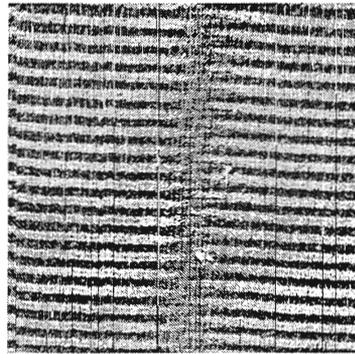


Atomlithographie mit einer holographisch erzeugten Lichtmaske

von
Stephan Tandler

EINGEGANGEN
1 3. SEP. 2001
Erl.: 3.5257.....



Diplomarbeit in Physik

Institut für Angewandte Physik
der Universität Bonn
Wegelerstr. 8
D-53115 Bonn

angefertigt im
Institut für Angewandte Physik

vorgelegt der
Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät
der
Rheinischen Friedrich-Wilhelms-Universität
Bonn

im August 2001

Referent: Prof. Dr. D. Meschede
Korreferent: Prof. Dr. K. Buse

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	3
2	Lichtkräfte	5
2.1	Laserkühlung mittels der Spontankraft	5
2.1.1	Dopplerkühlung	5
2.1.2	Sub-Doppler-Kühlung	7
2.2	Die Dipolkraft	8
2.2.1	Fokussierung eines idealen Atomstrahls	10
2.2.2	Fokussierung eines thermischen Atomstrahls	11
2.2.3	Schiefes Einlaufen des Atomstrahls	12
3	Der holographische Spiegel	14
3.1	Hologramme	14
3.1.1	Schreiben von Hologrammen	15
3.1.2	Auslesen von Hologrammen	18
3.1.3	Bragg-Bedingung	18
3.1.4	Konjugiertes Auslesen	20
3.2	Eigenschaften von eisendotiertem Lithiumniobat	21
3.2.1	Lichtinduzierte Modulation des Brechungsindex in Lithium- niobat (Photorefraktion)	21
3.2.2	Thermisches Fixieren	22
3.3	Eigenschaften des holographischen Spiegels	24
3.3.1	Strahlgeometrie	24
3.3.2	Die Lichtmaske	25
3.3.3	Polarisation der Referenzwelle	25
3.3.4	Winkel- und Temperaturabhängigkeit	27
4	Verfahren und Aufbau	31
4.1	Das Lithographieverfahren	31
4.1.1	Die Wafer	32
4.1.2	Der Resist: Nonanthiol	32
4.1.3	Der Ätzprozeß	33
4.2	Der Aufbau	34

4.2.1	Die Vakuumapparatur	35
4.2.2	Die Experimentierkammer	36
4.2.3	Der Atomstrahl	37
4.2.4	Die Laser	38
4.2.5	Erzeugung der Lichtmaske	39
4.3	Durchführung des Experiments	40
5	Ergebnisse	41
6	Zusammenfassung und Ausblick	48
A	Periodizitäten der Lichtmaske	50
A.1	Periodizität in y-Richtung	51
A.2	Periodizität in x-Richtung	51
	Literatur	53

Kapitel 1

Einleitung

Seit Jahrzehnten wird die optische Lithographie von der Computerindustrie zur Herstellung kleinster Strukturen eingesetzt. Diese Verkleinerung geht so schnell voran, daß sich die Zahl der Transistoren auf einem Chip nach dem MOORSchen Gesetz seit 1971 etwa alle zwei Jahre verdoppelt hat [1]. Aufgrund von Beugungseffekten kann die optische Lithographie allerdings nicht beliebig kleine Strukturen liefern. Im optischen und nah UV-Wellenlängenbereich liegt diese Grenze bei etwa 100 nm. Derzeit ist der Standard Strukturen von etwa 180 nm Größe herzustellen. Die Grenze von 100 nm wird man in wenigen Jahren erreichen. Man ist also gezwungen, belichtende Medien mit kleineren Wellenlängen zu verwenden. Bei kürzerwelligem Licht ist man dadurch beschränkt, daß im extremen UV-Bereich Lichtquellen und optische Komponenten wie Linsen oder Spiegel hoher Reflektivität kaum verfügbar sind [1]. Eine Alternative zur optischen Lithographie ist die Atomlithographie. Hier werden neutrale Atome statt Photonen zur Belichtung verwendet. Die de-Broglie-Wellenlänge von thermischen Atomen liegt im Bereich von Pikometern. Die Beugungsgrenze fällt also praktisch weg. Neutrale Atomstrahlen haben den Vorteil, daß sie sich nicht durch die elektrostatische Wechselwirkung aufweiten und dies nicht den Teilchenfluß beschränkt, wie dies bei Elektronen- oder Ionenstrahlolithographie der Fall ist. Zudem kann man wegen der Neutralität der Atome über große Flächen parallel schreiben [12]. Diesen Vorteil erkauft man mit der schwierigeren Manipulierbarkeit der Strahlen.

In den letzten Jahren hat man aber auch große Fortschritte in der Atomoptik gemacht, die sich mit dieser Frage beschäftigt. So ist man in der Lage die transversale Geschwindigkeitsverteilung eines Strahls zu kühlen [3] und damit den Strahl zu kollimieren. Dies reduziert die Abbildungsfehler und verkürzt gleichzeitig durch Erhöhung der Flußdichte die Belichtungszeiten. Außerdem kann man die Strahlen mit Hilfe von Magnetfeldern kontrolliert ablenken [4, 5] und sie mit Hilfe der Dipolkraft in einer nahresonanten Stehwelle fokussieren. Der letzte Punkte ist der wichtigste für die Strukturierung der Flußdichte in Atomstrahlen geworden. Die Dipolkraft kommt dadurch zustande, daß durch ein stehendes Lichtfeld (Lichtmaske) induzierte Dipole (die Atome) mit der Lichtmaske wechselwirken. Durch Intensitätsgradienten

in der Lichtmaske wirkt eine Kraft auf die Atome, die sie in die Intensitätsminima (-maxima) fokussiert, wenn das Lichtfeld bezüglich der atomaren Resonanz blau- (rot-) verstimmt ist. Man erhält so eine Abbildung der Lichtmaske in die atomare Flußdichte und damit auf die belichtete Oberfläche.

Prinzipiell gibt es zwei Möglichkeiten Strukturen zu erzeugen. Entweder durch direkte Deposition oder, wie bei der optischen Lithographie, durch Belichtung einer Schutzschicht („Resist“) und anschließender Übertragung der Strukturen in die eigentliche Oberfläche durch einen Ätzprozeß.

Die ersten Experimente wurden durch direkte Deposition mit Natrium [6], Chrom [7] und Aluminium [8] durchgeführt. Die Entdeckung, daß man Alkanthiole als Resist verwenden kann hat dann auch Experimente mit der Resisttechnik möglich gemacht. Hier werden vor allem Nonanthiol und Dodekanthiol (DDT) auf verschiedenen Oberflächen verwendet [9, 10]. Diese Experimente gebrauchten metastabile Edelgasatome (Helium*, Neon*, Argon*) zur Belichtung. Ebenso kann man die Belichtung mit Cäsium durchführen.

In den letzten Jahren sind erfolgreich 1D- und 2D-Strukturen [14, 2] mit Hilfe von strukturierenden Lichtmasken geschrieben worden. Problematisch ist hierbei jedoch die Erzeugung der Masken. Bisher wurden hierzu geschickte Spiegelanordnungen benutzt [14, 2]. Möchte man aber komplizierte Strukturen herstellen, wird es nötig sein, sehr viele Strahlen zu einer Lichtmaske zu überlagern. Dies ist ab einer gewissen Grenze nicht mehr mit Spiegeln realisierbar. Einen Ansatz zur Lösung dieses Problems bieten Hologramme. In ein Hologramm kann man vor der Belichtung bis zu 1000 Strahlen nacheinander hineinschreiben und bei der Belichtung mit einem einzigen Laser gleichzeitig auslesen, die dann zur Lichtmaske interferieren.

Diese Arbeit stellt ein Experiment vor, bei dem ein Lichtfeld, das aus drei Strahlen besteht, mit Hilfe eines Hologramms erzeugt wird, das vorher von K. Peithmann in Osnabrück in einen eisendotierten Lithiumniobatkristall geschrieben wurde. Als Resist dient Nonanthiol, der durch einen Cäsiumatomstrahl zerstört wird. Um das Muster permanent zu speichern, wird eine darunter befindliche Goldschicht mit einer Ferricyanidlösung an den ungeschützten Stellen entfernt. Es werden theoretische Überlegungen zur Erzeugbarkeit der Lichtmasken angestellt und die erzielten Ergebnisse vorgestellt.

Im zweiten Kapitel werden die Spontankraft und die Dipolkraft vorgestellt, die zur Manipulation des verwendeten Atomstrahls dienen. Im dritten Kapitel werden die Eigenschaften des Kristalls erläutert, in dem das Hologramm gespeichert ist. Im vierten Kapitel wird das Lithographieverfahren und der experimentelle Aufbau beschrieben. Im fünften Kapitel folgen die erzielten Ergebnisse und das sechste Kapitel faßt die Ergebnisse zusammen und gibt einen Ausblick auf zukünftige Experimente.

Kapitel 2

Lichtkräfte

In diesem Experiment werden Lichtkräfte dazu benutzt, Atome kontrolliert auf eine Oberfläche treffen zu lassen. Diese Kräfte kommen durch Absorption und Emission von Photonen zustande. Die Emission kann dabei spontan oder stimuliert erfolgen. Dies führt zu zwei verschiedenen Lichtkräften. Die durch spontane Emission entstehende Kraft (Spontankraft) ist dissipativ. Diese Kraft kann zur Abbremsung von Atomen genutzt werden. Die andere Kraft (Dipolkraft) ist konservativ. Hiermit ist es möglich Atome abzulenken und damit zu fokussieren. Beide Kräfte sollen in diesem Kapitel näher erläutert werden.

2.1 Laserkühlung mittels der Spontankraft

Zunächst wird die Spontankraft näher erklärt, die im Experiment dazu dient den thermischen Atomstrahl zu kollimieren, d. h. die transversalen Bewegung der Atome zu bremsen.

2.1.1 Dopplerkühlung

Das grundsätzliche Prinzip, wie mit Licht Impuls auf Atome übertragen werden kann ist relativ einfach. Ein Atom, das sich mit der Geschwindigkeit v bewegt, absorbiert aus einem zu v kollinearen Laserstrahl mit Intensität I ein Photon. Dabei wird der Impuls $p_{\text{Photon}} = \hbar k_{\text{Photon}}$ des Photons auf das Atom übertragen. Das Atom emittiert das Photon wieder spontan in eine zufällige Richtung. Wiederholt man diesen Vorgang, so wird im Mittel auf das Atom der Impuls p_{Photon} der absorbierten Photonen übertragen, da die Absorption gerichtet, die Emission dagegen ungerichtet verläuft. Die Kraft läßt sich aus dem Impuls des Photons und der Streurrate R_{\pm} bestimmen:

$$F_{\pm}^{\text{SP}} = p_{\text{Photon}} R_{\pm} = \pm \hbar k_{\text{Photon}} \frac{\Gamma}{2} \frac{I/I_0}{1 + I/I_0 + 2[(\Delta \mp kv)/\Gamma]^2} \quad (2.1)$$

Dabei ist

$\Delta = \omega_0 - \omega$: Verstimmung des Lichtfelds mit Frequenz ω gegenüber
der atomaren Resonanz ω_0

Γ : Zerfallsbreite des angeregten Zustands

$I_0 = \frac{\pi \hbar c}{3\lambda^3 \tau}$: Sättigungsintensität

Das obere (untere) Vorzeichen gilt für den Fall eines zu v parallelen (antiparallelen) Laserstrahls. Die Streurate und damit die Kraft ist wegen des Dopplereffekts von v abhängig. Gleichung (2.1) gilt nur für kleine Intensitäten. Für den Fall $I/I_0 \rightarrow \infty$ sättigt die Kraft bei

$$F_{\pm}^{\max} = \pm \frac{\hbar k \Gamma}{2}$$

Bringt man das Atom in einen Bereich zweier gegenläufiger Laserstrahlen, so erhält man die resultierende Kraft für kleine Intensitäten ($I/I_0 \ll 1$) durch Bildung von $F^{\text{SP}} = F_+^{\text{SP}} + F_-^{\text{SP}}$. Für kleine Dopplerverstimmungen ($kv \ll |\Delta|, \Gamma$) ist dies

$$F^{\text{SP}} = F_+^{\text{SP}} + F_-^{\text{SP}} \approx v =: -\alpha v$$

mit

$$\alpha = 4\hbar k^2 \frac{I}{I_0} \frac{2\Delta/\Gamma}{(1 + (2\Delta/\Gamma)^2)^2}$$

Für kleine v und rotverstimmte Laser wirkt diese Kraft also wie eine Reibungskraft mit Koeffizient α , die die atomare Bewegung bremst.

Durch die einzelnen Impulsüberträge wird ein Atomensemble aber nicht nur gebremst, sondern auch geheizt. Dies kann man als Diffusion der Atome im Impulsraum deuten [3]. Die minimale Energie, auf die man das Ensemble im Gleichgewicht bringen kann, ist

$$E_{\min}^{\text{kin}} = \frac{\hbar \Gamma}{8} \frac{1 + (2\Delta/\Gamma)^2}{2|\Delta|/\Gamma} \quad (2.2)$$

Diese wird minimal für $\Delta = -\Gamma/2$. Die zugehörige minimal erreichbare Energie der Atome

$$E_{\text{Doppler}} = \frac{\hbar \Gamma}{4}$$

wird als „Dopplergrenze“ bezeichnet. Da man die kinetische Energie des Ensembles auch als thermische Energie auffassen kann, ist es ebenso möglich von einer „Dopplertemperatur“ zu sprechen. Für Cäsium beträgt diese Temperatur $125 \mu\text{K}$.

2.1.2 Sub-Doppler-Kühlung

Bei der Kühlung von Atomensembeln hat man sehr schnell bemerkt, daß auch Temperaturen weit unterhalb der Dopplergrenze erreicht werden [15]. Ein Modell, das dies erklärt, wurde von Dalibard und Cohen-Tannoudji [16] vorgeschlagen. Es beruht darauf, daß ein Atom eine komplexere Struktur besitzt als nur zwei Niveaus, wie es bei der Dopplerkühlung benötigt wird.

Betrachtet wird folgende Situation (Abb. 2.1): Zwei gegenläufige Laserstrahlen, die linear und senkrecht zueinander polarisiert sind, erzeugen ein Lichtfeld, in dem die Polarisation über eine halbe Wellenlänge von linear (um 45° bezüglich der Polarisation der beiden Strahlen gedreht) nach σ^+ , wieder nach linear (90° gegenüber der ersten linearen Polarisation gedreht), nach σ^- wechselt, was sich so weiter fortsetzt. Gleichzeitig verschieben sich die zunächst entarteten Grundzustandsniveaus $|F = 4, m_F = -4, \dots, +4\rangle$ (bei Cäsium) aufgrund des AC-Stark-Effekts. Im Falle von rotverstimmten Lasern sind die Zustände mit negativem m_F , insbesondere also der $|m_F = -4\rangle$ -Zustand, im Bereich der σ^+ -Polarisation höherenergetischer, die Zustände mit positivem m_F niederenergetischer. Im Bereich der σ^- -Polarisation sind die Verhältnisse genau umgekehrt.

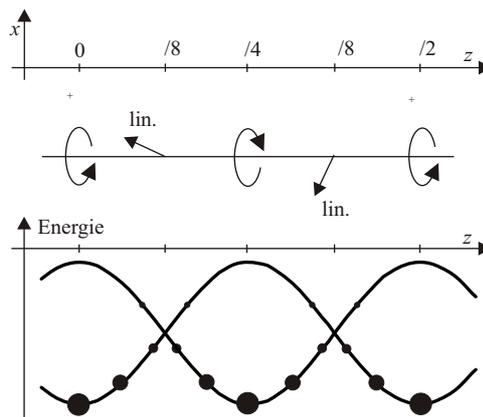


Abbildung 2.1: a) Ortsabhängige Polarisation des Lichtfelds. b) AC-Stark-Verschiebung der $|m_F = \pm 4\rangle$ -Zustände. Die Punkte deuten die relative Besetzung an.

Bewegt sich nun ein Atom, das sich zunächst im $|m_F = -4\rangle$ -Zustand befinden soll, in den Bereich der σ^+ -Polarisation hinein, so läuft es einen Potentialberg hinauf. Die dafür notwendige Energie entnimmt es seiner kinetischen Energie; es wird langsamer. Schließlich wird es vom σ^+ -Licht in den $|m_F = +4\rangle$ -Zustand gepumpt. Dies dauert allerdings ein gewisse Zeit, so daß es schon einen Teil des Berges heraufgelaufen ist, bevor das Pumpen abgeschlossen ist. Wenn es sich nun in einen Bereich mit σ^- -Polarisation hineinbewegt muß es erneut einen Berg hinauflaufen und verliert wiederum kinetische Energie. Im Mittel muß ein Atom also mehr Berge hinauf- als hinablaufen und wird abgebremst. Deswegen wird dieser Mechanismus, in Anlehnung an die griechische Mythologie, als „Sisyphuskühlung“ bezeichnet.

Der Mechanismus ist allerdings auf einen engen Geschwindigkeitsbereich eingeschränkt, da die Atome sonst nur einen Teil des Berges hinauflaufen (zu langsam) oder den Berg schon wieder hinablaufen (zu schnell), bevor sie umgepumpt sind. Die Grenze für den Mechanismus liegt bei einigen Photonenrückstößen („Rückstoßgrenze“). Für Cäsium beträgt die Geschwindigkeitsänderung $v_{\text{rück}}$ bei einer Photonenemission

$$v_{\text{Rück}} = \frac{\hbar k}{m_{\text{Cs}}} \approx 3,5 \frac{\text{mm}}{\text{s}}$$

Dies entspricht einer Temperatur von 200 nK.

2.2 Die Dipolkraft

Auch für die Dipolkraft gibt es eine einfache anschauliche Erklärung. Ein klassisches stehendes Lichtfeld induziert in einem Atom einen oszillierenden Dipol. Dieser Dipol wechselwirkt mit dem magnetischen Feld des Lichts, was in einer Kraft resultiert, die durch

$$\text{Kraft} = \text{induziertes Dipolmoment} \cdot \nabla \text{Feldstärke}$$

gegeben ist.

Für genauere Untersuchungen werden die sogenannten „Optischen Blochgleichungen“ herangezogen. Das den Blochgleichungen zugrundeliegende Modell beschreibt das Atom als punktförmiges, quantenmechanisches System, während das Lichtfeld rein klassisch ist. Die Annahme eines punktförmigen Atoms ist unter den vorliegenden experimentellen Bedingungen gerechtfertigt, da seine de-Broglie-Wellenlänge bei Geschwindigkeiten von $300 \frac{\text{m}}{\text{s}}$ mit etwa 10 pm (für Cäsium) sehr viel kleiner als die Periodizität des Lichtfelds mit 426 nm ist. Die Gleichungen lauten [17]:

$$\begin{aligned} \dot{u} &= \Delta v - \frac{\Gamma}{2} u \\ \dot{v} &= -\Delta u - \Omega w - \frac{\Gamma}{2} v \\ \dot{w} &= \Omega v - \Gamma w - \frac{\Gamma}{2} \end{aligned}$$

dabei sind

$$\begin{aligned} u, v, w &: \text{Komponenten des Blochvektors} \\ \Omega &: \text{Rabifrequenz} \end{aligned}$$

Für Ω gilt

$$\Omega = \Gamma \sqrt{\frac{I}{2I_0}}$$

Anschaulich lassen sich die Gleichungen so deuten, daß sie Bewegung eines Vektors, des „Blochvektors“ $\vec{S} = (u, v, w)$, innerhalb einer Kugel mit Radius 0,5 um den Ursprung, der „Blochkugel“, beschreiben (Abb. 2.2). Die w -Komponente gibt den Anregungsgrad des Atoms an, die Länge der Projektion von \vec{S} auf die $u - v$ -Ebene ist proportional zum Betrag des induzierten Dipolmoments.

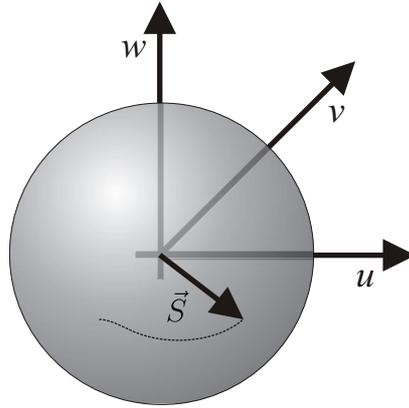


Abbildung 2.2: Blochvektor \vec{S} und Blochkugel: Die zeitliche Entwicklung der Größen u, v und w lassen sich als Bewegung des Blochvektors innerhalb der Blochkugel deuten.

Die Dipolkraft ist proportional zur u -Komponente des Blochvektors und dem Gradienten der elektrischen Feldstärke [17], den man auch durch den Gradienten der Rabi-Frequenz ausdrücken kann:

$$\vec{F}_{\text{Dipol}} = -\hbar u \nabla \Omega \quad (2.3)$$

Bewegt sich das Atom in dem Lichtfeld, so werden die Intensität und damit die Rabi-Frequenz von der Zeit abhängig. Ist diese Bewegung aber nicht zu schnell, so entwickeln sich die inneratomaren Freiheitsgrade, d. h. \vec{S} , erheblich schneller, als die äußeren Parameter (Ort, Geschwindigkeit) [17]. Man kann daher \vec{S} durch einen stationären Zustand ersetzen. Für u ist dies

$$u_{\text{stat}} = \frac{\Omega}{2} \frac{\Delta}{\Delta^2 + \Gamma^2/4 + \Omega^2/2}$$

Die Kraft ist dann

$$\vec{F}_{\text{Dipol}} = -\frac{\hbar \Delta}{2} \frac{\Omega \nabla \Omega}{\Delta^2 + \Gamma^2/4 + \Omega^2/2}$$

Sie kann von dem Potential

$$U_{\text{Dipol}} = \frac{\hbar\Delta}{2} \ln(1 + s(\vec{r}))$$

mit dem Sättigungsparameter

$$s(\vec{r}) = \frac{I(\vec{r})}{I_0} \frac{\Gamma^2}{\Gamma^2 + 4\Delta^2}$$

abgeleitet werden.

Ist $S(\vec{r}) \ll 1$ und $\Delta \gg \Gamma$ kann dies zu

$$U(\vec{r}) = \frac{\hbar\Gamma^2}{8I_0} \frac{I(\vec{r})}{\Delta}$$

genähert werden. Mit diesem Ausdruck können die Fokussierungseigenschaften der Stehwelle mittels Trajektorienrechnungen untersucht werden. Dies soll im Folgenden anhand einer eindimensionalen Stehwelle, also einer Intensitätsverteilung gemäß $I(x) = I_{\text{max}} \sin^2(kx)$ geschehen. Die wichtigsten Effekte werden hieran deutlich.

2.2.1 Fokussierung eines idealen Atomstrahls

Unter einem idealen Atomstrahl versteht man einen monoenergetischen, perfekt kollimierten Strahl, d. h. alle Atome besitzen dieselbe longitudinale Geschwindigkeit v_L und keine transversale Geschwindigkeit v_T . Dieser Strahl treffe senkrecht auf das \sin^2 -förmige Potential. Für Rot-/Blauverstimmung ist das Vorzeichen der Kraft verschieden. Bei Rotverstimmung werden die Atome in die Intensitätsmaxima beschleunigt, bei Blauverstimmung in die Intensitätsminima.

In den Punkten, in denen es verschwindet, kann man es harmonisch nähern:

$$\begin{aligned} U(x) &= \frac{\hbar\Gamma^2}{8\Delta} \frac{I_{\text{max}}}{I_0} \sin^2(kx) \\ &\approx \frac{\hbar\Gamma^2}{8\Delta} \frac{I_{\text{max}}}{I_0} x^2 \\ &=: \frac{1}{2} U_0 x^2 \end{aligned} \tag{2.4}$$

mit

$$U_0 = \frac{\hbar\Gamma^2}{4\Delta} \frac{I_{\text{max}}}{I_0}$$

In diesem Potential werden die Atome anfangen, mit der Periode $T = 2\pi U_0^{-1/2}$ zu oszillieren. Unabhängig davon, wo sie bei $t = 0$ in das Potential eingetreten sind, werden sie bei $t = T/4$ an einem Punkt fokussiert sein (Abb. 2.3). Richtet man die Länge L der Lichtmaske so ein, daß gerade

$$\frac{v_L}{L} = T/4$$

gilt, so werden die Atome genau am Ende der Stehwelle fokussiert.

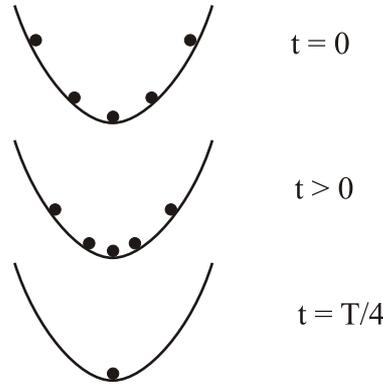


Abbildung 2.3: Fokussierung eines idealen Atomstrahls in einem quadratischen Potential: Unabhängig von der Eintrittsposition eines Atoms in das Potential bei $t = 0$ sind alle Atome gleichzeitig bei $t = T/4$ fokussiert.

Hier gibt es aber direkt zwei Einschränkungen: In der Realität eines Experiments hat das Profil der Lichtmaske in Richtung des Atomstrahls keinen rechteckigen, sondern einen gaußförmigen Verlauf. Zweitens ist die harmonische Näherung nur in einem kleinen Bereich um die Knoten der \sin^2 -Verteilung gültig. Außerhalb kommen höhere als quadratische Terme hinzu, die dazu führen, daß hier das Analogon zu sphärischer Aberration von Linsen in der Lichtoptik auftritt [18]. Die Atome werden also nicht mehr an einem Punkt fokussiert. Hinzu kommt, daß die Potentialformen für Rot- und Blauverstimung der Lichtmaske nicht mehr übereinstimmen, wenn $I \ll I_0$ nicht erfüllt ist. In diesem Experiment wurde mit Blauverstimungen von 600 MHz gearbeitet, um die Atome in Bereich minimaler Lichtintensität zu beschleunigen. Damit können negative Effekte wie spontane Emission oder Sättigung vermieden werden.

2.2.2 Fokussierung eines thermischen Atomstrahls

In einem realen Experiment hat man niemals einen idealen Atomstrahl zur Verfügung. Reale Alkaliatomstrahlen werden durch Heizen eines Ofens erzeugt, was zur Folge hat, daß die longitudinalen Geschwindigkeiten thermisch verteilt sind. Reale Strahlen haben auch immer eine transversale Geschwindigkeitskomponente, die selbst durch Kollimation des Strahls nicht vollständig beseitigt werden kann (vgl. Abschnitt 2.1 und 4.2.3). Es bleibt eine Divergenz des Strahls vorhanden.

Die Brennweiten der Linsen in der Atomoptik hängen von v_L ab. Dies führt durch die longitudinale Geschwindigkeitsverteilung zum atomoptischen Analogon der chromatischen Aberration von Linsen.

Bei den transversalen Geschwindigkeiten sind zwei Punkte zu beachten. Erstens können Atome die Potentialwälle der Stehwelle überwinden, wenn ihre transversale, kinetische Energie groß genug ist. Diese Atome können durch die Lichtmaske nicht fokussiert werden. Zweitens führen diese Geschwindigkeiten zu einer Verschmierung der durch die Stehwelle erzeugten Strukturierung [18]. Dies wirkt sich umso stärker aus, je größer die Fokusslänge der Atome ist. In der Lichtoptik entspricht dies der Abbildung eines endlich großen Gegenstands in einer endlichen Entfernung mit einer Linse. Für die Vergrößerung γ dieser Abbildung gilt

$$\gamma = \frac{B}{G} = \frac{B}{G} \frac{g}{f} - 1$$

mit

- B = Bildgröße
- G = Gegenstandsgröße
- g = Gegenstandsweite
- b = Bildweite
- f = Brennweite der Linse

Mit einer kürzeren Brennweite wird die Vergrößerung kleiner. So verhält es sich auch in der Atomoptik: je schneller die Atome fokussiert sind (kürzere Brennweite), desto weniger wirken sich die transversalen Geschwindigkeiten aus.

2.2.3 Schiefes Einlaufen des Atomstrahls

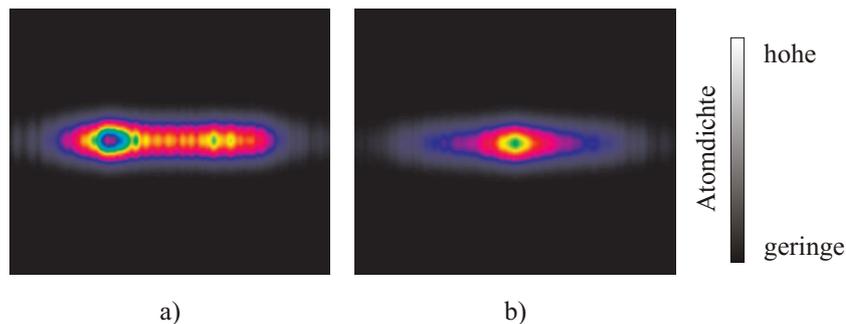


Abbildung 2.4: Effekt des Einfallswinkels des Atomstrahls in die Stehwelle auf das Atomstrahlprofil im Fernfeld: **a)** Atomstrahl um 2 mrad gegen die Stehwelle verkippt. **b)** senkrechter Einfall des Atomstrahls.

Zum Schluß sei noch der Effekt erwähnt, der bei schiefem Einfall des Atomstrahls auf die Lichtmaske auftritt. Abb. 2.4a) zeigt einen simulierten¹ Atomstrahlquer-

¹Die Simulation arbeitet genauso, wie die Simulation, die die Atomdichte im Ergebniskapitel simuliert hat. Auch hier wurden experimentell bestimmte Größen als Parameter verwendet.

schnitt im Fernfeld der Stehwelle, wenn der Atomstrahl die Stehwelle unter einem Winkel von 2 mrad trifft. Die sichtbaren senkrechten Strukturen sind ein Artefakt der Simulation.

Dieser Strahlquerschnitt weist zwei Maxima auf. Das ist das typische Kennzeichen dafür, daß der Atomstrahl die Lichtmaske nicht senkrecht trifft. Dies hätte bei der Belichtung eines Substrates Abbildungsfehler zur Folge, die das Auflösungsvermögen des Verfahrens herabsetzten. In der Apparatur gibt es zwei Möglichkeiten, um den Atomstrahl senkrecht zur Lichtmaske zu justieren (vgl. Abschnitt 4.2.2). Zum Vergleich zeigt Abb. 2.4b) den Atomstrahlquerschnitt, wenn der Atomstrahl die Stehwelle senkrecht trifft.

Kapitel 3

Der holographische Spiegel

Bisherige Experimente zur Atomlithographie benutzten Spiegelanordnungen, um Lichtmasken durch Interferenz mehrerer Laserstrahlen zu erzeugen. Dieses Verfahren wird für kompliziertere Lichtmasken, bei der sehr viele Strahlen zur Interferenz gebracht werden müssen, unpraktikabel. Die Idee des vorliegenden Experiments ist es, diese Lichtmaske durch Auslesen eines Hologramms zu erzeugen. Zur Speicherung des Hologramms wird ein Kristall aus Lithiumniobat benutzt.

In diesem Kapitel werden daher die wichtigsten Eigenschaften von Hologrammen und Lithiumniobat beschrieben. Das Hologramm im Kristall wird in Reflektion ausgelesen. Aus diesem Grund wird der Kristall auch als holographischer Spiegel bezeichnet. Er wurde freundlicherweise von K. Peithmann, Universität Osnabrück angefertigt und uns zur Verfügung gestellt.

3.1 Hologramme

In der üblichen Photographie wird eine von einem Objekt ausgegangene Lichtwelle („Signalwelle“) $\mathbf{S}(\vec{r}) = E_S(\vec{r}) e^{i\varphi_S(\vec{r})}$ mit einer Linse auf einen Film abgebildet und dieser gemäß der Intensität $I(\vec{r}) \sim |\mathbf{S}(\vec{r})|^2 = E_S^2(\vec{r})$ geschwärzt (Abb. 3.1).

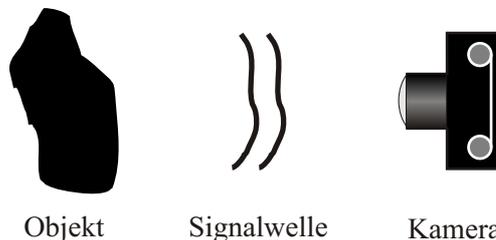


Abbildung 3.1: Photographie eines Objektes: die Signalwelle \mathbf{S} wird auf den Film abgebildet und die Intensität $I(\vec{r}) = |\mathbf{S}(\vec{r})|^2 = E_S^2(\vec{r})$ wird gespeichert. Die Information über die Phase geht verloren.

Dies bedeutet aber, daß *nur* die Information über die Intensität, also der Amplitu-

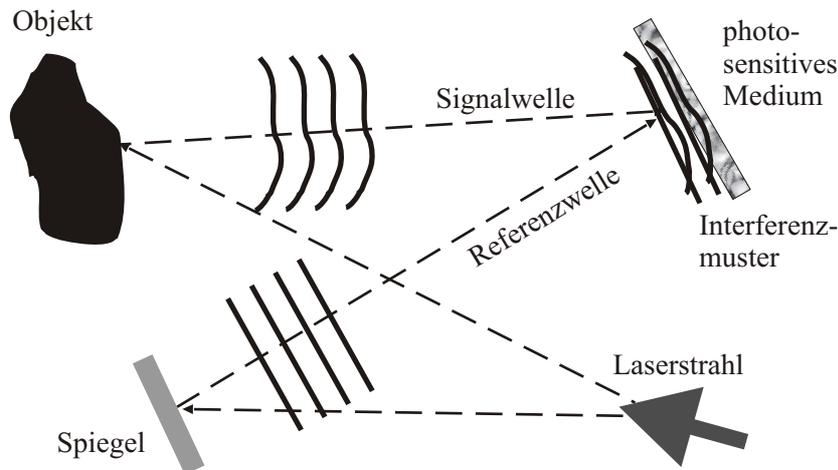


Abbildung 3.2: Aufnahme eines Hologramms.

de $E_S(\vec{r})$, der Signalwelle gespeichert wird, nicht die der Phase $\varphi_S(\vec{r})$. Diese geht verloren.

Das ist anders bei der Holographie, wie der Name (griechisch $\sigma\lambda\omicron\varsigma$ = ganz, $\gamma\rho\alpha\varphi\epsilon\iota\nu$ = schreiben) andeuten soll. Hierbei werden sowohl Amplitude und Phase der Signalwelle gespeichert. Das Verfahren wurde 1948 von D. Gabor für die Elektronenmikroskopie entwickelt [19]. Das Prinzip ist in Abb. 3.2 skizziert.

Ein ausreichend kohärenter Laserstrahl wird mit einem Strahlteiler aufgeteilt und dient erstens zur Beleuchtung des Objekts, also zur Erzeugung der Signalwelle, und zweitens als Referenzwelle. Die beiden Strahlen werden überlagert und erzeugen ein Interferenzmuster. Dieses Muster wird in einem photosensitiven Medium aufgezeichnet. Die gesamte Information über die Signalwelle ist in dem entstehenden Interferenzmuster vorhanden, das in dem photosensitiven Medium gespeichert wird. Dies kann durch Schwärzung (z. B. mit Silberhalogeniden) oder, wie im holographischen Spiegel, durch Brechungsindexänderungen erfolgen. Im ersten Fall spricht man von „Amplitudenhologrammen“, im zweiten von „Phasenhologrammen“ [20]. Da die gesamte Information über die Signalwelle aufgezeichnet wird, kann man mit dem Hologramm ein vollständiges 3 dimensionales Bild des Objektes rekonstruieren. Wie dies möglich ist, wird im folgenden erläutert.

3.1.1 Schreiben von Hologrammen

Abb. 3.3 zeigt den Fall zweier überlagerter ebener Wellen gleicher Wellenlänge λ mit Wellenvektoren \vec{k}_R und \vec{k}_S , die sich unter dem Winkel 2θ schneiden.

Die Intensitätsverteilung hat die Form¹

¹ \mathbf{R}^* bezeichnet die zu \mathbf{R} komplex konjugierte Größe.

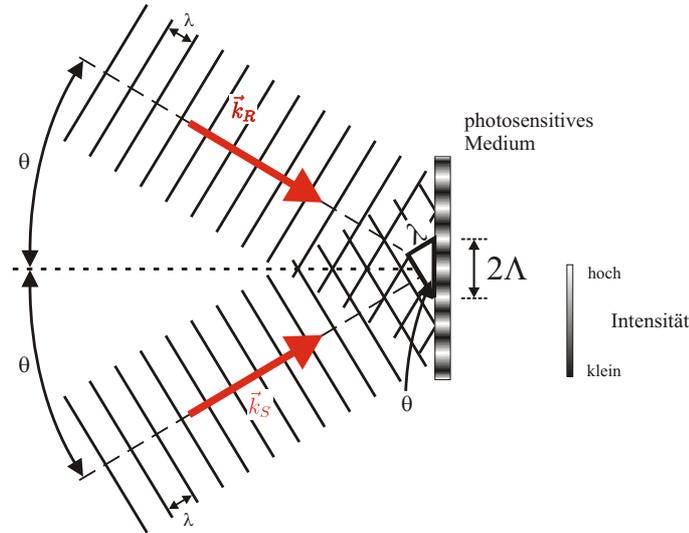


Abbildung 3.3: Interferenz zweier ebener Wellen mit Wellenvektoren $\vec{k}_{R/S}$ und Wellenlänge λ , die sich unter dem Winkel 2θ überlagern. Bei beiden Strahlen sind Wellenzüge eingezeichnet. Die Regionen maximaler Intensität haben den Abstand Λ .

$$\begin{aligned} I(\vec{r}) &\sim \left(\mathbf{R}(\vec{r}) + \mathbf{S}(\vec{r}) \right) \left(\mathbf{R}(\vec{r}) + \mathbf{S}(\vec{r}) \right)^* \\ &= E_R^2 + E_S^2 + \mathbf{R}^* \mathbf{S} + \mathbf{R} \mathbf{S}^*. \end{aligned} \quad (3.1)$$

Interferenz zweier ebener Wellen Gleichung (3.1) gilt für beliebige interferierende Wellen. Für zwei ebene Wellen² als Referenz- ($\mathbf{R}(\vec{r}) = E_R e^{i(\vec{k}_R \vec{r} - \omega t + \alpha_R)}$) und Signalwelle ($\mathbf{S}(\vec{r}) = E_S e^{i(\vec{k}_S \vec{r} - \omega t + \alpha_S)}$) wird dies zu

$$\begin{aligned} I(\vec{r}) &\sim I_R + I_S + 2E_R E_S \cos(\varphi_R(\vec{r}) - \varphi_S(\vec{r})) \\ &= I_R + I_S + 2E_R E_S \cos((\vec{k}_R - \vec{k}_S) \vec{r} - (\alpha_R - \alpha_S)) \end{aligned}$$

Der Wichtige ist der letzte Term. Hieran erkennt man, daß sowohl die Amplitude E_S wie auch die relative Phase $\alpha_R - \alpha_S$ gespeichert wird.

Es ist wesentlich, daß Referenz- und Signalstrahl kohärent sind, da $\alpha_R - \alpha_S$ sonst zeitlich nicht konstant ist und das entstehende Interferenzmuster verwaschen wird. Dies war ein großes Problem in den Anfängen der Holographie. Erst mit der Entwicklung des Lasers 1960 wurde eine Lichtquelle verfügbar, die die Holographie stark vereinfachte.

²Komplexere Signalwellen kann man durch Fouriertransformation auf diesen Fall zurückführen [20].

Die Regionen maximaler Intensität sind Ebenen, die auf $\vec{K} = \vec{k}_R - \vec{k}_S$ senkrecht stehen. Abbildung 3.3 kann man deren Abstand $\Lambda = \frac{\lambda}{2} \sin(\theta)$ entnehmen. Insgesamt gelten die Beziehungen³

$$\begin{aligned} |\vec{k}_R| &= |\vec{k}_S| := k \\ \lambda &= \frac{2\pi}{k} \\ \vec{K} &= \vec{k}_R - \vec{k}_S \\ \Lambda &= \frac{\lambda}{2} \sin(\theta) = \frac{2\pi}{|\vec{K}|} \end{aligned}$$

Speicherung der Information in Phasenhologrammen Die folgenden Betrachtungen gelten für Phasenhologramme, der Fall der Amplitudenhologramme läuft analog (siehe unten). Im photosensitiven Medium wird der Brechungsindex entsprechend der Intensitätsverteilung während des Schreibprozesses moduliert. Dies drückt man durch den Parameter τ aus, der eine Funktion dieser Intensität ist. Beim Auslesen bewirkt die Brechungsindexmodulation eine Änderung der Phase φ der Referenzwelle [21]

$$\begin{aligned} \tau &= \tau(I) \\ &= e^{i\varphi(I)}. \end{aligned} \tag{3.2}$$

Die Phasenänderung von $\varphi(I)$ ist in erster Näherung von der Form

$$\varphi(I) = a' + b' I$$

mit reellen Konstanten a' und b' , die vom Speichermedium abhängen. [22]. Die Phasenänderung τ (Gleichung (3.2)) kann man für kleine I nähern:

$$\begin{aligned} \tau &\approx 1 + i\varphi \\ &= \underbrace{1 + ia'}_a + \underbrace{ib'}_b I \\ &\stackrel{(3.1)}{=} a + b(E_R^2 + E_S^2 + \mathbf{R}^* \mathbf{S} + \mathbf{R} \mathbf{S}^*), \end{aligned}$$

wobei a und b komplexe Konstanten sind. Die Information ist nun im Parameter τ gespeichert.

³Diese Beziehungen gelten nur im Vakuum, bzw. in Medien mit Brechungsindex 1. Andernfalls muß man den Brechungsindex berücksichtigen.

3.1.2 Auslesen von Hologrammen

Um die im Hologramm gespeicherte Information wieder auszulesen, wird die Referenzwelle auf das Hologramm eingestrahlt (Abb. 3.4).

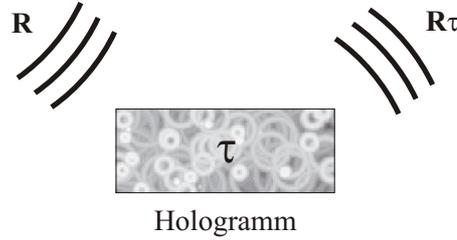


Abbildung 3.4: Auslesen eines Hologramms.

Das Ergebnis ist das Produkt $\mathbf{R}\tau$:

$$\begin{aligned}
 \mathbf{R}\tau &= \mathbf{R}(a + bI) \\
 &= \mathbf{R}(a + b(E_R^2 + E_S^2 + \mathbf{R}\mathbf{S}^* + \mathbf{R}^*\mathbf{S})) \\
 &= \underbrace{(a + bE_R^2 + bE_S^2)\mathbf{R}}_1 + \underbrace{b\mathbf{R}^2\mathbf{S}^*}_2 + \underbrace{bE_R^2\mathbf{S}}_3.
 \end{aligned} \tag{3.3}$$

Die einzelnen Terme liefern:

1. Konstante · **Referenzwelle** \Rightarrow abgeschwächte Referenzwelle.
2. Phasenkonjugierte Welle \Rightarrow Liefert einen Beitrag zum Hintergrund [20]. Liefert \mathbf{E}_S^* , wenn man mit \mathbf{E}_R^* ausliest (siehe Abschnitt 3.1.4).
3. Konstante · **Signalwelle** \Rightarrow ergibt das gewünschte Signal.

Der wichtigste Term ist also der Letzte. Er ist proportional zu \mathbf{S} , es wird eine zur Signalwelle proportionale Welle rekonstruiert.

Diese Betrachtungen galten für Phasenhologramme. Bei der Rekonstruktion wird die Referenzwelle phasenmoduliert und erzeugt so die Signalwelle. Bei den Amplitudenhologrammen wird die Referenzwelle amplitudenmoduliert. Das photosensitive Medium speichert die Information in der Änderung der Transmission. Der Parameter τ , der auch als „Schwärzung“ bezeichnet wird, ist dann reell. Ansonsten funktioniert das Auslesen analog. Der Vorteil von Phasenhologrammen ist die größere Effizienz, da in diesem Fall kein Licht absorbiert wird.

3.1.3 Bragg-Bedingung

Bisher ist noch nicht über die Größe des photosensitiven Mediums gesprochen worden. Dies hat einen wesentlichen Einfluß auf die Ausleseigenschaften eines Hologramms. Dies betrifft den Fall, daß die Ausdehnung des Mediums l sehr viel größer ist als der Abstand Λ der Intensitätsmaxima von Abb. 3.3, also

$$l \gg \Lambda.$$

In diesem Fall spricht man von einem „Volumenhologramm“. Soll ein Volumenhologramm ausgelesen werden, indem man die Referenzwelle einstrahlt, so erhält man ein maximales Signal nur dann, wenn die Bedingung⁴

$$2\Lambda \sin \theta = \lambda \quad (3.4)$$

erfüllt ist, wie man aus Abb. 3.5 entnehmen kann:

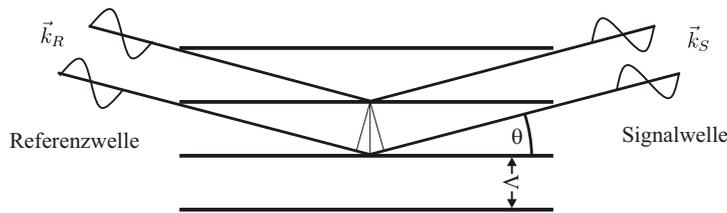


Abbildung 3.5: Der Abstand der Netzebenen ist Λ . Damit eine Welle an dem Gitter effizient gebeugt wird, muß der Gangunterschied zwischen den einzelnen Teilwellen der Wellenlänge entsprechen (Beugung 1. Ordnung). Dadurch liegt die Kombination (λ, θ) fest. Es gilt $\vec{k}_S = \vec{k}_R + \vec{K}$.

Diese Bedingung wird Bragg-Bedingung genannt, da W. L. Bragg sie für Beugung von Röntgenstrahlung an Kristallnetzebenen abgeleitet hat. Sie gilt genauso für Volumenhologramme, da die Referenzwelle an vielen Gitterperioden gebeugt wird und die Teilwellen für ein effizientes Signal konstruktiv interferieren müssen. Die Konsequenz ist, daß das Hologramm sehr winkel- und wellenlängenselektiv wird. Dies ist bei uns der Fall und wird durch die experimentellen Resultate bestätigt (siehe Abschnitt 3.3.4).

Man kann sich diese Bedingung auch mit Hilfe der Impulserhaltung klarmachen [23]. Abb. 3.6 zeigt die Wellenvektoren des Referenz- und des rekonstruierten Signalstrahls.

Beugung ist im Photonenbild ein elastischer Streuprozess, d. h. der Betrag des Wellenvektors ändert sich nicht, nur seine Richtung, also

$$|\vec{k}_R| = |\vec{k}_S| = \frac{2\pi}{\lambda}.$$

Aus Abb. 3.6 kann man

$$\sin(\theta) = \frac{K}{2} \frac{1}{k} = \frac{2\pi}{2\Lambda} \frac{\lambda}{2\pi} \quad (3.5)$$

$$\Rightarrow \Lambda = \frac{\lambda}{2} \frac{1}{\sin(\theta)} \quad (3.6)$$

⁴Auch hier muß man gegebenenfalls den Brechungsindex noch berücksichtigen.

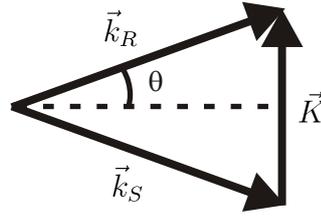


Abbildung 3.6: Impulserhaltung bei der Beugung: Das Gitter mit Gittervektor \vec{K} ändert nur die Richtung, nicht den Betrag des k-Vektors der einlaufenden Welle. Es gilt $\vec{k}_S = \vec{k}_R + \vec{K}$.

entnehmen, also dieselbe Bedingung wie oben.

Man kann ein gegebenes Hologramm an eine bestimmte Auslesewellenlänge anpassen, indem die Bragg-Bedingung durch geeignete Veränderung des optischen Gitters für diese Wellenlänge erfüllt wird. Dies geht relativ einfach durch thermische Ausdehnung, wenn das Hologramm in einem Kristall gespeichert wurde. Diese Methode war auch beim benutzten Kristall erforderlich. (siehe Abschnitt 3.3.4).

3.1.4 Konjugiertes Auslesen

Konjugation der komplexen Feldstärke \mathbf{E} heißt, daß die Ausbreitungsrichtungen der Wellen umgekehrt werden. Liest man mit \mathbf{R}^* aus, so ergibt sich statt Gleichung (3.3)

$$\mathbf{R}^* \tau = \underbrace{(a - bE_R^2 + bE_S^2)}_1 \mathbf{R}^* + \underbrace{bE_R^2 \mathbf{S}^*}_2 + \underbrace{b\mathbf{R}^2 \mathbf{S}}_3.$$

Diesmal erzeugt der zweite Term das Signal und der erste und dritte sind Artefakte. In diesem Fall wird eine zu \mathbf{S}^* proportionale Welle rekonstruiert. D. h. konjugiert man die Referenzwelle, so erhält man die konjugierte Signalwelle (siehe Abb. 3.7).

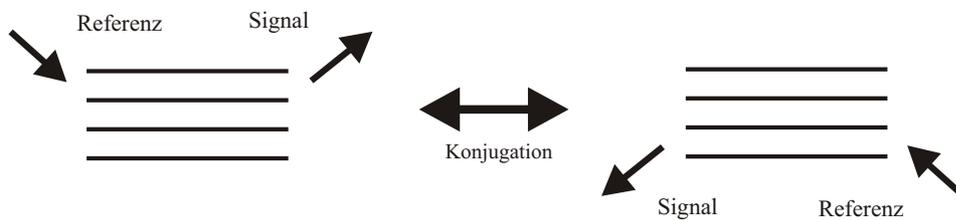


Abbildung 3.7: Konjugiertes Auslesen. Hierbei werden alle Strahlrichtungen umgekehrt.

3.2 Eigenschaften von eisendotiertem Lithiumniobat

In diesem Abschnitt wird beschrieben, wie man Hologramme in Lithiumniobat speichern kann. Die Speicherung geschieht dabei durch die Änderung des Brechungsindex; es handelt sich also um Phasenhologramme.

3.2.1 Lichtinduzierte Modulation des Brechungsindex in Lithiumniobat (Photorefraktion)

Eisendotiertes Lithiumniobat ($\text{LiNbO}_3\text{:Fe}$) besitzt zwei wesentliche Eigenschaften, die wir ausnutzen, um ein Hologramm in ihm speichern zu können. Es ist photokonduktiv und photorefraktiv.

Photokonduktiv bedeutet, daß im Kristall, der zunächst ein Nichtleiter ist, durch Beleuchtung freie Elektronen entstehen, die sich im Kristall bewegen können. Die Eisendotierung liegt als Fe^{2+} - und Fe^{3+} -Ionen vor, also als Störstellen mit zwei Valenzzuständen [23]. Die Fe^{2+} -Ionen fungieren als Elektronenlieferanten, die Fe^{3+} -Ionen als Fallen für freie Elektronen. Ihre energetische Lage ist in Abb. 3.8 dargestellt.

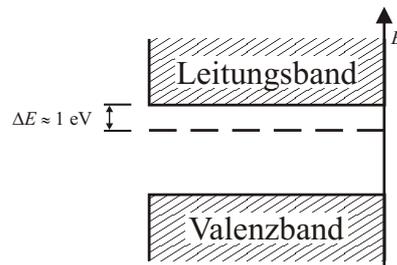


Abbildung 3.8: Die Energieniveaus der Eisenionen liegen in der Bandlücke des LiNbO_3 -Kristalls. Die thermische Energie ist kleiner als ΔE und reicht nicht aus, um Elektronen effizient in das Leitungsband anzuregen.

Der Abstand ΔE der Energieniveaus der Ionen zum Leitungsband des Kristalls beträgt etwa 1 eV. Die thermische Energie (bei Raumtemperatur $\approx 0,03$ eV) reicht nicht aus, um Elektronen effizient in das Leitungsband anzuregen. Erst durch Bestrahlung mit Licht ausreichender Energie (optischer Wellenlängenbereich, grünes oder evtl. rotes Licht [24]) ist dies möglich.

Photorefraktion heißt, daß der Brechungsindex in dem Material lokal durch ungleichmäßige Beleuchtung moduliert wird [25]. Zur Illustration dieses Effekts betrachten wir den Fall einer 1-dimensionalen Stehwelle in z -Richtung, also einer Intensitätsverteilung $I \sim \cos^2(kz)$ (siehe Abb. 3.9).

In den Regionen hoher Intensität werden Elektronen in das Leitungsband des Kristalls angeregt.

Aufgrund des Volumenphotovoltaischen Effekts [24] bewegen sich die Elektronen von den Fe^{3+} -Ionen weg, die sie abgegeben haben.⁵ Dadurch kommt es zu einer nichtverschwindenden Raumladungsverteilung im Kristall, da die Fe^{3+} -Ionen bei Raumtemperatur unbeweglich sind und der Bewegung der Elektronen nicht folgen können. Diese Raumladungsverteilung erzeugt elektrische Felder E_{sc} , die ihrerseits über den linearen elektro-optischen Effekt den Brechungsindex im Kristall modulieren.

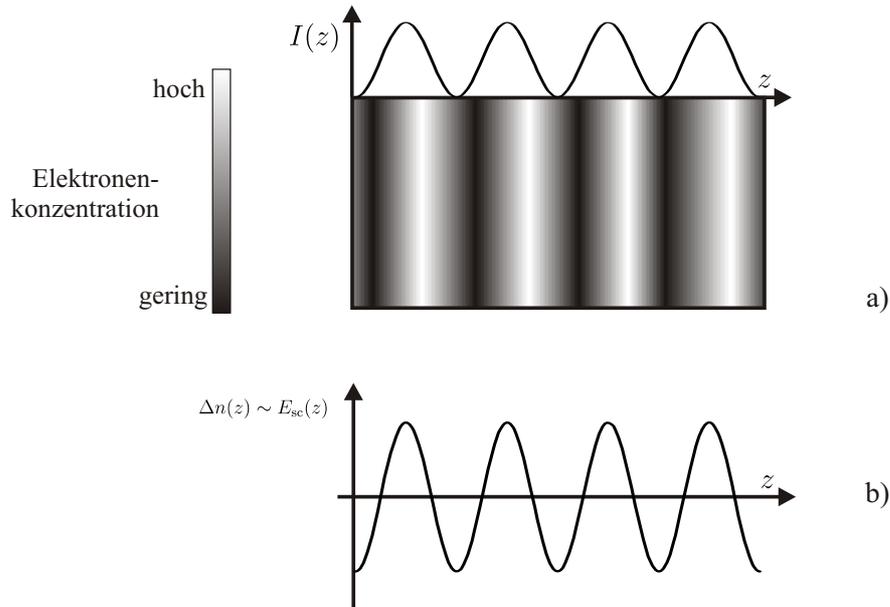


Abbildung 3.9: Photorefraktiver Effekt: **a)** Die modulierte Intensitätsverteilung $I(z)$ regt Elektronen an, die sich aufgrund des Photovoltaischen Effekts im Kristall bewegen. Es bildet sich eine Raumladungsverteilung aus. **b)** Diese erzeugt elektrische Felder, die den Brechungsindex $n(z)$ modulieren.

Wenn das anregende Licht wieder ausgeschaltet wird, werden die Elektronen thermisch angeregt, mit der Zeit wieder zu ihren ursprünglichen Positionen zurückkehren und dort rekombinieren. Dies hat zur Folge, daß die Raumladungsverteilung wieder verschwindet und damit auch die elektrischen Felder und die Brechungsindexmodulation. Um die Modulation ohne die anregenden Lichtfelder wieder herstellen zu können, muß man sich einer weiteren Technik, dem Thermischen Fixieren⁶, bedienen.

3.2.2 Thermisches Fixieren

Um vom anregenden Licht unabhängig zu sein, nutzt man aus, daß im Kristall befindliche H^+ -Ionen bei Raumtemperatur unbeweglich sind, sich bei höheren Tem-

⁵Ebenso führen Drift und Diffusion der Elektronen zu einer Ladungsverschiebung. Der Volumenphotovoltaische Effekt dominiert hier aber. [24]

⁶Es gibt weitere Mechanismen zur Fixierung [26], die aber außer acht gelassen werden.

peraturen jedoch im Kristall bewegen können.

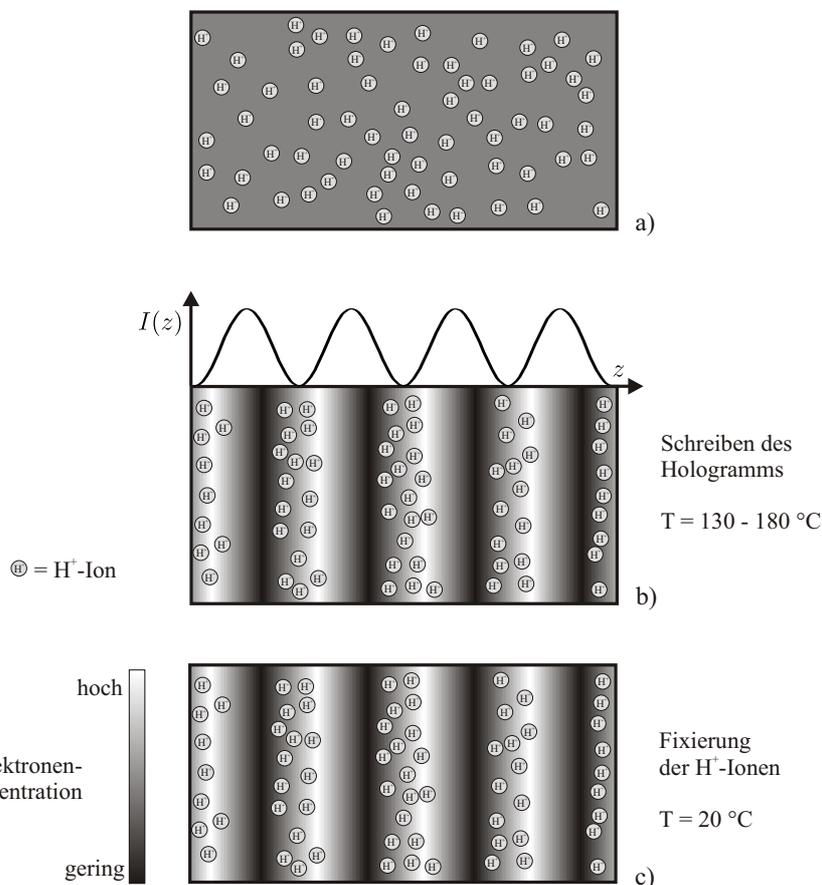


Abbildung 3.10: Thermisches Fixieren: **a)** Zuerst sind die Elektronen und H⁺-Ionen gleichmäßig über den Kristall verteilt. **b)** Durch die inhomogene Beleuchtung driften die Elektronen in Regionen geringerer Intensität. Die bei 130 °C–180 °C beweglichen H⁺-Ionen kompensieren die entstandenen Raumladungen. **c)** Nach dem Abkühlen sind die H⁺-Ionen fixiert. Durch homogene Beleuchtung wird die Modulation der Elektronenverteilung gegen die H⁺-Ionenverteilung verschoben.

Beim thermischen Fixieren geht man vor wie im vorigen Abschnitt erläutert, allerdings heizt man den Kristall auf eine Temperatur von etwa 130 °C–180 °C auf [27] (vgl. Abb. 3.10). Hat sich aufgrund des Volumenphotovoltaischen Effekts eine stabile Raumladungsverteilung ausgebildet und läßt man diesen Zustand lange genug bestehen, so folgen die H⁺-Ionen aufgrund der Coulomb-Wechselwirkung den Elektronen, und zwar so lange, bis sich die Raumladungen der H⁺-Ionen und Elektronen aufheben. Die Elektronenverteilung wird in eine Verteilung der H⁺-Ionen umkopiert. Läßt man den Kristall wieder auf Raumtemperatur abkühlen, werden die Ionen an den Stellen, an denen sie sich jetzt befinden, fixiert. Dadurch ist deren Verteilung dauerhaft gespeichert. Zu diesem Zeitpunkt gibt es noch keine elektrischen Felder im Kristall, da sich die Elektronen- und H⁺-Ionenladungen kompensieren. Beleuchtet

man diesen aber nun homogen, so verschieben sich die Verteilungen wieder aufgrund des Volumenphotovoltaischen Effekts gegeneinander. Die Ladungen kompensieren sich nicht mehr, so daß sich insgesamt eine Raumladungsverteilung ausbildet, die entsprechende elektrische Felder zur Folge hat.

Die mit dieser Technik erzeugbaren BI-Modulationen sind von der Größenordnung 10^{-4} [27]. Um hiermit hohe Reflexionseffizienzen zu erzielen ist es nötig sehr viele Perioden dieser Modulation in den Kristall zu schreiben, also ein Volumenhologramm zu benutzen, was die oben beschriebenen Konsequenzen für die Ausleseigenschaften hat.

3.3 Eigenschaften des holographischen Spiegels

In diesem Abschnitt wird die Geometrie der mit Hilfe des holographischen Spiegels erzeugten Strahlen und die daraus resultierende Lichtmaske vorgestellt. Bevor der holographische Spiegel im Experiment eingesetzt wurde, wurde die Abhängigkeit der Intensitäten der rekonstruierten Strahlen von der Polarisation und Einfallswinkel der Referenzwelle sowie der Temperatur des Kristalls gemessen. Ziel dieser Messungen war es, die Intensität der rekonstruierten Strahlen bei fester Temperatur und festem Winkel gleichzeitig zu maximieren. Dies ist wesentlich für die Symmetrie und optimale Modulation der Intensität in der Lichtmaske.

3.3.1 Strahlgeometrie

Abb. 3.11 zeigt die mit dem holographischen Spiegel erzeugte Strahlgeometrie. Die einlaufende Referenzwelle (Strahl II) wird in zwei in die Gegenrichtung laufende Signalwellen (Strahl I und III) abgebeugt. Diese beiden Signalwellen liegen symmetrisch zu Strahl II und schließen mit ihm jeweils einen Winkel von 1° ein. Alle drei Strahlen liegen in einer horizontalen Ebene.

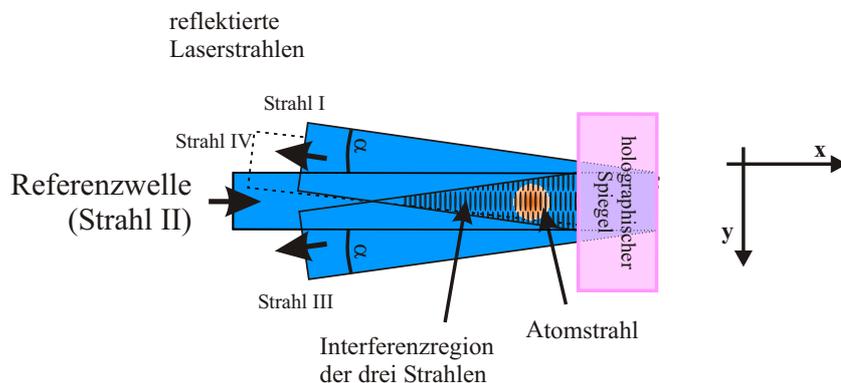


Abbildung 3.11: Strahlgeometrie, die der holographische Spiegel erzeugt. Strahl II liest das Hologramm aus und wird in die Strahlen I und III abgebeugt. Strahl IV wird durch ein parasitäres Gitter im Kristall erzeugt.

Es tritt noch ein vierter Reflex (Strahl IV, Abb. 3.11) auf, der in die Richtung der Strahl I und III läuft. Er verläuft näher an Strahl I und schließt mit Strahl II einen Winkel von $0,25^\circ$ ein. Es kann sich nicht nur um einen Oberflächenreflex handeln, da seine Intensität, wie die der anderen beiden Strahlen, winkelabhängig ist. Dieser Reflex wird durch ein weiteres, parasitäres holographisches Gitter im Kristall erzeugt. Dieses ist beim Schreiben des Hologramms durch Interferenz eines Reflexes von der Rückseite des Kristalls mit Strahl II entstanden.

Die jeweiligen relativen Intensitäten (bezüglich Strahl II) betragen

- 15 % für die gewünschten Strahlen I und III.
- 5 % für Strahl IV.

3.3.2 Die Lichtmaske

Die Strahlen I, II und III interferieren direkt vor dem holographischen Spiegel und erzeugen so die gewünschte Lichtmaske. Eine Simulation der Maske zeigt Abb. 3.12. Das Muster besteht aus parallelen Linien, die einen Abstand von 426 nm haben. Diese Linien werden mit einer Periode von $24,4\text{ }\mu\text{m}$ unterbrochen und laufen versetzt weiter. Die Berechnung dieser Periodizitäten findet sich in Anhang A.

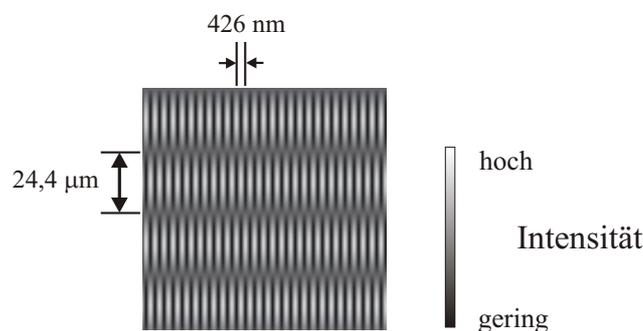


Abbildung 3.12: Das Interferenzmuster, das die drei Strahlen erzeugen (Simulation). Die hellen Bereiche entsprechen Regionen hoher Intensität.

Strahl IV sorgt dafür, daß das Lichtmuster nicht mehr völlig regelmäßig ist. Die Linien, die im obigen Fall an den Versetzungen aufhören, sind nun über die Versetzung hinweg mit „verbogenen“ Linien verbunden. Dies hat zur Folge, daß die Versetzungen nicht über eine ganze Probe hinweg zu sehen sind, sondern zwischendurch aufzuhören scheinen.

3.3.3 Polarisation der Referenzwelle

In vorangegangenen Experimenten wurde festgestellt, daß die Intensitäten der Strahlen I und III von der Polarisation der Referenzwelle abhängen. Diese Abhängigkeit

sollte näher untersucht werden. Dazu wurden die Leistungen der Strahlen gemessen und auf die Leistung der Referenzwelle normiert. Da es hier nur das qualitative Verhalten der Abhängigkeit geht, wurden für beide Graphen die Verteilung auf das jeweilige Maximum normiert. Die Polarisation wurde von 0° bis 180° in 10° -Schritten variiert. 0° bedeutet hierbei senkrechte Polarisation. Die Messung erfolgte mit einem feststehenden Meßkopf, d. h. daß er bei der Messung nicht bewegt wurde, so daß die Intensitäten gut bestimmbar waren. Der Fehler in den Messungen der Leistungen betrug jeweils etwa 2%. Das Ergebnis zeigt Abb. 3.13.

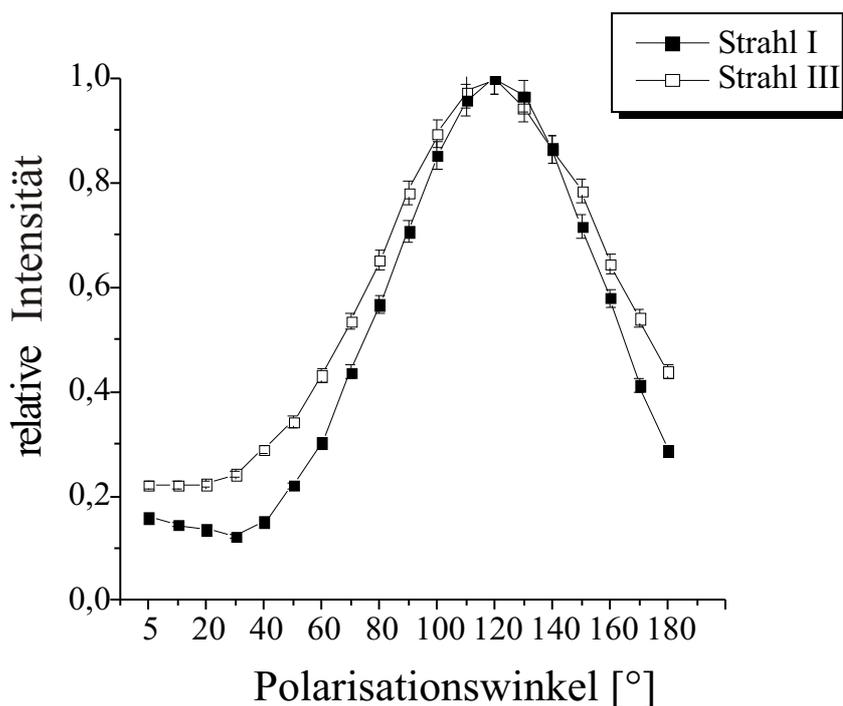


Abbildung 3.13: Gemessene Abhängigkeit der reflektierten Leistung von der Polarisation der Referenzwelle. Die Intensität ist auf die jeweilige maximale Intensität normiert.

Man erkennt eine sehr starke Abhängigkeit der Reflektivitäten von der Polarisation. Sie geht vom Maximalwert fast auf Null zurück, wenn man die Polarisation um 90° dreht. Der genaue Grund hierfür ist nicht bekannt. Es wurde vermutet, daß der Auslesestrahl nicht parallel zur \vec{c} -Achse, einer optischen Achse des Kristalls, einläuft. Dann erführe der Strahl, abhängig von seiner Polarisation, verschiedene Brechungsindizes im Kristall. Da der Auslesestrahl aber parallel zur \vec{c} -Achse einläuft, scheidet diese Möglichkeit aus. Eine andere Erklärungsmöglichkeit wäre der Pockelseffekt, der die Brechungsindexmodulation im Kristall hervorruft. Dieser erzeugt auch eine Doppelbrechung, d. h. eine Abhängigkeit des Brechungsindex von der Polarisation. Wie stark sich dies auswirkte ist aber nicht bekannt.

3.3.4 Winkel- und Temperaturabhängigkeit

Um die Winkelabhängigkeit der Reflektivitäten vom Einfallswinkel der Referenzwelle zu bestimmen, wurde der Kristall mit seinem Halter auf einen drehbaren Tisch geklebt (Abb. 3.14).

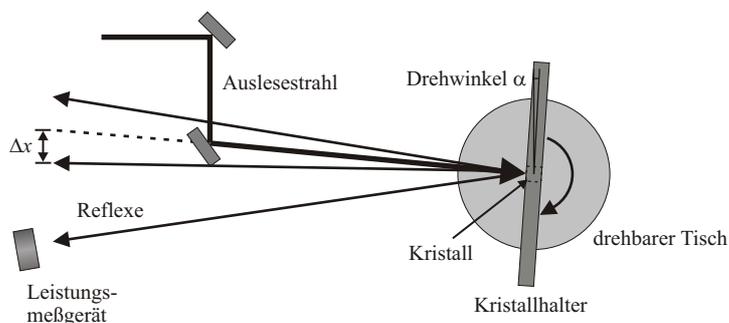


Abbildung 3.14: Winkelabhängigkeit der relativen Intensitäten. Der Abstand Δx des mittleren Reflex von der Richtung des Auslesestrahls wird im Abstand von 1 m vom Kristall mit einer Sensorkarte auf Millimeterpapier gemessen. Die Winkel sind stark übertrieben dargestellt.

Durch Drehen des Tisches konnte der Einfallswinkel des einlaufenden Strahls verändert werden. Als 0° wurde die Stellung festgelegt, bei der Strahl IV genau in Richtung des einlaufenden Strahls zurücklief. Die 0° -Stellung konnte mit einer Sensorkarte, die ein Loch hatte, kontrolliert werden.

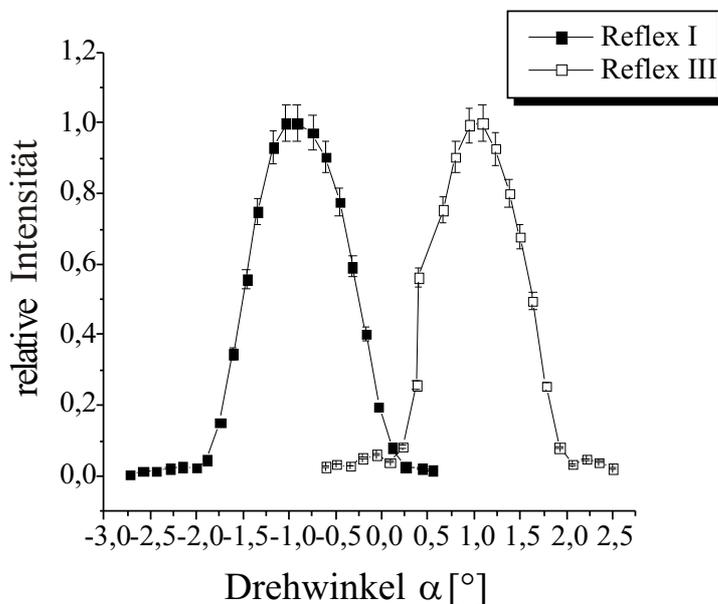


Abbildung 3.15: Winkelabhängigkeit der relativen Intensitäten (normiert auf das jeweilige Maximum) bei 20°C .

Die Referenzwelle lief durch das Loch; Strahl IV traf die Karte ohne seitlichen Versatz knapp darüber. Der Drehwinkel des Kristalls wurde 1 m vom Kristall mit Hilfe von Millimeterpapier gemessen. Da die Winkel sehr klein waren, lieferte die transversale Verschiebung Δx von Strahl IV in mm direkt den Winkel in mrad. Dort wurden auch die Intensitäten in den beiden Strahlen gemessen. Die Messung erfolgte zunächst bei 20 °C. Diesmal mußte die maximale Intensität in den Strahlen mit dem Leistungsmesser per Hand gesucht werden. Der Fehler in den gemessenen Intensitäten sollte daher etwas größer sein und wird mit 5% angenommen. Auch hier und in den übrigen Graphen dieses Abschnitts, wurden die ermittelten Abhängigkeiten der relativen Intensitäten auf die Maxima normiert. Das Ergebnis zeigt Abb. 3.15. An dem Graphen sieht man sehr gut die Konsequenz der Bragg-Bedingung. Wenn man den Kristall nur um $0,5^\circ$ in eine Richtung verdreht, geht die reflektierte Leistung in beiden Reflexen praktisch auf Null zurück.

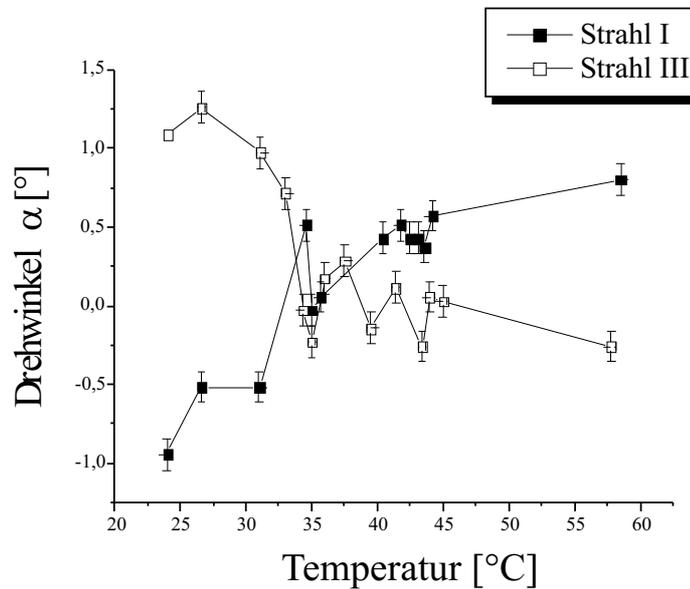


Abbildung 3.16: Gemessene Temperaturabhängigkeit des Drehwinkels α , bei dem die Intensität der Strahlen I und III maximal wird.

Desweiteren erkennt man, daß die Maxima der relativen Intensitäten bei unterschiedlichen Winkeln liegen. Dies bedeutet, daß die Bragg-Bedingung für beide Reflexe nicht gleichzeitig erfüllt werden kann. Im Experiment möchte man aber, wie oben erwähnt, starke Reflexe haben, damit der Intensitätskontrast in der Stehwelle möglichst groß ist. Daher sollten beide Strahlen gleichzeitig maximale Intensität haben. Um dies zu erreichen kann man den Kristall heizen. Durch die thermische Ausdehnung verändern sich die Perioden des Brechungsindexgitters im Kristall und zwar so, daß bei einer bestimmten Temperatur die Maxima der relativen Intensitäten zusammenfallen. Daß dies tatsächlich der Fall ist, wurde mit einer Messung bestätigt, deren Ergebnis Abb. 3.16 zeigt.

Hierbei wurde die Lage der Maxima in Abhängigkeit der Temperatur gemessen. Dazu wurde der Kristall auf eine bestimmte Temperatur aufgeheizt und mit einer Sensorkarte das Intensitätsmaximum der Strahlen durch Verdrehen des Kristalls gesucht. Der Drehwinkel war ebenfalls nicht sehr genau zu bestimmen, es wird ein Fehler von $0,1^\circ$ angenommen.

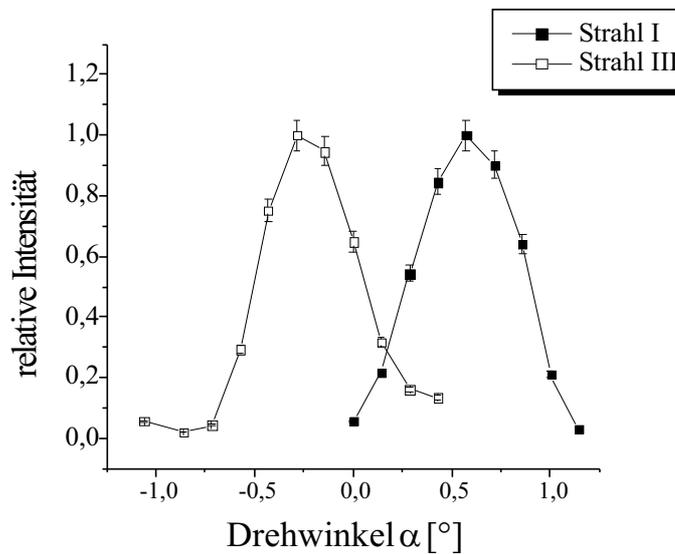


Abbildung 3.17: Winkelabhängigkeit der relativen Intensitäten von Strahl I und III (normiert auf das jeweilige Maximum) bei 45°C . Die Maxima haben, verglichen mit Abb. 3.15, ihre Plätze getauscht.

Außerdem schwankte die Temperatur des Kristall um bis zu $0,3^\circ\text{C}$, was als Fehler in der Temperatur angenommen wird. Trotz der Schwankungen ist zu erkennen, daß sich die Positionen der Maxima verschieben. Im Bereich von $35^\circ\text{C} - 37^\circ\text{C}$ treffen sie aufeinander.

Abb. 3.17 zeigt das Ergebnis einer Messung wie in Abb. 3.15, diesmal aber bei 45°C . Es wurden dieselben Fehler angenommen wie bei der Messung bei 20°C . Die Positionen der Maxima haben sich soweit verschoben, daß sie ihre Lagen fast vertauscht haben.

Um die Temperatur, bei der sie zusammenfallen noch genauer zu bestimmen, wurde die Intensität der Strahlen in Abhängigkeit der Temperatur bei festem Winkel gemessen. Dieser Winkel betrug $\alpha = +0,25^\circ$. Der Kristall wurde auf etwa 45°C aufgeheizt und die Heizung dann ausgeschaltet. Während die Temperatur fiel, wurde die Intensität wieder mit einem feststehenden Leistungsmesser aufgenommen. Der Fehler in der Intensität liegt daher wieder bei 2%, der Fehler in der Temperatur bei $0,1^\circ\text{C}$. Das Resultat zeigt Abb. 3.18. Die relativen Intensitäten haben für beide Strahlen bei 35°C ihr Maximum, das zudem gleich stark ist. Dies gilt für die normierten, wie für die absoluten Intensitäten. Diese Temperatur wurde im Experiment verwendet, um eine optimale Modulation der Lichtmaske zu erreichen.

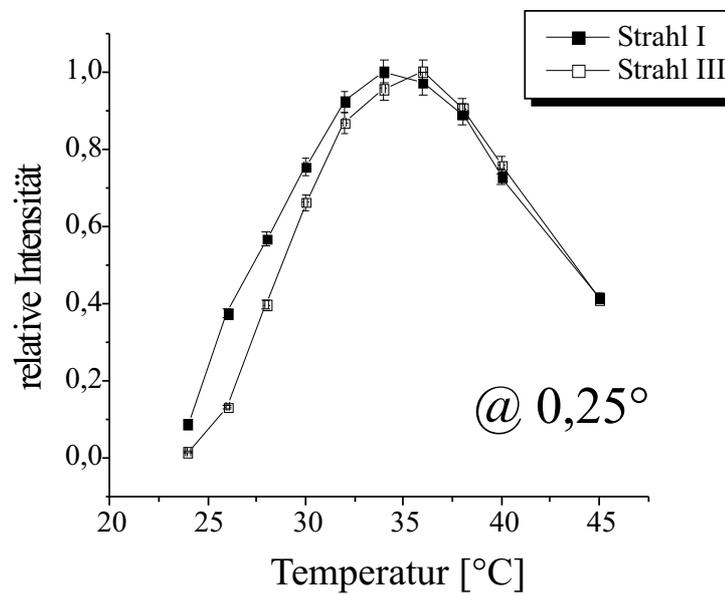


Abbildung 3.18: Relative Intensitäten (normiert auf das jeweilige Maximum) gegen Temperatur des Kristalls bei einem Winkel von $\alpha = +0,25^\circ$. Bei 35°C haben beide Strahlen maximale und gleiche Intensität.

Kapitel 4

Das Lithographieverfahren und der experimentelle Aufbau

In den ersten beiden Kapiteln wurde beschrieben, wie Lichtmasken zur Fokussierung von Atomstrahlen dienen und wie diese Masken mit Hologrammen erzeugt werden können.

In diesem Kapitel wird die experimentelle Realisierung erläutert. Zunächst wird das Lithographieverfahren und dessen einzelne Komponenten beschrieben, danach wird auf den für die Belichtung benötigten Aufbau eingegangen. Als letztes wird die Durchführung einer Belichtung beschrieben.

4.1 Das Lithographieverfahren

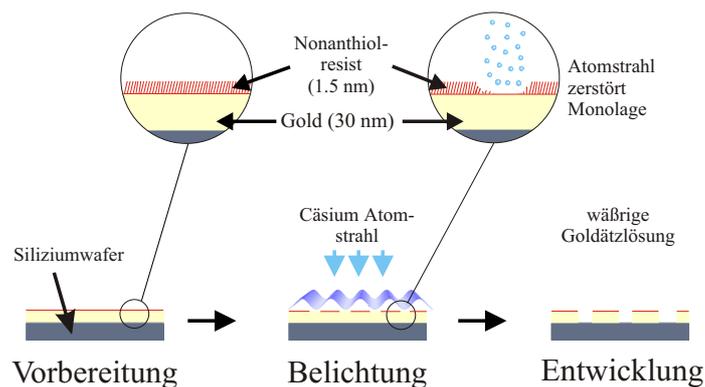


Abbildung 4.1: Das Lithographieverfahren. Nachdem die Resistschicht auf die Goldoberfläche aufgebracht wurde, kann diese durch den Cäsiumatomstrahl zerstört werden. Anschließend wird das Gold an den ungeschützten Stellen durch Ätzen entfernt.

Das Prinzip des Lithographieverfahrens ist in Abb. 4.1 dargestellt. Es ist ein indirektes Verfahren, da zunächst nicht die eigentliche Oberfläche, eine Goldschicht auf

einem Siliziumwafer, strukturiert wird, sondern eine darüberliegende Resistschicht aus Nonanthiol. Dies geschieht mit Hilfe eines Cäsiumatomstrahls, der durch eine stehende Lichtwelle (Lichtmaske) fokussiert wird. An den Stellen, an denen die Atome auf die Resistschicht treffen, wird diese zerstört. In einem zweiten Schritt dient nun die strukturierte Resistschicht als Maske für einen Ätzprozeß, der die Strukturen in die Goldschicht überträgt.

4.1.1 Die Wafer

Die Wafer wurden in der Arbeitsgruppe von Professor Mlynek in Konstanz hergestellt. Sie bestehen aus einer Scheibe einkristallinem Silizium. Abb. 4.2 zeigt einen Querschnitt.

Zunächst wurde hierauf eine 1,5 nm dicke Chromschicht zur Haftvermittlung aufgedampft und darauf schließlich eine 30 nm dicke Goldschicht. Bis zum Gebrauch wird der Wafer in einer Dodekanthiol-Ethanol-Lösung aufbewahrt. Zur Vorbereitung einer Probe wird vom Wafer ein Stück abgebrochen und die Dodekanthiolschicht mit Pirañalösung entfernt. Hierbei handelt es sich um eine Mischung aus einem Teil H_2O_2 (35 %ig) und drei Teilen H_2SO_4 (konzentriert).

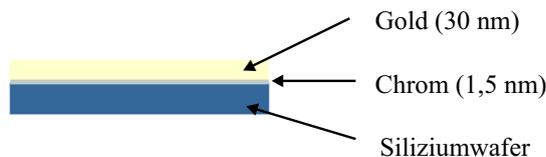


Abbildung 4.2: Querschnitt durch einen der verwendeten Wafer.

Diese Prozedur muß mit großer Vorsicht durchgeführt werden, da die Lösung sehr ätzend ist und stark sprudelt. Das Waferstück wird 4 Minuten darin belassen, wobei darauf geachtet wird, daß es sich ganz in der Lösung befindet. Anschließend wird es mit Wasser abgespült und in eine 1 mM Nonanthiol-Ethanol-Lösung gegeben. Hierin wird sie für mindestens 24 Stunden belassen.

4.1.2 Der Resist: Nonanthiol

Der hier verwendete Resist ist Nonanthiol (Nonylmercaptan, $\text{CH}_3(\text{CH}_2)_8\text{SH}$). Alkanthiole als Resist kommen sowohl in der Lithographie vor, wie auch als zuverlässige Detektoren für Atomstrahlen. Sie werden häufig eingesetzt, da ein einzelnes Nonanthiolmolekül auf einer Oberfläche nur eine Fläche von etwa $21 \text{ \AA}^2 \text{ cm}^2$ [28] beansprucht. Daher besitzt die durch sie gebildete Resistschicht ein hohes Auflösungsvermögen.

Man kann die einzelnen Moleküle durch drei Teile kennzeichnen (vgl. Abb. 4.3a)): Erstens die Kopfgruppe, im Fall von Nonanthiol eine SH-Gruppe. Bringt man einen

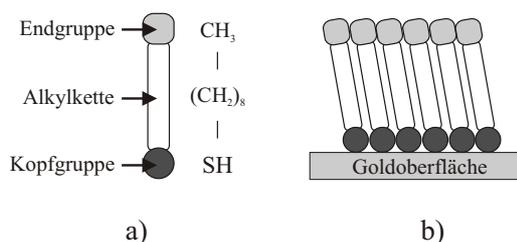


Abbildung 4.3: **a)** Der prinzipielle Aufbau eines Nonanthiols aus Kopfgruppe (SH), Alkylkette $((\text{CH}_2)_8)$ und Endgruppe (CH_3). **b)** Chemisorption der Moleküle mit der Kopfgruppe an die Goldoberfläche. Die Moleküle bilden eine monomolekulare Schicht. (nonanthiol)

Wafer mit Goldoberfläche in eine Nonanthiollösung ein, lagern sich die Nonanthiolsmoleküle spontan an diese Oberfläche an. Dies geschieht, indem sich kovalente, polare Au-S-Bindungen ausbilden (Chemisorption, [28]). Die Nonanthiolsmoleküle stehen nebeneinander auf der Oberfläche und formieren eine monomolekulare Schicht (Abb. 4.3b)). Diese wird als „selbstanordnende Monolage“ (SAM) bezeichnet. Zweitens der mittlere Teil aus CH_2 -Gruppen. Dieser bestimmt die Länge des SAM-Moleküls und deren Neigungswinkel zur Oberfläche, bei Nonanthiol etwa 1 nm [31, 32], bzw. 30° [29, 30]. Drittens die Endgruppe. Diese ist für die Eigenschaften der SAM-Oberfläche verantwortlich.

Da hier eine CH_3 -Gruppe vorliegt, verhält sich die Oberfläche hydrophob und schützt das darunterliegende Gold vor der wässrigen Goldätzlösung.

4.1.3 Der Ätzprozeß

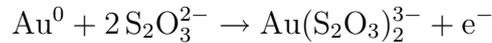
Der Ätzprozeß, der hier verwendet wird, wurde von Xia et al. vorgeschlagen [33]. Ihre wichtigsten Ergebnisse werden hier kurz wiedergegeben. Die Bestandteile der Ätzlösung sind in Tabelle 4.1 aufgelistet.

Name	Formel	Konzentration	Menge auf 100 ml H_2O
Kaliumhydroxid	KOH	1 M	5,61 g
Kaliumthiosulfat	$\text{K}_2\text{S}_2\text{O}_3$	0,1 M	3,94 g
Kaliumhexacyanoferrat (III) (auch Kaliumferricyanid oder rotes Blutlaugensalz)	$\text{K}_3\text{Fe}(\text{CN})_6$	0,01 M	330 mg
Kaliumhexacyanoferrat (IV) (auch Kaliumferrocyanid oder gelbes Blutlaugensalz)	$\text{K}_4\text{Fe}(\text{CN})_6$	0,001 M	37 mg

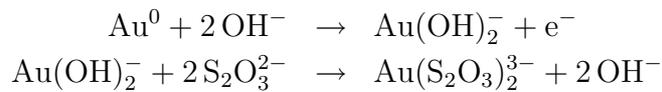
Tabelle 4.1: Bestandteile der Ätzlösung.

Die ablaufende Reaktion besteht aus wenigstens zwei Teilprozessen:

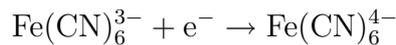
1. Auflösen des Metall (Oxidation des Goldes):



oder



2. Reduktion des Oxidationsmittels $\text{Fe}(\text{CN})_6^{3-}$:



Die Geschwindigkeit des Gesamtprozesses scheint durch die Oxidationsrate des Goldes bestimmt zu sein, da die Ätzrate durch die Konzentrationen von $\text{S}_2\text{O}_3^{2-}$ (das sich an das Gold koordinierende Ligand Thiosulfat) und OH^- bestimmt wird. Die Rolle von OH^- in der Reaktion ist noch nicht vollständig geklärt. Es wird vermutet, daß es sich als koordinierender Ligand verhält oder das Redoxpotential von Gold verringert.

Das Kaliumferrocyanid ($\text{K}_4\text{Fe}(\text{CN})_6$) ist für das Ätzen selbst nicht wichtig. Es verringert aber die Zahl der Defekte in den noch durch die SAM bedeckten Regionen, die durch das Ätzen entstehen. Dies geschieht wahrscheinlich dadurch, daß es das Redoxpotential des Ferri-/Ferrocyanidpaares ($\text{Fe}(\text{CN})_6^{3-}$, $\text{Fe}(\text{CN})_6^{4-}$) herabsetzt.

Das Ätzen wirkt wie ein Polierverfahren. Das Gold wird homogen abgetragen, es entstehen durch das Ätzen keine Rauigkeiten. Zudem sorgt dies für ein hohes Auflösungsvermögen.

Der Vorteil dieser Ätzlösung liegt darin, daß sie weniger giftig und umweltschädlich ist, wie z. B. Lösungen mit freien Cyaniden. Außerdem verläuft das Ätzen sehr viel schneller; 20 nm Gold werden in 8 Minuten abgetragen.

4.2 Der Aufbau

Da man die Belichtung mit einem Atomstrahl durchführt, muß dies in einer Vakuumapparatur geschehen. Diese und alle weiteren für die Belichtung notwendigen Komponenten werden in diesem Abschnitt beschrieben.

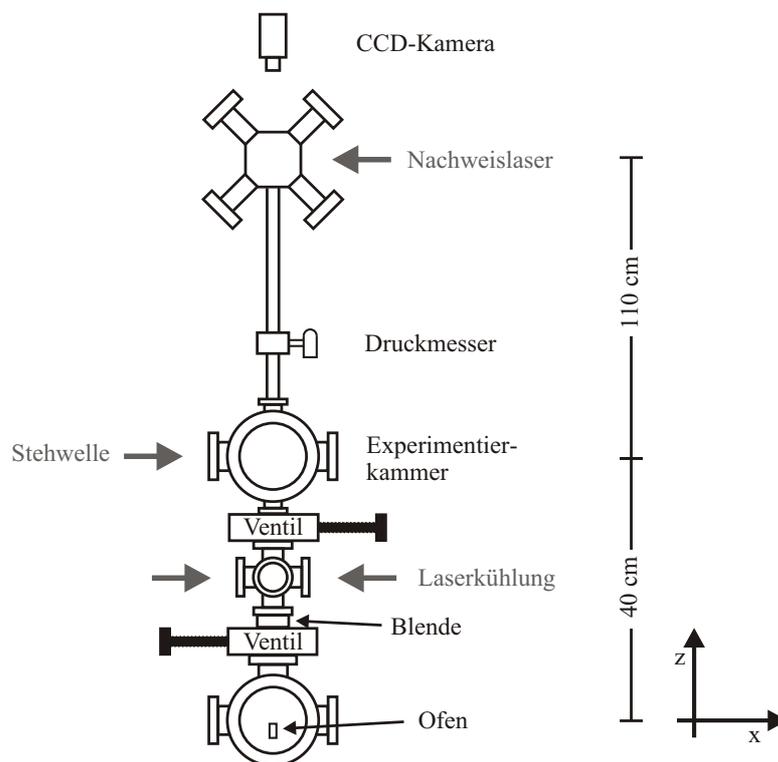


Abbildung 4.4: Die Vakuumanlage.

4.2.1 Die Vakuumanlage

Die Belichtung eines Substrates wird in einer Vakuumanlage durchgeführt, die in Abb. 4.4 gezeigt wird.

Der Atomstrahl läuft senkrecht von unten nach oben. In der untersten Kammer befindet sich der Ofen, der außen mit einer Heizwendel umwickelt ist und an dem ein NiCr/Ni-Draht zur Temperaturmessung angeschraubt ist. Verschluss wird der Ofen von einem Aluminiumdeckel, in dem sich in der Mitte eine Blende von 1 mm Durchmesser befindet. Diese Blende hat einen konischen Querschnitt, damit an ihren Wänden kein Cäsium kondensieren kann und sie verstopft.

Eine weitere Blende dient der Strahlkollimation.

In der folgenden Kammer wird der Atomstrahl mit einer transversalen (lin. \perp lin.) 2-dimensionalen Polarisationsgradientenkühlung kollimiert (vgl. Abschnitt 2.1.2). Ober- und unterhalb dieser Kammer befinden sich 2 Ventile, mit denen die Experimentierkammer von der Ofenkammer getrennt werden kann. Weiterhin dient das untere Ventil als Verschluss für den Atomstrahl während der Belichtung.

Hieran schließt sich die eigentlich Experimentierkammer an. Diese wird detailliert im nächsten Abschnitt beschrieben.

Abgeschlossen wird der Aufbau von einem Topf, der von der Experimentierkammer durch ein 110 cm langes Rohr getrennt ist. Hier wird ein resonanter Nachweislaser

eingestrahlt, mit dem man den Atomstrahl untersuchen kann. Man kann sowohl mit einer Absorptionsmessung den atomaren Fluß im Strahl messen, als auch die Geometrie des Strahl weit von der Stehwelle entfernt anhand des mit einer CCD-Kamera aufgenommenen Fluoreszenzlichtes betrachten.

Ofen- und Experimentierkammer werden mit je einer Turbopumpe evakuiert, so daß getrenntes Belüften und Evakuieren möglich ist. Die Experimentierkammer kann mit Stickstoff belüftet werden. Dies hat den Vorteil, daß kein Wasserdampf in die Apparatur gelangt, was die Abpumpzeiten verkürzt.

4.2.2 Die Experimentierkammer

In der Kammer befindet sich ein Träger, auf den bei der Belichtung das Substrat gelegt wird (Abb. 4.5). Der Träger ist auf eine Platte montiert, in die ein Loch gebohrt wurde, damit sich der Atomstrahl weiter aufwärts bewegen kann. Auf der Platte befindet sich als zweites ein Spiegelhalter, an den ein Halter für den Kristall angeklebt ist. In eine Aussparung dieses Kristallhalters ist der Lithiumniobatkristall geklebt. Auf der Rückseite des Kristallhalters ist ein Heizdraht befestigt, mit dem der Kristall geheizt werden kann. Zwischen dem Kristallhalter und dem Träger befindet sich ein etwa 2 mm breiter Spalt, durch den der Atomstrahl läuft.

Damit es keine Abbildungsfehler dadurch gibt, daß der Atomstrahl die Stehwelle schief trifft, kann zunächst mit dem Spiegelhalter der Kristall orthogonal zum Träger ausgerichtet werden. Genauer wurde es so justiert, daß der Winkel 6 mrad weniger als 90° beträgt, damit das Substrat keinen Schatten im Bereich der Stehwelle erzeugt. Außerdem kann man mit der Platte, die über zwei Festkörpergelenke mit der Kammer verbunden ist, das Stehwellenfeld senkrecht zum Atomstrahl ausrichten (vgl. Abschnitt 2.2.3). Grob ist dies mit einer Mikrometerschraube möglich. Zur Feinjustage dienen zwei Piezokristalle.

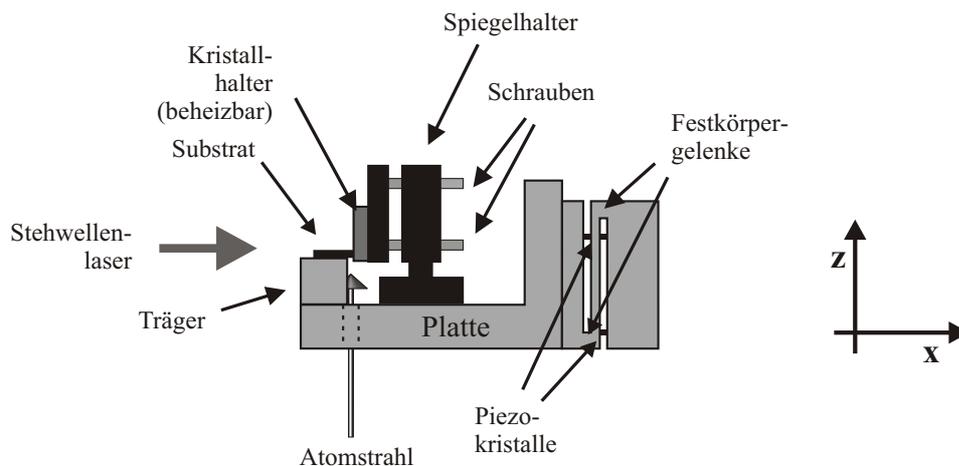


Abbildung 4.5: Der Aufbau in der Experimentierkammer. Die Bohrung durch die der Atomstrahl verläuft ist gestrichelt angedeutet.

Mit einem Schieber (siehe Abb. 4.6) kann das Substrat auf dem Träger zwischen zwei Belichtungen weiterbewegt werden. So ist es möglich auf einem Substrat etwa 15 Belichtungen zu plazieren.

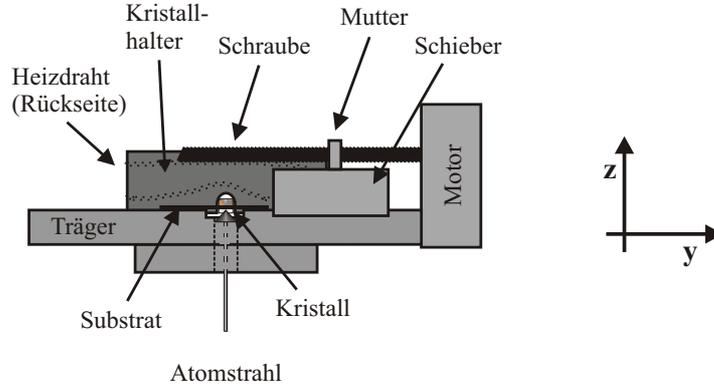


Abbildung 4.6: Der Substratträger. Die Bohrung für den Atomstrahl ist gestrichelt angedeutet.

4.2.3 Der Atomstrahl

Um den Strahl für eine Belichtung zu erzeugen, wird der Ofen auf $T = 150^\circ\text{C}$ aufgeheizt. Bei dieser Temperatur beträgt die mittlere longitudinale Geschwindigkeit \bar{v}_L der Atome

$$\bar{v}_L = 310 \frac{\text{m}}{\text{s}},$$

wenn man eine geschwindigkeitsgewichtete Maxwellverteilung gemäß

$$n(v_L) = \frac{2v_L^3}{a^4} e^{-\frac{v_L^2}{a^2}}$$

mit

$$a = \sqrt{\frac{2k_B T}{m_{\text{Cs}}}}$$

zugrunde legt.

Durch die beiden Blenden wird der Atomstrahl geometrisch kollimiert. Die eigentliche Kollimation geschieht durch die Laserkühlung. Die bleibende transversale Geschwindigkeitsverteilung $n(v_T)$ läßt sich mit zwei Gaußverteilungen beschreiben, einer für die Doppler- und einer für die Sub-Doppler-Kühlung [34]. Die Verteilung für die Dopplerkühlung hat eine Breite von $\sigma_d = 17 \frac{\text{cm}}{\text{s}}$ (gewichtet mit $g_d = 0,42$), die der Subdopplerkühlung eine Breite von $\sigma_{sd} = 5,8 \frac{\text{cm}}{\text{s}}$ (gewichtet mit $g_{sd} = 0,58$):

$$n(v_T) = \frac{g_d}{2\pi\sigma_d} e^{-\frac{v_T^2}{2\sigma_d^2}} + \frac{g_{sd}}{2\pi\sigma_{sd}} e^{-\frac{v_T^2}{2\sigma_{sd}^2}}$$

Bei einer wahrscheinlichsten longitudinalen Geschwindigkeit von $230 \frac{\text{m}}{\text{s}}$ ergibt dies eine verbleibende Divergenz von $4,5 \text{ mrad}$ im kollimierten Strahl.

Durch die Kollimation wird der Fluß ϕ im Atomstrahl um einen Faktor 80 erhöht. Dieser kann durch Absorptionsmessung im Kühllaserstrahl gemessen werden. Bei einer Ofentemperatur von 157°C beträgt er

$$\phi = 5 \cdot 10^{12} \frac{\text{Atome}}{\text{cm}^2 \text{ s}} = 1,05 \cdot 10^{-2} \frac{\text{Atome}}{\text{SAM} - \text{Molekül s}}.$$

Dies entspricht einer Dosis von einem Cäsiumatom pro SAM-Molekül in 95 s.

4.2.4 Die Laser

Zur Manipulation der Atome werden Diodenlaser benutzt, da diese im benutzten Wellenlängenbereich (852 nm) verfügbar und gut durchstimmbar sind. Dies ist der $|6^2\text{S}_{1/2}, F = 4\rangle \rightarrow |6^2\text{P}_{3/2}, F' = 5\rangle$ Übergang des Cäsiumatoms. Die Laser sind in LITROWanordnung aufgebaut (Abb. 4.7).

Als Lichtquellen dienen Dioden, die temperatur- und stromstabilisiert werden. Die Linse direkt hinter der Diode kollimiert den Strahl. Das Gitter bildet zusammen mit der Diode den Resonator. Es ist so eingerichtet, daß Licht von der Diode, das in die -1te Ordnung gebeugt wird, in die Diode zurückgekoppelt wird. Das Licht, daß in die 0te Ordnung gebeugt wird, verläßt den Laser. Indem man das Gitter verkippt, kann man den Laser durchstimmen, da sich der Resonator ändert. Einen Teil der Lichtleistung benutzt man zur Wellenlängenstabilisierung. Hierzu wird das Signal einer Sättigungs- oder Polarisationspektroskopie in eine sogenannte Lockbox gegeben, die die gewünschte Wellenlänge durch Rückkopplung des Spektroskopiesignals auf den Laser stabilisiert. Diese Rückkopplung wird durch Änderung des Gitterwinkels mit Hilfe eines Piezokristalls erreicht.

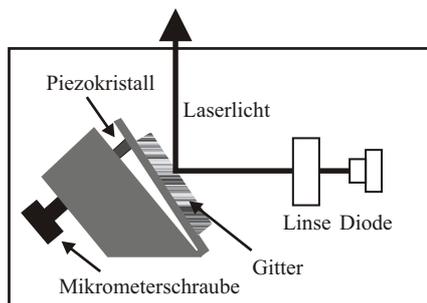


Abbildung 4.7: Schematischer Aufbau eines Diodenlasers.

Alle Laser stehen auf einem optischen Tisch und werden über Glasfasern an das Experiment geführt.

4.2.5 Erzeugung der Lichtmaske

Die Lichtmaske, die den Atomstrahl strukturiert, wird mit Hilfe eines Lithiumniobatkristalls, in den ein Hologramm geschrieben wurde erzeugt. Dieses Hologramm wird mit einem Laser ausgelesen dessen Strahlengang Abb. 4.8 zeigt. Die genaue Geometrie der Lichtmaske wird in Abschnitt 3.3.1 besprochen.

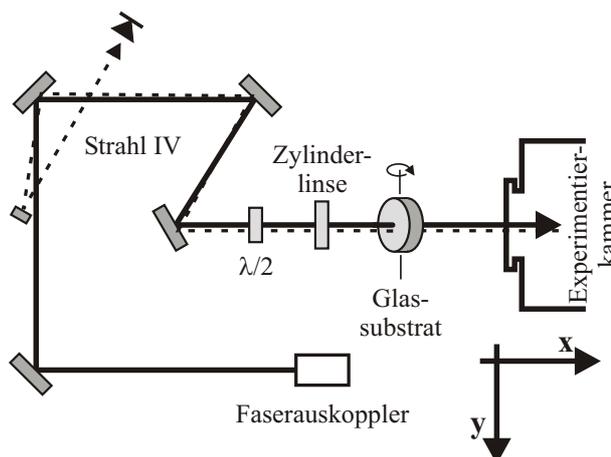


Abbildung 4.8: Schema des Aufbaus zum Einstrahlen der Stehwelle in die Apparatur.

Der Auskoppler für den Stehwellenlaser ist so eingestellt, daß der Strahl vor dem Kristall fokussiert ist. Der Strahl wird über mehrere Spiegel so geführt, daß er senkrecht zum Fenster in die Apparatur eintreten kann und den Kristall trifft. Der erste Spiegel dient dazu, den Strahl seitlich zu verschieben, während der letzte Spiegel vor dem Fenster den Einfallswinkel ändert.

Vor dem Fenster läuft der Strahl durch ein $\lambda/2$ -Plättchen, damit man die Polarisation anpassen kann. Danach passiert er eine Zylinderlinse, die den Strahl in vertikaler Richtung auf eine Taille von $85 \mu\text{m}$ fokussiert, damit die Brennweiten der „Linsen“ der Lichtmaske möglichst klein sind (vgl. Abschnitt 2.2.2). Es folgt ein dickes Glassubstrat, das um seine horizontale Achse gedreht werden kann. Durch den Strahlversatz herein ist es möglich, die Strahlhöhe relativ zum Substrat zu variieren. Der Laser trifft knapp unterhalb des Substrats auf den Kristall. Dort entsteht also auch vor dem Kristall die Lichtmaske. Ändert man mit dem Glassubstrat die Höhe des Stehwellenlasers, ändert man genauso die Höhe der Lichtmaske.

Strahl IV (vgl. Abschnitt 3.3.1) wird vom Kristall wieder aus der Kammer reflektiert und auf eine Photodiode gelenkt. Seine Intensität ist von der Höhe der Stehwelle abhängig. Mit dieser Abhängigkeit kann man die Höhe der Lichtmaske mit Hilfe des Photodiodensignals kontrollieren.

Alle Parameter (Einfallswinkel, Position auf dem Kristall, Polarisation) mußten sorgfältig eingestellt werden, damit die vom Kristall abgebeugten Strahlen

- möglichst stark

- gleichstark
- auf gleicher Höhe und
- symmetrisch zum einlaufenden Strahl

lagen, um optimale Eigenschaften der Lichtmaske (Symmetrie, Modulation) zu erzielen. Außerdem muß die Stehwelle den Atomstrahl treffen.

Die Leistung des Lasers beträgt bei den Belichtungen 19 mW, die Frequenz ist gegen die atomare Resonanz um 600 MHz blauverstimmt.

4.3 Durchführung des Experiments

Für ein Experiment wird zunächst vom Wafer, der sich in der Nonanthiollösung befindet, ein Substrat von etwa $1,3\text{ cm} \times 3\text{ cm}$ abgebrochen. Dies ist breit genug, daß das Substrat weit genug auf dem Träger liegt, gleichzeitig aber den Spalt zwischen Träger und Kristall ausfüllt, damit es vom Atomstrahl getroffen wird. Andererseits ist es lang genug um etwa 15 Belichtungen auf ihm durchführen zu können und kurz genug, daß man vor der Belichtung den Atomstrahl beobachten kann, indem man den Schieber ganz zurückfährt, so daß es nicht davor liegt. Das Substrat wird auf den Träger gelegt und die Apparatur über Nacht evakuiert. Der Druck während der Belichtung beträgt etwa 10^{-7} mbar. Bei diesem Druck ist die mittlere freie Wegstrecke der Cäsiumatome [35] mit 31 m um einen Faktor 78 größer, als der Abstand Ofen-Träger (40 cm). Vor der Belichtung wird der Atomstrahl kontrolliert und der Atomfluß mit einer Absorptionsmessung bestimmt, sowie die Parameter der Lichtmaske optimiert. Bei geschlossenem Verschuß wird das Substrat über die Position des Atomstrahls gefahren. Die typischen Belichtungszeiten betragen etwa 100 – 200 s. Nach einer Belichtung wird das Substrat mit dem Schieber weitergefahren. Damit das Substrat frei liegt wird der Schieber wieder etwas zurückgefahren.

Nach der letzten Belichtung werden die Ventile geschlossen, die Experimentierkammer mit Stickstoff belüftet und das belichtete Substrat entnommen. Ein erster Hinweis auf eine erfolgreiche Belichtung ist die Hauchprobe. Da die belichteten Stellen besser von Wasser benetzt werden können, sind diese als milchige Flecken zu erkennen, auf denen sich Wasser niederschlägt. Sofort danach wird das Substrat in die Goldätzlösung gegeben und unter ständigem Umrühren geätzt. Der nächste Hinweis auf die gewünschten Strukturen sind Beugungserscheinungen an den belichteten Stellen, wenn man diese mit einer Taschenlampe beleuchtet. Sie entstehen, da viele parallele Striche im Abstand von der Größenordnung der Wellenlänge sichtbaren Lichts in das Gold geätzt werden. Sobald diese zu sehen sind wird der Ätzprozeß unterbrochen, die Probe abgespült und vorsichtig getrocknet. Mit einem optischen Mikroskop und einem Atomkraftmikroskop kann die Probe dann untersucht werden.

Kapitel 5

Ergebnisse

In diesem Kapitel werden die mit dem Experiment erzielten Ergebnisse vorgestellt und mit Simulationen verglichen. Es werden die Charakteristiken der erhaltenen Strukturen sowie der Einfluß von Reflex IV und von zu hohen Dosen beschrieben. Die gezeigten Bilder wurden mit einem optischen Mikroskop (OM) der Firma Zeiss und einem Rasterkraftmikroskop (AFM) der Firma SIS aufgenommen.

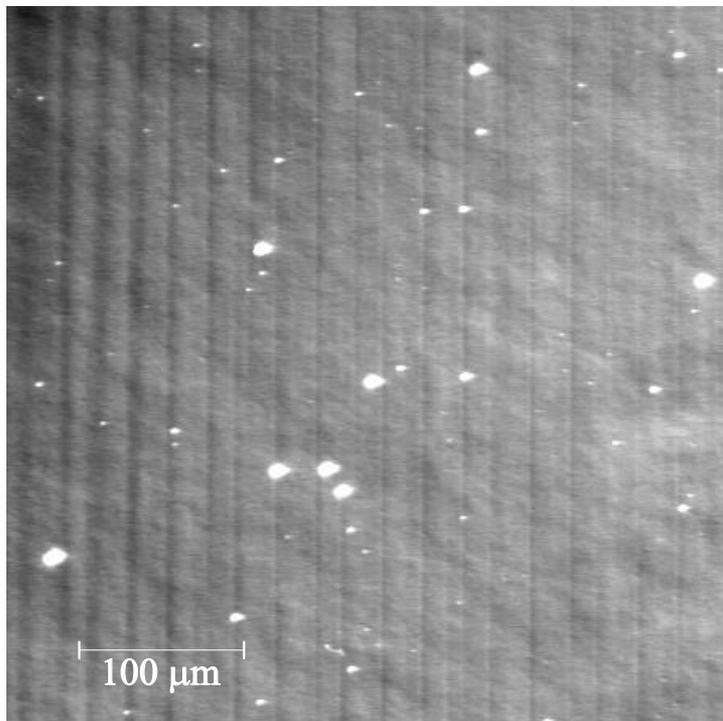


Abbildung 5.1: Überblick über eine erfolgreich belichtete Probe. Der Ausschnitt hat eine Kantenlänge von $422\ \mu\text{m}$. Man erkennt senkrechte parallele Linien, die nach links hin breiter werden und unterschiedliche Abstände haben.

Überblick über eine Probe Abb. 5.1 zeigt einen $(422 \mu\text{m})^2$ großen, mit dem OM bei 10facher Vergrößerung aufgenommenen Ausschnitt einer 60 s lang belichteten Probe. Sie zeigt die typischen, bei Belichtungen erhaltenen Linien.

Die hellen Flecken sind Staubkörner auf dem Substrat. Man erkennt senkrechte parallele Linien, deren Breiten und Abstände variieren. Diese Linien sind die von der Simulation der Lichtmaske vorhergesagten Versetzungen. Die unterschiedlichen Breiten dieser Versetzungsbereiche sind durch unterschiedliche Cäsiumdosen zu erklären, die verschiedenen Abstände der Versetzungen sind bedingt durch Strahl IV. Auf die beiden Effekte wird in den nächsten Abschnitten eingegangen.

Allerdings sind nicht alle Belichtungen so gut gelungen. In Abb. 5.2 sieht man die AFM-Aufnahme eines Ausschnittes, in dem es kreisrunde Bereiche gibt, in denen trotz Belichten und Ätzen kein Gold entfernt wurde. Zwischen diesen „Inseln“ sind schwach Streifen zu erkennen. Diese Inselstrukturen sind durch den Resist bedingt. Bain et al. [31] erwähnen diesen Effekt der Domänenbildung im Resist. Wahrscheinlich führen Verunreinigungen im Nonanthiol zu diesen Strukturen. Dies müßte aber noch durch eine Analyse bestätigt werden.

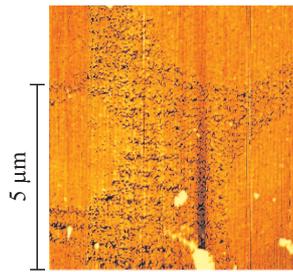


Abbildung 5.2: Inselstrukturen. Diese kommen wahrscheinlich durch Verunreinigungen im Nonanthiol zustande.

Breite der Versetzungszonen Die Breite dieser Zonen nimmt von rechts nach links zu. Dies ist die Folge wachsender Cäsiumdosis. Daß die Probe in diesem Fall nicht radialsymmetrisch belichtet wurde, lag an einer Asymmetrie des Atomstrahls. Das Maximum des atomaren Flusses war nach links hin verschoben und nicht gaußförmig, so daß die Probe links stärker belichtet wurde, als rechts. Zum besseren Vergleich ist diese Verbreiterung der Strukturen in Abb. 5.3 nochmal direkt zusammengestellt.

Das Anwachsen der Breite der Linien kann mit dem Schwellenverhalten des Resists erklärt werden [36]. Dies bedeutet, daß eine bestimmte Mindestdosis zur Entfernung des Resists erforderlich ist. In den Linienmitten ist der atomare Fluß am stärksten fokussiert; dementsprechend wird der Resist dort zuerst zerstört. Nach außen hin nimmt der Fluß ab und die Schädigung des Resists setzt später ein. Ab einer bestimmten Dosis wird die Goldschicht unter dem zerstörten Resist durch das Ätzen

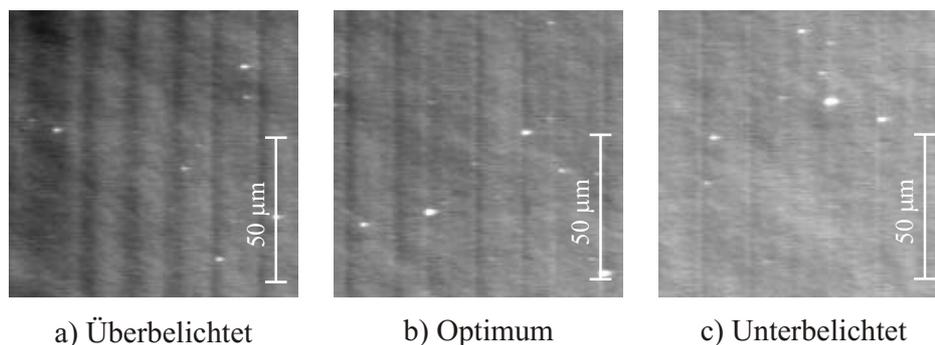


Abbildung 5.3: Der Effekt der Cäsiumdosis. **a)** Überbelichtete Stelle der Probe. Die erzeugten Versetzungszonen sind sehr breit. **b)** Das Optimum in der Probe. Hier sind die Zonen scharf ausgeprägt. **c)** An der unterbelichteten Stelle sind sie nur noch sehr schwach ausgeprägt.

vollständig entfernt. Dies ist in Abb. 5.4 einer 150 s lang belichteten Probe zu erkennen.

Wieder ist die Asymmetrie im atomaren Fluß dadurch zu erkennen, daß nur auf der rechten Seite Linien zu erkennen sind. Im linken Teil der Probe wurde das Gold vollständig entfernt. Es ist nur noch das darunterliegende Silizium vorhanden.

Qualitativer Vergleich Abb. 5.5 zeigt drei AFM-Bilder von einer der Linien in verschiedenen Vergrößerungen, sowie eine Simulation des Atomflusses in diesem Bereich. Die hellen Flecken in den Bildern sind wieder Staubkörner auf dem Substrat. Es sind auch Streifen erkennbar, die senkrecht zu den erzeugten Strukturen laufen. Diese Streifen sind Artefakte der Bildaufnahme, die durch mechanische Stöße und durch statische Aufladung der Probe verursacht werden.

Abb. 5.5a) gibt einen Überblick über die Strukturen entlang einer Versetzung. Es sind parallele Linien, die an der Versetzung unterbrochen sind. Genauer ist die Versetzung in Abb. 5.5c) zu sehen.

Verglichen wird das Bild mit einer simulierten Atomdichteverteilung. Diese Simulation berechnet klassische Trajektorien von Atomen, die sich durch eine Lichtmaske bewegen. Sie berücksichtigt sowohl die longitudinale thermische Geschwindigkeitsverteilung sowie die transversale Geschwindigkeitsverteilung. Für eine Simulation werden wenigstens 500000 Trajektorien berechnet, was für ein aussagekräftiges Ergebnis ausreicht. Als Parameter werden in der Simulation experimentell ermittelte Größen verwendet. Als Resultat wird die Atomdichteverteilung in der Substratebene gezeigt. Helle Stellen in der Simulation bedeuten dabei eine große Atomdichte. Daher sieht das Bild der Simulation wie das Negativbild der AFM-Aufnahme. Dort bedeuten dunkle Stellen Vertiefungen in der Goldoberfläche, also Stellen großen Atomflusses.

Anhand dieses Vergleichs erkennt man sofort die gute Übereinstimmung zwischen dem theoretischen und dem experimentellen Ergebnis. Die einzelnen Linien werden

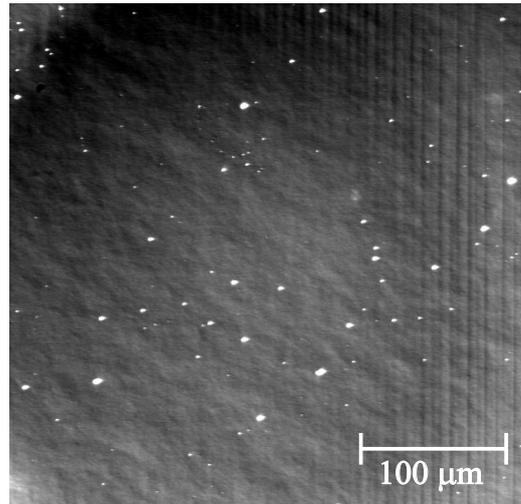


Abbildung 5.4: Überbelichtete Probe. Nur am rechten Rand sind noch einige Linien zu erkennen. Im restlichen Bereich wurde das Gold vollständig entfernt.

unterbrochen und laufen danach versetzt weiter. An der Versetzung laufen die Linien spitz zu und „greifen“ teilweise ineinander.

Prinzipiell stimmt das Ergebnis also mit der Erwartung überein.

Messung der Linienabstände Um die Abstände der Linien zu bestimmen wurde aus Abb. 5.5c) ein Höhenprofil senkrecht zu den Linien entnommen (Abb. 5.6).

Dabei wurde über den in Abb. 5.5b) markierten Bereich zeilenweise gemittelt, um den Einfluß der Artefakte in dem Bild zu reduzieren. Berücksichtigt man, daß die Linien gegenüber der Kante um einen Winkel von 7° verdreht sind, erhält man für die Periodizität

$$\Lambda_x^{\text{exp}} = 420 \text{ nm} \pm 8 \text{ nm}$$

Der Fehler von 2% ist im wesentlichen durch die Bildaufnahme des AFMs bedingt. Der experimentelle Wert stimmt mit dem theoretisch erwarteten Wert von

$$\Lambda_x^{\text{theo}} = 426 \text{ nm}$$

gut überein.

Anhand des Höhenprofils erkennt man zusätzlich, daß die Linien etwas breiter sind als die Einschnitte zwischen ihnen. Dies ist dadurch bedingt, daß die Bereiche, auf die die Atome in der Lichtmaske fokussiert werden, kleiner sind, als die Periodizitäten der Lichtmaske.

Abstände der Versetzungen Die Periodizität der Versetzungen zu bestimmen ist dagegen nicht möglich, da die Abstände stark schwanken. Dies ist schon in Abb.

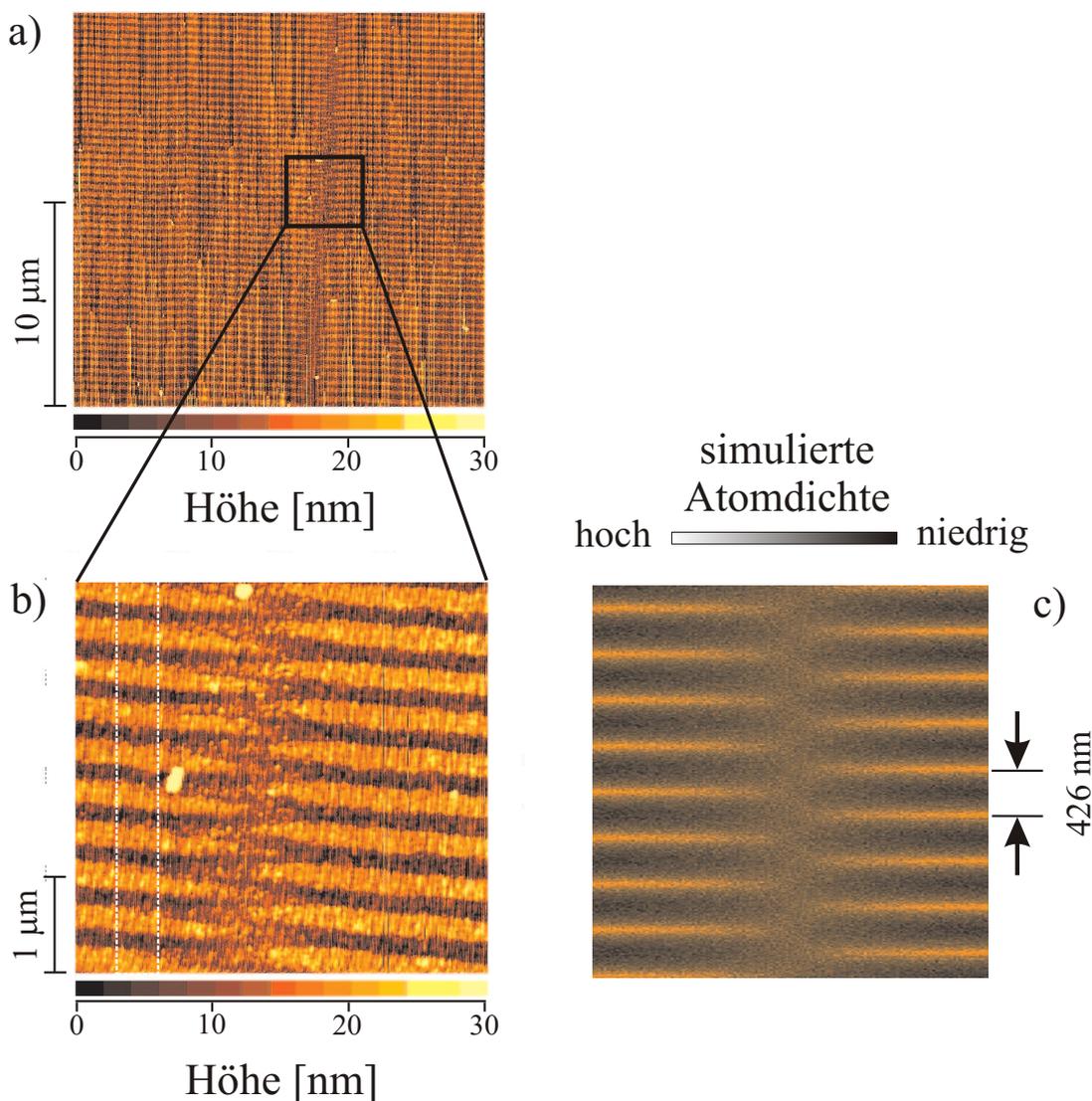


Abbildung 5.5: AFM-Aufnahme einer Versetzung: **a)** und **b)** Die erzeugten Liniensstrukturen sind klar zu erkennen. Über den in **b)** markierten Bereich wurde das Höhenprofil in Abb. 5.6 entnommen. Dabei wurde zeilenweise gemittelt. **c)** Simulation der Atomdichte in der Substratebene. Das Bild ist das „Negativbild“ zu Abb. **b)**.

5.1 zu erkennen; in Abb. 5.7 sind daraus vier Versetzungen herausgegriffen worden. Zweimal tritt derselbe Abstand auf, einmal ein etwas kleinerer.

Dennoch kann man diese Abstände ausmessen. Die größeren Abstände betragen $28,2\ \mu\text{m}$, der kleinere $19,4\ \mu\text{m}$. Dies liegt im Bereich der erwarteten $24,4\ \mu\text{m}$.

Daß die Abstände nicht konstant sind, liegt am Einfluß von Strahl IV. Dieser modifiziert das durch die drei Strahlen entstehende Interferenzmuster derart, daß die Abstände der Versetzungen nicht mehr bei $24\ \mu\text{m}$ liegen, sondern differieren. Zudem

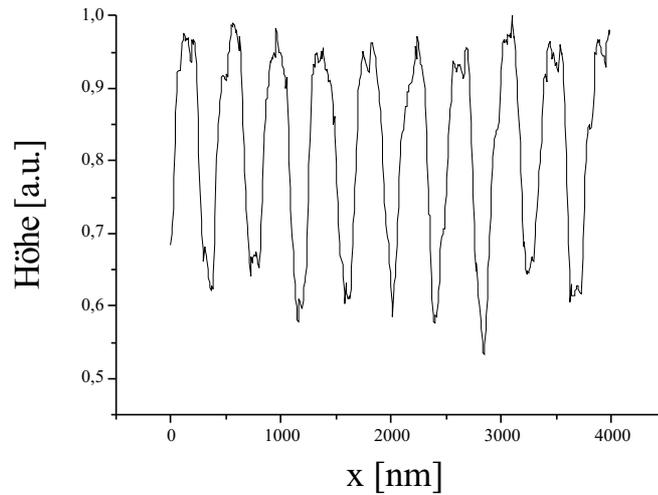


Abbildung 5.6: Höhenprofil aus Abb. 5.5b).

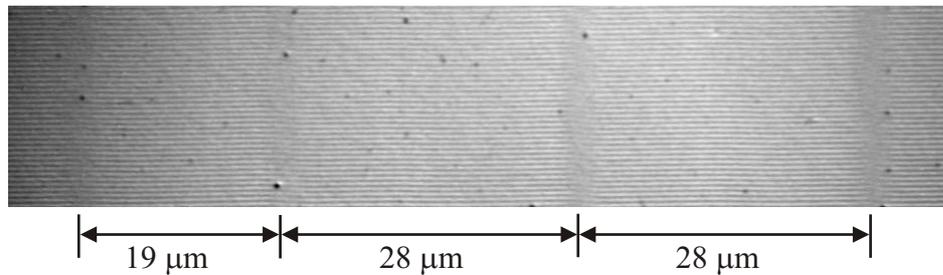


Abbildung 5.7: Vier Versetzungen, deren Abstände nicht konstant sind.

wirkt er sich dahingehend aus, daß die Linien an den Versetzungen teilweise nicht unterbrochen sind, sondern stetig in „verbogenen“ Linien (Abb. 5.8) übergehen.

Die Linien sind also immer noch versetzt, aber nicht mehr unterbrochen. An diesen Stellen ist eine Versetzung bei der in Abb. 5.1 verwendeten Vergrößerung des Mikroskops nur noch sehr schwer als solche zu erkennen. Dies hat zur Folge, daß Versetzungen nicht über die ganze belichtete Stelle verlaufen, sondern zwischendurch aufzuhören scheinen. Dies ist teilweise in Abb. 5.1 zu erkennen.

Abstand der Stehwelle vom Substrat Variiert man den Abstand der Lichtmaske vom Substrat kann man die Fokussierungseigenschaften der Lichtmaske untersuchen. Vor der Lichtmaske sind die Atome gar nicht, danach nicht mehr optimal fokussiert. Es sollte also einen Punkt innerhalb der Maske geben, bei dem die gewünschten Strukturen optimal abgebildet werden. Es wurden Belichtungen durchgeführt, um diesen Punkt für dieses Experiment zu bestimmen. Die Belichtungen haben allerdings keine verwertbaren Daten ergeben.

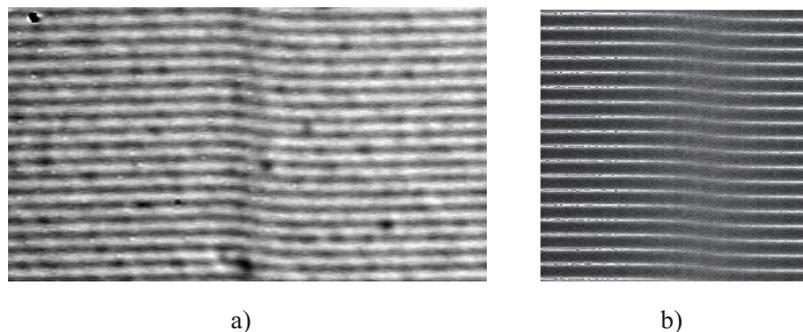


Abbildung 5.8: Effekt von Strahl IV: **a)** Die einzelnen Linien gehen „verbogen“ ineinander über. **b)** Simulation der Atomdichte auf dem Substrat unter Berücksichtigung von Strahl IV.

Zusammenfassung Zusammenfassend läßt sich sagen, daß sich die in die Goldschicht übertragenen Strukturen sehr gut mit der Erwartung decken. Die parallelen Linien haben innerhalb der Fehlertoleranz die erwartete Periodizität. Die Abstände der Versetzungen variieren entgegen der ersten Erwartung. Dies kann aber damit erklärt werden, daß die Lichtmaske nicht durch die Interferenz von drei, sondern von vier Strahlen erzeugt wird. Insgesamt kann man also sagen, daß das Experiment den Erwartungen entsprechende Resultate erzielt hat.

Kapitel 6

Zusammenfassung und Ausblick

Im Rahmen dieser Arbeit wurde ein neuartiges Verfahren zur Erzeugung von Lichtmasken für die Atomlithographie erprobt. Statt der bisher üblicherweise verwendeten Spiegelanordnung wurde hier die Lichtmaske durch ein Hologramm erzeugt, das einen Auslesestrahl in mehrere Signalstrahlen abbeugt.

Mit diesem Experiment wurden erfolgreich Strukturen in eine Goldoberfläche übertragen, die mit simulierten Ergebnissen weitestgehend übereinstimmen. Diese Strukturen sind periodisch angeordnete, parallele Linien mit einem Abstand von 426 nm. Die Simulation der verwendeten Lichtmaske sagt für eine reine Dreistrahlgeometrie voraus, daß diese Linien jeweils im Abstand von $24,4 \mu\text{m}$ unterbrochen werden und versetzt weiterlaufen. Diese Versetzungen können beobachtet werden, haben allerdings keinen konstanten Abstand. Dieses Verhalten kann aber auf einen vierten Strahl, der die erwartete Lichtmaske verändert, zurückgeführt werden.

Insgesamt läßt sich daher sagen, daß damit der Nachweis erbracht wurde, daß sich Hologramme zur Erzeugung von Lichtmasken eignen, mit denen das Atomlithographieverfahren durchgeführt werden kann

Nachdem die Machbarkeit dieses Verfahrens also nachgewiesen wurde, sind für die Zukunft mehrere Fragen zu klären:

Zunächst sollte versucht werden, den Einfluß des vierten Strahls zu reduzieren. Damit sollte es möglich sein, die beobachteten Versetzungen noch regelmäßiger zu erzeugen.

Das Experiment sollte mit weiteren Hologrammen durchgeführt werden. Dabei sollten noch mehr als drei Strahlen in verschiedenen Geometrien erprobt werden. Ebenfalls ist daran zu denken, die Form des Kristalls, der das Hologramm enthält, zu ändern. Optimal wäre hierfür ein Torus, den man von oben, unten oder der Seite ausliest und in dessen Mitte die Lichtmaske entsteht (Abb. 6.1).

In späteren Experimenten könnte es möglich sein, mit dieser Technik photonische Kristalle herzustellen. Diese Kristalle besitzen in bestimmten Raumrichtungen Bandlücken, d.h. Licht bestimmter Wellenlängenbereiche kann den Kristall in diesen Richtungen nicht passieren. Diese Bandlücken entstehen durch eine periodische Brechungsindexmodulation im Kristall. Einen solchen Kristall könnte man wachsen las-



Abbildung 6.1: Torusförmiges Hologramm zur Erzeugung komplexerer Lichtmasken.

sen, indem man ein Element in einem Atomstrahl, der sich aus mehreren Elementen zusammensetzt, selektiv mit einer Lichtmaske strukturiert (Abb. 6.2). Hierdurch ist zunächst eine 2-dimensionale Strukturierung möglich. Die Strukturierung in die dritte Dimension erfolgt durch Änderung der Zusammensetzung der aufgedampften Elemente bzw. der Lichtmaske während des Wachstumsprozesses.

Die Durchführbarkeit des selektiven Strukturierens wurde am Beispiel einer 1-dimensionalen Stehwelle nachgewiesen [37]. Hier wurden Chrom und Magnesiumfluorid (MgF_2) zugleich auf ein Substrat aufgedampft, wobei nur Chrom von der Lichtmaske selektiert wurde.

In dieser Arbeitsgruppe befindet sich ein Experiment zur Herstellung von 3-dimensional strukturierten photonischen Kristallen im Aufbau.

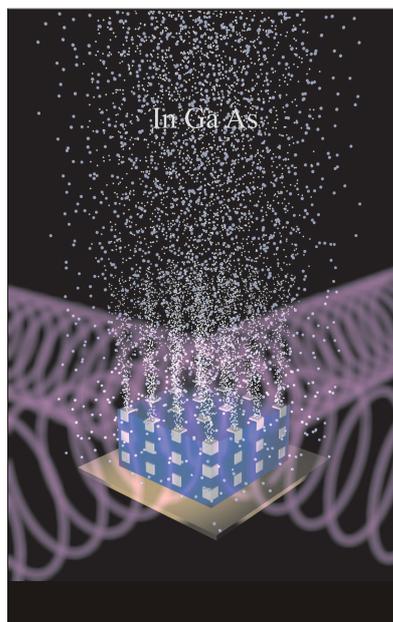


Abbildung 6.2: 3D-Strukturierung.

Anhang A

Periodizitäten der Lichtmaske

Die im Experiment verwendete Lichtmaske entsteht durch Interferenz dreier ebener, monochromatischer Wellen. Die Periodizitäten, die hierdurch entstehen, sollen an dieser Stelle berechnet werden. Dies geschieht unter der idealisierenden Annahmen gleicher Amplituden E_R der Strahlen I und III. Strahl III habe die Amplitude E_{II} mit $E_{II} > E_R$. Außerdem werden relative Phasen zwischen den Strahlen vernachlässigt, da diese nur zu einer Verschiebung des Musters führen. Abb. A.1 verdeutlicht die Orientierung der Wellenvektoren der drei Strahlen.

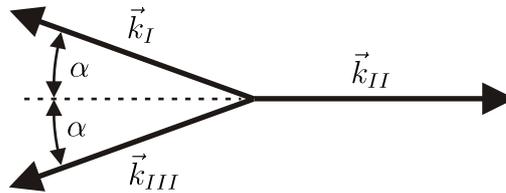


Abbildung A.1: Strahlgeometrie der verwendeten Lichtmaske. Strahl II liest das Hologramm aus und wird in die Strahlen I und III abgebeugt. Der Winkel α beträgt 1° .

Alle drei Wellenvektoren haben denselben Betrag. Die drei interferierenden Strahlen erzeugen das gesamte elektrische Feld

$$\mathbf{E} = E_R \exp(i(k_x^I x + k_y^I y)) + E_{II} \exp(ik_x^{II} x) + E_R \exp(i(k_x^{III} x + k_y^{III} y)) \quad (\text{A.1})$$

Die einzelnen Komponenten der Wellenvektoren kann man durch

$$\begin{aligned} k_x^{II} &= k_0 \\ k_x^I = k_x^{III} &= -k_0 \cos(\alpha) \\ k_y^I = -k_y^{III} &= k_0 \sin(\alpha) \end{aligned}$$

ausdrücken. Setzt man diese Beziehungen in Gleichung A.1 ein, so ergibt sich

$$\begin{aligned} E &= E_R e^{i(-k_0 \cos(\alpha)x + k_0 \sin(\alpha)y)} + E_{II} e^{ik_0 x} + E_R e^{i(-k_0 \cos(\alpha)x - k_0 \sin(\alpha)y)} \\ &= E_{II} e^{ik_0 x} + E_R e^{-ik_0 \cos(\alpha)x} \cdot 2 \cos(k_0 \sin(\alpha)y) \end{aligned} \quad (\text{A.2})$$

A.1 Periodizität in y-Richtung

Anhand von Gleichung A.2 kann man direkt die Periodizität d in y-Richtung aus dem cos-Term bestimmen, da in ihm die einzige y-Abhängigkeit vorkommt.

$$d = \frac{1}{2} \frac{2\pi}{k_0 \sin(\alpha)} = \frac{\lambda_0}{\sin(\alpha)} = 48,8 \mu\text{m}$$

Von besonderer Bedeutung ist hierbei der Abstand Λ_y^{theo} , der durch die Nullstellen im cos-Term in Gleichung (A.2) bestimmt ist. Dieser ist für die charakteristischen Versetzungen in der Lichtmaske verantwortlich und beträgt gerade die Hälfte der Periodizität d :

$$\Lambda_y^{\text{theo}} = \frac{d}{2} = 24,4 \mu\text{m}$$

für $\lambda_0 = 852 \text{ nm}$.

A.2 Periodizität in x-Richtung

Für die Bestimmung der Periodizität in x-Richtung Die Amplitude von Reflex II E_{II} wird in zwei Anteile zerlegt, wobei $E_{II} > E_R$ gelten soll. Der eine Teil dieser Welle führt zusammen mit den anderen beiden Wellen zur Ausbildung einer stehenden Welle, der andere zu einer Laufwelle. Die Zerlegung erfolgt gemäß $E_{II} =: 2E_R + E_L$. Hiermit kann man eine Fallunterscheidung durchführen, wobei in den Fällen 2) und 3) die Abkürzungen

$$\begin{aligned} \Delta k &= \frac{k_0}{2} (1 - \cos(\alpha)) \\ k' &= \frac{k_0}{2} (1 + \cos(\alpha)) \end{aligned}$$

eingeführt wurden.

1. $\cos(k_0 \sin(\alpha)y) = 0$

Hier reduziert sich Gleichung (A.2) auf

$$\mathbf{E} = E_{II}$$

was zu einer konstanten Intensität

$$I = (E_{II})^2$$

führt. Hier löschen sich die Reflexe I und III gegenseitig aus, so daß nur die laufende Welle Reflex II zur Lichtintensität beiträgt.

2. $\cos(k_0 \sin(\alpha)y) = 1$

Das elektrische Feld ist diesmal gleich

$$\begin{aligned} \mathbf{E} &= E_L e^{ik_0 x} + 2E_R e^{i\Delta k x} [e^{ik'x} + e^{-ik'x}] \\ &= E_L e^{ik_0 x} + 4E_R e^{i\Delta k x} \cos(k'x) \end{aligned}$$

Damit ist die Intensität

$$\begin{aligned} I &= E_L^2 + 16E_R^2 \cos^2(k'x) + 8\Re[E_L E_R \cos(k'x) e^{ik'x}] \\ &= E_L^2 + [16E_R^2 + 8E_R E_L] \cos^2(k'x) \end{aligned}$$

Die Intensität ist bei diesem y -Wert maximal \cos^2 -förmig moduliert.

3. $\cos(k_0 \sin(\alpha)y) = -1$

Dieser Fall läuft analog zum zweiten:

$$\begin{aligned} \mathbf{E} &= E_L e^{ik_0 x} + 2E_R e^{i\Delta k x} [e^{ik'x} - e^{-ik'x}] \\ &= E_L e^{ik_0 x} + 4iE_R e^{i\Delta k x} \sin(k'x) \end{aligned}$$

und die Intensität ist

$$\begin{aligned} I &= E_L^2 + 16E_R^2 \sin^2(k'x) - 8\Re[E_L E_R i \sin(k'x) e^{ik'x}] \\ &= E_L^2 + [16E_R^2 + 8E_R E_L] \sin^2(k'x) \end{aligned}$$

Wieder ist die Intensität maximal moduliert, diesmal aber mit \sin^2 . Dies verursacht die Versetzungen in der Lichtmaske.

4. $0 < |\cos(k_0 \sin(\alpha)y)| < 1$

Dieser Fall liegt zwischen den Fällen 1) und 2) bzw. zwischen 1) und 3), d. h. die Modulation der Intensität ist schon vorhanden, hat aber noch nicht das Maximum erreicht, das durch die Fälle 2) und 3) gegeben ist.

An diesen Gleichungen erkennt man, wie die Intensität in x -Richtung bei Variation der y -Position zunächst konstant, dann proportional zu \cos^2 moduliert, wieder konstant (wegen einer weiteren Nullstelle des \cos) und schließlich proportional zu \sin^2 moduliert ist. Die Periodizität in x -Richtung kann man den \cos^2 - oder \sin^2 -Termen entnehmen:

$$\Lambda_x^{\text{theo}} = \frac{1}{2} \frac{2\pi}{k_0/2(1 + \cos(\alpha))} = \frac{\lambda_0}{1 + \cos(\alpha)} = 426 \text{ nm}$$

für $\lambda_0 = 852 \text{ nm}$.

Literaturverzeichnis

- [1] Sam Hunter: *Keeping the „More“ in Moore’s Law*, Science & Technology Review, März 1998
- [2] Th. Schulze, B. Brezger, R. Mertens, M. Pivk, T. Pfau, J. Mlynek: *Writing a superlattice with light forces* et al.: Appl. Phys. B **70**, 671 (2000)
- [3] H. Metcalf, P. van der Straten: *Cooling and Trapping of Neutral Atoms* Physics Reports **244**, 203 (1994)
- [4] Frank Lison: *Permanentmagnetische Linsen für die Atomoptik*, Diplomarbeit in Physik, Institut für Angewandte Physik der Universität Bonn (1994)
- [5] R. P. Bertram, H. Mérimèche, M. Mützel, H. Metcalf, D. Haubrich, and D. Meschede, P. Rosenbusch and E. A. Hinds: *Magnetic whispering-gallery mirror for atoms*, Phys. Rev. A **63** (2001)
- [6] G. Timp, R. E. Behringer, D. M. Tennant, J.E. Cunningham, M. Prentiss, K. K. Berggren: *Using Light as a Lens for Submicron, Neutral-Atom Lithography*, Phys. Rev. Lett. **69**, 1636 (1992)
- [7] J. J. McClelland, R. E. Scholten, E. C. Palm, R. J. Celotta: *Laser-Focused Atomic Deposition*, Science **262**, 877 (1993)
- [8] R. W. McGowan, D. M. Giltner, S. A. Lee: *Light Force Cooling, Focusing and Nanometer-Scale Deposition of Aluminium Atoms*, Opt. Lett. **20**, 2535 (1995)
- [9] K. K. Berggren, A. Bard, J. L. Wilbur, J. D. Gillaspay, A. G. Helg, J. J. McClelland, S. L. Rolston, W. D. Phillips, M. Prentiss, G. M. Whitesides: *Microlithography by Using Neutral Metastable Atoms and Self-Assembled Monolayers*, Science **269**, 1255 (1995)
- [10] W. Lu, K. G. H. Baldwin, M. D. Hoogerland, S. J. Buckman, T. J. Sheridan, R. W. Boswell: *Sharp Edged Silicon Structures Generated Using Atom Lithography With Metastable Helium Atoms*, J. Vac. Sci. Technol. B. **16**, (6), 3846 (1998)

- [11] P. Engels, S. Salewski, H. Levsen, K. Sengstock, W. Ertmer: *Atom Lithography with a Cold, Metastable Neon Beam* et al.: Appl. Phys. B **69**, 407 (1999)
- [12] K. S. Johnson, K. K. Berggren, A. Black, C. T. Black, A. P. Chu, N. H. Dekker, D. C. Ralph, J. H. Thywissen, R. Younkin, M. Tinkham, M. Prentiss, G. M. Whitesides: *Using Neutral Metastable Argon Atoms and Contamination Lithography to form Nanostructures in Silicon, Silicon Dioxide, and Gold*, Appl. Phys. Lett. **69** (18), 2773 (1996)
- [13] S. J. Rehse, A. D. Glueck, S. A. Lee, A. B. Goulakov, C. S. Menoni, D. C. Ralph, K. S. Johnson, M. Prentiss: *Nanolithography with Metastable Neon Atoms: Enhanced Rate of Contamination Resist Formation for Nanostructure Fabrication*, Appl. Phys. Lett. **71** (10), 1472 (1997)
- [14] R. Gupta, J. J. McClelland, Z. J. Jabbour, and R. J. Celotta: *Nanofabrication of a two-dimensional Array Using Laser-Focused Atomic Deposition*, Appl. Phys. Lett. **67** (10), 1378 (1995)
- [15] P. Lett, R. Watts, C. Westbrook, W. D. Phillips, P. Gould, and H. Metcalf: *Observation of atoms laser cooled below the doppler limit*, Phys. Rev. Lett. **61**, 169 (1988)
- [16] J. Dalibard and C. Cohen-Tannoudji, J. Opt. Soc. Am. B **6**, 2072 (1989)
- [17] C. Cohen-Tannoudji, J. Dupont-Roc, G. Grynberg, *Atom-Photon Interactions*, John Wiley & Sons, Inc., New York – Chichester – Brisbane – Toronto – Singapore
- [18] V. Natarajan, R. E. Behringer, and G. Timp: *High-contrast, high-resolution focusing of neutral atoms using light forces*, Phys. Rev. A **53** (6), 4381 (1996)
- [19] E. N. Leith, J. Upatnieks: *Spektrum der Wissenschaft: Verständliche Forschung, Anwendungen des Lasers: Holographie*, Spektrum der Wissenschaft (1988)
- [20] R. J. Collier, C. B. Burckhardt, L. H. Lin *Optical Holography*, Academic Press, New York and London (1971)
- [21] E. Krätzig: Zusammenfassung einer Vorlesung an der Universität Osnabrück (1996)
- [22] M. Françon *Holographie*, Springer-Verlag, Berlin – Heiderlberg – New York (1972)
- [23] K. Buse: private Mitteilung

- [24] M. Müller: private Mitteilung
- [25] P. Günter, J.-P.Huignard: *Topics in Applied Physics, Volume 62, Photorefractive Materials and their Applications II, Survey of Applications*
- [26] P. Günter, J.-P.Huignard: *Topics in Applied Physics, Volume 61, Photorefractive Materials and their Applications I, Fundamental Phenomena*
- [27] S. Breer, K. Buse, K. Peithmann, H. Vogt, and E. Krätzig: *Stabilized recording and thermal fixing of holograms in photorefractive lithium niobate crystals*, Review of Scientific Instruments **69** 4, 1591 (1998)
- [28] Melanie Kreis: *Lithographie mit Cäsiumatomen*, Diplomarbeit in Physik, Institut für Angewandte Physik der Universität Bonn (1997)
- [29] A. Ulman: *Ultrathin Organic Films*, Academic Press (Boston–San Diego–New York–London–Sydney–Tokyo–Toronto) 1991
- [30] H. Sellers, A. Ulman, Y. Shnidman, J. E. Eilers: *Structure and binding of Alkanethiolates on Gold and Silver Surfaces: Implications for Self-Assembled Monolayers*, J. Am. Chem. Soc. **115** 9389 (1993)
- [31] C. D. Bain, E. B. Troughton, Y.-T. Tao, J. Evall, G. M. Whitesides, R. G. Nuzzo: *Formation of Monolayer Films by Spontaneous Assembly of Organic Thiols from Solution onto Gold*, J. Am. Chem. Soc. **111** 321 (1989)
- [32] M. D. Porter, T. B. Bright, D. L. Allara, C. E. D. Chidsey: *Spontaneously Organized Molecular Assemblies: 4. Structural Characterization of n-Alkyl Thiol Monolayers on Gold by Optical Ellipsometry, Infrared Spectroscopy and Electrochemistry*, J. Am. Chem. Soc. **109** 3559 (1987)
- [33] Y. Xia, X.-M. Zhao, E. Kim, G. M. Whitesides: *A Selective Etching Solution for Use with Patterned Self-Assembled Monolayers on Gold*, Chem. Mater. **7**, 2332 (1995)
- [34] M. Mützel: *Atomlithographie mit einer gepulsten optischen Stehwelle*, Diplomarbeit in Physik, Institut für Angewandte Physik der Universität Bonn (1999)
- [35] I. Estermann, S. N. Forner, O. Stern: *The Mean Free Paths of Cesium Atoms in Helium, Nitrogen, and Cesium Vapor*, Phys. Rev. **71**, 250 (1947)
- [36] Frank Lison: *Atomlithographie und reflexive Atomoptik mit laserpräparierten Atomen*, Dissertation in Physik, Institut für Angewandte Physik der Universität Bonn (1998)

- [37] Th. Schulze, T. Mütter, D. Jürgens, B. Brezger, M. K. Oberthaler, T. Pfau, and J. Mlynek *Structured doping with light forces*, Appl. Phys. Lett. **67** (10), 1378 (1995)

Danksagung

Nachdem nun die letzte Seite meiner Diplomarbeit geschrieben ist, gilt es, mich bei allen zu bedanken, die mich während meines Studiums und besonders in den letzten 12 Monaten unterstützt haben:

- Zunächst gilt mein Dank Prof. Meschede für die Möglichkeit, diese Arbeit in seiner Arbeitsgruppe an einem sehr interessanten Projekt anzufertigen.
- Des weiteren danke ich Prof. Buse für die Übernahme des Korreferates, aber auch dafür, daß er und die Mitglieder seiner Arbeitsgruppe sich sehr viel Zeit für die Beantwortung meiner Fragen genommen haben.
- Mein größter Dank geht an meinen Doktoranden Mario Mützel. Er ist in der gesamten Zeit, in der wir zusammengearbeitet haben, mit einer unglaublichen Geduld bei allen auftauchenden physikalischen Fragen und Problemen immer zur Stelle gewesen. Ebenso wird mir auch alles nichtphysikalische sehr gut in Erinnerung bleiben, wie die Diskussionen über Klimaveränderung und Stammzellen, diverse Kinobesuche und ein äußerst spannendes Basketballspiel.
- Dann sind da noch alle anderen Mitarbeiter im 2. Stock des IAP, die zu allen Tages- und Nachtzeiten diesen Flur bevölkern und damit für die unnachahmliche Atmosphäre sorgen.
- Ebenso gilt mein Dank den Mitarbeitern in der Verwaltung und den Werkstätten, die dafür sorgen, daß im Institut immer alles läuft.
- Danke auch an alle Freunde – Meteorologen, Physiker und Mathematiker – die ich hier in Bonn sehr schnell gefunden habe und die mich während der ganzen Zeit begleitet haben.
- Ein besonderer Dank (und etwas mehr) geht an meine Freundin Michaela, ohne die dieses letzte Jahr nicht so wunderbar gewesen wäre.
- Zum Schluß danke ich meinen Eltern, daß sie mir dieses Studium ermöglicht und mich in unzähligen Dingen, vorallem der Wäsche, unterstützt haben.

Vielen Dank!

Erklärung

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

Bonn, im August 2001

Stephan Tandler