

Ultradünne Glasfasern als Werkzeug zur Kopplung von Licht und Materie

Dissertation

zur
Erlangung des Doktorgrades (Dr. rer. nat.)
der
Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät
der
Rheinischen Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn

vorgelegt von
Florian Warken
aus
Saarbrücken

Bonn 2007

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

1. Gutachter: Prof. Dr. Dieter Meschede
2. Gutachter: Prof. Dr. Karsten Buse

Tag der Promotion: 06.09.2007

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

Zusammenfassung

Gegenstand der vorliegenden Arbeit sind ultradünne Glasfasern, die als neuartiges Werkzeug für die Kopplung von Licht und Materie eingesetzt werden. Die zugrunde liegende Idee hierbei ist, die Materie (Atome, Moleküle, etc.) an das evaneszente Feld nahe der Oberfläche zu koppeln, welches einen großen Anteil der Leistung des geführten Lichts beinhaltet. Es wird untersucht, welche Maßnahmen der Formgebung bzw. der Mikrostrukturierung von ultradünnen Glasfasern die Feldstärke an der Oberfläche im Verhältnis zu der Feldstärke im Zentrum der Glasfaser erhöhen.

Kapitel 1 berichtet von Aufbau und Optimierung einer Glasfaserziehmaschine, mit der ultradünne Glasfasern mit einem Durchmesser kleiner als die Wellenlänge des geführten Lichts und mit einer Länge von bis zu einigen Zentimetern aus kommerziell erhältlichen Glasfasern reproduzierbar und mit hoher Präzision hergestellt werden. Dabei wird bis zu 97 % des in die Glasfaser gekoppelten Lichts durch die gesamte Struktur transmittiert.

Die Eigenschaften der evaneszenten Felder und ihr Potential zur Kopplung von Licht und Materie werden in Kapitel 2 anhand der Spektroskopie von dünnen, an der Faseroberfläche abgeschiedenen Filmen eines organischen Moleküls (PTCDA) untersucht. Dabei wird theoretisch und experimentell gezeigt, dass die spektroskopische Empfindlichkeit für geringe Bedeckungen gegenüber konventionellen Methoden um mehrere Größenordnungen gesteigert wird. Mit der faserbasierten Methode wird erstmals die Dynamik der Strukturveränderung einer sub-Monolage von PTCDA auf Glas an Luft und bei Raumtemperatur beobachtet.

In Kapitel 3 werden die Möglichkeiten untersucht, zwei verschiedene Typen von Resonatoren aus Glasfasern zu formen. Zum einen wird ein Bragg-Spiegel in einer ultradünnen Glasfaser hergestellt und die spektrale Reflexion qualitativ gemessen. Zum anderen wird ein neuartiger Resonatortyp aus der Taille einer 16 μm dicken Glasfaser erzeugt. Licht aus einer ultradünnen Koppel-faser wird mit einer Effizienz von bis zu 99,3 % in eine Flüstergalerie-Mode des Resonators gekoppelt und die Abstimmbarkeit des Resonators über mehr als einen freien Spektralbereich von etwa 100 GHz demonstriert. Die Güte der gemessenen Resonanzen wird auf etwa 10^5 bestimmt, und die limitierenden Einflüsse werden diskutiert. Abschließend wird eine Methode zum Bestimmen der Quantenzahlen einer Resonatormode entwickelt.

Die Arbeit leistet einen Beitrag für die Verwendung von ultradünnen und strukturierten Glasfasern zur Kopplung von Licht und Materie und ermöglicht zukünftige Anwendungen im Bereich der Quantenoptik.

Summary

This thesis presents an examination of ultrathin glass fibers as a novel tool for coupling light and matter. As a basic concept, matter, i.e. atoms, molecules, etc., will be coupled to the evanescent field in the vicinity of the fiber surface, which contains a large portion of the power of the guided light. Here, the effects of forming and microstructuring of these fibers on the field strength at the surface relative to the field strength in the center of the fiber are studied.

Chapter 1 reports on the construction and optimization of a pulling system for glass fibers, which can be used to reproducibly manufacture sub-wavelength diameter fibers of centimeters length from standard glass fibers with high accuracy. The transmission through the whole structure is measured to be up to 97%.

The properties of the evanescent field and its potential for coupling of light and matter are analyzed in chapter 2 by spectroscopy of thin surface adsorbed films of organic molecules (PTCDA). It is theoretically and experimentally shown that the spectroscopic sensitivity can be increased by several orders of magnitude with respect to conventional techniques. This method allows for the first time the observation of sub-monolayer dynamics of structural changes of PTCDA on glass at ambient conditions.

In chapter 3 two types of resonators, which can be built from glass fibers, are investigated. Firstly, a Bragg-mirror is integrated into an ultrathin glass fiber and the reflectivity is measured qualitatively. The second resonator type can be formed from a 16 μm thick fiber. Selective coupling of light from an ultrathin fiber into a whispering-gallery mode of the resonator is realized with an efficiency of 99.3% and tuning of the resonance frequency by more than one free spectral range of order 100 GHz is demonstrated. The quality factor of the excited modes has been measured to be of order 10^5 and limitations are discussed. Finally, a method is developed to determine the quantum numbers of a resonator mode.

Thereby, this thesis makes a contribution towards the utilization of ultrathin and structured glass fibers to couple light and matter and opens the route to fiber-based quantum optics experiments.

Publikationen

Teile der vorliegenden Arbeit wurden in Fachzeitschriften publiziert:

1. F. Warken, E. Vetsch, D. Meschede, M. Sokolowski, and A. Rauschenbeutel, *Ultra-sensitive surface absorption spectroscopy using sub-wavelength diameter optical fibers*, Opt. Express **15**, 11952 (2007)

Inhaltsverzeichnis

Einleitung	1
1 Ultradünne Glasfasern	5
1.1 Eigenschaften ultradünner Glasfasern	7
1.1.1 Moden und Propagation in der Fasertaille	7
1.1.2 Kopplung verschiedener Moden im Übergang	9
1.1.3 Adiabatisches Profil der Übergänge	11
1.2 Modellierung des Faserziehens	12
1.2.1 Analytischer Formalismus	13
1.3 Ziehanlage für ultradünne Glasfasern	18
1.3.1 Anforderungen	18
1.3.2 Aufbau der Ziehanlage	20
1.3.3 Bewegung nach <i>pvt</i> -Trajektorien	23
1.4 Kontrolle von Profil und Taillendicke	24
1.4.1 Profilmessung mit dem Lichtmikroskop	25
1.4.2 Bestimmung der Homogenität der Taillendicke mittels Beugung	28
1.4.3 Messung der lokalen Taillendicke mit dem REM	31
1.5 Optimierung der Transmission	33
1.5.1 Modenkopplung	33
1.5.2 Form des Übergangs	36
1.5.3 Materialeigenschaften	38
1.5.4 Mechanische Spannungen	42

1.5.5	Gasdruck	46
1.5.6	Gegenseitige Beeinflussung der Positionierer	48
1.5.7	Lichtwellenleiter am Limit ($d \ll \lambda$)	51
1.5.8	Ergebnisse	53
1.6	Optimierung durch indirektes Heizen	55
2	Spektroskopie mit evaneszenten Feldern	59
2.1	Empfindlichkeit für dünne Schichten	60
2.1.1	Optimal sensitive Glasfasern	63
2.2	Aufbau der Spektroskopie	64
2.3	Spektroskopie organischer Moleküle	65
2.3.1	Absorbanz-Spektren von PTCDA	65
2.3.2	Untersuchung der Dynamik	69
2.4	Steigerung der Empfindlichkeit für einzelne Teilchen	73
3	Mikroresonatoren	75
3.1	Bragg-Spiegel in einer Fasertaille	76
3.1.1	Nanostrukturierung von ultradünnen Glasfasern	78
3.1.2	Untergrundfreie Reflexionsmessung	80
3.1.3	Integrierte Fabry-Perot Faser-Resonatoren	82
3.2	Flaschenresonatoren	84
3.3	Theoretische Beschreibung	87
3.3.1	Flüstergalerie-Moden in Glaszylindern	87
3.3.2	Moden mit maximalem Drehimpuls	91
3.3.3	Moden des Flaschenresonators	95
3.3.4	Anregung der Moden	100
3.4	Mikrostrukturierung von Glasfasertailen	103
3.4.1	Vermessen des Profils	104
3.5	Anregen und Vermessen von Resonatormoden	105
3.5.1	Aufbau	108
3.5.2	Anregen im Kontaktmodus	110

<i>INHALTSVERZEICHNIS</i>	XI
3.5.3 Abstimmen über einen freien Spektralbereich	114
3.5.4 Einkoppeln mit veränderlichem Abstand	117
3.6 Optimierung der Güte	120
4 Resümee und Ausblick	125
4.1 Nicht-lineare Optik	126
4.1.1 Frequenzverdreifachung	126
4.2 Modeninterferometer	127
4.3 Atomfalle um eine ultradünne Glasfaser	127
4.4 Glasfaser-Quantenoptik	128
4.4.1 Quelle für einzelne Photonen	129
4.4.2 Schalten von einzelnen Photonen durch einzelne Photonen	129
Anhang	131
A Vollständige Modellierung des Faserziehens	131
A.1 Bewegung des Brenners	134
A.2 Bewegungsgleichungen	138
A.3 Radiusentwicklung	140
A.4 Algorithmische Beschreibung	141
A.5 Experimentelle Ziehparameter	144
A.6 Design adiabatischer Übergänge	147
B Radiale Intensitätsverteilung	153
Abbildungsverzeichnis	155
Tabellenverzeichnis	158
Literaturverzeichnis	161
Danksagung	170

Einleitung

Diese Arbeit hat zum Ziel, experimentelle, apparative und konzeptionelle Grundlagen für ein Zusammenführen von Glasfasertechnologie und Quantenoptik zu schaffen.

Glasfasern werden in der Kommunikationstechnik als Wellenleiter mit geringen Verlusten eingesetzt. Sie weisen einen geringen Unterschied der Brechungsindizes von Kern und Mantel auf, und man spricht von schwacher Führung des Lichts. Dabei ist das geführte Licht durch den dicken Mantel vor äußeren Einflüssen geschützt. Wird eine Monomodefaser jedoch so dünn gezogen, dass ihr Durchmesser vergleichbar wird mit der Wellenlänge des geführten Lichts [1–6], so tritt ein evaneszentes Feld an ihrer Oberfläche auf. Dann übernimmt die umgebende Luft die Rolle des Mantels und der Glasmantel die Rolle des Kerns des Wellenleiters. Der Unterschied im Brechungsindex ist nun hoch, und man spricht von starker Führung des Lichts. Bei ultradünnen Glasfasern wird der überwiegende Anteil der Leistung im evaneszenten Feld geführt [7, 8], wodurch spektroskopische Untersuchungen von Materie in der Umgebung der Glasfaser ermöglicht werden [9–13]. Darüber hinaus beeinflussen ultradünne Glasfasern die Modendichte für Strahlung im freien Raum. Dadurch wird die Rate der spontanen Emission von Cs-Atomen in der Nähe einer ultradünnen Glasfaser signifikant erhöht [14]. Zudem wurde vorhergesagt, dass im evaneszenten Feld um eine solche Glasfaser Cs-Atome gefangen werden können [15]. Ein solches Experiment würde bereits in den Bereich der Quantenoptik vorstoßen.

Die Quantenoptik behandelt die Eigenschaften von Licht, sowie die Wechselwirkung von Licht und Materie auf fundamentaler Ebene. Experimentell können einzelne Teilchen, wie z. B. Laser-gekühlte Caesium(Cs)-Atome [16, 17] oder Ionen in einer Paul- oder Penning-Falle [18–23], sowie einzelne Photonen [24–27] kontrolliert und zur Wechselwirkung gebracht werden [28–31]. Dafür werden eine hohe Feldstärke pro Photon, die mithilfe von Resonatoren für Licht erzeugt werden kann, und ein hohes Dipolmoment des genutzten optischen Übergangs in der Materie benötigt. Wenn die Kopplung von Licht und Materie stärker ist, als alle dissipativen Prozesse, wie spontane Emission eines Atoms und Verluste im Resonator, so spricht man vom Bereich

der starken Kopplung. Hierbei können Effekte untersucht werden, die nicht mit klassischen, sondern mit quantenmechanischen Modellen zu beschreiben sind.

Die Experimente dazu erfordern einen sehr hohen experimentellen Aufwand. Daher ist es von besonderem Interesse, robustere und einfachere Konzepte zu finden. Eine Möglichkeit dafür bieten monolithische, passiv stabile Resonatoren mit sehr hoher Güte in Form von Mikrokugeln aus Glas [32,33], die z. B. durch Aufschmelzen von Glasfasern hergestellt werden [34]. Darin können äquatoriale Flüstergalerie-Moden über das evaneszente Feld einer lichtführenden ultradünnen Glasfaser angeregt und eine sehr hohe Koppeffizienz erreicht werden [35,36]. Für eine parallele Verarbeitung von Information in Netzwerken ist eine Miniaturisierung wichtig, die mit Torus-förmigen Resonatoren aus Glas [37], die ähnliche Moden aufweisen, durchgeführt werden kann [38]. Dieses Potential zur Miniaturisierung ist inhärent in der Glasfasertechnologie gegeben. Die Realisierung einer Atomfalle und der Bau von Resonatoren sind zwei Beispiele für experimentelle Probleme der Quantenoptik, die mithilfe von speziellen Formen von Glasfasern gelöst werden können.

Im Rahmen dieser Arbeit sollen nun die Möglichkeiten, die sich durch den Einsatz von strukturierten Glasfasern für die Kopplung von Licht und Materie ergeben, genauer untersucht werden. Als Grundlage wird im ersten Teil der Arbeit der Aufbau einer Ziehanlage für die Herstellung und Mikrostrukturierung ultradünner Glasfasern beschrieben. Eine analytische Modellierung erlaubt, den Ziehprozess genauer zu verstehen und das Faserprofil vorherzusagen, sowie Einfluss auf die hergestellte Form der Glasfaser zu nehmen. Die einzelnen Einflussfaktoren auf die Qualität (Transmission) der ultradünnen Glasfasern werden identifiziert und die Eigenschaften daraufhin optimiert.

Im zweiten Teil wird die Wechselwirkung der evaneszenten Felder von lichtführenden ultradünnen Glasfasern mit dünnen Filmen von Molekülen auf der Oberfläche untersucht. Durch eine Analyse der Empfindlichkeit des Systems werden die wesentlichen physikalischen Effekte identifiziert und ausgenutzt, um die Sensitivität gegenüber konventionellen Methoden um mehrere Größenordnungen zu steigern.

Im dritten Teil werden zwei neuartige Typen von Resonatoren vorgestellt, die aus dünnen Glasfasern hergestellt werden können. Zum einen werden Strukturen mit alternierendem Brechungsindex und hohem Kontrast durch Bearbeitung mit einem fokussierten Ionenstrahl auf der Längenskala einer viertel Wellenlänge erzeugt, die nach dem gleichen Prinzip wie dielektrische Spiegel Licht reflektieren. Aus zwei solchen Spiegeln könnten Resonatoren mit extrem kleinen Modenvolumen aufgebaut werden. Zum anderen wird ein neuer Typ von Flüstergalerie-Resonator (Flaschenresonator) untersucht, der die positiven Eigenschaften von Mikrokugeln, passive Stabilität und hohe Güte, mit der Abstimbarkeit über mehr als einen freien Spektralbereich

vereint. Dieser hat eine stark prolate Geometrie und zwei räumlich getrennte Kaustiken, an denen Licht eingekoppelt werden kann. Solche Resonatoren werden erzeugt, ihre Geometrie ausgemessen, Moden selektiv und mit hoher Effizienz angeregt, die Modenstruktur vermessen und die Abstimmbarkeit gezeigt.

Kapitel 1

Ultradünne Glasfasern

Für die verlustarme Übertragung von Lichtsignalen werden in der Telekommunikation standardmäßig Glasfasern eingesetzt. Glas kann heutzutage in sehr hoher Reinheit und Qualität hergestellt werden, so dass bei einer Wellenlänge von 1550 nm die Verluste auf weniger als 0,2 dB/km gesenkt werden können [39]. Als Lichtwellenleiter werden oft Stufenindexfasern eingesetzt (s. Abb. 1.1a). Der größte Anteil der Leistung des Lichts wird im Kern durch

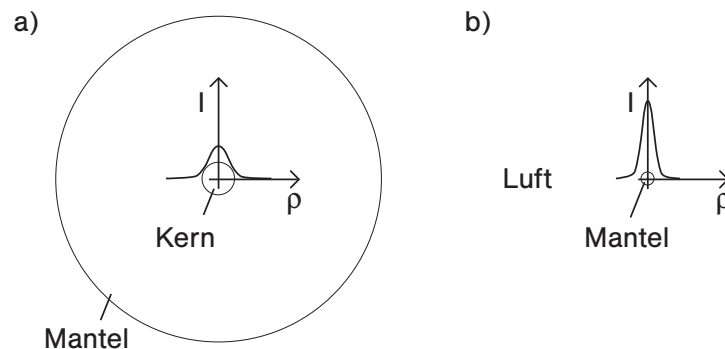


Abbildung 1.1: (a) Querschnitt durch eine Stufenindexfaser. Der Brechungsindex des Kerns ist größer als der des Mantels, um eine Wellenleitung zu ermöglichen. Die Intensität I der Grundmode besitzt im Zentrum ein Maximum und fällt außerhalb des Kerns in radialer Richtung ρ in etwa exponentiell ab. (b) Querschnitt durch eine ultradünne Glasfaser mit Verteilung der Intensität. Der Durchmesser ist relativ zu (a) 10-fach vergrößert dargestellt.

Totalreflexion am Mantel mit geringerem Brechungsindex geführt. Dadurch entsteht ein *evaneszentes Feld* im Mantel, dessen Stärke in radialer Richtung in etwa exponentiell abfällt. Die Eindringtiefe liegt in der Größenordnung der Wellenlänge des geführten Lichts und hängt zudem vom Sprung

des Brechungsindex ab. Da der Mantel gewöhnlich eine Dicke von $125\ \mu\text{m}$ hat, ist das Licht in der Glasfaser eingeschlossen und vor äußeren Einflüssen geschützt. Um den Zugang zum geführten Licht experimentell zu ermöglichen, kann man den Mantel durch Polieren oder Ätzen entfernen. Dann kann eine beliebige Probe von Materie von außen in das evaneszente Feld gebracht und gezielt die Wechselwirkung von Licht und Materie studiert werden. Dies wird beispielsweise mit *erodierten* Glasfasern umgesetzt [40, 41].

Alternativ können *verjüngte* Glasfasern verwendet werden (s. Abb. 1.1b). Diese können aus kommerziell erhältlichen Monomodefasern durch lokales Erhitzen und Ziehen an den Faserenden hergestellt werden [2]. Das Verhältnis der Durchmesser von Kern und Mantel (ca. 1 : 20) wird in diesem Prozess beibehalten. Ist der Durchmesser d des Mantels vergleichbar mit der Wellenlänge λ des geführten Lichts, so kann man den Einfluss des Kerns auf die Wellenleitung vernachlässigen. Dann wird das Licht vom Mantel geführt und die Rolle des Mediums mit geringerem Brechungsindex übernimmt die umgebende Luft, so dass in dieser Struktur weiterhin geführte Moden existieren. Ist die Glasfaser dünn genug ($d \approx \lambda/2$), so propagiert ein signifikanter Anteil der Leistung des geführten Lichts im evaneszenten Feld nahe der Faseroberfläche in der umgebenden Luft. Der wesentliche Vorteil der verjüngten Glasfasern ist, dass ihr Querschnitt sehr klein sein kann, so dass schon bei geringen Leistungen hohe Intensitäten an der Oberfläche erzielt werden.

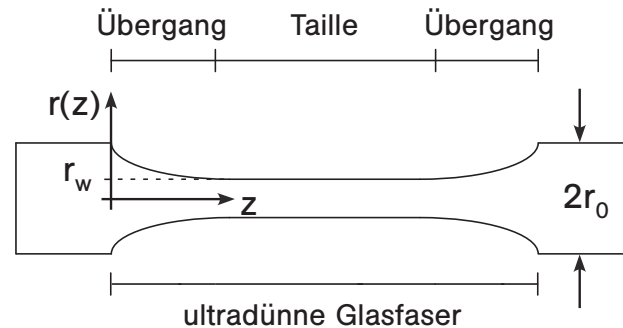


Abbildung 1.2: Bezeichnungen für verschiedene Regionen einer verjüngten, ultradünnen Glasfaser. Der Radius r_0 einer Monomodefaser wird im Übergang reduziert (Radius $r(z)$) und erreicht auf der Taille (engl. *waist*) den Wert r_w . Nach der Taille kehrt sich der Radienverlauf um.

Die Taille einer ultradünnen Glasfaser (s. Abb. 1.2) ist auf beiden Seiten durch jeweils einen Übergangsbereich (kurz: Übergang), in dem der Faserradius allmählich reduziert wird, an die unbearbeitete Glasfaser angeschlossen. Da der Radius der Taille um mehr als zwei Größenordnungen kleiner als r_0 ist, besteht die größte Herausforderung bei der Herstellung von ultradünnen Glasfasern darin, das Licht möglichst ohne Verluste aus der Monomodefaser

in die Taille und wieder zurück in das unbearbeitete Ende zu überführen. Wenn die Änderung des Radius an jeder Stelle des Übergangs so klein ist, dass sich die Mode des geführten Lichts anpassen kann, so spricht man von einem adiabatischen Übergang und erwartet eine verlustarme Führung des Lichts.

1.1 Eigenschaften ultradünner Glasfasern

Für die Arbeit mit ultradünnen Glasfasern ist es erforderlich, die Eigenschaften der geführten Moden zu kennen. Diese können in Lehrbüchern nachgeschlagen werden [42–45] und sollen hier nur so weit wie notwendig skizziert werden.

1.1.1 Moden und Propagation in der Fasertaille

Die Beschreibung der Lichtfelder in einer Glasfaser erfolgt mittels der Maxwellgleichungen. Diese werden aufgrund der azimuthalen Symmetrie einer Glasfaser in Zylinderkoordinaten (ρ, ϕ, z) ausgedrückt, wobei man üblicherweise die Feldkomponente in z -Richtung entlang der Faserachse betrachtet und die anderen Komponenten der Felder daraus errechnet [43]. Als Ansatz wählt man für die z -Komponente des elektrischen Feldes E_z bzw. des magnetischen Feldes H_z

$$\Psi = \psi(\rho) \exp(i(\omega t - \beta z \pm l\phi)), \quad \Psi = E_z, H_z \quad (1.1)$$

mit $l = 0, 1, 2, 3, \dots$, der Propagationskonstante β der Mode, der Kreisfrequenz ω , und der Zeit t . Mit dem Wellenvektor k und dem Brechungsindex n erhält man sowohl für den Kern als auch für den Mantel eine Besselsche Differentialgleichung

$$\left(\partial_\rho^2 + \frac{1}{\rho} \partial_\rho + k^2 - \beta^2 - \frac{l^2}{\rho^2} \right) \Psi = 0, \quad (1.2)$$

Im Kern (bei ultradünnen Glasfasern wird der Kern aus dem ursprünglichen Mantelmaterial geformt, $n_1 = n_{\text{Mantel}}$) ist $h^2 := k^2 - \beta^2 > 0$ und man findet als Lösung

$$\Psi \propto J_l(h\rho) \exp[i(\omega t + l\phi - \beta z)], \quad (1.3)$$

wobei J_l die Besselfunktion erster Art der Ordnung l bezeichnet. In der umgebenden Luft ($n_2 \approx 1$), ist $q^2 := \beta^2 - k^2 > 0$ und die Lösung

$$\Psi \propto K_l(q\rho) \exp[i(\omega t + l\phi - \beta z)], \quad (1.4)$$

mit der modifizierten Besselfunktion zweiter Art K_l der Ordnung l . Im Allgemeinen muss der *effektive* Brechungsindex $n_{\text{eff}} = \beta/k_0$ (k_0 Wellenvektor im

Vakuum) zwischen den Brechungsindizes n_1 vom Kern und n_2 vom Mantel des Wellenleiters liegen.

An der Grenzfläche zwischen Kern und Mantel ($\rho = r$) müssen die tangentialen Felder E_ϕ , E_z , H_ϕ und H_z stetig differenzierbar sein (man beachte den Sprung der Dielektrizitätszahl des Mediums ϵ an der Grenzfläche). Aus dieser Bedingung lässt sich eine transzendente Gleichung [43] für die Propagationskonstante β aufstellen

$$\begin{aligned} & \left(\frac{J'_l(hr)}{hrJ_l(hr)} + \frac{K'_l(qr)}{qaK_l(qr)} \right) \left(\frac{n_1^2 J'_l(hr)}{hrJ_l(hr)} + \frac{n_2^2 K'_l(qr)}{qrK_l(qr)} \right) \\ & = l^2 \left[\left(\frac{1}{qr} \right)^2 + \left(\frac{1}{hr} \right)^2 \right]^2 \left(\frac{\beta}{k_0} \right)^2. \quad (1.5) \end{aligned}$$

Zu jedem Wert von l gibt es die Eigenwerte β_m mit $m = 1, 2, 3, \dots$. Die Zahl m kann als die Anzahl der radialen Intensitätsmaxima interpretiert werden, wobei ein eventuell am Ursprung auftretendes Maximum mitgezählt wird. Die Gleichung hat zwei Klassen von Lösungen, die als EH -, bzw. HE -Moden bezeichnet werden. Die Lösungen beschreiben Hybrid-Moden mit Feldanteilen in z -Richtung sowohl für E als auch für H . Dabei wird die Bezeichnung HE für die Klasse von Moden verwendet, die die Grundmode enthält [46]. Die Werte von l und m werden als Index für die Mode angegeben (HE_{lm}), z. B. HE_{11} für die Grundmode. Für $l = 0$ sind die Felder azimuthal symmetrisch [42] und die Moden werden als TE - (transversal elektrisch) bzw. TM -Moden (transversal magnetisch) bezeichnet.

Bemerkung: Die transzendente Gleichung 1.5 gilt für alle Stufenindexfasern. Für *schwache Führung* ($n_1/n_2 \approx 1$), wie es in kommerziellen Monomodefasern der Fall ist, werden die beiden Faktoren auf der linken Seite gleich groß und aus der quadratischen wird eine lineare Gleichung. Damit findet man Moden, die im Gegensatz zu den HE - bzw. EH -Moden linear polarisiert sind und daher mit (LP_{km}) bezeichnet werden. Sie lassen sich als Linearkombination von EH_{lm} - bzw. HE_{lm} -Moden schreiben. Den Index k erhält man aus der Beziehung

$$k = \begin{cases} 1 & , \text{ für } TE_{0m}, TM_{0m} \\ l + 1 & , \text{ für } EH_{lm} \\ l - 1 & , \text{ für } HE_{lm} \end{cases}, \quad (1.6)$$

die gleichzeitig die Möglichkeiten der Linearkombination einschränkt. Insbesondere wird die Grundmode im stark führenden Fall ($n_1 \approx 1,45$ und $n_2 \approx 1$) mit HE_{11} , im schwach führenden Fall mit LP_{01} bezeichnet (für eine Liste der Entsprechungen höherer Moden s. Kap. 3.3. in [44]).

Zu jeder Mode außer der Grundmode HE_{11} gibt es eine Abschneidebedingung, die von l und m abhängt [46]. Die ersten höheren Moden sind TE_{01} und

TM_{01} , die je nach Polarisation angeregt werden können. Nach [43] werden beide nicht mehr geführt, wenn der Radius r kleiner wird als

$$\left(\frac{r}{\lambda}\right)_{01} < \frac{x_{01}}{2\pi\sqrt{n_1^2 - n_2^2}}, \quad (1.7)$$

mit der Wellenlänge λ und der ersten Nullstelle $x_{01} = 2,405$ der Besselfunktion $J_0(x)$. An Stelle von Gleichung 1.7 wird häufig auch der *V-Parameter* bzw. die *normierte Frequenz* $V := k_0 r \sqrt{n_1^2 - n_2^2} < x_{01}$ verwendet [42].

Der Grenzradius für ultradünne Glasfasern, ab dem sie nur noch die Grundmode führen, wird beispielhaft berechnet

$$r_{\text{grenz}, TE_{01}} = \begin{cases} 310 \text{ nm} , & \lambda = 852 \text{ nm}, n_1 = 1,452 \\ 187 \text{ nm} , & \lambda = 520 \text{ nm}, n_1 = 1,461 \end{cases}, \quad (1.8)$$

wobei die Brechungsindizes nach der empirischen Sellmeier-Formel für Silikatglas (SiO_2) für die jeweilige Wellenlänge berechnet werden [47].

Den Grenzradius für die erste höhere Mode HE_{12} , die im Gegensatz zu den Moden TE und TM effizient an die Grundmode HE_{11} koppeln kann [48], erhält man aus einer zu Gl. 1.7 analogen Bedingung [43]. Da nun $l = 1$ gilt, müssen die Nullstellen der Besselfunktion $J_1(x)$ bei $x_{1m} = 0, 3,832, 7,016, 10,173, \dots$ betrachtet werden. Für die erste höhere Mode gilt $m = 2$ und so wird die zweite Nullstelle ausgewählt. Man erhält

$$r_{\text{grenz}, HE_{12}} = \begin{cases} 494 \text{ nm} , & \lambda = 852 \text{ nm}, n_1 = 1,452 \\ 298 \text{ nm} , & \lambda = 520 \text{ nm}, n_1 = 1,461 \end{cases} \quad (1.9)$$

als Grenzradius für die HE_{12} -Mode.

1.1.2 Kopplung verschiedener Moden im Übergang

Um eine ultradünne Glasfaser mit ihren Übergängen zur dicken, unbearbeiteten Glasfaser zu beschreiben, reicht es nicht aus, nur die lokale Propagation in Monomodefaser und Taille zu kennen. Vielmehr wird die geführte Mode in den Übergängen ständig transformiert.

Abbildung 1.3 zeigt schematisch den Transfer des Lichts von einer schwach geführten Mode im Faserkern in eine stark geführte Mode in der Fasertaille, an deren Oberfläche ein evaneszentes Feld existiert. Im Idealfall geschieht diese Übertragung adiabatisch, d. h. eine signifikante Änderung des Radius vollzieht sich nur über eine Strecke von vielen Wellenlängen. Dann wird das Licht ohne Verluste in der sich langsam verändernden Grundmode geführt.

Im realistischen, nicht perfekt adiabatischen Fall können die Grundmode und höhere Moden, die zumindest im Bereich des Übergangs existieren, durch die Änderung des Faserprofils oder auch durch eine Inhomogenität im Material



Abbildung 1.3: Schema zum adiabatischen Transfer der Mode vom Kern in den Mantel und zurück. Der Kern wird durch den dunkleren Bereich angedeutet.

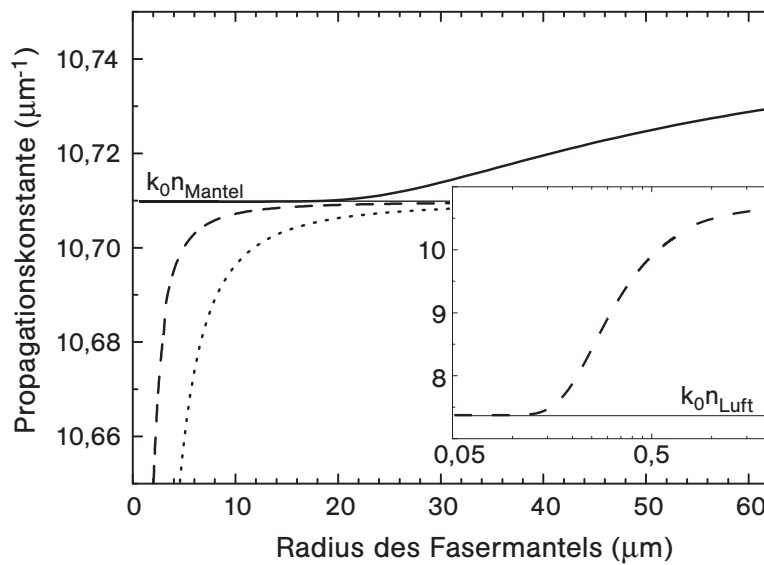


Abbildung 1.4: Numerisch berechnete Propagationskonstanten der Moden HE_{11} und HE_{12} als Funktion des Radius des Fasermantels nach Gl. 1.5 für $\lambda = 852 \text{ nm}$. (durchgezogen) HE_{11} -Kernmode, (gestrichelt) HE_{11} -Mantelmode, (gepunktet) HE_{12} -Mantelmode. Ausgegangen wird von der Faser F-SF (Fa. Newport) mit $r_{\text{Mantel}} = r_0 = 62,5 \mu\text{m}$, $r_{\text{Kern}} = 2,7 \mu\text{m}$, $n_{\text{Kern}}/n_{\text{Mantel}} = 1,0034$. Der Einschub zeigt die Propagationskonstante für die HE_{11} -Mantelmode für ultra dünne Glasfasern.

gekoppelt werden. Dieser Prozess ist umso effizienter, je geringer die Differenz der Propagationskonstanten der beteiligten Moden und je größer der Überlapp der Moden ist.

Am stärksten ist die Kopplung von HE_{11} und HE_{12} [48]. Daher lohnt es sich, deren Propagationskonstanten näher zu untersuchen (s. Abb. 1.4). Sie werden nach Gl. 1.5 numerisch als Funktion des Faserradius berechnet. Genau genommen liegt dabei für mittlere Radien ein Dreischichtsystem vor. Als Vereinfachung wird aber je nach Faserdicke ein System aus Kern und

Mantel, bzw. aus Mantel und Luft angenommen. Im Bereich um $r = 20 \mu\text{m}$ geht die HE_{11} -Mode vom Kern in den Mantel über, und der Unterschied zur Propagationskonstante der HE_{12} -Mode ist am kleinsten, weshalb die beiden Moden dort am stärksten koppeln.

1.1.3 Adiabatisches Profil der Übergänge

Das Licht soll in ultradünnen Glasfasern möglichst nur in der Grundmode geführt werden. Höhere Moden, die im Übergang angeregt werden, können von der Monomodefaser, die an den zweiten Übergang anschließt, nicht geführt werden. Um die daraus entstehenden Verluste zu vermeiden, muss man das Kriterium der Adiabasie erfüllen [48]. Zwei gekoppelte Moden tauschen auf der Längenskala Δl ihrer Schwebung periodisch Energie aus

$$\Delta l = \frac{2\pi}{\beta_1 - \beta_2}. \quad (1.10)$$

Dabei reicht es aus, die Kopplung von HE_{11} und HE_{12} mit den Propagationskonstanten β_1 und β_2 zu betrachten, da alle anderen Kopplungen schwächer sind [48]. Der Steigungswinkel Ω des Übergangs muss an jedem Ort z klein sein gegenüber dem Verhältnis vom Radius r zur Länge der Schwebung Δl

$$\Omega(z) < \frac{r(z)}{\Delta l(z)} = \frac{r(z)}{2\pi}(\beta_1(z) - \beta_2(z)). \quad (1.11)$$

Nach [48] ist das optimale Faserprofil für einen Übergang kosinusförmig. Anhand von Abbildung 1.4 kann man diesen Verlauf qualitativ nachvollziehen: Wenn die Propagationskonstanten sich stärker unterscheiden, also an Anfang und Ende eines Übergangs, darf der Winkel größer sein als in der Mitte des Übergangs. Ein solches Profil kann experimentell durch drei lineare Bereiche jeweils gemittelter Steigung angenähert werden. Will man die Verluste kontrollieren, so muss man den Winkel Ω in der kritischen Region limitieren. In Tabelle 1.1 sind typische Werte für Winkel Ω und Verluste Υ eingetragen.

Tabelle 1.1: Verluste in Abhängigkeit vom Winkel des Übergangs, entnommen aus [48]

Ω (mrad)	Υ (%)
0,3	1
0,6	20

1.2 Modellierung des Faserziehens

Dieses Unterkapitel verschafft einen Überblick über die wichtigsten Grundlagen und Ergebnisse einer Modellierung des Faserziehens. Die vollständige und aufwändige Modellierung mit allen Zwischenschritten ist in Anhang A beschrieben.

Für die Herstellung von ultradünnen Glasfasern verwendet man eine Heizquelle, typischerweise eine Gasflamme oder auch einen CO₂-Laserstrahl, um das Glas zu erhitzen. Dabei ist zu beachten, dass eine reale Heizquelle eine glockenförmige Temperaturverteilung besitzt. Daraus folgt eine Variation der Viskosität entlang der Faserachse und der Prozess des Faserziehens ist im Allgemeinen durch Fluidmechanik zu beschreiben [1].

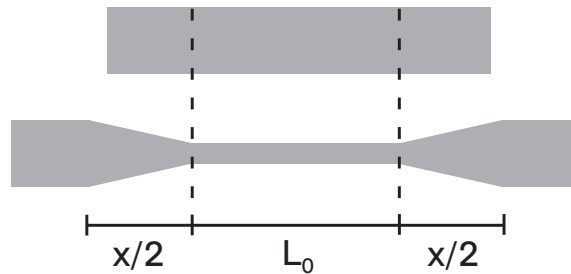


Abbildung 1.5: Schema des Faserziehens. Material wird auf der Breite der Flamme L_0 erhitzt und durch Ziehen verlängert. Dadurch verjüngt sich die Glasfaser und es entsteht eine Taille, die von zwei Übergängen eingeschlossen ist. Die Dehnung x beschreibt den Versatz der beiden Faserenden nach außen und sollte nicht mit der z -Koordinate im Laborsystem verwechselt werden.

Nach Birks et al. [2] ist es jedoch in guter Näherung möglich, von einer homogen erhitzten zylindrischen Zone (Schmelzzone) der Länge L_0 auszugehen (s. Abb. 1.5). Durch Ziehen an den Glasfaserenden wird die Faser dünner und um ihre Dehnung x länger. Dabei wird Material zu beiden Seiten aus der Schmelzzone gezogen und erstarrt. Dieses Material formt die Übergänge von der dicken zur dünnen Glasfaser mit einer Länge von jeweils $x/2$. Die Länge der Taille hängt von der Breite der Schmelzzone ab. Während des Ziehprozesses werden die thermische Ausdehnung und das Verdampfen des Glases vernachlässigt, und folglich sind Masse und Volumen des erhitzten Glases erhalten. Demnach kann die Änderung des Radius r aus der Dehnung x berechnet werden (Herleitung s. Anhang A)

$$r(x) = r_0 \exp\left(-\frac{x}{2L_0}\right). \quad (1.12)$$

Daraus erhält man im Bereich des Übergangs das Profil $r(z)$ entlang der

z-Achse, indem man $z = x/2$ einsetzt

$$r(z) = r_0 \exp\left(-\frac{z}{L_0}\right), \quad (1.13)$$

wobei $z = 0$ an den letzten unbearbeiteten Punkt der Faser gelegt werden muss und z in Richtung der Taille größer wird.

Mit dieser Methode erzeugt man eine dünne Taille (engl. *waist*) mit der Länge $L_w = L_0$ und dem Radius $r_w = r(x_{\max})$, sowie zwei exponentielle Übergänge. Die Länge eines Übergangs beträgt dann $x/2 = L_0 \ln(r_0/r_w)$. Für die Herstellung einer dünnen (r_0/r_w groß) und zugleich langen (L_0 groß) Fasertaille erzeugt dieses Verfahren Übergänge von großer Länge und ist daher ungeeignet. Durch geeignete *dynamische* Anpassung der Flammenbreite kann die Form des Übergangs verändert werden, was die Herstellung kürzerer Übergänge ermöglicht. Dabei wird die Flammenbreite $L_0(x)$ abhängig von der momentan erreichten Dehnung x angepasst. Dann ist die Änderung des Radius gegeben durch (s. Anhang A, [2])

$$r(x) = r_0 \exp\left(-\frac{1}{2} \int_0^x \frac{d\tilde{x}}{L_0(\tilde{x})}\right). \quad (1.14)$$

Dieses Modell funktioniert nur dann, wenn die Zunahme der Flammenbreite $dL_0(x)$ kleiner ist, als die momentane Verlängerung der Faser dx , also $dL_0(x) < dx$. Für $dL_0 > dx$ würde die Flamme nicht mehr einen gleichmäßig dicken Zylinder erhitzen, sondern einen Zylinder mit Verdickungen an den Enden. Die finale Länge der erhitzten Zone bestimmt dann die Länge der Fasertaille L_w

$$L_w = L(x_{\max}). \quad (1.15)$$

Experimentell kann man die Breite der Schmelzzone dadurch verändern, dass man die Flamme entlang der Glasfaser hin und her bewegt [49]. Durch die Bewegung der Flamme wird aus der kontinuierlichen Flammenbreite $L_0(x)$ eine diskrete Größe $L_0(n)$, wobei n die Zahl der angefangenen Bewegungen nach rechts oder links ist. Die Gesamtzahl dieser Ziehschritte sei N . Je größer N , desto besser kann $L_0(x)$ durch $L_0(n)$ angenähert werden. Das erfordert entweder hohe Geschwindigkeiten der Flamme oder eine sehr lange Prozessdauer. Die Form des Übergangs nach $r(x)$ kann zwar beliebig gewählt werden, jedoch muss $L_0(x)$ dann im Allgemeinen numerisch nach Gleichung 1.14 berechnet werden [2].

1.2.1 Analytischer Formalismus

Die Problematik der Modellierung wird hier vereinfacht, indem ein analytischer Formalismus entwickelt wird, mit dem die Verformung des Glases

durch Ziehen in Anwesenheit einer bewegten Heizquelle simuliert werden kann. Durch Berechnung geeigneter Ziehparameter wird es möglich, Übergänge mit linearem Profil zu erzeugen, anstatt des exponentiellen Profils nach Gl. 1.13. Somit kann letztlich eine beliebige Form des Übergangs aus stückweise linearen Bereichen zusammengesetzt werden. Dies schafft die Möglichkeit, ein Faserprofil, also Tailenlänge, Radius und Form der (adiabatischen) Übergänge, vorzugeben und die notwendigen Ziehparameter für die Ziehanlage zu berechnen.

Zunächst wird der Einfluss der sich relativ zur Glasfaser bewegenden Flamme betrachtet. Durch eine glockenförmige Temperaturverteilung in der Flamme wird die Glasfaser in der Mitte der Flamme am stärksten erhitzt. Dort wird sie also besonders weich und schnürt sich am stärksten ein, wenn an den Faserenden gezogen wird. Demnach ist der Tailenradius dann nicht homogen, sondern nimmt zur Mitte hin kontinuierlich ab. Wenn man während des Ziehens die Flamme relativ zur Glasfaser mit *konstanter Geschwindigkeit* um eine Strecke L bewegt, so erzeugt man aufgrund der Translationsinvarianz effektiv eine Schmelzzone mit einer Breite von etwa L und mit einem vernachlässigbaren Temperaturgradienten entlang der Fasertaille. Dieses Verfahren erhöht die Gleichförmigkeit der Taille.

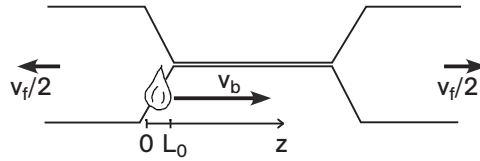


Abbildung 1.6: Skizze zum Faserziehen mit translatierter Heizquelle mit Faserziehgeschwindigkeit v_f und alternierender Geschwindigkeit der Flamme bzw. des Brenners v_b . Die Flamme hat eine Breite von L_0 und wird in Richtung positiver z -Achse bewegt.

Abbildung 1.6 veranschaulicht den Ziehprozess, in dem mit der Geschwindigkeit v_f an der Faser gezogen wird und die Flamme bzw. der Brenner mit der Geschwindigkeit v_b relativ zur Faser bewegt wird. Dabei wechselt v_b nach jedem Ziehschritt das Vorzeichen, und die Faser wird an ihren dicken Enden jeweils mit der halben Ziehgeschwindigkeit $v_f/2$ nach außen gezogen. Ein Punkt auf der Fasertaille wird dann für die Zeit t_h erhitzt, die er sich in der Flamme befindet. In dieser Zeit wird die Faser um $x = t_h v_f$ gedehnt. Damit erhält man nach Gleichung 1.12 den resultierenden Radius r_f aus dem Radius r_i der Faser vor dem Ziehschritt

$$r_f = r_i \exp\left(-\frac{t_h v_f}{2L_0}\right). \quad (1.16)$$

Je nach Region der Faser betrachtet man drei verschiedene Klassen von

Punkten. Die Punkte liegen

1. im nicht mehr zu bearbeitenden Teil der Glasfaser,
2. in einem in Ziehschritt n neu zu erzeugenden Abschnitt des Übergangs, der aus der vorher bestehenden Taille geformt wird, oder
3. in dem Bereich, aus dem in Ziehschritt n die neue Taille erzeugt wird.

Um überhaupt eine homogene Taille zu erzeugen, muss die Flamme einen vor ihr auf der Faser liegenden Punkt überholen können, also

$$v_b > v_f/2, \quad (1.17)$$

denn nur dann ist die oben erwähnte Translationsinvarianz für eben diese Klasse von Punkten, die von der gesamten Flamme überstrichen werden, gewährleistet. Die zu den einzelnen Klassen gehörigen Heizzeiten werden bezeichnet mit:

1. $t_h = 0$, für Punkte, die im Ziehschritt von der Flamme nicht berührt werden
2. $t_h = t_a(z)$ bzw. $t_h = t_e(z)$ für Punkte, die sich am Anfang bzw. Ende des Ziehschrittes schon bzw. noch in der Flamme befinden und folglich nicht von der gesamten Flamme überstrichen werden. Die Heizzeit hängt von der genauen Lage des Punktes ab.
3. $t_h = t_0$, für Punkte auf der Taille, die im Ziehschritt von der gesamten Flamme überstrichen werden.

Die Geschwindigkeiten können in jedem Ziehschritt n einen anderen Betrag haben: $v_{b,n}$ und $v_{f,n}$. Daraus ergeben sich unterschiedliche Heizzeiten $t_{a,n}(z)$, $t_{e,n}(z)$ und $t_{0,n}$. Die Strecke, die die Flamme mit $v_{b,n}$ verfahren wird, wird mit L_n bezeichnet.

Für eine genaue Bestimmung der Heizzeiten, insbesondere von t_0 , muss die Bewegung eines Punktes beschrieben werden, während die Flamme ihn passiert. Die Lösung der Bewegungsgleichung lautet (s. Gl. A.34)

$$z(t) = L_0 \left(\frac{1}{2} - \frac{v_b}{v_f} \right) \cdot \exp \left(\frac{v_f}{L_0} t \right) + \frac{L_0}{v_f} \cdot v_b + v_b \cdot t + \frac{L_0}{2} \quad (1.18)$$

$$\Rightarrow \dot{z}(t) = \left(\frac{v_f}{2} - v_b \right) \cdot \exp \left(\frac{v_f}{L_0} t \right) + v_b. \quad (1.19)$$

Damit können nun die Heizzeiten ausgerechnet werden. Die wichtigste Heizzeit ist die für einen Punkt auf der Taille. Sie kann in jedem der N Ziehschritte unterschiedlich sein und ist gegeben durch (s. Gl. A.36)

$$t_0 = \frac{L_0}{v_f} \ln \left(\frac{2v_b + v_f}{2v_b - v_f} \right). \quad (1.20)$$

Für kleine Faserziehgeschwindigkeiten bzw. große Brennergeschwindigkeiten sieht man mithilfe der Regel von l'Hôpital, dass die Heizzeit gegen den intuitiv erwarteten Wert strebt

$$t_0 \stackrel{v_f \rightarrow 0}{=} \frac{L_0}{v_b}. \quad (1.21)$$

Aus den Gleichungen 1.16 und 1.20 erhält man für den Radius der Taille

$$r_n = r_{n-1} \cdot \sqrt{\frac{2v_{b,n} - v_{f,n}}{2v_{b,n} + v_{f,n}}}. \quad (1.22)$$

Diese rekursive Formel haben auch Leon-Saval et al. in etwa zeitgleich gefunden und ohne Angaben zur Herleitung veröffentlicht [5]. Für die Punkte der Faser im Bereich eines Übergangs muss die Heizzeit individuell berechnet werden und der Radius ergibt sich nach Gleichung 1.16

$$r_n = r_{n-1} \cdot \exp\left(\frac{-t_{h,n} \cdot v_{f,n}}{2L_0}\right). \quad (1.23)$$

Durch einen geeigneten Algorithmus kann nun das Profil einer Faser durch ein speziell entwickeltes Computerprogramm aus gegebenen Ziehparametern berechnet werden (s. Anhang A.4). Es ist jedoch nicht trivial, geeignete Parameter zu finden. Dafür sind zwei Probleme zu lösen:

1. Um einen kontinuierlichen Übergang für alle aufeinander folgende Zieh-schritte zu erhalten, müssen der Weg der Flamme, die gewünschte Tail-lenlänge und das Strecken der gesamten Faser während eines Zieh-schrittes aufeinander abgestimmt werden (s. Anhang A.5).
2. Die Form der Übergänge soll das Adiabasiekriterium erfüllen (s. Anhang A.6)

Für die Adiabasie eines Übergangs ist die Differenz der Propagationskonstan-ten von Grundmode und erster höherer Mode ausschlaggebend. Die Propa-gationskonstanten unterscheiden sich am wenigsten im Radienbereich um $r = 20 \mu\text{m}$. In diesem Bereich empfiehlt sich z. B. ein linearer Übergang mit geringer Steigung. Für größere bzw. kleinere Radien kann eine höhere Steigung gewählt werden (vgl. Kap. 1.1.3).

Um einen linearen Bereich des Übergangs zu erzeugen, muss dafür gesorgt werden, dass die Steigung der Abschnitte der Übergänge, die in den einzelnen Zieh-schritten erzeugt werden, die gleiche ist (s. Anhang A.6). Die Flamme erzeugt nur jeden zweiten Schritt einen neuen Bereich des Übergangs auf einer der beiden Seiten. Um den Steigungswinkel Ω zu berechnen, muss man

die Differenz der Radien von zwei übernächsten Ziehschritten ins Verhältnis zur neu erzeugten Länge des Übergangs L_{ue} setzen (s. Gl. A.63)

$$\Omega = \frac{r_{n-2} - r_n}{L_{ue}}. \quad (1.24)$$

Durch Simulationen stellt sich heraus, dass es günstig ist, $L_{ue} = L_0$ konstant zu lassen und die Steigung über die Radienänderung anzupassen. Dann kann Gleichung 1.24 genähert werden (vgl. Gl. A.64)

$$\Omega \approx \frac{r_n}{2L_0} \cdot \left(1 - \frac{2v_b - v_f}{2v_b + v_f}\right) \quad (1.25)$$

und die Steigung über die Ziehgeschwindigkeit v_f eingestellt werden. Je kleiner der Faserradius wird, desto höher muss v_f gewählt werden, um den Wert von $r_{n-2} - r_n$ beizubehalten. Für sehr kleine Faserradien kann dies eine sehr hohe Ziehgeschwindigkeit erfordern (s. Abb. A.11). Dadurch wird $v_f/2 > v_b$ und die Bedingung 1.17 für die Erzeugung einer homogenen Taille nicht mehr eingehalten. Deshalb muss in einem solchen Fall die Ziehgeschwindigkeit begrenzt werden. Die Simulation in Abbildung 1.7 zeigt, dass dann der Übergang nahe der Taille eine exponentielle Form hat. Dieser Bereich ist für einen finalen Faserradius von $r_w = 0,25 \mu\text{m}$ kurz und zu vernachlässigen.

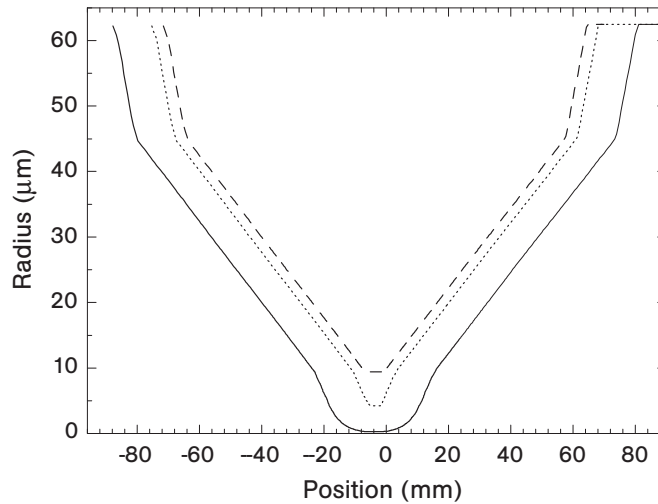


Abbildung 1.7: Beispielhaftes linear zusammengesetztes Faserprofil mit begrenzter Ziehgeschwindigkeit. Die Kurven zeigen die Profile nach $N = 79, 85, 95$ Ziehschritten (gestrichelt, gepunktet, durchgezogen) für $r_w = 0,25 \mu\text{m}$. Die Steigungswinkel der drei linearen Bereiche sind auf $\Omega = 2,5, 0,6$ und 1 mrad gesetzt worden.

Der vorgestellte Formalismus erlaubt auch bei Bedarf, einen Übergang aus mehr als drei linearen Stücken zusammenzusetzen und somit den Übergang

zur homogenen Taille dem Kriterium für Adiabasis an jedem Ort anzupassen. Die Übereinstimmung von gemessenem und simuliertem Faserprofil wird in Kapitel 1.4 überprüft.

1.3 Ziehanlage für ultradünne Glasfasern

Eine Ziehanlage für ultradünne Glasfasern muss in der Lage sein, das gewünschte Faserprofil mit den nach Kapitel 1.2 berechneten Parametern möglichst genau zu erzeugen. Darüber hinaus ergeben sich weitere technische Anforderungen, die von kommerziellen Anlagen nicht erfüllt werden.

1.3.1 Anforderungen

Das Kernstück der Glasfaserziehanlage besteht aus zwei Verschiebetischen (Positionierer), die die Faser strecken und sie relativ zur Heizquelle verschieben. Beide sollten sich um mehr als 10 cm verfahren lassen, um entsprechend lange Fasern herstellen zu können.

Die Erzeugung der gewünschten Übergänge erfordert eine programmierbare Steuerung der Positionierer. Für die nötige Richtungsumkehr sollte es möglich sein, die Geschwindigkeit mit möglichst geringem Ruck (zeitliche Ableitung der Beschleunigung) zu ändern. Dafür eignen sich so genannte *pvt*-Trajektorien, in denen zu jedem Zeitpunkt t die Position p und die Geschwindigkeit v vorgegeben wird. Diese werden von der Motorsteuerung in Echtzeit umgesetzt.

Um eine homogene Taille zu erzeugen, müssen die Geschwindigkeiten beider Positionierer und die Flammenbreite entsprechend konstant gehalten werden (vgl. Gl. 1.23). Eine Modulation der Ziehgeschwindigkeit führt zu einer lokalen Modulation des Radius für das Material, das aus dem erhitzten Bereich heraus gezogen wird. Insbesondere für die Herstellung von Mikroresonatoren, deren Dicke um nur wenige Prozent moduliert werden soll (s. Kap. 3), müssen die relativen Schwankungen des Durchmessers kleiner als 1 % sein. Die Konstanz der Geschwindigkeit kann durch moderne Linearmotoren gewährleistet werden. Um die Flammenbreite konstant zu halten, benötigt man eine konstante Zufuhr der Brenngase, was durch Massendurchflussregler gewährleistet wird. Zudem ist eine laminare Strömung nötig, da Turbulenzen das Temperaturprofil innerhalb der Flamme stören würden [3] und auch die dünne Glasfaser zum Schwingen anregen könnten.

Die lokale Adiabasis stellt die höchsten Anforderungen an die Ziehanlage. Das Strecken der Glasfaser muss sehr gleichmäßig geschehen, um Störungen in den Übergängen zu vermeiden (ähnlich wie für Homogenität der Taille,

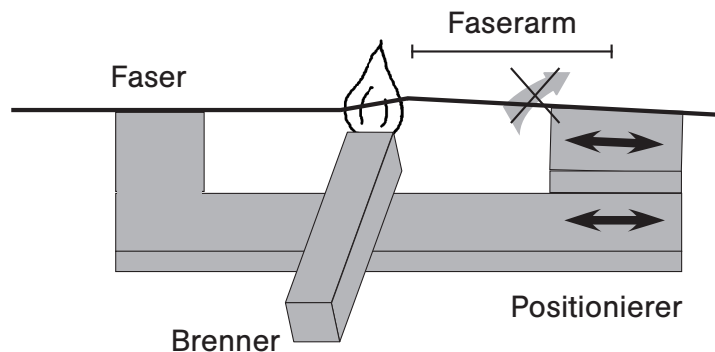


Abbildung 1.8: Skizze zum Entwurf der Glasfaserziehanlage. Eine Anordnung der Positionierer übereinander führt zu einer Entkopplung von Ziehbewegung (oberer Positionierer) und Translation relativ zum Brenner (unterer Positionierer). Ein Neigen des oberen Tisches führt zu einer Verformung der Faser und sollte durch eine präzise Führung minimiert werden.

s.o.). Schrittmotoren sind hierfür eher ungeeignet, da der Motor vom Prinzip her nach jedem Schritt steht und dann für den nächsten Schritt erneut anfährt. Hier bieten sich wieder Linearmotoren an, sowie eine Montage übereinander (s. Abb. 1.8), so dass der obere Positionierer nur für das Strecken und der untere Positionierer nur für die Bewegung der Faser relativ zur Flamme eingesetzt wird. Diese Aufteilung erleichtert auch die Synchronisation beider Positionierer. Der untere Positionierer muss bei jeder Richtungsumkehr den oberen Positionierer beschleunigen und benötigt eine dementsprechend hohe maximale Kraft.

Die zu bearbeitende Faser wird an ihren Enden eingespannt, die etwa 10 cm weit auseinander liegen können. Üblicherweise wird die Faser in ihrer Mitte erhitzt und weich, so dass zu beiden Seiten der Flamme ein Faserarm von 5 cm Länge entsteht. Wird ein solcher Faserarm versetzt oder verdreht, so wird die Faser vorwiegend im erhitzten Bereich verformt. Dieser Effekt kann durch ein Kippen (Neigen bzw. Gieren) des oberen Positionierers hervorgerufen werden und ist durch eine sehr präzise Führung zu minimieren. Für eine obere Abschätzung des Effektes wird angenommen, dass jeder Faserarm steif ist. Dann folgt aus einem Neigungswinkel von beispielsweise $100 \mu\text{rad}$ einen Versatz von $5 \mu\text{m}$ in der Mitte. Dieser wird dann dort ausgeglichen, wo die Faser erhitzt wird und weich ist, also entlang der Flammenbreite von etwa 1 mm. Dadurch erzeugt man in der Faser einen Winkel von 5 mrad . Eine solche Abweichung der Faserachse von einer Geraden wird hier und im Folgenden als Deformation bezeichnet. Sie sorgt für eine Änderung der Fasergeometrie, zusätzlich zu der Änderung des Faserdurchmessers im Übergang. Damit wird die Adiabasie der ultradünnen Glasfaser gestört und es können

höhere Moden angeregt werden. Wenn man den durch eine Deformation erzeugten Winkel mit dem Steigungswinkel des Übergangs vergleicht, so lassen sich mit den Werten aus Tabelle 1.1 für einen Winkel von 5 mrad signifikante Verluste ableiten. Es empfiehlt sich also eine deutlich genauere Führung zu wählen, was nah an die Grenze des technisch Machbaren geht.

Darüber hinaus muss die erzeugte Glasfaser sehr sauber gehalten werden, da ultradünne Glasfasern starke evaneszente Felder haben, und das Licht an jeder Verunreinigung der Oberfläche gestreut bzw. absorbiert werden kann. Demzufolge muss das Faserziehen in einer staubfreien Atmosphäre erfolgen. Die Brenngase müssen sehr rein sein und sollten auch keine Rückstände von Kohlenstoff hinterlassen. Die Zuleitungen müssen frei von Fetten sein. Ebenso dürfen sie kein Kupfer enthalten, da Kupferionen sonst leicht mit dem Gas geführt werden, sich auf der Fasertaille niederschlagen und dort Licht absorbieren. Kleinste sich lösende Partikel können von einem Feinstfilter aufgefangen werden. Die sauberste Heizquelle wäre der Strahl eines CO₂-Lasers. Dieser scheidet für die Herstellung ultradünner Glasfasern jedoch aus praktischen Gründen aus. Da die zu erzeugenden Taillendicken viel kleiner sind als die Wellenlänge des CO₂-Lasers von 10,6 μm , wird die Strahlung nur schwach absorbiert. Daher würde man eine sehr hohe Laserleistung für die Bearbeitung ultradünner Glasfasern benötigen [50–52].

Für die geplante Mikrostrukturierung (s. Kap. 3) kann ein CO₂-Laser als alternative Heizquelle eingesetzt werden, da in diesem Fall Glasfasern mit einem Durchmesser von etwa 16 μm bearbeitet werden sollen. Die Strukturierung soll zudem auf einer Längenskala von nur 100 μm durchgeführt werden, was durch eine Gasflamme kaum, durch Fokussieren des CO₂-Laserstrahls auf die Glasfaser aber leicht durchgeführt werden kann.

1.3.2 Aufbau der Ziehanlage

Der Aufbau der Glasfaserziehanlage ist in Abbildung 1.9 schematisch dargestellt. Zum Faserziehen wird zunächst der Schutzmantel aus Plastik entfernt und die Glasfaser mit Aceton gereinigt. Dann wird sie mithilfe von Magneten auf zwei motorisierten Verschiebetischen mit Führung befestigt. Der Ventilator der Reinraumbox wird ausgeschaltet, um Vibrationen und Luftströmungen zu vermeiden. Als Brenngas wird ein Gemisch aus Wasserstoff und Sauerstoff (üblicher Weise im Verhältnis 2 : 1) verwendet und an einem elektrisch geheizten Platindraht entzündet. Dabei schlägt sich auf dem Brenner etwas Wasser nieder, das nach ca. 1 Minute verdampft ist. Als nächstes wird der Brenner zwischen den beiden Haltepunkten unter die Faser gefahren. Diese wird lokal erhitzt und durch Bewegen der Positionierer verjüngt (vgl. Kap. 1.2). Der gesamte Vorgang wird durch individuell entwickelte Software in Echtzeit gesteuert.

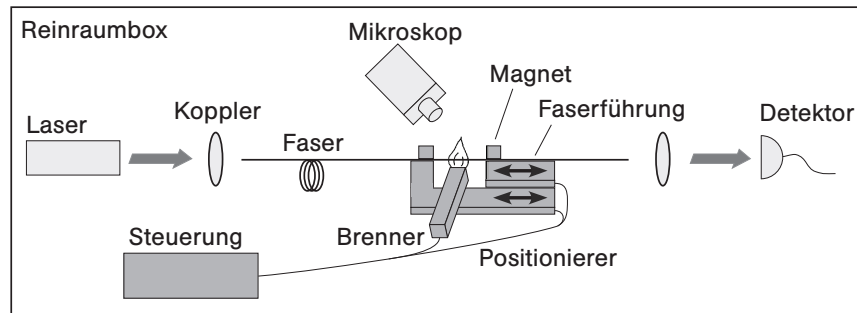


Abbildung 1.9: Schema zum Aufbau der Glasfaserziehvorrichtung. Die eingespannte Glasfaser wird lokal erhitzt und dünn gezogen. Der obere Positionierer streckt die Faser, der untere verschiebt sie relativ zur Flamme. Dieser Vorgang wird durch eine umfangreiche Software gesteuert. Zur Kontrolle des Ziehprozesses kann jederzeit die bearbeitete Stelle durch ein Mikroskop mit angeschlossener CCD-Kamera beobachtet sowie die Transmission gemessen werden.

Die bearbeitete Stelle kann durch ein Mikroskop beobachtet und vermessen werden. Während des Vorgangs kann der Strahl eines Diodenlasers in die eingespannte Glasfaser gekoppelt werden. Die Wellenlänge wird so gewählt, dass das Licht in der unbearbeiteten Glasfaser nur in der Grundmode geführt werden kann. Durch eine Photodiode kann die Veränderung der Transmission gemessen und protokolliert werden. Ebenso werden die Encoderdaten der Verschiebetische zu Kontrollzwecken ausgelesen. Nach der Herstellung wird ein Halter durch Biegepiezos präzise an die Faser geschoben, die darauf mit UV-härtendem Kleber fixiert wird und danach sicher entnommen werden kann. Die einzelnen Komponenten sind mit ihren wichtigsten Daten in Tabelle 1.2 aufgeführt. Die letzte Spalte gibt die Nummer an, mit der die Komponente auf dem Foto der Ziehvorrichtung (s. Abb. 1.10) bezeichnet ist.

Ob der Gasstrom wie gefordert laminar ist, wird anhand der Reynoldszahl Re überprüft. Sie berechnet sich nach [53] aus der Dichte ρ und der Viskosität η des Gases, der Strömungsgeschwindigkeit v und dem Durchmesser d der Gasleitung. Die Geschwindigkeit kann durch das Verhältnis vom Volumenfluss Φ zur Fläche $A = N \cdot \pi(d/2)^2$ aller N Bohrungen, die in einem Rechteck von 1×2 mm angeordnet sind, ersetzt werden. Hierbei ist für d der Durchmesser einer der N Bohrungen anzusetzen. Die Öffnung d ist sehr klein gewählt, um einen Rückschlag der Flamme in die Gasleitung zu vermeiden. Für die Reynoldszahl erhält man schließlich

$$Re = \frac{\rho v d}{\eta} = \frac{4\rho\Phi}{\eta N \pi d} \quad (1.26)$$

Mit den Werten aus Tabelle 1.2 wird die Reynoldszahl für maximalen Fluss (100 ml/min), sowie für die Zuleitung mit einem Innendurchmesser von etwa

Tabelle 1.2: Komponenten der Ziehanlage

Komponente	Hersteller	Beschreibung	#
Reinraumbox	Opta	staubfreie Umgebung	1
optischer Tisch, sand- gefüllt	Opta	Schwingungsdämpfung	2
unterer Verschiebe- tisch	Newport	XM2000-L200	3
oberer Verschiebetisch	Newport	XM2000-S160	3
Granitplatte	Johann Fischer	auf 1 μm genau eben	3
Brennervorschub	Newport	M-443	4
Motorkontroller	Newport	XPS-C4	4
H_2, O_2	Praxair	Reinheit 5.0	5
Gasarmaturen	JA-Gastechnology	Edelstahl $d = 6 \text{ mm}$	6
Feinstfilter	Pall	GLFF1100VMM4, 3nm Poren	6
Massenflusskontroller	Unit Instruments	180 Series, 100 ml/min 2x	7
Gaswarnsystem	Winter	WinGas 80100, H_2	7
Brennerkopf	Werkstatt IAP, Uni Bonn	61 Bohrungen auf 1x2 mm $d = 150 \mu\text{m}$	8
Gerüst	Werkstatt IAP, Uni Bonn	Halterung Brenner und Mikroskop	8
Glasfaser	Newport	F-SF (SM730)	9
Faseraufnahme mit Führung	Thorlabs	2x HFV001	9
UV-Kleber und Här- terpistole	A.Bahner & J.Lacour	schnelle Fixierung	
Biegepiezos	Spezialkunststoffe Physik Instrumente	PL 127.11 zur Faserent- nahme	
CO_2 -Laser	Synrad	30 W, 95% TEM_{00}	10
ZnSe Meniskuslinse	II-VI Lot	$f = 48\text{mm}$	10
thermischer Detektor	Newport	10W, 818P-010-12	10
Diodenlaser mit Ein- kopplung	Eigenbau	$\lambda = 852 \text{ nm}$	11
Photodetektor	Eigenbau	Messung der Trans- mission	12
CCD Kamera	Pixellink	PIX-PL-A776	13
Achromat	Edmund Optics	$f = 150$	13
Objektiv	Mitutoyo	M Plan Apo Hellfeld, 10 x \Rightarrow 2,23 Pixel/ μm	13

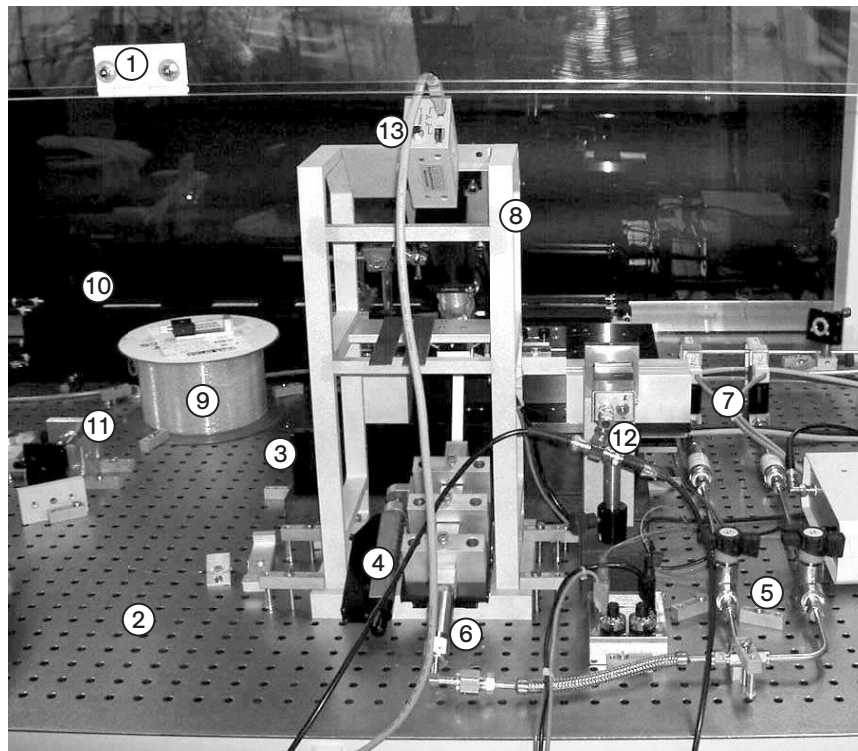


Abbildung 1.10: Foto der Ziehanlage mit den nach Tabelle 1.2 nummerierten Komponenten.

4 mm, berechnet (s. Tab. 1.3). Da im realen Fall ein Gasgemisch aus H_2 und O_2 verwendet wird, kann die Reynoldszahl maximal um einen Faktor 2 höher sein. In jedem Fall gilt jedoch $Re < 1000$, also liegt eine laminare Strömung vor.

Tabelle 1.3: Charakterisierung der Strömung an der Öffnung des Brenners, ρ und η aus [54]

Gas	ρ (kg/m ³)	η (μ Pas)	Re , Bohrung	Re , Leitung
H_2	0,09	8,7	2,4	5,5
O_2	1,44	20,3	16,4	37,6

1.3.3 Bewegung nach *pvt*-Trajektorien

Um die nach Kap. 1.2 berechneten Ziehparameter umzusetzen, wird daraus eine *pvt*-Trajektorie berechnet. Dazu werden die aus der Modellierung erhaltenen Geschwindigkeiten für einen im Laborsystem unbewegten Bren-

nerkopf angepasst. Der untere Tisch muss sich demnach mit der relativen Geschwindigkeit v_b des Brenners abzüglich der halben Ziehgeschwindigkeit v_f bewegen. Je nach Richtung der Brennerbewegung bewegt sich der Tisch dann mit dem Betrag $\pm v_b - \frac{1}{2}v_f$. Der obere Tisch bewegt sich mit v_f .

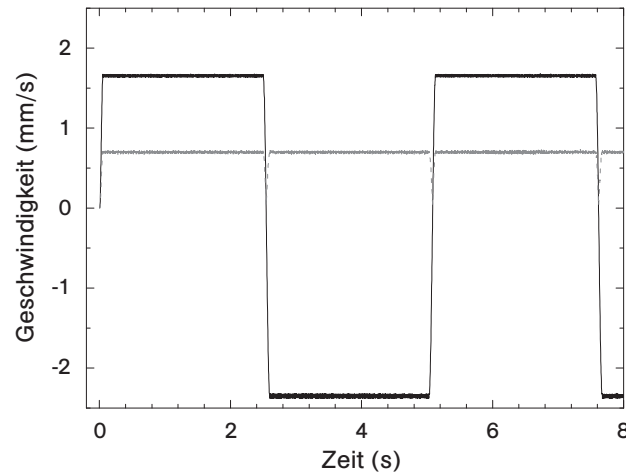


Abbildung 1.11: Typisches Geschwindigkeitsprofil bei Änderung der Bewegungsrichtung an den Umkehrpunkten. (durchgezogen) $\pm v_b - \frac{1}{2}v_f$ für unteren Tisch, (gestrichelt, grau) v_f für oberen Tisch.

Jede Änderung der Geschwindigkeit der Tische kann aufgrund der limitierenden Maximalbeschleunigung nur in endlicher Zeit erfolgen. Es gilt, diese Zeit möglichst kurz zu halten. Gleichzeitig ist wichtig, dass die Beschleunigung sanft geschieht, d. h. mit geringem Ruck. Dafür wird jeweils eine Kosinusförmige Rampe gewählt, die typischerweise nach 100 ms abgeschlossen ist. Um ein zusätzliches Einschnüren durch die längere Heizzeit (vgl. Gl. 1.23) an dieser Stelle zu vermeiden, wird ein festes Verhältnis von v_b/v_f eingestellt. Der Ziehprozess läuft dann an den Umkehrpunkten lediglich langsamer und ohne Beeinträchtigung der Form ab.

1.4 Kontrolle von Profil und Tailendicke

Für die Vermessung der produzierten Profile werden verschiedene Methoden eingesetzt. Dies erlaubt, zu testen, wie zuverlässig die Ziehanlage mithilfe der berechneten und simulierten Parameter das individuell gewünschte Profil erzeugt.

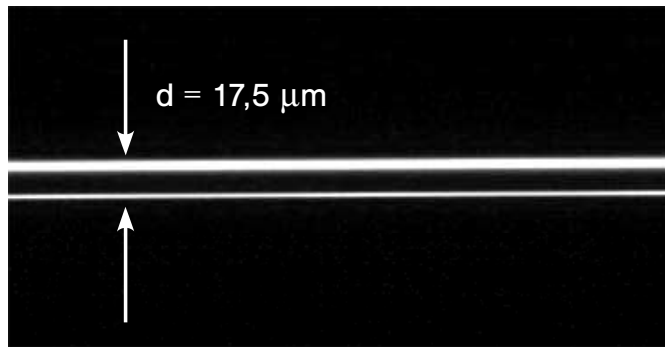


Abbildung 1.12: Aufnahme einer dünnen Faser mit dem Mikroskop der Ziehanlage. d kennzeichnet die ermittelte Dicke der Faser.

1.4.1 Profilmessung mit dem Lichtmikroskop

Die Profile von Glasfasern mit Durchmesser $d > 2 \mu\text{m}$ werden mit dem in der Ziehanlage installierten Mikroskop vermessen. Es deckt einen Bereich von $690 \mu\text{m}$ entlang der Faserachse mit einem Maßstab von $0,45 \mu\text{m}$ ab. Für die Vermessung des gesamten Profils wird eine Folge von Bildern aufgenommen, bei denen die Faser jeweils um $0,5 \text{ mm}$ versetzt wird, und diese dann zu einem Gesamtbild zusammengesetzt. Auf jeder Aufnahme sind die Ränder der Glasfaser durch einen hellen Streifen gestreuten Lichts erkennbar (s. Abb. 1.12). Eine individuelle Software zur Bildverarbeitung überprüft spaltenweise von oben und unten senkrecht zur Faserachse, ob die Bildhelligkeit einen einstellbaren Schwellenwert erreicht. Aus den so bestimmten Faserrändern wird die Faserdicke ermittelt.

Je dünner die Faser wird, desto weniger Licht wird gestreut. Die Beleuchtung erfolgt unter einem Winkel von 135° zum Mikroskop durch eine Taschenlampe. Die abgewandte Seite ist dann lichtschwächer (vgl. Abb. 1.12). Wird die Belichtungszeit der Kamera so eingestellt, dass im Bereich der Taille noch beide Ränder für das oben beschriebene Verfahren zur Bildverarbeitung erkennbar sind, so ist die Aufnahme dort, wo die Faser noch ihre ursprüngliche Dicke hat, gesättigt und ihre Dicke wird überschätzt. Hier wird die ermittelte Dicke auf die bekannte Dicke von $125 \mu\text{m}$ der unbearbeiteten Glasfaser geichet. Damit wird ein kleiner systematischer Fehler für die Messung dünner Fasern (ungesättigte Aufnahme) in Kauf genommen.

Das Ergebnis dieses Verfahrens ist in Abbildung 1.13 beispielhaft dargestellt. Im Bereich von 5 mm bis 10 mm war die Software aufgrund zu geringerer Intensität nicht in der Lage, beide Faserränder zu erkennen. Das erklärt die kleine Lücke und zeigt ebenso wie die Diskussion der Sättigung die Grenzen dieser automatisierten Messung.

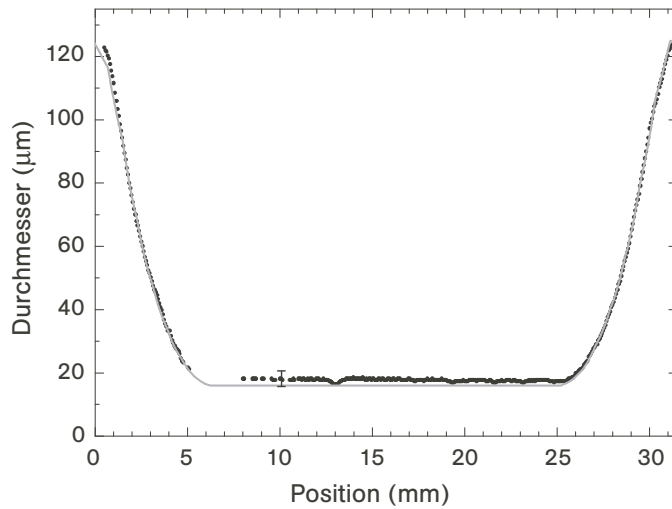


Abbildung 1.13: Der Graph zeigt exemplarisch (Punkte) das gemessene und (durchgezogen) das simulierte Profil einer gezogenen Glasfaser nach $N = 12$ Schritten ($v_f = 0,68$ mm/s, $v_b = 2$ mm/s, $r_w = 16$ μm). Für eine bessere Übersicht ist nur jeder zehnte Messpunkt dargestellt. An der Position 10 mm ist ein exemplarischer Fehlerbalken eingefügt, der den Einfluss der Sättigung berücksichtigt. Die gute Übereinstimmung in den Übergängen wird für $L_0 = 1,2$ mm erreicht.

Für die Simulation liefert die Flammenbreite $L_0 = 1,2$ mm die beste Übereinstimmung in der Form der Übergänge. Kleinere Werte lassen das simulierte Profil stufig werden, da die Anschlussbedingung nicht mehr erfüllt wird. Größere Werte verbreitern das gesamte Profil. Die Übereinstimmung von Simulation und Messung zeigt, dass die Ziehanlage sehr gut in der Lage ist, die gewünschten Profile zu erzeugen.

Um die Flammenbreite L_0 genauer zu bestimmen, eignet sich ein einfaches Profil besser. Nach Gleichung 1.12 erwartet man ohne relative Bewegung der Flamme ($v_b = 0$) ein exponentielles Profil. Abbildung 1.14 zeigt die gemessenen Profile mit Verlängerung $x = 4,2$ mm für zwei Ziehgeschwindigkeiten $v_f = 0,7$ mm/s und $v_f = 7,0$ mm/s. Im Bereich von 1,1 mm bis 2,2 mm ist das Profil exponentiell angepasst. Als Anpassungsparameter erhält man $L_0 = 0,80$ mm bzw. $L_0 = 0,67$ mm. Je schneller an der Faser gezogen wird, desto kleiner wird die Schmelzzone L_0 . Dieses Verhalten kann mit dem einfachen Modell des Faserziehens nicht erklärt werden und müsste mit Fluidmechanik beschrieben und vermutlich numerisch berechnet werden. Da die Flammenbreite jedoch in dem Fall, dass die Flamme relativ zur Faser bewegt wird, keinen Einfluss auf den Faserdurchmesser, sondern nur auf das Profil der Übergänge hat und überdies gemessen werden kann, wird hier auf eine Verfeinerung des Modells verzichtet.

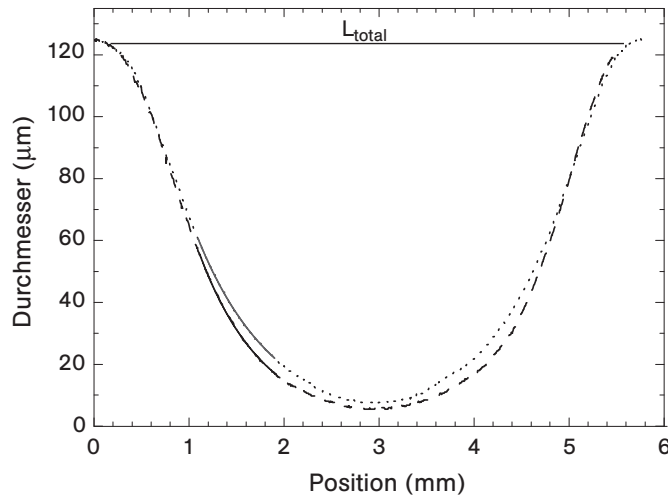


Abbildung 1.14: Der Graph zeigt das gemessene Profil einer mit statischer Flamme ($v_b = 0$) gezogenen Glasfaser. (gestrichelt) $v_f = 0,7$ mm/s, (gepunktet) $v_f = 7,0$ mm/s, (durchgezogen im Bereich 1-2 μm) exponentielle Anpassung. $L_{total} = x + \hat{L}_0$ zeigt die gesamte Faserlänge an.

An diesem Profil werden einige Unterschiede zwischen Simulation und Realität deutlich. Zunächst gibt es für eine ruhende Flamme keinen Tailbereich mit homogenem Radius. Das kann man darauf zurückführen, dass das Temperaturprofil in der Mitte der Flamme glockenförmig und nicht rechteckig ist. Demnach ist die Viskosität in der Mitte herabgesetzt und die Faser schnürt sich dort stärker ein. Die äußeren Bereiche der Flamme tragen ebenso zur Formung des Glases bei und führen zu den stark abgerundeten Enden des Profils. Setzt man hier $\hat{L}_0 = 1,2$ mm aus der vorigen Messung an, so stimmt die Gesamtlänge L_{total} des Profils auffallend gut mit der Verlängerung x plus der Länge des anfänglich erhitzten Bereiches \hat{L}_0 überein

$$L_{total} = x + \hat{L}_0. \quad (1.27)$$

Die Flamme formt also einen Bereich \hat{L}_0 , der größer ist als die gemessene effektive Flammenbreite L_0 . Zum Berechnen des Profils eines Übergangs muss \hat{L}_0 angesetzt werden, zum Berechnen der Tailleendicke ohne Bewegung der Flamme relativ zur Faser jedoch L_0 .

Die Profilmessung mit dem Mikroskop eignet sich auf Grund des mangelnden optischen Auflösungsvermögens ($NA = 0,28$) nur für Glasfasern, die dicker als 2 μm sind.

1.4.2 Bestimmung der Homogenität der Taillendicke mittels Beugung

Die Homogenität der Taille ist für die spätere Herstellung von Resonatoren eine wichtige Voraussetzung (s. Kap. 3). Die Homogenität kann man messen, indem die Beugung von Licht an der Fasertaille analysiert wird.

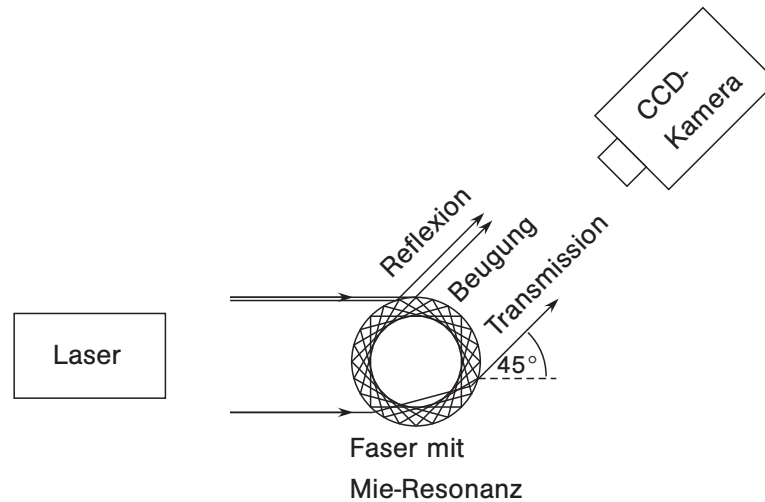


Abbildung 1.15: Schema zur Messung der Beugung von Licht an einem Glaszylinder. Das Beugungsmuster wird unter einem Winkel von 45° durch eine CCD-Kamera beobachtet und anschließend analysiert

Das gebeugte Licht wird unter einem Winkel von 45° durch ein Objektiv gesammelt und durch eine CCD-Kamera detektiert (s. Abb. 1.15). Wenn die Glasfaser sich nicht in der Fokalebene des Objektivs der Kamera befindet, kann das winkelabhängige Beugungsmuster beobachtet werden. Es entsteht durch die Interferenz des transmittierten, gebeugten und reflektierten Lichts. Wenn ein Vielfaches der Wellenlänge in den Umfang des Zylinders passt, tritt zusätzlich eine Mie-Resonanz auf, die das Beugungsmuster verändert.

Für den Dickenbereich von 10 μm bis 20 μm wird die jeweilige Intensitätsverteilung als Funktion des Beugungswinkels für Polarisation parallel zur Faserachse nach der Theorie der Mie-Streuung berechnet [55–57]:

$$I(r, \theta) \propto |\vec{E}|^2 \quad (1.28)$$

$$E(r, \theta) = E_0 \sum_{n=-\infty}^{\infty} A_n \exp(-im(\theta - \pi/2)) \left(J_n(n_1 k_0 r) - H_n^{(1)}(n_1 k_0 r) \gamma_n \right).$$

Hierbei sind folgende Bezeichnungen verwendet worden:

$$k_0 = \frac{2\pi}{\lambda_0}$$

$$E_0 = \text{const. (Wert von E am Ursprung ohne Faser)}$$

$$A_m = \frac{w_0}{\sqrt{\pi}} \int_0^\infty \exp\left(\frac{-w_0^2 \zeta^2}{4}\right) \cos\left(m \arcsin\left(\frac{\zeta}{k_0 n_1}\right)\right) d\zeta$$

$$\gamma_m = \frac{n_2 J_m(n_1 k_0 r) \frac{J'_m(n_2 k_0 r)}{J_m(n_2 k_0 r)} - n_1 J'_m(n_1 k_0 r)}{n_2 H_m^{(1)}(n_1 k_0 r) \frac{J'_m(n_2 k_0 r)}{J_m(n_2 k_0 r)} - n_1 H_m^{(1)'}(n_1 k_0 r)}$$

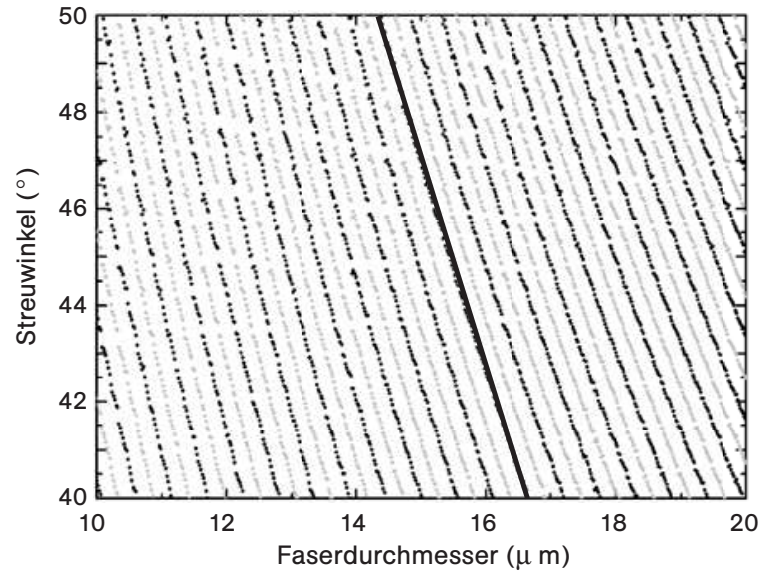


Abbildung 1.16: Berechnete Winkel der Extremwerte der gebeugten Intensität als Funktion des Faserdurchmessers für $\lambda = 532$ nm. (schwarz) Minima, (grau) Maxima. Die schwarze Gerade stellt die Anpassung nach Gleichung 1.29 dar.

Dabei bezeichnet $f'(x)$ die Ableitung von $f(x)$ hinsichtlich des Argumentes x für $f = H_m$ (Hankelfunktion), J_m (Besselfunktion). n_1 und n_2 sind die Brechungsindizes für Luft bzw. Glas; w_0 ist der Durchmesser des Gaußschen Strahles, k_0 und λ_0 sind Wellenzahl und Wellenlänge des Laserlichts im Vakuum und r der Radius der Glasfaser. Aus der berechneten Intensitätsverteilung werden die Winkel der jeweiligen Extremwerte extrahiert. Diese sind in Abbildung 1.16 für einen Winkelbereich von 40° bis 50° dargestellt.

Der Beugungswinkel hängt in guter Näherung linear vom Faserdurchmesser

ab. Die Proportionalitätskonstante ist $m = 0,23 \mu\text{m}/^\circ$, so dass man von der Änderung des Beugungswinkels $\Delta\phi$ auf die Änderung des Durchmessers Δd schließen kann

$$\Delta d = m \cdot \Delta\phi. \quad (1.29)$$

Die numerische Apertur des Objektivs von 0,28 erlaubt die Beobachtung im Bereich von $45 \pm 16^\circ$. Diese Begrenzung der beobachtbaren Winkel kann genutzt werden, um die Pixel der y -Achse einer Aufnahme in Grad umzurechnen.

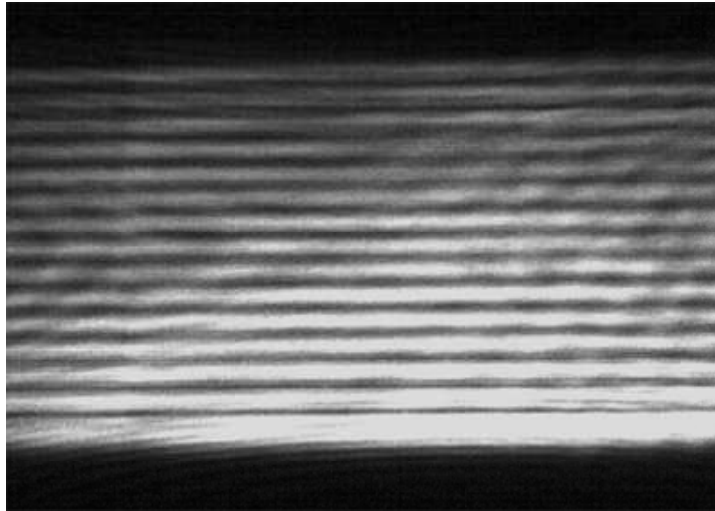


Abbildung 1.17: Aufnahme der Beugung einer $16 \mu\text{m}$ dicken Fasertaille. Die horizontalen Linien im Beugungsbild sind auf eine sehr homogene Taille zurückzuführen. Die horizontale Länge des Bildausschnittes beträgt $0,69 \text{ mm}$.

Zum Beleuchten wird grünes Laserlicht der Wellenlänge $\lambda = 532 \text{ nm}$ verwendet. Nach der Fraunhoferbedingung [45]

$$d \ll \sqrt{\frac{s\lambda}{\pi}} \quad (1.30)$$

ist das Fernfeld für eine $d = 10 \mu\text{m}$ dicke Faser für einen Abstand von $s \gg 0,38 \text{ mm}$ beobachtbar. Dies wird durch Defokussieren um etwa $s = 2 \text{ mm}$ mittels einer Linearführung gewährleistet.

Das Beugungsbild einer Fasertaille mit einem Durchmesser von $16 \mu\text{m}$ ist in Abbildung 1.17 gezeigt. Die horizontalen Linien im Beugungsbild lassen auf eine sehr homogene Taille schließen. Die Abweichungen werden auf $1/10$ des Abstandes der Extrema abgeschätzt, was einer Dickenänderung von 50 nm auf einer Länge von $0,69 \text{ mm}$ (Größe des Bildausschnittes) entspricht. Die

Homogenität des Faserdurchmessers ist also besser als $4,5 \cdot 10^{-3} \text{ mm}^{-1}$ und damit geeignet für die Herstellung der gewünschten Resonatoren.

1.4.3 Messung der lokalen Taillendicke mit dem REM

Für eine absolute Messung der Dicke von ultradünnen Glasfasern ($d < \lambda$), müssen Methoden angewendet werden, deren Auflösungsvermögen nicht an die Wellenlänge von Licht gebunden ist. Es ist inzwischen bekannt, dass die Form der Übergänge von der Ziehanlage gut realisiert wird und ebenso, dass die Taille aufgrund der Translation der Flamme einen sehr homogenen Durchmesser besitzt. Demnach genügt es, Tailen lokal zu vermessen. Hierfür eignet sich das Raster-Elektronenmikroskop (REM). Üblicherweise werden mit dem REM leitende Oberflächen vermessen und Glasfasern als Isolatoren sollten mit einer dünnen Goldschicht beschichtet werden, um eine Aufladung zu vermeiden und den Kontrast zu erhöhen. Dieses Verfahren würde in der beschichteten Glasfaser jedoch keine Wellenleitung mehr zulassen. Deshalb muss auf die Goldschicht verzichtet werden. Jede Bewegung des Probenhalters regt Schwingungen auf der gespannten Glasfaser an und vor jeder Aufnahme muss gewartet werden, bis diese abgeklungen sind.

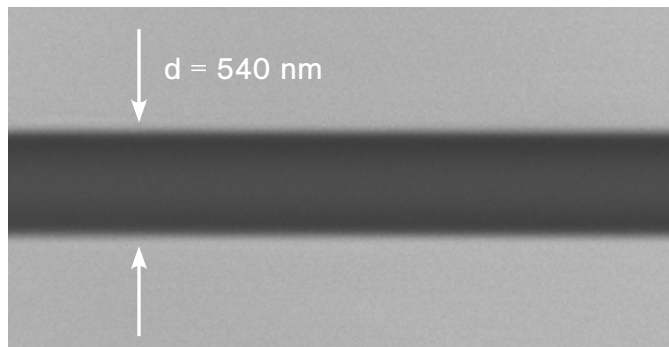


Abbildung 1.18: REM Aufnahme einer aufgespannten unbeschichteten ultradünnen Glasfaser.

Die Aufnahme einer 540 nm dicken Faser ist in Abbildung 1.18 gezeigt. Sie entstand in Zusammenarbeit mit A. Sehrbrock (Caesar, Bonn). Auf diese Weise werden Fasern mit Taillendicken im Bereich von 100 nm bis 125 μm vermessen. Der Fehler wird auf $\pm 5\%$ geschätzt, da das REM nicht geeicht ist und die Messung sowohl von der Aufladung, als auch von der Schwingung der Faser während der Aufnahme beeinflusst wird. Für Fasern der eingestellten Dicke $d = 500 \text{ nm}$ werden mehrere Messungen durchgeführt, um auch die Reproduzierbarkeit zu demonstrieren.

Die Ergebnisse sind in Abbildung 1.19 zusammengefasst. Die Dicke der kom-

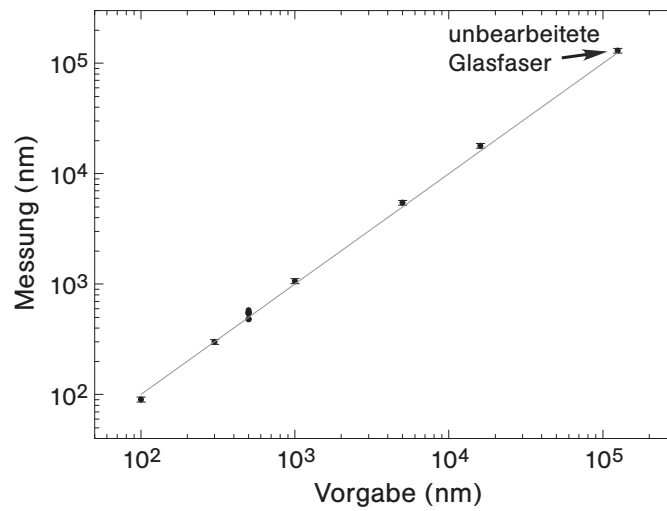


Abbildung 1.19: Vergleich von vorgegebenem und gemessenem Durchmesser von Fasertailen in doppelt logarithmischer Darstellung. Die Gerade zeigt den idealen Verlauf.

merziellen Glasfaser ist mit $125 \pm 1 \mu\text{m}$ recht genau spezifiziert. Wird sie vom REM vermessen, so wird ein 4% zu großer Wert ermittelt. Demnach sind die tatsächlichen Durchmesser eher etwas geringer, als in Abb. 1.19 angegeben und passen noch besser zu den Vorgaben. Die Messreihe zeigt, dass der Tailendurchmesser über einen sehr großen Bereich bis hinunter zu $d = 100 \text{ nm}$ nahezu beliebig eingestellt werden kann.

1.5 Optimierung der Transmission

Ein Ziel bei der Herstellung ultradünner Glasfasern ist, dass das Licht, das im Kern der Monomodefaser geführt wird, möglichst ohne Verluste (adiabatisch) in die ultradünne Taille und wieder zurück in die sich dahinter anschließende Monomodefaser übertragen wird. Zur Kontrolle wird während des Ziehprozesses die transmittierte Leistung mit einer Zeitauflösung von 1 ms gemessen und auf den Startwert normiert.

1.5.1 Modenkopplung

Nicht-adiabatische Übergänge führen zu hohen Verlusten. Die Monomodefaser führt für die verwendete Wellenlänge von 852 nm nur die Grundmode. Ein Bruchteil der Leistung wird in einem nicht-adiabatischen Übergang in höhere Moden transferiert und für den Fall einer monomodigen Taille als Verlust ausgekoppelt. Im dem Fall, dass die Taille dick genug ist, um auch höhere Moden zu führen, wird die Leistung in den höheren Moden im zweiten Übergang wieder nur zu einem Bruchteil in die Grundmode der dahinter anschließenden Monomodefaser gekoppelt. Im Grunde genommen realisiert eine

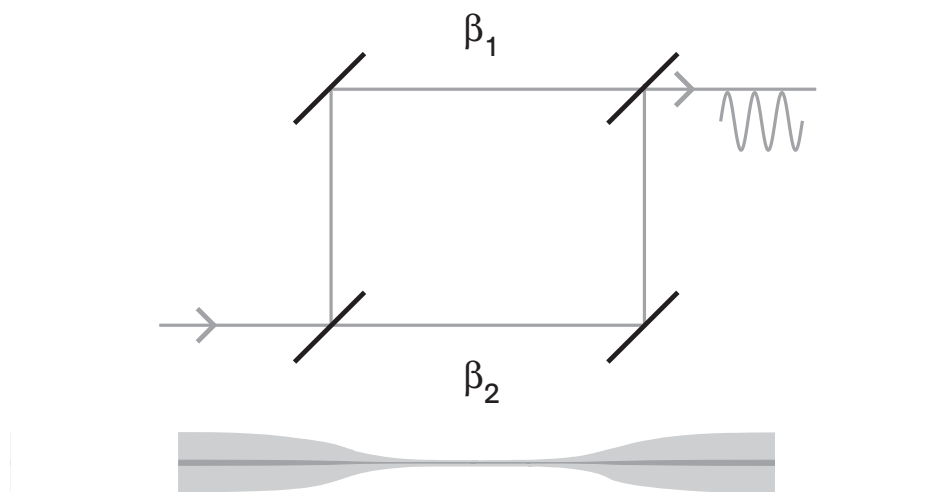


Abbildung 1.20: Schema zur Veranschaulichung der Modenkopplung in einer Fasertaille. Jeder Übergang lässt sich analog zu einem Strahlteiler im Mach-Zehnder-Interferometer verstehen. Dabei entsprechen die beiden Strahlarme zwei geführten Moden mit unterschiedlichen Propagationskonstanten β_1 und β_2 .

solche Glasfaser eine Art Mach-Zehnder-Interferometer (s. Abb. 1.20). Jeder Übergang übernimmt die Rolle eines Strahlteilers. Beide Moden propagieren

entlang der Taille mit den Propagationskonstanten β_1 und β_2 , entsprechend den beiden Strahlarmen des Mach-Zehnder Interferometers und werden im zweiten Übergang zusammengeführt. Von der anschließenden Monomodefaser wird jedoch nur die Grundmode weiter geführt und Leistung in höheren Moden ausgekoppelt.

Je nach Länge der Taille ändert sich die relative Phasenlage des Lichts in beiden Moden und damit der Anteil der im zweiten Übergang zurück in die Grundmode gekoppelten Leistung. Damit oszilliert die transmittierte Leistung bei einer Änderung der Tailenlänge [58]. Wird eine sinusförmige Oszillation gemessen, so kann man einen Energietransfer zwischen genau den beiden Moden HE_{11} und HE_{12} folgern [48]. Die Frequenz der Oszillation hängt von dem Unterschied der Propagationskonstanten ab.

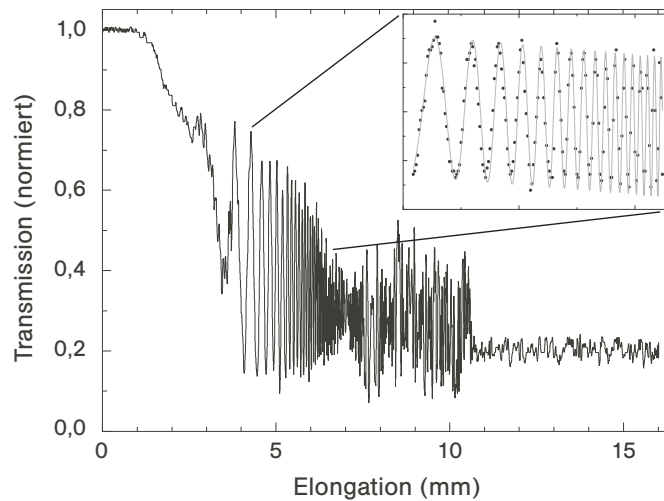


Abbildung 1.21: Messung der Transmission als Funktion der Elongation für einen nicht-adiabatischen Übergang und eine relativ zur Faser ruhende Flamme. (Einschub, Messpunkte) Im Bereich von 4-6 mm treten sinusförmige Oszillationen mit ansteigender Frequenz auf, (durchgezogene Kurve) Anpassung nach Gl. 1.31.

Dieses Verhalten der Transmission kann gut demonstriert werden während man eine Faser ohne Bewegung der Flamme zieht. Man erhält nach Gleichung 1.12 ein exponentielles, nicht adiabatisches Profil. Für diese frühe Messung wurde der Vorgänger der im Rahmen dieser Arbeit aufgebauten Ziehanlage mit einer Flammenbreite von $L_0 = 1$ mm eingesetzt [59]. Die gemessene Transmission als Funktion der Elongation x ist in Abbildung 1.21 dargestellt. Wie erwartet wird eine starke Reduktion des Signals gemessen. Der Bereich von 4-6 mm Verlängerung ist im Einschub vergrößert dargestellt. Darin lassen sich sinusförmige Oszillationen erkennen, deren Frequenz in Einheiten der inversen Elongation ansteigt.

Nach Gleichung 1.12 werden die zugehörigen Taillendurchmesser zu 6-16 μm berechnet. In diesem Bereich ist der Unterschied der Propagationskonstanten geringer, je dünner die Faser wird (vgl. Abb. 1.4). Der Durchmesser hängt zudem exponentiell von der Verlängerung ab und so erwartet man für die Oszillationen eine exponentiell ansteigende Frequenz. Dementsprechend wird eine Funktion der Form

$$y = A \cdot \sin\left(\frac{2\pi(x - x_0)}{w} \cdot \exp\left(\frac{x - x_0}{B}\right)\right) + y_0 + C \cdot x, \quad (1.31)$$

mit

$$A = -0,288, \text{ Amplitude, manuell angepasst}$$

$$B = 1,547 \pm 0,004 \text{ mm, Ansteigen der Frequenz}$$

$$C = -0,040 \pm 0,010 \text{ mm}^{-1}, \text{ linearer Verlustfaktor}$$

$$y_0 = 0,59 \pm 0,05, \text{ } y\text{-Offset,}$$

$$x_0 = 3,909 \pm 0,001 \text{ mm, } x\text{-Offset,}$$

$$w = 0,619 \pm 0,002 \text{ mm, Periodenbreite bei } x_0$$

mit guter Übereinstimmung mit den Daten angepasst (s. Einschub von Abb. 1.21). Die Oszillationen können also auf die Kopplung der ersten beiden geführten Moden zurückgeführt werden, was für interferometrische Anwendungen interessant werden kann (s. Kap. 4.2). Der Kontrast der Interferenz zwischen den Moden HE_{11} und HE_{12} beträgt dabei 58 %.

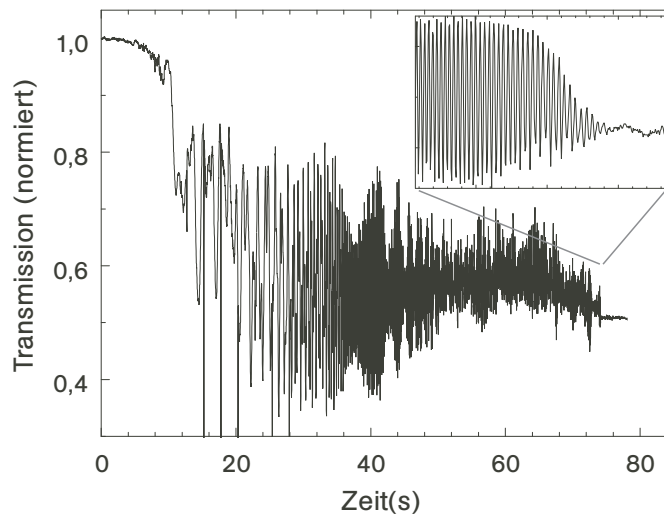


Abbildung 1.22: Messung der Transmission einer ultradünnen Glasfaser mit nicht-adiabatischem Übergang während des Faserziehens. Der Einschub zeigt den Bereich, in dem die auftretenden Oszillationen verschwinden, um einen Faktor 240 vergrößert.

Aus der Periodenbreite w kann bei Kenntnis der Propagationskonstanten auch ein Maß für die momentane Faserdicke gewonnen werden. Jedoch ist dies eine sehr aufwändige Methode und der Nutzen klein, zumal die hier angestrebten adiabatischen Übergänge höchstens schwach ausgeprägte Oszillationen erkennen lassen sollten. Eine sehr einfache Abschätzung lässt sich mit dieser Methode aber dennoch treffen. Da ultradünne Fasertailen nur die Grundmode führen, können unterhalb eines bestimmten Durchmessers keine Oszillationen mehr auftreten. Dieser Effekt ist in Abbildung 1.22 gut zu beobachten. Für diese Messung wird eine nominell 500 nm dicke Faser mit der neuen Ziehanlage hergestellt. Es wird wieder ein exponentielles Profil verwendet ($v_f = 0,7$ mm/s), jedoch wird die Flamme mit $L_n = 4$ mm und $v_b = 2$ mm/s hin und her bewegt. Kurz vor dem Ziehende bei 78,6 s wird bei einer Zeit von 74,1 s das Verschwinden der Oszillation binnen 90 ms beobachtet. Zu dieser Zeit muss die Taillendicke also den Wert von 620 nm unterschreiten (s. Gl. 1.8 für $\lambda = 852$ nm). Die Modenkopplung ist jedoch ein Effekt, der mit Zielsetzung eines adiabatischen Faserprofils minimiert werden muss.

1.5.2 Form des Übergangs

Um die Verluste in einem Übergang zu beurteilen, kann der lokale Steigungswinkel herangezogen werden [48]. Insbesondere im Bereich um $d = 20 \mu\text{m}$ (vgl. Abb. 1.4) sollte der Winkel begrenzt werden (s. Tab. 1.1). Die einfachste Möglichkeit, die Verluste im Übergang eines exponentiellen Profils zu senken, ist, die effektive Flammenbreite zu erhöhen, wodurch die Übergänge länger werden. Dafür wird die Flamme in jedem Ziehschritt einen konstant weiten Weg verfahren. Für einen Weg von 4 mm erhält man zwei Übergänge von jeweils etwa 22 mm Länge für eine Taillendicke von $1 \mu\text{m}$. Diese Länge erlaubt die Durchführung aller geplanten Experimente. Ein ähnliches Profil wurde schon für die Transmissionsmessung in Kap. 1.5.1 Abb. 1.22 verwendet. Um den Einfluss der Form möglichst unabhängig analysieren zu können, sind jedoch störende Einflüsse, die erst in den folgenden Kapiteln diskutiert werden, schon weitgehend behoben.

In Abbildung 1.23 ist der in [48] numerisch berechnete Steigungswinkel für den kürzest möglichen Übergang für gegebene Verluste von 21% als Funktion des auf den Startwert normierten Durchmessers $d(z)/d_0$ aufgetragen. Ebenso werden die durch die Glasfaser mit exponentiellem Profil realisierten Winkel eingetragen. Sie sind für $d > 0,1d_0$ um etwa eine Größenordnung größer als die numerischen Vergleichswerte und lassen Verluste noch deutlich über 21% erwarten. Die gemessene Transmission von zwei beispielhaften Glasfasern mit einem finalen Durchmesser von $d = 1 \mu\text{m}$ ist in Abbildung 1.24 gezeigt. Die Verluste sind viel geringer als nach [48] erwartet, sie betragen nach Ziehende nur 7% bzw. 10%. Die durch elektronisches Rauschen der Messapparatur

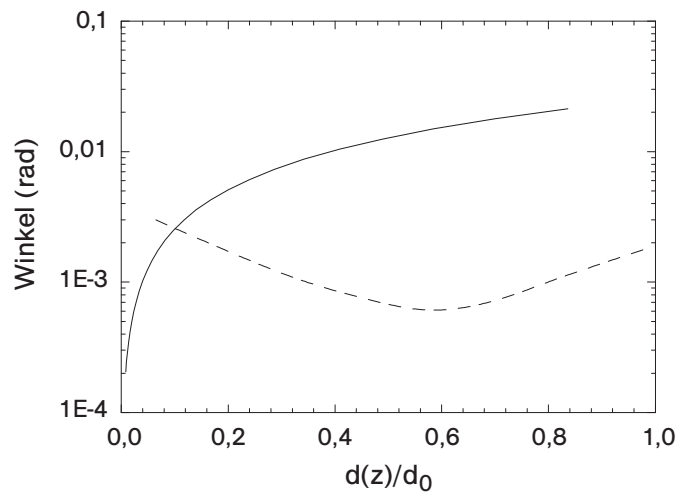


Abbildung 1.23: Winkel eines Übergangs als Funktion des auf den Startwert normierten Durchmessers. (durchgezogen) Glasfaser mit breitem exponentiellen Übergang, (gestrichelt) Winkel für Verluste von 1 dB (21 %) nach [48]

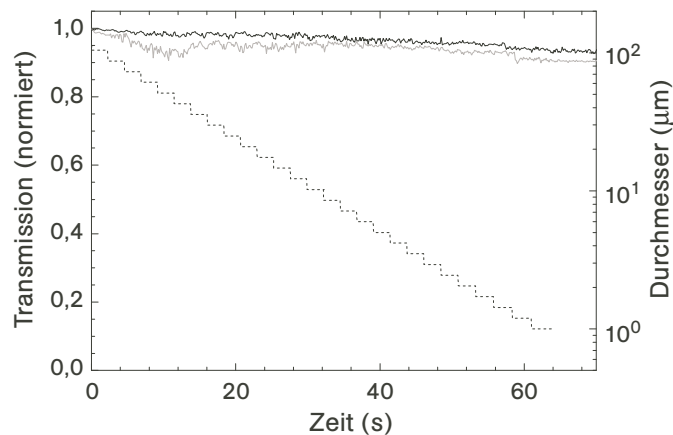


Abbildung 1.24: Messung der Transmission durch Fasern mit dem exponentiellen Übergang aus Abb. 1.23 als Funktion der Ziehzeit. (schwarz) erste Faser, (grau) zweite Faser, (gestrichelt) simulierter Durchmesser, aufgetragen auf der rechten Achse.

begrenzte Genauigkeit beträgt etwa 1%. Anscheinend beschreibt die Theorie von [48] die hier verwendeten Glasfasern nicht zutreffend.

Starke Oszillationen der transmittierten Leistung treten nicht mehr auf. Die Verluste hängen somit nicht mehr unmittelbar mit der Anregung höherer Moden zusammen und man kann davon ausgehen, dass das Licht durchgän-

gig in der Grundmode geführt wird. Offenbar können $1\ \mu\text{m}$ dicke Glasfasern mit 22 mm langen exponentiellen Übergängen eine zufrieden stellende Transmission erreichen. Weiteren Einfluss auf die Form des Übergangs zu nehmen ist daher zunächst nicht notwendig.

Der Vergleich der beiden Messungen (s. Abb. 1.24) an Fasern mit identischem Profil zeigt, dass es neben der globalen Form weitere Faktoren gibt, die Einfluss auf die Qualität der Faser nehmen. Folglich muss systematisch untersucht werden, woher die Unterschiede an Anfang und Ende des Ziehprozesses stammen.

1.5.3 Materialeigenschaften

Das für Glasfasern verwendete Material ist darauf optimiert, Licht verlustfrei im Kern zu führen. Bei der verwendeten Glasfaser (F-SF, Newport) ist der Kern mit Germanium dotiert und das Mantelmaterial reines Quarzglas (SiO_2). In ultradünnen Fasern wird Licht hauptsächlich in eben diesem Mantel geführt, mit einem hohen Anteil der Leistung im evaneszenten Feld, das in das umgebende Medium (hier: Luft) hinein ragt. Demnach führen insbesondere Inhomogenitäten wie Verunreinigungen oder Rauigkeit der Oberfläche zu Streuung oder Absorption.

Reinheit

Die genaue Zusammensetzung (Grad der Reinheit, Stärke der Dotierung, Gehalt von OH-Gruppen) des Glases wird von den Herstellern nicht spezifiziert. Unabhängig von der Reinheit des Glases selbst können jedoch andere, äußere Einflüsse untersucht werden.

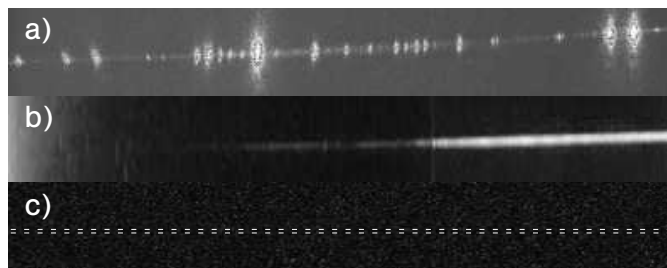


Abbildung 1.25: Aufnahmen von Streulicht verschieden hergestellter Fasertailen (Maßstab s. Text). (a),(b) Herstellung mit dem Vorgänger [59] der hier beschriebenen Ziehanlage (a) Propan/Butan-Brenner, (b) Propan/Butan-Brenner, staubfreie Umgebung, (c) $\text{H}_2\text{-O}_2$ -Brenner, staubfreie Umgebung. Die gestrichelten Linien deuten die Position der Faser an.

Die Reinheit der Umgebung hat einen direkten Einfluss, insbesondere während der Herstellung. Dieser ist in Abbildung 1.25 dargestellt. Hierfür wurden Glasfasern der Dicke $1 - 1,5 \mu\text{m}$ auf verschiedene Weisen hergestellt. Bild (a) zeigt eine Mikroskopaufnahme (100-fache Vergrößerung) einer lichtführenden Fasertaille (ca. 1 mW, $\lambda = 632 \text{ nm}$), die von einem Brenner erhitzt wurde, der mit einem Propan/Butan-Gasgemisch an Raumluft betrieben wurde. Man sieht stark streuende Punkte ebenso wie einen schwach streuenden Hintergrund entlang der Taille. Für Bild (b) wurde ein Luftfilter eingesetzt, der für eine staubfreie Umgebung sorgt und die Taille fotografiert. Es sind keine hellen Streuzentren mehr zu erkennen, allerdings noch ein gleichmäßiges Leuchten der Taille. Hier wurde viel mehr Leistung geführt (ca. 50 mW Weißlicht), was die vergleichsweise hohe Belichtung erklärt. Zudem ist die ca. 90 mm lange Taille aus technischen Gründen rechts dicker (und heller) als links. Für das dritte Bild (c) wurde das Mikroskop und der Diodenlaser ($\lambda = 852 \text{ nm}$) der neuen Ziehanlage eingesetzt (Bildausschnitt 0,69 mm) und für die Faserherstellung der $\text{H}_2\text{-O}_2$ -Brenner in der Reinraumbox verwendet. Als Belichtungszeit wurden 2 s eingestellt; bei den vorigen Aufnahmen betrug sie weniger als 100 ms. Dennoch ist auf dem Bild bei einer geführten Leistung von 1 mW kein Streulicht erkennbar. Die Taille einer unter reinen Bedingungen hergestellten ultradünnen Glasfaser wird erst durch seitliche Beleuchtung sichtbar. Ihre Position befindet sich in Abbildung 1.25c zwischen den gestrichelten Linien. Weitere Untersuchungen mit dem Mikroskop zeigen, dass in Anwesenheit von Staub gezogene Fasern etliche Verdickungen aufweisen. Hier könnte sich der Staub eingebrannt haben.

Durch den Einsatz von Luftfilter und reinem Gas kann das Streulicht stark reduziert werden. Das Limit für minimales Streulicht wäre Rayleighstreuung am Glas selbst.

Rauigkeit der Oberfläche

Geführtes Licht kann an einer rauen Oberfläche gestreut werden [60]. Dieser Prozess spielt insbesondere in der integrierten Optik eine wichtige Rolle [61]. Dort werden planare Wellenleiter durch Beschichtung oder Ätzen erzeugt. Die dabei entstehende Oberseite ist auf wenige Nanometer genau definiert, was, so weit die Führung von Licht betroffen ist, als perfekt glatt betrachtet wird [62]. Jedoch variiert die Breite des Wellenleiters um bis zu 100 nm, was für starke Streuung sorgt [62].

Gezogene ultradünne Glasfasern haben den entscheidenden Vorteil, dass sie während der Herstellung sehr heiß und weich sind, so dass die Oberflächenspannung das Material glatt zieht. Diese Eigenschaft wird ebenfalls für die Herstellung von Mikrokügelchen aus Quarzglas verwendet [63] und reduziert die Rauigkeit auf die atomare Skala ($\Delta d < 1 \text{ nm}$) [33]. Für ultradünne Glas-

fasern wird eben diese Rauigkeit als wichtiger Verlustmechanismus diskutiert [3,4]. Demnach müssten die Verluste zunehmen, je länger die Fasertaille ist und es werden Verluste pro Millimeter angegeben [3–5].

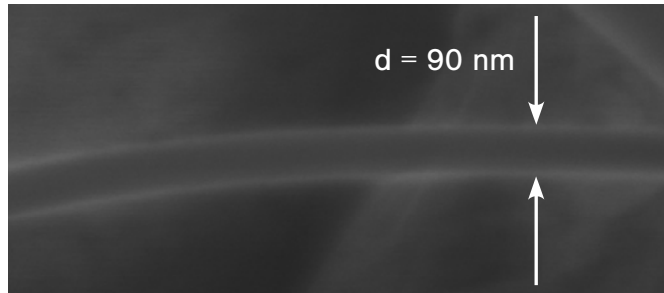


Abbildung 1.26: REM-Aufnahme einer 90 nm dicken, aufliegenden (und gerissenen) Glasfaser.

Aufnahmen mit dem REM zeigen, dass die hier hergestellten Fasern auf der relevanten Skala der Wellenlänge von Licht sehr gleichmäßig dick und glatt sind (s. Abb. 1.18). Auf Grund der möglichen Schwingungen einer frei hängenden Glasfasertaille senkrecht zur Faserachse kann die Genauigkeit dieser Messung dadurch verbessert werden, dass die Glasfaser auf ein metallisches Substrat gelegt wird. Abbildung 1.26 zeigt eine solche Aufnahme von einer gerissenen Fasertaille. Der Durchmesser ändert sich auf der Längenskala von Mikrometern um einige Nanometer, die Oberfläche ist jedoch im Rahmen der Messgenauigkeit von wenigen Nanometern glatt. Demnach sind keine hohen Verluste durch Streuung an einer rauen Oberfläche zu erwarten.

In dieser Arbeit wurden im Rahmen der Streuung der Messwerte von Faser zu Faser die gleichen Transmissionen für ultradünne Glasfasern mit unterschiedlich langen Tailen gemessen. Dies spricht dafür, dass die Verluste durch Streuung an Rauigkeiten der Taille nicht dominieren und dass der Einfluss von nicht perfekt adiabatischen Bereichen der Übergänge größer ist. Demnach wird hier jeweils die absolute Transmission angegeben.

Verformung durch Oberflächenspannung

Die Oberflächenspannung sorgt bei formbaren Materialien (z. B. erhitztes Glas) dafür, dass die Oberfläche minimiert wird. Die kleinste Oberfläche wird von einer Kugel realisiert. Die Zylinderform einer Glasfaser hat nur ihren Querschnitt betreffend die ideale Form eines Kreises.

Mit dem Mikroskop der Ziehanlage wird die Verformung des erhitzten Glases beobachtet (s. Abb. 1.27). Dabei wird der CO₂-Laser als Heizquelle eingesetzt, um die durch das strömende Gas des Brenners auf die Faser wirkende

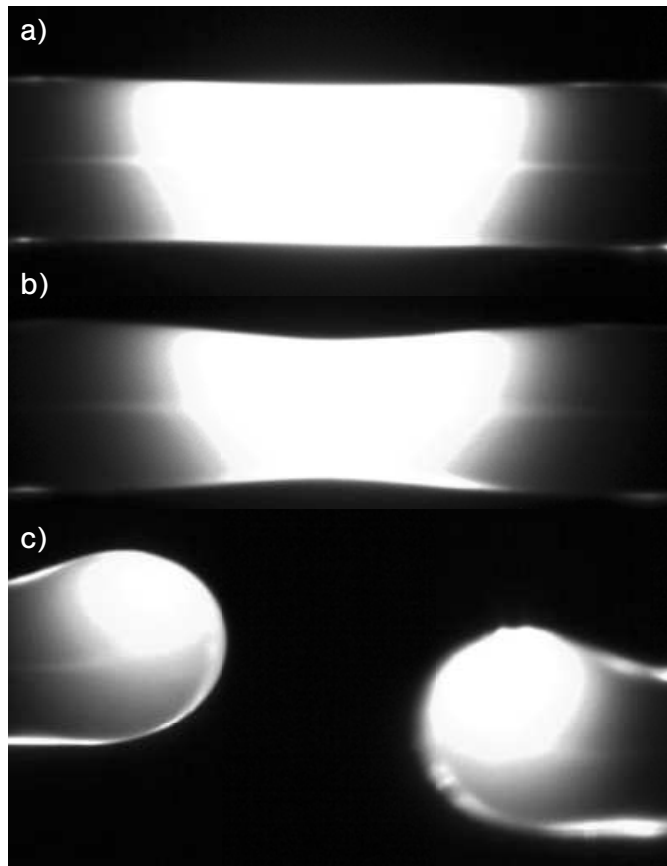


Abbildung 1.27: Aufnahmen einer mittels CO_2 -Laser erhitzten Monomodefaser ($d = 125 \mu\text{m}$) durch das Mikroskop der Ziehanlage. (a) direkt nach Einschalten des Lasers, (b) nach wenigen Sekunden schnürt sich die Faser ein, (c) nach ein paar weiteren Sekunden ist die Faser zerschmolzen, und es bilden sich kugelförmige Enden.

Kraft zu vermeiden. Die Aufnahmen der erhitzten Faser wurden im Abstand von einigen Sekunden erzeugt (*ohne* dass an den Faserenden gezogen wurde) und zeigen (a) die glühende Glasfaser nach dem Einschalten des Lasers, (b) ein Einschnüren und schließlich (c) die Bildung von kugelförmigen Enden. Aus Gründen der Massenerhaltung muss während des Einschnürens in (b) einen Transport von Masse an die Ränder der heißen Zone stattfinden, oder ein Teil des Glases verdampft bei den hohen Temperaturen. Dieser Prozess wird in (c) durch die Bildung von zwei getrennten Kugeln fortgesetzt. Der Zustand mit zwei abgerundeten Enden ist energetisch günstiger als ein Zylinder.

Ein ähnliches Phänomen tritt beim Faserziehen auf. Dort werden während der Umkehrdauer zwischen zwei Ziehschritten unterschiedlich dicke Regionen

eines bestehenden Übergangs erhitzt. Das wird dann problematisch, wenn die relative Änderung des Radius $c_n = \Delta r_n / r_n$ (vgl. Gl. A.51) in einem Ziehschritt n groß ist. Dies tritt insbesondere dann ein, wenn der Steigungswinkel $\Omega = \Delta r_n / L_0$ und damit Δr_n fest vorgegeben ist und die Taillendicke weniger als ein paar Mikrometer beträgt, also wenn r_n klein wird. Dann steigt die relative Radienänderung mit jedem Ziehschritt n an. Glasfasern mit hohem c_n reißen häufiger, vermutlich durch den Einfluss der Oberflächenspannung, die die Bildung einer Kugel am dickeren Ende des erhitzten Bereichs der Faser begünstigt. Die relative Änderung des Radius kann über die Ziehgeschwindigkeit v_f eingestellt werden. Dementsprechend genügt es, v_f zu begrenzen, ähnlich wie Kap. 1.2.1 für Abb. 1.7 diskutiert. Bei diesem Verfahren ist es sinnvoll, die in jedem Ziehschritt erzeugten Teile des Übergangs nicht zu überlagern und einen längeren Übergang in Kauf zu nehmen. Tailen mit Dicken unter 500 nm können mit der hier beschriebenen Glasfaserziehmaschine erst hergestellt werden, seitdem dieses Verfahren angewendet wird.

1.5.4 Mechanische Spannungen

Bei der Auswahl der Führung für die Verschiebetische (vgl. Kap. 1.3.1) wurde besonderer Wert auf geringe Werte für Neigen und Gieren gelegt, damit die Faser nicht unnötig deformiert wird (vgl. Abb. 1.8). Das gleiche muss für die Ausrichtung der Faseraufnahme gelten; jede Abweichung der Faserführung von der Parallelen zur Bewegungsrichtung führt zur Deformierung und stellt damit eine Quelle für Verluste dar.

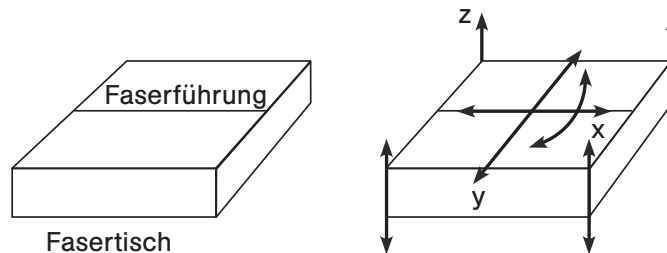


Abbildung 1.28: Skizze zum Ausrichten der Faserführung auf den Positionierern der Ziehmaschine. Die Achsen beider Faserführungen müssen miteinander übereinstimmen und parallel sein zu der Achse der Positionierer.

Abbildung 1.28 skizziert die Möglichkeiten zu Justierung der beiden Fasertische. Die Höhe der vier Kanten eines Fasertisches wird über eine Messuhr (Auflösung $< 1 \mu\text{m}$) kontrolliert und durch Unterlegen von dünner Aluminiumfolie justiert. Die Lage in der x - y -Ebene wird mit dem Mikroskop der Ziehmaschine kontrolliert und durch Verschieben und Drehen justiert. Am Ende der Prozedur werden die Fasertische wieder auf den Positionierern festgeklemmt.

Auf diese Weise wird jede der beiden Faserführungen über ihre Länge von 33 mm auf $2\ \mu\text{m}$ genau ausgerichtet. Der Winkel einer Faserführung ist also bezüglich der Achse der Positionierer auf $61\ \mu\text{rad}$ genau eingestellt. Dieser Wert addiert sich zum Neigen bzw. Gieren der Positionierer. In Kapitel 1.5.2 hat sich gezeigt, dass der Steigungswinkel eines Übergangs größer sein darf, als ursprünglich erwartet (vgl. Abb. 1.23) und dennoch eine hohe Transmission realisierbar ist (vgl. Abb. 1.24). Demnach ist auch die Anforderung an die Führung weniger hoch anzusetzen und die erreichte Genauigkeit tolerierbar.

Torsion

Ähnlich wie eine dejustierte Anlage können auch Kräfte in der Faser selbst eine Deformierung auslösen. So kann die Faser verdreht oder nicht gerade eingelegt sein. Beides führt zu Spannungen, die während des Ziehprozesses in der Schmelzzone ausgeglichen werden und die Faser dadurch verformen.

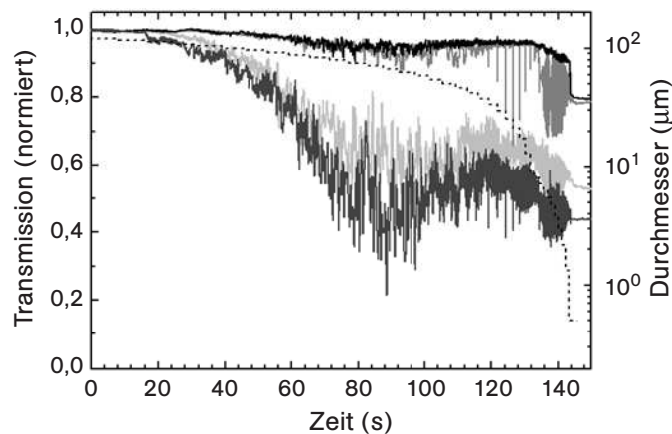


Abbildung 1.29: Messung der Transmission unter verschiedenen tordierenden Einflüssen. (dunkelgrau) 360° verdrehtes Faserende, (hellgrau) Torsion aufgehoben und festgeklemmt, (grau) Torsion aufgehoben und unter leichtem Zug eingelegt, (schwarz) wie vor, jedoch ohne Fasermantel am überstehenden Faserende, (gestrichelt) Faserdurchmesser (auf rechter Achse aufgetragen). Siehe Text für Details.

Um dieses Phänomen zu untersuchen, wird mehrfach eine 500 nm dicke Faser mit Taillenlänge 5 mm und jeweils 32 mm langen linearen Übergängen hergestellt, wobei in den letzten Ziehschritten die Ziehgeschwindigkeit limitiert wird, wie in Kapitel 1.5.3 beschrieben. Abbildung 1.29 zeigt die während des Ziehprozesses gemessene Transmission bei unterschiedlichen Anfangsbedingungen und zusätzlich den momentanen simulierten Durchmesser (gestrichelt) auf der rechten Achse. Ein Faserende wird festgeklemmt und die

Befestigung des kurzen Endes, hinter dem die Transmission gemessen wird, wird variiert.

Eine Torsion um 360° resultiert in einer geringen Transmission von 44 % (unterste, dunkelgraue Kurve). Schon in den ersten Ziehschritten, in denen die Faser noch kaum verjüngt ist, treten deutliche Verluste auf. Für die nächste Faser wird das Faserende frei hängen gelassen, was eine eventuell bestehende Torsion reduziert. Die so entspannte Faser wird befestigt und eine etwas höhere Transmission von 53 % gemessen (hellgrau).

Da die Länge der freitragenden Faser nicht unbedingt exakt gleich dem Abstand der Faseraufnahmen ist, kann die Faser ein wenig durchhängen. Das wird durch leichtes Ziehen (manuell oder auch motorisiert mit eingelegerter Faser) am Faserende behoben. Die Transmission beträgt dann bis herunter zu einer Faserdicke von $8\ \mu\text{m}$ noch 96 % und sinkt danach auf 78 % (grau). Bei Dicken von $38\ \mu\text{m}$ bis $8\ \mu\text{m}$ sind kurzzeitige starke Einbrüche zu erkennen, die sich genau zwischen zwei Ziehschritten ereignen. Unterhalb von $8\ \mu\text{m}$ setzen Oszillationen ein, die je nach Faserdicke eine unterschiedliche Frequenz haben (s. Abb. 1.30), ähnlich wie in Kap. 1.5.1 diskutiert. Jedoch weist die Oszillation eine zusätzliche langsame Modulation der Amplitude auf. Dabei ändert sich der Durchmesser der Glasfaser in den einzelnen Ziehschritten stufenweise und dementsprechend auch die Frequenz der Oszillation, die über die Differenz der Propagationskonstanten der beteiligten Moden vom Durchmesser abhängt.

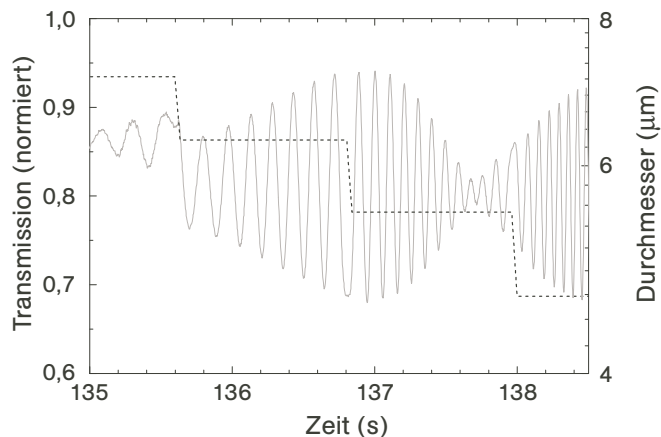


Abbildung 1.30: Ausschnitt der Messung (dunkel grau) aus Abb. 1.29. Das Transmissionssignal zeigt Oszillationen mit veränderlicher Amplitude, wie man es von einer Schwebung kennt. Das lässt auf die Kopplung von mehr als zwei Moden durch Torsion der Faser schließen. Die Frequenz ist direkt abhängig von der Faserdicke (vgl. Kap. 1.5.1).

Der Schutzmantel der Glasfaser ist durch die Lagerung auf einer Rolle gebogen und kann ebenfalls eine Kraft auf die gerade eingespannte Faser ausüben. Für die letzte der vier Messungen in Abbildung 1.29 wird daher der Schutzmantel aus Plastik nicht nur in dem bearbeiteten Stück, sondern auf der ganzen Länge des kurzen Faserendes entfernt. Dadurch wird eine finale Transmission von 80% erreicht. Die zugehörige Messkurve (schwarz) folgt in etwa der oberen Einhüllenden der vorigen Messung (grau). Die vorher beobachteten Oszillationen und Einbrüche sind nicht mehr zu erkennen. Am auffälligsten ist das Absinken der Transmission von 90% auf 81% unmittelbar vor dem letzten Ziehschritt. An dieser Stelle wird die Taillendicke von $1,3 \mu\text{m}$ auf $0,5 \mu\text{m}$ reduziert.

Die Messungen in Abbildung 1.29 zeigen, dass die Torsion der Faser und auftretende Scherspannungen zu starken Verlusten führen. Durch Entmanteln des gesamten kurzen Faserendes, Entspannen der Torsion und gerades Einlegen unter leichtem Zug werden die auf die Glasfaser wirkenden Kräfte deutlich reduziert. Hierdurch wird eine Transmission von typischerweise 80% für 500 nm dicke Fasern erzielt.

Über diese Aussage hinaus können die einzelnen charakteristischen Effekte interpretiert werden, die im Fall geringer Torsion auftreten (exemplarisch anhand der dunkelgrauen Kurve in Abb. 1.29). Wird die Fasertaille dünner als $38 \mu\text{m}$, so treten Einbrüche an den Umkehrpunkten des unteren Positionierers auf. An einem Umkehrpunkt wird die Ziehgeschwindigkeit synchron mit der Geschwindigkeit des unteren Positionierers bis auf null herabgesetzt (vgl. Kap. 1.3.3). Zu diesem Zeitpunkt ist eine Auslenkung der gesamten Faser von der Größenordnung $10 \mu\text{m}$ mit dem Mikroskop beobachtbar, die möglicherweise auf den Gasdruck der Flamme oder auf eine Anregung von Schwingungen auf der Faser durch die kurzzeitige Beschleunigung der Positionierer zurückzuführen ist. Die Reduktion der Ziehgeschwindigkeit an den Umkehrpunkten könnte somit Deformationen und damit die Kopplung von Moden begünstigen, was den einem Einbruch in der Transmission erklären könnte. Mit Einsetzen des neuen Ziehtrittes wird die Faser wieder gespannt und die Transmission erreicht ihren ursprünglichen Wert.

Wenn die Faser dünner als $38 \mu\text{m}$ wird, liegen die Werte der Propagationskonstanten verschiedener Moden weiter auseinander (vgl. Abb. 1.4) und die Kopplung sollte geringer werden. Gleichzeitig wird die dünnere Faser empfindlicher gegenüber äußeren Kräften und eine geringe verbleibende Deformation nach Abschluss der Umkehr der Bewegungsrichtung könnte genügen, um Leistung in höhere Moden zu koppeln. Diese sammeln einen Phasenunterschied zu der Grundmode je nach Länge der Taille auf und werden davon abhängig in die Grundmode der Standardfaser gekoppelt. Dies könnte die

Oszillationen unterhalb von $8 \mu\text{m}$ erklären (s. Abb. 1.30), wobei die Amplitudenmodulation auf die Kopplung mehrerer Moden hinweist.

Im letzten Ziehschritt werden noch einmal etwa 9% der anfänglichen Leistung ausgekoppelt. Darin wird die Taillendicke von $1,3 \mu\text{m}$ auf $0,5 \mu\text{m}$ reduziert. Durch die Limitierung der Ziehgeschwindigkeit wurde die relative Änderung der Dicke begrenzt und erreicht, dass die 500 nm dicken Fasern nicht während der Herstellung reißen. Bevor die Faser reißt, könnte es aber nach der Diskussion in Kapitel 1.5.3 zu einem zusätzlichen Einschnüren kommen. Dies ist insbesondere dann zu vermuten, wenn ein Bereich länger erhitzt wird, also während der Bewegungsumkehr. Ein solches Einschnüren könnte die beobachteten Verluste am Ende des Ziehprozesses erklären. Demzufolge sollte das Limit der Ziehgeschwindigkeit weiter reduziert werden.

1.5.5 Gasdruck

Neben der Oberflächenspannung üben der Druck des ausströmenden Brenngases, sowie die aufsteigenden und expandierenden Endprodukte der Verbrennung, während des gesamten Ziehprozesses eine Kraft auf die Faser aus. Diesen Einfluss kann man mit dem Mikroskop gut beobachten. Je dünner die Faser wird und je länger der Ziehprozess dauert, desto weiter bewegt sich die Faser von ihrer ursprünglichen Stelle fort. Das kann in manchen Fällen so weit sein, dass die Taille aus dem Bildbereich verschwindet, was einem Versatz von mehreren hundert Mikrometern entspricht. Dieser Einfluss streckt die Faser kontinuierlich, insbesondere auch während der Zeit eines Umkehrpunktes, an dem die Faser länger erhitzt wird. Nach Ziehende ist die Faser dann nicht mehr straff, sondern muss regelmäßig um $50\text{-}100 \mu\text{m}$ gespannt werden.

Der Einfluss des Gasdrucks schlägt sich auch unmittelbar in der gemessenen Transmission nieder. Um ihn zu dokumentieren, wird die gleiche Faserform zweifach bei unterschiedlichem Gasfluss gezogen. Dafür wird ein exponentielles Profil und eine Flammengeschwindigkeit von $v_b = 2 \text{ mm/s}$ verwendet. Die Zeit für eine Bewegungsumkehr wird auf 500 ms erhöht, um Einflüsse der Positionierer auszuschließen, die im folgenden Unterkapitel diskutiert werden.

Abbildung 1.31 zeigt die Messung der Transmission für einen Gasfluss von insgesamt 150 ml/min (schwarz) und von 126 ml/min (grau). Der hier verwendete Typ Faser weist höhere Verluste als der im vorigen Kapitel diskutierte auf, was aber dazu beiträgt, die jeweiligen Unterschiede besser zu erkennen. Im Fall des geringeren Gasdrucks werden die Einbrüche der Transmission später und in geringerem Ausmaß als bei höherem Gasdruck gemessen und letztlich ist die Transmission deutlich höher.

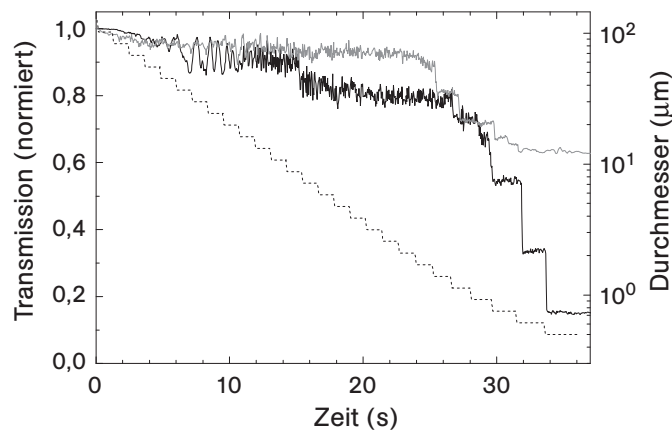


Abbildung 1.31: Messung der Transmission während des Ziehprozesses bei unterschiedlichem Gasfluss. Die Fasern werden mit einem kurzen exponentiellen Übergang, $v_b = 2$ mm/s und einer Umkehrdauer von 500 ms gezogen. Die Gasmischung wird so eingestellt, dass die Faser gleich hell und mit gleicher Farbe glüht. (schwarz) Fluss von 150 ml/min, (grau) Fluss von 126 ml/min, (gestrichelt) simulierter Durchmesser, re. Achse.

Ein geringerer Gasdruck stellt bei gleicher Mischung eine geringere Energie zum Erhitzen der Glasfaser zur Verfügung. Die Temperatur der Glasfaser sinkt damit. Die Verbrennungstemperatur von reinem Knallgas liegt bei etwa 2800 °C. Verbrennt man Wasserstoff an Luft, so kühlt der Stickstoff der Luft die Flamme und senkt die Temperatur auf 2000 °C [64]. Das Glas wird schon bei deutlich geringeren Temperaturen formbar und so bleibt Spielraum, die Temperatur und damit den Gasdruck zu senken. Liegt die Temperatur über dem Schmelzpunkt des β -Quarzes von 1550 °C, so werden beim schnellen Abkühlen des reinen Quarzglas, also beim Verlassen der Flamme, Kristallite aus β -Quarz gebildet, die die optischen Eigenschaften verändern können [64]. Demnach wäre es erstrebenswert, die Temperatur unter diesen Schmelzpunkt zu senken.

Die Farbe der glühenden Faser ist für die bisher gewählten Parameter der Ziehanlage meist gelblich bis weiß, was eine nicht zu hohe Temperatur andeutet (Weißglut ab 1500°C [64]). Ein noch weiteres Absenken der Temperatur erfordert eine höhere Zugkraft und damit eine stärkere Halterung der Faser oder insbesondere einen langsameren und längeren Ziehprozess, was den negativen Einfluss des Gasdrucks wieder erhöhen würde. Die Temperatur wird also so gering wie möglich eingestellt, ohne dass dafür die Dauer des Ziehprozesses verlängert werden muss.

1.5.6 Gegenseitige Beeinflussung der Positionierer

Die Verluste werden in besonders starkem Maße an den Umkehrpunkten induziert. Daher wird genauer untersucht, ob eine Optimierung der Ziehprozesses an diesen Stellen möglich ist.

Wenn man die Zeit für eine Bewegungsumkehr reduziert, so wird auch die Dauer, während der keine Zugspannung auf die Faser wirkt und gleichzeitig äußere Kräfte die Faser deformieren können, verkürzt. Dadurch wird jedoch die benötigte Beschleunigung heraufgesetzt. Jede Beschleunigung des unteren Positionierers übt eine Kraft auf den oberen aus, der die Faser strecken soll. Der obere Positionierer wird damit ausgelenkt, er schwingt über, und je nach Bewegungsrichtung wird die Faser zusätzlich gestreckt oder gestaucht. Das könnte die Ursache für Schwingungen auf der Fasertaille sein, die mit dem Mikroskop der Ziehanlage (bei günstig gewählter Integrationszeit) gut beobachtet werden können. Solche Schwingungen könnten die Taille während des Ziehprozesses verformen.

Analog entstehen Überschwinger des unteren Tisches, die zu einen Versatz der gesamten Faser führen. Der Versatz verändert im Wesentlichen die Position der Flamme und damit effektiv die Heizzeit für die Faser und somit letztlich den Durchmesser an dieser Stelle. Der Versatz ist aber relativ zur Breite der Flamme sehr klein (ca. 1 : 1000) und damit vernachlässigbar.

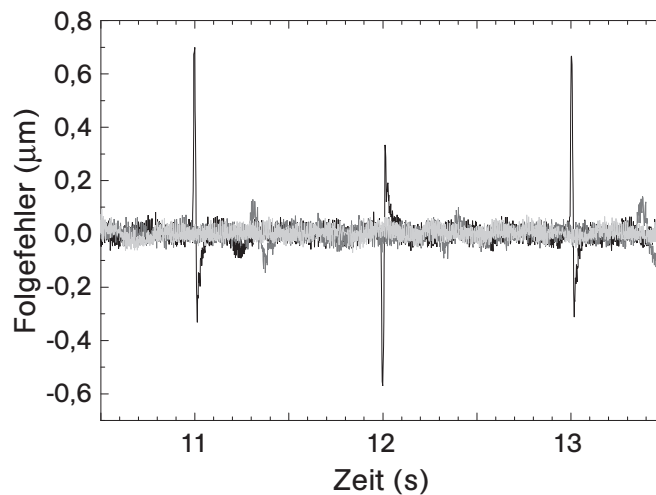


Abbildung 1.32: Messung des Folgefehlers des oberen Positionierers (Geschwindigkeit $v_f = 0,8$ mm/s) während der untere Positionierer sich mit der Geschwindigkeit $v_b \pm \frac{1}{2}v_f = 2 \pm 0,4$ mm/s bewegt und seine Richtung mehrfach ändert. Die Dauer für eine Umkehr beträgt (schwarz) 20 ms, (grau) 100 ms, (hellgrau) 500 ms.

Die Überschwinger des oberen Positionierers werden gemessen, indem der Encoder des Positionierers ausgelesen wird. Die interessante Größe ist die Differenz von angestrebter und tatsächlich erreichter Position, die üblicherweise als Folgefehler bezeichnet wird. Ein typischer Ausschnitt aus der Messung des Folgefehlers während eines Ziehprozesses ist in Abbildung 1.32 für $v_b = 2 \text{ mm/s}$ dargestellt. Durch die unterschiedliche Dauer der Bewegungs-umkehr entsteht in jedem Ziehschritt ein zeitlicher Versatz. Nach einigen Ziehschritten treten die Überschwinger dann zu verschiedenen Zeiten auf (s. Abb. 1.32). Bei einer Umkehrdauer von 20 ms (schwarz) treten Überschwinger mit bis zu $1 \mu\text{m}$ Amplitude von Spitze zu Spitze auf. Der Folgefehler während der gleichförmigen Bewegung beträgt hingegen nur $\pm 50 \text{ nm}$. Bei einer Umkehrdauer von 500 ms (hellgrau) heben sich die Überschwinger daraus nicht mehr hervor.

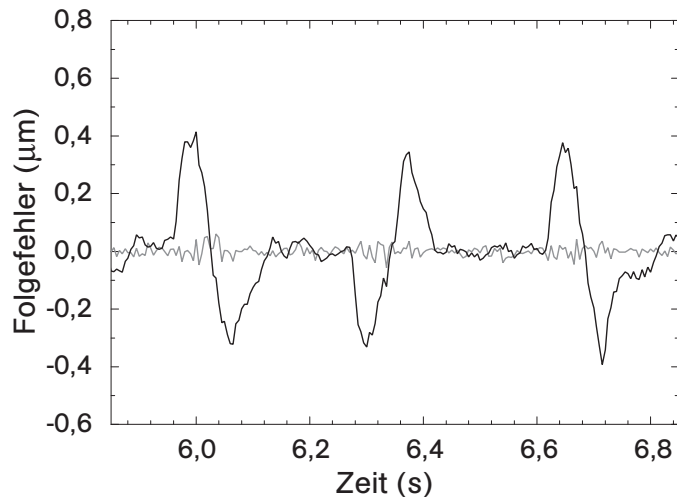


Abbildung 1.33: Messung zur Kompensation des Folgefehlers. (schwarz) Folgefehler der ursprünglichen Trajektorie, (grau) Differenz von ursprünglich gewünschter Soll-Position und Ist-Position der korrigierten Trajektorie.

Der Überschwinger kann technisch kompensiert werden. Dazu misst man den Folgefehler während des gesamten Ziehprozesses und addiert ihn zu der Soll-Position der berechneten *pvt*-Trajektorie. Es handelt sich also um eine Art Vor-Kompensation. Wird die modifizierte Trajektorie gefahren, so erreicht der obere Positionierer genau die Positionen der ursprünglich gewünschten Trajektorie. Dies ist in Abbildung 1.33 für eine Trajektorie mit zeitlich dichter als vorher liegenden Umkehrpunkten gezeigt. Die schwarze Linie zeigt einen beispielhaften Ausschnitt des Folgefehlers vor der Kompensation, die graue Linie zeigt die Abweichung der Position der kompensierten Trajektorie von der tatsächlich gewünschten Trajektorie. Die Methode zur Kompensation des Folgefehlers hebt die Überschwinger also im Rahmen der Messgenauig-

keit auf. Das kann nur deshalb so gut funktionieren, weil die Positionierer sehr genau und sehr reproduzierbar arbeiten. Während eine kompensierte Trajektorie ausgeführt wird, sind mit dem Mikroskop keine Schwingungen mehr erkennbar.

Damit ist es nun möglich, eine kürzere Umkehrdauer oder höhere Geschwindigkeiten für den Ziehprozess zu programmieren, ohne dafür Einbußen (diese treten nur in manchen Fällen auf) der Transmission aufgrund von Überschwingern hinnehmen zu müssen. Eine hohe Ziehgeschwindigkeit führt natürlich zu einem kurzen Ziehprozess. Ebenso steigt die Kraft, mit der an der Faser gezogen werden muss. Die Positionierer können diese Kraft leicht aufbringen, jedoch müssen die Magnete, die die Faser klemmen, verstärkt werden. Die minimale Dauer des Ziehprozesses ist nur durch die maximale Kraft des unteren Positionierers von 37 N beschränkt, die den Schlitten mit einem Gewicht von 7,6 kg und die Masse des oberen Positionierers von 4,5 kg beschleunigen muss. Daraus errechnet sich eine maximale Beschleunigung während der Bewegungsumkehr von 3 m/s^2 . Die Dauer des Ziehprozesses wird im Folgenden um den Faktor 5 verkürzt, indem die Geschwindigkeiten auf $v_b = 10 \text{ mm/s}$ und $v_f \approx 4 \text{ mm/s}$ gesetzt werden. Dadurch wird insbesondere der Einfluss des Gasdrucks reduziert (vgl. Kap. 1.5.5).

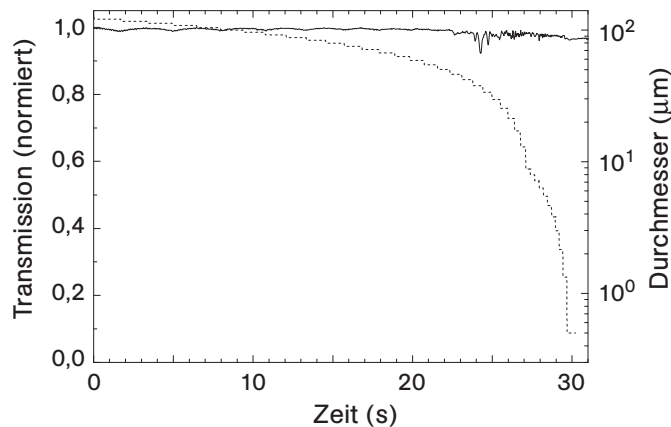


Abbildung 1.34: (schwarz) Messung der Transmission während des Ziehprozesses mit den Geschwindigkeiten $v_b = 10 \text{ mm/s}$ und v_f ansteigend für einen zweistufigen linearen Übergang. Der Folgefehler ist in der Trajektorie kompensiert. (gestrichelt) Faserdurchmesser, re. Achse.

Zum Vergleich wird die schon für die Messungen in Abbildung 1.29 verwendete Trajektorie zum Faserziehen eingesetzt, jedoch mit 5-fach höheren Geschwindigkeiten und mit Kompensation des Folgefehlers. Abbildung 1.34 zeigt wieder die während des Faserziehens gemessene Transmission. Es wird eine finale Transmission von 97% bei einer nominalen Faserdicke von 500 nm erreicht. Dieses Resultat kann auf Grund der vielen Einflussfaktoren nur

in manchen Fällen reproduziert werden. So können mit derselben Methode durchaus Fasern mit einer Transmission zwischen 80 % und 97 % hergestellt werden. Hier spielt auch das Geschick des Anwenders eine Rolle, der für eine spannungsfrei eingelegt Faser sorgen muss. Dieses Ergebnis ermöglicht, Glasfasern mit einer Taillendicke kleiner als die Wellenlänge von Licht ohne nennenswerte Verluste für Anwendungen einzusetzen.

1.5.7 Lichtwellenleiter am Limit ($d \ll \lambda$)

Je dünner die Fasertaille wird, desto stärker deformieren äußere Kräfte die Faser. Wenn der Durchmesser d klein wird gegenüber der Wellenlänge λ des geführten Lichts, führt dies zu starken Verlusten, schlechter Reproduzierbarkeit und auch dazu, dass Fasern in einigen Fällen schon während des Ziehprozesses zerreißen.

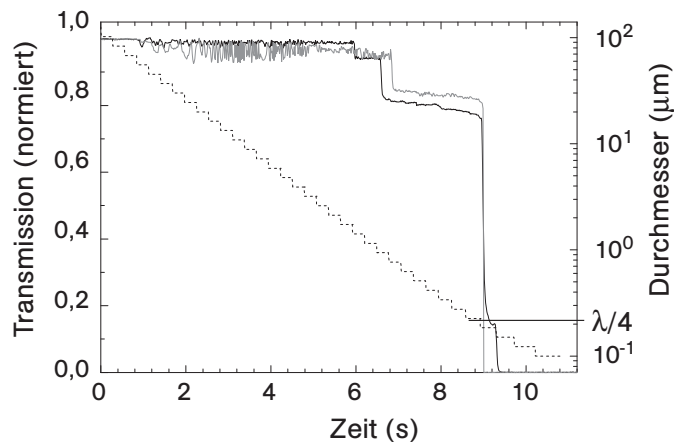


Abbildung 1.35: Messungen der Transmission während der Herstellung von Fasertailen mit 100 nm Durchmesser (schwarz und grau), (gestrichelt) Faserdurchmesser, re. Achse. Es wird ein exponentielles Profil realisiert, mit Flammgeschwindigkeit $v_b = 10$ mm/s und Tailllänge $l_w = 5$ mm. Die horizontale Linie bei $d = \lambda/4$ gibt den nach [65] zu erwartenden Grenzdurchmesser für effiziente Wellenleitung an.

Durch Verwendung eines exponentiellen Profils wird das Material in den letzten Ziehschritten weniger belastet, als durch ein lineares Profil (vgl. Kap. 1.5.3). Auf diese Weise werden Fasern mit einer nominalen Dicke von nur 100 nm hergestellt (REM Aufnahme s. Abb. 1.26). Abbildung 1.35 zeigt zwei beispielhafte Messungen der Transmission während des Ziehprozesses (schwarz und grau). Ebenso ist der momentane simulierte Durchmesser (gestrichelt) auf der rechten Achse dargestellt. Bei einem Durchmesser von etwa 200 nm sinkt die Transmission auf null. Dies geschieht an den Umkehrpunk-

ten der Bewegungsrichtung des unteren Positionierers. Beleuchtet man solche Fasern von der Seite, so kann das geübte Auge noch einen schwachen Reflex erkennen. Auf diese Weise kann man feststellen, dass die Faser nicht gerissen ist. Man sieht auch, dass so dünne Fasern sehr stark durchhängen, was auf den Einfluss des Gasdrucks zurückzuführen ist (s. Kap. 1.5.5).

Durch eine solche Faser ist nach Ziehende keine Transmission messbar (s. Abb. 1.35). Das Licht wird durch den hohen Brechungsindexsprung von Glas zu Luft zwar stark geführt, jedoch ist der Durchmesser der Fasertaille so klein gegenüber der Wellenlänge, dass das Licht nur zu einem kleinen Teil im Glas geführt wird. Der Unterschied zwischen der Propagation entlang der Taille und der Propagation im freien Raum (in einer Strahlungsmode) wird gering. Somit kann durch Störungen im Wellenleiter eine Kopplung von Faser- und Strahlungsmoden verursacht werden. Mit dem bloßen Auge kann man häufig eine leichte Krümmung in ultradünnen Glasfasern von 100 nm Durchmesser feststellen. An dieser Stelle wird viel Licht ausgekoppelt, das der Krümmung der Faser nicht folgt. Es propagiert unter einem kleinen Winkel zur Faser und wird getrennt von dieser als Lichtfleck z. B. an der Innenseite des hinteren Fasertisches der Ziehanlage nachgewiesen.

Um die Krümmung zu beheben, wird die Faser nach dem Ziehen gestreckt (vgl. Kap. 1.5.5). Dadurch konnte in einem Fall die Transmission bis auf 7 ‰ des Startwertes erhöht werden. Jedoch zerriss die Faser bei diesem Prozess. Aus der Zugfestigkeit $\sigma = 3,5 \text{ GPa}$ [66] von Fasern aus Quarzglas folgt mit der Dichte $\rho = 2200 \text{ kg/m}^3$ und der Erdbeschleunigung g eine Zerreißlänge von $l = \sigma/\rho g \approx 162 \text{ km}$, unabhängig von der Dicke. Demnach zerreißt die nur mm-lange Taille nicht unter ihrem Eigengewicht. Experimentell konnte sogar überprüft werden, dass man mit einer Taille von 500 nm Durchmesser ein bis zu 10 cm langes $125 \mu\text{m}$ dickes Faserstück tragen kann; 100 nm dicke Taillen zerreißen jedoch bei diesem Versuch. Da die Faser kein starrer Körper ist, ist zu vermuten, dass die freitragenden Übergänge und unbearbeiteten, dicken Enden der Faser durchhängen und damit an der Taille ziehen, wodurch die Taille von nur 100 nm Durchmesser beim Spannen zerrissen wird.

Die Transmissionen ultradünner Glasfasern ist begrenzt [65, 67]. Dies kann von der quantenmechanischen Theorie nicht-adiabatischer Übergänge von Landau und Dykhne [68] abgeleitet werden. Üblicherweise erhält man bei Wellenleitern in erster Ordnung Störungstheorie eine Kopplung zwischen den Moden des adiabatischen Wellenleiters [42]. Die Landau-Dykhne-Theorie korrigiert die Formel für die Kopplung im Fall begrenzter Ungleichförmigkeit der Glasfaser. Wenn man die Kopplung der geführten Mode an Strahlungsmoden des freien Raumes betrachtet, so kann man die Verluste berechnen. Je kleiner die charakteristische Längenskala L der Störungen ist, desto exponentiell höher sind die Verluste. Wichtiger ist jedoch das Ergebnis, dass die

Verluste *doppelt* exponentiell vom Verhältnis von Wellenlänge zu Durchmesser (λ/d) abhängen [65, 67, 69]. Dadurch ergibt sich ein theoretisches Limit für den Durchmesser, ab dem die Wellenleitung stark unterdrückt ist. Das liegt daran, dass die Differenz der Propagationskonstanten von Grundmode und von im freien Raum propagierenden Moden im Fall von $d \ll \lambda$ sehr gering ist und jede noch so kleine Störung im Wellenleiter zu hohen Verlusten führt.

Die größte sinnvolle Längenskala für Ungleichförmigkeiten, zu der die kleinstmöglichen Verluste gehören, ist die Länge der Taille selbst, also 1-10 mm. Für $L = 10$ mm steigen die Verluste ab einen Durchmesser von etwa $d \leq \lambda/4$ extrem stark an [65]. In Abbildung 1.35 ist eben dieser limitierende Durchmesser eingezeichnet und die gemessene Transmission fällt gerade beim Überschreiten dieser Grenze für beide Fasern auf nahe null. Demnach können mit der beschriebenen Ziehanlage Glasfasern in jedem beliebigen Bereich von Durchmessern, in dem überhaupt eine effiziente Wellenleitung theoretisch zu erwarten ist, mit hoher Transmission hergestellt werden.

1.5.8 Ergebnisse

Durch Formen geeigneter Übergänge, sowie durch Kontrolle und Minimierung verschiedener anlagenbedingter Einflüsse können ultradünne Glasfasern mit geringen Verlusten hergestellt werden. Dabei kann der Durchmesser nur wenige hundert Nanometer betragen. Dünnere Tailen bis zu 100 nm Dicke können ebenfalls hergestellt werden, jedoch nur mit geringer Transmission.

Die wichtigsten Ergebnisse der Transmissionsmessungen sind für verschiedene Faserdurchmesser in Abbildung 1.36 zusammengestellt. Darin werden schwarze Punkte verwendet, wenn die zugehörige Glasfaser den vollständigen Fertigungsprozess durchlaufen hat und für Anwendungen eingesetzt werden kann. Graue Punkte kennzeichnen Messungen während der Produktion von Glasfasern, die vor Beendigung des Ziehprozesses gerissen sind. Der Fehler der Transmissionsmessung ist kleiner als 1 %, die Transmission kann aber von Faser zu Faser je nach äußeren Einflüssen variieren. Wegen der Reproduzierbarkeit des Ziehprozesses sollte es möglich sein, den Prozess vor dem Ziehschritt, in dem die Faser reißt, zu stoppen. Damit könnten Fasern mit den Werten von Transmission und Durchmesser, die zu den grauen Kreisen gehören, erzeugt und verwendet werden.

Um diese Ergebnisse mit Werten aus der Literatur vergleichen zu können, wird die Darstellung angepasst. Das Adiabaskriterium (Gl. 1.11) hängt über die Propagationskonstante von der Wellenlänge des zu führenden Lichts ab. Um Fasern vergleichen zu können, die unterschiedliche Wellenlängen führen sollen, macht es Sinn, den Durchmesser auf die verwendete Wellenlänge λ zu beziehen.

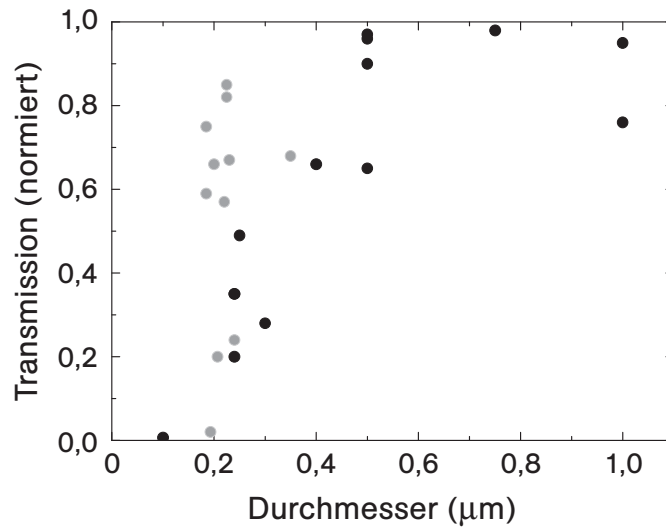


Abbildung 1.36: Zusammenstellung der Transmission für Fasern verschiedener Dicke. (schwarz) Fasern, die den vollständigen Fertigungsprozess durchlaufen haben, (grau) Fasern, die während der Herstellung gerissen sind.

In diesem Kapitel wurde gezeigt, dass die gemessenen Verluste auf verschiedene äußere Kräfte zurückzuführen sind, die vermutlich lokale Störungen der ansonsten adiabatischen Übergänge hervorrufen. Keine der Untersuchungen deutet auf einen Einfluss der Länge der Taille hin (vgl. auch Kap. 1.5.3). Daher werden die Verluste nicht wie bei Wellenleitern üblich in dB/Längeneinheit (hier: Länge der Taille) angegeben, sondern es wird die Transmission durch die gesamte Faser notiert. Die in dieser Arbeit gewonnenen Daten sind in Abbildung 1.37 als offene Kreise dargestellt (schwarz bzw. grau, falls die Faser gerissen ist). Zum Vergleich werden Veröffentlichungen von Tong et al. [3] (Quadrate), Brambilla et al. [4] (Kreise) und Leon-Saval et al. [5] (Sterne) herangezogen. Dafür wurden die in den jeweiligen Veröffentlichungen angegebenen Verluste in dB/mm mit der Tailenlänge multipliziert. Da Tong et al. und Brambilla et al. für die jeweils verwendete Tailenlänge nur einen Bereich angeben, wurde die minimal genannte Länge von 4 mm bzw. 10 mm angesetzt.

Vergleichend kann man feststellen, dass die Verluste der besten im Rahmen dieser Arbeit gefertigten Glasfasern (schwarze offene Kreise) ähnlich gering sind wie die in den angegebenen Quellen. Darüber hinaus wurde in dieser Arbeit die Wellenleitung für eine nur 100 nm dicke Fasertaille gezeigt. Für $d < \lambda/2$ sind die gemessenen Transmissionen sogar noch deutlich höher als die Vergleichswerte.

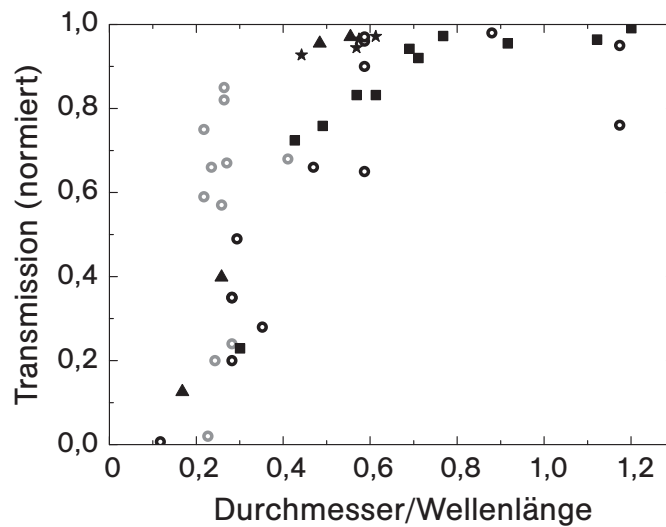


Abbildung 1.37: Vergleich der gemessenen Transmission für verschiedene Faserdurchmesser mit Messungen in der Literatur. Der Faserdurchmesser ist auf die Wellenlänge λ des jeweils geführten Lichts normiert. (offene schwarze Kreise) Transmission nach Faserherstellung für $\lambda = 852$ nm, (offene graue Kreise) Transmission während Faserherstellung für $\lambda = 852$ nm, (Quadrate) Tong et al. [3] für $\lambda = 633$ bzw. 1550 nm, (Dreiecke) Brambilla et al. [4] für $\lambda = 1550$ nm, (Sterne) Leon-Saval et al. [5] für $\lambda = 633$ bzw. 1550 nm.

1.6 Optimierung durch indirektes Heizen

Das Erhitzen ist ein fundamentaler Bestandteil des Herstellungsprozesses von ultradünnen Glasfasern. Wird eine Gasflamme verwendet, so übt das strömende, entzündete Gas eine Kraft auf die Glasfaser aus. Dadurch wird die Faser an der jeweiligen Position der Flamme deformiert, und es entstehen Verluste (s. Kap. 1.5.5). Es gibt Methoden, die Glasfaser zu erhitzen, ohne dass dadurch eine Kraft auf die Faser ausgeübt wird. Der CO_2 -Lasers scheidet fürs Erhitzen ultradünner Glasfasern aus, s. Kap. 1.3.1. Die Möglichkeit, die Faser mittels eines stromdurchflossenen Filaments aus Metall zu erhitzen scheidet ebenfalls aus, da sich aufgrund des hohen Dampfdrucks bei den hohen benötigten Temperaturen Partikel von Metall auf der Oberfläche der Glasfaser niederschlagen könnten.

Ein ideales Material sollte bei den hohen Temperaturen einen vernachlässigbaren Dampfdruck aufweisen. So kann z. B. Saphir [3] oder auch preiswerteres Zirkonia (ZrO_2 , Schmelzpunkt 2650°C [70]) eingesetzt werden. Aus letzterem werden kleine Röhrenchen mit hoher Präzision für z. B. Faserstecker als Massenware hergestellt. Ein solches soll als Heizelement dienen. Das

Zirkoniaröhrchen wird durch den CO₂-Laser punktuell mit einer Leistung von 30 W erhitzt. Um die Leistung konstant zu halten, wird ein softwaregesteuerter Regelkreis verwendet (s. Diplomarbeit von M. Pöllinger [71]). Aufgrund des schlechten Wärmeleitwertes von Zirkonia (2 W/(m·K) [72]) wird das Röhrchen und damit auch die Luft im Inneren inhomogen aufgeheizt. Ist die Faser nahe genug am Zirkonia, so wird sie jedoch ausreichend heiß und kann bearbeitet werden.

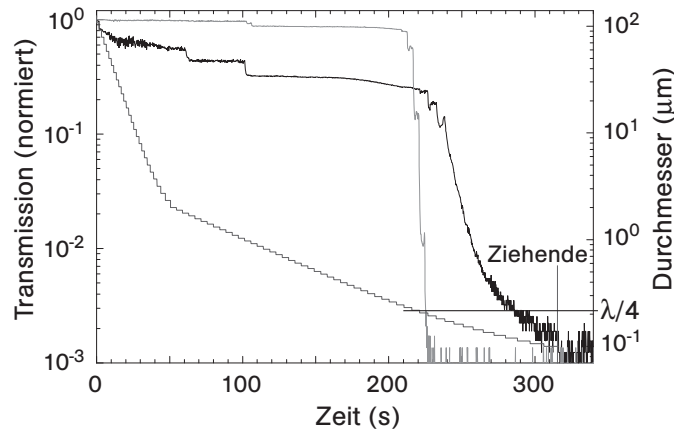


Abbildung 1.38: Messung der Transmission während des Faserziehens mit exponentiellem Profil. Ab einem Durchmesser von 2 μm erhält der Übergang eine geringere Steigung. (schwarz) indirekt geheizt, (grau) mit Flamme geheizt, Dauer 5-fach gestreckt, (dunkelgrau) Durchmesser, aufgetragen auf der rechten Achse

Als Zirkoniaröhrchen werden Schlitzhülsen (Fa. Swiss Jewel CO.SA., Tenero, Schweiz, Durchmesser 1,5/2,1 mm innen/aussen, Länge 6,8 mm) verwendet, die längs mit einer Öffnung von 500 μm aufgeschlitzt sind, so dass man sie von der Seite über eine zu bearbeitende Glasfaser schieben kann. Auf diese Weise wird in der Ziehanlage die Gasflamme ersetzt und eine ultradünne Glasfaser gezogen. Dabei wird wie zuvor ein exponentielles Profil verwendet, jedoch mit einem deutlich flacheren Übergang unterhalb von einem Durchmesser von 2 μm (s. Abb. 1.38, dunkelgrau, re. Achse). Die Messung der Transmission ist in Abbildung 1.38 (schwarz) logarithmisch dargestellt. Zum Vergleich wird die gleiche Trajektorie, jedoch mit 5-fach höheren Geschwindigkeiten, zum Faserziehen mit der Gasflamme eingesetzt und die Transmission mit 5-fach gestreckter Dauer dargestellt (grau).

Mit der Gasflamme erhält man einen Verlauf ähnlich der in Abb. 1.35 gemessenen Transmission. Bei etwa $d = 1 \mu\text{m}$ gibt es einen ersten Einbruch, unterhalb von 230 nm fällt die Transmission schnell auf null ab. Die mit indirektem Heizen gezogene Faser hat zunächst schlechtere Eigenschaften, so

sinkt die Transmission schon zu Anfang des Ziehprozesses und beträgt bei $d = 230$ nm nur noch 26%. Danach sinkt die Transmission signifikant langsamer als bei der Faser, die mit der Gasflamme gezogen wird. Selbst am Ende des Ziehprozesses bei 315 s ist erstmals eine Transmission $T = 2$ ‰ messbar, ohne dass die Faser gespannt werden muss. Die frühe Reduktion der Transmission ist vermutlich darauf zurückzuführen, dass das verwendete Faserprofil für den Ziehprozess mit Gasflamme optimiert ist. Die effektive Breite der geheizten Zone ist beim indirekten Heizen jedoch deutlich geringer. Sie wird nach der Methode wie in Kap. 1.4.1 für Abb. 1.14 dargestellt zu $L_0 = 0,17$ mm bestimmt. Damit ist der in jedem Ziehschritt erzeugte Übergang viermal kürzer und damit steiler und nicht-adiabatisch. Die jeweilige Taille ist um die verbleibenden 3/4 der Länge eines Übergangs verlängert. Es entsteht ein treppenförmiger Verlauf mit höheren Verlusten. Dennoch übersteigt die Transmission der ultradünnen Faser die der mittels Flamme gezogenen Glasfaser deutlich. Durch die Methode des indirekten Heizens können also die Eigenschaften ultradünner Glasfasern deutlich verbessert werden, insbesondere ist eine weitere Steigerung zu erwarten, wenn das Faserprofil auf das geringe L_0 dieser Methode angepasst wird.

Jedoch wäre für den weiteren Einsatz ein Umbau der Anlage notwendig. So müsste die Position des Röhrchens aus Zirkonia auf etwa 0,1 mm genau eingestellt werden. Hierfür würde man die entsprechenden mechanischen Komponenten benötigen, die an der Stelle eingesetzt werden müssten, wo derzeit der Brennerkopf installiert ist. Zudem bricht das Röhrchen aus Zirkonia leicht aufgrund thermischer Spannungen. Das ist auf die Umorganisation des Materials zurückzuführen, denn unter einer Temperatur von 1170°C bildet Zirkonia einen monoklinen Kristall und oberhalb ist er tetragonal, was mit einer Ausdehnung von 3 – 5 % verbunden ist [72], die letztlich zum Zerschlagen führt. Oberhalb von 2370°C liegt ein kubischer Kristall vor. Diese Form kann man durch Beimischung von MgO, CaO oder Y_2O_3 stabilisieren, so dass sie auch bei Raumtemperatur vorliegt [72]. Demnach kann man auch das verwendete Material noch optimieren, oder eine Halterung verwenden, in der der bisher verwendete Massenartikel leicht austauschbar ist.

Um den verformenden Einfluss des strömenden Gases aufzuheben, kann also in Zukunft die Methode des indirekten Heizens angewendet werden. Ob auch für Durchmesser unter der theoretisch erwarteten Grenze [65] von etwa $\lambda/4$ die Transmission gesteigert werden kann, bleibt eine spannende Frage für zukünftige Experimente. Jedenfalls sind durch die indirekte Heizmethode höhere Werte für die Transmission bei Durchmessern im Bereich von 200 – 500 nm zu erwarten.

Kapitel 2

Spektroskopie mit evaneszenten Feldern

Ultradünne Glasfasern schließen geführtes Licht in radialer Richtung stark ein (vgl. Kap. 1). Dadurch treten an ihrer Oberfläche hohe evaneszente Felder auf, die für das Studium der Wechselwirkung von Licht und Materie eingesetzt werden können. In diesem Kapitel werden die dafür grundlegenden physikalischen Effekte untersucht. Werden z. B. Moleküle oder Atome in das evaneszente Feld gebracht, so kann man die Fluoreszenz der Probe [73] oder die spektrale Absorption als Abschwächung des durch die ultradünne Glasfaser transmittierten Lichts messen [9, 10, 74]. Darüber hinaus kann man durch spektroskopische Untersuchungen Informationen über Art und Stärke der Wechselwirkung von den Partikeln mit der Oberfläche erhalten [75].

Dünne Glasfasern werden oft für sensorische Zwecke eingesetzt und finden wegen ihrer einfachen und sicheren Handhabung eine Vielzahl von Anwendungen [11–13, 76]. Ihre Eigenschaft, das Licht zu führen, ist insbesondere in sonst schwer zugänglichen Umgebungen von Vorteil [10, 12, 13]. Dabei wird oft eine volumetrische Konzentration von Partikeln untersucht. Jedoch propagiert immer ein signifikanter Anteil der Leistung im Glas und wechselwirkt nicht mit den Partikeln, was zu einem geringeren Signal im Vergleich mit konventionellen Freistrahl-Methoden führt.

Wenn anstatt volumetrischer Konzentrationen jedoch dünne Schichten von Partikeln (hier: Moleküle) auf der Glasoberfläche untersucht werden, ändert sich die Situation dramatisch. Dies wird im Folgenden erstmals theoretisch und experimentell gezeigt.

2.1 Empfindlichkeit für dünne Schichten

Die faserbasierte Methode kann um Größenordnungen empfindlicher als Freistrahlmethoden sein, wenn dünne Schichten auf der Oberfläche adsorbierter Moleküle untersucht werden.

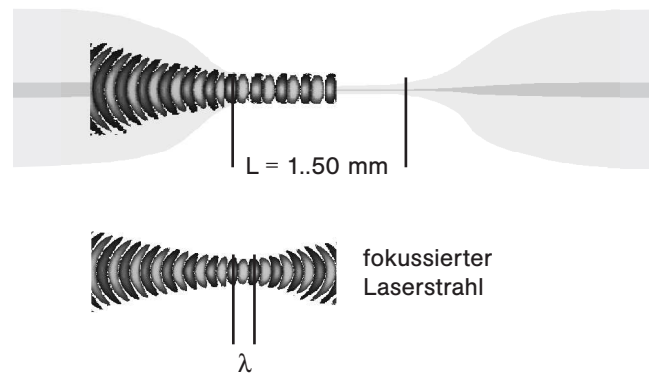


Abbildung 2.1: Schematischer Vergleich der elektrischen Felder an einer Fasertaille und von einem im freien Raum fokussierten Laserstrahl.

Die Intensität eines maximal fokussierten freien Strahls und an der Oberfläche einer lichtführenden ultradünnen Glasfaser sind im Fall gleicher Lichtleistung vergleichbar groß. Die Konzentration des geführten Lichts wird über die gesamte Länge der Fasertaille aufrecht erhalten (s. Abb. 2.1). Ein freier Strahl dagegen divergiert nach seiner Rayleighlänge, die im maximal fokussierten Fall nur in der Größenordnung der Wellenlänge λ des geführten Lichts liegt. Die Taille einer Glasfaser und damit die Strecke, entlang der das Licht stark konzentriert ist, kann bis zu einigen Zentimetern betragen. In diesem Sinne kann man hier von einem *ausgedehnten Fokus* sprechen.

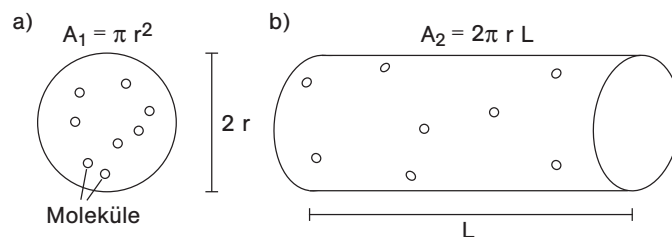


Abbildung 2.2: Schematischer Vergleich der sensitiven Flächen von (a) Freistrahlmethode und (b) faserbasierter Methode.

In herkömmlichen Methoden wie DRS (differential reflectance spectroscopy) ATIR (attenuated total internal reflection spectroscopy) und TR (transmission spectroscopy) wird ein Lichtstrahl auf die dünne Schicht fokussiert und die Absorption gemessen [75]. Die Fläche, auf der Moleküle sensitiv nachgewiesen werden können, beträgt $A_1 = \pi r^2$ (s. Abb. 2.2) und bei maximaler Fokussierung ist der Radius r vergleichbar mit der halben Wellenlänge $r \approx \lambda/2$. Für die Faser der Länge L ist die sensitive Fläche die gesamte Zylinderoberfläche der Größe $A_2 = 2\pi \cdot r \cdot L$. Wenn man eine geringe Anzahl von schwach absorbierenden Molekülen darauf verteilt, so ist die Änderung der Intensität entlang L vernachlässigbar und an jeder Stelle vergleichbar mit der Intensität im Fokus des freien Strahls. Dann ist anhand von Abbildung 2.2 ersichtlich, dass man mit der Glasfaser wesentlich dünner verteilte Schichten gleicher Molekülzahl bei gleicher Signalstärke untersuchen kann. Man kann für eine Faserlänge im Bereich einiger Millimeter eine Steigerung der Empfindlichkeit von der Größenordnung $A_2/A_1 \approx L/\lambda \approx 10^4$ erwarten.

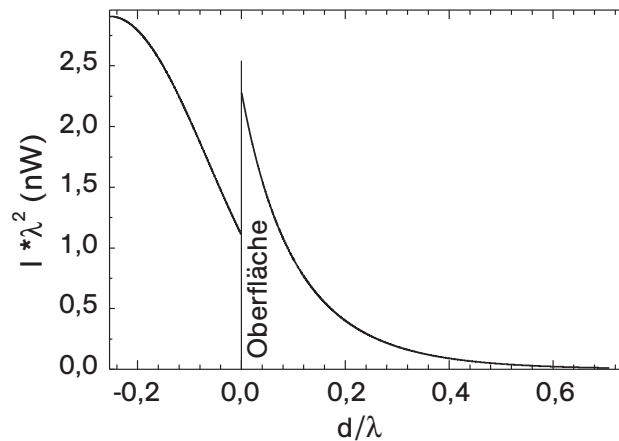


Abbildung 2.3: Intensität in Einheiten von Nanowatt pro λ^2 als Funktion des Abstandes d zur Oberfläche der Glasfaser in Einheiten von λ für eine in der Faser geführte Leistung von 1 nW und einen Radius $r = 0,253 \cdot \lambda$.

Um die Intensität an der Oberfläche der Glasfaser $I_{\text{ob}}(\lambda)$ zu ermitteln, wird für eine Leistung von 1 nW (Brechungsindex $n = 1,46$ für Glas und $\lambda = 520 \text{ nm}$) der radiale Verlauf der Intensität $I(\lambda)$ für die Grundmode HE_{11} berechnet (s. Anhang B). Für diese Rechnung wird exemplarisch ein Faserdurchmesser von der halben Wellenlänge gewählt, der, wie sich in Kapitel 2.1.1 herausstellt, optimal für die Detektion dünner Schichten ist. Die Intensität ist in Abbildung 2.3 in Einheiten von Nanowatt pro λ^2 als Funktion des Abstandes d zur Oberfläche der Glasfaser in Einheiten der Wellenlänge λ dargestellt. Diese Darstellung gilt universell für alle Wellenlängen, wenn man vernachlässigt, dass der Brechungsindex schwach von der Wellenlänge abhängt. Man beachte den Sprung an der Faseroberfläche, der mit dem

Sprung im Brechungsindex an der Grenzfläche von Glas zu Luft einher geht.

Jedes der N Moleküle auf der Faseroberfläche mit dem Absorptionsquerschnitt $\sigma(\lambda)$ absorbiert den Anteil $\sigma(\lambda)/A_{\text{eff}}$, wobei A_{eff} als das Verhältnis von geführter Leistung P_{ref} und Intensität I_{ob} an der Oberfläche der Glasfaser eingeführt wird

$$A_{\text{eff}}(\lambda) := P_{\text{ref}}(\lambda)/I_{\text{ob}}(\lambda). \quad (2.1)$$

In Transmission verbleibt dann ein Signal der Leistung

$$P_{\text{sig}}(\lambda) = P_{\text{ref}}(\lambda)[1 - \sigma(\lambda)/A_{\text{eff}}(\lambda)]^N, \quad (2.2)$$

wobei P_{sig} und P_{ref} die transmittierten Leistungen im spektralen Intervall $[\lambda, \lambda + \Delta\lambda]$ sind. Die Absorbanz ist über den dekadischen Logarithmus definiert

$$\eta(\lambda) = -\lg\left(\frac{P_{\text{sig}}(\lambda)}{P_{\text{ref}}(\lambda)}\right) \approx \frac{N\sigma(\lambda)}{\ln(10)A_{\text{eff}}(\lambda)}. \quad (2.3)$$

Die Näherung gilt nur für $\sigma/A_{\text{eff}} \ll 1$, was für typische Absorptionsquerschnitte von Molekülen gut erfüllt ist ($10^6 \cdot \sigma_{\text{mol}} \approx \lambda^2 \approx A_{\text{eff}}$). Die Absorbanz misst neben der Absorption der Moleküle auch die Reduktion der transmittierten Leistung durch Streuung. Hier soll die Streuung an den wenigen Molekülen einer sehr dünnen Schicht vernachlässigt werden. Dann sind Absorbanz- und Absorptionsspektren vergleichbar.

Für eine gegebene *Bedeckung* $\theta = N/2\pi rL$ der Oberfläche wird die Absorbanz nach Gleichung 2.3 umgeschrieben

$$\eta(\lambda) = \frac{\theta\sigma(\lambda)}{\ln(10)} \cdot \frac{2\pi rL}{A_{\text{eff}}(\lambda)}. \quad (2.4)$$

Das bedeutet, dass die Bedeckung reduziert werden kann, ohne die Absorbanz und damit das Signal-zu-Rausch-Verhältnis zu verringern, wenn gleichzeitig die Länge L der Fasertaille vergrößert wird. Bei Methoden mit frei propagierenden Strahlen gibt es keinen mit L vergleichbaren Parameter. Für Messmethoden mit einem freien Strahl ist die Absorbanz gegeben als

$$\eta_{\text{frei}}(\lambda) = \frac{\theta\sigma(\lambda)}{\ln(10)}. \quad (2.5)$$

Hieraus folgt, dass es, anders als beim Fasersensor, eine minimale spektroskopierbare Bedeckung gibt, die durch den Absorptionsquerschnitt und die minimal detektierbare Absorbanz gegeben ist. Nach den Gleichungen 2.4 und 2.5 ist die Absorbanz für den Fasersensor um den Faktor

$$\xi(\lambda) = \frac{2\pi rL}{A_{\text{eff}}} \quad (2.6)$$

erhöht. Dieser Faktor wird für die optimale Faserdicke $r = 0,253 \cdot \lambda$ (s. Kap 2.1.1) berechnet. Eine Steigerung der Sensitivität um 10^4 ist bei einer

Wellenlänge von $\lambda = 500$ nm schon für eine Faserlänge von $L = 1,5$ mm zu erwarten; eine Länge, die leicht hergestellt werden kann, um Experimente damit durchzuführen.

2.1.1 Optimal sensitive Glasfasern

Es erscheint zunächst plausibel, dass eine dünnere Fasertaille eine bessere Fokussierung und damit auch eine höhere Intensität an der Oberfläche aufweisen sollte. Diese Faustregel gilt nicht mehr im Bereich ultradünner Glasfasern. Wird der Durchmesser kleiner als die Wellenlänge des Lichts, so wird ein stark zunehmender Teil der Leistung außerhalb des Glases geführt. Die Grundmode ist dann nicht mehr auf das Glas konzentriert, sondern reicht immer weiter aus dem Glas heraus. Letztlich reduziert dieser Effekt die Intensität an der Oberfläche.

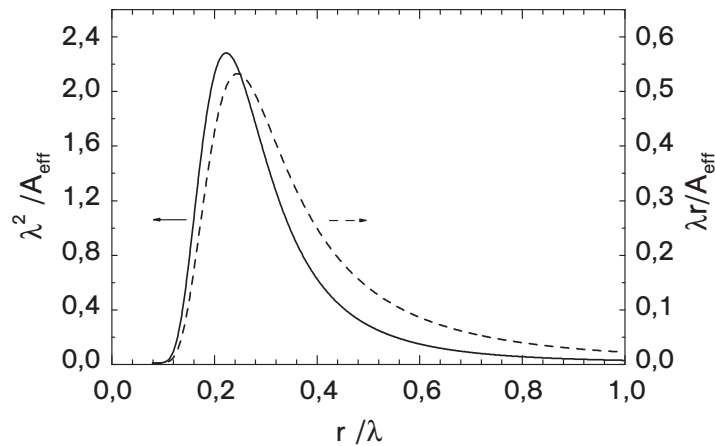


Abbildung 2.4: Graphische Darstellung von λ^2/A_{eff} (durchgezogen) und $\lambda r/A_{\text{eff}}$ (gestrichelt, aufgetragen auf der rechten Achse), jeweils als Funktion des Faserradius r in Einheiten der Wellenlänge λ .

Die Absorbanz ist nach Gleichung 2.3 direkt proportional zu der Anzahl der Moleküle N und umgekehrt proportional zum effektiven Querschnitt A_{eff} . Die Größe $1/A_{\text{eff}}$ bestimmt also die Sensitivität für eine gegebene Anzahl von Molekülen und ist in Einheiten von $1/\lambda^2$ als Funktion des Faserradius in Einheiten der Wellenlänge in Abbildung 2.4 aufgetragen (durchgezogen). Die maximale Sensitivität für eine gegebene Anzahl von Molekülen ist für $r_{\text{max}} = 0,226 \cdot \lambda$ erreicht. Für die Spektroskopie von z. B. *einzelnen* Molekülen oder Atomen ($\sigma_{\text{atom}} \approx \lambda^2$) sollte diese Faserdicke verwendet werden.

Für die Spektroskopie *dünnsster Schichten* muss jedoch nach Gleichung 2.4 r/A_{eff} optimiert werden. Dieser Wert ist ebenfalls in Abbildung 2.4 als Funk-

tion von r/λ auf der rechten Achse aufgetragen (gestrichelt). Sein Maximum ist zu etwas größeren Radien hin verschoben, $r_{\max} = 0,253 \cdot \lambda$.

Abbildung 2.4 zeigt überdies, dass die spektrale Empfindlichkeit des Fasersensors von der Wellenlänge abhängt. Das muss berücksichtigt werden, wenn mit dieser Methode aufgenommene Absorptionsspektren mit durch herkömmliche Methoden gewonnenen Spektren verglichen werden sollen.

2.2 Aufbau der Spektroskopie

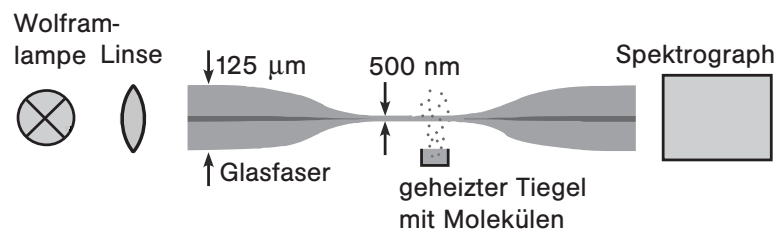


Abbildung 2.5: Schematischer Aufbau der Spektroskopie. Das Licht einer Wolframlampe wird in das unbearbeitete Ende einer ultradünnen Glasfaser gekoppelt und in Transmission spektral analysiert. Auf die Taille der Glasfaser kann eine dünne Schicht von Molekülen gedampft werden, die geführtes Licht absorbiert und eine Änderung des transmittierten Lichts hervorruft.

Der Aufbau zur Spektroskopie von dünnsten Schichten aus Molekülen kann mit einfachen Mitteln realisiert werden und ist in Abbildung 2.5 dargestellt. Das Licht einer Wolframlampe wird durch eine Linse in das unbearbeitete Ende einer ultradünnen Glasfaser gekoppelt und hinter der Glasfaser, bei einer transmittierten Leistung von 25 nW, spektral analysiert (Ocean Optics CCD Spektrograph SW 1024, typische Integrationszeit 1 s, effektive spektrale Auflösung 6 nm). Diese Messung dient als Referenz. Die Spektroskopie kommt ohne sonst in der Dünnschichtspektroskopie verwendete Aufbauten wie Ultrahochvakuum (UHV)-Apparatur oder Kryostat aus, daher kann die zu untersuchende Schicht an Raumluft aufgedampft werden. Dazu dient ein elektrisch bis etwa 250 °C heizbarer Tiegel, der mit den zu spektroskopierenden Molekülen gefüllt ist. Es entsteht ein Strom erhitzter Luft, der sublimierte Moleküle auf die Fasertaille transportiert. Der Luftstrom wird durch ein Röhrchen von äußeren Einflüssen abgeschirmt. Die Moleküle adsorbieren auf der Oberfläche des Glases und absorbieren einen Teil des geführten Lichts. Die spektrale Leistung des resultierenden Spektrums wird durch die der Referenz geteilt und die spektrale Absorbanz nach Gleichung 2.3 berechnet. Der Aufdampfprozess kann jederzeit gestoppt werden, indem der Tiegel aus dem Röhrchen gezogen wird. Die ultradünnen Glasfasern können mehrfach für

Messungen eingesetzt werden, denn es ist leicht möglich, die aufgedampften Moleküle mit einer Heißluftpistole (50 °C) von der Taille zu entfernen.

Für die folgenden Messungen wird eine 500 nm dicke Taille von 3 mm Länge verwendet. Die maximal sinnvolle Länge ergibt sich aus der Ausdehnung des Tiegels bzw. des transportierenden Luftstromes. Nach den Gleichungen 1.7 und 1.9 können für eine Wellenlänge von 520 nm (Maximum der Absorption von PTCDA, s.u.) nur die Moden HE_{11} , TE_{01} und TM_{01} geführt werden.

Für die angestrebte Wellenlänge im optischen Bereich gilt $r/\lambda \approx 0,5$ und Abbildung 2.4 zeigt, dass nur etwa ein Drittel des maximal möglichen Signals erwartet werden kann. Die Taillendicke ist jedoch so gewählt, dass die Verluste der Transmission durch die Faser selbst noch klein sind (Transmission $\approx 97\%$, s. Abb. 1.36). In der Praxis haben sich hier Fasern mit einem einfachen exponentiellen Profil des Übergangs (s. Kap. 1.5.2) bewährt .

2.3 Spektroskopie organischer Moleküle

Als Testsubstanz kann eine Vielzahl interessanter Moleküle eingesetzt werden. So wurden in unserer Arbeitsgruppe Spektren beispielsweise von dünnen aufgedampften Schichten von Pentacen und Tetracen, ebenso wie von NO_x erfolgreich gemessen (s. Diplomarbeit von E. Vetsch [77]). An dieser Stelle steht jedoch das Verständnis der Messmethode im Vordergrund. Deswegen wird PTCDA (3,4,9,10-Perylen-Tetracarbonsäure-Dianhydrid) als Modellsystem verwendet. Die spektrale Absorption einer dünnen Schicht aus diesen organischen Molekülen auf einem Glassubstrat ist gut bekannt und theoretisch beschrieben [78,79]. Das Absorptionsspektrum ändert sich je nach der Anordnung der Moleküle auf der Oberfläche stark [79]. Zusätzlich zeichnet sich das Molekül dadurch aus, dass es an Luft, im Gegensatz zu vielen anderen organischen Molekülen, stabil ist.

2.3.1 Absorbanz-Spektren von PTCDA

Das Absorptionsspektrum isolierter PTCDA-Moleküle ist geprägt vom elektronischen S_0 - S_1 -Übergang bei der Energie 2,39 eV [78,80] bzw. bei der Wellenlänge 519 nm. Im oberen Niveau S_1 können vibronische Unterzustände höherer Energie angeregt werden [81]. Dadurch sind bei 2,55 eV und 2,74 eV weitere, schwächere Absorptionspeaks messbar.

PTCDA ist ein flaches Molekül (Strukturformel s. Einschub in Abb. 2.6) und ordnet sich in der (102)-Ebene in einer Fischgrätenstruktur an [82]. Parallel zu der langen Achse eines Moleküls kann ein Dipol induziert werden. Die langen Achsen stehen jedoch für benachbarte Moleküle senkrecht, und zudem

ist der Abstand der Molekülzentren mit 1,2–1,5 nm verhältnismäßig groß. Daraus resultiert eine schwache Wechselwirkung der Nachbarmoleküle, die zu einer Verschiebung der Absorption zu kleineren Energien für den Übergang von isolierten Molekülen zu einer geschlossenen Monolage führt [79]. Die Rotverschiebung des Absorptionsmaximums beträgt etwa 30 meV [79].

Wenn sich jedoch ein Molekül über einem anderen befindet, so ist der Abstand der induzierten Dipole klein und die Wechselwirkung stark [79]. Diese Konfiguration wird gestapelter *Dimer* [83] und eine Monolage entsprechend *Monomer* genannt. PTCDA kann wegen der starken Wechselwirkung zwischen den Ebenen als quasi-eindimensionaler Kristall beschrieben [84] und seine Spektren können gut simuliert werden [85]. Das Absorptionsspektrum wird beim Übergang von Monomer zu Dimer stark verändert, insbesondere sinkt die Absorption im Peak bei 2,39 eV relativ zur Stärke der anderen Peaks. Wenn mehr als zwei Lagen ausgebildet werden, so wird das Spektrum deutlich breiter und die Strukturen darin werden schwächer.

Abbildung 2.6 zeigt mithilfe einer ultradünnen Glasfaser gemessene Absorbanzspektren von PTCDA. Die Kurven der Spektren zeigen bei einer Integrationszeit von 1 s nur sehr wenig Rauschen. Es wurde über eine Dauer von 8 s beschichtet (s. Abb. 2.6a). Danach wurde der Tiegel mit Molekülen entfernt und das Spektrum über mehr als 30 min weiter beobachtet (s. Abb. 2.6b). Beim Beschichten zeigt sich immer dieselbe spektrale Form, mit ausgeprägten Peaks bei 2,41 und 2,58 eV, die auf die Präsenz von isolierten Molekülen (sub-Monolagen) schließen lässt. Die Absorbanz steigt, da mehr Moleküle dazu beitragen. Gegen Ende der Beschichtung ist das Spektrum um etwa 13 meV zu niedrigeren Energien verschoben, wie man es qualitativ für die Bildung einer Monolage erwartet. Dieser Prozess dauert bis etwa $t = 53$ s an. Zu dieser Zeit ist die Beschichtung abgeschlossen und die Zahl von auf der Faseroberfläche adsorbierten Molekülen konstant. Dennoch verändert sich die spektrale Form weiter. Die Höhe des niederenergetischen Absorptionspeaks sinkt im Vergleich zum anderen Peak und das Spektrum wird breiter. Solche Spektren sind von Proben mit mehr als einer Lage von PTCDA bekannt. Die Veränderung der Spektren wird demnach auf eine Agglomeration der Moleküle auf der Oberfläche der Glasfaser zurückgeführt.

PTCDA besitzt bei Raumtemperatur auf Glas eine recht hohe Mobilität, insbesondere in Anwesenheit von Luftfeuchtigkeit, die sich als dünner Wasserfilm auf der Glasoberfläche niederschlägt. Dadurch läuft die Agglomeration sehr schnell ab. Durch eine Messung in trockenem Stickstoff, anstatt Luft, kann die Mobilität herabgesetzt und die Dynamik auf der Zeitskala von Minuten beobachtet werden [85]. Durch die hohe Empfindlichkeit der faserbasierten Methode kann die Dynamik jedoch sekundlich aufgelöst und die Beschichtung direkt in Raumluft durchgeführt werden.

Für den genauen Vergleich mit Messungen unter Verwendung anderer Me-

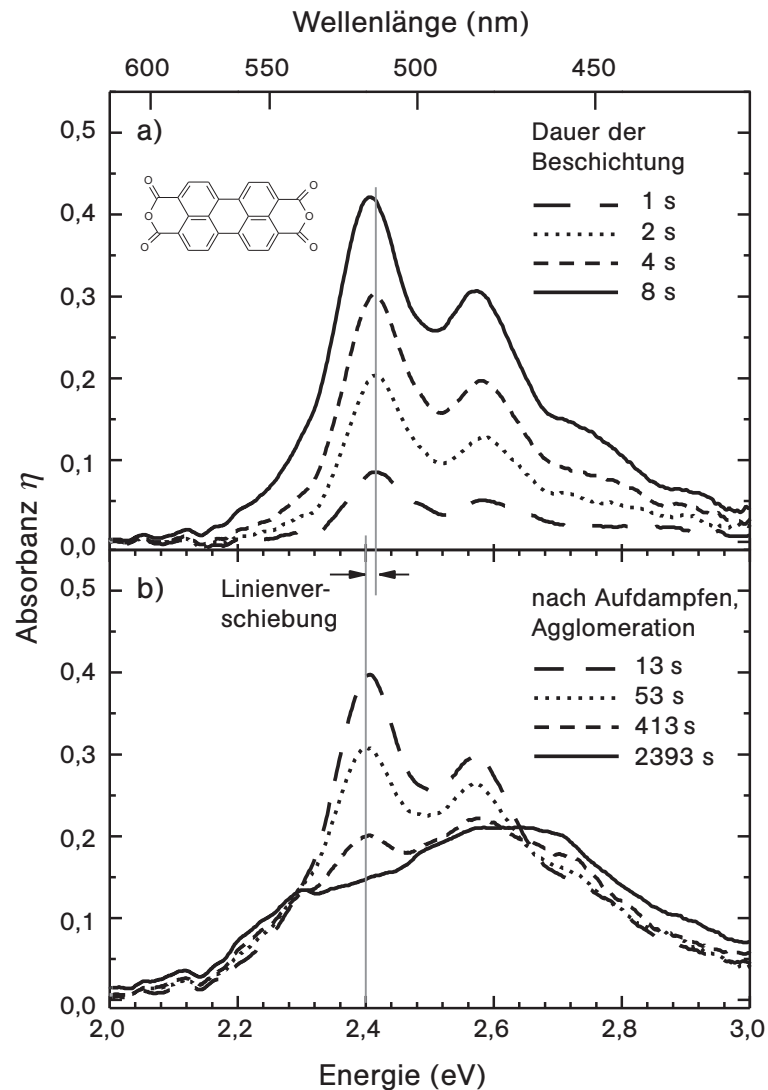


Abbildung 2.6: Messung der zeitlichen Entwicklung der Spektren von PTCDA. (a) während Aufdampfen, zeitliche Entwicklung 1 – 8 s, (b) nach Aufdampfen, Tiegel entfernt, zeitliche Entwicklung 13 – 2393 s.

thoden muss die Abhängigkeit der Sensitivität von der Wellenlänge berücksichtigt werden (vgl. Abb. 2.4). Der Wert von $r\lambda/A_{\text{eff}}$ ist für 2,4 eV um etwa 60 % höher als für 2,7 eV. Deshalb ist z. B. der bei 2,74 eV zu erwartende Peak in Abb. 2.6 nur schwach ausgeprägt.

Die Positionen der Maxima der Absorbanz liegen nicht exakt bei den anfangs nach [80] erwarteten Energien. Mögliche Ursachen hierfür sind die Wellenlängenabhängigkeit des A_{eff} , aber auch eine Vielzahl von Einflüssen aus der

Umgebung der Moleküle. Die genaue Lage der Peaks hängt z. B. von der Größe der Agglomerate (Inseln) aus Molekülen ab [85]. Es sind aber auch Einflüsse des verwendeten Substrats, der Menge von präadsorbiertem Wasser und der Qualität der Ordnung in den Inseln zu vermuten. Ebenso ist es möglich, dass noch minimale Rückstände von PTCDA aus vorangegangenen Messungen auf der Taille sind.

Bis auf das Substrat (hier Glasfaser) ist in diesem einfach gehaltenen Aufbau keiner der Einflüsse gut kontrollierbar. Daher wird eine Mehrfachbestimmung der Linienverschiebung zwischen den Spektren von isolierten Molekülen und Monomeren (Inseln einer Monolage) durchgeführt (s. Tab. 2.1). Der Mittelwert von 18 meV liegt an der Grenze der spektralen Auflösung des Spektrographen und dient als erste Abschätzung. Die Abweichung von den erwarteten 30 meV ist vermutlich mit in der speziellen Umgebung in diesem Experiment zu begründen

Tabelle 2.1: Bestimmung der Linienverschiebung bei der Agglomeration von isolierten Molekülen zu einer Monolage

Messung	Verschiebung (meV)
1	21
2	16
3	23
4	13
Mittelwert	18

Die Bedeckung der Faseroberfläche wird nach Gl. 2.4, mit dem Wirkungsquerschnitt $\sigma = 2,7 \cdot 10^{-16} \text{ cm}^2$ bei einer Energie von 2,4 eV, berechnet. Der Wirkungsquerschnitt von PTCDA wurde aus dem molaren Extinktionskoeffizienten ϵ in Lösung [86] nach $\sigma = 2,303/N_A \cdot \epsilon$ ermittelt und kann aus geometrischen Gründen der Anordnung der Moleküle und wegen der unterschiedlichen Brechungsindizes geringfügig abweichen. Die Werte für die Bedeckung θ sind in Tabelle 2.2 zusammengestellt. Dabei wurden die Messungen nach 1 s bzw. 8 s aus Abb. 2.6 an der Stelle 2,4 eV ausgewertet, um die maximal und minimal realisierte Bedeckung zu erhalten. Ebenso ist die Anzahl N der zur Absorbanz beitragenden Moleküle, sowie der Anteil einer geschlossenen Monolage ML , den diese Bedeckung füllen könnte, angegeben.

Tabelle 2.2: Berechnung von Bedeckung und Molekülzahl

Messung	Absorbanz	$\theta \text{ (cm}^{-2}\text{)}$	N	ML
1 s	0,09	$1,0 \cdot 10^{11}$	$0,5 \cdot 10^7$	0,0012
8 s	0,42	$4,9 \cdot 10^{11}$	$2,3 \cdot 10^7$	0,0059

Trotz der geringen Bedeckung werden Spektren von Dimeren gemessen. Das

bedeutet, dass hier kein Lagenwachstum vorliegen kann. Eine geschlossene Monolage könnte sich nur auf einem Substrat ausbilden, dessen Kristallstruktur mit der des Films übereinstimmt [82]. Da die Kristallstruktur von PTCDA jedoch nicht mit der amorphen Struktur von Glas übereinstimmt, ist ein Inselwachstum zu erwarten [82]. Die Messung von Dimerspektren bei einer effektiven Schichtdicke von 0,006 Monolagen bestätigt diese Erwartung.

Für die Messungen von Proehl et al. [85] mittels DRS ist eine minimale Bedeckung verwendet worden, die einer Schicht von 0,06 *ML* entspricht. Mittels der faserbasierten Methode wurden also bis zu zwei Größenordnungen geringere Bedeckungen von PTCDA auf der Oberfläche des Glases mit sehr gutem Signal-zu-Rausch-Verhältnis spektroskopiert.

2.3.2 Untersuchung der Dynamik

Die Messung der Spektren erfolgt mit einer Zeitauflösung von 1 s, was weitere Untersuchungen der Reifung der dünnen Schicht (Film) von PTCDA auf der Oberfläche der Glasfaser erlaubt. Besonders interessant ist hier die Agglomeration von Monomeren zu gestapelten Dimeren.

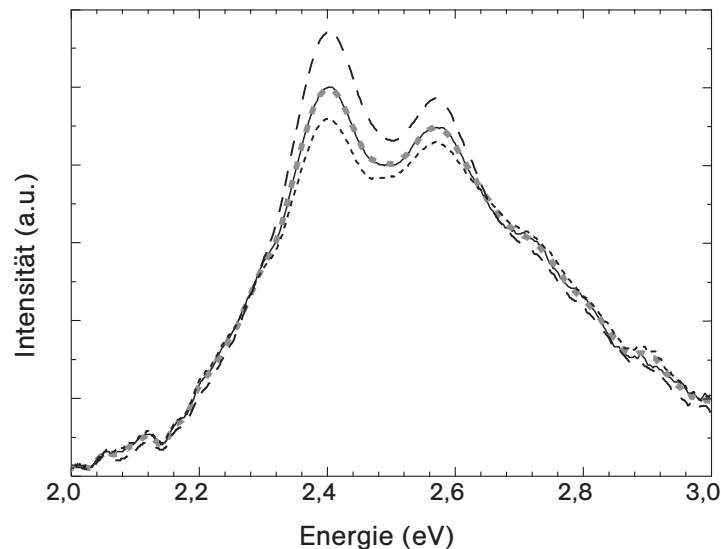


Abbildung 2.7: Anpassen des spektralen Gewichtes p . (lange Striche) Spektrum *A* nach 20 s, (durchgezogen) Spektrum *S* nach 60 s, (gepunktet) Anpassung des spektralen Gewichtes nach Gleichung 2.7, (kurze Striche) Spektrum *B* nach 100 s

Die Spektren von Monomer *A* und Dimer *B* unterscheiden sich signifikant. Demnach müssen, wenn nur Monomere und Dimere im Film existieren, die gemessenen Spektren *S* durch eine mit p gewichtete Summe von Anteilen

von A und B ausgedrückt werden können

$$S = p \cdot A + (1 - p) \cdot B. \quad (2.7)$$

Um dieses zu überprüfen, wurde ein Programm in Matlab geschrieben, mit dem eine Serie von Spektren S auf die Gewichtung p ihrer spektralen Anteile A und B untersucht werden kann. Die Anpassung von p geschieht durch die Methode der kleinsten Quadrate der Abweichung des gesamten Spektrums. Abbildung 2.7 zeigt dies exemplarisch für Referenzspektren aus der Messreihe in Abb. 2.6 nach 20 s (lange Striche) und 100 s (kurze Striche). Das Spektrum nach 60 s (durchgezogen) wird durch die Anpassung nach Gleichung 2.7 sehr genau wiedergegeben (gepunktet).

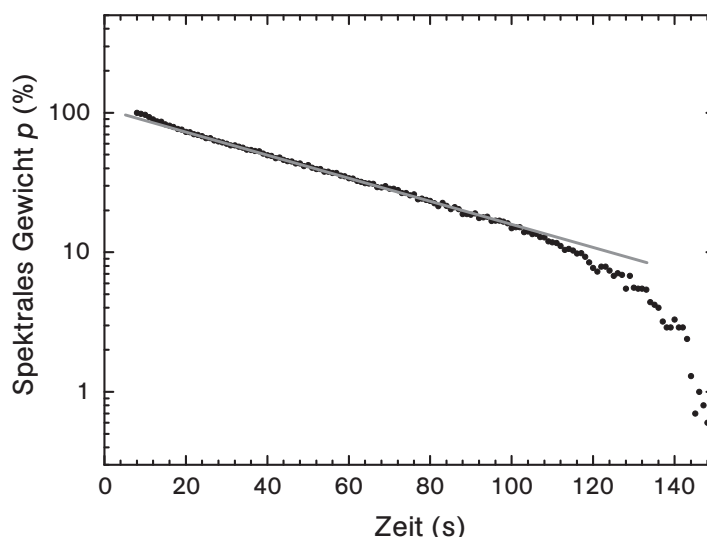


Abbildung 2.8: Spektrales Gewicht p von Referenzspektren bei 8 s und 150 s als Funktion der Zeit in halblogarithmischer Darstellung. In dem Bereich, in dem eine Gerade angepasst werden kann, verändert sich das spektrale Gewicht p nach einem Exponentialgesetz.

Das maximale Zeitintervall, in dem nur die Agglomeration von Monomeren zu Dimeren stattfindet, wird bestimmt, indem zunächst ein sehr frühes (8 s) und ein sehr spätes (150 s) Referenzspektren gewählt wird. In halblogarithmischer Darstellung des spektralen Gewichtes p als Funktion der Zeit (s. Abb. 2.8) ist im Bereich von 20–100 s ein exponentieller Zusammenhang erkennbar. Das spektrale Gewicht p für Referenzspektren bei 20 s und 100 s ist in Abbildung 2.9 in seinem zeitlichen Verlauf dargestellt. In dem Zeitbereich $t = 20\text{--}100$ s kann nun eine exponentielle Anpassung mit Offset durchgeführt werden. Der exponentielle Zusammenhang ist charakteristisch für eine Kinetik erster Ordnung, die Zerfalls- bzw. Wachstumsprozesse beschreibt. Eine Kinetik zweiter Ordnung wäre durch eine Hyperbel zu beschreiben und

würde z. B. bei Stoßprozessen zweier Teilchen vorliegen. Demnach ist die Bildung der Dimere ein Wachstumsprozess. Die Zeitkonstante des Wachstums bzw. die Lebensdauer von Monomeren in diesem System wird zu 55 ± 1 s bestimmt.

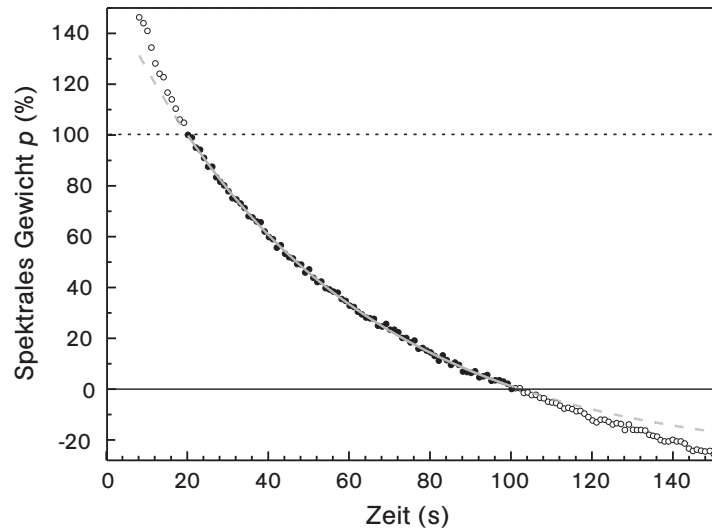


Abbildung 2.9: Im Zeitfenster von $t = 20$ – 100 s fällt der monomerartige Anteil der gemessenen Spektren (vgl. Abb. 2.6) nach einem Exponentialgesetz ab. Demnach kann die Reifung des Films durch eine Kinetik erster Ordnung beschrieben werden.

Wenn zu dem Zeitpunkt $t = 100$ s der Messung des Referenzspektrums B ein reines Dimerspektrum erreicht wäre, so müsste der Offset der Anpassung verschwinden. Die Dimerisierung ist dann also noch nicht abgeschlossen und Spektrum B enthält noch Anteile vom Monomerspektrum A . Ein später gemessenes Spektrum sollte nicht als Referenz gewählt werden, weil dann zusätzlich zur Dimerisierung weitere Prozesse einsetzen, was anhand der Abweichung vom einfachen Exponentialgesetz für $t > 100$ s in Abbildung 2.9 erkennbar ist. Hier werden an einigen Stellen des Films zunächst drei Lagen (Trimere) und später auch mehrere Lagen (Oligomere) ausgebildet. Für $t < 20$ s liegen noch isolierte Moleküle vor, die noch zu Monomeren agglomerieren. Außerhalb des gewählten Zeitbereiches von $t = 20$ – 100 s trägt also jeweils ein zusätzlicher Prozess zur Änderung des Spektrums bei (gestrichelt, bzw. mit offenen Kreisen dargestellt).

Die Dauer der Reifung sollte neben der Temperatur und dem Vorhandensein von Wasser auch von der Anzahl der Moleküle auf der Glasfaser und damit von der Wahrscheinlichkeit, dass ein PTCDA-Molekül auf eine Insel trifft, abhängen. Diese Abhängigkeit wird untersucht, indem unterschiedlich viele Moleküle aufgedampft werden und die zeitliche Entwicklung der Spek-

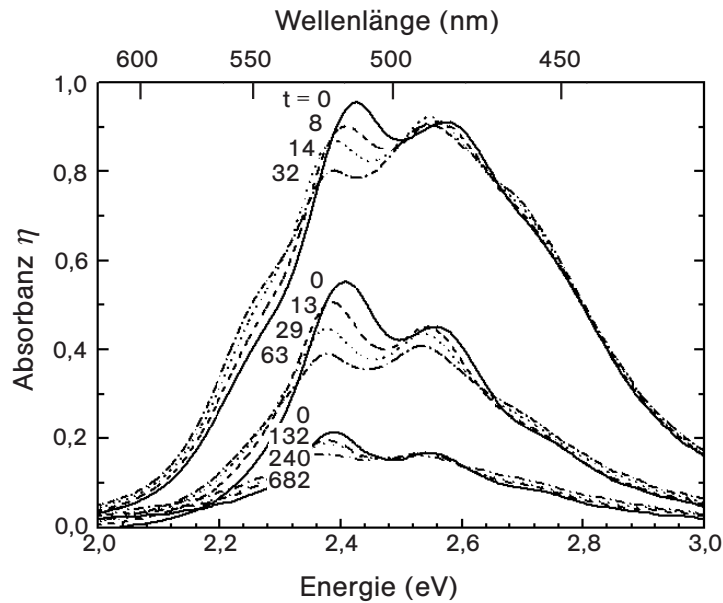


Abbildung 2.10: Zeitliche Entwicklung der Spektren für maximale Absorbanz von 0,96, 0,55 und 0,21 im Monomerspektrum. Die verstrichene Zeit ist in Sekunden an den jeweiligen Kurven notiert und die Dauer der Reifung korreliert mit der Reduktion der Absorbanz im linken Peak.

tren mit einer Integrationszeit von 2 s gemessen wird. Abbildung 2.10 zeigt die Reifung von PTCDA-Molekülen auf der Taille derselben ultradünnen Glasfaser in drei beispielhaften Serien von Spektren zu unterschiedlicher Absorbanz. Hier wurde eine Glasfaser mit einer Taille von $1 \mu\text{m}$ Durchmesser und einer Länge von etwa 1 mm verwendet.

Die Anzahl N der Moleküle wird wieder aus der Absorbanz des niederenergetischen Peaks im Monomerspektrum ermittelt (nach Gl. 2.3). Als Vereinfachung der Analyse wird die Dauer τ gemessen, die der Film benötigt, bis sein Spektrum zwei gleich hohe Peaks aufweist. Ein solches Spektrum wurde in der zuvor diskutierten Messreihe bei etwa $t = 200$ s erreicht, ein Zeitpunkt, an dem die Bildung von Trimeren schon eingesetzt hat. Die Dauer τ ist in Abhängigkeit von der Molekülzahl in Abbildung 2.11 aufgetragen. Für eine geringe Molekülzahl wurden die Spektren in dieser Messung in größeren Zeitabständen aufgenommen. Dadurch ist kein Spektrum mit genau gleich hohen Peaks gemessen worden und τ nur auf einen Zeitraum einzugrenzen. Daher ist der Fehler von τ größer für eine kleinere Molekülzahl. Der gleichzeitig höhere Fehler der Anzahl von Molekülen resultiert daraus, dass bei geringer Absorbanz der abgezogene Untergrund der Messung einen größeren Einfluss hat und so der Wert der Absorbanz ungenauer wird. Bei sehr großen Anzahlen läuft die Agglomeration so schnell ab, dass sie zeitlich nicht mehr

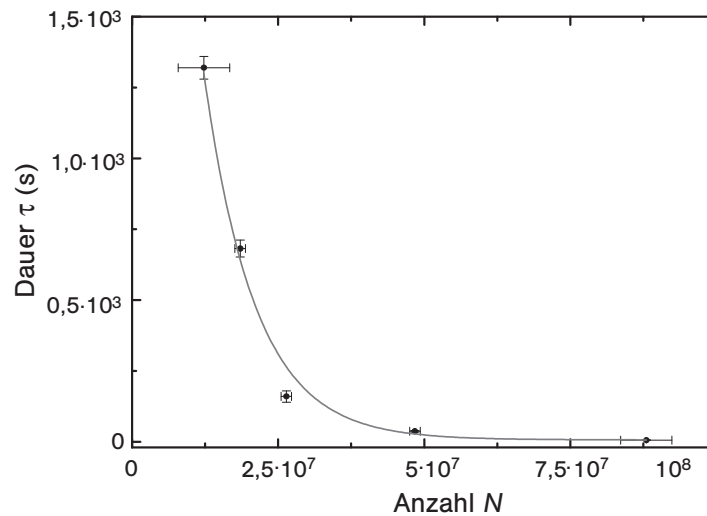


Abbildung 2.11: Dauer der Reifung in Abhängigkeit der Molekülzahl. Eine exponentielle Funktion passt sich dem Verlauf gut an (durchgezogene Linie).

aufgelöst werden kann. Dadurch kann die Höhe des kurzzeitig erreichten Maximalwertes des Absorbanzpeaks nur abgeschätzt werden. Daraus resultiert ein größerer Fehler für die Anzahl bei einer sehr großen Molekülzahl.

Die Abhängigkeit der Reifungsdauer τ von der Anzahl der Moleküle kann durch eine Exponentialfunktion der Form $\tau = 5260 \cdot \exp(-N/8,7 \cdot 10^6) + 6,6$ gut beschrieben werden. In dem exponentiellen Verhalten zeigt sich, dass die Agglomeration schon bei geringfügig höherer Bedeckung dramatisch beschleunigt wird.

2.4 Steigerung der Empfindlichkeit für einzelne Teilchen

Für eine Optimierung der Empfindlichkeit bietet sich zunächst einmal an, eine Fasertaille mit optimalem Durchmesser zu wählen, um die Intensität auf der Faseroberfläche bei gegebener geführter Leistung auf ihr Maximum zu bringen. Weiterhin könnte ein z. B. mit flüssigem Stickstoff gekühlter Spektrograph für eine Detektion mit geringerem Rauschen sorgen. Ebenso kann eine rauschärmere und leistungsstärkere Lichtquelle verwendet werden. Dadurch können die Moleküle nahezu gesättigt werden, wodurch ein höheres Signal pro Molekül erzeugt und kürzere Messzeiten realisierbar werden. Damit sollte es möglich sein, deutlich geringere Anzahlen von Molekülen in

Absorption zu messen.

Die Anzahl von Photonen, die mit einem Molekül wechselwirken können, ist dadurch begrenzt, dass viele organische Moleküle bleichen. Nach dem Bleichen sind die Moleküle meist chemisch verändert und stehen nicht mehr für die Spektroskopie zur Verfügung.

Um sogar einzelne Moleküle in Absorption mit ultradünnen Glasfasern nachweisen zu können, müsste man das detektierbare Signal weiter erhöhen. Dafür könnte man einen Resonator einsetzen, der das geführte Licht vielfach reflektiert, so dass jedes Photon das Molekül abhängig von der Finesse des Resonators mehrfach passiert. Wie oft das geschieht, ist durch die Finesse des Resonators gegeben. Dies steigert die Wahrscheinlichkeit der Absorption bzw. Streuung, ohne die Referenzleistung erhöhen zu müssen. Damit wird eine höhere Absorbanz pro Molekül erzielt. Ein solcher Resonator könnte dadurch erzeugt werden, dass die Endflächen der unbearbeiteten Endstücke der Glasfaser verspiegelt werden [87]. Die Finesse eines solchen Resonators wäre durch die Transmission durch die ultradünne Glasfaser von derzeit maximal 97 % (s. Abb. 1.36) auf etwa 100 limitiert.

Der Wirkungsquerschnitt von Atomen (z. B. Caesium) ist im Vergleich zu dem von Molekülen etwa sechs Größenordnungen größer. Demnach sollte schon ein einzelnes Atom im evaneszenten Feld einer ultradünnen Glasfaser einen signifikanten Anteil des Lichts absorbieren [14, 88]. Hierfür ist es jedoch nötig, den Kontakt zur Glasfaser zu vermeiden, da sonst die Absorptionslinien durch schnelle nicht-strahlende Relaxation extrem verbreitert werden. Erste Experimente dazu wurden in unserer Gruppe mit einer ultradünnen Glasfaser, die in einer magneto-optischen Falle (MOT) für Caesiumatome positioniert ist, durchgeführt [89].

Kapitel 3

Mikroresonatoren

Bisher wurde gezeigt, dass ultradünne Glasfasern sehr gut geeignet sind, Licht zu konzentrieren und die resultierende hohe Intensität über die Länge der Taille aufrecht zu erhalten (vgl. Kap. 1 und 2). Die dabei entstehenden starken evaneszenten Felder können für Experimente zur Kopplung von Licht und Materie genutzt werden (vgl. Kap. 2).

Die Stärke der Wechselwirkung von Atomen und Photonen kann durch Resonatoren weiter erhöht werden, in denen Licht für lange Zeit gespeichert wird (für eine Übersicht der verschiedenen bestehenden Typen s. [63]). Die *Güte* Q , definiert als Lebensdauer τ von Photonen im Resonator in Einheiten der optischen Periodendauer T , beschreibt diese Eigenschaft

$$Q = \frac{2\pi\tau}{T}. \quad (3.1)$$

Die höchsten Werte der Güte von bis zu $3 \cdot 10^{11}$ werden derzeit in geschliffenen CaF_2 -Kristallen gemessen [90]. In Mikrokugeln aus Glas wurde eine Güte von bis zu 10^{10} erreicht [33]. Darin wird das Licht durch Totalreflexion an der Grenzfläche zur Luft auf eine Kreisbahn nahe der Oberfläche gezwungen, und es entsteht eine Flüstergalerie-Mode.

Wird das Lichtfeld im Resonator auf ein kleines *Modenvolumen* V_{mode} beschränkt, so ist das pro Photon erzeugte Feld besonders hoch. Das Modenvolumen lässt sich aus dem dreidimensionalen Raumintegral über die normierte Intensität I des Resonatorfeldes und den ortsabhängigen Brechungsindex n berechnen

$$V_{\text{mode}} = \int_{\mathbb{R}^3} n^2(\vec{r}) \frac{I(\vec{r})}{I_{\text{max}}} d^3r. \quad (3.2)$$

Die kleinsten Modenvolumina von etwa einer Kubikwellenlänge ($V \leq \lambda^3$) werden in Resonatoren in Form von Defekten in photonischen Kristallen realisiert [91], jedoch ist deren Güte von etwa 10^5 [63] viel kleiner als bei Mikrokugeln.

Die Güte einer Resonanz bei der Frequenz ν kann äquivalent zu Gleichung 3.1 über die volle Halbwertsbreite $\Delta\nu$ (Linienbreite) ausgedrückt werden

$$Q = \frac{\nu}{\Delta\nu}. \quad (3.3)$$

Eine hohe Güte bringt also eine geringe Linienbreite der Resonanz mit sich, so dass geringfügige Änderungen (Temperatur, Vibrationen) in der Umgebung des Resonators dessen Resonanzfrequenz um mehr als eine Linienbreite verschieben können. Dies erschwert die Experimente, insbesondere wenn Fabry-Perot-Resonatoren aus zwei Spiegeln mit geringem Abstand verwendet werden, da die Resonanzfrequenz aktiv stabilisiert werden muss [92]. Hier bieten Glaskugeln [32, 93] oder Tori [37] als monolithische Resonatoren den Vorteil einer passiv stabilen Resonanzfrequenz. Zudem kann Licht aus einer dünnen Glasfasertaille mit nahezu 100% Effizienz in solche Resonatoren aus Glas gekoppelt werden [35, 36].

Der Nachteil der Glas-Resonatoren liegt in der begrenzten Abstimmbarkeit ihrer Resonanzfrequenz. Für Experimente mit Atomen ist es Voraussetzung, dass die Resonanzfrequenzen von Resonator und Atom übereinstimmen. Dafür wäre es ideal, wenn die Resonatorfrequenz über mehr als den Frequenzabstand zweier benachbarter Moden, genannt *freier Spektralbereich* (FSR), abgestimmt werden könnte. Bisher ist es durch mechanische Zugspannung bzw. Temperaturänderung jedoch erst gelungen, die Resonatorfrequenz über einen halben FSR zu verstimmen [94, 95]. Für Experimente mit einzelnen Photonen und Atomen [29, 96] im Rahmen der Resonator-Quantenelektrodynamik wäre es ideal, *abstimmbare* monolithische Resonatoren aus Glas mit hoher Güte und kleinem Modenvolumen, also mit einem hohen Verhältnis von Q/V einzusetzen.

In diesem Kapitel werden zwei neuartige Typen monolithischer Resonatoren, die aus der Taille einer verjüngten Glasfaser erzeugt werden können, vorgestellt und ihre Eigenschaften genauer untersucht.

3.1 Bragg-Spiegel in einer Fasertaille

Das einfachste Konzept eines Resonators in einer ultradünnen Glasfaser ist, den starken radialen Einschluss des Lichts in der Taille (vgl. Kap. 1 und 2) beizubehalten und das Licht axial durch zwei zusätzliche, spiegelnde Strukturen einzuschließen. Das hat zum einen den Vorteil, dass die Resonatormode direkt an die Fasermode koppelt. Zum anderen lässt sich hiermit ähnlich wie bei dreidimensionalen photonischen Kristallen [91] ein sehr kleines Modenvolumen in der Größenordnung einer Kubikwellenlänge λ^3 realisieren, wenn der Abstand der Spiegel klein genug ist.

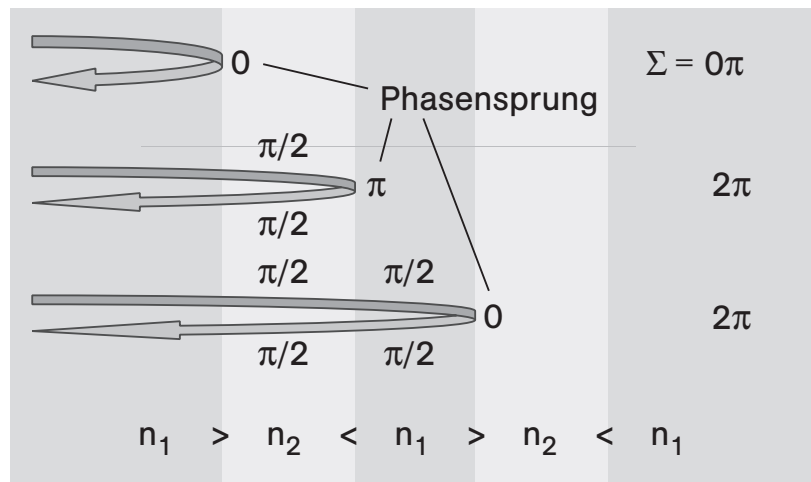


Abbildung 3.1: Schema eines dielektrischen Spiegels. An jeder Grenzfläche mit Sprung des Brechungsindex n wird eine Teilwelle reflektiert. Bei einer Schichtdicke, die einer optischen Weglänge von $\lambda/4$ entspricht, interferieren alle reflektierten Teilwellen konstruktiv.

Als Spiegel können im Allgemeinen Stapel von Schichten mit alternierendem Brechungsindex verwendet werden (s. Abb. 3.1). An allen Grenzflächen werden Teilwellen reflektiert, die konstruktiv interferieren, wenn der Unterschied in der optischen Weglänge gerade ein Vielfaches der Wellenlänge ist (Bragg-Bedingung). Die Schichtdicke beträgt dann $\lambda/4$ (man beachte den Phasensprung um π bei Reflexion am dichteren Medium).

Auf dem Bragg-Prinzip basieren auch Faser-Bragg-Gitter [97], jedoch erfolgt die Modulation des Brechungsindex oft kontinuierlich und über eine längere Periode. Damit können z. B. schmalbandige Filter konstruiert werden [98]. Sie können in photosensitiven Glasfasern durch UV-Beleuchtung hergestellt werden [99], wobei der Unterschied im Brechungsindex bei gleichzeitiger thermischer Behandlung in der Größenordnung von $\Delta n = 10^{-3}$ liegt [100]. Damit die Reflexion an einer solchen Struktur stark genug wird, müssen viele Teilwellen konstruktiv interferieren. Daher sind diese Gitter typischerweise einige Millimeter bis Zentimeter lang [101]. Ein Resonator aus zwei solchen großen Strukturen hätte aufgrund seiner Länge ein sehr großes Modenvolumen.

Für Glasfasern wird der effektive Brechungsindex $n_{\text{eff}} = \beta/k_0$ aus der Propagationskonstante β und dem Wellenvektor k_0 im Vakuum errechnet (s. Kap 1.1.1). Er sinkt mit abnehmendem Durchmesser. Auf diesem Effekt basieren Faser-Bragg-Gitter mit einer Periode von $280 \mu\text{m}$, die durch Mikrostrukturierung mit einem CO_2 -Laser aus $15 \mu\text{m}$ dicken Glasfasern hergestellt werden [102]. Die Periodenlänge kann aufgrund der begrenzten Fokussierbarkeit des CO_2 -Lasers nicht entscheidend verringert werden.

Für ultradünne Glasfasern ist die Abhängigkeit des Brechungsindex von der Dicke sehr stark. Daher führt eine geringe Modulation der Dicke schon zu einer Änderung des Brechungsindex im Bereich einiger Prozent. Diese Modulation des Brechungsindex ist viel größer als für photosensitive Glasfasern. Demnach sind die einzelnen Teilwellen stärker und eine gewünschte Reflektivität wird schon durch die Interferenz weniger Teilwellen erzeugt. Dadurch kann die periodische Struktur verkürzt und das Modenvolumen reduziert werden. Für ein kleines Modenvolumen wäre es optimal, die Modulation zusätzlich auf der Längenskala von $\lambda/4$ zu realisieren.

3.1.1 Nanostrukturierung von ultradünnen Glasfasern

Mit fokussierten Ionenstrahlen (FIB) mit einer Energie von einigen keV können Materialien auf den Nanometerskala strukturiert werden [103]. In Zusammenarbeit mit B. Reuscher und A. Brodyanski vom Institut für Oberflächen- und Schichtanalytik (IFOS) GmbH an der Technischen Universität Kaiserslautern und später auch mit A. Sehrbrock aus der Gruppe von E. Quandt am Center of Advanced European Studies and Research (Caesar) in Bonn wurde eine FIB-Anlage zur Strukturierung ultradünner Glasfasern eingesetzt. Hierbei wird Glas durch einen fokussierten Strahl aus Galliumionen abgetragen. Zur Bildgebung können zum einen gestreute Galliumionen und zum anderen ein unter 52° bezüglich der Achse des FIB montiertes Rasterelektronenmikroskop (REM) eingesetzt werden.

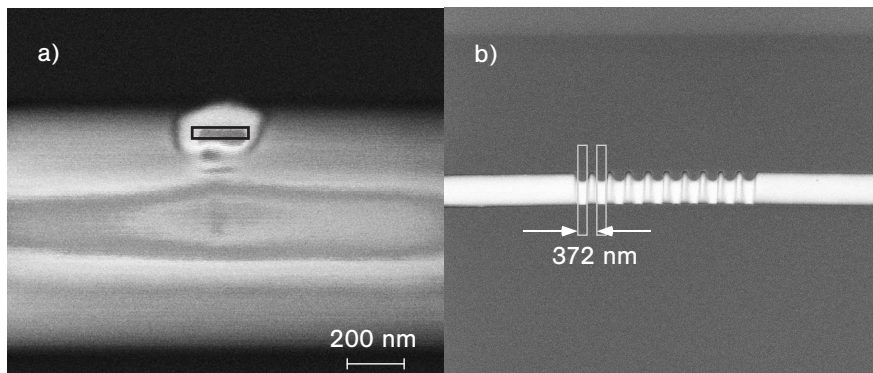


Abbildung 3.2: REM-Aufnahmen von ultradünnen Glasfasern, die mit einem FIB bearbeitet wurden. (a) Ein rechteckiger Arbeitsbereich des FIB längs der Faserachse führt zu einem runden Loch, (b) durch einen Arbeitsbereich quer zur Faserachse wird die Oberfläche gleichmäßig abgetragen, dies wird in periodischen Abständen wiederholt.

Als erstes wurde versucht, längliche Löcher parallel zur Faserachse zu erzeugen, denn ein Loch würde eine Änderung des Brechungsindex im Zentrum

der Faser verursachen, wo die höchste Intensität geführt wird. Länglich sollte es sein, damit die Periode von

$$L_{\text{opt}} = n_{\text{eff}}(\lambda) \cdot L = \lambda/4 \quad (3.4)$$

eingehalten werden kann. Dafür wurde der Ionenstrahl innerhalb des in Abbildung 3.2a gezeichneten Rechtecks über eine etwa $1 \mu\text{m}$ dicke Glasfasertaille verfahren. Auf dem Bild erkennt man, dass das erzeugte Loch eher kreisförmig ist. Dies kann darauf zurückgeführt werden, dass die frei tragende Taille der ultradünnen Glasfaser senkrecht zu ihrer Achse schwingen kann und so der Ort zur Bearbeitung auf der Faser variiert. Diese Schwingungen können akustisch, aber auch durch Aufladung und Abstoßung durch den Ionenstrahl erzeugt werden. Sie führen letztlich zu einem schlecht kontrollierbaren Resultat.

Dieses Problem kann umgangen werden, indem der Ionenstrahl ein Rechteck abtastet, das weit über den Durchmesser der Fasertaille (hier und im Folgenden nominell 500 nm) hinausgeht (s. Abb. 3.2b). Dadurch wird die gesamte Oberfläche quer zur Faserachse abgetragen. Abbildung 3.3 zeigt eine Struktur aus zehn Schlitzen aus der Perspektive von FIB (0° , Bearbeitungsrichtung) und REM (52° um die Faserachse gedreht). Verglichen mit der Herstellung der Faser aus Abb. 3.2 wurden nun durch einen präziser fokussierten Ionenstrahl schärfere Übergänge von dicken zu dünnen Bereichen erzeugt.

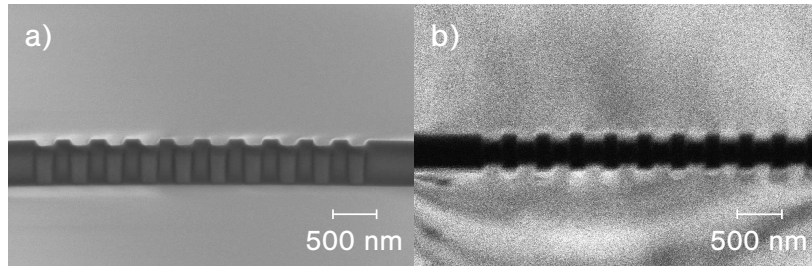


Abbildung 3.3: Aufnahmen einer mittels FIB (1 keV , 10 pA) periodisch strukturierten ultradünnen Glasfaser. (a) REM-Aufnahme 52° um die Faserachse gedreht, (b) FIB-Aufnahme 0° , aus Bearbeitungsrichtung gesehen.

Die Schlitze werden in periodischen Abständen der halben Wellenlänge im Medium $2L = \lambda_{\text{med}}/2 = \lambda/2n_{\text{eff}} = 372 \text{ nm}$ für einen effektiven Brechungsindex von $n_{\text{eff}} = 1,145$ und eine Wellenlänge von $\lambda = 852 \text{ nm}$ erzeugt. Von der Oberfläche werden etwa 15% der ursprünglichen Dicke abgetragen. Durch die Änderung der Dicke wird eine Änderung im effektiven Brechungsindex von etwa $\Delta n = 0,05$ erwartet. Durch den hohen Sprung im Brechungsindex sollte die Überlagerung nur weniger Teilwellen genügen, um eine signifikante

Reflexion zu verursachen. Dadurch kann die Länge der Gitterstruktur auf wenige Mikrometer begrenzt werden.

3.1.2 Untergrundfreie Reflexionsmessung

Wenn man Licht in eine Glasfaser koppelt und die Reflexion an einer bestimmten Struktur innerhalb der Faser messen möchte, muss man andere Quellen von Reflexionen ausschließen können. An jedem Übergang von Luft zu Glas, also an den Faserenden selbst, gibt es eine Reflexion von etwa 4%. Zudem ist es möglich, dass in einem nicht-adiabatischen Übergang zur Taille hin eine Reflexion stattfindet. Diese Effekte erzeugen einen Untergrund in der Messung, der zu vermeiden ist.

Licht kann man direkt in die Taille einkoppeln, indem eine zweite ultradünne Glasfaser an ihrer Taille gebrochen und ihr dünnster Bereich in Kontakt mit der Taille mit der zu messenden Struktur gebracht wird (s. Abb. 3.4). Durch die Van-der-Waals-Wechselwirkung haften beide Tailen aneinander, und das Licht wird über eine Strecke parallel geführt. Ähnlich wie in einem handelsüblichen Y-Faserkoppler wird das Licht dann von der einen in die andere Taille übertragen. So kann Licht am Eingang 3 eingekoppelt und in die Taille der Testfaser übertragen werden (vgl. Abb. 3.4). Darin wird ein Anteil des Lichts an der zu testenden Struktur reflektiert, der an Ausgang 1 untergrundfrei messbar ist. Die Transmission kann nach wie vor an Ausgang 2 gemessen werden.

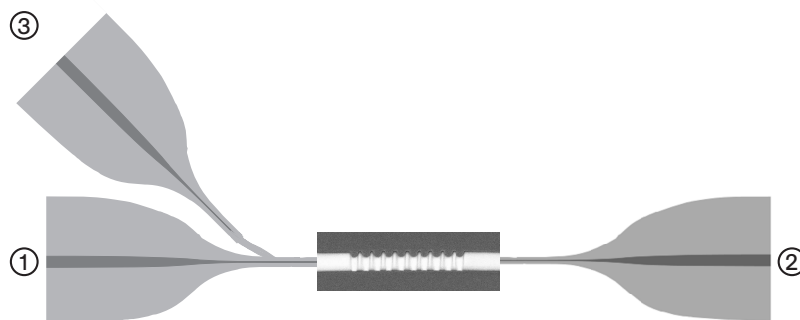


Abbildung 3.4: Aufbau zur untergrundfreien Messung der Reflexion an einer auf der Taille befindlichen Struktur an Ausgang 1, bei Einkopplung in Eingang 3. An Ausgang 2 kann die Transmission gemessen werden.

Diese Messung wurde noch vor dem Bau der Ziehanlage aus Kapitel 1 im Labor der Arbeitsgruppe Prof. Dr. H. Gießen in Bonn durchgeführt. Die dort hergestellten dünnen Fasern [59] hatten für Dicken um 500 nm kein adiabati-

ches Profil und eine sehr geringe Transmission. Messungen der Transmission durch eine Gitterstruktur hindurch konnten auf Grund zu schwacher Signale nicht durchgeführt werden. Die spektrale Reflexion konnte jedoch qualitativ bestimmt werden. Als breitbandige Lichtquelle hoher spektraler Leistungsdichte wurde Weißlicht verwendet, das durch nichtlineare Effekte in dünnen Glasfasern aus fs-Pulsen hoher Energie erzeugt wurde [104]. Die Reflexion an Ausgang 1 wurde von einem Spektrometer (AQ-6315A, Fa. Ando) analysiert.

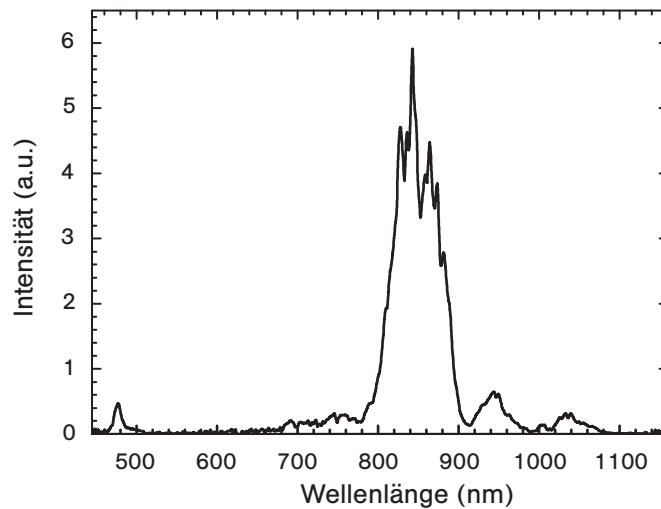


Abbildung 3.5: Messung der spektralen Reflexion einer strukturierten ultradünnen Glasfaser.

Abbildung 3.4 zeigt die spektrale Reflexion an einem Spiegel, bestehend aus zehn Schlitzen (FIB-Bearbeitung IFOS, Kaiserslautern). Man erkennt ein ausgeprägtes Maximum bei Wellenlängen zwischen 800 nm und 900 nm. Ebenso sind schwache Nebenmaxima auf beiden Seiten sowie ein schmales Maximum bei etwa der halben Wellenlänge zu erkennen. Analog zur Beugung am Spalt, bei der aus der unterschiedlichen Phasenlage der jeweils interferierenden Teilstrahlen ein Interferenzmuster als Funktion des Beugungswinkels entsteht, treten hier Maximum und Nebenmaxima als Funktion der Wellenlänge auf. Der stärkste Peak zeigt die Reflexion bei der gewünschten Wellenlänge von $\lambda = 852$ nm und ist sehr breit und weist eine Unterstruktur auf. Die Schlitze in der Fasertaille können sich aufgrund der sich während der Bearbeitung bewegenden Faser in ihrer Form unterscheiden, und somit ist die Interferenzbedingung für leicht unterschiedliche Wellenlängen erfüllt. Offenbar ist es gelungen, eine spiegelnde periodische Struktur zu erzeugen. Hier besteht noch Potential zur Steigerung der Qualität durch bessere Kontrolle in der Herstellung.

Der Peak bei 475 nm zeigt, dass auch für diese Wellenlänge die Bragg-

Bedingung erfüllt sein sollte. Die Teilwellen aller Grenzschichten interferieren konstruktiv für einen Phasenunterschied pro Durchlauf durch eine Schicht von $(2m - 1) \cdot \pi/2$, wobei m eine natürliche Zahl ist. Dies sei für $m = 2$ veranschaulicht. Dann wird beim Durchlauf durch die erste Schicht, eine Phase von $3 \cdot \pi/2$ aufgesammelt. Mit dem Phasensprung bei der Reflexion am dichteren Medium ergibt sich insgesamt ein Phasenunterschied von $(3/2 + 3/2 + 1) \cdot \pi = 4\pi$ bzw. bei der Reflexion am dünneren Medium nach der nächsten Schicht $4 \cdot 3/2 \cdot \pi = 6\pi$, usw. (vgl. Abb. 3.1). Eine Phasendifferenz von $3 \cdot \pi/2$ erhält man für eine optische Weglänge von

$$L_{\text{opt}} = n_{\text{eff}}(\lambda') \cdot L = 3 \cdot \lambda'/4. \quad (3.5)$$

Bildet man den Quotienten der Gleichungen 3.5 und 3.4, so erhält man die zugehörige Wellenlänge

$$\lambda' = \frac{n(\lambda')}{n(\lambda)} \cdot \frac{\lambda}{3}. \quad (3.6)$$

Anhand des Peaks bei 850 nm würde man eine Reflexion bei $\lambda' = 360$ nm erwarten. Um die Herkunft des Peaks bei 475 nm zu klären, müsste eine genauere Berechnung der spektralen Reflexion der realisierten Struktur durchgeführt werden.

3.1.3 Integrierte Fabry-Perot Faser-Resonatoren

Wenn man zwei gleichartige spiegelnde Strukturen auf der Taille einer ultradünnen Glasfaser erzeugt, so erhält man einen integrierten Faser-Resonator. Eine charakteristische Größe für Resonatoren ist die Finesse F . Sie ist gegeben durch das Verhältnis von freiem Spektralbereich zu Linienbreite [105]

$$F = \frac{\Delta\nu_{\text{FSR}}}{\Delta\nu} = \frac{\pi\sqrt{R}}{1-R}. \quad (3.7)$$

Die Finesse ist aus einer Messung der spektralen Transmission über wenigstens einem freien Spektralbereich leicht zu ermitteln. Sie bietet zudem eine gute Möglichkeit, die Reflektivität R quantitativ zu messen. Für einen Spiegelabstand von 1 mm erwartet man einen freien Spektralbereich von etwa 100 GHz. Moderne Lasersysteme (DFB-Laser, Fa. Toptica, $\lambda = 852$ nm) können modensprungfrei über diesen Bereich abgestimmt werden.

In Zusammenarbeit mit A. Sehrbrock (Caesar, Bonn) sind verschiedene Glasfasern mit zwei spiegelnden Strukturen hergestellt worden. Es konnten jedoch nicht die für Resonatoren charakteristischen Resonanzen nachgewiesen werden. Die Ursache dafür liegt möglicherweise darin, dass Faserdicke und Periode der Struktur nicht genau genug gemessen und kontrolliert werden konnten, zumal das Elektronenmikroskop starken Aufladungseffekten unterworfen und nicht kalibriert war. Durch einen Fehler von 5% in der Periodenlänge verschiebt sich die zentrale Wellenlänge der Reflexion um 43 nm. Somit

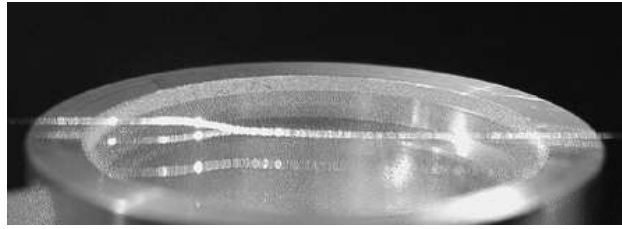


Abbildung 3.6: Ultradünne Glasfaser ($d = 1,66 \mu\text{m}$) auf einem Substrat (MgF_2). Durch den Kontakt mit dem Substrat wird der Wellenleiter nur unwesentlich beeinflusst.

ist es möglich, dass bei der fest vorgegebenen Wellenlänge von 852 nm keine Reflexion mehr stattfindet. Alternativ zu einer Kalibrierung des REM könnte wieder die spektrale Reflexion der Spiegel gemessen und die Parameter der Produktion könnten entsprechend angepasst werden. Hierfür fehlt derzeit jedoch eine geeignete eigene Weißlichtquelle hoher spektraler Leistungsdichte.

Eine interessante Option für die Integration von optischen Resonatoren auf einem Chip ergibt sich aus der Möglichkeit, ultradünne Glasfasern auf Substrate mit einem geringen Brechungsindex (z. B. $n = 1,37$ für MgF_2) zu legen, ohne die Eigenschaften des Wellenleitens dafür aufgeben zu müssen. Dies wird in Abbildung 3.6 für eine $1,66 \mu\text{m}$ dicke Glasfaser mit einer Wellenlänge von $\lambda=632 \text{ nm}$ des geführten Lichts gezeigt. Die Transmission ist vor und nach Herstellen des Kontakts zwischen Glasfaser und MgF_2 -Substrat die gleiche (gestreute Leistung $< 1\%$). Wenn hingegen für dieselbe Faser bei gleicher Wellenlänge der Kontakt mit einem Glassubstrat (BK7) hergestellt wird, so sinkt die Transmission auf null. Durch die Wahl geeigneter Substrate erhält man also die Möglichkeit einer robusten Miniaturisierung.

3.2 Flaschenresonatoren

Das zweite Konzept eines Resonators auf der Taille einer Glasfaser basiert auf einem Vorschlag aus unserer Arbeitsgruppe [106]. Dabei handelt es sich um einen abstimmbaren Flüstergalerie-Resonator von prolater Form und mit einem kleinem Modenvolumen von etwa $1000 \lambda^3$. Hierbei steht weniger ein ultimativ kleines Modenvolumen als eine hohe Güte bei geringem Modenvolumen im Vordergrund.

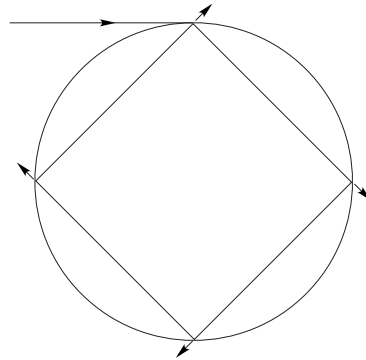


Abbildung 3.7: Strahlenoptisches Bild für totale interne Reflexion im Glaszylinder. Für Flüstergalerie-Moden wird das Licht öfter als dargestellt reflektiert und propagiert auf einer Kreisbahn.

Die Idee, dielektrische Strukturen als Resonatoren für optische Frequenzen einzusetzen, stammt bereits aus dem Jahre 1939 [107] und wurde erst 1977 mit Tröpfchen aus Silikonöl [108, 109] und seit 1987 auch mit Mikrokugeln aus Glas [32, 110] experimentell umgesetzt. Darin wird Licht durch Totalreflexion an der Grenzfläche zwischen Glas und Luft auf dem Äquator der Kugel geführt (s. Abb. 3.7). Wenn ein ganzzahliges Vielfaches der Wellenlänge λ gleich der optischen Weglänge ist, so tritt eine Resonanz auf und man spricht von einer *Flüstergalerie-Mode* (engl. *whispering-gallery mode*). Für maximalen Drehimpuls sind die Verluste bei jeder Reflexion klein und die Güte des Resonators ist besonders hoch. In der Akustik gibt es ein analoges Phänomen. Im Jahre 1910 wurde die Ausbreitung von Schall in der halbkugelförmigen Kuppel der St. Paul's Cathedral in London von Lord Rayleigh beschrieben [111]. Dort kann ein entlang der Kuppelwand geflüstertes Wort auf der anderen Seite der Kuppel noch gut vernommen werden – daher stammt der Name Flüstergalerie.

Die Mikrokugeln aus Glas erreichen bei einem Durchmesser von 500–1000 μm Güten von bis zu $8 \cdot 10^9$ ($\lambda = 633 \text{ nm}$), was nah an der theoretisch zu erwartenden Grenze durch intrinsische Verluste (Rayleighstreuung und Absorption) im Glas liegt [33]. Auch für kleinere Durchmesser von 16 μm sind

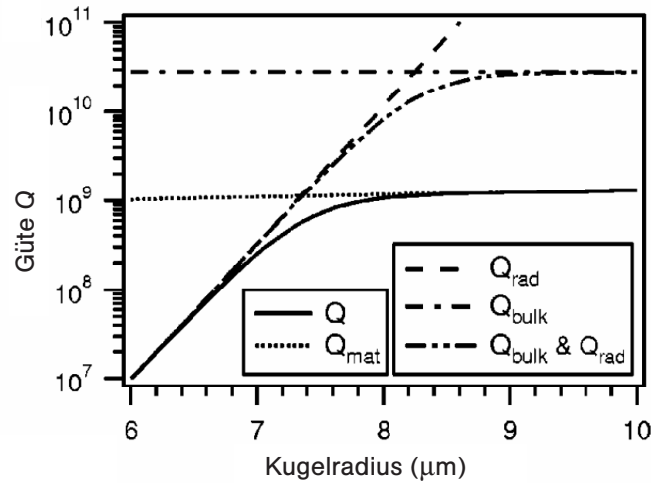


Abbildung 3.8: Theoretische Werte der Güte von Flüstergalerie-Resonatoren als Funktion des Radius einer Glaskugel für Licht der Wellenlänge 852 nm nach [112]. (Q_{rad}) Güte, limitiert durch Strahlungsverluste, (Q_{bulk}) Güte, limitiert durch Absorption des Quarzglases (vgl. [33]), (Q_{mat}) Güte, limitiert durch Q_{bulk} , Streuung an der Oberfläche und Absorption durch adsorbiertes Wasser (vgl. [113]).

noch hohe Güten bis zu 10^9 ($\lambda = 852$ nm) zu erwarten [112]. Bei noch kleineren Durchmessern würden radiative Verluste beginnen, zu dominieren (s. Abb. 3.8).

Das Besondere an dem vorgeschlagenen Typ von Faser-Resonator ist seine vorhergesagte Abstimmbarkeit über mehr als einen freien Spektralbereich durch Dehnung um 10^{-3} seiner Länge. Diese Eigenschaft ist notwendig, wenn das Lichtfeld des Resonators z. B. an kalte Caesium-Atome mit fester Resonanzfrequenz (D2-Linie bei $\lambda = 852$ nm) gekoppelt werden soll. Darüber hinaus erlaubt die besondere prolata Geometrie einen guten Zugang zum Lichtfeld: Das Licht ist nicht wie bei einer Mikrokugel auf den Bereich um den Äquator konzentriert, sondern es gibt zwei räumlich getrennte Kaustiken, zwischen denen das Licht hin und her pendelt, während es zugleich wie in der bekannten Flüstergalerie-Mode an der Faseroberfläche um die Faserachse läuft (s. Abb. 3.9). Der Resonator soll an der dicksten Stelle etwa $16 \mu\text{m}$ dick sein und seine Dicke nur um wenige Prozent zur Kaustik hin reduzieren. Dadurch können die beiden Kaustiken typischerweise bis zu $200 \mu\text{m}$ voneinander getrennt sein.

Die Bewegung entlang der Faserachse (z -Achse) lässt sich durch eine Betrachtung des Drehimpulses verstehen. An den Kaustiken bei $z = \pm z_c$ läuft das Licht auf einem Kreis in einer Ebene senkrecht zur Faserachse um, und

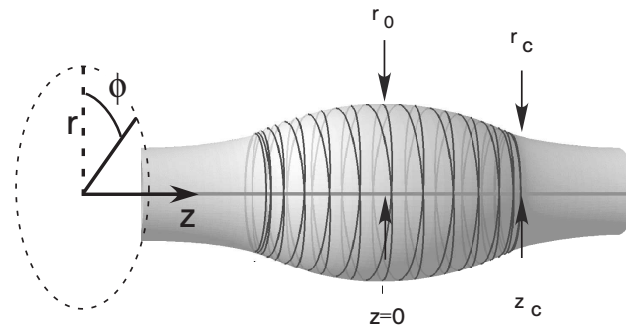


Abbildung 3.9: Schema des Strahlweges im Flaschenresonator. Das Licht propagiert an der Oberfläche des Glases um die Faserachse. Gleichzeitig pendelt es in z -Richtung hin und her. Die Modulation des Radius von Bauch $r_0 = 16 \mu\text{m}$ zu Kaustik r_c ist für eine bessere Darstellung stark übertrieben dargestellt und liegt beim tatsächlichen Resonator im Bereich weniger Prozent. Die beiden Kaustiken liegen typischerweise bis zu $200 \mu\text{m}$ weit auseinander.

es besitzt maximalen Drehimpuls ($k = k_\phi$). Bei jedem Umlauf erhält das Licht einen kleinen Impuls k_z in z -Richtung auf Kosten des Drehimpulses ($k^2 = k_\phi^2 + k_z^2$), bis die dickste Stelle des Resonators bei $z = 0$ erreicht ist. Danach wird der Resonator wieder dünner und k_z wird bei jedem Umlauf reduziert, bis an der zweiten Kaustik $k_z = 0$ erreicht ist und sich die Bewegung in z -Richtung umkehrt. Die beschriebene Dynamik gleicht der von geladenen Teilchen in einer magnetischen Flasche [114], weshalb der Name *Flaschenresonator* gewählt wurde. An beiden Kaustiken verweilt das Licht länger als zwischen den Kaustiken, und die Intensität ist überhöht.

Tabelle 3.1 stellt die Erwartungen der wichtigsten Eigenschaften der beiden neuartigen Typen von Faser-Resonatoren gegenüber. Während die Stärke des Bragg-Resonators in einem extrem kleinen Modenvolumen und einfacher Kopplung an in der ultradünnen Glasfaser geführte Moden liegt, sind die Stärken des Flaschenresonators ein gutes Verhältnis von Q/V , eine vorteilhafte Modengeometrie mit zwei Kaustiken und vor allem seine Abstimmbarkheit auf jede beliebige Frequenz. Die Resonanzfrequenz des Bragg-Resonators kann ebenfalls durch Dehnung der Faser um 10^{-3} ihrer Länge verstimmt werden, jedoch wird dadurch aufgrund der anderen Modengeometrie nur eine Abstimmung bis zu 10^{-3} des freien Spektralbereichs erzielt. Da der Bragg-Resonator aus einer ultradünnen Glasfaser hergestellt wird, wird seine mechanische und thermische Stabilität als gering gegenüber den Eigenschaften des wesentlich dickeren Flaschenresonators eingeschätzt. In den Spiegelstrukturen mit Reflektivität R wird vermutlich Streuung eine Rolle spielen und die Güte deutlich unter den Wert für Flüstergalerie-Resonatoren senken.

Tabelle 3.1: Erwartungen an Flaschen- und Bragg-Spiegel-Resonator

	Flaschen-Resonator	Bragg-Resonator
Kopplung	über zwei Kaustiken	an fasergeführte Mode
Güte	$10^{6..9}$	je nach R der Spiegel
Modenvolumen	$1000 \cdot \lambda^3$	λ^3
Abstimmbarkeit	mehr als ein FSR	je nach Spiegelabstand, typisch: 10^{-3} FSR,
mechanische Stabilität	hoch	gering
thermische Stabilität	hoch	gering

3.3 Theoretische Beschreibung

An der Kaustik eines Flaschenresonators ist $k_z = 0$, und die Mode kann wie eine Flüstergalerie-Mode im Zylinder beschrieben werden. Durch die sehr kleine Krümmung des Flaschenresonators ändert sich der Radius entlang der z -Achse adiabatisch. Das bedeutet, dass der radiale Anteil der Wellenfunktion zwischen den beiden Kaustiken sich abgesehen von einer Skalierung mit dem Radius nicht ändert. Die formale Voraussetzung dafür, dass die Wellenfunktion des Resonators in Zylinderkoordinaten in adiabatischer Näherung separiert, wird in Kapitel 3.3.3 gezeigt.

3.3.1 Flüstergalerie-Moden in Glaszylindern

Zunächst wird nur die Lösung der Wellengleichung für eine Flüstergalerie-Mode in einem Glaszylinder mit Radius r_0 für eine Wellenlänge λ beschrieben (vgl. Abb. 3.7). Das ist nützlich, um, bei gegebener Faserdicke, den dort maximal möglichen Drehimpuls zu bestimmen.

Lösung der Differentialgleichung

Für die theoretische Beschreibung wird von den Maxwellgleichungen in Dielektrika (ladungsfreier Isolator) ausgegangen [43, 115].

$$\vec{\nabla} \times \vec{E} = -\mu \partial_t \vec{H} \quad (3.8)$$

$$\vec{\nabla} \times \vec{H} = \epsilon \partial_t \vec{E} \quad (3.9)$$

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{B} = 0 \quad (3.10)$$

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{E} = 0 \quad (3.11)$$

Dabei sind \vec{E} und \vec{H} das elektrische bzw. magnetische Feld, ϵ wird gebildet aus Dielektrizitätszahl und elektrischer Feldkonstante ($\epsilon = \epsilon_r \epsilon_0$), μ aus

Permeabilitätszahl ($\mu_r = 1$) und magnetischer Feldkonstante ($\mu = \mu_r \mu_0$) und $\vec{\nabla}$ ist der Nabla-Operator. Wegen der Symmetrie des Problems bieten sich Zylinderkoordinaten an, und der Nabla-Operator ist gegeben durch $\vec{\nabla} = (\partial_\rho \hat{e}_\rho + 1/\rho \partial_\phi \hat{e}_\phi + \partial_z \hat{e}_z)$ mit $\partial_i = \frac{\partial}{\partial i}$, $i = \rho, \phi, z$.

Für eine elektromagnetische Welle $\Psi \propto \exp\{-i\omega t\}$ mit Zeit t , Kreisfrequenz $\omega = k \cdot c/n$, Wellenzahl k , Lichtgeschwindigkeit c und Brechungsindex n , kann daraus in Abwesenheit von Ladungen die Helmholtz-Gleichung hergeleitet werden

$$(\vec{\nabla}^2 + k^2)\Psi = 0 \quad , \Psi = \vec{E}, \vec{H}. \quad (3.12)$$

Für die z-Komponenten der Felder erhält die Helmholtzgleichung dann eine einfache Form:

$$\left(\partial_\rho^2 + \frac{1}{\rho} \partial_\rho + \frac{1}{\rho^2} \partial_\phi^2 + \partial_z^2 + k^2 \right) \psi = 0 \quad \psi = E_z, H_z. \quad (3.13)$$

Die Komponenten in ϕ - und ρ -Richtung können dann aus E_z und H_z über die Maxwellgleichungen ausgerechnet werden. Für eine Flüstergalerie-Mode im Glaszylinder ist das Problem translationsinvariant entlang der z-Achse und somit $\partial_z^2 \psi = 0$. In azimuthaler Richtung wird $\psi \propto \exp\{-im\phi\}$, mit der Drehimpulsquantenzahl m , angesetzt. Somit ergibt sich die Besselsche Differentialgleichung

$$\left(\partial_\rho^2 + \frac{1}{\rho} \partial_\rho + k^2 - \frac{m^2}{\rho^2} \right) \psi = 0. \quad (3.14)$$

Die allgemeine Lösung ist eine Linearkombination aus Besselfunktionen erster und zweiter Art der Ordnung m , die mit J_m und Y_m bezeichnet werden [116]

$$\psi(k\rho) = c_1 J_m(k\rho) + c_2 Y_m(k\rho). \quad (3.15)$$

Für große Abstände ($k\rho \gg m$) zur Faser sowie nahe der Oberfläche innerhalb des Glaszylinders wird $k^2 - m^2/\rho^2$ in Gleichung 3.14 positiv (s. Abb. 3.10). Die Differentialgleichung erinnert dann an die eines gedämpften Oszillators, bei dem die Frequenz ($\sqrt{k^2 - m^2/\rho^2}$) vom Radius abhängt und für große Radien gegen die Frequenz im Vakuum strebt. Die Oszillationen außerhalb des Glases können als radiative Verluste interpretiert werden. Diese Verluste nehmen zu, je stärker die Oberfläche gekrümmt ist (r_0 kleiner) [112]. Aus den Oszillationen innerhalb des Glases dagegen kann die Anzahl der Maxima des Feldes im Zylinder p abgeleitet werden. Für Flüstergalerie-Moden nahe der Oberfläche des Glases ist sie gleich eins.

Um physikalisch sinnvolle Lösungen zu finden, lohnt es sich, die asymptotischen Näherungen für große bzw. kleine Argumente zu betrachten [43]

$$J_m(k\rho) \rightarrow \begin{cases} \frac{1}{m!} \left(\frac{k\rho}{2} \right)^m & , \text{ für } k\rho \ll 1 \\ \sqrt{\frac{2}{\pi m!}} \cos \left(k\rho - \frac{m\pi}{2} - \frac{\pi}{4} \right) & , \text{ für } k\rho \gg m, 1 \end{cases}, \quad (3.16)$$

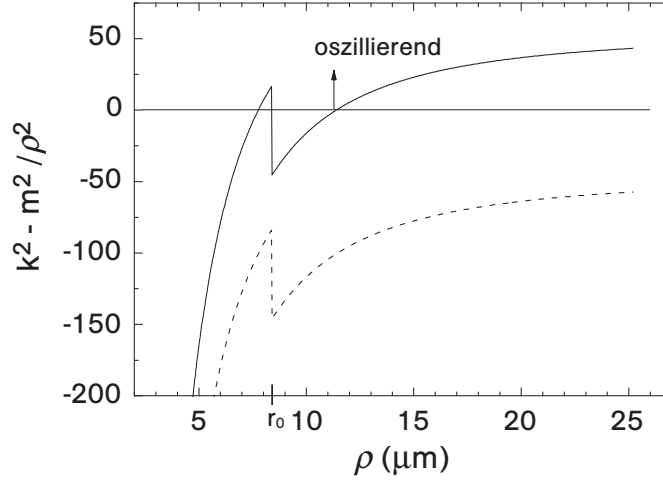


Abbildung 3.10: $k^2 - m^2/\rho^2$ aus Gl. 3.14 als Funktion der Radialkoordinate ρ für $m = 84$ und $\lambda = 852$ nm. Die Oberfläche des Zylinders ist durch r_0 gekennzeichnet. (durchgezogen) für eine Flüstergalerie-Mode, (gestrichelt) für eine in z-Richtung geführte Mode eines Wellenleiters

$$Y_m(k\rho) \rightarrow \begin{cases} \frac{-(m-1)!}{\pi} \left(\frac{2}{k\rho}\right)^m & , \text{ für } k\rho \ll 1 \\ \sqrt{\frac{2}{\pi m!}} \sin\left(k\rho - \frac{m\pi}{2} - \frac{\pi}{4}\right) & , \text{ für } k\rho \gg m, 1 \end{cases} \quad (3.17)$$

Physikalische Felder müssen endlich sein. Die Besselfunktionen zweiter Art Y_m divergieren jedoch am Ursprung ($k\rho \ll 1$) und können daher im Glas keine Lösung sein, d. h. $c_2 = 0$ im Glas. Ebenso werden *resonante* Zustände gesucht, die nahe der Oberfläche ($k\rho \approx m$) lokalisiert sind. Das bedeutet, dass das Feld außerhalb des Glases schnell abfallen muss. Diese Bedingung ist nur mit den Besselfunktionen zweiter Art Y_m erfüllbar, d. h. $c_1 = 0$ außerhalb.

Damit sind die z-Komponenten der Felder bestimmt. Im Glas ($\rho < r_0$) gilt:

$$E_z(\vec{r}, t) = AJ_m(k_0 n \rho) \exp[i(\omega t + m\phi)] \quad (3.18)$$

$$H_z(\vec{r}, t) = BJ_m(k_0 n \rho) \exp[i(\omega t + m\phi)], \quad (3.19)$$

wobei k_0 die Wellenzahl im Vakuum ist. Außerhalb des Glases ($\rho > r_0$) gilt:

$$E_z(\vec{r}, t) = CY_m(k_0 \rho) \exp[i(\omega t + m\phi)] \quad (3.20)$$

$$H_z(\vec{r}, t) = DY_m(k_0 \rho) \exp[i(\omega t + m\phi)]. \quad (3.21)$$

Bemerkung: Für *geführte* Wellenleitermoden mit Propagation in z-Richtung $\psi \propto \exp(-i\beta z)$ muss in der Besselschen Differentialgleichung 3.14 der Koeffizient $k^2 - m^2/\rho^2$ der Wellenfunktion ψ um β^2 reduziert werden (vgl. 1.2). Für

geführte Moden in Wellenleitern gilt zusätzlich $k \cdot n_{\text{innen}} > \beta > k \cdot n_{\text{außen}}$ [43]. Dadurch bleibt $k^2 - m^2/\rho^2 - \beta^2$ außerhalb des Glases immer negativ (s. gestrichelte Linie in Abb. 3.10) und es treten die *modifizierten* Besselfunktionen erster und zweiter Art I_m und K_m als Lösung auf. Für große Argumente ($k\rho \gg m$) gilt:

$$I_m(k\rho) \rightarrow \left(\frac{1}{2\pi k\rho}\right)^{1/2} \exp(k\rho) \quad (3.22)$$

$$K_m(k\rho) \rightarrow \left(\frac{\pi}{2k\rho}\right)^{1/2} \exp(-k\rho). \quad (3.23)$$

Die Felder außerhalb der Faser bleiben folglich nur für die Lösungen K_m endlich. Sie unterscheiden sich von Y_m insbesondere dadurch, dass sie außerhalb des Glases exponentiell abfallen und dass sie nicht mehr anfangen zu oszillieren. Demnach gibt es keine Strahlungsverluste für diese geführten Moden im Wellenleiter.

Transzendente Gleichung

Über die Maxwellgleichungen 3.8 und 3.9 lassen sich nun die anderen Komponenten E_ρ , E_ϕ , H_ρ und H_ϕ bestimmen. Dabei vereinfacht sich das Problem, da alle partiellen Ableitungen nach z gleich null sind.

$$E_\rho = \frac{-i}{\omega\epsilon\rho} \partial_\phi H_z \quad (3.24)$$

$$E_\phi = \frac{i}{\omega\epsilon} \partial_\rho H_z \quad (3.25)$$

$$H_\rho = \frac{i}{\omega\mu\rho} \partial_\phi E_z \quad (3.26)$$

$$H_\phi = \frac{-i}{\omega\mu} \partial_\rho E_z \quad (3.27)$$

Für transversal magnetische (TM)-Polarisation, also mit \vec{E} parallel zur Oberfläche, muss $E_\rho = 0$ sein. Mit $E_\rho \propto \partial_\phi H_z = imH_z$ muss auch H_z verschwinden. Weiterhin berechnet man $E_\phi \propto \partial_\rho H_z = 0$. Die Felder H_ρ und H_ϕ sind proportional zu Ableitungen von E_z und damit ungleich null. Es treten somit nur die Felder E_z , H_ρ und H_ϕ auf. Analog lassen sich für transversal elektrische (TE)-Polarisation, für die \vec{E} senkrecht zur Oberfläche ist, die Felder H_z , E_ρ und E_ϕ finden.

An der Grenzfläche $\rho = r_0$ müssen die tangentialen Felder E_ϕ , E_z , H_ρ und H_z stetig differenzierbar sein (man beachte den Sprung von ϵ an der Grenzfläche). Es entsteht ein gekoppeltes Gleichungssystem worin J' und Y' die

Ableitungen nach dem jeweiligen Argument bezeichnen.

$$E_\phi : BJ'_m(knr_0) = nDY'_m(kr_0) \quad (3.28)$$

$$E_z : AJ_m(knr_0) = CY_m(kr_0) \quad (3.29)$$

$$H_\phi : nAJ'_m(knr_0) = CY'_m(kr_0) \quad (3.30)$$

$$H_z : BJ_m(knr_0) = DY_m(kr_0) \quad (3.31)$$

Da die Felder für TM- und TE-Polarisation jeweils senkrecht zueinander stehen genügt es, nur E_z und H_ϕ , bzw. H_z und E_ϕ zu betrachten. Dann erhält man die zwei Gleichungen

$$TM : \frac{nJ'_m(knr_0)}{J_m(knr_0)} = \frac{Y'_m(kr_0)}{Y_m(kr_0)}, \quad (3.32)$$

$$TE : \frac{J'_m(knr_0)}{J_m(knr_0)} = \frac{nY'_m(kr_0)}{Y_m(kr_0)}. \quad (3.33)$$

Die Gleichung für TM-Moden erhält man ebenso aus der Bedingung stetig differenzierbarer Felder E_z bei $\rho = r_0$, wenn man den Quotienten der Gleichungen für E_z und ihrer Ableitung E'_z bildet. Die Gleichungen 3.32 und 3.33 lassen sich auch aus der transzendenten Gleichung im Wellenleiter [43] mit verschwindender Propagationskonstante $\beta \rightarrow 0$ gewinnen.

3.3.2 Moden mit maximalem Drehimpuls

Die Drehimpulsquantenzahl einer Mode ist durch die Ordnung m der zugehörigen Besselfunktionen gegeben. Es gibt einen maximalen Drehimpuls, der bei gegebener Wellenlänge und gegebenem Radius noch in einer Mode geführt werden kann. Es gibt nun zwei Methoden diesen zu finden.

Man kann beide Seiten der Gleichung 3.32 graphisch darstellen und die Schnittpunkte bestimmen (s. Abb. 3.11). Das Argument der Besselfunktion der Ordnung m liegt dann nahe der ersten Nullstelle, also ist hier eine Polstelle der linken Seite der transzendenten Gleichung 3.32 zu finden. Wenn die zugehörige Radialkoordinate ρ_{Pol} kleiner ist, als der Radius r_0 , so repräsentiert der Schnittpunkt eine Mode. In Anlehnung an die Methoden für Wellenleitermoden kann man hieraus die Bedingung gewinnen, für welchen Radius r_0 des Zylinders noch eine Mode existiert $r_0 \geq \rho_{\text{Pol}}$. Allerdings ist diese Näherung im Fall von Flüstergalerie-Moden recht grob (vgl. Abb. 3.11) und berücksichtigt in keiner Weise die Resonanzbedingung, dass die aufgesammelte Phase des Lichtweges bei einem Umlauf im Resonator ein Vielfaches von 2π sein soll.

Für TE-Moden muss analog Gleichung 3.33 herangezogen werden. Die graphische Lösung ist in Abbildung 3.12 dargestellt. Die TE-Mode mit $m = 84$

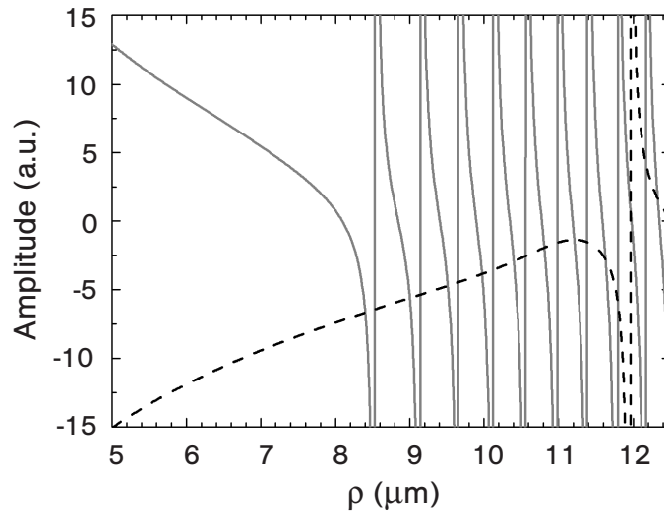


Abbildung 3.11: Graph zur Bestimmung von TM-Moden für $m = 84$ und $\lambda = 852$ nm. (durchgezogen) Werte der linken Seite bzw., (gestrichelt) Werte der rechten Seite von Gl. 3.32 als Funktion der Radialkoordinate ρ

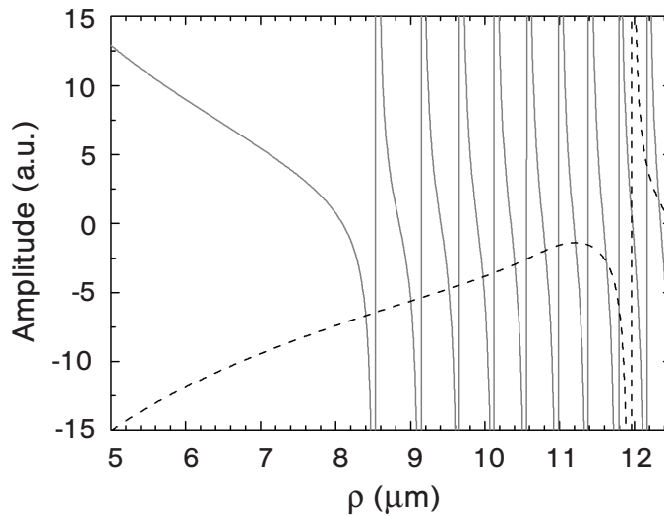


Abbildung 3.12: Graph zur Bestimmung von TE-Moden für $m = 84$ und $\lambda = 852$ nm. (durchgezogen) Werte der linken Seite bzw., (gestrichelt) Werte der rechten Seite von Gl. 3.33 als Funktion der Radialkoordinate ρ

ist für einen 0,8% größeren Radius $r_{0,TE} = 8,468 \mu\text{m}$ resonant, als die TM-Mode, für die gilt $r_{0,TM} = 8,403 \mu\text{m}$. Demnach sollte es bei geeigneter Lini-enbreite der zugehörigen Resonanzen möglich sein, beide Moden unabhängig voneinander anzuregen.

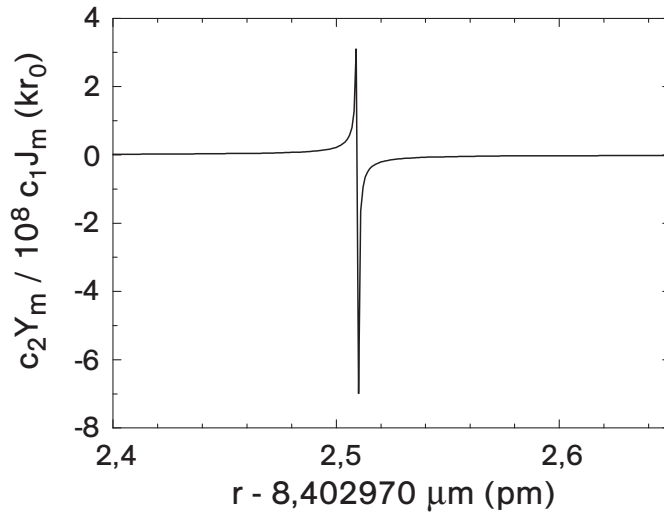


Abbildung 3.13: Verhältnis $c_2 Y_m / c_1 J_m$ der Summanden in der Wellenfunktion nach Gl. 3.15 an der Zylinderoberfläche als Funktion des Zylinderradius r_0 . Jede Polstelle charakterisiert eine Resonanz im Zylinder. An der Polstelle mit dem kleinsten zugehörigen Radius tritt eine Flüstergalerie-Mode auf.

Eine alternative Methode, die Resonanzen der TM-Moden zu finden, ist, eine feste Drehimpulsquantenzahl m vorzugeben und den Zylinderradius r_0 zu variieren. Die Koeffizienten c_1 und c_2 in der Wellenfunktion in Gleichung 3.15 werden durch die allgemeine Bedingung der stetigen Differenzierbarkeit von E_z bestimmt (s. Gl. 3.32). Im Resonanzfall muss gerade der Koeffizient von J_m außerhalb des Glases verschwinden und der Quotient $c_2 Y_m / c_1 J_m$ hat dort einen Pol (s. Abb. 3.13). Dadurch erhält man also den minimalen Zylinderradius, in dem eine Flüstergalerie-Mode mit Drehimpulsquantenzahl m existiert. Für $m = 84$ ist $r_{\min} = 8,4 \mu\text{m}$, was ein typischer Radius für die von uns verwendeten Resonatoren ist. Als Faustregel kann man daraus ableiten: Der maximale Drehimpuls ist gleich dem Zehnfachen des Radius in Mikrometern. (Dies gilt natürlich nur für $\lambda = 852 \text{ nm}$ und $r_0 \approx 8,4 \mu\text{m}$.)

Damit lässt sich nun die zugehörige Wellenfunktion berechnen, die den radialen Feldverlauf von E_z bzw. H_z beschreibt (s. Abb. 3.14). Sie weist einen maximalen Drehimpuls ($m = 84$ für $r_{\min} = 8,4 \mu\text{m}$) und radial nur ein Maximum ($p = 1$) innerhalb des Glases auf. Oszillationen gibt es immer dann, wenn der Koeffizient der Wellenfunktion in Gleichung 3.14 positiv wird (vgl. auch Abb. 3.10). Ab der *Strahlungskaustik* bei $\rho_{\text{rad}} \approx 12 \mu\text{m}$ treten Oszillationen geringer Amplitude auf, die im Einschub von Abb. 3.14 vergrößert dargestellt sind. Sie lassen sich als Strahlungsverluste interpretieren, die eine fundamentale Grenze für die Güte des Resonators darstellen.

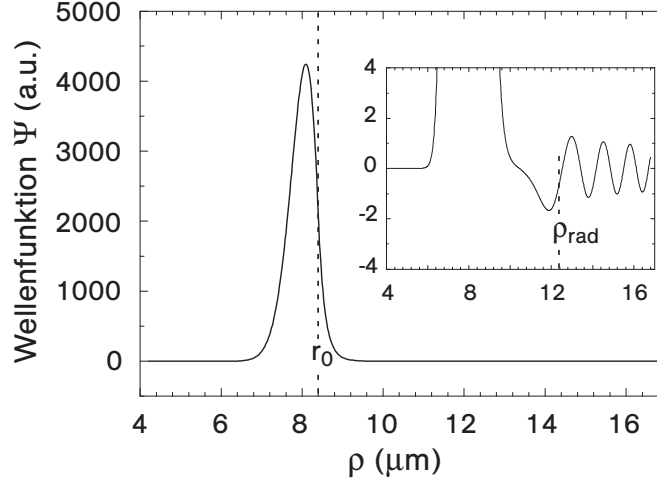


Abbildung 3.14: Zusammengesetzte radiale Wellenfunktion einer Flüstergalerie-Mode für $m = 84$ und $r_0 \approx 8,4 \mu\text{m}$. Der Einschub zeigt die Oszillationen geringer Amplitude außerhalb der Strahlungskaustik $\rho_{\text{rad}} \approx 12 \mu\text{m}$, die als strahlende Verluste interpretiert werden können.

Azimuthale Propagationskonstante k_ϕ

Aus dem maximalen Drehimpuls lässt sich die Propagationskonstante $k = k_\phi$ für Flüstergalerie-Moden berechnen. Für ein punktförmiges Teilchen auf einer Kreisbahn mit Radius r_0 gilt $\vec{L} = r_0 \cdot \vec{e}_\rho \times \vec{p} = m\hbar \cdot \vec{e}_z$ und mit $p = \hbar k$ folgt $k = m/r_0$. Jedoch beschreibt die Wellenfunktion für $E_z(\rho)$ eine radiale Verteilung des Feldes. In diesem Fall erhält man eine gute Näherung für k_ϕ , wenn man die Radialkoordinate ρ mit dem Quadrat von Wellenfunktion und Brechungsindex gewichtet [42, 117], so dass gilt

$$k_\phi = \frac{m \int_0^{\rho_{\text{rad}}} n^2(\rho) \psi^2 / \rho \, d\rho}{\int_0^{\rho_{\text{rad}}} n^2(\rho) \psi^2 \, d\rho}. \quad (3.34)$$

Die Strahlungskaustik lässt sich nach $\rho_{\text{rad}} = n_{\text{innen}}/n_{\text{außen}} \cdot r_0 = n_{\text{Glas}} r_0$ aus dem Radius r_0 des Zylinders berechnen [42, 117]. Für eine Wellenfunktion gleich der Diracschen Deltafunktion mit Peak am Ort r_0 erhält man wieder das aus der Mechanik gewohnte Ergebnis. Da k_ϕ und m nun festgelegt sind, kann man einen *äquivalenten Radius* definieren als $r_{\text{eq}} = m/k_\phi$. Für die hier diskutierte Flüstergalerie-Mode und einen Brechungsindex von $n = 1,467$

(wie in [106] verwendet) ergibt sich

$$\begin{aligned}
 m &= 84 \\
 k_\phi &= 10,47 \mu\text{m}^{-1} \\
 k_\phi/k_0 &= 1,42 \\
 r_0 &= 8,4 \mu\text{m} \\
 r_{\text{eq}} &= 8,01 \mu\text{m} \\
 c_r = r_{\text{eq}}/r_0 &\approx 0,954.
 \end{aligned}$$

Der äquivalente Radius ist also um den Faktor c_r kleiner als r_0 , in diesem Fall eine Abweichung von 4,6 %, und es gilt insbesondere

$$m = c_r r_0 \cdot k_\phi. \quad (3.35)$$

3.3.3 Moden des Flaschenresonators

Die Beschreibung von bauchigen Resonatoren (vgl. Abb. 3.9) ist an die zuvor in unserer Gruppe veröffentlichte Arbeit [106] angelehnt. Dabei wird an der Kaustik mit Radius r_c von einer Flüstergalerie-Mode in Zylinder ausgegangen. Zwischen den Kaustiken wird der Radius als Funktion der z -Koordinate in Abhängigkeit vom Radius r_0 der dicksten Stelle des Resonators ausgedrückt. Dabei wird eine konstante Krümmung Δk angenommen, mit der ein nahezu parabolisches Profil beschrieben wird

$$r(z) = r_0 / \sqrt{1 + (\Delta k z)^2} \approx r_0 \left(1 - \frac{1}{2} (\Delta k z)^2 \right). \quad (3.36)$$

Dadurch sammelt das Licht bei jedem Umlauf einen Impuls in z -Richtung auf. Somit muss der Ansatz zur Lösung der Helmholtzgleichung (Gl. 3.13) modifiziert werden:

$$\psi(\rho, \phi, z) = \Phi(\rho, r(z)) M(\phi) Z(z). \quad (3.37)$$

Zudem wird angesetzt, dass die Änderungen des Radius entlang der z -Achse klein sind ($\Delta k^2 \approx 10^{-5} \mu\text{m}^{-2}$). Daraus folgt, dass der radiale k -Vektor $k_\rho = (dr/dz)k_z$ vernachlässigt werden kann. Somit erhält man

$$k^2 = k_\phi^2 + k_z^2. \quad (3.38)$$

In dieser *adiabatischen Näherung* separiert das Problem. Durch Einsetzen des Ansatzes in die Differentialgleichung erhält man

$$-\frac{1}{\rho^2} \Phi Z \partial_\phi^2 M = Z M \partial_\rho^2 \Phi + Z M \frac{1}{\rho} \partial_\rho \Phi + M \Phi \partial_z^2 Z + k^2 \psi \quad (3.39)$$

$$\Rightarrow -\frac{1}{M} \partial_\phi^2 M = \frac{\rho^2}{\Phi} \partial_\rho^2 \Phi + \frac{\rho}{\Phi} \partial_\rho \Phi + \frac{\rho^2}{Z} \partial_z^2 Z + k^2 \rho^2 = C_1. \quad (3.40)$$

Da diese separierte Gleichung für alle *unabhängigen* Koordinaten gleichzeitig erfüllt sein muss, sind beide Seiten durch eine Konstante $C_1 = m^2$ zu beschreiben, die die Drehimpulsquantenzahl m enthält. Mit einer frei wählbaren Proportionalitätskonstante C'_1 ist die azimuthale Lösung

$$M(\phi) = C'_1 \exp(-im\phi). \quad (3.41)$$

Mithilfe von Gleichung 3.38 kann man Gleichung 3.40 weiter separieren

$$\frac{1}{\Phi} \partial_\rho^2 \Phi + \frac{1}{\rho \Phi} \partial_\rho \Phi + k_\phi^2 - \frac{m^2}{\rho^2} = -\frac{1}{Z} \partial_z^2 Z - k_z^2 = C_2, \quad (3.42)$$

mit einer beliebigen Konstanten C_2 . Wählt man $C_2 = 0$ so erhält man zwei unabhängige Differentialgleichungen

$$\partial_\rho^2 \Phi + \frac{1}{\rho} \partial_\rho \Phi + \left(k_\phi^2 - \frac{m^2}{\rho^2} \right) \Phi = 0 \quad (3.43)$$

$$\partial_z^2 Z + k_z^2 Z = 0. \quad (3.44)$$

Gleichung 3.43 hat die gleiche Form wie Gl. 3.14 und besitzt deshalb auch die gleiche Lösung (Gl. 3.15), wie sie in Kapitel 3.3.1 diskutiert wurde. In adiabatischer Näherung muss man entlang der z -Achse nur die Radialkoordinate der Lösung skalieren. Exakt gilt diese Lösung an der Kaustik mit dem Radius r_c . Dort gilt nach Gleichung 3.35

$$k = k_{\phi, max} = m/(c_r r_c). \quad (3.45)$$

In adiabatischer Näherung ist c_r eine Konstante. Zusammen mit der Drehimpulserhaltung, die aus der azimuthalen Symmetrie folgt, erhält man

$$k_\phi(z) = k r_c / r(z). \quad (3.46)$$

Für Radien $r < r_c$ existiert also eine Drehimpulsbarriere ($k_\phi > k \Rightarrow k_z$ imaginär). An dieser Kaustik gilt $k_z = 0$ und damit liegt dort ein Umkehrpunkt der Propagation in z -Richtung. Der resultierende strahlenoptische Weg ist in Abbildung 3.9 schematisch illustriert.

In Gleichung 3.44 kann k_z noch explizit ausgedrückt werden. Mithilfe von Gleichung 3.38 erhält man

$$\partial_z^2 Z + (k^2 - k_\phi^2) Z = 0. \quad (3.47)$$

Dabei ist k_ϕ durch die Gleichungen 3.36, 3.45 und 3.46 zu bestimmen

$$k_\phi^2(z) = \frac{m^2}{c_r^2 r_0^2} (1 + \Delta k^2 z^2). \quad (3.48)$$

Die Differentialgleichung in z -Richtung lautet damit

$$\partial_z^2 Z + \left(k^2 - \frac{m^2}{c_r^2 r_0^2} - \frac{\Delta k^2 z^2 m^2}{c_r^2 r_0^2} \right) Z = 0. \quad (3.49)$$

Mit den Ersetzungen $V(z) = (\Delta E_m z/2)^2$, $\Delta E_m = 2m\Delta k/(c_r r_0)$ und $E = k^2 - m^2/(c_r r_0^2)$ erhält man die Differentialgleichung eines harmonischen Oszillators

$$\partial_z^2 Z + (E - V(z))Z = 0, \quad (3.50)$$

mit der bekannten Lösung aus dem Produkt eines Hermitepolynoms H_q der Ordnung q mit einer Gaußfunktion

$$Z_{mq}(z) = C_{mq} H_q \left(\sqrt{\frac{\Delta E_m}{2}} z \right) \exp \left(-\frac{\Delta E_m}{4} z^2 \right) \quad (3.51)$$

$$C_{mq} = \sqrt[4]{\frac{\Delta E_m}{\pi 2^{2q+1} (q!)^2}} \quad (3.52)$$

$$q = \Delta E_m \left(k^2 - \frac{m^2}{c_r^2 r_0^2} \right) - \frac{1}{2}. \quad (3.53)$$

Aus Gleichung 3.53 erhält man die Eigenwerte k

$$k_{mq} = \sqrt{\frac{m^2}{c_r^2 r_0^2} + \left(q + \frac{1}{2} \right) \frac{2m\Delta k}{c_r r_0}}. \quad (3.54)$$

Diese stimmen bis auf den Faktor c_r für den Radius r_0 mit denen von Louyer et al. [106] überein. Der erste Term unter der Wurzel dominiert und so ändert sich k_{mq} um etwa $1/c_r$, also um 4,6% für die in [106] diskutierten Parameter. Nach Gleichung 3.45 kann man das Ergebnis noch auf den Wellenvektor k_ϕ zurückführen

$$k_{mq} = \sqrt{k_{\phi, \max}^2 \frac{r_c^2}{r_0^2} + \left(q + \frac{1}{2} \right) \Delta E_m}. \quad (3.55)$$

Für den Grenzfall verschwindender Krümmung $\Delta k \rightarrow 0$ gilt $r_c \rightarrow r_0$ und $\Delta E_m \rightarrow 0$ und man erhält wieder den Wellenvektor für eine Flüstergalerie-Mode im Zylinder.

Die Gleichungen 3.15, 3.41 und 3.51 beschreiben also die in adiabatischer Näherung separierte Wellenfunktion. Mit ihrer Hilfe kann für eine gegebene Leistung im Resonator die Verteilung der Intensität berechnet werden. Abbildung 3.15 zeigt in der Ebene für $\phi = 0$ die auf ihr Maximum normierte Intensität im Resonator. Besonders auffällig ist, dass die Intensität nahe der Kaustik um einen Faktor von 4 größer ist, als in den Intensitätsmaxima nahe der Mitte des Resonators. Radial gesehen ist die Intensität an der Oberfläche der Faser konzentriert und das evaneszente Feld ist an der Kaustik besonders stark. Axial haben die Intensitätsmaxima einen Abstand von $1,5 - 4 \mu\text{m}$

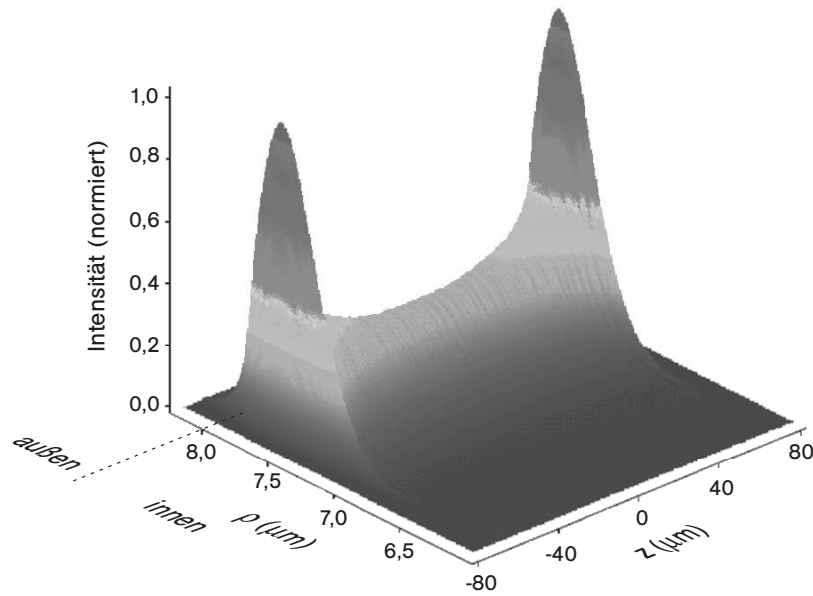


Abbildung 3.15: Theoretisch berechnete Verteilung der Intensität in einer Mode des Flaschenresonators nach [106] für $m = 84$, $q = 100$ und $n = 1,467$. Der dort angegebene Radius $r_0 = 8 \mu\text{m}$ muss um den Faktor $1/c_r \approx 1,05$ korrigiert werden (vgl. Kap. 3.3.2).

(die axiale Modulation ist in Abb. 3.16 deutlicher zu sehen), je nachdem ob man den Abstand in der Mitte oder nahe der Kaustik betrachtet. An der Kaustik fällt die Intensität in axialer Richtung über eine Strecke von etwa $3,5 \mu\text{m}$ auf $1/e^2$ ab. Diese Strecke ist deutlich größer, als die Eindringtiefe (Größenordnung 100 nm) von evaneszenten Feldern an Grenzflächen mit hohem Sprung im Brechungsindex und ist auf die vergleichsweise schwache Drehimpulsbarriere zurückzuführen.

Die Lage der Kaustik ist definiert durch einen maximalen azimuthalen Wellenvektor $k_{\phi, \max} = k_{mq}$ und kann aus Gleichung 3.48 bestimmt werden, wobei k_{mq} nach Gl. 3.54 ersetzt wird

$$z_c = \sqrt{\frac{2(q + \frac{1}{2})c_r r_0}{m\Delta k}}. \quad (3.56)$$

Die Kaustiken für die in Abb. 3.15 dargestellte Mode liegen bei $76,8 \mu\text{m}$ und damit am äußeren Rand der äußersten Maxima der Intensität.

Für ein Verständnis des Modenspektrums ist es hilfreich, die axiale Wellenfunktion für verschiedene Quantenzahlen genauer zu betrachten. Diese ist in Abbildung 3.16 aufgetragen, wobei sie aus Zwecken der Übersichtlichkeit für kleinere Quantenzahlen $m = 50$ und $q = 50$ (durchgezogen) berechnet

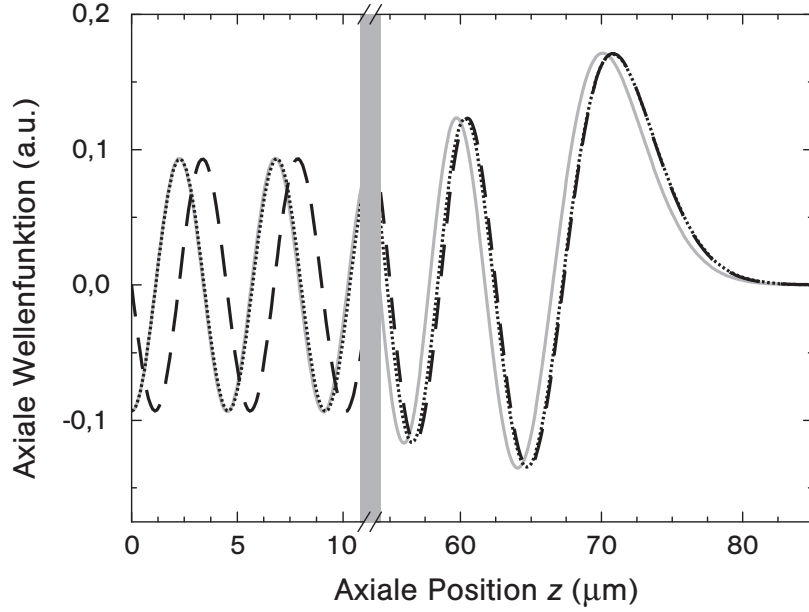


Abbildung 3.16: Theoretisch berechnete axiale Wellenfunktion des Flaschenresonators für (durchgezogen) $m = 50$, $q = 50$, (gestrichelt) m , $q + 1$, (gepunktet) $m - 1$, q .

wurde. Sie ist zusätzlich für die benachbarten Moden $m, q + 1$ (gestrichelt) und $m - 1, q$ (gepunktet) dargestellt. Die Kaustik einer Mode mit höherer axialen Knotenzahl $q = 51$ ist um $0,8 \mu\text{m}$ nach außen verschoben. Für $q = 50$ und eine reduzierte Drehimpulsquantenzahl $m = 49$ ergibt sich formal nahezu die gleiche Lage der Kaustik. Die Änderung des Radius an der Kaustik beträgt bei einem so kleinen Versatz weniger als ein Promille und ist hier vernachlässigbar.

In der graphischen Darstellung der axialen Wellenfunktion (Abb. 3.16) sieht man auch, dass der Abstand der Maxima und Minima in der Resonatormitte klein ist und zur Kaustik hin deutlich zunimmt. Dies liegt in der z -Komponente des Wellenvektors $k_z(z)$ begründet. Mit $k_z^2 = k^2 - k_\phi^2$ kann man aus den Gleichungen 3.45 und 3.48 eine explizite Beziehung für k_z ableiten. Wenn man weiterhin das Verhältnis von r_0/r_c nach Gleichung 3.36 an der Stelle $z = z_c$ einsetzt, erhält man

$$k_z(z) = \frac{m\Delta k}{c_r r_0} \sqrt{z_c^2 - z^2}, \quad (3.57)$$

wobei k_z , wie erwartet, an der Kaustik ($z = z_c$) null ist und in der Resonatormitte ($z=0$) seinen maximalen Wert annimmt

$$k_{z,\max} = \frac{m}{c_r r_0} \cdot \Delta k z_c. \quad (3.58)$$

Einige wichtige Größen des Resonators können nun für eine gegebene Krümmung und Dicke des Resonators berechnet werden. Für den optimalen Durchmesser von $d_0 = 16 \mu\text{m}$ (s. Kap. 3.2), eine Krümmung von $\Delta k = 3,2 \cdot 10^{-3} \mu\text{m}^{-1}$ und Quantenzahlen $m = 84$ und $q = 100$ beträgt das Modenvolumen nach Gleichung 3.2 etwa $V_{\text{mode}} = 749 \mu\text{m}^3$ und ist damit etwa zweimal größer als für eine Mikrokugel mit $50 \mu\text{m}$ Durchmesser [106]. Als Folge der stärkeren azimuthalen Krümmung ist jedoch das evaneszente Feld außerhalb des Glases und damit die Stärke der Kopplung an ein dort befindliches Atom um etwa 50 % größer als bei einer Mikrokugel mit $50 \mu\text{m}$ Durchmesser [106].

Für eine gute Abstimmbarkeit ist ein nicht zu großer freier Spektralbereich wichtig. Dieser kann für $\Delta m = 1$ bzw. $\Delta q = 1$ aus Gleichung 3.54 berechnet werden. Für schwach gekrümmte Flaschenresonatoren ($\Delta k r_0 \ll 1$) kann man den Wellenvektor durch eine Taylorreihe erster Ordnung nähern und mit der Beziehung $\nu = kc/2\pi n$ erhält man

$$\nu \approx \frac{c}{2\pi n} \frac{m}{c_r r_0} \left(1 + \frac{\Delta k c_r r_0 (q + \frac{1}{2})}{m} \right) \quad (3.59)$$

$$\Delta\nu_{\text{FSR}} \approx \begin{cases} c/2\pi n \cdot 1/c_r r_0 & \approx 4 \text{ THz}, \Delta m = 1 \\ c/2\pi n \cdot \Delta k & \approx 100 \text{ GHz}, \Delta q = 1 \end{cases} \quad (3.60)$$

Der FSR zwischen zwei Moden mit $\Delta m = 1$ stimmt mit dem FSR für eine Kugel gleicher Größe überein. Für zwei Moden unterschiedlicher axialer Quantenzahl ($\Delta q = 1$) ist er proportional zur axialen Krümmung Δk des Resonators und um mehr als eine Größenordnung kleiner. Daher sollte die Resonanzfrequenz durch eine Änderung der Temperatur von $30 \text{ }^\circ\text{C}$ bzw. durch eine relative Dehnung der Länge des Resonators um $2 \cdot 10^{-3}$, d. h. deutlich unter der Zerreischwelle von Quarzglas, über einen vollen FSR abgestimmt werden können [106].

3.3.4 Anregung der Moden

Um eine Resonatormode anzuregen, müssen am Ort der Kopplung drei Bedingungen von anregendem Licht und Resonatormode erfüllt werden

- gleiche Wellenvektoren (Richtung und Betrag)
- räumlich überlappende Moden
- gleiche Polarisation.

Moden monolithischer Resonatoren aus Glas können durch das evaneszente Feld um eine ultradünne Glasfaser (Koppelfaser) effektiv angeregt werden.

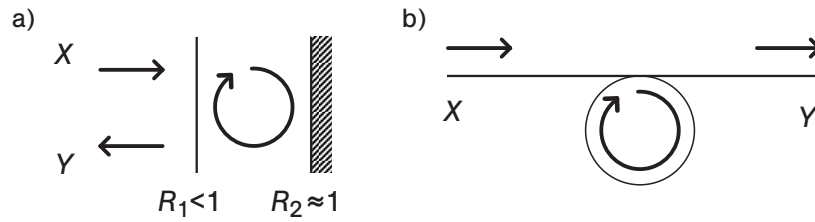


Abbildung 3.17: Schema der Anregung einer Mode im (a) Fabry-Perot-Interferometer durch einen Laserstrahl, (b) Flüstergalerie-Resonator (z. B. Mikrokugel oder Flaschenresonator mit Kopplung an der Kaustik) durch das evaneszente Feld einer lichtführenden ultradünnen Glasfaser.

Die Transmission durch die Koppelfaser entspricht dann der Reflexion an einem Fabry-Perot-Interferometer (FPI), was in Abbildung 3.17 schematisch dargestellt ist. Dabei ist ein Spiegel als nahezu ideal anzusehen ($R_2 \approx 1$), was den geringen Verlusten pro Umlauf in einem Flüstergalerie-Resonator hoher Güte entspricht. Die Reflektivität R_1 ist für ein FPI fest und $1 - R_1$ entspricht der Einkoppeleffizienz beim Flüstergalerie-Resonator. Die Einkoppeleffizienz kann zusätzlich durch Änderung des Abstandes von Koppelfaser und Resonator verändert werden. Für das FPI erhält man im Fall gleicher Reflektivitäten ($R_1 = R_2$) maximale Transmission T [45] ($T = 1$ unter Vernachlässigung der Absorption in den Spiegeln), also eine verschwindende Reflexion in Ausgang Y . Dem entspricht eine Transmission T von null am Ausgang Y des Flüstergalerie-Resonators, also eine ideale Einkopplung ($E = 1 - T$) der gesamten Leistung in die Resonatormode.

Experimentell lassen sich hochreflektierende FPI-Spiegel für Resonatoren hoher Güte jedoch nur mit Verlusten durch Absorption und Streuung fertigen, die in derselben Größenordnung, wie die Transmission liegen (wenige ppm) [118, 119]. Dadurch ist die Koppeleffizienz auf wenige zehn Prozent limitiert. Für Flüstergalerie-Moden in Mikrokugeln, die mit evaneszenten Feldern um dünne Glasfasern angeregt werden, ist dieser absorptive Effekt vernachlässigbar und die Effizienz der Kopplung kann bis zu 99,9 % erreichen [36].

Für eine einfache Modellierung der Anregung eines Flüstergalerie-Resonators geht man von geringen intrinsischen Verlusten σ_0 im Resonator (hohe Güte) und schwacher Kopplung κ_0 an die Grundmode des Wellenleiters aus [36, 120]. Zusätzlich wird die Energie a des Feldes im Resonator durch die Kopplung an Strahlungsmoden im freien Raum (κ_{rad}) und an höhere Wellenleitermoden (κ_i) verringert. Bei resonanter Anregung ist das Lichtfeld im Resonator um $\pi/2$ phasenverschoben, und die Differentialgleichung für die

Energie im Resonator lautet [36, 120]

$$\frac{da}{dt} = -\frac{1}{2} \left(\sum_{i=0} \kappa_i^2 + \kappa_{\text{rad}}^2 + \sigma_0^2 \right) a + i\kappa_0 s, \quad (3.61)$$

wobei s die Amplitude der Welle ist (normiert auf die geführte Leistung [36] mit der Einheit J/\sqrt{s}), die in den Resonator übertragen wird. Ein Teil des Lichts wird in den Resonator und zurück in die Grundmode der Koppelfaser gekoppelt. Der andere Anteil mit der Amplitude t_0 verbleibt im Wellenleiter, ohne an den Resonator zu koppeln. Als Transmission durch die Koppelfaser wird dann die Interferenz der beiden Anteile gemessen. Leistung, die aus dem Resonator in höhere Moden des Wellenleiters gekoppelt wird, wird durch den adiabatischen Übergang der Koppelfaser in eine Monomodefaser nicht weiter geführt und an dieser Stelle vernachlässigt. Die Transmission ist dann gegeben durch [36, 120]

$$T = \left| t_0 + i\kappa_0 \frac{a}{s} \right|^2. \quad (3.62)$$

In der stationären Phase kann die Transmission durch den Kopplungsparameter K ausgedrückt werden

$$T = \left(\frac{1 - K}{1 + K} \right)^2 \quad (3.63)$$

$$K = \frac{\kappa_0^2}{\sum_{i \neq 0} \kappa_i^2 + \kappa_{\text{rad}}^2 + \sigma_0^2} =: \tau_0' \kappa_0^2. \quad (3.64)$$

Dabei bezeichnet τ_0' eine effektive Lebensdauer des Lichts im Resonator. Sie kann durch Kopplung an höhere Wellenleitermoden zusätzlich verringert werden. Eine *kritische* Kopplung ist erreicht, wenn $K = 1$, d. h. $T = 0$. Der Fall $K > 1$ wird als überkoppelt, $K < 1$ als unterkoppelt bezeichnet. Eine *ideale* Kopplung bezeichnet darüber hinaus eine Kopplung von ausschließlich Resonatormode und Grundmode der Koppelfaser.

Damit sind die wesentlichen theoretischen Grundlagen zur Beschreibung von Experimenten mit Flaschenresonatoren geschaffen.

3.4 Mikrostrukturierung von Glasfasertailen

Die Herstellung von Flaschenresonatoren erfolgt mit der Glasfaserziehanlage aus Kapitel 1. Zunächst wird eine Glasfaser mit einem typischen Durchmesser von $d_0 = 16 \mu\text{m}$ und sehr geringer Variation der Dicke entlang der Taille wie gewohnt erzeugt (s. Kap. 1.3.2). Ausgehend von dieser Form wird die Fasertaille mikrostrukturiert. Dazu wird der Gasbrenner der Ziehanlage (vgl. Abb. 1.9) von der Faser entfernt und der durch eine ZnSe-Meniskuslinse (Brennweite $f = 48 \text{ mm}$) fokussierte Strahl eines CO_2 -Lasers (Series 48-2, Fa. Synrad, verwendete Leistung typischerweise 10 W) als Heizquelle eingesetzt (s. Abb. 3.18).

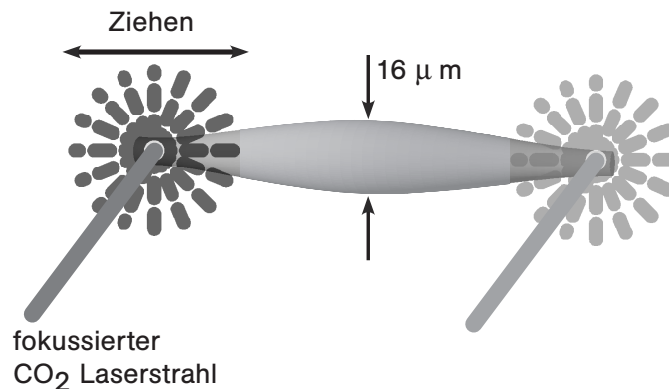


Abbildung 3.18: Schema zur Herstellung von Flaschenresonatoren. Das Licht eines CO_2 -Laserstrahls wird auf eine dünne Fasertaille fokussiert und die Faser gestreckt. Dadurch entsteht eine Mikrotaille. Dieser Vorgang wird an versetzter Position der Taille wiederholt, und eine bauchige Struktur entsteht.

Die $16 \mu\text{m}$ dicke Faser wird auf einer Breite von etwa $L_0 = 150 \mu\text{m}$ erhitzt. Dies kann durch Änderung des Abstandes von Fasertaille und Linse durch einen Verschiebetisch, oder über die Leistung des CO_2 -Lasers eingestellt werden. Der Wert von L_0 entspricht dem angestrebten Abstand der Kaustiken der Resonatoren. Die Kontrolle von L_0 geschieht mittels der Methoden in Kapitel 1.4.1 und kann nach einmaliger Messung über die relative Breite des glühenden Bereiches der Faser mittels einer Aufnahme mit dem Lichtmikroskop der Ziehanlage abgeschätzt werden. Die Glasfaser wird um eine Strecke in der Größenordnung von $x = 10 \mu\text{m}$ gedehnt und es entsteht eine Mikrotaille mit einer Änderung der Dicke im Bereich weniger Prozent. Um eine zweite Mikrotaille zu erzeugen, wird die Faser längs ihrer Achse verfahren und der oben beschriebene Vorgang wiederholt. Dadurch entsteht zwischen den Mikrotailen eine bauchige Struktur. Wenn die beiden Bereiche der Bearbeitung weniger als L_0 weit auseinander liegen, überlappen die geformten

Bereiche und die Dicke ist entlang der Faserachse kontinuierlich moduliert.

Für eine homogene Temperaturverteilung in der Schmelzzone erwartet man nach Gleichung 1.12 einen exponentiellen Übergang zur Mikrotaille. Die Intensität des CO₂-Laserstrahls ist jedoch gaußförmig verteilt und zudem ist die Erwärmung des Glases oszillatorisch abhängig vom Durchmesser der Faser, sowie von der Polarisation des Laserstrahls [51]. Dadurch wird die Form zusätzlich beeinflusst. Durch Bestrahlung mit dem Laserlicht wird die Faser nur von einer Seite erhitzt. Eine Glasfaser von $d = 125 \mu\text{m}$ Dicke thermalisiert quer zu ihrer Achse auf auf der Zeitskala von 50 ms, wobei die Zeitskala proportional zu d^2 ist [51]. Für eine $16 \mu\text{m}$ dicke Faser ist die Zeitkonstante dann kleiner als 1 ms. Demnach sollte der Temperaturgradient quer zur Faserachse verschwindend klein sein und die erzeugte Faser ihre zylindersymmetrische Form behalten, was zusätzlich durch die Oberflächenspannung des erhitzten Glases begünstigt wird.

3.4.1 Vermessen des Profils

Das Profil der Resonatoren kann mit der Beugungsmethode aus Kapitel 1.4.2 vermessen werden. Dabei wird aus der Winkelverteilung der gebeugten Intensität von auf die Taille treffendem Laserlicht auf die Änderung des Durchmessers geschlossen.

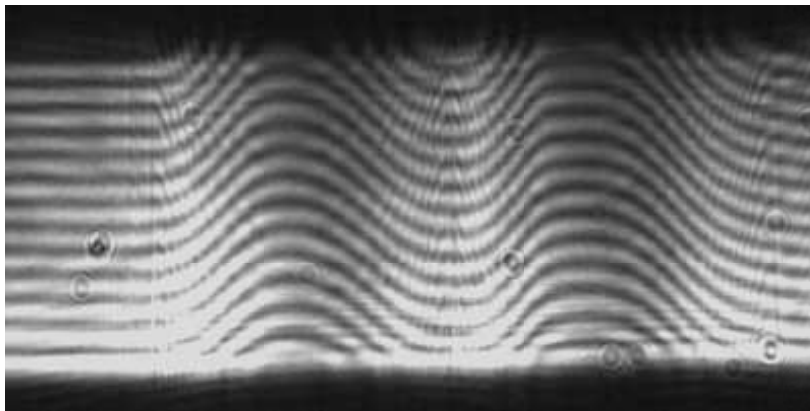


Abbildung 3.19: Beugung von Laserlicht ($\lambda = 532 \text{ nm}$) an einem Flaschenresonator, aufgenommen mit dem Lichtmikroskop der Ziehanlage unter starker Defokussierung.

Abbildung 3.19 zeigt exemplarisch eine Aufnahme der Beugung an einem Flaschenresonator. Auf der linken Seite kann man anhand der parallelen Linien ein unstrukturiertes Tailienstück mit konstantem Durchmesser identifizieren. Weiter rechts auf dem Bild beginnt die erste Mikrotaille, und der Beugungs-

winkel für ein Maximum fester Beugungsordnung wird größer (Linien verlaufen nach oben). In der Mitte befindet sich der Bauch des Resonators mit wieder kleinerem Beugungswinkel, gefolgt von der zweiten Mikrotaille und dem Übergang zurück zur unstrukturierten Taille (rechts).

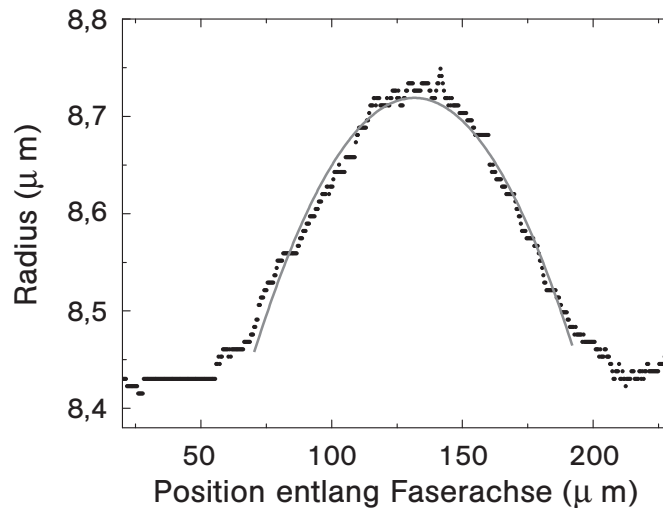


Abbildung 3.20: Profil des Resonators aus Abb. 3.19. (Punkte) Messwerte, (durchgezogen) Anpassung einer Parabel nach Gleichung 3.36 mit $\Delta k = 4 \cdot 10^{-3}$.

Das ausgewertete Profil ist in Abbildung 3.20 gezeigt, wobei der absolute Radius r_0 auf konventionelle Weise mit dem Lichtmikroskop gemessen wurde. Eine parabolische Anpassung nach Gleichung 3.36 zeigt, dass in diesem Beispiel eine nahezu gleichmäßige Krümmung von $\Delta k = 4 \cdot 10^{-3} \mu\text{m}^{-1}$ realisiert wurde. Diese hergestellte Form stimmt gut mit der gewünschten Form für Flaschenresonatoren überein. Weitere Details, auch zu veränderten Formen, sind in der Diplomarbeit von M. Pöllinger [71] gegeben.

3.5 Anregen und Vermessen von Resonatormoden

Um Moden im Resonator anzuregen, Güten zu messen und auch die Abstimmbarkeit über einen FSR von einigen hundert GHz zeigen zu können, wird ein spezielles Lasersystem verwendet (Fa. Toptica, LD 852 nm mit Strahlformung, linear polarisiert). Laut Datenblatt soll im Laserbetrieb nur eine Mode existieren, die durch Änderung der Temperatur modensprungfrei über 1 THz abstimmbar sein soll. Dabei wird eine Linienbreite von unter 1 MHz angegeben. Diese besonderen Spezifikationen wurden zunächst überprüft.

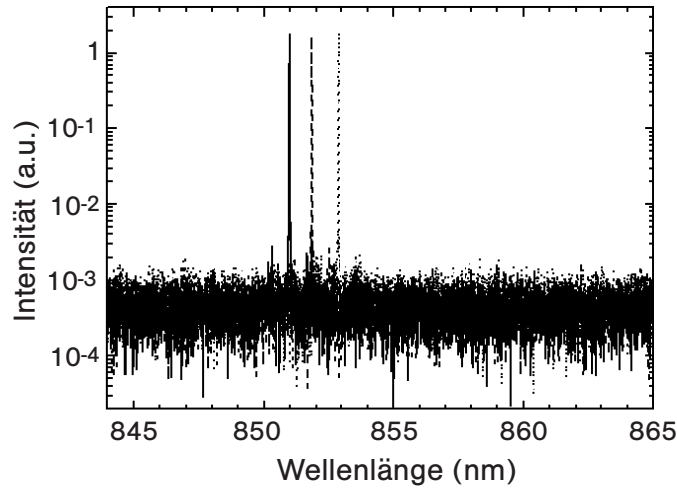


Abbildung 3.21: Spektren des DFB-Lasers für (durchgezogen) 15 °C, (gestrichelt) 30 °C, (gepunktet) 45 °C (aufgenommen mit Wavemeter WA-1500, Fa. Burleigh).

Abbildung 3.21 zeigt, dass in einem weiten Temperaturbereich nur eine Mode anschwingt, während andere Moden um mehr als 26 dB unterdrückt sind. Für eine Temperaturänderung von 30 °C wird die Wellenlänge um 1,89 nm ($\Delta\nu = 780$ GHz) verstimmt. Das entspricht einer Verstimmung von 26 GHz/K, wobei jedoch zu beachten ist, dass die Abhängigkeit von der Temperatur nicht streng linear ist und die Temperatur durch die Steuerung des Lasers auch nicht linear in der Zeit verändert wird. Um dennoch, während die Temperatur verändert wird, die Verstimmung zu jedem Zeitpunkt zu ermitteln, wird mithilfe eines Fabry-Perot-Etalons mit $\Delta\nu_{FSR} = 7,97$ GHz (zweiseitig verspiegeltes BK7-Substrat von ca. 12 mm Dicke) eine automatisierte Eichung der relativen Frequenz vorgenommen. Dazu wird die Transmission des Etalons gemessen und die Maxima werden zeitaufgelöst bestimmt. Über den bekannten freien Spektralbereich wird eine Eichkurve bestimmt, mit deren Hilfe die Skalierung der Zeitachse in die relative Veränderung der Frequenz des Laserlichts umgerechnet werden kann.

Für die Vermessung von Resonatoren hoher Güte wird eine schmale Linienbreite des Laserlichts benötigt. Diese kann aus dem Schwebungssignal mit einem Laser bekannter Linienbreite ermittelt werden. Hierfür wird ein Diodenlaser verwendet, der mit einer Regelbandbreite von 1 MHz aktiv auf einen atomaren Übergang stabilisiert ist, und eine Linienbreite von weniger als 100 kHz hat [92]. Abbildung 3.22 zeigt das Signal der Schwebung bei einer Messzeit von 5 μ s nach schneller Fouriertransformation. Diese Messzeit wurde in etwa auch für die Spezifikationen des Lasers genutzt und könnte, wenn

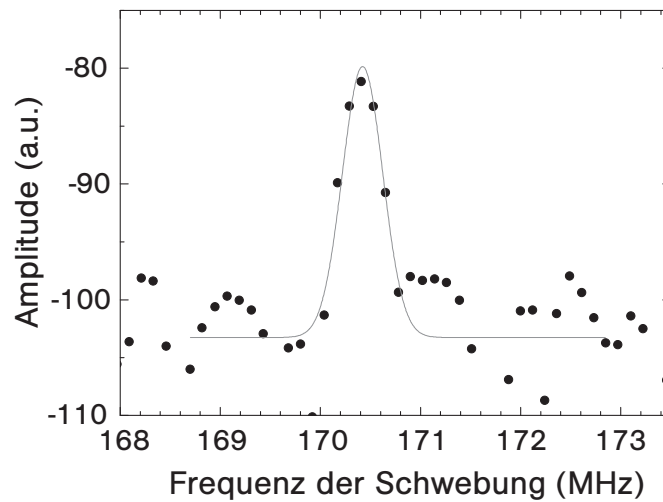


Abbildung 3.22: Messung der Linienbreite des DFB-Lasers bei $5 \mu\text{s}$ Integrationszeit. (Kreise) Schwebungssignal mit einem schmalbandigen Laser als Referenz nach schneller Fourier-Transformation (Spectrum/Network Analyzer, HP 3589A), (durchgezogen) angepasste Gaußkurve der Breite $\Delta\nu = 404 \text{ KHz}$.

eine besonders schmale Linienbreite erforderlich ist, auch durch die für die spektroskopischen Messungen verwendeten Komponenten realisiert werden. Da im DFB-Laser schnelle Driften, die die Laserfrequenz verschieben, auftreten, ist die gemessene Linienbreite inhomogen verbreitert. Dementsprechend ist das Signal gaußförmig. Weiterhin entsteht das Signal aus einer Faltung der Linienbreiten von Referenzlaser und DFB-Laser. Der verbreiternde Einfluss dieser Faltung liegt aber nur im Prozentbereich und kann vernachlässigt werden. Ebenso hat die Binbreite der numerischen Fouriertransformation keinen Einfluss auf die Messung, da sie kleiner ist als die volle Halbwertsbreite des Signals [121].

Die Drift, und damit die Linienbreite, ist jedoch für jede Messung unterschiedlich. Deshalb wird die Messung mehrfach wiederholt und der Mittelwert auf 429 kHz bestimmt (s. Tab. 3.2). Mit dieser Linienbreite könnte bei einer Wellenlänge von 852 nm eine Güte von bis zu $8 \cdot 10^8$ gemessen werden. Auf der Zeitskala von Sekunden driftet die Laserfrequenz um bis zu etwa 500 MHz , was anhand der Drift der Schwebungsfrequenz auf dem verwendeten Spektrum-Analysator beobachtet wurde.

Das Langzeitverhalten der Driften wird untersucht, indem der Laserstrahl mit der Frequenz der D2-Linie von Caesium durch eine Cs-Dampfzelle geleitet wird. Über einen Zeitraum von Stunden wird dann die Fluoreszenz kontinuierlich beobachtet. Demnach ist die Drift auch auf einer Zeitskala

Tabelle 3.2: Bestimmung der Linienbreite des DFB-Lasers, Messzeit $5 \mu\text{s}$

Messung	Linienbreite (kHz)	Fehler (kHz)
1	384	48
2	333	78
3	404	67
3	442	61
4	338	92
5	605	80
6	583	97
7	344	70
Mittelwert	429	24

von einigen Stunden nicht größer als die Dopplerbreite des Caesiums, die auch im Bereich von 500 MHz liegt.

3.5.1 Aufbau

Um eine Resonatormode durch das evaneszente Feld um eine ultra dünne Glasfaser anzuregen (s. Abb. 3.23), wird ein Aufbau benötigt, mit dem

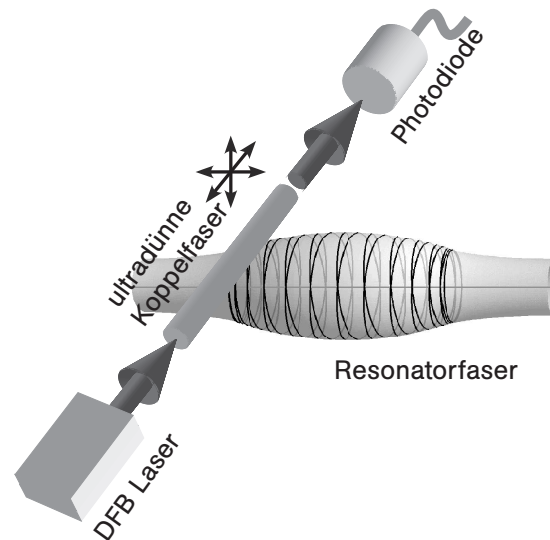


Abbildung 3.23: Aufbau zur Anregung einer Resonatormode durch das evaneszente Lichtfeld um eine lichtführende ultradünne Glasfaser. Die drei translatorischen Freiheitsgrade der relativen Position von Koppel- und Resonatorfaser, sowie der Winkel zwischen beiden Fasern ist genau einstellbar. Das durch die Koppelfaser transmittierte Licht eines in der Frequenz abstimmbaren DFB-Lasers wird mittels einer Photodiode gemessen.

Resonatorfaser und Koppelfaser kontrolliert annähern werden können. Die evaneszenten Felder haben dabei eine Eindringtiefe in die die Glasfaser umgebende Luft von weniger als einer Wellenlänge und so wird ein Piezoantrieb mit < 50 nm Auflösung verwendet. Die Position der Koppelfaser entlang der Resonatorachse kann durch einem Servomotor mit 100 nm Auflösung verändert werden, um sie der Lage der Kaustik des Resonators anzupassen. Weiterhin kann die Koppelfaser längs ihrer eigenen Achse mittels Mikrometerschrauben verschoben werden, was ermöglicht, die Kopplung an verschiedenen dicken Faserpositionen (z. B. im Übergangsbereich zur Taille hin) mit unterschiedlichen Propagationskonstanten durchzuführen. Damit die Wellenvektoren auch in ihrer Richtung übereinstimmen können, erlaubt der Aufbau, den Winkel zwischen den beiden Fasern auf 90° zu justieren.

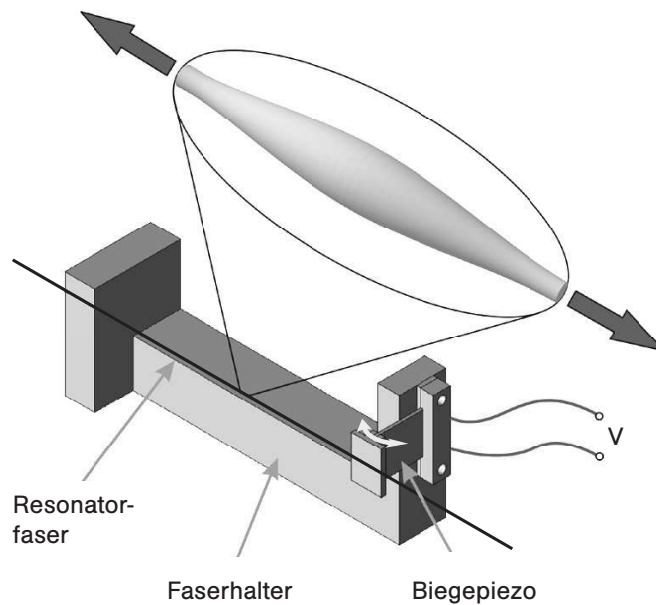


Abbildung 3.24: Halter zum Dehnen der Koppel- bzw. Resonatorfaser. Die Faser ist an zwei Punkten aufgeklebt und kann durch Biegen des Piezos auf einer Seite gedehnt werden. In zukünftigen Experimenten ist geplant, eine dritte Faser zum Abtasten des Resonatorfeldes einzusetzen. Alle drei Fasern müssen sich dann an einem Punkt kreuzen, was durch die spezielle Form des Halters ermöglicht wird.

Um die hohe Auflösung für die Annäherung beider Fasern auch realisieren zu können, ist es erforderlich, alle Einflüsse auszuschließen, die die Fasern, insbesondere die ultradünne Koppelfaser, zum Schwingen anregen könnten. Dazu zählt die Isolierung der Faser von akustischen Schwingungen aller Art, oder die Vermeidung eben dieser. Zusätzlich werden die Fasern längs ihrer Achse unter mechanische Spannung gesetzt, was die Frequenz ihrer mecha-

nischen Resonanzen erhöht, so dass sie weniger stark durch niederfrequente akustische Schwingungen angeregt werden. Ein Ende der Faser wird dafür auf einen Biegepiezo (PL112.11, Fa. Physik Instrumente, s. Abb. 3.24) mit einem Hub von nominell $160\ \mu\text{m}$ geklebt, der durch Biegen die mechanische Spannung erzeugt. Dieser Mechanismus wird in gleicher Form verwendet, um die Resonatorfaser zu Zwecken der Abstimmung der Resonanzfrequenz zu dehnen.

Als Messgröße dient die Transmission durch die Koppelfaser, die sinkt, wenn Licht in den Resonator gekoppelt wird. Ebenso kann der Resonator durch ein Lichtmikroskop, ähnlich dem in der Ziehanlage verwendeten (s. Tab. 1.2), beobachtet werden, jedoch mit einem Maßstab von $0,9\ \mu\text{m}/\text{Pixel}$. Die Resonatorfaser liegt in der Fokalebene des Mikroskops, während die Koppelfaser schräg dazu verläuft (unter einem Winkel von 45°). Dies ist erforderlich, damit in zukünftigen Experimenten auch Platz für eine dritte Faser verbleibt, die senkrecht zu den beiden anderen Fasern positioniert werden soll. Diese kann z. B. zum Abtasten des angeregten Resonatorfeldes eingesetzt werden und wird auf einem Halter analog zu dem der Koppelfaser befestigt.

3.5.2 Anregen im Kontaktmodus

Die einfachste Möglichkeit, einen Mode des Flaschenresonators anzuregen, besteht darin, die Koppelfaser mit einem typischen Taillendurchmesser von $1\ \mu\text{m}$ in Kontakt mit dem Resonator zu bringen. Dabei kann bei gegebener Position der Kaustik die Kontaktstelle entlang der Resonatorachse variiert werden, um den Abstand von Koppelfaser und Kaustik zu verändern und damit die Kopplung zu optimieren.

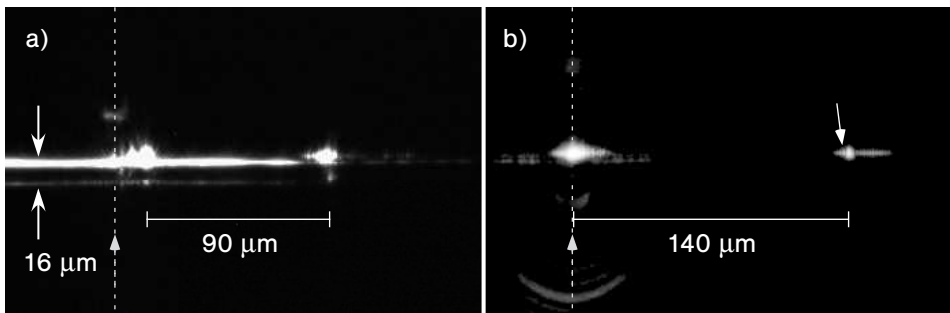


Abbildung 3.25: Mikroskopaufnahmen eines Flaschenresonators. Die lichtführende Koppelfaser steht schräg zur Fokalebene. Ihre Position hinter der Resonatorfaser ist gestrichelt angedeutet. (a) Im Abstand von $90\ \mu\text{m}$ sind zwei Kaustiken erkennbar. (b) Mit veränderter Kopplung und geringerer Leistung ist an den Kaustiken eine Modulation der Intensität auf der erwarteten Skala von $3\ \mu\text{m}$ erkennbar, siehe Pfeil.

Wird auf diese Weise Licht in den Resonator eingekoppelt, so läuft es in nur einem Drehsinn um die Resonatorachse. Dabei werden Verluste durch Oberflächenstreuung und strahlende Verluste durch große Krümmung tangential abgestrahlt. Abbildung 3.25a zeigt eine Mikroskopaufnahme von einem angeregten Resonator (horizontal). Die Position der Koppelfaser befindet sich hinter der Resonatorfaser und ist durch eine gestrichelte Linie angedeutet, sowie die Richtung der Propagation des Lichts (nach oben). Auf der Oberseite des Resonators propagiert das Licht in Richtung des Mikroskops und die Verluste sind als belichtete Bereiche der Aufnahme zu erkennen. Im Abstand von $90\ \mu\text{m}$ sind zwei Bereiche mit hoher Intensität zu erkennen, die in der Nähe einer Kaustik liegen müssen. Abgesehen von Licht, das an der Resonatorfaser reflektiert wird (vermutlich aufgrund der Laborbeleuchtung, heller horizontaler Streifen links und rechts der linken Kaustik und etwas tiefer als die Oberkante der Resonatorfaser) ist das Bild zwischen den beiden Kaustiken dunkel. Das liegt daran, dass der Winkel zwischen dem Wellenvektor \vec{k} und der Resonatorachse in der Mitte des Resonators deutlich kleiner als 90° ist (da $k_z(z) > 0$) und demzufolge das an der Oberfläche gestreute Licht nicht mehr von dem Objektiv des Mikroskops aufgefangen werden kann. Nur an den Kaustiken propagiert das Licht senkrecht zur Resonatorachse ($k_z(z_c) = 0$). Auf der Unterseite der Resonatorfaser tritt an der Kaustik ebenfalls Licht in Richtung des Mikroskops aus (s. Abb. 3.25a). Dieses hat eine deutlich geringere Intensität und ist ein Anzeichen für die Anregung der rücklaufenden Welle, was durch Streuung an Verunreinigungen und Rauigkeiten der Oberfläche im Resonatorfeld geschehen kann.

Eine Resonatormode wird selbst dann angeregt, wenn die Kontaktstelle der Koppelfaser mehr als $10\ \mu\text{m}$ außerhalb des Resonatorfeldes liegt (s. Abb. 3.25a). Das wird vermutlich durch die schwache Drehimpulsbarriere der Resonatormode in z -Richtung möglich (vgl. Kap. 3.3.3). Die Kopplung sollte stärker werden, wenn man die Kontaktstelle näher an die Kaustik verlegt. In Abbildung 3.25b berührt die Koppelfaser die Resonatorfaser in etwa an der Position des Maximums der Intensität der Resonatormode (wobei hier eine andere Mode mit größerem Abstand der Kaustiken angeregt wurde). Hier genügt eine geringere Leistung in der Koppelfaser und eine Modulation der Intensität innerhalb des Resonators ist erkennbar. Diese Modulation hat eine Längenskala von $3\ \mu\text{m}$, was in etwa mit den Erwartungen nach Kapitel 3.3.3 übereinstimmt.

Die Effizienz der Kopplung von Licht in den Resonator wird durch Messung der Transmission durch die Koppelfaser quantitativ bestimmt. Um eine kritische Kopplung zu erreichen, bei der die gesamte Leistung aus der Koppelfaser in den Resonator übertragen wird, verändert man die Position der Kontaktstelle entlang der Koppelfaser, bis die richtige Dicke für eine optimale Übereinstimmung der Propagationskonstanten gefunden ist. Ebenso wird die Position der Kontaktstelle entlang der Resonatorfaser optimiert.

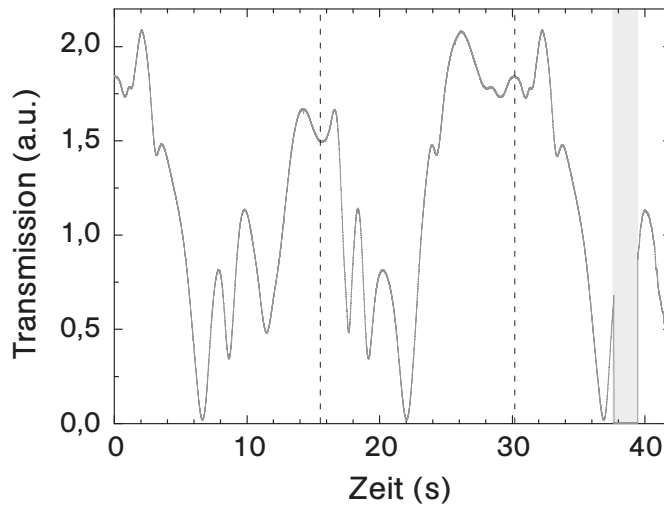


Abbildung 3.26: Messung der Transmission der Koppelfaser während die Frequenz des DFB-Lasers geändert wird. An den Stellen der vertikalen gestrichelten Linien wird das Vorzeichen der Frequenzänderung umgekehrt. Im grau hinterlegten Bereich ist der Laserstrahl vor der Koppelfaser geblockt. Bis zu $99,3 \pm 0,1\%$ der Leistung werden in den Resonator gekoppelt.

Letztlich muss auch die Richtung der Polarisierung übereinstimmen. Dabei muss beachtet werden, dass die verwendete Glasfaser die Polarisierung nicht erhält. Üblicherweise dreht sie die Richtung der Polarisierung durch Doppelbrechung in Abhängigkeit von den Biegungen in der Glasfaser, was durch Drehen der Richtung der Polarisierung des Lichts vor der Koppelfaser durch ein $\lambda/2$ -Plättchen kompensiert werden kann. Gleichzeitig kann die Glasfaser eine lineare Polarisierung in eine elliptische Polarisierung überführen, doch ist der Einfluss dieses Effekts hier klein.

Abbildung 3.26 zeigt die Transmission als Funktion der Zeit, während die Frequenz des DFB-Lasers durch Änderung der Temperatur verstimmt wird. Während der Messzeit wird das Vorzeichen der Frequenzänderung des DFB-Lasers zweimal umgekehrt (vertikale gestrichelte Linien). Dabei werden jeweils drei Einbrüche der Transmission gemessen, die jeweils der Anregung einer Mode entsprechen. Diese Gruppe von Moden ist zeitlich einmal gedehnt und einmal gestaucht zu beobachten, was durch die verschiedene zeitliche Änderung der Temperatur des Lasers verursacht wird. Im grau hinterlegten Zeitbereich wurde der Laserstrahl geblockt, um den Untergrund der Messung zu bestimmen. Die Transmission sinkt für eine Mode auf $0,7 \pm 0,1\%$ ab, so dass hier in guter Näherung kritische Kopplung realisiert wurde. In diesem Experiment kann nicht zwischen dem über- und dem unterkoppelten Fall unterschieden werden und der Kopplungsparameter wird für den tiefsten Einbruch der Transmission nach Gleichung 3.63 zu $K = 1,18$ bzw. $0,85$

bestimmt.

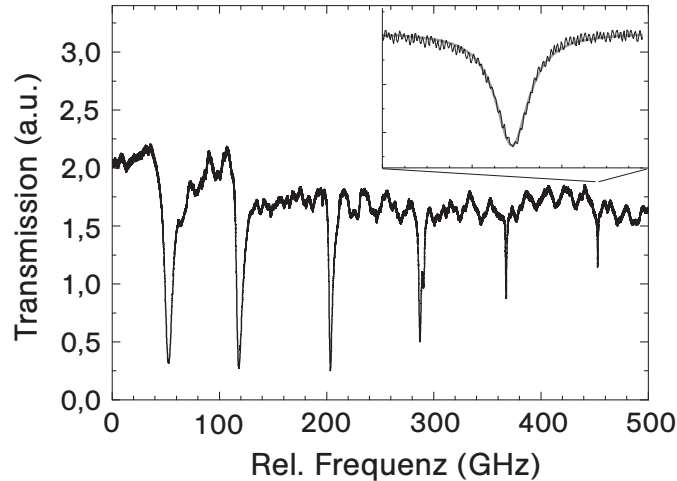


Abbildung 3.27: Spektrale Messung der Transmission der Koppelfaser bei Kontakt mit einem Flaschenresonator. Die periodisch wiederkehrenden Einbrüche entsprechen der Anregung von Moden mit unterschiedlicher q -Quantenzahl. (Einschub) vergrößerter Ausschnitt der schmalsten Resonanz mit angepasster Lorentzkurve.

Wenn man die Frequenz des DFB-Lasers über einen größeren Bereich variiert, so werden verschiedene Moden angeregt, siehe Abbildung 3.27. Hier wurde die in Kap. 3.5 beschriebene Methode verwendet, um aus der Zeitachse die zugehörigen relativen Frequenzen zu erhalten. Im Bereich von 0–100 GHz relativer Frequenz tritt eine Veränderung der Periode auf. Kurz nach der Umpolung der Spannung am Peltierelement des DFB-Lasers ist das Verhalten des Regelkreises der Temperatur nichtlinear und das Programm zur Frequenzzeichnung liefert in manchen Fällen eine fehlerhafte Eichung. Jenseits dieses Bereiches liegen die einzelnen Moden äquidistant, mit einem freien Spektralbereich von 82 ± 5 GHz. Dieser Wert liegt in der erwarteten Größenordnung für Moden benachbarter axialer Quantenzahlen q (s. Gl. 3.60). Der Unterschied zwischen Theorie und Experiment ist dadurch zu erklären, dass die Geometrie des Resonators nicht exakt den Vorgaben der Rechnung entspricht.

Von der Theorie wird vorhergesagt, dass Moden benachbarter q -Quantenzahlen eine veränderte Lage der Kaustik besitzen (s. Gl. 3.56 bzw. Abb. 3.16). Eine Mode höherer axialer Knotenzahl q hat eine größere axiale Ausdehnung entlang der Resonatorfaser. Da die Effizienz der Kopplung vom Überlapp der Moden abhängt, erwartet man je nach relativer Lage von Kaustik und Koppelfaser unterschiedlich starke Kopplung. Die Mode, die bei der relativen Frequenz von etwa 200 GHz angeregt wird, zeigt die stärkste Ein-

kopplung. Demnach muss ihre Kaustik günstig für kritische Kopplung liegen. Die benachbarten Moden sind über- bzw. unterkritisch an die Wellenleitermode gekoppelt. Im unterkoppelten Bereich wird die Resonanz gleichzeitig schärfer und die Güte steigt.

Der Einschub in Abbildung 3.27 zeigt einen vergrößerten Ausschnitt mit der schärfsten Resonanz bei 450 GHz. Es wurde eine Lorentzkurve angepasst (grau) und die Linienbreite zu $\Delta\nu = 850$ MHz bestimmt. Daraus erhält man bei der verwendeten Frequenz $\nu = 352$ THz ($\lambda = 852$ nm) die Güte $Q = 4 \cdot 10^5$. Hierbei muss jedoch beachtet werden, dass die Messzeit für ein Spektrum in der Größenordnung von Sekunden liegt. Die mittlere Drift und damit die Linienbreite des DFB-Lasers in diesem Zeitraum ist nicht genau bekannt und liegt mit etwa 500 MHz in der gleichen Größenordnung wie die gemessene Linienbreite, und der Wert für Q stellt eine untere Abschätzung dar. Für die benachbarten Moden sind Linienbreiten von z.T. deutlich über 1 GHz gemessen worden, und man kann davon ausgehen, dass hier die Linienbreite des Lasers keine Rolle spielt. Die Linienbreite einer Resonanz ist abhängig von der Koppeffizienz, die für alle angeregten Moden in derselben Größenordnung liegt. Demnach ist auch kein hoher Unterschied der Linienbreiten für benachbarte Moden zu erwarten, und folglich ist zu vermuten, dass der tatsächliche Wert der Güte nicht deutlich über $Q = 4 \cdot 10^5$ liegt.

Für eine Messung höherer Güten müsste man sicherstellen, dass die Linienbreite des Lasers klein gegenüber der gemessenen Linienbreite des Resonators ist. Die Linienbreite des Lasers könnte man z. B. durch Verwenden einer geringeren Messzeit bis auf unter 1 MHz reduzieren (s. Tab. 3.2). Die verschiedenen Einflüsse auf die Güte werden in Kapitel 3.6 genauer diskutiert.

3.5.3 Abstimmen über einen freien Spektralbereich

Die Abstimmbarkeit durch Dehnung des Resonators wird mit fester Koppelstelle in Kontakt vermessen. Für verschiedene Werte der Dehnung wird die Frequenz des DFB-Lasers über mehrere FSR abgestimmt, um die benachbarten Moden durch ihre periodische Wiederkehr identifizieren zu können. Abbildung 3.28 zeigt einen solchen Satz von Messungen. Dabei wurde der Biegepiezo des Faserhalters (s. Abb. 3.24) um bis zu $31,5 \mu\text{m}$ ausgelenkt, wodurch eine Zugspannung von nur 8 % der Bruchspannung von Silikatglas aufgebaut wurde [71]. Die Resonanzfrequenz wurde dadurch um bis zu 120 GHz verstimmt, was dem 1,5-fachen freien Spektralbereich entspricht. Flaschenresonatoren können folglich durch Dehnung auf jede beliebige optische Resonanz abgestimmt werden.

Die Höhe des Transmissionssignals ist in dieser Messung durch verschiedene systematische Effekte beeinflusst. Am deutlichsten ist eine Modulation des Signals mit einer Periode von etwa 20 GHz und einer Amplitude von ca. 5 %

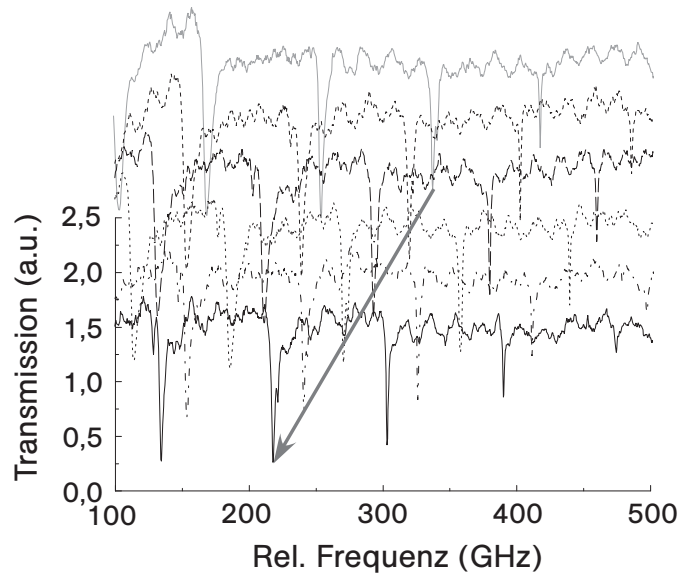


Abbildung 3.28: Spektrale Messung der Transmission der Koppelfaser ($d = 1 \mu\text{m}$) im Kontaktmodus für von oben nach unten zunehmende Dehnung der Resonatorfaser. Die Resonanzfrequenz wird um $1,5 \Delta\nu_{\text{FSR}}$ abgestimmt.

der Signalstärke. Dies erinnert an Interferenzen von Licht in einem Resonator geringer Reflektivität. Aus der Beziehung $\Delta\nu_{\text{FSR}} = c/2nL$ lässt sich eine Länge des Resonators von 5 mm ableiten. Diese Längenskala stimmt mit der Länge der Taille der Koppelfaser überein. Es ist denkbar, dass Licht in höheren Moden entlang der Taille propagiert und an den Übergängen teilweise reflektiert wird. Darüber hinaus wirken sich weitere Interferenzen auf das Signal aus. Licht wird jeweils an den Endflächen der Koppelfaser reflektiert. Bei einer Faserlänge von einigen zehn Zentimetern ergibt sich eine Frequenz im Bereich von 0,2 GHz. Ebenso kann es sein, dass Licht nicht nur in den Kern des unbearbeiteten Endstücks der Koppelfaser gekoppelt wird, sondern auch in Mantelmoden. Diese könnten mit der Kernmode oder auch mit höheren Moden im Übergang koppeln und zu einer sinusförmigen Modulation mit einer Periode von wenigen hundert GHz führen.

Diese Störungen können stark reduziert werden. Dazu werden die Glasfasern unter 8° gebrochen, so dass die Rückreflexion von fasergeführtem Licht verhindert wird. Licht in Mantelmoden kann aus der Faser gestreut werden, indem die Faser über eine Länge von einigen Zentimetern mit einem Gel bestrichen wird, dessen Brechungsindex dem des Glasmantels angepasst ist. Zusätzlich wird ein Spektrum mit großem Abstand von Koppel- und Resonatorfaser als Referenz aufgenommen. Auf diese Referenz wird jede Messung

der Transmission normiert. Der Ausschluss der oben diskutierten Störungen führt zu einem deutlich rauschärmeren Signal.

Eine Anregung im Kontaktmodus führt meist zu einer starken Kopplung der Lichtfelder von Koppelfaser und Resonator. Darüber hinaus stellt die Anwesenheit der Koppelfaser eine mögliche Störstelle an der Oberfläche des Resonators dar, an der Licht gestreut werden kann. Durch diese beiden Effekte steigen die Verluste im Resonator, und die Güte des Systems sinkt. Es ist also von Vorteil, ähnlich wie es bei Mikrokugeln üblich ist, eine Anregung über einen Luftspalt zwischen Koppel- und Resonatorfaser zu realisieren.

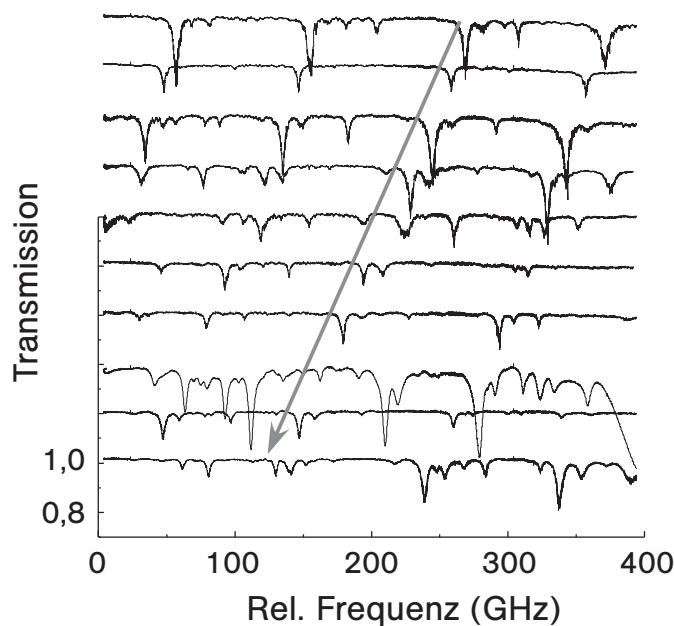


Abbildung 3.29: Spektrale Messung der Transmission der Koppelfaser bei Kopplung über einen Luftspalt hinweg für von oben nach unten zunehmende Dehnung der Resonatorfaser. Während die Resonanzfrequenz abgestimmt wird, ändert sich die relative Lage von Resonator und Koppelfaser und damit die Stärke der Kopplung.

Abbildung 3.29 zeigt eine Messung analog zu der Messung aus Abb. 3.28, jedoch erfolgte die Einkopplung hier nicht im Kontaktmodus, sondern mit einem Luftspalt zwischen den Fasern. Dabei wurde die Koppelfaser anfangs an die Position der maximalen Intensität nahe der Kaustik des Resonators gebracht, jedoch mit einem radialen Abstand im Bereich einiger hundert Nanometer. Die Maßnahmen zur Vermeidung von Schwingungen der beiden Fasern (s. Kap. 3.5.1) ermöglichen erst, einen so geringen Abstand zu realisieren. Dennoch verbleiben Schwingungen kleiner Amplitude, die den Koppelabstand und damit die Effizienz der Kopplung modulieren, was sich

durch eine kurzzeitig höhere Amplitude des Rauschens auf der Messkurve äußert. Durch Ziehen an der Resonatorfaser wird die gesamte Fasertaille, auf der sich der Resonator befindet, gedehnt. Dadurch wird auch die Lage des Resonators relativ zur Koppelfaser verändert. Somit ändert sich die Koppeffizienz und damit die Tiefe der Einbrüche in der Transmission von Messung zu Messung. Die Veränderung der Position ist jedoch so gering, dass nach wie vor dieselben Moden angeregt werden. Mit Erhöhen der Zugspannung der Resonatorfaser ist, wie in der vorigen Messung, eine Verstimmung der Resonanzfrequenz messbar. In Abbildung 3.29 wurde also, auch für die Kopplung über einen Luftspalt hinweg, die Abstimmbarkeit der Resonanzfrequenz über mehr als einen freien Spektralbereich des Flaschenresonators gezeigt.

3.5.4 Einkoppeln mit veränderlichem Abstand

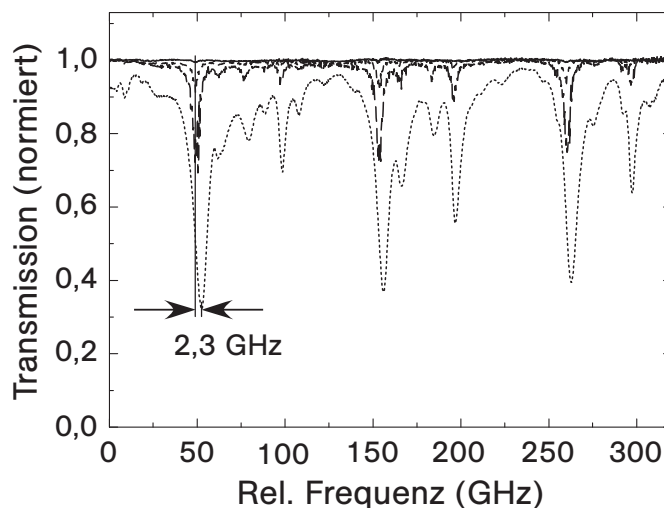


Abbildung 3.30: Messung der Transmission, normiert auf eine Referenzmessung mit einem Abstand zwischen Koppel- und Resonatorfaser von einigen Mikrometern, als Funktion der Frequenz für Abstände von (durchgezogen) 300 nm, (kurze Striche) 200 nm, (lange Striche) 100 nm, (gepunktet) 0 nm. Bei Kontakt sind die Resonanzen um 2,3 GHz verschoben.

Der Zusammenhang von Güte des Resonators und Stärke der Kopplung bzw. Abstand zwischen Koppelfaser und Kaustik wird untersucht, indem die Breite des Luftspaltes zwischen Koppel- und Resonatorfaser in Schritten von 100 nm verändert wird. Die Transmission wird wieder bei Einkopplung mittels einer Koppelfaser mit einer Taille von $1 \mu\text{m}$ Durchmesser als Funktion der Frequenz des DFB-Lasers gemessen (s. Abb. 3.30). An der Tiefe der Einbrüche ist gut erkennbar, dass die Stärke der Kopplung mit abnehmendem

Abstand steigt. Bemerkenswert ist, dass die Resonanzfrequenz in Kontakt etwa 2,3 GHz verschoben ist. Um dieses zu erklären, wird folgende Betrachtung angestellt: Wenn sich beide Fasern berühren, haften sie zusammen. Dies kann man im Experiment daran erkennen, dass sie sich nicht unmittelbar wieder trennen lassen. Erst wenn ein Abstand von nominell einigen Mikrometern erreicht ist, lösen sich die Fasern ruckartig. Es wirkt also eine attraktive Kraft zwischen den Fasern. Dies liegt vermutlich an der van-der-Waals Wechselwirkung, sowie an der Oberflächenspannung von auf der Oberfläche der Glasfasern adsorbiertem Wasser. Diese beobachtbare Kraft verformt vermutlich auch den Resonator, was zu einer Verschiebung der Resonanz führen würde und eine mögliche Erklärung für die beobachtete Verschiebung darstellt.

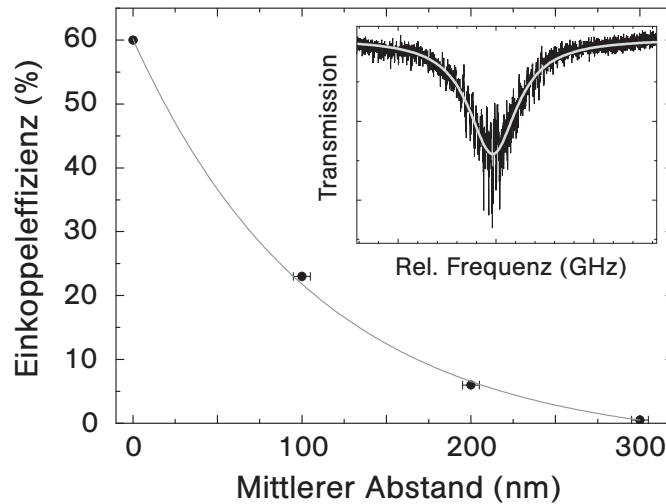


Abbildung 3.31: Einkoppeleffizienz als Funktion des mittleren Abstandes von Koppelfaser und Resonator (geschätzter Fehler ± 5 nm) und exponentielle Anpassung. Einschub: exemplarischer Ausschnitt der Messung der Resonanz um 260 GHz aus Abb. 3.30 bei 200 nm Abstand mit angepasster Lorentzkurve.

Die Einkoppeleffizienz $E = 1 - T$ kann aus der Amplitude einer an den Einbruch der Transmission angepassten Lorentzkurve gewonnen werden (s. Einschub in Abb. 3.31). Mit höherem Abstand werden die evaneszenten Felder und damit auch die Kopplung exponentiell schwächer. Dadurch sinkt entsprechend die Einkoppeleffizienz im Resonanzfall (s. Abb. 3.31). Der Fehler des *mittleren* Abstandes wird auf ± 5 nm abgeschätzt (die Amplitude der Schwingung der Koppelfaser ist vermutlich deutlich größer) und der Fehler der Einkoppeleffizienz ergibt sich aus dem Fehler der Amplitude der angepassten Lorentzkurve. Da die Faser um ihre Ruhelage schwingt und so das lorentzförmige Signal nur moduliert wird, ist der Fehler der Anpassung klein.

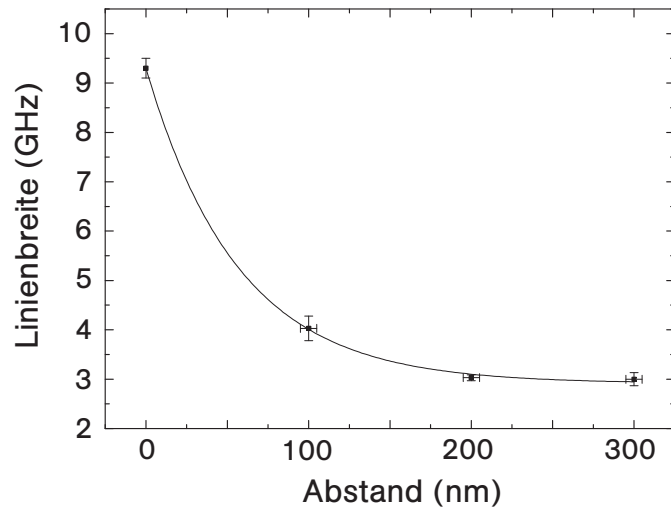


Abbildung 3.32: Statistisch gemittelte Linienbreite $\Delta\nu$ für die vier in der Messung in Abb. 3.30 realisierten Abstände mit exponentieller Anpassung mit einem Offset von $2,9 \pm 0,1$ GHz.

Die Linienbreite $\Delta\nu$ der Resonanzen aus der Messung in Abb. 3.30 ist als Funktion des Abstandes von Koppelfaser und Resonator in Abbildung 3.32 aufgetragen. Die drei Resonanzen mit der stärksten Einkopplung gehören zu Moden benachbarter q -Quantenzahlen und sind für die realisierte ähnliche Stärke der Kopplung in ihren Eigenschaften vergleichbar. Deshalb werden die Werte für die Linienbreite bei 50, 150 und 250 GHz gemittelt und die Stichprobenvarianz als Fehler aufgetragen. Dadurch werden auch die Einflüsse der von Messung zu Messung variierenden Kopplung gemittelt und man erkennt einen deutlicheren funktionellen Zusammenhang. Genauso wie die Stärke der Kopplung sinkt die Linienbreite exponentiell mit dem Abstand bis auf einen Minimalwert von $2,9 \pm 0,1$ GHz. In diesem Fall ist eine Reduktion um einen Faktor von drei zu beobachten.

Bei einer Steigerung der Stabilität des Systems, insbesondere bei geringerer Schwingungsamplitude der Koppelfaser, sollte es möglich sein, die schnellen Modulationen des Transmissionssignals zu reduzieren und Messungen auch bei größeren radialen Koppelabständen durchzuführen. Da die Einkoppeleffizienz nach Abbildung 3.31 exponentiell mit dem Koppelabstand sinkt, und dementsprechend auch die Verluste des Resonators durch Auskopplung in die Koppelfaser abnehmen, sollte man eine höhere Güte des gekoppelten Systems messen können. Abbildung 3.32 zeigt jedoch, dass man dann nur eine kleine Steigerung der gemessenen Güte ($Q \propto 1/\Delta\nu$) erwarten kann.

3.6 Optimierung der Güte

Mit monolithischen Resonatoren aus Glas können deutlich höhere Güten erreicht werden [33, 37], als sie hier gemessen wurden. Nach der theoretischen Analyse für Mikrokugeln [112] ist eine Limitierung durch abstrahlende Verluste aufgrund der Krümmung der Oberfläche bei dem verwendeten Durchmesser von $16 \mu\text{m}$ nicht zu erwarten.

Die Qualität des Glases spielt eine wichtige Rolle für die Güte. Bei den hergestellten Flaschenresonatoren propagiert das Licht im äußeren Mantelmaterial der Glasfasern. Dieses hat bei Standardglasfasern keine hohe optische Qualität [122], sondern dient nur der mechanischen Stabilisierung des innen liegenden Wellenleiters. Hochreines Glas ist in Form von Zylindern kommerziell erhältlich, jedoch mit einem Durchmesser von mehreren Millimetern. Um eine solche Form in der Ziehanlage zu befestigen, müssten neue Halterungen eingebaut werden. Zylinder aus hochreinem Glas von $125 \mu\text{m}$ Dicke wären zu bevorzugen. Die Auswahl des Materials wird in Zukunft eine wichtige Rolle spielen.

Die Oberfläche eines Resonators muss sehr glatt sein, damit die Streuung gering bleibt. Beim thermischen Bearbeiten sorgt die Oberflächenspannung des Glases selbst für eine glatte Oberfläche. Messungen der Resonatorform mit gebeugtem Licht zeigen eine schwache Strukturierung der Linien der Maxima gleicher Beugungsordnung (s. Abb. 3.19). Diese Beobachtung deutet darauf hin, dass in z -Richtung eine Rauigkeit auf der Skala von einigen Mikrometern existiert. Dies könnte z. B. durch Messungen mit einem Rasterkraftmikroskop (AFM, engl. *atomic force microscope*) überprüft werden.

Die verwendete Wellenlänge von $\lambda = 852 \text{ nm}$, entsprechend der D2-Linie von Caesium, liegt nahe an einem Absorptionspeak von im Glas gebundenen OH-Gruppen. Ihre Anzahl wird durch den Kontakt mit Wasser (auch Wasserdampf) erhöht, was sich negativ auf die Güte auswirkt. Um solche Einflüsse zu reduzieren, könnten die Experimente in wasserfreier Umgebung (Stickstoffkammer) durchgeführt werden und es ist darüber nachzudenken, inwieweit der Wasserstoff-Sauerstoff-Brenner der Glasfaserziehanlage durch eine andere Heizquelle (z. B. CO_2 -Laser oder indirektes Heizen s. Kap. 1.6) für die Produktion von Flaschenresonatoren ersetzt werden kann.

Die Güte ist für Flüstergalerie-Moden mit maximalem Drehimpuls m besonders hoch. Bisher wurden die Moden jedoch noch nicht näher auf ihren Drehimpuls hin untersucht. Eine Methode diesen zu bestimmen ist, die Verteilung der Intensität des Resonators zu vermessen und mit der Theorie zu vergleichen. Hierfür ist geplant, das Resonatorfeld mit einer dritten Glasfaser abzutasten und die darin eingekoppelte Leistung zu vermessen. Die Intensitätsverteilung kann man jedoch ebenso aus einer Mikroskopaufnahme

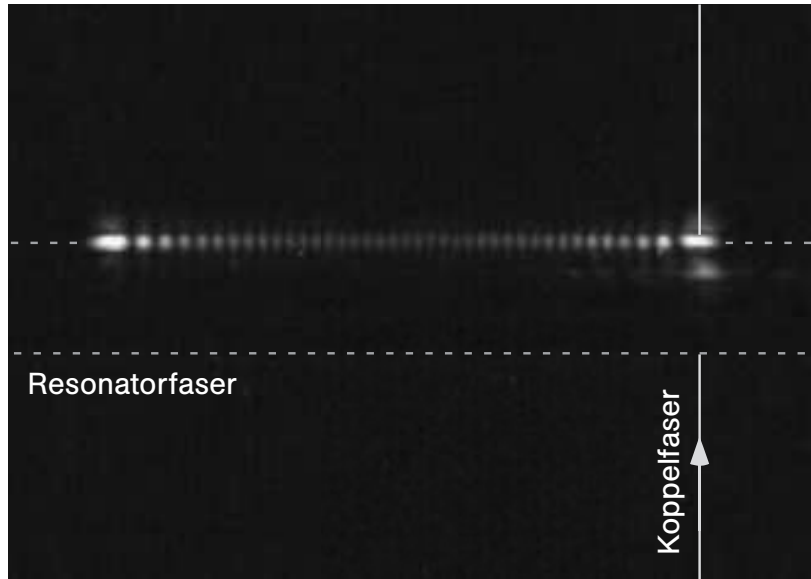


Abbildung 3.33: Mikroskopaufnahme eines lichtführenden Flaschenresonators. Radiative Verluste, sowie die Streuung an Störstellen werden parallel zum umlaufenden Licht abgestrahlt. Daher sind die Verluste nur an einer Seite, hier an der Oberkante des Resonators zu beobachten. Die axiale Knotenzahl $q = 38$ kann anhand der Intensitätsverteilung entlang der Resonatorachse abgezählt werden.

me ableiten, wenn das abgestrahlte Licht auch in der Mitte des Resonators ($z = 0$) vom Objektiv aufgefangen werden kann. Einen kleinen Winkel zwischen der Richtung der Abstrahlung und der Beobachtung erhält man für ein kleines $k_z(0) = k_{z,\max}$. Nach der Gleichung 3.58

$$k_{z,\max} = \frac{m}{c_r r_0} \cdot \Delta k z_c$$

erhält man ein kleines $k_{z,\max}$, wenn entweder die Krümmung Δk , der Abstand zwischen den Kaustiken $2z_c$ oder $m/c_r r_0$ klein ist (c_r hängt von m und r_0 ab). Dann kann das Licht über die gesamte Länge des Resonators abgebildet werden (s. Abb. 3.33) und es ist durch Abzählen der Knoten zwischen den Intensitätsmaxima möglich, die axiale Quantenzahl $q = 38$ zu bestimmen. Aus der Mikroskopaufnahme wird die axiale Verteilung der Intensität (s. Abb. 3.34, Punkte) ermittelt, indem die Werte der Belichtung entlang der vertikalen Spalten des Bildes aufsummiert werden. Zudem werden der Durchmesser $d_0 = 19 \mu\text{m}$ an der dicksten Stelle und die Krümmung $\Delta k = 2,8 \cdot 10^{-3} \mu\text{m}^{-1}$ mit der in Kapitel 3.4.1 beschriebenen Methode gemessen. Das Quadrat der zugehörigen axialen Wellenfunktion nach Gleichung 3.51 ist damit bis auf die Drehimpulsquantenzahl m und eine Normierung bestimmt.

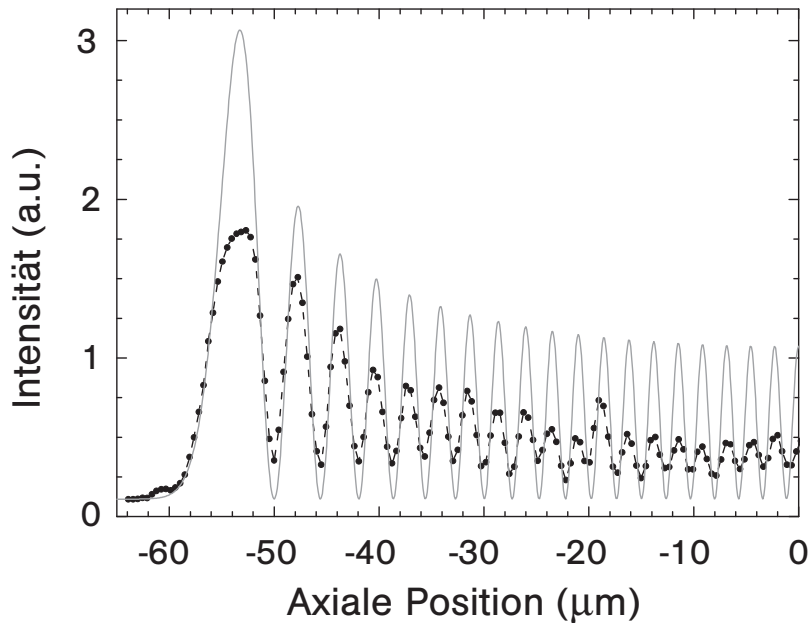


Abbildung 3.34: Intensität des aus dem Flaschenresonator gestreuten Lichts entlang der z -Achse des Resonators. (Punkte, mit gestrichelter Verbindung) Messung, ermittelt durch Integration der Intensität in den Spalten der Mikroskopaufnahme in Abb. 3.33, (durchgezogen) Quadrat der axialen Wellenfunktion mit $q = 38$, $m = 57$ unter Berücksichtigung aller geometrischen Parameter des Resonators, Normierung und Offset siehe Text.

Da das Mikroskop für $\lambda = 852$ nm Strukturen im Abstand von minimal $3 \mu\text{m}$ auflösen kann, sind die Peaks des gemessenen Signals verbreitert und überlappen. Demnach ist für die Normierung nicht das Maximum, sondern der Mittelwert zwischen Maximum und Minimum eines Peaks geeignet. Nur an der Kaustik ist $k_z = 0$ und damit eine Abstrahlung in Richtung des Objektivs gewährleistet. Die Aufnahme ist aber an dieser Stelle gesättigt und so wird der benachbarte Peak für die Normierung herangezogen. Zudem wird ein Untergrund von 0,11 Einheiten außerhalb der Mode bei $z = -64 \mu\text{m}$ abgelesen und zu der normierten Wellenfunktion addiert.

Die Quantenzahl m wird durch Anpassung des Quadrates der axialen Wellenfunktion ermittelt, dabei muss der Faktor c_r nach der Methode von Kapitel 3.3.2 für jedes mögliche m neu berechnet werden. Für $m = 57$ ergibt sich die beste Übereinstimmung von Theorie und Experiment (s. Abb. 3.34). Aus dem Fehler der Messung des Durchmessers von $\pm 1/2 \mu\text{m}$ ergibt sich für den Drehimpuls ein möglicher Bereich von $m = 56\text{--}59$. Es wurde schon gezeigt, dass das Licht in der Mitte des Resonators unter einem Winkel zur Richtung der Kamera abgestrahlt wird, so dass nicht mehr alles Licht aufgefangen

wird. Dies deckt sich mit der Beobachtung, dass die mittlere gemessene Intensität im Vergleich zum Mittel der theoretisch berechneten Kurve niedriger ist.

Für die erhaltenen Werte errechnet man die Lage der Kaustik nach Gleichung 3.56 zu $z_c = 55,9 \mu\text{m}$. Daraus erhält man nach Gleichung 3.36 den Radius an der Kaustik $r_c = 9,4 \mu\text{m}$ und würde für eine Flüstergalerie-Mode einen maximalen Drehimpuls von $m_{\text{max}} = 94$ erwarten (vgl. Kap. 3.3.2). In diesem Fall ist demnach eine Mode mit deutlich niedrigerem als dem maximalem Drehimpuls angeregt worden. Mit m und r_c kann man auch die radiale Wellenfunktion an der Kaustik berechnen. Demnach existieren $p = 9$ Maxima der Intensität innerhalb des Glases (p ist abhängig von m).

Auf diese Weise können also die (unabhängigen) Quantenzahlen einer Resonatormode bestimmt werden (hier: $q = 38$, $m = 57_{-1}^{+2} < m_{\text{max}}$). Diese Methode könnte auch für ein höheres k_z in der Resonatormitte verwendet werden, wenn man ein Objektiv höherer numerischer Apertur einsetzt. Dadurch würde man ebenso ein höheres Auflösungsvermögen erzielen. Ob dann aber eine Mode mit maximalem Drehimpuls angeregt wird, hängt vom Wellenvektor des anregenden Lichts und vom Durchmesser des Resonators an der Kaustik ab. Letztlich sollte die hier vorgestellte Methode jedoch dabei helfen, Moden mit maximalem Drehimpuls und folglich mit maximaler Güte gezielt anzuregen.

Kapitel 4

Resümee und Ausblick

In dieser Arbeit habe ich eine Ziehanlage für ultradünne Glasfasern aufgebaut und gezeigt, wie ultradünne Glasfasern hergestellt, mikrostrukturiert und zur Kopplung von Licht und Materie eingesetzt werden können. Dabei wurde durch meine analytische Modellierung des Ziehprozesses ermöglicht, Einfluss auf die Form der adiabatischen Übergänge zu nehmen. Der Herstellungsprozess wurde von mir so weit optimiert, dass selbst für einen Durchmesser von 500 nm noch eine Transmission von 97 % durch die Taille und die beiden Übergänge gemessen werden kann und auch ultradünne Glasfasern mit nur 100 nm Durchmesser hergestellt werden können.

Weiterhin habe ich gezeigt, dass sich ultradünne Glasfasern insbesondere dafür eignen, dünne auf ihrer Oberfläche abgeschiedene Filme zu untersuchen und die dafür ursächlichen Eigenschaften der Glasfasern herausgearbeitet. Auf diese Weise konnte ich Filme von PTCDA mit einer mittleren Bedeckung von etwa 1 % einer geschlossenen Monolage spektroskopieren und erstmals die Dynamik ihrer Agglomeration an Luft untersuchen.

Darüber hinaus habe ich zwei neuartige Typen von Resonatoren vorgestellt. Der eine basiert auf Bragg-Spiegeln, die durch Strukturierung einer 500 nm dicken Glasfaser mittels fokussiertem Ionenstrahl hergestellt werden und könnte für die Realisierung von einem Modenvolumen von Größenordnung einer Kubikwellenlänge eingesetzt werden. Der andere wird durch Erzeugung von zwei Mikrotailen auf einer 16 μm dicken Glasfaser hergestellt. Die Möglichkeiten zur Steigerung der Güte über den gemessenen Wert von $Q = 4 \cdot 10^5$ wurden von mir diskutiert und die besonderen Eigenschaften des Flaschenresonators nachgewiesen. Diese sind der hocheffiziente Energieübertrag bei der Anregung einer einzelnen Mode (99,3 %), die besondere Modengeometrie mit zwei räumlich getrennten Kaustiken, und die Abstimmbarkeit über mehr als einen freien Spektralbereich ($1,5\Delta\nu_{\text{FSR}}$). Abschließend habe ich eine Methode zum Bestimmen der Quantenzahlen einer Mode entwickelt.

Die Ergebnisse meiner Arbeit ermöglichen eine Vielzahl von neuen Experimenten, von denen einige im Folgenden beschrieben werden.

4.1 Nicht-lineare Optik

Die hohen erreichbaren Intensitäten der evaneszenten Felder ultradünner Glasfasern, die zudem über die gesamte Länge der Taille aufrecht erhalten werden (vgl. Kap. 2), legen Anwendungen in der nicht-linearen Optik nahe. Darüber hinaus könnten Übergänge weiter verkürzt werden, was für Anwendungen ultra kurzer Pulse, z. B. bei der Erzeugung von kohärentem Weißlicht [5, 104, 123], wichtig ist, damit die Pulse auf Grund der Dispersion im Glas zeitlich nicht zu sehr verbreitert werden. Mithilfe der Simulation von Faserprofilen könnte herausgefunden werden, wie man eine Faser z. B. mit in einem Ziehschritt variabler Geschwindigkeit bearbeiten muss, um eine periodische Modulation der Taillendicke zu erzeugen. Dies ermöglicht, Einfluss auf die Dispersion in der gesamten Taille zu nehmen und sie für spezielle Anwendungen zu optimieren [124].

4.1.1 Frequenzverdreifung

Ultradünne Glasfasern können zur direkten Frequenzverdreifung (THG, engl. *third harmonic generation*) eingesetzt werden [125]. Dafür wird das Licht eines gütegeschalteten Lasers mit einer Pulsdauer von etwa 1 ns und einer Peak-Leistung von der Größenordnung 1 kW in die Grundmode (HE_{11}) einer Glasfaser mit einer Dicke von etwa der halben Wellenlänge des Pumplichts gekoppelt. In der Fasertaille mit einer Länge im Bereich von Zentimetern könnte dann durch die nicht-lineare Suszeptibilität $\chi^{(3)}$ des Glases Licht mit der dreifachen Frequenz mit einer Effizienz von über 90 % erzeugt werden. Voraussetzung dafür ist die Modenanpassung für beide Wellenlängen, die dadurch realisiert werden kann, dass die Harmonische in einer höheren Mode (HE_{12}) geführt und die Propagationskonstante über den Durchmesser der Glasfaser angepasst wird. Die Leistung in der höheren Mode könnte dann durch einen gezielt nicht-adiabatischen Übergang in die Grundmode überführt werden, ähnlich wie es schon in Kapitel 1.5.1 beobachtet wurde.

In einer Standardmethode für die direkte Frequenzverdreifung wird ein Laserstrahl in einer Dampfzelle (z. B. Caesium) fokussiert, in der nicht-lineare Effekte auf Grund des $\chi^{(3)}$ -Koeffizienten nahe einer atomaren Resonanz verstärkt werden [126]. Diese Methode könnte durch den Einsatz ultradünner Glasfasern optimiert werden: Da ein Großteil der Leistung im evaneszenten Feld einer ultradünnen Glasfasern geführt wird, kann man die Nichtlinearität durch Gase in der unmittelbaren Umgebung der Glasfaser

erhöhen. Dadurch ist sogar eine effiziente Frequenzverdreifung für cw-Laserstrahlen denkbar, was Thema zukünftiger Projekte in Bonn sein soll.

4.2 Modeninterferometer

Durch nicht-adiabatischen Transfer von Licht in den Übergängen zur ultradünnen Glasfasertaille können höhere Moden angeregt werden (s. Kap. 1.5.1). Eine genaue Untersuchung und Herstellung der nötigen Form könnte eine gezielte Anregung spezifischer Moden ermöglichen, z. B. von HE_{11} und HE_{12} zu gleichen Teilen. Dabei ist die radiale Verteilung des Feldes abhängig von der jeweiligen Mode. So liegt das Maximum des Feldes für die HE_{11} -Mode im Faserzentrum und für die HE_{12} -Mode näher an der Faseroberfläche. Dort befindliche Materie wechselwirkt also stärker mit Licht in der HE_{12} -Mode. Das Licht in beiden Moden müsste im zweiten Übergang (umgekehrt wie im ersten Übergang) wieder zwischen Grundmode und erster angeregter Mode gemischt werden. Auf diese Weise soll in Bonn gezielt eine Art Mach-Zehnder-Interferometer aufgebaut werden, bei dem die Strahlteiler durch die Übergänge der Glasfaser und die beiden Strahlarme durch die zwei in der Taille geführten Moden realisiert werden.

4.3 Atomfalle um eine ultradünne Glasfaser

Die evaneszenten Felder könnten ebenfalls genutzt werden, um eine Dipolfalle für Atome im Vakuum aufzubauen [15]. Dafür würde man zwei Laserstrahlen in die Glasfaser koppeln. Die Frequenz des einen Laserstrahls muss dann rotverstimmt bezüglich der atomaren Resonanz sein, um eine attraktive Kraft auf die Atome auszuüben, die die Atome einfängt. Damit die Atome nicht auf die Oberfläche des Glases gezogen werden, benötigt man gleichzeitig ein repulsives Potential. Diese Aufgabe kann durch einen zweiten Laserstrahl mit blauverstimmtener Frequenz gelöst werden. Günstigerweise ist die radiale Eindringtiefe des Lichts in das Vakuum kleiner für eine höhere Frequenz bzw. kleinere Wellenlänge. Dadurch wird die repulsive Kraft erst für kleinere Abstände von den Atomen zur Glasfaser dominant. Auf diese Weise könnten Atome mit festem Abstand zur Oberfläche gefangen werden.

Abbildung 4.1 zeigt die in unserer Arbeitsgruppe berechnete potentielle Energie eines Cs-Atom als Funktion des Abstandes zur Faseroberfläche für einen Faserdurchmesser von $d = 500$ nm. Dabei wurde von einer Leistung von jeweils 30 mW der beiden eingekoppelten Laserstrahlen mit Wellenlängen von $\lambda_{\text{rot}} = 1064$ nm bzw. $\lambda_{\text{blau}} = 780$ nm und zirkularer Polarisation ausgegangen. Für Abstände unter 40 nm dominiert in diesem Fall die attraktive van-der-Waals Wechselwirkung. Durch die Wechselwirkung der Atome

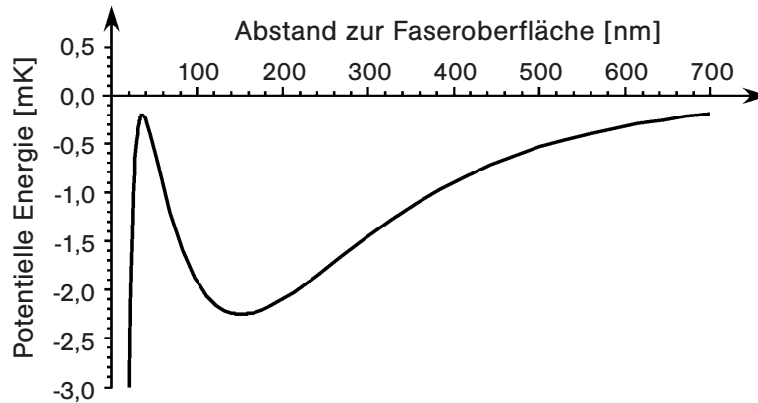


Abbildung 4.1: Potentielle Energie von Cs-Atomen in einer Atomfalle um eine ultradünne Glasfaser mit Durchmesser $d = 500$ nm für $\lambda_{\text{rot}} = 1064$ nm, $\lambda_{\text{blau}} = 780$ nm, zirkulare Polarisation und jeweils 30 mW Leistung.

mit den rot- und blauverstimmten Lichtfeldern, ist eine Falltiefe von etwa 2 mK im Abstand von 150 nm zur Faseroberfläche zu erwarten.

Da die Intensitätsverteilung der Grundmode einer stark führenden ultradünnen Glasfaser im Fall linearer Polarisation nicht mehr azimuthal symmetrisch ist [7], kann der Raumbereich, in dem Atome gefangen werden, auf zwei Linien parallel zur Faserachse begrenzt werden. Wenn man aus zwei gegenläufigen rotverstimmten Laserstrahlen eine Stehwelle erzeugt und die Frequenz des einen Laserstrahls zusätzlich durch z. B. einen akusto-optischen Modulator leicht verstimmt, so können die gefangenen Atome transportiert werden [127]. Diese Methode kann vermutlich auch für die faserbasierte Atomfalle eingesetzt werden und selbst wenn man die Fasertaille nicht gerade, sondern gebogen positioniert, müssten die Atome dem Verlauf der ultradünnen Glasfaser folgen.

4.4 Glasfaser-Quantenoptik

Mit Resonatoren aus den in Kapitel 3.1 vorgestellten Bragg-Spiegeln in der Fasertaille könnte ein sehr kleines Modenvolumen realisiert werden, zumal die Eindringtiefe des Lichts in einen Spiegel im Bereich von nur wenigen Mikrometern liegen sollte, da der Brechungsindexsprung von Schicht zu Schicht sehr groß ist. Zukünftige Anwendungen hängen hier jedoch sehr stark von der realisierten Reflektivität der Spiegel ab.

Die in Kapitel 3.2 vorgestellten Flaschenresonatoren besitzen vermutlich das größere Potential und sind derzeit wesentlich weiter entwickelt. Durch ihre

besonderen Eigenschaften ergeben sich viele mögliche Anwendungen in der Quantenoptik. Wenn die Güte z. B. durch Verwenden von reinerem Material auf $Q \geq 10^7$ gesteigert werden kann, so könnten sogar Experimente zur starken Kopplung von Licht und Materie im Rahmen der CQED (Resonator-Quantenelektrodynamik) durchgeführt werden.

4.4.1 Quelle für einzelne Photonen

Die realisierten Flaschenresonatoren haben in etwa die Dimensionen und damit das Modenvolumen aus Kap. 3.3.3. Demnach beträgt die Kopplungsstärke von einer Resonatormode und einem Caesiumatom (D2-Übergang) $g/2\pi = 90$ MHz [106]. Bei einer Linienbreite des Caesiums von $\gamma/2\pi = 5$ MHz und des Resonators von $\kappa/2\pi = 850$ MHz gilt also

$$\kappa > g > \gamma. \quad (4.1)$$

Dadurch eignen sie sich, um eine Quelle für einzelne Photonen zu realisieren. Hierfür benötigt man ein gefangenes angeregtes Atom, das in den Bereich einer Resonatormode gebracht wird. Dieses könnte z. B. durch eine geeignete Atomfalle um eine ultradünne Glasfaser geleistet werden (s. Kap. 4.3). Da $g > \gamma$, wird das Atom bevorzugt in die Resonatormode emittieren. Da weiterhin $\kappa > g$, wird das dabei entstandene Photon nicht vom Atom absorbiert, sondern es wird den Resonator verlassen. Wenn nun zusätzlich die Kopplung von der Resonatormode und einer Mode der Koppelfaser verglichen mit den intrinsischen Verlusten im Resonator groß ist, dann ist das einzelne Photon am Ausgang der Koppelfaser verfügbar für weitere Experimente. Eine Einzelphotonenquelle ist ein wichtiger Baustein für Experimente der Quantenkommunikation bzw. Quanteninformationsverarbeitung.

4.4.2 Schalten von einzelnen Photonen durch einzelne Photonen

Das Experiment der Einzelphotonenquelle könnte erweitert werden, indem eine zweite Koppelfaser eingesetzt wird (s. Abb. 4.2). Dies wird durch die Modengeometrie des Flaschenresonators im Vergleich zu Mikrokugeln erheblich vereinfacht, da zwei Kaustiken zum Koppeln zur Verfügung stehen (bei Mikrokugeln bzw. Mikrotori hingegen müssten beide Koppelfasern in der äquatorialen Ebene liegen und würden sich aufgrund ihrer dicken Endstücke gegenseitig behindern). Für dieses Experiment ist es erforderlich, einen Resonator höherer Güte einzusetzen, um starke Kopplung ($g \gg \kappa$, $g \gg \gamma$) zu erreichen.

In diesem Experiment wird ein Photon in Eingang X (s. Abb. 4.2a) mit einer zur Resonanz des Flaschenresonators leicht verschiedenen Frequenz nicht in

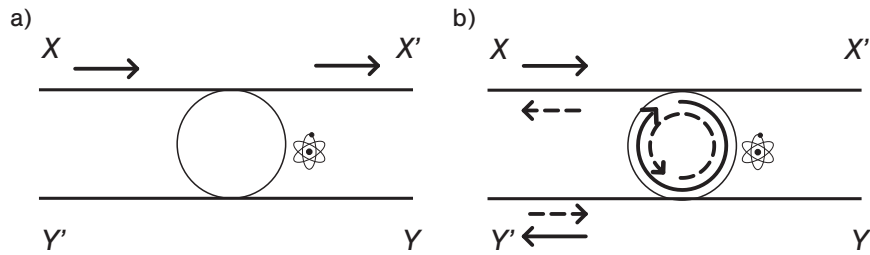


Abbildung 4.2: Schema zum Schalten von einzelnen Photonen durch einzelne Photonen, im Fall eines Flaschenresonators mit zwei Koppelfasern. (a) Ein Photon ist nur im Eingang X und erreicht Ausgang X' , (b) das Photon im Eingang X kann durch ein Photon in Y' von dem Ausgang X' auf den Ausgang Y' geschaltet werden.

die Resonatormode übertragen und ist am Ausgang X' detektierbar. Dieses Verhalten ändert sich dramatisch, wenn zu gleicher Zeit an Eingang Y' ein Photon ist (s. Abb. 4.2b). Dieses verursacht zusammen mit dem Photon in X im Rahmen der starken Kopplung eine höhere Verschiebung der Resonanzfrequenz des Systems, als ein Photon alleine. Wenn nun die ursprüngliche Verstimmung des Photons in X gleich groß zu diesem Effekt gewählt worden ist, so kann dieses Photon nun in den Resonator koppeln und bei geeigneter Stärke der Kopplung an den zweiten Wellenleiter an Ausgang Y' nachgewiesen werden. Der Weg des Photons an Eingang X könnte also in einem solchen Experiment durch ein anderes Photon an Eingang Y' vom Ausgang X' auf den Ausgang Y' geschaltet werden.

Anhang A

Vollständige Modellierung des Faserziehens

Für die Herstellung von ultradünnen Glasfasern verwendet man eine Heizquelle, typischerweise eine Gasflamme oder auch einen CO₂-Laserstrahl, um das Glas zu erhitzen. Dabei ist zu beachten, dass eine reale Heizquelle eine glockenförmige Temperaturverteilung besitzt. Daraus folgt eine Variation der Viskosität entlang der Faserachse und der Prozess des Faserziehens ist im Allgemeinen durch Fluidmechanik zu beschreiben [1].

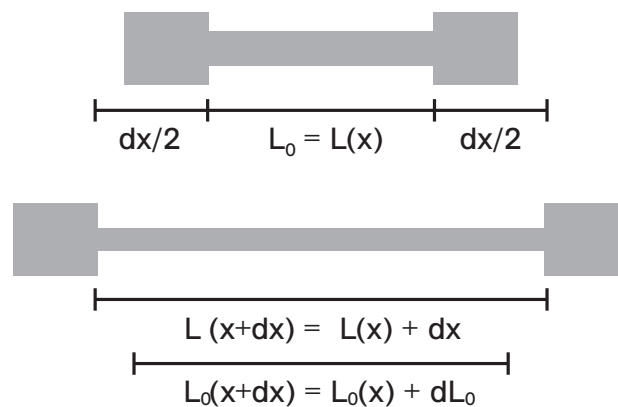


Abbildung A.1: Schema des Faserziehens. Material wird auf der Breite der Flamme L_0 erhitzt und durch Ziehen verlängert. Die Verlängerung der Faser dx verjüngt die Faser. Die Dehnung x beschreibt die kumulierte Verlängerung nach beiden Seiten der Faser und sollte nicht mit der z -Koordinate im Laborsystem verwechselt werden. Die Breite der Schmelzzone L_0 wird während der Verlängerung um $dL_0(x)$ vergrößert.

Nach Birks et al. [2] ist es jedoch in guter Näherung möglich, von einer ho-

mogen erhitzten zylindrischen Zone (Schmelzzone) der Länge L_0 auszugehen (s. Abb. A.1). Dabei kann $L_0(x)$ während des Ziehprozesses verändert werden, was durch die momentane Dehnung $x(t)$ parametrisiert wird. Dies ist später hilfreich, um Einfluss auf die Form der entstehenden Übergänge zu nehmen. Durch Ziehen an den Glasfaserenden wird die Faser dünner und um ihre Dehnung x länger. Dabei wird Material zu beiden Seiten aus der Schmelzzone gezogen und erstarrt. Dieses Material formt die Übergänge von der dicken zur dünnen Glasfaser mit einer Länge von jeweils $x/2$. Die Länge der Taille hängt von der Breite der Schmelzzone ab.

Das Material in der Schmelzzone der Länge $L(x) = L_0$ wird durch Strecken um dx auf die Länge $L(x + dx) = L(x) + dx$ verteilt (s. Abb. A.1). Während des Ziehprozesses werden die Effekte von thermischer Ausdehnung und Verdampfen des Glases vernachlässigt und folglich sind Masse und Volumen des erhitzten Glases erhalten. Demnach kann der Radius über

$$\pi r^2 L = V \quad \Rightarrow \quad r = \sqrt{\frac{V}{\pi L}} \quad (\text{A.1})$$

berechnet werden. Mit zweifacher Verwendung der Kettenregel erhält man

$$\frac{dr}{dx} = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{\pi L(x)}{V}} \cdot \frac{-V}{\pi L(x)^2} \cdot \frac{dL(x)}{dx} = -\frac{r}{2L(x)} \cdot \frac{dL(x)}{dx}. \quad (\text{A.2})$$

Diese Differentialgleichung hat als Lösung

$$r(x) = r_0 \exp\left(-\frac{1}{2} \int_0^x \frac{d\tilde{x}}{L(\tilde{x})}\right). \quad (\text{A.3})$$

Dieses Modell funktioniert nur dann, wenn die Zunahme der Flammenbreite dL_0 kleiner ist, als die momentane Verlängerung der Faser dx , also $dL_0 < dx$. Das bedeutet, dass Material aus der erhitzten Zone heraus gezogen wird. Dieses Material formt auf beiden Seiten den Übergang der Länge $x/2$ (vgl. Abb. 1.2). Für $dL_0 > dx$ würde die Flamme nicht mehr einen gleichmäßig dicken Zylinder erhitzen, sondern einen Zylinder mit Verdickungen an den Enden.

Zu jedem Zeitpunkt muss ein erhitzter Zylinder der Länge $L_0(x)$ betrachtet werden, der um dx verlängert wird. Wird eine große Verlängerung betrachtet, wie in Abb. A.1, so stimmen L und L_0 im Allgemeinen nicht überein. Das kontinuierliche Ziehen erfordert jedoch eine infinitesimale Betrachtung. Demnach weist das Material, das aus der Schmelzzone gezogen wird, immer den momentanen Zylinderradius auf und kühlt aus, sobald es die Schmelzzone verlässt. Demnach wird es nicht mehr verformt, was dazu führt, dass die Länge L der aktuellen effektiven Flammenbreite L_0 angepasst werden muss. Demzufolge muss $L(x)$ in Gleichung A.3 durch $L_0(x)$ ersetzt werden

$$r(x) = r_0 \exp\left(-\frac{1}{2} \int_0^x \frac{d\tilde{x}}{L_0(\tilde{x})}\right). \quad (\text{A.4})$$

Die finale Länge der Schmelzzone bestimmt dann die Länge der Fasertaille L_w (engl. *waist*)

$$L_w = L(x_{\max}). \quad (\text{A.5})$$

Für den einfachen Fall einer konstant breiten Flamme $L_0(x) = \text{const}$ erhält man einen exponentiellen Zusammenhang

$$r(x) = r_0 \exp\left(-\frac{x}{2L_0}\right). \quad (\text{A.6})$$

Daraus erhält man im Bereich des Übergangs das Profil $r(z)$ entlang der z -Achse, indem man $z = x/2$ einsetzt

$$r(z) = r_0 \exp\left(-\frac{z}{L_0}\right), \quad (\text{A.7})$$

wobei $z = 0$ an den letzten unbearbeiteten Punkt der Faser gelegt werden muss und z in Richtung der Taille größer wird.

Mit statischer und unveränderter Flamme erzeugt man folglich durch eine Verlängerung x eine dünne Taille mit dem Radius $r_w = r(x_{\max})$ und der Länge $L_w = L_0$, sowie zwei exponentielle Übergänge. Im Übergang nimmt der Radius über eine Strecke von $x/2 = L_0 \ln(r_0/r_w)$ exponentiell ab. Für die Herstellung einer dünnen (r_0/r_w groß) und zugleich langen (L_0 groß) Fasertaille erzeugt dieses Verfahren Übergänge von großer Länge und ist daher ungeeignet.

Durch geeignete *dynamische* Anpassung der Flammenbreite $L_0(x)$ können auch kürzere Übergänge hergestellt werden. Experimentell kann man die Breite der Schmelzzone dadurch verändern, dass man die Flamme entlang der Glasfaser hin und her bewegt [49]. Durch die Bewegung der Flamme wird aus der kontinuierlichen Flammenbreite $L_0(x)$ eine diskrete Größe $L_0(n)$, wobei n die Zahl der angefangenen Bewegungen nach rechts oder links ist. Die Gesamtzahl dieser Ziehschritte sei N . Je größer N , desto besser kann $L_0(x)$ durch $L_0(n)$ angenähert werden. Das erfordert entweder hohe Geschwindigkeiten der Flamme oder eine sehr lange Prozessdauer. In Gleichung A.22 (s.u.) stellt sich heraus, dass $L_0(n) = L_{w,n}$ eine geschwindigkeitsabhängige Größe ist und nur für $v_b \gg v_f$ mit dem Weg der Flamme übereinstimmt. Die benötigten $L_0(x)$ müssen zudem in vielen Fällen numerisch nach Gleichung A.4 berechnet werden [2].

Diese Problematik wird hier vereinfacht, indem ein analytischer Formalismus entwickelt wird, der die Verformung des Glases durch Ziehen in Anwesenheit einer bewegten Heizquelle simuliert. Für jeden Punkt auf der bearbeiteten Glasfaser wird der momentane Radius sowie die Position während des gesamten Ziehprozesses beschrieben. Dafür wird insbesondere die Bahnkurve (Trajektorie) eines Punktes, über den die Flamme gefahren wird, berechnet.

Dadurch kann man den Radius der Taille bestimmen und letztlich einen Algorithmus für eine Simulation entwickeln. Als Anwender benötigt man zudem die Möglichkeit ein Faserprofil (insbesondere Tailenlänge L_w und Radius r_w) mit adiabatischen Übergängen vorzugeben, welches von der Ziehanlage umgesetzt werden soll. Dafür werden die notwendigen Ziehparameter berechnet.

A.1 Bewegung des Brenners

Durch eine glockenförmige Temperaturverteilung in der Flamme wird die Glasfaser in der Mitte der Flamme am stärksten erhitzt. Dort wird sie also besonders weich und schnürt sich am stärksten ein, wenn an den Fasereenden gezogen wird. Demnach ist die Taille dann nicht homogen dick, sondern ist in der Mitte dünner. Wenn man jedoch die Flamme innerhalb eines Ziehschrittes relativ zur Glasfaser mit *konstanter Geschwindigkeit* um eine Strecke L bewegt, so erzeugt man auf Grund der Translationsinvarianz eine Schmelzzone mit einer Breite von etwa L und mit einem vernachlässigbaren Temperaturgradienten entlang der Fasertaille. Dieses Verfahren erhöht die Gleichförmigkeit der Taille.

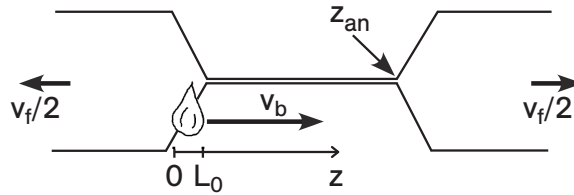


Abbildung A.2: Skizze zum Faserziehen mit translatierter Heizquelle mit Faserziehgeschwindigkeit v_f und alternierender Geschwindigkeit der Flamme bzw. des Brenners v_b . Die Flamme hat eine Breite von L_0 und wird in Richtung positiver z -Achse bewegt. z_{an} bezeichnet die Position vom Anschluss des Übergangs zur Taille.

Abbildung A.2 veranschaulicht den Ziehprozess, in dem mit der Geschwindigkeit v_f an der Faser gezogen wird und die Flamme bzw. der Brenner mit der Geschwindigkeit v_b relativ zur Faser bewegt wird. Dabei wechselt v_b nach jedem Ziehschritt das Vorzeichen und die Faser wird an ihren dicken Enden jeweils mit der halben Ziehgeschwindigkeit $v_f/2$ nach außen gezogen. Ein Punkt auf der Fasertaille wird dann für die Zeit t_h erhitzt, die er sich in der Flamme befindet. In dieser Zeit wird die Faser um $x = t_h v_f$ gedehnt. Damit erhält man nach Gleichung 1.12 den resultierenden Radius r_f aus dem Radius r_i der Faser vor dem Ziehschritt

$$r_f = r_i \exp\left(-\frac{t_h v_f}{2L_0}\right). \quad (\text{A.8})$$

Es gibt je nach Region der Faser drei Klassen von Punkten. Diese liegen

1. im nicht mehr zu bearbeitenden Teil der Glasfaser,
2. in einem in Ziehschritt n neu zu erzeugenden Abschnitt des Übergangs, der aus der vorher bestehenden Taille geformt wird,
3. in dem Bereich, aus dem in Ziehschritt n die neue Taille erzeugt wird.

Um überhaupt eine homogene Taille zu erzeugen, muss die Flamme einen vor ihr auf der Faser liegenden Punkt überholen können, also

$$v_b > v_f/2, \quad (\text{A.9})$$

denn nur dann ist die oben erwähnte Translationsinvarianz für eben diese Klasse von Punkten, die von der gesamten Flamme überstrichen werden, gewährleistet. Die zu den einzelnen Klassen gehörigen Heizzeiten werden bezeichnet mit:

1. $t_h = 0$, für Punkte, die im Ziehschritt von der Flamme nicht berührt werden
2. $t_h = t_a(z)$ bzw. $t_h = t_e(z)$ für Punkte, die sich am Anfang bzw. Ende des Ziehschrittes schon bzw. noch in der Flamme befinden und folglich nicht von der gesamten Flamme überstrichen werden. Die Heizzeit hängt von der genauen Lage des Punktes ab.
3. $t_h = t_0$, für Punkte auf der Taille, die im Ziehschritt von der gesamten Flamme überstrichen werden.

Die Geschwindigkeiten können in jedem Ziehschritt n einen anderen Betrag haben: $v_{b,n}$ und $v_{f,n}$. Daraus ergeben sich unterschiedliche Heizzeiten $t_{a,n}(z)$, $t_{e,n}(z)$ und $t_{0,n}$. Die Strecke, die die Flamme mit $v_{b,n}$ verfahren wird, wird mit L_n bezeichnet.

Genauso wie die Veränderung des Radius muss die zugehörige Position eines Punktes auf der Faserachse berechnet werden. Damit die Positionen der Faserpunkte nicht mit den Verlängerungen x verwechselt werden, wird für sie z verwendet. Die Bewegung der Flamme in jedem Schritt wird in Richtung positiver z -Achse gewählt. Der Ursprung wird dabei zu Beginn jeden Ziehschrittes in das äußere Ende der Flamme gelegt; der Anfang der Taille hat somit die Position L_0 (s. Abb. A.2).

Für jeden Schritt n kann die Position jeden Punktes z_n aus der vorherigen Position z_{n-1} errechnet werden.¹ Ein solcher Punkt bewegt sich im n -ten

¹Der sehr häufig auftretende Index n wird in diesem Unterkapitel überall notiert, damit ein Bezug zu den Ziehschritten $n-1$ und $n-2$ eindeutig hergestellt werden kann. In späteren Betrachtungen kann er weggelassen werden.

Schritt für eine Zeit $t_{\text{vor},n}$, bis die Flamme ihn mit der Geschwindigkeit $v_{b,n}$ erreicht, mit halber Ziehgeschwindigkeit $\frac{1}{2}v_{f,n}$ von der Flamme weg. Dann wird er eine Zeit $t_{h,n}$ lang erhitzt, wobei er sich um eine Strecke $z_{t_{h,n}}$ bewegt. Falls der Punkt auf der Taille liegt, ist die Heizzeit $t_{0,n}$ und die Strecke entsprechend $z_{t_{0,n}}$. Nach Verlassen der Flamme bewegt er sich für eine Zeit $t_{\text{nach},n}$ wieder mit $\frac{1}{2}v_{f,n}$ von der Flamme weg, diesmal in Richtung des Faserendes von dem die Flamme gekommen ist. Damit erhält man

$$z_n = z_{n-1} + \frac{1}{2}v_{f,n} \cdot t_{\text{vor},n} + z_{t_{h,n}} - \frac{1}{2}v_{f,n} \cdot t_{\text{nach},n} \quad (\text{A.10})$$

$$t_{\text{vor},n} = \begin{cases} 0 & , 0 \leq z_{n-1} < L_0 \\ \frac{z_{n-1} - L_0}{v_{b,n} - \frac{1}{2}v_{f,n}} & , L_0 \leq z_{n-1} \leq z_{\text{ende},n-1} \end{cases} \quad (\text{A.11})$$

$$t_{\text{nach},n} = \begin{cases} t_{\text{ende},n} - t_{0,n} - t_{\text{vor},n} & , 0 \leq z_{n-1} < z_{\text{an}_{n-1},n} \\ 0 & , z_{\text{an}_{n-1},n} \leq z_{n-1} \leq z_{\text{ende},n-1}. \end{cases} \quad (\text{A.12})$$

Dabei ist $t_{\text{ende},n}$ die Zeit, die der Ziehschritt dauert

$$t_{\text{ende},n} = \frac{L_n}{v_{b,n}}. \quad (\text{A.13})$$

Mit $z_{\text{an}_{n,n}}$ wird der Ort des Punktes auf der Faser bezeichnet, der Taille und Übergang nach Schritt n verbindet (s. Abb. A.2). Da in Gleichung A.10 jedoch erst die Koordinaten nach Schritt n ausgerechnet werden, benötigt man die Koordinate $z_{\text{an}_{n-1},n}$ des Punktes *vor* der Transformation durch den Ziehschritt n . Die doppelte Indizierung wird dadurch erforderlich, dass der Anschlusspunkt von Taille und Übergang in Schritt $n-1$ ein gänzlich anderer Punkt der Faser ist.

Nun soll $z_{\text{an}_{n-1},n}$ bestimmt werden. Das Ende des bearbeiteten Faserstückes liegt nach dem n -ten Schritt offensichtlich am äußeren Ende der Flamme und damit bei

$$z_{\text{ende},n} = L_0 + v_b \cdot t_{\text{ende}}. \quad (\text{A.14})$$

Das Stück der Breite L_0 , in dem die Flamme endet, hat keinen homogenen Radius, sondern bildet einen Abschnitt des Übergangs. Daher liegt das Ende der Taille und damit der Anschluss von Taille zu Übergang bei

$$z_{\text{an}_{n,n}} = z_{\text{ende}} - L_0 = v_b \cdot t_{\text{ende}} = L_n. \quad (\text{A.15})$$

Dieser Punkt legt, während die Flamme ihn im n -ten Schritt passiert, die Strecke $z_{t_{0,n}}$ zurück. Dies geschieht innerhalb der Zeit t_0 und der Ziehschritt ist nach der Zeit t_{ende} beendet. Bevor die Flamme den Punkt erreicht, wird er also für die Zeit $t_{\text{ende}} - t_0$ mit der Geschwindigkeit $\frac{1}{2}v_f$ bewegt. Vor Schritt n hat er folglich die Position

$$z_{\text{an}_{n-1},n} = z_{\text{an}_{n,n}} - z_{t_{0,n}} - (t_{\text{ende}} - t_0) \cdot \frac{1}{2}v_f. \quad (\text{A.16})$$

Die Position des Faserendes vor Schritt n ergibt sich analog

$$z_{\text{ende},n-1} = z_{\text{ende},n} - t_{\text{ende}} \cdot \frac{1}{2}v_f. \quad (\text{A.17})$$

Um die Länge der Taille zu bestimmen, muss auch der Faseranfang betrachtet werden. Der Koordinatenwert des Anfangs des bearbeiteten Faserstückes ist im n -ten Schritt um $\frac{1}{2}v_{f,n} \cdot t_{\text{ende}}$ verringert worden

$$z_{\text{anfang},n} = 0 - \frac{1}{2}v_{f,n} \cdot t_{\text{ende}}. \quad (\text{A.18})$$

Der Anfang der Taille $t_{ta,n}$ hingegen liegt dort, wo der erste Punkt auf der Taille, der vorher gerade am Rand der Flamme bei L_0 lag, die Flamme wieder verlassen hat. Nach dem Heizen erfolgt für eine Zeit $t_{\text{ende}} - t_0$ eine Translation mit $-\frac{1}{2}v_{f,n}$, so dass der Ort des Tailleanfangs gegeben ist durch

$$z_{ta,n} = L_0 + z_{t_0,n} - \frac{1}{2}v_{f,n}(t_{\text{ende}} - t_0). \quad (\text{A.19})$$

Betrachtet man den Punkt hinter der Flamme vor und nach dem Ziehschritt, so hat er sich gerade um $z_{t_0,n}$ bewegt. Da diese Größe gleich $v_{b,n} \cdot t_0$ sein muss, kann man für den Ort des Tailleanfangs alternativ schreiben

$$z_{ta,n} = L_0 - \frac{1}{2}v_{f,n} \cdot t_{\text{ende}} + (v_{b,n} - \frac{1}{2}v_{f,n}) \cdot t_0. \quad (\text{A.20})$$

In den Grenzfällen eines schnell oszillierenden und eines relativ zur Faser ruhenden Brenners liegt der Tailleanfang mit Gl. A.13 und $L_0 \approx v_{b,n} \cdot t_0$ an der Position

$$z_{ta,n} \approx \begin{cases} 0 & , v_{b,n} \gg v_{f,n} \\ L_0 - L_n & , v_{b,n} = \frac{1}{2}v_{f,n} \end{cases}. \quad (\text{A.21})$$

Aus den Gleichungen A.15 und A.20 erhält man die Länge L_w der Taille

$$L_{w,n} = z_{\text{an},n} - z_{ta,n} = L_n - [L_0 + z_{t_0,n} - \frac{1}{2}v_f(t_{\text{ende}} - t_0)], \quad (\text{A.22})$$

$$L_w \approx \begin{cases} L_n & , v_{b,n} \gg v_{f,n} \\ 2L_n - L_0 & , v_{b,n} = \frac{1}{2}v_{f,n} \end{cases}. \quad (\text{A.23})$$

Aus der letzten Beziehung kann man für eine langsam bewegte Flamme ableiten, dass man eine homogene Taille nur dann erhält ($L_w > 0$), wenn der Weg der Flamme L_n größer als die halbe Flammenbreite ist ($L_n > L_0/2$). Dieser theoretische Wert ist eng mit dem idealisierten rechteckigen Temperaturprofil verknüpft. Ein reales Temperaturprofil ist eher glockenförmig um die Mitte der Flamme und nicht auf die effektive Flammenbreite begrenzt. Durch die Translation um L_n wird an jeder Faserposition die Heizleistung integriert. Ist $L_n > L_0$, so erhält man im Mittel wieder eine homogene Verteilung. Für die Praxis kann man daraus eine Faustregel ableiten: *Der Weg des Brenners sollte länger als die Breite der Flamme sein.*

A.2 Bewegungsgleichungen

Um die Rechnungen aus Kap. A.1 durchführen zu können, benötigt man die Heizzeit $t_{h,n}$, die ein beliebiger Punkt auf der Faser erhitzt wird. Währenddessen verändert sich seine Position im Laborsystem um $z_{t_h,n}$. Beide Größen können aus den Bewegungsgleichungen dieses Systems gewonnen werden. Dabei wird zunächst die Heizzeit für die Taille $t_{h,n} = t_{0,n} = t_0$ berechnet, wobei in diesem Abschnitt für eine bessere Übersicht der Index n für die Nummer des Ziehschrittes weggelassen wird.

Zunächst wird die Flammenmitte $z_m(t)$ betrachtet. Diese bewegt sich linear mit der Geschwindigkeit v_b (vgl. Abb. A.2) und man erhält für die momentane Position

$$z_m(t) = v_b \cdot t + \frac{L_0}{2}. \quad (\text{A.24})$$

Ein Punkt $z(t)$ auf der Faser vor bzw. hinter der Flamme muss sich mit $\frac{1}{2}v_f$ bzw. $-\frac{1}{2}v_f$ bewegen. Für z innerhalb der Flamme wird angenommen, dass die Geschwindigkeit zwischen den beiden Randwerten linear reduziert wird. Mit der Bezeichnung $\dot{z}(t)$ für die zeitliche Ableitung des Ortes gilt

$$\dot{z}(t) = \begin{cases} \frac{1}{2}v_f & , z > z_m + \frac{L_0}{2} \\ \frac{z(t) - z_m(t)}{L_0} \cdot v_f & , z_m - \frac{L_0}{2} < z < z_m + \frac{L_0}{2} \\ -\frac{1}{2}v_f & , z < z_m - \frac{L_0}{2} \end{cases}. \quad (\text{A.25})$$

Nichttrivial ist hier nur zweite Fall. Setzt man dort die Bewegung der Flammenmitte nach Gl. A.24 ein, so erhält man die Bewegungsgleichung in Laborkoordinaten für einen Faserpunkt $z(t)$, der sich innerhalb der Flamme bewegt

$$\dot{z}(t) = \frac{v_f}{L_0} \left(z(t) - v_b \cdot t - \frac{L_0}{2} \right). \quad (\text{A.26})$$

Durch die Substitution

$$y(t) = z(t) - v_b \cdot t - \frac{L_0}{2} \quad (\text{A.27})$$

$$\Rightarrow \dot{y}(t) = \dot{z}(t) - v_b \quad (\text{A.28})$$

bewegt sich das Koordinatensystem mit der Flammenmitte mit, d. h. $y(t) \in [-\frac{L_0}{2}, \frac{L_0}{2}]$ liegt für die Zeit des Ziehschrittes innerhalb der Flamme. Damit erhält man eine einfachere Differentialgleichung

$$\dot{y}(t) = \frac{v_f}{L_0} y(t) - v_b, \quad (\text{A.29})$$

die durch den Ansatz

$$y(t) = \alpha \cdot \exp\left(\frac{v_f}{L_0} t\right) + \frac{L_0}{v_f} v_b \quad (\text{A.30})$$

$$\Rightarrow \dot{y}(t) = \frac{v_f}{L_0} \cdot \alpha \cdot \exp\left(\frac{v_f}{L_0} t\right) \quad (\text{A.31})$$

gelöst wird. Aus der Randbedingung, dass der Startpunkt vor der Flamme liegt, kann der Parameter α bestimmt werden

$$z(t=0) = y(t=0) + \frac{L_0}{2} \stackrel{!}{=} L_0 \quad (\text{A.32})$$

$$\Rightarrow \alpha = L_0 \left(\frac{1}{2} - \frac{v_b}{v_f} \right). \quad (\text{A.33})$$

Durch Rücktransformation in das Laborsystem, also durch Einsetzen der Gleichungen A.30 und A.33 in Gl. A.27, erhält man die Lösung der Bewegungsgleichung

$$z(t) = L_0 \left(\frac{1}{2} - \frac{v_b}{v_f} \right) \cdot \exp\left(\frac{v_f}{L_0} t\right) + \frac{L_0}{v_f} \cdot v_b + v_b \cdot t + \frac{L_0}{2} \quad (\text{A.34})$$

$$\Rightarrow \dot{z}(t) = \left(\frac{v_f}{2} - v_b \right) \cdot \exp\left(\frac{v_f}{L_0} t\right) + v_b. \quad (\text{A.35})$$

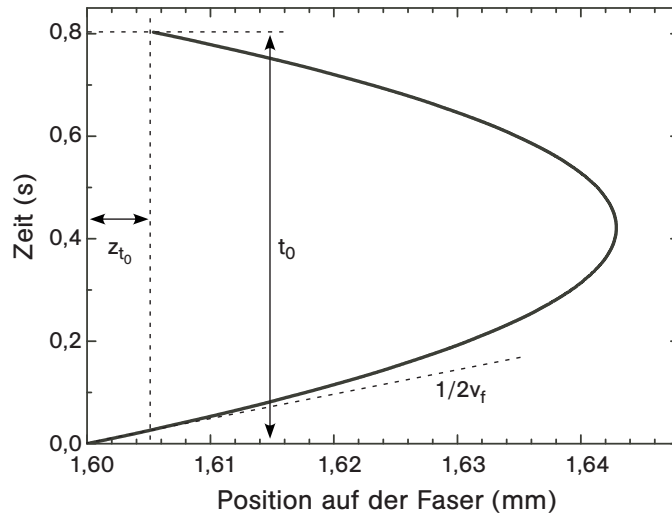


Abbildung A.3: Trajektorie eines unmittelbar vor der Flamme liegenden Faserpunktes für typische Parameter ($L_0 = 1,6$ mm, $v_f = 0,4$ mm/s, $v_b = 2$ mm/s). Auf der Abszisse ist wie in den vorigen Abbildungen die z -Koordinate aufgetragen, die Zeit t folglich auf der Ordinate. Während der Zeit t_0 überstreicht die Flamme den Punkt, der danach um z_{t_0} versetzt ist.

Abbildung A.3 zeigt eine solche Trajektorie für beispielhafte Parameter. Interessant daran ist, wie sich jeder Punkt auf der Faser beim Eintritt in die Flamme zunächst noch in Richtung der Flamme bewegt und bis zum Austritt den Betrag seiner Geschwindigkeit umkehrt ($\frac{1}{2}v_f \rightarrow -\frac{1}{2}v_f$). Dabei verändert er seine Position in der Zeit t_0 um z_{t_0} .

Die Heizzeit t_0 eines Punktes auf der Taille erhält man aus der Randbedingung, dass die Geschwindigkeit in Gl. A.35 beim Verlassen der Flamme gerade $\frac{1}{2}v_f$ sein muss

$$t_0 = \frac{L_0}{v_f} \ln \left(\frac{2v_b + v_f}{2v_b - v_f} \right). \quad (\text{A.36})$$

Auf diese Weise kann man die Heizzeit t_0 aus den Ziehparametern v_b , v_f und L_0 bestimmen. Für kleine Faserziehgeschwindigkeiten bzw. grosse Brennergeschwindigkeiten sieht man mithilfe der Regel von l'Hôpital, dass, wie man intuitiv erwarten würde, gilt

$$t_0 \stackrel{v_f \rightarrow 0}{=} \frac{L_0}{v_b}. \quad (\text{A.37})$$

Die Heizzeit t_e eines Punktes z in dem Übergang, in dem die Flamme den Ziehschritt beendet ($z > z_{\text{an},n} = L_n$, s. Gl. A.15), erhält man aus folgender Überlegung: Die Flamme überstreicht einen solchen Punkt nicht vollständig. Stattdessen legt sie während der Heizzeit t_e die Strecke $z - L_n$ weniger zurück, während sie sich dem Faserende mit der Geschwindigkeit $v_b - \frac{1}{2}v_f$ nähert. Folglich ist die Zeit t_e gegeben durch

$$t_e(z) = t_0 - \frac{z - L_n}{v_b - \frac{1}{2}v_f}. \quad (\text{A.38})$$

Für die Heizzeit t_a eines Punktes im anderen Übergang ($z < L_0$) kann man sich wie für Gl. A.25 überlegen, dass der Punkt z die Geschwindigkeit $z/L_0 \cdot v_f - \frac{1}{2}v_f$ hat. Setzt man dies in Gleichung A.35 ein, so erhält man die Zeit t_v , die ein Punkt im Ziehprozess benötigt, um an diese Stelle in der Flamme zu gelangen. Um diese Zeit ist die Heizzeit t_a ausgehend von t_0 gerade reduziert ($t_a = t_0 - t_v$) und man erhält

$$t_a(z) = t_0 - \frac{L_0}{v_f} \ln \left(\frac{v_b + \frac{1}{2}v_f - \frac{z}{L_0} \cdot v_f}{v_b - \frac{1}{2}v_f} \right). \quad (\text{A.39})$$

Offensichtlich unterscheiden sich die Zeiten t_a und t_e , so dass die sich entsprechenden Punkte in den Übergängen unterschiedlich lang geheizt werden, was für das resultierende exponentielle Profil (nach Gl. A.8) jedoch praktisch kaum ins Gewicht fällt.

Damit können die Positionen aller Punkte auf der Glasfaser für alle N Schritte als Funktion der Ziehparameter v_b , v_f , L_0 und L_n bestimmt werden.

A.3 Radiusentwicklung

Zu den Positionen der Faserpunkte (s. Kap. A.1 und A.2) werden nun die zugehörigen Radien berechnet. Dafür setzt man die Heizzeiten $t_h = t_0$, t_a , t_e

in Gleichung A.8 ein. Für einen beliebigen Schritt n ist dann

$$r_n = r_{n-1} \cdot \exp\left(\frac{-t_{h,n} \cdot v_{f,n}}{2L_0}\right). \quad (\text{A.40})$$

Für die Bestimmung des Radius der Taille ist es sehr nützlich, diese Form mit Gl. A.36 weiter zu vereinfachen

$$r_n = r_{n-1} \cdot \sqrt{\frac{2v_{b,n} - v_{f,n}}{2v_{b,n} + v_{f,n}}}. \quad (\text{A.41})$$

Diese rekursive Formel haben auch Leon-Saval et al. in etwa zeitgleich gefunden und ohne Angaben zur Herleitung veröffentlicht [5]. Für N Schritte erhält man aus dem anfänglichen Radius r_0 der Glasfaser den Radius der Fasertaille $r_N = r_w$

$$r_w = r_0 \cdot \prod_{n=1}^N \sqrt{\frac{2v_{b,n} - v_{f,n}}{2v_{b,n} + v_{f,n}}}. \quad (\text{A.42})$$

Am einfachsten ist es, Fasern mit gleich bleibenden Geschwindigkeiten zu ziehen, dann erhält man

$$r_w = r_0 \cdot \left(\sqrt{\frac{2v_b - v_f}{2v_b + v_f}}\right)^N. \quad (\text{A.43})$$

Wenn man den Ziehprozess eher dem Model der variablen Flammenbreite anpassen will, wählt man ein in allen Schritten unveränderliches und grosses $v_b \gg \frac{1}{2}v_f$. Dann erhält man aus Gl. A.41 mit Gl. A.37 für veränderliche v_f

$$r_w = r_0 \cdot \exp\left(\frac{-\sum_{n=1}^N v_{f,n}}{2v_b}\right). \quad (\text{A.44})$$

Diese Gleichung geht für zusätzlich unveränderliches v_f über in

$$r_w = r_0 \cdot \exp\left(\frac{-Nv_f}{2v_b}\right). \quad (\text{A.45})$$

Das ist eine Form, die sich mit der Näherung $L_0 \approx v_b t_0$ (Gl. A.37) auch aus der N -mal angewendeten Gleichung A.8 ergibt und bestätigt somit die vorangegangenen Berechnungen.

A.4 Algorithmische Beschreibung

Die Gleichungen für eine komplette Faserproduktion zu lösen, ist sehr aufwändig und wird daher von einem speziell entwickelten Computerprogramm

übernommen. Darin werden nacheinander alle Ziehschritte einzeln abgearbeitet. Dazu bekommt die Faser in jedem der n Schritte M Marker im Abstand von $l_{i,n}$, $i = 1..M$ und jedem wird ein Radius $r_{i,n}$ zugeordnet (vgl. Abb. A.4). Da das Glas der ursprünglichen Faser um den Faktor $r_0^2/r_w^2 = 10^4 \cdot 10^6$ gestreckt wird, werden sehr viele Marker benötigt, was die Rechenzeit stark erhöht. Daher ist es zweckmäßig, die Taille nach jedem Schritt durch neue Marker zu unterteilen. Dadurch reduziert sich die Anzahl der notwendigen Marker auf wenige hundert.

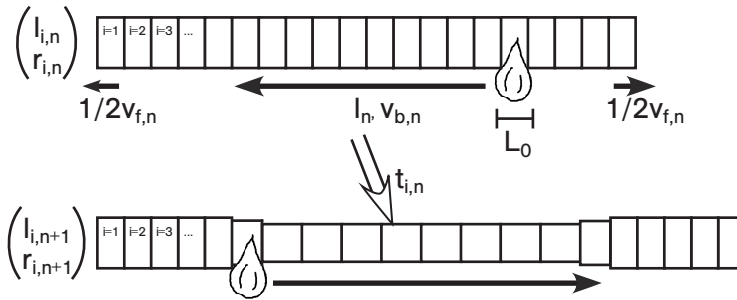


Abbildung A.4: Schema des Algorithmus der Simulation. Die Faser bekommt in jedem Ziehschritt n Marker im Abstand l_i und jedem wird ein Radius r_i zugeordnet.

Aus den frei wählbaren Ziehparametern $v_{b,n}$, $v_{f,n}$ und L_n zusammen mit dem Parameter der Flamme L_0 werden die Heizzeiten $t_{0,n}$, $t_{e,n}$ und $t_{a,n}$ entlang der Faser berechnet (Gln. A.36, A.38, A.39). Daraus erhält man mit Gl. A.40 und dem anfänglichen Radius r_0 der Faser die zugehörigen Radien. Die Länge der Fasertaille wird nach Gl. A.22 bestimmt.

Für die Berechnung der neuen Markerpositionen wird Gl. A.10 verwendet, wobei noch für jeden Ziehschritt n die Strecke, die ein Punkt während des Heizens zurücklegt, explizit berechnet werden muss. Hierfür setzt man für $z(t)$ Gleichung A.34 an

$$z_{t_h} = z(t_{\text{nachher}}) - z(t_{\text{vorher}}). \quad (\text{A.46})$$

Auf der Taille gilt

$$z_{t_0} = z(t_0) - z(t = 0) = z(t_0) - L_0 \quad (\text{A.47})$$

und mit der Heizzeit t_0 erhält man einfach

$$z_{t_0} = v_b t_0 - L_0. \quad (\text{A.48})$$

In den Übergängen erhält man lange Ausdrücke für z_{t_e} und z_{t_a} , für die der Lösungsweg hier nur schematisch dargelegt werden soll. Für den Übergang,

in den die Flamme am Ende des Ziehschrittes hinein gefahren wird, kann man analog zu Gl. A.47 die Gleichung

$$z_{t_e} = z(t_e) - z(t = 0) \quad (\text{A.49})$$

aufstellen. Für den Übergang, aus dem die Flamme am Anfang des Ziehschrittes heraus gefahren wird, muss man jedoch anders vorgehen, da der Marker eine Position hat, die sich zu Beginn des Ziehschrittes schon in der Flamme befindet und nur noch die Zeit t_a lang geheizt wird. Der Marker startet also seine Trajektorie durch die Flamme schon auf der Position $z(t_0 - t_a)$. Mit Gl. A.47 folgt

$$z_{t_a} = z(t_0) - z(t_0 - t_a) = z_{t_0} + L_0 - z(t_0 - t_a). \quad (\text{A.50})$$

Diese Rechnungen müssen für jeden der N Schritte ausgeführt werden und man erhält ein vollständiges Faserprofil. Abbildung A.5 zeigt ein solches Profil nach $N = 1, 2, 3$ Schritten für $r_0 = 62,5 \mu\text{m}$, $L_0 = 1,6 \text{ mm}$, $v_f = 0,4 \text{ mm/s}$, $v_b = 2 \text{ mm/s}$ und $L_n = 10 \text{ mm}$. Man kann gut erkennen, dass die Tailenlänge wie nach Gl. A.22 erwartet etwas kürzer als L_3 ist. Ebenso fällt auf, dass die Übergänge der einzelnen Schritte nicht aneinander anschließen. Stattdessen verbleiben Stufen. Je nach Wahl von L_n kann es auch sein, dass Abschnitte der Übergänge überlappen. Dort würde die Faser länger erhitzt und das Faserprofil steiler sein, was der Adiabasie des Übergangs abträglich wäre. Folglich müssen die Strecken L_n so angepasst werden, dass sich die Abschnitte der Übergänge lückenlos aneinander fügen.

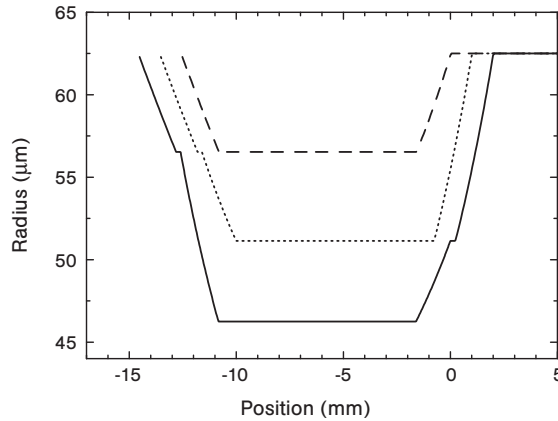


Abbildung A.5: Simulation des Faserprofils. Für jeden Ziehschritt zeigt eine Kurve den Radius als Funktion der Position entlang der Faser. Die Kurven zeigen das resultierende Faserprofil nach $n = 1, 2, 3$ Schritten (gestrichelt, gepunktet, durchgezogen) für $r_0 = 62,5 \mu\text{m}$, $L_0 = 1,6 \text{ mm}$, $v_f = 0,4 \text{ mm/s}$, $v_b = 2 \text{ mm/s}$ und $L_n = 10 \text{ mm}$.

A.5 Experimentelle Ziehparameter

Für die Anwendung ist es sehr hilfreich, ein Faserprofil und damit insbesondere den Radius und die Länge der Taille sowie die Form für den adiabatischen Übergang, vorzugeben und daraus die benötigten Ziehparameter berechnen zu können. Man benötigt also die Strecken L_n , die die Flamme verfahren wird und die Geschwindigkeit v_f , mit der die Faser gestreckt wird. Die Geschwindigkeit der Flamme v_b kann in diesem Fall frei gewählt werden und hängt nur von den Grenzen des experimentellen Aufbaus ab. Ebenso wird die Anzahl N der Ziehschritte sowie in jedem Schritt die relative Änderung des Radius gewählt

$$c_n := \frac{r_{n-1} - r_n}{r_{n-1}}. \quad (\text{A.51})$$

Mithilfe von Gleichung A.41 kann man direkt die zugehörigen Ziehgeschwindigkeiten berechnen

$$v_{f,n} = 2v_{b,n} \cdot \frac{1 - (1 - c_n)^2}{1 + (1 - c_n)^2}. \quad (\text{A.52})$$

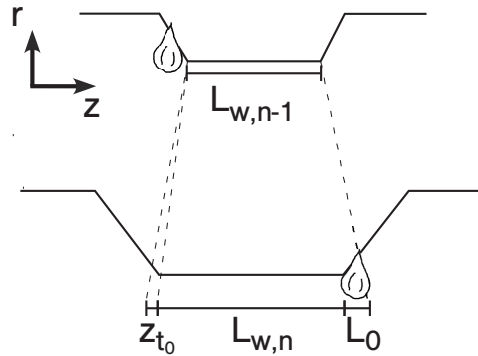


Abbildung A.6: Skizze zur Erzeugung einer neuen Taille in Ziehschritt n .

Für die Berechnung der Strecken L_n , die für lückenlos angeschlossene Übergänge benötigt werden, führt man diese auf die Länge der Taille $L_{w,n}$ zurück. Dazu setzt man Gleichung A.48 in Gl. A.22 ein und erhält

$$L_n = \frac{L_{w,n} + (v_b + \frac{1}{2}v_f) \cdot t_0}{1 + \frac{1}{2}v_f/v_b}. \quad (\text{A.53})$$

Die benötigten Längen der Taille $L_{w,n}$ können rekursiv aus der finalen Tailenlänge $L_{w,N} = L_w$ berechnet werden. Dieser Prozess ist in Abbildung A.6 schematisch dargestellt. Im n -ten Schritt wird die bestehende Taille unter

Volumenerhaltung verlängert. Eine Region auf der Taille der Länge l_{n-1} wird um den Faktor $s_{w,n}$ gestreckt

$$s_{w,n} = \frac{l_n}{l_{n-1}} = \frac{r_{n-1}^2}{r_n^2}. \quad (\text{A.54})$$

Am Ende dieses Schrittes soll das vordere Ende der Flamme gerade den alten Übergang berühren. Damit wird ein neuer Abschnitt des Übergangs der Breite L_0 erzeugt, das an den bestehenden Übergang anschließt. Dieses wird in Ziehschritt n nur während der Zeit verjüngt, die verstreicht, bis die Flammenmitte die Position die Mitte des neuen Abschnittes des Übergangs erreicht hat und damit den Übergang überdeckt. Das ist gerade halb so lange wie für Regionen der Länge L_0 auf der Taille, die auch dann verjüngt werden, wenn die Flamme sie wieder verlässt. Der Abschnitt des Übergangs der Länge L_0 hat also verhältnismäßig mehr Volumen, und damit im Mittel einen größeren Radius

$$\langle r_{ue} \rangle = r_n \cdot \sqrt{\frac{s_{w,n} - 1}{2} + 1} = \sqrt{\frac{1}{2} (r_{n-1}^2 + r_n^2)}. \quad (\text{A.55})$$

Für die gesamte Tailenregion gilt dann mit Gl. A.54 und unter Erhaltung des Volumens

$$L_{w,n-1} = \frac{r_n^2}{r_{n-1}^2} \left(L_{w,n} + \frac{L_0}{2} \right) + \frac{L_0}{2}. \quad (\text{A.56})$$

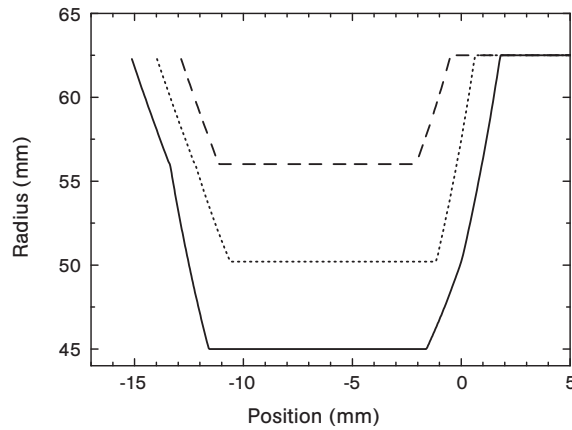


Abbildung A.7: Faserprofil für angepasste Parameter nach $n = 1, 2, 3$ Schritten (gestrichelt, gepunktet, durchgezogen). Das Profil von Abb. A.5 wurde optimiert. Für $r_0 = 62,5 \mu\text{m}$, $L_0 = 1,6 \text{ mm}$, und $v_b = 2 \text{ mm/s}$ wurden für einen Radius von $r_w = 45 \mu\text{m}$ berechnet: $v_f = 0,436 \text{ mm/s}$ und $L_n = 9,771, 10,150, 10,623 \text{ mm}$.

Damit sind alle Parameter berechnet, um glatte Übergänge zu erzeugen. Beispielfähig ist dies in Abbildung A.7 dargestellt. Dabei wurden die Strecken für

die Flamme L_n nach den Gleichungen A.53 und A.56 berechnet. Die Ziehgeschwindigkeit v_f wurde nach Gl. A.43 so gewählt, dass genau der gewünschte Radius $r_w = 45 \mu\text{m}$ nach $N = 3$ Schritten erzeugt wird

$$v_f = 2v_b \cdot \frac{1 - (r_w/r_0)^{2/N}}{1 + (r_w/r_0)^{2/N}}. \quad (\text{A.57})$$

Die in den Schritten 1 und N erzeugten Abschnitte der Übergänge haben eine etwas geringere Steigung, da sie im Gegensatz zu allen anderen nur einmal von der Flamme bearbeitet werden. Üblicherweise werden die Fasern jedoch vielfach dünner und mit $N \approx 100$ Ziehschritten hergestellt. Dann sind die Abweichungen des Übergangs zu Anfang und Ende des Ziehprozesses vernachlässigbar.

Die Länge der gesamten bearbeiteten Faser kann man aus der Simulation erhalten. Sie kann aber auch anhand der Länge der Taille abgeschätzt werden. In jedem Ziehschritt wird der Übergang auf einer Seite um L_0 verlängert, im ersten Ziehschritt sogar auf beiden Seiten, woraus eine Verlängerung um $2L_0$ folgt. Alle Abschnitte der Übergänge, bis auf den letzten, werden noch einmal gestreckt, während die Flamme im folgenden Ziehschritt heraus fährt. Diese Streckung ist typischerweise kleiner also $0,1L_0$ und wird hier vernachlässigt, um eine intuitiv verständliche Größe zu erhalten

$$L_{\text{total},N} \gtrsim (N + 1)L_0 + L_w. \quad (\text{A.58})$$

Mit dieser Methode können nun Radius und Länge der Taille beliebig eingestellt und der Übergang ohne Stufen erzeugt werden. Abbildung A.8 zeigt beispielhaft ein Profil für eine Faser mit Taillenradius $0,25 \mu\text{m}$ und Länge 3 mm . Dabei sind die Parameter $r_0 = 62,5 \mu\text{m}$, $L_0 = 1,6 \text{ mm}$, und $v_b = 2 \text{ mm/s}$. Daraus folgt $v_f = 0,440 \text{ mm/s}$ und ein angepasstes L_n für jeden Ziehschritt. Die Kurven zeigen die Profile nach $n = 10, 20, 30, 40, 50$ Ziehschritten. Die Festlegung der Ziehgeschwindigkeit hat zur Folge, dass der Verlauf des Radius in den Übergängen exponentiell ist. Ebenso erhält man damit eine konstante relative Änderung des Radius, was die mit höherem n zunehmend dicht liegenden Kurven im Graphen erklärt. Man erkennt ebenfalls, dass der Faserradius für dieses Profil nahe der Taille nur sehr langsam ansteigt.

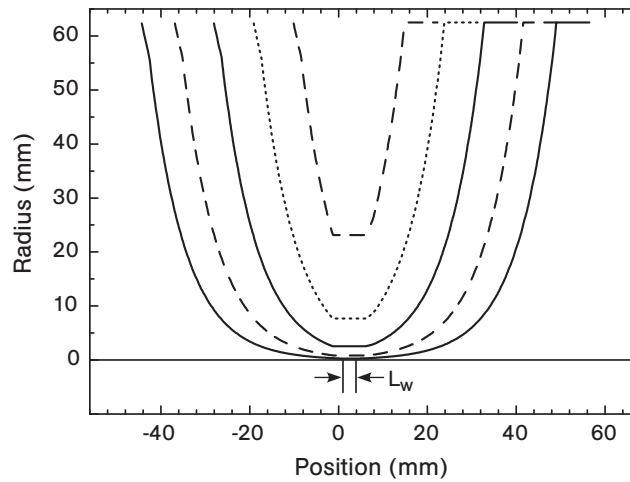


Abbildung A.8: Beispielhaftes exponentielles Faserprofil einer ultradünnen Glasfaser. Mit den Parametern $N = 50$, $r_0 = 62,5 \mu\text{m}$, $L_0 = 1,6 \text{ mm}$, und $v_b = 2 \text{ mm/s}$ wurde für einen Radius von $r_w = 0,25 \mu\text{m}$ berechnet: $v_f = 0,440 \text{ mm/s}$. Die Kurven zeigen die Profile nach $n = 10, 20, 30, 40, 50$ Ziehritten (von oben nach unten: gestrichelt, gepunktet, durchgezogen, gestrichelt, durchgezogen).

A.6 Design adiabatischer Übergänge

Um adiabatische und dennoch kurze Übergänge zu erzeugen, ist es erforderlich, Einfluss auf die Form des Übergangs zu nehmen. Hier wird eine Methode entwickelt, um einen linearen Übergang zu erzeugen und Übergänge verschiedener Steigung aneinander zu setzen. Im Bereich von mittleren Radien, in dem viele Moden koppeln können (vgl. Abb. 1.4) wird eine geringere Steigung angesetzt.

Zunächst wird der Abschnitt eines Übergangs betrachtet, der am Ende des $n-1$ -ten Schrittes erzeugt wird (s. Abb. A.9, oberer Teil). Er hat eine Länge von L_0 und der Radius ändert sich um $r_{n-2} - r_{n-1}$. Am Anfang des n -ten Schrittes (s. Abb. A.9, unterer Teil) wird der Radius weiter auf r_n reduziert und der Übergang auf L_{ue} verlängert. Ein einzelner Abschnitt des Übergangs auf einer Seite der Faser wird also in zwei direkt aufeinander folgenden Ziehritten $n-1$ und n erzeugt. Da die einzelnen Übergänge aneinander anschließen, wird der betrachtete Übergang nach seiner Erzeugung nicht mehr verändert.

Die Streckung erhält man, indem man die Länge L_{ue} nach Ziehschritt n ins Verhältnis zur Länge L_0 des Übergangs in Schritt $n-1$ setzt. L_{ue} kann man mithilfe der Trajektorien der Randpunkte des Übergangs in Schritt

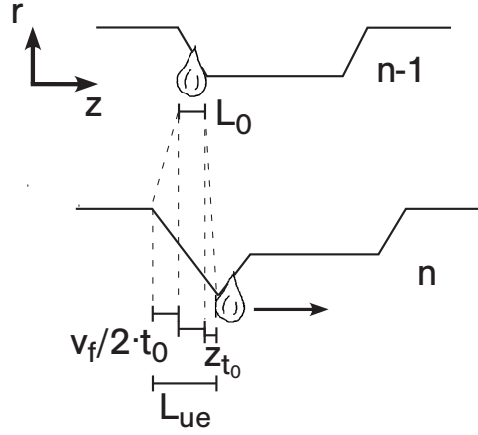


Abbildung A.9: Skizze zum Strecken eines Übergangs. Ein nach Ziehschritt $n-1$ bestehender Übergang (oben) der Länge L_0 wird im folgenden Ziehschritt n (unten) verlängert. Dabei bewegt sich der linke Rand um $v_f/2 \cdot t_0$ nach links und der rechte Rand um z_{t_0} nach rechts.

$n-1$ berechnen. In dem in Abbildung A.9 dargestellten Fall bewegt sich ein Punkt am linken Rand des Übergangs während der Zeit t_0 , die die Flamme benötigt, um den Punkt vor ihr zu überholen und die neue Taille zu erzeugen, mit halber Faserziehgeschwindigkeit um $v_f/2 \cdot t_0$ nach links. Ein Punkt am rechten Rand bewegt sich währenddessen um z_{t_0} nach rechts (s. Gl. A.47). Nach der Zeit t_0 ändert sich der Abstand der Randpunkte nicht mehr. Man erhält also für die Länge $L_{ue,n}$ des Übergangs

$$L_{ue,n} = z_{t_0,n,n} + L_0 + \frac{1}{2}v_{f,n} \cdot t_{0,n} =: L_0 \cdot s_{ue,n}, \quad (\text{A.59})$$

wobei s_{ue} den Streckfaktor des Übergangs bezeichnet. Mit den Gleichungen A.36 und A.48 kann man diesen für jeden Schritt n bestimmen

$$s_{ue} = \left(v_b + \frac{1}{2}v_f \right) \cdot \frac{t_0}{L_0} = \frac{v_b + \frac{1}{2}v_f}{v_f} \ln \left(1 + \frac{2v_f}{2v_b - v_f} \right). \quad (\text{A.60})$$

Der natürliche Logarithmus kann in eine Potenzreihe entwickelt werden, wenn $\frac{2v_f}{2v_b - v_f} \leq 1$ [116], d. h. wenn

$$v_b \geq \frac{3}{2}v_f. \quad (\text{A.61})$$

Für noch größere v_b kann man höhere Ordnungen vernachlässigen und erhält

$$s_{ue} \approx 2 \cdot \frac{2v_b + v_f}{2v_b - v_f}. \quad (\text{A.62})$$

Damit erhält man den zugehörigen Winkel Ω , der, um die Adiabasis zu gewährleisten, sehr klein sein muss und genähert werden kann

$$\Omega_n = \arctan\left(\frac{r_{n-2} - r_n}{L_{ue}}\right) \approx \frac{r_{n-2} - r_n}{L_{ue}}. \quad (\text{A.63})$$

Dieses Ergebnis kann durch die Gleichungen A.36, A.41 und A.59 auf die Geschwindigkeiten $v_{b,n}$, $v_{b,n-1}$, $v_{f,n}$, und $v_{f,n-1}$ sowie die Flammenbreite L_0 zurückgeführt werden. Mit der Näherung, dass sich die Geschwindigkeiten in zwei aufeinander folgenden Ziehschritten nur wenig unterscheiden und mit den Gleichungen A.61 und A.62 erhält man

$$\Omega_n \approx \frac{r_n}{2L_0} \cdot \left(1 - \frac{2v_b - v_f}{2v_b + v_f}\right) < \frac{r_n}{4L_0}. \quad (\text{A.64})$$

Wie für einen exponentiellen Übergang erwartet, nimmt der Winkel mit dem Radius r_n der Taille ab. Wenn man die Flammenbreite senkt, wird der Übergang steiler, dies ist technisch jedoch nur begrenzt realisierbar.

Alternativ kann man das Verhältnis der Geschwindigkeiten $v_{b,n}$ zu $v_{f,n}$ und $v_{b,n-1}$ zu $v_{f,n-1}$ langsam verändern. Insbesondere führt eine Erhöhung der Faserziehgeschwindigkeit zu einem steileren Übergang. Aus Gleichung A.64 folgt umgekehrt die Ziehgeschwindigkeit für einen linearen Übergang

$$v_{f,n} \approx \frac{2v_b L_0}{2r_n/\Omega_n - L_0}. \quad (\text{A.65})$$

Auf diese Weise kann man also den Winkel Ω einstellen. Die Anzahl N der Ziehschritte hängt dann von Ω und r_w ab.

Abbildung A.10 zeigt ein beispielhaftes Profil, das sich aus drei linearen Teilen zusammensetzt. Im mittleren Teil kann ein geringerer Winkel gewählt werden, damit das Adiabasiekriterium auch in diesem kritischen Bereich, in dem die verschiedenen höheren Moden leichter aneinander koppeln, erfüllt bleibt (vgl. Kap. 1.1.3). Dabei sind die Grenzen zwischen den Bereichen bei $r = 44 \mu\text{m}$ und $r = 9 \mu\text{m}$ gesetzt, mit einem Tailenradius von $r_w = 2 \mu\text{m}$. Aus Gleichung A.65 wird mit $v_b = 2 \text{ mm/s}$ und der Flammenbreite $L_0 = 1,6 \text{ mm}$ die erforderliche Ziehgeschwindigkeit berechnet. Aus Gleichung A.53 erhält man die zugehörigen Strecken, um die die Flamme verfahren werden muss. Beide Parameter sind in Abbildung A.11 dargestellt.

Mit dieser Methode tritt im letzten Schritt (hier $r < 5 \mu\text{m}$) ein neues Phänomen auf. Das Profil des Übergangs weicht im letzten Ziehschritt ein wenig von seiner Linearität ab. Das liegt daran, dass die Faserziehgeschwindigkeit sehr gross ist (s. Abb. A.11). Dieser Schritt ähnelt dem Ziehen mit stehender Heizquelle, was zu einem exponentiellen Profil führt. Die Zunahme der Ziehgeschwindigkeit führt darüber hinaus auch dazu, dass die grundlegende

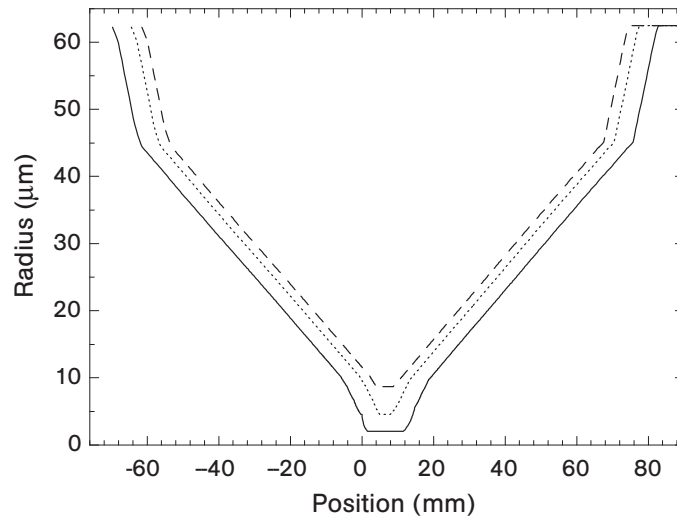


Abbildung A.10: Beispielhaftes lineares Faserprofil einer ultradünnen Glasfaser für drei Regionen mit unterschiedlichem Winkel. Die Kurven zeigen die Profile nach $n = 79, 83, 84$ Ziehritten (gestrichelt, gepunktet, durchgezogen) für $r_w = 2 \mu\text{m}$. Die Steigungswinkel sind auf $\Omega = 2,5, 0,6$ und 1 mrad gesetzt worden.

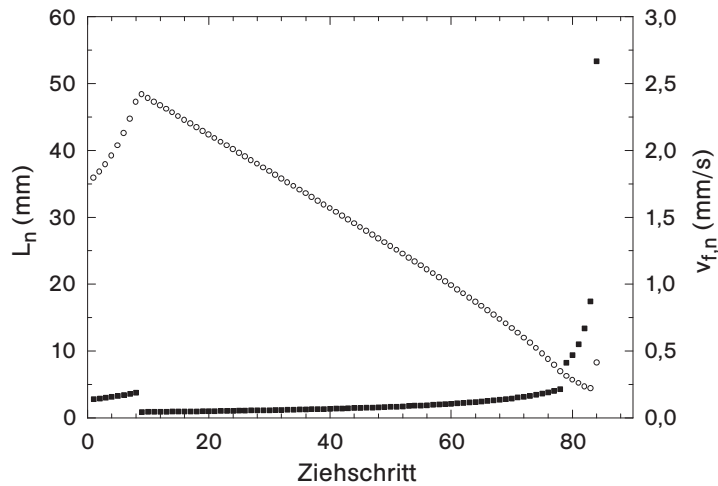


Abbildung A.11: Ziehgeschwindigkeiten (Quadrate, re. Achse) und Wege der Flamme (offene Kreise, li. Achse) für das Profil aus Abb. A.10.

Bedingung $v_b > v_f/2$ (s. Gl. A.9) für noch dünnere Tailen nicht mehr erfüllt wird. Auf diese Weise können also keine beliebig dünnen Fasertailen erzeugt werden.

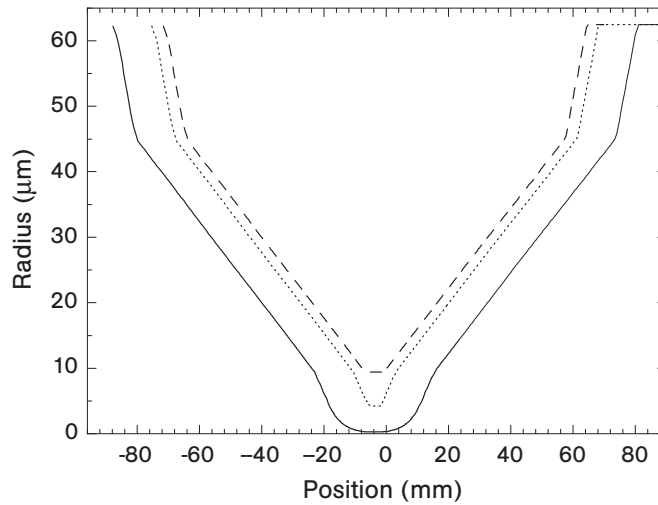


Abbildung A.12: Beispielhaftes linear zusammengesetztes Faserprofil mit begrenzter Ziehgeschwindigkeit. Die Kurven zeigen die Profile nach $n = 79, 85, 95$ Ziehritten (gestrichelt, gepunktet, durchgezogen) für $r_w = 0,25 \mu\text{m}$.

Dieses Problem kann gelöst werden, indem die Ziehgeschwindigkeit auf begrenzt wird, z. B. auf $v_f \ll \frac{2}{3}v_b$, damit die Bedingung für die Näherung in Gl. A.62 erfüllt wird. Dadurch erhält man in den letzten Ziehritten insgesamt wieder ein exponentielles Profil. An dem linearen Profil kann man festhalten, indem man nicht nur die Ziehgeschwindigkeiten $v_{f,n}$, sondern auch die Strecken L_n so anpasst, dass immer m aufeinander folgende Übergänge überlagert werden. Damit erhält man einen m -fach steileren Übergang und kann $v_{f,n}$ entsprechend reduzieren. Daraus folgt aber, dass die letzten $m-1$ Übergänge nicht mehr m -fach überlagert werden können, was die Steigung direkt an der Taille Schritt für Schritt reduziert und den Übergang abrundet. Da ohnehin nur die wenigen letzten Schritte betroffen sind, wird hier von einer weiteren Anpassung der L_n abgesehen.

Abbildung A.12 zeigt das durch $v_f < 0,5 \cdot v_b$ modifizierte Faserprofil für eine ultradünne Glasfaser mit $r_w = 0,25 \mu\text{m}$. Dafür wurde die Anzahl der Ziehritte auf $N = 95$ erhöht, die übrigen Parameter sind aber wie für das Profil in Abb. A.10 gewählt.

Der hier entwickelte Formalismus erlaubt es auch, einen Übergang bei Bedarf aus mehr als drei linearen Stücken zusammensetzen und somit den Übergang zur homogenen Taille dem Kriterium für Adiabasie an jedem Ort anzupassen.

Anhang B

Radiale Intensitätsverteilung

Um die Intensität an der Oberfläche einer Glasfaser für unpolarisiertes Licht gegebener Leistung P für Kapitel 2 berechnen zu können, muss zunächst die Intensität $I(\rho, \lambda) = c\epsilon_0/2 \cdot |E(\rho, \lambda)|^2$ [128] als Funktion der Radialkoordinate ρ und der Wellenlänge λ berechnet werden. Die Verteilung der Intensität für zirkular polarisiertes Licht ist mit der für unpolarisiertes Licht vergleichbar und ist in [7] berechnet worden. Demnach gilt

$$|E(\rho, \lambda)|^2 = \begin{cases} 2g_{in} (J_0^2(h\rho) + uJ_1^2(h\rho) + fJ_2^2(h\rho)) & , \rho < r \\ 2g_{out} (K_0^2(q\rho) + wK_1^2(q\rho) + fK_2^2(q\rho)) & , \rho > r \end{cases} \quad (\text{B.1})$$

mit J_n und K_n Besselfunktion erster Art und modifizierte Besselfunktion zweiter Art der Ordnung n . $J'(x)$ und $K'(x)$ bezeichnen die Ableitung der jeweiligen Besselfunktion bezüglich des Argumentes x . Dabei werden folgende Bezeichnungen verwendet

$$u = 2h^2/\beta^2(1-s)^2 \quad (\text{B.2})$$

$$w = 2q^2/\beta^2(1-s)^2 \quad (\text{B.3})$$

$$f = (1+s)^2/(1-s)^2 \quad (\text{B.4})$$

$$s = \frac{(qr)^{-2} + (hr)^{-2}}{J_1'(hr)/hrJ_1(hr) + K_1'(qr)/qrK_1(qr)} \quad (\text{B.5})$$

$$h = \sqrt{n_1^2 k_0^2 - \beta^2} \quad (\text{B.6})$$

$$q = \sqrt{\beta^2 - n_2^2 k_0^2} \quad (\text{B.7})$$

wobei β die nach Gleichung 1.5 zu bestimmende Propagationskonstante, n_1 und n_2 der Brechungsindex von Glas bzw. dem umgebenden Medium (hier Luft, also $n_2 \approx 1$) und $k_0 = 2\pi/\lambda$ der Wellenvektor im Vakuum ist. Zudem gilt

$$g_{in} = |A|^2/2u \quad , \rho < r \quad (\text{B.8})$$

$$g_{out} = |A|^2 J_1^2(h\rho)/2wK_1^2(q\rho) \quad , \rho > r \quad (\text{B.9})$$

mit einer Konstanten A , die entsprechend der totalen geführten Leistung P normiert werden muss. Dazu integriert man die z-Komponente des Poyntingvektors S in der Ebene senkrecht zur Faserachse [129]

$$P_z = \int_0^{2\pi} d\phi \int_0^\infty \rho S_z d\rho, \quad (\text{B.10})$$

wobei der Poyntingvektor definiert ist, als das zeitlich über eine Periode gemittelte Kreuzprodukt des elektrischen und magnetischen Feldes E und H

$$S = \frac{1}{2} \text{Re}(E \times H). \quad (\text{B.11})$$

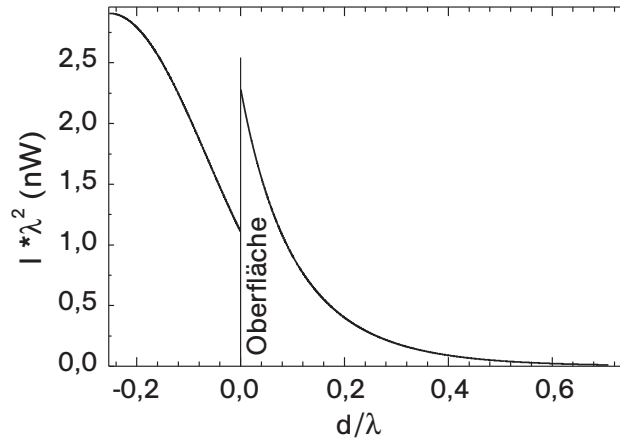


Abbildung B.1: Intensität in Einheiten von Nanowatt pro λ^2 als Funktion des Abstandes d zur Oberfläche der Glasfaser in Einheiten von λ für eine geführte Leistung von 1 nW und einen Radius $r = 0,253 \cdot \lambda$

Für eine angenommene Leistung von 1 nW (Brechungsindex $n = 1,46$ für Glas und $\lambda = 520$ nm) wird nun der radiale Verlauf der Intensität für die Grundmode HE_{11} berechnet. Für diese Rechnung wird exemplarisch ein Faserdurchmesser von der halben Wellenlänge gewählt (vgl. Kap. 2.1.1). Die Intensität ist in Abbildung B.1 in Einheiten von Nanowatt pro λ^2 als Funktion des Abstandes d zur Oberfläche der Glasfaser in Einheiten der Wellenlänge λ dargestellt. Diese Darstellung gilt universell für alle Wellenlängen, wenn man vernachlässigt, dass der Brechungsindex schwach von der Wellenlänge abhängt. Man beachte den Sprung an der Faseroberfläche, der mit dem Sprung im Brechungsindex an der Grenzfläche von Glas zu Luft einher geht.

Abbildungsverzeichnis

1.1	Querschnitt einer Stufenindexfaser	5
1.2	Bezeichnung der Regionen einer ultradünnen Glasfaser	6
1.3	Schema zum adiabatischen Transfer von Moden	10
1.4	Propagationskonstante als Funktion des Faserradius	10
1.5	Schema des Faserziehens	12
1.6	Faserziehen mit translaterter Heizquelle	14
1.7	Faserprofil bei linearem Übergang mit drei Regionen und be- grenzter Ziehgeschwindigkeit	17
1.8	Skizze zum Entwurf der Glasfaserziehanlage	19
1.9	Aufbau der Glasfaserziehanlage	21
1.10	Foto der Ziehanlage	23
1.11	Geschwindigkeitsprofil an den Umkehrpunkten	24
1.12	Mikroskopaufnahme einer dünnen Faser	25
1.13	Faserprofil, Vergleich von Messung und Simulation	26
1.14	Faserprofil mit ruhender Flamme, Bestimmung von L_0	27
1.15	Schema zur Messung der Beugung an einem Glaszylinder	28
1.16	Beugungswinkel, berechnet als Funktion des Faserdurchmessers	29
1.17	Beugungsbild einer Fasertaille	30
1.18	REM Aufnahme einer ultradünnen Glasfaser	31
1.19	Taillicke, Vorgabe und Messung	32
1.20	Modenkopplung in einer Fasertaille	33
1.21	Oszillierende Transmission bei nicht-adiabatischem Übergang	34

1.22	Oszillierende Transmission bei nicht-adiabatischem Übergang für eine ultradünne Glasfaser	35
1.23	Winkel eines Übergangs	37
1.24	Transmission bei langem exponentiellen Übergang	37
1.25	Streulicht an Fasertailen	38
1.26	REM-Aufnahme einer 90 nm dicken, aufliegenden Glasfaser	40
1.27	Untersuchungen zur Oberflächenspannung	41
1.28	Skizze zum Ausrichten der Faserführung	42
1.29	Einfluss der Torsion	43
1.30	Modenkopplung durch Torsion	44
1.31	Einfluss des Gasdrucks	47
1.32	Überschwinger im System gekoppelter Positionierer	48
1.33	Kompensation des Folgefehlers	49
1.34	Transmission bei hoher Ziehgeschwindigkeit und Kompensation des Folgefehlers	50
1.35	Transmission bei 100 nm Durchmesser	51
1.36	Zusammenstellung der Transmissionen für Fasern verschiedener Dicke	54
1.37	Vergleich mit Transmissionsmessungen in der Literatur	55
1.38	Transmission bei indirektem Heizen	56
2.1	Vergleich von Fasertaille und fokussiertem Laserstrahl	60
2.2	Sensitive Flächen von Faser- und Freistrahl-Methode	60
2.3	Radiale Intensitätsverteilung für $P = 1$ nW	61
2.4	λ^2/A_{eff} und $\lambda r/A_{\text{eff}}$ als Funktion von r/λ	63
2.5	Aufbau der Spektroskopie	64
2.6	Spektren von PTCDA im zeitlichen Verlauf	67
2.7	Zum Anpassen des spektralen Gewichtes	69
2.8	Analyse zur Auswahl des Zeitintervalls	70
2.9	Dynamik der Agglomeration	71
2.10	Dauer der Reifung bei verschiedener Absorbanz	72
2.11	Dauer der Reifung als Funktion der Molekülzahl	73

3.1	Schema eines dielektrischen Spiegels	77
3.2	FIB-Bearbeitung von ultradünnen Glasfasern	78
3.3	Periodische Strukturierung	79
3.4	Aufbau zur Messung der Reflexion	80
3.5	Messung der Reflexion	81
3.6	Ultradünne Glasfaser auf einem Substrat	83
3.7	Schema einer Flüstergalerie-Mode	84
3.8	Güte als Funktion des Kugelradius	85
3.9	Strahlenoptischer Weg im Flaschenresonator	86
3.10	Zur Interpretation von $k^2 - m^2/\rho^2$ in der DGL	89
3.11	Graphische Lösung, TM-Mode	92
3.12	Graphische Lösung, TE-Mode	92
3.13	Resonanzbedingung	93
3.14	Radiale Wellenfunktion	94
3.15	Intensitätsverteilung im Flaschenresonator	98
3.16	Axiale Wellenfunktion	99
3.17	Anregen der Resonatormoden von FPI und Mikrokugel	101
3.18	Produktionsschema für Flaschenresonatoren	103
3.19	Vermessen durch Beugung	104
3.20	Gemessenes Profil eines Resonators	105
3.21	Spektren des DFB-Lasers	106
3.22	Linienbreite des DFB-Lasers	107
3.23	Aufbau zum Anregen einer Mode im Flaschenresonator	108
3.24	Halter zum Dehnen der Resonatorfaser	109
3.25	Mikroskopaufnahme eines lichtführenden Flaschenresonators .	110
3.26	Kritische Anregung	112
3.27	Anregen benachbarter Moden	113
3.28	Abstimmen der Resonanzfrequenz durch Zugspannung	115
3.29	Abstimmen der Resonanzfrequenz durch Zugspannung bei Anregung mit Luftspalt	116

3.30	Einkoppeln mit variablem Luftspalt	117
3.31	Einkopplung als Funktion des Abstandes	118
3.32	Linienbreite als Funktion des Abstandes	119
3.33	Mikroskopaufnahme eines lichtführenden Flaschenresonators mit abzählbarer axialer Knotenzahl $q = 38$	121
3.34	Axiale Intensitätsverteilung, Simulation und Messung	122
4.1	Atomfalle um eine ultradünne Glasfaser	128
4.2	Schalten von einzelnen Photonen durch einzelne Photonen . . .	130
A.1	Schema des Faserziehens	131
A.2	Faserziehen mit translaterter Heizquelle	134
A.3	Trajektorie eines Faserpunktes in der Flamme	139
A.4	Algorithmus für die Simulation	142
A.5	Faserprofil nach N Ziehschritten	143
A.6	Erzeugung einer neuen Taille in Ziehschritt n	144
A.7	Faserprofil für angepasste Parameter nach N Schritten	145
A.8	Exponentielles Faserprofil	147
A.9	Strecken eines Übergangs	148
A.10	Faserprofil bei linearem Übergang mit drei Regionen	150
A.11	Ziehgeschwindigkeiten und Wege der Heizquelle	150
A.12	Faserprofil bei linearem Übergang mit drei Regionen und be- grenzter Ziehgeschwindigkeit	151
B.1	Radiale Intensitätsverteilung für $P = 1$ nW	154

Tabellenverzeichnis

1.1	Verluste in Abhängigkeit vom Winkel des Übergangs	11
1.2	Komponenten der Ziehanlage	22
1.3	Charakterisierung der Strömung an der Öffnung des Brenners	23
2.1	Bestimmung der Linienverschiebung bei der Agglomeration von isolierten Molekülen zu einer Monolage	68
2.2	Berechnung von Bedeckung und Molekülzahl	68
3.1	Erwartungen an Flaschen- und Bragg-Spiegel-Resonator	87
3.2	Bestimmung der Linienbreite des DFB-Lasers, Messzeit $5 \mu\text{s}$	108

Literaturverzeichnis

- [1] J. Dewynne, J. R. Ockendon, and P. Wilmott, *On a mathematical model for fiber tapering*, SIAM J. Appl. Math. **49**, 983 (1989)
- [2] T. A. Birks and Y. W. Li, *The Shape of Fiber Tapers*, J. Lightwave Technol. **10**, 432 (1992)
- [3] L. Tong, R. Gattass, J. Ashcomand S. He, J. Lou, M. Shen, I. Maxwell, and E. Mazur, *Subwavelength-diameter silica wires for low-loss optical wave guiding*, Nature **426**, 816 (2003)
- [4] G. Brambilla, V. Finazzi, and D. Richardson, *Ultra-low-loss optical fiber nanotapers*, Opt. Express **12**, 2258 (2004)
- [5] S. Leon-Saval, T. Birks, W. Wadsworth, and P. Russell, *Supercontinuum generation in submicron fibre waveguides*, Opt. Express **12**, 2864 (2004)
- [6] A. M. Clohessy, N. Healy, D. F. Murphy, and C. D. Hussey, *Short low-loss nanowire tapers on singlemode fibres*, Electron. Lett. **41**, 954 (2005)
- [7] F. L. Kien, J. Q. Liang, K. Hakuta, and V. I. Balykin, *Field Intensity distributions and polarization orientations in a vacuum-clad subwavelength-diameter optical fiber*, Opt. Commun. **242**, 445 (2004)
- [8] J. Lou, L. Tong, and Z. Ye, *Modeling of silica nanowires for optical sensing*, Opt. Express **13**, 2135 (2005)
- [9] Ph. H. Paul and G. Kychakoff, *Fiber-optic evanescent field absorption sensor*, Appl. Phys. Lett. **51**, 12 (1987)
- [10] H. Tai, H. Tanaka, and T. Yoshino, *Fiber-optic evanescent-wave methane-gas sensor using optical absorption for the 3.392- μm line of a He-Ne laser*, Opt. Lett. **12**, 437 (1987)
- [11] A. Messica, A. Greenstein, and A. Katzir, *Theory of fiber-optic, evanescent-wave spectroscopy and sensors*, Appl. Opt. **35**, 2274 (1996)

- [12] R. A. Potyrailo, S. E. Hobbs, and G. M. Hieftje, *Optical waveguide sensors in analytical chemistry: today's instrumentation, applications and trends for future development*, Fresen. J. Anal. Chem. **362**, 349 (1998)
- [13] M. D. Marazuela and M. C. Moreno-Bondi, *Fiber-optic biosensors - an overview*, Anal. Bioanal. Chem. **372**, 664 (2002)
- [14] F. L. Kien, S. D. Gupta, V. I. Balykin, and K. Hakuta, *Spontaneous emission of a cesium atom near a nanofiber: Efficient coupling of light to guided modes*, Phys. Rev. A **72**, 032509 (2005)
- [15] F. L. Kien, V.I. Balykin, and K. Hakuta, *Atom trap and waveguide using a two-color evanescent light field around a subwavelength-diameter optical fiber*, Phys. Rev. A **70**, 063403 (2004)
- [16] S. Kuhr, W. Alt, D. Schrader, I. Dotsenko, Y. Miroshnychenko, W. Rosenfeld, M. Khudaverdyan, V. Gomer, A. Rauschenbeutel, and D. Meschede, *Coherence Properties and Quantum State Transportation in an Optical Conveyor Belt*, Phys. Rev. Lett. **91**, 213002 (2003)
- [17] Y. Miroshnychenko, W. Alt, I. Dotsenko, L. Förster, M. Khudaverdyan, D. Meschede, D. Schrader, and A. Rauschenbeutel, *An atom-sorting machine*, Nature **442**, 151 (2006)
- [18] W. Neuhauser, M. Hohenstatt, P. E. Toschek, and H. Dehmelt, *Localized visible Ba⁺ mono-ion oscillator*, Phys. Rev. A **22**, 1137 (1980)
- [19] D. J. Wineland and M. Itano, *Spectroscopy of a single mg⁺ ion*, Phys. Lett. A **82A**, 75 (1981)
- [20] W. Nagourney, J. Sandberg, and H. Dehmelt, *Shelved optical electron amplifier: Observation of quantum jumps*, Phys. Rev. Lett. **56**, 2797 (1986)
- [21] Th. Sauter, W. Neuhauser, R. Blatt, and P. E. Toschek, *Observation of quantum jumps*, Phys. Rev. Lett. **57**, 1696 (1986)
- [22] J. C. Bergquist, R. G. Hulet, W. M. Itano, and D. J. Wineland, *Observation of Quantum Jumps in a Single Atom*, Phys. Rev. Lett. **57**, 1699 (1986)
- [23] F. Schmidt-Kaler, Ch. Roos, H. C. Nägerl, H. Rohde, S. Gulde, A. Mundt, Th. Zeiger, G. Reymond, G. Thalhammer, D. Leibfried, J. Eschner, and R. Blatt, *Single Ions in Pauls Traps*, in *Laser Spectroscopy; 14th International Conference (ICOLS99)*, World Scientific, Singapore (1999), URL <http://heart-c704.uibk.ac.at/>

- [24] S. Brattke, B. T. H. Varcoe, and H. Walther, *Generation of photon number states on demand via cavity quantum electrodynamics*, Phys. Rev. Lett. **86**, 3534 (2001)
- [25] A. Kuhn, M. Henrich, and G. Rempe, *Deterministic single-photon source for distributed quantum networking*, Phys. Rev. Lett. **89**, 67901 (2002)
- [26] J. McKeever, A. Boca, A. D. Boozer, R. Miller, J. R. Buck, A. Kuzmich, and H. J. Kimble, *Deterministic Generation of Single Photons from One Atom Trapped in a Cavity*, Science **303**, 1992 (2004)
- [27] M. Keller, B. Lange, K. Hayasaka, W. Lange, and H. Walther, *Continuous generation of single photons with controlled waveform in an ion-trap cavity system*, Nature **431**, 1075 (2004)
- [28] R. J. Thompson, G. Rempe, and H. J. Kimble, *Observation of Normal-Mode Splitting for an Atom in an Optical Cavity*, Phys. Rev. Lett. **68**, 1132 (1992)
- [29] D. W. Vernooy, A. Furusawa, N. Ph. Georgiades, V. S. Ilchenko, and H. J. Kimble, *Cavity QED with high-Q whispering gallery modes*, Phys. Rev. A **57**, 2293 (1998)
- [30] K. M. Birnbaum, A. Boca, R. Miller, A. D. Boozer, T. E. Northup, and H. J. Kimble, *Photon blockade in an optical cavity with one trapped atom*, Nature **436**, 87 (2005)
- [31] M. Hijlkema, B. Weber, H. P. Specht, S. C. Webster, A. Kuhn, and G. Rempe, *A single-photon server with just one atom*, Nature Physics **3**, 253 (2007)
- [32] V. B. Braginsky, M. L. Gorodetsky, and V. S. Ilchenko, *Quality-factor and nonlinear properties of optical whispering-gallery modes*, Phys. Rev. A **137**, 393 (1989)
- [33] M. L. Gorodetsky, A. A. Savchenkov, and V. S. Ilchenko, *Ultimate Q of optical microsphere resonators*, Opt. Lett. **21**, 453 (1996)
- [34] S. Götzinger, O. Benson, and V. Sandoghdar, *Towards controlled coupling between a high-Q whispering gallery mode and a single nanoparticle*, Appl. Phys. B **73**, 825 (2001)
- [35] J. C. Knight, G. Cheung, F. Jacques, and T. A. Birks, *Phase-matched excitation of whispering-gallery-mode resonances by a fiber taper*, Opt. Lett. **22**, 1129 (1997)

- [36] S.M. Spillane, T. J. Kippenberg, O. J. Painter, and K. J. Vahala, *Ideality in a Fiber-Taper-Coupled Microresonator System to Cavity Quantum Electrodynamics*, Phys. Rev. Lett. **91**, 043902 (2003)
- [37] D. K. Armani, T. J. Kippenberg, S. M. Spillane, and K. J. Vahala, *Ultra-high-Q toroid microcavity on a chip*, Nature **421**, 925 (2003)
- [38] T. Aoki, B. Dayan, E. Wilcut, W. P. Bowen, A. S. Parkins, T. J. Kippenberg, K. J. Vahala, and H. J. Kimble, *Observation of Strong Coupling between One Atom and a Monolithic Microresonator*, Nature **443**, 671 (2006)
- [39] T. Miya, Y. Terunuma, T. Hosaka, and T. Miyashita, *Ultimate low-loss single-mode fibre at 1.55 μm* , Electron. Lett. **15**, 106 (1979)
- [40] R. A. Bergh, G. Kotler, and H. J. Shaw, *single-mode fiber optic directional coupler*, Electron. Lett. **16**, 260 (1980)
- [41] N. Dubreuil, J. C. Knight, D. K. Leventhal, V. Sandoghdar, J. Hare, and V. Lefèvre, *Eroded monomode optical fiber for whispering-gallery mode excitation in fused-silica microspheres*, Opt. Lett. **20**, 813 (1995)
- [42] A. W. Snyder and J. D. Love, *Optical Waveguide Theory*, Chapman & Hall, New York (1983)
- [43] A. Yariv, *Optical Electronics*, Saunders College Publishing, Philadelphia (1991)
- [44] J. A. Buck, *Fundamentals of optical fibers*, Wiley, Hoboken, New Jersey (2004)
- [45] D. Meschede, *Optik, Licht und Laser*, Teubner Studienbücher, Leipzig (1999)
- [46] E. Snitzer, *Cylindrical Dielectric Waveguide Modes*, J. Opt. Soc. Am. **51**, 491 (1961)
- [47] M. J. Adams, *An Introduction to Optical Waveguides*, John Wiley & Sons, Chichester (1981)
- [48] J. D. Love and W. M. Henry, *Quantifying loss minimisation in single-mode fibre tapers*, Electron. Lett. **22**, 912 (1986)
- [49] F. Bilodeau, K.O. Hill, S. Faucher, and D. C. Johnson, *Low-Loss Highly Overcoupled Fused Couplers: Fabrication and Sensitivity to External Pressure*, IEEE J. Lightwave Technol. **6**, 1476 (1988)
- [50] H. Yokota, E. Sugai, and Y. Sasaki, *Optical irradiation method for fiber coupler fabrications*, Opt. Rev. **4**, 104 (1997)

- [51] A. J. C. Grellier, N. K. Zayer, and C. N. Pannell, *Heat transfer modeling in CO₂ laser processing of optical fibres*, Opt. Commun. **152**, 324 (1998)
- [52] T. E. Dimmick, G. Kakarantzas, T. A. Birks, and P. St. J. Russel, *Carbon Dioxide laser fabrication of fused-fiber couplers and tapers*, Appl. Opt. **38**, 6845 (1999)
- [53] W. Demtröder, *Experimentalphysik 1*, Springer-Lehrbuch, Berlin (1994)
- [54] D. Meschede, *Gerthsen Physik*, Springer, Berlin (2006)
- [55] S. Kozaki, *Scattering of a Gaussian beam by a homogeneous dielectric cylinder*, J. Appl. Phys. **53**, 7195 (1982)
- [56] D. J. Butler and G. W. Forbes, *Fiber-diameter measurement by occlusion of a Gaussian beam*, Appl. Opt. **37**, 2598 (1998)
- [57] D. J. Butler and G. W. Forbes, *DOS-Program zur Intensitätsberechnung eines Gaußschen Strahls an einem Glaszylinder*, private Mitteilung (2003)
- [58] J. Bures and R. Gosh, *Power density of the evanescent field in the vicinity of a tapered fiber*, J. Opt. Soc. Am. A **16**, 1992 (1999)
- [59] F. Warken, *Suche nach Zylinderplasmonen*, Diplomarbeit, Rheinische Friedrich-Wilhelms Universität, Bonn (2003)
- [60] D. Marcuse, *Radiation losses of dielectric waveguides in terms of the power spectrum of the distortion function*, Bell System Technical J. **48**, 3233 (1969)
- [61] F. Ladouceur and J. D. Love, *Effect of roughness and inhomogeneity on evanescent single-mode optical couplers*, IEE Proc.-Optoelectron. **142**, 288 (1995)
- [62] F. Ladouceur, *Roughness, Inhomogeneity, and Integrated Optics*, J. Lightwave Technol. **15**, 1020 (1997)
- [63] K. J. Vahala, *Optical Microcavities*, Nature **424**, 839 (2003)
- [64] A. F. Holleman, E. Wiberg, and N. Wiberg, *Lehrbuch der anorganischen Chemie*, Walter de Gruyter, Berlin (1995)
- [65] M. Sumetsky, *How thin can a microfiber be and still guide light? Errata*, Opt. Lett. **31**, 3577 (2006)
- [66] G. S. Glaesemann and D. J. Walter, *Method for obtaining long-length strength distributions for reliability prediction*, Opt. Eng. **30**, 746 (1991)

- [67] M. Sumetsky, *How thin can a microfiber be and still guide light?*, Opt. Lett. **31**, 870 (2006)
- [68] L. D. Landau and E. M. Lifschitz, *Quantum Mechanics*, Pergamon, 2nd ed. edition (1965), zitiert in M. Sumetsky, Opt. Lett. **31**, 870 (2006)
- [69] M. Sumetsky, Y. Dulashko, P. Domachuk, and B. J. Eggleton, *Thinnest optical waveguide: experimental test*, Opt. Lett. **32**, 754 (2007)
- [70] Goodfellow Cambridge Limited, Huntingdon, England, *Material properties, Zirconia - unstabilised*, <http://www.goodfellow.com/>
- [71] M. Pöllinger, *Herstellung und spektrale Charakterisierung von abstimmbaren glasfaserbasierten Mikroresonatoren*, Diplomarbeit, Rheinische Friedrich-Wilhelms Universität, Bonn (2006)
- [72] Accuratus Corp., Phillipsburg, NJ, *Materials – Zirconium Oxide*, <http://www accuratus.com/zirc.html> (2005)
- [73] H. Fang and W. Tan, *Imaging Single Fluorescent Molecules at the Interface of an Optical Fiber Probe by Evanescent Wave Excitation*, Anal. Chem. **64**, 3101 (1999)
- [74] S. Simhony, I. Schnitzer, A. Katzir, and E. M. Kosower, *Evanescent wave infrared spectroscopy of liquids using silver halide optical fibers*, J. Appl. Phys. **64**, 3732 (1988)
- [75] V. Bordo and H.-G. Rubahn, *Optics and Spectroscopy at Surfaces and Interfaces*, Wiley-VCH, Weinheim (2006)
- [76] P. Polynkin, A. Polynkin, N. Peyghambarian, and M. Mansuripur, *Evanescent field-based optical fiber sensing device for measuring the refractive index of liquids in microfluidic channels*, Opt. Lett. **30**, 1273 (2005)
- [77] E. Vetsch, *Evaneszente Oberflächenspektroskopie mit ultradünnen optischen Glasfasern*, Diplomarbeit, Rheinische Friedrich-Wilhelms Universität, Bonn (2005)
- [78] S. R. Forrest, *Ultrathin Organic Films Grown by Organic Molecular Beam Deposition and Related Techniques*, Chem. Rev. **97**, 1793 (1997)
- [79] H. Proehl, Th. Dienel, R. Nitsche, and T. Fritz, *Formation of Solid-State Excitons in Ultrathin Crystalline Films of PTCDA: From Single Molecules to Molecular Stacks*, Phys. Rev. Lett. **93**, 097403 (2004)
- [80] V. Bulovic, P. E. Burrows, S. R. Forrest, J. A. Cronin, and M. E. Thompson, *Study of localized and extended excitons in 3,4,9,10-perylenetetracarboxylic dianhydride (PTCDA) I. Spectroscopic properties of thin films and solutions*, Chem. Phys. **210**, 1 (1996)

- [81] P. W. Atkins, *Kurzlehrbuch Physikalische Chemie*, Spektrum Akademischer Verlag, Heidelberg (1996)
- [82] S. R. Forrest and Y. Zhang, *Ultrahigh-vacuum quasiepitaxial growth of model van der Waals thin films. I. Theory*, Phys. Rev. B **49**, 11297 (1994)
- [83] M. H. Hennessy, Z. G. Soos, R. A. Pascal Jr., and A. Girlando, *Vibronic structure of PTCDA stacks: the exciton-photon-charge-transfer dimer*, Chem. Phys. **245**, 199 (1999)
- [84] M. Hoffmann, K. Schmidt, T. Fritz, T. Hasche, V. M. Agranovich, and K. Leo, *The lowest energy Frenkel and charge-transfer excitons in quasi-one-dimensional structures: application to MePTCDI and PTCDA crystals*, Chem. Phys. **258**, 73 (2000)
- [85] H. Proehl, R. Nitsche, Th. Dienel, K. Leo, and T. Fritz, *In situ differential reflectance spectroscopy of thin crystalline films of PTCDA on different substrates*, Phys. Rev. B **71**, 165207 (2005)
- [86] M. Hoffmann, *Frenkel and Charge-Transfer Excitons in Quasi-One-Dimensional Molecular crystals with Strong Intermolecular Orbital Overlap*, Ph.D. thesis, Technische Universität Dresden (2000)
- [87] A. Haase, *Single atom detection in low finesse cavities*, Ph.D. thesis, Ruprecht-Karls-Universität, Heidelberg (2005)
- [88] V. V. Klimov and M. Ducloy, *Spontaneous emission rate of an excited atom placed near a nanofiber*, Phys. Rev. A **69**, 013812 (2004)
- [89] G. Sague, E. Vetsch, D. Meschede, and A. Rauschenbeutel, *Cold Atom Physics Using Ultra-Thin Optical Fibers Light-Induced Dipole Forces and Surface Interactions*, e-print: quant-ph/0701167 (2007)
- [90] A. A. Savchenkov, A. B. Matsko, V. S. Ilchenko, and L. Maleki, *Optical resonators with ten million finesse*, Opt. Express **15**, 6768 (2007)
- [91] O. Painter, R. K. Lee, A. Scherer, A. Yariv, J. D. O'Brien, P. D. Dapkus, and I. I. Kim, *Two-dimensional photonic band-gap defect mode laser*, Science **284**, 1819 (1999)
- [92] W. Alt, *Optical control of single neutral atoms*, Ph.D. thesis, Rheinische Friedrich-Wilhelms Universität, Bonn (2004)
- [93] L. Collot, V. Lefevre-Seguin, M. Brune, J. M. Raimond, and S. Haroche, *Very high Q whispering gallery modes observed on fused silica microspheres*, Europhys. Lett. **23**, 327 (1993)

- [94] W. von Klitzing, R. Long, V. S. Ilchenko, J. Hare, and V. Lefevre-Seguin, *Tunable whispering gallery modes for spectroscopy and CQED experiments*, New J. Phys. **3**, 14 (2001)
- [95] D. Armani, B. Min, A. Martin, and K. J. Vahala, *Electrical thermo-optic tuning of ultrahigh-Q microtoroid resonators*, Appl. Phys. Lett. **85**, 5439 (2004)
- [96] G. Rempe, R. J. Thompson, R. J. Brecha, W. D. Lee, , and H. J. Kimble, *Optical bistability and photon statistics in cavity quantum electrodynamics*, Phys. Rev. Lett. **67**, 1727 (1991)
- [97] R. Kashyap, *Fiber Bragg Gratings (Optics and Photonics)*, Elsevier Books, Oxford (1999)
- [98] A. Othonos, *Fiber Bragg gratings*, Rev. Sci. Instrum. **68**, 4309 (1997)
- [99] K. O. Hill, Y. Fujii, D. C. Johnson, and B. S. Kawasaki, *Photosensitivity in optical fiber waveguides: Application to reflection filter fabrication*, Appl. Phys. Lett. **32**, 647 (1978)
- [100] F. Bilodeau, B. Malo, J. Albert, D. C. johnson, and K. O. Hill, *Photosensitization of optical fiber and silica-on-silicon/ silica waveguides*, Opt. Lett. **18**, 953 (1993)
- [101] M. Fokine, *High temperature miniature oven with low thermal gradient for processing fiber Bragg gratings*, Rev. Sci. Instrum. **72**, 3458 (2001)
- [102] G. Kakarantzas, T. E. Dimmick, T. A. Birks, R. Le Roux, and P. St. J. Russel, *Miniature all-fiber devices based on CO₂ laser microstructuring of tapered fibers*, Opt. Lett. **26**, 1137 (2001)
- [103] N. Yao, *Focused Ion Beam Systems: Basics and Applications*, Cambridge University Press (2007)
- [104] J. Teipel, K. Franke, D. Türke, F. Warken, D. Meiser, M. Leuschner, and H. Giessen, *Characteristics of supercontinuum generation in tapered fibers using femtosecond laser pulses*, Appl. Phys. B **77**, 245 (2003)
- [105] W. Demtröder, *Experimentalphysik 2*, Springer Lehrbuch, Berlin (1995)
- [106] Y. Loyer, D. Meschede, and A. Rauschenbeutel, *Tunable whispering-gallery-mode resonators for cavity quantum electrodynamics*, Rhys. Rev. A **72**, 031801(R) (2005)
- [107] R. D. Richtmyer, *Dielectric Resonators*, J. Appl. Phys. **10**, 391 (1939)

- [108] A. Ashkin and J. M. Dziedzic, *Observation of Resonances in the Radiation Pressure on Dielectric Spheres*, Phys. Rev. Lett. **38**, 1351 (1977)
- [109] A. Ashkin and J. M. Dziedzic, *Observation of optical resonances of dielectric spheres by light scattering*, Appl. Opt. **20**, 1803 (1981)
- [110] V. B. Braginsky and V. S. Ilchenko, Sov. Phys. Dokl. **32**, 307 (1987)
- [111] J. W. S. Rayleigh, *The Problem of the Whispering Gallery*, Philos. Mag. **20**, 1001 (1910)
- [112] J. R. Buck and H. J. Kimble, *Optimal sizes of dielectric microspheres for cavity QED with strong coupling*, Phys. Rev. A **67**, 33806 (2003)
- [113] D. W. Vernooy, V. S. Ilchenko, H. Mabuchi, E. W. Streed, and H. J. Kimble, *High-Q measurements of fused-silica microspheres in the near infrared*, Opt. Lett. **23**, 247 (1998)
- [114] P. A. Sturrock, *Plasma Physics*, Cambridge University, Cambridge, UK (1994), zitiert in M. Sumetsky, Opt. Lett. **29**, 8 (2004)
- [115] J. D. Jackson, *Classical electrodynamics*, Wiley, New York (1962)
- [116] I. Bronstein, K. Semendjajew, G. Musiol, and H. Mühlig, *Taschenbuch der Mathematik*, Harri Deutsch, Frankfurt a.M. (2001)
- [117] D. R. Rowland and J. D. Love, *Evanescent wave coupling of whispering gallery modes of a dielectric cylinder*, IEE Proc.-J **140**, 177 (1993)
- [118] C. J. Hood, J. Ye, and H. J. Kimble, *Characterization of high-finesse mirrors: Loss, phase shifts and mode structure in an optical cavity*, Phys. Rev. A **64**, 033804 (2001)
- [119] I. Dotsenko, *Single atoms on demand for cavity QED experiments*, Ph.D. thesis, Rheinische Friedrich-Wilhelms Universität, Bonn (2007)
- [120] K. Vahala, *Optical Microcavities*, World Scientific, New Jersey (2004)
- [121] W. R. Falk, *Data Reduction from experimental histograms*, Nucl. Instrum. Meth. A **220**, 473 (1984)
- [122] P. St. J. Russel, private Mitteilung
- [123] R. R. Gattass, G. T. Svacha, L. Tong, and E. Mazur, *Supercontinuum generation in submicrometer diameter silica fibers*, Opt. Express **14**, 9408 (2006)
- [124] R. Zhang, J. Teipel, X. Zhang, D. Nau, and H. Giessen, *Group velocity dispersion of tapered fibers immersed in different liquids*, Opt. Express **12**, 1700 (2004)

- [125] V. Grubsky and A. Savchenko, *Glass micro-fibers for efficient third harmonic generation*, Opt. Express **13**, 6798 (2006)
- [126] R. Shen, *The Principles of Nonlinear Optics*, Wiley, New York (1984)
- [127] S. Kuhr, W. Alt, D. Schrader, M. Müller, V. Gomer, and D. Meschede, *Deterministic Delivery of a Single Atom*, Science **293**, 278 (2003)
- [128] E. Hecht, *Optik*, Oldenbourg, München (2001)
- [129] F. L. Kien, V. I. Balykin, and K. Hakuta, *Scattering of an evanescent light field by a single cesium atom near a nanofiber*, Phys. Rev. A **73**, 013819 (2006)

Danksagung

Mein Dank gilt allen Menschen, die mich in der Zeit meiner Arbeit begleitet haben, mich unterstützt haben oder einfach zu dem guten Arbeitsklima beigetragen haben.

An erster Stelle möchte ich mich bei Professor Dieter Meschede bedanken, der mir ermöglicht hat, ein neues, spannendes Thema in einer internationalen, hochmotivierten Arbeitsgruppe zu bearbeiten. Dafür und auch für den großen Entscheidungsspielraum, den er mir gewährte, möchte ich mich bedanken. Die Gelegenheit möchte ich auch nutzen, um das hervorragende gebotene Umfeld hervorzuheben. Es klingt zwar normal, aber ich denke es ist bei weitem nicht selbstverständlich, sich auf die Aufgaben seiner Arbeit konzentrieren zu können, ohne Steine in den Weg geworfen zu bekommen. Für diese Möglichkeit der persönlichen Entfaltung möchte ich mich herzlich bedanken.

Professor Karsten Buse danke ich für die Übernahme des Korreferats und die Möglichkeiten des Austausches, die sich mit seiner Arbeitsgruppe immer wieder ergeben haben.

Mein besonderer Dank gilt Professor Arno Rauschenbeutel, der entscheidenden Anteil daran hat, dass die Projekte ins Leben gerufen wurden und mich während seiner Zeit als Postdoc und auch danach immer gut betreut hat. Ebenso möchte ich Dr. Yann Louyer und Dr. Wolfgang Alt für ihre Beratung und Unterstützung danken.

Mein spezieller Dank geht an alle, die im Labor mitgearbeitet haben. Eugen Vetsch und Michael Pöllinger haben in ihrer Zeit als Diplomanden wesentlich zum den Experimenten der Spektroskopie und mit den Flaschenresonatoren beigetragen. Inzwischen sind sie beide Doktoranden und halten zusammen mit Guillem Sague die gute Atmosphäre aufrecht. Weiterhin haben Frank Andre, Michael Morrissey und Karim Lenhard gute Beiträge als Praktikanten geleistet.

Bei unseren Kollaborationspartnern möchte ich mich für die gute Zusammenarbeit bedanken. Hier ist die Gruppe von Professor Moritz Sokolowski zu nennen, die mit ihrer Expertise über Molekülspektroskopie und immer neuen Proben von Molekülen mitgewirkt haben. Professor Victor Balykin danke ich für anregende Diskussionen und seine Unterstützung während seines Gastaufenthalts. Die FIB-Anlagen haben B. Reuscher und A. Brodyanski in Kaiserslautern und A. Sehrbrock in Bonn für uns bedient und Profofessor Johann Kroha, Dr. Dmitry Chigrin und Dr. Sergei Zhukovsky haben uns von

der theoretischen Seite her unterstützt.

Ebenso möchte ich mich bei den benachbarten Arbeitsgruppen im Institut sowie der Arbeitsgruppe von Professor Harald Gießen für den Erfahrungsaustausch bedanken. Sie haben mit dazu beigetragen, dass das Arbeiten am Institut Freude macht und auch durch die zur Verfügung gestellten Geräte das eine oder andere Experiment ermöglicht.

Ein wichtiger Beitrag wurde auch außerhalb der unmittelbaren Forschung geleistet. So haben Anneliese Miglo, Fien Latumahina und Ilona Jaschke, und Dr. Dietmar Haubrich immer für einen reibungslosen Ablauf der bürokratischen Angelegenheiten gesorgt. Herrn Hanfland danke ich für die Beratung in Fragen der Gasttechnik und Herrn Ernst für die Hilfe bei einigen Umbaumaßnahmen im Labor. Auch ohne die Elektronikwerkstatt, geleitet von Herrn Krause, sowie insbesondere die Feinmechanikwerkstatt unter der Leitung von Herrn Langen wäre vieles nicht denkbar gewesen. Besondere Erwähnung sollte hier vielleicht die Austrittsdüse des Gasbrenners finden. Für sie ist in der Feinmechanikwerkstatt ein ohnehin schon kleines und dünnes Blech aus Aluminium über sechzig mal mit einem unglaublich feinen Bohrer durchlöchert worden.

Bei meiner Familie, meinen Freunden und insbesondere bei meiner Frau möchte ich mich für die Unterstützung und die herzliche Bereicherung meines Lebens bedanken.