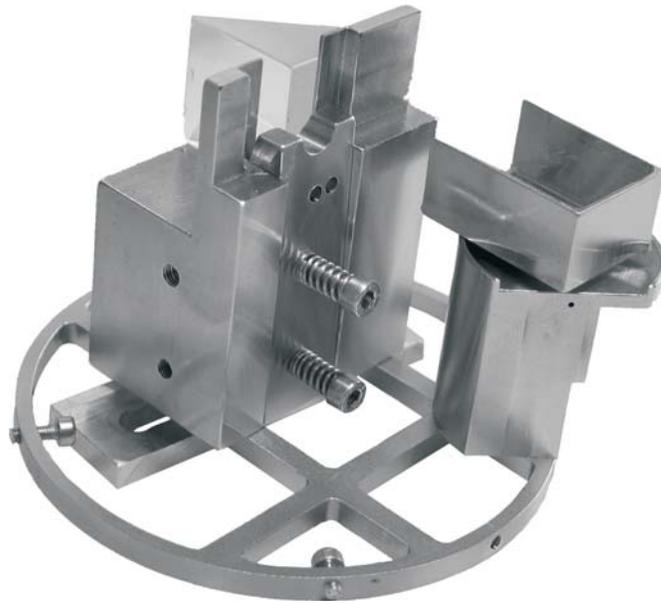


Optimierte Lichtmasken für Atomlithographie zur Erzeugung magnetischer Nanostrukturen

Diplomarbeit
Alexander Greiner



Konstanz, November 2003

Universität Konstanz
Fachbereich Physik
Nachwuchsgruppe Dr. Oberthaler

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Theoretische Grundlagen	5
2.1	Prinzip	5
2.2	Das Zwei-Niveau-Atom	6
2.3	Das Modell der dressed states	7
2.4	Spontane Emission	8
2.5	Magnetische Unterstruktur	10
2.6	Nichtadiabatische Übergänge	11
2.7	Optische Bloch-Gleichungen	12
3	Simulation und theoretische Vorhersagen	15
3.1	Durchführung der Simulationen	15
3.2	Vergleich der verschiedenen Simulationen	17
3.2.1	Modell des Atomstrahls	17
3.2.2	Nichtadiabatische Übergänge	18
3.2.3	Spontane Emissionen	21
3.2.4	Ergebnisse der verschiedenen Simulationen	22
3.3	Vergleich zwischen rot- und blauverstimmter Stehwelle	22
3.4	Einfluss der Atomstrahlcharakteristik	28
3.5	Optimierung der Parameter der Stehwelle	29
3.5.1	Rabifrequenz	29
3.5.2	Verstimmung Δ	31
3.5.3	Reflektivität des Spiegels	33
3.5.4	Zusammenfassung	35
4	Experimenteller Aufbau	37
4.1	Lasersystem	38
4.2	Stabilisierung	38
4.3	Erzeugung und Charakterisierung des Atomstrahls	42
4.4	Die Laserkühlung	42
4.5	Die Lichtmaske	43
4.6	Vakuumsystem	43
4.6.1	Aufbau	44
4.6.2	Differentielle Pumpstufen	45
4.6.3	Depositionskammer	46

4.6.4	Die Probe: Vom Einbau bis zur Untersuchung	47
4.6.5	Der Probenhalter	49
4.6.6	Umbau der Vakuumanlage	52
4.6.7	Überprüfung der Justage	53
5	Experimentelle Ergebnisse	55
5.1	Verkippte Stehwellen	55
5.2	Theoretische Erwartungen und experimentelle Ergebnisse	58
5.3	Bestimmung des Untergrunds	60
5.4	Magnetische Nanostrukturen	63
5.5	Doppelstruktur	65
6	Zusammenfassung und Ausblick	67
	Literaturverzeichnis	69

1 Einleitung

Die Miniaturisierung in den letzten 50 Jahren hat sich immer mehr zu einer treibenden Kraft bei der Entwicklung leistungsfähigerer elektronischer Geräte herausgestellt. Insbesondere im letzten Jahrzehnt ist die Nanotechnologie, also die Fertigung von Strukturen im Submikrometerbereich in den Mittelpunkt des wissenschaftlichen und technologischen Interesses gerückt. Mittlerweile ist die Strukturgröße bei der Herstellung von Prozessoren bei 130nm angelangt. Es gibt mehrere Methoden, um solche Nanostrukturen zu erzeugen, wobei in der Industrie hauptsächlich das Verfahren der optische Lithographie eingesetzt wird. Hierbei wird eine Maske mittels Projektion auf eine lichtempfindliche Schicht abgebildet, welche mit Hilfe nasschemischer Verfahren abgeätzt und dadurch die Maske auf das Substrat übertragen wird. Im Allgemeinen ist die erreichbare Strukturgröße durch Beugung auf die Hälfte der Wellenlänge des verwendeten Lichts limitiert. Eine alternative Möglichkeit, Nanostrukturen zu erzeugen, ist die Elektronenstrahlolithographie. Hierbei wird mit Hilfe eines Elektronenstrahls die gewünschte Struktur auf eine elektronenempfindliche Resistschicht geschrieben und, wie bei der optischen Lithographie, mit Hilfe nasschemischer Verfahren abgeätzt. Diese Methode wird zur Herstellung von Masken für die optische Lithographie verwendet. Wegen der seriellen Natur dieses Verfahrens, im Gegensatz zum parallelen Verfahren der optischen Lithographie, kann es nicht in der Massenproduktion verwendet werden, da die Erzeugung der Nanostrukturen sehr zeitaufwändig ist. Ein weiteres Verfahren, mit dessen Hilfe Nanostrukturen erzeugt werden können, ist die Platzierung von einzelnen Atomen mit Hilfe eines Rastermikroskops. Auch dieses Verfahren ist sehr zeitaufwändig. Auch die Selbstorganisation von Nanopartikeln wie Kolloiden ist eine weitere Methode, mit der hauptsächlich periodische Nanostrukturen erzeugt werden können.

Gegenstand dieser Arbeit ist die Atomlithographie, die ein Verfahren zur Erzeugung großflächiger, periodischer Nanostrukturen ist. Dabei wird die Wechselwirkung zwischen Licht und neutralen Atomen ausgenutzt, um die Bewegung der Atome zu beeinflussen und so eine Strukturierung zu erreichen. Aufgrund der geringen thermischen de Broglie-Wellenlänge der Atome ist dabei die erreichbare Strukturgröße im Allgemeinen nicht durch Beugungseffekte limitiert. Die Lichtmasken werden durch Reflexion eines Laserstrahls an einem oder mehreren Spiegeln erzeugt. Somit sind die mit Hilfe der Atomlithographie erzeugten Strukturen immer periodisch, und es ist bis jetzt nicht möglich, beliebige Strukturen zu erzeugen. Die Periodizität der Strukturen kann für die Erzeugung von Eichstandards für Atomkraft- und Tunnelmikroskope verwendet werden. Kürzlich wurde zum ersten Mal gezeigt, dass es mit Hilfe einer holographischen Lichtmaske möglich ist, Strukturen mittels Mehrstrahlinterferenz zu realisieren.

Die Möglichkeit, Atome mit Hilfe von Licht zu beeinflussen, basiert auf der Tatsache, dass auf Atome bei Absorption und nachfolgender spontanen Emission ein Impuls

übertragen wird (Ein17). Im Jahre 1933 konnte Frisch mit Hilfe des Lichts einer Natriumdampfampe einen Natriumatomstrahl ablenken und somit diese Wechselwirkung und die daraus resultierende Kraft demonstrieren. Für die gezielte Beeinflussung von Atomen ist eine große Energiedichte in der Nähe der Resonanzfrequenz des Atoms notwendig, weswegen es bis zur Entwicklung des Lasers dauerte (1960), um weiterführende Experimente durchzuführen. Die Idee, Atome in einer Stehwelle zu lokalisieren, entstand bereits 1968 von Letokhov (Let68). Zehn Jahre später konnte ein Atomstrahl im Inneren einer gaußförmigen Lasermode fokussiert werden (Bjo78). Es folgten nun viele Experimente, in denen Atomstrahlen mit Hilfe von Laserlicht gebündelt, reflektiert, geteilt und geleitet wurden (Ada94). Auch konnten neutrale Atome gekühlt und gefangen werden, wofür 1997 der Nobelpreis an Steven Chu, Claude N. Cohen-Tannoudji und William D. Phillips verliehen wurde. Sie lieferten die experimentellen Vorarbeiten, mit denen es 1995 Wieman und Cornell sowie Ketterle gelang, ein Bose-Einstein-Kondensat herzustellen, wofür diese im Jahre 2001 den Nobelpreis erhielten.

Die Herstellung von Strukturen mittels der Atomlithographie gelang erstmals 1992 von Timp et al. (Tim92) mit Hilfe von Natrium, wobei die Periode der erzeugten Strukturen $\frac{\lambda}{2} = 294,5\text{nm}$ betrug. Diese Gruppe erzeugte auch die bisher schmalsten Linien mit einer Breite von 15nm (Beh97). Aufgrund der chemischen Eigenschaft von Natrium sind diese Strukturen jedoch nicht stabil und müssen daher im Vakuum untersucht werden. Die ersten Strukturen mit Chrom wurden 1993 von McClelland et al. (McC93) hergestellt. Die Periode dieser Chromstrukturen betrug dabei $\frac{\lambda}{2} = 213\text{nm}$. Dieser Gruppe gelang auch die Herstellung der schmalsten Chromlinien mit einer Breite von 28nm (And99), und die Erweiterung der Chromlithographie auf zweidimensionale Strukturen (Gup95), wobei mit Hilfe zweier rechtwinklig überlagerter Stehwellen Punkte mit einer Breite von 80nm auf einem quadratischen Gitter der Periode $\frac{\lambda}{2} = 213\text{nm}$ realisiert wurden. Weitere Gruppen, denen es gelang, mit Hilfe von Lichtmasken Chromstrukturen zu erzeugen, finden sich in Osaka (Japan) (Sun01) und Nijmegen (Niederlande) (Jur02).

Es gibt noch weitere Elemente, mit denen Atomlithographie möglich ist. Mit Aluminium (McG95) gelang es bereits, Strukturen herzustellen. Auch aus Gallium, Indium und Eisen (Sli03) werden gegenwärtig versucht, Nanostrukturen zu erzeugen. Dabei sind Gallium und Indium von besonderem Interesse, da sie zu nanostrukturierten Verbindungshalbleitern führen.

In der Atomlithographie besteht außer der Möglichkeit der direkten Deposition von Atomen auch die Möglichkeit, mit Hilfe der Atome eine SAM-Schicht¹ zu zerstören. Auf diese Weise kann eine Ätzlösung das darunter befindlich Material angreifen, wodurch eine Struktur erzeugt werden kann. Die Abbildung mechanischer Masken durch Schattenwurf gelang mit Argon (Ber95), Helium (Now96), Neon (Eng99) und Cäsium (Kre96). Die Strukturierung mit Hilfe einer Lichtmaske gelang auch auf diese Weise mit Cäsium (Lis97), Argon (Joh98), Neon (Eng99) und mit Helium (Pet03).

Die Atomlithographie mit Chrom der Konstanzer Gruppe wurde 1993 von Prof. J. Mlynek ins Leben gerufen und seit 2001 in der Nachwuchsgruppe von M. Oberthaler weitergeführt. Der Aufbau des Lasersystems (Mau94) und der eindimensionalen Kollimation des Chromstrahls (Dre96) waren die Grundlage dafür, 1997 die ersten Strukturen mit einer Breite von 66nm herzustellen (Dro97a). Es wurde eine zweidimensionale Laserkühlung aufgebaut (Stu96), die Voraussetzung für die Herstellung zweidimensionaler

¹engl.: self assembling monolayer

Strukturen mit Hilfe von Lichtmasken ist. Es folgten verschiedene Experimente zur Erzeugung zweidimensionaler Strukturen, bei denen Punktmuster, Wabenstrukturen und Hexagonalstrukturen mit einem Abstand von jeweils $\frac{2\lambda}{3} = 284\text{nm}$ erzeugt werden konnten (Dro97b). Durch eine Doppelbelichtungstechnik konnte der Abstand der Linien auf $\frac{\lambda}{2\sqrt{3}} = 123\text{nm}$ reduziert werden (Sch99). Eine weitere Reduzierung des Abstands der Linien gelang mit Hilfe von Polarisationsgradientenlichtmasken, wobei ein Linienabstand von $\frac{\lambda}{4\sqrt{3}} = 61\text{nm}$ erreicht werden konnte. Mit diesen Masken gelang es ebenfalls, die Periodizität des hexagonalen Gitters auf $\frac{\lambda}{3} = 142\text{nm}$ zu reduzieren (Bre99). Es konnte auch mit Hilfe einer Vierstrahllichtmaske quadratische Muster mit einem Abstand von $\frac{\lambda}{\sqrt{2}} = 301\text{nm}$ erzeugt werden. Ein leichtes Verkippen der Laserstrahlen hatte zur Folge, dass zusätzlich ein Übergitter mit einer Periode von $200\mu\text{m}$ erzeugt werden konnte (Sch00b). Chromstrukturen im Abstand $\frac{\lambda}{4} = 106\text{nm}$ konnten mit Hilfe einer Stehwelle, bei der nach der Hälfte der Deposition das Vorzeichen der Verstimmung geändert wurde, erzeugt werden (Sch99). Es wurde nun versucht, die Materialelektivität der Lichtmaske auszunützen, um dotierte Strukturen herzustellen. Dafür wurde gleichzeitig mit Chrom ein weiteres Material (Magnesiumfluorid) verdampft. Der daraus entstehende Magnesiumfluoridfilm war mit einer Periode von $\frac{\lambda}{2} = 213\text{nm}$ mit Chrom dotiert (Sch01). Es ist prinzipiell möglich, mit dieser Methode dreidimensional dotierte Strukturen herzustellen, in dem man während der Deposition die Aufwachsrate beziehungsweise die Lichtfeldgeometrie verändert. Mit einer resonanten Stehwelle konnten Strukturen im Abstand $\frac{\lambda}{4} = 106\text{nm}$ erzeugt werden (Jür04).

Die aktuellen Forschungsarbeiten am Projekt Atomlithographie zielen nicht mehr darauf, noch komplexere Strukturen zu erzeugen. Vielmehr sollen die schon vorhandenen Techniken eingesetzt und optimiert werden, um so eine technische Anwendung der erzeugten Strukturen zu realisieren. Bis jetzt scheiterte eine technische Anwendung an der Tatsache, dass die erzeugten Chromstrukturen einen großen Anteil an Fremdatomen und einen relativ hohen Chromuntergrund besaßen (Bre97). Zur Reduzierung der Fremdatome wurde deshalb eine neue Ultrahochvakuumkammer aufgebaut. Zusätzlich wurden die Vorgänge in der Lichtmaske genauer untersucht, um die optimalen Parameter für die Strukturbreite und den Untergrund zu erhalten. Eine Möglichkeit, die Chromstrukturen technisch einzusetzen, ist die Erzeugung magnetischer Nanostrukturen. Dabei wird die Tatsache ausgenützt, dass Chrom und Platin eine Gitterstruktur bilden (CrPt_3), welche ferrimagnetisch ist. Die Vorarbeiten zur Erzeugung dieser magnetischen Nanostrukturen fanden in Zusammenarbeit mit der Gruppe von Prof. G. Schatz statt. Die Proben mussten nach der Herstellung in die Molekularstrahlepitaxie-Anlage transferiert werden, um die notwendige Platinschicht aufzuwachsen. Bevor die Proben transferiert werden können musste dafür gesorgt werden, dass die Proben reproduzierbar hergestellt werden können.

In dieser Arbeit wird die Optimierung der Parameter der Stehwelle und die Herstellung von magnetischen Nanostrukturen dokumentiert. Zusätzlich werden die hergestellten Proben mit den theoretischen Erwartungen verglichen. Die Arbeit gliedert sich wie folgt:

Das Kapitel 2 beschreibt kurz die für die Beschreibung der Atomlithographie erforderlichen Theorien. Dabei wird besonders auf die verschiedenen Einflüsse auf die Atome in der Stehwelle eingegangen.

In Kapitel 3 werden theoretische Vorhersagen behandelt und diskutiert. Insbesondere interessiert dabei der Vergleich zwischen rot- und blauverstimmten Stehwellen. Zusätz-

lich werden die optimalen Parameter für die Stehwelle ermittelt.

Kapitel 4 beschreibt den experimentellen Aufbau. Ein besonderes Augenmerk gilt der neuen Ultrahochvakuumkammer, die im Rahmen dieser Diplomarbeit getestet und im Experiment das erste Mal erfolgreich eingesetzt wurde.

Die von uns produzierten Proben werden in Kapitel 5 ausgewertet und mit den theoretischen Erwartungen verglichen.

Einen Ausblick auf die weiteren Ziele des Atomlithographieexperiments wird in Kapitel 6 gegeben.

2 Theoretische Grundlagen

Nach Skizzierung der Grundlagen der zur Atomlithographie gehörenden Theorie wird eine semiklassische Beschreibung aufgezeigt. Diese Beschreibung muss erweitert werden, um auch spontane Emissionen und nichtadiabatische Übergänge berücksichtigen zu können. Im letzten Abschnitt dieses Kapitels wird die quantenmechanische Natur der Wechselwirkung zwischen Atom und Licht berücksichtigt.

2.1 Prinzip

Die Atomlithographie beschäftigt sich mit der Erzeugung von Strukturen auf Nanometerskala mit Hilfe von Lichtkräften. Dabei nutzt man die Tatsache aus, dass mit Hilfe von Stehwellen Linsen für Atome realisiert werden können. Die Atome können im Intensitätsbauch oder -knoten fokussiert werden (siehe Abb. 2.1).

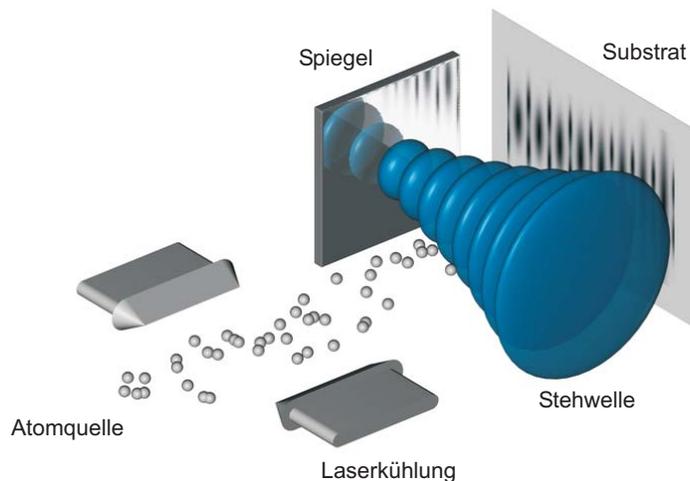


Abbildung 2.1: Atomlithographie. Die transversale Geschwindigkeit der Atome wird in der Laserkühlzone verringert. Sie treten in die stehende Lichtwelle ein, in der die Wechselwirkung zwischen Licht und Atomen zu einer räumlich periodischen Fokussierung führt. Dadurch können Linienstrukturen auf das Substrat abgeschieden werden.

Die Kraft, die Atome im Lichtfeld erfahren, lässt sich mit Hilfe eines semiklassischen Modells beschreiben. Die Elektronenwolke der Atome wird durch das elektrische Wechselfeld \mathbf{E} des Lichtfelds zu Schwingungen angeregt. Diese Schwingungen induzieren ein Dipolmoment \mathbf{d} . Im Lichtfeld entspricht das einem Dipolpotential

$$V = -\mathbf{d} \cdot \mathbf{E}. \quad (2.1)$$

Liegt die Anregungsfrequenz unterhalb der Eigenfrequenz ("rote Verstimmung"), so schwingt der atomare Dipol in Phase mit dem angeregten Feld wodurch eine Kraftwirkung in Richtung hoher Intensität entsteht. Bei einer Anregungsfrequenz oberhalb der Eigenfrequenz ("blaue Verstimmung") schwingt der atomare Dipol gegenphasig und wird in Richtung niedriger Intensität beschleunigt. Dabei wird die Kraft, die auf die Atome wirkt, umso größer, je näher man sich an der Resonanzfrequenz befindet. Auf Resonanz sind Feld und Dipol 90° außer Phase, wodurch im semiklassischen Bild keine Kraft auf die Atome wirken würde. In diesem Fall benötigt man eine quantenmechanische Beschreibung.

2.2 Das Zwei-Niveau-Atom

Ein Zwei-Niveau-Atom in einem kohärenten, monochromatischen Lichtfeld wird quantenmechanisch im Rahmen des Jaynes-Cummings-Modells mit einem dreiteiligen Hamiltonoperator

$$\hat{H} = \hat{H}_{Atom} + \hat{H}_{Licht} + \hat{H}_{WW} \quad (2.2)$$

beschrieben. Hierbei ist

$$\hat{H}_{Atom} = \frac{\hat{\mathbf{p}}^2}{2m} + \frac{\hbar w_0}{2} (|e\rangle \langle e| - |g\rangle \langle g|) \quad (2.3)$$

der Hamilton-Operator des Atoms, bestehend aus der kinetischen Energie und der inneren Energie, wobei w_0 die Übergangsfrequenz zwischen Grundzustand $|g\rangle$ und angeregtem Zustand $|e\rangle$ ist.

Der zweite Teil

$$\hat{H}_{Licht} = \hbar \omega_l \hat{a}_l^\dagger \hat{a}_l \quad (2.4)$$

ist der Hamiltonoperator für das quantisierte Lichtfeld, der aus nur einer Mode l der Frequenz ω_l besteht. Die Operatoren \hat{a}_l^\dagger und \hat{a}_l sind der Erzeugungs- bzw. Vernichtungsoperator für ein Photon in dieser Mode. Der Nullpunktsanteil $\frac{\hbar \omega_l}{2}$ kann bei sehr vielen Photonen vernachlässigt werden.

Der dritte Term

$$\hat{H}_{WW} = -\hat{\mathbf{d}} \cdot \hat{\mathbf{E}}(\mathbf{r}, t) \quad (2.5)$$

beschreibt die Wechselwirkung zwischen dem elektrischen Feld \mathbf{E} und dem Dipolmoment \mathbf{d} des Atoms. Diese Wechselwirkung wird in Dipol-Näherung beschrieben, höhere Multipolordnungen werden vernachlässigt.

2.3 Das Modell der dressed states

Das Modell der dressed states ist ein semiklassisches Modell. Man geht von einem klassischen Punktteilchen aus, wodurch man den kinetischen Anteil des Hamiltonians vernachlässigen kann. Zusätzlich betrachtet man die Energie des Lichtfelds klassisch. Dadurch reduziert sich der Hamiltonoperator zu¹

$$\hat{H} = \frac{\hbar\omega_0}{2}(|e\rangle\langle e| - |g\rangle\langle g|) + \hat{H}_{WW} \quad (2.6)$$

Schreibt man den Wechselwirkungsoperator in der Basis $(|e\rangle, |g\rangle)$, so erhält man für den Gesamthamiltonian

$$\hat{H} = \begin{pmatrix} -\frac{\hbar\omega_0}{2} & \langle e|\hat{H}_{WW}|g\rangle \\ \langle g|\hat{H}_{WW}|e\rangle & \frac{\hbar\omega_0}{2} \end{pmatrix}. \quad (2.7)$$

Ferner erhält man

$$\langle e|\hat{H}_{WW}|g\rangle = \langle g|\hat{H}_{WW}|e\rangle = \langle e| -\hat{d}\hat{E}|g\rangle = \hbar\omega_R \cos(\omega_L t), \quad (2.8)$$

wobei hier die sogenannte Rabi-Frequenz $\omega_R = \frac{1}{\hbar} \langle e|\hat{\mathbf{d}}|g\rangle \mathbf{E}_0(\mathbf{r})$ definiert wurde. Für diese gilt

$$\omega_R = \Gamma \sqrt{\frac{I(r)}{2I_S}} \quad (2.9)$$

wobei Γ die natürliche Linienbreite, $I_S = \frac{\hbar\Gamma\omega_0^3}{12\pi c^2}$ die Sättigungsintensität und $I(r) = \frac{1}{2}c\epsilon_0|E_0(r)|^2$ die Intensität des Lichtfelds ist.

Der Gesamthamiltonian lässt sich durch eine Transformation in das Wechselwirkungsbild und in Drehwellennäherung vereinfachen. Man erhält

$$\tilde{\hat{H}} = \frac{\hbar}{2} \begin{pmatrix} \Delta & -\omega_R \\ -\omega_R & -\Delta \end{pmatrix}, \quad (2.10)$$

wobei mit $\Delta = \omega_L - \omega_0$ die Verstimmung des Lasers gegenüber der Resonanzfrequenz eingeführt wurde. Hier treten Außerdiagonalelemente auf, das heißt, dass die Eigenzustände des Atoms im Lichtfeld nicht mehr diejenigen des ungestörten Atoms sind. Um die neuen Eigenzustände zu erhalten, muss man diesen Hamiltonian durch eine unitäre Transformation diagonalisieren. Man erhält mit der Drehmatrix

$$\hat{U}(r) = \begin{pmatrix} \cos \theta(r) & -\sin \theta(r) \\ \sin \theta(r) & \cos \theta(r) \end{pmatrix} \quad (2.11)$$

den neuen, diagonalisierten Hamiltonian

$$\hat{H}' = U^\dagger \hat{H} U = \frac{\hbar}{2} \begin{pmatrix} -\sqrt{\Delta^2 + \omega_R^2} & 0 \\ 0 & +\sqrt{\Delta^2 + \omega_R^2} \end{pmatrix}. \quad (2.12)$$

¹Die hier dargestellte Theorie folgt im Wesentlichen (Bre99)

Die Diagonaleinträge von \hat{H}' sind die neuen Eigenwerte, die Spalten der Transformationsmatrix $U(r)$ die Eigenzustände. Man erhält für den sogenannten Stückelbergwinkel dieser Drehmatrix

$$\cos 2\theta = -\frac{\Delta}{\Omega} \quad \text{und} \quad \sin 2\theta = \frac{\omega_R}{\Omega}, \quad (2.13)$$

wobei $\Omega = \sqrt{\Delta^2 + \omega_R^2}$ als die effektive Rabifrequenz bezeichnet wird.

Es ergeben sich also für die neuen Eigenzustände und Eigenenergien eines Atoms im klassischen Lichtfeld nach der Drehwellennäherung

$$|1\rangle = \cos \theta |e\rangle + \sin \theta |g\rangle \quad (2.14)$$

$$|2\rangle = \cos \theta |g\rangle - \sin \theta |e\rangle \quad (2.15)$$

$$E_1 = -\frac{\hbar}{2}(\text{sgn}\Delta)\sqrt{\Delta^2 + \omega_R^2} \quad (2.16)$$

$$E_2 = +\frac{\hbar}{2}(\text{sgn}\Delta)\sqrt{\Delta^2 + \omega_R^2}. \quad (2.17)$$

Diese neuen Eigenzustände nennt man *dressed states*, im Gegensatz zu den *bare states* $|e\rangle$ und $|g\rangle$. Die beiden dressed states bezeichnet man als eine Mannigfaltigkeit.

Bis jetzt wurde in der semiklassischen Betrachtung die Quantisierung des Lichtfelds nicht berücksichtigt. Nimmt man diese wieder in das Modell hinein, so ergibt sich eine ganze Leiter von Mannigfaltigkeiten (Abb. 2.2). Die beiden Zustände sind durch die Energie $\hbar\Delta$ und die Mannigfaltigkeiten untereinander durch die Energie $\hbar\omega_l$ eines Lichtquants getrennt. Dieses System wird durch die Zustände $|k, n\rangle$ beschrieben, wobei k den Zustand des Atoms und n die Anzahl der Photonen in der betrachteten Lichtmode angibt.

Atome, die im Grundzustand in das blauverstimmte Lichtfeld laufen, populieren hauptsächlich den $(\omega_l > \omega_0)$ -Zustand. Die Energie dieses Zustands wird höher, je größer die Intensität des Lichts ist. Dies führt dazu, dass eine Kraft zum Intensitätsminimum wirkt, da dies energetisch günstiger ist (Abb. 2.2 links). Im rotverstimmten Fall sind die Energieniveaus vertauscht, dass heißt der $|g, n+1\rangle$ wird zum $|e, n\rangle$ -Zustand und umgekehrt. Nun wird die Energie des Zustands kleiner, je höher die Intensität ist, was eine Kraftwirkung in das Intensitätsmaximum zur Folge hat. Es ist zu beachten, dass dieses Bild semiklassisch ist und es daher keine Superposition von Zuständen gibt.

2.4 Spontane Emission

Im bisherigen Modell wurden Übergänge zwischen den verschiedenen Zuständen vernachlässigt. Diese spontanen Emissionsprozesse können in das semiklassische Bild integriert werden. Aufgrund der spontanen Emissionen haben die dressed states im Allgemeinen eine endliche Lebensdauer. Um die Übergangsraten zwischen den dressed states zu erhalten, geht man von den bekannten Raten der spontanen Emission zwischen den ungestörten Zuständen aus. Mit Hilfe der Näherung von Fermis Goldener Regel ergeben sich diese zu

$$\Gamma_{i \leftarrow j} = \Gamma \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 0 & 0 \end{pmatrix} \quad (2.18)$$

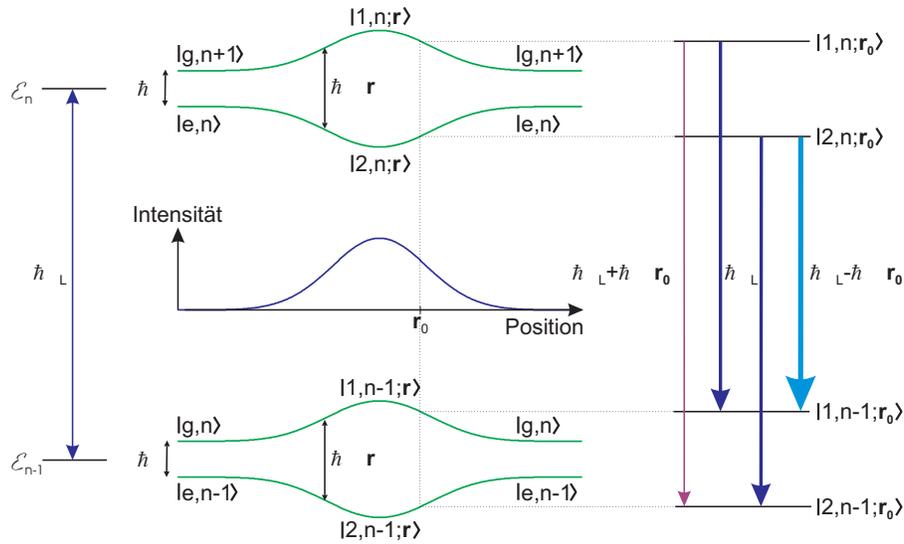


Abbildung 2.2: Links: Eigenenergien der dressed states in einem räumlich, veränderlichen blauverstimmtten Lichtfeld. Dargestellt sind zwei Mannigfaltigkeiten in einem gaußförmigen Lichtfeld. Rechts: Spontane Emissionsübergänge zwischen den dressed states, die Strichstärke symbolisiert die Übergangsrate.

Man sieht, dass es für diese Zustände nur einen Übergang gibt, nämlich den vom angeregten Zustand $|e\rangle$ in den Grundzustand $|g\rangle$. Man kann nun, analog zur Transformation von \hat{H} nach \hat{H}' (2.10), die Übergangsraten für die spontanen Emissionen der dressed states durch dieselbe Transformation erhalten. Es ergibt sich

$$\left(\Gamma_{i \leftarrow j}^{(d)}(r)\right) = |\hat{U}^\dagger(r)|^2 (\Gamma_{i \leftarrow j}) |U(r)|^2 \quad (2.19)$$

$$= \Gamma \begin{pmatrix} \cos^2 \theta(r) \sin^2 \theta(r) & \cos^4 \theta(r) \\ \sin^4 \theta(r) & \cos^2 \theta(r) \sin^2 \theta(r) \end{pmatrix}. \quad (2.20)$$

Daraus folgt, dass auch andere Übergänge möglich sind, die bei den bare states nicht auftauchen. Dies kann man verstehen, in dem man berücksichtigt, dass die neuen dressed states Superpositionen der ursprünglichen bare states sind, und deshalb immer Beimischungen vom anderen Zustand haben. Je größer diese Beimischung ist, desto höher ist auch die Wahrscheinlichkeit eines solchen Übergangs. Man sieht daher im Fluoreszenzspektrum entsprechend den unterschiedlichen Raten drei verschieden stark ausgeprägte Linien, die man als Mollow-Triplett bezeichnet (Abb. 2.2 rechte Seite). Die Übergangswahrscheinlichkeiten, die sowohl von der Rabifrequenz ω_R also auch von der Verstimmung Δ abhängen, sind in Abbildung 2.3 aufgezeigt. Dabei ist zu beachten, dass diese nur für den semiklassischen Fall gelten. Die Superposition von dressed states wurde vernachlässigt.

Es treten zwei verschiedene Arten von Übergängen auf: Die Übergänge, die sich durch den Wechsel des dressed state auszeichnen, werden durch die Außerdiagonalelemente beschrieben, während bei den Diagonalelementen der dressed state beibehalten wird. Die Übergänge, bei denen es keinen Wechsel des dressed states gibt, haben nur wenig Einfluss auf die semiklassische Beschreibung der Atomlithographie, da hier lediglich ein

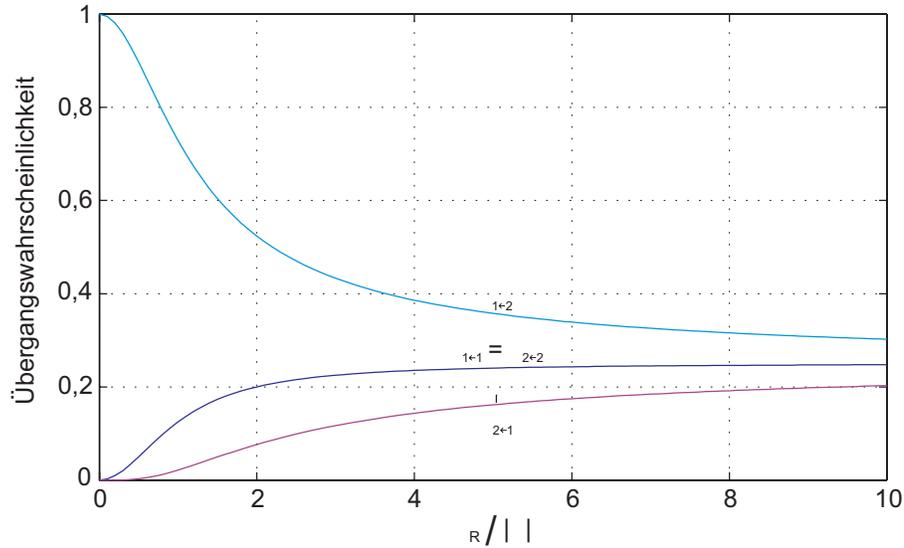


Abbildung 2.3: Übergangsraten zwischen den dressed states. Ist die Intensität des Lichts gering, also die Rabi-Frequenz klein, so dominiert der Übergang von $|2\rangle$ nach $|1\rangle$, da $|2\rangle$ nahezu vollständig aus dem angeregten Zustand besteht.

Photonenrückstoß auf das Atom übertragen wird, der bei den transversalen Geschwindigkeiten der Atome im Potential vernachlässigbar ist. Dies gilt nicht für die Übergänge mit Wechsel des dressed states. Sie haben einen starken Einfluss, da bei diesen Atomen die Kraft sowohl den Betrag als auch das Vorzeichen ändert.

2.5 Magnetische Unterstruktur

Ein weiterer Effekt, der nicht in der semiklassischen Beschreibung des Zwei-Niveau-Atoms berücksichtigt wird, ist die Tatsache, dass es aufgrund des im Experiment verwendeten Übergangs ${}^7S_3 \rightarrow {}^7P_4$ eine magnetische Unterstruktur gibt, wobei die $(2J+1)$ -Zeeman-Unterniveaus im Falle eines verschwindenden Magnetfelds entartet sind. Um diese Unterstruktur zu berücksichtigen, muss man die verschiedenen möglichen Übergänge und ihre Übergangswahrscheinlichkeiten berechnen, die man aus dem Quadrat der jeweiligen Clebsch-Gordon-Koeffizienten erhält. Abbildung 2.4 zeigt diese Übergangswahrscheinlichkeiten.

Die im Rahmen dieser Diplomarbeit durchgeführten Experimente wurden ausschließlich mit π -polarisiertem Licht durchgeführt. Dadurch erhält man nur Übergänge, bei denen sich die m_j nicht ändern, was zur Folge hat, dass man bei der theoretischen Beschreibung lediglich die Intensität mit den jeweiligen Übergangswahrscheinlichkeiten korrigieren muss.

Der allgemeine Fall für Atome in Lichtfeldern mit ortsabhängiger Polarisation wurde von Brezger ausführlich behandelt (Bre99). Ist das Lichtfeld nicht rein π - oder σ -polarisiert, so koppeln jeweils mehrere Niveaus aneinander. Es können dadurch Potentiale erzeugt werden, deren räumliche Struktur sehr komplex wird. Unter Anderem können Potentialminima mit geringeren Abständen als $\frac{\lambda}{2}$ realisiert werden. Diese Tatsache ver-

wendeten Gupta et al. (Gup96) um Linien im Abstand von $\frac{\lambda}{8}$ und Brezger et al. (Bre99) um zweidimensionale Strukturen im Abstand $\frac{\lambda}{3}$ herzustellen.

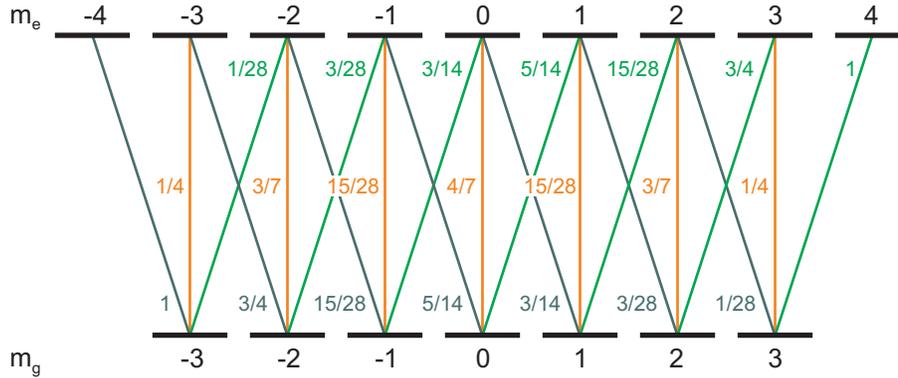


Abbildung 2.4: Magnetische Unterstruktur des ${}^7S_3 \rightarrow {}^7P_4$ Übergangs. Die Zahlen an den Linien geben die Übergangswahrscheinlichkeiten (Quadrate der Clebsch-Gordan-Koeffizienten) an.

2.6 Nichtadiabatische Übergänge

Bisher wurde im semiklassischen Bild die spontane Emission und die magnetische Unterstruktur berücksichtigt. Jedoch wurde bis jetzt die Bewegung der Atome im Lichtfeld vernachlässigt. Diese Dynamik hat zur Folge, dass sogenannte nichtadiabatische Übergänge möglich werden. Dabei handelt es sich um Übergänge, die ohne spontane Emission stattfinden, also zum Beispiel vom Grundzustand $|1, n\rangle$ in den angeregten Zustand $|2, n\rangle$. Da diese beiden Zustände die Eigenzustände des Atoms im Lichtfeld sind, sind diese Übergänge eigentlich verboten. Jedoch wurde bei der Herleitung die Adiabaticität vorausgesetzt, welche durch die Bewegung der Atome in diesem Lichtfeld verletzt werden kann. Berücksichtigt man den kinetischen Anteil des Atoms, so ist der Hamiltonoperator in der Basis der dressed states nicht mehr diagonal, sondern enthält Außerdiagonalelemente, welche von der Geschwindigkeit der Atome abhängen. Somit können nichtadiabatische Übergänge stattfinden.

Für die Wahrscheinlichkeit eines nichtadiabatischen Übergangs ergibt sich als Abschätzung (Mes90)

$$P_{j \leftarrow i} \leq \sup \left(\frac{|\langle j, r | \frac{d}{dt} |i, r\rangle|^2}{|w_{ij}(t)|^2} \right). \quad (2.21)$$

Um diese Übergangswahrscheinlichkeit berechnen zu können, benötigt man die dressed states inklusive ihrer Phasen und ihrer Zeitableitungen. Die zeitliche Entwicklung des Ausgangszustandes ist

$$\frac{d}{dt} |1, x\rangle = v \frac{d}{dx} |1, x\rangle, \quad (2.22)$$

wobei v die Geschwindigkeit des Atoms ist. Für die dressed states für eine nichtperfekte

Stehwelle gilt (Dal85)

$$|1, x\rangle = e^{+\frac{1}{2}\varphi(x)} \cos \theta(x) |e\rangle + e^{-\frac{1}{2}\varphi(x)} \sin \theta(x) |g\rangle \quad (2.23)$$

$$|2, x\rangle = e^{-\frac{1}{2}\varphi(x)} \cos \theta(x) |g\rangle - e^{+\frac{1}{2}\varphi(x)} \sin \theta(x) |e\rangle. \quad (2.24)$$

Um den Gradienten von $|1, x\rangle$ zu erhalten, benötigt man noch den Stückelbergwinkel θ . Dieser ergibt für den blauverstimmten Fall

$$\theta(x) = \frac{\pi}{2} - \frac{1}{2} \arcsin \left(\frac{\omega_0 \sin(kx)}{\sqrt{(\Omega_0 \sin(kx))^2 + \Delta^2}} \right) \quad (2.25)$$

sowie für den rotverstimmten Fall

$$\theta(x) = \frac{1}{2} \arcsin \left(\frac{\omega_0 \sin(kx)}{\sqrt{(\omega_0 \sin(kx))^2 + \Delta^2}} \right). \quad (2.26)$$

Die Phase φ und der Phasengradient $\nabla\varphi$ des elektrischen Feldes

$$\begin{aligned} \mathbf{E} &= \mathbf{E}_0 \left(e^{ikx} + r e^{-ikx} \right) \\ &= \mathbf{E}_0 (1 + R + 2\sqrt{R} \cos(2kx)) e^{i\varphi x} \end{aligned} \quad (2.27)$$

errechnet sich zu

$$\varphi(x) = \arctan \left(\frac{1-r}{1+r} \tan(kx) \right) \quad (2.28)$$

$$\frac{d\varphi(x)}{dx} = \frac{k(R-1)}{1+R+2\sqrt{R} \cos(2kx)}, \quad (2.29)$$

wobei R die Spiegelreflektivität und $r = \sqrt{R}$ ist. Nun kann man für den rot- bzw. blauverstimmten Fall die maximale Übergangswahrscheinlichkeit angeben

$$P_{2 \leftarrow 1}^{\max} \leq \sup \left\{ \frac{|v \cdot (-\frac{i}{2} \sin(2\theta) \frac{d\varphi}{dx} + \frac{d\theta}{dx})|^2}{|\Omega|^2} \right\} \quad (2.30)$$

Auf die Folgen, die diese Übergänge für die von uns verwendeten Parameter für die Stehwelle haben, wird näher in Kapitel 3.2.2 eingegangen.

2.7 Optische Bloch-Gleichungen

In der semiklassischen Beschreibung der dressed states geht man davon aus, dass ein Atom entweder im Zustand $|1\rangle$ oder im Zustand $|2\rangle$ sein kann. Dies ist jedoch nicht ganz richtig, da es, in Abhängigkeit von der Übergangswahrscheinlichkeit, eine Superposition dieser beiden Zustände gibt. Um dies zu berücksichtigen, muss man die zeitliche Entwicklung der Dichtematrix betrachten, die angibt, in welcher Superposition der beiden Zustände sich das Atom befindet. Durch die Berücksichtigung dieser Superposition erhält man eine modifizierte Kraft auf die Atome.

Ausgehend von den dressed states erhält man für die zeitliche Entwicklung der Dichtematrix (CT90)

$$\frac{d\rho_{11}}{dt} = v\nabla\theta(\rho_{12} + \rho_{21}) \quad (2.31)$$

$$\frac{d\rho_{12}}{dt} = -i\Omega\rho_{12} + v\nabla\theta(\rho_{22} - \rho_{11}), \quad (2.32)$$

wobei v die Geschwindigkeit in z -Richtung (Ausbreitungsrichtung) und

$$\nabla\theta = -\frac{k\Delta\Omega_0 \cos kz}{2\Omega^2} \quad (2.33)$$

ist. Die Dichtematrixelemente sind definiert als $\rho_{ij} = \langle i, n | \rho | j, n \rangle$ mit $(i, j = 1, 2)$. Man erhält dadurch eine modifizierte Kraft (Dal85)

$$f(z, v) = -\langle \nabla V \rangle = \frac{\hbar\nabla\Omega}{2}(\rho_{22} - \rho_{11}) - \hbar\Omega\nabla\theta(\rho_{12} + \rho_{21}), \quad (2.34)$$

mit

$$\nabla\Omega = \frac{k\Omega_0^2 \sin 2kz}{2\Omega}. \quad (2.35)$$

In diesem Bild gibt es zwar noch die beiden Zustände, jedoch wird die Kraftwirkung durch die Besetzungswahrscheinlichkeiten (Gleichung (2.34), erster Term) und der nicht-adiabatischen Kopplung (Gleichung (2.34), zweiter Term) modifiziert. Dies wird auch aus Gleichung (2.31) ersichtlich, in der die zeitliche Entwicklung der Besetzung der Zustände von den Kohärenzen der Zustände abhängig ist. In diesem Bild gibt es daher keine nichtadiabatischen Übergänge, bei denen das Atom einen plötzlichen Zustandswechsel vollzieht, vielmehr handelt es sich hier um einen kontinuierlichen Vorgang. Es sollte beachtet werden, dass die spontane Emission immer mit einem Impulsübertrag verbunden ist. Jedoch ist bei den hohen transversalen Geschwindigkeiten, die sich in unserem Experiment ergeben, dieser Photonenrückstoß vernachlässigbar.

Wie schon im semiklassischen Bild können für eine genauere Beschreibung der experimentellen Vorgänge die magnetische Unterstruktur und die spontanen Emissionen berücksichtigt werden. Für die spontanen Emissionen ist dabei zu beachten, dass Superpositionen der dressed states auftreten können, wodurch die Übergangsraten beeinflusst werden. Darauf wird genauer in Kapitel 3.2.3 eingegangen. Zusätzlich zu den nichtadiabatischen Übergängen, die durch die transversale Geschwindigkeit der Atome auftreten, können auch nichtadiabatische Übergänge durch die Geschwindigkeit der Atome in longitudinaler Richtung auftreten. Dies liegt daran, dass durch das Gaußprofil der Stehwelle auch in dieser Richtung ein Intensitätsgradient auftritt. Auf dies wird genauer in Kapitel 3.5.2 eingegangen.

3 Simulation und theoretische Vorhersagen

Im ersten Teil dieses Kapitels wird dargestellt, wie die Simulationen durchgeführt wurden. Daraufhin wird die semiklassische Simulation mit der Lösung der Blochgleichungen verglichen. Anschließend wird näher auf den Unterschied zwischen rot- und blauverstimmten Stehwellen eingegangen. Im nächsten Teil wird kurz auf den Einfluss der longitudinalen und der transversalen Geschwindigkeitsverteilung auf die entstehenden Nanostrukturen eingegangen. Im letzten Teil wird dann näher untersucht, mit welchen Parametern der Stehwelle das beste Ergebnis in Bezug auf Untergrund und Strukturbreite erwartet werden kann.

3.1 Durchführung der Simulationen

In semiklassischen Simulationen wird die Dynamik des Atoms durch Integration der Newtonschen Bewegungsgleichung beschrieben. Dabei müssen verschiedene Einflüsse auf die Atome, wie die Kraft durch das konservative Dipolpotential, die spontanen Emissionen und die nichtadiabatischen Übergänge berücksichtigt werden.

Kraft

Für die Simulation der Blochgleichungen muss die Kraft (2.34) integriert werden. Zusätzlich muss für die Besetzung der Zustände das gekoppelte Differentialgleichungssystem

$$\begin{aligned}\dot{\rho}_{11} &= v\nabla\Theta(\rho_{12} + \rho_{21}) \\ \dot{\rho}_{12} &= -i\Omega\rho_{12} + v\nabla\Theta(\rho_{22} - \rho_{11})\end{aligned}\tag{3.1}$$

gelöst werden.

Für die semiklassische Berechnung vereinfacht sich die Kraft zu

$$F = -\text{sgn}(\Delta)\frac{\hbar}{2}\nabla\Omega.\tag{3.2}$$

Die Berechnung der Kohärenzen beziehungsweise die zeitliche Entwicklung der Zustände muss in der semiklassischen Simulation nicht berechnet werden.

Spontane Emissionen

Die spontanen Emissionen können in der Berechnung der Trajektorien mit Hilfe eines Monte-Carlo Ansatzes berücksichtigt werden. Hierzu wird nach jedem Zeitschritt ermittelt, wie hoch die Wahrscheinlichkeit einer spontanen Emission ist. Nun wird gewürfelt und mit Hilfe dieser Zahl bestimmt, ob eine spontane Emission stattfindet. Ist dies der

Fall, so wird eine weitere Zufallszahl generiert, mit Hilfe derer entschieden wird, in welchem Zustand diese spontane Emission endet. Dieses Vorgehen ist sowohl für die Lösung der Blochgleichungen als auch für die semiklassische Simulation das Selbe. Lediglich die Übergangswahrscheinlichkeiten werden für diese beiden Fälle unterschiedlich berechnet 3.2. Es muss jedoch für die Lösung der Blochgleichungen darauf geachtet werden, dass der Algorithmus zur Lösung der Differentialgleichungen nur auf eine Umgebung innerhalb eines Gitterpunktabstands vom aktuellen Gitterpunkt aus zugreift, da bei einer spontanen Emission sich der Zustand plötzlich ändert. Ein Algorithmus, der die Lösung der Gleichung für den nächsten Gitterpunkt aus der bereits ermittelten Lösung vorhergehender Gitterpunkte berechnet, würde eine spontane Emission nicht zulassen.

Nichtadiabatische Übergänge

Die nichtadiabatischen Übergänge müssen nur in der semiklassischen Simulation berücksichtigt werden, da diese in den Blochgleichungen schon enthalten sind. In der semiklassischen Simulation wird nach jedem Zeitschritt die Wahrscheinlichkeit für einen nichtadiabatischen Übergang berechnet. Es wird eine Zufallszahl generiert, mit Hilfe derer entschieden wird, ob ein Übergang tatsächlich stattfindet. Ist dies der Fall, wird der Zustand des Atoms entsprechend geändert.

Die Lösung der Differentialgleichungen wurde von uns mit Hilfe von Matlab-Programmen durchgeführt. Es wurden jeweils für einen Satz von Parametern 25000 Trajektorien berechnet, um Diskretisierungsfehler zu verringern.

Auswertung der Simulation

Man erhält nach der Durchführung einer Simulation die Trajektorien der Atome (siehe Abb. 3.1, linke Seite). Es wird ein Histogramm erstellt, um die Anzahl der Atomen an

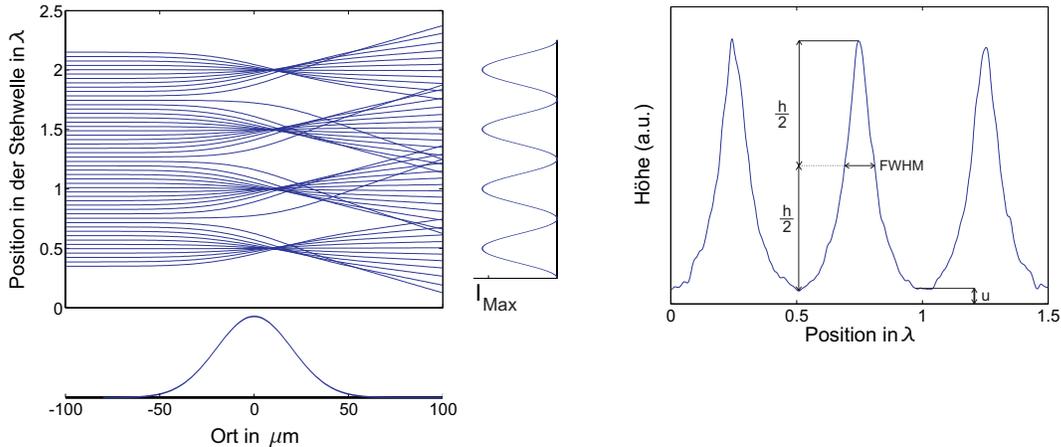


Abbildung 3.1: Linke Seite: Trajektorien einer rotverstimten Stehwelle. Es ist die Intensitätsverteilung und die Gauß'sche Strahlverteilung eingezeichnet. Alle Atome besitzen die gleiche longitudinale Geschwindigkeit und eine transversale Geschwindigkeit von $0 \frac{\text{m}}{\text{s}}$. Rechte Seite: Nach der Faltung erhält man die hier gezeigten Schnitte. Aus ihnen kann die Strukturbreite (FWHM), die Strukturhöhe (h) und der Untergrund (u) bestimmt werden.

einer bestimmten Stelle zu erhalten. Nun wird mit Hilfe einer Gaußfaltung die durch die endliche Zahl von simulierten Trajektorien auftretenden Unregelmäßigkeiten reduziert. Die Breite des Gauß, mit dem gefaltet wurde, betrug 30nm. Aus Schnitten (siehe Abb. 3.1, rechts) kann die Strukturbreite, die Höhe und der Untergrund der Strukturen ermittelt werden. Die Strukturbreite wird typischerweise in FWHM (full width half maximum) angegeben. Dafür ermittelt man die Höhe der Strukturen und misst ihre Breite bei halber Höhe aus. Die Strukturbreite kann nicht mit Hilfe eines Gaußfit ermittelt werden, da die Strukturform nicht wirklich eine Gaußform besitzt und so die Strukturbreiten nicht richtig berechnet werden würden. Durch die Auswertung an jedem Ort kann der Verlauf der Strukturbreite und -höhe in der Stehwelle ermittelt werden. Die in diesem Kapitel dargestellten Graphen sind mit dieser Methode erzeugt worden.

Will man die experimentellen Daten mit den theoretischen Daten vergleichen, so muss man viele verschiedene Simulationen bei unterschiedlicher Leistung durchführen, um die Gaußform der Stehwelle senkrecht zur Ausbreitungsrichtung der Atome zu berücksichtigen. Es ist nicht möglich, diese Gaußform in einer Simulation zu implementieren, da sonst ein Bereich von mehreren hundert Wellenlängen berechnet werden müsste. Dadurch würde die Anzahl der Atome so stark wachsen, dass der Rechenaufwand zu groß werden würde. Mit Hilfe der Simulationen für unterschiedliche Leistungen kann der Verlauf der Strukturbreite und -höhe an einer bestimmten Position in der Stehwelle ermittelt und mit den experimentellen Daten verglichen werden.

3.2 Vergleich der verschiedenen Simulationen

Dieser Abschnitt beschäftigt sich mit dem Unterschied zwischen der semiklassischen Simulation und der Lösung der Blochgleichungen. Der Vorteil der semiklassischen Simulation liegt darin, dass sie nur einen Bruchteil der Rechenzeit benötigt, die für die Blochgleichungen nötig ist. Der Grund dafür ist, dass das für die Blochgleichungen zu lösende Differentialgleichungssystem für die Besetzungen und die nichtadiabatischen Kopplungen in der semiklassischen Simulation nicht gelöst werden muss. Da bei den Simulationen mehrere tausend Trajektorien berechnet werden, wäre es von Vorteil, wenn die semiklassische Simulation vergleichbare Ergebnisse liefern würde.

3.2.1 Modell des Atomstrahls

Für die Simulationen ist es wichtig, den Atomstrahl exakt zu charakterisieren. Diese Parameter bestimmen die Startwerte der Simulation und sollten deshalb so gut wie möglich an das Experiment angepasst sein. Da man nur endlich viele Trajektorien simulieren kann, muss bei der Verteilung der Startwerte darauf geachtet werden, Diskretisierungsfehler möglichst zu eliminieren.

Die Simulation ist in transversaler Richtung periodisch mit der halben Wellenlänge. Da Atome auch in benachbarte Potentiale gelangen können, wird für die transversale Richtung ein Abschnitt der Größe 2λ gewählt, welches 4 Perioden der Stehwelle entspricht.

Longitudinale Geschwindigkeitsverteilung

Die Chromzelle kann gut als effusive Quelle beschrieben werden. Für die Verteilung der longitudinalen Geschwindigkeit ergibt sich somit folgende Wahrscheinlichkeitsverteilung:

$$P(v_z) \propto v_z^3 \exp\left(-\frac{mv_z^2}{2k_B T_{\text{Ofen}}}\right) \quad (3.3)$$

(siehe Abb. 3.2). Da die longitudinale Geschwindigkeitsverteilung keinerlei Einfluss auf

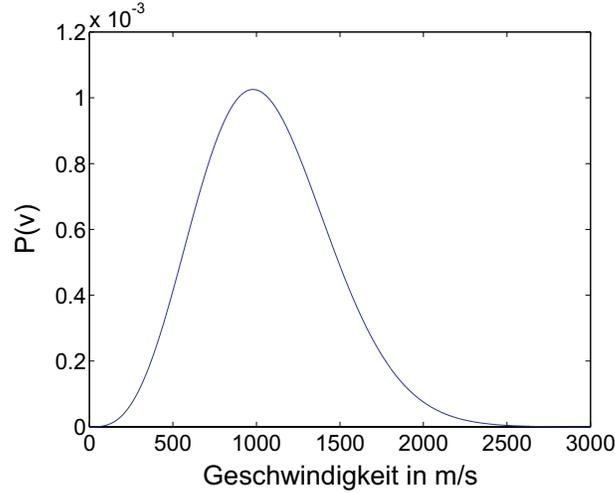


Abbildung 3.2: Longitudinale Geschwindigkeitsverteilung. $P(v)$ ist die Wahrscheinlichkeit, die Geschwindigkeit v anzutreffen. Für die Temperatur wurde 1850°C eingesetzt.

die nichtadiabatischen Übergänge bzw. die spontanen Emissionen hat, ist sie in diesem Abschnitt nicht von Belang. Auf ihre Auswirkung auf die Strukturbreite und den Untergrund wird näher in Kapitel 3.4 eingegangen.

Transversale Geschwindigkeitsverteilung

Die transversale Geschwindigkeitsverteilung spielt eine große Rolle für die Simulationen, da sie sowohl auf die nichtadiabatischen Übergänge als auch auf die spontanen Emissionen Einfluss hat. Sie ist stets gaußverteilt:

$$p(v_t) = \exp\left(-\frac{v_t^2}{2\sigma_t^2}\right) \quad (3.4)$$

Typischerweise konnte in unserem Experiment die Laserkühlung auf eine Breite von $\sigma_t = 0.3 \frac{\text{m}}{\text{s}}$ oder besser eingestellt werden.

3.2.2 Nichtadiabatische Übergänge

Um eine Aussage machen zu können, inwieweit die semiklassische Simulation an Stelle der Blochgleichungen benutzt werden kann, muss überlegt werden, wie groß der Einfluss der nichtadiabatischen Übergänge ist.

Die gemittelte Kraft, die in den Blochgleichungen zu lösen ist, lautet (Dal85)

$$F = \frac{\hbar}{2} \nabla \Omega (\rho_{22} - \rho_{11}) - \hbar \Omega \nabla \Theta (\rho_{12} + \rho_{21}). \quad (3.5)$$

Dabei ist ρ_{11} die Besetzung des Zustands $|1\rangle$, ρ_{22} die Besetzung des Zustands $|2\rangle$, Ω die effektive Rabi-Frequenz und Θ der Stückelbergwinkel. Es muss immer $\rho_{11} + \rho_{22} = 1$ gelten.

Die Kraft (3.5) besteht aus zwei Teilen. Der erste Teil entspricht der semiklassischen Kraft, jedoch kann in der semiklassischen Simulation je nach Verstimmung entweder $\rho_{11} = 1$ und $\rho_{22} = 0$ ($\Delta > 0$) oder $\rho_{11} = 0$ und $\rho_{22} = 1$ ($\Delta < 0$) sein. Im Unterschied dazu ist bei der Lösung der Blochgleichungen eine Superposition der beiden Zustände möglich, wodurch sich eine modifizierte Kraft ergibt. Der zweite Term berücksichtigt die nichtadiabatische Kopplung der beiden Zustände. Damit die beiden Simulationen ein ähnliches Ergebnis liefern, muss die nichtadiabatische Kopplung vernachlässigbar sein und der erste Term hauptsächlich durch einen Zustand dominiert werden. Dies ist dann der Fall, wenn die nichtadiabatischen Übergänge vernachlässigbar sind.

Ist die nichtadiabatische Übergangswahrscheinlichkeit so klein, dass sie vernachlässigbar wird, so ergeben die semiklassische Simulation und die Blochgleichungen ein vergleichbares Ergebnis. Jedoch sollte bei nichtverschwindenden Übergangswahrscheinlichkeiten darauf geachtet werden, in der semiklassischen Simulation die nichtadiabatischen Übergänge nicht miteinzubauen, da dies zu Fehlern führen kann. Nimmt man zum Beispiel eine Übergangswahrscheinlichkeit von 10% im Knoten der Stehwelle an, so würden in der semiklassischen Simulation 10% der Atome dort einen Übergang vollziehen und wären dann für die Fokussierung verloren. Dies steht im Widerspruch dazu, dass in der Simulation der Blochgleichungen nur eine leicht veränderte Kraft wirkt (Abb. 3.3 links).

Ist die nichtadiabatische Übergangswahrscheinlichkeit nicht vernachlässigbar, können die Trajektorien nicht semiklassisch berechnet werden. Selbst wenn man die nichtadiabatischen Übergänge miteinbezieht, erhält man nicht das richtige Ergebnis (Abb. 3.3 rechts). Dies liegt hauptsächlich daran, dass die nichtadiabatische Kopplung (Gleichung (3.5), zweiter Teil) nicht vernachlässigbar ist und diese in der semiklassischen Simulation nicht berücksichtigt wird. Im nahresonanten Bereich, in dem die nichtadiabatischen Übergänge eine sehr große Rolle spielen, ist die Kraft für die Blochgleichungen nicht mehr richtig und die Dynamik muss voll quantenmechanisch berechnet werden (Jür04)

Es ergibt sich, dass nur dann semiklassisch gerechnet werden kann, wenn die nichtadiabatischen Übergänge keine Rolle spielen. Diese sind abhängig von der Verstimmung Δ , der Reflektivität R , und der transversalen Geschwindigkeit v des Atoms. Die Formel für die nichtadiabatische Übergangswahrscheinlichkeit

$$P_{2 \leftarrow 1}^{\max} \leq \sup \left\{ \frac{|v \cdot (-\frac{i}{2} \sin(2\theta) \frac{d}{dx} \varphi + \frac{d}{dx} \theta)|^2}{|\Omega|^2} \right\} \quad (3.6)$$

wurde in Kapitel 2.6 hergeleitet. Die bei unseren Proben verwendeten Parameter der Stehwelle ($\omega_R = 386\Gamma$, $R = 0,94$, $\Delta = -50\Gamma$) ergeben, dass sich der für die nichtadiabatischen Übergänge wichtige Bereich ca. $\pm 15\text{nm}$ um den Knoten der Stehwelle befindet (Abb. 3.4 links).

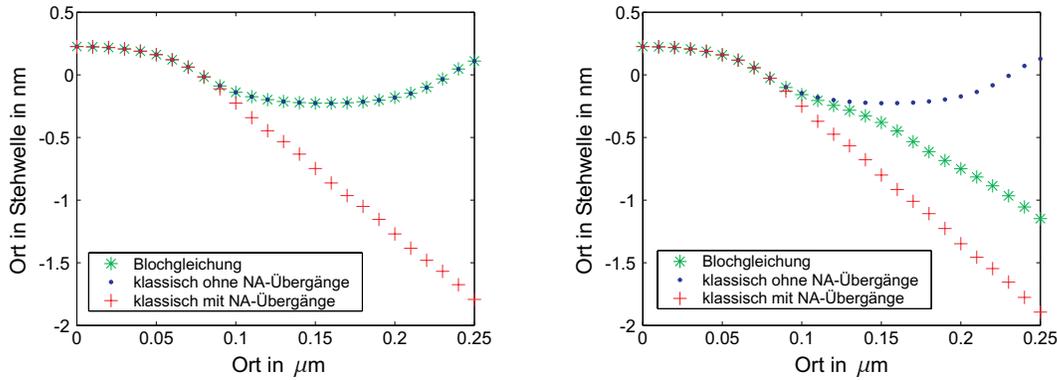


Abbildung 3.3: Simulation von Trajektorien. Linke Seite: Die nichtadiabatische Übergangswahrscheinlichkeit ist vernachlässigbar, jedoch nichtverschwindend. Nur die semiklassische Simulation ohne nichtadiabatische Übergänge liefert ein vergleichbares Ergebnis. Es wird eine Trajektorie gezeigt, bei der trotz geringer Übergangswahrscheinlichkeit die generierte Zufallszahl einen Übergang bestimmt hat. Rechte Seite: Die nichtadiabatische Übergangswahrscheinlichkeit wurde hier hoch gewählt. Weder mit noch ohne nichtadiabatische Übergänge liefert die semiklassische Simulation ein vergleichbares Ergebnis.

Rotverstimmte Stehwelle

Im rotverstimmten Fall werden die Atome im Bauch der Stehwelle fokussiert. Nur Atome, die schon vor dem Eintritt in die Stehwelle eine transversale Geschwindigkeit haben, können in diesem Fall den Knoten der Stehwelle, an dem sich die maximale Übergangswahrscheinlichkeit befindet, passieren. Nimmt man an, dass die Stehwelle genau senkrecht zur Ausbreitungsrichtung der Atome ist, so ergibt sich bei uns durch die transversale Geschwindigkeitsverteilung eine maximale Geschwindigkeit von $2\frac{m}{s}$. Für die von uns verwendeten Parameter der Stehwelle erhält man eine Übergangswahrscheinlichkeit von maximal 0.5% (Abb. 3.4 links). In unserem Experiment wurden auch Proben hergestellt, bei denen die Stehwelle um 2 mrad verkippt war. Bei diesen ist die maximale Geschwindigkeit $4\frac{m}{s}$, wodurch sich eine maximale Übergangswahrscheinlichkeit von 2% ergibt (Abb. 3.4 rechts). Für beide Fälle liefert die semiklassische Simulation ohne nichtadiabatische Übergänge und die Blochgleichungen vergleichbare Resultate.

Blauverstimmte Stehwelle

In diesem Fall werden die Atome im Knoten der Stehwelle fokussiert, also an der Stelle, an der auch die nichtadiabatische Übergangswahrscheinlichkeit ihr Maximum hat. Daher ist dieser Fall nicht nur von der Anfangsgeschwindigkeit der Atome abhängig, sondern auch von der Geschwindigkeit, die Atome durch die Fokussierung im Potentialminimum erhalten. Die maximale Geschwindigkeit, die Atome in den bei uns verwendeten Stehwellen erreichen, beträgt ca. $4\frac{m}{s}$. Man erhält, wie schon im rotverstimmten Fall, eine maximale Übergangswahrscheinlichkeit von 2%. Es kann also auch hier semiklassisch simuliert werden.

In beiden Fällen ist es von Vorteil, dass die von uns verwendeten Stehwellen sehr kurz sind. So sind nur wenige Oszillationen der Atome möglich, wodurch der Fehler, der sich

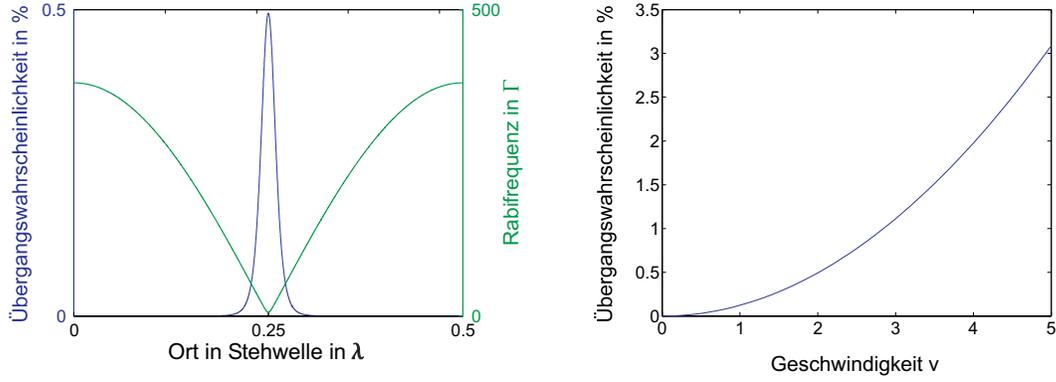


Abbildung 3.4: Nichtadiabatische Übergangswahrscheinlichkeiten. Die Parameter der Stehwelle sind $\omega_R = 386\Gamma$, $R = 0.94$, $\Delta = -50\Gamma$. Linke Seite: Die transversale Geschwindigkeit des Atoms beträgt $v = 2\frac{m}{s}$. Rechte Seite: Übergangswahrscheinlichkeiten bei verschiedenen Geschwindigkeiten.

durch die Verwendung der semiklassischen Simulation ergibt, stark reduziert wird. In Fällen, wo eine Fokussierung mittels einer langen Stehwelle erreicht wird (adiabatische Fokussierung, dissipative Lichtmaske) ist es unumgänglich, die Simulationen mit Hilfe der Blochgleichungen durchzuführen (Stü01).

3.2.3 Spontane Emissionen

In der Simulation der Blochgleichungen ergeben die Übergangsraten für die spontanen Emissionen (JC93)

$$\begin{aligned}\gamma_1 &= \Gamma \sin^2 \theta (\rho_{11} \cos^2 \theta - (\rho_{12} + \rho_{21}) \cos \theta \sin \theta + \rho_{22} \sin^2 \theta) \\ \gamma_2 &= \Gamma \cos^2 \theta (\rho_{11} \cos^2 \theta - (\rho_{12} + \rho_{21}) \cos \theta \sin \theta + \rho_{22} \sin^2 \theta),\end{aligned}\quad (3.7)$$

wobei γ_1 die Übergangsrate in den Zustand $|1\rangle$ und γ_2 die Übergangsrate in den Zustand $|2\rangle$ ist. Die Übergangsraten für die Blochgleichungen sind von der Besetzung der Zustände und der nichtadiabatischen Kopplung abhängig. In der semiklassischen Beschreibung geht man davon aus dass sich das Atom entweder im Zustand $|1\rangle$ oder im Zustand $|2\rangle$ befindet, so dass sich (3.7) zu

$$\begin{aligned}\gamma_1 &= \Gamma \sin^2 \theta (\rho_{11} \cos^2 \theta + \rho_{22} \sin^2 \theta) \\ \gamma_2 &= \Gamma \cos^2 \theta (\rho_{11} \cos^2 \theta + \rho_{22} \sin^2 \theta),\end{aligned}\quad (3.8)$$

vereinfacht. Dabei ist entweder $\rho_{11} = 1$ und $\rho_{22} = 0$ oder $\rho_{11} = 0$ und $\rho_{22} = 1$. Somit gilt auch hier, dass die semiklassische Simulation nur dann eingesetzt werden kann, wenn die Besetzung hauptsächlich durch einen Zustand dominiert wird und die nichtadiabatische Kopplung vernachlässigbar ist. Wie schon im vorhergehenden Kapitel diskutiert trifft dies in unserem Fall zu. Deshalb wird man in Bezug auf spontane Emissionen keinen Unterschied zwischen der semiklassischen Simulation und der Lösung der Blochgleichung erwarten.

3.2.4 Ergebnisse der verschiedenen Simulationen

Sowohl die nichtadiabatischen Übergänge als auch die spontanen Emissionen lassen in unserem Fall eine semiklassische Simulation zu. Dies liegt daran, dass die nichtadiabatischen Übergänge vernachlässigbar sind und es somit keine Superpositionen der Zustände gibt. Der Grund dafür liegt hauptsächlich an der großen Verstimmung. In Abbildung 3.5 ist der Vergleich zwischen Blochgleichung und semiklassischer Simulation für die in unserem Experiment verwendeten Parameter dargestellt. Wie erwartet zeigt sich eine sehr gute Übereinstimmung.

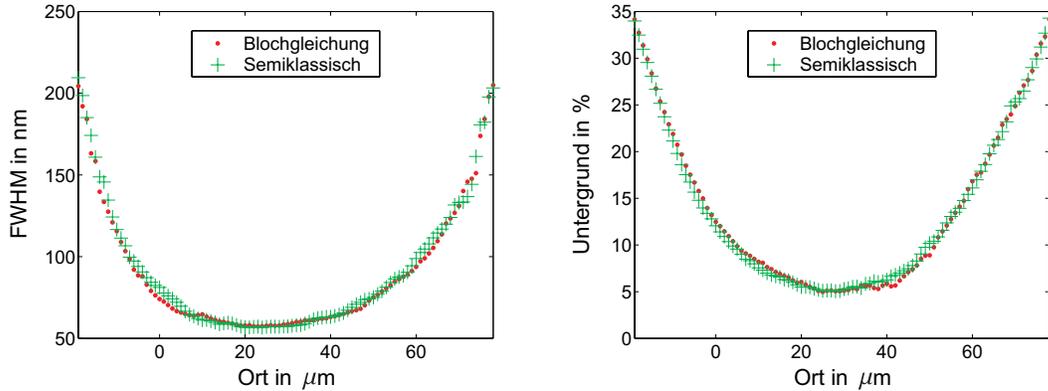


Abbildung 3.5: Vergleich zwischen semiklassischer Simulation und Lösung der Blochgleichung. Die Parameter der Stehwellen betragen $\Delta = -50\Gamma$, $P = 10\text{mW}$, $w = 50\mu\text{m}$. Linke Seite: Strukturbreite. Rechte Seite: Untergrund. Es zeigt sich sowohl für die Strukturbreite als auch den Untergrund eine sehr gute Übereinstimmung.

3.3 Vergleich zwischen rot- und blauerstimmter Stehwelle

Hier soll diskutiert werden, welche Unterschiede es zwischen der rot- und der blauerstimmten Stehwelle in Bezug auf Strukturbreite, Strukturform und Untergrund gibt. Dabei gibt es zwei Punkte, die eine große Rolle spielen. Diese sind zum Einen die Potentialform und zum Anderen die spontanen Emissionen, die auf den blauerstimmten Fall einen anderen Einfluss als auf den rotverstimmten Fall haben. Auf Grund der geringen nichtadiabatischen Übergangswahrscheinlichkeit spielen die nichtadiabatischen Übergänge in beiden Fällen keine Rolle.

Potentialform

Abbildung 3.6 zeigt die beiden Potentiale bei einer Verstimmung von $\Delta = \pm 50\Gamma$, einer Reflektivität von $R = 0.94$ und einer Rabi-Frequenz von $\omega_R = 386\Gamma$. Bei einer blauerstimmten Stehwelle besetzen die Atome das obere, bei einer rotverstimmten Stehwelle das untere Potential. Man sieht, dass für eine rotverstimmte Stehwelle das Potential im Bereich des Minimums harmonischer ist. In einem harmonischen Potential erreichen die Atome zu gleichen Zeiten das Potentialminimum. Daher kann für diesen Fall ein niedrigerer Untergrund als für den blauerstimmten Fall erwartet werden. Andererseits ist

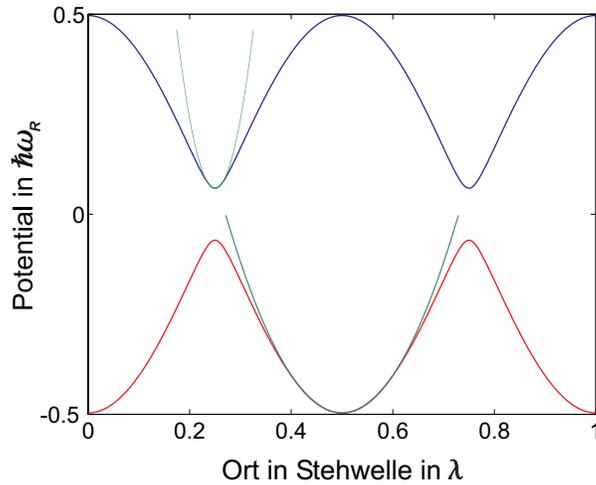


Abbildung 3.6: Potentiale für $\omega_0 = 386\Gamma$, $R = 0.94$, $\Delta = -50\Gamma$. Im blauverstimten Fall wird das obere, im rotverstimten Fall das untere Potential besetzt. Die Potentialform unterscheidet sich in beiden Fällen deutlich voneinander.

das Potential für die blauverstimmte Stehwelle steiler. Da die Kraft auf die Atome der Gradient der Potentiale ist, kann für den blauverstimten Fall eine schmalere Struktur erwartet werden. Für die Fokussierung erwartet man im blauverstimten Fall zwei Regimes. Atome, die nahe am Potentialminimum in die Stehwelle eintreten, erreichen das Minimum sehr schnell und ergeben einen schmalen Peak. Atome, die in der Nähe vom Maximum in die Stehwelle eintreten, benötigen eine lange Zeit bis sie in das Minimum gelangen, da am Maximum das Potential sehr flach ist und somit nur eine geringe Kraft wirkt. Deshalb kann erwartet werden, dass die Strukturbreite sehr schnell schmal wird und sich langsam verbreitert, während der Untergrund erst langsam weniger wird. Die Ergebnisse einer Simulation für diese beiden Fälle sind in Abbildung 3.7 dargestellt. Die Strukturbreite, die Strukturform und der Untergrund zeigen das erwartete Verhalten. Es ist zusätzlich ersichtlich, dass die geringere Strukturbreite im blauverstimten Fall hauptsächlich auf den erhöhten Untergrund zurückzuführen ist (siehe Abb. 3.7, unten). Auch erkennt man, dass der Bereich, an dem sowohl der Untergrund als auch die Strukturbreite minimal sind, relativ breit ist. Dies liegt an der schon relativ hohen Leistung in der Stehwelle. Dadurch vollzieht ein Teil der Atome schon mehrere Oszillationen, bevor sie wieder aus der Stehwelle herauslaufen.

Spontane Emissionen

Ein weiterer wichtiger Punkt, der beim Vergleich der beiden Potentiale eine große Rolle spielt, sind die spontanen Emissionen. Wie schon im vorhergehenden Kapitel gezeigt, gibt es in unserem Fall praktisch keine Superpositionen von Zuständen. Im Folgenden wird nur die Übergangsrate berücksichtigt, bei dem sich der Zustand ändert, da nur hier eine Kraftänderung stattfindet. Der mit einem Übergang verbundene Geschwindigkeitsänderung beträgt bei Chrom $1.8 \frac{\text{cm}}{\text{s}}$ und ist bei den transversalen Geschwindigkeiten

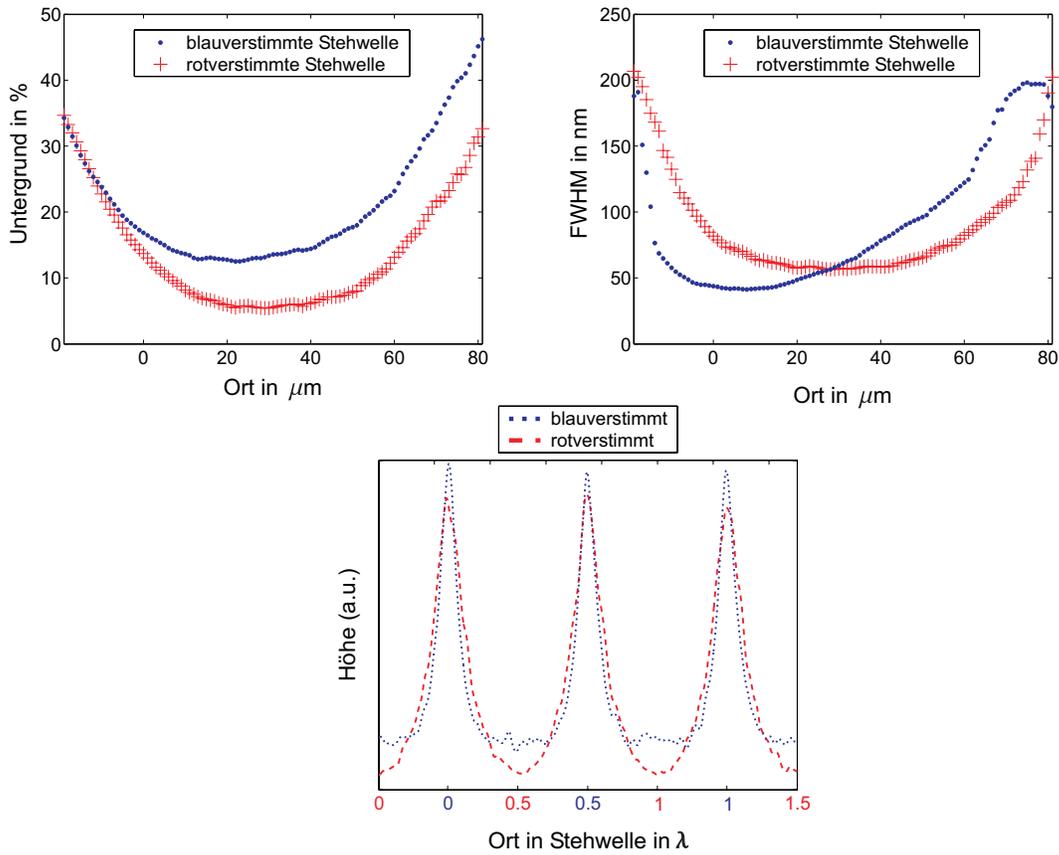


Abbildung 3.7: Unterschied zwischen rot- und blauverstimmter Stehwelle. Die Parameter der Stehwelle betragen $\Delta = \pm 50\Gamma$, $P = 10\text{mW}$, $w = 50\mu\text{m}$. Linke Seite, oben: Im rotverstimmten Fall ergibt sich ein deutlich geringerer Untergrund als im blauverstimmten Fall. Rechte Seite, oben: Die blauverstimmte Stehwelle fokussiert sehr viel schneller als die rotverstimmte Stehwelle. Auch erreicht sie eine kleinere Strukturbreite. FWHM (full width half maximum) ist die volle Breite bei halber Höhe. Unten: Bei genauer Betrachtung der Strukturform ist ersichtlich, dass die geringere Strukturbreite im blauverstimmten Fall hauptsächlich durch den erhöhten Untergrund hervorgerufen wird.

der Atome von bis zu $2\frac{\text{m}}{\text{s}}$ vernachlässigbar. Dadurch vereinfacht sich Gleichung (3.8) zu

$$\begin{aligned}\gamma_1 &= \Gamma \sin^4(\theta_{rot}) \\ \gamma_2 &= \Gamma \cos^4(\theta_{blau}).\end{aligned}\tag{3.9}$$

Es ist γ_1 die Übergangsrate in den $|1, n-1\rangle$ und γ_2 die Übergangsrate in den $|2, n-1\rangle$ -Zustand. Der Stückelbergwinkel θ ergibt sich zu

$$\begin{aligned}\theta_{rot} &= \frac{1}{2} \arcsin\left(\frac{\omega_R}{\Omega}\right) \\ \theta_{blau} &= \frac{\pi}{2} - \frac{1}{2} \arcsin\left(\frac{\omega_R}{\Omega}\right),\end{aligned}\tag{3.10}$$

wobei ω_R die Rabifrequenz und Ω die effektive Rabifrequenz ist. Aus den obigen Gleichungen ergibt sich, dass die Übergangsrate für die spontane Emission sowohl für den

rotverstimmten als auch für den blauverstimmten Fall gleich ist. Der Unterschied liegt darin, dass im rotverstimmten Fall die Atome an der Stelle fokussiert werden, an der die Übergangswahrscheinlichkeit maximal ist, während im blauverstimmten Fall sie dort fokussiert werden, wo die Übergangswahrscheinlichkeit minimal ist. Dadurch erwartet man, dass die spontanen Emissionen im rotverstimmten Fall häufiger stattfinden. Errechnet man für unsere Parameter die mittlere Anzahl der stattfindenden Übergänge, über den gesamten Gaußstrahl, so zeigt sich im Mittel maximal 0,6 Übergänge pro Atom (siehe Abb. 3.8). Dabei wurden nur die Übergänge mit einem Wechsel des Poten-

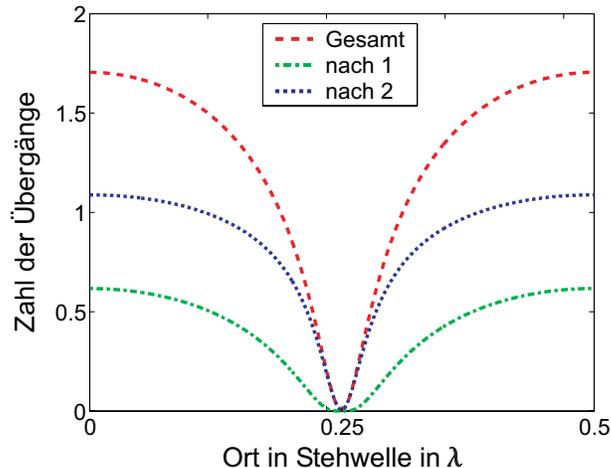


Abbildung 3.8: Mittlere Zahl der Übergänge ermittelt über das gesamte Gaussprofil. Die Parameter der Stehwelle sind $\omega_R = 386\Gamma$, $R = 0.94$, $\Delta = -50\Gamma$. Die für die Atome wichtigen Übergänge sind diejenigen mit Wechsel des Zustands. Für die rotverstimmte Stehwelle ist dies der Übergang in den $|1, n - 1\rangle$ -Zustand.

tials berücksichtigt. Daraus ergibt sich im rotverstimmten Fall, dass bis die Atome in das Minimum des Potentials gelangt sind, ungefähr die Hälfte der Atome einen spontanen Übergang in das andere Potential vollzogen haben. Es stellt sich die Frage, warum trotz so vieler Übergänge der Untergrund noch so gering und die Strukturbreite noch so schmal ausfallen. Eine Erklärung dafür ist in Abbildung 3.9 gezeigt.

Für den rotverstimmten Fall, in dem die Atome das untere Potential besetzen, gilt, dass nicht alle Atome, die einen spontanen Übergang in das andere Potential vollziehen, für die Struktur verloren sind. Atome, die im Knoten der Stehwelle starten und nicht gleich einen Übergang vollziehen (siehe Abb. 3.9, Fall 1) werden im oberen Potential abgebremst. Atome nahe des Intensitätsmaximums (siehe Abb. 3.9, Fall 2) erfahren zuerst im unteren Potential eine Kraft in Richtung des Maximums der Stehwelle. Vollziehen sie jetzt einen Übergang in das andere Potential, so werden sie in diesem wieder abgebremst. In diesen beiden Fällen trägt das Atom zur Struktur und nicht zum Untergrund bei. Dies gilt nicht für Atome, die im Knoten der Stehwelle starten, aber sofort einen Übergang machen (siehe Abb. 3.9, Fall 3). Diese können nicht mehr in das untere Potential gelangen, da für einen Übergang in das untere Potential die nichtadiabatische Übergangswahrscheinlichkeit zu klein ist. Jedoch ist die Wahrscheinlichkeit für eine spontane Emission in diesem Bereich sehr klein (siehe Abb. 3.9, unten). Es ergibt sich also, dass die Übergänge, die am wahrscheinlichsten sind, zur Struktur beitragen, während

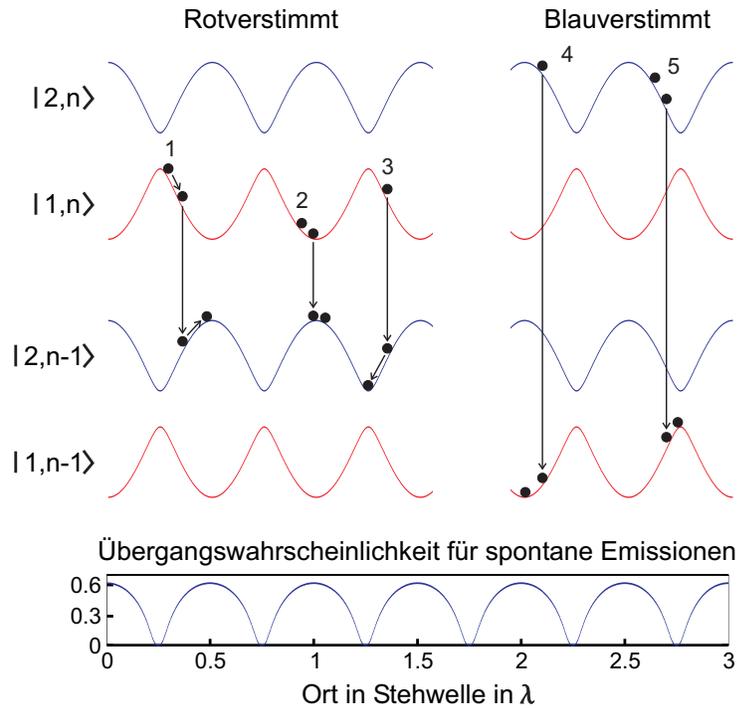


Abbildung 3.9: Oben: Fünf Fälle für spontane Emissionen bei einer Verstimmung von $\Delta = 50\Gamma$ und einer Reflektivität von 94%. Dabei sind die Fälle 1-3 Beispiele für den rotverstimzten Fall und die Fälle 4 und 5 für den blauverstimzten Fall. 1+3: Das Atom startet in einem Bereich, in dem die Wahrscheinlichkeit für eine spontane Emission gering ist. Im Fall 3 trägt das Atom zum Untergrund bei. 2: Das Atom startet in einem Bereich mit einer hohen Wahrscheinlichkeit für eine spontane Emission. Das Atom trägt zur Struktur bei. 4: Das Atom startet in einem Bereich mit einer hohen Wahrscheinlichkeit für eine spontane Emission. Es trägt zum Untergrund bei. 5: Das Atom startet in einem Bereich mit einer geringen Wahrscheinlichkeit für eine spontane Emission. Es trägt zur Struktur bei. Unten: Mittlere Übergangswahrscheinlichkeit für eine spontane Emission.

diejenigen, die zum Untergrund beitragen, sehr unwahrscheinlich sind.

Im blauverstimzten Fall ergibt sich ein anderes Bild (siehe Abb. 3.9, Fall 4+5). Obwohl insgesamt weniger spontane Emissionen stattfinden, tragen hier ein Großteil der spontanen Emissionen zum Untergrund bei. Dies liegt daran, dass der ungünstige Fall, bei dem die Atome zum Untergrund beitragen (siehe Abb. 3.9, Fall 4), sehr häufig vorkommt, da hier die Übergangswahrscheinlichkeit am größten ist, was sogar dazu führt, dass ein kleiner Peak zwischen den $\frac{\lambda}{2}$ -Strukturen entsteht, der durch die Fokussierung der Atome von Fall 4 im unteren Potential entsteht.

Es ist zu beachten, dass die in Abbildung 3.9 gezeigten Fälle nur ein paar Beispiele für die Vorgänge in der Stehwelle sind. Es gibt noch viel mehr Möglichkeiten, die hier nicht berücksichtigt worden sind, zum Beispiel ein Atom, das zwei spontane Emissionen vollzieht. Diese sind jedoch sehr unwahrscheinlich tragen und meist zum Untergrund bei.

Für den rotverstimzten Fall erwartet man also, dass die Strukturen breiter werden, da die Atome, die trotz eines spontanen Übergangs noch zur Struktur beitragen, zeitlich verzögert im Minimum ankommen. Der Untergrund wird durch die spontanen

Emissionen erhöht. Für den blauverstimmten Fall wird sich kein Unterschied in der Strukturbreite ergeben, da sich die fokussierten Atome in einem Bereich mit geringer Übergangswahrscheinlichkeit befinden. Der Untergrund wird jedoch stärker als im rotverstimmten Fall erhöht sein, da Atome, die sich weit weg vom Minimum befinden eine große Wahrscheinlichkeit für einen Übergang haben und nach einem Übergang zum Untergrund beitragen. Abbildung 3.10 zeigt Simulationsergebnisse für die blauverstimmte und die rotverstimmte Stehwelle jeweils mit und ohne spontane Emissionen. Es zeigen sich die in diesem Abschnitt diskutierten Einflüsse der spontanen Emissionen.

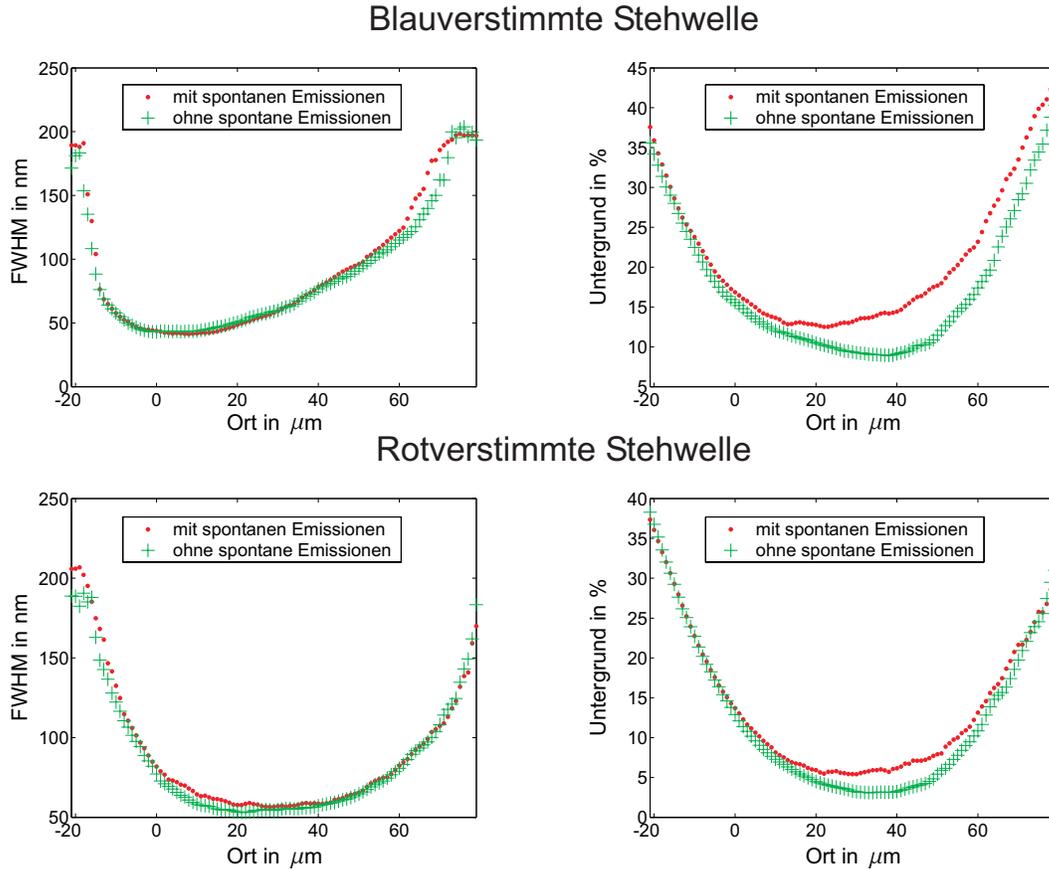


Abbildung 3.10: Einfluss der spontanen Emissionen auf Untergrund und Strukturbreite. Die Parameter der Stehwelle betragen $\Delta = \pm 50\Gamma$, $P = 10\text{mW}$, $w = 50\mu\text{m}$. Oben: blauverstimmte Stehwelle. Die spontanen Emissionen haben praktisch keinen Einfluss auf die Strukturbreite, jedoch einen starken Einfluss auf den Untergrund. Unten: rotverstimmte Stehwelle. Die spontanen Emissionen beeinflussen sowohl die Strukturbreite als auch den Untergrund. Der Untergrund steigt jedoch nicht so stark wie im blauverstimmten Fall.

Die durchgeführten Simulationen zeigen, dass die rotverstimmte Stehwelle einen großen Vorteil gegenüber der blauverstimmten Stehwelle hat. Der Untergrund im rotverstimmten Fall ist stark reduziert. Es zeigt sich auch, dass die vermeintlich reduzierte Strukturbreite im blauverstimmten Fall hauptsächlich durch den erhöhten Untergrund hervorgerufen wird (siehe Abb. 3.7, unten). Es gibt daher keinen Grund, die Chromlinien mit blauverstimmten Stehwellen zu erzeugen. Aus diesem Grund wurden die von uns

erzeugten Strukturen mit roter Verstimmung hergestellt.

3.4 Einfluss der Atomstrahlcharakteristik

Bei der Herstellung von Strukturen ist es wünschenswert, dass diese schmal sind und möglichst wenig Untergrund haben. Eine Möglichkeit ist, die Parameter der Stehwelle dementsprechend zu wählen. Darauf wird genauer im nächsten Abschnitt eingegangen. Die zweite Möglichkeit besteht darin, die Anfangsparameter der Atome entsprechend zu verändern. Die transversale Geschwindigkeitsbreite kann man mit Hilfe einer effizienteren Laserkühlung verringern, die longitudinale Geschwindigkeitbreite mit Hilfe eines Zeeman-Slowers. Experimentell ist man dabei etwas eingeschränkt, da man nicht beliebig viel Laserleistung zur Verfügung hat.

Der Einfluss der transversalen Geschwindigkeitsverteilung wird verständlich, wenn man die Stehwelle als ein Linsensystem betrachtet. In diesem Bild ist zu erwarten, dass die Strukturbreite linear mit transversalen Geschwindigkeitsverteilung zunimmt. Die Linearität gilt jedoch nur, wenn die longitudinale Geschwindigkeit für alle Atome gleich groß ist. Da dies in einem thermischen Strahl nicht der Fall ist, wird man also einen kleineren Effekt erwarten. Für die longitudinale Geschwindigkeitsverteilung ist das analoge Bild aus der Optik die chromatische Aberration. In der Optik hat dies den Effekt, dass die Brennpunkte für verschiedene Wellenlängen unterschiedlich sind. Analoges gilt für die Atome in der Stehwelle. Da diese jedoch ihren Fokus innerhalb der gauß'schen Stehwelle haben, können die Atome im Potential oszillieren, wodurch der Effekt der chromatischen Aberration verringert wird.

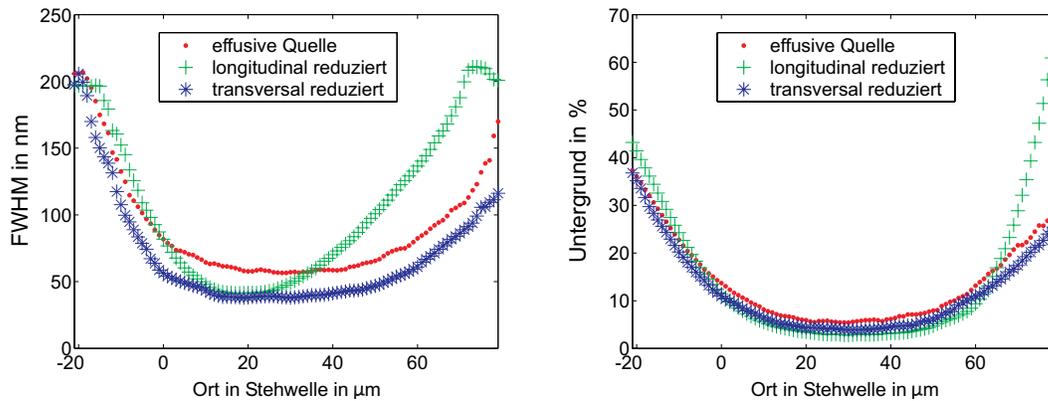


Abbildung 3.11: Einfluss auf Strukturbreite und Untergrund für verschiedene longitudinale bzw. transversale Geschwindigkeiten. Die Parameter der Stehwelle betragen $\Delta = -50\Gamma$, $P = 10\text{mW}$, $w = 50\mu\text{m}$. Linke Seite: für die Strukturbreite ist es effektiver, die transversale Geschwindigkeit zu minimieren, da es dadurch einen größeren Bereich gibt, in dem die Strukturbreite minimal ist. Rechte Seite: Für den Untergrund hat die longitudinale bzw. transversale Geschwindigkeitsverteilung nur einen kleinen Effekt. Für die longitudinale Geschwindigkeitsverteilung wurde zum Einen die einer effusiven Quelle (Abb. 3.2) und zum Anderen eine Normalverteilung mit einer Breite von $\sigma_l = 100\frac{\text{m}}{\text{s}}$ um $1000\frac{\text{m}}{\text{s}}$ eingesetzt. Die transversale Geschwindigkeitsverteilung ist normalverteilt mit einer Breite von $\sigma_t = 0,3\frac{\text{m}}{\text{s}}$ bzw. $\sigma_t = 0,15\frac{\text{m}}{\text{s}}$.

Um eine genaue Aussage darüber machen zu können, in wie weit die longitudinale

bzw. transversale Geschwindigkeitsverteilung einen Einfluss auf die Strukturbreite bzw. den Untergrund hat, muss mit Hilfe simulierter Trajektorien ermittelt werden (siehe Abb 3.11). Es ergibt sich, dass die transversale Geschwindigkeitsverteilung einen größeren Einfluss auf die Strukturbreite hat als die longitudinale Geschwindigkeitsverteilung. Für den Untergrund ergibt sich zwar im longitudinalen Fall ein besserer Wert, jedoch ist der Effekt für beide Fälle praktisch vernachlässigbar. Aus diesem Grund sollte man dafür sorgen, dass die eingesetzte transversale Laserkühlung für die Atome so gut wie möglich ist. Auf eine Reduzierung der longitudinalen Geschwindigkeitsbreite kann verzichtet werden. Besitzt man genügend Laserleistung, so ist es natürlich sinnvoll, beide Geschwindigkeitsbreiten zu reduzieren.

3.5 Optimierung der Parameter der Stehwelle

Um möglichst schmale Strukturen bei einem niedrigen Untergrund zu erhalten kann man zusätzlich zu den Anfangsbedingungen der Atome auch die Parameter für die Stehwelle dementsprechend wählen. Die Parameter, die man dabei verändern kann, sind die Rabifrequenz in der Stehwelle, die Verstimmung gegenüber der Resonanzfrequenz und die Reflektivität des Spiegels. Die Rabifrequenz hängt von der Leistung in der Stehwelle und dem Strahlwaist ab. Die Reflektivität des Spiegels muss schon beim Aufbau geeignet gewählt werden, da sich dieser in der Vakuumkammer befindet und somit bei der Herstellung der Proben nicht mehr variiert werden kann. Für alle in diesem Abschnitt durchgeführte Überlegungen wird eine rotverstimmte Stehwelle angenommen, da diese wie im Abschnitt 3.3 gezeigt, deutliche Vorteile gegenüber der blauverstimmten Stehwelle hat.

3.5.1 Rabifrequenz

Betrachtet man die Stehwelle als Linsensystem so würde man eine Verringerung der Strukturbreite und des Untergrund mit wachsender Leistung in der Stehwelle erwarten, da die Erhöhung der Leistung einer Verringerung der Brennweite f einer Linse entspricht. Die Simulationen mit verschiedenen Leistungen zeigen jedoch ein anderes Bild (siehe Abb. 3.12). Es ergibt sich am Anfang eine starke Reduzierung des Untergrunds und der Strukturbreite. Dies ist auf die transversale Geschwindigkeitsverteilung zurückzuführen. Bei niedriger Leistung reicht die Potentialtiefe nicht aus, um alle Atome zu fokussieren. Ab einer gewissen Leistung zeigt sich nur noch eine geringe Verringerung der Strukturbreite. Der Grund dafür ist, dass beim Vergleich zu einer Linse das Gaußprofil der Stehwelle vernachlässigt wurde. Der Untergrund wird nicht weiter verringert, da er ausschließlich durch die spontanen Emissionen verursacht wird. Dies liegt daran, dass die spontanen Emissionen über 10mW nicht mehr ansteigen, da schon die maximale Übergangswahrscheinlichkeit erreicht ist.

Bis jetzt wurde angenommen, dass das Abschneiden der Stehwelle keinen Einfluss auf das Intensitätsprofil der Stehwelle hat. Jedoch ist dies nicht richtig, was daran liegt, dass der Laserstrahl an der Substratkante gebeugt wird (And99). Abbildung 3.13 zeigt die Auswirkung auf das Strahlprofil. Bei der Berechnung des Profils muss darauf geachtet werden, dass das Feld an der Substratfläche verschwinden muss. Daher ergibt sich ein Schattenbereich zwischen Stehwelle und Probenoberfläche. Da die integrale Leistung jedoch die Gleiche sein muss, ergibt sich effektiv eine Verringerung des Strahlwaists bei

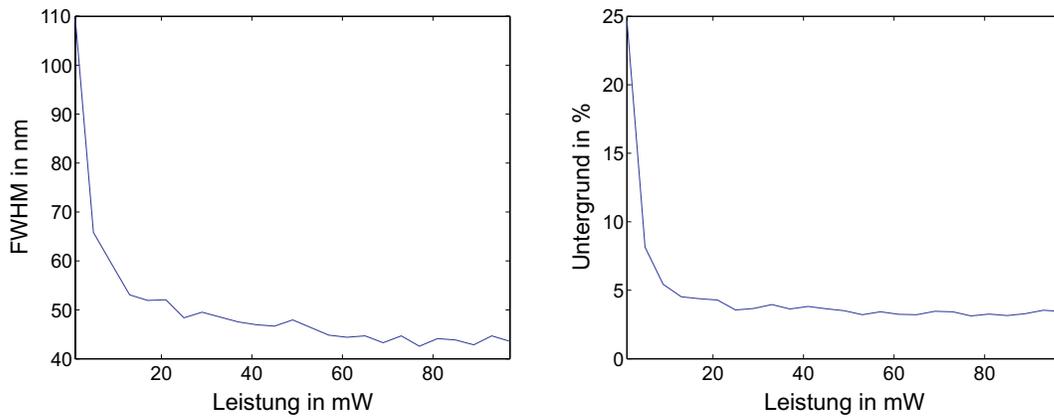


Abbildung 3.12: Vergleich zwischen Strukturbreite und Untergrund bei verschiedenen Leistungen in der Stehwelle. Für die Strukturbreite bzw. den Untergrund sind die Ergebnisse für den jeweils optimalen Ort gezeigt. Nur bei niedrigen Leistungen ist eine effektive Reduzierung des Untergrunds und der Strukturbreite zu erkennen.

einer gleichzeitig leicht erhöhten Intensität im Maximum der Stehwelle. In Experimenten mit verschiedenen Leistungen wird man daher nicht die in Abbildung 3.12 gezeigte Abhängigkeit der Strukturbreite von der Leistung in der Stehwelle erhalten. Vielmehr wird sich bei hohen Leistungen eine stärkere Reduzierung der Strukturbreite ergeben.

Die Simulationen mit Berücksichtigung des Strahlprofils sind recht kompliziert, da eine Veränderung der Position des Substrats mit einer Veränderung des Strahlprofils einhergeht. Um den idealen Abstand für eine bestimmte Leistung herauszufinden, müssen daher sehr viele verschiedene Simulationen durchgeführt werden. Dies konnte aus zeitlichen Gründen in dieser Arbeit nicht durchgeführt werden.

Die Rabifrequenz in der Stehwelle kann durch Variation des Strahlwaists bzw. der Lichtleistung verändert werden. Dabei hat die Verringerung des Strahlwaists einen größeren Einfluss als die Erhöhung der Leistung. Der Grund dafür ist, dass die Halbierung

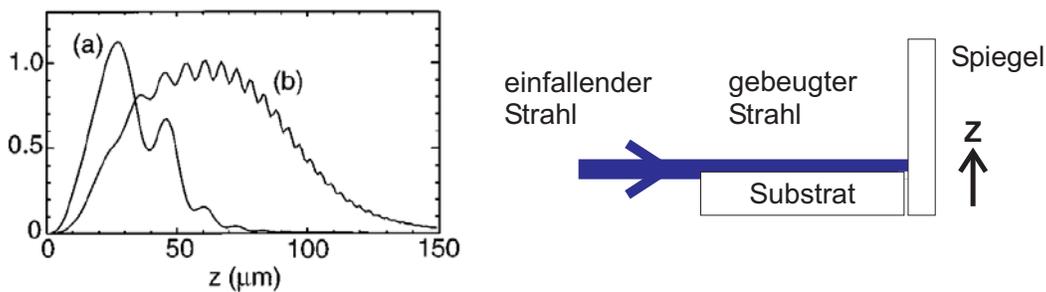


Abbildung 3.13: Beugung einer gauß'schen Stehwelle an der Probenoberfläche. Der Strahlwaist beträgt $60 \mu\text{m}$. Es wurde angenommen, dass die Substratoberfläche ein perfekter Spiegel ist und somit die Intensität dort 0 sein muss. Kurve (a), (b) gilt für einen Strahl, der durch das Substrat im Intensitätsmaximum, $60 \mu\text{m}$ nach dem Intensitätsmaximum abgeschnitten wird. (Quelle Bild links: (And99))

des Strahlwaists die Intensität vervierfacht. Jedoch sollte dabei darauf geachtet werden, dass der Strahlwaist nicht zu klein wird, da die Rayleighlänge sonst sehr kurz wird. Die Rayleighlänge gibt den Abstand von der Strahltaile an, bei dem sich der Durchmesser des Strahls um den Faktor $\sqrt{2}$ erhöht. Sie berechnet sich zu

$$z_r = \frac{\pi w_0^2}{\lambda}, \quad (3.11)$$

wobei w_0 der Strahlwaist und λ die Wellenlänge des Lichts ist. Möchte man einen Strahlwaist von $20\mu\text{m}$ benützen, so ergibt sich die Rayleighlänge zu 3mm. In unserem Fall waren die Chromatome ca. 2mm vom Spiegel entfernt. Daher wäre eine Rayleighlänge von 3mm zu wenig gewesen, um über die gesamte Chromprobe gleichmäßige Strukturen zu erhalten. Für uns stellte sich ein Strahlwaist von $50\mu\text{m}$ als akzeptabler Wert heraus. Bei diesem Waist beträgt die Rayleighlänge bereits 19mm, wodurch gleichmäßige Strukturen über die gesamte Chromprobe zu erwarten sind.

3.5.2 Verstimmung Δ

Für die optimale Verstimmung der Stehwelle gegenüber der Resonanzfrequenz der Chromatome lässt sich keine einfache Antwort geben. Einerseits gilt, dass je kleiner die Verstimmung ist, desto harmonischer wird das Potential für die rotverstimmte Stehwelle. Bei einer Verstimmung von 10Γ und einer Reflektivität von 99% kann der Potentialtopf als harmonisch angesehen werden (siehe Abb. 3.14). Andererseits muss dann überlegt werden, wie sich eine kleinere Verstimmung auf die nichtadiabatischen Übergänge bzw. auf die spontanen Emissionen auswirkt.

Für die spontanen Emissionen ergibt sich, dass die mittlere Zahl an Übergängen über den gesamten Gaußstrahl ermittelt umso größer wird, je näher man sich an der Resonanzfrequenz befindet (siehe Abb. 3.15). Spontane Emissionen müssen aber nicht gleichzeitig mit einem stark erhöhten Untergrund und einer erhöhten Strukturbreite

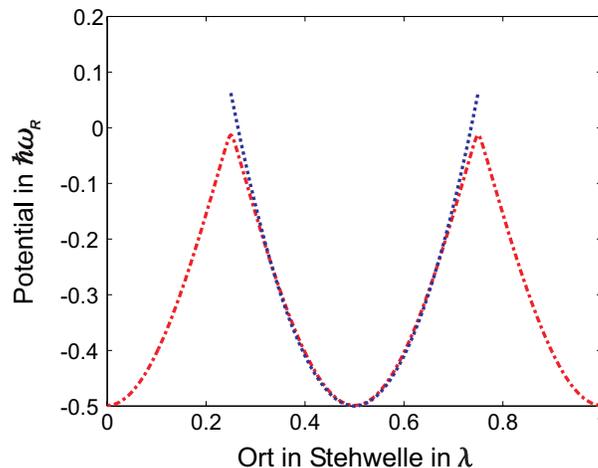


Abbildung 3.14: Vergleich des rotverstimmten Potentials mit dem harmonischen Potential. Bei einer Verstimmung von 10Γ und einer Reflektivität von 0.99% ergibt sich für das rotverstimmte Potential eine sehr geringe Abweichung zum harmonischen Potential.

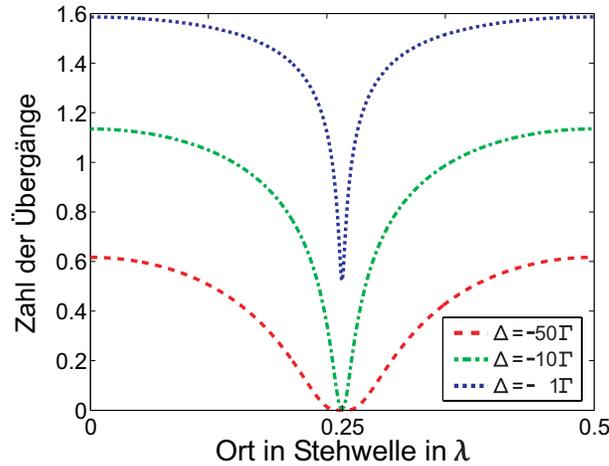


Abbildung 3.15: Vergleich der mittleren Anzahl der spontanen Emissionen ermittelt über einen Gaußstrahl mit einem Strahlwaist von $50\mu\text{m}$ und einer Rabi-Frequenz von 386Γ bei verschiedenen Verstimmungen. Es wurden nur diejenigen spontanen Emissionen berücksichtigt, bei denen sich der Zustand und somit die Kraft sowohl das Vorzeichen als auch den Betrag ändert. Es zeigt sich eine deutliche Erhöhung, je kleiner die Verstimmung in der Stehwelle ist.

einhergehen, wie in Abschnitt 3.3 gezeigt wurde. Inwiefern sich die erhöhte Zahl an spontanen Emissionen auf die Strukturbreite und den Untergrund in Abhängigkeit der Verstimmung auswirken, kann nur mittels Simulationen ermittelt werden.

Für die nichtadiabatischen Übergänge ergibt sich eine sehr starke Abhängigkeit von der Verstimmung. Während bei einer Verstimmung von 50Γ die nichtadiabatischen Übergänge praktisch vernachlässigbar sind, ist dies bei 10Γ nicht mehr der Fall (siehe Abb. 3.16). Die nichtadiabatische Übergangswahrscheinlichkeit steigt jedoch auch quadratisch mit der transversalen Geschwindigkeit v der Atome an. Wie schon in Abschnitt 3.2.2 diskutiert sind im rotverstimten Fall die nichtadiabatischen Übergänge nur von der Anfangsverteilung der transversalen Geschwindigkeit der Atome abhängig. Somit ergibt sich die Aussage, dass in Bezug auf nichtadiabatische Übergänge die Verstimmung entsprechend der transversalen Geschwindigkeitsverteilung gewählt werden muss. Je kleiner diese ausfällt, desto näher kann man an die Resonanzfrequenz gehen.

Es gibt jedoch eine Grenze, die man nicht unterschreiten sollte. Bis jetzt wurden in diesem Kapitel die longitudinalen nichtadiabatischen Übergänge vernachlässigt. Diese ergeben sich, da auch in longitudinaler Richtung ein Intensitätsgradient vorhanden ist. Für diese Übergangswahrscheinlichkeit erhält man analog zu (3.6)

$$(P_{ij})_{gauss} = \sup \left\{ \frac{|v \cdot \frac{d}{dx} \theta_{gauss}|^2}{|\Omega_{gauss}|^2} \right\}. \quad (3.12)$$

Für die in den bisherigen Betrachtungen eingesetzte Verstimmung von $\Delta = 50\Gamma$ sind sie praktisch vollständig vernachlässigbar. Dies gilt nicht mehr, wenn man sich nahe an der Resonanzfrequenz befindet (siehe Abb. 3.18). Da die Übergangswahrscheinlichkeit auf der gesamten Breite der Stehwelle praktisch den gleichen Wert hat, ist sie direkt mit dem Untergrund gekoppelt. Vollziehen 3% der Atome einen Übergang, so ergibt sich sofort

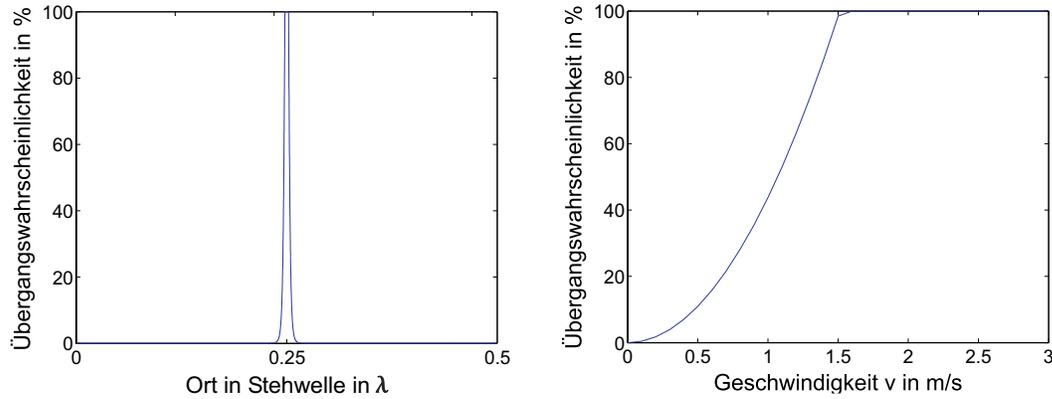


Abbildung 3.16: Nichtadiabatische Übergangswahrscheinlichkeit bei einer Verstimmung von $\Delta = -10\Gamma$ und einer Rabi-Frequenz $\omega_0 = 386\Gamma$. Bei dieser Verstimmung ist sie nicht mehr vernachlässigbar. Linke Seite: Übergangswahrscheinlichkeit bei $v = 2\frac{\text{m}}{\text{s}}$. Es ergibt sich ein sehr steiler Anstieg im Knoten der Stehwelle. Rechte Seite: Geschwindigkeitsabhängigkeit der Übergangswahrscheinlichkeit. Bei einer transversalen Geschwindigkeit von mehr als $v = 1,5\frac{\text{m}}{\text{s}}$ vollziehen die Atome am Knoten der Stehwelle immer einen nichtadiabatischen Übergang in das andere Potential. Möchte man eine rotverstimnte Stehwelle mit dieser Verstimmung einsetzen, muss dafür gesorgt werden, dass die Anfangsgeschwindigkeit der Atome klein genug ist.

eine Erhöhung des Untergrunds um 3%. Man erhält als Minimum für die Verstimmung daher einen Wert von ungefähr 10Γ . Diesen Effekt kann man auch ausnützen, um bei Verstimmungen der Stehwelle nahe der Resonanz $\frac{\lambda}{4}$ -Strukturen erzeugen zu können. (Jür04).

In Abbildung 3.17 ist die Abhängigkeit der Strukturweite und des Untergrunds von der Verstimmung gezeigt. Die Simulationen wurden bei einer Strahlleistung von 50mW erstellt. Je weiter man sich von der Resonanzfrequenz des Atoms entfernt, desto schmaler werden die Strukturen. Auch der Untergrund reduziert sich bis zu einem bestimmten Punkt immer mehr. Dies liegt daran, dass die spontanen Emissionen mit der Verstimmung abnehmen. Man erkennt jedoch auch, dass ab einer gewissen Grenze der Untergrund langsam wieder zunimmt. Der Grund dafür ist, dass das Potential mit wachsender Verstimmung immer anharmonischer wird und dadurch nicht mehr alle Atome das Minimum der Stehwelle erreichen können. Man kann diesen Effekt verhindern, indem man mit der Verstimmung auch die Strahlleistung erhöht. Diese Tatsache macht man sich zu Nutze, wenn man in einem Experiment die spontanen Emissionen unterdrücken will.

3.5.3 Reflektivität des Spiegels

Der Einfluss der Reflektivität ist mit der der Verstimmung in der Stehwelle vergleichbar. Wie schon bei der Verstimmung kann man mit ihr die nichtadiabatischen Übergänge verhindern. Auch ergibt sich wie bei der Verstimmung, dass je niedriger die Reflektivität, desto anharmonischer wird das Potential. Man kann mit der Reduzierung der Reflektivität jedoch nicht die spontanen Emissionen verhindern. Ist man nicht an eine bestimmte Verstimmung gebunden, so sollte zur Verhinderung von nichtadiabatischen Übergängen besser die Verstimmung dementsprechend gewählt werden und die Reflektivität so hoch

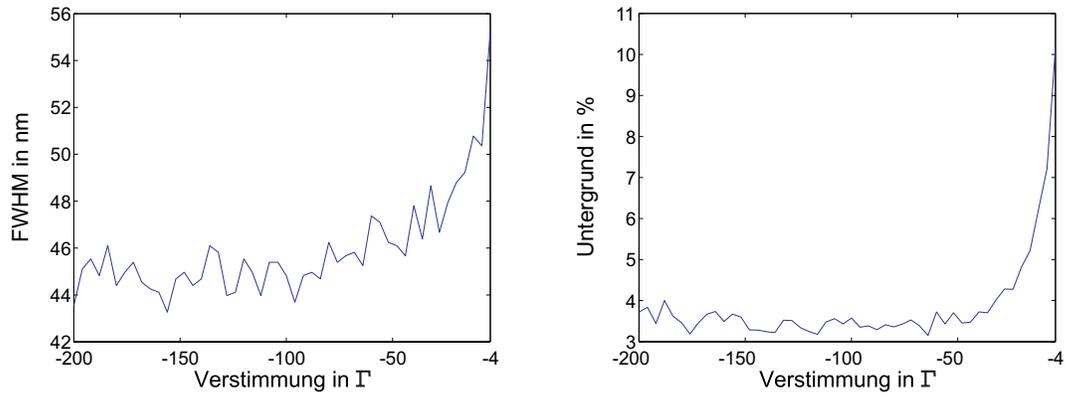


Abbildung 3.17: Untergrund und Strukturbreite für verschiedene Verstimmung. Die Parameter der Stehwelle sind $P = 50\text{mW}$, $w = 50\mu\text{m}$ $R = 0.94$. Linke Seite: Die Strukturbreite verringert sich mit wachsender Verstimmung. Rechte Seite: Der Untergrund wird zuerst geringer, steigt aber dann wieder an. Es ergeben sich keine glatte Kurven, da 25000 berechnete Trajektorien noch zu wenig sind, um statistische Effekte auszumitteln. Für die Strukturbreite bzw. den Untergrund sind die Ergebnisse für den jeweils optimalen Ort gezeigt.

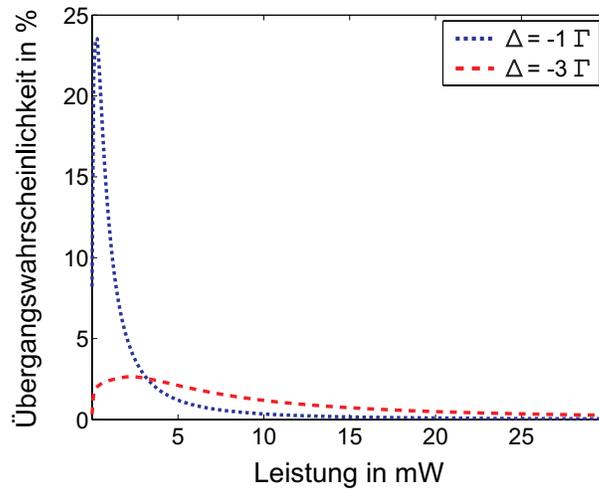


Abbildung 3.18: Nichtadiabatische Übergangswahrscheinlichkeit in longitudinaler Richtung. Die longitudinale Geschwindigkeit der Atome beträgt $1000\frac{\text{m}}{\text{s}}$. Nur am Anfang des Gauß'schen Potentials ergibt sich bei einer Verstimmung unter 10Γ eine relevante Übergangswahrscheinlichkeit.

wie möglich sein. Möchte man die Verstimmung der Stehwelle im Bereich von unter 30Γ wählen, so können die nichtadiabatischen Übergänge ab einer Reflektivität von unter 80% verhindert werden (siehe Abb. 3.19). Für große Verstimmungen, wie in unserem

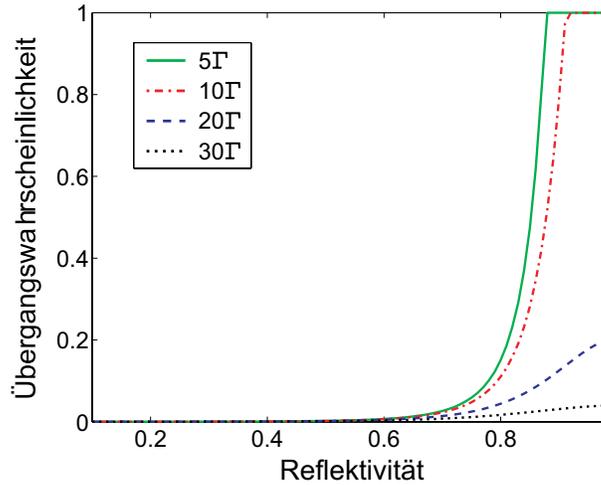


Abbildung 3.19: Nichtadiabatische Übergangswahrscheinlichkeit für verschiedene Verstimmung bei $\omega_0 = 386\Gamma$ und einer Geschwindigkeit der Atome von $v = 2 \frac{m}{s}$. Liegt die Verstimmung unter 20Γ so können mit einer Spiegelreflektivität unter 80% die nichtadiabatischen Übergänge verhindert werden.

Fall 50Γ , ist die nichtadiabatische Übergangswahrscheinlichkeit auch mit einer Spiegelreflektivität von 100% klein genug, so dass die Reduzierung der Spiegelreflektivität nicht notwendig ist.

3.5.4 Zusammenfassung

Aus den bisherigen Überlegungen ergibt sich ein recht komplexes Bild für die Wahl der Parameter. Aus dem Vergleich zwischen rot- und blauerstimmter Stehwelle ergibt sich, dass die rotverstimmte Stehwelle Vorteile in Bezug auf den Untergrund hat. Man erhält zwar im blauerstimmten Fall eine schmalere Strukturbreite, jedoch wird diese hauptsächlich durch den erhöhten Untergrund so schmal. Die Spiegelreflektivität sollte so hoch wie möglich gewählt werden. Nur für den Fall, dass man Experimente in der Nähe der Resonanz machen möchte, lohnt es sich, die Spiegelreflektivität zu verringern. Dies aber nur, wenn man im blauerstimmten Bereich arbeitet, dann muss sie aber unter 80% gewählt werden. Die Verstimmung beeinflusst die spontanen Emissionen, welche zu einem erhöhten Untergrund und einer größeren Strukturbreite führen können. Die optimale Verstimmung kann nur mit Hilfe von Simulationen ermittelt werden. In Abbildung 3.17 sind Simulationsergebnisse für die rotverstimmte Stehwelle bei verschiedenen Verstimmungen gezeigt.

4 Experimenteller Aufbau

In unserem Experiment zur Erzeugung von Nanostrukturen wurde ausschließlich Chrom verwendet, dessen Termschema in Abbildung 4.1 gezeigt ist. Es besitzt einen nahezu geschlossenen Übergang ${}^7S_3 \rightarrow {}^7P_4$, dessen Wellenlänge 425,6nm beträgt. Durch die in unserem Experiment relativ kurze Wechselwirkungszeit von circa 100ns spielt dabei der Übergang ${}^7P_4 \rightarrow {}^5D_4$ praktisch keine Rolle, da dieser eine Übergangszeit von 5ms hat. Dadurch benötigt man auch keinen zusätzlichen Laser, der Atome, die in diesen Zustand zerfallen sind, zurückpumpt, wie es beim Einfang von Chromatomen in einer MOT (magneto-optical trap) notwendig ist (Stu01a).

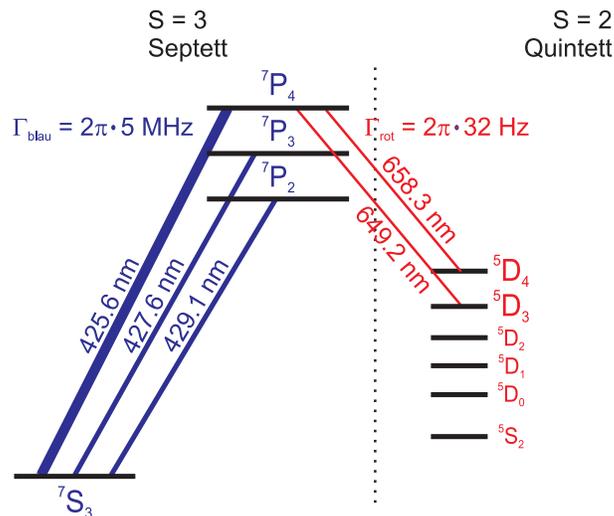


Abbildung 4.1: Termschema von ${}^{52}\text{Cr}$. Für die Atomlithographie wird der Übergang ${}^7S_3 \rightarrow {}^7P_4$ verwendet. Aus dem 7P_4 -Zustand können die Atome auch in den 5D_4 -Zustand zerfallen. Das Aufspaltverhältnis ist dabei 1/150000. Daher muss bei den kurzen Wechselwirkungszeiten der Atome mit dem Licht kein Rückpump Laser verwendet werden.

Zur Erzeugung der atomlithographischen Strukturen muss die mittlere freie Weglänge der Chromatome groß genug sein, damit die Gasatome durch Stöße nicht abgelenkt werden können. Dies hat zur Folge, dass die Strukturen nur im Vakuum erzeugt werden können. Da für die Fokussierung der Atome zusätzlich die Divergenz des Atomstrahls eine große Rolle spielt, muss man dafür sorgen, dass sie so klein wie möglich wird. Dies kann mittels Blenden erreicht werden, jedoch würde dadurch der Fluss stark verringert werden. Eine bessere Möglichkeit ist, die Atome direkt nach der Atomstrahlquelle mittels Laser zu kühlen, wodurch eine niedrigere Divergenz (kleiner 1mrad) bei gleichzeitig hohem

Fluss gewährleistet ist.

Sowohl für die Stehwelle, mit der man die Atome fokussiert, als auch für die Laserkühlung ist es sehr wichtig, dass das Lasersystem auf der Resonanz der Chromatome stabilisiert wird. Dies wird durch Spektroskopie an Chromatomen erreicht. Um den Fluss der Atome quantitativ ermitteln zu können ist es möglich, an verschiedenen Stellen sogenannte Lichtteppiche einzustrahlen. Dabei wird nahresonantes Licht auf den Atomstrahl eingestrahlt. Die Atome werden zu spontanen Emissionen angeregt und das Licht isotrop in den Raum abgestrahlt. Diese lichtinduzierte Fluoreszenz kann mit Hilfe einer CCD-Kamera aufgenommen werden. Über die Intensität der Fluoreszenzstrahlung lässt sich eine Aussage über den Atomfluss machen.

4.1 Lasersystem

Die für den Übergang ${}^7S_3 \rightarrow {}^7P_4$ nötige Wellenlänge $\lambda = 425,55\text{nm}$ wird in mehreren Stufen erzeugt. Ein Argon-Ionen-Laser¹ erzeugt im Multi Line Visible-Betrieb bis zu 30W (verwendet wurden ca. 20W) und pumpt damit einen Titan-Saphir-Laser². Die ausgegebene Leistung beträgt in diesem Ringlaser typischerweise 3W bei 851nm. Dieses Licht wird in einem Überhöhungsresonator frequenzverdoppelt, wobei durch einen Lithiumtriborat-Kristall die zweite Harmonische generiert wird³. Der Überhöhungsresonator wird mit dem Hänsch-Couillaud-Verfahren stabilisiert (Stü01). Man erhält aus dieser Konfiguration letztendlich eine Lichtleistung von bis zu 1,1W (Stü01). Diese wird für die Laserkühlung, die Erzeugung der Stehwelle und die Detektion der Atome durch Lichtteppiche verwendet. Die Stabilisierung des Titan-Saphir-Lasers mittels Spektroskopie an Chromdampf wird mit einem der Seitenstrahlen, der aus dem Frequenzverdoppler austritt, betrieben.

4.2 Stabilisierung

Der Titan-Saphir-Laser besitzt einen Referenzresonator, mit dessen Hilfe seine Kurzzeitstabilität aufrecht erhalten werden kann. Jedoch driftet er auf der Minutenskala um einige MHz, was eine externe Langzeitstabilisierung nötig macht. Dies wird durch Spektroskopie an Chrom realisiert (Abb. 4.4).

Die Chromzelle besteht aus einem gekühlten Kupferblock, in dem ein Hohlzylinder aus Chrom eingebracht ist, der als Kathode dient. An beiden Enden dieses Hohlzylinders sind Drähte angebracht, die als Anode verwendet werden. In einer Argonatmosphäre brennt zwischen diesen beiden Elektroden eine Gasentladung, wodurch Argonionen in Richtung Chromkathode beschleunigt werden und aus dieser Chromatome herausschlägt. Dieser Vorgang wird als "sputtern" bezeichnet. An dem dadurch erzeugten Chromdampf wird dopplerfreie Polarisationspektroskopie (Wie76) betrieben. Hierzu wird der Laserstrahl durch einen polarisierenden Strahlteiler in zwei Teile aufgespalten, den Pump- und den Probestrahl. Der Pumpstrahl wird mit Hilfe eines $\frac{\lambda}{4}$ -Plättchens zirkular polarisiert und dann durch die Chromzelle geleitet. Durch die zirkulare Polarisation werden die Chromatome in den $m_g = 3$ Unterzustand gepumpt, wodurch die Atomspins polarisiert

¹Fa. Coherent, Sabre Innova

²Fa. Coherent, 899-21

³Der Frequenzverdoppler wurde 2001 in unserer Gruppe neu entwickelt (Stü01).

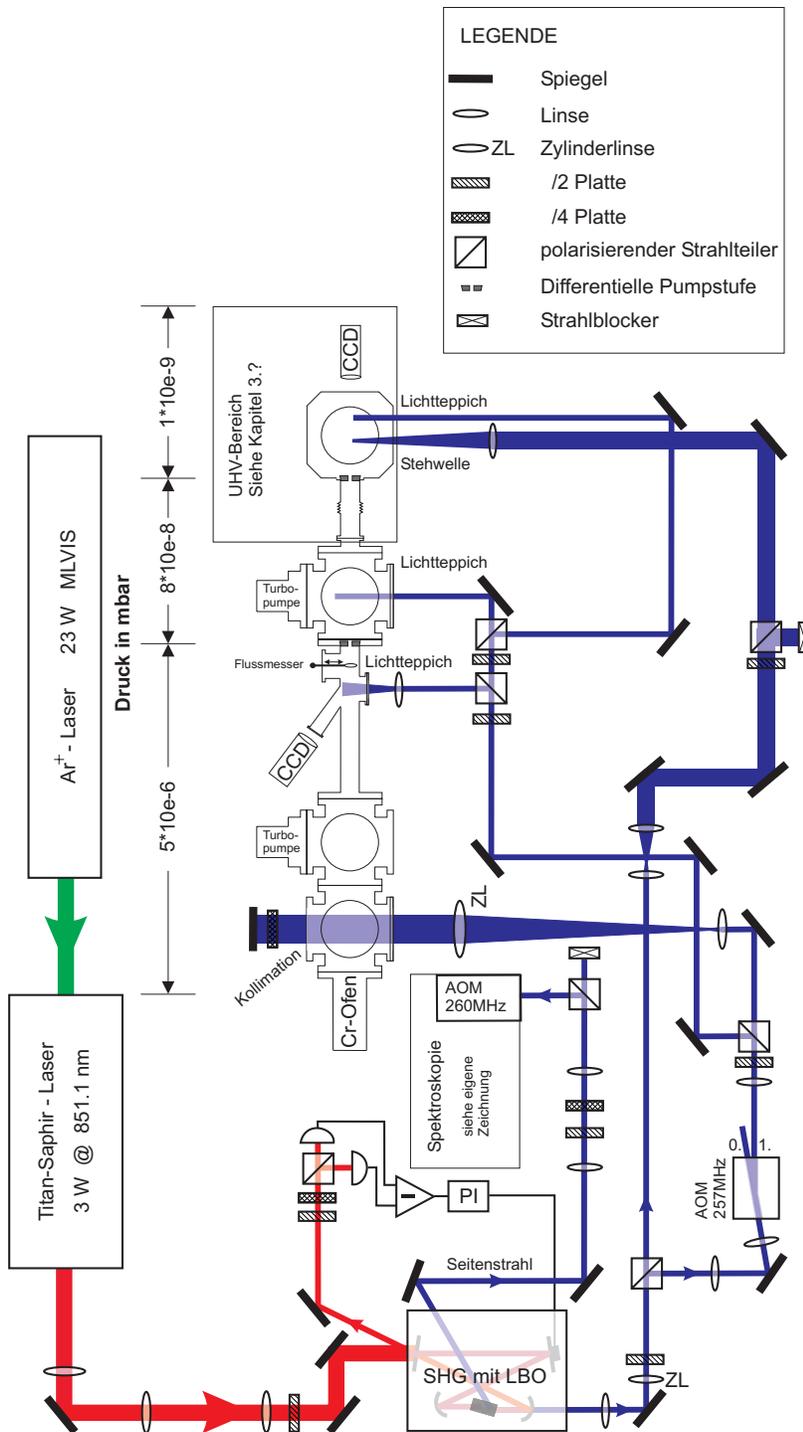


Abbildung 4.2: Schematischer Aufbau des Lasersystems. Die Spektroskopie ist um 260MHz blauverstimmt, wodurch die Stehwelle um 260MHz rotverstimmt ist. Für die Laserkühlung wird das Licht um +257MHz verschoben und erhält so eine Verstimmung von $\frac{\Gamma}{2}$, also ungefähr 3MHz.

werden und so das Gas optisch anisotrop wird. Der Probestrahl durchläuft die Chromzelle in umgekehrter Richtung, wobei dafür gesorgt werden muss, dass der Überlapp der beiden Strahlen so groß wie möglich ist. Durch die optische Anisotropie wird die Polarisationsrichtung des Probestrahls gedreht. Dies wird durch einen polarisierenden Strahlteiler und zwei Photodioden detektiert. Dabei trägt ein $\frac{\lambda}{2}$ -Plättchen dafür Sorge, dass beide Photodioden bei ausgeschalteter Gasentladung gleich viel Licht erhalten. Verändert sich nun die Frequenz des Laserlichts, so verändert sich auch die Drehung der Polarisation im Probestrahl. Das dadurch resultierende dispersive Spektroskopiesignal ist in Abbildung 4.3 gezeigt. Diese Spektroskopie ist dopplerefrei, da nur Atome, die

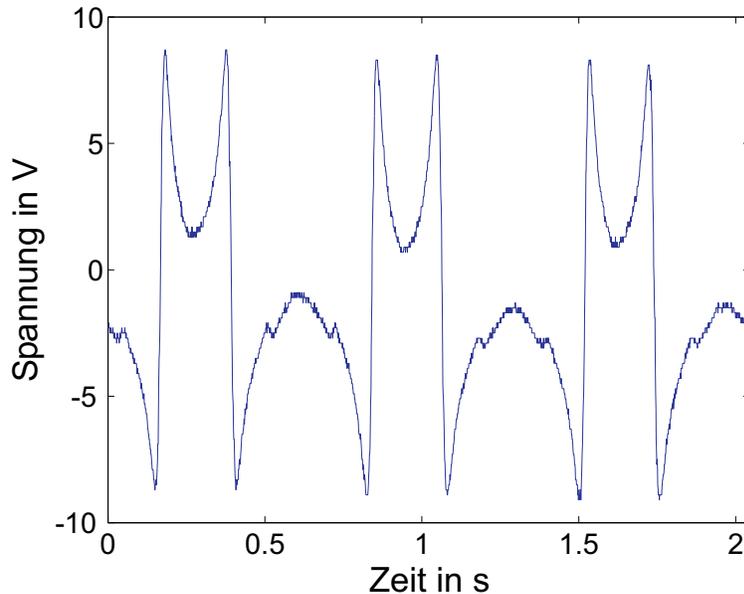


Abbildung 4.3: Spektroskopiesignal. Das Signal wurde im Subtrahierer zusätzlich um Faktor 5 verstärkt. Die Laserfrequenz wurde mit einer Dreiecksspannung einer Frequenz von 1,5Hz um 200Mhz moduliert.

sich parallel zu den Laserstrahlen nicht bewegen, von beiden Strahlen adressiert werden können (Dem93).

Abbildung 4.4 zeigt den Aufbau der Spektroskopie. Um ein weniger verrauschtes Signal zu erhalten, wird mit Hilfe der Summe der beiden Photodioden PD1 und PD2 der AOM (Akustooptischer Modulator) geregelt, wodurch die Intensität des eingehenden Lichts konstant gehalten wird. Dabei ist zu beachten, dass der AOM-Kristall aus doppelbrechendem Telluriumdioxid (TeO_2) besteht. Dieser hat unterschiedliche Brechungsindizes für die verschiedenen Polarisationsrichtungen. Dadurch kann die Polarisationsrichtung im Kristall gedreht werden. Es stellte sich heraus, dass diese Drehung temperaturempfindlich ist. Dies führt dazu, dass die Intensitätsverteilung zwischen Probe- und Pumpstrahl sich langsam mit der Zeit ändert und dadurch das Nullniveau des Spektroskopiesignals driftet. Um dies zu verhindern sorgt man durch einen polarisierenden Strahlteiler dafür, dass die einfallende Polarisierungsrichtung mit der optischen Achse des Kristalls übereinstimmt. Zusätzlich lässt man den AOM auf ein Intensitätsniveau stabilisieren, dass so nah wie möglich am maximalen Niveau liegt. Dadurch muss der

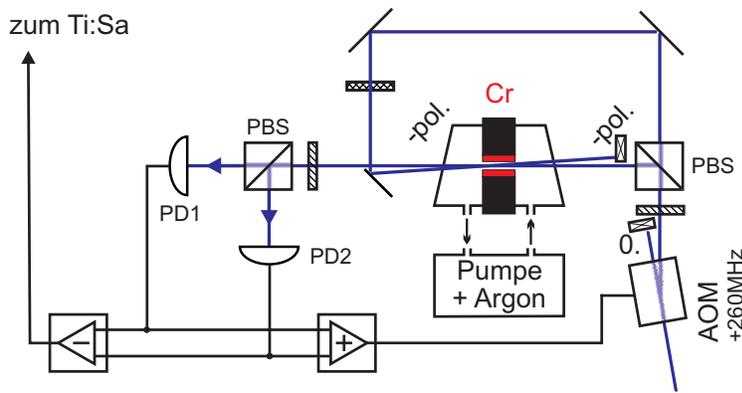


Abbildung 4.4: Schematischer Aufbau der Polarisationspektroskopie an Chrom. Der AOM verschiebt die Lichtfrequenz um +260MHz und wird zusätzlich zur Intensitätsstabilisierung verwendet. PD1 und PD2 sind Photodioden.

AOM nicht so viel regeln und die Temperaturschwankungen fallen geringer aus. Dies hat auch den positiven Nebeneffekt, dass man mehr Licht für die beiden Strahlen zur Verfügung hat.

Im Rahmen dieser Diplomarbeit wurde die Spektroskopie mit einem Seitenstrahl des Frequenzverdopplers betrieben. Mit ihm ergab sich für die Spektroskopie eine Leistung von ungefähr 15mW. Dabei betrug das Verhältnis zwischen Probe- und Pumpstrahl ungefähr 1:3. Es zeigte sich, dass der Seitenstrahl nicht linear polarisiert ist, weswegen im Strahlengang zur Spektroskopie ein $\frac{\lambda}{4}$ -Plättchen eingefügt wurde. Zusätzlich wurde beobachtet, dass die Intensität des Seitenstrahls sehr stark davon abhängig ist, wie stabil der Titan-Saphir-Laser läuft. So war es während einer Deposition öfters nicht möglich, das gewählte Intensitätsniveau zu halten, wodurch das Nachregeln der Spektroskopie nötig wurde. Daher sollte man, wenn genügend Lichtleistung vorhanden ist, die Spektroskopie mit Licht aus dem Hauptstrahl betreiben.

Für die Signalstärke ist es sehr wichtig, wie man Strom und Argondruck wählt. Je höher der Strom desto stärker wird das Signal. Jedoch muss man bei einem höheren Strom dafür sorgen, dass genug Argonionen vorhanden sind, das heißt der Druck muss erhöht werden. Ein höherer Druck führt wiederum zu einer Verringerung der Signalstärke. Im Rahmen dieser Diplomarbeit wurde typischerweise ein Argondruck von 1,4mbar bei einer Stromstärke von ca. 100mA verwendet. Der Strom verteilte sich auf die beiden parallelgeschalteten Anoden, die sich jeweils an den beiden Enden des Hohlzylinders aus Chrom befanden.

Ein Zeichen dafür, dass der Druck zu niedrig gewählt wurde, ist das Auftreten von Spannungsspitzen, die in der Intensitätskurve der Photodioden auftreten. Der Grund dafür ist, dass nicht genug Argonionen vorhanden sind, um die Ladung zwischen den beiden Elektroden abzuführen. Dadurch baut sich langsam eine Potentialdifferenz auf, die sich, wenn sie groß genug geworden ist, in einem Durchschlag entlädt. Dies führt zu eben jenen Spannungsspitzen, welche das System kurzzeitig oder sogar ganz aus der Regelung springen lassen können.

4.3 Erzeugung und Charakterisierung des Atomstrahls

Der Chromstrahl wird mit Hilfe einer Hochtemperatureffusionszelle erzeugt (Sch00a). In dieser werden die Chromatome sublimiert. Dabei handelt es sich um eine Standardzelle⁴ der Firma CreaTec GmbH. Das Chrom befindet sich pulverförmig in einem Kalziumoxid-stabilisierte Tiegel aus Zirkonoxid. Er ist von einem Wolframtiegel umgeben. Dieser Aufbau ist für Temperaturen bis 2000°C geeignet. Typischerweise wurde der Ofen bei einer Temperatur von ungefähr 1800°C betrieben. Im früheren Aufbau wurde eine modifizierte Zelle verwendet, bei der der Wolframtiegel fehlte. Dies führte dazu, dass, wenn der Zirkonoxid-Tiegel platzte, das Chrom in den Ofen gelangte und so einen Kurzschluss verursachte, was zur Zerstörung der Zelle führte. Mit den Standardzellen kann dies nicht mehr passieren, da der zusätzliche Wolframtiegel das System vor Chrom schützt.

Die Chromatome treten aus einem 1mm großen Loch im Tiegeldeckel mit einer mittleren Geschwindigkeit von etwa 1000m/s aus. Die longitudinale Geschwindigkeitsverteilung wird dabei recht gut durch die einer effusiven Quelle beschrieben (Stu96). Anschließend fliegen die Atome durch ein Kühlschild mit einem 2mm großen Loch. Der wassergekühlte Schild dient zur Abschirmung der Wärmestrahlung.

Direkt nach dem Schild befindet sich der ca. 3cm lange Laserkühlstrahl, in dem die Atome kollimiert werden. Der so gekühlte Atomstrahl passiert die beiden Pumpstufen, die die unterschiedlichen Vakuumbereiche voneinander trennen, und gelangt so in die Ultrahochvakuum(UHV)-Depositionskammer .

Zur Charakterisierung werden in den Vakuumbereichen Lichtteppiche eingestrahlt und mit einer CCD-Kamera aufgenommen. Aus diesen Fluoreszenzbildern sollte man eigentlich Rückschlüsse auf den Fluss ziehen können (Hab03). Jedoch zeigte sich schnell, dass der Absolutwert der Atome aus den Fluoreszenzbildern nicht den wirklichen Atomfluss wiedergab, der auf die Proben abgeschieden wurde. Es ließ sich aber eine Aussage über den relativen Fluss verschiedener Depositionen machen. Darüberhinaus war es sehr nützlich, um die Laserkühlung auf maximalen Fluss am Ort der Probe einzustellen.

Zusätzlich zu den Fluoreszenzbildern kann die Güte der Kollimation des Atomstrahls durch eine einschiebbare Rasierklinge bestimmt werden.

4.4 Die Laserkühlung

Die Divergenz der Atomstrahls spielt bei der Erzeugung von Strukturen mit Hilfe der Atomlithographie eine große Rolle. Vergleicht man die Stehwelle für die Fokussierung der Atome mit einem Linsenarray, so gilt für die Abhängigkeit der Strukturbreite von der Divergenz des Atomstrahls analog zur geometrischen Optik $b = \alpha \cdot f$, wobei b die zu erwartende Strukturbreite, α der Divergenzwinkel und f die Brennweite der Linse ist. Dieses Bild ist zwar nur eine Näherung und der lineare Zusammenhang ist nicht zu beobachten, jedoch gilt trotzdem, dass eine verringerte Divergenz des Atomstrahl zu schmalere Strukturen führt. Die Kollimation des Atomstrahls wird durch eine Kombination aus Dopplerkühlung und Polarisationsgradientenkühlung erreicht.

Der Effekt der Dopplerkühlung beruht auf der spontanen Streukraft. Es wird ein rotverstimmter Laserstrahl senkrecht zur Atomstrahlrichtung eingestrahlt. Dadurch haben Atome mit einer transversale Geschwindigkeitskomponente in Richtung des einge-

⁴Typ HTC-35/10-310W

strahlten Lichts eine erhöhte Wahrscheinlichkeit, ein Photon zu absorbieren, wodurch ein Impuls auf das Atom in Strahlrichtung übertragen wird. Anschließend wird das absorbierte Photon wieder isotrop in den Raum emittiert. Während vieler Absorptions-/Emissionszyklen mittelt sich der Impulsübertrag durch die Emissionen weg und es bleibt eine Impulsübertrag durch die Absorption. Durch die Überlagerung zweier gegenläufiger Laserstrahlen kann dadurch eine dämpfende Kraft auf die Atome ausgeübt werden. Genauer ist dies zum Beispiel in (Sch96) beschrieben.

Bei der Polarisationsgradientenkühlung macht man sich zusätzlich die magnetische Unterstruktur der Atome zunutze, in dem mit Hilfe eines zirkular polarisierten Lichtstrahls die Atome optisch gepumpt werden (Dal89). Mit ihr können tiefere Temperaturen als mit der Dopplerkühlung erreicht werden.

Mit unserer Laserkühlung wurden typischerweise Atomstrahldivergenzen von 1,2mrad bei 90% Breite und 0,2mrad bei 50% Breite erreicht (Hab03). Die 90% beziehungsweise 50% Breite sind diejenigen Winkelbreiten des Atomstrahls, innerhalb derer 90% beziehungsweise 50% der Atome liegen (Sch97). In unserem Experiment war die Divergenz des Atomstrahls durch die zusätzlich eingebauten differentiellen Pumpstufen geometrisch auf 1 mrad begrenzt, weswegen man von einer Divergenz von 1mrad ausgehen kann. Die Laserkühlung wurde hauptsächlich dazu verwendet, den Fluss an der Probenoberfläche zu maximieren. Die Auswertung der Fluoreszenzbilder ergab eine Überhöhung des Flusses durch die Laserkühlung um einen Faktor 7.

4.5 Die Lichtmaske

Zur Erzeugung von periodischen Nanostrukturen wählten wir eine eindimensionale Stehwelle. Der Strahl wird durch eine Linse mit einer Brennweite von 40cm von aussen in die Vakuumkammer fokussiert. Ein hochreflektierendes rechtwinkliges Prisma in der Kammer reflektiert den Strahl in sich selbst zurück, wodurch Stehwelle erzeugt wird. Die an der Prismenoberfläche erzeugte Strahlwaist konnte mit Hilfe der Strahlwaist vor der Linse beeinflusst werden. Für unsere Proben wurde typischerweise eine Strahlwaist von $w_x = 50\mu\text{m}$ in x-Richtung und $w_y = 37\mu\text{m}$ in y-Richtung benutzt.

4.6 Vakuumsystem

Mit der bisherigen Vakuumapparatur wurde das Chrom bei einem Druck von ungefähr 10^{-6} mbar deponiert. Eine genauere Analyse der gewachsenen Strukturen mit Hilfe der Photoelektronenspektroskopieanalyse zeigt, dass der Chromanteil in den Strukturen lediglich 15% beträgt (Mer99). Dies ist eine Folge davon, dass Chrom ein sehr gutes "Getter-Material" ist. Dabei sind hauptsächlich Sauerstoff und Kohlenstoff als Verunreinigungen vertreten. Selbst bei einem niedrigeren Druck von 10^{-8} mbar beträgt der Anteil der Verunreinigungen in den Chromstrukturen noch immer etwa 50% (Jur).

Für das Ziel dieser Diplomarbeit, nämlich die Erzeugung von magnetischen Nanostrukturen mit Hilfe von CrPt_3 , sollen die dafür notwendigen Chromstrukturen möglichst rein produziert werden. Dazu ist es notwendig, den Druck in der Depositionskammer zu verringern. Hierfür wurde eine neue Depositionskammer entwickelt (Hab03), die das Aufwachsen der Chromstrukturen bei einem Druck von 10^{-9} - 10^{-10} mbar ermöglichen soll.

Zur Erzeugung der CrPt₃-Strukturen besteht eine Zusammenarbeit mit der Arbeitsgruppe von Prof. Schatz, die in ihrer MBE-Anlage (Molecular Beam Epitaxy) die Chromproben weiter untersuchen und weiterverarbeiten können. Damit die Proben durch den Transfer nicht verschmutzt werden, wurde beim Aufbau der neuen UHV-Depositionskammer berücksichtigt, dass diese auch unter UHV-Bedingungen transferiert werden können.

4.6.1 Aufbau

Der schematische Aufbau der gesamten Vakuumanlage ist in Abbildung 4.5 gezeigt. Er besteht aus 4 Abschnitten, die alle durch Ventile voneinander getrennt werden können.

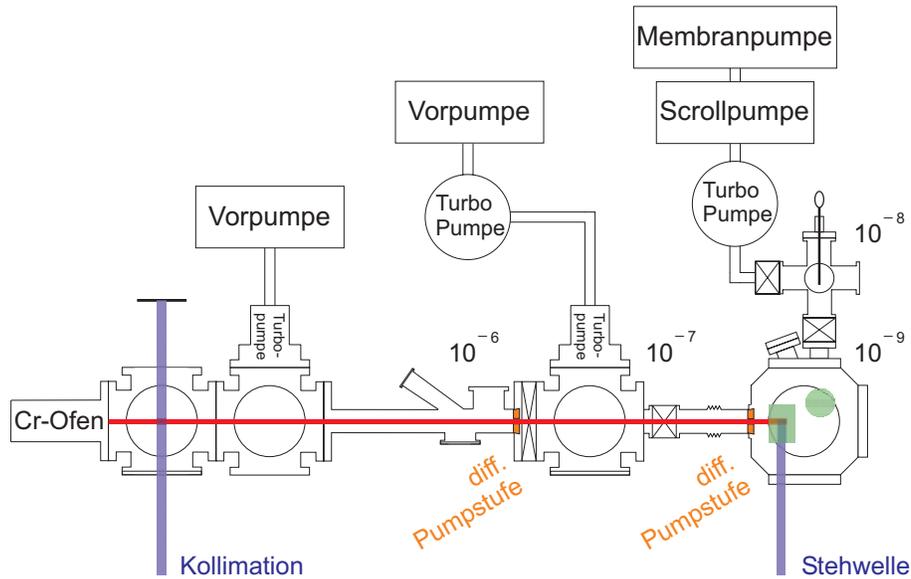


Abbildung 4.5: Schematischer Aufbau der Vakuumanlage. Die verschiedenen Drücke der einzelnen Abschnitte sind in mbar angegeben.

Der erste Abschnitt, die Ofenkammer, ist gummigedichtet und erreicht typischerweise einen Druck von $6 \cdot 10^{-6}$ mbar. In diesem Abschnitt befinden sich die Atomquelle und der Flussmesser. Außerdem wird hier die transversale Geschwindigkeit der Atome mit Hilfe der Laserkühlung reduziert. Aufgrund der verschiedenen Komponenten in und an dieser Kammer, wie z.B. die Durchführung für die Rasierklingen, kann dieser Bereich nicht ausgeheizt werden, um den Druck zu reduzieren. Damit der Druck im nächsten Bereich niedriger gehalten werden kann, ist zwischen diesem und dem nächsten Abschnitt eine differentielle Pumpstufe (siehe Kapitel 4.6.2) eingebaut.

Die zweite Kammer ist praktisch nur eine Zwischenkammer, um den Druck verringern zu können. Sie beinhaltet deshalb keinerlei Elemente, die den erreichbaren Druck erhöhen könnten und wird zusätzlich von einer zweiten Turbopumpe gepumpt, die der ersten vorgeschaltet ist. Dieser Bereich ist ausheizbar, jedoch wegen den Gummidichtungen nur bis ungefähr 100°C . Hier wird ein Druck von ca. $7 \cdot 10^{-8}$ mbar erreicht. Wiederum ist zwischen diesem und dem nächsten Bereich eine differentielle Pumpstufe eingebaut.

Der nächste Bereich ist der eigentliche UHV-Bereich, in dem auch die Deposition der Atome stattfindet. Er besteht vollständig aus kupfergedichteten UHV-Teilen, wobei bei der Auswahl der Materialien darauf geachtet wurde, dass man mit ihnen niedrige Drücke erreichen und sie bis zu hohen Temperaturen ausheizen kann. Im Detail ist dies in (Hab03) ausgeführt. Dieser Bereich wird von einer Ionengetter-Pumpe gepumpt, die sich unterhalb der Kammer befindet. Der Einsatz dieser Pumpe hat den Vorteil, dass aufgrund ihrer nicht-mechanischen Funktionsweise keinerlei Vibrationen in das System hineingetragen werden. Nach tagelangem Ausheizen bei 190°C konnte im System ein Druck von ca. $1 \cdot 10^{-9}$ mbar erreicht werden.

Der letzte Bereich ist der Schleus- und Transferbereich. Um die Proben in die UHV-Kammer einzuschleusen, ohne jedesmal das Vakuum brechen zu müssen, können diese hier eingebaut werden. Damit kein Öl in das System gelangt, werden zum Abpumpen dieses Bereichs eine Scroll- und eine Membranpumpe verwendet. Auch hier sind hauptsächlich alle Teile kupfergedichtet. Lediglich der Manipulator und der von unserer Werkstatt gefertigte Drehtisch, der für den Transfer der Proben notwendig ist, sind gummigedichtet. Daher kann dieser Bereich auch nur bis einer Temperatur von 100°C ausgeheizt werden. Hier wurde nach Ausheizen ein Druck von ca. $1 \cdot 10^{-8}$ mbar erreicht.

4.6.2 Differentielle Pumpstufen

Die differentiellen Pumpstufen sind im Wesentlichen aus Aluminium bestehende, leicht konische Zylinder mit einem kleinen Loch in der Mitte (siehe Abb. 4.6). Ihre Dimension ist so zu wählen, dass sie mit den Wänden des Vakuumteils, in das sie eingesetzt werden, abschließen, damit die Atome nur durch das kleine Loch hindurchgelangen können. Deshalb nimmt der Radius des Zylinders nach außen hin zu, um einen guten Abschluss zu gewährleisten.



Abbildung 4.6: Differentielle Pumpstufe in einem Vakuumrohr.

Die Strömung in unserer Vakuumapparatur ist molekular (siehe (Hab03)). Das bedeutet, dass die mittlere freie Weglänge der Atome viel größer als die Ausmaße der Vakuumapparatur ist. Knudsen (Knu09) und Smoluchowski (Smo10) berechneten die Leitfähigkeit ganzer Röhren, die am Anfang und Ende in große Vakua münden. Dabei unterscheidet man zwei Arten von Röhren. Ein Rohr der Länge L und des Durchmessers D gilt als lang, falls $L > 20D$. Für diesen Fall ergibt sich die Leitfähigkeit

$$C = \frac{3.44 \cdot 10^4}{\sqrt{\pi}} \sqrt{\frac{T}{M}} \frac{A^2}{BL}, \quad (4.1)$$

wobei T die Temperatur, M die mittlere Molmasse des Gases, A die Fläche der Lochs und B die Umrandung der Querschnittsfläche ist. Man erhält für Luft bei Raumtemperatur

daraus

$$C_{air} = 12.1 \frac{D^3}{L}. \quad (4.2)$$

Der zweite Fall ist das kurze Rohr. Es wird als kurz bezeichnet, wenn $L < 20D$ ist. Für diesen Fall erhält man für die Leitfähigkeit

$$C_{air} = 12.1 \frac{D^3}{L + 1.33D}. \quad (4.3)$$

Man erhält also durch die Verengung eines Rohres ein starkes Absinken der Leitfähigkeit. Dies macht man sich bei der differentiellen Pumpstufe zu Nutze. Gelangen durch das Rohr weniger Atome, als dort eine angebrachte Pumpe absaugen kann, so kann man einen Druckunterschied an beiden Enden des Rohres erzeugen und aufrechterhalten. Dieser ergibt sich aus der Pumpgeschwindigkeit und der Dimensionierung der Pumpstufe zu

$$\frac{P_{niedrig}}{P_{hoch}} = \frac{C}{S_p}, \quad (4.4)$$

wobei S_p die Pumpgeschwindigkeit der Vakuumpumpe ist.

Im Aufbau werden zwei Pumpstufen unterschiedlicher Größe verwendet. Die Erste zwischen Ofen- und Zwischenkammer ist 3cm lang und das Loch hat einen Durchmesser von 3mm. Die zweite zwischen Zwischen- und Depositionskammer ist ebenfalls 3cm lang, jedoch hat sie einen Lochdurchmesser von 2mm. Für beide gilt, dass sie laut obiger Definition kurze Rohre sind. Es gilt also Formel (4.3).

Die Zwischenkammer wird von einer Turbopumpe gepumpt, deren Pumpgeschwindigkeit $240 \frac{1}{s}$ beträgt. Damit ergibt sich für den Druckunterschied, der durch die Pumpstufe aufrecht erhalten werden kann, $5.7 \cdot 10^{-4}$. Bei einem Druck in der Ofenkammer von $5 \cdot 10^{-6}$ mbar bedeutet dies, dass der Druck in der Zwischenkammer praktisch nur von ihrer Dichtigkeit abhängt.

Die Depositionskammer wird von einer Ionengetter-Pumpe mit einer Pumpgeschwindigkeit von 55ls gepumpt. Der mögliche Druckunterschied, den die Pumpstufe zwischen Depositionskammer und Zwischenkammer halten kann, errechnet sich zu $7.8 \cdot 10^{-4}$. Auch hier gilt also, dass der Druck in der Depositionskammer nur von ihr selber abhängt.

4.6.3 Depositionskammer

Die Chromnanostrukturen werden in der Depositionskammer erzeugt. Der Aufbau dieser Kammer ist in Abb. 4.7 gezeigt. Man benötigt dafür insgesamt 6 Zugänge. Die Stehwelle, die zur Erzeugung der Strukturen nötig ist, wird von außen in die Kammer eingestrahlt. Hierfür wird ein Glasfenster auf der entsprechenden Seite benötigt. Zusätzlich wird durch diesen Zugang ein Lichtteppich zum Nachweis der Atome eingestrahlt. Der zweite Zugang wird zur Ausrichtung des Prismas und der Probe parallel beziehungsweise senkrecht zum Atomstrahl gebraucht (siehe Kapitel 4.6.7). Um die Probenhalter auf die Haltevorrichtung am Prismentisch zu bekommen, benötigt man einen Wobblestick der von oben in die Kammer hineinragt. Natürlich braucht man auch einen Zugang für die Atome. Nach der Deposition möchte man die Proben aus der Depositionskammer transferieren, ohne das Vakuum zu brechen. Daher ist ein weiterer Zugang für den Manipulator notwendig. Der letzte Zugang wird für die Ionengetterpumpe benötigt. Sie ist unterhalb der Kammer angebracht, und ein kleines Gitter zwischen Pumpe und Kammer verhindert, dass herunterfallende Proben in die Pumpe fliegen und sie dadurch beschädigt wird.

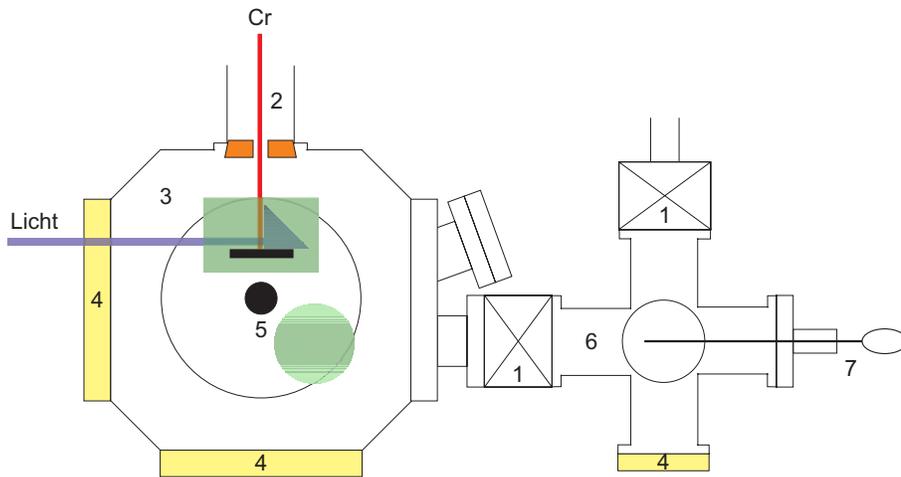


Abbildung 4.7: UHV-Depositionskammer. In der Aufsicht: 1 Ventil. 2 Wellenschlauch. 3 Würfel. 4 Sichtfenster. 5 Wobblestick. 6 Kreuz. 7 Manipulator. Innerhalb des Würfels ist die Position von Prismahalter und Drehfuß angedeutet.

4.6.4 Die Probe: Vom Einbau bis zur Untersuchung

Hier soll nun kurz skizziert werden, wie die Proben hergestellt werden.

Die unterschiedlichen Proben (es wurden von uns Si-, Ge-, Glas- und Saphirsubstrate verwendet) werden auf eine geeignete Größe zugesägt, damit sie auf den Probenhalter passen (siehe Kapitel 4.6.5). Das Zusägen wurde mittels einer high-speed Diamantsäge vom Lehrstuhl Bucher (Si und Ge) beziehungsweise einer low-speed Diamantsäge vom Lehrstuhl Leiderer (Glas) gemacht. Diese Proben werden dann sorgfältig mit Aceton und Methanol in einem Ultraschallbad gesäubert. Anschließend werden sie mittels eines Snowjet⁵ getrocknet und auf den Probenhalter montiert. Der Snowjet lenkt CO₂ unter einem hohen Druck auf die Probenoberfläche. Die plötzliche Expansion des CO₂ führt zu einem starken Temperaturabfall, wodurch sich CO₂-Kristalle und flüssiges CO₂ bilden, das auf die Probenoberfläche gerichtet wird. Die Verdampfung des festen und flüssigen CO₂ in Verbindung mit dem starken CO₂-Strom führt zu einer Reinigung der Probenoberfläche.

Das Magazin

Um die Probenhalter mit den Proben in die Depositionskammer einzuschleusen, werden sie im Schleusbereich in das Probenmagazin gestellt. In diesem Probenmagazin haben bis zu 4 Proben Platz (siehe Abb. 4.8). Daraufhin wird der Schleusbereich wieder abgepumpt und nach Erreichen eines akzeptablen Drucks (bei uns typischerweise $1 \cdot 10^{-7}$ mbar) mit Hilfe des Manipulators in die Depositionskammer transferiert.

⁵Fa. Applied Surface Technologies

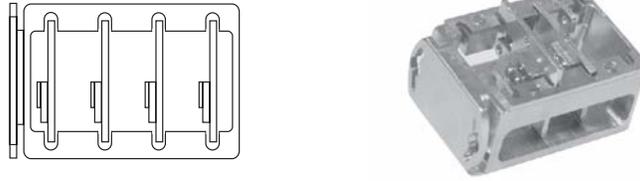


Abbildung 4.8: Magazin. In ihm haben bis zu vier Proben Platz.

Schublade und Drehfuß

Das Probenmagazin wird mit dem Manipulator in die Depositionskammer geschoben und dort in eine Schublade abgelegt, die auf einem Fuß drehbar angebracht ist (Abb. 4.9 links). Der Drehfuß ist notwendig, weil Drehung und Herausziehen der Probenhalter aus dem Magazin nicht mit einem einzigen Bauteil realisiert werden können. Das Magazin kann mittels eines Bajonettverschlusses am Manipulator befestigt und wieder gelöst werden. Der Manipulator wird wieder aus der Kammer herausgezogen und diese mit dem Ventil verschlossen. Mit Hilfe des Wobblesticks wird dann die Schublade in die richtige Richtung gedreht. Nach einiger Zeit (typischerweise wurde bei uns über Nacht die Depositionskammer wieder abgepumpt) können dann die Proben mit dem Wobblestick, an dem ein Haken befestigt ist (Abb. 4.9 rechts), an die richtige Stelle gebracht werden.

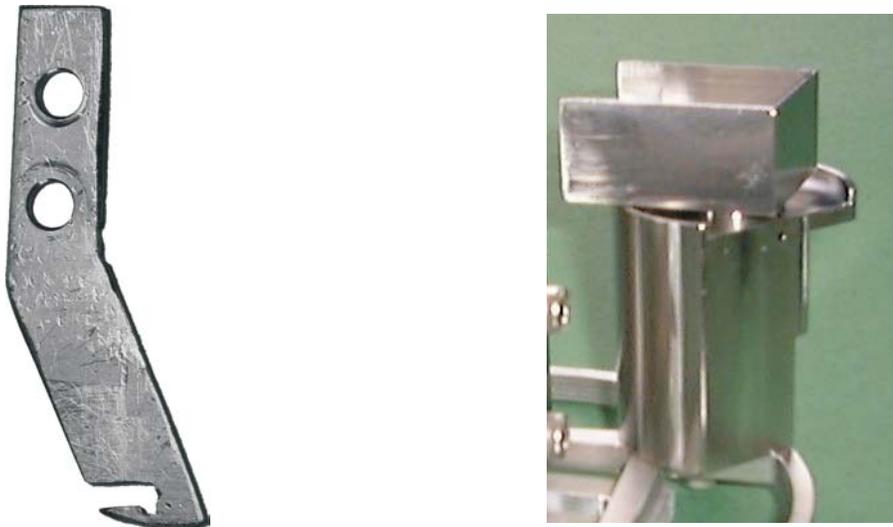


Abbildung 4.9: Links: der Haken, mit dem die Proben manipuliert werden können. Es ist eine Kerbe eingebracht um zu verhindern, dass die Proben vom Haken herunterfallen. Rechts: Schublade und Drehfuß.

Der Prismenhalter

Der Prismenhalter, auf den auch der Einschub für den Substrathalter montiert ist, ist in Abbildung 4.10 gezeigt. Mit Hilfe des Wobblesticks werden die Proben in den dafür vorgesehenen Einschub plziert. Nachdem alle Proben bedampft worden sind, wird das Magazin mittels Manipulator wieder heraustransferiert und dann entweder die Proben aus der Schleuskammer genommen, oder das Magazin mit Hilfe einer Transferkammer weiter transferiert.

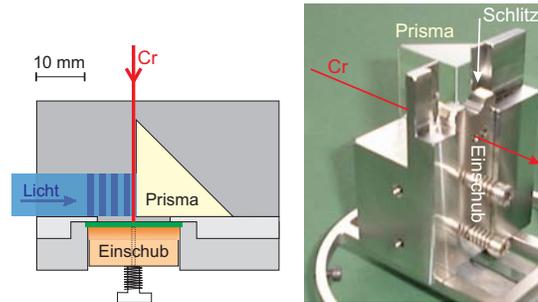


Abbildung 4.10: Prismenhalter. Linke Seite: Das schematische Bild zeigt das Prisma und den Einschub für den Substrathalter. Rechte Seite: Bild des Prismenhalters. Er ist auf einen Ring montiert, der in die UHV-Kammer befestigt werden kann.

Die Transferkammer

Will man die Proben weiter verarbeiten, wie in unserem Fall in der MBE-Anlage der AG Schatz, so kann das Magazin mit Hilfe einer Transferkammer im UHV weiter transferiert werden. Hierzu ist im Schleusbereich von unten ein dreh- und absenkbarer Manipulator eingebaut (Abb. 4.11 links).

Die Transferkammer selbst, die zur MBE-Anlage der AG Schatz gehört, besteht aus einem Kreuz, an dem ein magnetischer Manipulator, ein Sichtfenster, eine Ionengetterpumpe und ein Ventil angebracht sind (Abb. 4.11 rechts). Damit beim Transferieren keine Kräfte auf die Vakuumanlage ausgeübt werden, besteht die Verbindung zwischen Transferkammer und Vakuumanlage aus einem beweglichen Welschlauch.

Untersuchung der Probe

Nach Herausnahme des Probenhalters aus dem Vakuum wird die Probe heruntergenommen und kann dann mittels AFM (Atomic Force Microscope) untersucht werden. Dies wurde von uns am AFM ⁶ des LS Leiderer sowohl im tapping als auch im contact mode gemacht. Eine Aufnahme eines solchen Bildes ist in Abbildung 4.12 gezeigt.

4.6.5 Der Probenhalter

In Abbildung 4.13 ist nochmal der Prismenhalter dargestellt. Hieraus ergeben sich einige Anforderungen, die der Probenhalter erfüllen muss.

⁶Fa. Digital Instruments (DI)

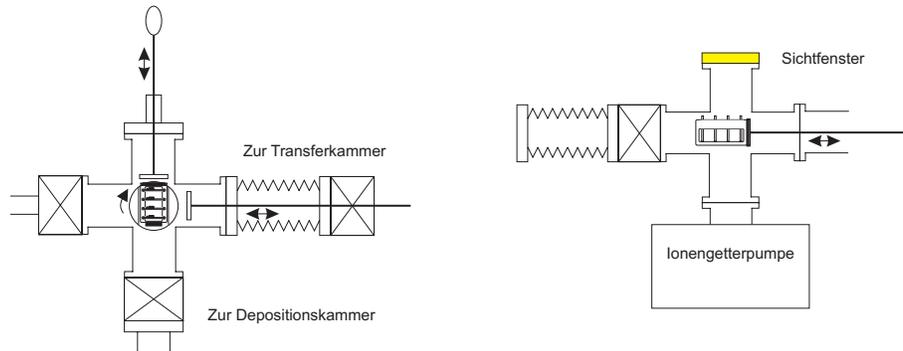


Abbildung 4.11: Links: Transferieren. Der Manipulator zum Drehen des Magazins ragt von unten in die Kammer. Rechts: Transferkammer. Der Welschlauch verhindert, dass zu viel Kraft auf die Vakuumpumpe ausgeübt wird.

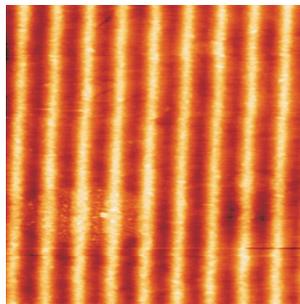


Abbildung 4.12: AFM-Bild einer Probe. Es wurden von uns ausschließlich Linienstrukturen erzeugt. Diese lassen sich durch eine einfache Stehwelle erzeugen. Man sieht deutlich die periodischen Chromnanostrukturen. Die Linien haben einen Abstand der halben Wellenlänge des verwendeten Lichts der Stehwelle, also 212,8nm.

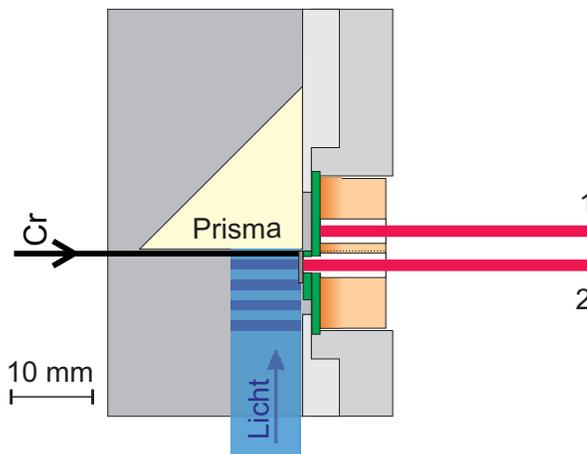


Abbildung 4.13: Prismentisch. 1 und 2 sind Justierstrahlen. Ist kein Probenhalter im Einschub, trifft Strahl 1 auf das Prisma.

Verkipfung

Da es innerhalb der Kammer keine Möglichkeit gibt, den Probenhalter unabhängig vom Prisma auszurichten, muss er so konstruiert sein, dass er senkrecht zum Prisma steht. Eine Verkipfung zur Richtung der Stehwelle hat zur Folge, dass es einen Schattenbereich zwischen Stehwelle und Oberfläche gibt, was Einfluss auf die Fokussierung der Atome hat. Nimmt man für diesen Schatten eine maximale Größe von $10\mu\text{m}$, so folgt daraus, dass die Oberseite zur Unterseite des Probenhalters auf $2,5\text{ mrad}$ genau parallel gefertigt werden muss. Bei einer Probenbreite von 4mm darf daher die Dicke um weniger als $10\mu\text{m}$ abweichen. Gleiches gilt auch für die Proben, was jedoch gut erfüllt ist, da sie aus Wafern gesägt werden.

Die zur Stehwelle senkrechte Verkipfung hat praktisch keine Auswirkung auf die Strukturen: nimmt man einen Waist des Laserstrahls von $50\mu\text{m}$ an, so ergibt sich bei einer Verkipfung von 5° ein Unterschied im Fokus von $1.4\mu\text{m}$. Dies liegt unterhalb der Einstellungsmöglichkeit der Stehwelle und ist daher nicht von Belang. Jedoch ist auch hier eine Verkipfung im Gradbereich wünschenswert, da die Strukturen sonst schräg aufwachsen.

Justage

Wie gut das Prisma parallel bzw. die Probe senkrecht zum Atomstrahl steht wird mittels zweier paralleler HeNe-Laserstrahlen getestet. Dabei trifft Laserstrahl 2 auf die Öffnung der Kühlblende und Laserstrahl 1 auf das Prisma (Abb. 4.13). Trifft Laserstrahl 2 genau den Ofen, so ist das Prisma parallel zum Atomstrahl, wenn Laserstrahl 2 in sich selbst zurückreflektiert wird. Dies gilt nur, wenn das Prisma genau rechtwinklig ist.

Um zu überprüfen, ob die Probe senkrecht zum Atomstrahl ist, wurde ein Loch in den Probenhalter gebohrt. Dadurch trifft Laserstrahl 1 auf die Rückseite der Probe und wird reflektiert. Auch hier gilt, dass die Probe senkrecht zum Atomstrahl steht, wenn der Strahl genau in sich zurückreflektiert wird.

Theoretisch müsste durch diese Justagestrahlen alles ganz genau eingestellt werden können. Allerdings zeigte sich beim Umbau, dass weitere Möglichkeiten der Überprüfung der Justage benötigt werden. Darauf wird in Kapitel 4.6.7 näher eingegangen.

Der Probenhalter

Der mit Hilfe obiger Überlegungen konstruierte Probenhalter ist in Abbildung 4.14 links gezeigt. Er besteht aus Molybdän, das die Eigenschaft besitzt, besonders hitzebeständig zu sein. Dies wurde im Hinblick auf etwaiges Ausheizen der Proben vor der Deposition gewählt.

Die Richtung der erzeugten Linienstrukturen ist parallel zum Rand des Probenhalters. Für die Proben, die in die MBE-Anlage transferiert werden, musste ein anderer Probenhalter konstruiert werden. Der Grund dafür ist, dass das in der MBE-Anlage befindliche AFM nur in eine bestimmte Richtung, und zwar parallel zum Probenrand, scannen kann. Jedoch muss zur Untersuchung der Chromlinien mittels AFM senkrecht zu ihnen gescannt werden. Deshalb wurde ein Probenhalter benötigt, der in der MBE-Anlage um 90° gedreht werden kann. Dieser ist in Abbildung 4.14 rechts gezeigt.

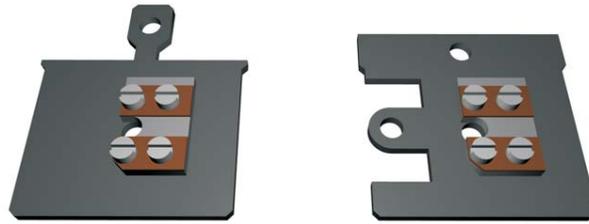


Abbildung 4.14: Probenhalter. Links: Standardprobenhalter aus Molybdän. Rechts: Probenhalter für die MBE-Anlage aus Edelstahl. Man erkennt deutlich den Aufbau, auf den das Substrat aufgebracht wird. Die beiden Plättchen, die mit Hilfe der Schrauben angezogen werden können, drücken das Substrat auf den Aufbau. Durch das Loch in der Mitte der Probenhalter trifft der Justierstrahl auf das Substrat und wird zurückreflektiert.

4.6.6 Umbau der Vakuumanlage

Ein wichtiger Aspekt beim Umbau der Vakuumanlage war die Ausrichtung der beiden Pumpstufen und des Prismas bzw. der Probe zum Atomstrahl. Dazu wurde zuerst ein HeNe-Strahl auf den Ofen justiert und dadurch die Richtung der Atome vorgegeben. Daraufhin wurden die beiden nächsten Vakuumelemente, in denen sich die erste Pumpstufe befindet, an diesem Strahl ausgerichtet. Für die zweite Pumpstufe, die sich in der Depositionskammer befindet, wurde die Depositionskammer mit den in Abbildung 4.15 möglichen Justagerichtungen ausgestattet. Dadurch war es leicht möglich die letzte Pumpstufe auszurichten, da praktisch jede Richtung einstellbar ist.

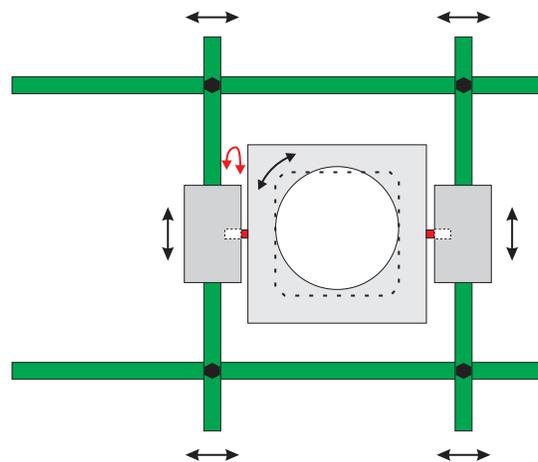


Abbildung 4.15: Ring inklusive Prismenhalter, Drehfuss und Schublade.

Zum Schluss musste der Prismenhalter eingebaut werden. Dieser ist an einen Ring geschraubt, der mittels drei Schrauben an die Innenwand der Depositionskammer befestigt werden kann (Abb. 4.16). Hier zeigte sich auch eine Schwachstelle des Aufbaus:

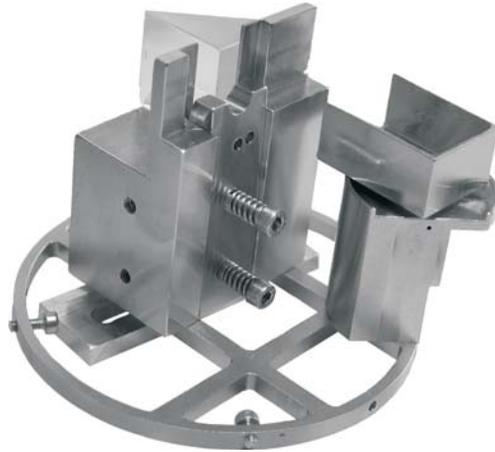


Abbildung 4.16: Ring mit Prismatisch, Schublade und Drehfuss. Mittels der drei Schrauben kann der Ring in die UHV-Kammer befestigt werden.

da alle Teile fest mit diesem Ring verbunden sind und keinerlei weitere Einstellmöglichkeiten vorhanden sind, stellte sich der Einbau des Rings als sehr schwierig heraus. Man musste ihn millimetergenau an eine bestimmte Stelle halten, dabei den Rückreflex des Prismas beobachten, so dass dieser in sich zurückreflektiert wird, und gleichzeitig die drei kleinen Schrauben anziehen. Außerdem musste noch zusätzlich darauf geachtet werden, dass auch der Sockel mit der Schublade, der auch an diesem Ring befestigt ist, an der richtigen Stelle sitzt. Lediglich für den Winkel des Prismas zum Atomstrahl (Richtung des HeNe-Strahls) konnte mit Hilfe der Drehmöglichkeit der Kammer eine leichte Korrektur vorgenommen werden, jedoch nur sehr begrenzt, da sich damit gleichzeitig die differentielle Pumpstufe dreht und dies wieder den Atomstrahl ändert.

4.6.7 Überprüfung der Justage

Aus den in Kapitel 4.6.5 aufgeführten Gründen wurden noch weitere Überprüfungsmöglichkeiten der Justage an die Kammer angebracht. Diese sind in Abbildung 4.17 gezeigt.

Als eine für die Depositionen sehr wichtige Einstellmöglichkeit stellte sich der Kammerwinkel, der direkt mit dem Winkel zwischen Atomstrahl und Stehwelle zusammenhängt, heraus. Dieser wird mit Hilfe eines HeNe-Strahls überprüft. Er trifft auf einen Spiegel, der an einer Ecke der Depositionskammer angebracht ist, und trifft anschließend auf eine an einem Verschiebetisch montierte Rasierklinge. Die Intensität wird mittels eines Powermeters gemessen, wobei die Rasierklinge bzw. die Kammer so eingestellt wird, dass auf das Powermeter die Hälfte der Gesamtleistung trifft. Aufgrund des sehr langen Weges, den der Strahl bis zur Rasierklinge hat (bei uns 3m), sind Winkeleinstellungen mit einer Genauigkeit von unter 0.1mrad möglich. Damit hat man die Möglichkeit, verkippte Proben herzustellen, durch die man mit hoher Genauigkeit die Stehwelle senkrecht

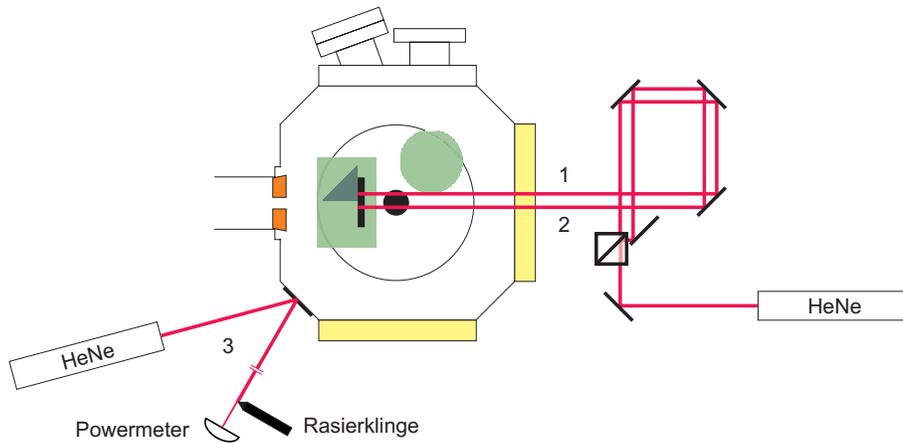


Abbildung 4.17: Überprüfung der Justierungen. 1 Prisma parallel zum Atomstrahl 2 Probe senkrecht zum Atomstrahl. 3 Winkel der Kammer.

zum Atomstrahl justieren kann (siehe Kapitel 5.1). Es ist zu beachten, dass mit dieser Winkeleinstellung lediglich relative Winkelmessungen vorgenommen werden können.

Desweiteren wurde außerhalb der Vakuumapparatur der Einschub für den Probenhalter nachgebaut. Dadurch konnte man vor ihrem Einbau testen, ob die Proben auch wirklich plan aufliegen. Dazu erstellten wir eine Referenzprobe, bei der in der UHV-Kammer getestet wurde, ob sie senkrecht zum Atomstrahl steht. Anhand dieser Referenzprobe wurden die anderen Probenhalter getestet und ausgerichtet.

Wie schon in Kapitel 4.6.5 erwähnt, stellte sich heraus, dass der Atomstrahl nicht die Richtung hatte, welche durch den HeNe-Strahl, anhand dem die beiden Pumpstufen und der Prismenhalter ausgerichtet wurden, vorgegeben wurde. Das liegt an der Laserkühlung, mit der man die Richtung des Atomstrahls in horizontaler Ebene beeinflussen kann (Abb. 4.18). Aus diesem Grund mussten wir den Prismenhalter neu justieren. Dazu wurde er zuerst ausgebaut und mit dem Ofen das hintere Sichtfenster ein wenig mit Chrom bedampft. Nun schossen wir mit Hilfe des HeNe-Strahls durch diesen Chromfleck auf den Ofen und bauten anhand des neuen Justierstrahls den Prismenhalter wieder ein. Nach dieser Vorgehensweise zeigte sich, dass nun der HeNe-Strahl und der Atomstrahl bis auf eine kleine Abweichung die gleiche Richtung haben.

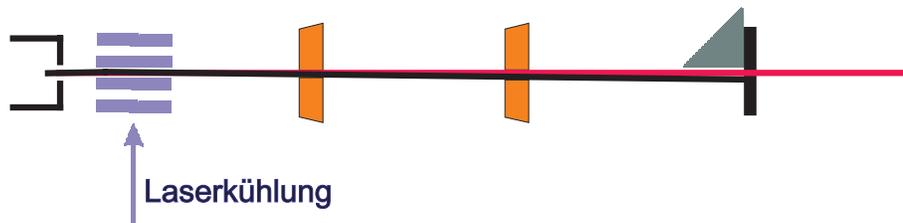


Abbildung 4.18: Atomstrahl und HeNe-Strahl. Durch die Laserkühlung kann es sein, dass Atomstrahl und HeNe-Strahl nicht überlappen, obwohl der HeNe-Strahl auf den Ofen trifft.

5 Experimentelle Ergebnisse

In diesem Kapitel werden die von uns durchgeführten Experimente dargestellt. Im ersten Abschnitt wird der Einfluss von einer Verkippung der Stehwelle auf die erzeugten Strukturen untersucht. Daraufhin werden die experimentellen Ergebnisse mit den theoretischen Vorhersagen verglichen. Ein für Anwendungen wichtiger Aspekt ist der Untergrund der aufgewachsenen Strukturen. Darauf wird im dritten Abschnitt eingegangen. Im vierten Abschnitt werden die Vorarbeiten zur Herstellung magnetischer Nanostrukturen mit Hilfe der MBE-Anlage der AG Schatz beschrieben. Im letzten Abschnitt werden von uns erzeugte Doppelstrukturen vorgestellt.

5.1 Verkippte Stehwellen

Ist die Stehwelle nicht genau senkrecht zur Flugrichtung der Atome, so verändert man damit die transversale Geschwindigkeitsverteilung der Atome bezüglich der Stehwelle. In unserem Fall beträgt die mittlere longitudinale Geschwindigkeit $1000 \frac{\text{m}}{\text{s}}$, wodurch sich durch eine Verkippung von 1mrad eine zusätzliche transversale Geschwindigkeitskomponente im Stehwellenbezugssystem von $1 \frac{\text{m}}{\text{s}}$ ergibt. Wie schon in Abschnitt 4.6.7 diskutiert war in unserem Fall die Bestimmung der Flugrichtung der Atome nur auf ca. 1mrad genau möglich. Aus diesem Grund war eine weitere Möglichkeit zur Messung der Richtung des Atomstrahls notwendig.

Betrachtet man das Potential der Stehwelle (siehe Abb. 3.6, rotverstimmt), so kann man sich vorstellen, dass ab einer gewissen kritischen transversalen Geschwindigkeit der Atome bezüglich der Stehwelle diese nicht mehr im Potentialtopf gefangen werden können. Vielmehr ist ihre Geschwindigkeit groß genug, das Potentialmaximum zu passieren. Berücksichtigt man zusätzlich die anfänglich normalverteilte transversale Geschwindigkeit der Atome, so können bei einer Verkippung der Stehwelle nur diejenigen Atome fokussiert werden, bei denen die Anfangsgeschwindigkeit zuzüglich der durch die Verkippung entstehende transversale Geschwindigkeit kleiner als die kritische Geschwindigkeit zur Fokussierung ist. Somit wird mit wachsender Verkippung der Anteil der Atome, die diese Anforderung erfüllen, immer geringer. Dadurch erhält man eine Abhängigkeit der Strukturhöhe von der Stärke der Verkippung. Es kann mit Hilfe von Stehwellen niedriger Leistung die Potentialtiefe verringert und so die kritische Geschwindigkeit reduziert werden.

Für die Winkeleinstellung müssen Proben mit verschiedenen Verkippungen hergestellt werden. Aus den verschiedenen Höhen der Strukturen kann sehr genau der Winkel für die senkrechte Einstellung zwischen Atomstrahl und Stehwelle bestimmt werden.

In Abbildung 5.1 sind die von uns hergestellten Proben mit verschiedenen Verkippungen gezeigt. Bei diesen Proben wurde eine Lichtleistung von 10mW gewählt. Die

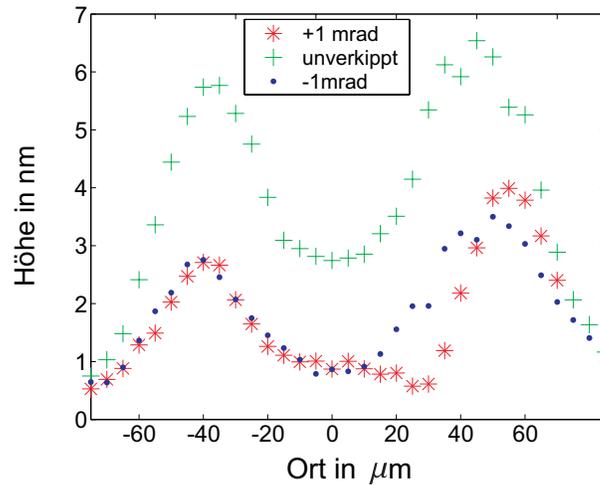


Abbildung 5.1: Höhen von verkippten Proben. Die Leistung in der Stehwelle betrug 10mW. Die Proben wurden $30\mu\text{m}$ hinter dem Zentrum der Stehwelle platziert. Sie wurden mit einer Winkeldifferenz von jeweils 1mrad hergestellt. Es zeigt sich eine deutliche Abhängigkeit der Strukturhöhe von der Verkipfung. Dadurch lässt sich die Stehwelle genau senkrecht zum Atomstrahl einstellen.

Verkipfung wurde in 1mrad-Schritten verändert. Wie erwartet zeigt sich eine starke Abhängigkeit der Strukturhöhe von der Verkipfung. Die Symmetrie zwischen der um +1mrad und der um -1mrad verkippten Probe kann durch die symmetrische Anfangsverteilung des thermischen Atomstrahls erklärt werden. Mit Hilfe dieser Messung lässt sich nun die Stehwelle senkrecht zum Atomstrahl ausrichten.

Wir produzierten ebenfalls Proben bei verschiedenen Verkipfungen mit einer hohen Leistung in der Stehwelle. Abbildung 5.2 zeigt Schnitte des Strukturprofils einer Probe mit einer Stehwellenleistung von 50mW bei einem Strahlwaist von $50\mu\text{m}$. Die Verkipfung des Prismas betrug dabei 2mrad. Man sieht deutlich, dass in der Mitte der Stehwelle, an der die Leistung am größten ist, ein zweiter Peak zwischen der $\frac{\lambda}{2}$ -Struktur auftaucht. Entfernt man sich von der Mitte der Stehwelle, die in diesem Fall überfokussiert war, so verändert sich die Position dieses Peaks, bis er schließlich im Hauptpeak verschwindet. Dieser interessante Effekt lässt sich verstehen, wenn man dieses Problem auf ein harmonisches Potential überträgt, in dem alle Atome die gleiche transversale und longitudinale Anfangsgeschwindigkeit haben. Es ergeben sich zwei örtlich getrennte Fokuse (siehe Abb. 5.3). Auf der rechten Seite von Abbildung 5.3 ist eine Simulation der experimentellen Situation zu sehen. Wie schon beim harmonischen Potential erkennt man zwei Fokuse. Da jedoch die longitudinale Geschwindigkeit der Atome unterschiedlich ist, vollziehen die langsamen Atome zwei Oszillationen, während die schnellen Atome nur eine Oszillation vollziehen. Dadurch ist es möglich, dass beide Fokuse gleichzeitig auf der Probe zu sehen sind.

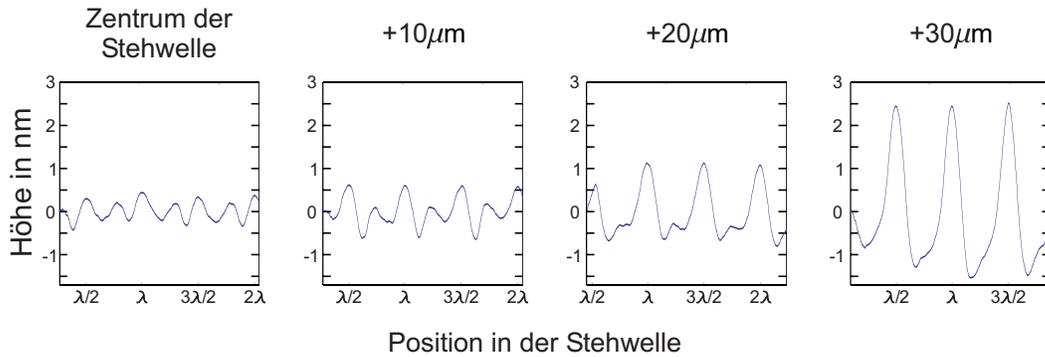


Abbildung 5.2: Schnitte für eine um 2mrad verkippte Probe. Die Parameter der Stehwelle betragen $P = 50\text{mW}$, $\Delta = -50\Gamma$, $R = 0,94$. Der Strahlwaist betrug dabei $w_x = 50\mu\text{m}$ und $w_y = 36\mu\text{m}$. Die Probe wurde in das Strahlzentrum platziert. Die Schnitte sind vom Zentrum der Stehwelle aus gemacht. Somit sinkt die Leistung für die Bilder von links nach rechts. Man sieht deutlich, dass im überfokussierten Bereich ein zweiter Peak zwischen den $\frac{\lambda}{2}$ -Peaks auftaucht, dessen Position sich verändert und schließlich in den $\frac{\lambda}{2}$ -Peaks verschwindet.

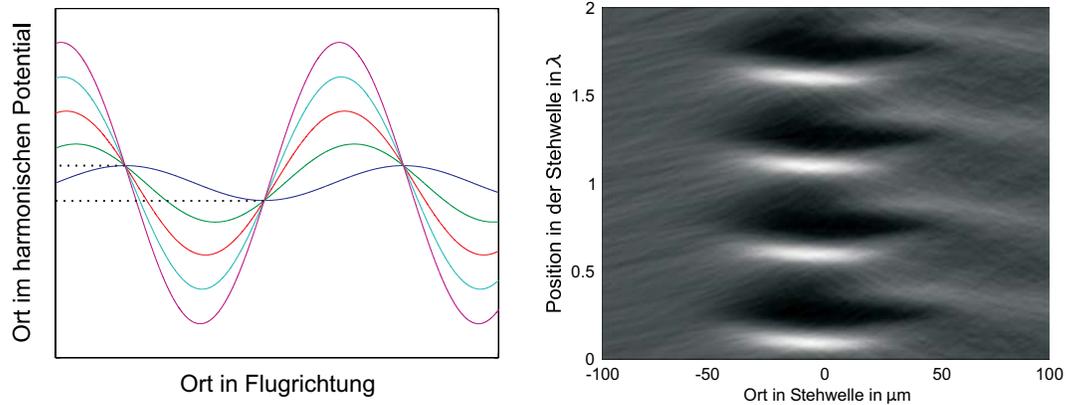


Abbildung 5.3: Linke Seite: Teilchen im harmonischen Potential. Es wurde ein konstantes harmonisches Potential in Flugrichtung der Atome eingesetzt. Sowohl die transversale als auch die longitudinale Anfangsgeschwindigkeit wurde dabei für alle Atome gleich gewählt. Es ergeben sich zwei örtlich voneinander getrennte Fokusse. Rechte Seite: Simulation eines thermischen Atomstrahls in einem verkippten Potential. Es ergeben sich ebenfalls zwei Fokusse, die jedoch auf Grund der verschiedenen longitudinalen Geschwindigkeiten der Atome teilweise überlappen.

5.2 Theoretische Erwartungen und experimentelle Ergebnisse

Nach dem mit Hilfe der verkippten Proben die Stehwelle senkrecht zum Atomstrahl eingestellt wurde, stellten wir mehrere Proben mit unterschiedlicher Strahleistung sowohl für die rotverstimmte als auch für die blauverstimmte Stehwelle her. Hier soll nun ein Vergleich zwischen der theoretischen Vorhersage und unseren experimentellen Ergebnissen durchgeführt werden.

Ein Problem bei der Herstellung der Proben ist der Abstand zwischen Zentrum des Stehwellenstrahls und der Probenoberfläche. Hat man eine Stehwelle einer bestimmten Leistung, so möchte man im Idealfall, dass der Fokus für das Stehwellenmaximum mit der Probenebene zusammentrifft. Wenn dieser Abstand nicht genau getroffen und zu klein gewählt wird kann jedoch nicht herausgefunden werden, dass dies der Fall ist. Dadurch würde man eine breitere Struktur erhalten, als theoretisch berechnet. Um dies zu verhindern sind sämtliche Proben leicht überfokussiert hergestellt worden. Dadurch erhält man automatisch einen Bereich, in dem die Leistung der Stehwelle gerade so ist, dass der Fokus mit der Probenebene zusammenfällt. Um den genauen Abstand der Strahlmitte zur Probe zu ermitteln stellte sich nach verschiedenen Versuchen der in Abbildung 5.4 gezeigte Aufbau als am besten geeignet heraus. Die Linse ist auf einen Verschiebetisch

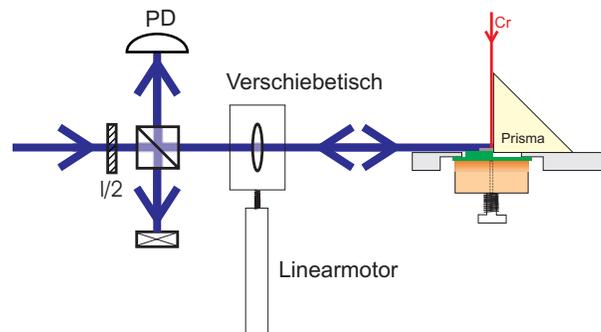
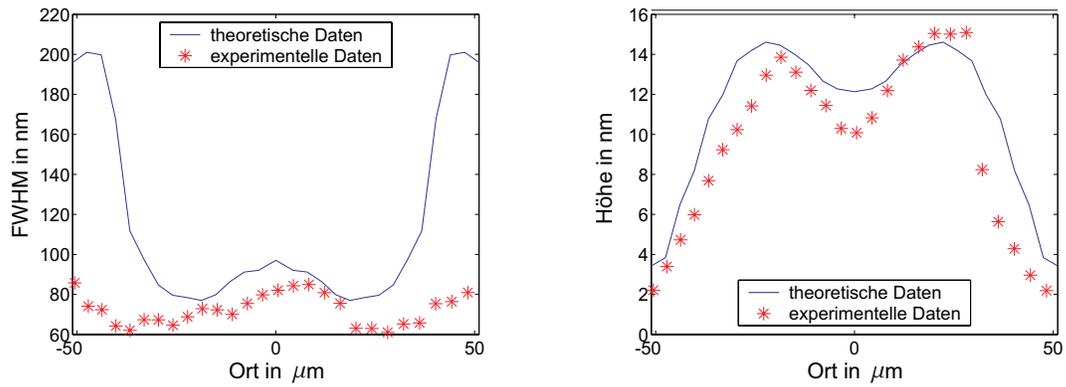


Abbildung 5.4: Einstellung des Abstands zwischen Strahlmitte und Probenebene. Mit dem $\frac{\lambda}{2}$ -Plättchen kann die Leistung in der Stehwelle eingestellt werden. Die Intensität des vom Prisma rückreflektierten Strahls kann zur Messung des Abstands benutzt werden. Mit Hilfe des Linearmotors kann die Position der Linse auf 100nm genau eingestellt werden.

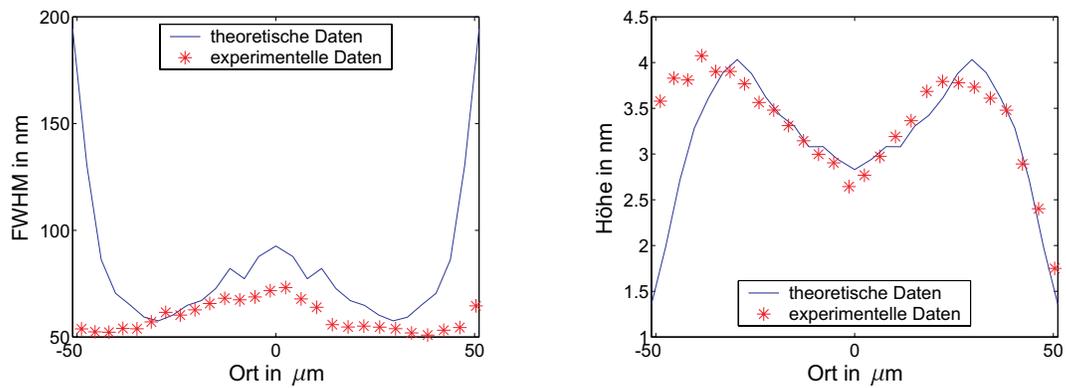
montiert, der mit Hilfe eines Linearmotors verschoben werden kann. Die Schrittweite des Motors beträgt 100nm, wodurch eine sehr genaue Einstellung der Linsenposition möglich ist. Mit Hilfe des Linearmotors wurde das Profil der Stehwelle aufgenommen, wobei die Kante des Substrats den Stehwellenstrahl abschneidet. Aus diesem Profil konnte der Strahlwaist bestimmt werden. Zusätzlich wurde aus dem Profil die Position bestimmt, an dem der Strahl durch das Substrat abgeschnitten werden soll. Mit Hilfe dieser Methode konnte der Abstand zwischen Zentrum der Stehwelle und Probenoberfläche sehr genau bestimmt werden.

In Abbildung 5.5 ist die Auswertung verschiedener Proben gezeigt. Bei den rotverstimmten Proben ergibt sich eine gute Übereinstimmung beim Verlauf der Höhe und des

10mW rotverstimmt



50mW rotverstimmt



50mW blauverstimmt

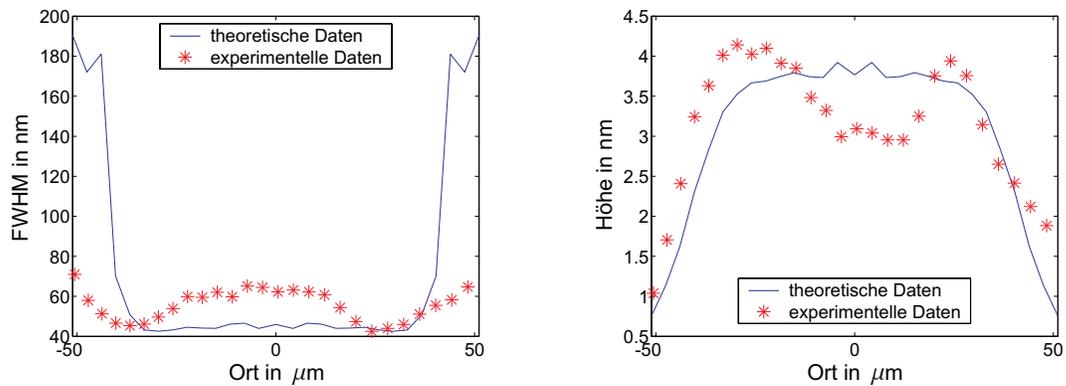


Abbildung 5.5: Auswertung der von uns hergestellten Proben. Die Position des Substrats war für die 50mW Proben im Strahlzentrum und für die 10mW Probe $30\mu\text{m}$ hinter dem Strahlzentrum. Beschreibung siehe Text.

Untergrunds. Lediglich im Außenbereich der Stehwelle zeigt sich ein Unterschied zur Theorie. Dies liegt daran, dass man im Experiment kein perfektes Gaussprofil vorfindet. Zusätzlich war das von uns verwendete AFM nur unzureichend geeicht. Die experimentelle Strukturbreite ist sowohl bei der 10mW als auch bei der 50mW Probe niedriger als die theoretische Simulation dies vorhersagt. Jedoch konnte bei der Durchführung der Simulationen die Beugung des Stehwellenstrahls, wie sie in Kapitel 3.5.1 beschrieben wurde, aus zeitlichen Gründen nicht mit berücksichtigt werden. Zusätzlich ergibt sich eine gewisse Unsicherheit bei der transversalen Geschwindigkeitsverteilung, da diese nur anhand einer einzigen Probe bestimmt werden konnte. Ein Indiz dafür, dass die Geschwindigkeitsverteilung niedriger als von uns angenommen war, ist die Tatsache, dass bei der Probe mit niedriger Leistung der Unterschied zwischen theoretischer Strukturbreite und experimenteller Strukturbreite viel größer ist als bei der mit hoher Leistung.

Bei der blauverstimmtten Probe ergibt sich für die Strukturbreite eine gute Übereinstimmung mit der theoretischen Vorhersage. Jedoch kann der Verlauf der Höhe und des Untergrunds in der Theorie keinen überfokussierten Bereich ergeben, da die Atome vor dem Zentrum der Stehwelle fokussiert werden und dann im Potentialminimum oszillieren. Berücksichtigt man jedoch die Beugung des Stehwellenstrahls an der Substratoberfläche, so ergibt sich, dass $20\mu\text{m}$ vor der Substratoberfläche kein Lichtfeld mehr vorhanden ist (siehe Abb. 3.13). Somit können die Atome nicht mehr im Potentialminimum oszillieren, was zu einer Defokussierung führt. Der Effekt ist im blauverstimmtten Fall ausgeprägter, da wegen des steileren Potentials die Atome eine höhere Transversalgeschwindigkeit besitzen.

5.3 Bestimmung des Untergrunds

Bei den bisherigen Proben kann die Strukturbreite sehr genau bestimmt werden. Jedoch kann aus diesen nicht der Untergrund ermittelt werden. Es gibt mehrere Möglichkeit diesen zu bestimmen. Eine Möglichkeit ist mit Hilfe chemischer Verfahren Chrom lokal bis auf das Substrat wegzuätzen und dann mittels eines AFM die Höhe des Untergrunds zu bestimmen. Aufgrund des Ätzprozesses ist diese Methode jedoch sehr ungenau. Eine weitere Möglichkeit besteht darin, vor der Probe ein Gitter anzubringen. Wählt man ein geeignetes Gitter (im Experiment 2000 Linien pro Zoll), so können mit Hilfe eines AFM die daraus resultierenden nanostrukturierten Chrombereiche gescannt werden. Das von uns verwendete AFM war unzureichend geeicht, weswegen der zu scannende Bereich nicht zu groß werden durfte, da sonst die Bilder durch Fehler des AFM verfälscht und nicht mehr auswertbar geworden wären.

Abbildung 5.6 zeigt das Ergebnis einer Probe, bei der durch ein Gitter gedampft wurde. Zwischen Gitter und Probenoberfläche wurde die Stehwelle eingestrahlt. Das Substrat bestand aus Saphir. Dies ist bei dieser Art von Probe sehr wichtig, wie noch später gezeigt werden wird.

Mit Hilfe des Randes des strukturierten Bereichs lässt sich die transversale Geschwindigkeitsverteilung der Atome ermitteln. Benützt man den Untergrund für diese Auswertung, so muss man die Länge bestimmen, bei der der Untergrund auf $\frac{1}{\sqrt{e}}$ abgefallen ist. Diese Länge ergibt sich bei unseren Proben zu $0.53 \pm 0.2\mu\text{m}$. Der Abstand des Gitters zur Substratoberfläche betrug ungefähr 1mm, wodurch sich die transversale Geschwindigkeitsbreite zu $\sigma_t = 0.53 \pm 0.2\frac{\text{m}}{\text{s}}$ ergibt. /clearpage

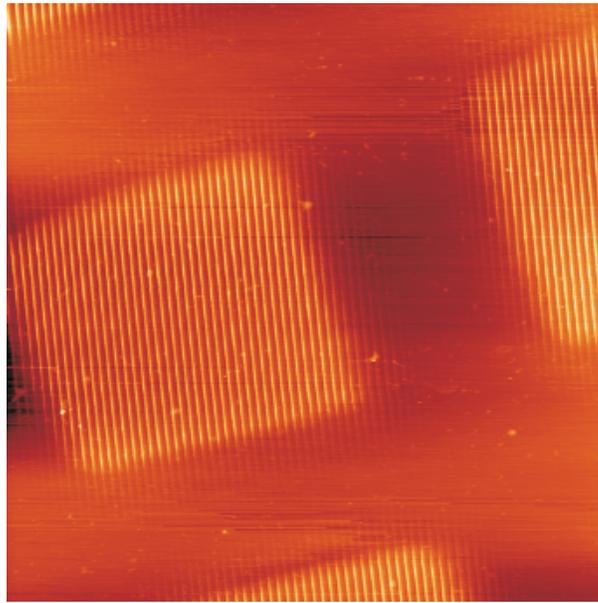


Abbildung 5.6: Bild der von uns hergestellten Gitterprobe. Die strukturierten Chromquadrate haben eine Seitenlänge von $10\mu\text{m}$. Es zeigt sich, dass die Abgrenzung der Chromquadrate nicht scharf ist. Daraus kann die transversale Geschwindigkeitsverteilung der Atome ermittelt werden. Es lässt sich zusätzlich ein Moiré-Effekt erkennen, der durch die geringe Auflösung des AFM-Bildes zustande kommt. Die Auflösung beträgt lediglich 30nm während die Strukturweite 50nm beträgt. Die Chromlinien werden lediglich mit 2 Punkten aufgelöst.

Bei der Auswertung der Höhe und des Untergrunds der Strukturen ist darauf zu achten, dass der Scanbereich $15\mu\text{m}$ bei einer Auflösung von 512 Punkten betrug. Das ergibt eine Auflösung von 30nm , wobei die Linienbreite circa 50nm beträgt. Somit werden die Linien lediglich durch zwei Punkte aufgelöst. Dies hat zur Folge, dass sich sowohl für die Maxima als auch für die Minima der Linien Schwabungen ergeben (siehe Abbildung 5.7). Um die wirkliche Höhe der Struktur zu ermitteln muss dies berücksichtigt werden. In erster Näherung kann das Maximum und das Minimum der Strukturen verwendet werden. Zusätzlich muss darauf geachtet werden, dass das Flatten nicht das Ergebnis verfälscht. Flatten nennt man den Prozess, bei dem versucht wird, Fehler des AFM mittels linearem Fit zu minimieren. Es ergibt sich bei unserer Probe ein minimaler Untergrund von 13%. Es ist zu beachten, dass die Untersuchung des Untergrunds aus zeitlichen Gründen nur mit einer einzigen Probe gemacht werden konnte. Deshalb ist das Ergebnis von 13% für den Untergrund mit Vorsicht zu genießen. Zusätzlich ergibt sich eine Ungenauigkeit aufgrund des auftauchenden Moiré-Effekts. Um ein genaueres Ergebnis für den Untergrund zu erhalten müsste eine höhere Auflösung gewählt werden, was bei dem von uns verwendeten AFM jedoch nicht möglich war.

Vergleicht man den ermittelten Untergrund mit den Ergebnissen aus Abschnitt 3.3, so stellt man fest, dass der theoretische Wert mit 5% deutlich unter dem gemessenen Wert von 13% liegt. Dieser Unterschied wird oftmals durch Aufwuchsprozesse erklärt (And99). Die Tatsache, dass bei der Herstellung von Proben im Hochvakuumbereich ($10^{-6} - 10^{-8}\text{mbar}$) ein viel größerer Untergrund ermittelt wurde (And99), lässt vermu-

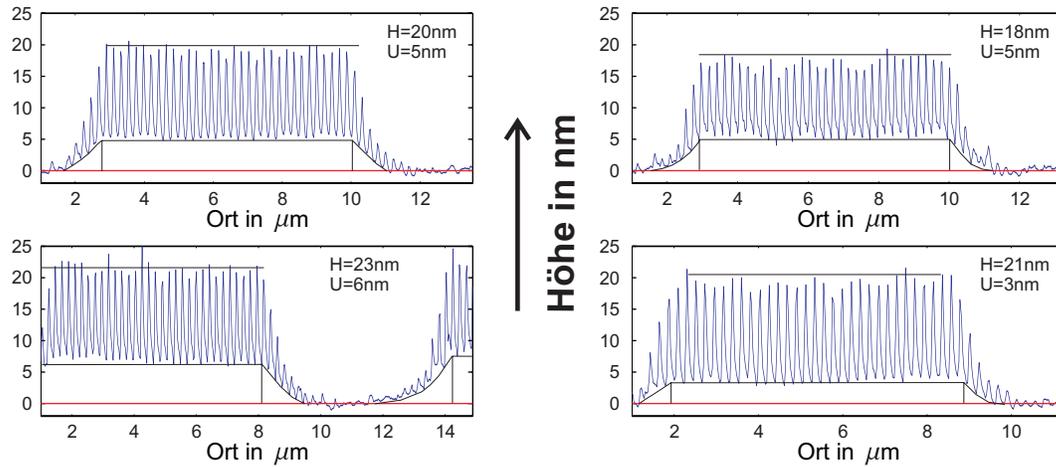


Abbildung 5.7: Schnitte der Gitterprobe. Die Parameter der Stehwelle betragen $P=20\text{mW}$, $\Delta = 50\Gamma$. Die Probe wurde $10\mu\text{m}$ hinter dem Strahlzentrum platziert. U ist der Untergrund und H die Gesamthöhe (Strukturhöhe + Untergrund). Der Untergrund ergibt sich zu minimal 13% (U/H). Die $\frac{1}{e}$ -Breite des Randbereichs ergibt sich zu $0.53 \pm 0.2\mu\text{m}$, woraus sich mit dem Abstand des Gitters zur Substratoberfläche von 1mm eine Geschwindigkeitsbreite von $\sigma_t = 0.53 \pm 0.2\frac{\text{m}}{\text{s}}$ ergibt. Um hohe Linien zu erzeugen wurde zwei Stunden lang bedampft.

ten, dass der Druck, bei dem die Chromstrukturen aufwachsen, einen Einfluss auf den Untergrund hat. Auch die Strukturbreite, die in unserem Fall sogar unter den theoretischen Erwartungen liegt, könnte vom Druck in der Vakuumkammer abhängen. Inwieweit dies auch auf Verunreinigungen auf der Oberfläche des Substrats zutrifft ist nicht bekannt und konnte auch nicht ermittelt werden.

Wie schon oben erwähnt, ist das Substratmaterial bei der Herstellung von Proben, bei denen durch ein Gittern aufgedampft wird, sehr wichtig. Nimmt man ein Germanium oder Siliziumsubstrat und dampft durch das Gitter so ergeben sich am Rand Überhöhungen. Abbildung 5.8 ist das Ergebnis einer Siliziumprobe mit aufgeklebtem Gitter. Soll gleichzeitig eine Stehwelle eingestrahlt werden, kann das Gitter nicht mehr aufgeklebt werden sondern muss ungefähr $0,5\text{mm}$ vor der Probenoberfläche befestigt werden, da sonst der Stehwellenstrahl das Gitter zerstören würde. Der Effekt, der schon beim aufgeklebten Gitter auftritt, verstärkt sich bei einem größeren Abstand um ein Vielfaches und es ist daher nicht mehr möglich, Nanostrukturen zu erzeugen. Die transversale Geschwindigkeit der Atome wird einfach zu groß, als dass sie noch fokussieren könnten. Da die Stärke der Überhöhung vom Abstand zwischen Gitter und Probe abhängig ist, kann es sich nicht um einen Aufwuchsprozess handeln. Auch kann die Kraft, die zu diesen Überhöhungen führt, nicht ausschließlich vom Gitter ausgehen, da dies sonst auch bei den Glas- bzw. Saphirproben auftauchen müsste. Da die Überhöhung jedoch vom Abstand zwischen Gitter und Substratoberfläche abhängt, muss der Abstand des Gitters eine gewisse Rolle spielen. Die dabei auftretende Kraft muss sehr stark sein, da die Atome auf weniger als einem Millimeter um bis zu $5\mu\text{m}$ ablenkt werden. Nimmt man an, dass diese Kraft nur zwischen Gitter und Probenoberfläche wirkt, ergibt sich für die Zeit die das Atom der Kraft ausgesetzt ist $1\mu\text{s}$, wodurch sich eine Beschleunigung von $10^7\frac{\text{m}}{\text{s}^2}$ ergibt. Aufgrund der großen Stärke der auftretenden Kraft ist es naheliegend, ein

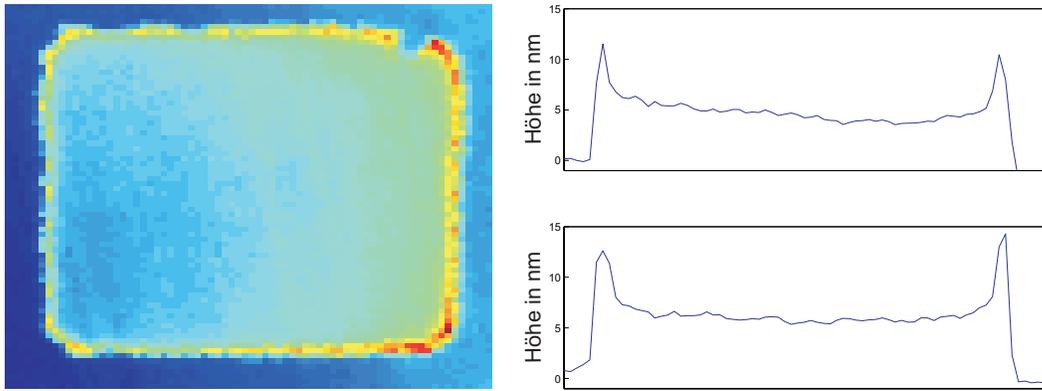


Abbildung 5.8: Überhöhungen bei Gitterproben. Die Breite des Chromquadrats beträgt $10\mu\text{m}$. Das Substrat bestand aus Silizium. Linke Seite: Man sieht, dass es überall am Rand des Chromquadrats Überhöhungen gibt. Rechte Seite: Schnitte durch die Chromquadrate. Die Überhöhung ist teilweise doppelt so hoch wie das aufgedampfte Chrom.

elektrisches oder magnetisches Feld dafür verantwortlich zu machen. Da die Chromatome nicht geladen sind, kommt dabei das magnetische Feld nicht in Frage. Es bleibt daher nur ein elektrisches Feld übrig. Jedoch ist es schwer vorstellbar, wie sich dieses elektrische Feld bilden sollte, da zusätzlich das elektrische Feld vom Zentrum des strukturierten Bereichs aus in alle Richtungen zeigen müsste. Da dieses Feld nicht, wie oben diskutiert, vom Gitter stammen kann, muss sich auf irgend eine Art und Weise die Probenfläche aufladen. Sowohl Probe als auch Gitter sind jedoch mit der gesamten Anlage kontaktiert. Eine Möglichkeit, wie solch starke Felder zustande kommen könnten wäre, dass die Chromatome beim Aufwuchsprozess in das Gitter von Silizium bzw. Germanium eingebaut werden. Dies könnte zu einer Dotierung führen. Eine solche lokale Dotierung könnte ein elektrisches Feld parallel zur Oberfläche bilden, wobei durch die sehr kleinen Abstände zwischen dotierten und intrinsischen Bereichen ($10\mu\text{m}$) dieses Feld sehr stark werden könnte.

5.4 Magnetische Nanostrukturen

Im Rahmen dieser Arbeit wurde daraufhingearbeitet, magnetische Nanostrukturen zu erzeugen. Die Grundlage dafür ist die ferrimagnetische Eigenschaft von CrPt_3 . Chrom selber ist im geordneten Gitter antiferromagnetisch und zeigt somit nach außen keine magnetischen Eigenschaften. Bedampft man eine Probe mit Platin und Chrom in einem geeigneten Verhältnis so entsteht CrPt_3 (siehe Abb. 5.9). Dieses kristallisiert im kubisch flächenzentrierten Gitter (fcc, face centered cubic), wobei dabei zwei Zustände unterschieden werden müssen. Der eine ist der chemisch geordnete, der andere der chemisch ungeordnete Zustand. Im chemisch ungeordneten Zustand ist keine Gesetzmäßigkeit in der Besetzung der Plätze der Einheitszelle durch die beiden Atomsorten vorhanden. Für den chemisch ungeordneten Zustand ergibt sich keine ferrimagnetische Eigenschaft. Im chemisch geordneten Zustand liegt die AuCu_3 -Struktur vor, welche auch als L_{12} -Phase bekannt ist. Es ergibt sich im geordneten Zustand eine ferrimagnetische Eigenschaft

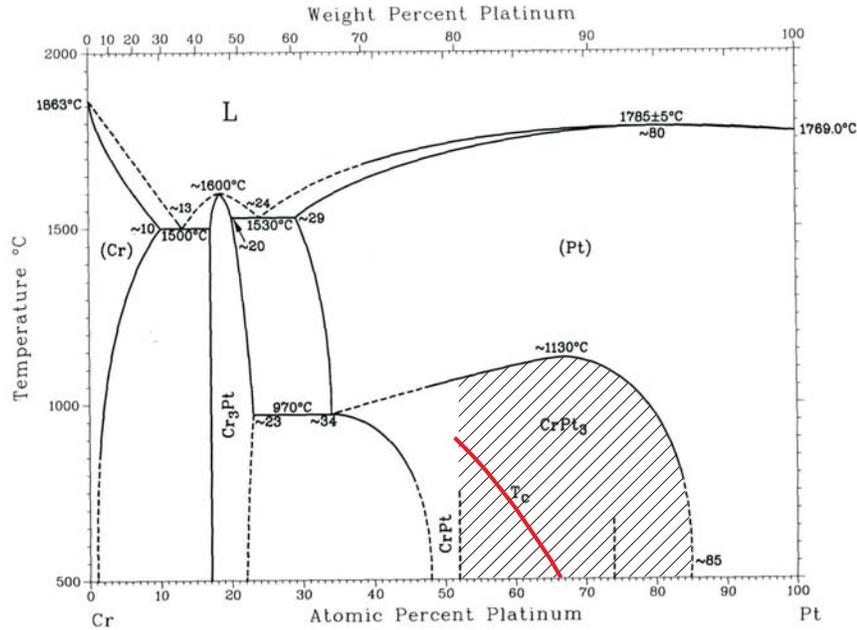
Cr-Pt Phase Diagram


Abbildung 5.9: Phasendiagramm von CrPt_3 . Wichtig ist der schraffierte Bereich. Zusätzlich ist die Temperaturabhängigkeit der Curie-Temperatur eingetragen.

von CrPt_3 . Die magnetischen Momente der Chromatome zeigen dabei alle in dieselbe Richtung, während die magnetischen Momente der Platin-Atome in die entgegengesetzte Richtung zeigen (siehe Abb. 5.10). Das magnetische Moment von Chrom beträgt $\mu_{\text{Cr}} = 3,37\mu_{\text{B}}$ und von Platin $\mu_{\text{Pt}} = 0,26\mu_{\text{B}}$. Somit ergibt sich für das gesamte magnetische Moment $\mu_{\text{ges}} = (3,37 - 3 * 0,26)\mu_{\text{B}} = 2,59\mu_{\text{B}}$.

Die Curie-Temperatur ist die Temperatur, bei deren Überschreitung ferromagnetische Stoffe plötzlich ihren Ferromagnetismus verlieren und somit paramagnetisch werden. Beim ferrimagnetischen CrPt_3 ist diese vom Anteil zwischen Cr und Pt abhängig (siehe Abb. 5.9). Sie reicht von -273°C bei 83 at.% Pt bis zu 900°C bei 52 at.% Pt. Um magnetische Nanostrukturen zu erzeugen, muss dafür gesorgt werden, dass das Verhältnis zwischen Cr und Pt so gewählt wird, dass die Curie-Temperatur bei Raumtemperatur nicht überschritten wird. Weiterhin muss die Art des Substrats beachtet werden. Hierbei sollte ein Material gewählt werden, bei dem das aufgedampfte Platin bzw. Chrom kristallin aufwächst. Hierfür eignen sich Si und Ge-Substrate, da sie eine gute Gitteranpassung mit Chrom und Platin haben. Van der Waals-Oberflächen wie WSe_2 kommen nicht in Frage, da die Chrom und Platin-Atome sich auf ihr frei bewegen können. Diese würden dazu führen, dass die Chromstrukturen zerstört werden.

Ein Hauptziel dieser Arbeit war, nanostrukturierte Chromproben reproduzierbar herzustellen. Aus diesem Grund wurden vor dem Transfer der Proben in die MBE-Anlage der AG Schatz viele verschiedene Proben mit gleichen Parametern hergestellt. Es wurden die Parameter wie Strukturbreite, Höhe und Untergrund ermittelt. Der Untergrund und die Höhe der Strukturen spielen dabei eine besondere Rolle, da aus diesen ermittelt

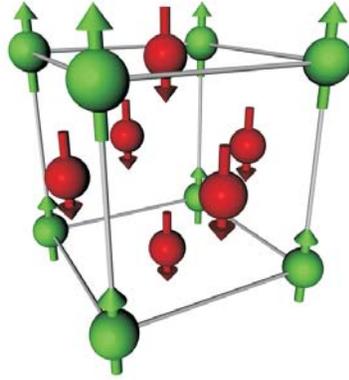


Abbildung 5.10: Gitterstruktur von CrPt_3 . Die Ecken sind mit Chromatomen, die Flächen mit Platinatomen besetzt. Die magnetischen Momente der Chromatome zeigen in die entgegengesetzte Richtung der magnetischen Momente der Platinatome. Das magnetische Moment von Platin ist viel schwächer als das von Chrom. Dadurch ergibt sich die ferrimagnetische Eigenschaft von CrPt_3 .

werden muss, wie viel Platin bzw. Chrom aufgedampft werden muss. Wie schon oben erwähnt benötigt man ein bestimmtes Verhältnis zwischen Chrom und Platin, damit die Strukturen auch noch bei Raumtemperatur ferrimagnetisch sind. Es wurden daraufhin insgesamt 12 Proben in die MBE-Anlage transferiert. Darunter waren drei Proben mit Germanium-Substrat und neun Proben mit Saphir-Substrat. Drei dieser Proben wurden zuerst mit Platin bedampft und anschließend die Chromstrukturen darauf erzeugt. Bei den restlichen Proben wurden erst die Chromstrukturen erzeugt und dann mit Platin bedampft. Die Analyse der Strukturen konnte bis zum Ende dieser Diplomarbeit nicht abgeschlossen werden. Somit können noch keine Ergebnisse dieser Experimente präsentiert werden.

5.5 Doppelstruktur

Bei der Herstellung zur Überprüfung der theoretischen Vorhersagen wurden verschiedene Proben hergestellt. Bei zwei dieser Proben wurde die in Abbildung 5.11 gezeigte Doppelstruktur erzeugt. Diese traten bei einer Leistung von 50mW auf. Dabei war bei einer dieser Proben die Stehwelle rotverstimmt, die der andere blauverstimmt. Das Substrat bestand aus Germanium. Mit diesen beiden Proben wurde eine weitere Probe mit einer Leistung von 10mW in der Stehwelle hergestellt. Diese zeigte keine Doppelstruktur. Es wurden bis zu diesem Zeitpunkt mit diesem Aufbau noch nie solche Linien beobachtet. Auch waren diese Linien nicht reproduzierbar: bei der nächsten Herstellung mit exakt den gleichen Stehwellen-Parametern und gleichem Substrat wurde keine Doppelstruktur mehr beobachtet.

Die Doppellinien erinnern stark an die verkippten Proben. Jedoch ist im Unterschied zu diesen die Doppelstruktur bei jeder Intensität beobachtbar. Eine Erklärung dafür könnte sein, dass die Laserkühlung bei diesen Proben so eingestellt war, dass durch sie

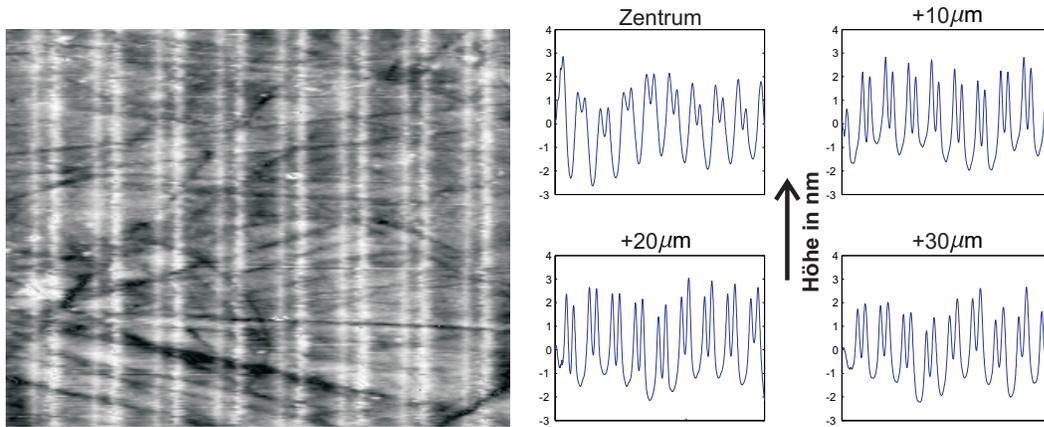


Abbildung 5.11: Doppelstruktur. Die Parameter der Stehwelle betragen $P=50\text{mW}$ und $\Delta = +50\Gamma$. Linke Seite: Die Doppellinien sind deutlich zu sehen. Rechte Seite: Schnitte an verschiedenen Positionen. Von links nach rechts und oben nach unten sinkt die Leistung in der Stehwelle. Man sieht deutlich den defokussierten Bereich, in dem die Linien zusammenwachsen. Es folgt ein Bereich, in dem die Strukturbreite schmaler ist und somit die Linien fast vollständig getrennt sind. Bei noch geringerer Leistung werden die Linien wieder breiter und wachsen zusammen.

die Atome in zwei Geschwindigkeitsrichtungen erzeugt worden sind. Dadurch könnte sich solch eine Doppelstruktur bilden.

6 Zusammenfassung und Ausblick

Diese Arbeit fasst die Fortschritte des letzten Jahres am Projekt Atomlithographie zusammen. Ein Hauptziel war es, in Zusammenarbeit mit der Arbeitsgruppe von Prof. Schatz magnetische Nanostrukturen aus CrPt_3 herzustellen. Hierfür wurde die Vakuumanlage um eine Ultrahochvakuumkammer erweitert, um die für die magnetischen Nanostrukturen notwendige Reinheit der Strukturen zu erreichen. Zusätzlich wurde ein neuer Probenhalter konzipiert, mit dessen Hilfe es möglich war, die Proben in die Molekularstrahlepitaxie-Anlage der Arbeitsgruppe von Prof. Schatz zu transferieren. Um Proben mit einem möglichst geringen Untergrund zu erhalten wurden die genauen Vorgänge bei der Fokussierung der Chromatome analysiert, um optimale Parameter zur Erzeugung der Chromstrukturen zu ermitteln. Dabei wurde besonders auf die Unterschiede zwischen rot- und blauverstimmter Stehwellen in Bezug auf Untergrund und Strukturbreite eingegangen. Es wurden systematisch Proben mit unterschiedlichen Parametern hergestellt und bezüglich der Strukturbreiten, des Untergrunds und der Strukturhöhen untersucht. Die Reproduzierbarkeit von optimierten Strukturen sind für technologischen Anwendungen von großer Wichtigkeit. Insbesondere für die Herstellung von magnetischen Nanostrukturen ist es wichtig, den Untergrund und die Strukturhöhe genau zu kennen, um die benötigte Menge an Platin ermitteln zu können.

Für die Herstellung der Strukturen ist es auch wichtig, dass das Lasersystem stabil ist. Hierfür wurde die Spektroskopie verbessert, um das Lasersystem zuverlässiger stabilisieren zu können.

Es konnten von uns geeignete Strukturen für die Herstellung der magnetischen Nanostrukturen erzeugt werden, die auch erfolgreich in die Molekularstrahlepitaxie-Anlage transferiert werden konnten. Bis zum Ende dieser Diplomarbeit ist die Untersuchung und Weiterverarbeitung der Proben noch nicht abgeschlossen, weswegen keine Ergebnisse der magnetischen Nanostrukturen präsentiert werden können.

Zukünftig wird das Experiment in Stuttgart unter der Leitung von Prof. T. Pfau weitergeführt. Dabei werden die Erkenntnisse, die im Laufe der Jahre mit dem Experiment in Konstanz gemacht wurden, berücksichtigt, um die Anlage kompakter zu gestalten. Zudem soll ein weiterer Schritt in Richtung technischer Anwendungen gemacht werden, in dem das komplette System mit Ultrahochvakuumkomponenten ausgestattet werden soll.

Von fundamentalen Interesse ist die Realisierung eines Festkörper-Quantencomputers wie von Kane vorgeschlagen (Kan98). Dieser Vorschlag basiert darauf, die Kernspins von Donatoratomen in einer reinen Siliziumschicht als Quanteninformationsträger zu verwenden. Logische Operationen werden durch externe elektrische Felder durchgeführt und die Spins durch die Ströme von spinpolarisierten Elektronen gemessen. Zur gezielten Dotierung des Silizium benötigt man zweidimensional periodisch angeordnete Donatoratome

auf der Oberfläche. Eine Möglichkeit, gezielt periodisch je ein Atom pro Gitterplatz auf die Oberfläche zu platzieren, könnte der Mott-Isolator-Übergang in einem Gas von ultrakalten Atomen sein (Gre02). Die zukünftigen Forschungsaktivitäten am Atomstrahlithographieexperiment werden darauf ausgerichtet sein, dieser Vision einen Schritt näher zu kommen.

Literaturverzeichnis

- [Ada94] C. S. Adams, M. Sigel and J. Mlynek. *Atom Optics*. Phys. Rep. **240** (1994) 143.
- [And99] W.R. Anderson, C.C. Bradley, J.J. McClelland and R.J. Celotta. *Minimizing feature width in atom optically fabricated chromium nanostructures*. Phys. Rev. A **59** (1999) 2476.
- [Beh97] R.E. Behringer, V. Natarajan and G. Timp. *Optimal profile for a Gaussian standing-wave atom-optical lens*. Opt. Lett. **22** (1997) 114.
- [Ber95] K.K. Berggren, A. Bard, J.L. Wilbur, J.D. Gillaspay, A.G. Helg, J.J. McClelland, S.L. Rolston, W.D. Phillips, K.K. Prentiss and G.M. Whitesides. *Micro-lithography by using neutral metastable atoms and self-assembled monolayers*. Science **269** (1995) 1255.
- [Bjo78] J.E. Bjorkholm, R.R. Freeman, A. Ashkin and D.B. Pearson. *Observation of Focussing of Neutral Atoms by the Dipole Forces of Resonance-radiation Pressure*. Phys. Rev. Lett. **41** (1978) 1361.
- [Bre97] B. Brezger, Th. Schulze, U. Drodofsky, J. Stuhler, S. Nowak, T. Pfau and J. Mlynek. *Nanolithography with neutral chromium and helium atoms*. J. Vac. Sci. Technol. B **15** (1997) 2905.
- [Bre99] B. Brezger, Th. Schulze, P.O. Schmidt, R. Mertens, T. Pfau and J. Mlynek. *Polarization gradient light masks in atom lithography*. Europhys. Lett. **46** (1999) 148.
- [CT90] C. Cohen-Tannoudji and W.D. Phillips. *New Mechanisms for Laser Cooling*. Phys. Today **43** (1990) 33.
- [Dal85] J. Dalibard and C. Cohen-Tannoudji. *Dressed-atom approach to atomic motion in laser light: the dipole force revisited*. J. Opt. Soc. Am. B **2** (1985) 1707.
- [Dal89] J. Dalibard and C. Cohen-Tannoudji. *Laser cooling below the Doppler limit by polarization gradients: simple theoretical models*. J. Opt. Soc. Am. B **6** (1989) 2023.
- [Dem93] W. Demtröder. *Laserspektroskopie*. Springer (1993).
- [Dre96] M. Drewsen, U. Drodofsky, C. Weber, C. Maus, G. Schreiber and M. Mlynek. *Sisyphus polarisation gradient laser cooling of Cr-atoms on the $4s^7S_3 \rightarrow 4p^7P_{2,3,4}$ transition*. J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys. **29** (1996) L843.

- [Dro97a] U. Drodofsky, J. Stuhler, B. Brezger, Th. Schulze, M. Drewsen, T. Pfau and M. Mlynek. *Nanometerscale Lithography with Chromium Atoms using Light Forces*. *Microelectron. Eng.* **35** (1997) 285.
- [Dro97b] U. Drodofsky, J. Stuhler, Th. Schulze, M. Drewsen, B. Brezger, T. Pfau and M. Mlynek. *Hexagonal nanostructures generated by light masks for neutral atoms*. *Appl. Phys. B* **65** (1997) 755.
- [Ein17] A. Einstein. *Zur Quantentheorie der Strahlung*. *Phys. Z.* **18** (1917) 121.
- [Eng99] P. Engels, S. Salewski, H. Levens, K. Sengstock and W. Ertmer. *Atom lithography with a cold, metastable neon beam*. *Appl. Phys. B* **69** (1999) 407.
- [Gre02] M. Greiner, O. Mandel, T. Esslinger, T.W. Haensch and W. Bloch. *Quantum phase transition from a superfluid to a Mott insulator in a gas of ultracold atoms*. *Nature* **415** (2002) 39.
- [Gup95] R. Gupta, J.J. McClelland, Z.J. Jabour and R.J. Celotta. *Nanofabrication of a two-dimensional array using laser-focused atomic-deposition*. *Appl. Phys. Lett.* **67** (1995) 1378.
- [Gup96] R. Gupta, J.J. McClelland, P. Marte and R.J. Celotta. *Raman-Induced Avoided Crossings in Adiabatic Optical Potentials: Observation of $\lambda/8$ Spatial Frequency in the Distribution of Atoms*. *Phys. Rev. Lett.* **76** (1996) 4689.
- [Hab03] A. Habenicht. *Resonante Lichtmasken zur Erzeugung von Chrom-Nanostrukturen*. Diplomarbeit Universität Konstanz (2003).
- [JC93] Randall G. Hulet Jian Chen, J.G. Story. *Evolution of atomic motion in an intense standing wave*. *Physical Review A* **47** (1993) 2128.
- [Joh98] K.S. Johnson, J.H. Thywissen, N.H. Dekker, K.K. Berggren, A.P. Chu, R. Younkin and M. Prentiss. *Localization of metastable atom beams with optical standing waves: nanolithography at the Heisenberg limit*. *Science* **280** (1998) 1583.
- [Jür04] D. Jürgens. *Dissertation in Vorbereitung*. Dissertation Universität Konstanz (2004).
- [Jur] E. Jurdik. persönliche Mitteilung.
- [Jur02] E. Jurdik, J. Hohlfeld, H. van Kempen, Th. Rasing and J.J. McClelland. *Laser-focused nanofabrication: Beating of two atomic resonances*. *Appl. Phys. Lett.* **80** (2002) 4443.
- [Kan98] B.E. Kane. *A silicon-based nuclear spin quantum computer*. *Nature* **393** (1998) 133.
- [Knu09] M. Knudsen. *Die Gesetze der Molekularströmung und der inneren Reibungsströmung der Gase durch Röhren*. *Ann. Phys.* **28** (1909) 75.

- [Kre96] M. Kreis, F. Lison, D. Haubrich, D. Meschede, S. Nowak, T. Pfau and J. Mlynek. *Pattern generation with cesium atomic beams at nanometer scales*. Appl. Phys. B **63** (1996) 649.
- [Let68] V.S. Letokhov. *Narrowing of Doppler Width in a Standing Light Wave*. JETP Lett. **7** (1968) 272.
- [Lis97] F. Lison, H.-J. Adams, D. Haubrich, M. Kreis, S. Nowak and D. Meschede. *Nanoscale atomic lithography with a cesium atomic beam*. Appl. Phys. B **65** (1997) 419.
- [Mau94] C. Maus. *Frequenzverdopplung eines Titan-Saphir-Lasers für die Spektroskopie an Chromatomen*. Diplomarbeit Universität Konstanz (1994).
- [McC93] J.J. McClelland, R.E. Scholten, E.C. Palm and R.J. Celotta. *Laser-Focused Atomic Deposition*. Science **262** (1993) 877.
- [McG95] R.W. McGowan, D.M. Giltner and S.A. Lee. *Light force cooling, focussing, and nanometer-scale deposition of aluminium atoms*. Opt. Lett. **20** (1995) 2535.
- [Mer99] R. Mertens. *Physikalische Grenzen der Atomlithographie mit Chrom*. Diplomarbeit Universität Konstanz (1999).
- [Mes90] A. Messiah. *Quantenmechanik 2*. de Gruyter (1990).
- [Now96] S. Nowak, T. Pfau and J. Mlynek. *Nanolithography with metastable helium*. Appl. Phys. B **63** (1996) 203.
- [Pet03] S.J.H. Petra, L. Feenstra, W. Hogervorst and W. Vassen. *Nano-lithography with metastable helium atoms in a high-power standing-wave light field*. physics/0308076 (2003).
- [Sch96] G. Schreiber. *Laserinduzierte Nanostrukturierung mit Chromatomen*. Diplomarbeit Universität Konstanz (1996).
- [Sch97] R.E. Scholten, R. Gupta, J.J. McClelland, R.J. Celotta, M.S. Levenson and M.G. Vangel. *Laser Collimation of a Chromium Beam*. Phys. Rev. A **55** (1997) 1331.
- [Sch99] Th. Schulze, B. Brezger, P.O. Schmidt, R. Mertens, A.S. Bell, T. Pfau and J. Mlynek. *Sub-100 nm Structures by Neutral Atom Lithography*. Microelectron. Eng. **46** (1999) 105.
- [Sch00a] Th. Schulze. *Nanostrukturierung mit Lichtkräften*. Dissertation Universität Konstanz (2000).
- [Sch00b] Th. Schulze, B. Brezger, R. Mertens, M. Pivk, T. Pfau and J. Mlynek. *Writing a superlattice with light forces*. Appl. Phys. B **70** (2000) 671.
- [Sch01] Th. Schulze, T. Müther, D. Jürgens, B. Brezger, M.K. Oberthaler, T. Pfau and J. Mlynek. *Structured doping with light forces*. Appl. Phys. Lett. **78** (2001) 1781.

- [Sli03] E. te Sligte, B. Smeets, R.C.M. Bosch, K.M.R. van de Bosch, L.P. Maguire, R.E. Scholten, K.A.H. Beijerinck and K.A.H. van Leeuwen. *Progress towards atom lithographie on iron*. *Microelectronic Engineering* **67-68** (2003) 664.
- [Smo10] M. von Smoluchowski. *Zur kinetischen Theorie der Transpiration und Diffusion verdünnter Gase*. *Ann. Phys.* **33** (1910) 1559.
- [Stu96] J. Stuhler. *Atomlithographie mit Chrom*. Diplomarbeit Universität Konstanz (1996).
- [Stu01a] J. Stuhler, P.O. Schmidt, S. Hensler, J. Werner, S. Mlynex and T. Pfau. *Continuous loading of a magnetic trap*. *Phys. Rev. A* **64** (2001) 031405.
- [Stü01] R. Stützle. *Atomlithographie mit dissipativen Lichtmasken*. Diplomarbeit Universität Konstanz (2001).
- [Sun01] H.B. Sun, Y. Inouye, K. Okamoto and S. Kawata. *Laser-diode-tuned sequential laser atom cooling and trapping for nanostructures*. *Jpn. J. Appl. Phys.* **40** (2001) L711.
- [Tim92] G. Timp, R.E. Behringer, D.M. Tennant, J.E. Cunningham, M. Prentiss and K.K. Berggren. *Using Light as a Lens for Submicron, Neutral-Atom Lithography*. *Phys. Rev. Lett.* **69** (1992) 1636.
- [Wie76] C. Wieman and T.W. Hänsch. *Doppler-Free Polarization Spectroscopy*. *Phys. Rev. Lett.* **36** (1976) 1170.

Danksagung

An dieser Stelle möchte ich allen bedanken, die zum Gelingen dieser Diplomarbeit beigetragen haben:

- bei meiner Freundin Gitte für ihre liebevolle Unterstützung, ihre Geduld, ihre Versorgung während des Schreibens dieser Diplomarbeit und ihrer Ermutigung, es einfach mit dem Studium der Physik zu probieren.
- Markus Oberthaler für die Aufnahme in seine Nachwuchsgruppe und die Möglichkeit, an einem spannenden Experiment zu arbeiten, sowie für viele lehrreiche Diskussionen über die Welt der Atomoptik.
- meinem Doktoranden Dirk Jürgens für den regen Austausch, die großartige Zusammenarbeit im Labor und die intensive Unterstützung beim Schreiben dieser Diplomarbeit.
- den anderen Gruppenmitgliedern Anja, Bernd, Martin, Matthias, Michael, Ralf und Tom für eine schöne Arbeitsatmosphäre und eine spaßiges Jahr.
- Herrn Prof. Leiderer für die Bereitstellung des AFM.
- der Arbeitsgruppe von Prof. Schatz für die gute Zusammenarbeit und den Einblick in ein weiteres Experiment.
- Martin Störzer für das schnelle und hilfreiche Korrekturlesen, die großartige Unterstützung in der Endphase und den Ärger über ein vertrades Soj.
- Stefan Hahn für seine Beratung und Hilfe in feinmechanischen Angelegenheiten und deren schnelle Organisation.
- Stefan Eggert für seine schnelle Hilfe in Sachen Elektronik.
- den Werkstätten der Universität, besonders Herrn Jauch für die sehr schnelle und hochpräzise Fertigung unsrer Probenhalter.

Zum Schluss aber nicht zuletzt geht ein besonderer Dank an meine Familie, die mich immer unterstützt hat und mir ermöglicht hat, diesen Weg zu gehen.