

**Führen lasergekühlter Atome in optischen Hohlfasern
durch holographisch erzeugte Lichtfelder**

Dem Fachbereich Physik der Universität Hannover
zur Erlangung des Grades
Doktor der Naturwissenschaften
Dr. rer. nat.

genehmigte Dissertation
von
Dipl.-Phys. Guido Wokurka
geboren am 23. 01.1965 in Wermelskirchen
1998

Referent: Prof. Dr. W. Ertmer
Korreferent: Prof. Dr. K. Danzmann
Tag der Promotion: 19. Juni 1998

Ingrid und Klaus Wokurka gewidmet

Zusammenfassung

Die Realisierung kohärenzerhaltender Leiterstrukturen für Atome stellt einen entscheidenden Schritt zum Einsatz der Atomoptik für Hochpräzisionsmessungen und industrielle Anwendungen dar. Ziel dieser Arbeit waren atomoptische Experimente zur Demonstration einer Faser-Atomoptik, basierend auf Hohlfasern und maßgeschneiderten Lichtfeldern, die lasergekühlte Atome kohärenzerhaltend führen und speichern.

In den Experimenten zu dieser Arbeit wurden die verschiedenen Komponenten für eine Faser-Atomoptik zur Verfügung gestellt: ein langsamer Strahl kalter Atome, holographisch generierte Lichtfelder, Faserkoppler für Atome und atomare Multimodefasern.

Kernelemente der Experimente waren Laguerre-Gauß-Moden, die in verschiedenen Ordnungen durch geblazte Phasenhologramme erzeugt wurden. Hierbei wurden Effizienzen von bis zu 41% für die Konversion aus einer gaußschen Grundmode (HG_{00}) erzielt. Am Beispiel des Doughnut-Mode, LG_0^1 , wurde die Modenreinheit des Lichtfeldes optimiert und die Leistung des Lichtfeldes in einem speziell konstruierten Resonator überhöht. Hierzu wurden mehrere hochstabile, gitterstabilisierte Diodenlasersysteme im sichtbaren Spektralbereich bei 636 nm aufgebaut.

Zur Fokussierung von Atomen in das Innere optischer Hohlfasern wurden Lichtfelder erzeugt, die radial parabelförmige (LG_0^0 - und LG_0^1 -Mode) bis annähernd kastenförmige (LG_0^{10} -Mode) Intensitätsverteilungen besitzen. Durch die Kombination dieser Lichtfelder mit einer Umlenk- und Kompressionszone für kalte, metastabile Neonatome konnte ein Fluß von bis zu $3,8 \cdot 10^7$ Atome pro Sekunde geführt und fokussiert werden; dies entspricht 48% des Gesamtflusses. Hierbei erwies sich die Ordnung der Laguerre-Gauß-Moden als kritischer Faktor für die Einfang- und Führungsraten der verschiedenen Lichtfelder, insbesondere deren Abhängigkeit von Intensität und Frequenzverstimmung.

Das Führen von lasergekühlten, langsamen Atomen in optischen Hohlfasern wurde im Rahmen dieser Arbeit erstmalig realisiert. Das Führen erfolgte sowohl mittels blauverstimmter evaneszenter Felder als auch mit rotverstimmten Moden des streifenden Einfalls. Für evaneszente Felder konnten Überhöhungen des Atomflusses um einen Faktor 4, für Moden des streifenden Einfalls Überhöhungen um einen Faktor 20, gegenüber der freien Transmission erreicht werden.

Die in dieser Arbeit vorgestellten Untersuchungen eröffnen den Weg zu effizienten Faser-Atomoptiken, die weitgehende Verbesserungen in der Atominterferometrie, Atomlithographie und kohärenten Atomoptik ermöglichen.

atom optics, holography, laser cooling

abstract

The realization of structures for coherence preserving guiding of atoms is a milestone for implementing atom optics in the fields of high precision measurements and industrial applications. Objective of this thesis were atom optical experiments for the realization of atom optics with fibers, based on hollow core optical fibers and specially designed light fields, which guide and store laser cooled atoms while preserving the coherence.

In the experiments various components were made available: a slow beam of cooled atoms, holographically designed light fields, a fiber coupler for atoms and atomic multi mode fibers.

Central elements of the experiments were Laguerre-Gaussian modes, which were created in different orders using blazed phase holograms. Efficiencies of up to 41% for the conversion of a gaussian beam (HG_{00}) into higher order modes were achieved. The doughnut mode, LG_0^1 , was used as an example to optimize the purity of the light field mode and to enhanced the power of the light field in a specially designed cavity. For this purpose several ultrastable, grating stabilized diode laser systems at 636 nm were built up.

For focussing and storing of atoms in the inner part of the hollow core optical fibers light fields were realized, which had parabolic (LG_0^0 - and LG_0^1 -mode) to nearly box-potential (LG_0^{10} -mode) intensity distributions. By combining these light fields with a deflection and compression zone for cold, metastable Neon atoms a flux of up to $3.8 * 10^7$ atoms per second could be guided and focussed; this amounts to 48% of the total flux. The order of the Laguerre-Gaussian mode proves to be a determining factor for capture and guiding rates, particularly their dependence on intensity and frequency detuning.

Within the scope of this thesis, guiding of laser cooled, slow atoms in a hollow core optical fiber was realized for the first time. Guiding resulted from both blue detuned evanescent waves and red detuned modes of grazing incidence. For evanescent fields an enhancement of the atomic flux by a factor 4, for modes of grazing incidence an enhancement by a factor of 20, compared to free propagation, was achieved.

The experiments present in this thesis pave the way to efficient atom optics with optical fibers and will enable significant improvements in atom interferometry, atom lithography and coherent atom optics.

Inhaltsverzeichnis

Kapitel 1: Einleitung	1
Kapitel 2 : Laguerre-Gauß-Moden	6
2.1 Erzeugung von Laguerre-Gauß-Moden	9
2.1.1 Erzeugung im Laserresonator	9
2.1.2 Der Modenkonverter.....	9
2.1.3 Holographische Umwandlung	11
2.2 Effiziente Filterung der Moden	14
2.3 Experimentelle Realisierung eines Modenfilters.....	19
2.4 Überhöhung der Doughnut-Mode in Resonatoren.....	21
2.5 Zusammenfassung der Ergebnisse.....	24
Kapitel 3 : Diodenlaser im sichtbaren Spektralbereich bei 630 nm	25
3.1 Diodenlaser mit erweitertem Resonator	27
3.2 Frequenzstabilisierung auf einen konfokalen Resonator	28
3.3 Frequenzmodulationsspektroskopie an einer Neon-Gasentladung.....	29
3.4 Optisches Ankoppeln von Diodenlasern	30
3.5 Zusammenfassung und Bewertung	31
Kapitel 4 : Präparation eines Strahls metastabiler Neonatome	32
4.1 Präparation des Atomstrahls.....	33
4.2 Das Nachweissystem	35
Kapitel 5 : Führen von Atomen in Lichtfeldern	37
5.1 Physikalische Grundlagen.....	38
5.1.1 Optische Kraft auf ein neutrales Atom	38
5.1.2 Spontane Emission der neutralen Atome im Lichtfeld.....	39
5.1.3 Führen von Atomen im Intensitätsmaximum oder Intensitätsminimum ...	41
5.2 Experimenteller Aufbau.....	42
5.3 Führen von Atomen in der Doughnut-Mode LG_0^1	44
5.4 Führen von Atomen in der ringförmigen LG_0^5 -Mode	46
5.5 Führen von Atomen in der ringförmigen LG_0^{10} -Mode	48
5.6 Zusammenfassung	49

Kapitel 6 : Optische Hohlfasern	50
6.1 Präparation optischer Hohlfasern	51
6.1.1 Entfernen des Schutzmantels.....	52
6.1.2 Einkleben der Faser in eine Injektionskanüle.....	53
6.1.3 Ausspülen der Hohlfaser	53
6.1.4 Polieren der Eintrittsfläche	53
6.1.5 Reinigen der Hohlfaser und Fluten mit Helium	54
6.1.6 Brechen der Austrittsfläche	55
6.2 Evakuieren einer Hohlfaser	55
6.3 Zusammenfassung	57
Kapitel 7 : Lichtfelder in optischen Hohlfasern	58
7.1 Moden des streifenden Einfalls	59
7.2 Lichtausbreitung im Kern einer optischen Hohlfaser	61
7.3 Das evaneszente Feld als Atomspiegel.....	63
Kapitel 8 : Führen lasergekühlter Atome in optischen Hohlfasern	65
8.1 Physikalische Grundlagen	66
8.1.1 Potentialhöhe des evaneszenten Lichtfeldes und der kinetischen Energie der Atome.....	66
8.1.2 Ausbreitung der Lichtfelder in einer Hohlfaser.....	69
8.1.3 Führen der Atome in einer Hohlfaser	70
8.2 Führen von Atomen mit Moden des streifenden Einfalls.....	71
8.2.1 Experimenteller Aufbau	71
8.2.2 Justage der Hohlfaser im Ultrahochvakuum.....	73
8.2.3 Führen von Atomen in einer Hohlfaser mit 125µm Innenradius.....	75
8.2.4 Besonderheiten des Führens metastabiler Neonatome	76
8.2.5 Einfang der Atome in der Umlenk- und Kompressionszone.....	77
8.2.6 Differenzierung zwischen Einfang und Führen der Atome	78
8.2.7 Führen von Atomen in einer Hohlfaser mit 37,5µm Innenradius.....	79
8.3 Führen von Atomen mit evaneszenten Feldern	81
8.3.1 Experimenteller Aufbau	83
8.3.2 Optische Verstopfung der Hohlfaser	85
8.3.3 Führen von Atomen mit ringförmigen Lichtfeldern.....	87
8.3.4 Experimente mit einer Hohlfaser mit 10µm Innenradius	90
8.3.5 Interferenzmuster an der Faserinnenwand.....	91
8.2.6 Einfang der Atome in der Umlenk- und Kompressionszone.....	92
8.2.7 Abhängigkeit des Atomflusses von der Frequenzverstimmung	93
8.4 Zusammenfassung	94

Kapitel 9 : Ausblick	95
9.1 Fasern mit Kern-Mantel-Struktur	96
9.2 Unterdrückung der stoßinduzierten Ionisation	97
9.3 Anwendungen der Hohlfasern in der Atomoptik	99
9.4 Resümee.....	101
 Literaturverzeichnis	 102
 Anhang	 109
Liste der Veröffentlichungen und Konferenzbeiträge	109
Lebenslauf	111

Kapitel 1 : Einleitung

Die Komplementarität ist eine der bemerkenswertesten Eigenheiten der Quantenphysik. Sie besagt, daß bestimmte physikalische Größen eines Objektes nicht gleichzeitig beliebig genau gemessen werden können. Seinen bekanntesten Ausdruck findet die Komplementarität in der Tatsache, daß ein physikalisches Objekt, je nach Experiment, seinen Teilchencharakter oder seinen Wellencharakter offenbart, niemals jedoch beide Eigenschaften in vollem Umfang zugleich.

Die Welleneigenschaft der Materie wurde von C. Davisson und L.H. Germer [DAV27] sowie G.P. Thomson [THO29] am Beispiel der Elektroneninterferenz eindrucksvoll demonstriert. Dieses Experiment war eine Bestätigung für die 1924 von de Broglie geäußerte These, daß jegliche Materie Wellencharakter besitzt. Die Wellenlänge ergibt sich als Quotient aus Planckschem Wirkungsquantum und Impuls des Objekts:

$$\lambda_{de\ Broglie} = h / mv.$$

In der theoretischen Beschreibung spiegelt sich der Wellencharakter in der Äquivalenz der fundamentalen Gleichungen für Licht und Materie, der Helmholtzgleichung und der Schrödingergleichung, wider. Im Fall der Schrödingergleichung läßt sich der Brechungsindex durch

$$n(r) = \sqrt{1 - U(r) / E}$$

definieren, wobei $U(r)$ das Potential und E die Gesamtenergie des Teilchens ist.

Hiermit wird deutlich, daß Optik nicht nur mit Licht, sondern auch für Elektronen, Atome und Neutronen möglich ist. Jede dieser Teilchen-Optiken besitzt ihre spezifischen Vorzüge: In der Elektronenoptik nutzt man den Vorteil, daß die de Broglie-Wellenlänge wegen der Elektronenmasse besonders groß ist und daß Elektronen geladen sind. Die Ladung ergibt zusammen mit statischen elektrischen Feldern ein starkes Potential, das eine einfache Beeinflussung der Elektronenbahnen erlaubt. Die Neutronenoptik verfügt mit Kristallen direkt über optische Elemente wie Strahlteiler und Spiegel. Die Atomoptik besitzt den Vorteil, daß Atome vergleichsweise unempfindlich gegenüber elektrischen Streufeldern sind. Atome sind elektrisch neutral und koppeln erst über das Dipolmoment an elektrische Feldgradienten. Dies

kann für Präzisionsmessungen ein entscheidender Vorteil sein. Außerdem verfügen Atome über ein breites Spektrum von Eigenschaften: verschiedene Massen, verschiedene Quantenstatistiken und komplexe innere Strukturen. Die innere Struktur ermöglicht die präzise Manipulation und Messung von Ort oder Geschwindigkeit der Atome.

Die Atomoptik beschäftigt sich mit der Manipulation atomarer Trajektorien und der Ausnutzung der Welleneigenschaften der Atome. Da die spektralen Leistungsdichten klassischer Lichtquellen relativ gering sind und die Wellenlänge für thermische Atome im Pikometer-Bereich liegt, war die Atomoptik lange Zeit zwar ein theoretisch spannendes aber experimentell nahezu unzugängliches Feld. Dies änderte sich erst mit der Erfindung des Lasers und der Entwicklung der Laserkühlung. Um die Welleneigenschaften hervorzuheben, sind das Abbremsen, d.h. das Vergrößern der Wellenlänge, und das Kühlen der Atome, d.h. die Reduktion der Geschwindigkeitsbreite, wesentliche Schritte. Bis heute haben sich eine Vielzahl verschiedener Kühlschemata etabliert [MET94,ADA97] und damit fruchtbare Felder intensiver Forschung eröffnet.

In der Zwischenzeit wurde zudem eine Vielzahl atomoptischer Elemente realisiert: Linsen wurden mit magnetischen Feldern [FRI51], statischen elektrischen Feldern [GOR55], Fresnelschen Zonenplatten [CAR91] und Lichtfeldern [BJO78,BJO80,SCH98] verwirklicht. Von speziellem Interesse für die Atomlithographie sind die Knoten und Bäuche stehender Lichtfelder [SLE92,McC93]. Spiegel wurden durch Reflexion an Oberflächen [KNA29,BER89,YU93] und an repulsiven Potentialen [BAL87,BAL88,KAS90] [AMI93,CHR94], verursacht durch statische oder oszillierende elektromagnetische Felder, verwirklicht. Hierbei spielen steil abfallende evaneszente Felder [COO82], die bei Totalreflexion an dielektrischen Grenzflächen auftreten, eine Schlüsselrolle. Strahlteiler wurden mittels Beugung an Kristallen [EST30] und Mikrostrukturen [KEI88,CAR91], elektromagnetischen Feldern [MAR88,KYÖ77,PFA93] [CHR94] sowie durch Photonenrückstoß [KAS91] realisiert. Einen aktuellen Forschungsschwerpunkt [ADA94][ADA97][STE97] bildet die Verwirklichung komplexer atomoptischer Systeme wie Atominterferometer [CAR91,KEI91,KAS91,RIE92,STE92], Hologramme für Atome [SHI96a][SHI96b], Faser-Optiken für Atome [REN95][ITO96] und der Atomlaser [AND97][MIE98].

Die Atominterferometrie ist ein sehr junges Gebiet, dessen Hauptforschungsgebiete die Hochpräzisionsspektroskopie atomarer Eigenschaften und die Vermessung von Inertial- und Schwerkrafteffekten ist. Aufgrund der geringen de Broglie-Wellenlänge der Atome ist die

theoretisch mögliche Empfindlichkeit von Atominterferometern um viele Größenordnungen höher als bei Lichtinterferometern. Dieses Potential kann aber heute noch nicht ausgeschöpft werden, da kleine de Broglie-Wellenlängen extreme technische Anforderungen stellen und der Atomfluß heutiger Atomquellen, im Vergleich zum Photonenfluß bei Lasern, sehr gering ist. Dies würde sich mit dem Einsatz von Quellen kohärenter Atome oder Atomlasern wesentlich ändern.

Der für den Laser fundamentale Prozeß der stimulierten Emission findet beim Atomlaser seine Entsprechung in der quantenstatistischen Boseverstärkung. Dies bezeichnet den Effekt, daß die Rate, mit der ein Atom in eine Mode übergeht $(N + 1)\Gamma_{Streu}$ beträgt, wobei N die Anzahl der Atome in der Mode und Γ_{Streu} die Übergangsrate in die leere Mode ist. Die ersten Bose-Einstein-Kondensationen in dünnen Gasen wurden im Sommer 1995 in den Gruppen um E. Cornell und C. Wiemann [AND95] am JILA und W. Ketterle [DAV95] am MIT realisiert. Damit war der Grundstein für einen gepulsten Atomlaser gelegt, der Atome aus dem Kondensat in eine nicht-gefangene Mode auskoppelt [AND97]. Die Behauptung, daß sich die ausgekoppelten Atome in einem kohärenten Zustand befinden, wurde durch die Messung der Interferenz, also der Kohärenzfunktion erster Ordnung, sowie der Kohärenzfunktion zweiter Ordnung und dritter Ordnung [Bur97] bestätigt. Anscheinend sind Monochromasie, hohe spektrale Leistungsdichte oder die ausgezeichnete Strahlrichtung die bestimmenden Merkmale eines Lasers, doch läßt sich jede dieser Eigenschaften auch mit einer starken thermischen Quelle, Filtern und Blenden erreichen. Die eigentlichen Eigenschaften ergeben sich erst durch die Kohärenz- oder Korrelationsfunktionen der Strahlung; der (Atom-)Laser ist eine Quelle für Strahlung im kohärenten Zustand. Das nächste attraktive Ziel ist die Realisierung eines kontinuierlichen Atomlasers, hierzu bildet der Vorschlag eines Atomlasers mit einer Hohlfasern als Atomresonator [SAV97] einen wichtigen Beitrag.

Fasern für Atome sind darüber hinaus ein vielversprechendes Element der Atomoptik: Atome können kohärenzerhaltend transportiert und gezielt auf Oberflächen deponiert werden (Atomlithographie) und mit miniaturisierten Faserinterferometern ließen sich neue Anwendungsbereiche erschließen. Die zugrundeliegende Idee ist die Synthese aus atomführenden Lichtfeldern und lichtführenden Hohlfasern zu atomführenden Fasern. Lichtfelder erzeugen durch die dynamische Stark-Verschiebung ein optisches Potential für Atome. Sie werden durch die resultierende Kraft geführt: Für negative Frequenzverstimung $\Delta = \omega_{\text{Laser}} - \omega_{\text{Atom}} < 0$ („rot“) ist die Kraft attraktiv und für positive Frequenzverstimung („blau“) repulsiv. Das Licht in der Hohlfaser wird an den Grenzflächen des Faserkerns reflektiert und kann so durch die Faser geführt werden: im Faserkern durch Totalreflexion (verlustfrei) und im Faserhohlraum durch streifenden Einfall (gedämpft). Die Kombination aus negativ verstimten Lichtfeldern und Moden des streifenden Einfalls wurde 1993 von Ol'Shanii und Mitarbeitern [OLS93] vorgeschlagen und 1995 von Renn et al. [REN95] verwirklicht. Die Verknüpfung von positiv verstimten Lichtfeldern und durch Totalreflexion verursachten evaneszenten Feldern

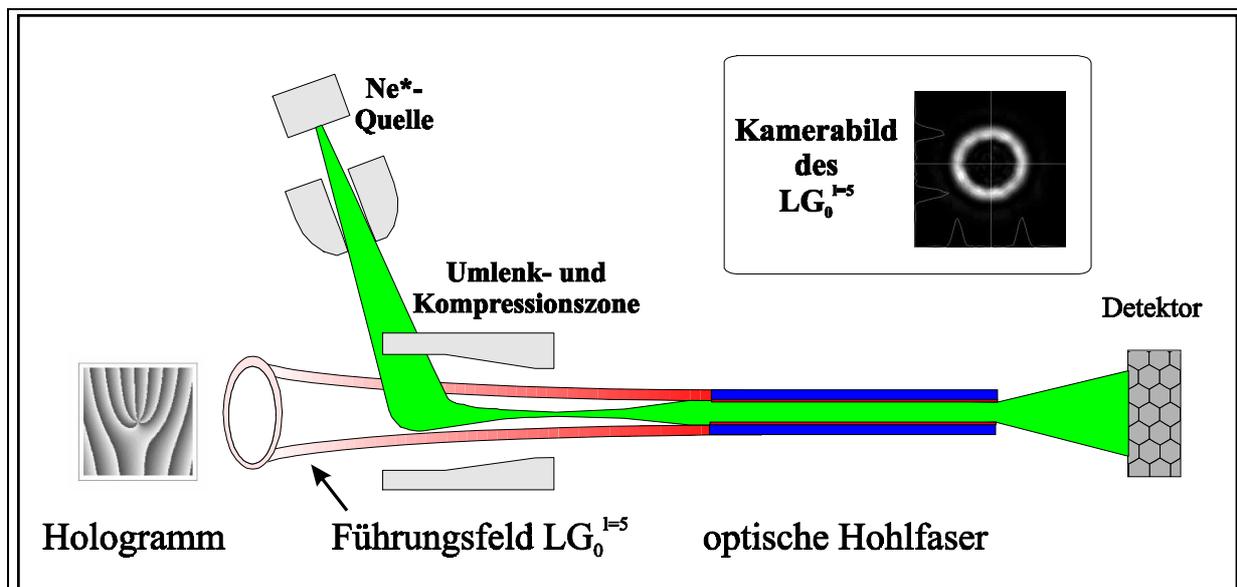


Abbildung 1.1: Führen von Atomen in Hohlfasern mit evaneszenten Feldern:

Ein lasergekühlter Atomstrahl wird in einer magneto-optischen Melasse umgelenkt und komprimiert. Diesem wird ein holographisch erzeugtes, ringförmiges Lichtfeld überlagert und damit die Atome auf den Fasereingang geführt und fokussiert. Im Inneren der Hohlfaser entsteht ein repulsives, evaneszentes Feld, welches die Atome durch die Faser führt. Die durch die Faser geführten Atome treffen auf den Detektor. Aus der Anzahl der Atome pro Belichtungszeit und der Ortsraumverteilung der Atome wird auf den Atomfluß und die Geschwindigkeitsverteilung der Atome zurückgerechnet.

wurde von Zoller und Mitarbeitern [MAR94] vorgeschlagen und von Ito und Mitarbeitern realisiert [ITO96]. In den bisherigen Arbeiten wurden thermische Atome verwendet und sie wurden nicht auf die Hohlleiter geführt oder fokussiert. In dieser Arbeit wird die Faser mit einem fokussierenden Lichtfeld, dem atomoptischen Objektiv, zu einem atomoptischen Faserkoppler verknüpft, Abbildung 1.1. Weiterhin werden erstmalig langsame, lasergekühlte Atome genutzt. Das Objektiv erlaubt es bis zu 48% der Atome auf den Fasereingang zu führen und ermöglicht dadurch deutlich höhere Atomflüsse.

Aufbau der Arbeit

In Kapitel 2, Laguerre-Gauß-Moden, und Kapitel 3, Diodenlaser im sichtbaren Spektralbereich, wird die Erzeugung und Präparation der Lichtfelder ausführlich dargestellt. In Kapitel 4, Strahlpräparation, wird der erzeugte Atomstrahl und das Nachweissystem vorgestellt. Die Kombination aus Lichtfeld und Atomstrahl wird dann in Kapitel 5, Führen von Atomen in Lichtfeldern, durchgeführt. Hierbei liegt der physikalische Schwerpunkt auf dem Einfang und Fokussieren der Atome mit Laguerre-Gauß-Moden verschiedener Ordnungen und Geometrien. Durch optische Hohlfasern wird ein wesentliches Element hinzugefügt. In Kapitel 6, optische Hohlfasern, wird die Präparation für atomoptische Anwendungen beschrieben. In Kapitel 7, Lichtfelder in optischen Hohlfasern, wird die Ausbreitung von Licht in zylindersymmetrischen Hohlfasern beschrieben : durch streifenden Einfall und durch Totalreflexion. In Kapitel 8, Führen lasergekühlter Atome in optischen Hohlfasern, wird dann der lasergekühlte Atomstrahl mit den holographisch erzeugten Lichtfeldern und der Hohlleiter kombiniert. Es werden verschiedene Fasern für Atome mit zugehörigem Faserkoppler, sowohl durch Moden des streifenden Einfalls als auch durch evaneszente Felder, realisiert. Die Arbeit schließt mit der Beschreibung möglicher Verbesserungen der Fasern durch Kern-Mantel-Strukturen und die Unterdrückung von Verlustprozessen durch stoßinduzierte Ionisation sowie mit einem Vorschlag für eine atomoptischen Faserlaser in Kapitel 9, Ausblick.

Kapitel 2

Laguerre-Gauß-Moden: Erzeugung, Filterung und Überhöhung

Einleitung

Thema dieses Kapitels sind die Laguerre-Gauß-Moden, Eigenschwingungen des Lichtfeldes im freien Raum. Nach einer kurzen Einführung werden in Abschnitt 2.1 verschiedene Möglichkeiten der Lichtfelderzeugung vorgestellt und verglichen. Daran schließt sich in Abschnitt 2.2 die optische Filterung von Laguerre-Gauß-Moden an. In Abschnitt 2.3 werden Möglichkeiten vorgestellt, mit denen die Leistung der Lichtfelder erhöht werden kann. Das Kapitel wird mit einer Bewertung der Ergebnisse, Abschnitt 2.4, abgerundet.

Die Laguerre-Gauß-Moden

Die Laguerre-Gauß-Moden LG_p^ℓ bilden eine orthonormale Basis für die Lösung der Wellengleichung in paraxialer Näherung. Sie lassen sich mit der Knotenquantenzahl p und der Drehimpulsquantenzahl ℓ beschreiben:

- Die Knotenquantenzahl, $p = 0 \dots + \infty$, beschreibt die Anzahl der radialen Knoten der Feldamplitude. Die Intensitätsverteilung der Mode besteht also aus $p+1$ konzentrischen Ringen.
- Die Drehimpulsquantenzahl, $\ell = -\infty \dots + \infty$, beschreibt die Helizität der Feldamplitude. Bei einem azimuthalen Umlauf variiert die Phase um $2\pi\ell$. Gleichzeitig beschreibt ℓ das radiale Verhalten in der Umgebung der Strahlachse. Der radiale Anstieg der Intensität ist proportional zu $r^{2|\ell|}$.

Die Amplitude der LG_p^ℓ - Mode in Zylinderkoordinaten lautet :

$$u_{p\ell}(r, \varphi, z) = c_{p\ell} \underbrace{\left(\frac{r\sqrt{2}}{w(z)}\right)^{|\ell|}}_{r^{|\ell|}} \underbrace{L_p^{|\ell|}\left(\frac{2r^2}{w(z)^2}\right)}_{p \text{ radiale Knoten}} \underbrace{e^{i\ell\varphi}}_{\text{Helizität}} \frac{1}{w(z)} e^{-\frac{r^2}{w(z)^2}} e^{i(2p+|\ell|+1)\varphi} e^{-ik\frac{r^2}{R(z)}} e^{-ikz}$$

wobei die Normierungskonstante $c_{p\ell} = (-1)^p \sqrt{\frac{2p!}{\pi(p+|\ell|)!}}$, der Strahlradius $w(z) = w_0 \sqrt{1 + \frac{z^2}{z_R^2}}$,

der Radius der Strahltaile w_0 , das zugeordnete Laguerre-Polynom $L_p^{|\ell|}$, die Rayleighlänge

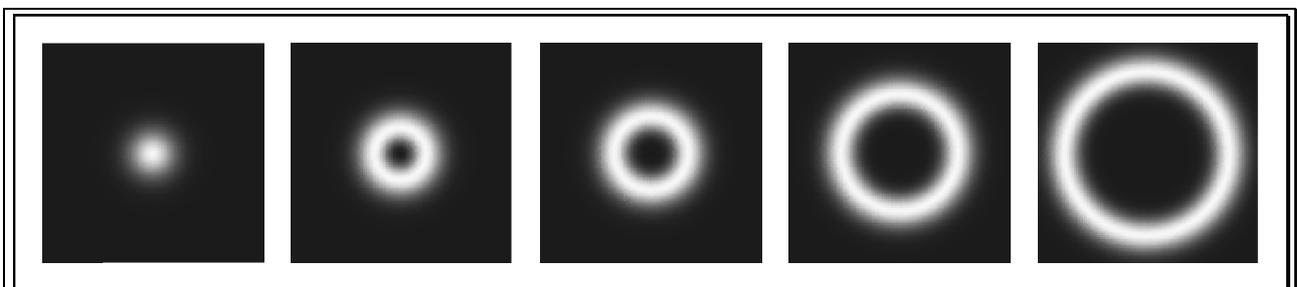


Abbildung 2.1 : Berechnete Intensitätsprofile einiger Laguerre-Gauß-Moden. Aufgetragen sind von links nach rechts: Die Gaußsche Grundmode (LG_0^0), die Doughnut-Mode (LG_0^1) und ringförmige Laguerre-Gauß-Moden höherer Ordnung ($LG_0^2, LG_0^5, LG_0^{10}$).

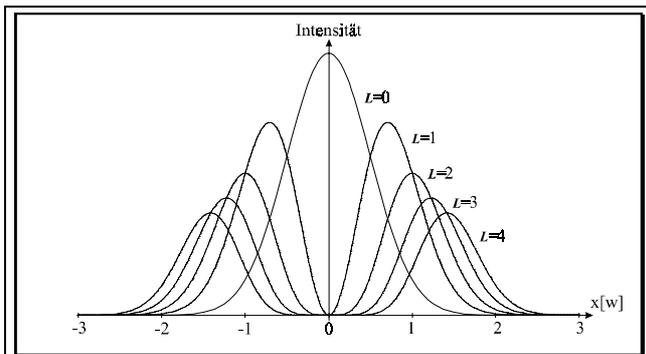


Abbildung 2.2: Radiale Intensitätsverteilungen für Laguerre-Gauß-Moden $LG_{p=0}^{\ell}$ mit $\ell=0$ bis 4. Der radiale Anstieg der Intensität ist proportional zu $r^{2|\ell|}$.

$z_R = \frac{\pi w_0^2}{\lambda}$, die Guoy-Phase der Gauß-Mode

$\psi(z) = \arctan \frac{z}{z_R}$, der Krümmungsradius der

Wellenfronten $R(z) = \frac{z^2 + z_R^2}{z}$ und die

Wellenzahl $k = \frac{2\pi}{\lambda}$ ist.

Die Hermite-Gauß-Moden

Die Hermite-Gauß-Moden bilden wie die Laguerre-Gauß-Moden eine Basis für die Lösung der Wellengleichung. Die Hermite-Gauß-Moden sind achsensymmetrisch, während die Intensitätsverteilungen der Laguerre-Gauß-Moden zylindersymmetrisch sind. Da die meisten Laserresonatoren achsen- aber nicht zylindersymmetrisch sind, schwingen Hermite-Gauß-Moden an. Einige Hermite-Gauß-Moden sind in Abbildung 2.3 dargestellt.

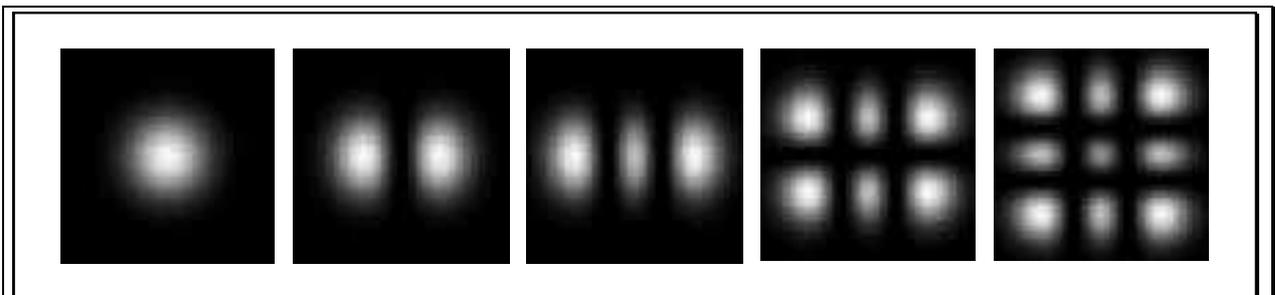


Abbildung 2.3 : Berechnete Intensitätsprofile einiger Hermite-Gauß-Moden. Aufgetragen sind von links nach rechts: Die gaußsche Grundmode ($HG_{00}=LG_0^0$), HG_{10} , HG_{20} , HG_{21} und HG_{22} .

2.1 Erzeugung von Laguerre-Gauß-Moden

Laguerre-Gauß-Moden lassen sich auf vielfältige Weisen erzeugen. Die effizientesten Möglichkeiten hierbei sind

1. Erzeugung im Laserresonator
2. Umwandlung aus einem Hermite-Gauß-Mode gleicher Ordnung durch einen Modenkonverter
3. Umwandlung aus einem beliebigen Mode mittels Phasenhologramm
4. Umwandlung durch interferometrische Überlagerung

Für den Doughnut-Mode, LG_0^1 , wurden die ersten drei Verfahren getestet und verglichen. Das dritte Verfahren wurde im Rahmen dieser Arbeit kultiviert, optimiert und für Laguerre-Gauß-Moden bis zu LG_0^{20} angewendet. Das vierte Verfahren ist Gegenstand aktueller Untersuchungen. Die besten Ergebnisse wurden mit der holographischen Methode erzielt.

2.1.1 Erzeugung im Laserresonator

In einem Laser schwingt immer der Mode mit der höchsten Verstärkung an. Die Idee ist es, der Grundmode HG_{00} , die normalerweise anschwingen würde, hohe Verluste zuzufügen und damit die nächst höhere Mode zu bevorzugen [TAM88].

Realisiert wurde dies durch das Einfügen eines absorbierenden Punkts, Durchmesser $50\mu\text{m}$, im Strahlengang des Farbstofflasers. Die Ausgangsleistung der LG_0^1 -ähnlichen Mode betrug 30% der Leistung der gaußschen Grundmode ohne Absorber.

Ein langzeitstabiler Betrieb konnte nicht erreicht werden. Ursache hierfür ist wahrscheinlich die Tatsache, daß der LG_0^1 eine Überlagerung aus HG_{01} und HG_{10} ist. Aufgrund des Astigmatismus im Ringresonator des Farbstofflasers sind die Moden nicht mehr entartet und damit ist der LG_0^1 keine Eigenschwingung des Systems mehr.

2.1.2 Der Modenkonverter

Das Prinzip des Modenkonverters, Abbildung 2.4, ist die Umwandlung von Hermite-Gauß-Moden in Laguerre-Gauß-Moden gleicher Ordnung durch phasenrichtige Überlagerung [TAM89]. Die phasenrichtige Überlagerung wird durch die Guoy-Phase ermöglicht, die ein Strahl aufsammelt, wenn er den Fokus durchläuft [SIE86]. Um einen Laguerre-Gauß-Mode der Ordnung $|l|+2p+1$ zu erzeugen müssen eine oder mehrere Hermite-Gauß-Moden derselben Ordnung $m+n+1$ vorliegen. Die Umwandlung kann theoretisch mit 100% Effizienz durchgeführt werden; die Erzeugung der Hermite-Gauß-Moden gleicher Ordnung ist somit der begrenzende Prozeß.

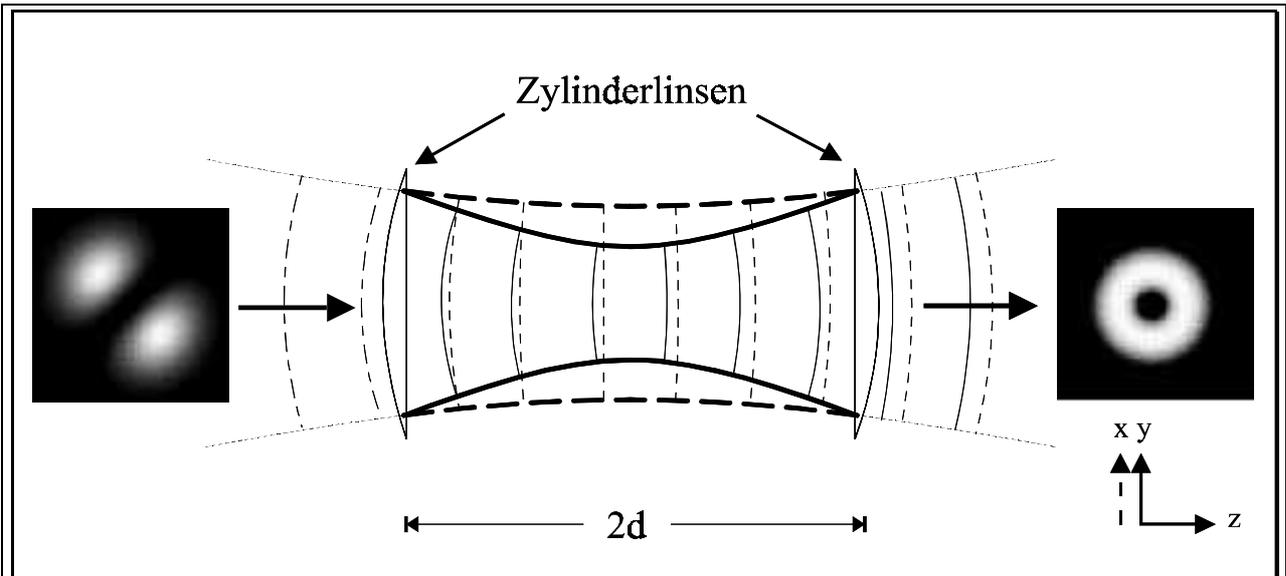


Abbildung 2.4: Prinzipskizze des Modenkonverters. Der um 45° verkippte HG_{10} -Mode läßt sich als Überlagerung aus einem HG_{10} und einem HG_{01} -Mode beschreiben. Beim Durchlaufen des Modenkonverters (Teleskop aus zwei Zylinderlinsen) sammeln die Moden eine Phasendifferenz auf. Die Guoy-Phasenverschiebung von $\pi/2$ sorgt bei der anschließenden Überlagerung für die Erzeugung einer Doughnut-Mode (LG_0^1).

Um eine Doughnut-Mode LG_0^1 mittels eines Modenkonverters herzustellen, muß also zuerst eine Hermite-Gauß-Mode HG_{01} erzeugt werden. Hierfür wurde ein dünner Draht, Durchmesser $20\ \mu\text{m}$, im Strahlengang des Farbstofflasers positioniert. Die Leistung des HG_{01} betrug 30% der Leistung der Gauß-Mode ohne Absorber. Die Qualität des so erzeugten LG_0^1 -ähnlichen Lichtfeldes wies einige ungünstige Eigenschaften auf: Die Modenreinheit des Lichtfeldes war insgesamt gering, das Lichtfeld war astigmatisch, und es ließ sich kein stabiler Einmodenbetrieb des Farbstofflasers erreichen. Die optimierte Qualität des Lichtfeldes ist in Abbildung 2.5 dargestellt. Die Modulation

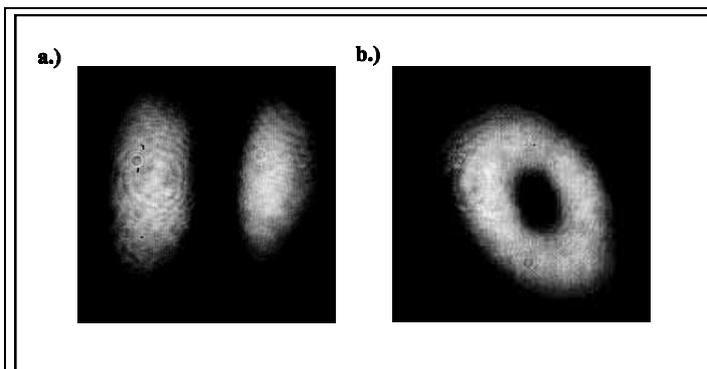


Abbildung 2.5: Kameraaufnahme eines HG_{01} (a) und des daraus im Modenkonverter erzeugten Doughnut-Modes LG_0^1 (b).

des radialen Intensitätsmaximums betrug typischerweise 50% und stieg im zeitlichen Verlauf weiter an, so daß eine permanente Optimierung der Mode nötig war. Dies erschwerte die Messungen mit diesem Lichtfeld und machte eine alternative Erzeugung des Lichtfeldes notwendig.

2.1.3 Holographische Umwandlung

Eine auffällige Eigenschaft der Laguerre-Gauß-Moden $LG_{p=0}^{\ell}$ ist die Singularität im Zentrum. Mathematisch wird sie durch den Phasenfaktor $e^{i\ell\varphi}$ verursacht, physikalisch ergibt sie sich aus den helixförmigen Phasenfronten. Durch Phasenplatten, die eine Verzögerung des Lichtfeldes um $2\alpha\varphi$ bewirken, läßt sich z.B. die gaußsche Grundmode, HG_{00} oder LG_0^0 , in eine Überlagerung aus Laguerre-Gauß-Moden der Helizität ℓ umwandeln. Mit Hilfe eines geblazten Phasenhologramms lassen sich die Moden verschiedener Helizität räumlich voneinander trennen; dies ist nötig, da das Hologramm nur eine begrenzte Effizienz, typischerweise 20% bis 50%, besitzt. In Abbildung 2.6 ist die Phasenplatte (a), für $\ell=1$, und das geblazte Gitter (b) nochmals einzeln dargestellt. Das Hologramm (c) besteht dann aus der Kombination der beiden. Für Laguerre-Gauß-Moden höherer Ordnung sind Phasenplatten mit größerer Helizität ℓ nötig. In den Abbildungen 2.7 und 2.8 sind die Hologramme für $\ell=5$ und $\ell=10$ gezeigt. Die Singularität ist jeweils vergrößert dargestellt um die Ordnung der Hologramme einfacher zu erkennen.

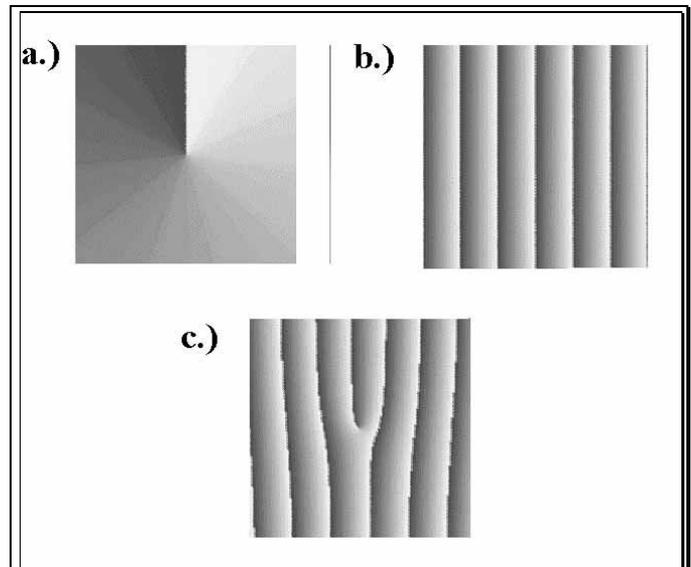


Abbildung 2.6: Aufbau des geblazten Phasenhologramms für die Doughnut-Mode, LG_0^1 . Mit einer Phasenplatte (a), läßt sich eine Verzögerung der Phasenfronten des Lichtfeldes um $2\alpha\varphi$ bewirken. Durch ein geblaztes Gitter, lassen sich die Lichtfeldanteile verschiedener Helizitäten ℓ effizient räumlich voneinander trennen. Das berechnete Hologramm enthält sowohl die Phaseninformation als auch den Ablenkwinkel.

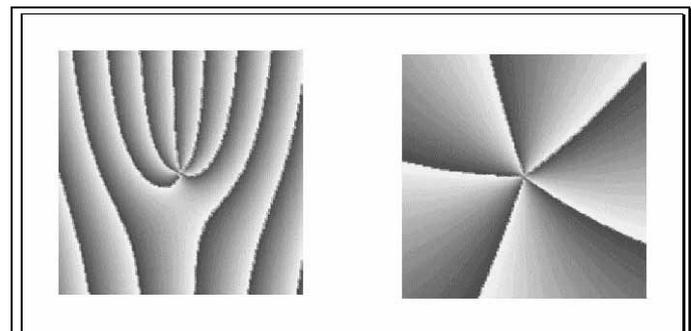


Abbildung 2.7: Berechnetes Phasenhologramm zur Erzeugung eines ringförmigen Lichtfeldes LG_0^5 . Rechts ist die 5-fache Singularität in der Mitte des Hologramms vergrößert dargestellt.

Die erste Generation der Hologramme wurde am Institut für Angewandte Physik der Universität Bonn [FRI95] hergestellt. Hierbei wurde das Hologramm mit einem Computer berechnet, auf einem Laserdrucker (600 DPI auf DIN A4) ausgedruckt, auf einen holographischen Film (AGFA Holotest 8E75 mit 5000 Linien/mm) photographiert, entwickelt und gebleicht. Der Film besteht aus in Gelatine gelöstem Silber. Im Bleichbad wird das absorbierende Silber in ein

transparentes Silbersalz umgewandelt; durch den unterschiedlichen Brechungsindex von Gelatine und Silbersalz ergibt sich ein Phasenhologramm. Aufgrund der hohen Absorption des Lichtes in der Gelatineschicht sind diese Hologramme nicht strahlungsfest genug für die Experimente zum Führen von Atomen im freien Raum und in optischen Hohlfasern.

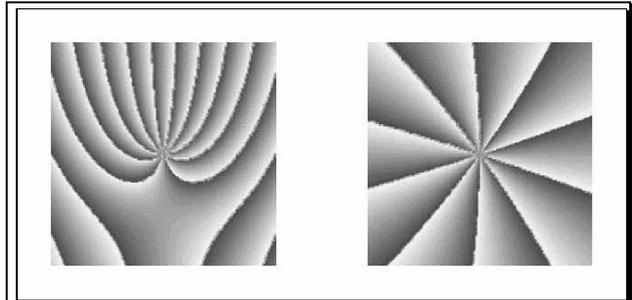


Abbildung 2.8: Berechnetes Phasenhologramm zur Erzeugung eines ringförmigen Lichtfeldes LG_0^{10} . Rechts ist die 10-fache Singularität in der Mitte des Hologramms nochmals vergrößert dargestellt.

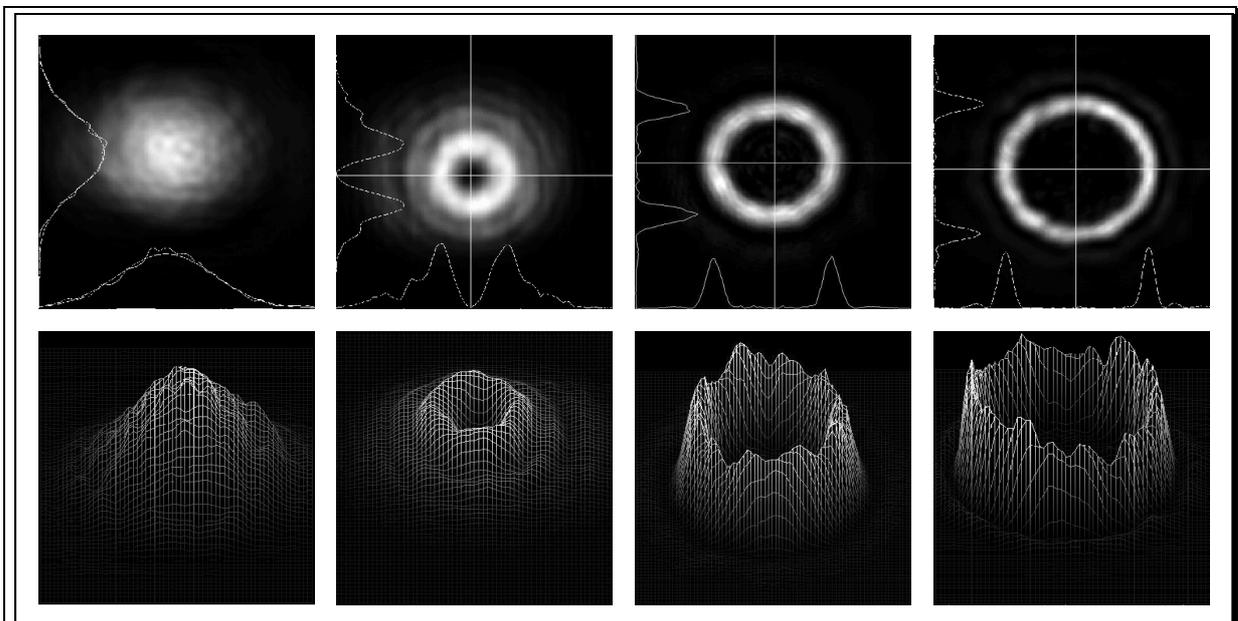


Abbildung 2.9: Mit einer CCD-Kamera gemessene Intensitätsverteilungen für Laguerre-Gauß-Moden verschiedener Ordnung. In der oberen Reihe sind die radialen Intensitätsverteilungen der Gaußschen Grundmode LG_0^0 , der Doughnut-Mode LG_0^1 und der ringförmigen LG_0^5 und LG_0^{10} dargestellt. In der unteren Reihe sind die radialen Intensitätsverteilungen in einer dreidimensionalen Darstellung aufgezeichnet.

Die zweite Generation der Hologramme wurde in der Forschungsgruppe Prof. Tiziani am Institut für Technische Optik der Universität Stuttgart realisiert. Hierbei wird das berechnete Interferenzmuster mittels direkter Laserbelichtung auf ein mit lichtempfindlichem Lack beschichtetes Quarzsubstrat geschrieben. Die Strahlungsfestigkeit liegt oberhalb von $1\text{W}/\text{mm}^2$ und ließe sich durch Einätzen des Interferenzmusters in das Quarzsubstrat noch um 2 Größenordnungen erhöhen. Dies war bisher nicht notwendig. Die mit einer CCD-Kamera (COHU 4800) gemachten Aufnahmen und mit einer BeamView-Software (Coherent Analyzer Plus 1.5) aufgezeichneten Bilder der Laguerre-Gauß-Moden sind in Abbildung 2.9 gezeigt. Mit diesen Lichtfeldern wurden die in Kapitel 5, *Führen von Atomen in Lichtfelder*, und Kapitel 8, *Führen von Atomen in optischen Hohlfasern*, beschriebenen Experimente durchgeführt.

2.2 Effiziente Filterung der Moden

Die zur Verfügung stehende Gauß-Mode ($LG_0^0 = HG_{00}$) soll in eine reine Laguerre-Gauß-Mode LG_p^ℓ gewünschter Ordnung umgewandelt werden. Dies wird mit Hilfe geblazter Phasenhologramme erreicht. Für atomoptische Anwendungen ist eine hohe Konversionseffizienz wesentlich; bei hoher Laserleistung ist eine große Frequenzverstimmung möglich, die bei gleicher Potentialtiefe die Wahrscheinlichkeit für spontane Prozesse reduziert. Als Konversionseffizienz $E_{p\ell}$ soll das Verhältnis zwischen Laserleistung hinter dem geblazten Hologramm, in die Ordnung ℓ , und der Laserleistung hinter dem Filterresonator in den Mode LG_p^ℓ verstanden werden. Mathematisch läßt sich jedes Lichtfeld E in eine Überlagerung aus Laguerre-Gauß-Moden zerlegen:

$$E = E_0 \sum_{p=0}^{\infty} \sum_{l=-\infty}^{\infty} E_{pl} u_{pl}$$

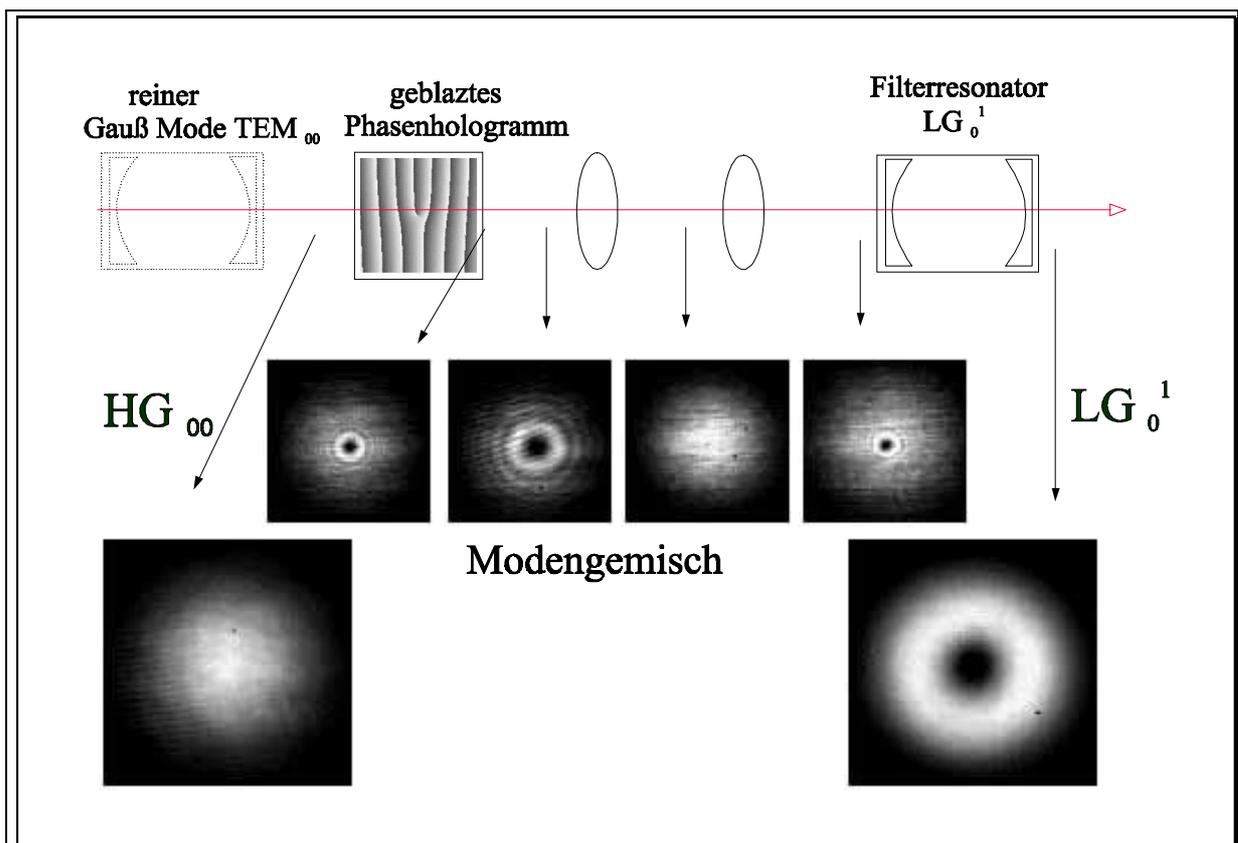


Abbildung 2.10 : Erzeugung doughnut-förmiger Lichtfelder und deren Filterung. Ein gaußförmiges Lichtfeld wird durch einen Filterresonator präpariert und durch ein geblaztes Phasenhologramm in ein doughnut-förmiges Lichtfeld transformiert. Die radiale Intensitätsverteilung ändert sich mit der Propagation des Lichtfeldes je nach aufgesammler Phasendifferenz zwischen den verschiedenen Moden $LG_p^{\ell=1}$. Durch die Filterung des Lichtfeldes wird eine reine LG_0^1 -Mode erzeugt.

Dabei ist E_0 die Amplitude des elektrischen Feldes, $u_{p\ell}$ die Amplitude der LG_p^{ℓ} -Mode und $E_{p\ell}$ der Überlappkoeffizient ist. Untersucht man die holographisch erzeugten Lichtfelder, so beobachtet man die in Abbildung 2.10 dargestellte Intensitätsverteilungen. Das Hologramm prägt dem Lichtfeld den azimuthalen Phasenfaktor $e^{i\ell\phi}$ auf, die gaußsche Intensitätsverteilung bleibt davon unberührt. Mathematisch läßt sich das Überlappintegral aus der Gauß-Mode mit aufgeprägtem Phasenfaktor und den Laguerre-Gauß-Moden bilden,

$$E_1 = E_0 \sum_{p=0}^{\infty} E_{p\ell=1} u_{p\ell=1}$$

Die Koeffizienten $E_{p\ell=1}$ bis $p=6$ sind in Tabelle 2.1 aufgetragen; als Strahltaile der Laguerre-Gauß-Moden wurde die Strahltaile der Grundmode angenommen. Das Lichtfeld besteht also aus einem Gemisch von Laguerre-Gauß-Moden $LG_p^{\ell=1}$.

p	0	1	2	3	4	5	6
$ E_{p\ell=1} ^2$	78,54%	9,82%	3,68%	1,92%	1,17%	0,79%	0,57%

Tabelle 2.1 : Überlappkoeffizienten für identische Strahltaile

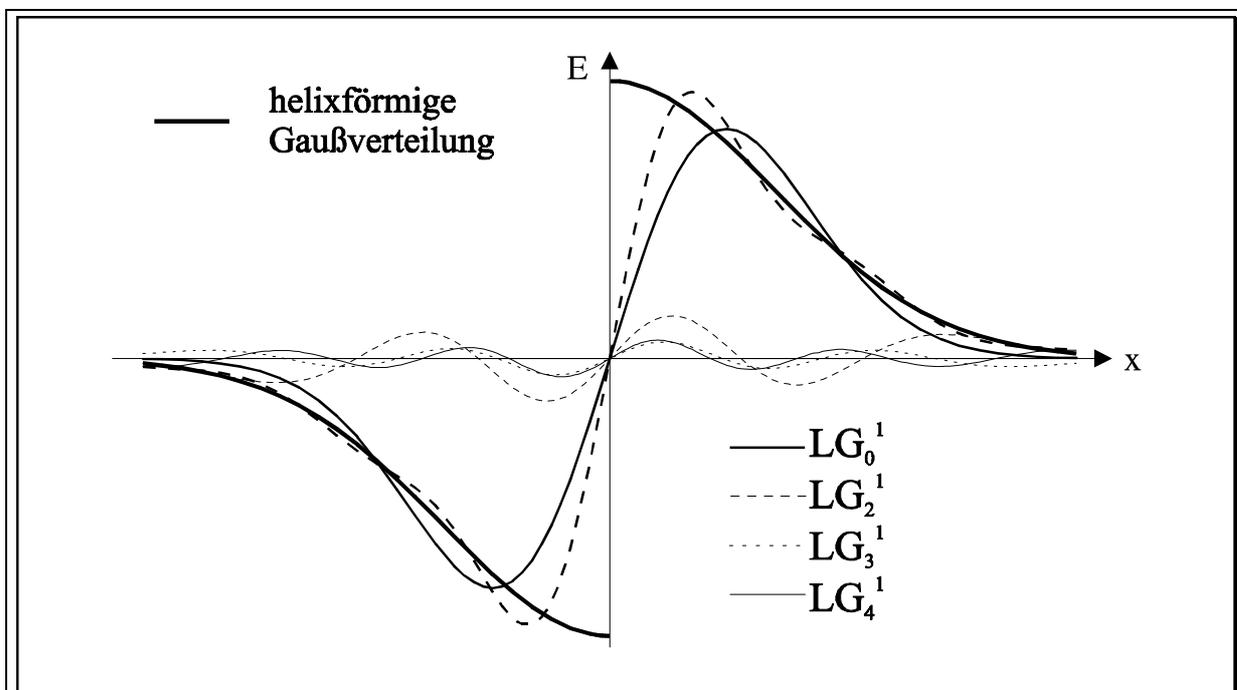


Abbildung 2.11 : Zerlegung des Lichtfeldes nach Laguerre-Gauß-Moden. Das geblaste Phasenhologramm erzeugt eine gaußförmige Intensitätsverteilung mit aufgeprägter Helixphase. Dieses Lichtfeld läßt sich als Überlagerung verschiedener Laguerre-Gauß-Moden $LG_p^{\ell=1}$ darstellen.

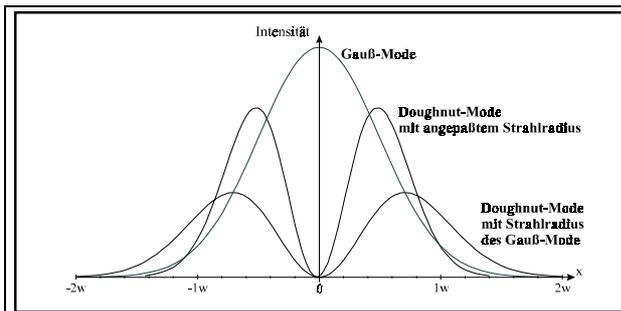


Abbildung 2.12: Optimierung des Überlapps zwischen gaußscher Grundmode und dem Doughnut-Mode. Bei gleicher Strahltaile ist der Überlapp geringer, als bei einer optimierten Strahltaile ($w_0 / \sqrt{2}$).

Die Änderung der Intensitätsverteilung ergibt sich aus den unterschiedlichen Guoyphasen ψ_{Gouy} der einzelnen Laguerre-Gauß-Moden.

$$\psi_{Gouy}(z) = (2p + 2) \arctan\left(\frac{z - z_0}{z_R}\right)$$

Der Vergleich der Intensitätsverteilungen von Gauß-Mode HG₀₀ und Doughnut-Mode LG₀¹, Abbildung 2.12, zeigt, daß die Intensitätsmaxima weit außen liegen. Das Überlappintegral zwischen einem Doughnut-

Mode mit kleinerer Strahltaile und der Gauß-Mode ist größer, als das Überlappintegral zwischen einem Doughnut-Mode und der Gauß-Mode mit gleicher Strahltaile.

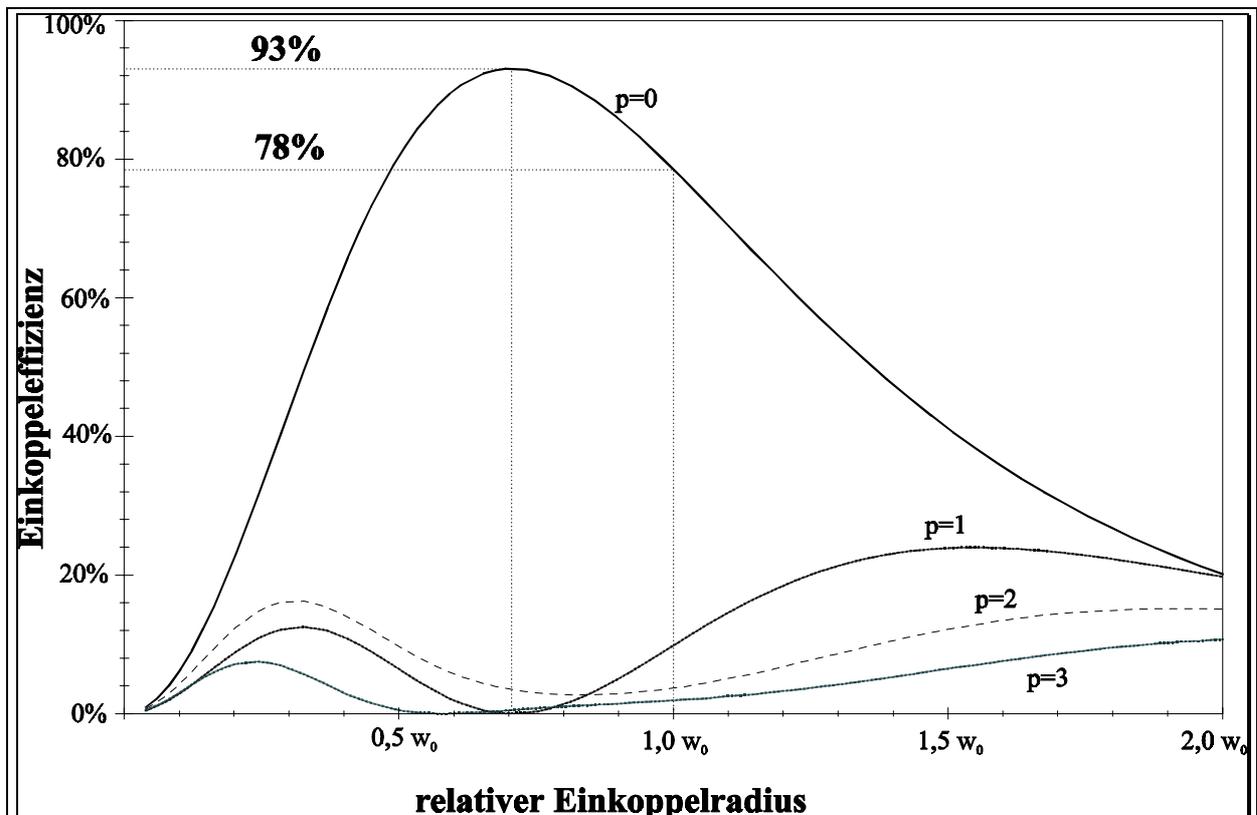


Abbildung 2.13 : Überlappkoeffizienten $E_{p=1}$ für unterschiedliche Strahltaillen. Bei optimierter Strahltaile können 93% ($8\pi/27$) des holographisch erzeugten Lichtfeldes als Doughnut-Mode gefiltert werden. Bei nicht-angepasster Strahltaile beträgt der Überlapp 79% ($\pi/4$).

Da bei der Zerlegung eines Lichtfeldes in Laguerre-Gauß-Moden die Strahltaille ein freier Parameter ist, gilt es nun, den Überlapp zu optimieren. In Abbildung 2.13 sind die Koeffizienten $E_{p=1}$ für variierende Strahltaillen aufgetragen. Es zeigt sich deutlich, daß der LG_0^1 -Anteil von $79\%(\pi/4)$ auf $93\%(8\pi/27)$ gesteigert werden kann. Die Strahltaille des so optimierten LG_0^1 beträgt dann $w_0/\sqrt{2}$. Außerdem ergibt sich ein einfaches Justagekriterium für die experimentelle Realisierung, da der LG_1^1 -Anteil verschwinden muß. Nun gilt es diese Wert experimentell zu optimieren.

p	0	1	2	3	4	5	6
$ E_{p=1} ^2$	93,08%	0,00%	3,45%	0,51%	0,64%	0,34%	0,28%
$ E_{p=5} ^2$	66,74%	0,00%	14,59%	0,20%	5,25%	0,41%	9,20%
$ E_{p=10} ^2$	52,01%	0,00%	16,55%	0,05%	8,09%	0,14%	0,40%

Tabelle 2.2: Überlappkoeffizienten für optimierte Strahltaillen ($w_0/\sqrt{l+1}$); für den Doughnut-Mode LG_0^1 sowie die ringförmigen Lichtfelder LG_0^5 und LG_0^{10}

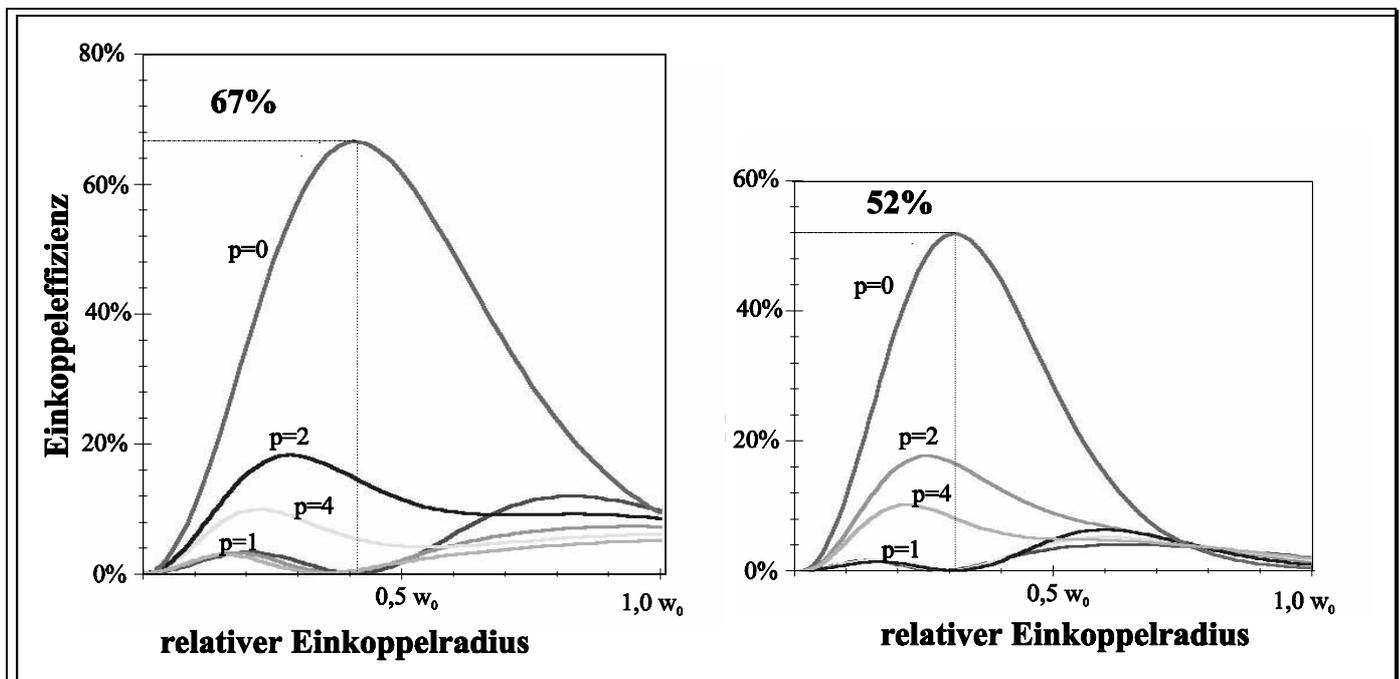


Abbildung 2.14 : Überlappkoeffizienten $E_{p=5}$ (links) und $E_{p=10}$ (rechts) für variierende Strahltaillen. Bei optimierter Strahltaille können 67% (LG_0^5) und 52% (LG_0^{10}) des holographisch erzeugten Lichtfeldes als reine Moden gefiltert werden.

Für die Umwandlung einer Gauß-Mode HG_{00} in eine doughnut-förmige Laguerre-Gauß-Mode $LG_p^{\ell=1}$ mit optimierter Strahltaile ergeben sich die in Tabelle 2.2 aufgetragenen Koeffizienten

Um Modenreinheit herzustellen bieten sich zwei Möglichkeiten an: Die Erzeugung der Laguerre-Gauß-Moden mit einem Doppelhologramm, um Phasen und Intensitätsverteilung anzupassen, und die Erzeugung durch Modenfilterung. Die Doppelhologrammverfahren ist eleganter, setzt aber eine deutliche Steigerung der Qualität der Hologramme voraus. Im folgenden wurde die Modenfilterung eingesetzt. Im weiteren Verlauf des Kapitels werden grundsätzliche Untersuchungen der Lichtfelder beschrieben, die nicht dem unmittelbaren Einsatz der Lichtfelder dienen.

2.3 Experimentelle Realisierung eines Modenfilters

Ziel der Modenfilterung ist die effiziente Erzeugung reiner Laguerre-Gauß-Moden. Als Laserquelle wurden gitterstabilisierte Diodenlaser eingesetzt, da sie eine sehr schnelle und stabile Regelung erlauben. Um eine reine Gauß-Mode fester Leistung als definierte Ausgangsbedingungen zu erhalten, wurde der Diodenlaserstrahl in einem nicht-konfokalen, externen Resonator, freier Spektralbereich 1,5 GHz, gefiltert. Die Leistungsstabilisierung wurde durch eine Flankenregelung realisiert. Als Stellglieder wurden die Zylinderpiezokeramik des

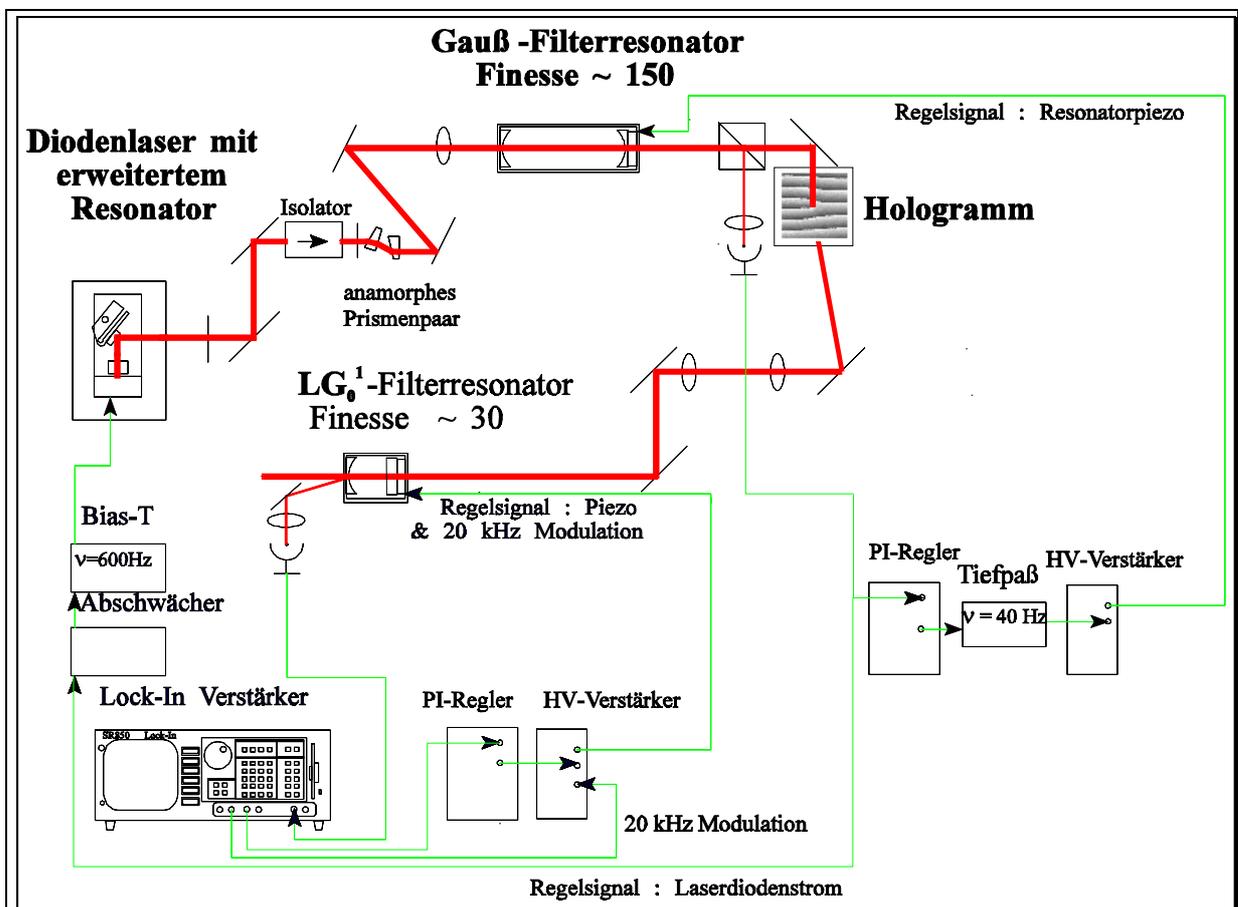


Abbildung 2.15 : Schematischer Aufbau zur Bestimmung der Konversionseffizienz von gaußscher Grundmode in eine Doughnut-Mode. Der Diodenlaser wird auf einen Filterresonator mittels Flankenregelung stabilisiert, um definierte Ausgangsbedingungen bezüglich Strahlqualität und Leistung zu erhalten. Aus dem reinen Gauß-Mode wird dann mit Hilfe des geblazten Phasenhologramms ein doughnut-förmiges Lichtfeld erzeugt. Nach einer Modenanpassung durch ein Teleskop wird das Licht in einen zweiten frequenzstabilisierten Filterresonator eingekoppelt. Bestimmt wird dann der Überlappkoeffizient $E_{p=0,e=1}$ als Verhältnis zwischen der vom Doughnut-Moden-Filterresonator transmittierten Leistung zur Leistung in der 1.Ordnung des Hologramms.

optischen Resonators und der Strom des Diodenlasers genutzt. Die niedrigen Frequenzen des Fehlersignals wurden über einem PI-Regler und einen Tiefpaß zur Längenregelung auf die Piezokeramik gegeben; die höheren Frequenzen über einen Verstärker und eine kapazitive Kopplung zur Regelung der optischen Länge des Laserchips auf den Injektionsstrom des Diodenlasers.

Diese leistungsstabilisierte Gauß-Mode wurde durch das geblazte Phasenhologramm eine helixförmige Phasenfront aufgeprägt. Die Beugungseffizienz des benutzten Hologramms in die 1.Ordnung war 50%; und damit die bisher höchste. Durch ein Teleskop wurde das Lichtfeldes mit optimierter Strahltaile ($w_0\sqrt{2}$) in den zweiten Resonator eingekoppelt.

Die Einkopplung in den Resonator wurde anhand des Transversalmodenspektrums, Abbildung 2.16, optimiert und der Resonator anschließend mittels eines Lock-In-Verstärkers auf die Doughnut-Mode stabilisiert. Der Anteil der durch den Resonator transmittierten Leistung betrug maximal $(81\pm 1)\%$. Die Differenz zwischen diesem Wert und den maximalen Wert von $93\%(8\pi/27)$ ist im wesentlichen durch die beiden nicht entspiegelten Rückseiten der Resonatorspiegel (jeweils 4,3%) verursacht. Bei entspiegelten Rückseiten würde die Transmission 88% betragen. Damit ist eine nahezu verlustfreie Filterung der Doughnut-Mode gelungen, Abbildung 2.17. Verbleibende Verluste sind auf nicht optimale Modenanpassung, Stabilisierungsschwankungen und Abweichungen des Ausgangsstrahls von der Gauß-Mode zurückzuführen.

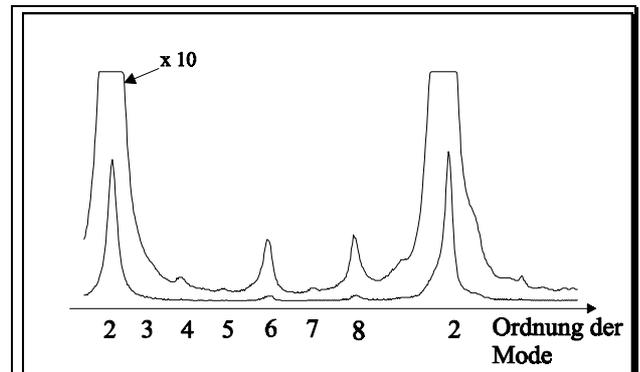


Abbildung 2.16: Transmissionssignal des Doughnut-Filterresonators. Aufgetragen ist die Ordnung $|l+2p+1$ der Moden; als Justagekriterium wurde das Verschwinden der Mode LG_1^1 (Ordnung 4) genutzt.

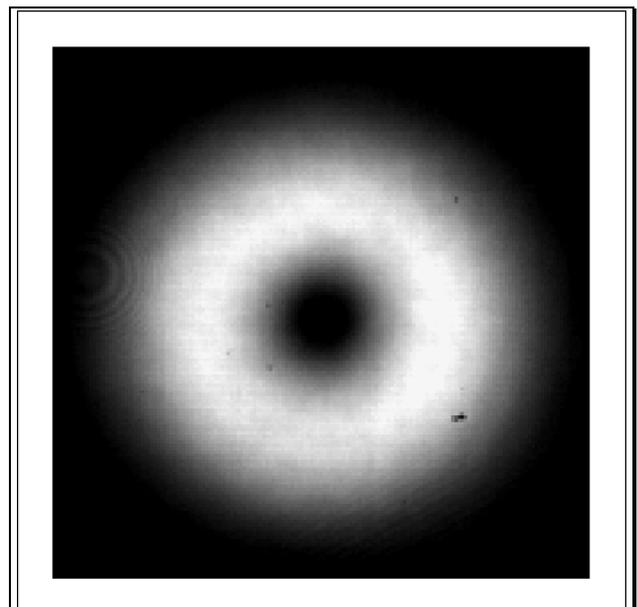


Abbildung 2.17: Reiner Doughnut-Mode LG_0^1 Kamerabild der gemessenen Intensitätsverteilung hinter dem Filterresonator.

2.4 Überhöhung des Doughnut-Modes in Resonatoren

Um tiefe Fallen (Potentialminima) für atomoptische Experimente zu realisieren sind hohe Potentialwände, d.h. hohe Laserleistungen erstrebenswert. Thema dieses Abschnitts ist die Überhöhung der Leistung in optischen Energiespeichern, Resonatoren, für atomoptische Anwendungen.

Für einen Überhöhungsresonator ist eine Mindestanzahl von vier Reflexionen notwendig; Resonatoren mit 2 Reflexionen bilden stehende Wellen aus und bei Resonatoren mit drei Reflexionen ist die Doughnut-Mode aus Symmetriegründen kein Eigenmode des Resonators mehr. Da bei einem Ringresonator der schräge Einfall auf einen Konkavspiegel unvermeidlich ist, ist der Resonator intrinsisch astigmatisch. Ein Maß für den Astigmatismus ist die astigmatische Phasendifferenz δ_{xy} die den räumlichen Abstand der beiden Brennpunkte beschreibt:

$$\delta_{xy} = \alpha^2 / \sqrt{\frac{2R}{L} - 1} + O(\alpha^4).$$

Dabei ist α der Einfallswinkel auf den Konkavspiegel, R dessen Krümmungsradius und L die Länge des Resonators. Die Stärke des Astigmatismus läßt sich zwar durch die Realisierung eines kleinen Einfallswinkels reduzieren, die Aufhebung der Modenentartung läßt sich aber nicht vermeiden. Die dem Überhöhungsresonator zugrundeliegende Idee ist es, die Aufhebung der Modenentartung durch einen windschiefen Resonator, Abbildung 2.18, so groß zu machen, daß der Astigmatismus gegenüber der Rotation vernachlässigt werden kann. Damit sind wieder die Laguerre-Gauß-Moden Eigenschwingungen des Resonators. Eine ähnliche Strategie wird verfolgt, um durch Aufhebung der Entartung von σ^+ und σ^- polarisiertem Licht wieder linear polarisierte Eigenschwingungen des Resonators zu erzwingen.

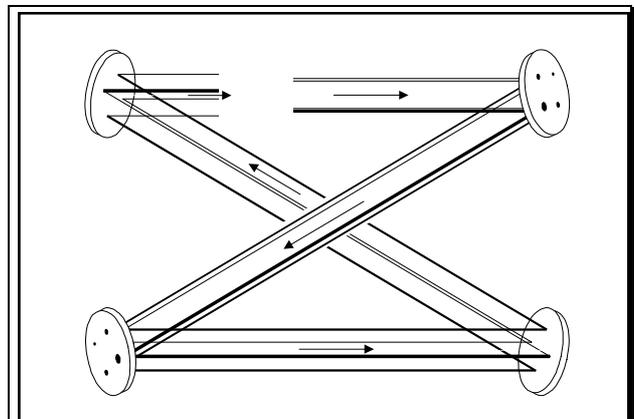


Abbildung 2.18: Räumliche Drehung in einem windschiefen Resonator

Die Aufhebung der Modenentartung durch einen windschiefen Resonator ist in Abbildung 2.19 nochmals verdeutlicht. Um zusätzlich die lineare

in einem windschiefen Resonator erfährt der Strahl pro Umlauf eine räumliche Drehung um den Rotationswinkel ϑ . Die Aufhebung der Modenentartung für einen astigmatischen und einen windschiefen Resonator ist in Abbildung 2.19 nochmals verdeutlicht. Um zusätzlich die lineare

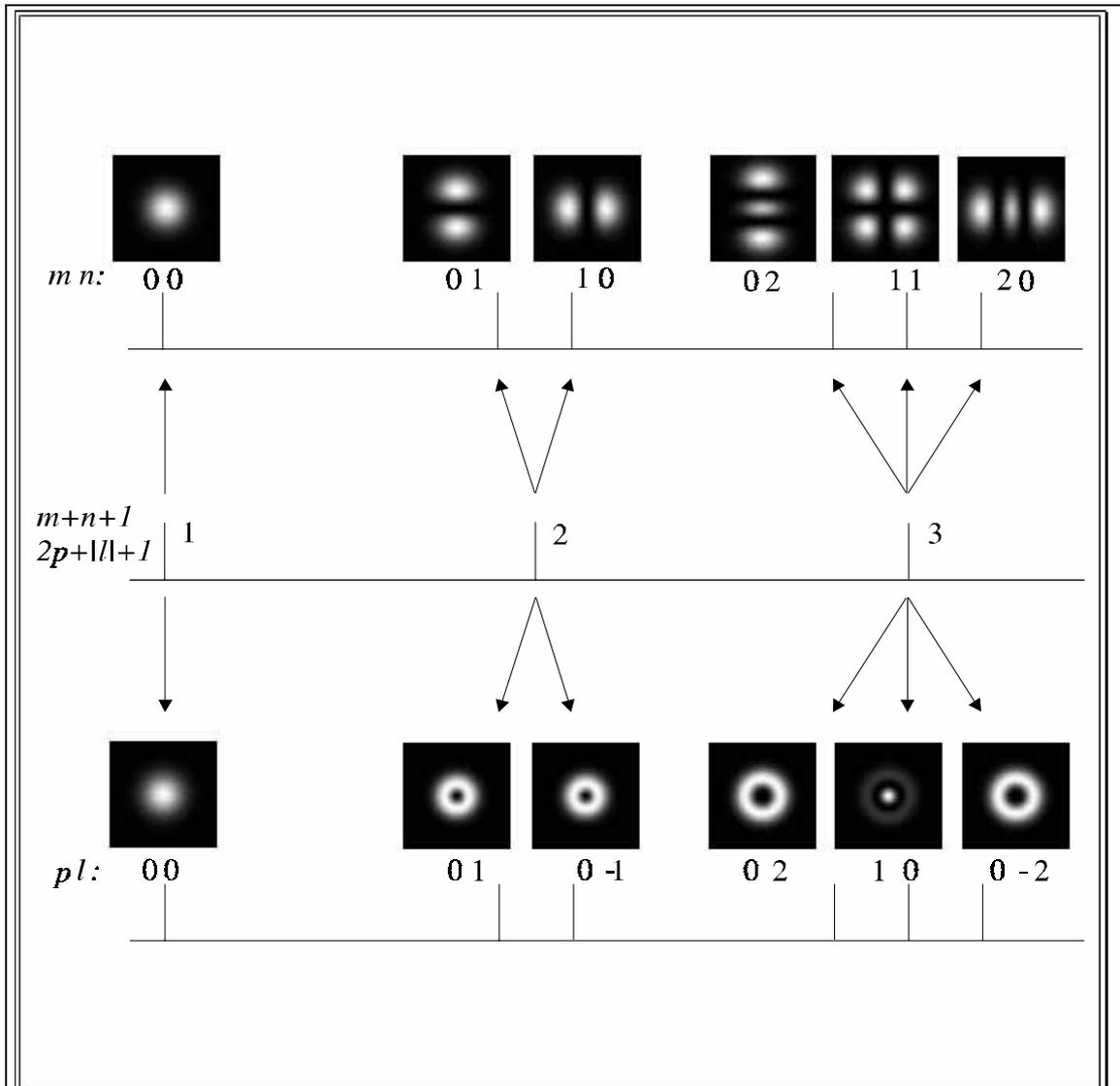


Abbildung 2.19 : Aufhebung der Entartung für Moden gleicher Ordnung bei einem astigmatischen Resonator in Hermite-Gauß-Moden (oben) und bei einem windschiefen Resonator in Laguerre-Gauß-Moden (unten)

Polarisation des überhöhten Lichtfeldes zu garantieren, wurden polarisationsabhängige Spiegel verwendet, die eine lineare Polarisation erzwingen.

In Experimenten konnten Überhöhungsfaktoren von 108 ± 2 , bestimmt durch die ausgekoppelte Leistung bei bekannter Transmission des Auskoppelspiegels, realisiert werden. Der Überhöhungsresonator, Abbildung 2.20, hatte eine Gesamtlänge von 300 mm, eine Finesse $F=320$ und der Abstand der Strahlen betrug 2mm. Er wurde mittels des Hänsch-Couillaud-Verfahrens auf einen Diodenlaser stabilisiert. In Abbildung 2.22 ist das gemessene Modenspektrum für den Fall nicht-optimaler Einkopplung dargestellt. Die astigmatische Phasendifferenz war sehr viel kleiner

($\delta_{xy}=5 \cdot 10^{-3}$) als der Rotationswinkel ($\vartheta=5^\circ=0,1$). In Abbildung 2.21 ist die gemessene, überhöhte Laguerre-Gauß-Mode LG_0^1 dargestellt. Anzumerken bleibt, daß die Mode aufgrund des immer noch vorhandenen Astigmatismus keine reine, linear polarisierte Laguerre-Gauß-Mode LG_0^1 ist; der Anteil der senkrechten Polarisation ist aber kleiner als 1%.

Die Überhöhung in einem externen Resonator ist im wesentlichen nur durch die Stabilität des Lasers, die Reflektivität der Spiegel und die Länge des Resonators begrenzt.

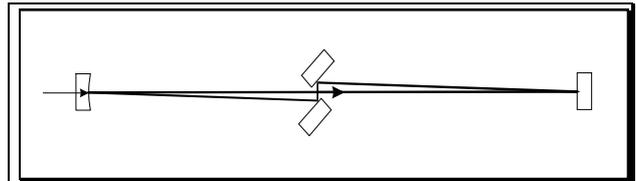


Abbildung 2.20: Strahlengang des windschiefen Überhöhungsresonators

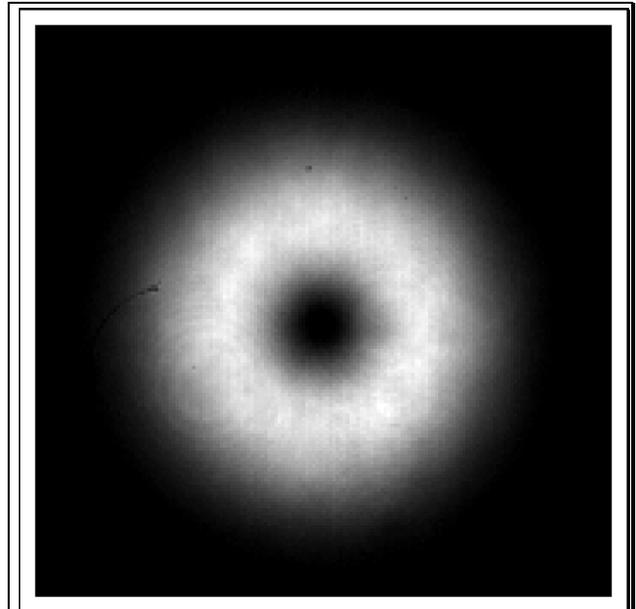


Abbildung 2.21: Überhöhte Doughnut-Mode LG_0^1 . Kamerabild der gemessenen Intensitätsverteilung hinter dem Überhöhungsresonator.

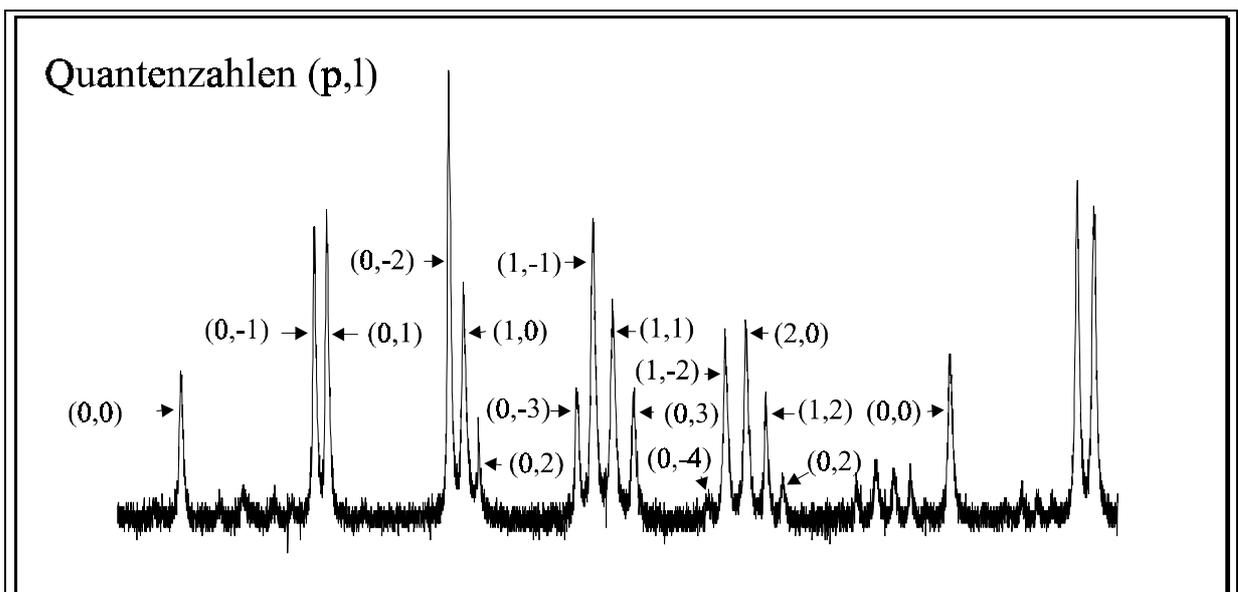


Abbildung 2.22: Transmissionssignal des Überhöhungsresonators. Die Einkopplung wurde bewußt dejustiert um die verschiedenen angeschwungenen Resonatormoden deutlich erkennen zu können. Die Laguerre-Gauß-Moden LG_p^l sind mit den Quantenzahlen (p,l) markiert.

2.4 Zusammenfassung der Ergebnisse

Laguerre-Gauß-Moden verschiedener Ordnungen, bis zu LG_0^{20} , wurden durch geblazte Phasenhologramme erzeugt. Hierbei wurden Effizienzen von 41% für die Konversion aus einer gaußschen Grundmode (HG_{00}) erzielt. Am Beispiel der Doughnut-Mode, LG_0^1 , wurde die Modenreinheit des Lichtfeldes optimiert. Durch die Filterung der gewünschten Mode können hervorragende Strahlqualitäten bei geringen Leistungsverlusten realisiert werden. Die Leistung des Lichtfeldes wurde in einem speziell konstruierten Resonator überhöht. Damit stehen die für das Führen der Atome in Lichtfeldern und das Führen der Atome in optischen Hohlfasern benötigten Lichtfelder stabil und in guter Qualität zur Verfügung.

Kapitel 3 :

Diodenlaser im sichtbaren Spektralbereich bei 630 nm

Einleitung

Diodenlaser sind zur Zeit eine leistungsfähige Ergänzung zu Farbstofflasern bei atomoptischen Experimenten mit metastabilem Neon; für die Zukunft stellen sie, bei entsprechender Ausgangsleistung, eine preiswerte, frequenzstabile Alternative dar. Aufgrund der hohen Regelbandbreite, ermöglicht durch den Injektionsstrom als schnellem Stellelement, lassen sich hochstabile Diodenlasersysteme realisieren. Seit 1994 stehen im Wellenlängenbereich um 630 nm Diodenlaser mit Leistungen von über 15 mW zur Verfügung. Die spektrale Linienbreite der Diodenlaser wurde durch die Erweiterung des Resonators (engl. Extended cavity diode Lasers, ECDL) reduziert. Die Erweiterung wurde durch frequenzselektive Spiegel (optische Gitter) in Littrow-Anordnung realisiert. Durch Justage des Gitters läßt sich ein Wellenlängenbereich von 5 nm abdecken; durch Variation der Temperatur läßt sich der Bereich um 0,2 nm/K erweitern. Es wurden Diodenlasersysteme zur Optimierung der Laguerre-Gauß-Moden, zur mikroskopischen Untersuchung der optischen Hohlfasern, zum Spinpolarisieren des Atomstrahls und zum magneto-optischen Einfang von metastabilen Neonatomen aufgebaut.

Wichtige Übergänge zur Manipulation von metastabilem Neon lassen sich mit InGaAlP-Diodenlasern um 630 nm erreichen. In Abbildung 3.1 ist ein Ausschnitt aus dem Neon-Termschema dargestellt. Zur Notation der Zustände wird die Racah-Notation $nl[k]_j$ verwendet, wobei n die Hauptquantenzahl des Atoms, l die Bahndrehimpulsquantenzahl des Atoms, k die Kopplung zwischen dem Gesamtdrehimpuls j_{Rumpf} und dem Bahndrehimpuls des Elektrons l_{Elektron} , und J der Gesamtdrehimpuls des Atoms ist [RAC42]. Der Atomrumpf besteht aus einer fast abgeschlossenen $2p$ -Schale; nur ein Elektron aus dieser Schale ist in ein höheres

Niveau angeregt worden. Das Drehimpuls des Atomrumpfes kann daher $j=3/2$ oder $j=1/2$ betragen. Der Drehimpuls des Atomrumpfes j koppelt zusammen mit dem Elektronenbahndrehimpuls des Elektrons l zu $[j_{\text{Rumpf}} \oplus l_{\text{Elektron}}]$, und zusammen mit dem Elektronenspin zum Gesamtdrehimpuls J des Atoms. Die wichtigsten Zustände sind die metastabilen Zustände $3s[3/2]_2$ und $3s'[1/2]_0$ mit einer Lebensdauer von 24,4s (berechnet) [SMA75] bzw. 22s (gemessen) [SHI86] und 430s (berechnet)[SMA75]; wobei der prominenteste Übergang im Termschema ist der geschlossene Übergang vom metastabilen Zustand $3s[3/2]_2 \rightarrow 3p[5/2]_3$, bei 640,2 nm. Er erlaubt sowohl Dopplerkühlung als auch Polarisationsgradientenkühlung von metastabilem Neon. Außerdem sind die Übergänge $3s[3/2]_2 \rightarrow 3p[5/2]_2$ zur Präparation eines magnetischen Unterzustands der Atome und $3s[3/2]_2 \rightarrow 3p[3/2]_1$ zum Umpumpen in den zweiten metastabilen Zustand $3s'[1/2]_0$ von Bedeutung. Das Zurückpumpen nach $3s[3/2]_2$ lässt sich auch mit Diodenlasern realisieren. In Tabelle 3.1 sind die wichtigsten Übergänge zusammengestellt.

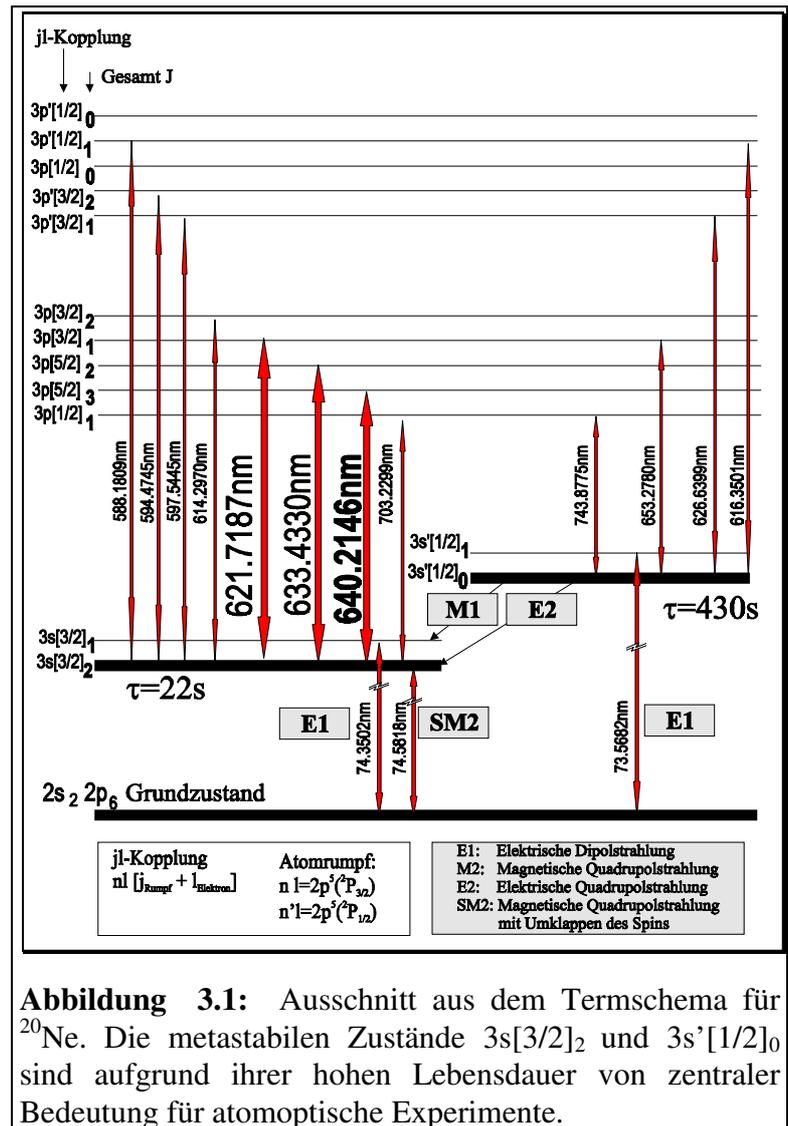


Abbildung 3.1: Ausschnitt aus dem Termschema für ^{20}Ne . Die metastabilen Zustände $3s[3/2]_2$ und $3s'[1/2]_0$ sind aufgrund ihrer hohen Lebensdauer von zentraler Bedeutung für atomoptische Experimente.

Neon-Übergang	Wellenlänge in Luft	Verwendung
$3s[3/2]_2 \rightarrow 3p[5/2]_3$	640,2 nm	Kühlen
$3s[3/2]_2 \rightarrow 3p[5/2]_2$	633,4 nm	Entleeren magn. Unterzustände
$3s[3/2]_2 \rightarrow 3p[3/2]_1$	621,7 nm	Umpumpen $\rightarrow J=0$
$3s'[1/2]_0 \rightarrow 3p'[3/2]_1$	626,6 nm	Umpumpen $\rightarrow J=2$
$3s'[1/2]_0 \rightarrow 3p[3/2]_1$	653,3 nm	Umpumpen $\rightarrow J=2$

Tabelle 3.1: Mit Diodenlasern erreichbare Übergänge und deren Verwendungsmöglichkeiten

3.1 Diodenlaser mit erweitertem Resonator

Der Einsatz von Diodenlasern für die Atommanipulation erfordert es, die spektrale Linienbreite des Lasers deutlich unter die natürliche Linienbreite des atomaren Übergangs zu reduzieren. Freilaufende Diodenlaser im sichtbaren Spektralbereich haben typischerweise Linienbreiten von einigen 10 MHz, während die natürlichen Linienbreiten der relevanten Übergänge des Neonatoms weniger als 10 MHz betragen. Zur Reduktion der spektralen Linienbreite sind verschiedene Verfahren vorgeschlagen und realisiert worden: das Ankoppeln an einen externen Resonator hoher Güte [DAH87], die Littmann-Anordnung, die Littrow-Anordnung [WIE91, RIC95] und elektronische Verfahren [TEL89, OHT90]. Die Entscheidung für die Littrow-Design fiel aufgrund der hohen mechanischen Stabilität und der einfachen Abstimmbarkeit der Wellenlänge über weite Bereiche (mehrere Nanometer). Bei der Littrow-Anordnung, Abbildung 3.2, wird ein optisches Gitter als frequenzselektiver Resonatorspiegel genutzt. Das Licht der nullten Gitterordnung wird ausgekoppelt, während das Licht der ersten Ordnungsfrequenzselektiv - in den Laserchip zurückgekoppelt wird. Durch die Erweiterung des Resonators von

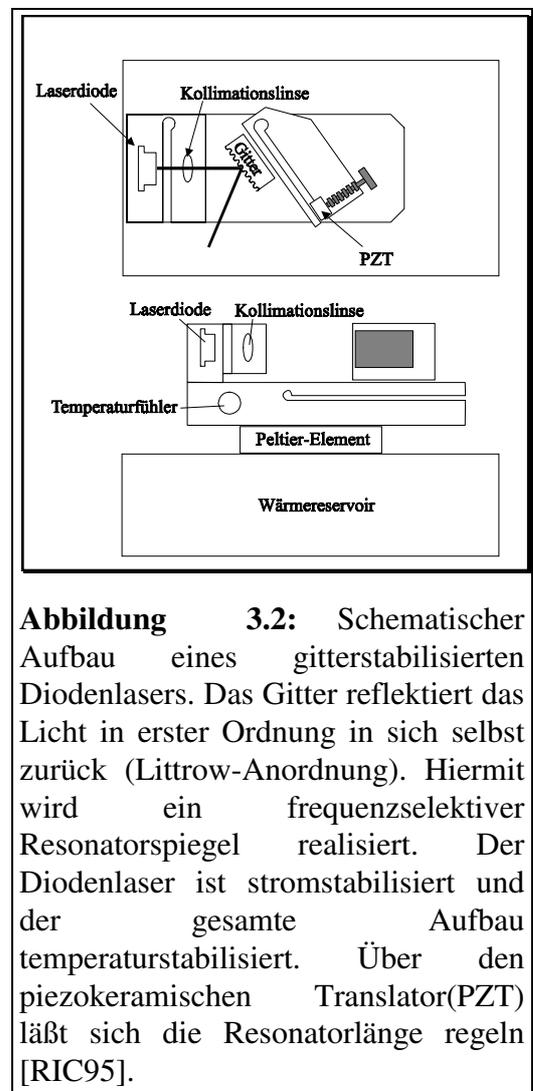


Abbildung 3.2: Schematischer Aufbau eines gitterstabilisierten Diodenlasers. Das Gitter reflektiert das Licht in erster Ordnung in sich selbst zurück (Littrow-Anordnung). Hiermit wird ein frequenzselektiver Resonatorspiegel realisiert. Der Diodenlaser ist stromstabilisiert und der gesamte Aufbau temperaturstabilisiert. Über den piezokeramischen Translator (PZT) lässt sich die Resonatorlänge regeln [RIC95].

$3,5 \times 300 \mu\text{m}$ optischer Länge auf 20mm wird die Schallow-Townes-Linienbreite des Lasers um mehr als zwei Größenordnungen reduziert. Die spektrale Linienbreite von ca. 3 MHz (Zeitskala

1s) ergibt sich im wesentlichen durch akustisches Rauschen. Der kontinuierliche Abstimmbereich betrug typischerweise 2 GHz und die Unterdrückung der Nebenmoden war stärker als -30 dB. Bei der Bestimmung des Abstimmbereichs wurde die Isotopverschiebung zwischen ^{20}Ne und ^{22}Ne von 1,8 GHz beim Übergang $3s[3/2]_2 \rightarrow 3p[5/2]_2$ als Referenz genutzt und bei der Unterdrückung der Seitenmoden wurde die Höhe der Airy-Funktionen bei einem Monitoresonator genutzt.

3.2 Frequenzstabilisierung auf einen konfokalen Resonator

Um die spektrale Linienbreite weiter zu reduzieren, wird das Lasersystem auf einen externen Resonator [HÄN80] stabilisiert. Fehler mit Fourier-Frequenzen bis zu 2 kHz können mit einem piezokeramischen Translator (PZT),

der die Resonatorlänge über das optische Gitter beeinflusst, ausgeregelt werden. Um auch die höherfrequenten Rauschanteile auszuregulieren, wird ein schnelleres Stellelement benötigt. Bei Diodenlasern kann dies über den Injektionsstrom geschehen; der Injektionsstrom bestimmt die Ladungsträgerkonzentration, damit die optische Länge des Laserchip und somit die Frequenz des Diodenlasers. Die entsprechende Transferfunktion

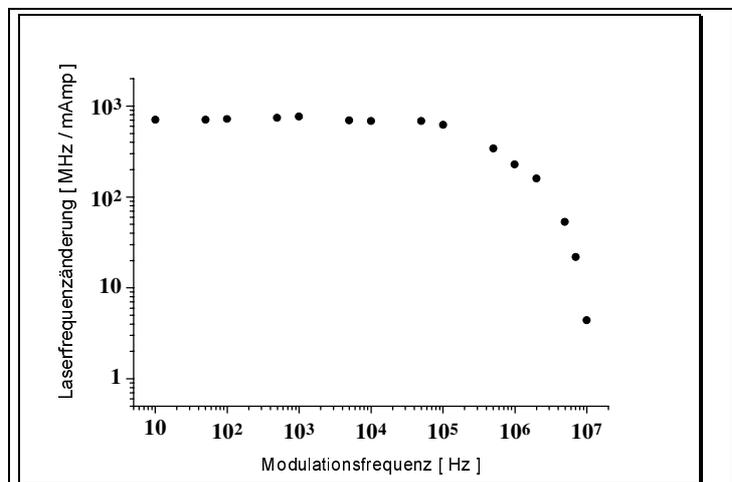


Abbildung 3.3: Die Übertragungsfunktion eines Diodenlasers (SDL7501G1). Die Änderung der Laserfrequenz in Abhängigkeit von der Modulationsfrequenz.

ist in Abbildung 3.3 dargestellt. Die Regelbandbreite von 200 kHz ist durch ein Mitkoppeln des Regelsignals ab 500 kHz begrenzt. Durch die Erhöhung der Regelbandbreite konnte die spektrale Linienbreite auf ca. 200 kHz reduziert werden.

3.3 Frequenzmodulationspektroskopie an einer Neon-Gasentladung

Um die Laserfrequenz auch über längere Zeiten ($>1s$) frequenzstabil zu halten, wird das Lasersystem auf atomare Übergänge stabilisiert. Hierbei wurde sowohl auf geschlossene Übergänge $3s[3/2]_2 \rightarrow 3s[5/2]_3$, bei 640,2 nm als auch auf offene Übergänge $3s[3/2]_2 \rightarrow 3s[5/2]_2$, bei 633,4 nm [ACL98] stabilisiert. Die metastabilen Neonatome werden in einer Gleichspannungs-Entladungszelle (Betriebsspannung 360 Volt, 0,5 mA) erzeugt. Durch Sättigungsspektroskopie werden die Lamb-Dips aufgelöst. Um das Signal-zu-Rausch-Verhältnis zu verbessern, wurde eine Frequenzmodulationspektroskopie mit einem elektro-optischen Modulator (EOM) aufgebaut. Der Frequenz des Lasers werden Seitenbänder mit einem Frequenzabstand von 19,6 MHz aufgeprägt. Durch die Wechselwirkung des Laserlichtes mit dem atomaren Ensemble werden die Amplituden der Seitenbänder unterschiedlich gedämpft, wenn die Trägerfrequenz und das atomare Ensemble nicht in Resonanz sind. Durch Mischen des Spektroskopiesignals mit der Referenzfrequenz ergibt sich ein dispersionsförmiges Fehlersignal. Das Fehlersignal wird in einem PI-Regler

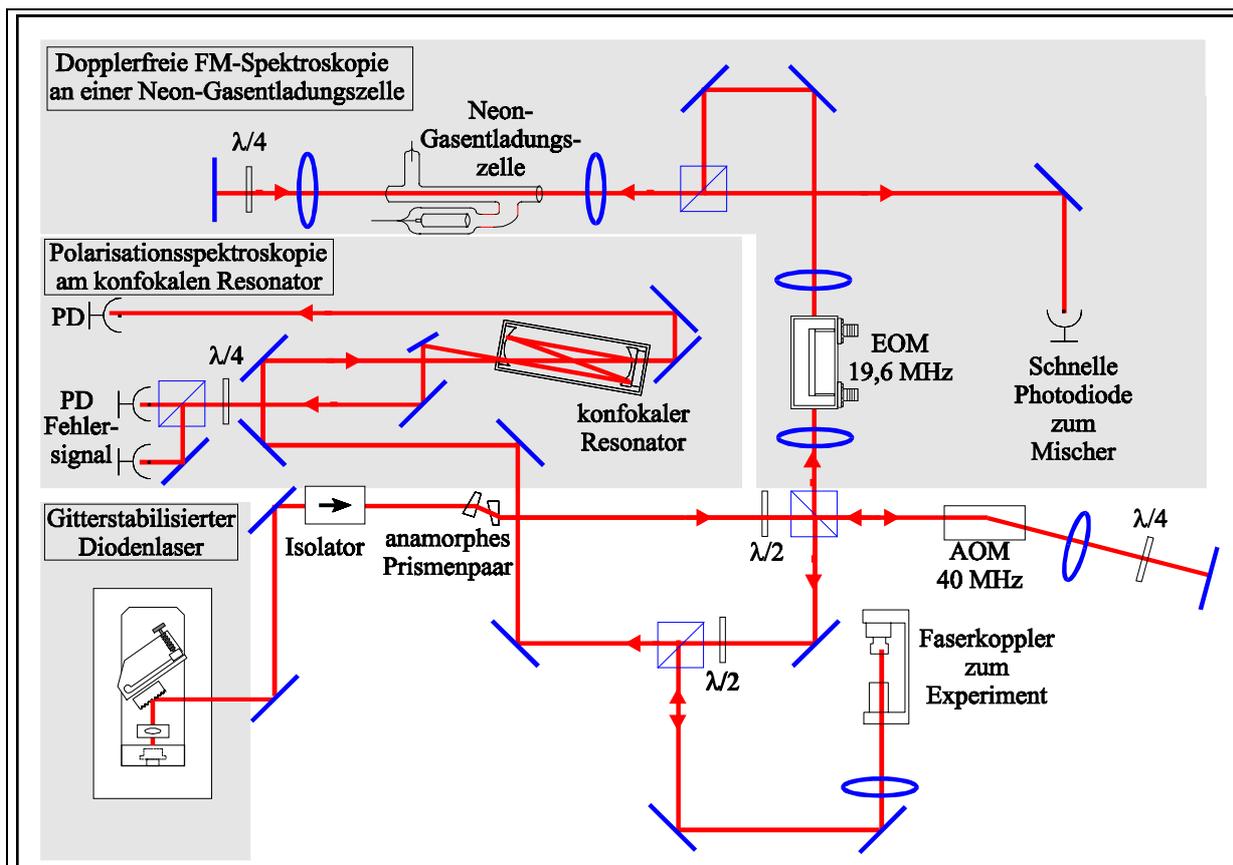


Abbildung 3.4 : Schematischer Aufbau des Diodenlaserspektrometers. Der gitterstabilisierte Diodenlaser wird auf den konfokalen Resonator kurzzeitstabilisiert und auf einen atomaren Übergang langzeitstabilisiert. Durch den Faserkoppler wird Licht zum Experiment geleitet und dort durch optisches Ankoppeln verstärkt.

weiterverarbeitet und als Regelsignal auf den piezokeramischen Translator gegeben. Hiermit läßt sich das Lasersystem über mehrere Stunden stabil an den atomaren Übergang anzubinden.

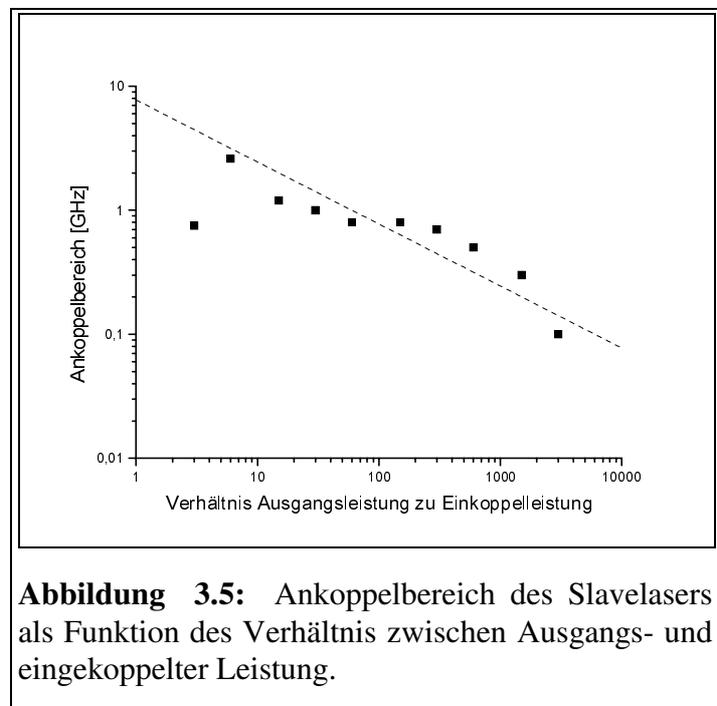
3.4 Optisches Ankoppeln von Diodenlasern

Diodenlaser verfügen über eine hohe Verstärkung und einen Resonator geringer Güte. Diese beiden Eigenschaften ermöglichen es, an einem Laser geringer Leistung (Masterlaser) einen Diodenlaser hoher Leistung (Slavelaser) optisch anzukoppeln und den Laser über mehrere GHz in der Frequenz mitzuziehen. Hiermit läßt sich die Frequenzstabilität und spektrale Reinheit eines Lasers auf mehrere Laserdioden höherer Leistung zu übertragen. Der Ankoppelbereich für einen Diodenlaser (SDL 7501 G1) ist in

Abbildung 3.5 aufgetragen. Hierbei zeigt sich, daß der Diodenlaser mit einer Ausgangsleistung von 15 mW mit weniger als 100 μ W über fast 1 GHz mitgezogen werden kann.

Einmoden-Diodenlaser bei 630 nm werden bisher nur mit Leistungen von maximal 15 mW (SDL) angeboten. Breitstreifenlaser stehen in diesem Frequenzbereich bisher nicht zur Verfügung; es besteht aber die Möglichkeit Diodenlaser der Wellenlängen 650-655 nm in den gewünschten Wellenlängenbereich

zu kühlen. Die Erfahrungen anderer Gruppen, Max-Planck-Institut in München [DIR95] und Physikalisch-Technische Bundesanstalt [KER96], haben gezeigt, daß die ankoppelbare Leistung im Einmodenbetrieb selbst bei Diodenlasern mit über 100mW nur einige 10mW beträgt.



3.5 Zusammenfassung und Bewertung

Es wurden Diodenlasersysteme für Experimente mit metastabilem Neon im sichtbaren Spektralbereich um 630 nm aufgebaut. Durch die Erweiterung des optischen Resonators wurde die spektrale Linienbreite des Diodenlaser unter die natürliche Linienbreite des Kühlüberganges bei 640 nm eingeschränkt. Zusätzlich wurde ein Diodenlaserspektrometer realisiert, das mittels Sättigungsspektroskopie auf atomare Übergängen langzeitstabilisiert und auf einen optischen Resonator kurzzeitstabilisiert wurde. Durch optisches Ankoppeln weiterer Diodenlaser konnte die Lichtleistung auf 15mW verstärkt werden. Mit weniger als 100 μ W Leistung gelang es, dem Slavelaser in einem Ankoppelbereich von 2 GHz dem Masterlaser in der Frequenz folgen zu lassen. Dabei konnte der Slavelaser bei der gleichen maximalen Ausgangsleistung betrieben werden wie die freilaufende Laserdiode. Mit diesen Diodenlasersystemen stehen der Arbeitsgruppe effiziente, kompakte und preiswerte Laser zur Verfügung, die sich durch gute Stabilitätseigenschaften und einfache Bedienbarkeit auszeichnen.

Kapitel 4 :

Präparation eines langsamen, lasergekühlten Strahls metastabiler Neonatome

Einleitung

Die in dieser Arbeit beschriebenen atomoptischen Experimente wurden mit dem Edelgas Neon (zu griech. neos „neu, jung“) durchgeführt. Neon tritt in der Natur als Boson, ^{20}Ne und ^{22}Ne , und als Fermion, ^{21}Ne , auf. Die Isotopenhäufigkeit beträgt 90,92% (^{20}Ne), 8,82% (^{22}Ne) und 0,26% (^{21}Ne). Bis auf wenige Ausnahmen wird das Isotop ^{20}Ne im angeregten metastabilen Zustand $3s[3/2]_2$ verwendet. Hierbei ist ein Elektron aus der 2p-Schale in die 3s-Schale angeregt worden. Der Drehimpuls des Atomrumpfes koppelt zusammen mit dem Elektronenbahndrehimpuls zu $3/2$, und zusammen mit dem Elektronenspin zum Gesamtdrehimpuls $J=2$. Der erste erlaubte Übergang aus diesem Zustand in den Neon-Grundzustand, $J=0$, ist ein magnetischer Quadrupolübergang mit Änderung der Spinquantenzahl (Spinumklappen). Hierdurch ist der Zustand sehr langlebig. Theoretische Betrachtungen ergeben eine Lebensdauer von 24,4 sec [SMA75], Messungen ergaben eine Lebensdauer von etwa 20s [SHI89]. Ein zweiter metastabiler Zustand $3s'[1/2]_0$ besitzt sogar eine noch größere Lebensdauer von berechneten 430 s [SMA75], dieser besitzt aber im Gegensatz zum Zustand $3s[3/2]_2$ keinen geschlossenen Dipolübergang, der zum Kühlen verwendet werden kann. Der Kühlübergang $3s[3/2]_2 \rightarrow 3p[5/2]_3$ liegt bei einer Wellenlänge von 640,2 nm und der angeregte Zustand besitzt eine Lebensdauer von 19 ns ($\Gamma=2\pi*8,2$ MHz). Dieser Übergang ist sowohl für Farbstofflaser, Sulforhodamin B, als auch für Diodenlaser, AlGaInP, erreichbar. Für die Experimente standen zwei Farbstofflasersysteme und mehrere Diodenlasersysteme zur Verfügung. Für den orts aufgelösten Nachweis metastabiler Edelgasatome läßt sich die hohe innere Energie nutzen; für den Zustand $3s[3/2]_2$ beträgt die Anregungsenergie aus dem Grundzustand 16,7 eV. In Abschnitt 4.1 wird die Präparation des Atomstrahls durch Laserkühlung und in Abschnitt 4.2 das Nachweissystem detailliert beschrieben.

4.1 Präparation des Atomstrahls

In einer mit flüssigem Stickstoff gekühlten Gasentladungsquelle wird ein Überschallstrahl aus metastabilen Neonatomen im Zustand $3s[3/2]_2$ mit einer mittleren Geschwindigkeit von 580 m/s erzeugt, Abbildung 4.1. Eine erste Abbremsung auf eine mittlere Geschwindigkeit von 75 m/s erfolgt in einem inhomogenen Magnetfeld mittels Spontankraft [PHI82] auf dem geschlossenen Übergang $3s[3/2]_2 \rightarrow 3p[5/2]_3$ mit einer Laserleistung von 5 mW. In einer anschließenden Umlenk- und Kompressionszone [SCH94] wird der Strahl um 70° umgelenkt, abgebremst, gekühlt und komprimiert. Die Umlenk- und Kompressionszone besteht aus einer magneto-optischen Melasse, siehe Abbildung 4.2, deren Achse um 70° gegenüber der Achse des einlaufenden Atomstrahls verkippt ist. Das 2-dimensionale Quadrupolmagnetfeld, wird durch 8 Permanentmagnete erzeugt, deren Gradient von 50 G/cm auf 350 G/cm ansteigt. Das elliptische Melassenlichtfeld ($w_x=22\text{mm}, w_y=4\text{mm}$) besteht aus zwei orthogonalen Laserstrahlen, Abbildung 4.2, die in sich zurückreflektiert werden. Die Polarisation des Lichtfeldes ist jeweils $\sigma+$ und $\sigma-$ und hat eine typische Leistung von 110mW. Gegenüber der Resonanz, $3s[3/2]_2 \rightarrow 3p[5/2]_3$, ist

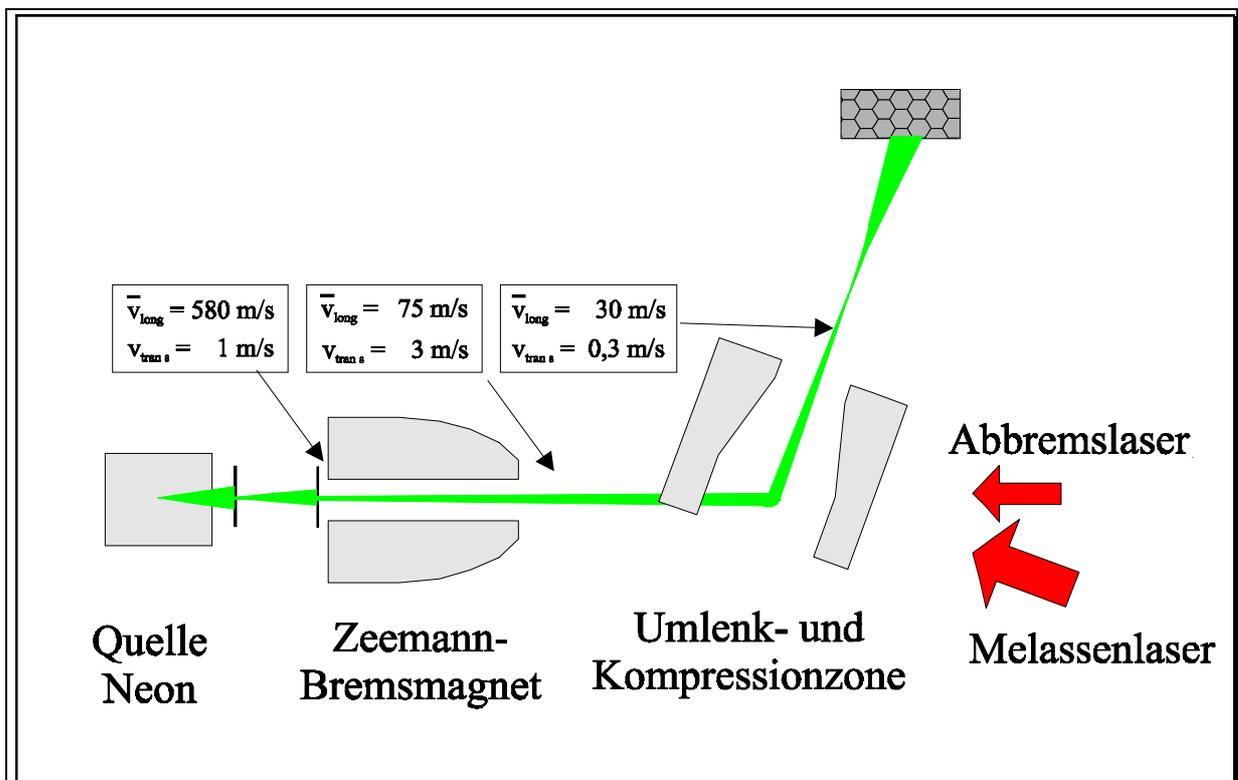


Abbildung 4.1: Schema der Atomstrahlpräparation. Die metastabilen Atome werden in einer Gasentladungszelle erzeugt, in einem inhomogenen Magnetfeld durch Spontankraft abgebremst und in einer 2dimensionalen magneto-optischen Melasse umgelenkt, abgebremst und komprimiert.

der Lichtfeld um $\Delta = -3,5 \Gamma$ verstimmt. Diese Verstimmung stellt das Optimum aus großem Geschwindigkeitseinfangbereich und schneller effizienter Kühlung dar [SCH97]. Innerhalb der magneto-optischen Melasse, Gesamtlänge 55 mm, lassen sich drei Bereiche unterscheiden: Ein Abbremsbereich, ein magneto-optischer Kompressionsbereich und ein Nachkühlbereich. Auf den ersten 15 mm werden die Atome um 70° umgelenkt und abgebremst ($v_{\text{long}} = 75 \text{ m/s} \cdot \cos 70^\circ$), dann erfolgt die Kompression auf $r_{\text{rms}} = 42 \mu\text{m}$. Auf den letzten 3 mm der Melasse läßt sich die

Geschwindigkeitsbreite durch

Polarisationsgradientenkühlen für 30% der Atome auf $v_{\text{trans}} = 6 \text{ cm/s}$ reduzieren. Der verbleibende Anteil besitzt eine Geschwindigkeitsbreite von 30 cm/s. Hierdurch wird eine Erhöhung der Phasenraumdichte um 5 Größenordnungen verwirklicht. Durch die Umlenkung findet eine räumliche Trennung der metastabilen Atome im Zustand $3s[3/2]_2$ von den ebenfalls in der Quelle erzeugten UV-Photonen, den Atomen im metastabilen Zustand $3s'[1/2]_0$ und den ungebremsten Atomen im Zustand $3s[3/2]_2$ statt. Damit steht ein langsamer, kalter Strahl metastabiler Neonatome für atomoptische Experimente zur Verfügung. Im folgenden Abschnitt wird der Detektor vorgestellt.

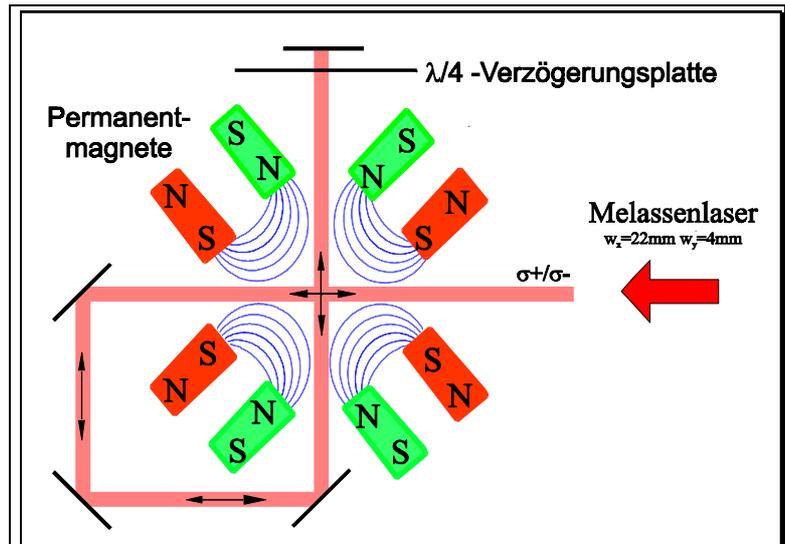


Abbildung 4.2: Prinzipskizze der magneto-optischen Melasse. Ein linear ansteigendes, magnetisches Quadrupolfeld erfüllt die für eine 2dimensionale magneto-optischen Melasse notwendigen Eigenschaften der Zylindersymmetrie und des linearer Anstieg des Magnetfeldes. Der Magnetfeldgradient beträgt anfangs 50 G/cm, und dient der Abbremsung und Umlenkung des Atomstrahls. Der dann bis 350 G/cm ansteigende Gradient dient der Kompression des Atomstrahls. Hiermit läßt sich eine Erhöhung der Phasenraumdichte um mehr als 5 Größenordnungen erreichen. Der Atomstrahl verläuft in die Bildebene.

4.2 Das Nachweissystem

Für atomoptische Messungen wurde ein schneller, hochauflösender Detektor aufgebaut, der eine 2dimensionale räumliche Analyse des Atomstrahlprofils erlaubt. Aus der Ortsraumverteilung der Atome läßt sich im Falle einer annähernd punktförmigen Quelle und bekannter Longitudinalgeschwindigkeit die transversale Geschwindigkeitsbreite und damit die Temperatur des Atomstrahls ermitteln.

Das Nachweisprinzip beruht auf dem Auslösen von Elektronen durch metastabile Neonatome aus Oberflächen. Das Nachweissystem, Abbildung 4.3, besteht aus einem zweistufigen Vielkanalelektronenverstärker, auch Mikrokanalplatte (MCP) genannt, in sogenannter „Chevron“-Anordnung, einem Phosphorschirm, einer intensivierten CCD-Kamera und einem Bildverarbeitungssystem/Meßwerterfassungscomputer. Metastabile Neonatome lösen aufgrund ihrer hohen inneren Energie (16,7 eV) und der angelegten Beschleunigungsspannung, in den Kanälen Elektronenlawinen aus, die auf dem Phosphorschirm abgebildet werden. Um eine hohe Elektronenverstärkung bei gleichzeitiger Unterdrückung stark beschleunigter Ionen zu erreichen, sind die Kanäle der Mikrokanalplatten gegeneinander verkippt; dies wird auch als „Chevron“-Anordnung bezeichnet. Das Bild auf dem Phosphorschirm (Durchmesser 25,4 mm) wird mit einer intensivierten, CCD-Kamera aufgenommen. In der Kamera findet nochmals eine Bildverstärkung statt: Einfallende Photonen lösen in der Kamera Elektronen aus einer Photokathode aus, diese werden in einer weiteren MCP vervielfacht, auf einen zweiten Phosphorschirm geführt und dann

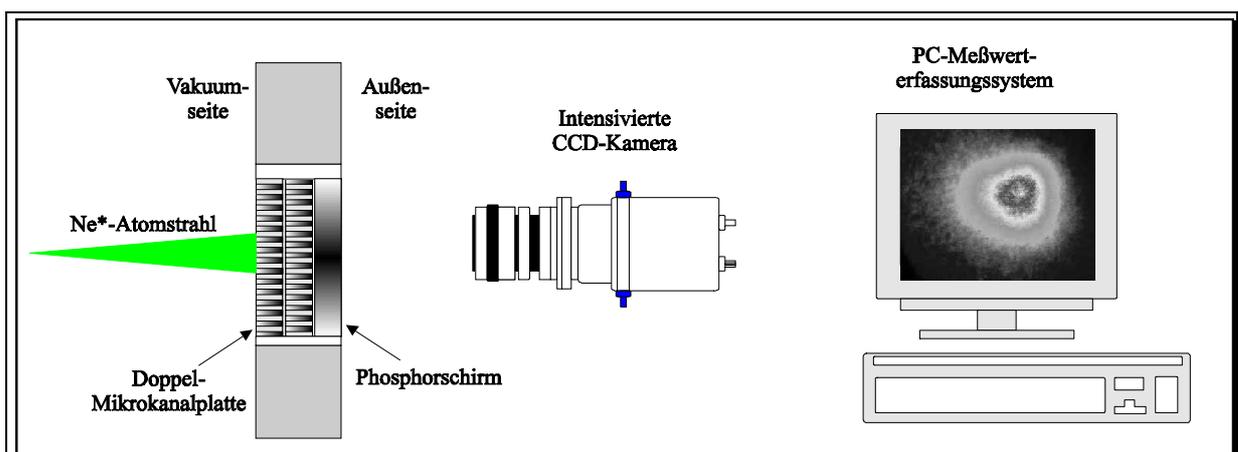


Abbildung 4.3: Schemazeichnung des Nachweissystems. Die metastabilen Atome lösen Elektronenlawinen in den Kanälen der Mikrokanalplatten aus. Die beschleunigten Elektronen fallen auf einen Phosphorschirm und bilden so das Atomstrahlprofil auf dem Schirm ab. Dieses Bild wird durch eine intensivierte CCD-Kamera aufgenommen und durch ein Meßwerterfassungssystem aufbereitet.

das Licht über Glasfasern auf den CCD-Chip geleitet. Der erste Phosphorschirm wird in 3-facher Verkleinerung auf den Kamerachip (576*384 Bildpunkte bei einem Abstand von 23 μ m) abgebildet. Dies entspricht einer räumlichen Auflösung von 69 μ m.

Die Effizienz der Mikrokanalplatten variiert räumlich bis zu einem Faktor 2 zwischen dem Bereich auf den der Atomstrahl typischerweise fällt und den Randbereichen der MCP. Ursache der inhomogenen Effizienz ist wahrscheinlich die dauernde Belastung der Mikrokanalplatten durch metastabile Neonatome im zentralen Bereich. Um Verfälschungen der Messungen auszuschließen, wurde die MCP durch Elektronen aus einer Wolframkathode homogen ausgeleuchtet und das aufgenommene Bild als Normierungsbild genutzt. Im folgenden wurden für quantitative

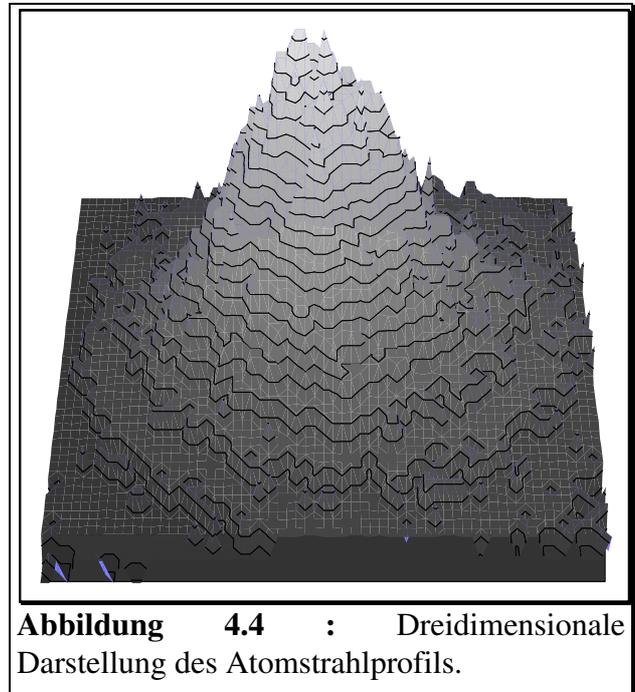


Abbildung 4.4 : Dreidimensionale Darstellung des Atomstrahlprofils.

Messungen zuerst das jeweilige Hintergrundbild bildpunktweise subtrahiert und dann das Ergebnisbild durch ein Normierungsbild bildpunktweise dividiert.

Um den absoluten Atomfluß zu bestimmen, wurden die metastabilen Neonatome auf eine Edelstahlplatte gelenkt. Der hierdurch verursachte Elektronenstrom ergab, bei einem Auslöseeffizienten von 45%, einen Atomfluß von $1,4 \cdot 10^8$ Atomen/s. Bestrahlt man statt der Edelstahlplatte die MCP, so läßt sich bei gegebener Blende und Belichtungszeit die Anzahl der nachgewiesenen Atome für jedes Bild bestimmen. In Abbildung 4.4 ist das Atomstrahlprofil aufgetragen. In diesem Fall wurde die Justage der Umlenk- und Kompressionszone so eingestellt, daß der Sub-Doppler-Anteil verschwindet.

Kapitel 5 :

Führen von Atomen in Lichtfeldern

Einleitung

Atome können durch Lichtfelder geführt werden; in diesem Kapitel wird das Führen lasergekühlter Atome mit Lichtfeldern verschiedener Intensitätsverteilungen - radial parabelförmigen, LG_0^0 und LG_0^1 , bis annähernd kastenförmigen, LG_0^{10} - beschrieben. Durch die Kombination dieser Lichtfelder mit einer Umlenk- und Kompressionszone für kalte, metastabile Neonatome konnten hohe Atomflüsse realisiert werden. Schwerpunkt der Untersuchungen sind die Einfang- und Führungsrate der verschiedenen Lichtfelder, insbesondere deren Abhängigkeit von Intensität und Frequenzverstimmung. In diesen Experimenten werden holographisch erzeugte Lichtfelder (Kapitel 2) und kalte Atome (Kapitel 4) zur Realisierung atomoptischer Objektive verwendet. Diese Objektive bilden dann (Kapitel 8) wesentliche Elemente für die atomoptischen Faserkoppler.

Im ersten Abschnitt, 5.1, werden die physikalischen Voraussetzungen für die Führungsexperimente beschrieben. Im Abschnitt 5.2 wird der experimentelle Aufbau vorgestellt. In den folgenden Abschnitten werden zwei Verfahren vorgestellt und demonstriert, mit denen Atome in Lichtfeldern geführt werden können: Das Führen mit Lichtfeldern negativer Frequenzverstimmung, Abschnitt 5.3, und das Führen mit Lichtfeldern positiver Frequenzverstimmung, Abschnitt 5.3 bis 5.6. Das Kapitel wird dann durch eine Zusammenfassung, Abschnitt 5.7, abgeschlossen.

5.1 Physikalische Grundlagen

5.1.1 Optische Kraft auf ein neutrales Atom

Im folgenden wird die Kraft, die auf ein Atom in einem Lichtfeld wirkt, halbklassisch hergeleitet. Die Herleitung orientiert sich an der Arbeit von Cook [COO79][DOW96]. In der Dipolnäherung ist das Wechselwirkungspotential V zwischen einem Atom und dem Feld E

$$V(\mathbf{R}) = -\mathbf{d} * \mathbf{E}(\mathbf{R}),$$

wobei \mathbf{R} der Ortsoperator der atomaren Wellenfunktion und \mathbf{d} der atomare Dipoloperator ist. Nach dem Ehrenfest-Theorem ist der Erwartungswert für die Kraft

$$\mathbf{F}(\mathbf{R}) = \langle \nabla(\mathbf{d} * \mathbf{E}(\mathbf{R})) \rangle,$$

wobei der Gradient bezüglich \mathbf{R} gebildet wird. Nimmt man weiterhin an, daß die Ausdehnung der atomaren Wellenfunktion klein gegenüber der räumlichen Variation des Feldes ist (λ_{opt} für eine ebene Welle und $\lambda_{\text{opt}}/2\pi$ für ein evaneszentes Feld), so ergibt sich für die Kraft

$$\mathbf{F}(\mathbf{R}) = \langle (\mathbf{d} * \hat{\mathbf{e}}) \rangle \nabla E(\mathbf{R}),$$

wobei $\hat{\mathbf{e}}$ der Polarisationsvektor und \mathbf{R} der klassische Ortsvektor ist. Mit Hilfe der optischen Blochgleichungen und unter der Annahme, daß nur zwei Zustände $|1\rangle$ und $|2\rangle$ beteiligt sind, kann das Matrixelement $\langle 1 | \mathbf{d} * \hat{\mathbf{e}} | 2 \rangle = \mu$ als reell angenommen werden. Der Erwartungswert ergibt sich dann zu

$$\langle (\mathbf{d} * \hat{\mathbf{e}}) \rangle = \mu(\rho_{12} - \rho_{21}),$$

wobei ρ_{12} und ρ_{21} die Kohärenzen der atomaren Dichtematrix sind. Ist $\omega_0 = (E_1 - E_2) / \hbar$ die Übergangsfrequenz, dann gilt ohne Wechselwirkung $\rho_{12} \propto e^{i\omega_0 t}$ und $\rho_{21} \propto e^{-i\omega_0 t}$. Nimmt man weiterhin an, daß das Feld monochromatisch ist, so läßt sich das Feld E als

$$E(t, \mathbf{R}) = \frac{1}{2} E(\mathbf{R})(e^{-i\omega t + i\theta} + e^{+i\omega t - i\theta})$$

schreiben, wobei der Phasenfaktor θ eine Funktion von \mathbf{R} sein kann ($\theta = 0$ für eine stehende Welle und $\theta = \mathbf{k} * \mathbf{R}$ für eine laufende Welle) und $E(\mathbf{R})$ eine reelle Amplitude ist. Unter Vernachlässigung der Terme, die mit der doppelten optischen Frequenz oszillieren (Rotating Wave Approximation), ergibt sich die Kraft zu

$$\mathbf{F} = \frac{1}{2} \mu \rho_{12} (\nabla E + iE \nabla \theta)(e^{-i\omega t + i\theta} + e^{+i\omega t - i\theta})$$

Die Gleichgewichtslösung der optischen Blochgleichung ist

$$\rho_{12} = -\frac{\Omega}{\Gamma^2 + 4\Delta^2 + 2\Omega^2} (2\Delta + i\Gamma) e^{+i\omega t - i\theta}$$

wobei $\Delta = \omega - \omega_0$ die Frequenzverstimmung, Γ die spontane Zerfallsrate und $\Omega(\mathbf{R}) = \mu E(\mathbf{R}) / \hbar$ die atomare Rabi-Frequenz ist. Einsetzen der Lösung ergibt :

$$\mathbf{F} = \frac{\hbar}{\Gamma^2 + 4\Delta^2 + 2\Omega^2} (-\Delta \nabla \Omega^2 + \Gamma \Omega^2 \nabla \theta),$$

Der erste Term beschreibt die Dipolkraft; sie wirkt in Richtung des Feldgradienten, das heißt in Richtung des Intensitätsminimums für negative („rote“) Frequenzverstimmung und in Richtung des Intensitätsmaximums für positive („blau“) Frequenzverstimmung. Der zweite Term ist die Strahlungsdruckkraft.

Die Dipolkraft kann aus einem effektiven Potential, dem Dipolpotential, abgeleitet werden :

$$V(\mathbf{R}) = \frac{\hbar \Delta}{2} \ln \left(1 + \frac{2\Omega^2(\mathbf{R})}{\Gamma^2 + 4\Delta^2} \right)$$

Für den Fall großer Frequenzverstimmungen $\Delta \gg \Omega, \Gamma$ und mit $\Omega^2(\mathbf{R}) = \Gamma^2 \frac{I(\mathbf{R})}{2I_{SAT}}$ vereinfacht sich

das Potential zu

$$V(\mathbf{R}) = \frac{\hbar \Gamma^2}{8\Delta} \frac{I(\mathbf{R})}{I_{SAT}}$$

wobei $I_{SAT} = \frac{\pi \hbar c \Gamma}{3\lambda^3}$ die Sättigungsintensität ist, d.h. die Intensität, bei der die Besetzung des angeregten Zustands 25% beträgt. In dieser Arbeit wird die Dipolkraft eingesetzt, um kohärenzerhaltende Leiterstrukturen für Atome zu realisieren.

5.1.2 Spontane Emission der neutralen Atome im Lichtfeld

Die Anzahl der spontanen Prozesse bestimmt die Kohärenzerhaltung und die Effizienz des Führens maßgeblich beeinflusst. Die Streurrate ist

$$\Gamma_{Streu} = \rho_{22} \Gamma,$$

wobei ρ_{22} die Population des angeregten Zustands ist. Die Besetzung des angeregten Zustands im Gleichgewichtszustand ist

$$\rho_{22} = \frac{1}{2} \frac{S}{S+1},$$

wobei S der Sättigungsparameter $S = \frac{2\Omega^2}{4\Delta^2 + \Gamma^2}$ ist.

Für den Fall großer Frequenzverstimmungen $\Delta \gg \Omega, \Gamma$ ergibt sich die Streurrate zu

$$\Gamma_{\text{Streu}}(\mathbf{R}) = \frac{\Gamma^3}{4\Delta^2} \frac{I(\mathbf{R})}{I_{\text{SAT}}}.$$

Laguerre- Gauß-Mode	maximale Intensität [P/w ₀ ²]	maximale Potentialhöhe	
		[E _{rec}]	[v _{rec}]
LG ₀ ⁰	$\frac{2}{\pi} \approx 0,637$	67000	260
LG ₀ ¹	$\frac{2}{\pi} \frac{1}{e} \approx 0,234$	25000	160
LG ₀ ⁵	$\frac{625}{12\pi} \frac{1}{e^5} \approx 0,112$	12000	110
LG ₀ ¹⁰	$\frac{3125000}{567\pi} \frac{1}{e^{10}} \approx 0,080$	8400	92

Tabelle 5.1: Potentialhöhen für Laguerre-Gauß-Moden verschiedener Ordnung. Die Werte ergeben sich bei 20mW Leistung und 4 GHz Frequenzverstimmung. Als Bezugsgrößen wurden die Rückstoßgeschwindigkeit und Rückstoßenergie für metastabiles Neon und der Übergang $3s[3/2]_2 \rightarrow 3p[5/2]_3$ gewählt.

In Tabelle 5.1 sind die Leistungen der Lichtfelder in Intensitäten umgerechnet. Dies bietet sich an, da für die Atome die Intensität die wichtige physikalische Größe ist. Zusätzlich wurde das Potential jeweils mit der Rückstoßtemperatur für eine Laserleistung von 20mW verglichen.

5.1.3 Führen von Atomen im Intensitätsmaximum oder Intensitätsminimum

Als mögliche Kombinationen, um Atome in Lichtfeldern zu führen, ergeben sich zwei Verfahren: Das Führen der Atome im Intensitätsmaximum des Lichtfeldes, hierfür muß das Lichtfeld gegenüber der Resonanz rotverstimmt sein, und das Führen im Intensitätsminimum eines ringförmigen Lichtfeldes, hierfür muß das Lichtfeld blauverstimmt sein. Das erste Verfahren wurde von Ashkin und Mitarbeitern [BJO78] 1978 realisiert. Das zweite Verfahren wurde erstmalig von Ertmer und Mitarbeitern [KUP97] mit einem doughnutförmigen Lichtfeld

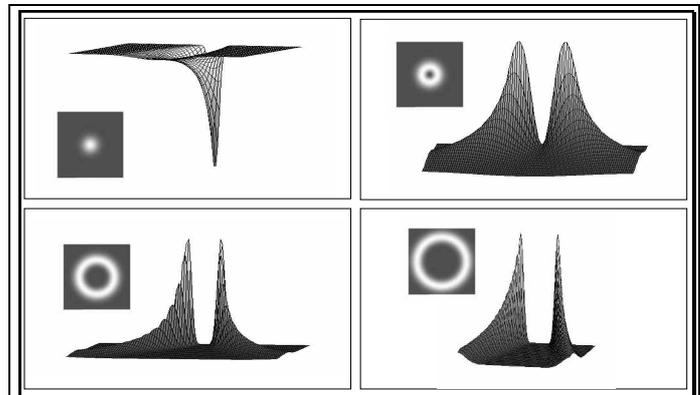


Abbildung 5.1: Optische Potentiale verschiedener Laguerre-Gauß-Moden. Für die rotverstimnte Gauß-Mode ergibt sich, das oben links dargestellte Potential. Für die blauverstimnten Laguerre-Gauß-Moden LG_0^1 (oben rechts), LG_0^5 (unten links) und LG_0^{10} (unten rechts) ergeben sich Potentiale die radial von der Mitte mit r^2 , r^{10} und r^{20} ansteigen.

verwirklicht. Bei beiden Experimenten wurde eine Lochspiegelanordnung verwendet. Dabei wird der Atomstrahl jeweils durch das Loch und das Lichtfeld über den Spiegel eingekoppelt und so

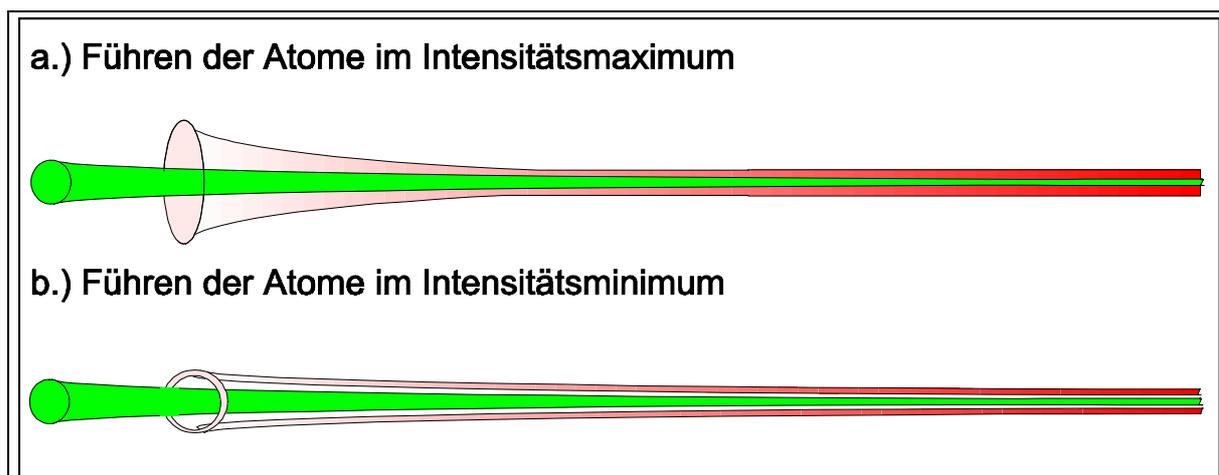


Abbildung 5.2 : Führen der Atome durch rot- und blauverstimnte Lichtfelder. In rotverstimnten Lichtfeldern (a) wirkt auf die Atome aufgrund des induzierten Dipolmoments und des Lichtfeldgradienten eine Kraft in Richtung steigender Intensität: die Atome werden ins Intensitätsmaximum geführt. Auf Atome in blauverstimnten Lichtfelder (b) wirkt die Kraft in Richtung des Intensitätsminimums. In ringförmigen Lichtfeldern können Atome „im Dunkeln“ geführt werden.

überlagert. In dieser Arbeit wird der gesamte Atomstrahl sowie ringförmige Laguerre-Gauß-Moden LG_0^1 , LG_0^5 und LG_0^{10} , Abbildung 5.1, genutzt.

5.2 Experimenteller Aufbau

In Abbildung 5.2 ist der experimentelle Aufbau im Überblick dargestellt. Das Licht für das Führungslightfeld (im Bild oben) wird durch einem kommerziellen Farbstofflaser (Coherent 600) erzeugt. Gepumpt wird dieser Farbstofflaser durch einen Argonionenlaser (Coherent Innova 400) bei typischerweise 9,6 Watt. Die singlemode Leistung des Farbstofflaser beträgt 700mW. Als frequenzselektive Elemente enthält der Laserresonator drei Elemente: Ein Lyot-Filter (Modenabstand 200 GHz), ein kleines Etalon (Modenabstand 10 GHz) und ein Galvanometerplättchen (Frequenzbereich 100 MHz). Um die räumliche Stabilität des

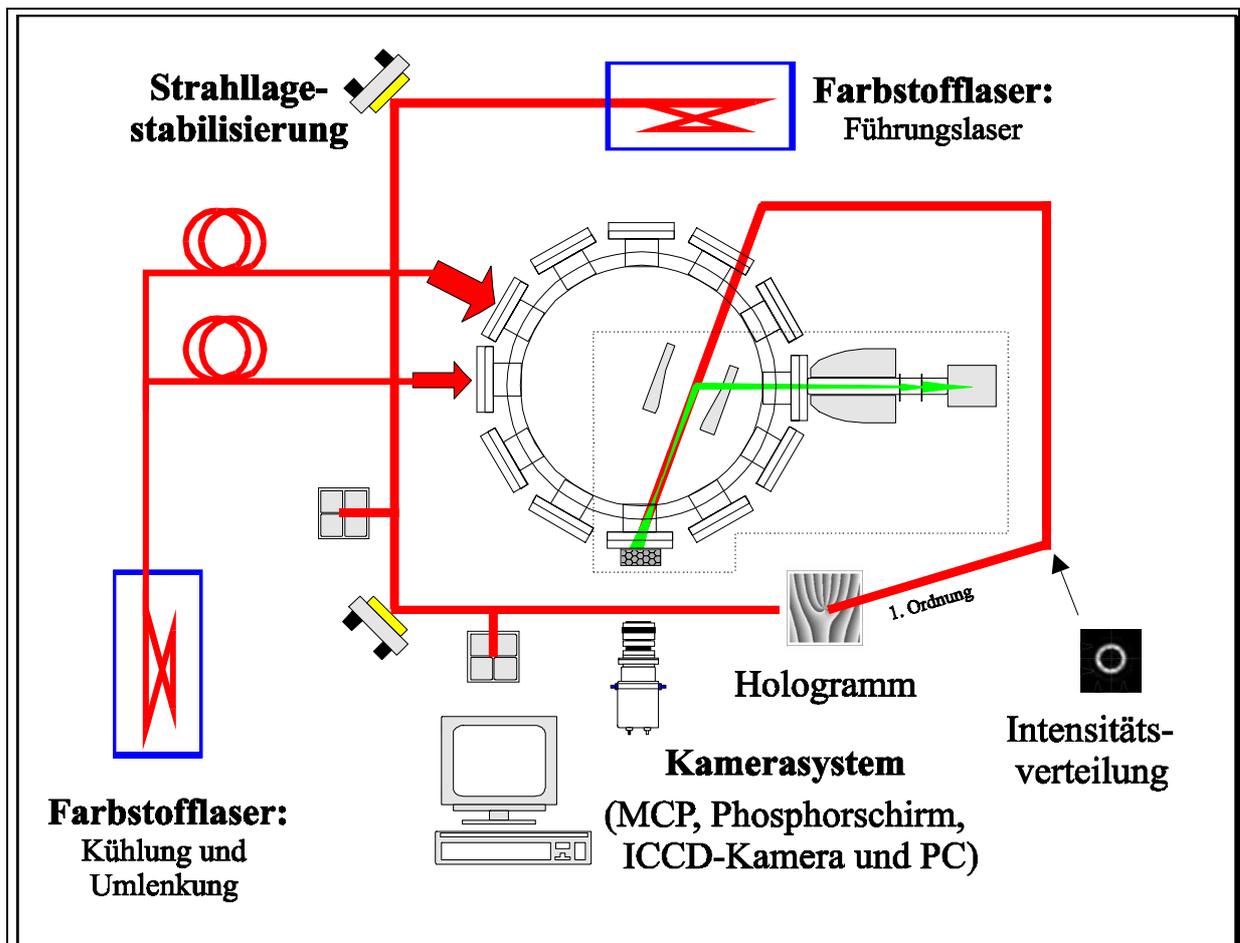


Abbildung 5.3: Schematischer Aufbau für das Führen der Atome in ringförmigen Lichtfeldern. Das ursprünglich gaußförmige Führungslightfeld wird durch ein geblatztes Phasenhologramm in ein doughnut-förmiges Lichtfeld, LG_0^1 , oder ringförmiges Lichtfeld, LG_0^5 oder LG_0^{10} , transformiert. Das Führungslicht fokussiert und führt die Atome bis zum Detektor, wo sie nachgewiesen werden.

Führungsstrahls zu erhöhen, wurde eine Strahlagenstabilisierung aufgebaut. Kernbestandteile hiervon sind zwei Vier-Quadrantendioden und als Stellelemente zwei piezoelektrisch gesteuerte Spiegel. Dies ist vor allem deshalb wichtig, weil die Erzeugung des Laserlichtes und das Experiment auf zwei verschiedenen Tischen stattfindet. Mit der Strahlagenstabilisierung läßt sich das Lichtfeld am Fasereingang auf $\sigma = 2 \mu\text{m}$ stabilisieren. Der so stabilisierte Führungslaserstrahl wird mittels eines geblazten Phasenhologramms in einen Laguerre-Gauß-Mode gewünschter Ordnung transformiert, Kapitel 2. Nach Durchgang durch einen Abschwächer, und ein Teleskop zur Modenanpassung des Lichtfeldes, wird das Lichtfeld in die UHV-Kammer gelenkt. Der Führungslaserstrahl wird in den folgenden Experimenten, Abbildung 5.4, dem Atomstrahl, typischerweise $1 \cdot 10^8$ Atome/s, in der Umlenk- und Kompressionszone überlagert; hierbei wird die Führungseffizienz optimiert. Sie wird mit dem Kamerasystem im live-Modus verfolgt.

Die Strahltaile des Lichtfeldes ist für die Führungsexperimente von entscheidender Bedeutung. Der Abstand der Intensitätsmaxima der holographisch erzeugten Laguerre-Gauß-Moden LG_p^1

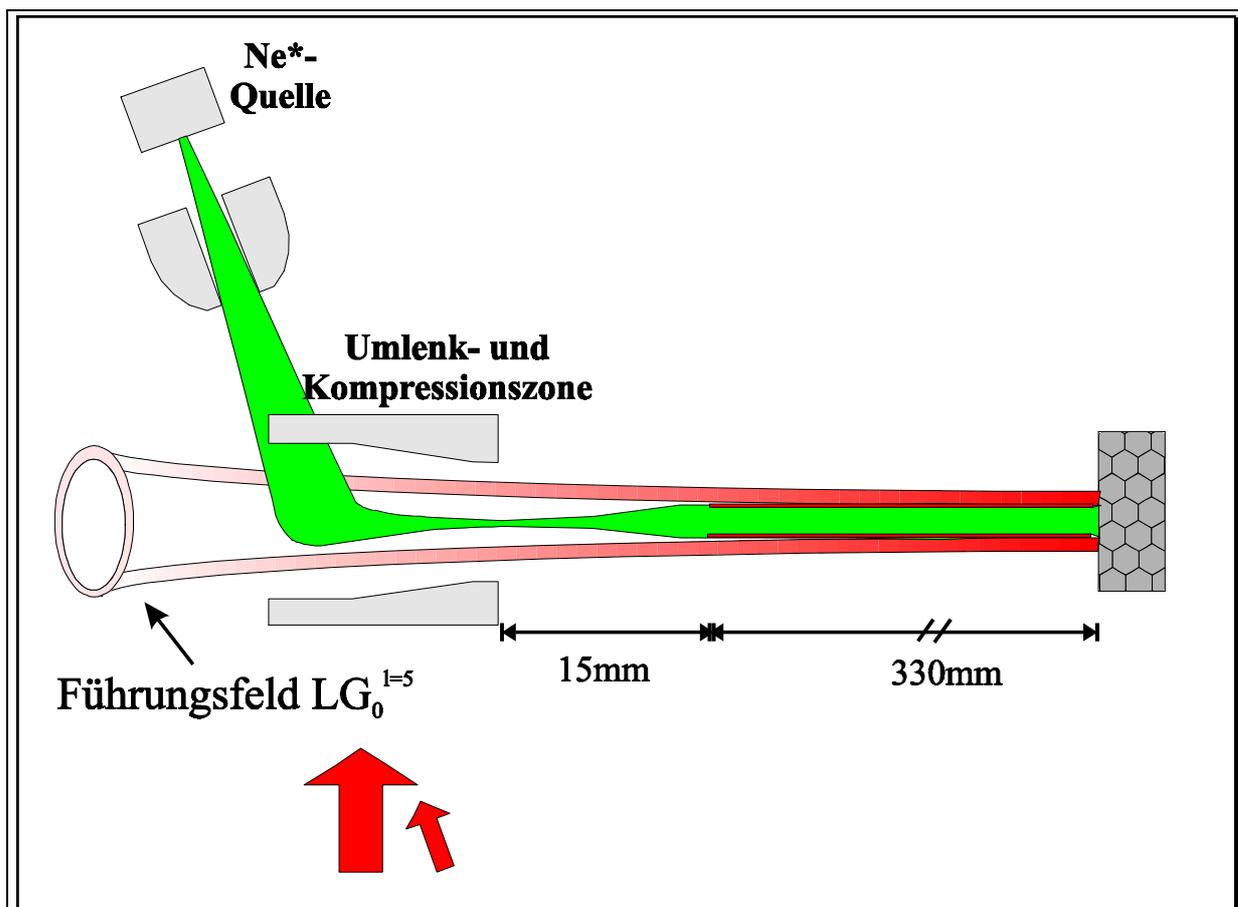


Abbildung 5.4: Aufbau für die Messungen mit evaneszenten Feldern. Der Atomstrahl wird um 70° umgelenkt und komprimiert. Dem Atomstrahl wird das ringförmige Führungsfeld $\text{LG}_0^{l=5}$ überlagert und die Atome im Intensitätsminimum auf die Mikrokanalplatte geführt. Die Atome erzeugen ein 2-dim Bild des Atomstrahls, aus dem der Atomfluß und die transversale Geschwindigkeitsverteilung bestimmt werden.

beträgt in der Strahltaile $d_{\max} = \sqrt{2l}\omega_0$ wobei ω_0 die Strahltaile des gaußförmigen Laserfeldes vor dem geblazten Phasenhologramm ist. Um mit Laguerre-Gauß-Moden höherer Ordnung auf die gleiche Fleckgröße zu fokussieren, muß die Strahltaile des Gauß-Moden reduziert werden, was zu einer Vergrößerung der Lichtfelddivergenz führt. Die Strahltaile wird mit einem Modenanpassungsprogramm berechnet und mittels einer μm -genau justierbaren Rasierklinge und eines Leistungsmeßgerätes, Coherent LabMaster, vermessen. Während der Messungen wird die Qualität des Lichtfeldes mit einem Strahlanalysesystem, bestehend aus einer CCD-Kamera (COHU 4800) und einem Bildverarbeitungssystem (Coherent Analyzer Plus 1.5), überprüft.

5.3 Führen von Atomen im Doughnut-Mode LG_0^1

Der Abstand zwischen den Intensitätsmaxima betrug $d_{\max} = 60\mu\text{m}$ ($w_0 = 40\mu\text{m}$), die Position der Strahltaile liegt 15 mm hinter dem Ende der Umlenk- und Kompressionszone. Abbildung 5.5 zeigt die Intensitätsabhängigkeit des geführten Laserstrahls für zwei Frequenzverstimmungen

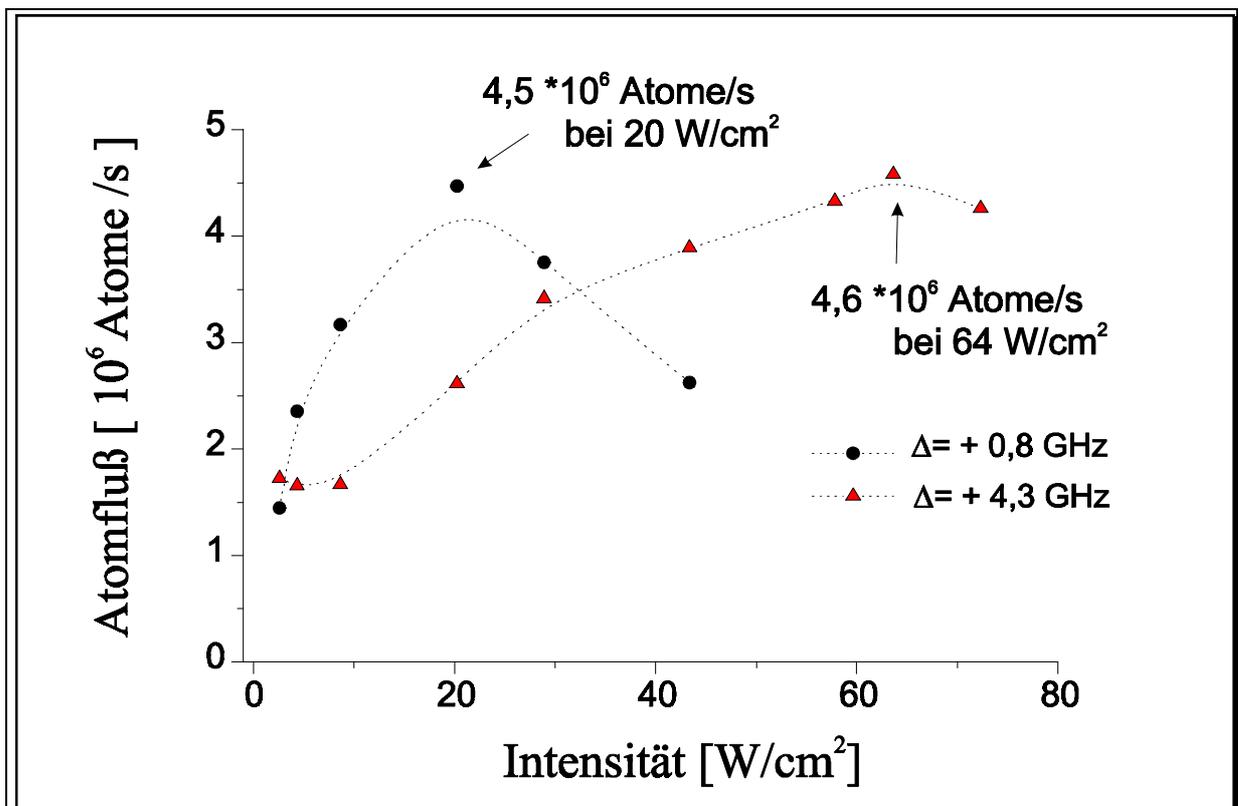


Abbildung 5.5: Führen der Atome in einem blauverstimmt, doughnut-förmigen Lichtfeld, LG_0^1 . Aufgetragen ist der Atomfluß in Abhängigkeit von der eingestrahnten Leistung. Es zeigt sich, das bis zu $5 \cdot 10^6$ Atome pro Sekunde geführt wurden.

$\Delta=+1$ GHz und $\Delta=+4$ GHz. Der maximale Fluß geführter Atome beträgt $5 \cdot 10^6$ Atome pro Sekunde; das sind 5% des Gesamtflusses von $1,0 \cdot 10^8$ Atomen pro Sekunde. Die Lage der Maxima spiegelt die Potentialabhängigkeit, $U \propto I / \Delta$, von Intensität und Frequenzverstimmung gut wieder: Bei vierfacher Frequenzverstimmung ist die optimale Intensität gerade viermal so groß. Bei hohen Intensitäten sinkt der Atomfluß wieder; Ursachen hierfür sind die steigenden Potentialwände im Einfangbereich der Umlenk- und Kompressionszone und die steigende Anzahl spontaner Prozesse die zu einem Aufheizen des atomaren Ensembles und zum Verlust der Atome aus dem Führungslichtfeld führt. Bei Vergleichsmessungen mit einem Lichtfeld $d_{\max}=100\mu\text{m}$ ($w_0=70\mu\text{m}$) konnte bei einer Leistung von 22 mW und einer Frequenzverstimmung von $\Delta=+4$ GHz ein Fluß von $22 \cdot 10^6$ Atomen pro Sekunde realisiert werden; dies entspricht 16% des Gesamtflusses von $1,4 \cdot 10^8$ Atomen pro Sekunde. Der größere Abstand der Potentialmaxima wirkt sich positiv auf den Einfang der Atome in der Umlenk- und Kompressionszone aus. Zur Auswertung wird ein Ausschnitt der

Mikrokanalplatte herangezogen, auf den die geführten Atome treffen (engl. region of interest“ ROI). Dieser ROI-Bereich wird möglichst klein gewählt, um den Einfluß des Hintergrunds zu minimieren. Da der ungeführte Atomstrahl größer als der geführte, fokussierte Atomstrahl ist, entspricht der Fluß bei 0mW/mm^2 nicht dem Gesamtfluß der Atome. Für kleine Intensitäten (hier 33 w/cm^2) verdrängt das Lichtfeld einen Teil der Atome aus dem Zentrum, für höherer Intensitäten (hier 200 W/cm^2) werden deutlich mehr Atome in den zentralen Bereich geführt, als ohne Lichtfeld dort auftreten.

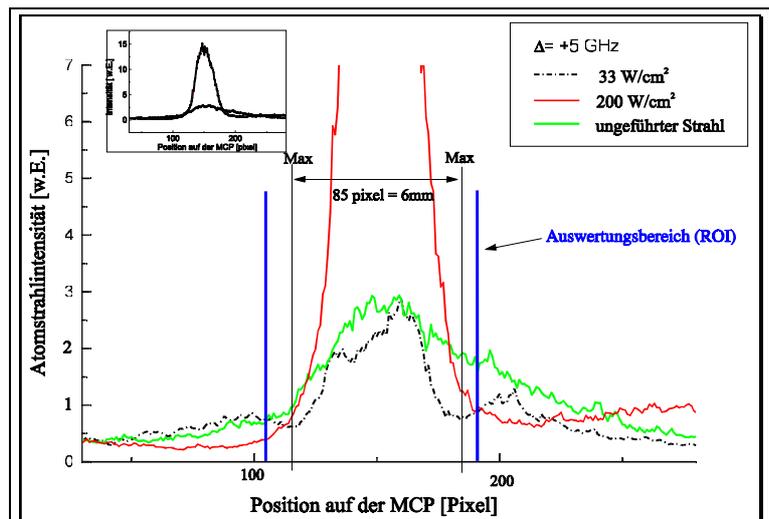


Abbildung 5.6: Auswertung der Führungseffizienz. Es wird ein Ausschnitt der Mikrokanalplatte ausgewertet, auf den die geführten Atome treffen (engl. region of interest“ ROI). Dieser ROI-Bereich wird möglichst klein gewählt, um den Einfluß des Hintergrunds zu minimieren. Für kleine Intensitäten (hier 33 w/cm^2) verdrängt das Lichtfeld einen Teil der Atome aus dem Zentrum, für höherer Intensitäten (hier 200 W/cm^2) werden deutlich mehr Atome in den zentralen Bereich geführt, als ohne Lichtfeld dort auftreten. Das kleine Bild zeigt das Verhältnis zwischen geführten und ungeführten Atomen.

5.4 Führen von Atomen im ringförmigen LG_0^5 -Mode

Abbildung 5.7 zeigt die Intensität des durch einen LG_0^5 -Mode geführten Atomstrahls. Der Abstand zwischen den Intensitätsmaxima betrug $d_{\max}=160\mu\text{m}$ ($w_0=50\mu\text{m}$). In Abbildung 5.8 ist die Intensitätsabhängigkeit des geführten Laserstrahls für Frequenzverstimmung von $\Delta=+1\text{GHz}$ und $\Delta=+5\text{GHz}$. Der optimale Atomfluß betrug bei diesem Lichtfeld $3,4\cdot 10^7$ Atome pro Sekunde; oder 48% des Gesamtflusses von $8,1\cdot 10^7$ Atomen pro Sekunde; das ist der höchste Atomfluß. Auch hier zeigt sich, wie später in Kapitel 8, Führen von Atomen in optischen

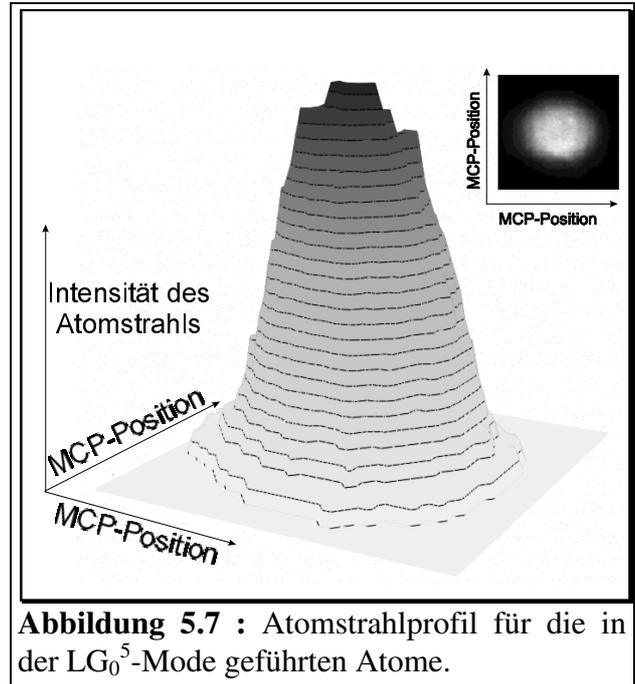


Abbildung 5.7 : Atomstrahlprofil für die in der LG_0^5 -Mode geführten Atome.

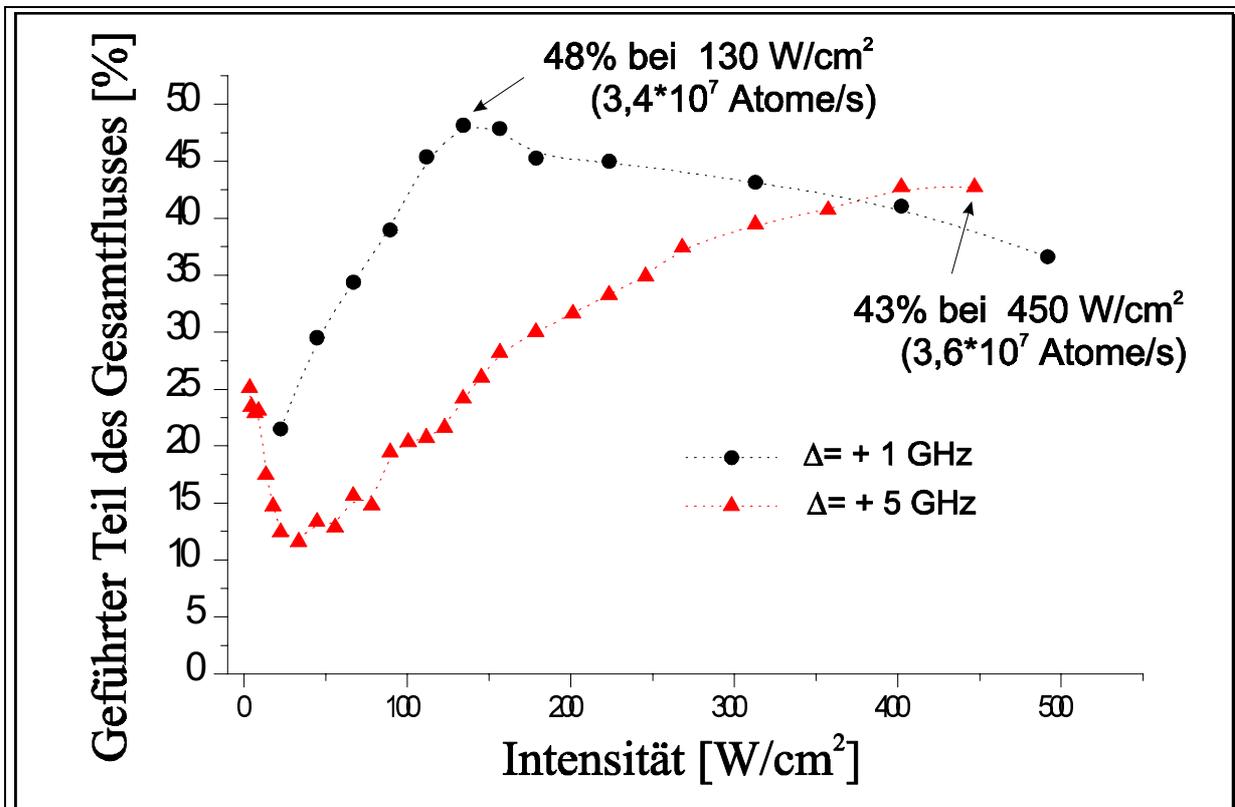


Abbildung 5.8: Führen der Atome in einem blauverstimmtten, ringförmigen Lichtfeld, LG_0^5 . Aufgetragen ist der Atomfluß in Abhängigkeit von der eingestrahltten Leistung. Bis zu $3,4\cdot 10^7$ Atome pro Sekunde, d.h. 48% der Atome, konnten eingefangen und geführt werden.

Hohlfasern, das Laguerre-Gauß-Moden hoher Ordnung besser geeignet sind um Atome zu führen als der Doughnut-Mode LG_0^1 . Beim Vergleich zwischen LG_0^1 und LG_0^5 zeigt sich, daß das Maximum bei gleicher Frequenzverstimmung bei 6,5-facher Intensität liegt. Der langsame Abfall bei höheren Intensitäten im Vergleich zum LG_0^1 läßt sich auf die steilere Potentialwände und die daraus resultierende geringere Heizrate zurückführen.

Abbildung 5.9 zeigt die Abhängigkeit des Atomflusses von der Frequenzverstimmung bei fester Intensität. Bei sehr großen negativen und positiven Frequenzverstimmungen wird der Einfluß des Führungspotential immer geringer, und bei kleinen blauen Frequenzverstimmungen (ca 500 MHz) zeigt sich, das Optimum zum Führen der Atome.

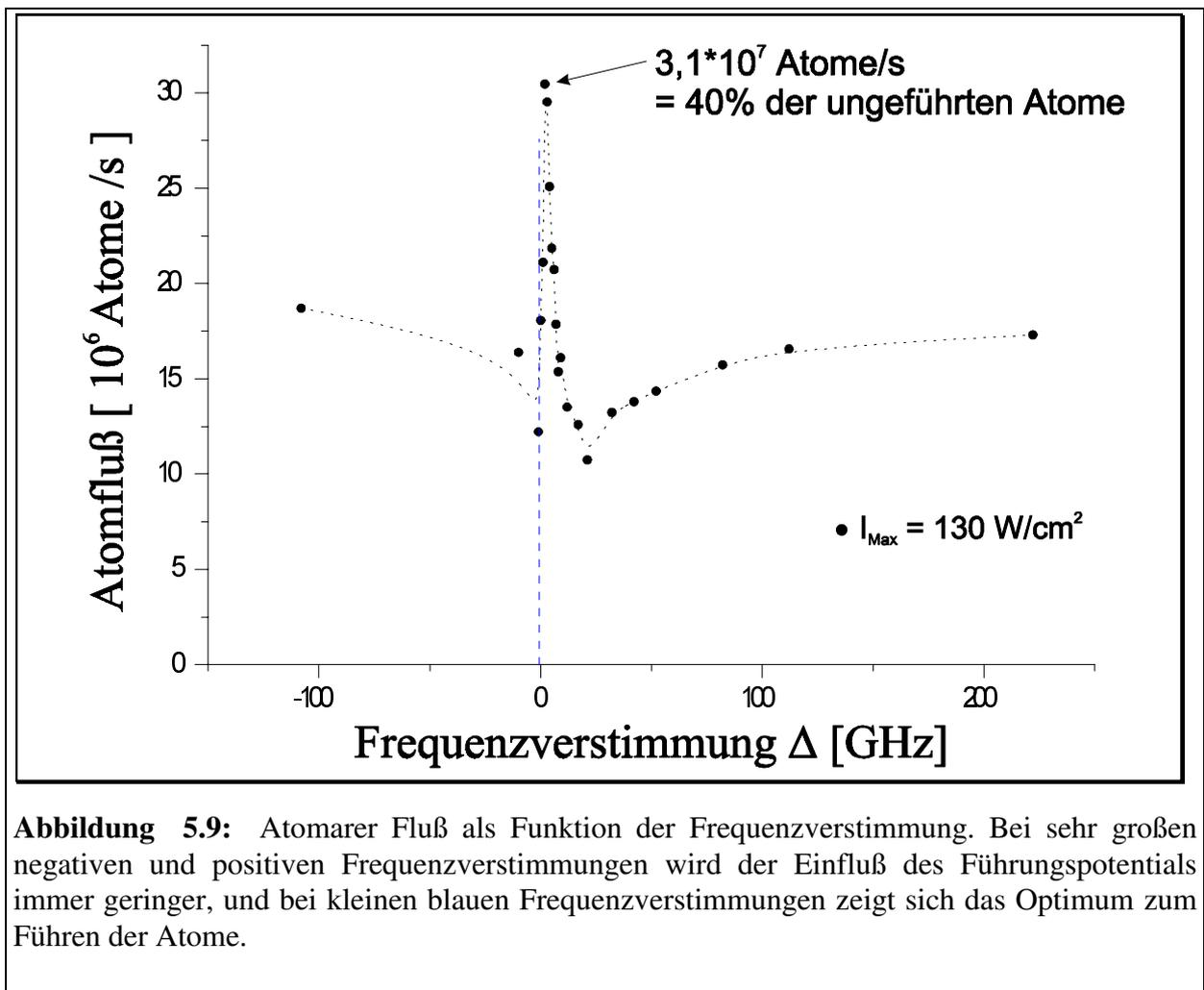


Abbildung 5.9: Atomarer Fluß als Funktion der Frequenzverstimmung. Bei sehr großen negativen und positiven Frequenzverstimmungen wird der Einfluß des Führungspotentials immer geringer, und bei kleinen blauen Frequenzverstimmungen zeigt sich das Optimum zum Führen der Atome.

5.5 Führen von Atomen in der ringförmigen LG_0^{10} -Mode

Der Abstand zwischen den Intensitätsmaxima betrug $d_{\max}=500\mu\text{m}$ ($w_0=110\mu\text{m}$), die Position der Strahltille lag wiederum 15 mm hinter dem Ende der Umlenk- und Kompressionszone. Der optimale Atomfluß lag bei $8,5 \cdot 10^6$ Atomen pro Sekunde. Ursache für den niedrigen Fluß ist der große Einfluß auf die Umlenk- und Kompressionszone. In Abbildung 5.11 ist die Intensitätsabhängigkeit für das Führen der Atome in der LG_0^{10} -Mode für verschiedene Frequenzverstimungen, $\Delta=+0,5\text{GHz}$, $+1,5\text{GHz}$ und $+4,5\text{GHz}$ dargestellt. Aufgrund des kleinen Fleckdurchmessers wurde die Laserleistung auf 60 mW begrenzt. Anfänglich werden die Atome aus dem ROI-Bereich verdrängt und erst bei höheren Intensitäten werden die Atome wieder auf den ROI fokussiert.

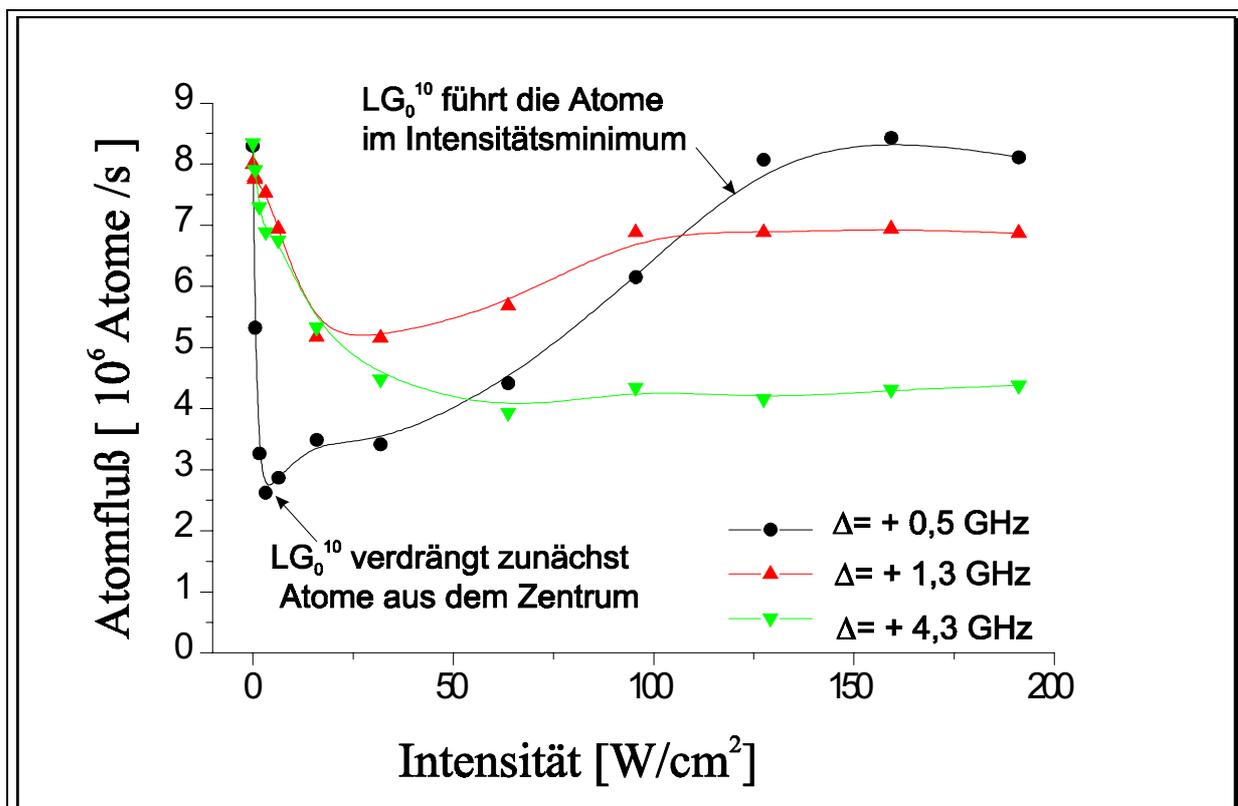


Abbildung 5.11: Führen der Atome in einem blauverstimmt, ringförmigen Lichtfeld, LG_0^{10} . Aufgetragen ist der Atomfluß in Abhängigkeit von der eingestrahnten Leistung. Bis zu $8,5 \cdot 10^6$ Atome pro Sekunde konnten eingefangen und geführt werden.

5.6 Zusammenfassung

Zum Führen lasergekühlter Atome wurden Lichtfelder genutzt, die radial parabelförmige (LG_0^0 - und LG_0^1 -Mode) bis annähernd kastenförmige (LG_0^{10} -Mode) Intensitätsverteilungen besitzen. Durch die Kombination dieser Lichtfelder mit einer Umlenk- und Kompressionszone für kalte, metastabile Neonatome konnte ein atomarer Fluß von bis zu $3,8 \cdot 10^7$ Atome pro Sekunde geführt und fokussiert werden; dies entspricht 48% des Gesamtflusses. Hierbei erwies sich die Ordnung der Laguerre-Gauß-Moden als kritischer Faktor für die Einfang- und Führungsraten der verschiedenen Lichtfelder, sowie deren Abhängigkeit von Intensität und Frequenzverstimmung.

Kapitel 6 :

Optische Hohlfasern

Einleitung

In diesem Kapitel werden die in den Experimenten (Führen von Atomen in optischen Hohlfasern, Kapitel 8) verwendeten Hohlfasern und die verschiedenen Präparationsschritte vorgestellt. Der Schwerpunkt liegt bei der Präparation auf dem schonenden Entfernen des Polymid-Schutzmantels, dem Polieren der Eintrittsfläche und dem Reinigen der Hohlfasern. Dabei wird nach jedem wichtigen Schritt die Qualität der Hohlfaser überprüft. Im Abschnitt 6.2 werden die abpumpzeiten für verschiedene Fasern bestimmt.

6.1 Präparation optischer Hohlfasern

Abbildung 6.1 zeigt die Grundstruktur der verwendeten optischen Hohlfasern: Den Hohlraum ($r < \text{Innenradius } a$) und den Faserkern ($\text{Innenradius } a < r < \text{Außenradius } b$). Der Faserkern besteht aus Quarz und besitzt einen Brechungsindex von $n = 1,5$. Die Faser ist aus Stabilitätsgründen mit einem Polymer-Schutzmantel beschichtet. Dieser wird aus vakuumtechnischen Gründen vor den Experimenten entfernt. Als Sonderanfertigungen lassen sich auch Hohlfasern mit Kern-Mantel-Struktur herstellen. Hierbei ist der Faserkern von einem Mantel umgeben. Der Brechungsindex des Mantelmaterials ist geringfügig kleiner - typischerweise $n = 1,49$ - als der des Faserkerns. Bei den Experimenten wurden Fasern mit einfacher Kern-Struktur verwendet. Es wurden 4 verschiedene Fasertypen verwendet: Hohlfasern der Firma Ceramoptec *CT75144* mit Innenradius $a = 37,5 \mu\text{m}$ und Außenradius $b = 72 \mu\text{m}$, *CT250350* mit $a = 125 \mu\text{m}$ und $b = 175 \mu\text{m}$, *CT20366* mit $a = 10 \mu\text{m}$ und $b = 183 \mu\text{m}$ sowie Hohlfasern der Firma Polymicro *TSP020150* mit $a = 10 \mu\text{m}$ und $b = 75 \mu\text{m}$.

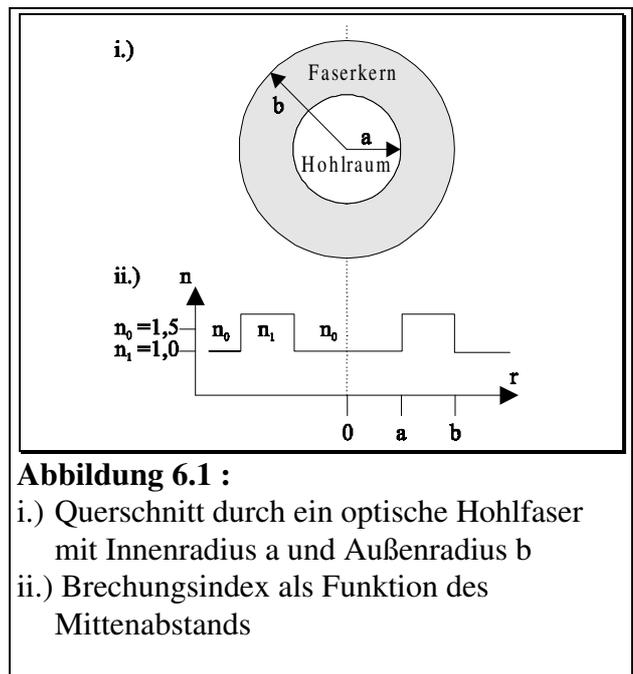


Abbildung 6.1 :

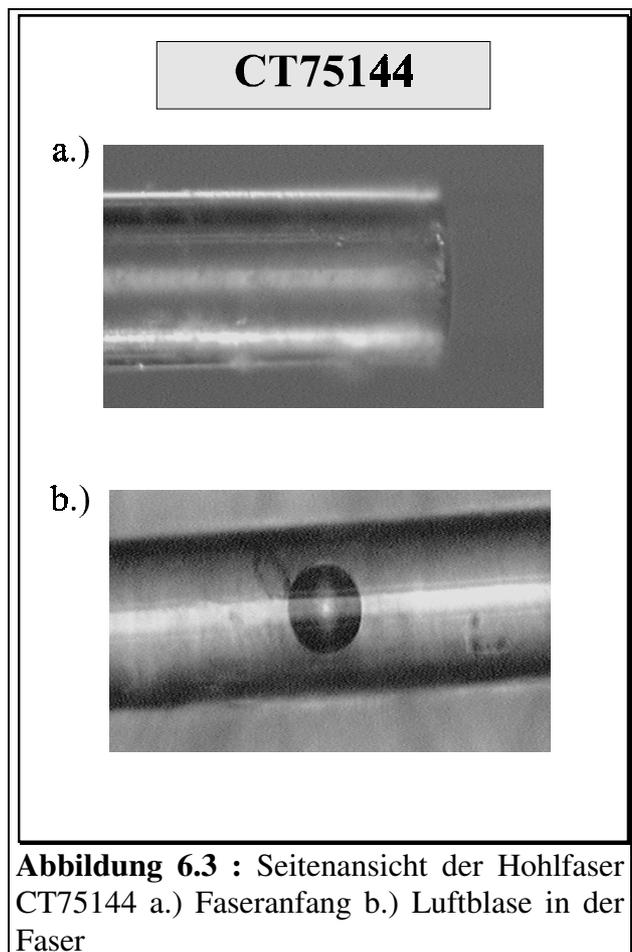
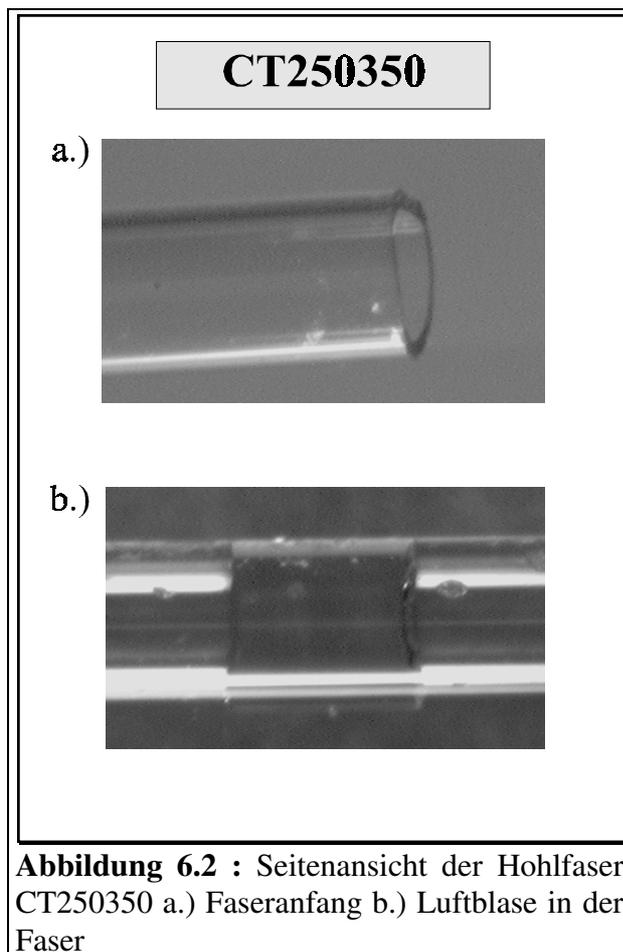
- i.) Querschnitt durch eine optische Hohlfaser mit Innenradius a und Außenradius b
 ii.) Brechungsindex als Funktion des Mittenabstands

Die Präparation der Hohlfasern erfolgte in 7 Stufen:

1. Entfernen des Schutzmantels
2. Einkleben der Hohlfaser in eine Injektionskanüle
3. Ausspülen der Hohlfaser
4. Polieren der Eintrittsfläche
5. Reinigen der Hohlfaser
6. Fluten der Hohlfaser mit Helium
7. Brechen der Austrittsfläche

6.1.1 Entfernen des Schutzmantels

Die Entfernung des Polymer-Schutzmantels ist aus zwei vakuumtechnischen Gründen nötig: zum einen besteht die Gefahr, daß das Polymer den Restgasdruck in der Vakuumapparatur erhöht, zu zweiten ist die Evakuierung einer Kapillarröhre wegen des Effektes des differentiellen Pumpens eine Herausforderung. Die Hohlfaser wird daher kurz vor dem Einbau ins Vakuum mit Helium geflutet um andere Gase aus dem Hohlraum der Faser zu entfernen. Das Helium selbst kann auch durch das Quarz diffundieren, so daß die Hohlfaser schneller evakuiert wird. Der Schutzmantel verschlechtert diese Diffusion. Es gibt eine Vielzahl von Möglichkeiten den Schutzmantel zu entfernen. Gängige Verfahren sind mechanisches Entfernen, Abbrennen und Abätzen mit konzentrierter Schwefelsäure (95 % H_2SO_4). Das schonendste Verfahren für die Quarzfaser ist das Abätzen mit Schwefelsäure. Hierbei wird die Schwefelsäure mittels eines Ölbades auf 180° erhitzt. Nach etwa 5 Minuten löst sich das Polymid auf. Dieses Verfahren wurde hier angewendet.



6.1.2 Einkleben der Faser in eine Injektionskanüle

Um die Hohlfaser ausspülen und fluten zu können, muß eine dichte Verbindung zur Hohlfaser geschaffen werden. Die Hohlfaser wird deshalb mit 2-Komponentenkleber (UHU sofortfest) in eine Injektionskanüle eingeklebt.

6.1.3 Ausspülen der Hohlfaser

Um Reste der Schwefelsäure aus dem Hohlraum der Faser zu entfernen, wird die Faser mit Azeton ausgespült. Das Azeton wird über die Luer-Verbindung mit einer Spritze durch die Faser gepumpt.

6.1.4 Polieren der Eintrittsfläche

Für die effiziente Einkopplung des Laserlichts in den Kern der Hohlfaser ist eine gut polierte Eintrittsfläche wesentlich. Zuerst wird die Faser mit einem Messer mit Diamantklinge leicht angeritzt und dann gebrochen. Betrachtungen des Faserbruchs unter dem Mikroskopobjektiv ergaben, daß die Hohlfaseroberfläche sehr unregelmäßig gebrochen war. Um eine gute Einkopplung

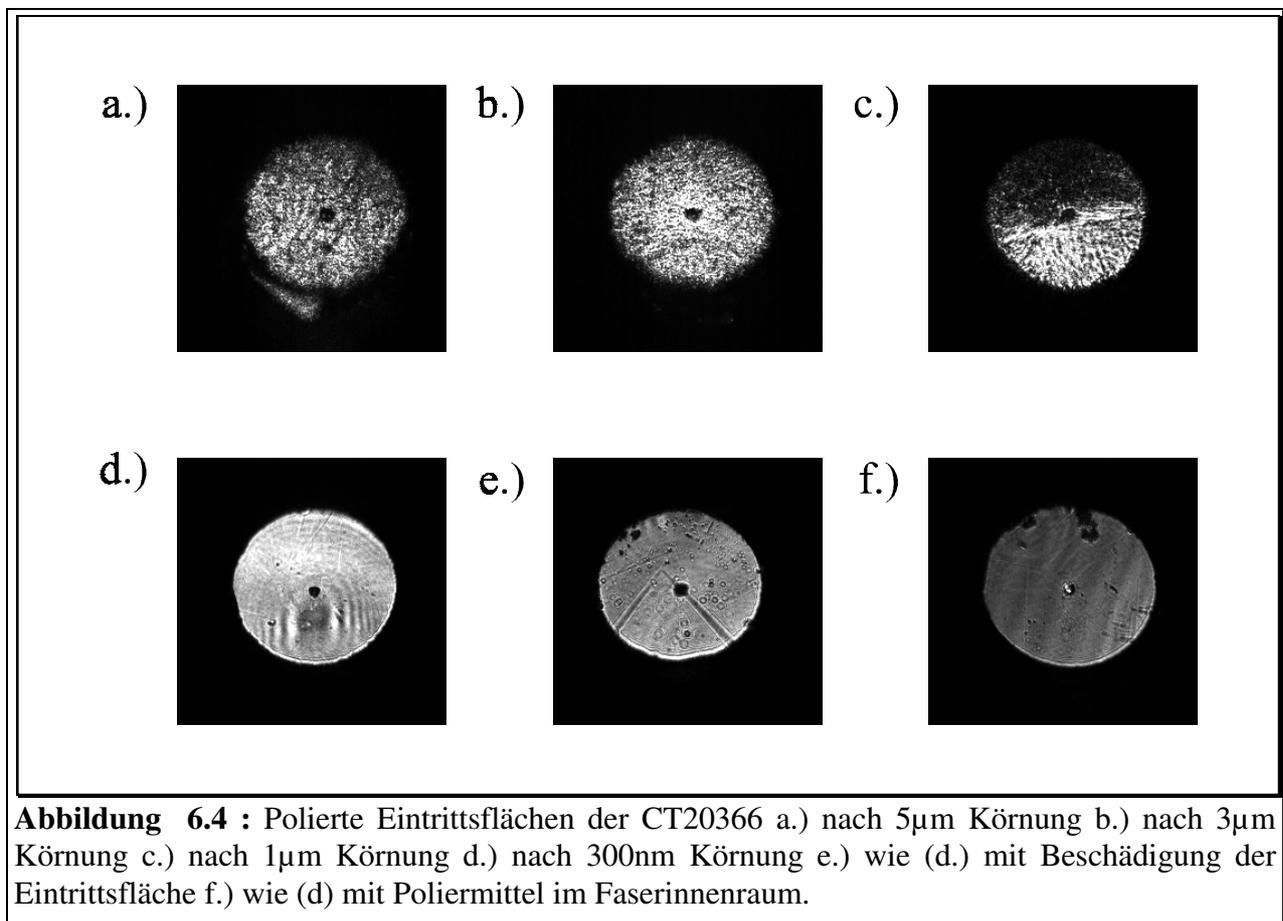


Abbildung 6.4 : Polierte Eintrittsflächen der CT20366 a.) nach 5µm Körnung b.) nach 3µm Körnung c.) nach 1µm Körnung d.) nach 300nm Körnung e.) wie (d.) mit Beschädigung der Eintrittsfläche f.) wie (d) mit Poliermittel im Faserinnenraum.

zu erreichen, wurden die Faserflächen poliert. Hierzu wird die Faserspitze in einem SMA-Stecker befestigt. Polierpapier verschiedener Körnung ($5\mu\text{m}$, $3\mu\text{m}$, $1\mu\text{m}$ und 300 nm Körner) wird mit destilliertem Wasser befeuchtet und auf einer Polierplatte befestigt. Der SMA-Stecker wird in die Polierscheibe gesteckt und die Polierscheibe wird dann in achten-förmigen Bewegungen über die Polierplatte bewegt; hierdurch wird die Faserspitze poliert. Bei Beobachtungen eines rückreflektierten Laserstrahls wurde festgestellt, daß die Bohrung im SMA-Stecker nicht genau senkrecht zur Polierscheibe ist. Die Abweichung beträgt etwa 10mrad . Abbildung 6.x zeigt die Qualität der Faserfläche nach verschiedenen Polierstufen. Die Bilder sind mit Hilfe eines Diodenlaserstrahls entstanden, der an der Endfläche reflektiert und über ein Objektiv auf eine CCD-Kamera abgebildet wird. Die Interferenzstreifen (d) deuten auf eine leichte Abrundung der Fläche hin, die durch Verbiegen der Faserspitze beim Polieren entstanden sein kann. Die Bilder (e) und (f) zeigen Beschädigungen der Eintrittsfläche und ein Verstopfen der Faser mit Poliermittel. Nach dem Poliervorgang wird die Faserfläche auf Beschädigungen untersucht. Typische Bilder sind in Abbildung 6.5 dargestellt.



6.1.5 Reinigen der Hohlfiber und Fluten mit Helium

Nach dem Poliervorgang ist der Fasereingang mit Poliermittel verunreinigt. Diese Poliermittelreste werden mit Azeton entfernt. Nachdem die Reinigung abgeschlossen ist wird die Hohlfiber wieder mit Azeton gefüllt. Über ein Spritzenvorderteil wird jetzt Helium aus einer Heliumflasche mit einem Druck von etwa einem Bar auf den Eingang der Hohlfiber geleitet. Das Helium wird so lange in die Hohlfiber geleitet bis alle Azetontropfen aus der Hohlfiber herausgepreßt sind; dies dient als Kriterium für vollständiges Füllen der Hohlfiber mit Helium. Bei kleinen Innenradien, $10\mu\text{m}$, muß das Fluten mit einem Mikroskopobjektiv beobachtet werden.

6.1.6 Brechen der Austrittsfläche

Aus technischen Gründen können bei einer Faserlänge von 30 mm nicht beide Flächen, Eintritts- und Austrittsfläche, der Hohlfaser poliert werden. Daher wird die Rückseite der Faser, nach dem Einbau in den UHV-Faserkoppler (Kapitel 8) mit einem Diamantmesser angeritzt und gebrochen. Die Qualität des Bruchs wird überprüft und dann der Faserkoppler in die Vakuumkammer eingebaut. Hierbei wird darauf geachtet, daß die Zeit bis zum Einbau so kurz wie möglich, typischerweise weniger als 5 Minuten, ist.

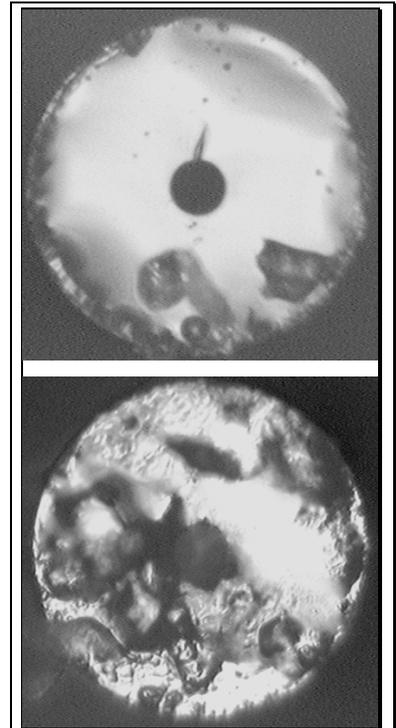


Abbildung 6.6:
Endflächen der optische Hohlfaser TSP020150, Polierte Fläche (oben) und gebrochene Fläche (unten)

6.2 Evakuieren einer Hohlfaser

Für das Führen von Atomen durch die Hohlfaser ist eine ausreichend gutes Vakuum in der Faser von fundamentaler Bedeutung. Im folgenden werden die Abpumpzeiten für die verschiedenen benutzten Hohlfasern berechnet, da der Effekt des differentiellen Pumpens spezielle Anforderungen stellt. Die Faser wird modellhaft als Gasreservoir mit $N(t)$ Teilchen bei einem Faservolumen V_F betrachtet, das über zwei lange, runde Röhren der Längen $L/2$ und Durchmesser d abgepumpt wird. Je nach Dichte in der Faser lassen sich zwei Regime unterscheiden: Viskose Strömung und Molekulare Strömung. Charakterisiert werden sie durch die

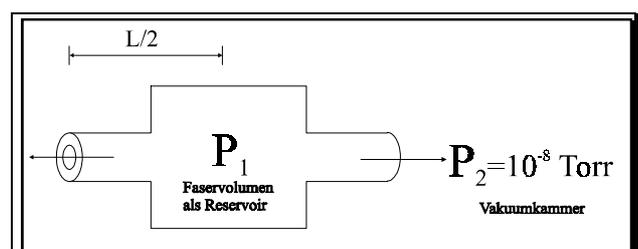


Abbildung 8.2 : Modell zur Berechnung der Abpumpdauer. Die Faser wird als Gasreservoir betrachtet, das mit der Vakuumkammer, mit Druck P_2 , über 2 lange, runde Röhren verbunden ist. Ziel ist es, den Druck im Faservolumen P_1 zu ermitteln, um die Abpumpdauer zu bestimmen.

Knudsenzahl $K_n = \lambda_F / d$, wobei $\lambda_F = 1 / d_0^2 \pi \sqrt{2n}$ die mittlere freie Weglänge der Atome in der Faser, n die Dichte und d_0 der Atomdurchmesser ist. Da die mittlere freie Weglänge während des Abpumpens sinkt, kommt es zu einem Übergang zwischen den beiden Regimen. Der Grenzbereich liegt bei etwa 1 mbar. Im folgenden wird daher der Fall molekularer Strömung behandelt. Für molekulare Strömung ergibt sich für die Fließfähigkeit folgende Formel

$$C = \frac{\pi}{12} v \frac{d^3}{L},$$

wobei $v = \sqrt{\frac{8k_B T}{\pi m_{Gasatom}}}$ die thermische Geschwindigkeit ist. Hieraus läßt sich eine

Differentialgleichung für die Anzahl der Atome in der Faser gewinnen

$$\frac{\partial N(t)}{\partial t} = - \frac{C(t)}{V_{Atom}} = - \frac{C(N(t) * N(t))}{V_{Faser}},$$

wobei V_{Atom} das Volumen ist, welches ein Atom einnimmt. Die Lösung der Differentialgleichung ergibt

$$N(t) = - \frac{V_F}{V_0} e^{-\frac{\pi v d^3 t}{12 L V_F}}.$$

In Tabelle 6.1 sind die Abpumpzeiten und die Anzahl der in der Faser verbliebenen Atome zusammengefaßt. Es zeigt sich, das die Abpumpzeiten für die verwendeten Fasern (125µm und 37,5 µm Innendurchmesser) keine Begrenzung darstellen. Für kleine Faser, kann die Kombination aus hohen Füllraten und langen Abpumpzeiten, zu einem Verstopfen der Faser führen.

Faserinnenradius	Helium: Abpumpzeit [s] Enddruck 10^{-8} mbar	Luft: Abpumpzeit [s] Enddruck 10^{-8} mbar	Restgasatome in der Faser
125 µm	0,06s	0,15 s	200000
37,5 µm	0,2 s	0,5 s	18000
1,0 µm	7 s	19 s	13

Tabelle 6.1 : Abpumpzeiten für Helium und Luft für einen Enddruck von 10^{-8} mbar

6.3 Zusammenfassung

Bei der Präparation der Hohlfasern wurde besonderer Wert auf das schonende Entfernen des Polymid-Schutzmantels und auf eine gute Politur der Eintrittsfläche gelegt. Hierfür wurden geeignete Verfahren kultiviert und nach jedem wichtigen Schritt die Qualität der Hohlfasern überprüft. Berechnungen zur Bestimmung der Anpumpzeiten haben ergeben, daß erst bei hohen Füllraten und kleinen Faserradien ein Verstopfen der Faser auftritt.

Kapitel 7 :

Lichtfelder in optischen Hohlfasern

Einleitung

In diesem Kapitel werden Verfahren vorgestellt, mit denen die Lichtausbreitung in zylindersymmetrischen Hohlfasern berechnet wird. Hieraus lassen sich die Intensitätsverteilung der Lichtfelder in optischen Hohlfasern und damit die Kraft auf neutrale Atome bestimmen. Da die Abmessungen der verwendeten Fasern groß im Verhältnis zur verwendeten Wellenlänge (640 nm) sind, wird selbst bei gut angepaßter Einkopplung eine Vielzahl von Moden der Faser anschwingen. Für die Einkopplung von Laguerre-Gauß-Moden in den Faserkern führt die Überlagerung der verschiedenen angeregten Moden zu Interferenzmustern und damit zu Stellen mit stark reduziertem optischen Potential.

7.1 Moden des streifenden Einfalls

Löst man die Maxwellgleichungen in der Hohlfaser unter zylindersymmetrischen Randbedingungen so erhält man als Lösung

$$E_q(r,t) = E_{0q} J_0(\chi_q \rho) (e^{i(\beta_q z - \omega t)} + e^{-i(\beta_q z - \omega t)})$$

mit $\chi_q = \sqrt{k^2 - \beta_q^2}$, wobei k die Wellenzahl des Lichtfeldes und β_q die komplexe Ausbreitungskonstante für die q te Mode ist. Die Ausbreitungskonstante β_q läßt sich aus der charakteristischen Gleichung errechnen, die aus den Anschlußbedingungen der Lösungen im Hohlraum und im Faserkern entstehen:

$$-\frac{J_0(\chi_q a)}{\chi_q J_1(\chi_q a)} = \frac{K_0(\gamma_q a)}{\gamma_q K_1(\gamma_q a)}$$

Dabei ist $\gamma_q = \sqrt{\beta^2 - k^2 n^2}$, n der Brechungsindex des Kerns, J_m die Besselfunktion erster Gattung und K_m die modifizierte Besselfunktion zweiter Gattung jeweils m ter Ordnung ist.

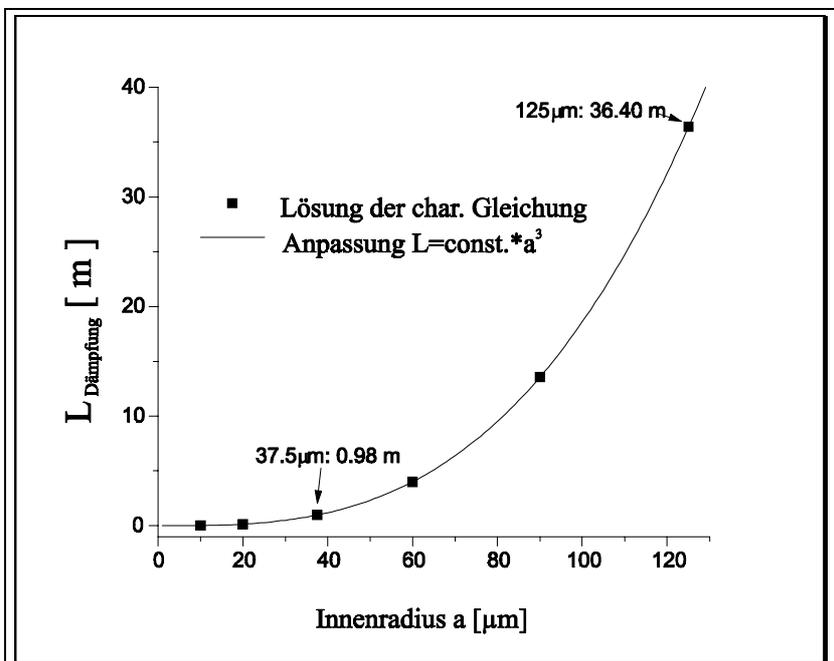


Abbildung 7.1: Abhängigkeit der Dämpfungslänge vom Faserradius für Moden des streifenden Einfalls. Sie wächst mit der dritten Potenz des Faserinnenradius a .

Der Imaginärteil der Ausbreitungskonstante beschreibt die Dämpfung der Mode. Die Dämpfungslänge $L_{\text{Dämpfung}} = 1/\text{Im}(\beta)$ ist die Faserlänge, auf der die Intensität der Mode auf $1/e^2$ abgefallen ist. Abbildung 7.x zeigt die Abhängigkeit der Dämpfungslänge vom Faserradius. Vereinfacht läßt sich die Dämpfungslänge mit großer Genauigkeit durch die

Formel
$$L_{\text{Dämpfung}} = 7,63 \frac{a^3}{\lambda^2}$$

berechnen.

Fasertyp	Innenradius a [μm]	$\beta_1[10^6 \text{ cm}^{-1}]$	$L_{\text{Dämpfung}} [\text{mm}]$
CT250350	125 μm	$9,817+2,748*10^{-8}i$	36400
CT75144	37,5 μm	$9,817+1,018*10^{-6}i$	983
CT20366	10 μm	$9,815+5,368*10^{-5} i$	18,6
TSP20150	10 μm	$9,815+5,368*10^{-5} i$	18,6

Tabelle 7.1: Dämpfungslänge für die verwendeten Hohlfasern

Die Werte der Tabelle 7.1 zeigen, daß die Dämpfung bei den verwendeten Fasernlängen, 20-40 mm, praktisch keine Rolle spielt. Nach 30 mm Faserlänge gelangen noch 94%(a=37,5 μm) beziehungsweise 99,8%(a=125 μm) der Intensität der Grundmode zum Faserende. Zur Lösung der Gleichung wurde ein Mathematikprogrammpaket MAPLE V Release 4 genutzt. Abbildung 7.2 und 7.3 zeigen den Intensitätsverlauf der Grundmode EH_{11} im Vergleich zu den Abmessungen der Hohlfasern, die in Kapitel 8.2, *Führen von Atomen mit Moden des streifenden Einfalls*, benutzt wurden. Das erste Minimum der Besselfunktion liegt genau auf der Innenseite des Faserkerns. In den Experimenten wurde die Strahltaile (110 μm & 40 μm) etwa gleich dem Innenradius(125 μm & 37 μm) gewählt. Besser an die Fasergeometrie angepaßt sind Strahltaillen mit einem kleineren Innenradius.

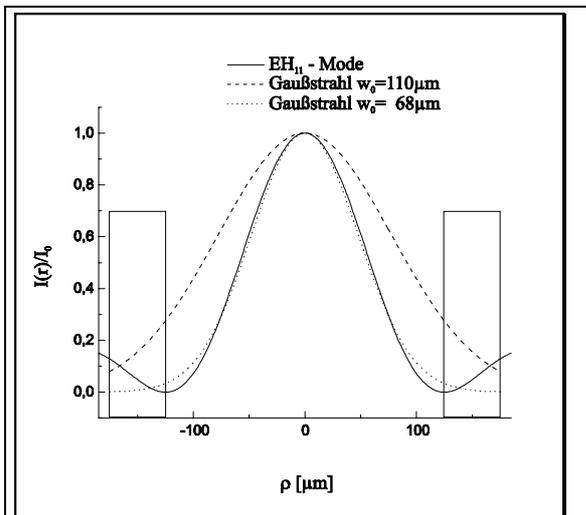


Abbildung 7.2: Berechneter Intensitätsverlauf der Grundmode EH_{11} in einer Faser mit Innenradius $a=125\mu\text{m}$. Zusätzlich sind noch die im Experiment verwendeten Gauß-Moden ($w_0=110\mu\text{m}$) und eine an die Grundmode EH_{11} angepaßte Gauß-Mode ($w_0=68\mu\text{m}$) dargestellt.

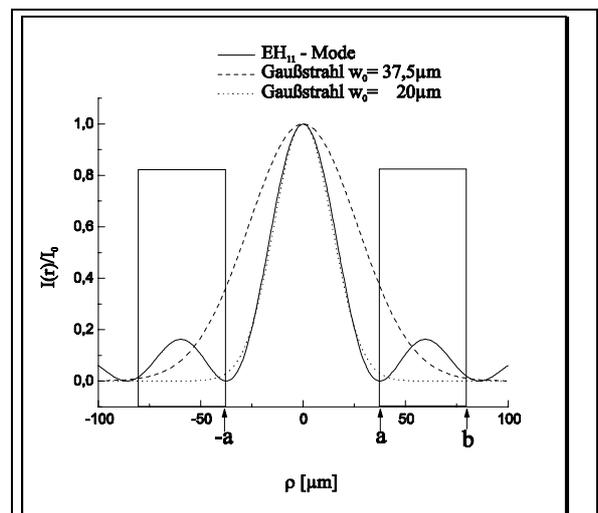


Abbildung 7.3: Berechneter Intensitätsverlauf der Grundmode EH_{11} in einer Faser mit Innenradius $a=37,5\mu\text{m}$. Zusätzlich sind noch die im Experiment verwendeten Gauß-Moden ($w_0=37,5\mu\text{m}$) und eine an die Grundmode EH_{11} angepaßte Gauß-Mode ($w_0=20\mu\text{m}$) dargestellt.

7.2 Lichtausbreitung im Kern einer zylinderförmigen optischen Hohlfaser

Im Faserkern (engl. Core) können sich Eigenschwingungen des Lichtfeldes, sprich Moden, ausbreiten. Die Moden sind aufgrund der Totalreflexion an den optisch dünneren Medien, Vakuum und Mantel(engl. Cladding), praktisch ungedämpft. Aufgrund der Anschlußbedingungen für die Übergänge Vakuum/Kern und Kern/Mantel ist die Berechnung dieser Moden deutlich komplexer. Die 2*4 Anschlußbedingungen ergeben sich aus den Maxwellgleichungen und erfordern die Stetigkeit der Tangentialkomponenten für das elektrische Feld und das magnetische Feld. Die allgemeinen Lösungen haben dann in Zylinderkoordinaten(r, ϕ, z) die Form :

$$EO_z = C_1 I_m(vr) e^{im\phi}$$

$$E1_z = (C_2 J_m(ur) + C_3 Y_m(ur)) e^{im\phi}$$

$$E2_z = C_4 K_m(wr) e^{im\phi}$$

$$HO_z = C_5 I_m(vr) e^{im\phi}$$

$$H1_z = (C_6 J_m(ur) + C_7 Y_m(ur)) e^{im\phi}$$

$$H2_z = C_8 K_m(wr) e^{im\phi}$$

wobei $u = \sqrt{n_k^2 k^2 - \beta^2}$, $v = \sqrt{\beta^2 - k^2}$ und $w = \sqrt{\beta^2 - n_M^2 k^2}$ ist. Es zeigt sich, daß die r - und ϕ -Komponenten aus den z -Komponenten des elektrischen und magnetischen Feldes bestimmt werden können. Die Maxwellgleichungen liefern dann

$$EO_\phi = \frac{i}{v^2} \left(\frac{\beta}{r} \partial_\phi EO_z - \omega \partial_r HO_z \right) = \frac{i}{v^2} \left(\frac{\beta}{r} imEO_z - \omega \partial_r HO_z \right) \text{ etc.}$$

Die 8 Koeffizienten C1 bis C8 werden durch die konkreten Anschlußbedingungen bestimmt. Hierfür wird die 8*8 Koeffizientenmatrix als Funktion der Propagationskonstanten β gelöst. Für azimutale Symmetrie, $m=0$, ergibt sich die Determinante zu [ITO95]

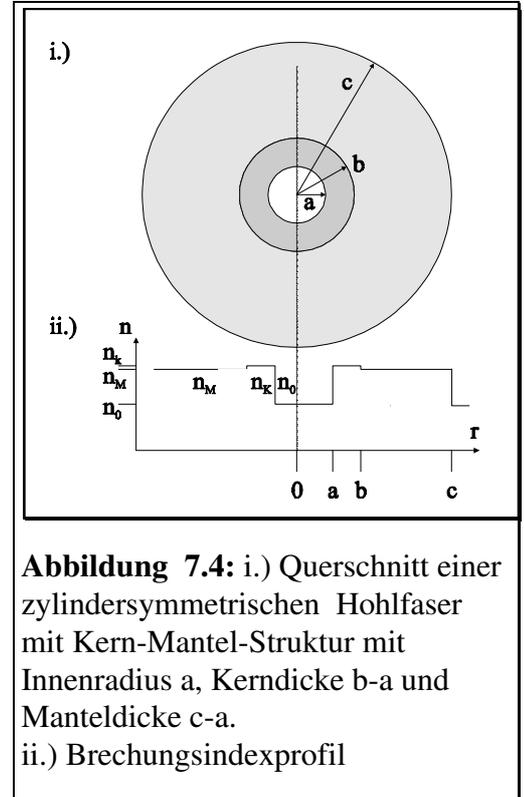


Abbildung 7.4: i.) Querschnitt einer zylindersymmetrischen Hohlfaser mit Kern-Mantel-Struktur mit Innenradius a , Kerndicke $b-a$ und Manteldicke $c-a$. ii.) Brechungsindexprofil

$$\det(\beta) = [\text{TE}] * [\text{TM}]$$

mit

$$[\text{TE}] = \begin{pmatrix} \frac{1}{u} \partial J_m(ua) + \frac{1}{v} \frac{\partial I_m(va)}{I_m(va)} J_m(ua) & \left(\frac{1}{u} \partial Y_m(ub) + \frac{1}{w} \frac{\partial K_m(wb)}{K_m(wb)} Y_m(ub) \right) \\ - \left(\frac{1}{u} \partial Y_m(ua) + \frac{1}{v} \frac{\partial I_m(va)}{I_m(va)} Y_m(ua) \right) & \left(\frac{1}{u} \partial J_m(ub) + \frac{1}{w} \frac{\partial K_m(wb)}{K_m(wb)} J_m(ub) \right) \end{pmatrix}$$

$$[\text{TM}] = \begin{pmatrix} \frac{n_k^2}{u} \partial J_m(ua) + \frac{1}{v} \frac{\partial I_m(va)}{I_m(va)} J_m(ua) & \left(\frac{n_k^2}{u} \partial Y_m(ub) + \frac{n_M^2}{w} \frac{\partial K_m(wb)}{K_m(wb)} Y_m(ub) \right) \\ - \left(\frac{n_k^2}{u} \partial Y_m(ua) + \frac{1}{v} \frac{\partial I_m(va)}{I_m(va)} Y_m(ua) \right) & \left(\frac{n_k^2}{u} \partial J_m(ub) + \frac{n_M^2}{w} \frac{\partial K_m(wb)}{K_m(wb)} J_m(ub) \right) \end{pmatrix}$$

Wobei die Ableitung bezüglich der Radialkomponente r gebildet wird. Rechnerisch werden dann die Nullstellen der Determinante bestimmt, da sie nicht-trivialen Lösungen des Gleichungssystem entsprechen. Dies sind dann die ungedämpften Moden des Faserkerns die sich mit der Geschwindigkeit β im Faserkern ausbreiten. Näherungsweise lassen sich die Nullstellen bestimmen, indem man die Determinante als Funktion von β aufträgt. Für die Hohlfaser CT75144 sind die Rechnungen in Abbildung 7.5 und 7.6 dargestellt. In Abbildung 7.5 zeigt sich eine Vielzahl von Moden allein für die Annahme azimuthaler Symmetrie, $m=0$. Die Vorteile einer Faser

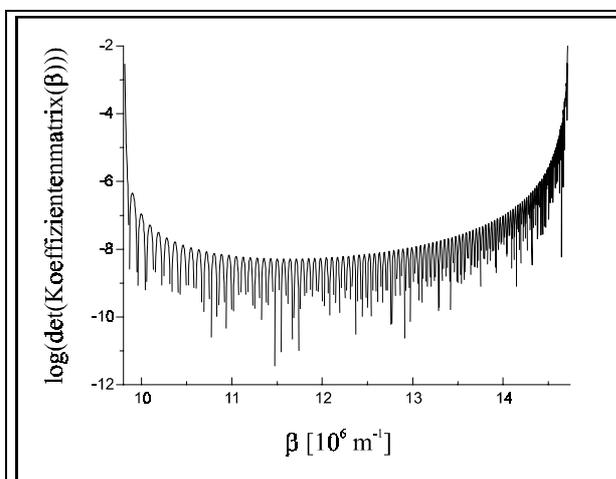


Abbildung 7.5: Determinante der Koeffizientenmatrix für die optische Hohlfaser CT75144. Es ergeben sich über 200 Moden allein für die Annahme azimuthaler Symmetrie, $m=0$. Als Innenradius wurde $a=37,5 \mu\text{m}$, als Außenradius $72\mu\text{m}$, als Brechungsindex des Kerns $n_K=1,5$, als Brechungsindex des Mantels $n_M=1,0$ und als Wellenlänge $\lambda=640 \text{ nm}$ angenommen.

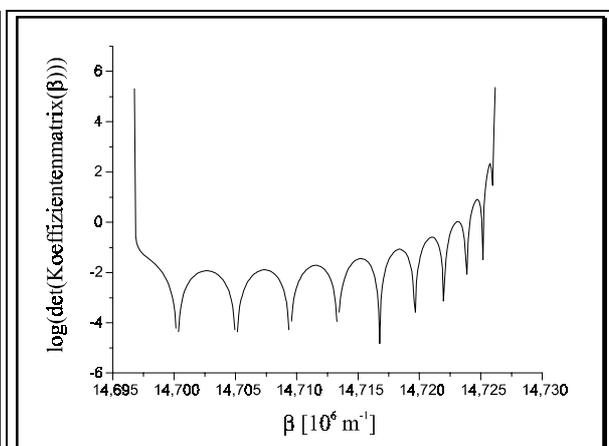


Abbildung 7.6: Determinante der Koeffizientenmatrix für eine Hohlfaser mit Kern-Mantel-Struktur. Es ergeben sich deutlich weniger Moden, als bei einer Kapillarfaser gleicher Abmessung. Als Innenradius wurde $a=37,5 \mu\text{m}$, als Außenradius $72\mu\text{m}$, als Brechungsindex des Kerns $n_K=1,5$, als Brechungsindex des Mantels $n_M=1,497$ und $\lambda=640 \text{ nm}$ angenommen.

mit Kern-Mantel-Struktur zeigt sich in Abbildung 7.6. Hier wurden für die Hohlfaser die gleichen geometrischen Abmessungen angenommen, lediglich der Brechungsindex des Mantels wurde von $n_M=1,0$ (Vakuum) auf $n_M=1,497$ (Quarz) verändert. Es zeigt sich, daß nur sehr wenige Moden anschwingen können. Für eine Hohlfaser mit dünner Wand ergeben sich verschiedene Bereiche: Es existiert keine Mode, nur eine Mode oder viele Moden. Die Wanddicken der Hohlfasern betragen $b-a=0,0001\mu\text{m}$ (Keine Mode); $0,05\mu\text{m}$ (Eine Mode); $0,64\mu\text{m}$ und $4\mu\text{m}$ (Viele

Moden). Aufgrund der geringen mechanischen Stabilität solcher Faser wäre der Einsatz solcher Fasern sehr schwierig. Damit ergibt sich als mögliche Verbesserung der Einsatz von Fasern mit Kern-Mantel-Struktur.

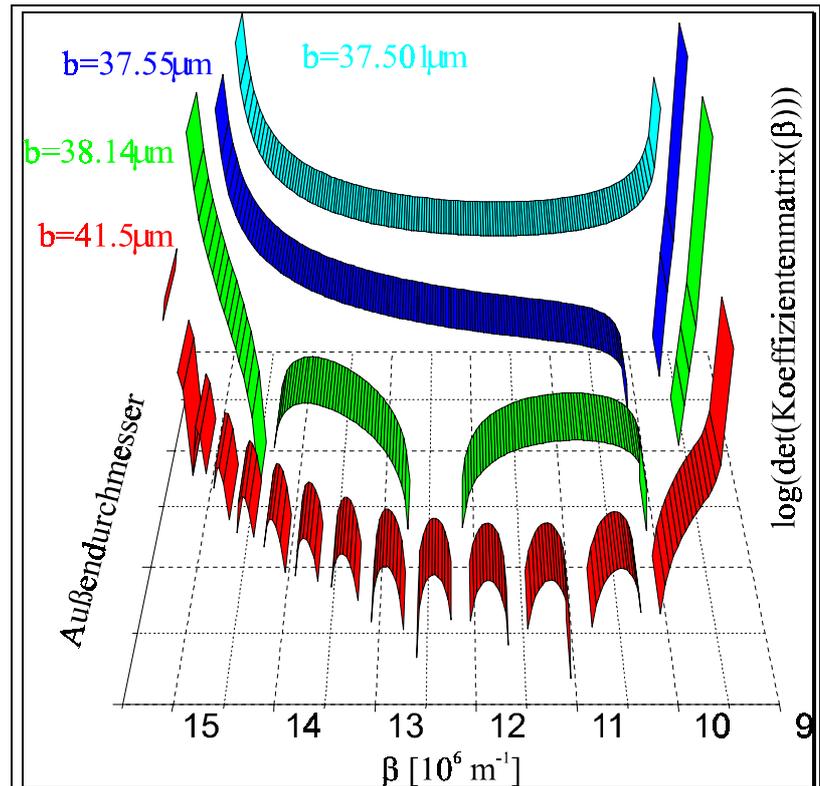


Abbildung 7.7: Determinante der Koeffizientenmatrix für eine Hohlfaser mit dünner Wand. Innenradius $a=37,5\mu\text{m}$ und verschiedene Kerndicken $b-a=0,0001\mu\text{m}$; $0,05\mu\text{m}$; $0,64\mu\text{m}$; $4\mu\text{m}$. Als Innenradius wurde $a=37,5\mu\text{m}$, als Brechungsindex des Kerns $n_K=1,5$, als Brechungsindex des Mantels $n_M=1,0$ und als Wellenlänge $\lambda=640\text{nm}$ angenommen.

7.3 Das evaneszente Feld als Atomspiegel

Cook und Hill [COO82] haben das evaneszente Feld als Mittel erkannt, um Atomspiegel zu verwirklichen. Evaneszente Felder treten bei Totalreflexion z.B. an der Grenzfläche zwischen einem Dielektrikum und dem Vakuum auf. Für ein gaußförmiges Lichtfeld ist das elektrische Feld im Vakuum [ADA94]

$$E(x, y, z) \propto E_0 \exp \left\{ -\alpha z - \left(\frac{x}{w_x} \right)^2 - \left(\frac{y}{w_y} \right)^2 \right\},$$

wobei x, y die zur Grenzfläche parallelen Koordinaten, z die zur Grenzfläche senkrechte Koordinate, w_x, w_y die Strahlradien in x und y -Richtung und die reziproke Abfallänge

$$\alpha = \frac{2\pi}{\lambda} \sqrt{n^2 \sin^2 \theta_i - 1}$$

ist. n ist der Brechungsindex des Dielektrikums und θ_i der Einfallswinkel des Lichtfeldes auf die Grenzfläche. Diese Felder haben für atomoptische Experimente den Vorteil, daß sie sehr steil abfallen; für optische Wellenlänge fällt das elektrische Feld innerhalb von 100nm auf $1/e$ ab.

Berechnungen der elektrischen Feldverteilung für eine Einmoden-Hohlfaser [MAR94] haben ergeben, daß die elektrische Feldstärke an der Faserinnenwand nur etwa 12% der maximalen Feldstärke beträgt. Das bedeutet, daß das evaneszente Feld deutlich niedriger ist, als man es bei homogener Feldverteilung erwarten würde.

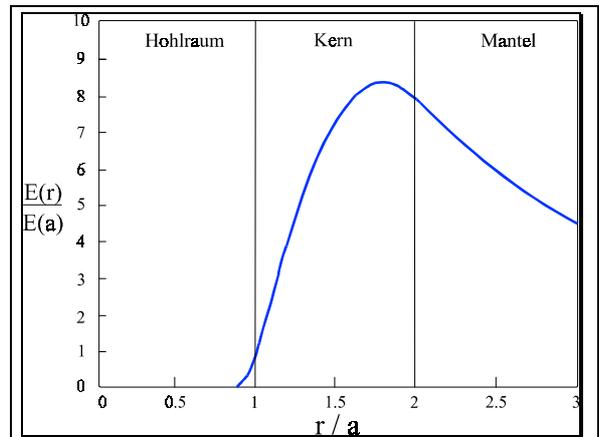


Abbildung 7.8: Verlauf der Elektrischen Feldstärke $E(r)$ für eine Einmoden-Hohlfaser mit Kern-Mantel-Struktur [MAR94]. Es zeigt sich, daß die Elektrische Feldstärke an der Faserinnenwand etwa 12% der maximalen Feldstärke beträgt.

Kapitel 8 :

Führen lasergekühlter Atome in optischen Hohlfasern

Einleitung

In diesem Kapitel werden Experimente beschrieben, in denen erstmalig lasergekühlte Atome in optischen Hohlfasern geführt wurden. Die zugrundeliegende Idee ist die Synthese aus atomführenden Lichtfeldern und lichtführenden Hohlfasern zu atomführenden Fasern. Die bereits behandelten Komponenten, *Lichtfeld* (Kapitel 2), *Atome* (Kapitel 4) und *Optische Hohlfasern* (Kapitel 6) werden in diesen Experimenten zu Multimodefasern für Atome mit atomoptischen Faserkopplern kombiniert.

Im ersten Abschnitt, 8.1, werden die physikalischen Voraussetzungen für die Faserexperimente beschrieben. In den folgenden Abschnitten werden zwei Verfahren vorgestellt und demonstriert, mit denen Atome durch optische Hohlfasern geführt werden können: Das Führen mit Moden des streifenden Einfalls (Abschnitt 8.2) und das Führen mit evaneszenten Feldern (Abschnitt 8.3). Abgerundet wird das Kapitel durch den Vergleich der beiden Techniken. Ihre Möglichkeiten und Grenzen werden anhand der Messungen sowohl qualitativ als auch quantitativ diskutiert.

8.1 Physikalische Grundlagen

Die wesentlichen Formeln, die zum physikalischen Verständnis des Führens der Atome nötig sind, wurden bereits in Kapitel 5 hergeleitet. Ergänzt wird die Herleitung durch evaneszente Felder die zum Führen der Atome in den Hohlfasern mit blauverstimmttem Licht benötigt werden.

Das optische Potential ergibt sich für den Fall großer Frequenzverstimnungen $\Delta \gg \Omega, \Gamma$ zu

$$V(\mathbf{R}) = \frac{\hbar \Gamma^2}{8\Delta} \frac{I(\mathbf{R})}{I_{SAT}}$$

wobei $I_{SAT} = \frac{\pi \hbar c \Gamma}{3\lambda^3}$ die Sättigungsintensität ist, d.h. die Intensität, bei der die Besetzung des angeregten Zustands gleich $\frac{1}{4}$ ist. Die Streurrate ergibt sich für den Fall großer Frequenzverstimnungen $\Delta \gg \Omega, \Gamma$ zu

$$\Gamma_{Streu}(\mathbf{R}) = \frac{\Gamma^3}{4\Delta^2} \frac{I(\mathbf{R})}{I_{SAT}}$$

8.1.1 Vergleich zwischen der Potentialhöhe des evaneszenten Lichtfeldes und der kinetischen Energie der Atome

Im folgenden wird die Potentialhöhe für die verwendeten optischen Hohlfasern berechnet. Für den Fall großer Verstimnungen gilt für das Potential :

$$U(r) \approx \frac{\hbar \Gamma^2}{8\Delta} \frac{I(r)}{I_{SAT}} = \frac{\hbar \Gamma^2}{8\Delta} \frac{P(r)}{A} \frac{1}{I_{SAT}}$$

wobei $\Gamma = 2\pi \cdot 8$ MHz die natürliche Linienbreite, Δ die Frequenzverstimmung, I die Intensität, $I_{SAT} = 4,1 \text{ mW/cm}^2$ die Sättigungsintensität des Neon-Kühlübergangs, P die Leistung und A die Fläche des Faserkerns ist. Unter der Annahme einer homogenen Intensitätsverteilung, einer Hohlfaser mit $37,5 \mu\text{m}$ Innenradius und $72 \mu\text{m}$ Außenradius, einer Strahltaile von $50 \mu\text{m}$, sowie einer eingekoppelten Leistung von 20 mW bei einer Frequenzverstimmung von 4 GHz , ergeben sich die in Tabelle 8.1 eingetragenen Werte. Um die Potentialhöhen besser mit den kinetischen Energien der Atome vergleichen zu können, sind sie in Rückstoßenergien $E_{Rec} = (\hbar k)^2 / 2m$ und Rückstoßgeschwindigkeiten $v_{Rec} = \hbar k / m$ angegeben. Wobei die Geschwindigkeit $v_{rec} = 31 \text{ mm/s}$ die Geschwindigkeitsänderung ist, die ein Ne^* -Atom erfährt, wenn es ein Photon der Wellenlänge $640,2 \text{ nm}$ absorbiert. Da bei den Experimenten die Lichtfelder teilweise in den äußeren Kernbereich eingekoppelt wurden, sind die kinetischen Energien für reduzierte Intensitäten

aufgetragen. Es zeigt sich, dass die Potentialhöhe für höhere Laguerre-Gauß-Moden abnimmt, d.h. der Vorteil steilerer Potentialwände geht mit einer geringeren Potentialhöhe, bei gleicher Leistung, einher.

Laguerre- Gauß-Mode	maximale Intensität [P/w ₀ ²]	maximale Potentialhöhe für homogene Intensität		maximale Potentialhöhe bei I _{homo} /10 an der Faserwand	
		[E _{rec}]	[v _{rec}]	[E _{rec}]	[v _{rec}]
LG ₀ ⁰	$\frac{2}{\pi} \approx 0,637$	67000	260	6700	80
LG ₀ ¹	$\frac{2}{\pi} \frac{1}{e} \approx 0,234$	25000	160	2500	50
LG ₀ ⁵	$\frac{625}{12\pi} \frac{1}{e^5} \approx 0,112$	12000	110	1200	34
LG ₀ ¹⁰	$\frac{3125000}{567\pi} \frac{1}{e^{10}} \approx 0,080$	8400	92	840	29

Tabelle 8.1: Potentialhöhen für Laguerre-Gauß-Moden verschiedener Ordnung. Die Werte ergeben sich bei einer 20mW Leistung und 4 GHz Frequenzverstimmung. Als Bezugsgrößen wurden die Rückstoßgeschwindigkeit und Rückstoßenergie für metastabiles Neon und der Übergang 3s[3/2]₂→3p[5/2]₃ gewählt

Diese Potentialhöhen müssen mit der kinetischen Energie der Atome verglichen werden, die geführt werden sollen :

- Die transversale Geschwindigkeitsbreite für den Atomstrahl beträgt $10 v_{\text{rec}}$. Bei optimaler Justage der Umlenk- und Kompressionszone lassen sich etwa 30% der Atome auf Sub-Doppler-Geschwindigkeit kühlen. Die Geschwindigkeitsbreite dieses Anteils beträgt $3 v_{\text{rec}}$.
- durch Reflexionen des Atomstrahls am Lichtfeld während des Fokussierens wird longitudinale Geschwindigkeit in transversale Geschwindigkeit umgewandelt: dies wird auch als geometrisches Heizen bezeichnet. Die Auswirkungen hiervon sind in Abbildung 8.1 verdeutlicht. Die Simulationen wurden mit dem Programm COOLIO [SLA96] durchgeführt. Es wurde die Trajektorien für 1000 Atome in einem fokussierten, doughnut-förmigen Lichtfeld berechnet; hierbei fliegen die Atome aus einem Abstand s in die Strahlteile des Lichtfeldes, $w_0=90\mu\text{m}$. Als

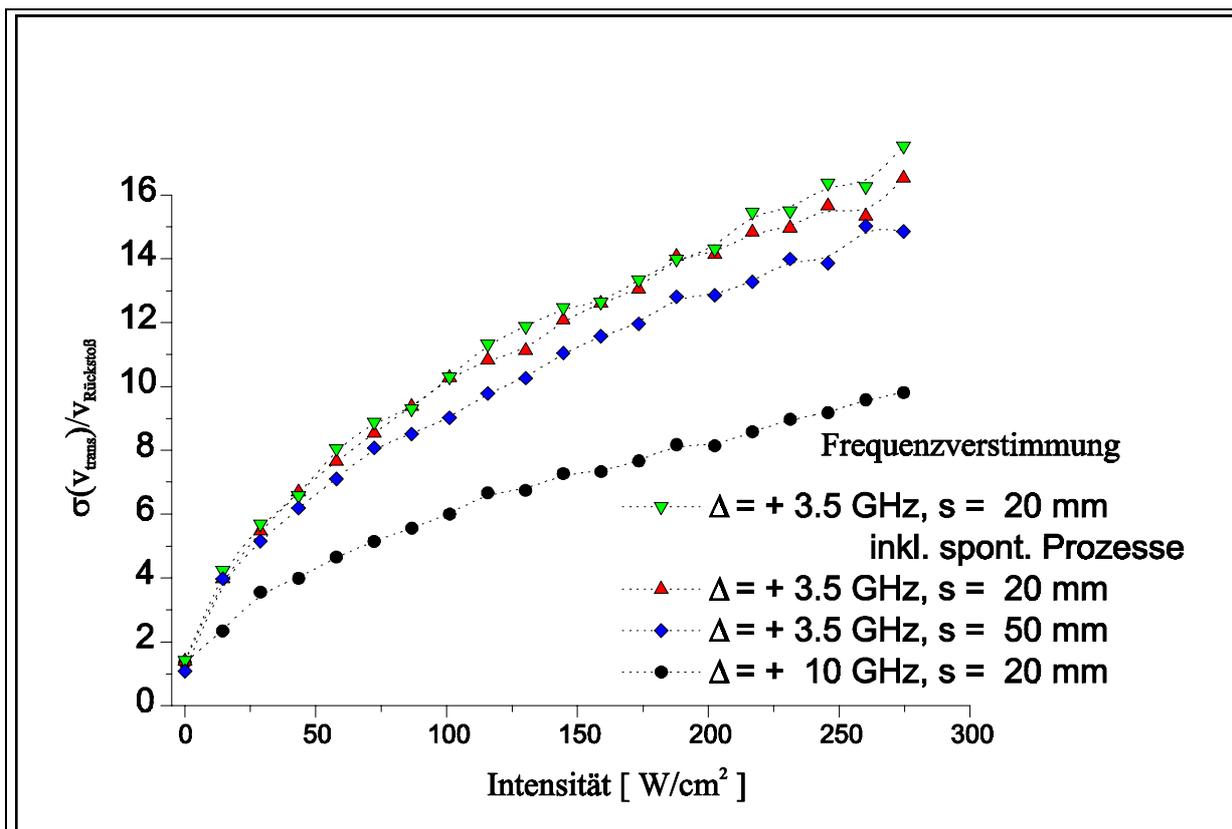


Abbildung 8.1 : Erhöhung der transversalen Geschwindigkeitsbreite für Atome die in den Fokus eines doughnutförmigen Lichtfeldes laufen. Es wurde die Abhängigkeit der Geschwindigkeitsbreite von der Intensität des Lichtfeldes bei gegebener Frequenzverstimmung für verschiedene Abstände vom Fokus simuliert. Außerdem wurden für einen Parametersatz auch die Erhöhung der Geschwindigkeitsbreite durch zusätzliche spontane Prozesse berechnet.

Ausgangsgeschwindigkeitsverteilung der Atome wurde $2 v_{\text{rec}}$ angenommen. Die Simulationen zeigen eine Erhöhung der Geschwindigkeitsbreite für wachsende Intensität bei konstanter Frequenzverstimmung. Bei einer Frequenzverstimmung von 10 GHz und einer Leistung von $200\text{mW}/\text{cm}^2$ ergibt sich eine Geschwindigkeit von $7 v_{\text{rec}}$. Folgende Ergebnisse sind besonders bemerkenswert: Die spontanen Prozesse und der Abstand bis zur Strahltaile haben nur einen geringen Einfluß auf die Geschwindigkeitserhöhung, die Frequenzverstimmung des Lichtfeld hat einen großen Einfluß auf die Geschwindigkeitserhöhung. Da die Atome im Lichtfeldminimum geführt werden, sind spontane Prozesse weniger wahrscheinlich als wenn sie im Maximum geführt würden und für das geometrische Heizen ist zweite Hälfte des Weges bis zur Strahltaile entscheidend.

- eine Dejustage der optische Hohlleiter von 1mrad würde die transversale Geschwindigkeit um weniger als $1v_{\text{rec}}$ erhöhen und ist damit bei guter Justage zu vernachlässigen.

Damit zeigt sich, daß bei einer eingekoppelten Leistung von 20mW die evaneszente Welle stark genug sein sollte, um zumindest einen Teil der Atome durch die Faser zu führen. Für den verwendeten experimentellen Aufbau wird das Führen der Atome wahrscheinlich durch das geometrische Heizen und durch die Reduktion des Dipolpotentials, hervorgerufen durch Interferenz der verschiedenen anschwingenden Moden, begrenzt.

8.1.2 Ausbreitung der Lichtfelder in einer Hohlleiter

Das Licht kann sowohl im Hohlraum der Faser, durch Reflexion unter streifendem Einfall, als auch im Faserkern, durch Totalreflexion am optisch dünneren Medium, geführt werden :

- **Reflexion unter streifendem Einfall:** Hierbei werden durch Fresnelreflexion am optisch dichteren Medium gedämpfte, Moden des streifenden Einfalls angeregt. Hierbei bedeutet *gedämpft*, daß die Leistung nicht konstant bleibt, sondern längs der Faser exponentiell abfällt. Streifender Einfall bedeutet, daß das Licht an der Grenzfläche zwischen Hohlraum und Faserkern wegen des großen Einfallswinkels überwiegend reflektiert wird.

- **Totalreflexion:** das Licht wird an der Grenzfläche zwischen Vakuum oder Luft - Brechungsindex $n_0 = 1,0$ - und Faserkern Brechungsindex $n_1 = 1,5$ - aufgrund des großen Einfallswinkels totalreflektiert. Es kann praktisch verlustfrei geführt werden.

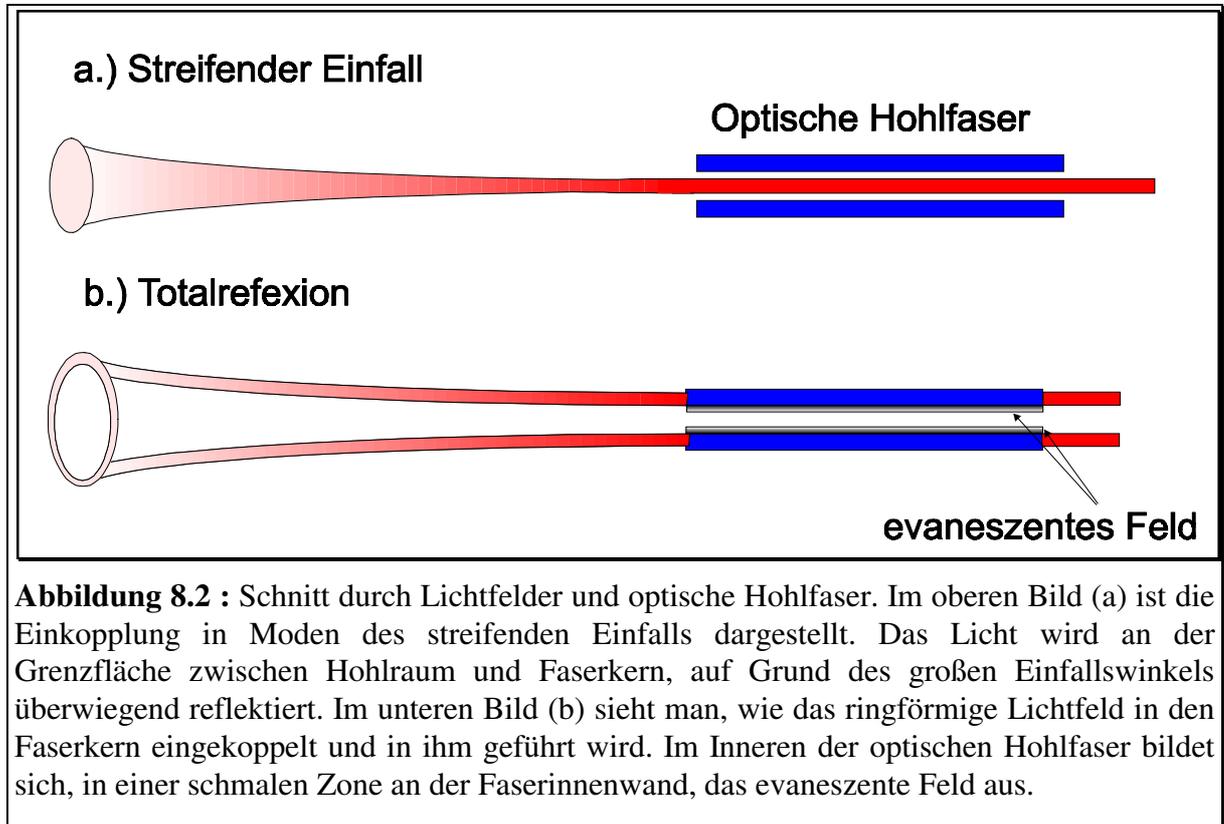


Abbildung 8.2 : Schnitt durch Lichtfelder und optische Hohlfaser. Im oberen Bild (a) ist die Einkopplung in Moden des streifenden Einfalls dargestellt. Das Licht wird an der Grenzfläche zwischen Hohlraum und Faserkern, auf Grund des großen Einfallswinkels überwiegend reflektiert. Im unteren Bild (b) sieht man, wie das ringförmige Lichtfeld in den Faserkern eingekoppelt und in ihm geführt wird. Im Inneren der optischen Hohlfaser bildet sich, in einer schmalen Zone an der Faserinnenwand, das evaneszente Feld aus.

8.1.3 Führen der Atome in einer Hohlfaser

Als mögliche Kombination, um Atome in Hohlfasern zu führen, ergeben sich zwei Möglichkeiten: Das Führen der Atome im Intensitätsmaximum der Moden des streifenden Einfalls, hierfür muß das Lichtfeld gegenüber der Resonanz rotverstimmt sein, und das Führen im Intensitätsminimum mit evaneszenten Feldern, hierfür muß das Lichtfeld blauverstimmt sein. Die Realisierung der erste Kombination wird in Abschnitt 8.2, *Führen mit Moden des streifenden Einfalls*, und die der zweiten in Abschnitt 8.3, *Führen mit evaneszenten Feldern*, beschrieben.

8.2 Führen von Atomen mit Moden des streifenden Einfalls

Der ursprüngliche Vorschlag für das Führen von Atomen in Hohlfasern stammt von Ol'Shanii und Mitarbeitern [OLS93]. Die zugrundeliegende Idee ist die Synthese aus rotverstimmen, gaußförmigen Lichtfeldern und lichtführenden Hohlfasern zu atomführenden Fasern. Die erste Realisierung dieses Vorschlags wurde mit einer Rb-Dampfzelle am Joint Institute of Lasers and Astrophysics (JILA) und an der Universität von Colorado in Boulder von E. Cornell und Mitarbeitern durchgeführt [REN95]. Die dabei realisierten Atomflüsse waren, bei einer Faserlänge von 31 mm und einem Faserinnenradius von 20 μm , mit 20 000 Atomen pro Sekunde noch recht niedrig. Ursachen hierfür liegen in der rein thermischen Quelle und der Tatsache, daß die Atome nicht auf den Fasereingang geführt wurden. In den im folgenden beschriebenen Experimenten, wird ein lasergekühlter, langsamer und brillanter Atomstrahl mit einem effizienten Einfang der Atome kombiniert, so daß wesentlich höhere atomare Flüsse erreicht werden. Die Faserlängen betragen 20 bis 40mm und die Faserinnenradien 125 μm und 37,5 μm .

8.2.1 Experimenteller Aufbau

Der schematische Gesamtaufbau ist in Abbildung 8.3 dargestellt. Metastabile Neonatome werden in einer Gasentladung erzeugt, mittels magnetfeldunterstützter Laserkühlung abgebremst und durch eine 2dimensionale magneto-optischen Melasse um 70° umgelenkt und dabei auf 30 m/s abgebremst. Diesem lasergekühlten Atomstrahl wird ein gaußförmiges, rotverstimmtes Lichtfeld überlagert und damit werden die Atome auf den Fasereingang geführt und fokussiert. Als Übergang wurde der Neon-Übergang $3s[3/2]_2 \rightarrow 3p[5/2]_3$ mit einer Wellenlänge von $\lambda = 640,2 \text{ nm}$ gewählt. Dieser Übergang hat einen entscheidenden Vorteil: er ist geschlossen, d.h. Atome die angeregt werden, gehen nach spontaner Emission wieder in den metastabilen Zustand über. Im Inneren der Hohlfaser werden die Atome im Intensitätsmaximum geführt.

Die Strahltaile des gaußförmigen Laserstrahls wurde so gewählt, daß sie dem Faserinnenradius entspricht. Die Führungs- und Fokussierungseigenschaften des Führungslaserstrahls werden in den folgenden Experimenten als Qualitätskriterium für die Justage verwendet. Dabei wird die Mittenposition des Atomstrahls auf dem Detektor bestimmt, der Laserstrahl dem Atomstrahl überlagert und dabei der Atomfluß optimiert. Es zeigte sich, daß bei optimalem Fluß die Position des ungeführten Atomstrahls und des geführten Atomstrahls auf der MCP gleich waren. Dann wird mit dem Faserkoppler die optische Hohlfaser auf das Lichtfeld und damit gleichzeitig auf den Atomstrahl justiert. In Abbildung 8.4 ist ein wesentlicher Teil des Aufbaus nochmals im Detail dargestellt. Während das Lichtfeld sich im freien Raum als gaußsche Grundmode (HG_{00}) ausbreitet, werden im Inneren der Faser mehrere Moden des streifenden Einfalls angeregt. Deren Überlagerung kann dann mit Hilfe des Analysespiegels untersucht werden. Als Kriterien wurden hohe Leistung und gaußförmiges Strahlprofil genutzt.

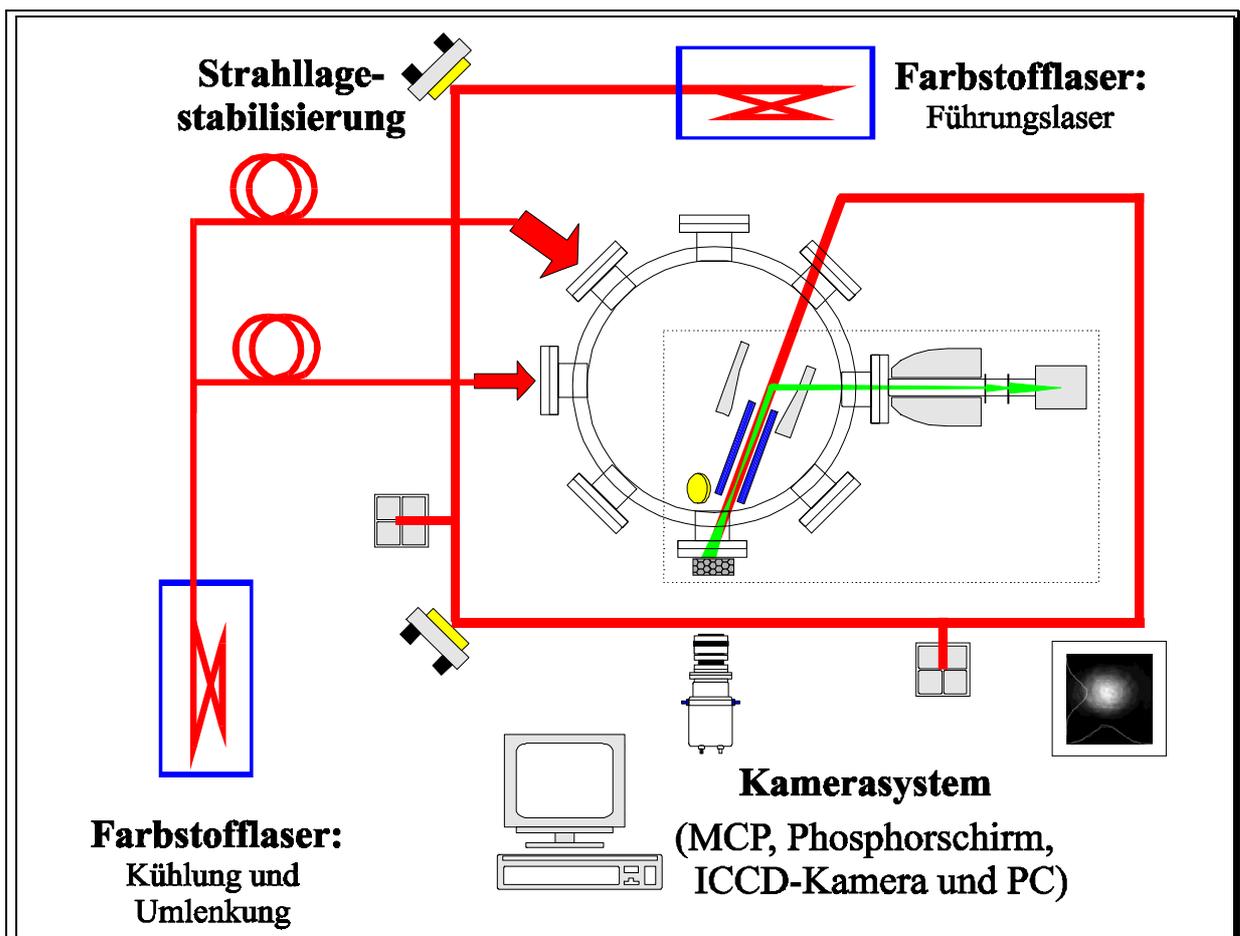
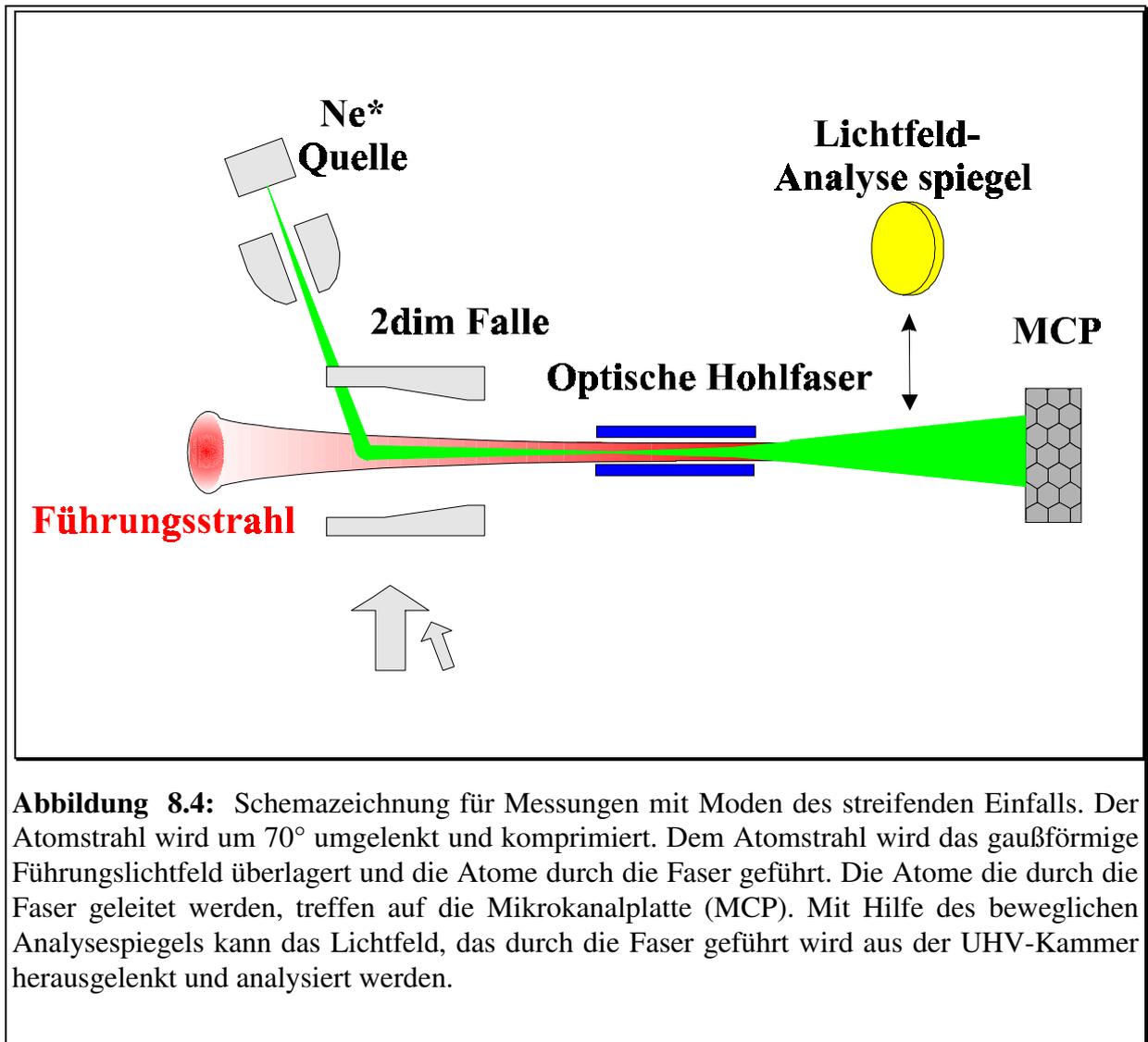


Abbildung 8.3: Übersicht des experimentellen Aufbaus für die Messungen mit Moden des streifenden Einfalls. Das Licht für die Laserkühlung und das Licht zum Einfang und Führen der Atome wird in jeweils einem Farbstofflaser erzeugt. Das Führungslicht wird in die Hohlfaser eingekoppelt und die Atome werden im Intensitätsmaximum des Lichtfeldes durch die Faser geführt.



8.2.2. Justage der Hohlfaser im Ultrahochvakuum

Genau wie bei einem optischen Faserkoppler ist die Justage der Hohlfaser in 3 Raumrichtungen und 2 Winkeln die wesentliche Voraussetzung für eine effiziente Einkopplung des Lichtfeldes. Hierfür wurde ein geeigneter Faserkoppler (siehe Abbildung 8.5) konstruiert und realisiert. Dieser wird im Detail in der Diplomarbeit von J. Keupp [KEU98] beschrieben. Hier sollen nur die wesentlichen Komponenten dargestellt werden. Die Justage im Ultrahochvakuum (UHV), bei einem Druck $p = 10^{-8}$ mbar, erfordert spezielle UHV-taugliche Verstellelemente. Diese beiden Eigenschaften, μm -genaue Justage und UHV-Tauglichkeit, werden von piezokeramische Translatoren erfüllt. Vier solcher Translatoren, Inchworm®-Motoren der Firma Burleigh, wurden in einem Faserkoppler mit kardanischer Aufhängung eingesetzt, um die optische Hohlfaser auf das Führungslichtfeld zu justieren. Um nur die Atome zu detektieren, die durch das Innere der Faser gelangen, wird am Fasereingang eine Blende angebracht.

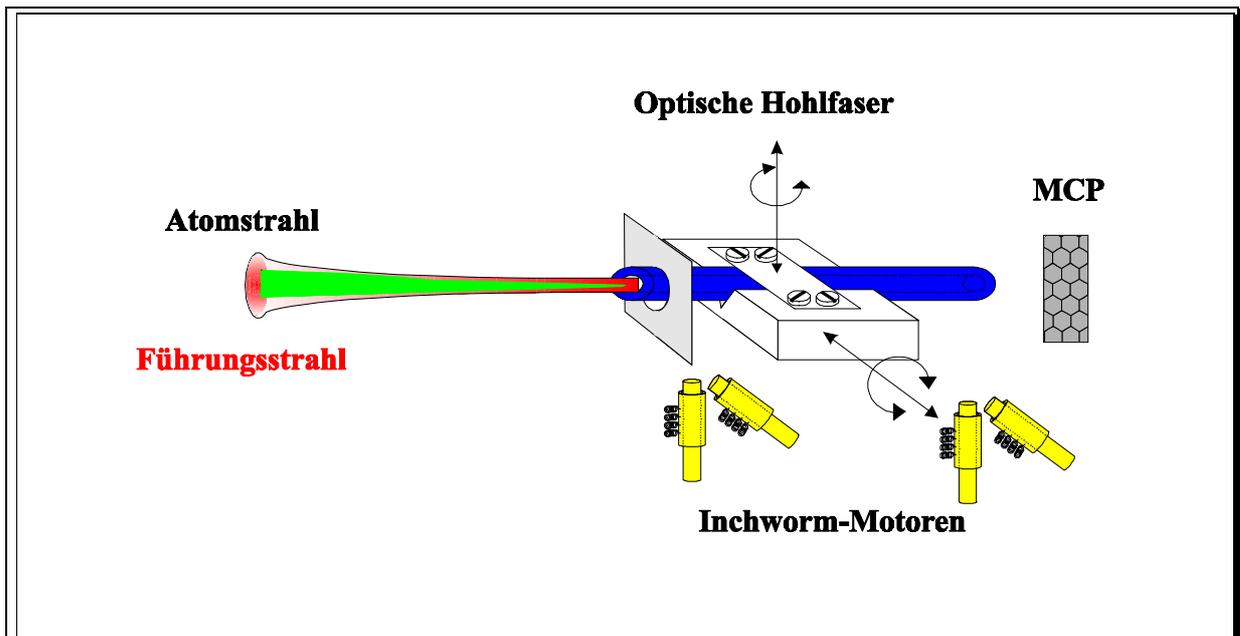


Abbildung 8.5 : Prinzipskizze des Hohlfaserhalters :Die optische Hohlfaser befindet sich in einer kardanisch aufgehängten Halterung, die mit 4 piezokeramischen Translatoren, Inchworm-Motoren, im Ultrahochvakuum auf den Atomstrahl und das Lichtfeld justiert werden kann. Am vorderen Ende der Faser befindet sich eine 5mm * 5mm große Blende, die den Teil des Atomstrahls abdeckt, der nicht durch die Faser geführt wird.

Um die Leistung und Qualität des Lichtfeldes in der Faser zu analysieren, wurde ein mobiler Spiegel aufgebaut. Der Spiegel ist an einem Auslegerarm befestigt und auf einem UHV-Schrittmotor angebracht. Hiermit läßt sich der Spiegel so hinter die Faser fahren, daß das von der Faser transmittierte Lichtfeld durch eines der Kammerfenster herausgelenkt und analysiert werden kann, um eine optimale Einkopplung des Lichts in die Faser zu gewährleisten. Bei den Experimenten zum Führen von Atomen in optischen Hohlfasern, Tabelle 8.2.,_wurden drei verschiedene Fasern benutzt.

Fasertyp	Innenradius a	Außenradius b	Dämpfungslänge der Moden des streifenden Einfalls
CT250350	125 μm	175 μm	36400 mm
CT75144	37,5 μm	72 μm	983 mm
TSP020150	10 μm	75 μm	18,6 mm

Tabelle 8.2: Verwendete Fasertypen

8.2.3 Führen von Atomen in einer Hohlfaser mit 125 μ m Innenradius

Die erste Realisierung des Vorschlags von Ol'Shanii mit lasergekühlten Atomen wurde mit einer Hohlfaser, 125 μ m Innenradius, erreicht. Es konnten atomare Flüsse von bis zu $7,2 \cdot 10^6$ Atome pro Sekunde realisiert werden. Es wurde weder ein „Verstopfen“ der Hohlfaser, durch Neonatome im Grundzustand, noch eine Beeinträchtigung der Umlenk- und Kompressionszone durch das Dipolpotential des Führungslasers beobachtet. Besonderes Interesse besteht neben dem Führen der Atome durch die Hohlfaser darin, zu bestimmen welche maximale Überhöhung des Atomflusses möglich ist und bei welcher Intensität und Frequenzverstimmung das Maximum auftritt. Die Effizienz des Faserkopplers und die des Führungsprozesses wurden detailliert untersucht.

Um die maximale Überhöhung zu ermitteln, wurde der Atomfluß durch die Faser bei festen Frequenzverstimmung in Abhängigkeit von der Leistung gemessen. Um Einfangprozeß und Führung durch die Hohlfaser zu unterscheiden, wurden Referenzmessungen mit einer Blende gleicher Öffnungsgröße, einem „Fasereingangssimulator“ durchgeführt.

Die Transmission der Atome durch die Faser in Abhängigkeit von der Intensität für verschiedene Frequenzverstimmungen ist in Abbildung 8.6 dargestellt. Sie zeigt eine charakteristische Doppelstruktur. Die auffälligen qualitativen Besonderheiten, sind

- i.) Vormaximum bei kleiner Intensität (bis 100 W/cm^2)
- ii.) Hauptmaximum bei großer Leistung (ab 150 W/cm^2)
- iii.) Abfall bis auf die Transmission ohne Licht bei Intensitäten jenseits des Hauptmaximums

Vormaximum und Hauptmaximum treten, bis auf $\Delta = -0,9 \text{ GHz}$, bei allen Frequenzverstimmungen auf. Die Doppelstruktur läßt sich erst durch Referenzmessungen mit einer Blende, als „Fasereingangssimulator“, klären. Der Abfall bei sehr großen Leistungen (iii.) läßt sich durch die erhöhte Heizrate, verursacht durch die erhöhte Streurrate bei sehr großer Intensitäten, erklären. Quantitativ ergeben sich Atomflüsse bis zu $7,2 \cdot 10^6$ Atomen pro Sekunde. Dies entspricht einer Überhöhung um den Faktor 20 gegenüber der freien Transmission, bei einer Leistung von 150 mW und einer Frequenzverstimmung von $\Delta = -2,7 \text{ GHz}$. Messungen bei größeren Leistungen wurden nicht mehr durchgeführt, da etwa 40% der gesamten Leistung durch den Hohlraum der Faser geführt wird und auf die Mikrokanalplatte fällt. Die thermische Belastungsgrenze könnte erreicht und die Mikrokanalplatte zerstört werden.

8.2.4 Besonderheiten des Führens metastabiler Neonatome

Ein Verstopfen der Faser durch Neonatome (im Grundzustand), wie anfänglich befürchtet, wurde nicht beobachtet. Stoßen metastabile Edelgasatome mit der Faserwand, so gehen sie aus dem metastabilen Zustand in den Grundzustand über. Diese Atome bilden ein Gas im Faserhohlraum und bilden keine Schicht auf der Faserwand wie z.B. Rubidiumatome. Zur Überprüfung wurden 30 Minuten lang keine Atome in die Faser eingeführt; danach sollten die Neonatome im Grundzustand, die die Faser verstopfen könnten, aus der Hohlfaser abgepumpt sein. Anschließende Messungen ergaben keinerlei Flußerhöhungen, weder für das Führen der Atome mit Licht durch die Hohlfaser, noch für die ungeführten Atome. Es konnte keine Verstopfung der Faser durch Neonatome im Grundzustand beobachtet werden.

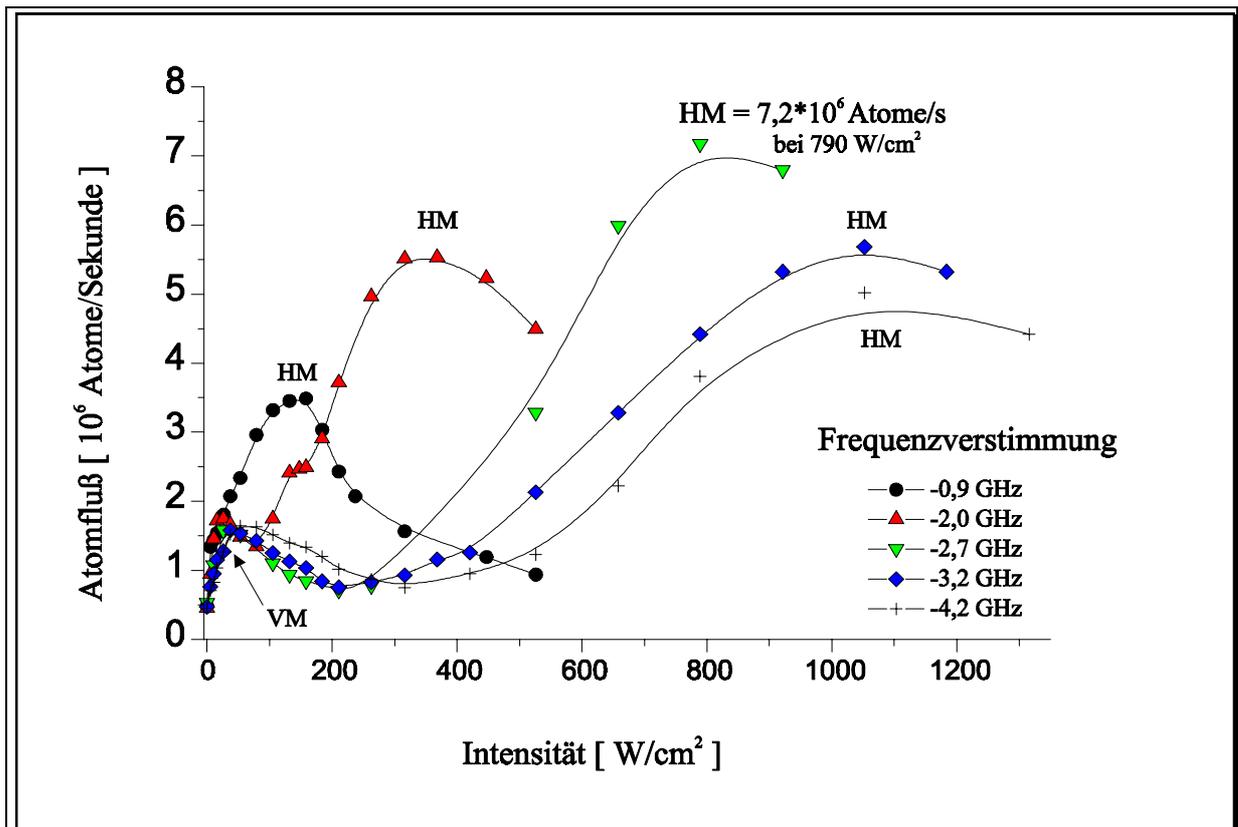


Abbildung 8.6 : Führen lasergekühlter Atome durch eine Hohlfaser mit $125\mu m$ Innenradius. Bei Variation der Intensität ergibt sich eine Doppelstruktur aus Vorkmaximum (VM) und Hauptmaximum (HM). Die Maxima verschieben sich für steigende Frequenzverstimmung zu höheren Intensitäten.

8.2.5 Einfang der Atome in der Umlenk- und Kompressionszone

Um zu ermitteln, wie viele der Atome, die auf den Fasereingang treffen, auch durch die Faser geführt werden, wird der Fluß der Atome die auf die Fasereintrittsfläche fallen, gemessen. Die Transmission durch die Faser wird sowohl vom Einfang der Atome durch den Führungslaser in der Umlenk- und Kompressionszone als auch vom Führen durch die Faser beeinflusst. Um diese Einflüsse zu differenzieren, wurden Messungen mit einer Blende durchgeführt, deren Öffnungsradius dem Innenradius der Hohlfaser entspricht; damit verfügt man über einen „Fasereingangssimulator“ für den möglichst gleiche Ausgangsbedingungen wie für die Faser realisiert wurden. Der Einfang durch das Führunglichtfeld in der Umlenk- und Kompressionszone, Abbildung 8.7, läßt sich so qualitativ beschreiben :

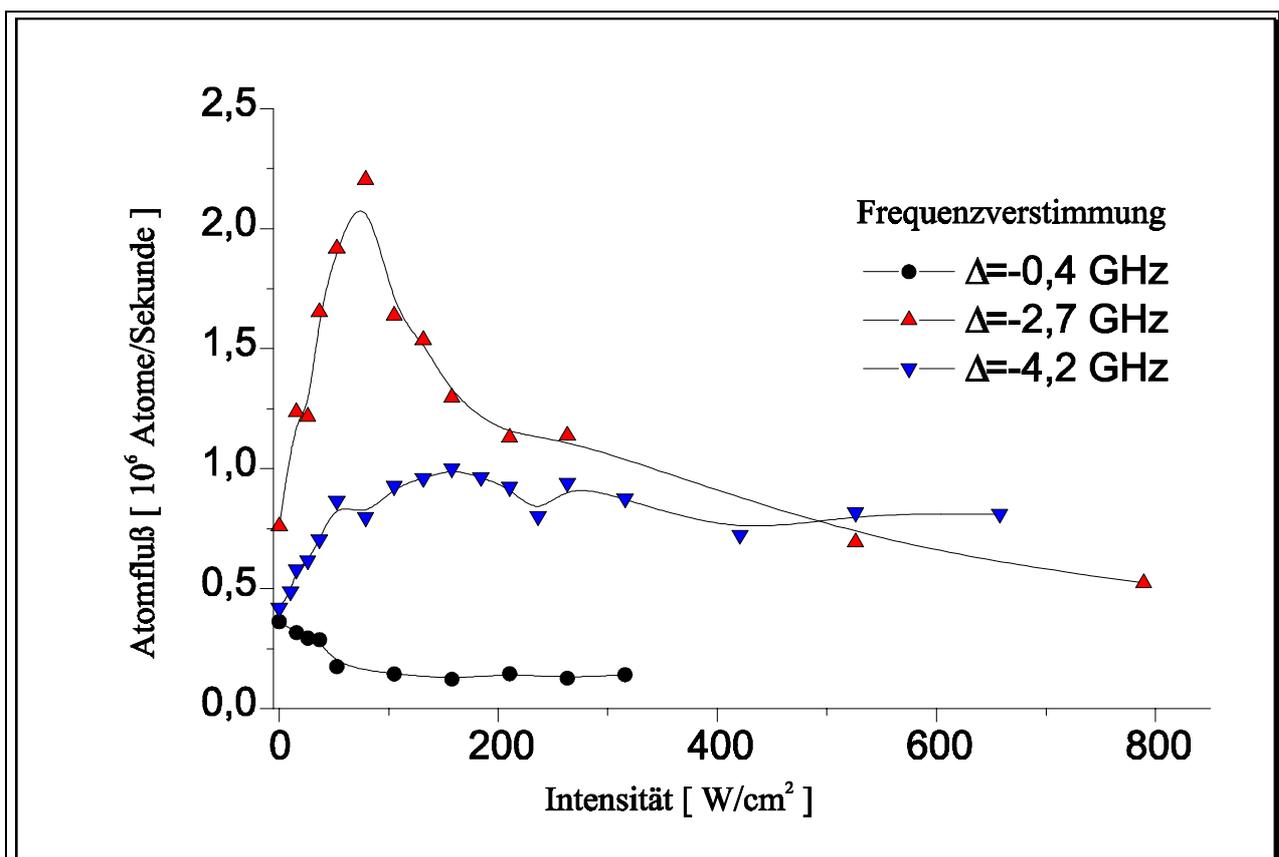


Abbildung 8.7 : Fluß der eingefangenen Atome durch den „Fasereingangssimulator“ (Blendenradius 125µm) für feste Frequenzverstimmungen bei Variation der Lichtfeldintensität: Für kleine Frequenzverstimmungen ($\Delta = -0,4$ GHz) sinkt der Atomfluß ab, für mittlere Frequenzverstimmungen ($\Delta = -2,7$ GHz) ergibt sich ein deutliches Maximum, gefolgt von einem Absinken des Atomflusses. Für höhere Frequenzverstimmungen ($\Delta = -4,2$ GHz) zeigt sich ein Maximum mit anschließendem leichten Abfall des Atomflusses.

Für kleine Frequenzverstimmung, $\Delta = -0,4$ GHz, zeigt sich ein Abfall des atomaren Flusses von $4 \cdot 10^5$ Atome/s auf $2 \cdot 10^5$ Atome/s. Dies ist eine Folge der hohen Heizrate bei geringer Frequenzverstimmung. Die Atome verbringen mehr als 3 ms im Bereich maximaler Intensität.

Für mittlere Frequenzverstimmungen, $\Delta = -2,7$ GHz, zeigt sich qualitativ eine Erhöhung des atomaren Flusses und anschließend ein leichter Abfall für steigende Leistung. Die insgesamt maximale Transmission liegt bei denselben Frequenzverstimmungen wie das Optimum der Transmission durch die Faser, $\Delta = -2,7$ GHz.

Für große Frequenzverstimmungen, $\Delta = -4,2$ GHz, ergibt sich eine vergleichsweise geringe Einfangeffizienz, die sich aber bei höheren Leistungen der Effizienz für mittlere Frequenzverstimmungen annähernd.

Für alle Messungen gilt, daß die Effizienzen wegen der kurzen Meßzeiten mit einem relativ großen Meßfehler, ca. 20%, behaftet sind. Die Meßzeiten mußten kurz gewählt werden, um die thermische Belastung des Detektor gering zu halten. Der Meßfehler ergibt sich aufgrund der Intensitätsschwankungen des Atomstrahls, die sich sonst aufgrund der längeren Integrationszeiten herausmitteln. Die Abhängigkeit der Einfangmaxima von Intensität und Frequenzverstimmung enthalten alle wichtigen Informationen, um die Ursachen der Doppelstruktur zu klären.

8.2.6 Differenzierung zwischen Einfang und Führen der Atome

Die Unterscheidung zwischen dem Einfang der Atome in der Umlenk- und Kompressionszone und dem Führen der Atome durch die Hohlleiter ist ein wesentlicher Schritt zum genauen Verständnis der „Faser für Atome“. In Abbildung 8.8, ist die Position der Maxima (Hauptmaxima, Nebenmaximum und Maximum des „Fasereingangssimulator“) in Abhängigkeit von Intensität und Frequenzverstimmung aufgetragen. Für die Hauptmaxima zeigt sich ein etwa linearer Zusammenhang zwischen Intensität und Frequenzverstimmung, wie man es qualitativ für das Führungspotential erwartet. Die Position des Vormaximums variiert kaum mit der Frequenzverstimmung, liegt aber immer in der Nähe der Einfangmaxima, die durch die Blendenmessungen bestimmt wurden. Damit läßt sich das Vormaximum als Maximum optimalen Einfangs in der Kompressionszone und das Hauptmaximum als Maximum optimaler Führung der Atome durch die Faser identifizieren. Die Ursache der Doppelstruktur ist damit geklärt.

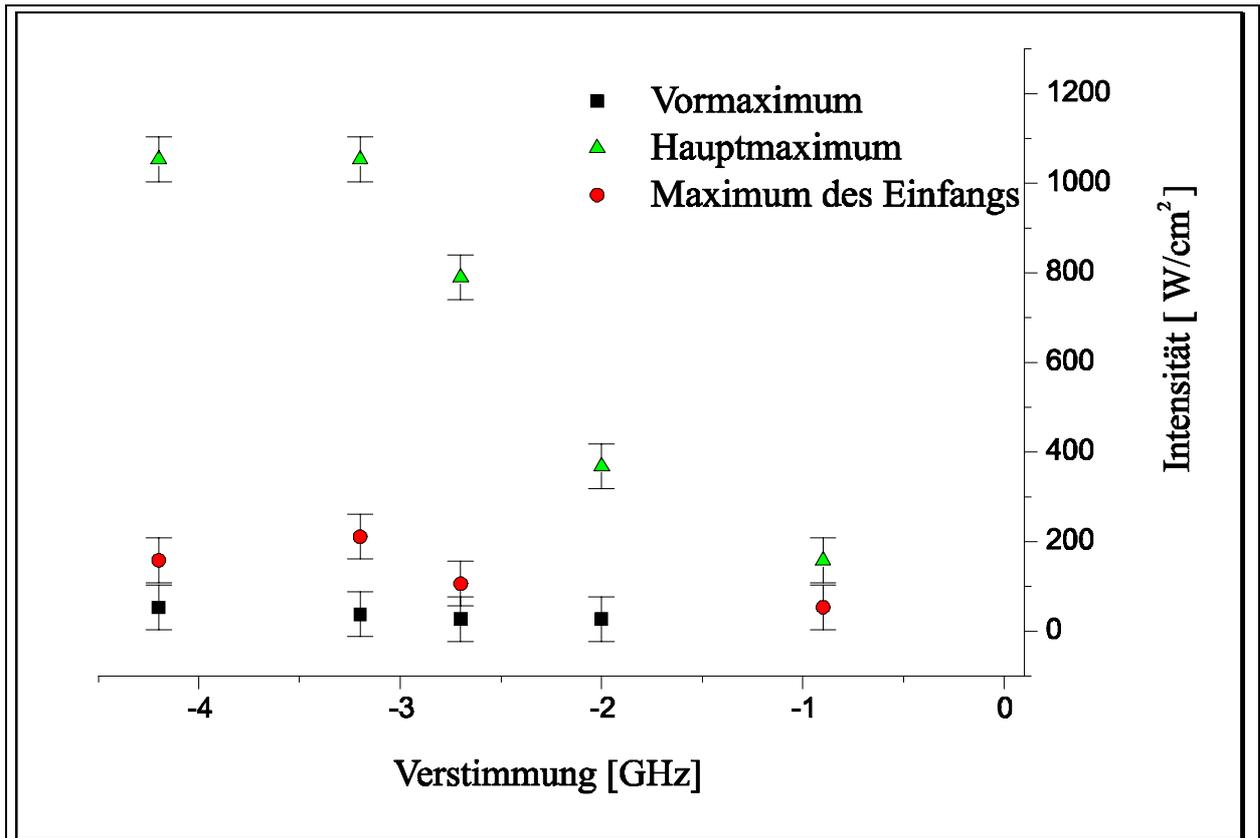


Abbildung 8.8 : Veränderung der Maxima (Hauptmaxima, Nebenmaximum und Maximum des „Fasereingangssimulator“) bei Variation der Frequenzverstimmung. Die Hauptmaxima verschieben sich für wachsende Frequenzverstimmungen zu deutlich höheren Intensitäten. Das Vormaximum und die Maxima des Einfangs zeigen kaum Variationen für wachsende Frequenzverstimmung. Damit zeigt sich, dass die Hauptmaxima Maxima optimaler Führung durch die Faser und die Nebenmaxima Maxima des optimalen Einfangs in der Kompressionszone sind.

8.2.7 Führen von Atomen in einer Hohlfaser mit 37,5µm Innenradius

Kleinere Fasern bieten für atomoptische Anwendungen wesentliche Vorteile, da hier der Atomfluß auf einen kleineren Bereich eingeschränkt ist. Die folgenden Messungen erfolgten mit einer Faser mit Innendurchmesser 37,5 µm, Außendurchmesser 72 µm und einer Länge von 25 mm. Die Strahltaile wurde auf 40 µm verkleinert. Der Aufbau ist ansonsten der gleiche wie für die Hohlfaser mit 125 µm Innenradius, Abbildung 8.3. Die Transmissionskurven, Abbildung 8.9 zeigen ebenfalls eine Doppelstruktur, wenn auch nicht so deutlich ausgeprägt; Ursache hierfür sind wahrscheinlich die höheren Intensitäten, die dazu führen, daß die optimalen Parameter für den Empfang und das Führen näher zusammen liegen. Der maximale Atomfluß beträgt $2,5 \cdot 10^6$ Atome

pro Sekunde, bei einer Leistung von 100 mW und einer Frequenzverstimmung von $\Delta = -2,8$ GHz, was einer Überhöhung um den Faktor 7 entspricht.

Verstimmung	- 1,2 GHz	- 2,0 GHz	- 2,7 GHz	- 3,2 GHz	- 4,2 GHz
Vormaximum	-	600 W/cm ²	800 W/cm ²	200 W/cm ²	200 W/cm ²
Hauptmaximum	2800 W/cm ²	4000 W/cm ²	4900 W/cm ²	7000 W/cm ²	9000 W/cm ²

Tabelle 8.3 : Maxima der Doppelstruktur bei einer Hohlfaser mit 37,5 μ m Innenradius

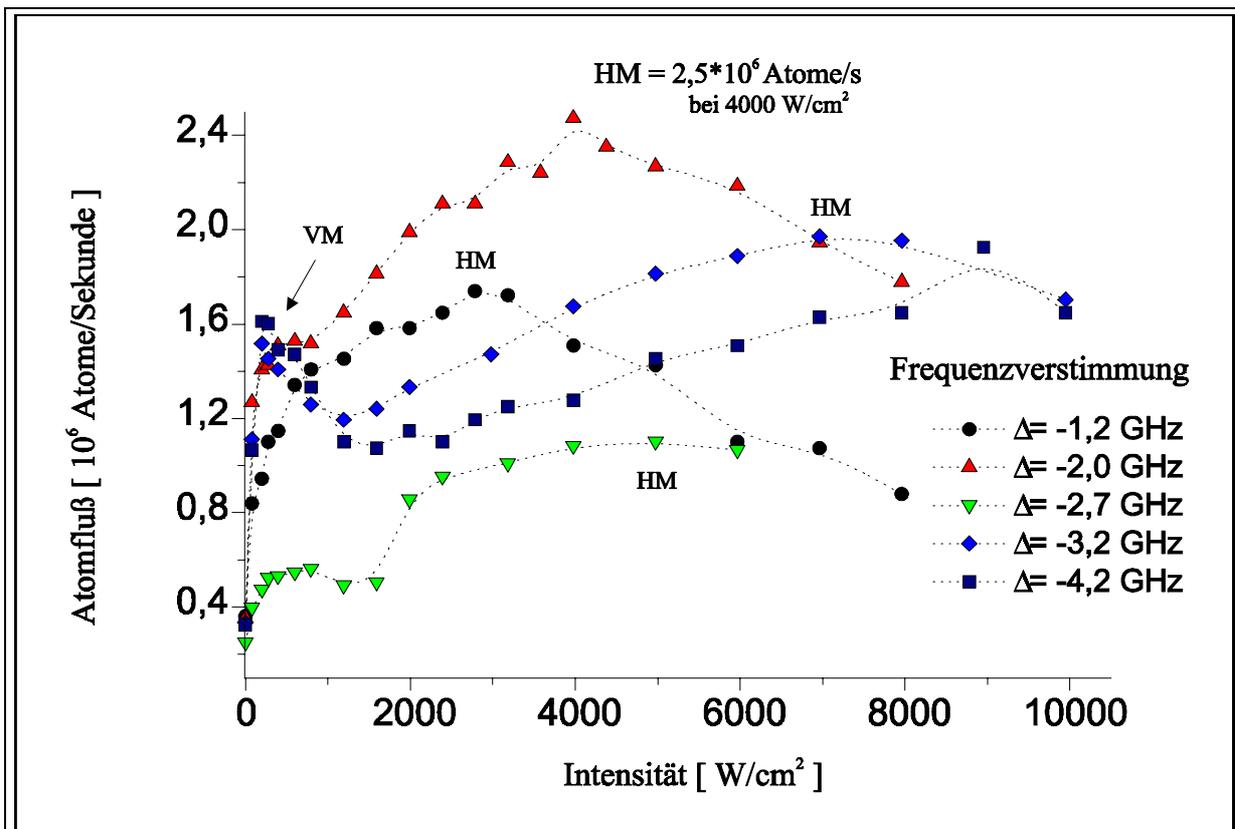


Abbildung 8.9 : Führen lasergekühlter Atome durch eine Hohlfaser mit 37,5 μ m Innenradius. Bei Variation der Intensität ergibt sich eine Doppelstruktur. Die Resonanzen verschieben sich für steigende Frequenzverstimmung zu höheren Intensitäten. Insgesamt sind die Resonanzen nicht mehr so stark ausgeprägt wie bei der Hohlfaser mit einem Innenradius von 125 μ m.

8.3 Führen von Atomen mit evaneszenten Feldern

Als Alternative zum Führen von Atomen im Intensitätsmaximum, können Atome auch im Intensitätsminimum geführt werden. Das Lichtfeld muß dafür dann blauverstimmt sein. In diesem Abschnitt werden Laguerre-Gauß-Moden höherer Ordnung zum Einkoppeln der Atome in die Faser und zum Führen der Atome durch die Hohlleiter genutzt. Hierbei wird das Licht nicht mehr im Inneren der Hohlleiter geführt, sondern im Faserkern; im Hohlraum bildet sich ein evaneszentes Feld, das die Atome von der Faserwand abstößt. Die zugrundeliegende Idee ist hierbei die Kombination aus ringförmigen, blauverstimmtten Lichtfeldern, die Atome führen, und lichtführenden Hohlfasern, an deren Innenwand eine repulsives, evaneszentes Feld erzeugt wird. Die Faserinnenseite ist somit für Atome verspiegelt.

Nach der Motivation der Experimente, wird im ersten Abschnitt, 8.3.1, der experimentelle Aufbau vorgestellt. Im zweiten Abschnitt, 8.3.2, werden Vorexperimente mit einem Lichtfeld beschrieben, daß eine doughnut-förmigen Intensitätsverteilung (LG_0^1) besitzt. Durch diese Experimente konnten wesentliche Erkenntnisse gewonnen werden. Im dritten Abschnitt, 8.3.3, werden die erfolgreichen Führungsexperimente mit einem ringförmigen Lichtfeld beschrieben, das eine annähernd kastenförmige Intensitätsverteilung besitzt. Der Abschnitt wird mit einer Zusammenfassung der Experimente abgeschlossen.

Obwohl das Führen von Atomen mit Moden des streifenden Einfalls erfolgreich verwirklicht wurde, gibt es intrinsische Schwächen dieses Verfahrens :

- *Hohe Heizrate*, durch das Führen der Atome im Intensitätsmaximum
- *Kohärenzverlust* durch spontane Prozesse
- *Exponentieller Abfall der Leistung* durch die Dämpfung der Moden, auf einer Skala von wenigen Zentimetern bei sehr kleinen Fasern (1,86 cm bei einem Innenradius von $10\mu\text{m}$)

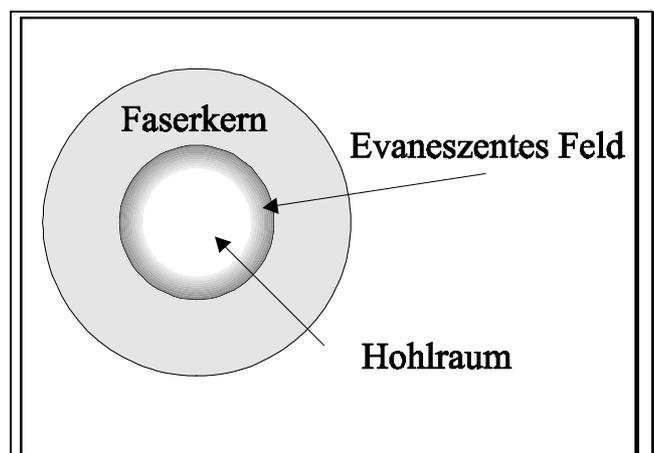


Abbildung 8.10 : Querschnitt durch eine optische Hohlleiter. Das Licht wird in den Faserkern eingekoppelt und an der Grenzfläche bildet sich ein evaneszentes Feld, das im Hohlraum exponentiell auf einer Distanz von etwa 100 nm abfällt.

P. Zoller und Mitarbeiter [MAR94] haben ein Verfahren vorgeschlagen, durch das sich diese Schwächen umgehen lassen. Dieses Verfahren basiert auf evaneszenten Lichtfeldern, Abbildung 8.10. Evaneszente Felder treten bei Totalreflexion an einer dielektrischen Grenzfläche auf. Die elektrische Feldstärke fällt sehr steil ab, auf $1/e$ innerhalb von $\lambda/2\pi$, also ca. 100 nm für Lichtfelder. Nutzt man blauverstimmte Felder, d.h. repulsive Lichtfelder, und führt das Licht im Faserkern, so werden die Atome praktisch wechselwirkungsfrei im Inneren der Hohlfasern und damit im Intensitätsminimum geführt. Eine Wechselwirkung findet nur in der Nähe des Faserkerns statt; sie bewirkt eine abstoßende Kraft von der Faserwand. Das Licht wird im Faserkern praktisch verlustfrei durch Totalreflexion geführt. Damit sind alle wesentlichen Schwächen des Führens mit Moden des streifenden Einfalls vermieden :

- *Geringe Heizrate*, da die Atome im Intensitätsminimum geführt werden
- *Kohärenzerhaltung* durch Reduktion der Wechselwirkungszeit mit dem Lichtfeld
- *Verlustfreies Führen des Lichtfeldes* durch Totalreflexion, um die Atome über längere Strecken führen zu können.

Ito und Mitarbeiter [ITO96] haben dieses Verfahren 1996 erstmalig mit einem thermischen Atomstrahl realisiert. Hierbei benutzten sie Hohlfasern mit Innenradien von $a=3,5\mu\text{m}$ und $a=1\mu\text{m}$ und Kerndicken von $4\mu\text{m}$; für die größere Faser konnten sie Atomflüsse von $9,5 \cdot 10^4$ pro Sekunde bei einer eingekoppelten Leistung von 280mW ermitteln. Inzwischen wurden von Ito und Mitarbeitern [ITO97] bereits Hohlfasern mit 700nm Innenradius eingesetzt. Alle diese Fasern besitzen eine Kern-Mantel-Struktur, die eine hohe mechanische Stabilität bei kleiner Kerndicke und hohen Intensitäten erlaubt [ITO95]. Die Einkoppelung in die Hohlfasern geschieht durch Fokussieren eines gaußförmigen Lichtfeldes auf einen Punkt des Faserkerns.

Bei den im folgenden beschriebenen Experimenten wurden erstmals lasergekühlte Atome verwendet. Um hohe Atomflüsse zu realisieren, wurde der Atomstrahl auf den Fasereingang geführt und fokussiert. Die Einkopplung des ringförmigen Lichtfeldes erfolgt über die polierte Eintrittsfläche des Faserkerns.

8.3.1 Experimenteller Aufbau

Der Aufbau ist in Abbildung 8.11 und 8.12 dargestellt. Für die folgenden Experimente wurden Glaskapillaren mit $37,5 \mu\text{m}$ Innenradius und $72 \mu\text{m}$ Außenradius der Firma Ceramoptec, CT75144, verwendet (Kapitel 6). Aus dem Vergleich der genutzten Wellenlänge, $3s[3/2]_2 \rightarrow 3p[5/2]_3$ bei $\lambda = 640,2 \text{ nm}$, und den geometrischen Abmessungen ergibt sich (Kapitel 7), daß eine Vielzahl von optischen Moden angeregt wird.

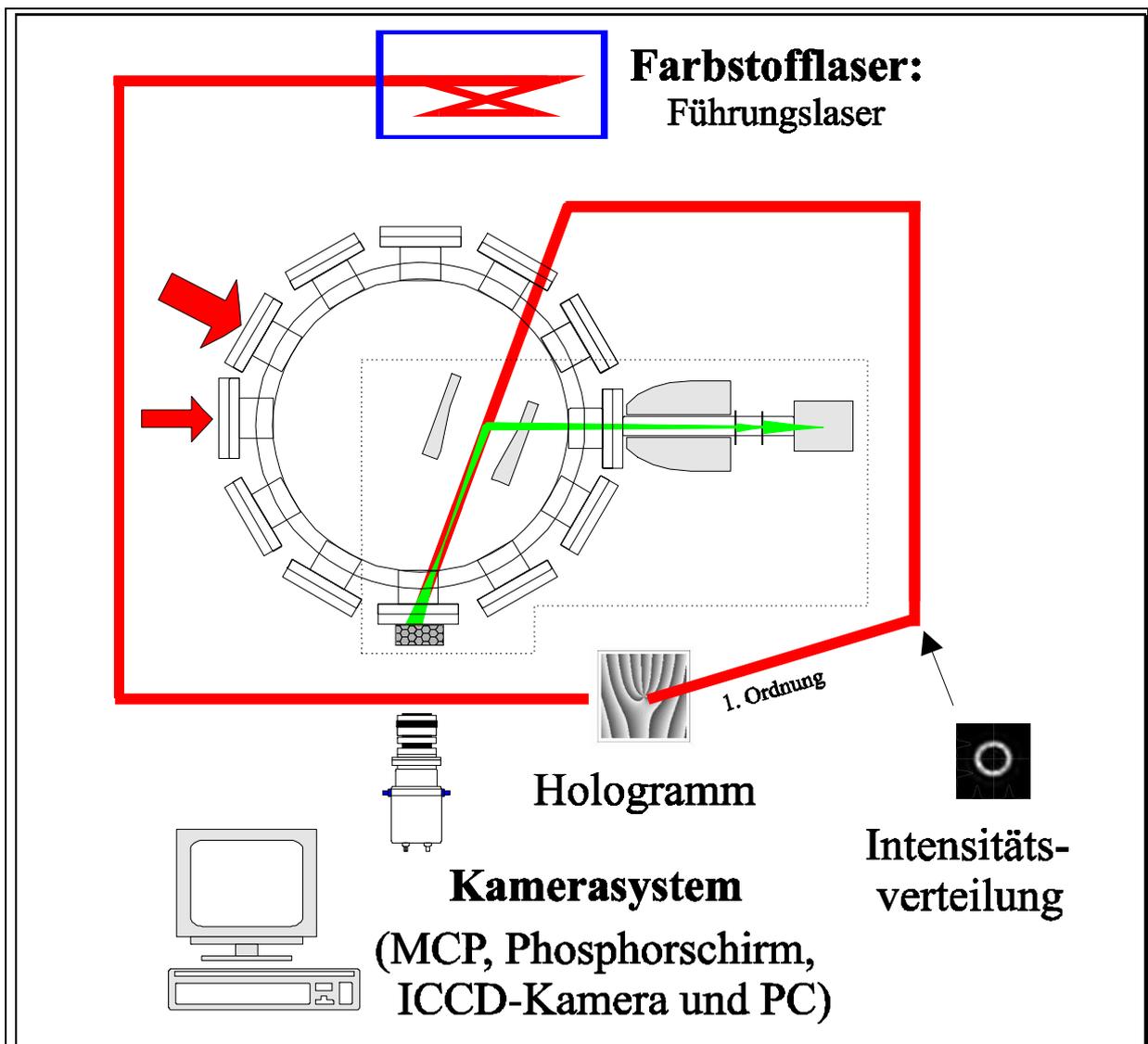


Abbildung 8.11: Aufbau für die Messungen mit evaneszenten Feldern. Das ursprünglich gaußförmige Führunglichtfeld wird durch ein geblaztes Phasenhologramm in ein ringförmiges Lichtfeld, LG_0^1 oder LG_0^5 , transformiert. Das Führunglicht fokussiert den Atomstrahl auf den Fasereingang und wird in den Kern der Hohlfaser eingekoppelt. Die Atome werden im Intensitätsminimum im Inneren der Hohlfaser geführt. Atome, die die Faserwand nahe kommen, werden von dem repulsiven evaneszenten Feld zurückreflektiert.

Die optischen Hohlfasern wurden wieder mit dem bewährten UHV-Faserkoppler justiert. Als Lichtfelder wurden die doughnutförmigen Laguerre-Gauß-Moden ($LG_{p=0}^{l=1}$), Abbildung 8.13, und die ringförmigen Laguerre-Gauß-Moden ($LG_{p=0}^{l=5}$) genutzt. Diese erlaubt neben dem Führen der Atome in der Hohlfasern auch das Einkoppeln der Atome in die Faser. Um starke evaneszente Felder zu erzeugen und gleichzeitig das (Streu-)Licht im Inneren der Hohlfaser zu minimieren, wurde eine Strahltaile von $90\mu\text{m}$ gewählt, was einem Abstand zwischen den

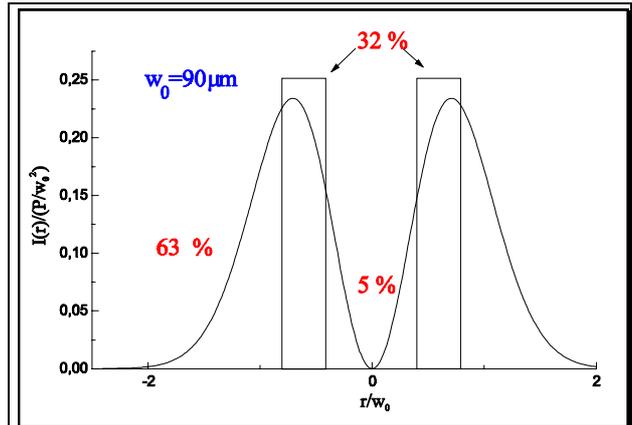


Abbildung 8.13 : Einkopplung in die Hohlfaser mit einem doughnutförmigen Lichtfeld. 32% der Gesamtleistung wird in den Faserkern eingekoppelt, während 5% im Faserhohlraum als Moden des streifenden Einfalls geführt werden.

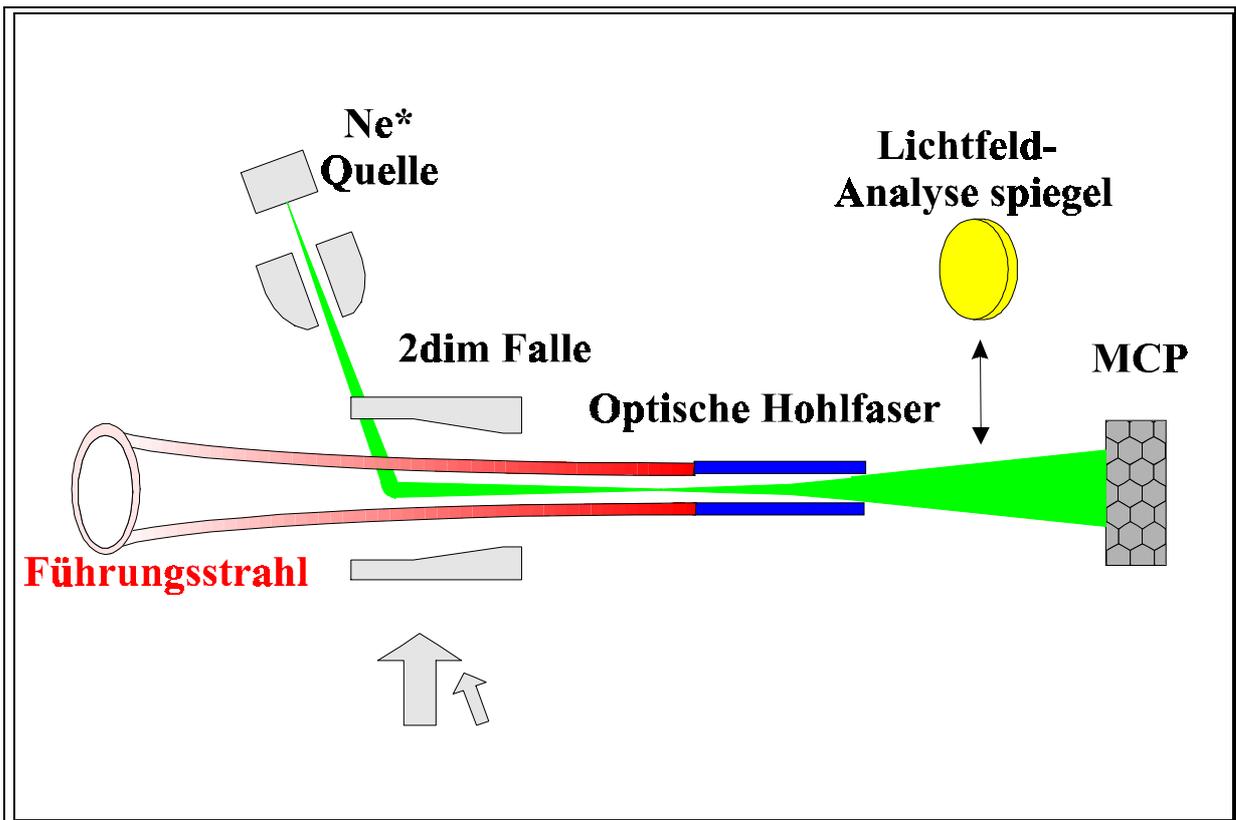


Abbildung 8.12: Aufbau für die Messungen mit evaneszenten Feldern. Der Atomstrahl wird um 70° umgelenkt und komprimiert. Dem Atomstrahl wird das ringförmige Führungslichtfeld überlagert und die Atome durch die Faser geführt. Die Atome die durch die Faser geleitet werden erzeugen ein zweidimensionales Bild des Atomstrahls. Das Lichtfeld, das durch die Faser geführt wird, kann aus der UHV-Kammer herausgelenkt und analysiert werden.

beiden Intensitätsmaxima von $160\ \mu\text{m}$ entspricht. Die Position der Strahltaile lag, wie bei den Experimenten mit den rotverstimmten Gauß-Moden (LG_0^0) am Fasereingang, etwa 15mm hinter dem Fokus der Umlenk- und Kompressionszone. Die Polarisation wurde linear gewählt. Die Variation zwischen linear, rechts-zirkular, links-zirkular und elliptisch polarisiertem Führungslicht ergab bei den folgenden Experimenten keine beobachtbare Veränderung.

Als bestes Justageverfahren für die Fasereperimente hat sich folgende Vorgehensweise herausgestellt: Zuerst wird das Führungslichtfeld auf den Atomstrahl justiert, das Qualitätskriterium hierbei war der maximale geführte Atomfluß und die Position im Vergleich zum ungeführten Strahl. Danach wird die Faser mittels der Inchworm-Motoren auf das Lichtfeld justiert. Als Qualitätskriterien dienten hierbei die Helligkeit des an der Faser gestreuten Lichts sowie Helligkeit und Form des Rückreflexes von der polierten Fasereintrittsfläche. Anfänglich diente auch die Position des Rückreflexes als Kriterium; es stellte sich aber heraus, daß die polierte Fasereingangsfläche nicht senkrecht zur Faser selbst war. Ursache hierfür ist ein Winkelfehler in der Polierhalterung.

8.3.2 Optische Verstopfung der Hohlfaser

Die ersten Messungen mit blauverstimmten Lichtfeldern zum Führen von Atomen durch optische Hohlfasern wurden mit einem doughnut-förmigen Lichtfeld (LG_0^1) durchgeführt. Die Strahltaile betrug anfangs $70\ \mu\text{m}$ und wurde später auf $90\ \mu\text{m}$ erhöht, um den Anteil des Lichtes, der in den Faserhohlraum gelangt, zu reduzieren.

Die typische Abhängigkeit des Atomflusses von der eingestrahlten Intensität ist in Abbildung 8.14 dargestellt. Schon bei sehr geringen Intensitäten, $5\ \text{W}/\text{cm}^2$, zeigt sich eine drastische Reduktion des atomaren

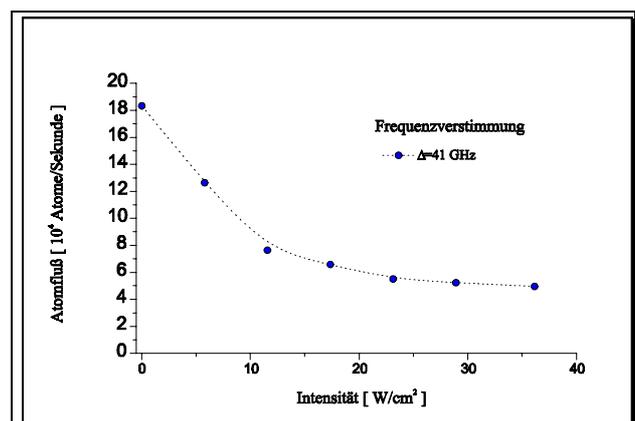


Abbildung 8.14 : Reduktion des Atomflusses bei Einstrahlung des Doughnut-Modes LG_0^1 bei $41\ \text{GHz}$. Wenn die Hohlfaser gut justiert ist, gelangen Atome auch ohne Lichtfeld durch die Faser. Die starke Reduktion dieses Atomflusses schon für geringe Intensitäten deutet darauf hin, daß es grundsätzliche Probleme mit dem Doughnut-Mode als Führungsfeld gibt.

Flusses. Als zusätzlicher Effekt zeigt sich, daß bei roter Frequenzverstimung eine leichte Flußerhöhung beobachtet wird. Dies läßt sich erklären, wenn man annimmt, daß im Faserinneren Moden des streifenden Einfalls angeregt werden, die die Atome im Falle blauerstimmter Lichtfelder, d.h. repulsiver Kräfte, in Richtung Hohlfaserwand beschleunigen. Dort werden die metastabilen Atome abgeregt, gehen in den Grundzustand über und sind somit verloren. Ein kleiner Rest der Atome gelangt durch die Faser und wird dabei durch spontane Prozesse aufgeheizt, siehe Abbildung 8.15. Während der

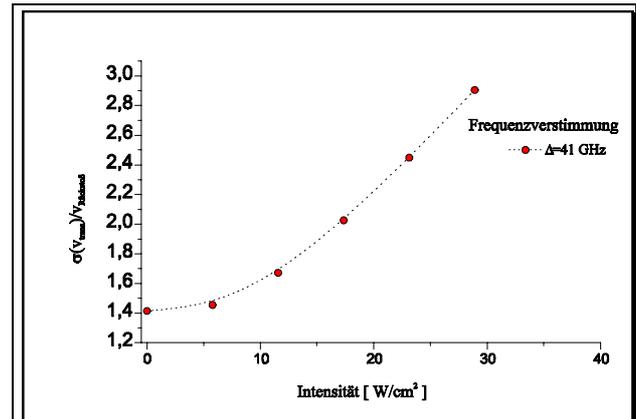


Abbildung 8.15 : Geschwindigkeitsbreite der transmittierten Atome. Die starke Verbreiterung der Geschwindigkeitsverteilung bei geringen Intensitäten deutet daraufhin, daß in oder hinter der Faser eine starke heizende Kraft wirkt.

Experimente zeigte sich, daß das Verhältnis zwischen Leistung im Faserkern und Leistung im Faserhohlraum eine wesentliche Größe darstellt; physikalisch entspricht dies dem Verhältnis zwischen evaneszente Feld im Kern und Moden des streifenden Einfalls im Faserhohlraum. Ist das Verhältnis größer als einige Prozent, so ist die Kraft auf die Atome durch die Moden des streifenden Einfalls größer als die Kraft durch die evaneszenten Felder. Dies führt zum Verlust der Atome an der Faserwand. Die Verhältnisse sind für eine Faser mit 37,5 µm Innenradius und 144 µm Außenradius und gleichen Abstand der Maxima in Tabelle 8.4 zusammengefaßt.

Lichtfeld	Abstand der Maxima	Strahltaile	Leistungsanteil in den Hohlraum	Leistungsanteil in den Faserkern	Leistungsanteil außerhalb der Faser
LG ₀ ¹	100 µm	70 µm	11%	51%	38%
	130 µm	90 µm	5%	32%	63%
LG ₀ ⁵	160 µm	50 µm	0,1%	24%	76%

Tabelle 8.4: In Faserhohlraum und Faserkern eingekoppelte Leistung für verschiedene Strahltaillen und Lichtfelder

8.3.3 Führen von Atomen mit ringförmigen Lichtfeldern

Die wesentliche Erkenntnis aus den Experimenten mit dem doughnutförmigen Lichtfeld (LG_0^1) ist, daß die Faser durch Moden des streifenden Einfalls optisch verstopft wird. Als Gegenmaßnahme wurde ein ringförmiges Lichtfeld (LG_0^5) verwendet, Abbildung 8.16. In Abbildung 8.17 sind die beiden Lichtfelder LG_0^1 , mit einer Strahltaile von $90\mu\text{m}$, und LG_0^5 , mit einer Strahltaile von $50\mu\text{m}$, zusammen mit den Faserabmessungen dargestellt.

Abbildungen 8.18 zeigt das erfolgreiche Führen der Atome für eine Faser mit $37.5\ \mu\text{m}$ Innenradius und einer Länge von $25\ \text{mm}$. Der Atomfluß ohne Lichtfeld von etwa $4 \cdot 10^4$ Atomen pro Sekunde wird durch Atome hervorgerufen, welche die Faser direkt durchfliegen können. Qualitativ zeigt sich, bis auf große Frequenzverstimmlungen $\Delta=21\ \text{GHz}$, ein steiler Anstieg bis zum Maximum, bei einer Intensität von etwa $50\ \text{W/cm}^2$ danach eine stetige Reduktion des Atomflusses. Insgesamt lassen sich Überhöhungen um einen Faktor 4 erreichen.

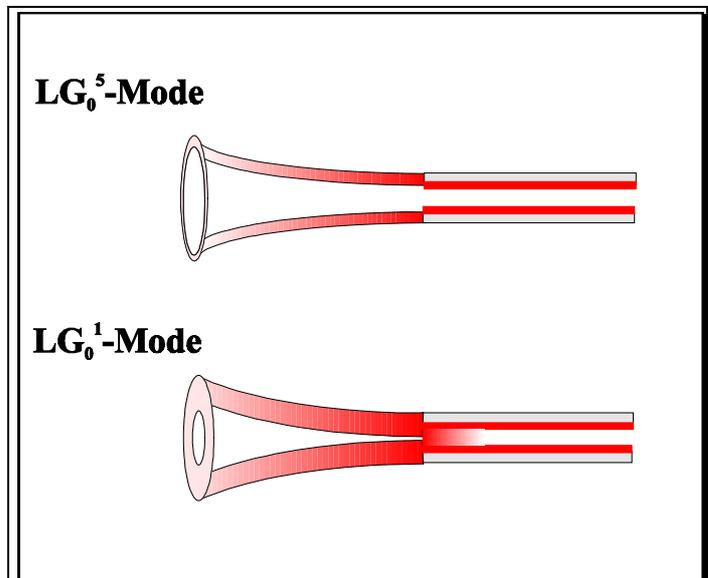


Abbildung 8.16 : Einkopplung der Laguerre-Gauß-Moden in die Hohlfaser. Das doughnut-förmige Lichtfeld LG_0^1 bewirkt ein optisches Verstopfen der Hohlfaser. Das ringförmige Lichtfeld LG_0^5 koppelt praktisch kein Licht in den Faserhohlraum.

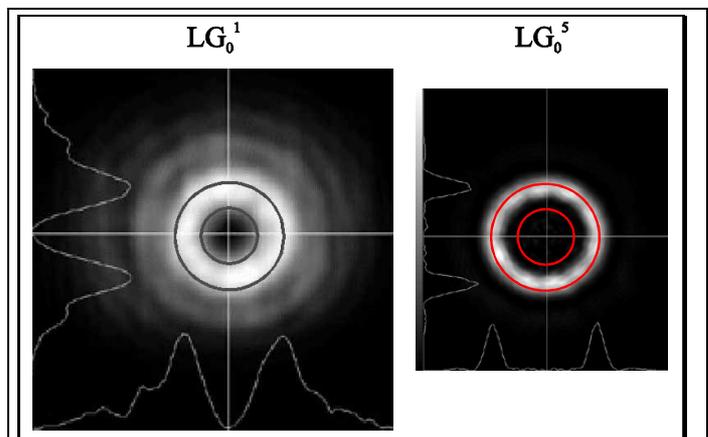


Abbildung 8.17 : Einkopplung der Laguerre-Gauß-Moden in die Hohlfaser. Das doughnut-förmige Lichtfeld LG_0^1 mit einer Strahltaile von $90\mu\text{m}$ und das ringförmige Lichtfeld LG_0^5 mit einer Strahltaile von $50\mu\text{m}$ sind zusammen mit den Faserabmessungen $37,5\ \mu\text{m}$ Innenradius und $72\ \mu\text{m}$ Außenradius dargestellt. Der deutlich höhere Anteil des Lichtes im Inneren der Faser beim LG_0^1 -Mode ist sichtbar.

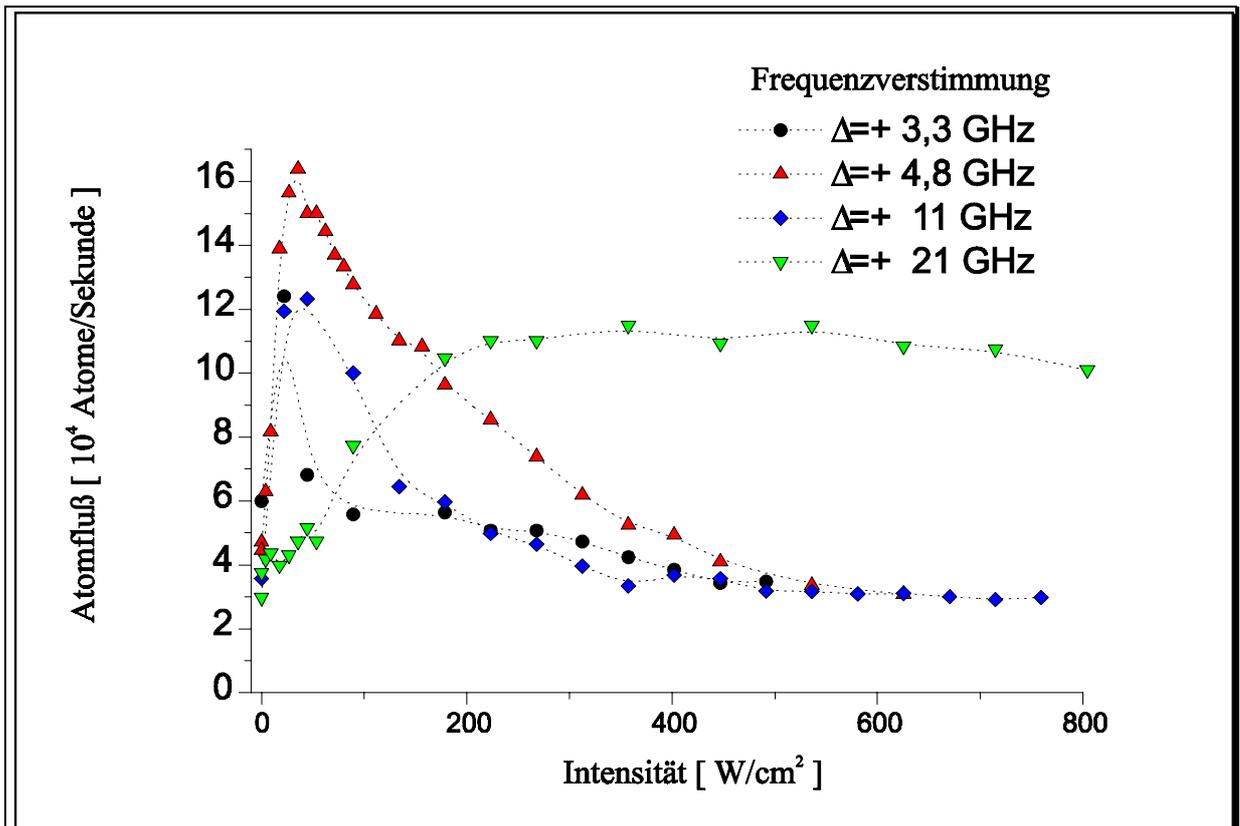


Abbildung 8.18 : Erhöhung des Atomflusses durch Erhöhung der Lichtfeldintensität bei verschiedenen Frequenzen.

Die Ursache für die Reduktion des Atomflusses bei höheren Intensitäten ist das transversale Aufheizen der Atome durch die Fokussierung. Dieser Effekt ist stärker als das Ansteigen des Führungspotentials. In Abbildung 8.19 ist die Intensitätsverteilung in der Hohlfaser beschrieben, wenn man einen LG₀⁵ mit einer Strahltaile von 50 μm , in eine Hohlfaser mit 37,5 μm Innenradius

und 72 μm Außenradius einkoppelt. Es zeigt sich, daß nur ein geringer Anteil, 0,1% der Leistung, in den Hohlraum der Faser eingekoppelt wird. Die Intensität an der Innenseite der Faser beträgt etwa 3% der maximalen Intensität. Hierbei wurde von Interferenzeffekten abgesehen.

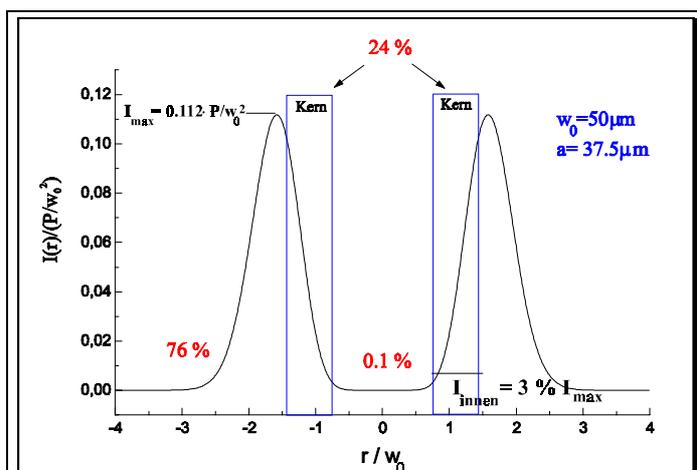


Abbildung 8.19 : Intensitätsverteilung des Lichtfeldes (LG₀⁵) in der Hohlfaser (CT75144).

Transversale Geschwindigkeitsverteilung der Atome

Mit dem von uns genutzten Detektor läßt sich insbesondere die zweidimensionale Geschwindigkeitsverteilung der geführten Atome untersuchen. Die von Ito und Mitarbeitern [ITO96] verwendete Detektionsmethode der Zwei-Photonen-Spektroskopie ermöglicht eine solche Untersuchung nicht zu. Damit kann die Geschwindigkeitsverteilung erstmalig untersucht werden.

Da der Faserausgang praktisch eine Punktquelle darstellt, läßt sich aus dem Ort des Auftreffens auf den Detektor die transversale Geschwindigkeit, bei bekannter longitudinaler

Geschwindigkeit, $v_{\text{long}} = 30 \text{ m/s}$, ermitteln; diese Flugzeitmessung wurde im folgenden benutzt. Es ergibt sich, Abbildung 8.20, daß die transversale Temperatur des geführten Atomstrahls mit der Intensität ansteigt. Dies ist in Übereinstimmung mit einem anwachsenden evaneszenten Feld, das Atome mit höherer transversaler Geschwindigkeit führen kann. Daß die Temperatur bei geringerer Verstimmung langsamer ansteigt, ist in Übereinstimmung mit einem schwächeren evaneszenten Potential bei größerer Verstimmung.

Die Temperaturerhöhung läßt sich graphisch auch durch die dreidimensionale Darstellung in Abbildung 8.21 verdeutlichen. Hierbei erkennt man einen klaren Anstieg des Atomflusses r bei geringen Intensitäten und eine stetige Vergrößerung der Fleckgröße auf der Mikrokanalplatte; diese Ausdehnung der Ortsraumverteilung wird durch die transversale Geschwindigkeitserhöhung verursacht.

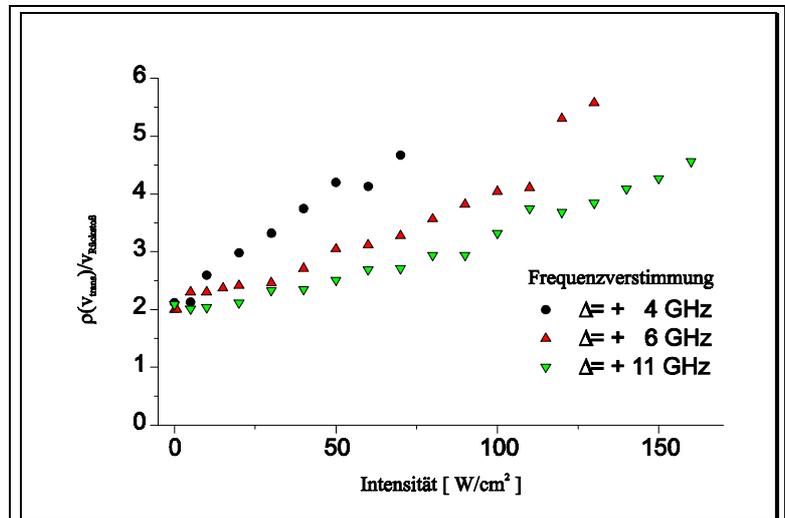
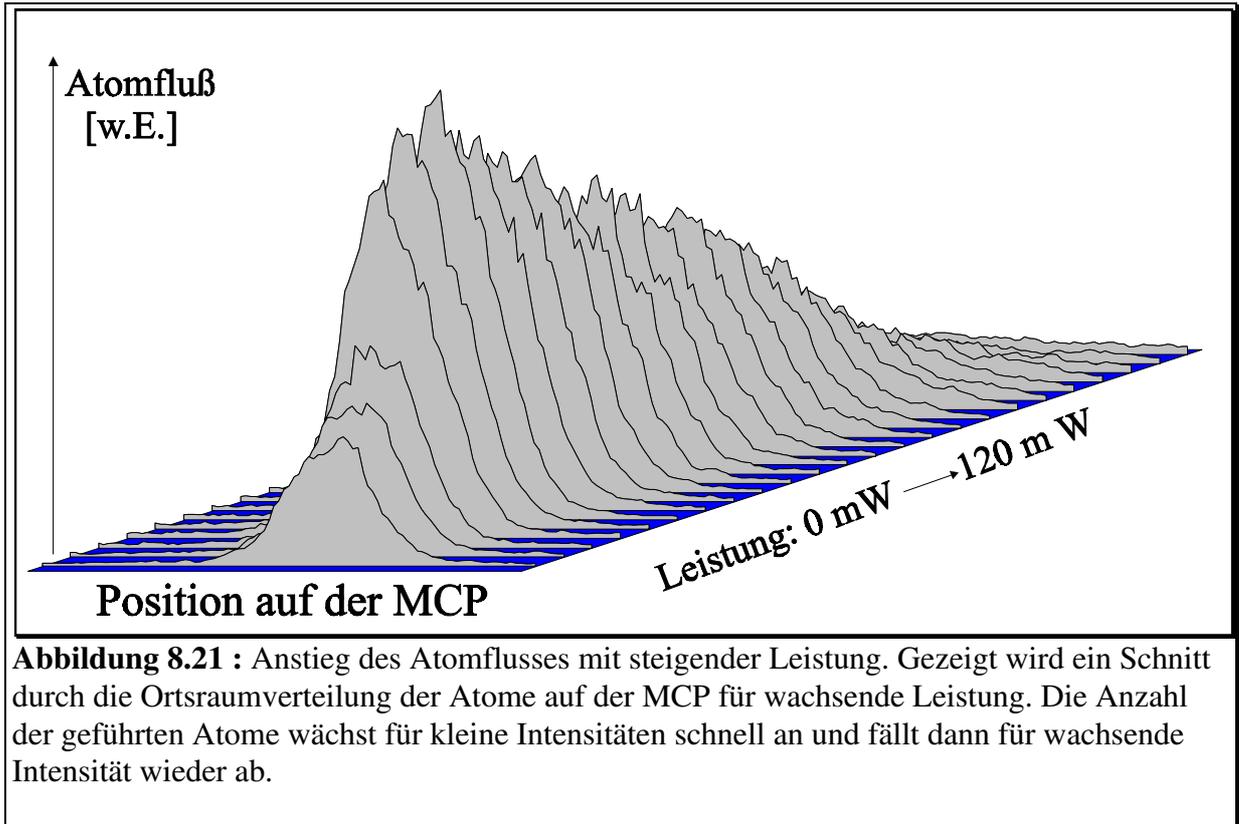


Abbildung 8.20 : Erhöhung der Geschwindigkeitsbreite der Atome die durch die Faser geführt werden. Bei gleicher Lichtfeldintensität ist die Geschwindigkeitsbreite für größere Frequenzverstimmung geringer. Dies ist in Übereinstimmung mit dem geringeren evaneszenten Feld bei größerer Frequenzverstimmung.



8.3.4 Experimente mit einer Hohlfaser mit $10\mu\text{m}$ Innenradius

Es wurden auch Fasern mit einem Innenradius von $10\mu\text{m}$ und einem Außenradius von $75\mu\text{m}$ verwendet. Eine Reduktion des Innenradius hat nicht nur zur Folge, daß weniger Atome eingekoppelt werden (Ortsraumverteilung), sondern auch, daß der Geschwindigkeitsbereich der Atome, welche die Faser passieren können (Impulsraumverteilung), reduziert wird. Außerdem kommt bei lasergekühlten, langsamen Atomen noch erschwerend hinzu, daß die Atome bei einer Faserlänge von 30 mm und einer mittleren Geschwindigkeit von 30 m/s durch die Schwerkraft auf einer Wurfparabel etwa $5\mu\text{m}$, nach unten fallen. Damit reduziert sich der Gesamtfluß durch die Faser, gegenüber der Faser mit Innenradius $37,5\mu\text{m}$, um drei Größenordnungen. Es wurde kein Führen lasergekühlter Atome beobachtet. Durch die Verwendung von Fasern mit Kern-Mantel-Strukturen, Kapitel 9, und damit höherer optischer Potentiale sollte auch das Führen von lasergekühlten Atomen durch kleinere Fasern möglich sein.

8.3.5 Interferenzmuster an der Faserinnenwand

Die benutzten Kapillaren sind optische Multimodefasern, d.h. es kommt in der Faser zur Überlagerung der verschiedenen angeregten Moden. Es entstehen Interferenzmuster, engl. „speckle pattern“. Dies führt zu einer starken lokalen Reduktion der Potentialhöhe, die Atome können bis zur Faserwand gelangen und gehen dort in den Grundzustand über. Um dies zu verhindern, gibt es mehrere Möglichkeiten

1. räumliche Modulation der Einkopplung

Als Stellglied für die räumliche Modulation bieten sich die piezoelektrisch gesteuerten Spiegel der Strahlagestabilisierung und ein akustooptischer Modulator im Strahlengang an.

Die piezoelektrisch gesteuerten Spiegel können aufgrund ihres gedämpften Schwingungsverhaltens bis zu einer Modulationsfrequenz von etwa 100 kHz eingesetzt werden. Der akustooptische Modulator kann auch mit Frequenzen von einigen MHz moduliert werden. Die Modulation der piezoelektrisch gesteuerten Spiegel ergab keinerlei Verbesserung des Führungsverhaltens durch die Faser. Das Führen der Atome ohne Faser wurde kaum beeinträchtigt. Auf die Modulation mittels des akustooptischen Modulators wurde verzichtet, nachdem das Führen der Atome mit dem höheren Laguerre-Gauß-Mode von Erfolg gekrönt war.

2. Modulation der Frequenz

Selbst Frequenzverstimmungen um einige Terahertz mit Hilfe des Lyot-Filters des Farbstofflasers ergaben lediglich eine geringe Verschiebung der Interferenzmuster hinter der Faser. Damit ist diese Möglichkeit für Anwendungen mit den zur Verfügung stehenden Lasersystemen nicht praktikabel.

8.3.6 Einfang der Atome in der Umlenk- und Kompressionszone

Um auch bei diesen Messungen den Effekt des Einfangs und des Führens durch die Faser zu trennen, wurde Referenzmessungen durchgeführt. Hierfür wurde die optische Hohlfiber durch eine Blende, den „Fasereingangssimulator“ mit einem Lochradius von $37.5 \mu\text{m}$ ersetzt; die Lichtfeldgeometrie wurde nicht verändert. Einfluß auf das Führen der Atome in der Faser hat sowohl die Ortsraum- als auch die Impulsraumverteilung der Atome.

Für den atomaren Fluß, Abbildung 8.23, ergeben sich folgende Abhängigkeiten: Bei Erhöhung der Laserleistung erhöht sich der Atomfluß durch die Blende, und für steigende Frequenzverstimmung, wird der Anstieg des Atomflusses flacher. Es zeigt sich ein Sättigungsverhalten. Der maximale Atomfluß durch den „Fasereingangssimulator“ ist bei allen Frequenzverstimmungen ungefähr gleich. Die Temperaturverteilung für die mit dem LG_0^5 geführten Atome, Abbildung 8.22, ergab einen Anstieg der in bemerkenswerter qualitativer Übereinstimmung mit den Simulationen für den Doughnut-Mode LG_0^1 , Abbildung 8.1 ist.

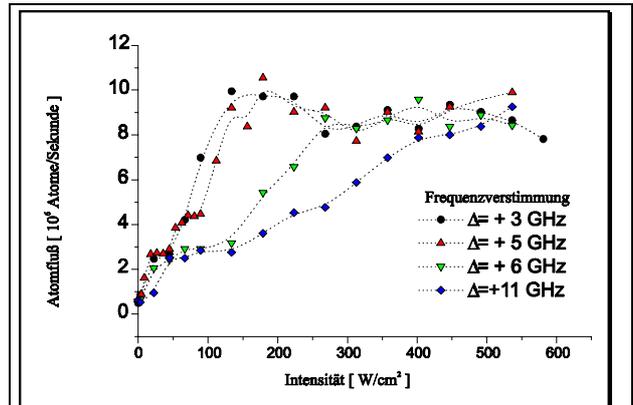


Abbildung 8.23 : Atomfluß durch den „Fasereingangssimulator“, eine $37,5 \mu\text{m}$ Blende. Die Atome werden mit einem LG_0^5 auf die Blende fokussiert. Für steigende Intensitäten ergibt sich eine Erhöhung des Atomflusses. Die Erhöhung ist für große Frequenzverstimmungen flacher als für kleine Frequenzverstimmungen. Der Atomfluß geht ab einer bestimmten Intensität in Sättigung.

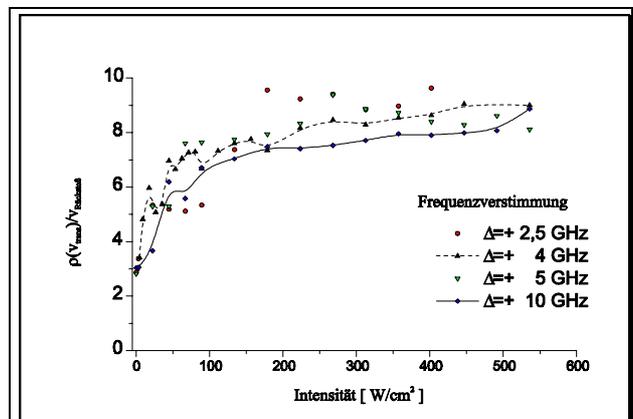


Abbildung 8.22 : Geschwindigkeitsverteilung der Atome hinter dem „Fasereingangssimulator“. Die Geschwindigkeitsverteilung wird für steigende Intensität breiter. Eine starke Abhängigkeit der Geschwindigkeitsbreite von der Frequenzverstimmung läßt sich nicht beobachten.

8.3.7 Abhängigkeit des Atomflusses von der Frequenzverstimmung

Wichtige Aufschlüsse lassen sich aus der Abhängigkeit des atomaren Flusses durch die Hohlfaser von der Frequenzverstimmung, Abbildung 8.24 gewinnen. Die Messungen wurden bei einer konstanten Intensität von 22 W/cm^2 durchgeführt. Das dispersionsartige Verhalten läßt sich wie folgt erklären:

- Für rote Frequenzverstimmungen ergibt sich eine Reduktion des Flusses mit wachsendem Effekt für geringere Verstimmung, aufgrund des attraktiven Potentials des ringförmigen LG_0^5 -Modes: die Atome werden von Fasereingang weggezogen.
- Deutliche Flußerhöhungen ergeben sich bei geringer blauer Verstimmung, bis zu $\Delta = + 50$ GHz, wegen des starken repulsiven Potentials des Lichtfeldes, daß die Atome durch die Faser führt.
- Bei höheren blauen Verstimmungen, ab $\Delta = + 50$ GHz, ergibt sich nur eine geringe Erhöhung des atomaren Flusses.

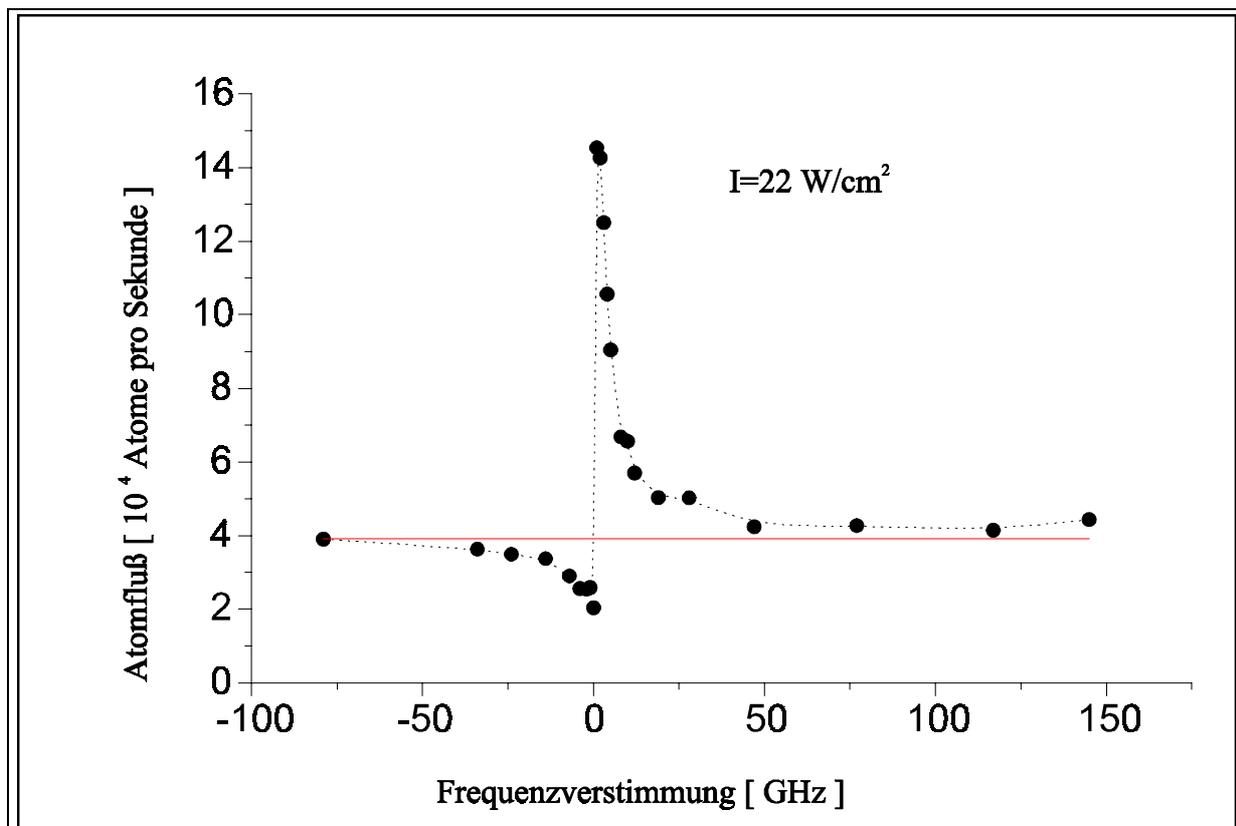


Abbildung 8.24 : Atomfluß durch die Hohlfaser in Abhängigkeit von der Frequenzverstimmung . Atome können über einen weiten Frequenzbereich, $\Delta = +0,5$ GHz bis $+30$ GHz, durch die optische Faser geführt werden. Das dispersionartige Verhalten ergibt sich, da Atome bei roter Frequenzverstimmung aus dem Eingangsbereich der Faser herausgelenkt werden. Bei blauer Frequenzverstimmung werden die Atome durch die Faser geführt.

8.4 Zusammenfassung

In den beschriebenen Experimenten wurden erstmalig lasergekühlte, langsame Atome in optischen Hohlfasern durch Moden des streifenden Einfalls und durch evaneszenter Felde geführt:

Es konnten Atomflüsse von $7,2 \cdot 10^6$ Atome/s durch eine Hohlfaser mit $125 \mu\text{m}$ Innenradius und $2,5 \cdot 10^6$ Atome/s durch eine Hohlfaser mit $37,5 \mu\text{m}$ Innenradius mit rotverstimmten Laserfeldern (LG_0^0) realisiert werden. Es ergibt sich eine Doppelstruktur die sich durch die Überlagerung aus dem Einfang der Atome in der Umlenk- und Kompressionszone und aus dem Führen der Atome durch die Hohlfaser erklären läßt.

Die Einkopplung der Atome in eine Hohlfaser mit $37,5 \mu\text{m}$ Innenradius und $72 \mu\text{m}$ Außenradius wurde mit blauverstimmten Doughnut-Moden (LG_0^1) und ringförmigen Lichtfeldern (LG_0^5) durchgeführt. Die Doughnut-Mode erwies sich aufgrund der Anregung der Moden des streifenden Einfalls im Inneren der Faser als ungeeignet zum Führen der Atome mit evaneszenten Feldern. Mit dem ringförmigen LG_0^5 konnten in einem weiten Frequenzbereich, $\Delta = +0,5 \text{ GHz}$ bis 30 GHz , Überhöhungen des Atomflusses bis zu einem Faktor 4 erreicht werden. Der maximale Atomfluß betrug hierbei $1,6 \cdot 10^5$ Atome/s.

Kapitel 9 : Ausblick

In den bisherigen Kapiteln wurde die Realisierung von Fasern für die Atomoptik beschrieben, demonstriert und deren physikalische Eigenschaften dokumentiert. In diesem Kapitel werden Verbesserungsmöglichkeiten durch Fasern mit Kern-Mantel-Struktur, Abschnitt 9.1, und für einen dichtebegrenzten Atomstrahl, Abschnitt 9.2, aufgezeigt. Einen weiter gefaßten Ausblick bietet der Vorschlag eines Faseratominterferometers und eines Atomfaserlasers, Abschnitt 9.3. Abgeschlossen wird das Kapitel und die Arbeit mit einem Ausblick auf zukünftige Entwicklungen in der Atomoptik.

9.1 Fasern mit Kern-Mantel-Struktur

Die Ursache für den wesentlichen Verlustmechanismus beim Führen der Atome durch die Hohlfasern ist nach bisherigem Erkenntnisstand die destruktive Interferenz der verschiedenen Moden in der Faser (Speckles). Hierdurch entstehen Stellen mit stark reduziertem evaneszenten Feld, das repulsive Potential wird niedriger und die Atome können bis zur Faserwand gelangen. Dieser Verlustmechanismus läßt sich durch die Verwendung von Einmodenfasern, oder von Fasern mit nur wenigen Moden und optimierter Einkopplung, beseitigen.

Die Anzahl der transversalen Moden ist nicht nur von der Wellenlänge und den geometrischen Abmessungen abhängig, sondern auch von der Differenz der Brechungsindizes. Bei den verwendeten Quarzkapillaren war diese Differenz $\Delta n = n_{\text{Quarz}} - n_{\text{Vakuum}} = 0,5$. Eine Verringerung dieser Differenz durch eine Kern-Mantel-Struktur führt zu einer starken Reduzierung der Anzahl der Moden, bei geeigneten Abmessungen, auf einige wenige. So können bei einer Brechungsindexdifferenz $\Delta n = n_{\text{Kern}} - n_{\text{Mantel}} = 0,03$, einem Innenradius von $a=3,5\mu\text{m}$ und einem Außenradius von $b=7,3\mu\text{m}$ bei einer Wellenlänge von 780 nm nur noch drei Moden anschwingen [ITO95].

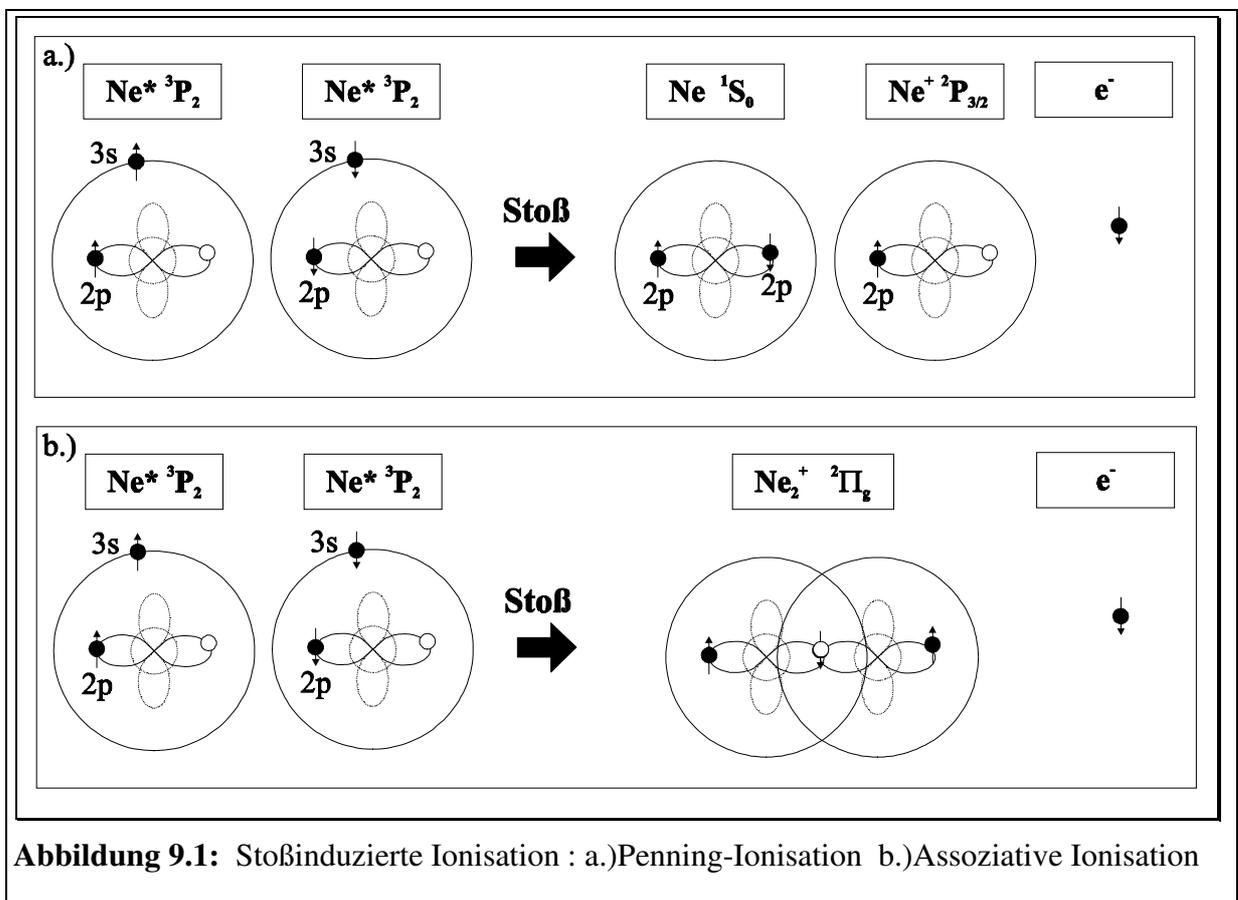
Da die Höhe des evaneszenten Feldes proportional zur Intensität ist, also der Leistung pro Fläche, führt eine Reduktion der Fläche des Faserkerns zu einer Erhöhung des evaneszenten Feldes. Damit können dann auch Atome mit höherer transversaler kinetischer Energie geführt werden.

Bei optischen Einmodenfasern wird die Kern-Mantel-Struktur genutzt, um Einmodenbetrieb bei gleichzeitiger hoher mechanischer Stabilität zu erzielen, und ist inzwischen technischer Standard. Bei optischen Hohlfasern würde diese Struktur eine Spezialanfertigung erfordern. Die Kern-Mantel-Struktur würde für weitergehende Experimente mit Zielrichtung Atomfaserlaser oder Atominterferometer eine wesentliche Verbesserung hinsichtlich Interferenzmustern und Potentialhöhe darstellen.

9.2 Unterdrückung der stoßinduzierten Ionisation durch Spinpolarisation

Eine der wesentlichen Voraussetzungen zum Erreichen hoher Dichten bei tiefen Temperaturen für metastabile Edelgasatome ist die Unterdrückung der stoßinduzierten Ionisation. In Bild 9.1 sind die beiden dominierenden Verlustkanäle dargestellt, die auftreten wenn zwei metastabile Neonatome, mit jeweils einem angeregtes Elektron auf der 3s-Schale, stoßen. Hierbei wird eines der Atome ionisiert und das andere geht in den Grundzustand über (a, Penning-Ionisation) oder es bildet sich ein quasistabiles, positiv geladenes Molekül (b, Assoziative Ionisation). In beiden Fällen wird ein Elektron freigesetzt. Da die metastabilen Neonatome eine innere Energie von jeweils 16,6 eV besitzen und die Ionisationsenergie 21,6 eV beträgt, sind diese Prozesse energetisch erlaubt.

Ähnlich wie bei Helium ${}^4\text{He}(2^3\text{S})^*$ sollte sich die stoßinduzierte Ionisation bei Neon($2\text{P}_{3/2}3\text{s}[3/2]_1$) * durch Spinpolarisation des atomaren Ensembles unterdrücken lassen. Die Idee hierbei ist es, das gekoppelte System in den Zustand maximalen Gesamtdrehimpulses zu bringen, so daß die Ionisation aufgrund der Drehimpulserhaltung unterdrückt oder sogar verboten



ist. Berechnungen für metastabiles Helium lassen eine Reduktion des Ionisationsquerschnittes um 5 Größenordnungen erwarten [SHL94]. Der für schwache Magnetfelder und tiefe Temperaturen dominierende Verlustprozeß [FED96]- *relaxationsinduzierte Ionisation* - wird durch Spin-Dipol-Wechselwirkung verursacht. Er umfaßt die folgenden Stationen: Bildung des Quasimoleküls ${}^5\Sigma_g^+$, Relaxation in den Zustand ${}^1\Sigma_g^+$ und anschließende Autoionisation.

Interessant ist in diesem Zusammenhang die große positive Streulänge des Quasimoleküls ${}^5\Sigma_g^+$ [STA94], die mehr als zwei Größenordnungen über der Streulänge von spinpolarisiertem Wasserstoff liegt. Da die Rate für elastische Stöße, die für das evaporative Kühlen wesentlich ist, proportional zum Quadrat der Streulänge ist, wird das Edelgas Helium zu einem interessanten Kandidaten für Verdampfungskühlen und Bose-Einstein-Kondensation.

Für die Edelgase Neon, Argon, Krypton und Xenon ist die Situation nicht so eindeutig wie bei Helium, bei dem praktisch reine Russel-Saunders-Kopplung vorliegt. Aufgrund der Spin-Bahn-Wechselwirkung zerfällt das Neon-Termschema nicht in ein Singulett- und Triplett-System wie bei Helium, sondern es kommt zu einer Mischung der Zustände. Zum Beispiel ist der Zustand $\text{Ne}^*(2P_{3/2}3s[3/2]_1)$ eine Linearkombination aus $\alpha|{}^1P_1\rangle$ und $\beta|{}^3P_1\rangle$. Von den oben genannten Edelgasen besitzt Neon mit $\alpha^2 = 0,929$ und $\beta^2 = 0,071$ die geringste Mischung [NOR96a] [NOR96b] und ist Helium somit am ähnlichsten. Durch die Unterdrückung der stoßinduzierten Ionisation für Edelgase wird eine Erhöhung der Dichte bei tiefen Temperaturen ermöglicht. Dies ist für die Mehrfachbesetzung der Moden eines Atomlasers eine wesentliche Voraussetzung. Inwieweit die Unterdrückung der Penning-Ionisation für Neon möglich ist, welches die weiteren Zerfallskanäle sind und ob die Zwischenprodukte für Verdampfungskühlen geeignet sind, sind noch offene Fragestellungen. Durch die Speicherung und Kühlung metastabiler Neonatome in einer magneto-optischen Falle und das anschließende Umladen in eine Magnetfalle, z.B. eine Joffe- oder Kleeblattfalle, werden Experimente ermöglicht, die diese Fragen beantworten. Experimente zur Bestimmung der Ionisationsraten und deren Unterdrückung sind zur Zeit in der Arbeitsgruppe in Vorbereitung.

9.3 Anwendungen der Hohlfasern in der Atomoptik

Atomfaserlaser

Als wesentliche Beschränkungen der Laserkühlung auf dem Weg zu hohen Dichten bei tiefen Temperaturen haben sich in den letzten Jahren drei Prozesse herausgestellt: Die Rückstoßgrenze, verursacht durch die spontane Emission, dichtebegrenzende, repulsive Kräfte, hervorgerufen durch die Reabsorption der spontan emittierten Photonen, sowie Teilchenverluste und Aufheizung des Ensembles durch lichtunterstützte Stöße. Sie waren der Grund, warum nicht die Laserkühlung, sondern ein anderes Kühlverfahren, das Verdampfungskühlen, zum Erreichen der Bose-Einstein-Kondensation führte. Da das Verdampfungskühlen mit einem hohen Verlust an gefangenen Teilchen verbunden ist, besteht weiterhin großes Interesse an einem rein optischen Kühlverfahren. Hierbei können auch beliebige Resonatormoden mehrfach besetzt werden und nicht nur die Grundmode, wie aufgrund des thermodynamischen Gleichgewichts bei der Bose-Einstein-Kondensation.

Die Rückstoßtemperatur läßt sich durch geeignete Kühlverfahren, z.B. durch Raman-Kühlen, unterschreiten. Die Reabsorption des spontan emittierten Photons, läßt sich durch folgende Bedingungen unterdrücken. Entweder sind bereits viele Atome in einer einzelnen Mode und insgesamt wenige Moden im Atomlaserresonator, BAR (Bose-Accumulation-Regime)[CIR96] oder die Abmessungen des Resonators sind in der Größenordnung der Wellenlänge [SPR95]. Dies ist bei optischen Hohlfasern mit Innendurchmessern, die der Wellenlänge entsprechen, der Fall [SAV97]. Durch die Kombination von Ramankühlung und optischen Hohlfasern mit evaneszenten Feldern lassen sich die Begrenzungen der Laserkühlung überwinden. Damit besteht die Möglichkeit, Mehrfachbesetzung einer einzelnen Mode durch Laserkühlung zu erreichen. In Kombination mit einem kohärenzerhaltenden Auskoppelmechanismus, z.B. Aufspaltung der atomaren Wellenfunktion in einen gefangenen und einen nicht-gefangenen Zustand, läßt sich ein Atomfaserlaser verwirklichen.

Atominterferometer

Atominterferometer besitzen das Potential, Gravitation und Rotation äußerst präzise zu bestimmen. Für ein Sagnac-Interferometer ergibt sich die Phasenverschiebung, verursacht durch eine Rotation mit Winkelgeschwindigkeit $\vec{\omega}_{Rot}$, zu

$$\Delta\varphi = 4\pi \frac{\bar{A}\vec{\omega}_{Rot}}{\lambda v} ,$$

wobei \bar{A} die eingeschlossene Fläche, λ

die Wellenlänge und v die Geschwindigkeit der interferierenden Teilchen ist. Die Empfindlichkeit eines Atominterferometers überschreitet somit bei gleicher eingeschlossener Fläche die Empfindlichkeit eines Lichtinterferometers um 11 Größenordnungen. Bisherige Atominterferometer schließen nur sehr kleine Flächen von wenigen μm^2 ein. Ursache hierfür ist typischerweise, daß die atomare Wellenfunktion wegen der großen Masse und hohen Geschwindigkeit nur um kleine Winkel am Strahlteiler aufspaltet. Zusammen mit dem geringeren Atomfluß führt dies dazu, daß erst in einem Experiment [GUS97] eine Empfindlichkeit erreicht wurde, die mit optischen Sagnac-Interferometern vergleichbar ist. Mittels lasergekühlter Atome und eines Faseratominterferometers, Abbildung 9.2, kann die bisher erreichte Empfindlichkeit für Atominterferometer weiter gesteigert werden. Besondere Aufmerksamkeit muß hierbei den evaneszenten Feldern bei der Aufspaltung und der Rekombination der Wellenfunktion gewidmet werden. Eine Miniaturisierung eines solchen Atominterferometers zum Beispiel mit leistungsstarken Halbleiterlasern und optischen Hohlfasern mit Kern-Mantel-Struktur kann die Anwendbarkeit solcher Präzisionsinstrumente auf weitere wissenschaftliche und technische Bereiche ausdehnen.

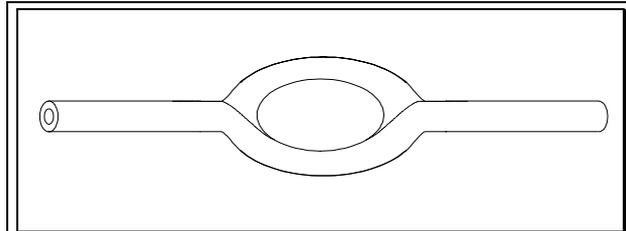


Abbildung 9.2: Prinzipskizze eines Faseratominterferometers. Besondere Aufmerksamkeit erfordert die kohärente Aufspaltung der atomaren Wellenfunktion durch starke evaneszente Felder.

9.4 Resümee

Zusammenfassend läßt sich sagen, daß in der Atomoptik viele Möglichkeiten entwickelt und kultiviert wurden, die es ermöglichen, Atome zu führen, zu fokussieren, zu reflektieren, atomare Wellenfunktionen aufzuspalten und wieder zu rekombinieren. Zusammen mit der inzwischen etablierten Laserkühlung läßt sich der Wellencharakter der Atome immer stärker hervorheben. Durch die Realisierung der Bose-Einstein-Kondensation, und damit der Vielfachbesetzung einer einzelnen Mode, eröffnet sich jetzt das weite Feld kohärenter Atomoptik. Damit gewinnen kohärenzerhaltende Leiterstrukturen, wie sie in dieser Arbeit verwirklicht wurden, weiter an Bedeutung. Der erste (gepulste) Atomlaser stellt einen weiteren Meilenstein in der Atomoptik dar. Damit steht erstmalig eine brillante Quelle kohärenter Atome zu Verfügung, die ähnliche Fortschritte in Wissenschaft und Anwendung verspricht, wie der Laser fast 30 Jahre zuvor. Vielversprechende Gebiete sind die hochpräzise Messung von physikalischen Größen (Atominterferometrie, Atomuhren) und die genaue Positionierung von Atomen (Atomlithographie, Nanopositionierung). Auch wenn der Weg bis dahin noch lang und die physikalischen und technische Probleme gewaltig sind, ist es eine besondere Herausforderung an der Verwirklichung kontinuierlicher Atomlaser und hochpräziser Faseratominterferometer mitzuwirken.

Literaturverzeichnis

- [ACL98] Aydin Aclan,
Diplomarbeit Universität Hannover (1998) in Vorbereitung
- [ADA94] C.S. Adams, M. Sigel, J. Mlynek,
Physics Reports **240** 143 (1994)
- [AMI93] C.G. Aminoff, A.M. Steane, P.Bouyer, P.Desbiolles, J. Dalibard,
and C. Cohen-Tannoudji
Physical Review Letters **71** 3083 (1993)
- [AND95] M.H. Anderson, J.R.Ensher, M.R. Matthews, C.E. Wieman, E.A. Cornell
Science **269** 198 (1995)
- [AND97] M. R. Andrews, C. G. Townsend, H.-J. Miesner, D. S. Durfee, D. M. Kurn,
and W. Ketterle
„Observation of Interference Between Two Bose Condensates“
Science **275** 637 (1997)
- [ASH70] A. Ashkin
„Acceleration and Trapping of Particles by Resonance Radiation Pressure“
Physical Review Letters **24** 156 (1970)
- [ASH78] A. Ashkin
„Trapping of Atoms by Resonance Radiation Pressure“
Physical Review Letters **40** 729 (1978)
- [BJO78] J.E. Bjorkholm, R.R. Freeman, A. Ashkin, and D.B. Pearson
„Observation of Focusing of Neutral Atoms by the Dipole Forces of Resonance-
Radiation Pressure“
Physical Review Letters **41** 1361 (1978)
- [BJO80] J.E. Bjorkholm, R.R. Freeman, A. Ashkin, and D.B. Pearson
Optics Letters **5** 111 (1987)
- [BAL87] V.I.Balykin, V.S.Lethokov, Yu.B. Ovchinnikov, and A.I. Sidorov
JETP. Letters **45** 282 (1987)
- [BAL88] V.I.Balykin, V.S.Lethokov, Yu.B. Ovchinnikov, and A.I. Sidorov
Physical Review Letters **60** 2137 (1988)

- [BER89] J.J. Berkout, O.J. Luiten, I.D.Setja, T.W. Hijmans, T. Mizusaki, and J.T.M. Walraven
Physical Review Letters **60** 2137 (1988)
- [CAR91] O. Carnal and J. Mlynek
Physical Review Letters **66** 2689 (1991)
- [CIR96] J.I. Cirac, M. Lewenstein
Physical Review A **53** 2466 (1996)
- [CHR94] M.Christ, A. Scholz, M. Schiffer, R. Deutschmann, and W. Ertmer
Optics Communications **107** 211 (1994)
- [COO82] R.J. Cook and R.K. Hill,
Optics Communications **43** 258 (1982)
- [DAH87] R. Dahmani, L. Hollberg, and R. Drullinger
Optics Letters **187** 876 (1987)
- [DAV27] C. Davisson and L.H. Germer
Physics Review **30** 705 (1927)
- [DAV95] K.B. Davis, M.-O. Mewes, N. J. van Druiten, D.S. Durfee, D.M.Kurn, W.Ketterle
Physical Review Letters **75** 3969 (1995)
- [DIR95] Jürgen Dirscherl
Ludwigs-Maximilians-Universität München, Dissertation (1995)
- [EST30] I. Estermann und O. Stern
Zeits. f. Physik **61** 95 (1930)
- [FRI51] H. Friedburg und W.Paul, Naturwiss. **38** 159 (1951),
H. Friedburg Zeits. f. Physik **130** 493 (1951)
- [FRI95] Susanne Friebel
Diplomarbeit Universität Bonn (1995) unveröffentlicht
- [FED96] P.O. Fedichev, M.W. Reynolds, U.M.Rahmanov, and G.V.Shlyapnikov
Physical Review A **54** (1996) 510
- [GUZ96] A.M. Guzman, M. Moore, and P. Meystre
Physical Review A **53** 977 (1996)
- [HÄN80] T.W.Hänsch and B. Couillaud
Optics Communications **35** 441 (1980)

- [HAR95] D.J. Harris, C.M. Savage
„Atomic gravitational cavities from hollow optical fibers“
Physics Review A **51** 3967 (1995)
- [HOL96] M. Holland, K. Burnett, C. Gardiner, J.I. Chirac, and P. Zoller,
Physical Review A **54** R1757 (1996)
- [ITO95] Haruhiko Ito, Keiji Sakaki, Takeshi Nakata, Wonho Jhe, and Motoichi Ohtsu
„Optical potential for atom guidance in a cylindrical-core hollow fiber“
Optics Communications **115** 57 (1995)
- [ITO96] H. Ito, T. Nakata, K. Sakaki, M. Ohtsu, K.I. Lee, and W. Jhe
„Laser Spectroscopy of Atoms Guided by Evanescent Waves
in Micron-Sized Hollow Optical Fibers“
Physics Review Letters **76** 4500 (1996)
- [ITO97] H. Ito, K. Sakaki, M. Ohtsu
„Atomic funnel with evanescent light“
Physics Review A **56** 712 (1997)
- [ITO97] H. Ito, K. Sakaki, M. Ohtsu, and W. Jhe
„Evanescent-light guiding of atoms through hollow optical fibers“
Applied Physics Letters **70** 2496 (1997)
- [KAS90] M.A. Kasevich, D.S. Weiss, and S. Chu
Optics Letters **15** 607 (1990)
- [KAS91] M. Kasevich and S. Chu,
Physical Review Letters **67** 181 (1991)
- [KEU98] Jochen Keupp,
Diplomarbeit Universität Hannover (1998) in Vorbereitung
- [KEI88] D.W. Keith, M.I. Schzittenburcr, H.I. Smith, and D.E. Pritchard
Physical Review Letters **61** 1580 (1988)
- [KEI91] D.W. Keith, C.R. Ekstrom, Q.A. Turchette, and D. Pritchard
Physical Review Letters **66** 2693 (1991)
- [KER96] Peter Kersten
Physikalisch Technische Bundesanstalt, private Mitteilung
- [KYÖ77] E. Kyrölä and S. Stenholm
Optics Communications **22** 123 (1977)
- [KNA29] F. Knauer und O. Stern
Zeits. f. Physik **53** 779 (1929)

- [KUP96] S. Kuppens, m. Rauner, M. Schiffer, G. Wokurka, T. Slawinski, M. Zinner, K. Sengstock and W. Ertmer
Trends in Optics and Photonics, Vol. 7, "Ultracold Atoms and Bose-Einstein-Condensation"
K. Burnett (ed.), (1996)
- [MAR94] S. Marksteiner, C.M. Savage, P. Zoller, and S.L.Rolston
„Coherent atomic waveguides from hollow optical fibers :
quantized atomic motion“
Physical Review A **50** 2680 (1994)
- [McC93] J.J. McClelland, R. E. Sholten, E. C. Palm, and R.J. Celotta
Science **262** 877 (1993)
- [MET94] H. Metcalf, P. van der Straten
Physics Reports **244** 203 (1994)
- [MIE98] H. Miesner, D. M. Stamper-Kurn, M. R. Andrews, D. S. Durfee, S. Inouye,
and W. Ketterle
„Bosonic Stimulation in the Formation of a Bose-Einstein Condensate“
Science **279** 1005 (1998)
- [NHA97] H. Nha and W. Jhe
„Sisyphus cooling on the surface of a hollow-mirror atom trap“
Physical Review A **56** 729 (1997)
- [NOR96a] C. Noren and J.W. McConkey
Physical Review A **53** (1996) 3253
- [NOR96b] C. Noren, W.L. Karras, J.W. McConkey, and P. Hammond
Physical Review A **53** (1996) 1447
- [OHT90] Ohtsti, Murata, and Kourogi,
IEEE Journal of Quantum Electronics **QE-26** 231 (1990)
- [OLS93] M.A. Ol'Shanii, Yu. B. Ovchinnikov and V.S. Letokhov
„Laser guiding of atoms in a hollow optical fiber“
Optics Communications **98** (1993) 77-79
- [OLS95] Ol'Shanii, Y. Castin, and J. Dalibard
Proceedings of the 12th International Conference on Laser Spectroscopy
eds.: M. Inguscio, M. Allegrini, and A. Sasso,
World Scientific, Singapore (1995)

- [PFA93] T. Pfau, C. Kurtsiefer, C. S. Adams M. Sigel, and J. Mlynek
Physics Review Letters **71** 3427 (1993)
- [PHI82] W. Phillips and H. Metcalf
Physics Review Letters **48** 596 (1982)
- [RAC42] G. Racah
Physical Review **61** (1942)
- [REN95] M.J. Renn, D. Montgomery, O. Vdovin, D.Z. Anderson, C.E. Wiemann,
and E.A. Cornell
„Laser-Guided Atoms in Hollow-Core Optical Fibers“
Physical Review Letters **75** 3253 (1995)
- [REN96] Michael J. Renn, Elizabeth A. Donley, Eric A. Cornell, Carl E. Wiemann,
and Dana Z. Anderson
„Evanescent-wave guiding of atoms in hollow optical fibers“
Physical Review A **53** R648 (1996)
- [REN97] Michael J. Renn, Alex A. Zozulya, Elizabeth A. Donley, Eric A. Cornell,
and Dana Z. Anderson
„Optical-dipole-force fiber guiding and heating of atoms“
Physical Review A **55** 3684 (1997)
- [RIC95] L. Ricci, M. Wiedenmüller, T. Esslinger, A. Hemmerich, C. Zimmermann,
V. Vuletic, W. König, T.W. Hänsch
Optics Communications **117** 541 (1995)
- [RIE92] F. Riehle, A. Witte, T. Kisters, and J. Helmcke
Applied Physics **B54** 333 (1992)
- [SAV97] G.M. Moy, J.J. Hope, and C.M. Savage
Physical Review A **55** 3631 (1997)
- [SCH94a] A. Scholz, M. Christ, D.Doll, J. Ludwig, and W. Ertmer,
Optics Communications **111** 154 (1994)
- [SCH94b] Arnd Scholz
„Präparation einer brillanten kalten Quelle für metastabile Neon-Atomstrahlen
durch magneto-optische Kräfte“
Dissertation, Universität Bonn (1994)
- [SCH97] Markus Schiffer
„Fokussieren und Kühlen neutraler Atome in starken Dipolpotentialen“
Dissertation, Universität Hannover (1997)

- [SCH97] M. Schiffer, M. Christ, G. Wokurka, W. Ertmer
Optics Communications **134** 423 (1997)
- [SIE86] Anthony E. Siegman
„Lasers“
University Science Books, Mill Valley, California (1986)
- [SHI96a] Morinaga, Yasuda, Kishimoto, Shimizu and Fujita, Matsui
Holographic Manipulation of a Cold Atomic Beam
Physics Review Letters **77** 802 (1996)
- [SHI96b] Fujita, Morinaga, Kishimoto, Yasuda, Matsui, Shimizu
Nature **380** 691 (1996)
- [SHL94] G.V.Shlyapnikov, J.T.M. Walraven, U.M.Rahmanov, and M.W. Reynolds
Physical Review Letters **73** (1994) 3247
- [SHI89] F. Shimizu, K. Shimizu, H. Takuma
Physical Review A **39** 2758 (1989)
- [SLE92] T. Sleator, O. Carnal, A. Faulstich, H. Takuma, and J. Mlynek,
in quantum measurements in optics
P.Tombesi and D.F.Walls(eds)
(plenum, New York, 1992)
- [SPR95] R.J.C. Spreeuw, T. Pfau, U. Janicke, and M. Wilkens,
Europhysics Letters **32** 469 (1995)
- [SMA75] Small-Warren, L.-Y. Chow Chiu
Physical Review A **11** 6 (1995)
- [STA94] J.Stärck and W. Meyer
Chemical Physics Letters **225** (1994) 229
- [TAM88] C. Tamm
Physical Review A **38** 5960 (1988)
- [TAM89] C. Tamm
Proceedings of the Workshop on Quantittiv Characterizations of Dynamical
Complexity in Non-Linear Systems
eds. N. Abraham, A. Albano, New York, Plenum (1989)
- [TEL89] H.R. Telle
Applied Physics B49 217 (1989)

- [WIE91] C. Wieman and L. Hollberg
Review of Scientific Instruments **62** 1 (1991)
- [WIS95] H.M. Wiseman and M.J. Collett
Physics Letters A **202** 246 (1995)
- [ZIN96] Martin Zinner
Diplomarbeit, Universität Hannover (1996) unveröffentlicht

Veröffentlichungen und Konferenzbeiträge

1998

- G. Wokurka, J. Keupp, K. Sengstock, and W. Ertmer
Guiding of Metastable Neon Atoms in Hollow Core Optical Fibres
San Francisco, Conference on Lasers and Electro-Optics CLEO (1998)
- G. Wokurka, J. Keupp, K. Sengstock, and W. Ertmer
Guiding of Lasercooled Atoms in Hollow Core Optical Fibres
Glasgow, European Quantum Electronics Conference EQEC (1998)
- J. Keupp, G. Wokurka, K. Sengstock, and W. Ertmer
Guiding of Cold Neon Atoms in Hollow Core Optical Fibers
4th. meeting of the Young Atom Opticians, Orsay (1998)
- K. Sengstock, G. Wokurka, J. Keupp und W. Ertmer
Führen von metastabilen Atomen in optischen Hohlfasern
Verhandlungen der Deutschen Physikalischen Gesellschaft, Konstanz (1998)

1997

- G. Wokurka, M. Zinner, M. Rauner, M. Schiffer, S. Kuppens, W. Schikowski, K. Sengstock und W. Ertmer
Effiziente Erzeugung reiner Laguerre-Gauß Laserstrahlen und deren Überhöhung
Verhandlungen der Deutschen Physikalischen Gesellschaft, Mainz (1997)
- M. Schiffer, M. Christ, G. Wokurka, W. Ertmer
Temperatures near the Recoil Limit in an Atomic Funnel
Optics Communications **134** (1997) 423-430
- Max Rauner, Markus Schiffer, Simon Kuppens, Guido Wokurka, Gerhard Birkl, Klaus Sengstock und Wolfgang Ertmer
Polarisationsgradientenkühlen in Dipolpotentialen
Verhandlungen der Deutschen Physikalischen Gesellschaft, Mainz (1997)

1996

- G. Wokurka
Sub-Doppler Temperatures in an Atomic Beam
Second meeting of the Young Atom Opticians,
Universität Oxford, Großbritannien (1996)
- G. Wokurka, S. Kuppens, M. Rauner, M. Schiffer, K. Sengstock, T Slawinski, M. Zinner, and W. Ertmer
Blue detuned Doughnut Modes as Elements for Atom Optics
Abstracts of the 15.th International Conference on Atomic Physics (ICAP), Amsterdam (1996)
- M. Schiffer, G. Wokurka, M. Rauner, S. Kuppens, T. Slawinski, M. Zinner, K. Sengstock and W. Ertmer
Holographically designed light-fields as elements for Atom Optics
Technical Digest, Sydney, Australia, (Optical Soc. America, ISBN 1-55752-459-9, 1996)
- S. Kuppens, M. Rauner, M. Schiffer, G. Wokurka, T Slawinski, M. Zinner, K. Sengstock and W. Ertmer
Atom Guiding in a Blue-Detuned Donut Mode
Trends in Optics and Photonics, Vol. 7, „Ultracold Atoms and Bose-Einstein-Condensation“
K. Burnett (ed.), (1996)

- M. Schiffer, M. Rauner, S. Kuppens, G. Wokurka, K. Sengstock, and W. Ertmer
Atom Resonators, Traps and Atom Guides Based on Holographically Designed Light-fields
Centre de Physique Les Houches: Collective Effects in Ultracold Atomic Gases (1996)
- S. Kuppens, M. Rauner, M. Schiffer, T Slawinski, G. Wokurka, M. Zinner, K. Sengstock and W. Ertmer
Atom Guiding in a Blue-Detuned Donut Mode
III. Workshop " Optics and Interferometry with Atoms" Marciana Marina, Elba, Italy (1996)
- M. Rauner, M. Schiffer, G. Wokurka, S. Kuppens, R. Deutschmann, T Slawinski, M. Zinner, K. Sengstock and W. Ertmer
Trapping and Cooling Atoms with Holographically Designed Light Fields
Technical Digest European Quantum Electronics Conference (EQEC), QThF1, Hamburg (1996)
- M. Rauner, M. Schiffer, G. Wokurka, M. Zinner und W. Ertmer
Führen von Atomen im Doughnut-Mode
Verhandlungen der Deutschen Physikalischen Gesellschaft, Jena (1996)

1995

- F. Ruschewitz, R. Deutschmann, D. Bettermann, G. Wokurka, J.L. Peng, M. Schiffer, and W. Ertmer
Interferometry and Optics with Laser Prepared Atoms
in Laser Spectroscopy XII
- M. Schiffer, G. Wokurka, M. Christ, A. Scholz und W. Ertmer
Subdoppler-Kühlen in einem atomaren Trichter
Verhandlungen der Deutschen Physikalischen Gesellschaft, Innsbruck (1995)

1994

- G. Wokurka, M. Christ, A. Scholz, M. Schiffer, J. Ludwig und W. Ertmer
Ein Magneto-optischer Strahlteiler für Atome
Verhandlungen der Deutschen Physikalischen Gesellschaft, Hamburg (1994)
- M. Schiffer, M. Christ, A. Scholz, R. Deutschmann, G. Wokurka und W. Ertmer
Ein Optischer Strahlteiler für Atome
Verhandlungen der Deutschen Physikalischen Gesellschaft, Hamburg (1994)
- M. Christ, A. Scholz, M. Schiffer, D. Doll, J. Ludwig, G. Wokurka und W. Ertmer
Ein ultrakalter metastabiler Atomstrahl
Verhandlungen der Deutschen Physikalischen Gesellschaft, Innsbruck (1994)

1993

- W. Süptitz, G. Wokurka, F. Strauch, P. Kohns, and W. Ertmer
Simultaneous Cooling and Trapping of ^{85}Rb and ^{87}Rb in a Magneto-Optical Trap
Optics Letters **19** 1571-1573 (1994)
- W. Süptitz, P. Kohns, F. Strauch, G. Wokurka und W. Ertmer
Eine Zwei-Isotopenfalle für Rubidium
Verhandlungen der Deutschen Physikalischen Gesellschaft, Berlin (1993)
- P. Kohns, W. Süptitz, F. Strauch, G. Wokurka, and W. Ertmer
Simultaneous Trapping and Cooling of ^{85}Rb and ^{87}Rb in a MOT
25th European Group for Atomic Spectroscopy Caen 13-16 July 1993
- W. Süptitz, G. Wokurka, P. Kohns, F. Strauch and W. Ertmer
Simultaneous Cooling and Trapping of ^{85}Rb and ^{87}Rb in a Magneto-Optical Trap
Technical Digest European Quantum Electronics Conference (EQEC), Florenz (1993)

Lebenslauf

23. 01. 1965 Geboren in Wermelskirchen

Schule

08/71 - 06/75 Grundschule

08/75 - 05/85 Gymnasium

28. 05. 1985 Allgemeine Hochschulreife

Wehrdienst

07/85 - 09/86 Fernmeldetechniker in der Luftwaffe

Studium

10/86 - 12/93 Studium der Physik und Informatik an der Universität Bonn

06/90 - 08/90 Studium der Physik an der University of California at Berkeley (USA)

10/92 - 12/93 Diplomarbeit am Institut für Angewandte Physik der Universität Bonn

seit 28. 12. 1993 Diplom-Physiker

Promotion

01/94 - 03/95 Beginn der Promotion in der Forschungsgruppe Prof. Dr. W. Ertmer
am Institut für Angewandete Physik der Universität Bonn

seit 04/95 Fortsetzung der Promotion in der Forschungsgruppe Prof. Dr. W. Ertmer
am Institut für Quantenoptik der Universität Hannover

07/95 Internationale Schule für Physik „Enrico Fermi“, Varenna (Italien)

08/96 Sommerschule für „Optoelektronik-Photonik“ der Deutschen
Physikalischen Gesellschaft in Bad Honnef

Danksagung

Es ist fast vollbracht und ich komme zu einem der wichtigsten Abschnitte dieser Arbeit: denen zu danken, die direkten und indirekten Anteil an den Projekten dieser Promotion haben.

Prof. Dr. Wolfgang Ertmer danke ich für die Möglichkeit zur Durchführung dieser Arbeit und deren Betreuung. Er gab mir die Gelegenheit, fruchtbare Kontakte zu Wissenschaftlern in Europa und Amerika zu knüpfen. Für die Freiheit physikalische Fragestellungen selbständig zu bearbeiten und für die Förderung und Unterstützung möchte ich mich bei ihm bedanken.

Für die Übernahme des Koreferates danke ich Herrn Prof. Dr. Karsten Danzmann.

Jochen Keupp habe ich während eines Seminars über den Meßprozeß in der Quantenphysik in Bonn kennengelernt. Seitdem haben sich unsere Wege immer wieder gekreuzt und das letzte Jahr haben wir gemeinsam im Labor gearbeitet. Martin Zinner hat mich durch sein tiefgründiges physikalisches Verständnis und die Fähigkeit allgemein akzeptiertes „Wissen“ immer wieder einer Prüfung zu unterziehen stark beeindruckt. Die Bereitschaft zu jeder Tages- und Nachtzeit physikalische Fragen zu klären, technische Herausforderungen zu bestehen und der Drang hinter die Kulissen zu schauen, haben die Zusammenarbeit mit ihnen oftmals zu einer Herausforderung und stets zu einem Vergnügen gemacht.

Ein wesentlicher Bestandteil der täglichen Arbeit ist Teamarbeit. Ohne die engagierte und vertrauensvolle Zusammenarbeit mit Jochen Keupp, Wolfgang Schikowski, Martin Zinner, Timo Slawinski, Christian Peter und Patrick Umlauf wären viele Projekte nicht oder zumindest nicht in der kurzen Zeit realisiert worden. Als „betreuender“ Doktorand möchte ich mich nochmals bei ihnen bedanken.

Mit Dr. Markus Schiffer entstand in langen Bonner Meßnächten die Idee mit der bestehenden Neon-Apparatur und neuen Ideen gemeinsam den Aufbruch zu wagen. Zwei DFG-Erstanträge und ein Folgeantrag haben das finanzielle Fundament für die Erfolge im Neonexperiment gelegt. Für das Engagement beim Schreiben der Anträge, in der Umzugsphase und im Labor möchte ich mich bei ihm bedanken. In Hannover erhielten wir Verstärkung durch Max Rauner und Dr. Simon Kuppens. Beide waren ein großer Gewinn für die Neongruppe. Ihre fachlichen, menschlichen und kulturellen Fertigkeiten haben die Zeit mit ihnen reizvoll und sehr angenehm gemacht. Max war als „Wasserfreund“ immer bereit mit anzupacken, anstehende Fragen zu klären und die täglichen Herausforderungen zu bestehen. Bei Simon möchte ich mich zusätzlich für die Hilfe bei der Simulation der Atomtrajektorien bedanken.

Für Rat und Tat beim „Hohlfaserprojekt“ möchte ich mich weiterhin bei Christoph Schmitz, Christine Ruff, Dr. Christian Rosenkranz, Dr. Stefan Spaniol, Anette Pahl, Martin Ostermeyer und Dr. Klaus Sengstock bedanken.

Für die gute, gruppenübergreifende Zusammenarbeit bedanke ich mich bei Kai Bongs, Henning Hinderthür, Michael Römer, Tilman Trebst, Dr. Volker Rieger, Dr. Jörg-Helge Müller, Sven Burger, Jörg Lohe, Dirk Scheller, Ralf Degner, Marc Wilkens, Filip Flögel, Peter Engels, Felix Buchkremer, Aydin Aclan, Swen Lechte, Dr. Gerhard Birkl, Michael Elbs, Bernd Bodermann und Dr. Horst Knöckel. Der gesamten Arbeitsgruppe gilt mein Dank für das angenehme Klima in der Forschungsgruppe.

Bei den Lasermedizinern Stefan Lohmann, Dr. Andreas Olmes, Martin Ostermeyer, Gerd Hörbe, Dr. Holger Lubatschowski, Meike Busemann, Hans-Georg Franke, Thomas Klein-Besten, Uwe Oberheide, Frank Simmert, Martin Brand und Carsten Ziolk bedanke ich mich für das angenehme Klima, die verlässliche Unterstützung und viele sozio-kulturelle Impulse.

Bei Dr. Uwe Sterr, Andreas Wicht, Dr. Guido Müller und Dr. Peter Kersten bedanke ich mich für aufschlußreiche Diskussionen zum Thema Frequenzstabilisierung von Lasersystemen.

Mein besonderer Dank gilt stellvertretend Dr. Rudi Gaul und Leo Heidekrüger, die während des Umzuges der Gruppe von Bonn nach Hannover, vieles möglich und einiges leichter gemacht haben.

Prof. Wolfgang Ketterle und Prof. Dave Pritchard, danke ich für fruchtbare Gespräche am MIT. Marc-Oliver Mewes, PhD, und Dr. Wenko Süptitz für den heißen Draht nach Amerika und viele anregende Diskussionen.

Ohne die Infrastruktur des Instituts hätte vieles länger gedauert und einiges wäre nicht möglich gewesen. Hierfür gilt mein Dank Dr. Rudi Gaul, Herrn Heidekrüger, Herrn Scholz, Herrn Witzlau, Herrn Dohm, Frau Krämer und Frau Griese,

Dr. Frank Ruschewitz und Dr. Ralf Deutschmann danke ich für ihre Unterstützung in guten wie in schlechten Zeiten, ihre wohlthuend kritischen Nachfragen, ihre Denkanstöße und für vieles mehr.

Beate Riechers und meinen Eltern, Ingrid und Klaus Wokurka, danke ich für ihre Unterstützung, ihre Geduld und ihre liebevolle Zuwendung.

Der deutschen Forschungsgemeinschaft, der WE-Heraeus-Stiftung der Deutschen Physikalischen Gesellschaft, der Europäischen Union und der Italienischen Physikalischen Gesellschaft danke ich für die finanzielle Förderung und die Möglichkeit des wissenschaftlichen Gedankenaustausches mit anderen Forschern.