

Institut für Angewandte Physik  
der Universität Bonn

Wegelerstr. 8  
53115 Bonn

# Diodenlaser-Spektroskopie am Indium-Atom

von  
Dagmar Gläßner

## Schriftliche Hausarbeit

angefertigt  
im Institut für Angewandte Physik

vorgelegt dem  
Staatlichen Prüfungsamt Köln  
Außenstelle Bonn  
im Oktober 1999

Themensteller: Prof. Dr. D. Meschede



# Diodenlaser-Spektroskopie am Indium-Atom

Schriftliche Hausarbeit  
im Rahmen der Ersten Staatsprüfung für das  
Lehramt für die Sekundarstufe II

dem  
Staatlichen Prüfungsamt Köln  
vorgelegt von  
Dagmar Gläßner

Berichterstatter: Prof. Dr. D. Meschede

Bonn 1999



# Inhaltsverzeichnis

<b>1</b>	<b>Einleitung</b>	<b>3</b>
<b>2</b>	<b>Der Diodenlaser</b>	<b>5</b>
2.1	Die Entwicklung einer blauen Laserdiode . . . . .	5
2.2	Aufbau des benutzten Diodenlasers . . . . .	8
2.3	Charakterisierung des Diodenlasers . . . . .	9
2.4	Die spektrale Linienbreite . . . . .	13
2.4.1	Erzeugung eines Schwebungssignals . . . . .	14
2.4.2	Auswertung des Schwebungssignals . . . . .	16
<b>3</b>	<b>Absorptionsspektroskopie am Indium-Atom</b>	<b>19</b>
3.1	Das Element Indium . . . . .	19
3.2	Die Hohlkathodenlampe . . . . .	21
3.3	Aufbau zur Absorptionsspektroskopie . . . . .	23
3.4	Auswertung des Absorptionsspektrums . . . . .	25
<b>4</b>	<b>Dopplerfreie Spektroskopie am Atomstrahl</b>	<b>27</b>
4.1	Theorie . . . . .	27
4.2	Beschreibung der Atomstrahlapparatur . . . . .	28
4.3	Auswertung der Spektren . . . . .	30
4.3.1	Untersuchung der Linienbreite . . . . .	30
4.3.2	Nachweis von optischem Pumpen . . . . .	34

<b>5</b>	<b>Frequenzstabilisierung auf die Hohlkathode</b>	<b>37</b>
5.1	Theorie . . . . .	37
5.2	Stabilisierung auf die Hohlkathode . . . . .	39
<b>6</b>	<b>Zusammenfassung und Ausblick</b>	<b>43</b>
	<b>Literaturverzeichnis</b>	<b>45</b>
	<b>Danksagung</b>	<b>47</b>

# Kapitel 1

## Einleitung

In den letzten Jahren ist zu den vielfältigen Möglichkeiten, mikroskopisch kleine Strukturen zu erzeugen, die Atomlithographie hinzugekommen. Darunter versteht man die gezielte Deposition von Atomen auf einer Oberfläche. Da die de Broglie-Wellenlängen von Atomen sehr klein sind ( $< 1$  nm), stellen Beugungseffekte bei der Atomlithographie, anders als bei anderen Lithographieverfahren, keinen begrenzenden Faktor dar. 1992 demonstrierten Timp (AT&T Bell Laboratories) und Prentiss (Harvard University) [TIMP 92] erstmals mit einem Natrium-Atomstrahl, daß mit Hilfe der Atomlithographie 1-dimensional periodische Strukturen im Nanometerbereich erzeugt werden können, indem man eine optische Stehwelle als Maske verwendet.

Auch in unserer Arbeitsgruppe wird seit längerem erfolgreich Atomlithographie mit laserpräparierten Cäsiumatomen demonstriert, untersucht und weiterhin verbessert [LISO 98]. Als parallel laufendes Projekt soll nun auch mit Indium Atomlithographie betrieben werden. Im Gegensatz zu Cäsium bietet Indium bei geeigneter Präparation die Möglichkeit, direkt zweidimensionale Strukturen auf ein Substrat aufzubringen, ohne hierbei Ätzprozesse anwenden zu müssen. Somit wäre es denkbar, in späteren Experimenten mit weiteren entsprechend präparierten Atomstrahlen andere Elemente einzustrahlen und damit dreidimensionale periodische Strukturen zu erzeugen. Dies könnte zum Beispiel für die Halbleiterindustrie bei der Herstellung von III-V-Halbleitern, wie z. B. GaInAs, interessant sein. Eine andere Anwendung wäre in der Entwicklung Photonischer Kristalle zu suchen. Hierbei handelt es sich um Materialien mit periodisch variierendem Brechungsindex, der zur Ausbildung einer Photonischen Bandstruktur führt, welche sich auf die Ausbreitung elektromagnetischer Wellen auswirkt [BIRN 99].

Um bei der Durchführung von Atomlithographie eine größt mögliche Abbildungsqualität, d. h. eine höchst mögliche räumliche Auflösung zu erzielen, muß der Indium-Atomstrahl transversal gekühlt werden. Bei der Laserkühlung ist es notwendig, daß viele Photonenimpulse auf das Atom wirken können. Eine wesentliche Voraussetzung hierfür ist, daß eine zyklische Anregung des Atoms möglich ist, also ein geschlossenes System vorliegt. Da das Termschema von Indium zeigt, daß diese zyklische Anregung nicht auf direktem Wege

möglich ist, werden verschiedene Laserquellen benötigt. In einem ersten Schritt müssen Atome aus dem Grundzustand in den geeigneten geschlossenen Übergang gepumpt werden. Hierfür wird ein Laser mit einer Wellenlänge von  $\lambda = 410$  nm benötigt. Bisher wurde dieser durch Frequenzverdopplung realisiert [CLEV 98], wodurch man nur relativ kleine Ausgangsleistungen (im Bereich von  $\sim 100 \mu\text{W}$ ) erhielt sowie großen Aufwand betreiben mußte, um die Laserquelle auf eine präzise Wellenlänge abzustimmen und zu stabilisieren. Außerdem ließ sich das Lasersystem nur über kleine Frequenzbereiche modensprungfrei durchstimmen, was die Spektroskopie an Indium mit dem frequenzverdoppelten Laser erschwerte. Seit Anfang des Jahres sind Diodenlaser mit Emissionswellenlängen im blauen Spektralbereich erhältlich. Für die vorliegende Arbeit stand einer der ersten Prototypen mit einer Emissionswellenlänge zwischen 409,4 und 411,1 nm und einer Ausgangsleistung von bis zu 5 mW zur Verfügung. Außer der großen Ausgangsleistung hat dieser Diodenlaser den Vorteil, daß er erheblich leichter auf einen konkreten atomaren Übergang abgestimmt werden kann, als der frequenzverdoppelte Laser.

Meine Aufgabe war es nun, diesen neuen Laser mit Hilfe von Absorptionsspektroskopie am Indium auf den benötigten Übergang abzustimmen und schließlich zu stabilisieren. Um mit dem Laser geeignet arbeiten zu können, werden in einem ersten Schritt seine Eigenschaften untersucht, wobei ein Schwebungssignal mit dem bereits realisierten frequenzverdoppelten Diodenlaser der gleichen Frequenz Aufschluß über die Linienbreite des Lasers geben kann. Spektroskopie am Indium-Atomstrahl liefert ein Doppler-freies Fluoreszenzspektrum. Durch Einsatz eines Interferenzfilters kann optisches Pumpen aus dem Grundzustand in eines der unteren Niveaus des geschlossenen Kühlübergangs nachgewiesen werden.

## Kapitel 2

# Der Diodenlaser

Wie bereits erwähnt, wird im Rahmen dieser Arbeit ein erst kürzlich entwickelter Diodenlaser benutzt, der Licht im blauen Spektralbereich emittiert. In diesem Kapitel werden kurz die Schwierigkeiten dargestellt, die die Herstellung einer blauen Laserdiode mit sich gebracht hat. Weiter wird der Aufbau des von uns benutzen Diodenlasers beschrieben, sowie einige charakteristische Eigenschaften untersucht, die für den Einsatz des Lasers nützlich sein können.

### 2.1 Die Entwicklung einer blauen Laserdiode

Seit der Entwicklung des ersten Diodenlasers von Hall et al. 1962 [KNEU 91], damals noch gepulst und nur bei tiefen Temperaturen arbeitend, sind die Fortschritte in der Lasertechnologie stetig vorangegangen. Dadurch sind Diodenlaser heute in vielen Forschungsbereichen einsetzbar und daraus nicht mehr wegzudenken. Für die Atomphysik wurden sie, als kompakte, effiziente, durchstimmbare Laserquellen mit hoher Amplitudenstabilität, zu einem leicht zu bedienenden Mittel zur Anregung atomarer Zustände. Aus diesem Grunde ist die Entwicklung von Diodenlasern für verschiedene Spektralbereiche interessant. Die ersten Diodenlaser emittierten im infraroten und roten Bereich. Die Herstellung von Laserdioden im blauen oder grünen Spektralbereich stieß lange Zeit auf große technische Probleme, was mit den strukturellen Anforderungen und dem Herstellungsprozeß von Laserdioden zusammenhängt.

Im wesentlichen besteht jede Laserdiode aus einer p- und einer n-dotierten Halbleiterschicht, zwischen denen sich, bei Anlegen einer elektrischen Spannung, eine aktive Zone mit Besetzungsinversion ausbildet. Durch Rekombination von Elektronen und Löchern in dieser aktiven Zone werden Photonen emittiert. Als Laserresonator dienen oft nur die planparallelen Stirnflächen (*Laserfacetten*) des Halbleiterblocks selbst (siehe Abbildung 2.1). Diese werden bei den meisten Halbleitermaterialien durch einfaches Spalten der Kristallscheiben in ausgezeichneten Kristallebenen erzeugt. Verspiegelt man sie nicht weiter, so

bestimmt der Unterschied zwischen den Brechungsindizes von Luft und dem Halbleitermaterial das Reflexionsvermögen dieser Flächen. Bei typischen Halbleitermaterialien wie GaAs ( $n = 3,6$ ) tritt bereits eine Reflexion von ca. 32% auf [KNEU 91]. Bei Materialien mit kleinerem Brechungsindex, wie z. B. GaN ( $n = 2,2 \rightarrow R = 14\%$ ) [NAKA 97] kann eine weitere Verspiegelung der Laserfacetten zu einer größeren Strahlungsverstärkung führen.

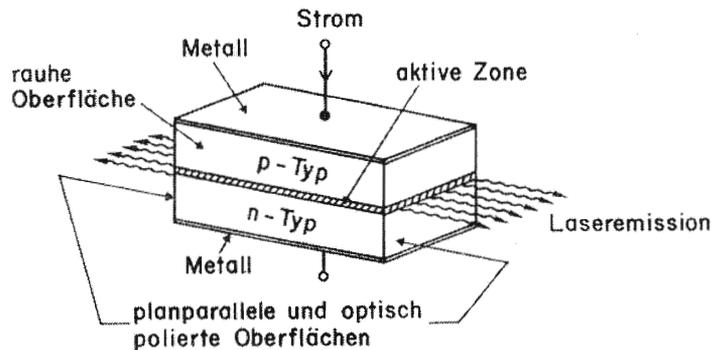


Abbildung 2.1: Aufbau eines Diodenlasers [KNEU 91]

Die Emissionswellenlänge des Diodenlasers wird wesentlich durch die Energiebandlücke der aktiven Zone bestimmt. Um die Effizienz der stimulierten Emission und damit den Wirkungsgrad der Laserdiode zu verbessern, wird diese aktive Zone in Wellenleiter- und Deckschichten eingebettet, deren Materialien eine etwas größere Bandlücke besitzen müssen. Hierdurch wirken diese Deckschichten wie eine Potentialbarriere für die injizierten Elektronen. Somit wird eine Diffusion der Elektronen (und Löcher) aus der aktiven Zone verhindert und die Rekombination auf die aktive Zone beschränkt [KNEU 91]. Weiter ist es wichtig, daß der Brechungsindex der umgebenden Schichten etwas größer ist, damit eine dielektrische Wellenleitung möglich wird. Auf diese Weise wird die vertikale Ausdehnung der Laserintensität so eingengt, daß sie kaum in die angrenzenden Schichten hineinreicht, wo sie, da hier keine Besetzungsinversion vorliegt, stark absorbiert werden würde.

Zur Entwicklung blauer Laserdioden mußte nun ein Material gefunden werden, dessen Bandlücke groß genug ist, um blaues Licht zu emittieren (also eine Bandlücke größer als 2,4 eV besitzt) und es gleichzeitig ermöglicht, verwandte Legierungen als Wellenleiter und Deckschichten zu benutzen, deren Gitterstruktur mit dem Basismaterial kompatibel ist. Außerdem muß eine p- und n-Dotierung des Materials möglich sein, um überhaupt eine aktive Zone aufzubauen, in der Lasertätigkeit entstehen kann.

Mit dieser Problematik beschäftigten sich Forschungslabore der ganzen Welt, und es stellte sich heraus, daß zwei Materialsysteme für effiziente grüne und blaue Lichtemitter in Frage kommen. Dies sind zum einen die II-VI-Halbleiter auf der Basis von ZnSe und die III-V-Nitride auf der Basis von GaN. Beide haben eine entsprechend große Bandlücke, und es gibt Legierungen ähnlicher Gitterkonstante, wie Abbildung 2.2 zeigt. Doch die bipolare

(besonders die p-) Dotierung wurde für beide Materialsysteme schwierig. Ein Wettbewerb um die Veröffentlichung des ersten blau emittierenden Prototyps hatte begonnen. Die Mehrzahl der Wissenschaftler konzentrierte sich auf die II-VI-Halbleiter, da diese die gleiche Kristallstruktur und eine sehr ähnliche Gitterkonstante zu Gallium-Arsenid haben. Aus diesem Grund ist ein direktes Aufwachsen von II-VI-Halbleitern auf GaAs-Substrate möglich. Für die III-V-Nitride ist bisher noch kein geeignetes Substratmaterial ähnlicher Gitterkonstante bekannt, so daß der Epitaxieprozeß erschwert wird.

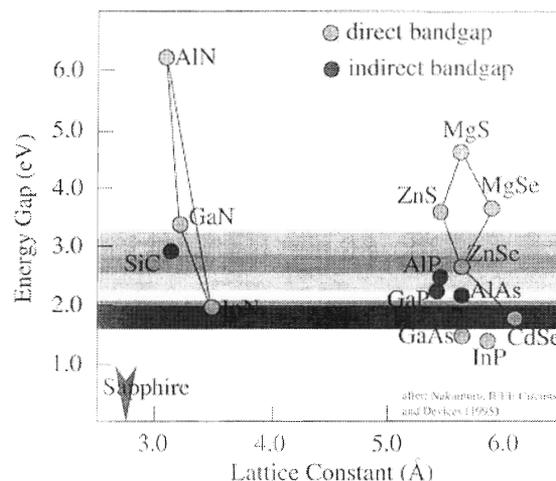


Abbildung 2.2: Einige Halbleiterelemente aufgetragen nach ihrer Energiebandlücke gegen die Gitterkonstante [NAKA 97].

Die erste blau-grüne Laserdiode wurde von 1991 von der Firma 3M (USA) entwickelt. Sie bestand aus einer Quantentrogstruktur aus ZnSe, die durch Molekularstrahlepitaxie auf ein Substrat aus GaAs aufgebracht wurde. Im gepulsten Betrieb bei einer Kühlung von 77 K (Kühlung durch flüssigen Stickstoff) emittierte sie Licht bei 490 nm. Die Lebensdauer betrug allerdings nur wenige Sekunden. Dennoch bedeutete dies den ersten Schritt zum Erfolg in der Entwicklung blauer Diodenlaser. Die elektrischen Kontakte wurden verbessert, weitere Materialien eingesetzt, sowie neue Epitaxieverfahren entwickelt, die es ermöglichten, auch Substrate zu verwenden (z. B. Saphir), deren Gitterkonstante um bis zu 15 % von der des Halbleitermaterials abweicht [NAKA 97].

Ende 1993 konnte die Firma Nichia Chemical Industries Ltd. (Anan, Tokushima, Japan) als erste eine sehr helle blaue Leuchtdiode (LED) vorstellen, basierend auf Galliumnitrid (GaN). 1996 wurden, ebenfalls von Nichia, erste bei Zimmertemperatur gepulst betriebene Laser auf der gleichen Basis entwickelt, die im blauen Spektralbereich bei 404 nm und einer Ausgangsleistung von 1,5 mW arbeiteten. Als Substrat diente hierbei Saphir. Als erstes wird durch ein spezielles Epitaxieverfahren eine GaN-Schicht auf ein Saphirsubstrat

gebracht. Hierauf wird dann die Laserdiodenstruktur gefertigt. Das Saphirsubstrat wird dann anschließend wieder abgeschliffen, so daß nur noch die GaN-Struktur übrigbleibt [NAKA 99].

Doch auch die Arbeit mit den II-VI-Halbleiterelementen erzielte große Fortschritte. Ende 1995 stellte die Firma Sony einen bei Raumtemperatur arbeitenden ZnSe-Laser bei 509 nm (cw-Betrieb) vor, der auch bereits eine Lebensdauer von 100 Betriebsstunden aufwies. 1997 konnte die Firma Sony die Lebensdauer ihrer Laserdioden auf ca. 400 h erhöhen, während Nichia ihre GaN-Laserdioden auf über 3000 h (beides cw-Betrieb) brachten. Bereits ein Jahr später berichtete Nichia von einer Lebensdauer von mehr als 5000 h und Sony von ca. 500 h.

Im Januar 1999 brachte Nichia endlich die erste lang erwartete blaue Laserdiode auf GaN-Basis auf den Markt, die Licht bei ca. 400 nm emittierte und im cw-Betrieb eine Ausgangsleistung von bis zu 5 mW erreichte. Die erwartete Lebensdauer dieser neuen Laserdioden beträgt laut Hersteller ca. 10 000 Betriebsstunden.

## 2.2 Aufbau des benutzten Diodenlasers

In dem im Rahmen dieser Arbeit beschriebenen Projekt wird mit einem Diodenlasersystem der Firma TuiOptics gearbeitet, die die neue Nichia-Laserdiode in eine von ihnen bereits für andere Laserdioden benutzte Anordnung eingebaut hat. Das von der Laserdiode emittierte Licht wird durch eine Linse kurzer Brennweite auf ein Reflexionsgitter in der Littrowanordnung kollimiert (Abbildung 2.3). Hierbei wird die minus erste Beugungsordnung direkt in die Laserdiode zurückreflektiert, während die nullte Ordnung als Nutzstrahl ausgekoppelt wird. Auf diese Weise erfährt die Laserdiode eine frequenzabhängige Rückkopplung durch einen externen Resonator. Diese Konfiguration bewirkt eine große spektrale Reinheit, sowie die Möglichkeit, den Laser über einen kleinen Wellenlängenbereich zu verstimmen. Neben der Variation von Temperatur und Strom der Laserdiode kann man nun auch die Gitterposition über Mikrometerschrauben variieren um die richtigen Wellenlängen auszuwählen. Weiterhin wird durch die Kopplung des externen Resonators an den durch die Laserfacetten gebildeten Resonator der freie Spektralbereich des Diodenlasers reduziert, die Finesse vergrößert und somit eine bedeutend kleinere Linienbreite des Lasers von bis zu 1 MHz (bei infraroten Diodenlasern) erzielt.

Die Stromversorgung der Laserdiode erfolgt über einen mitgelieferten Stromregler, der einen maximalen Stromfluß von 51 mA ermöglicht. Allerdings ist der Strom nur bis auf 1 mA genau ablesbar. An einem Temperaturregler läßt sich die Arbeitstemperatur des Lasers, der über ein Peltierelement angesteuert wird, einstellen. Die maximale Temperatur beträgt hierbei 48,4 °C und die minimale 10 °C. Die Ablesegenauigkeit liegt bei 0,1 °C.

In den Gitterhalter des Reflexionsgitters ist zusätzlich ein Piezokristall eingesetzt. Mit Hilfe dieses Piezokristalls kann das Gitter durch Anlegen z. B. einer Dreiecksspannung durchgestimmt werden. Variation dieser Piezospannung verstellt sowohl den Abstand zwischen Gitter und Laserdiode als auch den Winkel. Beides hat Einfluß auf die Ausgangswel-

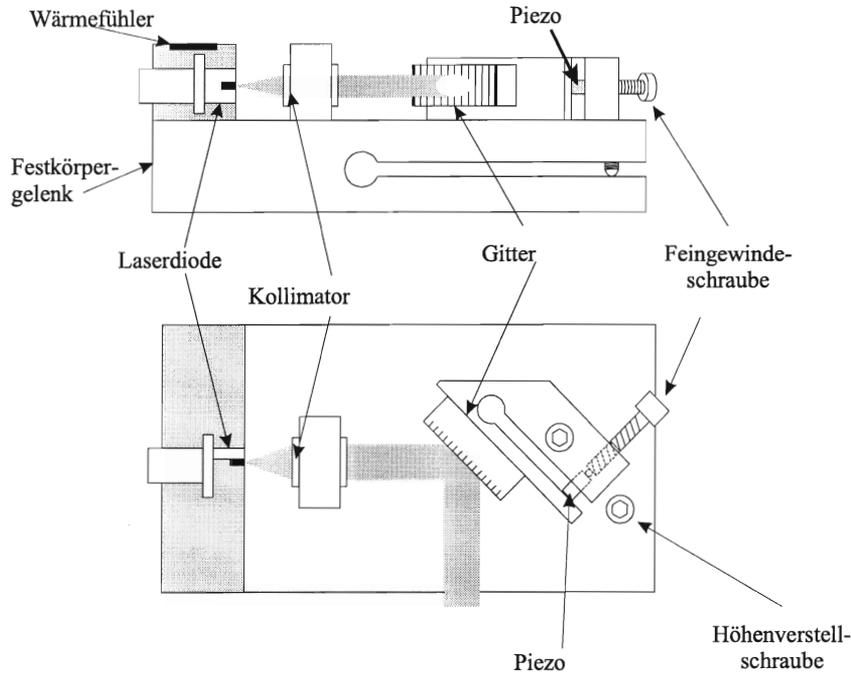


Abbildung 2.3: Gitterstabilisierter Diodenlaser in Seitenansicht (oben) und Aufsicht (unten).

lenlänge. Da diese beiden Variationen nicht aufeinander abgestimmt sind, kann es leicht zu Modensprüngen kommen. Daher ist es hiermit nur möglich, den Laser über einen Bereich von ca. 5 GHz kontinuierlich durchzustimmen. Um diese Modensprünge zu verhindern, kann zusätzlich eine *feed-forward*-Schaltung genutzt werden wobei ein zur Gitterspannung proportionaler Strom zum Injektionsstrom addiert wird. Hierdurch läßt sich der Abstimmbereich auf mehr als 20 GHz vergrößern, was eine große Erleichterung für die Spektroskopie darstellt. Allerdings kommt es durch die Benutzung dieser *feed-forward*-Schaltung zu großen Leistungsvariationen des emittierten Laserlichts innerhalb des Abstimmbereichs. Diese Variationen müssen bei späteren Messungen berücksichtigt werden.

## 2.3 Charakterisierung des Diodenlasers

Ein wichtiges Merkmal eines Lasers ist seine Wellenlänge. Wie bereits erwähnt, hängt diese von der Energiebandlücke der aktiven Zone ab. Die Energiebandlücke bestimmt die

Besetzungsverteilung von Valenz- und Leitungsband und somit das Verstärkungsprofil der aktiven Zone. Der Resonator sorgt dafür, daß das emittierte Licht in die aktive Zone rückgekoppelt wird. Im Resonator bilden sich stehende Wellen aus, deren Knoten im Falle eines idealen, verlustfreien Resonators auf den Resonatorflächen liegen. Das ist dann gegeben, wenn folgende Bedingung erfüllt ist:

$$\lambda = \frac{2nL}{m} \quad . \quad (2.1)$$

Hierbei ist  $L$  die Resonatorlänge,  $m$  eine positive ganze Zahl,  $\lambda$  die Wellenlänge und  $n$  der Brechungsindex. Innerhalb des Verstärkungsprofils wird diese Bedingung meist für mehrere positive ganze Zahlen  $m$  erfüllt, so daß der Resonator mehrere Eigenfrequenzen (= *longitudinale Resonatormoden*) besitzt. Es schwingt dabei die Resonatormode an, die die höchste Verstärkung erfährt (siehe Abbildung 2.4). Die Wellenlänge des Diodenlasers hängt also auch von der Eigenfrequenz des Resonators und somit von der Resonatorlänge ab.

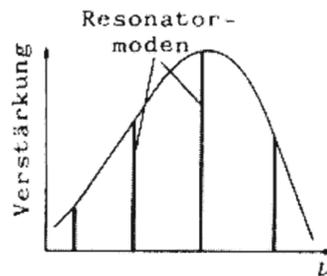


Abbildung 2.4: *Longitudinale Moden innerhalb des Verstärkungsprofils* [KNEU 91].

Beide Parameter, Verstärkungsprofil und Resonatorlänge, können durch die Temperatur geregelt werden. Einerseits wirkt sich die Temperatur auf den Bandabstand und somit auf das Verstärkungsprofil aus. Außerdem dehnt sich der Laserkristall bei höherer Temperatur aus, wobei sich der Resonator vergrößert. Die Eigenfrequenz des Resonators verschiebt sich dadurch zu größeren Wellenlängen. Allerdings ist dieser Effekt mit ansteigender Temperatur nicht so stark, wie das Verschieben des Maximums des Verstärkungsprofils. Regelt man nun die Temperatur, so kann das Maximum des Verstärkungsprofils plötzlich mit einer anderen Resonatormode zusammenfallen, und die Laseroszillation springt auf diese Mode. In einer Messung der Wellenlänge bei Variation der Temperatur (Abbildung 2.5) kann man diese Modensprünge gut erkennen.

Weiter hängt die Wellenlänge des emittierten Lichtes vom Injektionsstrom ab. Variation des Stroms ändert einerseits die Temperatur des Laserkristalls, was dann zu den oben erwähnten Effekten führt. Weiterhin wird die Besetzungsverteilung in der aktiven Zone geändert. Dies führt zu einer Änderung des Brechungsindexes des Laserkristalls, was dann wiederum nach Gleichung (2.1) Auswirkungen auf die Wellenlänge des emittierten Lichtes

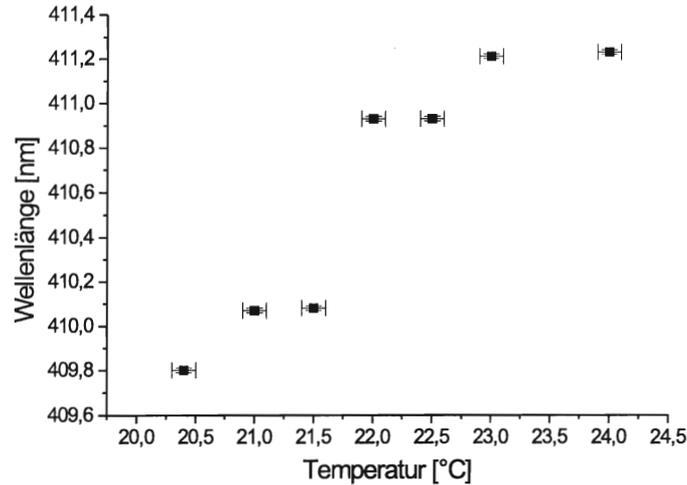


Abbildung 2.5: *Abhängigkeit der Wellenlänge von der Temperatur bei  $I = 49 \text{ mA}$ .*

hat [WIEM 90]. Außerdem läßt sich die Wellenlänge durch Verstellen des Reflexionsgitters ändern.

Zur Manipulation eines Atomstrahls mit Laserlicht muß die Wellenlänge des Diodenlasers auf einen ganz konkreten Übergang, also auf eine ganz bestimmte Wellenlänge, eingestellt werden. In einem ersten Schritt wird die Wellenlänge des Diodenlasers mit einem Wellenlängenmeßgerät überprüft. Durch Variation von Strom, Temperatur und schließlich der Gitterposition kann die Wellenlänge des gewünschten Übergangs eingestellt werden. Hierbei muß beachtet werden, daß das Wellenlängenmeßgerät so geeicht ist, daß es die Wellenlängen im Vakuum angibt. Die im Termschema (siehe Kapitel 3.1) angegebenen 410,17 nm (in Luft) entsprechen einer Vakuumwellenlänge von 410,29 nm. Diese Wellenlänge wird erzielt bei folgender Einstellung der Temperatur  $T$  und des aktuellen Injektionsstroms  $I_{\text{act}}$  des Lasers:

$$T = 20,0 \text{ °C} \quad I_{\text{act}} = 49 \text{ mA} \quad (2.2)$$

Ein anderer Aspekt ist die Laserleistung. Wie bereits erwähnt, entsteht die Besetzungsinversion, eine wichtige Voraussetzung von Lasertätigkeit, bei Diodenlasern durch das Anlegen einer elektrischen Spannung. Die Rekombinationsstrahlung in der aktiven Zone hängt somit stark vom Injektionsstrom ab. Bei niedrigem Stromfluß arbeitet die Diode wie eine Leuchtdiode, also mit vorwiegend spontaner Emission großer spektraler Breite. Erst ab einem bestimmten Schwellstrom beginnt die Lasertätigkeit. Diese Schwelle ist genau der Punkt, an dem die Lichtverstärkung innerhalb des Halbleiterblocks die Resonatorverluste überschreitet. Eine Messung der optischen Laserleistung in Abhängigkeit vom Injektions-

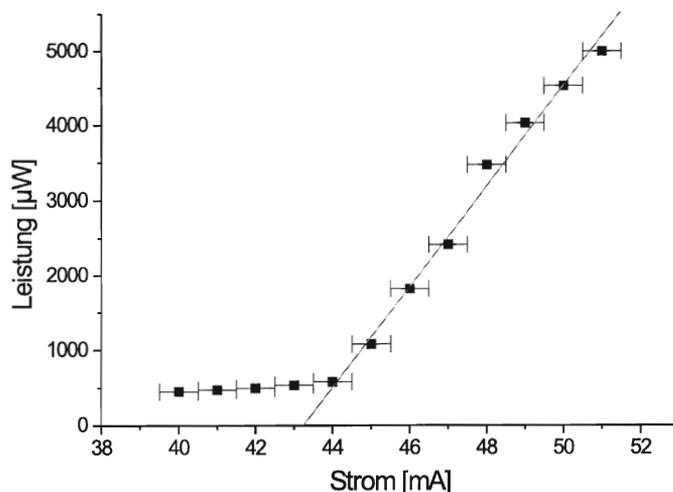


Abbildung 2.6: Abhängigkeit der Leistung vom Injektionsstrom bei  $T = 19,9 \text{ }^\circ\text{C}$ .

strom gibt Aufschluß über dieses Verhalten der Laserdiode. Bei dem im Rahmen dieser Arbeit benutzten Diodenlaser liegt diese Schwelle bei ca. 44,1 mA (Abbildung 2.6). Der Strom kann maximal auf 51 mA geregelt werden, ohne die Diode zu beschädigen. Hier wird mit Reflexionsgitter eine maximale Ausgangsleistung von ca. 5 mW gemessen.

Ein großer Vorteil von Diodenlasern ist außerdem ihr hoher differentieller Quantenwirkungsgrad, der definiert ist als der Quotient aus zusätzlicher optischer Laserausgangsleistung und zusätzlicher elektrischer Injektionsleistung [STEF 89]:

$$\begin{aligned}
 \eta &= \frac{\text{Anzahl der zusätzlich austretenden Photonen}}{\text{Anzahl der zusätzlich injizierten Elektronen}} \\
 &= \frac{\Delta P / h\nu}{\Delta I / e} \\
 &= \frac{\lambda e}{hc} \left( \frac{\Delta P}{\Delta I} \right) \tag{2.3}
 \end{aligned}$$

Er liegt bei üblichen Diodenlasern zwischen 15 und 50%. Die Steigung des linearen Bereichs der P-I-Kennlinie oberhalb der Laserschwelle (Abbildung 2.6) liefert eine Abschätzung des differentiellen Wirkungsgrades des Diodenlasers. Die Steigung beträgt  $668 \text{ } \mu\text{W}/\text{mA}$ . Dadurch ergibt sich ein differentieller Wirkungsgrad von  $\eta = 22,1\%$ , wobei sich dieser Wert nicht auf die Laserdiode alleine bezieht, sondern mit bereits eingebautem Reflexionsgitter, das die optische Ausgangsleistung vermindert, bestimmt wurde. Der Wert für den differentiellen Wirkungsgrad liegt also durchaus in einem üblichen Bereich.

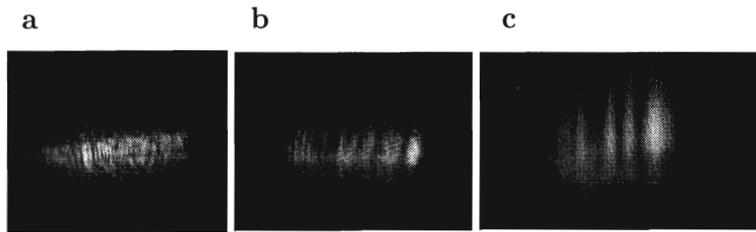


Abbildung 2.7: *Transversale Modenstruktur: Aufnahme mit einer CCD-Kamera in drei verschiedenen Entfernungen  $d$  vom Diodenlaser; a)  $d_1 = 140$  mm; b)  $d_2 = 650$  mm; c)  $d_3 = 3400$  mm*

Ein weiterer wichtiger Parameter eines Diodenlasers ist seine transversale Modenstruktur. Eine Aufnahme des Laserstrahls mit einer UV-empfindlichen CCD Kamera in drei verschiedenen Entfernungen und zwar im Abstand  $d_1 = 140$  mm,  $d_2 = 650$  mm und  $d_3 = 3400$  mm zeigt die transversale Modenstruktur gut aufgelöst (Abbildung 2.7). Besonders im Fernfeld (c), sieht diese nicht wie die transversale Grundmode  $TEM_{00}$  (englisch: *transverse electric and magnetic mode*) aus. Die Ursache für dieses schlechte Modenprofil liegt vermutlich weniger an der Laserdiode selbst, sondern viel mehr an dem zwischen Diode und Reflexionsgitter eingesetzten Kollimator. Hier wurde nämlich kein System verwendet, das speziell für blaues Licht geeignet ist, da diese zu dem entsprechenden Zeitpunkt noch nicht kommerziell erhältlich waren. Die eingebaute Kollimatorlinse ist für 780 nm Wellenlänge hergestellt worden. Für die Absorptionsspektroskopie an der Hohlkathode (siehe Kapitel 3) stellt das schlechte Modenprofil kein Problem dar. Für Anwendungen, in denen ein transversal schmalere Strahl notwendig ist, wie bei der Erzeugung eines Schwebungssignals (siehe Kapitel 2.4), kann man eine optische Faser als räumliches Filter benutzen und auf diese Weise einen Teil des Laserstrahls auswählen. Dieses Verfahren geht natürlich auf Kosten der Laserleistung, besonders, da Fasern, die speziell für den blauen Spektralbereich geeignet sind, zum Zeitpunkt der Durchführung der entsprechenden Experimente nicht zur Verfügung standen. Daher wird eine Faser, die für Argon-Laser ( $\lambda = 488$  nm) hergestellt wurde, benutzt. Es kommt zu großen optischen Rückkopplungen durch Rückstreuungen besonders an der Eingangsfacette der Faser, die wiederum die Frequenzstabilität des Lasers stören. Um diese Rückkopplung zu minimieren, wird der Laserstrahl bei der Einkopplung leicht dejustiert. Bei einem eingekoppeltem Laserstrahl von ca. 3 mW optischer Laserleistung kann schließlich nur noch ca. 250  $\mu$ W Laserleistung ausgekoppelt werden.

## 2.4 Die spektrale Linienbreite

Ein für die Spektroskopie wichtiger Aspekt ist außerdem die spektrale Linienbreite des Lasers. Durch sie wird die minimal auflösbare Linienbreite der Spektren gegeben. Um zumindest eine Abschätzung dieser Linienbreite zu erhalten, wird ein Schwebungssignal zwischen dem Licht des blauen Diodenlasers und dem vorher für diesen Übergang reali-

sierten frequenzverdoppelten Diodenlasers [CLEV 98] erzeugt.

### 2.4.1 Erzeugung eines Schwebungssignals

Will man ein Schwebungssignal zwischen zwei Laserstrahlen erzeugen, so überlagert man sie auf einer schnellen Photodiode. Betrachtet man den idealisierten Fall der Überlagerung zweier ebener Wellen  $E_1 \cos(\omega_1 t - \vec{k}_1 \vec{r})$  und  $E_2 \cos(\omega_2 t - \vec{k}_2 \vec{r} + \varphi(t))$ , wobei alle Frequenz- und Phasenschwankungen in  $\varphi(t)$  enthalten sein sollen, so gilt für die Intensität der Resultierenden [WYNA 92]:

$$\begin{aligned}
 I_{\text{res}} &= a \left( E_1 \cos(\omega_1 t - \vec{k}_1 \vec{r}) + E_2 \cos(\omega_2 t - \vec{k}_2 \vec{r} + \varphi(t)) \right)^2 \\
 &= \frac{a}{2} (E_1^2 + E_2^2) \leftarrow \text{Gleichstromanteil} \\
 &+ \frac{a}{2} E_1^2 \cos(2\omega_1 t - 2\vec{k}_1 \vec{r}) + \frac{a}{2} E_2^2 \cos(2\omega_2 t - 2\vec{k}_2 \vec{r} + 2\varphi(t)) \\
 &+ a E_1 E_2 \cos\left((\omega_1 + \omega_2) t - (\vec{k}_1 + \vec{k}_2) \vec{r} + \varphi(t)\right) \\
 &+ \underbrace{a E_1 E_2 \cos\left((\omega_1 - \omega_2) t - (\vec{k}_1 - \vec{k}_2) \vec{r} - \varphi(t)\right)}_{:= \text{Schwebungssignalanteil}} . \tag{2.4}
 \end{aligned}$$

Neben dem Gleichstromanteil und dem Beitrag des Schwebungssignals finden sich nur noch Terme, die zu hochfrequent sind, um mit einer Photodiode nachgewiesen zu werden. Bei dem zur Überlagerung benutzten Laser handelt es sich um einen Diodenlaser mit  $\lambda = 820 \text{ nm}$  (IR-Bereich), der durch einen Lithiumiodat-Kristall frequenzverdoppelt wird. Die Linienbreite des infraroten Diodenlasers liegt im Bereich von 1 MHz. Im Rahmen dieser Arbeit soll nicht auf das Funktionsprinzip einer Frequenzverdopplung eingegangen sowie technische Probleme bei der Stabilisierung dieses Lasers erläutert werden. Hierfür wird auf entsprechende Literatur, z. B. [CLEV 98] verwiesen. Die Leistung des aus der Frequenzverdopplung resultierenden blauen Lichts liegt im Bereich von 100  $\mu\text{W}$ .

Da nicht zwei gleiche Systeme vorliegen, müssen einige Dinge beachtet werden. Erst einmal muß die Differenz der beiden Laserfrequenzen  $|\omega_1 - \omega_2|$  kleiner sein als die elektronische Bandbreite der Photodiode und des Verstärkers. Um dies zu gewährleisten, werden beide Laser einzeln auf die gleiche Absorptionslinie an der Hohlkathode (siehe Kapitel 3.1) abgestimmt. Ein Spiegel kann jederzeit wieder in den Strahlengang repositioniert werden, um die Frequenzlage der Laser zu überprüfen. Dann wird der frequenzverdoppelte Laser auf dieser Frequenzeinstellung gelassen, während der blaue Diodenlaser über einen kleinen Frequenzbereich langsam durchgestimmt wird, um so auf einem Spektrumanalysator das Schwebungssignal zu finden.

Weiterhin muß die Modenstruktur beider Laser aneinander angepaßt sein. Dieser Punkt ist hier ganz besonders schwierig zu realisieren. Wie bereits erwähnt, hat die transversale Modenstruktur des blauen Diodenlasers wegen des eingebauten Kollimators nicht mehr

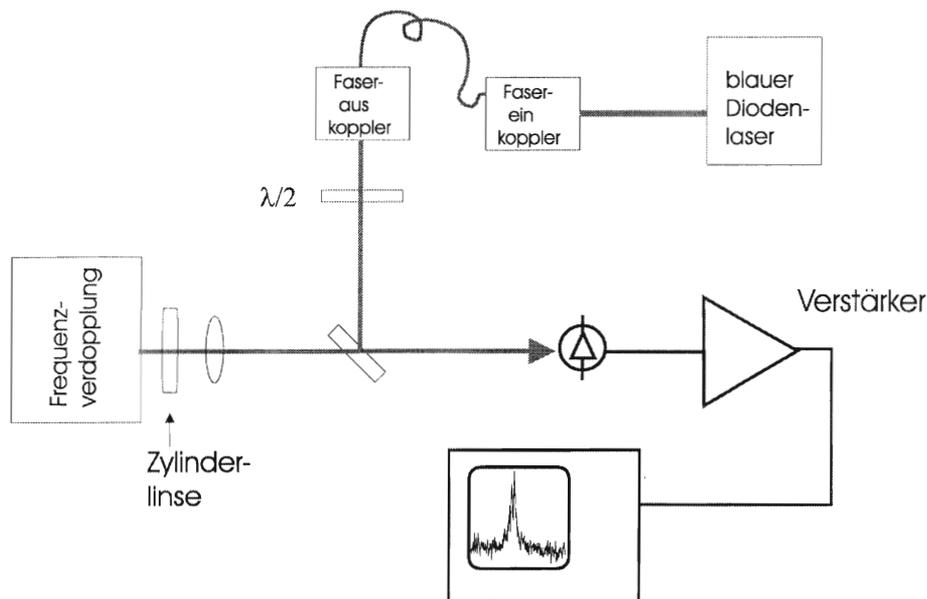


Abbildung 2.8: Versuchsaufbau zur Erzeugung eines Schwebungssignals zwischen dem blauen Diodenlaser und dem frequenzverdoppelten Laser.

die Gestalt einer  $TEM_{00}$ -Mode, so daß hier eine Faser als räumliches Filter benutzt wird. Doch auch der frequenzverdoppelte Laserstrahl besitzt noch einen Restastigmatismus. Durch eine Kombination von einer Zylinderlinse mit einer einfachen Linse wird dieser Astigmatismus minimiert.

Das aus der Frequenzverdopplung austretende Licht ist linear polarisiert. Damit beide Laserstrahlen wirklich die gleiche Polarisation haben, wird der Strahl des blauen Diodenlasers vor der Überlagerung durch eine  $\lambda/2$ -Platte gelenkt. Die Laserstrahlen werden über mehrere Spiegel miteinander überlagert um einen optimalen Überlapp zu erlangen, und dann auf eine Photodiode fokussiert (Abbildung 2.8). Dabei ist darauf zu achten, daß der Gleichstromanteil des Signals die Photodiode nicht sättigen darf. Ein optimales Signal-Rausch-Verhältnis erhält man, wenn beide Laserstrahlen die gleiche Leistung haben. Das resultierende Schwebungssignal wird verstärkt und kann mit einem Radiofrequenz-Spektrumanalysator betrachtet werden.

Die maximale Höhe des zu erwartenden Schwebungssignals kann einfach abgeschätzt werden. In dem durchgeführten Experiment lagen folgende Laserleistungen vor der Photodiode vor: Leistung des blauen Diodenlasers  $P_{DL} = 10 \mu W$ , Leistung aus der Frequenzverdopplung  $P_{FV} = 9,4 \mu W$ . Man erwartet also eine optische Leistung des Schwebungssignals von  $P_{opt} = \sqrt{2P_{DL}P_{FV}} = 13,7 \mu W$ . Diese optische Leistung wird von der Photodiode (mit Empfindlichkeit im blauen Spektralbereich von  $S = 0,55 A/W \cdot 20\%$ ) detektiert und in einen Strom  $I = S \cdot P_{opt} = 1,5 \mu A$  umgewandelt. Der Radiofrequenz-Spektrumanalysator sollte dann nach einer Verstärkung  $V$  um 45 dBm eine Leistung von

$$P[\text{dBm}] = 10 \cdot \log \left( \frac{I^2 \cdot R}{1 \text{ mW}} \right) + V = -24,4 \text{ dBm} \quad (2.5)$$

anzeigen.

### 2.4.2 Auswertung des Schwebungssignals

Abbildung 2.9a zeigt nun eine Aufnahme des Schwebungssignals zwischen den beiden Laserstrahlen auf einem Radiofrequenz-Spektrumanalysator bei einer Auflösungsbandbreite von 300 kHz und einer Aufnahmezeit von 100 ms pro Durchlauf. Zum Vergleich wird eine Untergrundmessung durchgeführt, bei der der frequenzverdoppelte Laserstrahl blockiert wurde (Abbildung 2.9b). Bei kleinen Frequenzen ist in beiden Aufnahmen der Gleichstromanteil der Überlagerung zu erkennen. Hierbei fällt auf, daß der Gleichstrompeak unter Mitwirkung des frequenzverdoppelten Lasers deutlich breiter ist, als ohne. Eine Aufnah-

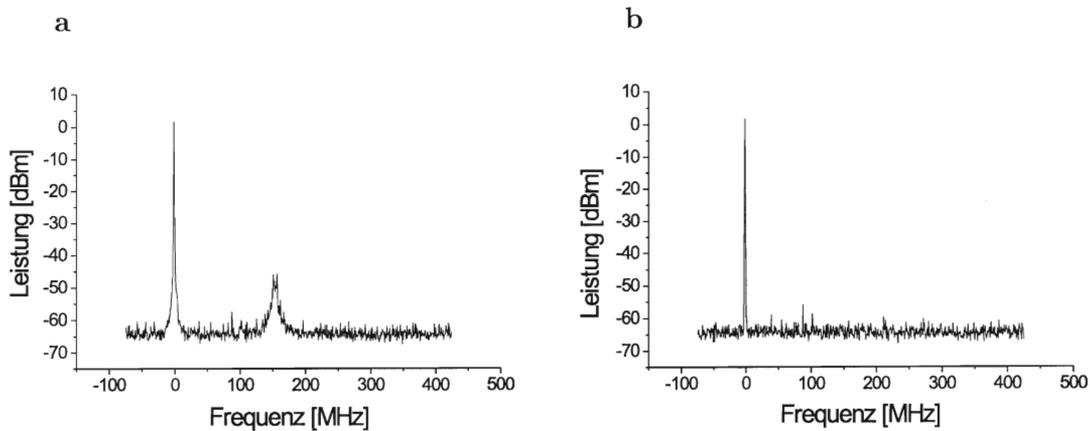


Abbildung 2.9: a.) Schwebungssignal zwischen dem blauen Diodenlaser und dem frequenzverdoppelten Laser. b.) Untergrundmessung ohne frequenzverdoppelten Laser.

me des Gleichstromanteils bei einer Auflösungsbandbreite von 100 kHz (Abbildung 2.10) bestätigt dieses. Der gleiche Effekt konnte nicht beobachtet werden, wenn bei einer Untergrundmessung statt des frequenzverdoppelten Lasers der blaue Diodenlaser blockiert wurde. Die Breite des Signals deutet auf Intensitätsschwankungen in der Frequenzverdopplung, die dann von dem Detektor in Frequenzschwankungen umgewandelt werden. Andere kleinere Peaks um die 100 MHz oder bei 200 MHz können von Radiosendern oder anderen äußeren Einflüssen herrühren.

Betrachtet man das Schwebungssignal (Abbildung 2.9), so sieht man, daß die Höhe nicht etwa den erwarteten  $P[\text{dBm}] = -24,4 \text{ dBm}$  entspricht, sondern nur eine Höhe von ca.

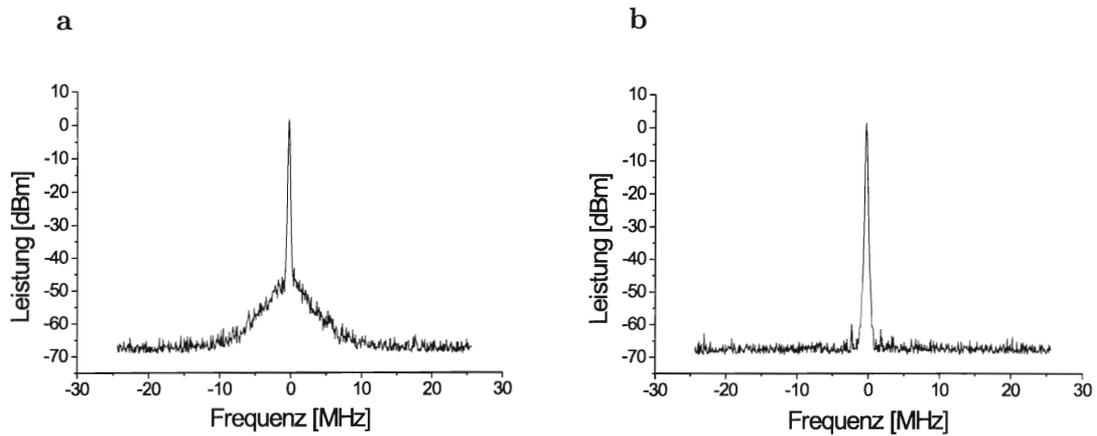


Abbildung 2.10: Gleichstromanteil a.) mit beiden Lasern b.) ohne frequenzverdoppelten Laser

-46 dBm erreicht wird. Natürlich wurde in der Rechnung von absolut monochromatischen Wellen ausgegangen, wie sie sicherlich in der Messung nicht vorliegen. Auch der Überlapp, sowie die Modenanpassung der Laserstrahlen ist in der Rechnung idealisiert und kann so nicht realisiert werden.

Um die Linienbreite des Peaksignals besser untersuchen zu können, wurde es mit einer Auflösungsbandbreite von 100 kHz (Aufnahmezeit 100 ms pro Durchlauf) aufgenommen

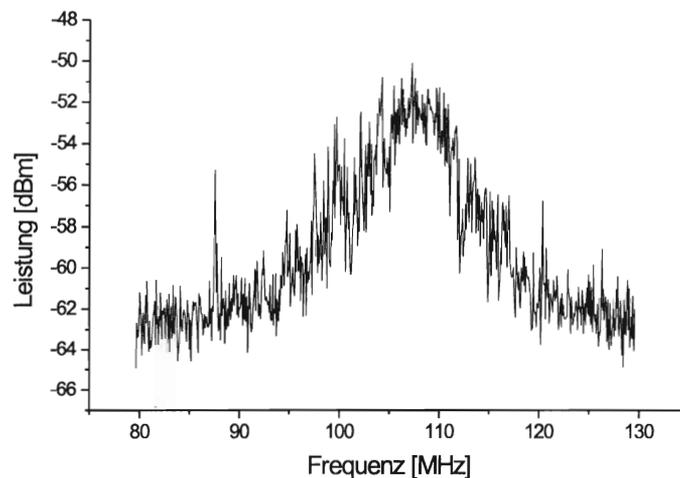


Abbildung 2.11: Schwebungssignal mit einer Auflösungsbandbreite von 100 kHz.

(2.11). Die Halbwertsbreite des Schwebungssignals in Abbildung 2.11 beträgt ca. 8,6 MHz. Unter Berücksichtigung der Schwankungen im Schwebungssignal kann man damit also sagen, daß die spektrale Linienbreite des blauen Diodenlasers kleiner ist als 10 MHz.

## Kapitel 3

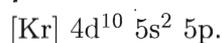
# Absorptionsspektroskopie am Indium-Atom

Um die Wellenlänge des Diodenlasers exakt auf den gewünschten Übergang abzustimmen, wird eine Absorptionsspektroskopie durchgeführt. Im folgenden werden die Eigenschaften von Indium und die sich daraus ergebenden spektroskopischen Schwierigkeiten dargestellt, sowie der Aufbau eines Experiments zur Absorptionsspektroskopie an einer Hohlkathodenlampe beschrieben. Die experimentellen Ergebnisse werden aufgeführt und ausgewertet.

### 3.1 Das Element Indium

Bei Indium handelt es sich um ein silberweißglänzendes, sehr weiches Metall. Es ist auch an Luft und in Wasser stabil und läßt sich direkt auf metallische Oberflächen aufdampfen. Somit verspricht es für die Atomlithographie die Möglichkeit, zweidimensionale Strukturen im Nanometerbereich zu entwickeln, bei denen auf Ätzprozesse verzichtet werden kann. Indium ist ein Element der III. Hauptgruppe. Seine Ordnungszahl beträgt 49, die relative Atommasse 114,82. Es hat einen relativ niedrigen Schmelzpunkt bei 429,32 K (156,17 °C) und einen Siedepunkt von 2353 K [EMSL 89].

Indium besitzt zwei stabile Isotope, nämlich  $^{115}\text{In}$  und  $^{113}\text{In}$ , die mit einer relativen Häufigkeit von 95,7% und 4,3% im natürlichen Isotopengemisch vorliegen. Beide Isotope haben die Kernspinquantenzahl  $I = 9/2$ . Folgende Elektronenkonfiguration liegt im Grundzustand  $^2P_{1/2}$  vor:



Will man mit Indium Atomlithographie betreiben, so muß der Atomstrahl des Indiums transversal gekühlt werden, um möglichst gut aufgelöste Strukturen herstellen zu können. Wie bereits erwähnt ist zur Anwendung von Laserkühlung ein geschlossenes System not-

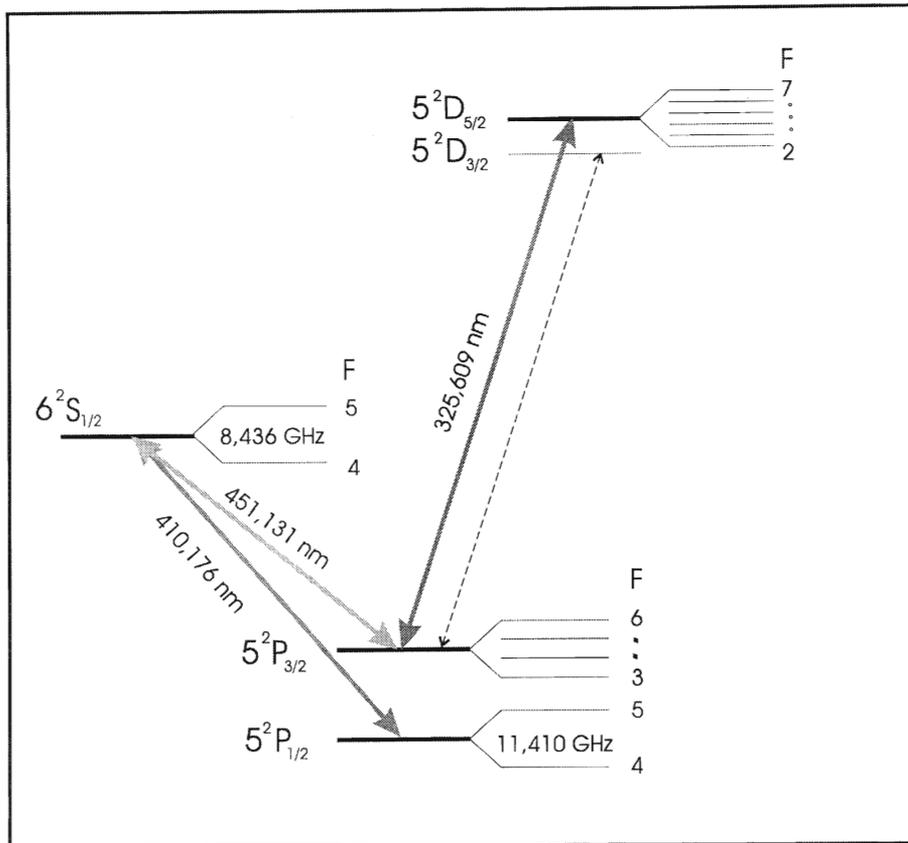


Abbildung 3.1: Termschema von  $^{115}\text{In}$  mit den für die Atomlithographie wichtigen Übergänge, einschließlich der Hyperfeinaufspaltung.

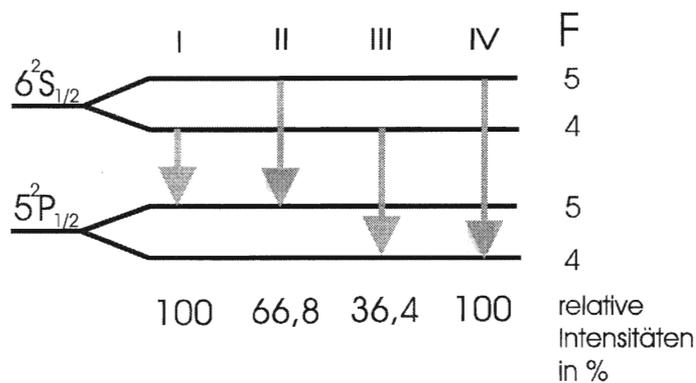


Abbildung 3.2: Termschemaausschnitt des zu spektroskopierenden Übergangs sortiert nach steigender Frequenz (I-IV) und mit den relativen Intensitäten der vier Linien versehen.

wendig. Betrachtet man das Termschema des Indiumatoms (Abb. 3.1), so sieht man, daß dieses geschlossene System durch den Übergang von dem  $5^2P_{3/2}$  ( $F = 6$ )-Zustand in den  $5^2D_{5/2}$  ( $F' = 7$ )-Zustand realisiert werden kann. Allerdings ist die Besetzungsdichte des  $5^2P_{3/2}$ -Zustandes selbst bei hohen Temperaturen so gering, daß sie in einem ersten Schritt durch optisches Pumpen des  $5^2P_{1/2}$  - Grundzustandes über den  $6^2S_{1/2}$  - Zustand erhöht werden muß. Zur Anregung dieses ersten Übergangs wird eine Wellenlänge von 410,176 nm in Luft, was einer Vakuumwellenlänge von 410,29 nm entspricht, benötigt. Zur Berechnung der natürlichen Linienbreite dieses Übergangs muß man bedenken, daß die Atome von dem angeregten  $6^2S_{1/2}$  - Zustand auch spontan in den  $5^2P_{3/2}$  - Zustand übergehen können. Sind mehrere Übergänge zu verschiedenen tieferen Niveaus möglich, so ist die gesamte spontane Übergangswahrscheinlichkeit  $A_i = \sum_k A_{ik}$  zu betrachten. Für die entsprechenden Übergangswahrscheinlichkeiten gilt:

$$\begin{aligned} 6^2S_{1/2} \rightarrow 5^2P_{1/2} & : A = 0,56 \cdot 10^8 \text{ s}^{-1} \\ 6^2S_{1/2} \rightarrow 5^2P_{3/2} & : A = 1,02 \cdot 10^8 \text{ s}^{-1} . \end{aligned} \quad (3.1)$$

Die natürliche Linienbreite des Übergangs läßt sich dann berechnen zu:

$$\Delta\nu = \frac{A_i}{2\pi} = 25,15 \text{ MHz} . \quad (3.2)$$

Die Hyperfeinaufspaltung des  $5^2P_{1/2}$  - Grundzustandes und des  $6^2S_{1/2}$  - Zustandes wurde bereits mit hoher Genauigkeit bestimmt [ECK 57] [NEIJ 80] und ist ebenfalls im Termschema (Abbildung 3.1) eingetragen. Mit Hilfe der Quantenzahlen kann man die relativen Intensitäten der sich durch die Hyperfeinaufspaltung ergebenden vier Linien des Übergangs bestimmen, die in Abbildung 3.2 dargestellt sind.

Für  $^{113}\text{In}$  ergibt sich ein analoges Termschema, wobei die Indiumlinien um 258,2 MHz ins Rote verschoben sind. Die Isotopieverschiebung wurde ausführlich von Neijzen und Dönselmann [NEIJ 80] untersucht.

Ein Problem bei der Spektroskopie von Indium ist sein sehr niedriger Dampfdruck, der sich folgendermaßen berechnen läßt [NESM 63]:

$$p[\text{mbar}] = 10^{7,5775 - 11221/T[\text{K}]} . \quad (3.3)$$

Bei einer Temperatur von  $T = 1265$  °C wie sie bei späteren Experimenten am Atomstrahl (siehe Kapitel 4) vorliegt, ergibt sich also ein Dampfdruck von nur 1,9 mbar.

## 3.2 Die Hohlkathodenlampe

Um das Indium trotz des geringen Dampfdruckes in die Gasphase zu überführen und hier für eine Spektroskopie lange genug zu halten, wird eine Hohlkathodengasentladungslampe

verwendet, wie sie bereits 1923 von Schüler entwickelt wurde [SCHU 26]. Hierbei können durch den Effekt der Kathodenzerstäubung (*Sputtering*) einzelne Atome durch positiv geladene Edelgasionen, die durch das elektrische Feld beschleunigt werden, aus der Indiumfolie herausgeschlagen werden und liegen so als freie Atome im Plasma vor. Hier werden sie durch das Entladungsplasma angeregt.

Bei der im Rahmen dieser Arbeit verwendeten Hohlkathode handelt es sich um einen Nachbau eines an der Universität der Bundeswehr Hamburg entwickelten Modells [BAIE 98]. Sie besteht aus einem 20 mm langen, axial durchbohrten (3 mm Durchmesser) Kupferzylinder als Kathode und ebenfalls zylindrisch und axial durchbohrten Aluminiumanoden, die an den Stirnflächen der Kathode angebracht sind. Die Bohrung der Kathode wird mit 100  $\mu\text{m}$  dicker Indiumfolie ausgekleidet. Die Kathode ist in der Mitte eines Metallrohrs befestigt. Die Anoden sind elektrisch leitend miteinander verbunden. Abbildung 3.3 zeigt eine Skizze dieser Beschaltung.

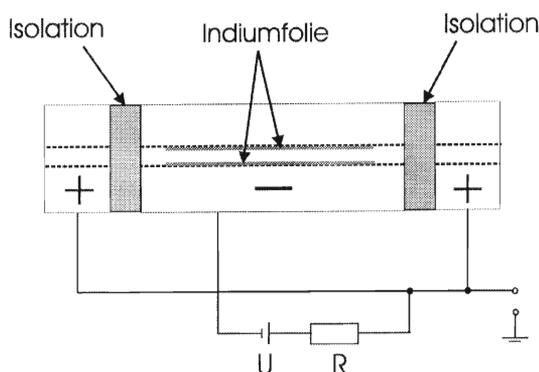


Abbildung 3.3: Aufbau der Hohlkathodenlampe

Zwischen Kathode und Anoden sowie zwischen Anoden und äußerem Metallrohr befinden sich Keramikisolierungen, ebenfalls mit 3 mm Bohrungen versehen. Als Stromquelle dient ein Mittelspannungsnetzgerät, das eine Spannung bis zu 1250 V bei einem Maximalstrom von 100 mA liefert. Es kann sowohl strom- als auch spannungsbegrenzend betrieben werden. Die Stromzufuhr erfolgt über Kupferdrähte, die durch die Isolierung zu den Anoden reichen. Die Kupferdrähte werden wiederum durch Glasröhrchen, die in die Keramikisolierungen gesteckt werden, geschützt. Das äußere Metallrohr, das die Kathode und Anoden enthält, geht an beiden Enden in Glasrohre über, die mit abgeschrägten Quarzfenstern vakuumdicht verschlossen werden. Die Abschrägung von ca.  $10^\circ$  soll direkte Rückreflexionen des Laserstrahls vermeiden. Das Vakuumsystem wird über zwei weitere Rohrstützen angeschlossen. Es besteht aus einer Drehschieberpumpe mit einem Enddruck von ca.  $10^{-4}$  mbar, die über Wellschläuche mit der Hohlkathode verbunden ist, und einem Gaseinlaß, der das Trägergas über einen PVC-Schlauch in die Hohlkathode leiten kann. Die Pumpe kann durch ein Absperrventil von der Hohlkathode getrennt werden, so daß das Trägergas eingelassen werden kann. Ein Wärmeleitungsvakuummeter mit einer minimalen Anzeige von  $10^{-3}$  mbar gibt den Druck in der Hohlkathode an. Als Trägergas der Gasentladung wird

über ein Nadelventil Neon in die Hohlkathode gefüllt.

Um die Hohlkathode ist ein Behälter aus Aluminium angebracht, der mit flüssigem Stickstoff zur Kühlung der Hohlkathode gefüllt werden kann. Der Behälter besteht aus Vorder- und Rückseite, die mit halben Bohrungen entsprechend dem Durchmesser des Metallrohres versehen sind, sowie einem Bodenstück. Die einzelnen Teile werden mit herkömmlichem Silikon zusammengeklebt, so daß sie dicht an dem Metallrohr anliegen. Silikon hat sich hierbei als deutlich geeigneter als der vorher benutzte Tieftemperaturkleber erwiesen, denn beim Füllen des Aluminiumbehälters dehnt sich dieser ungleichmäßig aus, was zum Abspringen des Klebers führte. Nach außen ist der Aluminiumbehälter mit Styropor isoliert. Die Kühlung der Hohlkathode hat mehrere Gründe. Zum einen brennt dadurch die Entladung ruhig und gleichmäßig, und zum anderen bewirkt sie, daß das verdampfte Indium wieder an den Kathodeninnenwänden statt an den Fenstern kondensiert und somit wieder für die Spektroskopie nutzbar wird. Ein anderer Vorteil der Kühlung ist, daß dadurch die gaskinetische Temperatur gesenkt wird. Die Indiumatome folgen in der Hohlkathode der Maxwell-Geschwindigkeitsverteilung. Ihre Geschwindigkeit hängt somit von der gaskinetischen Temperatur ab. Die Absorptionsfrequenz eines Atoms, welches sich mit der Geschwindigkeit  $v$  gegen eine Lichtwelle bewegt, ist wegen des Dopplereffekts verschoben. Die dadurch resultierende Dopplerverbreiterung stellt ein Gaußprofil dar. Sie läßt sich berechnen durch:

$$\Delta\nu_D = (8 \ln 2)^{\frac{1}{2}} \left( \frac{kT}{mc^2} \right)^{\frac{1}{2}} \nu_0 . \quad (3.4)$$

Durch die Kühlung der Hohlkathode wird also außerdem die Dopplerverbreiterung der Absorptionslinien reduziert.

Die sich letztendlich ergebende Absorptionslinie besitzt ein Voigtprofil, d. h. eine Faltung des Lorentzprofils, welches sich aus der natürlichen Linienbreite ergibt, mit dem Gaußprofil der Dopplerverbreiterung. Da allerdings davon auszugehen ist, daß die Dopplerverbreiterung erheblich größer ist, als die natürliche Linienbreite, wird erwartet, daß die Absorptionslinien annähernd gaußförmig sind.

### 3.3 Aufbau zur Absorptionsspektroskopie

Nun soll die Wellenlänge des Diodenlasers exakt auf den gewünschten Übergang abgestimmt werden. Dazu dient die Absorptionsspektroskopie an der Hohlkathode. Bei der Absorptionsspektroskopie wird der Laserstrahl durch die Hohlkathode geleitet und über einen Bereich von ca. 22 GHz durchgestimmt. Das Absorptionssignal wird von einer Photodiode aufgezeichnet. Die Intensitätsschwankungen des Lasers, die durch das Durchstimmen des Gitters entstehen ergeben eine Dreiecksstruktur. Sie werden bei jeder Messung als Untergrundsignal bei ausgeschalteter Hohlkathodenentladung aufgenommen. In der Auswertung kann man dann das Absorptionssignal durch diesen Untergrund dividieren, um die Intensitätsverhältnisse der einzelnen Absorptionslinien besser betrachten zu können.

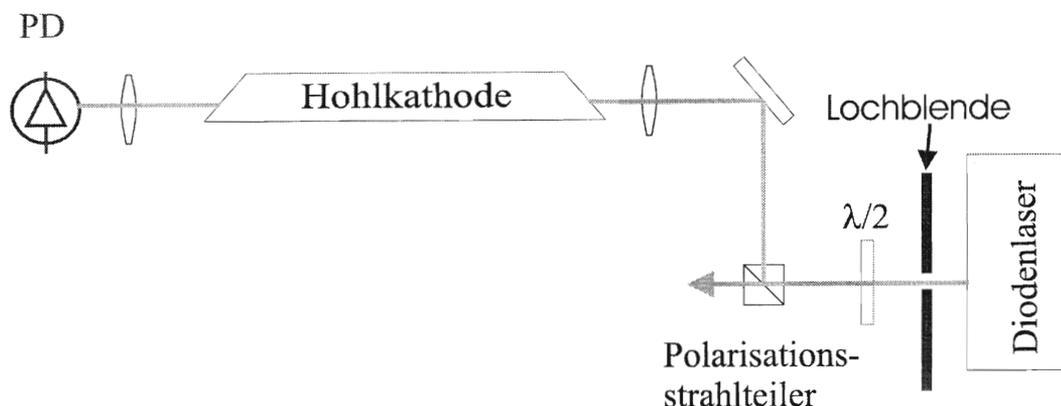


Abbildung 3.4: Aufbau zur Absorptionsspektroskopie an der Hohlkathode.

Außerdem liefert das Leuchten der Hohlkathode einen zusätzlichen Untergrund auf das Signal, der von jeder Messung abgezogen werden muß. Dieser wird bei brennender Entladung, aber blockiertem Laserstrahl aufgenommen.

Der Laserstrahl wird als erstes durch eine Lochblende transversal begrenzt. Um die Leistung des Laserstrahls unabhängig von der Wellenlänge variieren zu können, wird eine  $\lambda/2$  - Platte in den Strahlengang gebracht, an dem die Polarisationsachse des Strahls verändert werden kann. Als nächstes trifft der Strahl auf einen Polarisationsstrahlteiler, der den Laserstrahl nach seinen Polarisationskomponenten in zwei Strahlen, nämlich senkrecht und parallel zur Einfallsebene aufteilt. Für die Spektroskopie wird nur eine Komponente genutzt. Dreht man nun an der  $\lambda/2$  - Platte, so ändern sich die Polarisationsanteile des einfallenden Strahls, wodurch dann die Leistung in dem genutzten Strahl stufenlos variiert werden kann. Nun muß der Laserstrahl durch die 3-mm-Bohrung der Hohlkathode justiert werden. Damit nicht durch Streuung an den Innenwänden der Hohlkathode zu viel Licht verloren geht, wird eine Linse mit 40 cm Brennweite benutzt. Der aus der Hohlkathode austretende Strahl wird wieder durch eine Linse, diesmal mit sehr kurzer Brennweite, auf die Photodiode fokussiert.

Nachdem das Wärmeleitungsvakuummeter den kleinstmöglichen Druck anzeigt ( $10^{-3}$  mbar), wird die Vakuumpumpe über das Absperrventil von der Hohlkathode getrennt. Nun wird Neon in die Hohlkathode eingelassen. Zwischen Kathode und Anode wird eine Gleichstrom-Glimmentladung gezündet. Das Netzgerät wird spannungsbegrenzt betrieben. Der Vorwiderstand R (Abbildung 3.3) ermöglicht eine Strombegrenzung, so daß maximal ein Entladungsstrom von 20 mA fließt. Die Entladung brennt in einem pinkfarbenen hellen Licht, wobei die Farbe des Glimmlichts vom Trägergas und dem zu spektroskopierenden Material abhängt [BAIE 98].

### 3.4 Auswertung des Absorptionsspektrums

Abbildung 3.5 zeigt eine Aufnahme eines Absorptionsspektrums, das bei einem Druck des Trägergases Neon von 1 mbar und einem Entladungsstrom der Hohlkathode von 16,8 mA entstanden ist.

Die Temperatur des Diodenlasers beträgt  $20,0\text{ }^{\circ}\text{C}$  und der Injektionsstrom variiert während eines Abstimmbereichs von ca. 48 bis 50 mA. Die Laserleistung wurde auf  $0,5\text{ }\mu\text{W}$  heruntergeregelt, damit bei der Spektroskopie keine Sättigungseffekte auftreten und außerdem die Photodiode im linearen Bereich arbeitet. Man kann hier gut erkennen, daß der benutzte Diodenlaser über einen Bereich von 22 GHz modensprungfrei durchstimmbare ist. Da der Frequenzabstand der einzelnen Linien schon aus früheren Hyperfeinstrukturuntersuchungen bekannt ist (der Abstand der äußeren Linien zu den mittleren beträgt jeweils 8,4 GHz und die mittleren Linien sind 3 GHz voneinander entfernt), konnte die Frequenzachse einfach entsprechend angepaßt werden. Hierzu wurden die Hyperfeinstrukturabstände gegen die sich in dem Absorptionsspektrum ergebenden Linienpositionen aufgetragen und ein Fit mit einem Polynom zweiten Grades durchgeführt. Auf diese Weise beachtet man, daß der Piezokristall nicht linear arbeitet. Dieses Polynom lieferte somit die Skalierung der Frequenzachse.

Die Hyperfeinstruktur ist in dem Absorptionsspektrum gut aufgelöst zu erkennen. Die Linien lassen sich durch Gaußkurven annähern. Die aus dem Gauß-Fit bestimmten Halbwertsbreiten der Linien sind in Tabelle 3.1 dargestellt. Diese Linienbreite entsteht vor

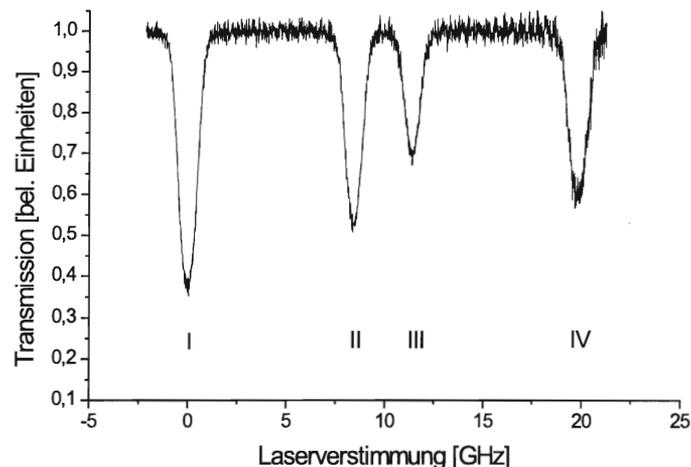


Abbildung 3.5: Aufnahme eines Absorptionsspektrums an der Hohlkathode bei einem Entladungsstrom von  $I = 16,8\text{ mA}$  und einem Plasmadruck von 1 mbar.  $P_{\text{Laser}} = 0,5\text{ }\mu\text{W}$

	Linienbreite/MHz	exp. rel. Int.	theor. rel. Int.
<i>I</i>	884	100	100
<i>II</i>	823	69,6	66,8
<i>III</i>	784	41,7	36,4
<i>IV</i>	913	66,6	100

Tabelle 3.1: *Linienbreiten und relative Intensitäten (experimentell ermittelte und theoretisch errechnete) der Absorptionslinien.*

allem durch den Dopplereffekt in der Hohlkathode. Eine mittlere Linienbreite von 850 MHz entspricht nach Gleichung (3.4) einer gaskinetischen Temperatur von 300 K.

Betrachtet man die Fläche der einzelnen Kurven, so kann man die relativen Intensitäten vergleichen. Auch sie sind in Tabelle 3.1 dargestellt. Man kann erkennen, daß die relativen Intensitäten nicht korrekt den theoretischen Werten entsprechen. Besonders bei der Linie IV, also der des Übergangs kleinster Wellenlänge, ist die Absorption zu schwach. Die Absorption hängt im allgemeinen von der Differenz der Besetzungsdichten der Zustände ab. Die Besetzungsdichte der angeregten Zustände folgt einer Boltzmann-Verteilung, die einer Anregungstemperatur  $T_e$  von ca. 3000 K bis 4000 K entspricht [BAIE 98] (man beachte, daß diese nicht der gaskinetischen Temperatur entspricht). Allerdings ist die Besetzungsdichte bei einer Temperatur im Bereich von  $T_e$  in den einzelnen Hyperfeinniveaus des  $6^2S_{1/2}$  - Zustandes sehr schwach (unter 1 %) so daß dieses nicht erklärt, warum die Linienstärken ganz besonders in der IV. Linie so stark von der Theorie abweichen. Die Abweichungen der Linienstärken von den theoretischen Werten lassen sich vermutlich auf Effekte innerhalb der Hohlkathode selbst zurückführen, die bestimmt werden durch den gaskinetischen Druck sowie die Entladungsstromstärke. Schon bei kleinen Veränderungen dieser Parameter verschieben sich die Intensitäten zueinander. Ein Grund für die Schwäche der IV. Linie könnte auch die Tatsache sein, daß sie sich am Ende des Abstimmbereichs befindet und somit bei kleinstem Injektionsstrom entsteht. Somit arbeitet der Laser hier nahe an der Laserschwelle, was die Linie verkleinern könnte.

In den Absorptionsspektren sind natürlich nur die Linien des  $^{115}\text{In}$  - Isotops zu erkennen, da die Isotopieverschiebung (258 MHz) in der Dopplerbreite der Linien verschwindet. Um diesen Peak auch sichtbar zu machen, ist dopplerfreie Spektroskopie nötig, wie sie im nächsten Kapitel beschrieben wird.

## Kapitel 4

# Dopplerfreie Spektroskopie am Atomstrahl

Eine Möglichkeit, die Dopplerbreite der experimentell beobachteten Absorptionslinien zu reduzieren, bietet die Spektroskopie am kollimierten Atomstrahl, die im folgenden vorgestellt werden soll. Hierbei wird die von dem angeregten Zustand emittierende Fluoreszenz betrachtet. Insbesondere wird die Linienbreite der Fluoreszenzlinien in Abhängigkeit von der eingestrahlten Laserleistung untersucht. Weiter wird durch den Einsatz eines Interferenzfilters optisches Pumpen nachgewiesen. Somit läßt sich zeigen, daß der Laser tatsächlich geeignet ist, um im späteren Lithographieprozeß die Atome von dem Grundzustand in den thermisch schwach besetzten  $5^2P_{3/2}$  - Zustand zu pumpen.

### 4.1 Theorie

Die Indiumatome strömen nun aus einem Ofen in eine Vakuumapparatur. In der Vakuumapparatur befindet sich ein Blendensystem, das den Atomstrahl mechanisch transversal kollimiert. Strahlt man einen Laserstrahl senkrecht zum Atomstrahl ein, so hängt die Absorptionswahrscheinlichkeit für ein Atom von seiner Geschwindigkeitskomponente in Laserrichtung  $v_L$  und von der Laserfrequenz  $\omega$  ab, die aus Sicht des sich bewegenden Atoms Doppler-verschoben ist zu  $\omega' = \omega - kv_L$ . Nachdem der Laser die Absorptionsstrecke  $\Delta x = x_1 - x_2$  passiert hat, ist die Laserleistung abgesunken auf

$$P(\omega) = P_0 \exp \left[ - \int_{x_1}^{x_2} \alpha(\omega, x) dx \right] . \quad (4.1)$$

Dabei ist  $\alpha(\omega, x)$  der Absorptionskoeffizient. Verschiedene Umformungen und Integrationen (siehe z. B. [DEMT 93]) ergeben für die absorbierte Leistung  $\Delta P(\omega)$ :

$$\Delta P(\omega) = a \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\exp \left\{ - [(\omega - \omega')c / (\omega' v_w \sin \epsilon)]^2 \right\}}{(\omega - \omega')^2 + \left( \frac{1}{2} \gamma \right)^2} d\omega', \quad (4.2)$$

mit  $\omega' = \omega_0 + kv_x$ . Das Linienprofil der absorbierten Leistung stellt ein Voigt-Profil dar, also die Faltung aus einem Lorentz-Profil (homogene Linienbreite) und dem Doppler-Profil. Allerdings ist die Dopplerbreite um den Faktor  $\sin \epsilon$ , der das Kollimationsverhältnis angibt, reduziert. Ist der Durchmesser der Ofenöffnung sehr klein, und der Atomstrahl passiert nur eine Blende mit dem Durchmesser  $b$  im Abstand  $d$  zum Ofen, so gilt:

$$\sin \epsilon = \frac{v_x}{v} \simeq \tan \epsilon = \frac{b}{2d} . \quad (4.3)$$

Das heißt also, je besser das Kollimationsverhältnis, desto größer die Reduktion der Dopplerbreite.

Detektiert wird die von dem angeregten Zustand emittierte laserinduzierte Fluoreszenz, die von einem Photomultiplier senkrecht zum Atom- und Laserstrahl aufgenommen wird.

## 4.2 Beschreibung der Atomstrahlapparatur

In diesem Experiment besteht die Atomstrahlapparatur aus einem großen Metalltopf, an dem eine Turbomolekularpumpe angeschlossen wird, die ein Hochvakuum bis zu  $10^{-7}$  mbar erzielt. Als Vorpumpe dient die gleiche Drehschieberpumpe, die auch für die Hohlkathode benutzt wird. Unten an dem Vakuumtopf ist eine Effusionszelle für das Indium angebracht, die bei einer Temperatur von  $1265$  °C betrieben wird. Das Indium wird in Form von Granulat oder Pulver in ein Keramiktöpfchen gegeben und in die Effusionszelle gesetzt. Der Ofen besitzt eine Öffnung von  $b_1 = 1$  mm. Mit einem von außen bedienbaren Shutter kann die Ofenöffnung verschlossen werden. Direkt hinter dem Ofen befindet sich eine runde, wassergekühlte Kupferblende mit einem Durchmesser von  $5$  mm, die dafür sorgt, daß sich das verdampfte Indium, welches so divergent den Ofen verläßt, daß es nicht mehr zum Atomstrahl beitragen kann, bevorzugt hier absetzt und so nicht den ganzen Vakuumtopf benetzt. Die Kupferblende trägt nicht zur mechanischen Kollimation des Atomstrahls bei, da sie größer ist als die Ofenöffnung selbst und sich außerdem direkt dahinter befindet. In späteren Berechnungen wird sie daher vernachlässigt. Weiter werden zwei Schlitzblenden verwendet, mit einer Öffnung von  $20$  mm ( $y$ -Richtung)  $\times$   $0,2$  mm ( $x$ -Richtung) die im Abstand von  $430$  mm angebracht wurden. Die erste Blende befindet sich  $20$  mm hinter der Kupferblende. Das Kollimationsverhältnis der Anordnung in  $x$ -Richtung berechnet sich zu:

$$\sin \epsilon \simeq \tan \epsilon = \frac{0,2 \text{ mm}}{430 \text{ mm}} = 4,65 \cdot 10^{-4} . \quad (4.4)$$

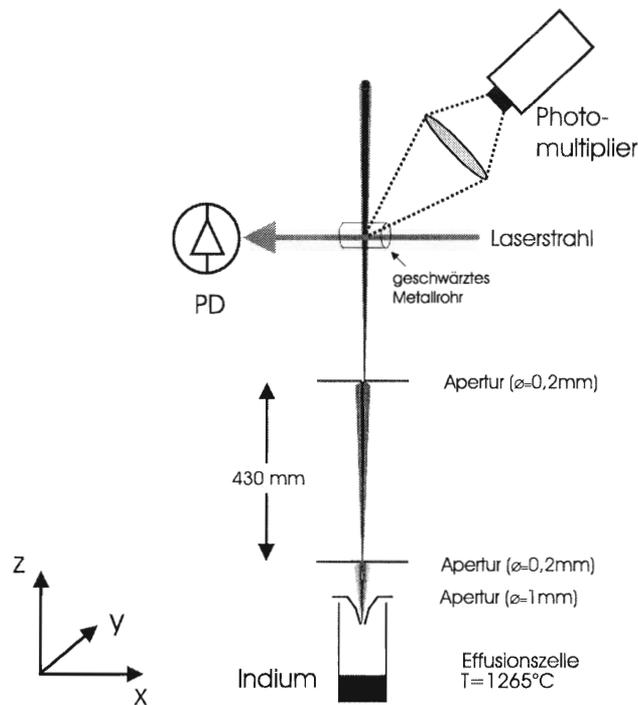


Abbildung 4.1: Aufbau des Blendensystems in der Vakuumapparatur.

Der Laserstrahl wird über ein antireflex-beschichtetes Fenster senkrecht zum Atomstrahl aus der  $x$ -Richtung in die Vakuumapparatur eingestrahlt, während die Fluoreszenz wiederum senkrecht zu Laser und Atomstrahl aus der  $y$ -Richtung mit einem Photomultiplier betrachtet werden kann. Die Wechselwirkungszone des Lasers mit dem Atomstrahl befindet sich im Abstand von 120 mm hinter der letzten Schlitzblende. Um Streulicht innerhalb der Apparatur zu reduzieren, wird der Laserstrahl in der Wechselwirkungszone mit dem Atomstrahl in einem von innen mit Ruß geschwärzten Metallrohr geführt, das mit entsprechenden Löchern für Atomstrahl und Fluoreszenzlicht versehen wurde.

Nach einer ersten Lochblende, die aus dem schlechten Modenprofil einen geeigneten Teil ausblendet, wird der Laser erneut durch eine  $\lambda/2$ -Platte und einen Polarisationsstrahlteiler geschickt, um die Leistung stufenlos variieren zu können. Anschließend wird der Strahl durch eine zweite Lochblende mit sehr kleiner Öffnung gelenkt, um somit das Streulicht in der Vakuumapparatur zu reduzieren. Die Öffnung wird so eingestellt, daß ein optimales Fluoreszenzsignal erreicht wird. Über mehrere Umlenkspiegel gelangt der Laserstrahl dann in die Vakuumapparatur. Auch er wird so justiert, daß ein optimales Signal-Rausch-Verhältnis erzielt wird. Eine Photodiode wird hinter die Vakuumapparatur plaziert, um somit die Transmission des Laserstrahls durch die Atomstrahlapparatur direkt aufzunehmen.

### 4.3 Auswertung der Spektren

Abbildung 4.2 zeigt ein Spektrum aller vier Linien der Hyperfeinstruktur dieses Übergangs. Bei dieser Aufnahme wurde bereits das Fluoreszenzsignal durch das Transmissionssignal auf der Photodiode geteilt, wobei vorher bei beiden Signalen ein Untergrundsignal (aufgenommen bei geschlossenem Atomofen) abgezogen wurde. Man kann sofort erkennen, daß die Linienbreiten bedeutend kleiner sind, als bei dem Spektroskopieexperiment an der Hohlkathode. Auch das Verhältnis der Linienintensitäten hat sich verändert. Nun ist Linie IV, welche bei der Absorptionsspektroskopie an der Hohlkathode noch zu schwach war, die stärkste Linie. Es ergibt sich ein Verhältnis von  $100 : 71,3 : 47,0 : 111$  (zum Vergleich, das theoretische Verhältnis ist  $100 : 66,8 : 36,4 : 100$ ). Die Abweichungen zum theoretischen Wert lassen sich vor allem durch Schwierigkeiten in der Aufnahme der Linien erklären. Die Linien sind so schmal, daß sie nur durch wenige Punkte auf dem Oszilloskop dargestellt werden können. Es ist also durchaus möglich, daß die Spitze einzelner Linien in der dargestellten Aufnahme gar nicht angezeigt wird und sie somit etwas variieren.

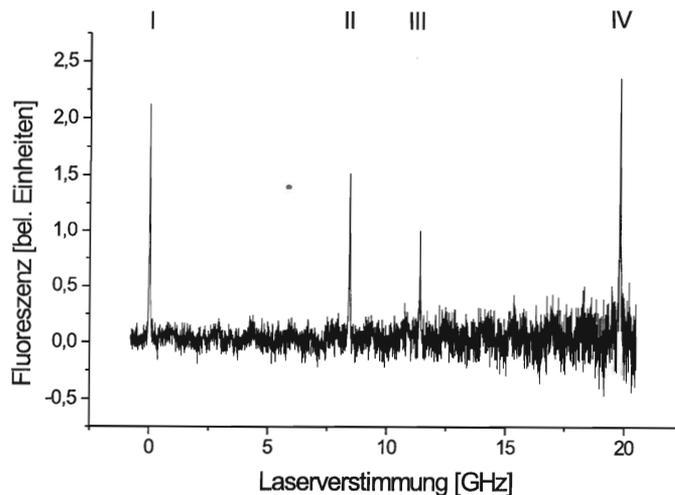


Abbildung 4.2: Aufnahme eines Fluoreszenzspektrums am Indium-Atomstrahl.

#### 4.3.1 Untersuchung der Linienbreite

Untersucht man die Linienbreite des Fluoreszenzspektrums, so stellt sich die Frage, durch welche Faktoren diese minimiert werden kann. Eine absolute untere Grenze der Linienbreite ist gegeben durch die natürliche Linienbreite des spektroskopierten Übergangs, die wie bereits erwähnt 25 MHz beträgt. Die Blendenanordnung sollte die Dopplerbreite der Fluoreszenzlinien fast vollständig minimieren und somit reine Lorentzlinien liefern. Um

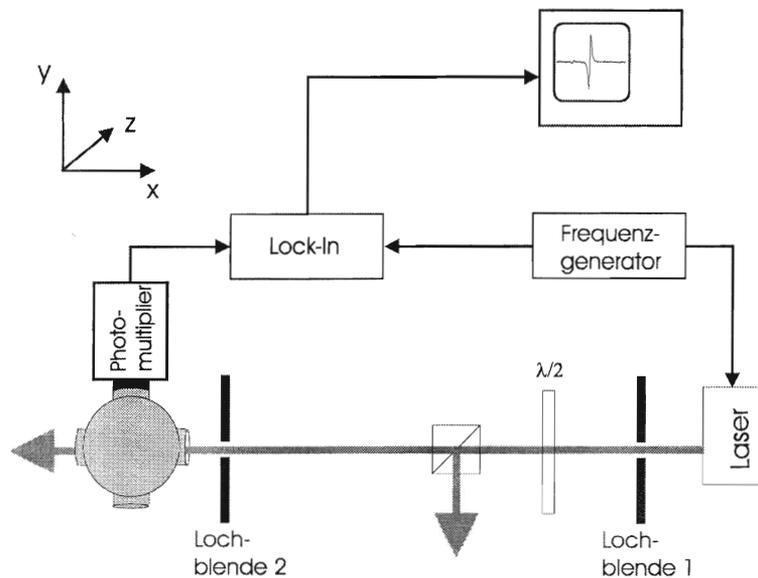


Abbildung 4.3: Aufbau zur Spektroskopie am Atomstrahl mit Hilfe des Lock-In-Verstärkers.

die minimale Linienbreite der Fluoreszenzlinien zu untersuchen, ist es nötig, mit kleinen Laserleistungen bzw. kleinen Laserintensitäten zu arbeiten, da große Intensitäten zu einer Sättigungsverbreiterung der Linien führen. Die Lage des Laserstrahls zum Atomstrahl kann anhand des Fluoreszenzspektrums durch Justieren der Spiegel optimiert werden. Der Laserstrahl trifft dann senkrecht auf den Atomstrahl, wenn das Fluoreszenzsignal maximal gegenüber dem verbleibenden Rauschuntergrund erscheint und wenn das Signal ein möglichst symmetrisches Lorentzprofil aufzeigt.

Um außerdem das Signal-Rausch-Verhältnis zu verbessern, wird ein Lock-In-Verstärker eingesetzt. Hierzu wird eine Modulationsfrequenz über einen entsprechenden Eingang auf den Laserstrom gegeben, welches ebenfalls als Referenzsignal auf den Lock-In-Verstärker gegeben wird (siehe Abbildung 4.3). Dieser kann nun das modulierte Fluoreszenzsignal phasenabhängig verstärken und reduziert somit das Rauschen im Verhältnis zum Signal. Der Lock-In-Verstärker liefert ein dispersives Signal, nämlich die Ableitung der lorentzförmigen Fluoreszenzlinien. Stimmt man nun den Laser langsam über die zu untersuchende Linien, so kann man sehr deutliche Fluoreszenzlinien aufnehmen. Abbildung 4.4 zeigt eine Aufnahme der Linie I des Spektrums bei einer sehr kleinen Modulationsfrequenz von 15 kHz und einer Modulationsamplitude von 20 mV von Spitze zu Spitze. Dies sind die Parameter, bei denen ein optimales Signal-Rausch-Verhältnis bei kleinster Linienbreite erzielt wird. Die Laserleistung bei dieser Aufnahme beträgt  $100 \mu\text{W}$ . Schaut man sich die Linie an, so kann man den Isotopenpeak von  $^{113}\text{In}$  ebenfalls gut erkennen. Da die Isotopieverschiebung bereits bekannt ist (258,2 MHz Verschiebung des Isotopenpeaks von  $^{113}\text{In}$  in den roten Spektralbereich [NEIJ 80]) kann mit Hilfe dieses Abstandes die Frequenzachse entsprechend geeicht werden. Dies bietet eine höhere Genauigkeit der Frequenzskala, die

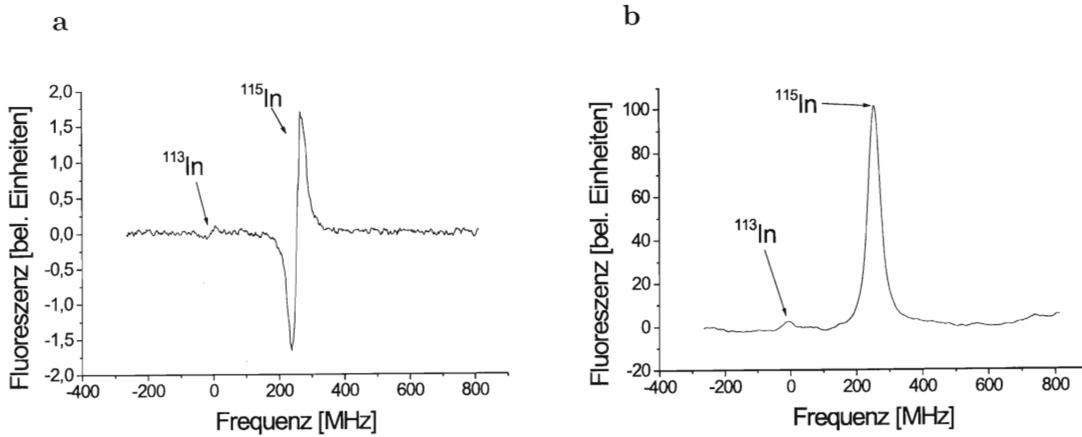


Abbildung 4.4: a.) Aufnahme der Fluoreszenzlinie I mit dem Lock-In-Verstärker am Indiumatomstrahl. b.) Integral des vom Lock-In-Verstärker gelieferten Signals.

nötig ist, um die Linienbreite der Fluoreszenzlinien zu betrachten. Man kann annehmen, daß eine lineare Eichung auf einer solch kleinen Frequenzskala ausreichend genau für die Bestimmung der Linienbreite ist.

Wie bereits erwähnt tritt mit wachsender Laserintensität eine Sättigungsverbreiterung der Linien auf, gemäß

$$\Delta\omega_s = \Delta\omega_0 \cdot \sqrt{1 + \frac{I}{I_{\text{sat}}}} \quad , \quad (4.5)$$

wobei  $\Delta\omega_0$  die natürliche Linienbreite des Übergangs ohne Sättigungsverbreiterung ist und  $I_{\text{sat}}$  die Sättigungsintensität des Übergangs ist. Für ein einfaches zwei-Niveausystem läßt sich die Sättigungsintensität aus der Lebensdauer  $1/\Gamma$  der Atome im angeregten Zustand berechnen, für die gilt:

$$I_{\text{sat}} = \frac{\pi\hbar c\Gamma}{3\lambda^3} = 47,7 \frac{\text{mW}}{\text{cm}^2} \quad . \quad (4.6)$$

Bestimmt man nun die Linienbreite  $\Delta\omega$  des Fluoreszenzsignals in Abhängigkeit von der Laserintensität  $I$  (Abbildung 4.5), so läßt sich eine Kurve der Form

$$\Delta\omega = a + 25,1 \text{ MHz} \cdot \sqrt{1 + \frac{I}{I_0}} \quad (4.7)$$

an die Meßdaten annähern, wobei  $a$  und  $I_0$  variable Parameter sind. Es ergibt sich eine optimale Annäherung bei folgenden Werten:  $a = 11,20 \pm 0,57 \text{ MHz}$  und  $I_0 = 21,0 \pm 3,2 \text{ mW/cm}^2$ . Der theoretische Wert für die Sättigungsintensität stimmt

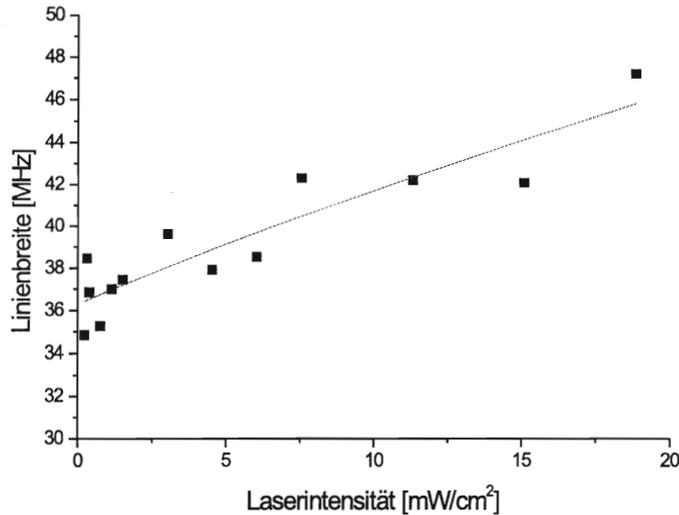


Abbildung 4.5: Die Linienbreite der Fluoreszenzlinien in Abhängigkeit von der Laserintensität.

somit nicht mit dem durch die Fit-Funktion ermittelten Wert  $I_0$  überein. Dies ist allerdings nicht weiter erstaunlich, denn geht man allein von den Meßpunkten in Abbildung 4.5 aus, so bietet sich der Verlauf der durchgeführten Fit-Funktion nicht ausschließlich an. Ebenso gut hätte man auch einen linearen Verlauf annehmen können. Außerdem geht die errechnete Sättigungsintensität von einem einfachen zwei-Niveausystem aus, was bei Indium nicht der Fall ist.

Sowohl in den Meßdaten (Abbildung 4.5), als auch in der Fit-Funktion (4.7) sieht man, daß man bei sehr kleinen Laserintensitäten in einen Bereich bis ca. 35 MHz Linienbreite gelangt, bzw. in der Fit-Funktion eine Verschiebung der Kurve durch den Parameter  $a = 11,20 \pm 0,57$  MHz stattfindet. Auch wenn man statt der Fit-Funktion (4.7) einen linearen Verlauf annimmt, so würde diese auch bei sehr kleinen Laserintensitäten in diesen Bereich von 35 MHz gelangen. Das heißt also, daß es außer der natürlichen Linienbreite des spektroskopierten Übergangs noch einen weiteren Beitrag zur Verbreiterung der Fluoreszenzlinien gibt. Da alle sonstigen Verbreiterungen wie Sättigung und Dopplerverbreiterung durch die sehr kleinen Laserintensitäten und den Experimentaufbau ausgeschlossen werden, bleibt nur noch die Vermutung, daß die spektrale Linienbreite des Lasers tatsächlich im Bereich der verbleibenden 10 MHz liegt. Da die spektrale Linienbreite des Lasers im Idealfall ebenfalls ein Lorentzprofil liefert, ergäbe sich aus der Überlagerung der beiden Lorentzprofile wieder ein Lorentzprofil, dessen Linienbreite sich aus der Summe der Einzellinienbreiten ergibt. Somit würde man aus der Summe von der Linienbreite des Lasers und der natürlichen Linienbreite des Übergangs tatsächlich auf Fluoreszenzlinien von

35 MHz stoßen. Die auf diese Weise bestimmte Linienbreite stimmt somit mit der durch das Schwebungssignal ermittelten oberen Abschätzung der Linienbreite des Diodenlasers überein (siehe Kapitel 2.4).

### 4.3.2 Nachweis von optischem Pumpen

Nun wird vor den Photomultiplier ein Interferenzfilter gestellt, das einen Bandpaß für Wellenlängen von 430 bis 470 nm darstellt. Das Transmissionsmaximum von 50 % besitzt das Interferenzfilter bei einer Wellenlänge von 450 nm. Durch Einsatz dieses Filters kann der Photomultiplier nur noch Fluoreszenz in diesem Spektralbereich detektieren. Erhält man nun immer noch ein Fluoreszenzsignal bei Einstrahlen des benutzten Diodenlasers, so kann dies nur daher rühren, daß Atome aus dem angeregten  $6^2S_{1/2}$  - Zustand in den  $5^2P_{3/2}$  - Zustand fallen, wobei Licht einer Wellenlänge von 451 nm emittiert wird.

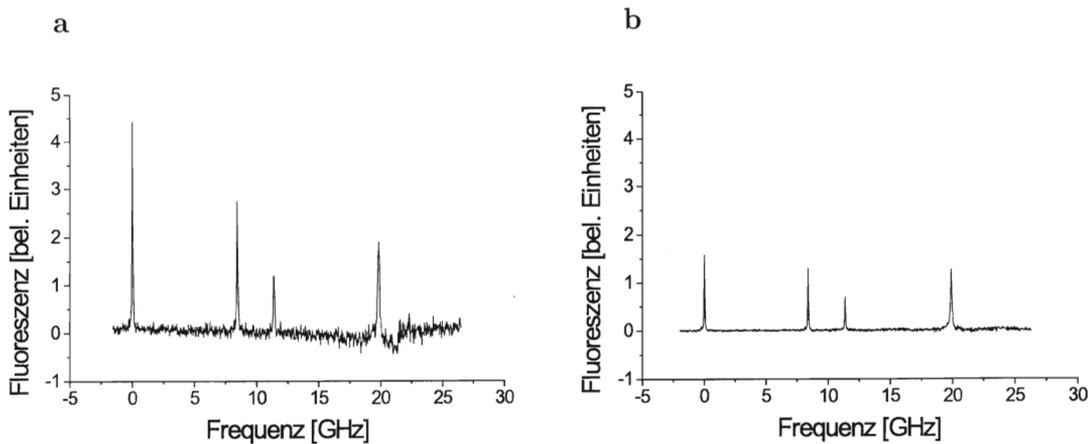


Abbildung 4.6: Aufnahme aller vier Fluoreszenzlinien am Atomstrahl a.) ohne Interferenzfilter. b.) mit Interferenzfilter

Abbildung 4.6 zeigt das Fluoreszenzsignal am Atomstrahl mit allen vier Linien des Übergangs einmal ohne Interferenzfilter (a) und dann mit Interferenzfilter (b). Man sieht, daß auch mit Interferenzfilter alle vier Linien gut erkennbar sind. Am Ende der IV. Linie ist in Abbildung 4.6a ein Modensprung des Lasers sichtbar, der bei dieser Messung nicht eliminiert werden konnte. Dies ist vielleicht auch ein Grund dafür, daß die Linie IV in dieser Aufnahme wieder sehr klein gegenüber der Linie I wirkt. Betrachtet man nun erneut die relativen Intensitäten, also die Fläche unter den Linien, so ergeben sich die in Tabelle 4.1 dargestellten Werte.

Beachtet man, daß in Abbildung 4.6a die Fluoreszenz beider Übergänge (also bei 410 und 451 nm) beobachtet wird und in 4.6b nur 50 % der Fluoreszenz bei 451 nm, so sollte

	rel. Int. in a	rel. Int. in b	theor. rel. Int.
<i>I</i>	100	100	100
<i>II</i>	63,0	69,5	66,8
<i>III</i>	31,6	41,9	36,4
<i>IV</i>	52,1	121,5	100

Tabelle 4.1: *Relative Intensitäten der Fluoreszenzlinien (experimentell ermittelte und theoretisch errechnete Werte).*

man aus der Summe der Intensitäten der einzelnen Linien das Verzweigungsverhältnis der Übergangswahrscheinlichkeiten der beiden Übergänge (entspricht  $0,56 : 1,02 \approx 1 : 2$ ) berechnen können. Es ergibt sich aus den experimentellen Werten ein Verhältnis von  $1 : 3$ . Das Verhältnis der Linienstärken stimmt somit nicht mit dem Verzweigungsverhältnis der Übergangswahrscheinlichkeiten überein. Dies ließ sich bereits vermuten, wenn man sich die in Tabelle 4.1 dargestellten Linienverhältnisse der Fluoreszenzlinien anschaut. Hier wurden alle relativen Intensitäten aus Abbildung 4.6a kleiner als in der Theorie bestimmt, während die relativen Intensitäten aus Abbildung 4.6b nach oben von der Theorie abweichen.

Um die Linien genauer zu untersuchen, wurde Linie I ausgewählt und in Abbildung 4.7a bei einer eingestrahelten Laserleistung von  $125 \mu\text{W}$  dargestellt. Sowohl mit als auch ohne Interferenzfilter läßt sich nun auch der Isotopepeak von  $^{113}\text{In}$  erkennen, womit wieder die Frequenzachse geeicht werden kann. Normiert man die Höhe des Fluoreszenzsignals mit

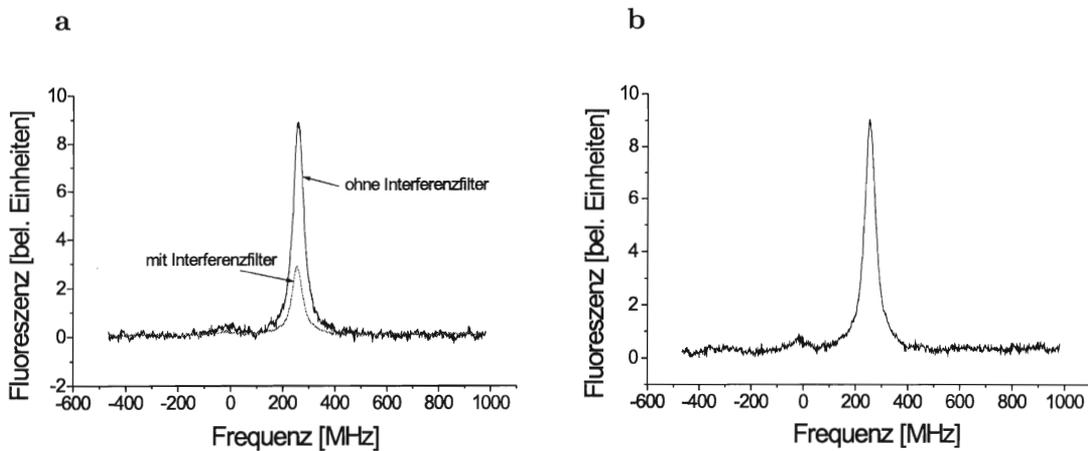


Abbildung 4.7: *Aufnahme des Fluoreszenzsignals am Atomstrahl bei einer Laserleistung von  $125 \mu\text{W}$ ; a.) mit und ohne Interferenzfilter. b.) mit Interferenzfilter, normiert auf die Höhe des Signals ohne Interferenzfilter zum Vergleich der Linienbreiten.*

Filter auf die des Signals ohne Filter (Abbildung 4.7b), so ergibt sich für beide Signale die gleiche Halbwertsbreite der Linien.

Auch bei sehr kleinen Laserleistungen von  $5 \mu\text{W}$  ist mit eingesetztem Filter noch ein Fluoreszenzsignal erkennbar, wie Abbildung 4.8 zeigt. Allerdings verschwindet nun der Isotopepeak im Untergrund.

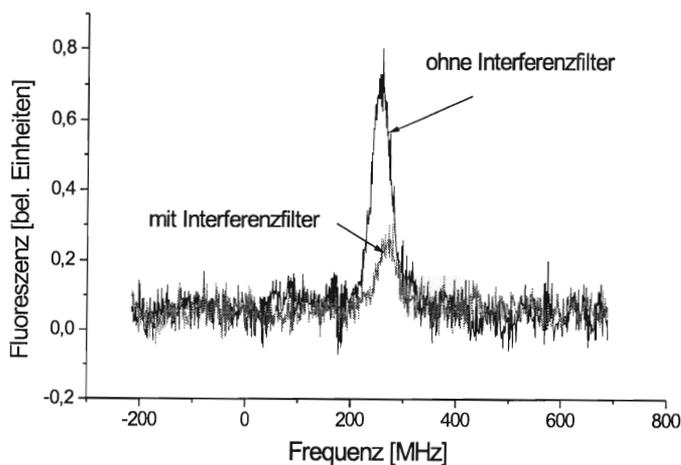


Abbildung 4.8: Aufnahme des Fluoreszenzsignals am Atomstrahl bei einer Laserleistung von  $5 \mu\text{W}$  mit und ohne Interferenzfilter.

Auf diese Weise kann also gezeigt werden, daß tatsächlich optisches Pumpen des Grundzustandes über den  $6^2S_{1/2}$  - Zustand in den  $5^2P_{3/2}$  - Zustand möglich ist und sogar bei kleiner Laserleistung nachgewiesen werden kann.

## Kapitel 5

# Frequenzstabilisierung auf die Hohlkathode

Damit mit dem Diodenlaser erfolgreich Atomlithographie betrieben werden kann, ist es notwendig, daß er über den Zeitraum der Belichtungsdauer möglichst wenig von der entsprechenden Übergangsfrequenz abweicht. Um dies zu erlangen, wird der Laser aktiv auf eine Absorptionslinie an der Hohlkathode stabilisiert. Die Stabilität des Lasers wird an Hand der Allan-Varianz untersucht.

### 5.1 Theorie

Betrachtet man den Laser als harmonischen Oszillator, so kann man seine momentane Auslenkung (entspricht dem momentanen elektrischen Feld)  $V(t)$  beschreiben durch:

$$V(t) = [V_0 + \varepsilon(t)] \cdot \sin[2\pi\nu_0 t + \varphi(t)] , \quad (5.1)$$

wobei  $V_0$  und  $\nu_0$  die nominelle Amplitude und Frequenz sind. Seien weiter die relativen Amplitudenschankungen  $\varepsilon(t)$  und Phasenschwankungen  $\dot{\varphi}(t)$  klein gegenüber den nominellen Werten. Die momentane Frequenzfluktuation  $y(t)$  eines Oszillators sei definiert durch:

$$y(t) = \frac{\dot{\varphi}(t)}{2\pi\nu_0} = \frac{\nu(t) - \nu_0}{\nu_0} , \quad (5.2)$$

wobei  $\nu_0$  die nominelle Laseroszillationsfrequenz ist. Die Frequenzstabilität eines Lasers kann nun auf zwei verschiedene Weisen betrachtet werden. Einmal in der Frequenzdomäne und dann in der Zeitdomäne [BARN 71].

### Frequenzdomäne

Ein Maß für die Frequenzstabilität in der Frequenzdomäne ist die spektrale Dichte der relativen Frequenzfluktuationen  $S_y(f)$ . Mit Hilfe eines Spektrum-Analysators kann die spektrale Rauschleistungsdichte  $S_U(f)$  eines Signals bestimmt werden und dann durch

$$S_y(f) = \frac{k^2}{\nu_0^2} S_U(f) \quad (5.3)$$

in die spektrale Dichte der relativen Frequenzfluktuationen umgerechnet werden. Hierbei ist  $k$  ein Konversionsfaktor, dessen Ermittlung später erläutert wird.

### Zeitdomäne

Ein Maß für die Frequenzstabilität in der Zeitdomäne ist die Allan-Varianz [ALLA 66]. Hierzu betrachtet man zeitliche Mittelwerte der Frequenzfluktuationen über ein Zeitintervall  $\tau$ :

$$\bar{y}_k \equiv \frac{1}{\tau} \int_{t_k}^{t_k+\tau} y(t) dt = \frac{\varphi(t_k + \tau) - \varphi(t_k)}{2\pi\nu_0\tau} \quad (5.4)$$

Die Allan-Varianz ist nun der unendlich zeitliche Mittelwert über die quadratische Abweichung zweier aufeinanderfolgender Mittelwerte der Frequenzfluktuationen  $\bar{y}_k$ :

$$\sigma_y^2(\tau) \equiv \left\langle \frac{(\bar{y}_{k+1} - \bar{y}_k)^2}{2} \right\rangle \quad (5.5)$$

Experimentell läßt sich keine unendliche Meßreihe durchführen, so daß man sich auf eine Mittelung über  $m$  endliche quadratische Abweichungen beschränkt und so mit folgender Näherung arbeitet:

$$\sigma_y^2(\tau, m) \approx \frac{1}{m} \left( \sum_{k=1}^{m-1} \frac{(\bar{y}_{k+1} - \bar{y}_k)^2}{2} \right) \quad (5.6)$$

Mit Hilfe der Allan-Varianz lassen sich die im Fehlersignal vorherrschenden Rauschprozesse leicht analysieren und nach ihrer Abhängigkeit von der Mittelungszeit  $\tau$  (siehe Tabelle 5.1) identifizieren [BARN 71].

### Umrechnung von der Frequenzdomäne in die Zeitdomäne:

In den folgenden Experimenten soll nur die Frequenzstabilität in der Frequenzdomäne mit Hilfe eines Frequenz-Analysators aufgenommen werden. Da sich allerdings die physikalische Natur der Rauschprozesse an Hand der Allan-Varianz untersuchen läßt, ist es sinnvoll,

Rauschprozesse	Allan-Standardabweichung
Random walk der Frequenzfluktuationen	$\sigma_y(\tau) \propto \tau^{1/2}$
Flicker-Rauschen der Frequenzfluktuationen	$\sigma_y(\tau) = \text{konst.}$
weißes Rauschen der Frequenzfluktuationen	$\sigma_y(\tau) \propto \tau^{-1/2}$
Flicker Rauschen der Phasenfluktuationen	$\sigma_y(\tau) \propto \tau^{-1} \sqrt{\text{konst.} + \ln \tau}$
weißes Rauschen der Phasenfluktuationen	$\sigma_y(\tau) \propto \tau^{-1}$
Drift	$\sigma_y(\tau) \propto \tau$

Tabelle 5.1: Die vorherrschenden Rauschprozesse in der Allan-Standardabweichung  $\sigma_y(\tau)$  in Abhängigkeit zur Mittelungszeit  $\tau$ .

die spektrale Dichte der relativen Frequenzfluktuationen  $S_y(f)$  in die Allan-Varianzen umzurechnen. Nach Cutler [CUTL 66] gilt:

$$\langle \sigma_y^2 \rangle = \int_0^\infty S_y \frac{\sin^4(\pi f \tau)}{(\pi f \tau)^2} df \quad (5.7)$$

## 5.2 Stabilisierung auf die Hohlkathode

Zur Stabilisierung des Diodenlasers auf die Absorptionslinie I an der Hohlkathode wird der Aufbau des Spektroskopieexperiments folgendermaßen erweitert (Abbildung 5.1). Der von dem Strahlteiler bisher noch ungenutzte Strahl dient nun als Referenzsignal, um eventuelle Schwankungen der Laserintensität aus dem Absorptionssignal zu eliminieren. Hierzu wird dieser Strahl ebenfalls auf eine Photodiode gelenkt und die beiden Photodiodensignale subtrahiert. Das resultierende Signal wird durch Einstellung der Photodiodenverstärkung so justiert, daß die Flanke der Absorptionskurve I die Nulllinie auf halber Höhe des Signals schneidet. Dieser Nulldurchgang entspricht nun der Frequenz, auf die der Laser stabilisiert werden soll. Das Signal dient als Regelsignal für einen Regelverstärker, einer sogenannten *Lock-Box*, bestehend aus einem Proportionalverstärker und einem Integrationsverstärker. Das Ausgangssignal der Lock-Box wird direkt auf den Piezokristall des Lasergitters gegeben. Weicht die Laserfrequenz nun von dem Sollwert ab, so regelt die Lock-Box die Gitterposition entsprechend nach, so daß die Frequenzabweichung korrigiert wird.

Das Absorptionssignal wird außerdem mit Hilfe eines Spektrum-Analysators untersucht. Dieser kann direkt die spektrale Rauschleistungsdichte  $S_U(f)$  aufzeichnen, die mit Gleichung (5.3) in die spektrale Dichte der relativen Frequenzfluktuationen umgerechnet werden kann. Der Konversionsfaktor  $k$  ist die Steigung des bereits verstärkten Fehlersignals (Abbildung 5.2). Bei der beschriebenen Stabilisierung gilt  $k = 1,49 \cdot 10^9$  Hz/V.

Da mit dem Spektrum-Analysator nur 400 Meßpunkte pro gewähltem Frequenzbereich aufgenommen werden können, werden vier Spektren verschiedener Frequenzbereiche, nämlich bis 24 Hz, 195 Hz, 1,56 kHz und 12,5 kHz aufgezeichnet und anschließend in einem Spek-

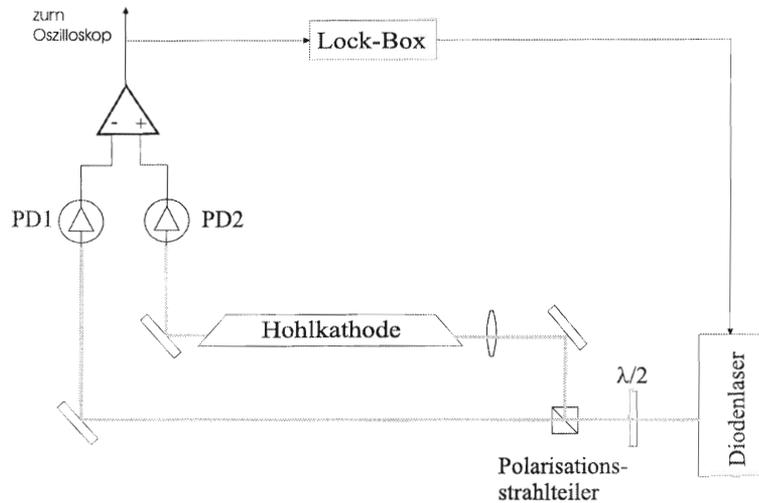


Abbildung 5.1: Aufbau der Stabilisierung des Diodenlasers auf die Hohlkathode.

trum dargestellt. Abbildung 5.3 zeigt ein so aufgenommenes Spektrum für den stabilisierten und für den nicht stabilisierten Laser.

Man kann erkennen, daß die Kurve der relativen Frequenzfluktuationen des stabilisierten Lasers im Bereich bis zu 100 Hz bis zu zwei Größenordnungen unterhalb der des nicht stabilisierten Lasers liegen. Bei höheren Frequenzen kann der Piezokristall die hochfrequenten Fluktuationen nicht mehr nachregeln, die Kurven verlaufen annähernd gleich. Mit Gleichung (5.7) kann man nun die spektrale Dichte der Frequenzfluktuationen in die Allan-Varianz in Abhängigkeit von der Mittelungszeit  $\tau$  umrechnen (Abbildung 5.4).

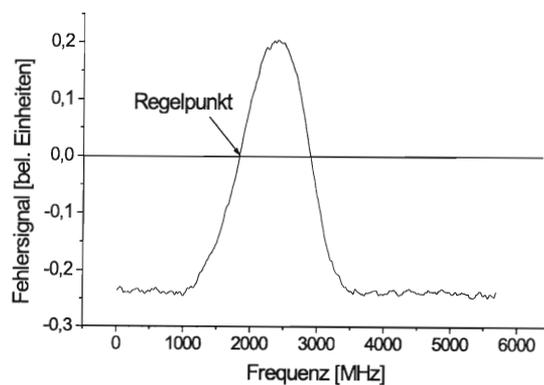


Abbildung 5.2: Das bereits verstärkte Fehlersignal. Die Steigung des Signals im Regelpunkt liefert den Konversionsfaktor  $k$ .

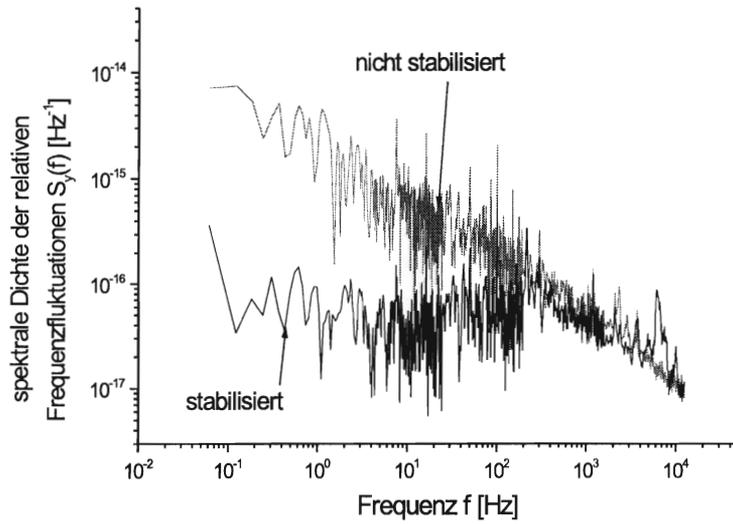


Abbildung 5.3: Die spektrale Dichte der relativen Frequenzfluktuationen  $S_y(f)$  des nicht stabilisierten Diodenlasers und des auf die Hohlkathode stabilisierten Diodenlasers.

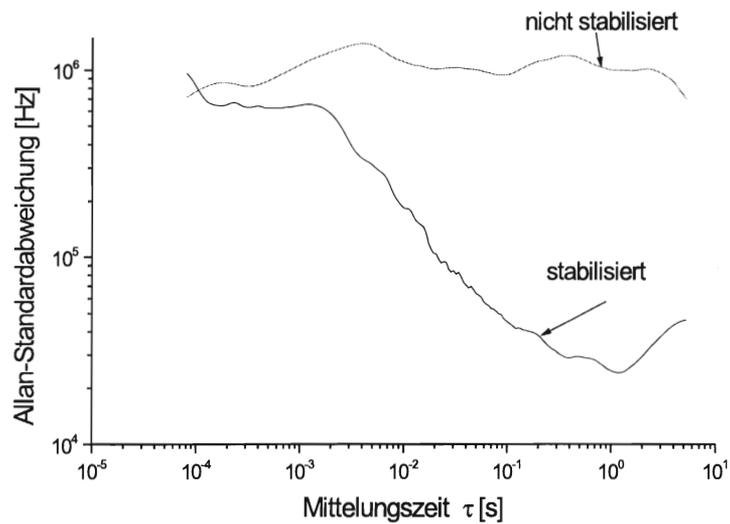


Abbildung 5.4: Die Allan-Standardabweichung des nicht stabilisierten Diodenlasers und des auf die Hohlkathode stabilisierten Diodenlasers.

Die Standardabweichung des nicht stabilisierten Lasers liegt über den gesamten Meßbereich um ca. 1 MHz. Für den stabilisierten Laser setzt bei einer Mittelungszeit von ca. 1 ms die Regelung ein. Die Kurve zeigt von nun an bis zu einer Mittelungszeit von ein paar 100 ms ein  $\tau^{-1}$ -Verhalten, was nach Tabelle 5.1 auf weißes Rauschen der Phasenfluktuationen zurückzuführen ist. Das Frequenzrauschen ist also, wie man es bei einem frequenzstabilisierten Diodenlaser erwartet, weitgehend unterdrückt. Bei einer Mittelungszeit von 1 s nimmt die Kurve des stabilisierten Lasers ihr Minimum an. Die Standardabweichung beträgt hier nur noch ca. 25 kHz. Bei höheren Mittelungszeiten dominiert die Drift der Frequenz. Diese wird vor allem durch äußere Einflüsse, wie Temperaturschwankungen bestimmt.

Es läßt sich also sagen, daß die Frequenzfluktuationen des Diodenlasers durch die Stabilisierung auf die Hohlkathode um mehrere Größenordnungen herabgesetzt wurden und die Rauschprozesse auf Phasenrauschen und Drift reduziert wurden.

## Kapitel 6

# Zusammenfassung und Ausblick

Im Rahmen dieser Arbeit wurden zuerst die für die Spektroskopie relevanten Charakteristika des blauen Diodenlasers untersucht und dargestellt. Von ganz besonderem Interesse war hierbei die spektrale Linienbreite des Lasers, da sie für die Spektroskopie einen limitierenden Faktor darstellen kann. Die Laserlinienbreite wurde an Hand eines Schwebungssignals zwischen dem Licht des blauen Diodenlasers und dem des ebenfalls auf die gleiche Frequenz abgestimmten frequenzverdoppelten Lasers untersucht. Diese Messungen ergaben eine obere Schranke für die Laserlinienbreite von 10 MHz.

Als nächstes wurde die Absorptionsspektroskopie von Indium an der Hohlkathode vorgestellt. Mit Hilfe dieser Spektroskopie wurde der Diodenlaser auf den für die Atomlithographie ersten relevanten Übergang abgestimmt. Später wurde eine Frequenzstabilisierung des Diodenlasers auf die Hohlkathode durchgeführt.

Ein Fluoreszenzspektrum wurde mit dopplerfreier Spektroskopie am Indium-Atomstrahl aufgenommen. Hier wurde die Linienbreite in Abhängigkeit von der eingestrahnten Laserintensität untersucht. Die Linienbreite ist bei kleinen Intensitäten zusätzlich zur natürlichen Linienbreite des Übergangs durch die spektrale Linienbreite des Lasers begrenzt. Die spektrale Laserlinienbreite wurde hierbei auf ebenfalls 10 MHz bestimmt. Mit Hilfe eines Interferenzfilters konnte außerdem das für die Atomlithographie wichtige optische Pumpen nachgewiesen werden.

Ein nächster Schritt wäre nun der Versuch, Atomlithographie mit Indium zu betreiben, indem man das Licht des blauen Diodenlasers als Lithographiemaske nutzt. Hierzu kann die im Rahmen dieser Arbeit beschriebene Vakuumapparatur um die Einrichtung einer optischen Stehwelle erweitert werden. Das mechanische Blendensystem würde sicherlich in einem ersten Versuch zur Kollimation des Atomstrahls ausreichen. Die Durchführung solcher Experimente scheiterte bisher daran, daß noch einige optische Elemente, wie Fasern und Isolatoren für den benötigten Frequenzbereich, nicht erhältlich waren.

Anschließend sind noch zwei weitere Laserquellen aufzubauen, und zwar mit  $\lambda = 451$  nm und  $\lambda = 325$  nm. Beide sollen durch Frequenzverdopplungen realisiert werden. Besonders

problematisch ist hierbei der Laser bei  $\lambda = 325$  nm, denn dieser soll den eigentlichen Lithographieübergang bilden, wofür eine Leistung von einigen mW benötigt wird.

Stehen erst einmal alle Laserquellen zur Verfügung, so kann die transversale Kollimation des Atomstrahls durch eine optische Melasse erweitert werden. Dann sollte es möglich sein, Atomlithographie mit Indium zu betreiben und zweidimensionale Strukturen im Nanometerbereich, durch Verwendung einer optischen Stehwelle als Lithographiemaske, auf ein Substrat aufzudampfen.

# Literaturverzeichnis

- [ALLA 66] D. W. ALLAN: *Statistics of Atomic Frequency Standards*, Proc. IEEE 54, S. 221 (1966)
- [BAIE 98] A. BAIER: *Laserinduzierte Hyperfeinstrukturuntersuchungen an einfach ionisiertem Indium und neutralem Osmium*, Dissertation, Fachbereich Elektrotechnik, Universität der Bundeswehr Hamburg (1998)
- [BARN 71] J. A. BARNES ET AL.: *Characterization of Frequency Stability*, IEEE IM-20, S. 195 (1971)
- [BEHR 84] H.-O. BEHRENS: *Optisch-optische Doppelresonanz am Indium- und Galliumatom unter Verwendung der optogalvanischen Detektionstechnik*, Dissertation, Fachbereich Elektrotechnik, Universität der Bundeswehr Hamburg (1984)
- [BIRN 99] A. BIRNER, K. BUSCH, F. MÜLLER: *Photonische Kristalle*, Physikalische Blätter 55-4, S. 27 (1999)
- [CLEV 98] J. CLEVORN: *Resonante Frequenzverdopplung mit Diodenlasern zur Spektroskopie bei  $\lambda = 410$  nm*, Diplomarbeit, Institut für Angewandte Physik, Universität Bonn (1998)
- [CUTL 66] L. CUTLER, C. SEARLE: *Some Aspects of the Theory and Measurement of Frequency in Frequency Standards*, Proc. IEEE 54, S. 136 (1966)
- [DEMT 93] W. DEMTRÖDER: *Laserspektroskopie*, Springer-Verlag, 3. Auflage, Heidelberg (1993)
- [ECK 57] T. G. ECK, A. LURIO, P. KUSCH: *Hfs of the  $5^2P_{1/2}$  State of  $^{115}\text{In}$  and  $^{113}\text{In}$ : Hfs Anomalies in the Stable Isotopes of Indium*, Phys. Rev. 106 - 2, S. 954 (1957)
- [EMSL 89] J. EMSLEY: *The Elements*, Clarendon Press, Oxford (1989)
- [GORD 80] J. P. GORDON, A. ASHKIN: Phys. Rev. A 21, S. 1606 (1980)
- [KNEU 91] F. K. KNEUBÜHL, M. W. SIGRIST: *Laser*, B. G. Teubner, 3. überarbeitete Auflage, Stuttgart (1991)

- [LISO 98] F. LISON: *Atomlithographie und reflexive Atomoptik mit laserpräparierten Atomen*, Dissertation, Institut für Angewandte Physik, Universität Bonn (1998)
- [NAKA 97] S. NAKAMURA, G. FASOL: *The Blue Laser Diode*, Springer, Berlin (1997)
- [NAKA 99] S. NAKAMURA, W. KAENDERS: *Market-ready blue diodes excite spectroscopists*, Laser Focus World, April (1999)
- [NEIJ 80] J. H. M. NEIJZEN, A. DÖNSELNANN: *Hyperfine structure and isotope shift measurements in neutral gallium and indium with a pulsed dye laser*, Physica 98 C, S. 235 (1980)
- [NESM 63] A. N. NESMEYANOV: *Vapor Pressure of Chemical Elements*, Elsevier Publishing Company, Amsterdam (1963)
- [SCHU 26] H. SCHÜLER: *Über eine neue Lichtquelle und ihre Anwendungsmöglichkeiten*, Z. Phys., 35, S. 323 (1926)
- [STEF 89] S. STEFFENS: *Diodenlaser*, Gerhard Franck Optronik GmbH (1989)
- [TIMP 92] G. TIMP, R. E. BEHRINGER, D. M. TENNANT, J. E. CUNNINGHAM, M. PRENTISS, K. BERGGREN: Phys. Rev. Lett. 69, S. 1636 (1992)
- [WIEM 90] C. E. WIEMANN, L. HOLLBERG: *Using diode lasers for atomic physics*, Rev. Sci. Instrum. 62 - 1, S. 1 (1991)
- [WYNA 92] R. WYNANDS: *Frequenzmessung und -synthese mit Halbleiterlasern*, Dissertation, Ludwig-Maximilians-Universität München (1992)

# Danksagung

Die letzten Monate waren für mich vor allem eine aufregende und lehrreiche Zeit. Darum möchte ich an dieser Stelle denjenigen danken, die mich während der Zeit meiner Staatsexamensarbeit durch Rat und Tat unterstützt haben.

Als erstes danke ich Prof. Meschede für die Möglichkeit, eine experimentelle Arbeit in seiner Gruppe anzufertigen. Ich hatte so die Möglichkeit auch als Lehramtskandidatin einmal Laborluft zu schnuppern, was mir viel Spaß gemacht hat.

Ganz besonders möchte ich mich bei Henry Leinen bedanken, der immer für mich da war und mir bei allen Fragen hilfreich zur Seite stand. Er hat dafür gesorgt, daß mir auch in demotivierenden Momenten die Freude an der Arbeit nicht vergangen ist.

Robert Wynands und Dietmar Haubrich danke ich für die vielen Anregungen und fruchtbaren Diskussionen, die mein Verständnis physikalischer Probleme oftmals vorangebracht haben. Weiter danke ich Mario Mützel als Freund und Kollegen für seine Unterstützung seit dem ersten Tag meiner Staatsexamenszeit. Ebenso danke ich allen übrigen Mitgliedern der Arbeitsgruppe, die dafür gesorgt haben, daß ich mich in den letzten Monaten sehr wohl gefühlt und fast schon schweren Herzens meine Arbeit beendet habe.

Mein Dank gilt auch Prof. Metcalf der während seines kurzen Aufenthalts in unserer Arbeitsgruppe tatkräftig im Labor mitgearbeitet hat. Es ist gut, von qualifizierter Seite zu erfahren, daß viele experimentelle Schwierigkeiten nicht auf Fehler in der Durchführung, sondern einfach auf *Murphy's Law* zurückzuführen sind.

Zum Schluß möchte ich denen danken, die mir in allen Lebenslagen zur Seite standen und mir dieses Studium überhaupt erst ermöglicht haben - meinen Eltern.

Erklärung:

Ich versichere, daß ich diese schriftliche Hausarbeit einschließlich beigefügter Zeichnungen, Kartenskizzen und Darstellungen selbständig verfaßt und keine anderen als die angegebenen Quellen und Hilfsmittel benutzt habe. Alle Stellen der Arbeit, die im Wortlaut oder dem Sinne nach anderen Werken entnommen sind, habe ich in jedem einzelnen Fall unter Angabe der Quelle deutlich als Entlehnung kenntlich gemacht.

Bonn, Oktober 1999