des Atomofens. Mit klassischen Bewegungsgleichungen werden anschließend die Koordinaten am Ort der letzten Blende bestimmt und alle Teilchen, deren x -Wert größer als der Blendendurchmesser ist, aussortiert. Abbildung 4.14 zeigt die Geschwindigkeitsverteilungen an dieser Stelle. Die Bewegungsgleichung wird für die verbliebenen Teilchen ein zweites Mal gelöst, um die Ortsverteilung in der Wechselwirkungszone zu bestimmen. Für die Simulation der Dopplerkühlung kann jetzt der Betrag der transversalen Geschwindigkeit jedes Teilchens um 8,2% verringert werden. Anschließend wird die Ortsverteilung der Teilchen in der Nachweiszone berechnet. Abbildung 4.15 zeigt diese Ortsverteilung mit und ohne Laserkühlung. Außerdem sind die dazugehörigen transversalen Geschwindigkeitsverteilungen dargestellt. Der Unterschied in den Ortsverteilungen ist zwar erkennbar, wird aber im Experiment durch Schwankungen im Fluss des Atomstrahls (siehe Kapitel 3.1) nicht eindeutig nachzuweisen sein.

Eine Möglichkeit, die Effizienz der Laserkühlung zu steigern, ist die mehrfache Wechselwirkung des Laserstrahls mit dem Atomstrahl [71]. Sie hat gegenüber der Aufweitung der

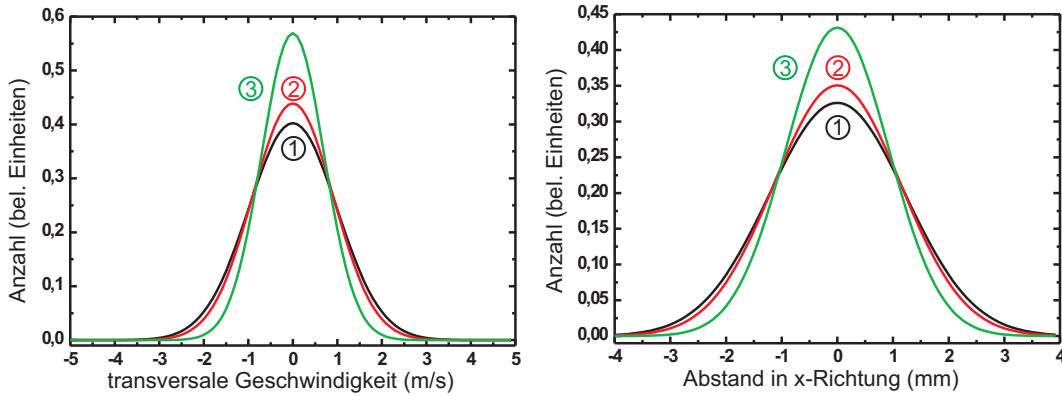


Abbildung 4.15: Ergebnis der transversalen Geschwindigkeitsverteilung (links) und Ortsverteilung in der Nachweiszone für die Simulation mit (2) und ohne (1) Dopp- lerkühlung. Die dritte Kurve zeigt die Verteilungen für Dopplerkühlung mit vierfacher Wechselwirkung.

Laserstrahlen den Vorteil, dass die Intensität der einzelnen Strahlen nicht verringert wird. Der Laserstrahl wird dabei z. B. zwischen zwei leicht gegeneinander verkippten Spiegeln hin und her reflektiert. Die Justage des Verkippfungswinkels ist aber sehr kritisch, wobei die Laserstrahlen auf jeden Fall nicht senkrecht zum Atomstrahl laufen und daher aufgrund von $\delta = \vec{k} \cdot \vec{v}$ eine zusätzliche Verstimmung durch diesen Winkel eingeführt wird (siehe Abbildung 4.16 (a)). Außerdem muss der Laserstrahl in zwei Teilstrahlen aufgetrennt werden, was die Intensität verringert. Dieses Problem kann mit zwei rechtwinkligen Prismen umgangen werden. Der Laserstrahl läuft dabei durch Totalreflexion an den schrägen Endflächen der Prismen mehrmals hin und her und wird am Ende in sich selbst zurück reflektiert (siehe Abbildung 4.16 (b)). Die Laserstrahlen laufen dabei immer parallel zueinander, wodurch die rechtwinklige Wechselwirkung, also $\vec{k} \perp \vec{v}$, mit dem Atomstrahl sehr einfach eingestellt werden kann und somit keine zusätzliche Verstimmung erzeugt wird. Damit ist es für den vorgestellten experimentellen Aufbau und Laserstrahldurchmesser rechnerisch möglich, den Atomstrahl bis zu zehn Mal mit dem Lichtfeld wechselwirken zu lassen. In Abbildung 4.15 ist auch das Ergebnis der Simulation für die vierfache Wechselwirkung eingetragen. Der Unterschied zwischen ungekühltem und gekühltem Atomstrahl ist nun klar erkennbar. Abbildung 4.17 zeigt die Varianzen der transversalen Geschwindigkeitsverteilungen und der Ortsverteilungen für die verschiedenen Wechselwirkungsanzahlen. Außerdem ist in 4.17(c) die Überhöhung von gekühlter zu ungekühlter Kurve angegeben, die oft als Maß für die Qualität des Kühlprozesses angegeben wird. Auch bis zur maximalen Anzahl von zehn Wechselwirkungen verringern sich die Atomstrahl- und Geschwindigkeitsbreite in etwa linear mit der Anzahl der Wechselwirkungen. Allerdings bleibt die Geschwindigkeitsbreite immer deutlich oberhalb der Dopplergeschwindigkeit von 20 cm/s. Dies ist aufgrund der schlechten Effizienz der Dopplerkühlung zu erwarten. Die endgültige Kühlung wird auch in anderen Experimenten durch effizientere Sub-Doppler-

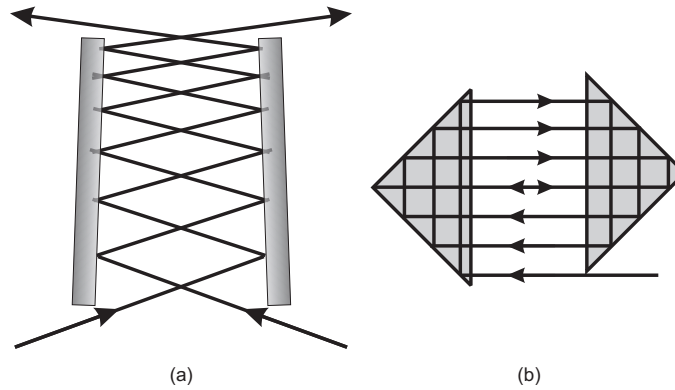


Abbildung 4.16: Mögliche Aufbauten für die Mehrfachreflexion der Laserstrahlen.

Kühlmethoden, wie zum Beispiel Polarisationsgradientenkühlung [72, 73, 74], geschehen. Deren Einfangbereich liegt deutlich unterhalb von dem der Dopplerkühlung und beträgt typischerweise $0,05 \Gamma/k$ [4], was etwa 60 cm/s für den Indiumatomstrahl entspricht. Dieser Wert ist in 4.17(a) eingetragen und zeigt, dass schon fünf Wechselwirkungen ausreichen könnten, um die Atome in den Sub-Doppler-Einfangbereich zu kühlen. Insgesamt gibt es eine Vielzahl von Sub-Doppler-Kühlmethoden, die jedoch zum Teil schon durch die benötigten Laserparameter für den vorgestellten experimentellen Aufbau nicht angewendet werden können. Insbesondere sind dies Methoden, die mit hoher Laserintensität [75, 76] oder mehreren Laserfrequenzen pro atomarem Übergang [77] arbeiten. Allgemein bekannt ist dagegen, dass die optimale Frequenzverstimmung vom betrachteten Übergang abhängt. Die auch für die Dopplerkühlung benötigte negative Verstimmung ist nur für den Fall eines $F \rightarrow F+1$ -Übergangs optimal. Für $F \rightarrow F$ - [78, 79] und $F \rightarrow F-1$ -Übergänge [80] ist die für die Sub-Doppler-Laserkühlung benötigte Verstimmung hingegen positiv. Diese dann graue Melasse genannten Kühlverfahren benötigen zudem oft zusätzliche Polarisationsgradienten. Die gerade aufgelisteten Verfahren sind allerdings alle an Alkalimetallen entwickelt worden, in denen aufgrund ihrer atomaren Niveaustuktur die Kühlmethoden isoliert betrachtet werden können. Es gibt einige Versuche, für Systeme mit mehreren energetisch unterschiedlichen Niveaus Laserkühlmethoden zu entwickeln (siehe zum Beispiel [81]). In den Rechnungen wird klar, dass die relative Verstimmung, Phase und Polarisation der Laserstrahlen zueinander die auftretenden Kräfte stark beeinflussen. Für Atome der dritten Gruppe wurde die Laserkühlung bisher nur für vereinfachte Systeme betrachtet [82, 83], in denen nicht alle Niveaus berücksichtigt wurden, bzw. in denen die Energieänderung der atomaren Zustände durch die AC-Starkverschiebung nicht in die Rechnung einbezogen wurde [84].

Für die spätere Auswertung der Atomstrahlbilder ist außerdem zu beachten, dass die minimale transversale Breite des Strahls in der Nachweiszone durch die endliche Breite des Strahls in der Wechselwirkungszone gegeben ist. Die Breite wird deshalb nicht kleiner als $\sigma_x = 0,35 \text{ mm}$ werden. Dadurch ist die minimale Geschwindigkeit, die noch nachgewiesen werden kann $\sigma_v = 0,15 \text{ m/s}$ und liegt somit unterhalb der Dopplergeschwindigkeit von etwa 20 cm/s .

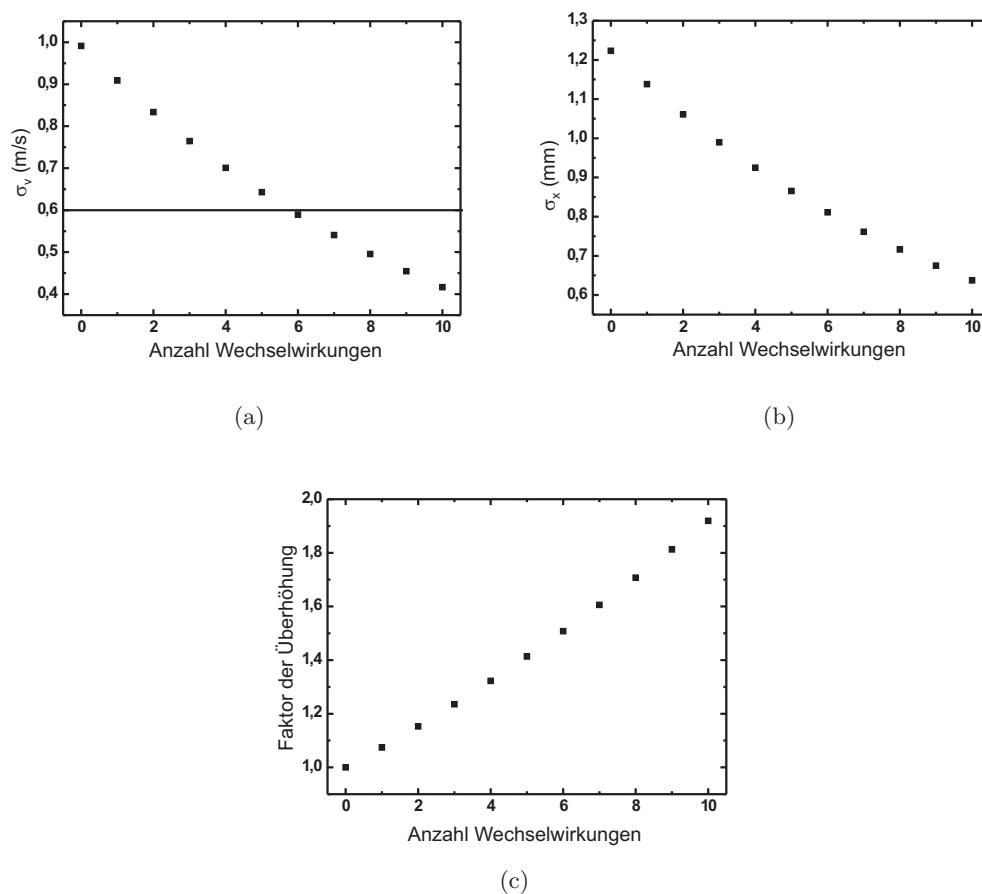


Abbildung 4.17: Varianz der transversalen Geschwindigkeitsverteilung (a), der Ortsverteilung in der Nachweiszone (b) und der Überhöhung (c) als Funktion der Wechselwirkungen des Lichtfelds mit dem Atomstrahl.

Dopplerkühlung mit UV-A

Wie in Kapitel 1 dargelegt wurde, gibt es noch einen Übergang bei 325,6 nm in ein $D_{5/2}$ -Niveau. Hier existiert ein geschlossener $F=6 \rightarrow F=7$ -Übergang aus dem $P_{3/2}$ -Niveau, der mit einer einzigen Frequenz angeregt werden kann. Obwohl dieser Übergang in diesem Experiment zunächst nicht benutzt werden soll, kann mit den im letzten Kapitel eingeführten Methoden untersucht werden, welche Parameter für Dopplerkühlung mit dieser Wellenlänge nötig wären. Vor kurzem wurde es möglich, diese Wellenlänge mit kommerziellen Lasersystemen mit ausreichender Leistung zu erzeugen [85]. Die Ausgangsleistung beträgt laut Herstellerangaben bis zu 100 mW. Direkt am Atomstrahl können daher aufgrund von Verlusten durch Streuung und Absorption an der Quarzglasoptik etwa 90 mW erwartet werden. Um die Möglichkeit der Dopplerkühlung mit 325 nm zu untersuchen, wird die Dopplerkraft berechnet. Als Parameter hierfür werden die Werte aus dem erfolgreichen

Cäsium-Atomlithographieexperiment [11, 57] übernommen. Die Wechselwirkungslänge beträgt 3 cm und die Verstimmung ist $\Delta = 2\Gamma$. Mit der natürlichen Linienbreite des 325 nm Übergangs von $\Gamma = 2\pi \cdot 20,7$ MHz [23] ergibt sich eine Sättigungsintensität von 78 mW/cm^2 und somit ein resonanter Sättigungsparameter von $s_0=4,9$. Die auf die Atome innerhalb des linearen Bereichs ausgeübte Kraft $F=-\beta v$ kann mit den bekannten Formeln für ein Zwei-Niveau-Atom [4] berechnet werden. Für den Dämpfungskoeffizienten β ergibt sich dann

$$\beta = \frac{\hbar k \Gamma k^2 \Delta s_0}{\Gamma (1 + s_0 + 4\Delta^2/\Gamma^2)} = 0,024 \hbar k \Gamma. \quad (4.8)$$

Damit kann ein relativer Geschwindigkeitsverlust von $\Delta v/v$ von 31% erreicht werden. Dieser Effekt sollte im Experiment deutlich zu erkennen sein, wird aber wahrscheinlich auch mit möglicher Polarisationsgradientenkühlung nicht ausreichen, um den Atomstrahl für die atomare Nanostrukturierung ausreichend zu kühlen. Der mit Gleichung (4.8) und den eben genannten Parametern berechnete Wert in den Cäsiumexperimenten betrug 51%. Daher müsste möglicherweise auch bei 325 nm eine Mehrfachreflexion eingerichtet werden.

4.4 Transientes Kühlen

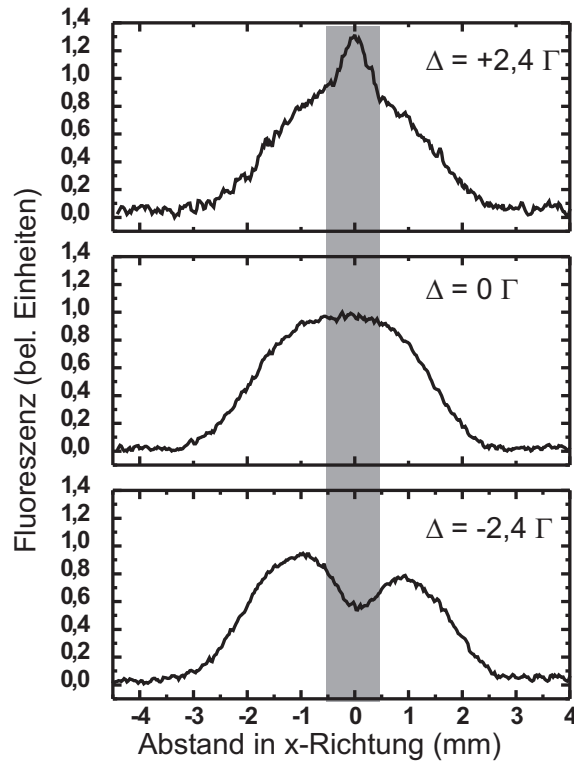


Abbildung 4.18: Ortsverteilung des Atomstrahls in der Nachweiszone für Verstimmungen von $\Delta = +2,4\Gamma, 0\Gamma$ und $-2,4\Gamma$ (von oben). Der graue Balken zeigt die Breite des Atomstrahls in der Wechselwirkungszone.

Der auf Seite 57 vorgeschlagene Mehrfachreflexionsaufbau mit zwei Prismen wird nun implementiert. Die Anzahl der Reflexionen wird dafür sukzessive erhöht, wobei zunächst nur eine einfache Stehwelle eingestrahlt wird. Da die Laserstrahlen nicht mehr durch einen 50:50-Strahlteiler getrennt werden, laufen sie zur Aufweitung durch ein Teleskop (siehe Kapitel 4.1). Für die Sättigungsparameter ergibt sich dann $s=(2,7|1,0||26,0|9,6|5,0)$ für $(4|5||4|5|6)\rightarrow 5$ für 410 nm bzw. 451 nm bei einer Wechselwirkungslänge von 6 mm. Da sich in Kapitel 4.2 gezeigt hat, dass das 410 nm Laserlicht nur einen sehr geringen Einfluss auf den Atomstrahl hat, wird seine Verstimmung bei $\Delta = 0$ MHz gehalten. Die Frequenz des 451 nm-Lichts wird wie schon zuvor für alle Strahlen gleichzeitig verstimmt, indem die Frequenz des Titan-Saphir-Lasers und damit die Trägerfrequenz geändert wird. Die Polarisationen der Laserstrahlen sind wieder linear rechtwinklig zueinander innerhalb einer Wellenlänge und unter 45° zu Atomstrahl- und Magnetfeldachse (siehe Abbildung 4.1).

In Abbildung 4.18 ist die Ortsverteilung der Fluoreszenz des Atomstrahls in der Nachweiszone für Verstimmungen von $\Delta = +2,4\Gamma, 0\Gamma$ und $-2,4\Gamma$ dargestellt. Da das Fluo-

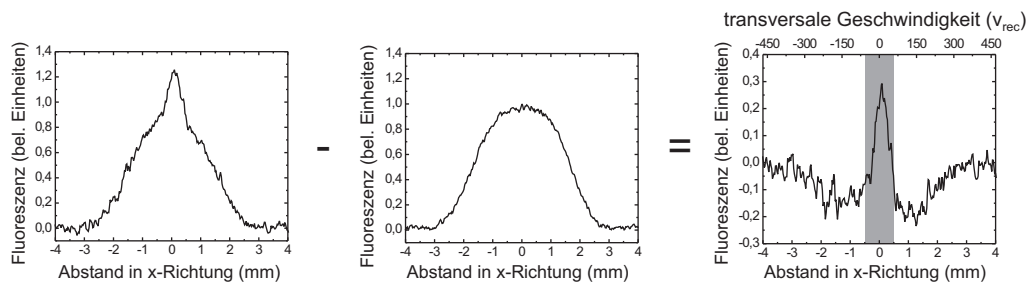


Abbildung 4.19: Schema der Differenzbildung für die weitere Auswertung der Atomstrahlsignale. Die obere Achse im rechten Bild wurde aus der unteren mithilfe von Formel (2.5) berechnet. Der graue Balken zeigt die Breite des Atomstrahls in der Wechselwirkungszone.

reszenzsignal durch die Anregung des $P_{1/2} F=4$ -Niveaus entsteht, hängt die Amplitude stark vom optischen Pumpen in der Wechselwirkungszone ab. Für die verschiedenen Messungen wurde der Aufbau mehrfach modifiziert, sodass die einzelnen Aufnahmen nicht sofort miteinander vergleichbar sind. Im Experiment zeigt sich, dass die Signale nicht vom Zustand abhängen, der in der Nachweiszone angeregt wird. Daher können sie auf einen gemeinsamen Flächeninhalt (Atomzahlerhaltung) normiert werden und sind so miteinander vergleichbar.

Abbildung 4.18 zeigt eine Erhöhung der Anzahl der kalten Atome für positive Verstimmungen (Kühlung) und eine Verringerung für negative (Heizen). Da sich die Gesamtbreite des Atomstrahls nicht deutlich ändert, ist der Einfangbereich anscheinend auf langsame Atome, die sich in den inneren $\pm 1,5$ mm aufhalten, beschränkt und somit deutlich kleiner als die gesamte Atomstrahlbreite. Eine genauere Untersuchung des Einfangbereichs erlaubt das Differenzsignal aus den einzelnen Signalen aus stehender und laufender Welle (siehe Abbildung 4.19). Hierfür werden beide Aufnahmen zentriert, um den Einfluss von Spontankräften zu eliminieren, die auch bei einer Verstimmung von 2Γ noch erkennbar sind (siehe Abbildung 4.12(b) und 4.20). Dann werden die Flächen auf eins normiert und beide Bilder voneinander subtrahiert, wodurch sich das in Abbildung 4.19 gezeigte Differenzbild ergibt. Im Differenzsignal ist erkennbar, dass die gekühlten Atome hauptsächlich aus dem inneren Bereich von $\pm 1,5$ mm stammen und die äußere Zone des Atomstrahls nicht betroffen ist. Mithilfe von Formel (2.5) kann weiterhin jedem x-Wert der räumlichen Verteilung eine transversale Geschwindigkeit zugeordnet werden. Dies erlaubt eine Abschätzung des Einfangbereichs der hier gezeigten Laserkühlung von $v_c \approx 150 v_{\text{rec}}$. Das Vorzeichen der Verstimmungen und der begrenzte Einfangbereich schließen Dopplerkühlung als Grund für die Lichtkräfte aus. Da die Breite der inneren Verteilung bereits der durch den grauen Balken hervorgehobenen Breite des Atomstrahls in der Wechselwirkungszone entspricht, ist die Geschwindigkeit, auf die die Atome abgebremst werden, unterhalb der Auflösungsgrenze von 15 cm/s (siehe Kapitel 4.3) und damit unterhalb der Dopplergeschwindigkeit. Die mittlere Geschwindigkeitsänderung beträgt damit etwa $100 v_{\text{rec}}$. Es handelt sich also um Lichtkräfte, die deutlich effizienter als Spontankräfte den Atomstrahl kollimieren können. Um die Herkunft dieser Kräfte zu bestimmen wird der Einfluss von Polarisation,

Magnetfeld, Lage der Laserstrahlen, Intensitäten und Verstimmung untersucht.

Polarisation

Abbildung 4.20 zeigt den Einfluss der Polarisation auf das endgültige Kühlsignal. Dargestellt ist jeweils das integrierte Fluoreszenzbild in der Nachweiszone für eine Verstimmung des 451 nm Lichts von $+2,4\Gamma$ für eine eingestrahlte laufende Welle und eine Stehwelle in der Wechselwirkungszone. Die lineare Polarisation der einlaufenden Laserstrahlen wurde dabei weiterhin unter 45° zu Atomstrahl und Magnetfeld gehalten. Wird die einlaufende Welle in sich zurück reflektiert, so besitzt die rücklaufende Welle die gleiche Polarisation und es entsteht eine Stehwelle mit konstanter Polarisation und einer mit $\lambda/2$ modulierten Intensität (Linear \parallel Linear). Mit $\lambda/4$ -Verzögerungsplatten kann weiterhin die Polarisation des rücklaufenden Strahls um 90° gedreht (Linear \perp Linear) und zusätzlich die Polarisation des einfallenden Strahls zu zirkularer Polarisation geändert werden ($\sigma^+ - \sigma^-$). Dies erzeugt eine sich räumlich ändernde Polarisation und wird für das Polarisationsgradientenkühlen benötigt. Die drei genannten Fälle sind in Abbildung 4.20 dargestellt. Die Kurven sind jeweils so normiert, dass das Signal der laufenden Welle eine relative Höhe von eins besitzt. Ein Maß für die Effizienz der Kühlung ist die Überhöhung der Kurven für die Stehwellen gegenüber den laufenden Wellen. Ein reiner Intensitätsgradient mit Linear \parallel Linear zeigt die größte Erhöhung von 34% gegenüber 28% für Linear \perp Linear und 26% für $\sigma^+ - \sigma^-$, wobei die Amplituden aufgrund der Schwankung des Atomstrahlflusses (siehe Kapitel 3.1) nicht signifikant voneinander abweichen. Weiterhin ist bei der laufenden Welle deutlich die Verschiebung des Atomstrahls nach links durch die Dopplerkraft zu erkennen.

Lage der Laserstrahlen

Das Kühlsignal ist auch für nicht überlagerte Laserstrahlen sichtbar (siehe Abbildung 4.21). Hierfür wurde der Strahl des 410 nm Lichts als laufende Welle etwa 5 mm unterhalb des 451 nm Lichts eingestrahlt, wobei die Verstimmung gleich gehalten wird. Die Atome werden dadurch erst optisch in das $P_{3/2}$ -Niveau gepumpt und streuen dann in der Stehwelle des 451 nm Lichts durchschnittlich drei Photonen. Die Überhöhung ist nicht so stark wie im Fall überlappter Strahlen, aber deutlich sichtbar. Das geringere Rauschen für die nicht überlagerten Strahlen ist durch die Detektionsmethode zu erklären, da der Nachweislaser nur den $P_{1/2} F=4 \rightarrow S_{1/2} F=5$ Übergang treibt. Im Fall der getrennten Laserstrahlen werden die Atome optisch komplett in den $P_{1/2}$ -Zustand gepumpt und bei überlagerten Laserstrahlen befinden sich auch noch Atome im $P_{3/2}$ -Zustand. Die Existenz des Kühlsignals in dieser Konfiguration deutet darauf hin, dass der gesamte Prozess auf wenigen Photonenstreuungen, die das Atom jeweils stark abbremsen, basiert.

Diese Beobachtung wird durch die Tatsache unterstützt, dass Kühlsignale bei überlagerten Strahlen auch bei blockierten Einzelstrahlen noch sichtbar sind. Aufgrund des verminderten optischen Pumpens sind sie schwächer als das Kühlsignal bei fünf überlagerten Frequenzen, wobei das Blockieren des Strahls, das den $P_{3/2} F=5 \rightarrow F=5$ -Übergang anregt, den größten Einfluss hat.

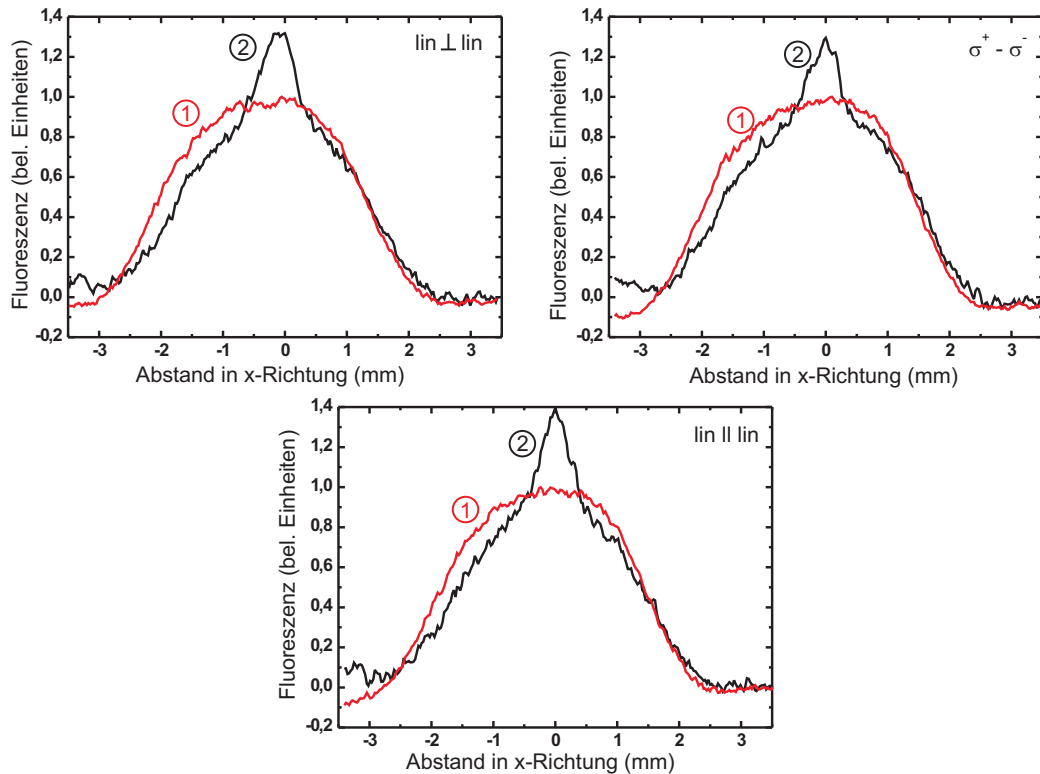


Abbildung 4.20: Integrierte Fluoreszenz in der Nachweisregion für eine laufende Welle (1) und eine Stehwelle (2) für verschiedene Polarisierungen (von links: Linear \perp Linear, $\sigma^+ - \sigma^-$ und Linear \parallel Linear) und einer Verstimmung von $+2,4\Gamma$.

Magnetfeld und Anzahl der Laser

Wie in Kapitel 4.1 gezeigt wurde, beeinflusst auch das Magnetfeld die Anzahl der gestreuten Photonen. Für die benutzten Laserparameter werden nach Formel (1.16) und (4.1) theoretisch durchschnittlich 20 Photonen mit und 11 ohne Magnetfeld pro Atom gestreut. Auch die mit der CCD-Kamera aufgenommene Fluoreszenzverteilung zeigt diesen Unterschied. In Abbildung 4.4 ist die Fluoreszenzverteilung für die Kühlung mit eingeschaltetem Magnetfeld mit einer Überhöhung von 31% höher als die ohne Magnetfeld mit 23%. Außerdem ist der Einfangbereich für die Situation mit Magnetfeld leicht größer. Qualitativ zeigt das Kühlt signal eine ähnliche Abhängigkeit von der Magnetfeldstärke wie das Fluoreszenzsignal in der Wechselwirkungszone. Für zu große Magnetfelder ($B \gg 4\text{ G}$) verschwindet der gekühlte Teil des Atomstrahls schließlich.

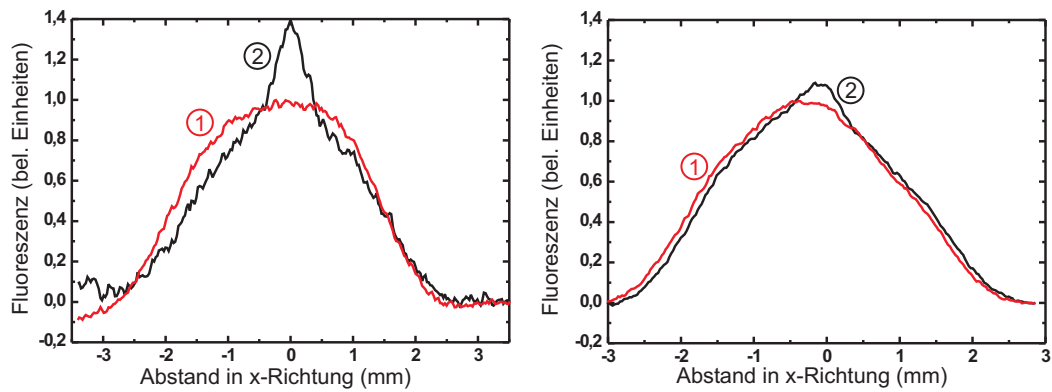


Abbildung 4.21: Integrierte Fluoreszenz in der Nachweisregion für eine laufende Welle (1) und eine Stehwelle (2) für überlagerte (links) und getrennte (rechts) Laserstrahlen bei einer Verstimmung von $+2,4\Gamma$.

Intensität und Verstimmung

Viele Kühlmechanismen zeigen einen typischen Zusammenhang zwischen der Endtemperatur und der Verstimmung sowie der Intensität der eingestrahlten Lichtfelder. Bei der Dopplerkühlung sättigt die Kraft mit ansteigender Lichtintensität (siehe Kapitel 4.3) und zeigt die in Abbildung 4.13 dargestellte Abhängigkeit von der Verstimmung. Sub-Doppler-Kühlung sättigt dagegen nicht und besitzt eine $1/|\Delta|$ -Abhängigkeit von der Verstimmung

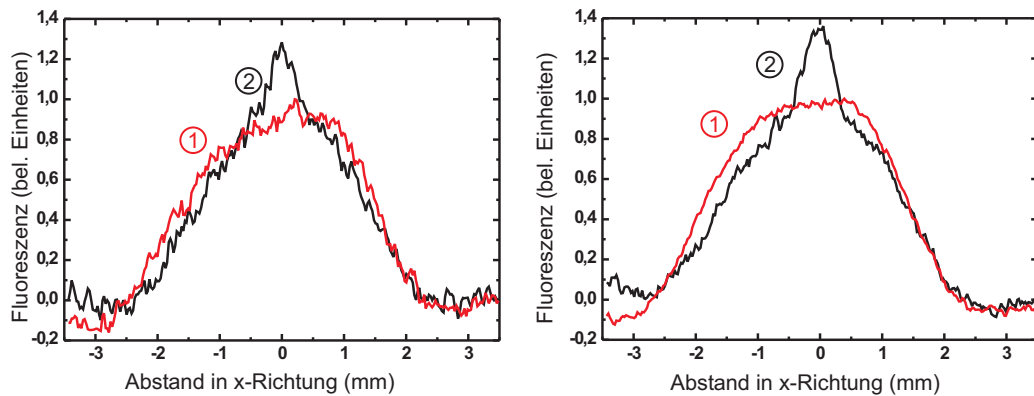


Abbildung 4.22: Integrierte Fluoreszenz in der Nachweisregion für eine laufende Welle (1) und eine Stehwelle (2) für Magnetfelder von 0 G (links) und 4 G bei einer Verstimmung von $+2,4\Gamma$.

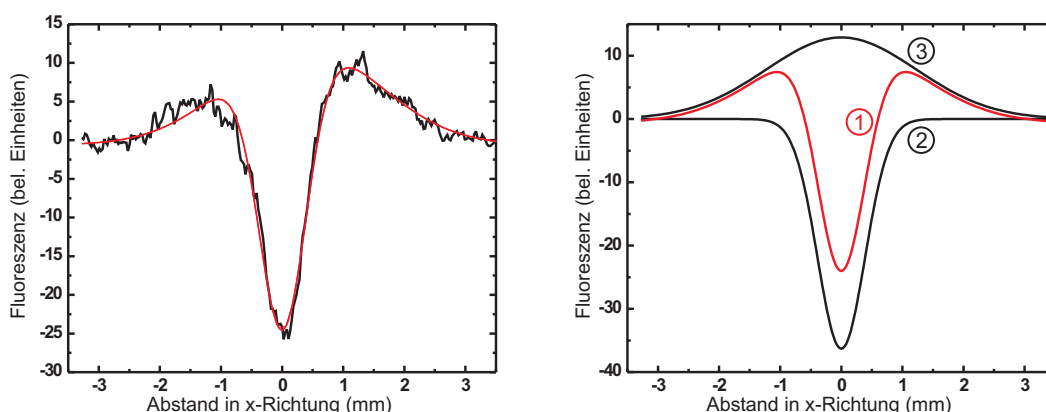


Abbildung 4.23: Differenzsignal (links) für das Laserheizen bei $+2,4\Gamma$. An das Signal ist die Summe von zwei Gaußfunktionen angepasst. Diese Überlagerung (1) ist rechts mit ihren Einzelkomponenten ((2), (3)) dargestellt.

[4]. Um diese Abhängigkeiten für das Indiumexperiment zu ermitteln, werden die Breiten und Amplituden der Signale als Funktion der eingestrahlten Laserleistung gemessen. Da die Breite der Kühltöne des Indiumatomstrahls durch die Geometrie der Apparatur begrenzt ist, werden die Heizsignale untersucht. Hierfür wird wieder das in Abbildung 4.19 gezeigte Differenzsignal benutzt. Abbildung 4.23 zeigt diese Differenz für ein Heizsignal. Hier ist deutlich zu erkennen, dass langsame Atome aus dem inneren Bereich beschleunigt werden und so weiter außen anzutreffen sind.

An die Differenzsignale wird eine Überlagerung aus zwei Gaußfunktionen der Form $\frac{A}{\sqrt{2\pi}\sigma} e^{-\frac{x^2}{2\sigma^2}}$ angepasst (siehe Abbildung 4.23). Die Amplitude A des inneren Signals gibt dabei Aufschluss über die Anzahl der geheizten Atome und die Breite σ über den Empfangsbereich. Der Flächeninhalt der Gaußkurven stimmt für die innere und äußere Kurve innerhalb von 5% überein. Es finden sich also alle aus dem inneren Bereich geheizten Atome im äußeren wieder.

Um die Abhängigkeit des Signals von der eingestrahlten Laserintensität zu ermitteln, werden verschiedene Graufilter in den Strahl des 451 nm Lichts gestellt. Abbildung 4.24 zeigt die Breite und die Amplitude der Gaußfunktion, die das innere Signal beschreibt. Die Breite zeigt ein Sättigungsverhalten, das auch die Verschiebung des Atomstrahls gezeigt hat. Die eingezeichnete Kurve entspricht der für die benutzten Laserparameter mit Gleichung (1.16) berechnete Anzahl der gestreuten Photonen. Dies deutet darauf hin, dass der Empfangsbereich nahezu unabhängig von der eingestrahlten Intensität ist. Die Amplitude hingegen zeigt kein reines Sättigungsverhalten, sondern lässt sich durch eine Kurve der Form $\sqrt{x} \cdot x/(1+x)$ beschreiben. Insbesondere erreicht sie nicht 100%, womit scheinbar nicht alle Atome innerhalb des Empfangsbereichs beeinflusst werden.

Die Leistung der Laser kann auch durch eine Irisblende variiert werden. Hierdurch wird

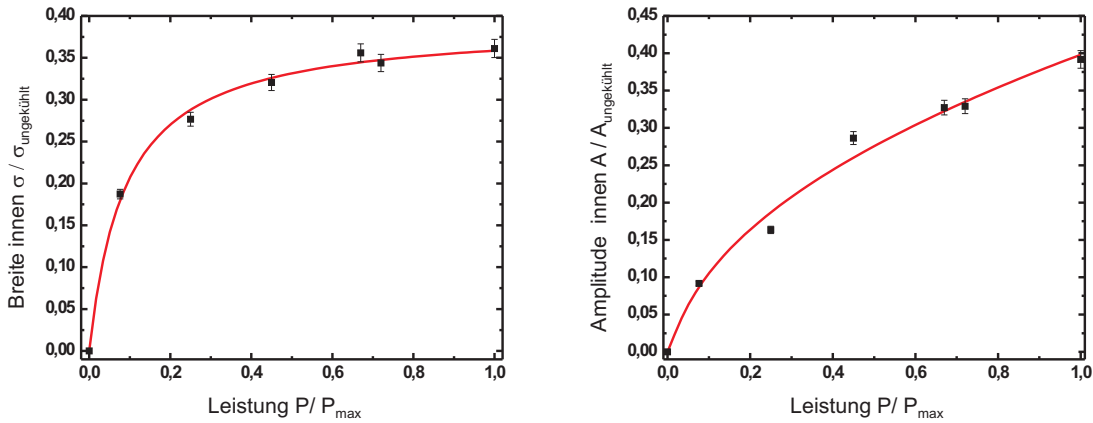


Abbildung 4.24: Halbwertsbreite (links) und Amplitude des inneren Teils des Differenzsignals aus Abbildung 4.23 im Verhältnis zur Breite und Amplitude des ungekühlten Signals. An die Breite ist eine zu Gleichung 1.16 proportionale Kurve angepasst und an die Amplitude eine Kurve der Form $\sqrt{x} \cdot x / (1 + x)$.

der Durchmesser der Laserstrahlen von außen verringert, sodass die gesamte Leistung und die Wechselwirkungszeit kleiner werden, die maximale Intensität im Inneren aber konstant bleibt. Es zeigt sich, dass das Kühl- und Heizsignal bis zu einer Blendengröße von etwa 1 mm unabhängig vom Durchmesser ist. Dann verschwindet das Signal aufgrund der zu starken Verringerung der Intensität.

Für die Messung der Abhängigkeit der Signale von der Verstimmung kann die Breite des inneren Signals nicht mehr benutzt werden, da für positive Verstimmungen Kühlung auftritt und die Breiten gesättigt sind. Daher werden hier die Überhöhungen benutzt, wobei für die Heizsignale der Wert des Minimums an der Atomstrahlachse benutzt wird. Abbildung 4.25 zeigt die Abhängigkeit der Überhöhung von der Frequenzverstimmung des 451 nm Lichts. Die Graphik kann in zwei Zonen aufgeteilt werden. Für Verstimmungen mit einem Betrag von mehr als 50 MHz ($\Delta \gtrsim 2\Gamma$) ist die Überhöhung innerhalb der angegebenen Fehler konstant und die Signale zeigen blauverstimmtes Kühlen und rotverstimmtes Heizen. Bei kleineren Verstimmungen ($\Delta \approx \pm\Gamma$) ist sowohl bei negativen als auch bei positiven Verstimmungen ein Kühlsignal zu erkennen. Für noch kleinere Verstimmungen sind keine Kühl- bzw. Heizsignale zu erkennen und die Signale sind mit denen der laufenden Welle identisch. Für Verstimmungen von mehr als 120 MHz können keine Kühl- oder Heizsignale beobachtet werden.

4.4.1 Simulationen

Die Messungen zeigen, dass die auftretenden Lichtkräfte vermutlich durch einen durch die Stehwelle erzeugten Intensitätsgradienten auftreten. Ein ähnlicher Effekt wurde von Sebastiao Padua et al. [86] unter dem Namen transientes Kühlen beschrieben. Die Atome laufen

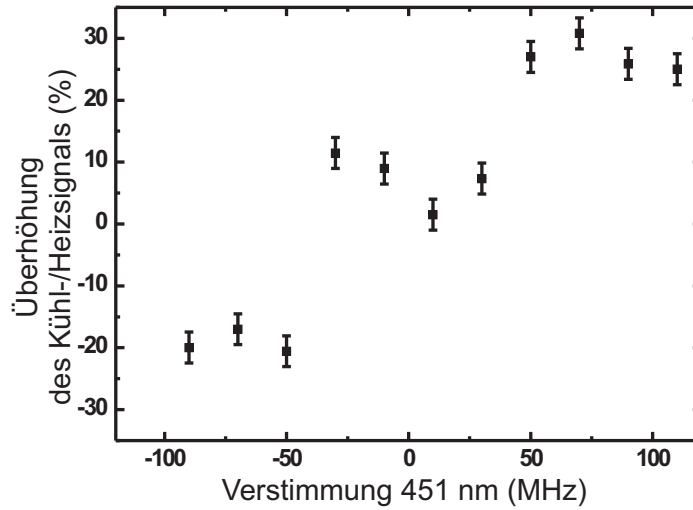


Abbildung 4.25: Überhöhung des Atomstrahls in der Stehwelle als Funktion der Verstimmung. Negative Werte bedeuten Heizsignale.

dabei durch eine in x -Richtung ausgerichtete Stehwelle mit Wellenvektor \vec{k} , die aufgrund der AC-Starkverschiebung ein Potential der Form $U_0 \sin^2(kx)$ darstellt. Der Vorfaktor U_0 ist für kleine Intensitäten und einer relativen Übergangsstärke C durch

$$U_0 = \frac{4\hbar\Omega^2 C \Delta}{\Gamma^2 + 4\Delta^2} \quad (4.9)$$

definiert. Damit besitzt das Potential dasselbe Vorzeichen wie die Verstimmung Δ und ist wegen der Rabi-Frequenz Ω proportional zur eingestrahlten Intensität. Die Wahrscheinlichkeit, dass die Atome optisch gepumpt werden, ist an den Intensitätsmaxima der Stehwelle am größten und fällt für eine positive Verstimmung mit den Potentialmaxima zusammen (siehe Abbildung 4.26). Da die Atome durchschnittlich bei $x = \lambda/2$ in die Stehwelle eintreten, verlieren sie durch das optische Pumpen kinetische Energie, wenn sie in einen weiteren, nicht an das Lichtfeld koppelnden ($C=0$) Grundzustand zerfallen können. Sie laufen dann bis zum nächsten Knoten der Stehwelle, wo alle Grundzustände entartet sind und die Atome erneut in das gekoppelte Niveau übergehen können. Die Änderung der atomaren Geschwindigkeit in diesem Potential ist nach Formel (4.9) proportional zur Wurzel der eingestrahlten Intensität. Damit beschreibt die gemessene Abhängigkeit der Amplitude des inneren Einbruchs in Abbildung 4.24 gerade die gesamte Änderung der Geschwindigkeit als Produkt aus Anzahl der gestreuten Photonen und Geschwindigkeitsübertrag pro Photon.

Für den stärksten Übergang im Indiumatom $|F = 6, m_F = 0\rangle \rightarrow |F = 5, m_F = 0\rangle$ entspricht die Potentialtiefe bei $\Delta = +2,4\Gamma$ etwa $20 v_{\text{rec}}$. Der Eingangsbereich wird in [86] mit einigen Potentialtiefen angegeben, womit der an Abbildung 4.19 gemessene Übertrag von

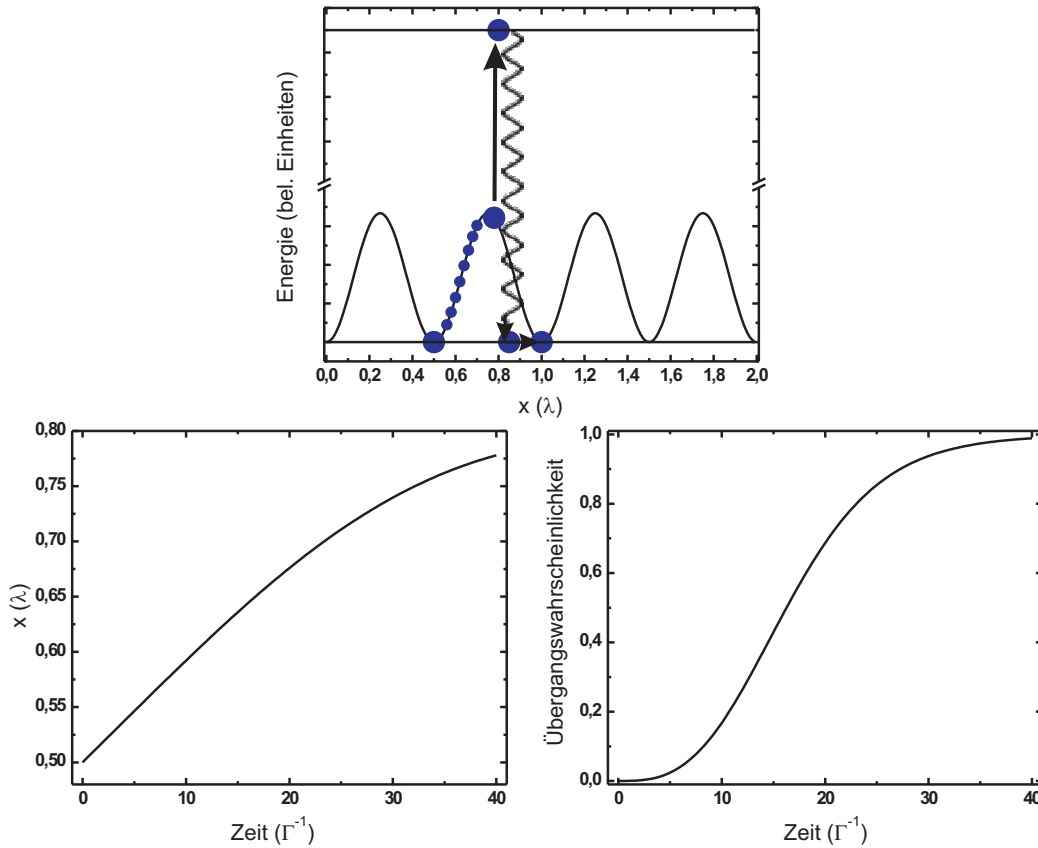


Abbildung 4.26: Prinzip des transienten Kühlens (oben). Die Atome verlieren in der durch die Stehwelle induzierten Potential kinetische Energie, wenn sie im Bereich des Potentialmaximums in ungekoppelte Niveaus gepumpt werden. Die unteren Graphiken zeigen den zeitlichen Verlauf der Ortskoordinate und der Übergangswahrscheinlichkeit für die eingezeichnete Bahn.

$\sim 100v_{\text{rec}}$ für Atome mit Geschwindigkeiten von $\sim 150v_{\text{rec}}$ mit diesem Kühlmechanismus vereinbar ist. Das Magnetfeld sorgt dafür, dass Atome durch die Larmorpräzession im Kühlkreislauf gehalten werden.

Die Veröffentlichung [86] zum transienten Kühlen geht allerdings nicht direkt auf die Abhängigkeit der gekühlten atomaren Geschwindigkeitsverteilung von der eingestrahlten Intensität und Verstimmung ein. Daher werden diese Rechnungen für die geometrische Anordnung des Indiumexperiments neu ausgeführt. Zur Vereinfachung wird ein $F=1 \rightarrow F=0$ -Übergang in ^{87}Rb als Modellsystem benutzt, das die auftretenden Kühlkräfte für das Indiumsystem zwar überschätzt, aber die gleiche Abhängigkeit zeigt. Bei der Rechnung wird die klassische Bewegung des Atoms in der Stehwelle untersucht, die durch die Lösung

$x(t)$ der Bewegungsgleichung

$$m \frac{\partial^2 x}{\partial t^2} = 2 k \sin 2 k x \quad (4.10)$$

gegeben ist. Die Ortskoordinate $x(t)$ ist für ein Teilchen mit einer Geschwindigkeit $v_0 = 80 \text{ cm/s}$, das bei $x(0) = 0.5\lambda$ in die Stehwelle eintritt, für eine Zeit von $40\gamma^{-1}$ in Abbildung 4.26 dargestellt. Die optische Pumprate $\gamma_p(t)$ ergibt sich aus

$$\gamma_p(t) = \frac{4 B C \gamma \Omega^2}{\gamma^2 + 4 \delta^2 + 2 C \Omega^2} \sin^2(k x(t)), \quad (4.11)$$

wobei B das Verzweigungsverhältnis in das ungekoppelte Niveau angibt. Die Wahrscheinlichkeit $W(t)$, dass das Atom nach einer Zeit t optisch gepumpt wird, ergibt sich aus dem Integral

$$W(t) = \int_0^t \gamma_p(\tau) e^{(\int_0^\tau \gamma_p(t') dt')} d\tau. \quad (4.12)$$

Sie ist ebenfalls in Abbildung 4.26 dargestellt. Je weiter sich das Teilchen dem Maximum nähert, desto größer wird W . Diese Wahrscheinlichkeit wird in der Rechnung mit einer Zufallszahl verglichen und dient zur Ermittlung der Zeit t , zu der das Atom optisch gepumpt wird. Anschließend wird wieder über einen Zufallsgenerator ermittelt, in welches Niveau das Atom zerfällt. Ist dies ein ungekoppelter Zustand, so wird die Potentialdifferenz in eine Änderung der atomaren Geschwindigkeit umgewandelt und die neue Geschwindigkeit berechnet. Danach propagiert das Atom zum nächsten Knotenpunkt und es wird mit einem Zufallsgenerator berechnet, ob das Teilchen den Zustand ändert. Ist dies der Fall, wird wieder die Bewegungsgleichung gelöst und die weiteren Schritte werden wie beschrieben berechnet. Ansonsten wird nur die Zeit berechnet, die das Atom braucht, um zum nächsten Knotenpunkt zu gelangen, wo erneut eine Mischung der Zustände erfolgen kann. Nach einer vorgegebenen Gesamtzeit wird der Vorgang abgebrochen und die Endgeschwindigkeit abgespeichert. Die so erlangte Geschwindigkeitsverteilung kann mit dem in Kapitel 4.3 beschriebenen Programm in eine Ortsverteilung in der Nachweiszone umgerechnet werden. Ein schematisches Flussdiagramm des Programms zur Berechnung der Geschwindigkeitsverteilung ist in Anhang A.3 dargestellt.

Abbildung 4.27 zeigt die so berechnete Geschwindigkeits- und Ortsverteilung von 10.000 Atomen mit und ohne Kühlung. Die Verstimmung ist $\delta = \gamma$, der resonante Sättigungsparameter ist $s_0 = 0,1$ und die Wechselwirkungszeit beträgt $\tau = 80\gamma^{-1}$. Dies entspricht durchschnittlich 0,8 gestreuten Photonen pro Atom. Auch bei dieser niedrigen Anzahl gestreuter Photonen ist die Erhöhung der Atome mit niedriger Geschwindigkeit gut zu erkennen. Der Effekt ist in der Ortsverteilung aufgrund der Geometrie des Aufbaus nicht so deutlich. Für längere Wechselwirkungszeiten von $\tau = 320\gamma^{-1}$ (siehe Abbildung 4.28) ist der Kühleffekt deutlich zu erkennen. Allerdings muss beachtet werden, dass diese Rechnungen auf der Lösung von klassischen Bewegungsgleichungen beruhen und so eine stark zentrierte Geschwindigkeitsverteilung wie in Abbildung 4.28 aufgrund von Quanteneffekten nicht realistisch ist [86]. Insbesondere ist der Impulsübertrag auf das Atom bei der spontanen Emission nicht berücksichtigt worden.

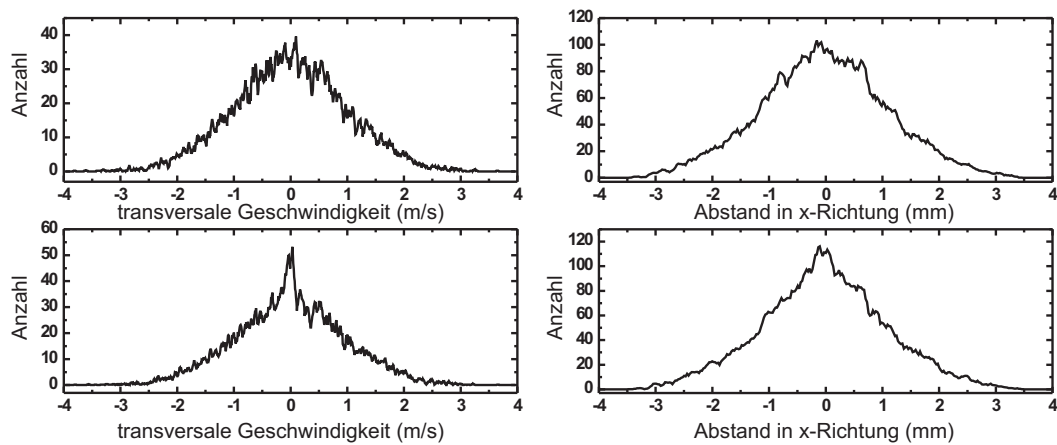


Abbildung 4.27: Transversale Geschwindigkeits- (links) und Ortsverteilung (rechts) des simulierten Atomstrahls in der Nachweiszone ohne (oben) und mit (unten) Laserkühlung für eine Wechselwirkungszeit in der Kühlzone von $\tau = 80 \gamma^{-1}$.

Für den Vergleich mit [Abbildung 4.24](#) wird die Verstimmung auf $\delta = -\gamma$ geändert, um einen Heizprozess zu erhalten. [Abbildung 4.29](#) zeigt die Geschwindigkeits- und Ortsverteilung für $s_0 = 0,1$ und $\tau = 600 \gamma^{-1}$. Der Einfluss des Aufbaus ist hier noch deutlicher zu erkennen. Obwohl keine Atome mit sehr kleinen Geschwindigkeiten mehr vorhanden sind, erreicht der Einbruch in der Ortsverteilung nicht die Grundlinie. Der Grund hierfür sind

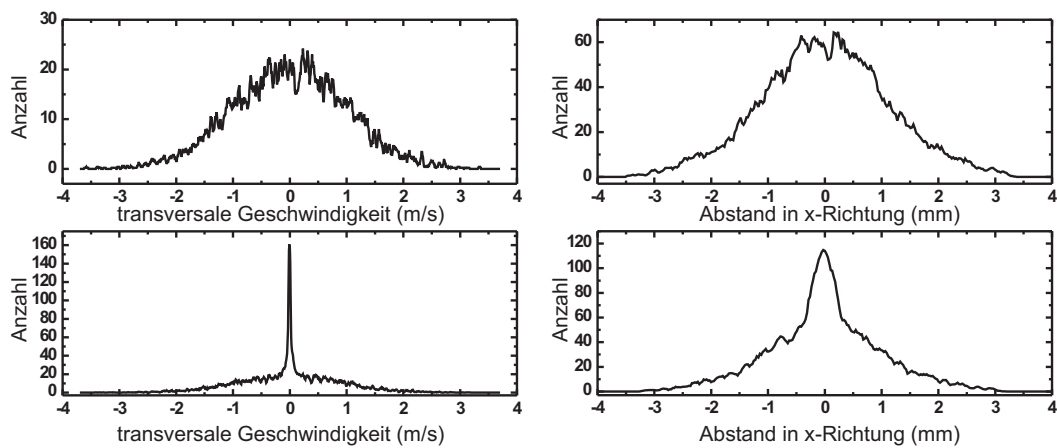


Abbildung 4.28: Transversale Geschwindigkeits- (links) und Ortsverteilung (rechts) des simulierten Atomstrahls in der Nachweiszone ohne (oben) und mit (unten) Laserkühlung für eine Wechselwirkungszeit in der Kühlzone von $\tau = 320 \gamma^{-1}$.

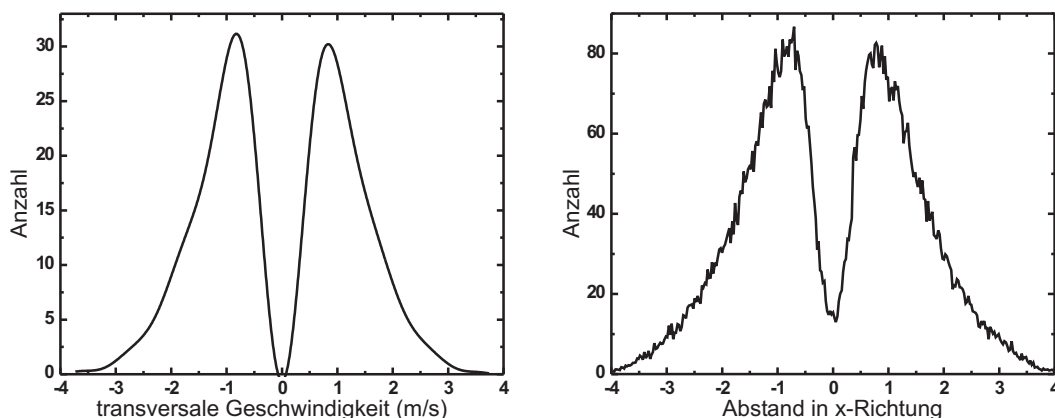


Abbildung 4.29: Transversale Geschwindigkeits- (links) und Ortsverteilung (rechts) des simulierten Atomstrahls in der Nachweiszone für negative Verstimmung von $\delta = -\gamma$ für eine Wechselwirkungszeit in der Kühlzone von $\tau = 600 \gamma^{-1}$.

Atome, deren Geschwindigkeit gerade außerhalb des Einfangbereichs liegt und die aus den äußeren Bereichen des Atomstrahls nach innen fliegen.

An die Ortsverteilung kann wie zuvor nach einer Differenzbildung mit dem Originalsignal eine Überlagerung von zwei Gaußfunktionen angepasst und die Breite und Amplitude der Funktion, die den inneren Einbruch beschreibt, bestimmt werden. Abbildung 4.30 zeigt diese Breiten und Amplituden für verschiedene Sättigungsparameter s , bzw. Intensitäten. An die Verteilungen ist wieder eine Sättigungskurve für die Breite, und eine mit \sqrt{s} multiplizierte Sättigungskurve für die Amplitude angepasst.

Beide Kurven können die errechneten Breiten und Amplituden beschreiben, womit die simulierten Daten die gleiche Abhängigkeit von der eingestrahnten Intensität zeigen wie die in Abbildung 4.24 aufgetragenen Messpunkte. Dies unterstützt zusammen mit den Abschätzungen des Geschwindigkeitsübertrags und des Einfangbereichs auf Seite 67f. die Theorie, dass es sich bei den beobachteten Effekten um transientes Laserkühlen handelt.

Die Ergebnisse der Messung können somit anschaulich erklärt werden. Aufgrund der geringen Anzahl von gestreuten Photonen werden nur wenige Atome so weit beschleunigt, dass sie den möglichen Einfangbereich, der proportional zur eingestrahnten Intensität wächst, verlassen. Daher wächst die Breite der inneren Gaußfunktion für die benutzten Laserintensitäten nur proportional zur Anzahl der gestreuten Photonen. Die Anzahl der möglichen ansprechbaren Atome ist aber weiterhin vom Einfangbereich abhängig, weswegen die Amplitude, die diese Anzahl beschreibt, zusätzlich proportional zur Wurzel aus der Intensität bzw. der Potentialtiefe anwächst.

Damit kann auch ein Modell für die Abhängigkeit der Amplitude von der Verstimmung entwickelt werden. Mit dem Ansatz, dass die Überhöhung A proportional zu $\sqrt{U_o} \cdot n_{\text{photon}}$

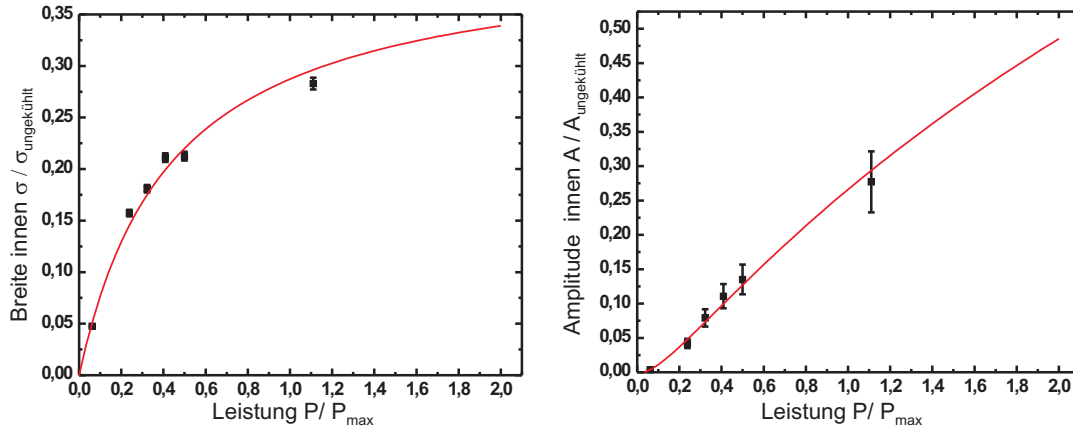


Abbildung 4.30: Halbwertsbreite und Amplitude der simulierten Ortsverteilungen für das transiente Kühlen des Modellsystems für verschiedene Sättigungsparameter im Verhältnis zur Breite und Amplitude des Ausgangssignals. An beide Kurven wurden die gleichen Funktionen wie in Abbildung 4.24 angepasst.

ist, ergibt sich für das Modellsystem

$$A \propto \sqrt{\frac{\Delta}{\Gamma^2 + 4\Delta^2}} \cdot \frac{1}{1 + s_0 + 4\Delta^2/\Gamma^2}. \quad (4.13)$$

Für das Indiumatom muss die mit Formel (1.16) berechnete gestreute Photonenzahl benutzt werden, wobei der funktionelle Verlauf gleich bleibt. Die Berechnung einer einzelnen Potentialtiefe U_0 ist für das Indiumatom nicht möglich, da es im Gegensatz zum Modellsystem 49 koppelnde Zustände gibt. Für eine Abschätzung kann aber eine mittlere Potentialtiefe berechnet werden, indem über alle Niveaus gemittelt wird. Dabei wird insbesondere die Phasenverschiebung der einzelnen Stehwellen aufgrund der unterschiedlichen Wellenlängen nicht berücksichtigt. In Abbildung 4.31 ist diese so berechnete Funktion zusammen mit den Messwerten aus Abbildung 4.25 dargestellt. Die Amplitude wurde dabei als freier Parameter für die Anpassung benutzt. Die Theorie reproduziert die Messpunkte bei hohen Verstimmungen von über 50 MHz. Allerdings können die Werte für kleinere Verstimmungen nicht erklärt werden. Ein Grund dafür ist die starke Vereinfachung des Modells. Außerdem wurden die Parameter, die transientes Kühlen als Erklärung für die Messergebnisse bevorzugen, für optimale Kühl- und Heizsignale bei $\pm 2,4 \Gamma$ bestimmt. Vor allem das rotverstimmte Kühlen bei sehr kleinen Verstimmungen deutet darauf hin, dass noch weitere Kühlmechanismen vorhanden sind. Dies ist bei der komplexen Niveaustuktur von Indium auch zu erwarten.

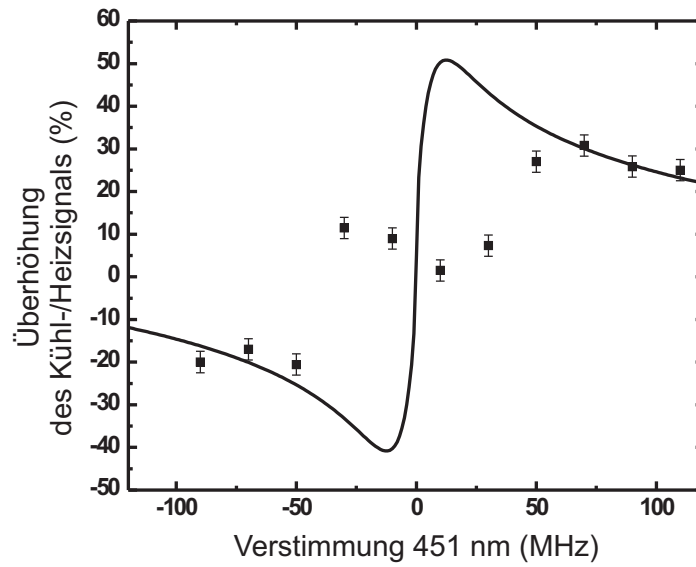


Abbildung 4.31: Messwerte und theoretische Kurve für die Überhöhung des Atomstrahls in der Stehwelle als Funktion der Verstimmung. Negative Werte bedeuten Heizsignale.

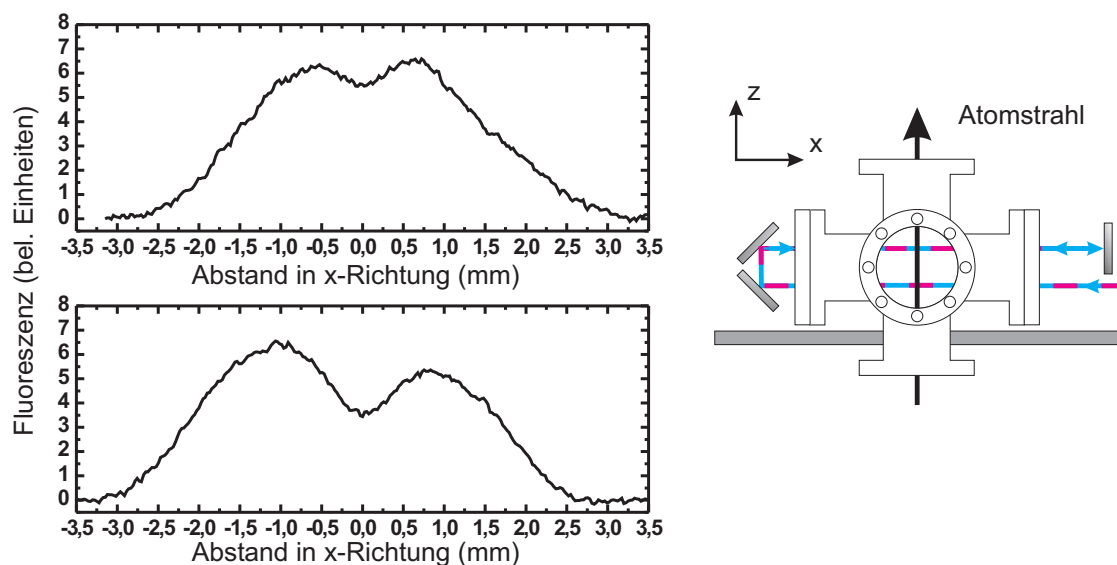


Abbildung 4.32: Integrierte Fluoreszenzbilder für das transversale Heizen mit einer (oben) und zwei Stehwellen (unten). Der Aufbau für die Erzeugung von zwei Stehwellen ist rechts skizziert.

4.5 Mehrfachreflexion

Nachdem die Laserkühlung mit einem theoretischen Modell beschrieben werden kann, wird jetzt die einzelne Stehwelle durch eine Mehrfachreflexion, wie sie in [Abbildung 4.16](#) beschrieben ist, ersetzt. Da durch die zusätzlichen Strahlen die effektive Wechselwirkungszeit bei gleichbleibender Intensität erhöht wird, sollte sich die Amplitude der inneren Struktur deutlich erhöhen. Zunächst wird mit zwei zusätzlichen Spiegeln (siehe [Abbildung 4.32](#)) eine zweite Stehwelle erzeugt. In der Abbildung ist der Unterschied zwischen der einfachen und der doppelten Stehwelle klar zu erkennen. Der Einbruch bei der ersten Stehwelle beträgt etwa 13% des Maximalwertes und 41% bei der zweiten. Eine Erhöhung der Anzahl der Stehwellen mit dem in [Kapitel 4.3](#) beschriebenen Prismenaufbau ergibt allerdings keine weitere Verbesserung. Grund hierfür ist, dass die beiden Prismen aufgrund der Geometrie des Vakuumaufbaus außerhalb des Vakuums aufgebaut werden mussten. Damit wird bei jedem Durchlaufen des Atomstrahls ein Teil des Lichts an den Vakuumfenstern gestreut bzw. absorbiert. Dies sorgt dafür, dass die zurücklaufenden Strahlen (siehe [Abbildung 4.16](#)) eine deutliche Wellenfrontverzerrung und geringere Intensität besitzen. Außerdem entsteht ein starkes Ungleichgewicht in den Strahlintensitäten der äußeren Stehwellen. Abhilfe schafft hier nur eine Verlegung des Reflexionsaufbaus ins Innere des Vakuumaufbaus, was aber einen grundlegenden Umbau des Vakuumsystems voraussetzt und daher hier nicht umgesetzt wurde.

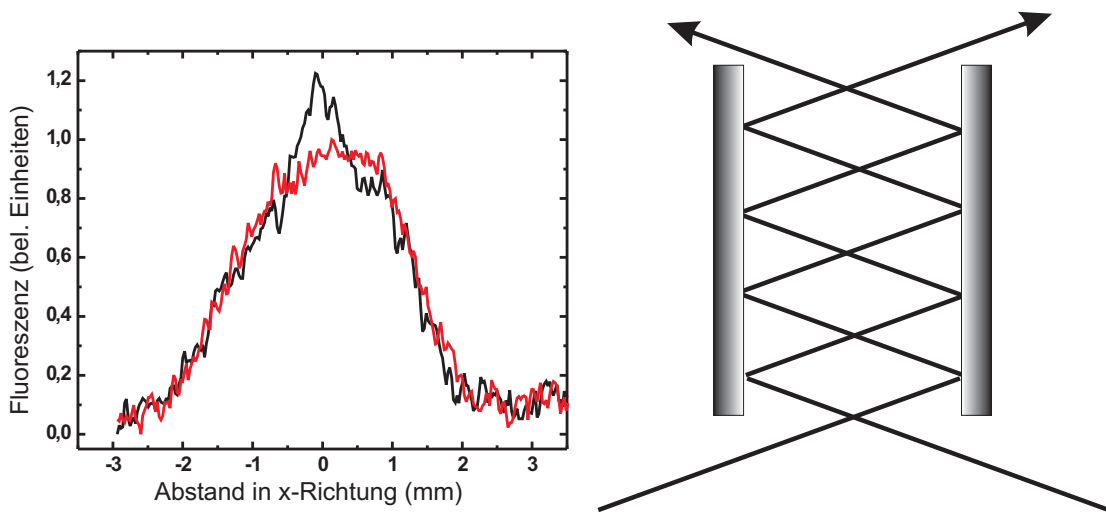


Abbildung 4.33: Integrierte Fluoreszenzbilder für die transversale Kühlung (schwarz) mit zwei parallelen Spiegeln (Aufbau siehe rechts) und fünf Wechselwirkungen mit dem Atomstrahl.

Die gerade beschriebenen Probleme können mit dem ebenfalls in [Abbildung 4.16](#) gezeigten Aufbau mit zwei parallelen, bzw. gekippten Spiegeln umgangen werden. Allerdings ist durch die Aufspaltung der Strahlen die Anfangsintensität um die Hälfte reduziert und es ergibt sich eine zusätzliche Verstimmung. [Abbildung 4.33](#) zeigt die Laserkühlung für einen Aufbau mit zwei parallelen Spiegeln und fünf Wechselwirkungen. Die zusätzliche Verstimmung, die durch den Winkel zwischen Laser- und Atomstrahl erzeugt wird, beträgt etwa eine Linienbreite. Das Kühlsignal ist aufgrund der gerade aufgezählten Gründe mit einer Überhöhung von 23% in etwa gleich dem für nur eine, rechtwinklig eingestrahelte Stehwelle. Ein zusätzlicher Grund für die geringe Effizienz ergibt sich aus der Justage, da die Schnittpunkte der Laserstrahlen exakt im Atomstrahl liegen müssen.

Rolle der 410 nm Strahlen

Bisher sind die Frequenzen der 410 nm Laser auf Resonanz gehalten worden. Allerdings kann das blauverstimmte Kühlen auch hier nachgewiesen werden, wie in den Dissertationen von Ruby dela Torre [\[34\]](#) und Jiayu Wang [\[31\]](#) gezeigt wird. Die Verstimmung von Laser 1 ($F=5 \rightarrow F=5$) hat aber bei der Benutzung aller fünf Frequenzen für das transiente Kühlen keinen sichtbaren Einfluss auf das Kühlsignal. Dies lässt sich durch die geringe Intensität des 410 nm Lichts von etwa 17 mW/cm^2 gegenüber 150 mW/cm^2 für das 451 nm Licht erklären. Es ist daher effizienter, die Frequenz der 410 nm Laser auf Resonanz zu halten, um die Atome möglichst schnell optisch in die stärker kühlenden $P_{3/2}$ -Niveaus zu pumpen.

Fazit

In diesem Kapitel konnte die transversale Laserkühlung des Indiumatomstrahls durch transientes Kühlen demonstriert werden. Es zeigt sich, dass durch die hohe Effizienz der blau-verstimmten Kühlmethode, die für einen großen Geschwindigkeitseinfangbereich benötigte Dopplerkühlung unterdrückt wird. Da das transiente Kühlen durch nichtkoppelnde Zeemanzustände entsteht, könnte es verhindert werden, indem nur die Laserfrequenzen, die einen $F \rightarrow F+1$ -Übergang ($4 \rightarrow 5$) anregen, als Stehwelle eingestrahlt werden. Die übrigen Frequenzen würden als laufende Welle nur optisch Pumpen. Da hierdurch aber die Anzahl der durch die Stehwellenlaserstrahlen gestreuten Photonen noch weiter verringert wird, ist dieser Ansatz mit dem bestehenden Lasersystem nicht sinnvoll. Die bessere Alternative besteht daher im Aufbau eines Lasersystems für die Erzeugung von 325 nm, da hier ein einzelner, geschlossener Übergang ($6 \rightarrow 7$) existiert und somit keine zusätzlichen Pumplaserstrahlen nötig wären.

Zusammenfassung

Die atomare Nanostrukturierung (ANF), d. h. das kontrollierte Abscheiden von Atomen auf einem Substrat bietet interessante Perspektiven, wenn zwei atomare Spezies benutzt werden. Dabei kann mit der ANF gezielt die Dichte einer der Spezies manipuliert werden, während die andere gleichmäßig abgeschieden wird. Besonders interessant ist es, wenn die magnetischen und/oder elektronischen Eigenschaften der Atome eine weitere Verwendung der abgelagerten Strukturen selbst ermöglichen. Insbesondere gilt dies für Atome aus der dritten und fünften Hauptgruppe, aus deren Mischung dotierte Halbleiter hergestellt werden können.

In dieser Arbeit wurde untersucht, ob Indium ein möglicher Kandidat für die Nanostrukturierung bzw. Atomlithographie ist. Dafür mussten bekannte Methoden für die Herstellung und Stabilisierung des für die Laserkühlung notwendigen Lichts an die besonderen Eigenschaften von Indium angepasst werden [29]. Diese Maßnahmen wurden in den Kapiteln 1 bis 2.3 vorgestellt. Insbesondere konnte eine neuartige Hohlkathodenlampe zur Stabilisierung des 451 nm Lichts konstruiert und ihre Eigenschaften in Kapitel 2.2.2 bestimmt werden. Die Spektroskopie von Indium mit dem 451 nm und dem 410 nm Licht gab dabei erste Hinweise darauf, dass die in vielen Lehrbüchern verwendeten Formeln für die Atom-Licht-Wechselwirkung für ein Zweiniveaumatom nicht direkt auf das Indiumatom übertragen werden können. Dies konnte durch weitere Experimente am Atomstrahl verifiziert werden. Insbesondere die in bisherigen Arbeiten [31, 34] vernachlässigte Zeemanstruktur der einzelnen Hyperfeinniveaus spielt für die Laserkühlung eine entscheidende Rolle. Durch ein angelegtes Magnetfeld konnten offene Zerfallskanäle geschlossen (siehe Kapitel 4.1) und die physikalischen Vorgänge mit einem Modellsystem verstanden werden. Damit war es zum ersten Mal möglich, makroskopische Dopplerkräfte auf einen Indiumatomstrahl auszuüben und ihn in transversaler Richtung zu verschieben. Mit den an das Indiumatom angepassten Gleichungen für Streuraten und Spontankräfte konnten die Messwerte auch quantitativ berechnet werden (siehe Kapitel 4.2). Mithilfe der so gewonnenen Parametern des vorgestellten Experiments wurden in Kapitel 4.3 Vorhersagen für eine mögliche Dopplerkühlung des Indiumatomstrahls berechnet. Insbesondere wurde festgestellt, dass nur eine Mehrfachreflexion der für die Kühlung nötigen Stehwelle dies ermöglichen kann. Allerdings zeigt sich, dass die geringen Dopplerkräfte durch einen anderen Effekt verdeckt werden. Das in Kapitel 4.4 beschriebene am Atomstrahl gemessene transiente Kühlen arbeitet mit einer optimalen Frequenz, die oberhalb der Resonanzfrequenz des Indiumatoms liegt und somit gerade das umgekehrte Vorzeichen zur Dopplerkühlung aufweist. Es konnte gezeigt werden, dass diese Kühlmethode den Atomstrahl innerhalb eines begrenzten Einfangbereichs

äußerst effektiv auf Temperaturen unterhalb der Dopplertemperatur kühlen kann [87]. Durch eine weitere Rechnung mit einem Modellsystem konnte insbesondere nachgewiesen werden, dass es sich bei den beobachteten Kühlkräften um transientes Kühlen handelt. Der Einfangbereich dieser Kühlmethode ist allerdings deutlich kleiner als die maximale transversale Geschwindigkeit des Indiumatomstrahls, weswegen der Strahl für die ANF nicht ausreichend kollimiert ist. Es wäre zwar möglich, die Divergenz des Atomstrahls durch eine andere Blendenanordnung so zu verkleinern, dass der Strahl kollimiert werden kann, allerdings würde dies zu einer starken Reduktion des Flusses führen und so zu längeren Depositionszeiten bei der ANF. Die bessere Alternative ist die zusätzliche Ausnutzung des $P_{3/2}$ nach $D_{5/2}$ -Übergangs bei 325 nm. Hier existiert ein geschlossener Übergang, der auch schon bei Gallium und Aluminium erfolgreich für die Laserkühlung benutzt werden konnte. Eine Abschätzung in Kapitel 4.3 ergab, dass effektive Dopplerkühlung mit zwei Stehwellen bei 325 nm mit einem kommerziellen Lasersystem möglich sein wird. Die bisher benutzten Laser würden in einem solchen Aufbau benutzt, um die Indiumatome in das $P_{3/2}$ F=6-Niveau optisch zu pumpen und somit über 90% der Atome in den Kühlkreislauf zu bringen. Da hierfür nicht mehr die volle Laserleistung benötigt wird, könnte das überschüssige 451 nm-Licht für die ANF-Stehwelle benutzt werden.

Die Möglichkeit für die direkte Deposition von Indium auf ein Substrat wurde in Kapitel 3.1 untersucht. Hier stellte sich heraus, dass Indium bei Raumtemperatur auf verschiedenen Materialien zu Inselwachstum neigt und Tropfen bildet. Die Größe der Tropfen hängt dabei vom benutzten Material und wahrscheinlich auch von der Kristallstruktur ab. Da die Depositionszeit für den hier benutzten Atomstrahl sehr groß ist, wurde außerdem die Möglichkeit der Abscheidung auf ein organisches Resistmaterial untersucht. Hierbei konnte die bisher unbekannte für die Zerstörung des Resistmaterials benötigte minimale Dosis von 12 Monolagen Indium bestimmt werden [60]. Dies ermöglicht eine deutlich kürzere Schreibzeit und kann daher für erste Lithographieexperimente mit dem gekühlten Indiumatomstrahl benutzt werden. Dafür kann in der Vakuumkammer der Nachweiszone ein mit Piezoelementen steuerbarer Spiegel installiert werden und so eine Stehwelle erzeugt werden. Diese Depositionseinheit ist bereits konstruiert worden.

A Anhang

A.1 Matrixelemente

Hier werden aus den gemessenen Linienbreiten Γ_{410} und Γ_{451} die Linienbreiten der einzelnen Hyperfeinübergänge ausgerechnet. Startpunkt für die Rechnung ist die Formel

$$|\langle J ||d|| J' \rangle|^2 = \frac{3}{4} \frac{c^2 e^2}{\alpha} \frac{\Gamma_{J' \rightarrow J}}{\omega_{J' \rightarrow J}^3} (2J' + 1) \quad (\text{A.1})$$

aus [88], die die Berechnung des reduzierten Matrixelements $|\langle J ||d|| J' \rangle|$ zwischen einem angeregten Zustand J' und einem Grundzustand J beschreibt. Hierbei ist $\Gamma_{J' \rightarrow J}$ die (gemessene) Linienbreite des Übergangs mit der Frequenz $2\pi \cdot \nu_{J' \rightarrow J} = \omega_{J' \rightarrow J}$. Der Vorfaktor besteht aus der Lichtgeschwindigkeit c , der Elektronladung e und der Feinstrukturkonstanten α . Um die endgültige Formel für die Hyperfeinübergänge zu verstehen, ist es nützlich, diese Formel aus der Definition des Einsteinschen A-Koeffizienten herzuleiten. Im Allgemeinen lässt sich hiermit die Linienbreite Γ durch das Dipolmoment d ausdrücken.

$$A = \Gamma_{J' \rightarrow J} = \frac{4}{3} \frac{\alpha}{c^2 e^2} \omega_{J' \rightarrow J}^3 d_{J' \rightarrow J}^2. \quad (\text{A.2})$$

Zunächst muss also $d_{J' \rightarrow J}^2$ berechnet werden. Hierzu wird zunächst ein einzelner m_F Zeemanübergang betrachtet, dessen Matrixelement für eine Polarisation $q=-1,0,1$ durch

$$d_{m_F' \rightarrow m_F}^2 = |\langle F, m_F | d_q | F', m_{F'} \rangle|^2$$

gegeben ist. Mithilfe des Wigner-Eckardt Theorems kann dies zu

$$|\langle F, m_F | d_q | F', m_{F'} \rangle|^2 = \begin{pmatrix} F' & 1 & F \\ -m_{F'} & q & m_F \end{pmatrix}^2 |\langle F ||d|| F' \rangle|^2 \quad (\text{A.3})$$

reduziert werden. Das Matrixelement $|\langle F ||d|| F' \rangle|$ kann in der entkoppelten Basis $I + J$ beschrieben werden und (A.3) wird zu

$$\begin{pmatrix} F' & 1 & F \\ -m_{F'} & q & m_F \end{pmatrix}^2 \left\{ \begin{matrix} J & J' & 1 \\ F' & F & I \end{matrix} \right\}^2 (2F' + 1)(2F + 1) |\langle J ||d|| J' \rangle|^2, \quad (\text{A.4})$$

wobei $I = 9/2$ den Kernspin des Indiumatoms bezeichnet. Jetzt muss $d_{J' \rightarrow J}^2$ nur noch durch $d_{m_{F'} \rightarrow m_F}^2$ beschrieben werden. Dies geschieht, indem über alle Übergänge, in die das Atom zerfallen kann, summiert und über die Startzustände gemittelt wird. Das ergibt

$$d_{J' \rightarrow J}^2 = \frac{1}{2F' + 1} \sum_{m_{F'}} \frac{1}{2J' + 1} \sum_{F'} \sum_{F, q, m_F} d_{m_{F'} \rightarrow m_F}^2. \quad (\text{A.5})$$

Diese Summen werden jetzt einzeln betrachtet und ausgerechnet. Die erste Summe beschreibt alle möglichen Zeemanübergänge in einen Hyperfeinzustand. Mit (A.3) gilt dann:

$$\begin{aligned} \sum_{q, m_F} d_{m_{F'} \rightarrow m_F}^2 &= \sum_{q, m_F} \left(\begin{array}{ccc} F' & 1 & F \\ & -m_{F'} & q & m_F \end{array} \right)^2 |\langle F || d || F' \rangle|^2 \\ &= \frac{1}{2F' + 1} |\langle F || d || F' \rangle|^2. \end{aligned} \quad (\text{A.6})$$

Die nächste Summe in (A.5) ergibt dann in der entkoppelten Basis

$$\begin{aligned} \sum_F \frac{1}{2F' + 1} |\langle F || d || F' \rangle|^2 &= \sum_F \left\{ \begin{array}{ccc} J & J' & 1 \\ F' & F & I \end{array} \right\}^2 (2F + 1) |\langle J || d || J' \rangle|^2 \\ &= \frac{1}{2J' + 1} |\langle J || d || J' \rangle|^2. \end{aligned} \quad (\text{A.7})$$

Dieser Ausdruck ist unabhängig von F' und $m_{F'}$. Daher können die restlichen Summen in (A.5), die die Mittelung beschreiben, direkt ausgerechnet werden und (A.5) wird zu

$$d_{J' \rightarrow J}^2 = \frac{|\langle J || d || J' \rangle|^2}{2J' + 1}$$

Wird dieser Ausdruck nun in (A.2) eingesetzt ergibt sich direkt (A.1).

Um jetzt die Linienbreiten für die Hyperfeinübergänge zu berechnen, kann genau so vorgegangen werden. Dafür muss nur die Mittelung über die oberen Hyperfeinniveaus und die Summe über die unteren Hyperfeinniveaus weggelassen werden und es ergibt sich

$$\begin{aligned} \Gamma_{F' \rightarrow F} &\stackrel{(\text{A.2})}{=} \frac{4}{3} \frac{\alpha}{c^2 e^2} \omega_{F' \rightarrow F}^3 d_{F' \rightarrow F}^2 \\ &= \frac{4}{3} \frac{\alpha}{c^2 e^2} \omega_{F' \rightarrow F}^3 \frac{1}{2F' + 1} \sum_{m_{F'}} \left\{ \begin{array}{ccc} J & J' & 1 \\ F' & F & I \end{array} \right\}^2 (2F + 1) |\langle J || d || J' \rangle|^2 \\ &= \frac{1}{2F' + 1} \sum_{m_{F'}} \left\{ \begin{array}{ccc} J & J' & 1 \\ F' & F & I \end{array} \right\}^2 (2F + 1)(2J' + 1) \Gamma_{J' \rightarrow J} \\ &= \left\{ \begin{array}{ccc} J & J' & 1 \\ F' & F & I \end{array} \right\}^2 (2F + 1)(2J' + 1) \Gamma_{J' \rightarrow J}. \end{aligned} \quad (\text{A.8})$$

Damit können die Linienbreiten der Hyperfeinübergänge durch die bekannten $\Gamma_{J' \rightarrow J}$ ausgedrückt werden, was in Tabelle (1.1) aufgelistet ist. Die Übergangsstärken für die einzelnen $m_{F'} \rightarrow m_F$ -Übergänge sind im nächsten Abschnitt angegeben.

A.2 Tabellen der Übergangsstärken für die Zeemanübergänge

Alle Übergangsstärken bezeichnen die $d_{m_F \rightarrow m_{F'}}^2$ als Vielfaches von $|\langle J = \frac{1}{2} || d || J' = \frac{1}{2} \rangle|^2$ für 410 nm und $|\langle J = \frac{3}{2} || d || J' = \frac{1}{2} \rangle|^2$ für 451 nm.

451 nm

F=3 nach F'=4 für lineare Polarisation

-3→-3	-2→-2	-1→-1	0 → 0	1 → 1	2 → 2	3 → 3
$\frac{7}{144}$	$\frac{1}{12}$	$\frac{5}{48}$	$\frac{1}{9}$	$\frac{5}{48}$	$\frac{1}{12}$	$\frac{7}{144}$

F=3 nach F'=4 für zirkulare Polarisation

-3→-2	-2→-1	-1→0	0 → 1	1 → 2	2 → 3	3 → 4
$\frac{7}{144}$	$\frac{1}{12}$	$\frac{5}{48}$	$\frac{1}{9}$	$\frac{5}{48}$	$\frac{1}{12}$	$\frac{7}{144}$

F=4 nach F'=4 für lineare Polarisation

-4→-4	-3→-3	-2→-2	-1→-1	0 → 0	1 → 1	2 → 2	3 → 3	4 → 4
$\frac{11}{75}$	$\frac{33}{400}$	$\frac{11}{300}$	$\frac{11}{1200}$	0	$\frac{11}{1200}$	$\frac{11}{300}$	$\frac{33}{400}$	$\frac{11}{75}$

F=4 nach F'=4 für zirkulare Polarisation

-4→-3	-3→-2	-2→-1	-1→0	0 → 1	1 → 2	2 → 3	3 → 4
$\frac{11}{300}$	$\frac{77}{1200}$	$\frac{33}{400}$	$\frac{11}{120}$	$\frac{11}{120}$	$\frac{33}{400}$	$\frac{77}{1200}$	$\frac{11}{300}$

F=5 nach F'=4 für lineare Polarisation

-4→-4	-3→-3	-2→-2	-1→-1	0 → 0	1 → 1	2 → 2	3 → 3	4 → 4
$\frac{1}{50}$	$\frac{8}{225}$	$\frac{7}{150}$	$\frac{4}{75}$	$\frac{1}{18}$	$\frac{4}{75}$	$\frac{7}{150}$	$\frac{8}{225}$	$\frac{1}{50}$

F=5 nach F'=4 für zirkulare Polarisation

-5→-4	-4→-3	-3→-2	-2→-1	-1→0	0 → 1	1 → 2	2 → 3	3 → 4
$\frac{1}{10}$	$\frac{2}{25}$	$\frac{14}{225}$	$\frac{7}{150}$	$\frac{1}{30}$	$\frac{1}{45}$	$\frac{1}{75}$	$\frac{1}{150}$	$\frac{1}{450}$

F=4 nach F'=5 für lineare Polarisation

-4→-4	-3→-3	-2→-2	-1→-1	0 → 0	1 → 1	2 → 2	3 → 3	4 → 4
$\frac{3}{275}$	$\frac{16}{825}$	$\frac{7}{275}$	$\frac{8}{275}$	$\frac{1}{33}$	$\frac{8}{275}$	$\frac{7}{275}$	$\frac{16}{825}$	$\frac{3}{275}$

A.2 Tabellen der Übergangsstärken für die Zeemanübergänge

F=4 nach F'=5 für zirkulare Polarisation

-4→-3	-3→-2	-2→-1	-1→0	0 → 1	1 → 2	2 → 3	3 → 4	4 → 5
$\frac{1}{825}$	$\frac{1}{275}$	$\frac{2}{275}$	$\frac{2}{165}$	$\frac{1}{55}$	$\frac{7}{275}$	$\frac{28}{825}$	$\frac{12}{275}$	$\frac{3}{55}$

F=5 nach F'=5 für lineare Polarisation

-5→-5	-4→-4	-3→-3	-2→-2	-1→-1	0 → 0	1 → 1	2 → 2	3 → 3	4 → 4	5 → 5
$\frac{1}{8}$	$\frac{2}{25}$	$\frac{9}{200}$	$\frac{1}{50}$	$\frac{1}{200}$	0	$\frac{1}{200}$	$\frac{1}{50}$	$\frac{9}{200}$	$\frac{2}{25}$	$\frac{1}{8}$

F=5 nach F'=5 für zirkulare Polarisation

-5→-4	-4→-3	-3→-2	-2→-1	-1→0	0 → 1	1 → 2	2 → 3	3 → 4	4 → 5
$\frac{1}{40}$	$\frac{9}{200}$	$\frac{3}{50}$	$\frac{7}{100}$	$\frac{3}{40}$	$\frac{3}{40}$	$\frac{7}{100}$	$\frac{3}{50}$	$\frac{9}{200}$	$\frac{1}{40}$

F=6 nach F'=5 für lineare Polarisation

-5→-5	-4→-4	-3→-3	-2→-2	-1→-1	0 → 0	1 → 1	2 → 2	3 → 3	4 → 4	5 → 5
$\frac{1}{24}$	$\frac{5}{66}$	$\frac{9}{88}$	$\frac{4}{33}$	$\frac{35}{264}$	$\frac{3}{22}$	$\frac{35}{264}$	$\frac{4}{33}$	$\frac{9}{88}$	$\frac{5}{66}$	$\frac{1}{24}$

F=6 nach F'=5 für zirkulare Polarisation

-6→-5	-5→-4	-4→-3	-3→-2	-2→-1	-1→0	0 → 1	1 → 2	2 → 3	3 → 4	4 → 5
$\frac{1}{4}$	$\frac{5}{24}$	$\frac{15}{88}$	$\frac{3}{22}$	$\frac{7}{66}$	$\frac{7}{88}$	$\frac{5}{88}$	$\frac{5}{132}$	$\frac{1}{44}$	$\frac{1}{88}$	$\frac{1}{264}$

410 nm

F=4 nach F'=4 für lineare Polarisation

-4→-4	-3→-3	-2→-2	-1→-1	0 → 0	1 → 1	2 → 2	3 → 3	4 → 4
$\frac{8}{75}$	$\frac{3}{50}$	$\frac{2}{75}$	$\frac{1}{150}$	0	$\frac{1}{150}$	$\frac{2}{75}$	$\frac{3}{50}$	$\frac{8}{75}$

F=4 nach F'=4 für zirkulare Polarisation

-4→-3	-3→-2	-2→-1	-1→0	0 → 1	1 → 2	2 → 3	3 → 4
$\frac{2}{75}$	$\frac{7}{150}$	$\frac{3}{50}$	$\frac{1}{15}$	$\frac{1}{15}$	$\frac{3}{50}$	$\frac{7}{150}$	$\frac{2}{75}$

F=5 nach F'=4 für lineare Polarisation

-4→-4	-3→-3	-2→-2	-1→-1	0 → 0	1 → 1	2 → 2	3 → 3	4 → 4
$\frac{3}{50}$	$\frac{8}{75}$	$\frac{7}{50}$	$\frac{4}{25}$	$\frac{1}{6}$	$\frac{4}{25}$	$\frac{7}{50}$	$\frac{8}{75}$	$\frac{3}{50}$

F=5 nach F'=4 für zirkulare Polarisation

-5→-4	-4→-3	-3→-2	-2→-1	-1→0	0 → 1	1 → 2	2 → 3	3 → 4
$\frac{3}{10}$	$\frac{6}{25}$	$\frac{14}{75}$	$\frac{7}{50}$	$\frac{1}{10}$	$\frac{1}{15}$	$\frac{1}{25}$	$\frac{1}{50}$	$\frac{1}{150}$

F=4 nach F'=5 für lineare Polarisation

-4→-4	-3→-3	-2→-2	-1→-1	0 → 0	1 → 1	2 → 2	3 → 3	4 → 4
$\frac{3}{50}$	$\frac{8}{75}$	$\frac{7}{50}$	$\frac{4}{25}$	$\frac{1}{6}$	$\frac{4}{25}$	$\frac{7}{50}$	$\frac{8}{75}$	$\frac{3}{50}$

F=4 nach F'=5 für zirkulare Polarisation

-4→-3	-3→-2	-2→-1	-1→0	0 → 1	1 → 2	2 → 3	3 → 4	4 → 5
$\frac{1}{150}$	$\frac{1}{50}$	$\frac{1}{25}$	$\frac{1}{15}$	$\frac{1}{10}$	$\frac{7}{50}$	$\frac{14}{75}$	$\frac{6}{25}$	$\frac{3}{10}$

F=5 nach F'=5 für lineare Polarisation

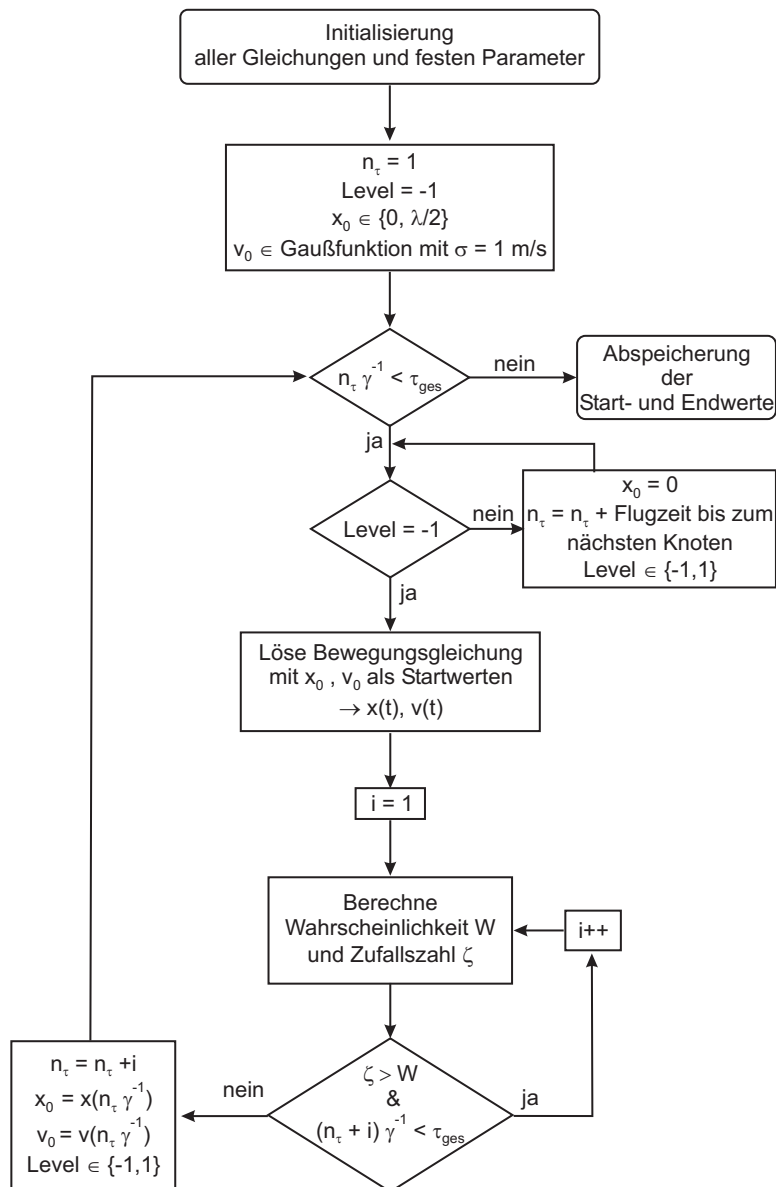
-5→-5	-4→-4	-3→-3	-2→-2	-1→-1	0 → 0	1 → 1	2 → 2	3 → 3	4 → 4	5 → 5
$\frac{1}{6}$	$\frac{8}{75}$	$\frac{3}{50}$	$\frac{2}{75}$	$\frac{1}{150}$	0	$\frac{1}{150}$	$\frac{2}{75}$	$\frac{3}{50}$	$\frac{8}{75}$	$\frac{1}{6}$

F=5 nach F'=5 für zirkulare Polarisation

-5→-4	-4→-3	-3→-2	-2→-1	-1→0	0 → 1	1 → 2	2 → 3	3 → 4	4 → 5
$\frac{1}{30}$	$\frac{3}{50}$	$\frac{2}{25}$	$\frac{7}{75}$	$\frac{1}{10}$	$\frac{1}{10}$	$\frac{7}{75}$	$\frac{2}{25}$	$\frac{3}{50}$	$\frac{1}{30}$

A.3 Flussdiagramm zur Berechnung des transienten Kühlens

Dargestellt ist der schematische Programmablauf für die Berechnung der Geschwindigkeitsverteilung für das vereinfachte Modellsystem des transienten Kühlens in Kapitel 4.4.1. Hierbei bezeichnet n_τ den Zähler für die abgelaufene Zeit in Einheiten von γ^{-1} und $Level$ das Grundzustandsniveau, in dem sich das Atom befindet.



Literaturverzeichnis

- [1] O. STERN, *Ein Weg zur experimentellen Prüfung der Richtungsquantelung im Magnetfeld*, Z. Phys. **7**, 249 (1921)
- [2] W. GERLACH UND O. STERN, *Der experimentelle Nachweis des magnetischen Moments des Silberatoms*, Z. Phys. **8**, 110 (1921)
- [3] O. FRISCH, *Experimenteller Nachweis des Einsteinschen Strahlungsrückstoßes*, Z. Phys. **86**, 42 (1933)
- [4] H. J. METCALF UND P. VAN DER STRATEN, *Laser Cooling and Trapping*, Springer Verlag, erste Auflage (1999)
- [5] C. S. ADAMS, M. SIGEL UND J. MLYNEK, *Atom optics*, Phys. Rep. **240**(3), 143 (1994)
- [6] D. MESCHEDE UND H. METCALF, *Atomic nanofabrication: atomic deposition and lithography by laser and magnetic forces*, J. Phys. D **36**, R17 (2003)
- [7] B. ROHWEDDER, *Atom optics, a tool for nanofabrication*, Am. J. Phys. **75**, 394 (2007)
- [8] G. TIMP, R. E. BEHRINGER, D. M. TENNANT, J. E. CUNNINGHAM, M. PRENTISS UND K. K. BERGGREN, *Using light as a lens for submicron, neutral-atom lithography*, Phys. Rev. Lett. **69**(11), 1636 (Sep 1992)
- [9] J. MCCLELLAND, R. SCHOLTEN, E. PALM UND R. CELOTTA, *Laser-focused atomic deposition*, Science **262**, 877 (1993)
- [10] M. MÜTZEL, S. TANDLER, D. HAUBRICH, D. MESCHEDE, K. PEITHMANN, M. FLASPÖHLER UND K. BUSE, *Atom Lithography with a Holographic Light Mask*, Phys. Rev. Lett. **88**, 083601 (2002)
- [11] M. MÜTZEL, *Erzeugung von Nanostrukturen mit laserpräparierten thermischen Atomstrahlen*, Dissertation, Mathematisch-Naturwissenschaftliche Fakultät der Rheinischen Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn (2004)
- [12] T. SCHULZE, T. MÜTHER, D. JÜRGENS, B. BREZGER, M. OBERTHALER, T. PFAU UND J. MLYNEK, *Structured doping with light forces*, Appl. Phys. Lett. **78**, 1781 (2001)
- [13] B. SMEETS, R. HERFST, L. MAGUIRE, E. TE SLIGTE, P. VAN DER STRATEN, H. BEIJERINCK UND K. A. H. VAN LEEUWEN, *Laser collimation of an Fe atomic beam on a leaky transition*, Appl. Phys. B **80**, 833839 (2005)
- [14] R. W. MCGOWAN, D. M. GILTNER UND S. A. LEE, *Light force cooling, focusing, and nanometer-scale deposition of aluminum atoms*, Opt. Lett. **20**, 2535 (1995)
- [15] S. J. REHSE, K. M. BOCKEL UND S. A. LEE, *Laser collimation of an atomic gallium beam*, Phys. Rev. A **69**(6), 063404 (2004)
- [16] S. J. REHSE, R. MCGOWAN UND S. LEE, *Optical manipulation of group III atoms*, Appl. Phys. B **70**, 657 (2000)
- [17] F. REICH UND T. RICHTER, *Vorläufige Notiz über ein neues Metall.*, Journ. f. prakt. Chemie **89**, 441 (1863)

- [18] F. REICH UND T. RICHTER, *Ueber das Indium*, Journ. f. prakt. Chemie **90**, 172 (1863)
- [19] F. REICH UND T. RICHTER, *Ueber das Indium (Fortsetzung)*, Journ. f. prakt. Chemie **92**, 480 (1864)
- [20] A. NESMEYANOV, *Vapor pressure of the chemical elements*, Elsevier Publishing Company, Amsterdam (1963)
- [21] W. DEMTRÖDER, *Laserspektroskopie: Grundlagen und Techniken*, Springer-Verlag (1991)
- [22] G. V. DEVERALL, K. W. MEISSNER UND G. J. ZISSIS, *Hyperfine Structures of the Resonance Lines of Indium (In^{115})**, Phys. Rev. **91**, 297 (1953)
- [23] NIST, *Atomic Spectra Database*, www.physics.nist.gov/cgi-bin/AtData/display.ksh (Feb. 2007)
- [24] Nichia Corporation, *Violet Laser Diode NDHV310APC* (Februar 2007)
- [25] H. KOGELNIK UND T. L. LASER, *Beams and Resonators.*, Appl. Opt. **5**, 1550 (1966)
- [26] C. E. WIEMAN UND L. HOLLBERG, *Using diode lasers for atomic physics*, Rev. Sci. Instrum. **62**, 1 (1991)
- [27] H. LEINEN, D. GLÄSSNER, H. METCALF, R. WYNANDS, D. HAUBRICH UND D. MESCHEDE, *GaN blue diode lasers: a spectroscopist's view*, App. Phys. B **70**, 567 (2000)
- [28] P. W. SMITH UND R. HÄNSCH, *Cross-Relaxation Effects in the Saturation of the 6328-Å Neon-Laser Line*, Phys. Rev. Lett. **26**(13), 740 (1971)
- [29] U. RASBACH, J. WANG, R. DELA TORRE, V. LEUNG, B. KLÖTER, D. MESCHEDE, T. VARZHAPETYAN UND D. SARKISYAN, *One- and two-color laser spectroscopy of indium vapor in an all-sapphire cell*, Phys. Rev. A **70**, 033810 (2004)
- [30] P. BICCHI, A. KOPYSTYNSKA, M. MEUCCI UND L. MOI, *Energy-pooling ionization via an autoionizing state in indium*, Phys. Rev. A **41**, 5257 (1990)
- [31] J. WANG, *Opto-mechanical manipulation of indium atoms*, Doktorarbeit, Mathematisch-Naturwissenschaftliche Fakultät der Rheinischen Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn (2004)
- [32] K. L. CORWIN, Z.-T. LU, C. F. HAND, R. J. EPSTEIN UND C. E. WIEMAN, *Frequency-stabilized diode laser with the Zeeman shift in an atomic vapor*, Appl. Opt. **37**, 3295 (1998)
- [33] F. TORABI-GOUDARZI UND E. RIIS, *Efficient cw high-power frequency doubling in periodically poled KTP*, Opt. Commun. **227**, 389 (2003)
- [34] R. DELA TORRE, *Laser Manipulation of Indium Atoms*, Doktorarbeit, Mathematisch-Naturwissenschaftliche Fakultät der Rheinischen Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn (2005)
- [35] T. HÄNSCH UND B. COUILLAUD, *Laser Frequency Stabilization by Polarization Spectroscopy of a Reflecting Reference Cavity*, Opt. Commun. **35**, 441 (1980)
- [36] HITRAN (*high-resolution transmission molecular absorption database*), <http://cfa-www.harvard.edu/hitran> (20. Februar 2007)
- [37] D. HAUBRICH, M. DORNSEIFER UND R. WYNANDS, *Lossless beam combiners for nearly equal laser frequencies*, Rev. Sci. Instrum. **71**, 338 (2000)
- [38] Cathodeon Ltd, *Anleitung zu 30000-ST-In* (2002)
- [39] O. MARAGÒ, B. FAZIO, P. GUCCIARDI UND E. ARIMONDO, *Atomic gallium laser spectroscopy with violet/blue diode lasers*, Appl. Phys. B **77**, 809–815 (2003)
- [40] B. SMEETS, R. C. M. BOSCH, P. VAN DER STRATEN, E. TE SLIGTE, R. SCHOLTEN, H. BEIJERINCK UND K. A. H. VAN LEEUWEN, *Laser frequency stabilization using an Fe-Ar hollow cathode discharge cell*, Appl. Phys. B **76**, 815–819 (2003)

-
- [41] C. BRECHIGNAC, R. VETTER UND P. R. BERMAN, *Study of velocity-changing collisions in excited Kr using saturation spectroscopy*, Phys. Rev. A **17**(5), 1609 (May 1978)
- [42] I. ESTERMANN, S. N. FONER UND O. STERN, *The Mean Free Paths of Cesium Atoms in Helium, Nitrogen, and Cesium Vapor*, Phys. Rev. **71**(4), 250 (Feb 1947)
- [43] J. EMSLEY, *The Elements*, Clarendon Press, Oxford (1989)
- [44] *CreaTec GmbH, Effusionszelle: DFC-35/25-SH, Erligheim, Deutschland*
- [45] N. F. RAMSEY, *Molecular Beams*, Clarendon Press, Oxford (1956)
- [46] C. WEBER, *Ein lasergekühlter Atomstrahl zur atomaren Nanostrukturierung*, Diplomarbeit, Mathematisch-Naturwissenschaftliche Fakultät der Rheinischen Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn (2005)
- [47] B. FAZIO, O. MARAGÒ, E. ARIMONDO, C. SPINELLA, C. BONGIORNO UND G. D'ARRIGO, *Towards fabrication of ordered gallium nanostructures by laser manipulation of neutral atoms: study of self-assembling phenomena*, Superlattices Microstruct. **36**, 219 (2004)
- [48] R. VAN GASTEL, M. F. ROŞU, M. ROST, L. NIESEN UND J. M. FRENKEN, *Diffusion and incorporation of a surfactant: In on (vicinal) Cu(001)*, Surface Science **555**, 11 (2004)
- [49] E. JURDIK, T. RASING, H. VAN KEMPEN, C. BRADLEY UND J. MCCLELLAND, *Surface growth in laser-focused atomic deposition*, Phys. Rev. B **60**, 1543 (1999)
- [50] R. BEHRINGER, V. NATARAJAN UND G. TIMP, *Surface diffusion limitation in laser focused atomic deposition*, Appl. Surf. Sci. **104/105**, 291 (1996)
- [51] Y. XIA, X. ZHAO, E. KIM UND G. WHITESIDES, *A Selective Etching Solution for Use with Patterned Self-Assembled Monolayers of Alkanethiolates on Gold*, Chem. Mater. **7**, 2332 (1995)
- [52] K. K. BERGGREN, A. BARD, J. L. WILBUR, J. D. GILLASPY, A. G. HELG, J. J. MCCLELLAND, S. L. ROLSTON, W. D. PHILLIPS, M. PRENTISS UND G. M. WHITESIDES, *Microolithography by using neutral metastable atoms and self-assembled monolayers*, Science **269**, 1255 (1995)
- [53] H.-B. JIANG, A. GROSSMANN UND T. W. HÄNSCH, *Self-assembled monolayer of propylbenzoate on the bimetallic surface of Rb/Cr*, Appl. Phys. A **66**, 119 (1998)
- [54] M. KREIS, F. LISON, D. HAUBRICH, P. SCHUH, D. MESCHEDI, S. NOWAK, T. PFAU UND J. MLYNEK, *Pattern generation with cesium atomic beams at nanometer scales*, Appl. Phys. B **63**, 649 (1996)
- [55] K. K. BERGGREN, R. YOUNKIN, E. CHEUNG, M. PRENTISS, A. BLACK, G. M. WHITESIDES, D. C. RALPH, C. T. BLACK UND M. TINKHAM, *Demonstration of a nanolithographic technique using a self-assembled monolayer resist for neutral atomic cesium*, Adv. Mater. **9**, 52 (1997)
- [56] C. D. VALENTIN, A. SCAGNELLI UND G. PACCHIONI, *Theory of Nanoscale Atomic Lithography. An ab Initio Study of the Interaction of "cold" Cs Atoms with Organthiols Self-assembled Monolayers on Au(111)*, J. Phys. Chem. B **109**, 1815 (2005)
- [57] M. KREIS, *Lithographie mit Cäsiumatomen*, Diplomarbeit, Mathematisch-Naturwissenschaftliche Fakultät der Rheinischen Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn (1997)
- [58] C. O'DWYER, G. GAY, B. V. DE LESEGNO UND J. WEINER, *The nature of alkanethiol self-assembled monolayer adsorption on sputtered gold substrates*, Langmuir **20**, 8172 (2004)
- [59] A. CAMPOSEO, A. FIORETTI, F. TANTUSSI, S. GOZZINI, E. ARIMONDO UND C. GABBANINI, *Patterning nonanethiol protected gold films by barium atoms*, Appl. Phys. B **79**, 539 (2004)

- [60] A. CAMPOSEO, O. MARAGÒ, B. FAZIO, B. KLÖTER, D. MESCHEDÉ, U. RASBACH, C. WEBER UND E. ARIMONDO, *Resist-assisted atom lithography with group III elements*, Appl. Phys. B **85**, 487 (2006)
- [61] S. SLIJKHUIS, G. NIENHUIS UND R. MORGENSTERN, *Inhibition of the Larmor precession during optical pumping in a weak magnetic field*, Phys. Rev A **33**, 3977 (1986)
- [62] C. COHEN-TANNOUJJI, J. DUPONT-ROC UND G. GRYNBERG, *Atom-Photon Interactions: Basic Processes and Applications*, John Wiley & Sons Inc (1992)
- [63] W. HANLE UND H. KLEINPOPPE (Hrsg.), *Progress in atomic spectroscopy*, Plenum Press, New York (1978)
- [64] H. WALTHER (Hrsg.), *Laser spectroscopy of atoms & molecules*, Springer-Verlag, Berlin (1976)
- [65] OriginLab Corp., *Origin*, 7.Auflage (2002)
- [66] R. KAISER, N. VANSTEEKISTE, A. ASPECT, E. ARIMONDO UND C. COHEN-TANNOUJJI, *Mechanical Hanle effect*, Z. Phys. D **18**, 17 (1991)
- [67] D. WINELAND UND H. DEHMELT, *Proposed $10^{14} \delta\nu/\nu$ laser fluorescence spectroscopy on Tl^+ mono-ion oscillator*, Bull. Am. Phys. Soc. **20**, 637 (1975)
- [68] T. W. HÄNSCH UND A. SCHAWLOW, *Cooling of gases by laser radiation*, Opt. Commun. **13**, 68 (1975)
- [69] D. WINELAND UND W. ITANO, *Laser cooling of atoms*, Phys. Rev. A **20**, 1521 (1979)
- [70] I. WOLFRAM RESEARCH, *Mathematica*, Band 4.2.0.0, Wolfram Research, Inc., Champaign, Illinois (2002)
- [71] M. D. HOOGERLAND, J. P. J. DRIESSEN, E. J. D. VREDENBREGT, H. J. L. MEGENS, M. P. SCHUWER, H. C. W. BEIJERINCK UND K. A. H. VAN LEEUWEN, *Bright thermal atomic beams by laser cooling: A 1400-fold gain in beam flux*, Appl. Phys. B **62**, 323 (1996)
- [72] J. DALIBARD UND C. COHEN-TANNOUJJI, *Laser cooling below the doppler limit by polarization gradients — simple theoretical models*, J. Opt. Soc. Am. B **6**, 2023 (1989)
- [73] P. J. UNGAR, D. S. WEISS, S. CHU UND E. RIIS, *Optical molasses and multilevel atoms*, J. Opt. Soc. Am. B **6**, 2058 (1989)
- [74] C. COHEN-TANNOUJJI UND W. D. PHILLIPS, *New mechanisms for laser cooling*, Phys. Today **43**, 33 (1990)
- [75] J. DALIBARD UND C. COHEN-TANNOUJJI, *Dressed atom approach to atomic motion in laser light: The dipole force revisited*, J. Opt. Soc. Am. B **2**, 1707 (1985)
- [76] A. ASPECT, J. DALIBARD, A. HEIDMAN, C. SALOMON UND C. COHEN-TANNOUJJI, *Cooling atoms with stimulated emission*, Phys. Rev. Lett. **57**, 1688 (1986)
- [77] J. SÖDING, R. GRIMM, Y. B. OVCHINNIKOV, P. BOUYER UND C. SALOMON, *Short distance atomic-beam deceleration with a stimulated light force*, Phys. Rev. Lett. **78**, 1420 (1997)
- [78] G. GRYNBERG UND J.-Y. COURTOIS, *Proposal for a magneto-optical lattice for trapping atoms in nearly-dark states*, Europhys. Lett. **27**, 41 (1994)
- [79] M. WEIDEMÜLLER, T. ESSLINGER, M. A. OL'SHANII, A. HEMMERICH UND T. W. HÄNSCH, *A novel scheme for efficient cooling below the photon recoil limit*, Europhys. Lett. **27**, 109 (1994)
- [80] D. BOIRON, A. MICHAUD, P. LEMONDE, Y. CASTIN, C. SALOMON, S. WEYERS, K. SZYMANIEC, L. COGNET UND A. CLAIRON, *Laser cooling of cesium atoms in gray optical molasses down to 1.1 μ K*, Phys. Rev. A **53**, 53 (1996)
- [81] D. V. KOSACHIOV, Y. V. ROZHDESTVENSKY UND G. NIENHUIS, *Laser cooling of three-level atoms in two standing waves*, J. Opt. Soc. Am. B **14**, 535 (1997)

- [82] O. N. PRUDNIKOV UND E. ARIMONDO, *Sub-Doppler laser cooling on combined optical transitions*, J. Opt. Soc. Am. B **20**, 909 (2003)
- [83] R. CHEN, J. F. MCCANN UND I. LANE, *Doppler cooling of gallium atoms: 1. Fine structure effects and transient coherences*, Journal of Physics B: Atomic, Molecular and Optical Physics **40**(8), 1535 (2007)
- [84] R. CHEN, J. F. MCCANN UND I. LANE, *Doppler cooling of gallium atoms: 2. Thallium*, Preprint (8) (2007)
- [85] *TOPTICA Photonics AG*, www.toptica.de/page/Frequency_Doubled_High_Power_Diode_Laser_TA_SHG110.php (26. Juli 2007)
- [86] S. PADUA, C. XIE, R. GUPTA, H. BATELAAN, T. BERGEMAN UND H. METCALF, *Transient Laser Cooling*, Phys. Rev. Lett. **70**, 3217 (1993)
- [87] B. KLÖTER, C. WEBER, D. HAUBRICH, D. MESCHEDE UND H. METCALF, *Laser Cooling of an Indium Atomic Beam Enabled by Magnetic Fields*, zur Veröffentlichung bei Phys. Rev. A eingereicht (2007)
- [88] R. J. RAFAC, C. E. TANNER, A. E. LIVINGSTON UND K. W. KUKLA, *Precision lifetime measurements of the $6p\ ^2P_{1/2,3/2}$ states in atomic cesium*, Phys. Rev. A **50**(3), R1976 (1994)