

Institut für Angewandte Physik
der Universität Bonn

Wegelerstraße 8
53115 Bonn

Herstellung und spektrale Charakterisierung von abstimmbaren glasfaserbasierten Mikroresonatoren

von
Michael Pöllinger

Diplomarbeit in Physik

angefertigt im
Institut für Angewandte Physik

vorgelegt der
Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät
der Rheinischen Friedrich-Wilhelms-Universität
Bonn
im November 2006

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

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

Bonn, 27.11.06 _____

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
1.1	Mikroresonatoren	1
1.1.1	Die wichtigsten Größen zur Beschreibung von Mikroresonatoren	1
1.1.2	verschiedene Typen und deren Eigenschaften	2
1.2	Wechselwirkung von Licht und Materie	4
1.2.1	Voraussetzungen	4
1.2.2	Praktische Ansätze und Probleme	5
1.2.3	Ein neuer durchstimmbarer Resonator	6
1.3	Ziel dieser Arbeit	7
2	Theoretischer Hintergrund	8
2.1	Theorie zum Flaschenresonator	8
2.1.1	Lösungen der Wellengleichung	8
2.1.2	Kopplungsstärke	10
2.1.3	Freier Spektralbereich	11
2.1.4	Abstimbarkeit	11
2.2	Streuung von Licht an dünnen Glasfasern	12
2.2.1	Berechnung der Intensitätsverteilung im Fernfeld	12
2.2.2	Fraunhofer-Bedingung	14
2.3	Einkoppeln von Licht mit dünnen Fasern	15
2.3.1	Das evaneszente Feld dünner Glasfasern	15
3	Experimenteller Aufbau	17
3.1	Herstellung von Flaschenresonatoren	17
3.1.1	Die Schritte der Herstellung	17
3.1.2	Vermessung des Resonatorprofils	21
3.1.3	Leistungsstabilisierung des CO ₂ -Lasers	22
3.2	Aufbau zur spektralen Charakterisierung des Resonators	23
3.2.1	Mechanische Komponenten	24
3.2.2	Faserhalter	26
3.2.3	Optische Komponenten	27
3.2.4	Für die Messungen verwendeter mechanischer Aufbau	28
3.2.5	Für die Messungen verwendeter optischer Aufbau	30

4 Messungen	31
4.1 Messung der Ausgangsleistungsstabilität des CO ₂ -Lasers	31
4.2 Herstellung von Resonatoren und Vermessung ihres Radienprofils	33
4.2.1 Wahl der Parameter bei der Herstellung	33
4.2.2 Vermessung des Resonatorprofils	36
4.3 Aufnahmen von angeregten Moden	40
4.4 Spektrale Charakterisierung der Moden	46
4.4.1 Messmethode und Ergebnis	46
4.4.2 Auswertung - Güte und freier Spektralbereich	47
4.4.3 Diskussion	49
4.5 thermischer Bistabilitätseffekt - ein Hinweis auf Moden hoher Güte	55
4.6 Charakterisierung des Biegepiezos	58
4.7 Durchstimbarkeit der Resonatormoden	60
5 Zusammenfassung	64
6 Ausblick	65
6.1 mögliche Anwendungen	65
6.2 Optimierung des Resonators	66
6.3 weitere Untersuchung des Resonators	66
A Zur Auswertung der Transmissionsmessung	67

Abbildungsverzeichnis

1.1	Übersicht über verschiedene Typen von Mikroresonatoren	2
1.2	Radiale Feldstärkeverteilung in einer Mikrokugel	3
1.3	Modell zur Rabioszillation	4
1.4	Prinzip des Flaschenresonators	6
2.1	Modell des Flaschenresonators	9
2.2	Intensitätsverteilung einer Flaschenresonatormode	10
2.3	Berechnung zur Streuung an Glasfasern verschiedener Radien . . .	14
2.4	Radiale Intensitätsverteilung der Mode einer 500 nm dicken Faser .	15
3.1	Schematische Skizze einer verjüngten Glasfaser	17
3.2	Schematischer Aufbau der Anlage zur Herstellung dünner Glasfasern	18
3.3	Verjüngte Glasfaser	19
3.4	Schematische Skizze des Aufbaus zur Mikrostrukturierung	19
3.5	Prinzip der Mikrostrukturierung	20
3.6	Vermessung des Faserprofils	21
3.7	Skizze zur Leistungsstabilisierung des CO ₂ -Lasers	22
3.8	Schema des Aufbaus zur Kopplung und Charakterisierung des Resonators	23
3.9	Positioniereinheit zur Kontrolle von Koppel- und Abtastfaser . . .	24
3.10	Festkörpergelenk zur Verkippung der Resonatorfaser	26
3.11	Modell des Faserhalters	27
3.12	Mechanischer Teil des Aufbaus zur spektralen Charakterisierung von Resonatoren	29
3.13	Optischer Teil des Aufbaus zur spektralen Charakterisierung von Resonatoren	30
4.1	Messung der Ausgangsleistung des CO ₂ -Lasers	32
4.2	Beugungsbilder zur Bestimmung des Strahldurchmessers	34
4.3	Beugungsbilder von Resonatoren	36
4.4	Änderung des Winkels der Beugungsmaxima mit dem Faserradius, angenähert durch Geraden	37
4.5	Prinzip der Auswertung von Beugungsbildern	38
4.6	Resonatorprofile	39

4.7	Streulicht von Resonatormoden	40
4.8	Intensitätsverteilung des gestreuten Lichts senkrecht zur Resonatorfaser	41
4.9	Intensitätsverteilung des gestreuten Lichts entlang der Resonatorfaser	42
4.10	Interpretation zum Streulicht von Resonatormoden	43
4.11	Bewegung der Koppelfaser entlang der Resonatorachse	44
4.12	Transmissionsmessung	47
4.13	Anpassung einer Lorentzkurve an eine Resonanz der Transmissionsmessung	48
4.14	Transmittierte Intensität durch das Referenzetalon	50
4.15	Extinktion in Abhängigkeit von der relativen axialen Quantenzahl q	54
4.16	Güte in Abhängigkeit von der relativen axialen Quantenzahl q . .	55
4.17	Spektraler Modenabstand in Abhängigkeit von der relativen axialen Quantenzahl	55
4.18	Transmissionsmessung mit thermischer Bistabilität	56
4.19	Messung der Auslenkung des Biegepiezos	58
4.20	Hysterese in der Auslenkung des Piezos	59
4.21	Hysterese in der relativen Längenänderung der Resonatorfaser . .	60
4.22	Transmissionsmessungen für verschiedene Zugspannungen an der Resonatorfaser	61
4.23	Abstimmung der Resonatormoden 1	62
4.24	Abstimmung der Resonatormoden 2	63
A.1	Auswertung der Transmissionsmessung aus Abschnitt 4.4	67

Tabellenverzeichnis

4.1	Überblick über die Herstellungsparameter für beide Resonatorserien	35
4.2	Herstellungsparameter für die Resonatoren aus den Beugungsbildern	37
4.3	Aus den Beugungsbildern gewonnene geometrische Resonatoreigenschaften	38
4.4	Zusammenfassung der Ergebnisse der Transmissionsmessung . . .	48
4.5	relative Quantenzahlen der beobachteten Moden	53

Kapitel 1

Einleitung

1.1 Mikroresonatoren

In dieser Arbeit werden Flüstergalerie-Mikroresonatoren als Werkzeug zur Untersuchung der fundamentalen Wechselwirkung von Licht und Materie betrachtet. Aufgrund ihres günstigen Verhältnisses von Güte zu Modenvolumen bieten sie die Möglichkeit, die Wechselwirkung von einzelnen Photonen mit einzelnen Atomen zu beobachten. Solche Experimente fasst man unter dem englischen Begriff *cavity quantumelectrodynamics*, kurz CQED, zusammen.

1.1.1 Die wichtigsten Größen zur Beschreibung von Mikroresonatoren

Mikroresonatoren sind optische Resonatoren mit Abmessungen auf der Längenskala im Bereich einiger $10 \mu\text{m}$ bis weniger $100 \mu\text{m}$. Sie zeichnen sich vor allem durch geringe Modenvolumina bei hohen Güten aus. Im folgenden sind die Größen, die bei Mikroresonatoren von besonderem Interesse sind, aufgelistet

- Die **Güte** gibt die Lebensdauer τ von Photonen im Resonator in Einheiten der optischen Periodendauer T_{opt} an. $Q = \frac{2\pi\tau}{T_{opt}}$. Sie lässt sich nach $Q = \frac{\nu}{\Delta\nu}$ aus dem Verhältnis von voller Halbwertsbreite einer Resonanz zur Resonanzfrequenz berechnen.
- Das **Modenvolumen** beschreibt die Größe des Raumbereichs, auf den sich das Lichtfeld durch den Resonator beschränken lässt. Sie ergibt sich aus dem Raumintegral über die normierte Intensität des Resonatorfeldes.

$$V_{mode} = \iiint n(\vec{r}) \frac{I(\vec{r})}{I_{max}} d^3r \quad (1.1)$$

hier ist $n(\vec{r})$ der ortsabhängige Brechungsindex.

- Der **freie Spektralbereich**, kurz FSR, gibt den Frequenzabstand zweier benachbarter Resonatormoden an.

1.1.2 verschiedene Typen und deren Eigenschaften

Die folgende Übersicht stellt die wichtigsten Arten der zur Zeit verwendeten Mikroresonatoren dar.

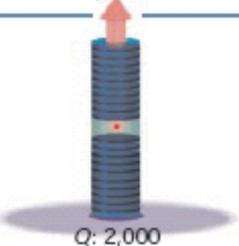
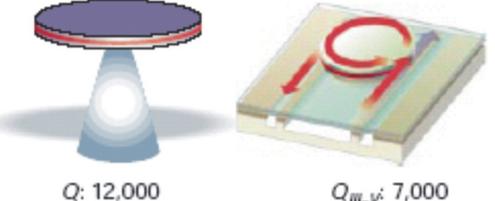
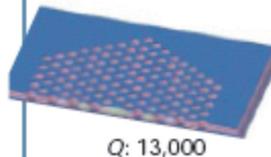
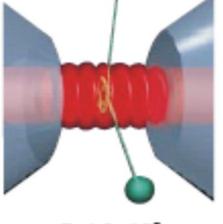
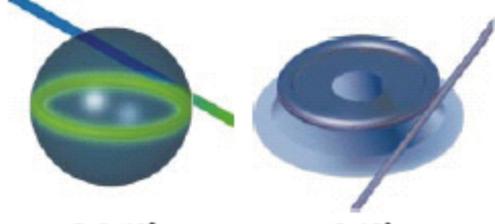
	Fabry-Perot	Flüstergalerie	Photonischer Kristall
Hohe Güte	 <p>Q: 2,000 V: $5 (\lambda/n)^3$</p>	 <p>Q: 12,000 V: $6 (\lambda/n)^3$</p> <p>$Q_{\text{M.V.}}$: 7,000 Q_{Poly}: 1.3×10^5</p>	 <p>Q: 13,000 V: $1.2 (\lambda/n)^3$</p>
Sehr hohe Güte	 <p>F: 4.8×10^5 V: $1,690 \mu\text{m}^3$</p>	 <p>Q: 8×10^9 V: $3,000 \mu\text{m}^3$</p> <p>Q: 10^8</p>	

Abbildung 1.1: Übersicht über verschiedene Typen von Mikroresonatoren. Die Resonatoren sind geordnet nach ihrem Funktionsprinzip und den erreichten Werten für die Güte. Für jeden Resonator sind jeweils Güte und Modenvolumen angegeben. ² Die Abbildung wurde reproduziert aus [1].

Fabry-Perot-Resonatoren und photonische Kristalle In der ersten Spalte sind Fabry-Perot Resonatoren dargestellt. Sie bestehen aus zwei gegenüberliegenden hochreflektierenden Strukturen. Diese Struktur kann wie beim Mikrostapel [2] aus unterschiedlich dotierten Halbleiterschichten, oder, mehr dem klassischen Fall entsprechend, aus zwei hochreflektierenden Mikrospiegeln [3] bestehen. In photonischen Kristallen macht man sich das Prinzip der optischen Bandlücke zunutze, um Lichtfelder auf kleinste Raumbereiche zu begrenzen [4].

Mikroresonatoren als Flüstergalerie In der vorliegenden Arbeit liegt das Interesse auf den Flüstergalerie-Mikroresonatoren, die in der mittleren Spalte der Abbildung behandelt werden. Es handelt sich dabei um dielektrische oder halbleitende Strukturen, zum Beispiel Kugeln [5, 6] und Tori [7] aus Silikatglas oder Scheiben aus Halbleitern [8, 9] und Polymeren [10]. In ihrem Inneren läuft das Licht durch kontinuierliche Totalreflexion an der Grenzfläche zum umgebenden Medium nahe der Oberfläche um. Dabei bleibt das elektrische Feld jedoch nicht vollständig auf das Innere des Dielektrikums beschränkt. Im Wellenbild findet

man, dass ein Teil des Feldes auch im umgebenden Medium vorherrscht und dort exponentiell abfällt. Man spricht vom evaneszenten Feld. Abbildung 1.2 zeigt die radiale Feldverteilung einer äquatorialen Mode in einer Mikrokugel. Eine solche Mode ist in Abbildung 1.1 für die Mikrokugel dargestellt.

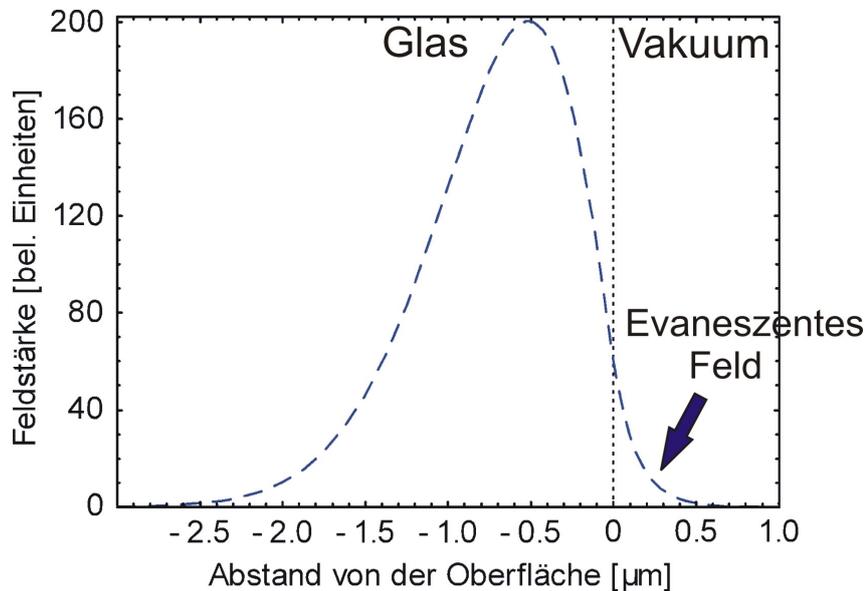


Abbildung 1.2: radiale Feldstärkeverteilung in einer Mikrokugel mit einem Durchmesser von $50 \mu\text{m}$

Der ungewöhnliche Name dieses Mikroresonatortyps, leitet sich aus einem analogen Phänomen aus der Akustik ab, das zum ersten Mal in der Kuppel der St. Pauls Cathedral in London beobachtet wurde. Selbst ein Flüstern nahe der Wand ist auf der anderen Seite der Kuppel in einer Entfernung von 42 Metern noch hörbar. Der Schall wird hier durch wiederholte Reflexion und Refokussierung durch die sphärische Oberfläche entlang der Kuppelwand geführt. In ihrem optischen Analogon erreichen diese Moden aufgrund der nahezu verlustfreien Totalreflexion Rekordwerte für die Güte, bei gleichzeitig kleinem Modenvolumen. Diese Eigenschaften machen sie für eine Vielzahl von Anwendungen interessant.

Anwendungen von Flüstergalerie-Mikroresonatoren Hier sollen nur einige Beispiele aus den vielfältigen Anwendungsmöglichkeiten dieser Resonatoren genannt werden. Mikroscheiben sind in Kombination mit Wellenleiterstrukturen als integrierte Wellenlängen-Filter für die Telekommunikation interessant [9]. Speziell dotierte Mikrokugeln dienen gleichzeitig als Resonator und aktives Medium für Mikrolaser mit sehr geringen Laserschwellen [11]. Mikrokugeln werden als hochempfindliche Sensoren im chemischen und biologischen Bereich eingesetzt [12].

1.2 Wechselwirkung von Licht und Materie

1.2.1 Voraussetzungen

Die Voraussetzungen, unter welchen man die Wechselwirkung einzelner Atome und Photonen beobachten kann, sollen hier exemplarisch am Beispiel der Rabi-Oszillationen erläutert werden.

Bringt man ein Atom in einen Mikroresonator oder dessen evaneszentes Feld, und stimmt dessen Resonanzfrequenz ν_{res} auf einen atomaren Übergang mit der Frequenz ν_{at} ab, kommt es zu einer Kopplung zwischen Atom und resonanter Mode. Das Atom kann ein Photon in den Resonator emittieren und wieder absorbieren. Es kommt zu sogenannten Rabi-Oszillationen, bei denen die Energie mit der Rabifrequenz Ω zwischen Atom und Resonator oszilliert. Je höher die Kopplungsstärke $g = \Omega/2$ ist, desto größer wird diese Frequenz. In Abbildung 1.3 ist dieser Vorgang dargestellt.

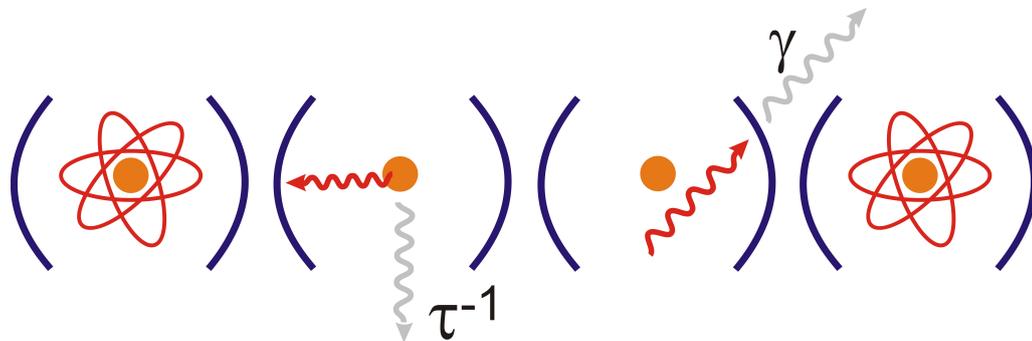


Abbildung 1.3: Anschauliches Modell zur Rabioszillation. Ein Atom strahlt ein Photon in eine Mode des Resonators ab und reabsorbiert es anschließend wieder. τ ist die Lebensdauer des Photons im Resonator, γ ist die spontane Zerfallsrate des Atoms.

Für eine vollständige Beschreibung müssen noch dissipative Prozesse berücksichtigt werden. Das Photon kann durch spontane Emission in eine Mode des freien Raumes abgestrahlt werden. Dieser Effekt lässt sich mit der spontanen Zerfallsrate γ beschreiben. Auch die Lebensdauer τ des Photons im Resonator ist begrenzt. $\kappa/2\pi = 1/2\pi\tau$ ist die Linienbreite der Resonatormode. Viele Zyklen der Rabioszillation treten nur dann auf, wenn ihre Dauer kurz gegenüber den Zeitkonstanten dieser Zerfallsmechanismen ist. Man spricht dann von starker Kopplung. Qualitativ lässt sich diese Bedingung folgendermaßen fassen:

$$g \gg \gamma \quad (1.2)$$

und

$$g \gg \kappa \quad (1.3)$$

Im folgenden soll untersucht werden über welche Größen man Einfluß auf die Stärke der Wechselwirkung nehmen kann.

Die **Kopplungsstärke** g hängt anschaulich vor allem von der Intensität am Aufenthaltsort des Atoms ab. Sie ist für ein Photon im Resonator umso größer, je kleiner das **Modenvolumen** ist. Es gilt

$$g = d \cdot E = d \sqrt{\frac{\hbar\omega}{2\epsilon_0 V_{mode}}} \quad (1.4)$$

Hierbei ist d das atomare Dipolmoment, E die Feldstärke, ω die Frequenz des atomaren Übergangs und ϵ_0 die Dielektrizitätskonstante des Vakuums.

Die **Linienbreite** $\gamma/2\pi$ ist durch den atomaren Übergang vorgegeben. Für solche Experimente wird typischerweise die D2 Linie von Caesium verwendet. Ihre Linienbreite beträgt $\gamma_{D2}^{Cs}/2\pi = 5 \text{ MHz}$.

Die **Linienbreite des Resonators** $\kappa/2\pi$ hängt über $\kappa/2\pi = \nu/Q$ von dessen **Güte** ab.

Außerdem muß der Resonator auf die **atomare Resonanzfrequenz** ν_{at} , die bei Caesium etwa bei 352 THz liegt, **abstimmbar** sein.

1.2.2 Praktische Ansätze und Probleme

Obwohl mithilfe von Fabry-Perot-Resonatoren [13], Mikrokugeln [14] und Mikrotoroi [15] schon starke Kopplung beobachtet wurde, weisen alle diese Resonatortypen gewisse Nachteile für weitere Experimente auf.

Fabry-Perot-Resonatoren können nur mit Hilfe hochreflektierender Spiegel aufgebaut werden, die sehr schwierig herzustellen und deren Beschaffung entsprechend langwierig und teuer ist. Der Spiegelabstand muss, aufgrund des modularen Aufbaus des Resonators, über komplizierte Regelungsverfahren aktiv stabilisiert werden.

In Mikroresonatoren die auf Flüstergalleriemoden basieren, hier also Mikrokugel und -torus, ergibt sich die hohe Güte aus der Totalreflektion. Sie können relativ einfach und günstig im Labor hergestellt werden. Eine Änderung der Resonatorparameter ist problemlos möglich. Weil diese Resonatoren monolithisch aufgebaut sind, weisen sie von vornherein eine gewisse passive Stabilität auf. Das Problem liegt hier an der begrenzten Abstimmbarkeit. Um Licht jeder beliebigen Frequenz - also auch ν_{at} - in den Resonator einkopplern zu können, muß

dieser mindestens um einen freien Spektralbereich durchstimmbare sein. Die Abstimmbarkeit von Mikrokugeln durch Anlegen einer Zugspannung ist durch die Bruchgrenze von Silikatglas beschränkt. Eine Kugeln mit Durchmessern von $80 \mu\text{m}$ lässt sich um 50% ihres freien Spektralbereichs abstimmen [16]. Bei Mikrotoroi kann die Abstimmung nur über die relativ schwache Temperaturabhängigkeit des Brechungsindex erfolgen. Ein Torus von $75 \mu\text{m}$ Durchmesser lässt sich somit lediglich um ca 30% seines freien Spektralbereichs abstimmen [17].

1.2.3 Ein neuer durchstimmbarer Resonator

In dieser Arbeit soll eine neue Art Mikroresonator untersucht werden. Neben den Vorteilen der oben beschriebenen Resonatoren sollte er beliebig abstimmbare sein und sich somit besonders für CQED Experimente eignen. Das Prinzip ist in Abbildung 1.4 dargestellt.

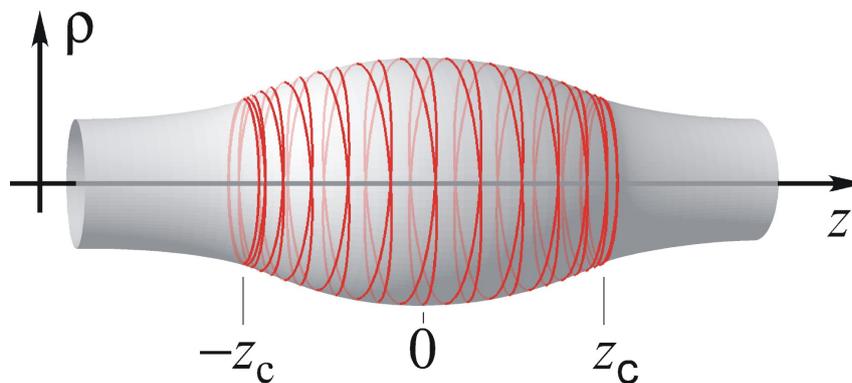


Abbildung 1.4: Prinzip des Flaschenresonators. Das Licht läuft um die Resonatorachse um und pendelt gleichzeitig zwischen zwei Umkehrpunkten bei z_c und $-z_c$ hin und her.

Da sich die Bahn des Lichts in Mikrokugel und Mikrotoroi nach einem Umlauf längs des Äquators schließt, treten hier sehr kurze Umlaufwege und nach $\Delta\nu_{FSR} = \frac{c}{nL}$ sehr große freie Spektralbereiche von einigen THz auf. Bei diesem alternativen Resonator mit stark prolater Struktur werden die Moden nicht am Äquator angeregt. Das Licht pendelt, während es um die Resonatorachse läuft, zusätzlich zwischen zwei Umkehrpunkten hin und her, erst dann schließt sich seine Bahn. Die Folge ist eine starke Verlängerung des Umlaufweges. Der entsprechend kleine freie Spektralbereich sollte eine problemlose Durchstimmung des Resonators ermöglichen. Weil die Bahn die das Licht im inneren dieses Resonators beschreibt, der Bahn eines geladenen Teilchens in einer magnetischen Flasche³ entspricht, bezeichnet man diesen neuen Resonatortyp als „Flaschenresonator“.

³In magnetischen Flaschen lassen sich geladene Teilchen durch ein Magnetfeld speichern. In einem homogenen Magnetfeld beschreibt das Teilchen eine spiralförmige Bahn. Verengen sich die Feldlinien in Form eines Flaschenhalses wird die Spirale immer enger. Schließlich kehrt das

1.3 Ziel dieser Arbeit

- Herstellung des Resonators. Die Resonatorstruktur soll auf einer verjüngten Glasfaser durch Mikrostrukturierung erzeugt werden. Die Herstellungsmethode soll soweit optimiert werden, dass der Resonator folgenden Bedingungen genügt:
 - Die Güte soll mit der von Mikrotorus bzw. Mikrokugel vergleichbar sein und im Bereich 10^7 bis 10^8 liegen.
 - Der freie Spektralbereich soll etwa eine Größenordnung unter dem der bisher benutzten Resonatoren liegen, also ca. im Bereich 100 GHz.
 - Der Resonator soll durch Anlegen einer Zugspannung durchstimmbar sein. Die maximal angelegte Spannung soll deutlich unter seiner Bruchspannung liegen.
- Um diese Eigenschaften zu untersuchen, ist ein entsprechender Aufbau notwendig. An diesen werden folgende Anforderung gestellt:
 - Mithilfe einer dünnen Glasfaser soll Licht in den Resonator eingekoppelt werden. Dazu müssen die evaneszenten Felder beider Strukturen zum Überlapp gebracht werden. Da die evaneszenten Felder schon im Bereich von einigen 100 nm abfallen, ergeben sich hohe Anforderung an die Positioniergenauigkeit und die mechanische Stabilität des Aufbaus.[18]
 - Eine Zugspannung muß an den Resonator angelegt werden können, um diesen kontrolliert abzustimmen.
 - Außerdem soll der Aufbau die Möglichkeit bieten, die evaneszente Intensitätsverteilung der Moden zu untersuchen. Dazu soll das evaneszente Feld des Resonators mit einer dritten dünnen Faser, in axialer Richtung im Abstand von ca. $1\ \mu\text{m}$ abgetastet werden.

Teilchen seine Bewegungsrichtung um, da der Drehimpuls nicht weiter zunehmen kann, weil die gesamte Energie aus der Translationsbewegung verbraucht ist.

Kapitel 2

Theoretischer Hintergrund

2.1 Theorie zum Flaschenresonator

2.1.1 Lösungen der Wellengleichung

In einer früheren Arbeit unserer Gruppe, haben wir den Flaschenresonator theoretisch beschrieben und seine Eigenschaften untersucht [19]. Der Ansatz und die wichtigsten Ergebnisse sollen hier kurz beschrieben werden. Ausgangspunkt ist eine zylindersymmetrische dielektrische Struktur mit Brechungsindex $n=1,45$, die entlang ihrer z -Achse ein parabolisches Radienprofil gemäß Gleichung 2.1 aufweist.

$$R(z) = R_0 \left(1 - \frac{1}{2}(\Delta kz)^2 \right) \quad (2.1)$$

Zur Beschreibung dieser Struktur werden die Zylinderkoordinaten z , ρ und φ verwendet. Die Werte für den maximalen Radius des Resonators und die Krümmung seines Profils, werden zu $R_0 = 8\mu\text{m}$ und $\Delta k = 3,2 \cdot 10^{-3}\mu\text{m}^{-1}$ angenommen. Der Radius des Resonators an den Umkehrpunkten R_c , die bei ca. $z_c = 80\mu\text{m}$ liegen sollen, beträgt dann etwa $7,8\mu\text{m}$. Das entspricht einer Radienmodulation von nur 3%. Abbildung 2.1 zeigt die Geometrie des Resonators. Hier ist die Krümmung des Resonatorprofils der Anschaulichkeit wegen stark übertrieben dargestellt.

Es werden Moden untersucht, die um die Resonatorachse umlaufen und dabei zwischen zwei Umkehrpunkten bei z_c und $-z_c$ hin- und herpendeln. Diese Umkehrpunkte werden auch als Kaustiken bezeichnet. Von besonderem Interesse sind Moden, die mit maximalen Drehimpuls nahe der Resonatoroberfläche propagieren, weil sie ausgeprägte evaneszente Felder und kleine Modenvolumina aufweisen. Da die Moden nahe an der Oberfläche umlaufen und sich der Resonatorradius nur sehr langsam entlang der z -Achse ändert, kann die radiale Komponente des Wellenvektors, gemäß Gleichung 2.2, vernachlässigt werden. Man spricht hier von einer „adiabatischen Näherung“.

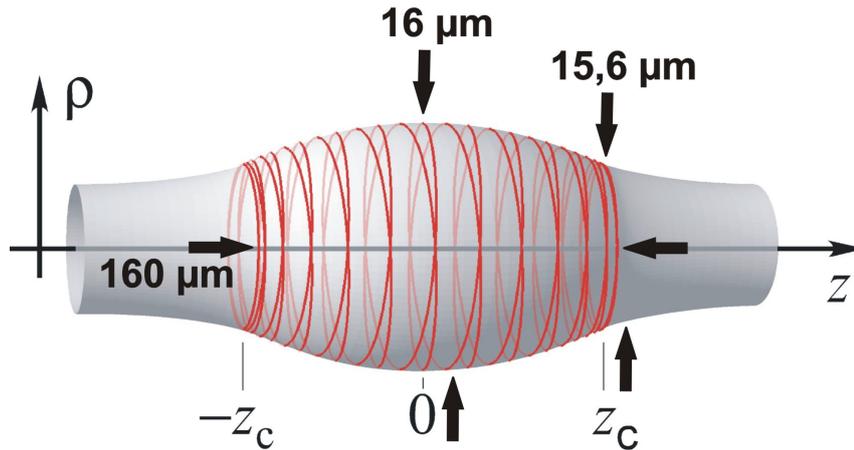


Abbildung 2.1: Modell des Flaschenresonators. Bei den Rechnungen wird von einer zylindersymmetrischen Struktur mit parabolischem Profil ausgegangen. Die Krümmung ist stark übertrieben dargestellt.

$$k = \left(k_z^2 + k_\varphi^2\right)^{\frac{1}{2}} = \frac{2\pi n}{\lambda} \quad (2.2)$$

Aufgrund der Zylindersymmetrie ist die z -Komponente des Drehimpulses eine Erhaltungsgröße und ändert sich bei Propagation entlang der z -Achse nicht.

$$\partial_z k_\varphi(z) R(z) = 0 \quad (2.3)$$

Bei Einkopplung des Lichts an einer Kaustik mit Koordinate z_c , senkrecht zur Resonatorachse, ergibt sich mit den Randbedingungen $k_z(\pm z_c) = 0$ und $k_\varphi(\pm z_c) = k$ folgende Lösung für die Komponenten des Wellenvektors:

$$k_\varphi(z) = k R_c / R(z) \quad (2.4)$$

$$k_z(z) = \pm k \sqrt{1 - [R_c / R(z)]^2} \quad (2.5)$$

mit $-z_c \leq z \leq z_c$ und $R_c = R(z_c)$.

Bei kleiner werdendem Resonatorradius muß k_φ wegen 2.4 zunehmen, damit $k_\varphi(z) R(z)$ erhalten bleibt. Da der Betrag des Wellenvektors k ebenfalls erhalten ist, ist dies nur möglich, wenn gleichzeitig k_z kleiner wird. Ist ein kritischer Radius erreicht, an dem k_z verschwindet und $k_\varphi = k$ maximal wird, kann das Licht nicht weiter entlang der z -Achse propagieren. So lassen sich die Umkehrpunkte bei z_c als „Reflexion an einer Drehimpulsbarriere“ verstehen.

Mithilfe der adiabatischen Näherung kann die Wellengleichung für dieses Problem analytisch gelöst werden. Sie lässt sich unter Ausnutzung der Symmetrien in mehrere Teile separieren. Die Lösung ist dann gegeben durch

$\Psi(\rho, \varphi, z) = \Theta(\varphi) \cdot Z(z) \cdot \Phi(\rho, R(z))$ Für den azimuthalen Teil der Wellengleichung findet man wegen der Zylindersymmetrie Lösungen $\Theta(\varphi)$ die zu $\exp(im\varphi)$ proportional sind. Außerdem lässt sich wegen der nur schwach ausgeprägten Modulation des Resonatorprofils entlang der z-Achse eine axiale Wellengleichung für $Z(z)$ abseparieren. Es verbleibt eine „radiale Wellengleichung“ für $\Phi(\rho, R(z))$ die von der z-Koordinate nur noch als Parameter abhängt. Die Wellenfunktion wird in radialer Richtung durch Bessel und Hankelfunktionen J_m und H_m beschrieben. In axialer Richtung ist die Lösung in Analogie zum harmonischen Oszillator durch Hermitpolynome H_q der Ordnung q gegeben. Die verschiedenen Lösungen unterscheiden sich durch die Werte von m und q . Dabei gibt die axiale Quantenzahl q die Anzahl der Knoten der Wellenfunktion entlang der z-Achse an. Die azimuthale Quantenzahl m beschreibt wieviele Wellenlängen in den Resonatorumfang an den Kautiken passen. Bei maximaler azimuthale Quantenzahl wird das Licht nächstmöglich an der Oberfläche geführt. Um eine Vorstellung von der räumlichen Struktur der Moden zu erhalten ist die berechnete Intensitätsverteilung im Resonator $I_{mq}(\rho, z) \propto |\Phi_{mq}(\rho, z)|^2$ in Abbildung 2.2 dargestellt. Für die axiale Quantenzahlen wurde $q=100$ gewählt. Die radiale Quantenzahl wurde auf ihren zugehörigen maximalen Wert von $m=84$ festgelegt. R_c beträgt $7,8 \mu\text{m}$ die Krümmung $\Delta k = 0,0032 \mu\text{m}^{-1}$.

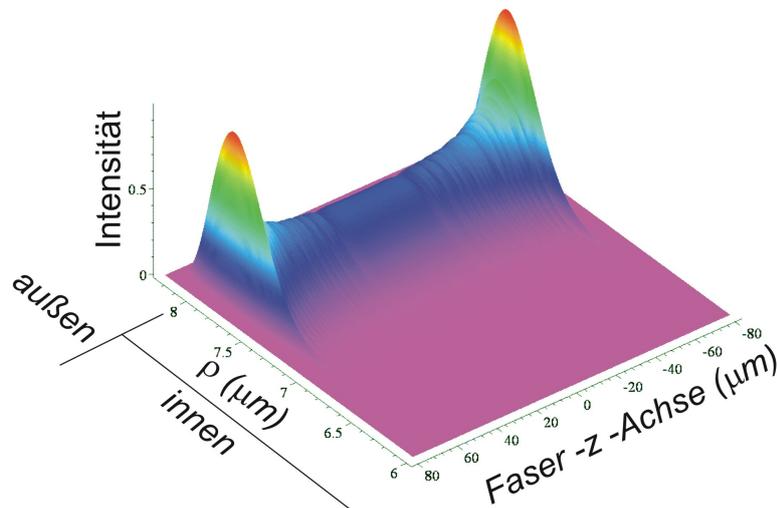


Abbildung 2.2: Intensitätsverteilung einer Mode des Flaschenresonators mit den Quantenzahlen $q=100$ und $m=84$ bei einer Wellenlänge von 852 nm [19].

2.1.2 Kopplungsstärke

Mithilfe der berechneten Intensitätsverteilung kann die Kopplungsstärke an der Oberfläche des Resonators im Bereich der Kautik für die D2 Linie von Caesium

berechnet werden. Die einzige Eigenschaft des Resonators die in diese Berechnung eingeht ist nach Gleichung 1.4 sein Modenvolumen. Für die Mode mit den Quantenzahlen $q = 100$ und $m = 84$ ergibt sich nach Gleichung 1.1 ein Modenvolumen von $749 \mu\text{m}^3$ eine Kopplungsstärke von $g/2\pi \approx 90\text{MHz}$ [19].

2.1.3 Freier Spektralbereich

Die zu den Lösungen der Wellengleichung gehörenden Eigenwerte hängen von den Quantenzahlen m und q ab. Sie sind gegeben durch

$$k_{mq} = \sqrt{\frac{m^2}{R_0^2} + (q + 1/2) \frac{2m\Delta k}{R_0}} \quad (2.6)$$

Daraus ergibt sich das Modenspektrum des Resonators. Für den Frequenzabstand von Moden, die sich nur in einer der beiden Quantenzahlen m oder q um eins unterscheiden erhält man:

$$\Delta\nu_m \sim \frac{c}{2\pi n R_0} \sim 4\text{THz} \quad (2.7)$$

und

$$\Delta\nu_q \sim \frac{c\Delta k}{2\pi n} \sim 100\text{GHz} \quad (2.8)$$

Der Frequenzabstand ist unabhängig von den Quantenzahlen, der Flaschenresonator weist also ein äquidistantes Modenspektrum auf. Somit ist es sinnvoll, den immer konstanten spektralen Abstand zwischen zwei benachbarten Moden als freien Spektralbereich zu bezeichnen.

2.1.4 Abstimmbarkeit

Die Resonanzfrequenz hängt ab von der optischen Weglänge, die das Licht bei einem Umlauf im Resonator zurücklegt, also von $L_{opt} = n \cdot L_{Umlauf}$. Wobei L_{Umlauf} die geometrische Weglänge für einen Umlauf ist. Die optische Weglänge kann demnach durch Deformation des Resonators und durch Änderung des Brechungsindex beeinflusst werden.

Temperaturabhängigkeit der Resonanzfrequenz Den Brechungsindex kann man über die Temperatur beeinflussen. Die Temperaturabhängigkeit von Silikatglas ist jedoch relativ schwach. Sie beträgt $\partial n / \partial T \approx 1.3 \cdot 10^{-5} \text{K}^{-1}$ [20]. Mittels einer Temperaturänderung von 30 K sollte sich der Flaschenresonator also um einen freien Spektralbereich abstimmen lassen.

Abstimmen durch mechanische Spannung Das Anlegen einer Zugspannung an die Resonatorfaser ändert sowohl ihren Durchmesser als auch den Brechungsindex. Aufgrund der geringen Radienmodulation von 3% lässt sich die Faser als Zylinder mit Radius R_0 und Länge L beschreiben. Für die Änderung der Resonanzfrequenz gilt dann [20]

$$\frac{\Delta v_{mq}}{v_{mq}} \approx -\frac{\Delta R}{R_0} - \frac{\Delta n}{n} \quad (2.9)$$

Die Querkontraktion der Resonatorfaser $\Delta R/R_0$ in Abhängigkeit von ihrer relativen Längenänderung $\Delta L/L$ ist durch den Poissonkoeffizienten σ gegeben.

$$\frac{\Delta R}{R_0} = -\sigma \frac{\Delta L}{L} \quad (2.10)$$

Der Poissonkoeffizient für Silikatglas beträg $\sigma_{SiO_2} = 0,17$ [21].

Für die relative Brechungsindexänderung muß man außerdem die Komponenten $p_{11} = 0,126$ und $p_{12} = 0,26$ des elastooptische Tensors berücksichtigen [21]. Für den Fall paralleler Polarisierung bezüglich der angelegten Zugspannung (und damit auch zur Resonatoroberfläche) gilt:

$$\frac{\Delta n}{n} = -\frac{n^2}{2}(p_{11} - 2\sigma p_{12})\frac{\Delta L}{L}\sigma\frac{\Delta L}{L} = -0,03\frac{\Delta L}{L} \quad (2.11)$$

Insgesamt erhält man dann für die relative Änderung der Resonanzfrequenz in Abhängigkeit von der Dehnung für Silikaglas bei Moden, deren Polarisierung parallel (\parallel) oder senkrecht zur Resonatoroberfläche (\perp) liegt folgende Ergebnisse:

für parallele Polarisierung gilt:

$$\Delta v_{mq}/v_{mq} \approx 0,20\frac{\Delta L}{L} \quad (2.12)$$

für senkrechte Polarisierung gilt:

$$\Delta v_{mq}/v_{mq} \approx 0,31\frac{\Delta L}{L} \quad (2.13)$$

2.2 Streuung von Licht an dünnen Glasfasern

2.2.1 Berechnung der Intensitätsverteilung im Fernfeld

Um die Beugungsbilder die von den Resonatoren, mithilfe des Aufbaus aus Abbildung 3.6 in Abschnitt 3.1.2, aufgenommen werden auszuwerten muss die Streuung eines unfokussierter Laserstrahls mit einem Durchmesser $2w_0$ von ca.

einem Millimeter an einer Glasfaser mit einem Radius von einigen Mikrometern betrachtet werden. Die Streuintensität in Abhängigkeit von Faserradius und Streuwinkel kann nach folgender Formel berechnet werden [22],[23]. Da die Fraunhofer-Näherung benutzt wird gilt diese Formel nur im Fernfeld der Beugung.

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

$$u(r, \theta) = u_0 \sum_{m=-\infty}^{\infty} \{ \exp[-im(\theta - \pi/2)] [J_m(n_1 k_0 r) - H_m^{(1)}(n_1 k_0 r) \gamma_m] A_m \} \quad (2.14)$$

Dabei sind die Koeffizienten gegeben durch:

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

$$u_0 = \text{const. (Wert von } u \text{ am Ursprung ohne Faser)}$$

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

$$\gamma_m = \frac{n_2 J_m(n_1 k_0 r) \left[\frac{J'_m(n_2 k_0 r)}{J_m(n_2 k_0 r)}\right] - n_1 J'_m(n_1 k_0 r)}{n_2 H_m^{(1)}(n_1 k_0 r) \left[\frac{J'_m(n_2 k_0 r)}{J_m(n_2 k_0 r)}\right] - n_1 H_m^{(1)'}(n_1 k_0 r)} \quad \vec{E} \parallel \text{Faserachse}$$

$$\gamma_m = \frac{n_1 J_m(n_1 k_0 r) \left[\frac{J'_m(n_2 k_0 r)}{J_m(n_2 k_0 r)}\right] - n_2 J'_m(n_1 k_0 r)}{n_1 H_m^{(1)}(n_1 k_0 r) \left[\frac{J'_m(n_2 k_0 r)}{J_m(n_2 k_0 r)}\right] - n_2 H_m^{(1)'}(n_1 k_0 r)} \quad \vec{E} \perp \text{Faserachse}$$

Hierbei sind H_m und J_m die Hankel- bzw Besselfunktionen. H'_m und J'_m ihre Ableitungen. n_1 ist der Brechungsindex von Luft, n_2 der von Glas. w_0 , k_0 , λ_0 sind der Strahlradius, die Wellenzahl und die Wellenlänge des Laserstrahls.

In dieser Formel sind sowohl Beugung an der Faser als auch Reflexion an der Faseroberfläche und Brechung an den Grenzflächen zwischen Luft und Faser enthalten. Auch Mie-Resonanzen werden berücksichtigt. Diese treten auf, wenn der Faserumfang ein ganzzahliges Vielfaches der Wellenlänge beträgt.

Mithilfe eines Computerprogramms wurden die gestreuten Intensitätsverteilungen für Streuwinkel von 40 bis 50° bei verschiedenen Faserradien im Bereich von 5 bis 10 μm berechnet [24]. Die Rechnungen wurden für eine Wellenlänge von 532 nm, und einen Strahldurchmesser von einem Millimeter und einen Brechungsindex von 1,452 durchgeführt. In Abbildung 2.3 ist die Lage der Maxima (grün) und Minima (schwarz) der gestreuten Intensität in Abhängigkeit vom Faserradius dargestellt.

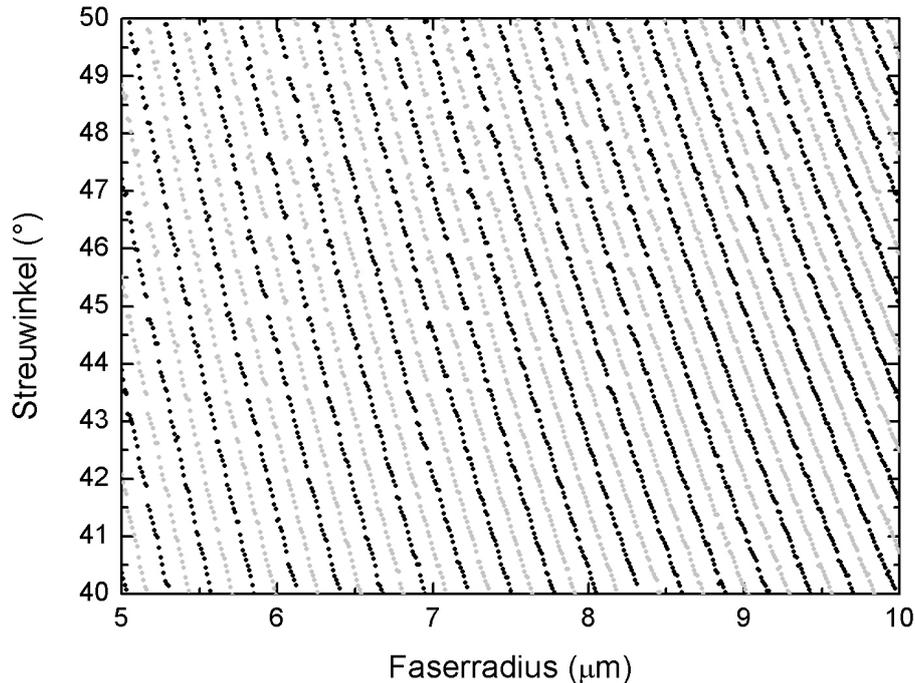


Abbildung 2.3: Berechnung der Lage von Intensitätsminima (dunkel) und Intensitätsmaxima (hell), bei der Streuung eines Laserstrahls an einer Glasfaser, in Abhängigkeit vom Faserradius

2.2.2 Fraunhofer-Bedingung

Will man die Ergebnisse der Rechnungen aus Abschnitt 2.2.1 mit experimentell gewonnenen Beugungsbildern vergleichen, muß sichergestellt werden, das die Fraunhofer-Bedingung erfüllt ist. Die Zone in der Ebene des beugenden Objekts, in der dies der Fall ist, wird als die erste Fresnelzone bezeichnet. Für einen Abstand z zwischen der Ebene des beugenden Objektes und der Beobachtungsebene, gilt für den Radius a der Fresnelzone [25]:

$$a = \sqrt{\lambda z / \pi} \quad (2.15)$$

d.h. man kann immer ins Fernfeld der Beugung gelangen, wenn man den Abstand z zum beugenden Objekt nur groß genug wählt.

In unserem Fall muß der Abstand z also so groß gewählt werden, dass die untersuchte Faser komplett in der ersten Fresnelzone liegt. Da längs der Faser keine Beugung auftritt, muß hier nur ihre radiale Ausdehnung berücksichtigt werden. Nimmt man einen Faserradius von $8 \mu\text{m}$ an, ergibt sich für eine Wellenlänge von 532nm ein Mindestabstand von $0,38 \text{ mm}$.

2.3 Einkoppeln von Licht mit dünnen Fasern

Die Wellenfunktion der Moden von Flüstergalerie-Mikroresonatoren weisen nur einen verschwindenden Überlapp mit den Wellenfunktionen der Moden des freien Raums auf. Licht kann daher nicht direkt über einen frei propagierenden Strahl eingekoppelt werden. Eine Kopplung ist nur an in dielektrischen Hilfsstrukturen geführte Moden möglich. Hierfür sind Prismen und dünne Glasfasern geeignet [26]. In dieser Arbeit wird die Kopplung mittels Glasfaser verwendet. Verjüngt man Fasern auf Radien im Bereich der Wellenlänge des in ihnen geführten Lichts, wird ein großer Teil der Intensität der Fasermode im evaneszenten Feld außerhalb der Faser geführt. Durch Überlappen der evaneszenten Felder von Faser- und Resonatormode, kann Licht also in den Resonator eingekoppelt werden.

2.3.1 Das evaneszente Feld dünner Glasfasern

In Abbildung 2.4 ist die radiale Intensitätsverteilung für eine Glasfaser mit einem Durchmesser von 500 nm bei einer Wellenlänge von 852 nm gezeigt. Die Gesamtleistung des durch die Faser propagierenden Lasers beträgt 1 pW.

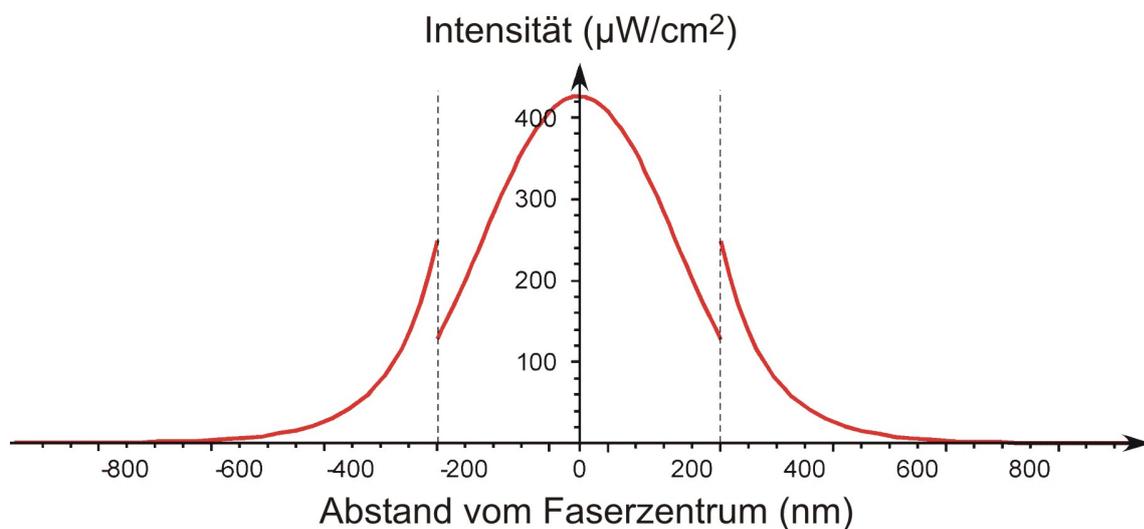


Abbildung 2.4: radiale Intensitätsverteilung der Mode einer 500 nm dicken Faser, bei einer Laserleistung von 1 pW. Ein großer Teil der Gesamtintensität wird im evaneszenten Feld außerhalb der Faser geführt.

Um effizient in den Resonator einkoppeln zu können, müssen die Frequenzen und die Wellenzahlen von Faser- und Resonatormode übereinstimmen. Man spricht hier von Phasen Anpassung. Zur Berechnung des Wellenvektors $k = 2\pi n/\lambda$ der Fasermode muss ein effektiver Brechungsindex benutzt werden, der zwischen dem von Glas und umgebenden Medium liegt. Bei dünneren Fasern

nimmt der evaneszente Anteil der Mode zu, der effektive Brechungsindex verringert sich. Die Abhängigkeit der Wellenzahl k vom Faserradius r kann wie folgt beschrieben werden [26].

$$k^2 = \frac{k_{vac}^2}{n^2} - \frac{2,405^2}{r^2} \quad (2.16)$$

Hier ist k_{vac} die Wellenzahl im Vakuum. Die Formel gilt nur näherungsweise. Ihr Fehler liegt im Radienbereich $1,4 \mu\text{m} < r < 3 \mu\text{m}$ unter einem Prozent.

Kapitel 3

Experimenteller Aufbau

3.1 Herstellung von Flaschenresonatoren

Als Ausgangsmaterial für die Herstellung des Flaschenresonators dienen gebräuchliche Glasfasern. Eine Anlage zur Verjüngung dieser Fasern auf Durchmesser im μm Bereich und darunter ist in der Arbeitsgruppe schon vorhanden. Im Rahmen meiner Diplomarbeit wurde sie um eine Option zur Mikrostrukturierung der dünnen Fasern erweitert. Die Beugung eines Laserstrahls an der Faser liefert Informationen über das Profil der Mikrostrukturen und macht eine kontrollierte Herstellung erst möglich. Dazu musste noch die stark schwankende Ausgangsleistung des CO_2 -Lasers, der als Heizquelle für die Mikrostrukturierung dient, stabilisiert werden.

3.1.1 Die Schritte der Herstellung

Die Herstellung eines Flaschenresonators der im Theorieteil vorgestellten Form aus einer Stufenindex Glasfaser mit $125 \mu\text{m}$ Durchmesser erfolgt in zwei Schritten. Zunächst wird die Faser verjüngt, so dass eine Taille entsteht, die einen homogenen Radius über einer Länge von mehreren mm aufweist. Abbildung 3.1 zeigt schematisch die verschiedenen Bereiche einer verjüngten Glasfaser und ihre Dimensionen.

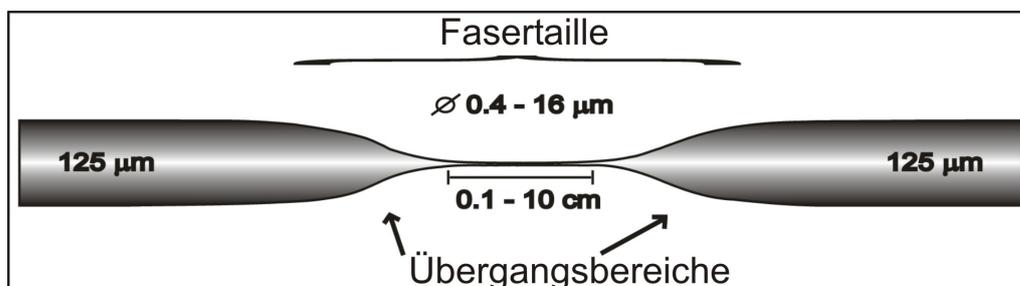


Abbildung 3.1: Schematische Skizze einer verjüngten Glasfaser. Die verschiedenen Bereiche und deren typische Abmessungen sind in der Abbildung dargestellt.

Im zweiten Schritt wird dann auf der Fasertaille durch Mikrostrukturierung mit einem CO₂-Laser das eigentliche Resonatorprofil erzeugt.

Herstellung dünner Glasfasern

Mithilfe der in Abbildung 3.2 schematisch dargestellten Anlage lassen sich dünne Glasfasern beliebiger Radien herstellen. Für die Resonatorherstellung werden Fasern mit einem Tailldurchmesser von 16 μm benötigt. Die Tailllenlänge beträgt 10 mm. Auch die Koppel- und Abtastfasern lassen sich in dieser Anlage herstellen. Sie erhalten über eine Länge von typischerweise 5 mm einen Durchmesser von 1 μm .

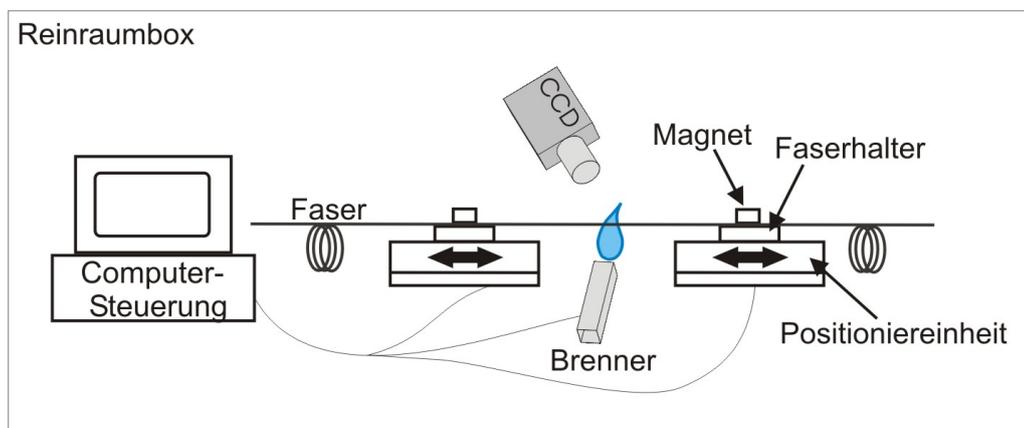


Abbildung 3.2: Schematischer Aufbau der Anlage zur Herstellung dünner Glasfasern

Die Faser wird über einer Wasserstoffflamme mit einer Breite von 1 mm erhitzt. Zwei Positioniereinheiten ermöglichen das Strecken der Faser, sowie deren Bewegung relativ zur Brennerflamme. Durch geeignete Synchronisation dieser Bewegungen lassen sich die Parameter Faserdurchmesser, Tailllenlänge, und die Form des Übergangs zwischen unbearbeiteter Faser und Fasertaille einstellen [27]. Entsprechende Trajektorien werden vorher berechnet und computergesteuert ausgeführt. Zur Überwachung des Ziehprozesses steht ein Mikroskop mit CCD-Kamera zur Verfügung. Eine Reinraumbox verhindert unerwünschte Ablagerungen von Staub auf der Faser. Abbildung 3.3 zeigt eine Glasfaser, die in der Ziehanlage hergestellt wurde. Die hier dargestellte Faser verjüngt sich im Tailnbereich auf 10 μm .



Abbildung 3.3: In der Ziehanlage verjüngte Glasfaser. Der Ausgangsdurchmesser beträgt $125\ \mu\text{m}$. Der Übergangsbereich ist zu Demonstrationszwecken sehr kurz gewählt worden.

Mikrostrukturierung Die Mikrostrukturierung der Fasertaille der erfolgt ebenfalls in der Faserziehanlage. Eine schematische Darstellung des Aufbaus zeigt Abbildung 3.4.

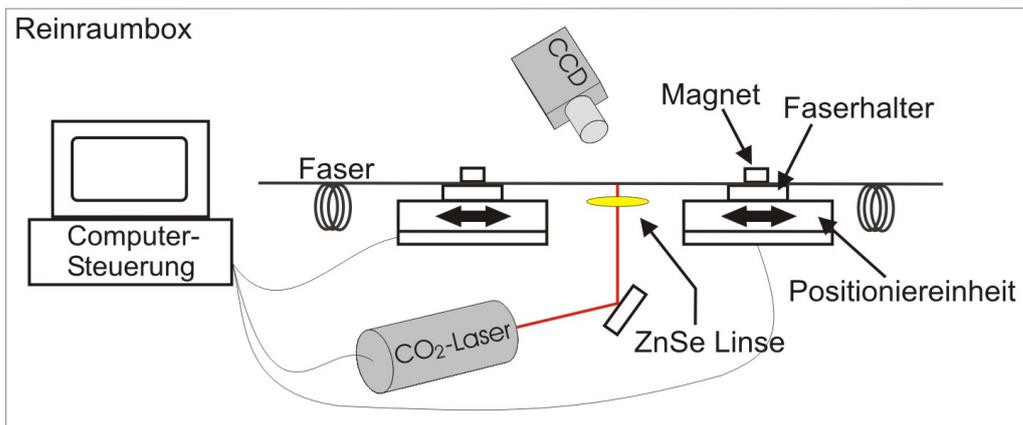


Abbildung 3.4: Schematische Skizze des Aufbaus zur Mikrostrukturierung

Als Heizquelle dient ein CO_2 -Laser mit einer maximalen Ausgangsleistung von 34 Watt, der mittels einer Linse aus Zinkselenid auf die Faser fokussiert wird. Durch geringes Verschieben der Linse um einige mm lässt sich der Strahldurchmesser durch gezieltes Defokussieren verändern. Das Prinzip der Mikrostrukturierung ist in Abbildung 3.5 dargestellt.

Die Fasertaille wird nacheinander an zwei Stellen im Abstand von einigen $100\ \mu\text{m}$ erhitzt. Durch jeweiliges Strecken der Faser entstehen dort zwei Einschnürungen, die im folgenden auch als Mikrotaillen bezeichnet werden. Durch geeignete Wahl ihres Abstandes erhält man im Bereich zwischen den Mikrotaillen ein näherungsweise parabolisches Faserprofil. Die Radienmodulation über den gesamten Resonator soll wenige Prozent des Faserradius betragen.

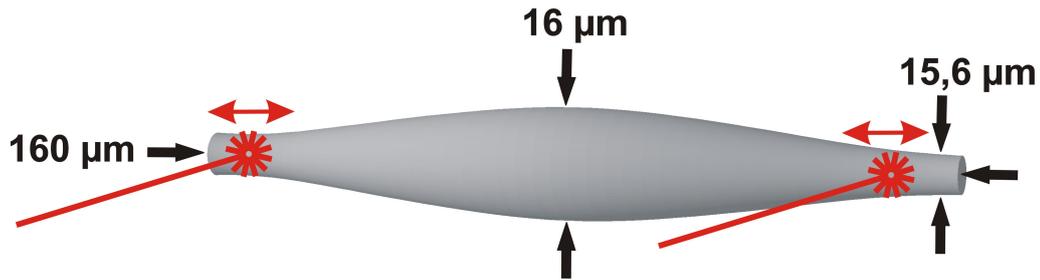


Abbildung 3.5: Prinzip der Mikrostrukturierung einer dünnen Glasfaser zur Herstellung eines Flaschenresonators. Mithilfe eines CO_2 -Lasers werden nacheinander zwei Mikrotailen erzeugt.

Die Form des Resonators lässt sich über folgende Parameter beeinflussen:

- Durch die **Stärke der Elongation** bei der Erzeugung der Mikrotailen lässt sich die Stärke der Radienmodulation beeinflussen. (Dieser Parameter wird im folgenden auch als Ziehstrecke bezeichnet.)
- Vergrößerung des **Strahldurchmesser des CO_2 -Lasers** am Ort der Faser, führt bei gleicher Ziehstrecke zu Strukturen, die länger und weniger stark moduliert sind.
- Der **Abstand der Bearbeitungszone**n muss so eingestellt werden, dass kein unbearbeiteter Bereich im Zentrum des Resonators zurückbleibt. Dabei ist jedoch zu beachten, dass ein zu geringer Abstand zu unsymmetrischen Strukturen führt.

Eine Methode zur Wahl geeigneter Parameter für die Resonatorherstellung wird in Abschnitt 4.2.1 beschrieben.

3.1.2 Vermessung des Resonatorprofils

Die Radianmodulation der Flaschenresonatoren sollen nur einige Prozent des Faserradius, also wenige 100 nm, betragen. Damit liegen sie unter der Auflösungsgrenze des optischen Mikroskopsystems der Faserziehyanlage, die etwa $1\ \mu\text{m}$ beträgt. Wie schon in Abschnitt 2.2.1 beschrieben, lassen sich jedoch durch Beobachtung der Beugung eines Laserstrahls Informationen über den Faserradius gewinnen, die zu einer wesentlich genaueren Bestimmung des Faserprofils benutzt werden können. Abbildung 3.6 zeigt schematisch wie der Resonator vermessen wird.

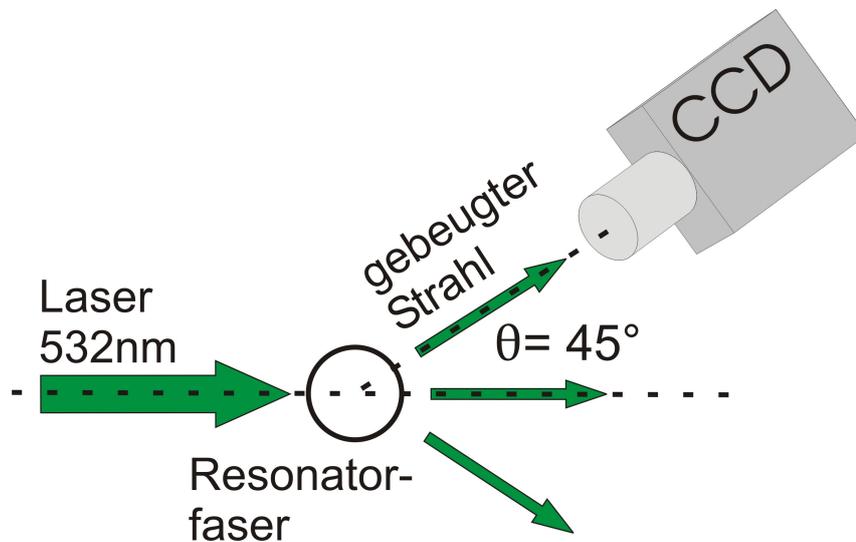


Abbildung 3.6: Prinzip des Aufbaus zur Vermessung des Faserprofils. Ein Laser wird an der zu untersuchenden Faser gestreut. Die gestreute Intensität wird mit einem Mikroskop unter 45° beobachtet.

Die Faser bleibt dabei weiterhin in den Haltern der Ziehanlage arretiert. Zur kohärenten Beleuchtung trifft ein Laserstrahl der Wellenlänge 532 nm senkrecht auf die Faser. Das Mikroskop der Ziehanlage ist unter einem Winkel von 45° zur Strahlachse auf die Faser gerichtet. Die numerische Apertur des Objektivs beträgt 0.28 . Damit wird ein Winkelbereich von $\pm 16^\circ$ erfasst. Wie die Analyse in Abschnitt 2.2.2 zeigt, muss die Faser sich mindestens $0,38\text{ mm}$ außerhalb des Mikroskopfokus befinden, um das Fernfeld der Beugung abzubilden. Diese gezielte Defokussierung erfolgt über eine Linearführung auf der das Mikroskop montiert ist.

3.1.3 Leistungsstabilisierung des CO₂-Lasers

Bei den ersten Versuchen zur Mikrostrukturierung dünner Glasfasern zieht sich, dass die Ausgangsleistung des CO₂ Lasers sehr starke Schwankungen aufweist. Mit der Laserleistung schwankt auch der effektive Strahldurchmesser, womit hier die Zone gemeint ist, in der die Faser für die Bearbeitung ausreichend stark erhitzt wird. Die Folge sind asymmetrische Strukturen und schlechte Reproduzierbarkeit. Abbildung 3.7 zeigt schematisch wie die Leistungsstabilisierung realisiert wird.

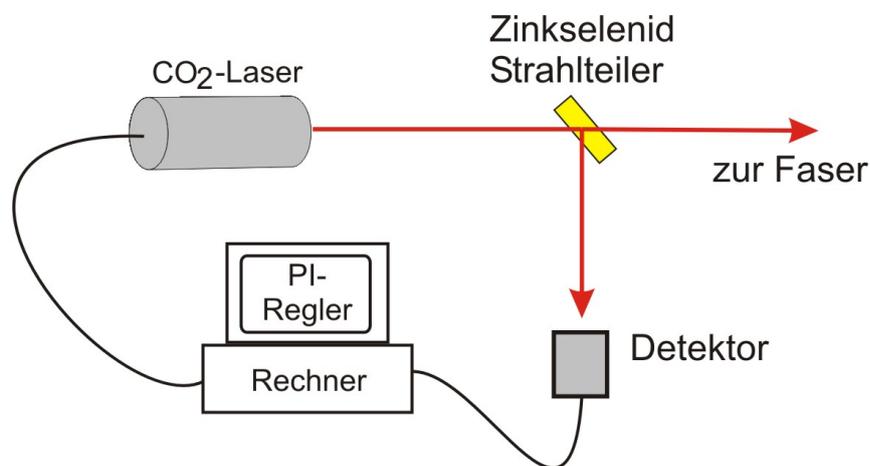


Abbildung 3.7: Schematische Skizze zur Leistungsstabilisierung des CO₂-Lasers. Ein proportional-integral-Regelalgorithmus steuert die Laserleistung in Abhängigkeit von der Intensität eines abgezweigten Teilstahls.

Eine unbeschichtete Zinkselenid-Platte zweigt vom Hauptstrahl ca. 20 % der Leistung ab.¹ Der Strahl trifft auf einen thermischen Detektor. Dessen zur Strahlleistung proportionale Ausgangsspannung dient als Regelsignal. Sie wird über einen Analog-Digital-Wandler in einen PC eingelesen. Ein Regelalgorithmus liefert ein Steuersignal, das nach Umwandlung in ein Spannungssignal die Laserleistung über Pulsweitenmodulation steuert.² In Abschnitt 4.1 wird die erreichte Stabilität der Ausgangsleistung untersucht.

¹Wegen des hohen Brechungsindex von Zinkselenid, $n = 2,4$, ist sein Reflektionskoeffizient sehr hoch. Um einen kleineren Anteil der Strahlleistung abzuzweigen, wäre eine Antireflexbeschichtung nötig.

²Der CO₂-Laser läuft nicht im kontinuierlichen Betrieb, sondern mit einer Pulsfrequenz von 5 kHz. Über die Länge der Pulse die sich von 0 - 95% der Periodendauer variieren lässt, kann die Ausgangsleistung geregelt werden.

3.2 Aufbau zur spektralen Charakterisierung des Resonators

Ein wesentlicher Teil dieser Arbeit besteht darin, einen Aufbau zur Kopplung und Charakterisierung der Flaschenresonatoren zu realisieren. Abbildung 3.8 zeigt schematisch die Funktionsweise des Aufbaus.

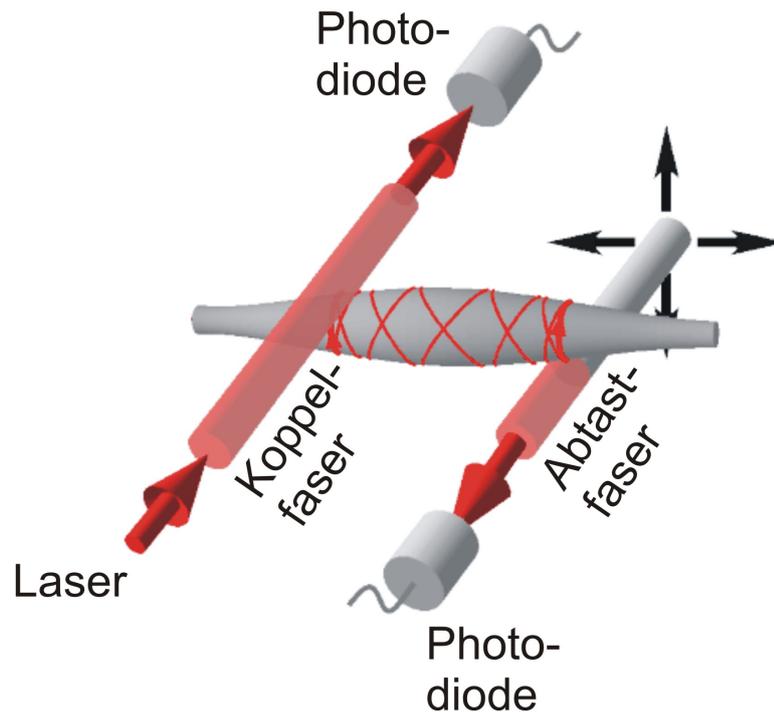


Abbildung 3.8: Schema des Aufbaus zur Kopplung und Charakterisierung des Resonators. Über eine dünne Glasfaser wird Licht in den Resonator eingekoppelt. Eine zweite Faser soll später zur Vermessung des evaneszenten Feldes dienen.

Hauptziel des Aufbaus ist es, über eine dünne Glasfaser mit einem Durchmesser von etwa $1\ \mu\text{m}$ Licht in den Resonator einzukoppeln. Neben der Kopplung durch Kontakt beider Fasern soll auch „evaneszentes Koppeln“ möglich sein. Hierbei kommt es lediglich zu einem Überlapp der evaneszenten Felder von Koppel- und Resonatorfaser. Dazu müssen beide Fasern auf einige $100\ \text{nm}$ angenähert werden.

Eine dritte dünne Faser soll zur berührungsfreien Vermessung der evaneszenten Intensitätsverteilung des Resonators genutzt werden. Sie verläuft orthogonal zur Resonatorachse und soll längs des Resonators durch das evaneszente Feld geführt werden. Das vom Resonator in die Faser gekoppelte Licht kann über eine Photodiode nachgewiesen werden. Der Durchmesser dieser Faser entspricht dem der Koppelfaser. Ihr Abstand wird mit etwa einem Mikrometer etwas größer gewählt, um das Resonatorfeld möglichst wenig zu beeinflussen.

3.2.1 Mechanische Komponenten

Da sich die evaneszenten Felder nur auf der Längenskala der Lichtwellenlänge in den Raum um den Resonator erstrecken,³ ergibt sich eine hohe Anforderung an die Positionierung der Fasern.

Koppel- und Abtastfaser sind in speziellen Haltern auf jeweils einer xyz -Positioniereinheit montiert. Die Resonatorfaser lässt sich mittels eines zweiachsigen Festkörpergelenks relativ zu beiden Fasern verkippen. Die folgende Zusammenstellung gibt eine Übersicht über alle kontrollierbaren Parameter, ihre Bedeutung, die mechanische Realisierung und die erforderliche Genauigkeit. Abbildung 3.9 zeigt eine der Positioniereinheiten auf der Koppel- und Abtastfaser montiert sind.

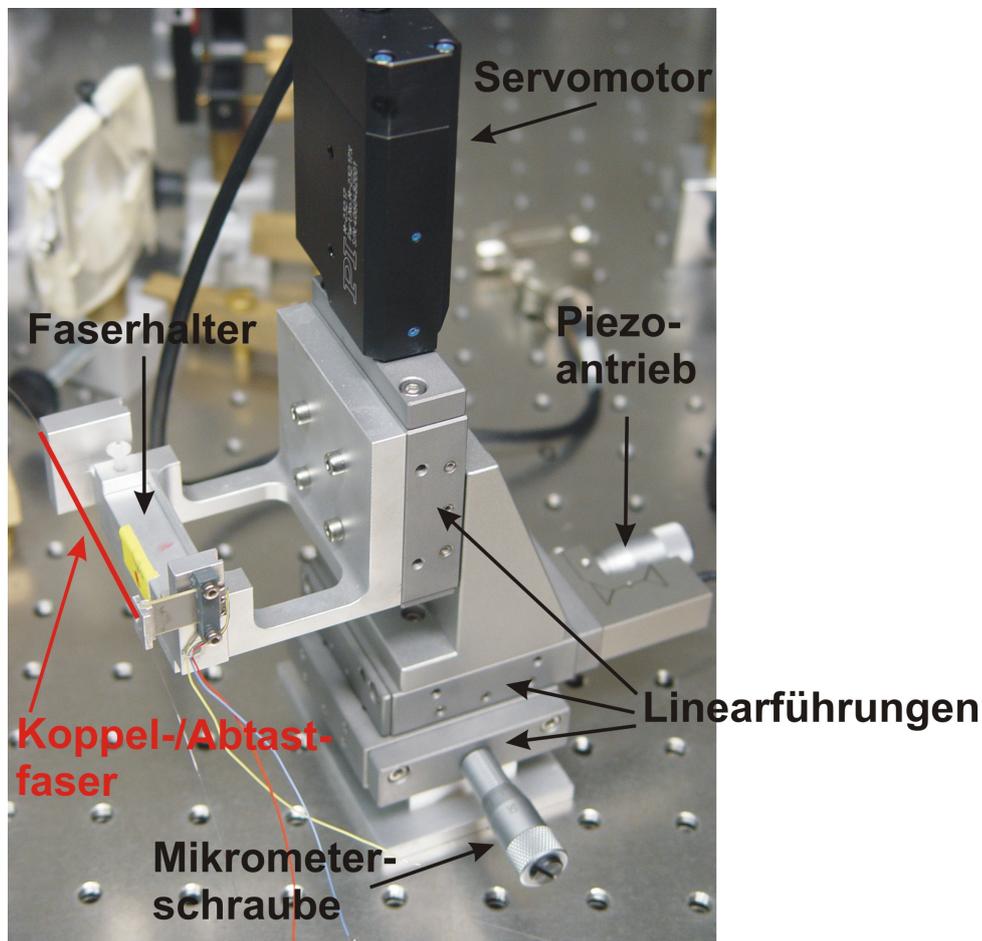


Abbildung 3.9: Positioniereinheit zur Kontrolle von Koppel- und Abtastfaser. Drei orthogonale Achsen werden mittels Mikrometerschraube, Servomotor und Piezoelement angetrieben

³Die evaneszente Feldstärke ist bereits nach wenigen 100 nm auf $1/e$ ihres Wertes an der Faseroberfläche abgefallen.

Folgende Parameter sind kontrollierbar:

- **Abstand von Koppel- und Abtastfaser zur Resonatorfaser** Mittels eines Piezoantriebs kann die Entfernung zwischen Koppel- beziehungsweise Abtastfaser und dem Resonator mit einer Genauigkeit < 50 nm eingestellt werden.

Um die evaneszenten Felder von Koppelfaser und Resonator zu überlappen, müssen beide Fasern stabil in einem Abstand von einigen 100 nm gehalten werden. Die Abtastfaser ist, mit einem Abstand von etwa einem Mikrometer, weiter vom Resonator entfernt. Dieser Abstand muss aber sehr konstant gehalten werden, um Intensitätsschwankungen bei der Vermessung des evaneszenten Feldes durch verschieden starke Kopplung zu vermeiden.

- **Position der Fasern entlang der Resonatorachse** Servomotoren ermöglichen ein Verschieben von Abtast- und Koppelfaser längs der Resonatorachse. Durch einen geschlossenen Regelkreis erreichen sie eine Auflösung von 100 nm.

Somit kann die Koppelfaser an einem geeigneten Ankoppelpunkt positioniert werden. Die Abtastfaser kann in kleinen Schritten in axialer Richtung durch das evaneszente Feld bewegt werden, um das Intensitätsprofil zu vermessen. Die Schrittweite ist genügend klein gewählt, um Intensitätsmodulation auf einer Längenskala von einem μm aufzulösen, wie wir sie aufgrund der Knotenpunkte der Resonatormoden erwarten.⁴

- **axiale Position von Koppel- und Abtastfaser** Mikrometerschrauben ermöglichen das Verschieben beider Fasern relativ zum Resonator längs ihrer jeweiligen Achsen.

Da die Fasern im Übergangsbereich zur Taille hin kontinuierlich ihren Radius ändern, kann man so die geeignete Faserdicke wählen. Dadurch lassen sich, wie in Abschnitt 2.3.1 beschrieben, die Propagationskonstanten von Faser und Resonator angleichen und Phasenanpassung erreichen. Da sich die Radiusänderung im Übergangsbereich über eine Länge von ca 1 cm vollzieht, ist hier eine Auflösung von mehreren μm ausreichend.

Abbildung 3.10 zeigt das Festkörpergelenks an dem der Halter für die Resonatorfaser befestigt wird. Es dient zur Kontrolle der Winkel zwischen den Fasern.

- **Winkel mit Koppel- und Abtastfaser** Über beide orthogonale Achsen des Festkörpergelenks kann der Winkel der Resonatorfaser zu Abtast- und Koppelfaser eingestellt werden. Zur Einstellung dienen zwei Mikrometerschrauben. Optimale Modenanpassung ergibt sich wenn der Resonator und die Fasern jeweils senkrecht zueinander stehen, weil dann die Richtungen der Wellenvektoren von Faser- und Resonatormode übereinstimmen.

⁴zur Erinnerung: ihre Anzahl ist gegeben durch die axiale Quantenzahl q , Abbildung 2.2 auf Seite 10 zeigt das erwartete Profil

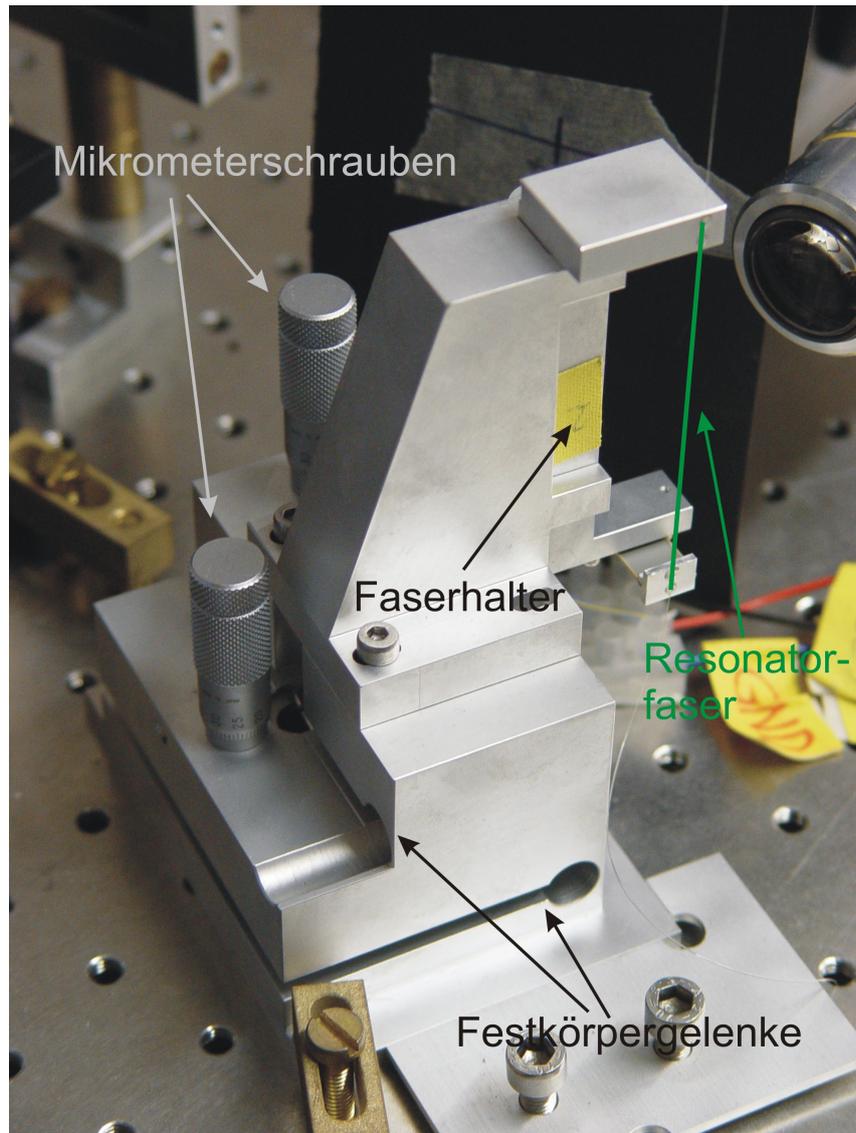


Abbildung 3.10: Festkörpergelenk zur Verkippung der Resonatorfaser um zwei orthogonale Achsen, mittels zweier Mikrometerschrauben.

3.2.2 Faserhalter

Um die Fasern problemlos handhaben zu können, werden sie auf spezielle Halter aufgeklebt. Ein Modell des Halters und das Funktionsprinzip sind in Abbildung 3.11 dargestellt.

Ein piezoelektrischer Biegeaktuator, im folgenden kurz als Biegepiezo bezeichnet, auf einer Seite des Halters ermöglicht das Strecken der Faser durch Anlegen einer elektrischen Spannung. Auf diese Weise ist das Abstimmen des Resonators möglich. Auch die Halter für Koppel und Abtastfaser sind mit Piezo-Aktuatoren ausgestattet, um ein Spannen dieser Fasern zu ermöglichen und damit störende Schwingungen der Fasern zu minimieren.

Der Hub des Piezo-Aktuators beträgt $\pm 120 \mu\text{m}$. Die Auflösung ist im Wesentli-

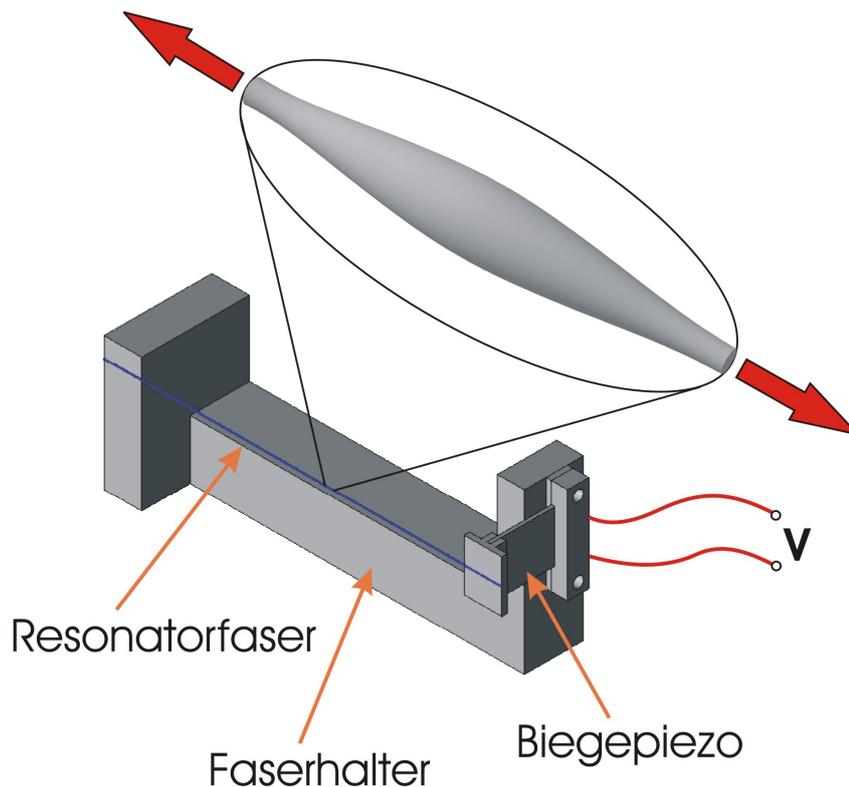


Abbildung 3.11: Modell des Faserhalters für Resonator-, Koppel, und Abtastfaser. Ein Ende der Faser ist auf einem Biegepiezo aufgeklebt. Durch Auslenkung des Piezos kann eine Zugspannung an die Faser angelegt werden. Auf diese Weise lässt sich der Resonator abstimmen und die Koppelfaser spannen.

chen durch Schwankungen und Rauschen der angelegten elektrischen Spannung begrenzt. Es werden spezielle rauscharme Verstärker verwendet.

3.2.3 Optische Komponenten

Das Mikroskopsystem

Zur Beobachtung des Kreuzungspunktes der drei Fasern steht ein Mikroskop mit 7,5-facher Vergrößerung und angeschlossener infrarotempfindlicher CCD-Kamera zur Verfügung. Um die Resonatorstruktur sichtbar zu machen, kann auch hier die Beugung eines Lasers an der Faser beobachtet werden (vergleiche Abschnitt 3.1.2). Zur Beleuchtung dient hier eine Laserdiode mit einer Wellenlänge von 632nm und einer Ausgangsleistung von 1 mW. Das Mikroskop dient zum Auffinden eines geeigneten Koppelpunktes auf dem Resonator, zur kontrollierten Annäherung der Koppelfaser und zur Beobachtung von Resonatormoden, die durch Streuung an der Resonatoroberfläche und Strahlungsverluste sichtbar werden.

DFB-Laser

Als abstimmbare Laserquelle zur spektroskopischen Untersuchung des Resonators steht ein DFB-Laser mit einer zentralen Wellenlänge von 852 nm zur Verfügung. Er ist über einen Frequenzbereich von etwa 1 THz modensprungfrei abstimmbar. Seine maximale Ausgangsleistung beträgt bei einem Strom von 60mA etwa 1 mW. Mittels Temperaturänderung lässt sich die Laserfrequenz um 25.8 GHz/K abstimmen. Für schnelle Frequenzänderung steht ein Eingang zur Strommodulation zur Verfügung. Die Laserfrequenz ändert sich um 0.8 GHz/mA. Die Linienbreite des DFB-Lasers liegt unter 1 MHz. Damit sind Güten von bis zu 10^8 messbar, die einer vollen Halbwertsbreite von 3 MHz entsprechen.

3.2.4 Für die Messungen verwendeter mechanischer Aufbau

Für die in Kapitel 4 beschriebenen Messungen zur Kopplung und spektralen Charakterisierung des Resonators wird der in Abbildung 3.12 dargestellte mechanische Aufbau verwendet. Er besteht im Wesentlichen aus einer der im Abschnitt 3.2.1 beschriebenen Positioniereinheiten und dem Festkörpergelenk, an dem der Halter für die Resonatorfaser befestigt ist. In den Faserhaltern ist eine 1 μm dicke Koppelfaser bzw. eine Faser die eine Serie von Resonatoren enthält aufgeklebt. Das Mikroskop ist so angebracht, das die Resonatorfaser in der Fokalebene verläuft. Die Koppelfaser steht schief zu dieser Ebene und wird daher nur in der Nähe des Resonators scharf abgebildet. Der Strahl eines Diodenlasers mit einer Wellenlänge von 632 nm verläuft parallel zum optischen Tisch und trifft in Höhe des Kameraobjektivs auf die Resonatorfaser. Das Beugungsbild kann mit der Kamera unter einem Winkel von 45° zur Richtung des Strahls beobachtet werden.

3.2. AUFBAU ZUR SPEKTRALEN CHARAKTERISIERUNG DES RESONATORS

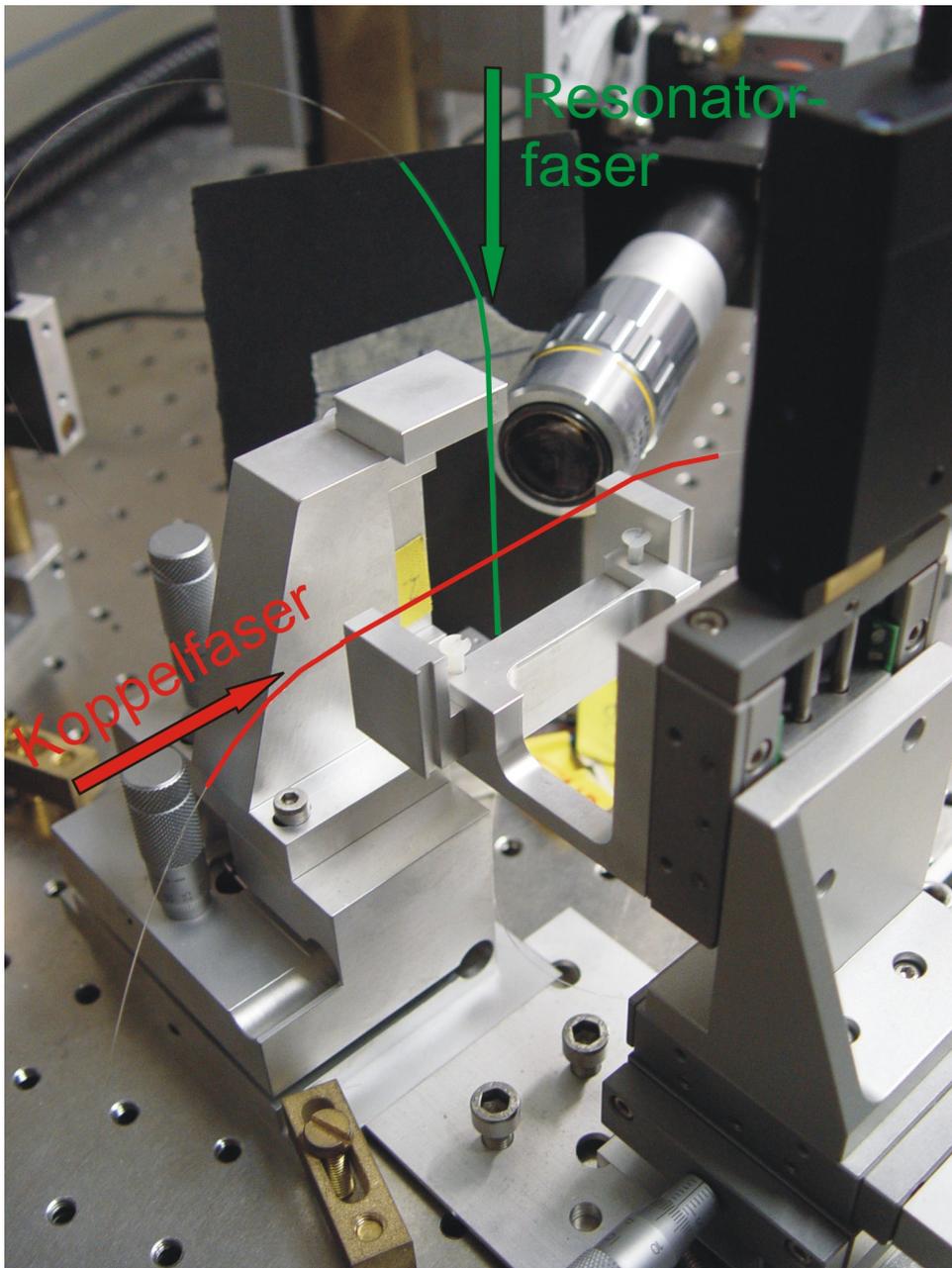


Abbildung 3.12: Mechanischer Teil des Aufbaus zur spektralen Charakterisierung von Resonatoren. Die Koppelfaser ist in rot die Resonatorfaser in grün nachgezeichnet. Aufbau der für die Messungen Im Hintergrund ist das Mikroskop zu erkennen.

3.2.5 Für die Messungen verwendeter optischer Aufbau

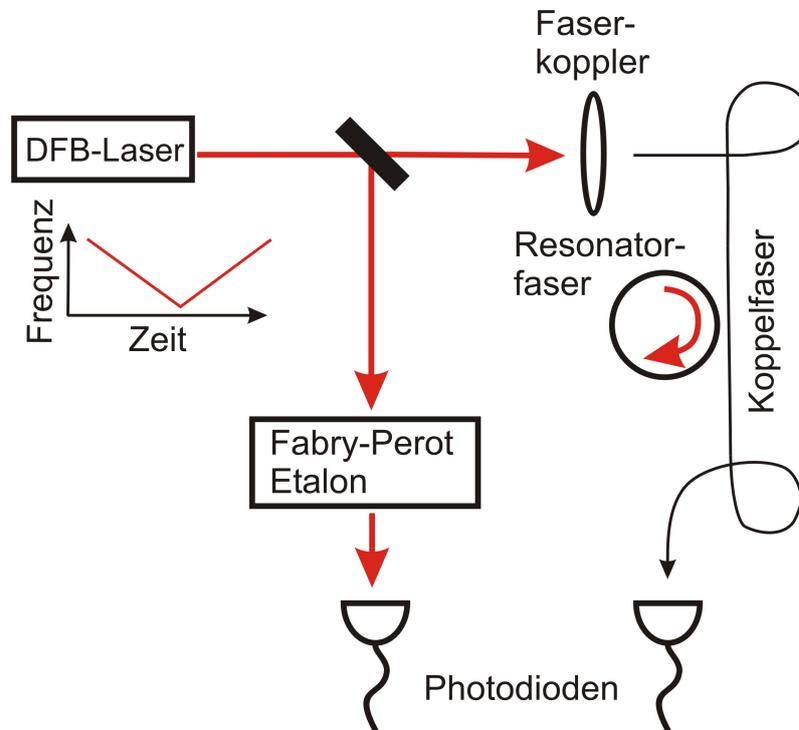


Abbildung 3.13: Optischer Teil des Aufbaus spektralen Charakterisierung von Resonatoren. Die durch die Koppelfaser transmittierte Intensität wird gemessen, während die Laserfrequenz abgestimmt wird. Zur Kalibrierung der Änderung der Laserfrequenz dient ein Fabry-Perot-Etalon.

Der optische Teil des Aufbaus ist in Abbildung 3.13 schematisch dargestellt. Der Strahl des DFB-Lasers läuft durch die Koppelfaser. Nach der Koppelfaser wird die transmittierte Intensität mit einer Photodiode gemessen, während die Frequenz des Lasers abgestimmt wird. Stimmt die Laserfrequenz mit der Frequenz einer Resonatormode überein, beobachtet man einen Einbruch in der durch die Koppelfaser transmittierten Intensität.

Die Änderung der Frequenz des Lasers durch Temperaturvariation verläuft nichtlinear. Um der Messung eine Frequenzachse zuordnen zu können, wird ein Teil des Strahls abgezweigt und in ein Fabry-Perot-Etalon eingekoppelt. Der freie Spektralbereich des Etalons beträgt 7,97 GHz. Eine Photodiode misst die transmittierte Intensität. Ein Programm wertet die Abfolge der Transmissionsmaxima aus und beschreibt den zeitlichen Verlauf der Laserfrequenz durch ein Polynom höherer Ordnung.

Kapitel 4

Messungen

4.1 Messung der Ausgangsleistungsstabilität des CO₂-Lasers

Um den Einfluss der in 3.1.3 beschriebenen Leistungstabilisierung auf die Ausgangsleistung des Lasers zu untersuchen, wird das Signal des zur Regelung benutzten Detektors betrachtet. Abbildung 4.1 zeigt sein Signal mit und ohne Regelung über einen Zeitraum von jeweils 20 Minuten bei einer Laserleistung von etwa 5 W. Demnach wurden die Leistungsschwankungen von 35 % auf 8 % reduziert. Die visuelle Beobachtung der deutlich reduzierten Intensitätsschwankungen der glühenden Faser über die CCD-Kamera bestätigt diese Messungen.

Für eine genaue Charakterisierung der Leistungsstabilität müsste ein weiterer vom Regelkreis unabhängiger Detektor eingesetzt werden. Trotzdem zeigt sich, dass die tiefen und zwischen 5 und 30 Sekunden anhaltenden Leistungseinbrüche verschwinden und nur noch kurzzeitige Leistungsschwankungen im Bereich der Anstiegszeit des Detektors von ca. 1 Sekunde erkennbar sind. Durch den Einsatz eines Detektors mit einer deutlich geringeren Anstiegszeit von 0,3 Sekunden, hoffen wir dieses Ergebnis noch verbessern zu können. Schon jetzt stellen die verbleibenden Schwankungen jedoch keine Probleme mehr für die gezielte Erzeugung von Mikrostrukturen auf dünnen Fasern dar.

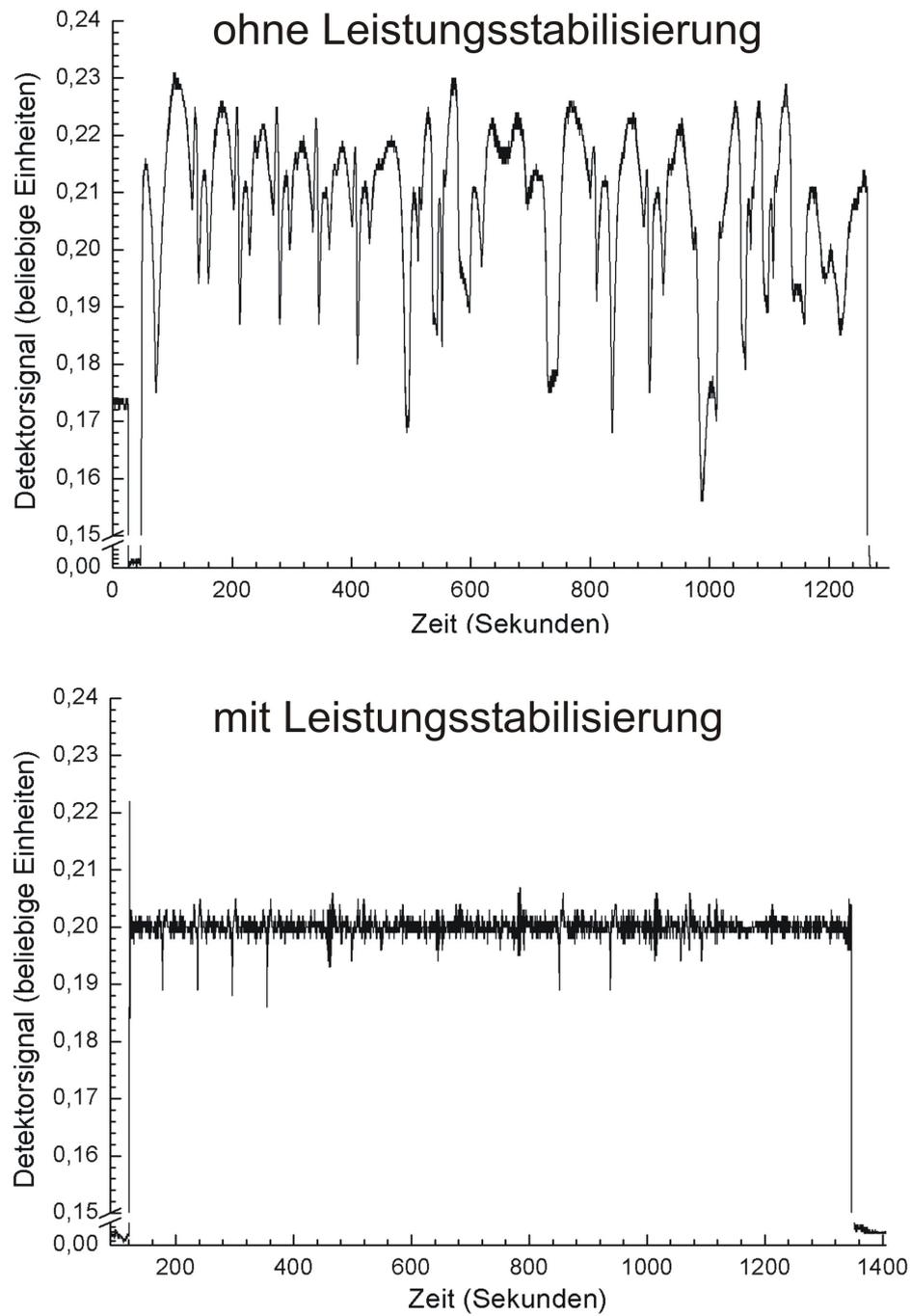


Abbildung 4.1: Messung der Ausgangsleistung des CO_2 -Lasers mit und ohne Stabilisierung

4.2 Herstellung von Resonatoren und Vermessung ihres Radienprofils

Das Verfahren, das zur Herstellung von Flaschenresonatoren benutzt wird ist in Abschnitt 3.1 beschrieben.

Für die Messungen, die in dieser Arbeit diskutiert werden, wurden zwei verschiedene Resonatorfasern verwendet. Jede der beiden Fasern enthält eine Serie von mehreren Resonatoren.

Im Folgenden soll die Wahl der verwendeten Herstellungsparameter, wie Strahldurchmesser des CO₂-Lasers, Abstand der Mikrotailen und Ziehstrecke, begründet werden. Außerdem sollen die Unterschiede zwischen beiden Serien diskutiert werden.

Das Radienprofil für jeweils einen Resonator aus beiden Serien wird aus den Beugungsbildern errechnet, die mittels des in Abschnitt 3.1.2 beschriebenen Verfahrens gewonnen wurden.

4.2.1 Wahl der Parameter bei der Herstellung

Die Resonatoren beider Serien unterscheiden sich im Wesentlichen durch unterschiedlich starke Modulation des Resonatorradius entlang der Faserachse und damit in ihrer Krümmung. Hält man die Ziehstrecke bei der Herstellung einer Mikrotaille konstant kann man die Stärke der Radienmodulation über den Strahldurchmesser des CO₂-Lasers kontrollieren. Dieser wird durch Verschiebung des Laserfokus senkrecht zur Faserachse verändert. Vor der Herstellung der jeweiligen Resonatorfaser wird der Strahldurchmesser quantifiziert.

Messung des effektiven Strahldurchmessers des CO₂-Lasers Für beide hier verwendete Strahldurchmesser wird eine 16 μm dicke Faser in der Ziehanlage mit dem CO₂-Laser erhitzt und um 20 μm gestreckt. Wegen der geringen Radienmodulationen der entstandenen Mikrotaille von einigen 100 nm wird ein Beugungsbild aufgenommen. Den „effektiven Strahldurchmesser“ definieren wir über die Ausdehnung der Zone, längs der Faser, innerhalb der die Fasertemperatur für eine Bearbeitung ausreicht. Abbildung 4.2 zeigt die Beugungsbilder der mit unterschiedlichen Strahldurchmessern erzeugten Mikrotailen.

An dieser Stelle soll noch kurz beschrieben werden, wie die Beugungsbilder anschaulich zu interpretieren sind. Allgemein gilt: Verkleinert man die Abmessungen des beugenden Objektes vergrößern sich die Abstände der benachbarten Beugungsmaxima. Verjüngt sich also die Faser, muss der Abstand der benachbarten Beugungsmaxima zunehmen. Die Maxima werden zu größeren Winkeln (im Bild also nach oben) verschoben. Im Bereich einer Mikrotaille wölben sich die Intensitätsmaxima entlang der Faserachse, wie in Abbildung 4.2 erkennbar, also nach oben.

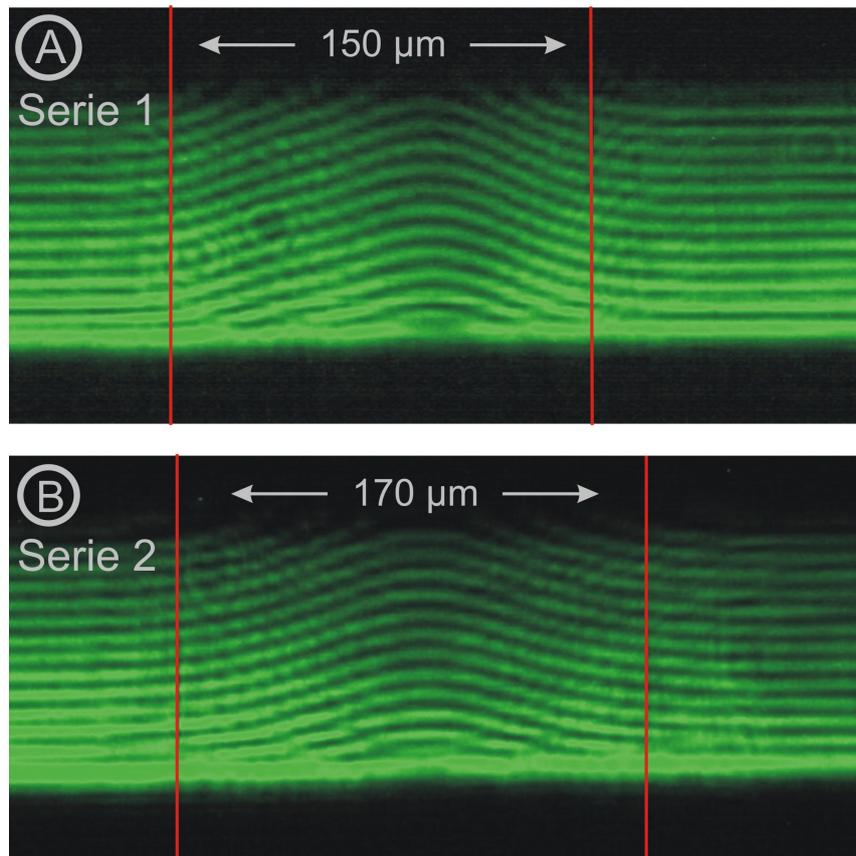


Abbildung 4.2: Beugungsbilder zweier mikrostrukturierten Fasern mit $16 \mu\text{m}$ Durchmesser, aufgenommen mit dem Mikroskop der Faserziehanlage. Auf beiden Fasern wurde je eine Mikrotaille erzeugt. Der Strahldurchmesser des CO_2 -Lasers wurde variiert. Innerhalb der markierten Bereiche weicht der Faserradius um mehr als 10 % der Gesamtmodulation vom Radius der unbearbeiteten Faser ab.

Da die Mikrotaille fließend in die unbearbeitete Faser übergeht, muss ein Kriterium festgelegt werden, um die Ausdehnung der „bearbeiteten Zone“ zu vermessen. Ihre Grenzen wurden an Positionen gelegt, wo die Radienmodulation auf 10 % ihres Maximalwertes im Zentrum der Mikrotaille abgefallen ist.¹ Zieht man von der Ausdehnung der bearbeiteten Zone noch die Distanz um die die Faser gestreckt wurde ab, erhält man die effektiven Strahldurchmesser. Aus Abbildung A erhält man einen Strahldurchmesser von $150 \mu\text{m}$. Abbildung B liefert einen Durchmesser von $130 \mu\text{m}$.

¹Die Änderung des Faserradius und räumliche Verschiebung der Beugungsmaxima sind nach Abbildung 2.3 auf Seite 14 einander proportional.

Übersicht über die gewählten Parameter

- Die erste Serie von Resonatoren wurde mit einem Strahldurchmesser von $130\ \mu\text{m}$ hergestellt. Für die zweite Serie wurde der größere Strahldurchmesser von $150\ \mu\text{m}$ benutzt.
- Die Laserleistung wurde so gewählt, dass mit dem Zeihanlagenmikroskops visuell ein deutliches Glühen der Faser erkennbar ist.
- Der Abstand der beiden Bearbeitungspunkte wurde möglichst groß gewählt, um eine geringe Resonatorkrümmung zu erreichen. Allerdings darf in der Resonatormitte kein unbearbeiteter Bereich entstehen. Ein unbearbeitetes Plateau wäre auf den Beugungsbildern sehr genau erkennbar. Die typischen Abstände der Mikrotaillen sind etwa um einen Faktor 1,4 größer als der effektive Strahldurchmesser. Innerhalb einer Resonatorserie wurde der Abstand etwas variiert. Die genauen Werte sind in Tabelle 4.1 dargestellt.
- Die Ziehstrecken wurde so gewählt, dass sich die gewünschte Radianmodulation im Bereich der Kaustiken von 10% bzw 3% ergibt. Hier wurde in Vorversuchen für beide Strahldurchmesser Mikrotaillen auf einer ca $16\ \mu\text{m}$ dicken Faser erzeugt, wobei die Ziehstrecke variiert wurde. Aus Beugungsbilder der Taillen kann mittels der Berechnungen im Theorieteil in Abschnitt 2.2.1 die Radianmodulation grob abgeschätzt werden. Innerhalb einer Serie von Resonatoren wurde die Ziehstrecken teilweise etwas variiert. Die genauen Werte sind in Tabelle 4.1 aufgelistet.

In nachfolgender Tabelle sind die Werte für alle Parameter zusammengefasst.

Tabelle 4.1: Überblick über die Herstellungsparameter für beide Resonatorserien

Serie	Strahldurchmesser	Laserleistung	Abstand der Bearbeitungspunkte	Ziehstrecke
1	$130\ \mu\text{m}$	8,5 Watt	$180 - 250\ \mu\text{m}$	$20 - 25\ \mu\text{m}$
2	$150\ \mu\text{m}$	13 Watt	$180 - 230\ \mu\text{m}$	$15\ \mu\text{m}$

4.2.2 Vermessung des Resonatorprofils

Zur Bestimmung der Radienprofile der Resonatoren werden Beugungsbilder, nach der in Abschnitt 3.1.2 beschriebenen Methode aufgenommen. Mithilfe der Berechnungen aus Abschnitt 2.2.1 werden sie quantitativ ausgewertet. Im folgenden wird das Verfahren für zwei Resonatoren aus beiden Serien beschrieben und deren Profil diskutiert. Ihre Beugungsbilder sind in Abbildung 4.3 dargestellt. Die Resonatoren befanden sich bei Aufnahme der Bilder ca. 0,5 mm außerhalb der Fokalebene des Mikroskops. Damit entsprechen sie dem Fernfeld der Beugung, in dem die Fraunhofernäherung gilt.

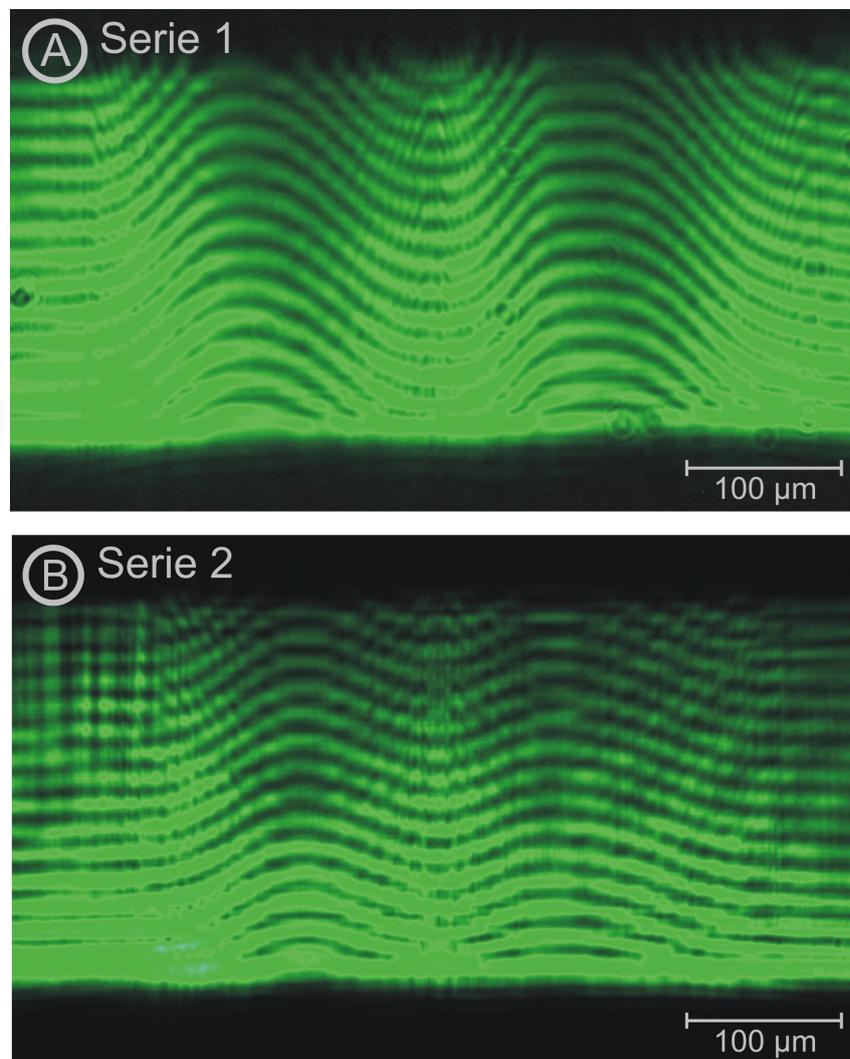


Abbildung 4.3: Beugungsbilder zweier 16 μm dicker mikrostrukturierter Fasern, aufgenommen mit dem Mikroskop der Faserziehanlage. Auf jeder Faser wurden zwei Mikrotaillen erzeugt. Die Resonatorstruktur befindet sich jeweils zwischen den beiden Taillen.

4.2. HERSTELLUNG VON RESONATOREN UND VERMESSUNG IHRES RADIENPROFILS

Tabelle 4.2: Herstellungsparameter für die Resonatoren aus den Beugungsbildern

Abbildung	Serie	Strahldurchmesser	Abstand der Bearbeitungspunkt	Ziehstrecke
A	1	130 μm	220 μm	20 μm
B	2	150 μm	180 μm	15 μm

In Tabelle 4.2 sind die Herstellungsparameter beider Resonatoren aufgeführt.

Auswertung Die Auswertung der Beugungsbilder erfolgt über ein Programm, welches als Ergebnis den relativen Radienverlauf des Faserprofils liefert. Dazu werden die Intensitätsinformationen aus dem Beugungsbild pixelweise eingelesen und der räumliche Verlauf der Intensitätsmaxima bestimmt. Das Faserprofil wird dann nach folgendem Prinzip erhalten: Durch die Simulation aus Abschnitt 2.2.1 ist die Winkelverteilung der Intensitätsmaxima in Abhängigkeit vom Faserradius bekannt. Sie kann stückweise durch Geraden angenähert werden. In Abbildung 4.4 wurden Geraden an die Positionen der Maxima angepasst. Wir haben uns auf den zentralen Winkelbereich von 40° bis 50° und den hier interessanten Radienbereich zwischen 7 und 8 μm beschränkt.

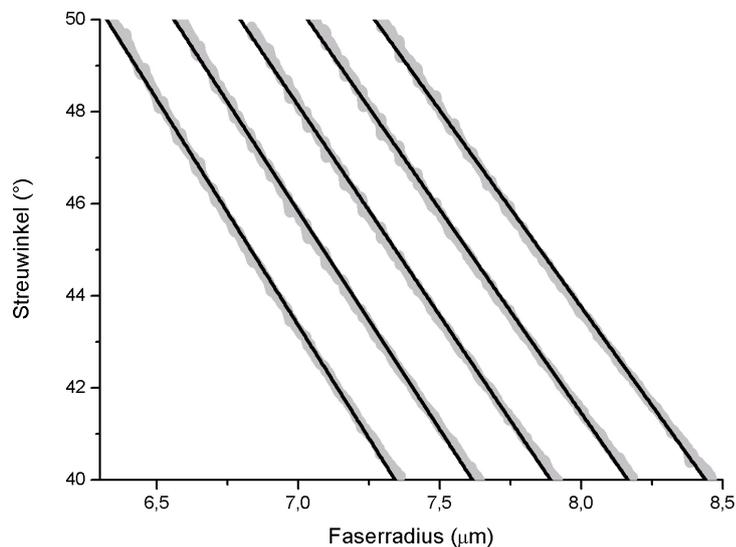


Abbildung 4.4: Änderung des Winkels, unter dem Beugungsmaxima bei der Streuung eines Laserstrahls an einer Glasfaser auftreten, mit dem Faserradius. Für die Auswertung der Beugungsbilder sind Radien von 7 - 8 μm interessant. Hier sind Geraden an den Verlauf der Maxima angepasst.

Die gemittelte Geradensteigung beträgt $\alpha = -9,16 \pm 0,5 \text{ }^\circ/\mu\text{m}$. Durchläuft man nun das Beugungsbild entlang der Resonatorachse bei einem Winkel von 45° ,

wie in Abbildung 4.5 dargestellt, kann man den relativen Radius Δr aus dem Winkelabstand $\Delta\phi$ der Intensitätsmaxima bestimmen.

$$\Delta r = \frac{\Delta\phi}{\alpha} \quad (4.1)$$

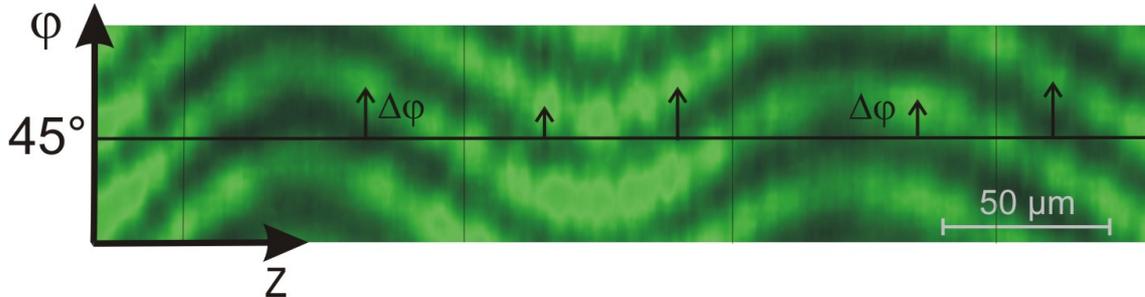


Abbildung 4.5: Prinzip der Auswertung von Beugungsbildern zur Bestimmung des Radienprofils. Längs des Bildes wird die Winkeldifferenz $\Delta\phi$ von der 45° -Achse zum jeweils nächsten Beugungsmaximum bestimmt.

Um den absoluten Verlauf des Faserradius angeben zu können werden die Resonatorfasern mithilfe des Mikroskops der Ziehanlage vermessen. Die Auflösung beträgt ca. $1 \mu\text{m}$. Abbildung 4.6 zeigt die so erhaltenen Profile beider Resonatoren

Im zentralen Bereich wird eine Parabel der Form $y = R_0 \cdot (1 - \frac{1}{2}(\Delta k(x - xc))^2)$ angepasst um die Resonatorkrümmung zu bestimmen. Tabelle 4.3 fasst die Ergebnisse zusammen.

Tabelle 4.3: Aus den Beugungsbildern gewonnene geometrische Resonatoreigenschaften

Abbildung	Serie	Radienmodulation	Krümmung Δk
A	1	$0,90 \mu\text{m}$	$5,2 \cdot 10^{-3} \mu\text{m}^{-1}$
B	2	$0,33 \mu\text{m}$	$4,0 \cdot 10^{-3} \mu\text{m}^{-1}$

Eine genaue Analyse zeigt, dass der dominierende Fehler bei der Bestimmung der Krümmung die Unsicherheit im Faserdurchmesser von ca. $1 \mu\text{m}$ ist, die durch das begrenzte Auflösungsvermögen des Mikroskops entsteht. Der Fehler der Resonatorkrümmung wurde auf 10 % abgeschätzt.

Diskussion Die Resonatoren aus Serie 1 weisen eine stärkere Radienmodulation und ein stärker gekrümmtes Profil auf, als die der Serie 2. Die hier vermessenen Resonatoren unterscheiden sich in ihrer Radienmodulation um einen Faktor 3. Der Unterschied in der Krümmung beträgt etwa 25 %.

Im zentralen Bereich lassen sich die Profile durch eine Parabel beschreiben. Zu den Taillen hin treten starke Abweichungen vom parabolischem Profil auf. Die Krümmung wird hier schwächer, so dass die gemittelte Resonatorkrümmung unter den in Tabelle 4.3 angegebenen Werten liegen sollte. In Profil A aus Abbildung

4.2. HERSTELLUNG VON RESONATOREN UND VERMESSUNG IHRES RADIENPROFILS

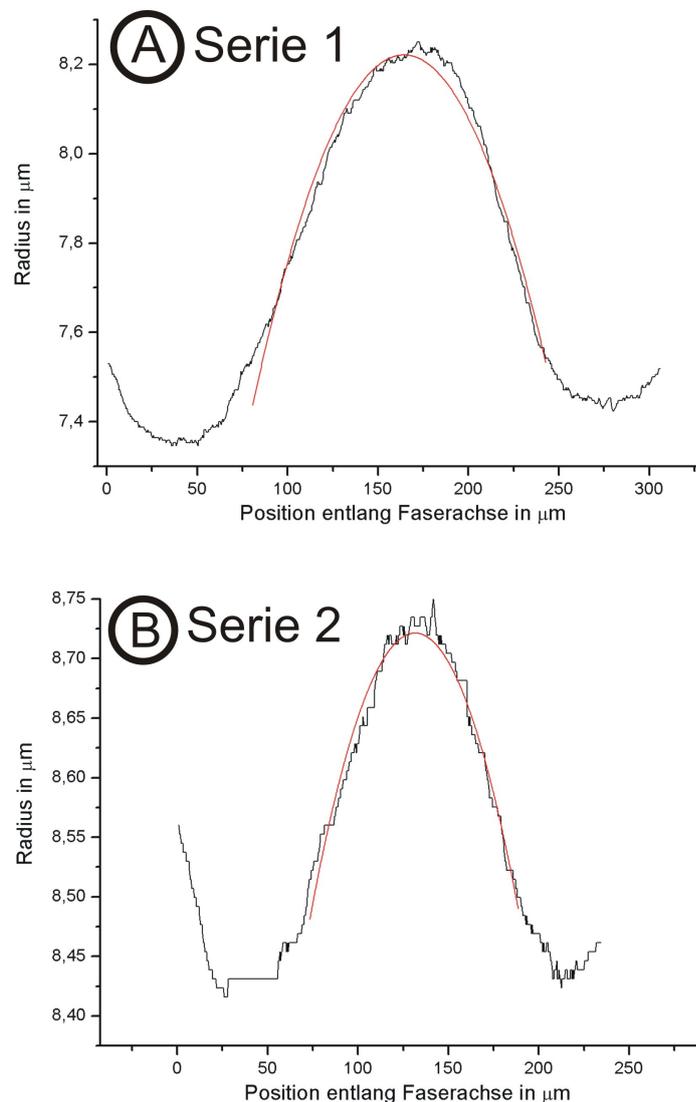


Abbildung 4.6: Aus den Beugungsbildern berechnete Resonatorprofile. Die Radienskala unterscheidet sich in den Abbildungen um einen Faktor 2,5.

4.6 ist eine leicht asymmetrische Form erkennbar. Diese entsteht, weil bei der Herstellung nur in eine Richtung (nach rechts) an der Faser gezogen wird. Durch ein symmetrisches Strecken der Faser sollte dieses Problem zu beheben sein. Die verwendete Methode zur Auswertung der Beugungsbilder liefert zufriedenstellende Ergebnisse, nutzt aber nur einen kleinen Teil der im Beugungsbild enthaltenen Information. In einer erweiterten Version des Analysealgorithmus, planen wir für jede Position entlang der Faserachse eine Sinusfunktion mit variabler Phase an das Intensitätsprofil anzupassen. Weil dann mehrere Beugungsordnungen berücksichtigt werden, sollte sich das Signal-Rausch-Verhältnis entscheidend verbessern lassen.

4.3 Aufnahmen von angeregten Moden

Messmethode und Ergebnis Zur Untersuchung des Resonators wurde der in Abschnitt 3.2.4 beschriebene mechanische Aufbau verwendet. Die folgende Messung wurde an dem Resonator durchgeführt, dessen Profil in Teil B der Abbildung 4.6 gezeigt ist. Beleuchtet man die Resonatorfaser mit dem Laser, kann man über das Beugungsbild die Position der Mikrotaillen auf der Resonatorfaser bestimmen. Mithilfe des Servomotors lässt sich die Koppelfaser zwischen zwei Mikrotaillen positionieren. Stellt man über den Piezoantrieb vorsichtig Kontakt zwischen Koppelfaser und Resonator her, kann man im Mikroskopbild zwei helle Bereiche erkennen, an denen Licht aus dem Resonator herausgestreut wird. Bei Abstimmen der Frequenz des durch die Koppelfaser propagierenden Lasers verändert sich die Intensität des gestreuten Lichts. Bei bestimmten Frequenzen kann man ein kurzes Aufblitzen erkennen. Gleichzeitig beobachtet man einen Einbruch in der durch die Koppelfaser transmittierten Intensität. Abbildung 4.7 zeigt eine mit dem Mikroskop gewonnene Aufnahme der Resonatorfaser beim „Aufblitzen“ einer Resonanz.

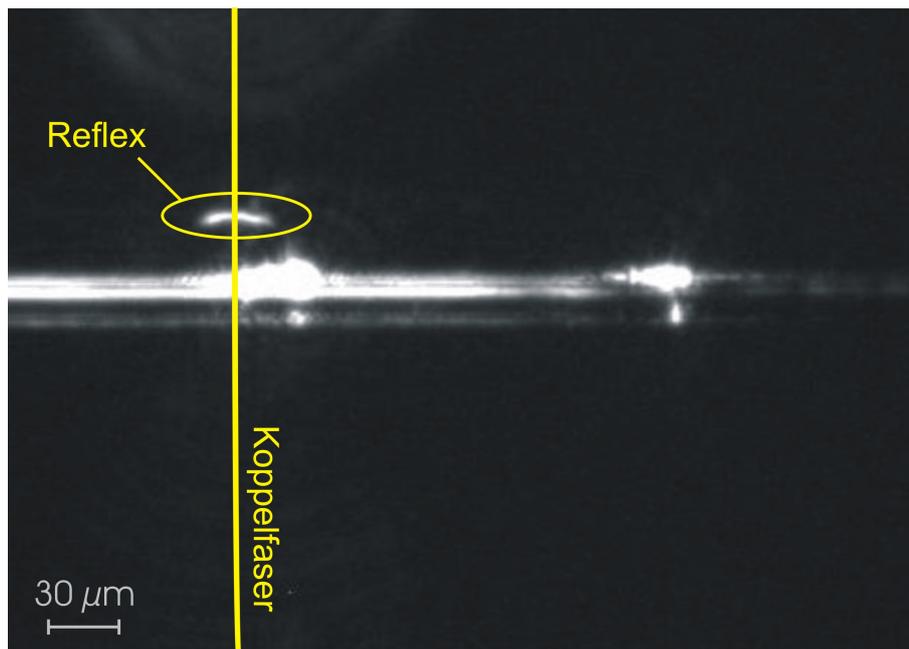


Abbildung 4.7: Mikroskopaufnahme der Resonatorfaser während resonanten Einkoppeln von Licht. Die Verteilung der Streuintensität lässt Rückschlüsse auf die Geometrie der hier angeregte Mode zu.

Auswertung In Bildmitte ist die horizontal verlaufende Resonatorfaser erkennbar. Die Koppelfaser ist schwer zu erkennen und wurde deshalb nachgezeichnet. Sie verläuft senkrecht am linken Rand des Resonators. Hier ist oberhalb der Resonatorfaser ein relativ breiter, bogenförmiger Reflex erkennbar. Da die Koppelfa-

ser schräg durch die Fokalebene des Mikroskops läuft, wird sie nur am Resonator scharf abgebildet. Zu den Bildrändern hin scheint sie konisch auseinanderzulaufen, was die Form des Reflexes erklärt.

Auf der Resonatorfaser sind im Abstand von ca. $160 \mu\text{m}$ zwei helle Bereiche erkennbar, in denen Licht aus der Faser austritt. Die Koppelfaser ist etwa $25 \mu\text{m}$ vom Zentrum der linken Streuzone entfernt.² In beiden Streuzonen ist jeweils ein intensiver breiter Fleck am oberen und ein schwacher schmaler Fleck am unteren Rand der Faser erkennbar.

Diskussion Die beobachtete Emission aus der Resonatorfaser, lässt sich mit Streu- und Tunnelverlusten von im Resonator angeregten Moden erklären. Durch Tunnelverluste emittiert der Resonator Licht, tangential zur Laufrichtung der Mode. An Oberflächenunebenheiten und Verunreinigungen auf der Resonatorfaser wird ebenfalls ein Großteil der Intensität in Vorwärtsrichtung gestreut. Die ungleichmäßige Intensitätsverteilung senkrecht zur Faser tritt auf, weil es sich bei den Moden des Flaschenresonators um umlaufende Welle handelt. Wie in Abbildung 4.8 dargestellt, wird nur das Licht, das am oberen Rand des Resonators austritt, in Richtung des Objektivs abgestrahlt.

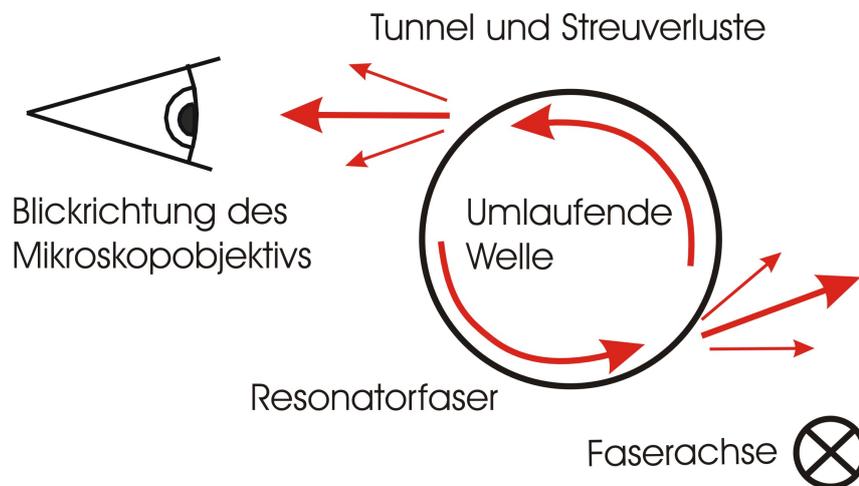


Abbildung 4.8: Erklärung zur beobachteten Intensitätsverteilung des gestreuten Lichts senkrecht zur Resonatorfaser, bei einer im Resonator umlaufenden Welle

Die beiden schwach leuchtenden Flecken auf der unteren Faserseite müssen folglich von einer zweiten, gegenläufigen Welle, mit geringerer Intensität, verursacht werden. Sie wird vermutlich durch Streuung an der Resonatoroberfläche angeregt. Solche rückgestreuten Wellen sind schon von Mikrokugeln bekannt [28]. Die Intensitätsverteilung des gestreuten Lichtes längs der Faser ist im wesentlichen von zwei Faktoren abhängig. Einerseits spiegelt sie die axiale Verteilung

²Dieser Abstand wird aus einer Abbildung gewonnen, die mit einer kürzeren Belichtungszeit aufgenommen wurde. Die Ausdehnung der hellen Bereiche ist dann wesentlich kleiner, was eine genauere Abstandsmessung ermöglicht.

der resonatorinternen Intensität wieder, die an den Kaustiken um einen Faktor 4 überhöht sein sollte. Andererseits ändert sich die axiale Komponente der Wellenvektors entlang der Resonatorachse. An den Kaustiken verschwindet k_z , das Licht wird in Richtung des Objektivs gestreut. Zur Resonatormitte hin, nimmt k_z zu und damit auch der Winkel zur Blickrichtung des Kameraobjektivs, wie in Abbildung 4.9 verdeutlicht.³

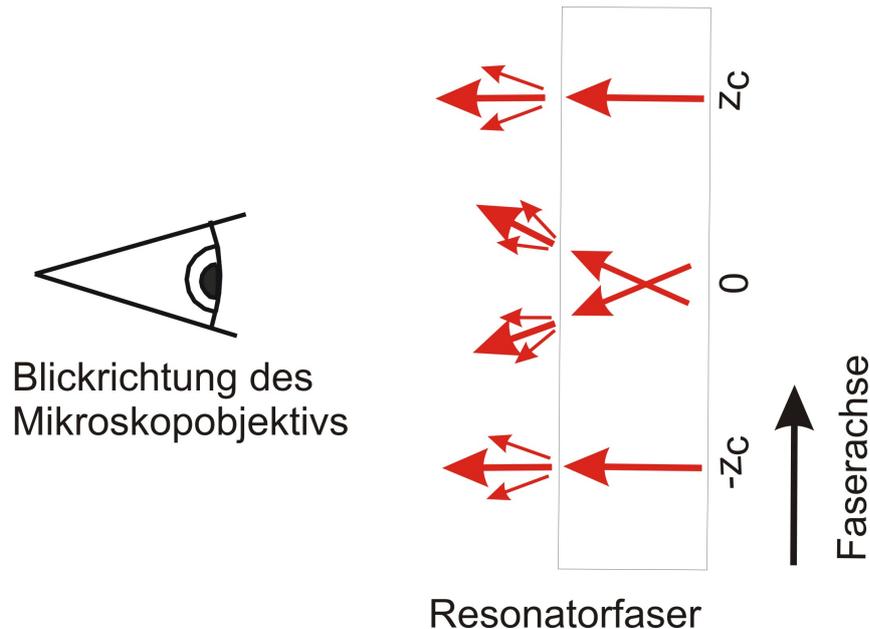


Abbildung 4.9: Erklärung zur beobachteten axialen Intensitätsverteilung des gestreuten Lichts einer im Resonator umlaufenden Welle

Die Umkehrpunkte, erkennbar an der maximalen Streuintensität, liegen symmetrisch zur Resonatormitte, in Bereichen an denen die Resonatorfaser vergleichbare Radien aufweist. Ihr Abstand von $158 \pm 6 \mu\text{m}$ stimmt mit dem in Abschnitt 2.1.1 berechnetem Intensitätsprofil für $q=100$ und $m=84$, auf Seite 10 relativ gut überein. Die Krümmung des Resonators $\Delta k = 0,0040 \mu\text{m}^{-1}$ ähnelt ebenfalls dem bei der Berechnung zugrundegelegten Wert $\Delta k = 0,0032 \mu\text{m}^{-1}$. Die Mode dürfte in ihren Eigenschaften also der in 2.1.1 beschriebenen Mode mit $m=84$ und $q=100$ ähnlich sein.

Die hier dargestellte Interpretation ist in Abbildung 4.10 noch einmal zusammengefasst.

³Die Kamera hat eine numerische Apertur von 0.28. Damit wird ein Winkelbereich von $\pm 16^\circ$ abgebildet. Bei einer Resonatorkrümmung von $\Delta k = 0,0032 \mu\text{m}^{-1}$ ändert sich der Winkel des Wellenvektors zur z-Achse, auf dem Weg von der Kaustik zur Resonatormitte, um 20° . (Dieser Wert wurde mithilfe der berechneten axialen Intensitätsverteilungen für den Flaschenresonator abgeschätzt) In diesem Fall erreicht kein Streulicht aus dem zentralen Bereich des Resonators die Kamera. Die Krümmung des hier vermessen Resonators beträgt etwa $0,0040 \mu\text{m}^{-1}$.

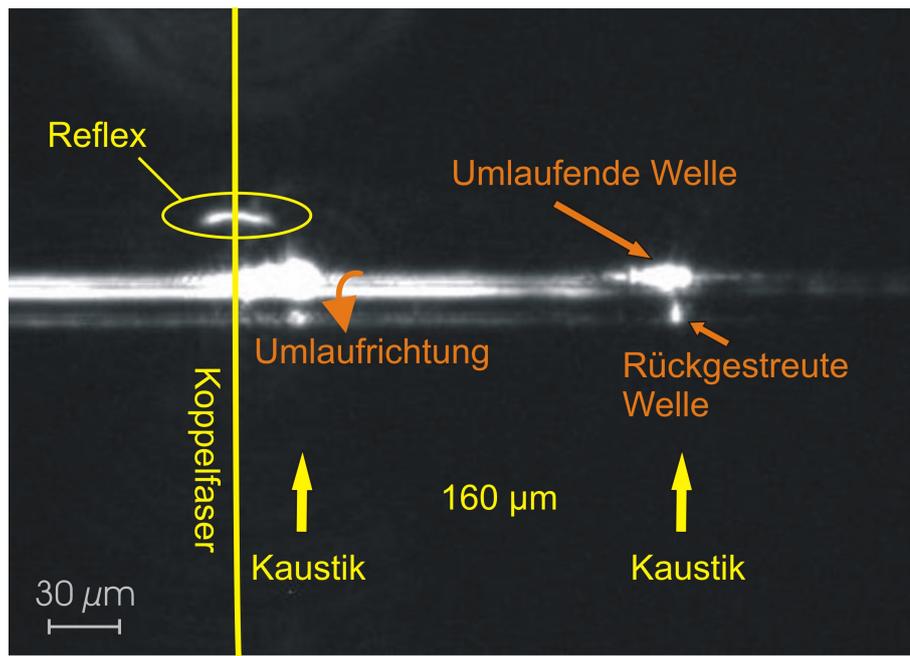


Abbildung 4.10: Interpretation zur beobachteten Streuung einer angeregten Resonatormode

Auffällig ist der große Abstand der Kopffaser zur linken Kaustik. In radialer Richtung erwartet man einen Abfall der evaneszenten Felder im umgebenden Medium, auf einer Längenskala von λ . Kopplung sollte nur bei entsprechendem Abstand beider Fasern, von einigen 100 nm, möglich sein. In unserer Gruppe durchgeführte Rechnungen zeigen, dass das Licht in axialer Richtung durch die Drehimpulsbarriere wesentlich weniger stark gebunden ist als in radialer Richtung durch den Sprung im Brechungsindex. Daraus resultiert ein schwächerer Abfall des evaneszenten Feldes entlang der Resonatorachse. Kopplung sollte hier also, auch über größere Entfernungen möglich sein.

Zusammenfassend lässt sich sagen, dass die Aufnahmen der aus der Resonatorfaser gestreuten Intensität im Einklang mit unserer anschaulichen Vorstellung der Resonatormoden stehen.

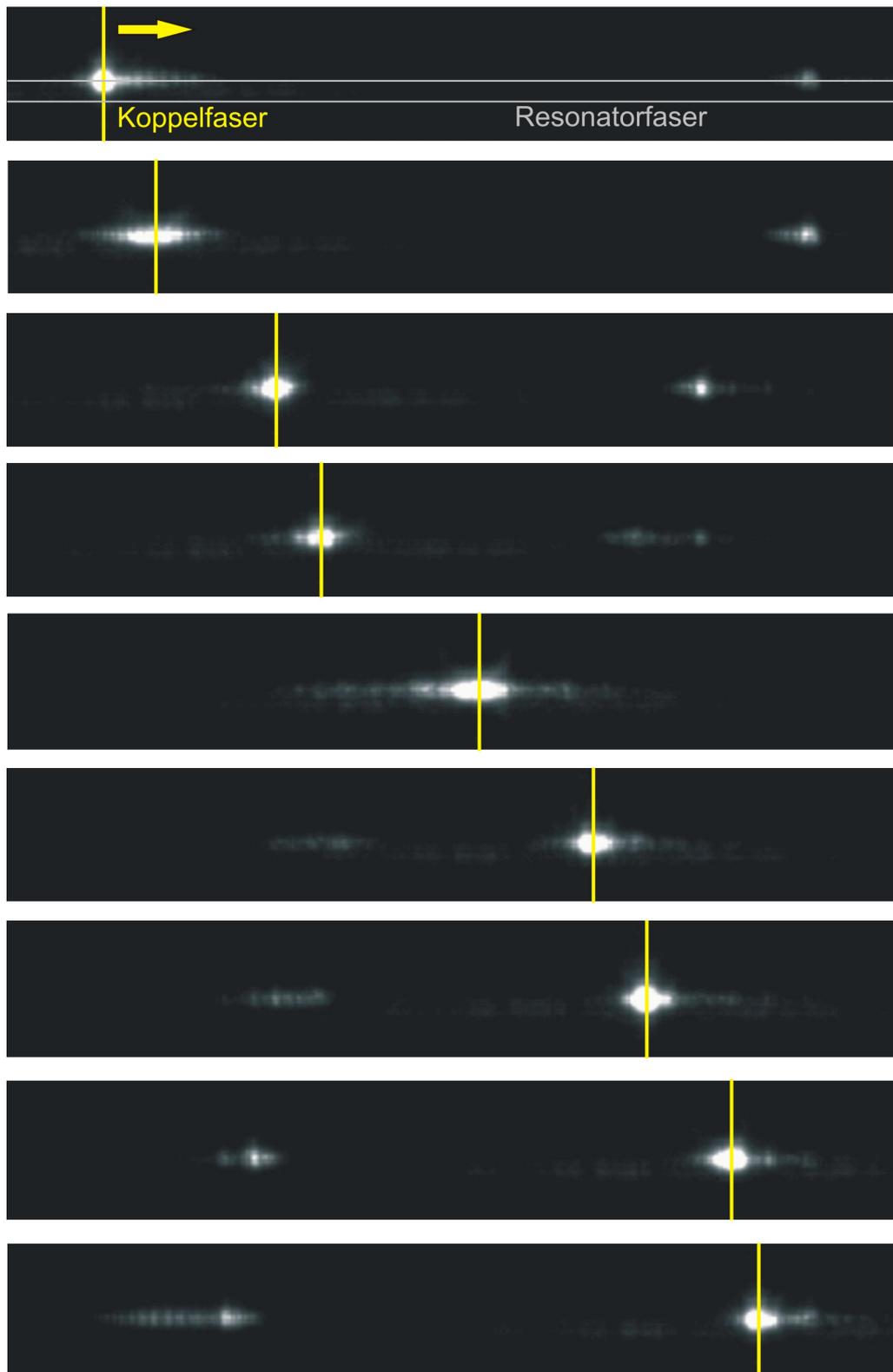


Abbildung 4.11: Anregung von Moden mit verschiedenen axialen Quantenzahlen q durch Bewegung der Koppelfaser entlang der Resonatorachse im Kontaktmodus.

Abbildung 4.11 zeigt eine Sequenz von Bildern innerhalb der die Koppelfaser im Kontaktmodus einmal über den Resonator geführt wird. Wird die Koppelfaser in Richtung Resonatormitte bewegt, werden Moden mit abnehmender axialer Quantenzahl q angeregt. In der Mitte des Resonators tritt eine äquatoriale Mode auf, ähnlich wie sie in Mikrokugeln vorkommt. Nach Überschreiten der Resonatormitte nimmt die axiale Quantenzahl wieder zu. Hier ist gut zu erkennen, dass beide Kaustiken ungefähr symmetrisch bezüglich der Resonatormitte liegen. Das ist eine weitere Bestätigung für unsere modellhafte Vorstellung von den Moden des Flaschenresonators.

4.4 Spektrale Charakterisierung der Moden

Um die Güte und den freien Spektralbereich von Resonatoren zu bestimmen, wird die Transmission durch die Koppelfaser gemessen, während die Frequenz des Lasers durchgestimmt wird.

Bei ersten Versuchen zur kontaktfreien Kopplung zeigte sich, dass die $1\mu\text{m}$ dicke Koppelfaser mit Amplituden von mehreren 100nm schwingt. Das machte „evaneszentes, kontaktfreies Einkoppeln“ zunächst unmöglich. Deshalb wurde für die folgenden Messungen *Kontakt zwischen Koppelfaser und Resonator* hergestellt.

4.4.1 Messmethode und Ergebnis

Der verwendete mechanische Aufbau ist in Abschnitt 3.2.4 beschrieben (Abbildung 3.12, Seite 29). Mithilfe der Positioniereinheiten wird die Koppelfaser nahe einer Taille der Resonatorfaser in einem Abstand von ca. $100\mu\text{m}$ zur Mitte des Resonators platziert. Es handelt sich um den Resonator aus Serie 2, dessen Profil in Teil B der Abbildung 4.6 gezeigt ist.

Der optische Teil des Aufbaus wird in Abschnitt 3.2.5 behandelt (Abbildung 3.13, Seite 30). Die Frequenz des DFB-Lasers wird mittels Temperaturänderung um etwa 20°C über ca. 500GHz abgestimmt. Die Scangeschwindigkeit beträgt 30GHz/s . Die Transmissionsmessung wird durch einen Triggerpuls gestartet und gestoppt, der während jedes Temperaturzykluses bei Erreichen der minimalen Temperatur ausgelöst wird. Während der Messung wird folglich der Frequenzbereich zweimal überstrichen. Zeigt die Transmissionsmessung keinen Unterschied in Abhängigkeit von der Richtung in der der Frequenzbereich durchlaufen wird,⁴ wird hier nur auf den ersten Teil der Messung eingegangen.

Der Laser wird bei einem Strom von ca. 50mA betrieben. Ein Abschwächer reduziert die Laserleistung auf ca. $1\mu\text{W}$. Dadurch soll vermieden werden, dass sich der Resonator infolge zu hoher Intensitäten in seinem Inneren erwärmt und seine spektralen Eigenschaften verändert. Bei hoch-Q-Resonatoren ist ein solches Verhalten unter dem Namen „thermischer Bistabilitätseffekt“ bekannt. Mittels einer $\frac{\lambda}{2}$ -Platte kann die Polarisation des Lichtes beeinflusst werden. Zwar ist die Koppelfaser nicht polarisationserhaltend, trotzdem kann durch Drehen der Polarisation die Koppeffizienz signifikant beeinflusst werden. Ob sich auf diese Weise die Kopplung gezielt auf Moden unterschiedlicher Polarisation beschränken lässt, wurde nicht untersucht. Ebenfalls ist nicht bekannt, welche Polarisation die hier angeregten Moden aufweisen.

⁴Als Kriterium wurde hier, um eine Störung der Messung durch thermische Effekte auszuschließen, vor allem die volle Halbwertsbreite der Resonanzen verglichen, aber auch ihre Form und spektrale Lage wurde beachtet.

Abbildung 4.12 zeigt das Signal der Photodiode, die zur Messung der Transmission durch die Koppelfaser verwendet wird. Die relative Frequenz des Lasers ist als $\nu_{rel} = \nu - \nu_{start}$ definiert, wobei ν_{start} die Laserfrequenz zu Beginn der Messung ist.

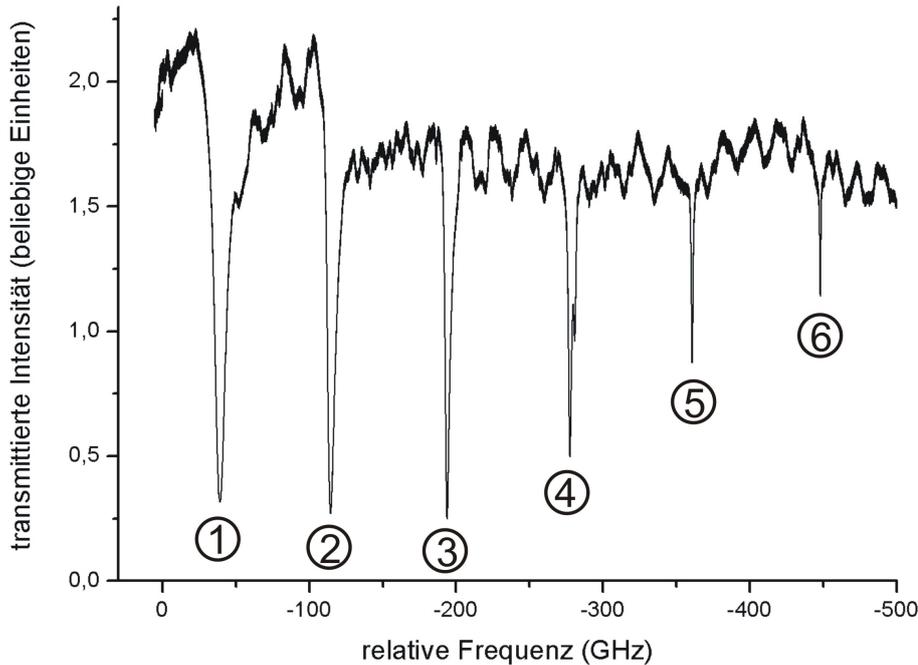


Abbildung 4.12: Durch die Koppelfaser transmittierte Intensität während Abstimmung der Laserfrequenz

4.4.2 Auswertung - Güte und freier Spektralbereich

Im untersuchten Frequenzbereich liegen 6 Resonanzen. Die im Text verwendete Nummerierung der Resonanzen ist in der Abbildung dargestellt. Mit abnehmender Frequenz nimmt die Kopplung an die Resonatormoden ab. Die Breite der Resonanzen verringert sich ebenfalls mit abnehmender Frequenz.

Um aus der Transmissionsmessung die Güte und den freien Spektralbereich bestimmen zu können, muß die volle Halbwertsbreite und die zentrale Frequenz der Resonanzen ermittelt werden. Zu diesem Zweck wird an alle Resonanzen eine Lorentzkurve angepasst. Die entsprechenden Abbildungen, befinden sich im Anhang A ab Seite 67. Abbildung 4.13 zeigt dies exemplarisch für die sechste

Tabelle 4.4: Zusammenfassung der Ergebnisse der Transmissionsmessung

n	ν_{zentral}	$\nu_{1/2}$	Q	$\Delta\nu_{FSR}$	Ext
1	-39,93 GHz	8,9 GHz	$4,0 \cdot 10^4$	-	84%
2	-115,49 GHz	5,7 GHz	$6,2 \cdot 10^4$	76 GHz	87%
3	-194,40 GHz	3,8 GHz	$9,3 \cdot 10^4$	79 GHz	86%
4	-277,64 GHz	2,4 GHz	$1,5 \cdot 10^5$	83 GHz	71%
5	-360,86 GHz	1,4 GHz	$2,5 \cdot 10^5$	83 GHz	46%
6	-448,07 GHz	0,85 GHz	$4,1 \cdot 10^5$	87 GHz	29%

Resonanz aus Abbildung 4.12. Hier wurde die kleinste volle Halbwertsbreite gemessen.

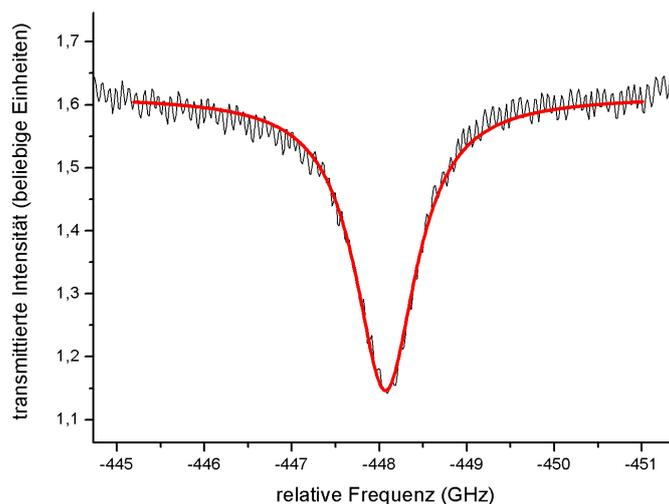


Abbildung 4.13: Anpassung einer Lorentzkurve an eine Resonanz der Transmissionsmessung. Die Resonanz hat eine Breite von 0,85 GHz

In Tabelle 4.4 sind die volle Halbwertsbreiten, hier als $\Delta\nu_{1/2}$ abgekürzt, und die zentrale relative Frequenz ν_{zentral} der jeweils angepassten Lorentzfunktion für alle Resonanzen aufgelistet.

In den nächste beiden Spalten der Tabelle sind die daraus berechneten Werte für Güte Q und Frequenzabstand $\Delta\nu_{FSR}$ benachbarter Moden angegeben. Die Güte wird nach $Q = \frac{\nu}{\Delta\nu_{1/2}}$, mit der absoluten Frequenz $\nu = 352\text{THz}$ berechnet. Der Frequenzabstand ergibt sich aus der Differenz der zentralen relativen Frequenzen, benachbarter Moden. Für die n -te Resonanz wurde er nach $|\nu_{\text{zentral}}(n) - \nu_{\text{zentral}}(n - 1)|$ berechnet. In der folgenden Spalte ist die maxima-

le Extinktion bei Resonanz angegeben. Sie wird über $Ext = \frac{T_{max} - T_{min}}{T_{max}}$ bestimmt. Hier sind T_{max} bzw. T_{min} der minimale bzw. maximale Wert der jeweils an die Resonanzkurve angepassten Funktion.

Der Fehler in der Kalibrierung der Frequenz wird auf 0,8 GHz abgeschätzt. Der Fehler für den Modenabstand sollte also bei ca. $\sqrt{2 \cdot 0,8^2} = 1,1$ GHz liegen. Der Fehler für die volle Halbwertsbreite der Resonanzen ergibt sich aus der Anpassung der Lorentzfunktionen. Er beträgt für alle Resonanzen ca. 2%. Nach der Gaußschen Fehlerfortpflanzung erhält man denselben prozentualen Fehler für die Güte. Der Fehler in der Extinktion wurde für jede Resonanz aus der Stärke der Schwankungen im Untergrund, aus den in Anhang A enthaltenen Graphen bestimmt. Er ist in Abbildung 4.15 dargestellt.

4.4.3 Diskussion

Fehlerquellen

Untergrund Bei den Transmissionsmessungen tritt ein periodisch oszillierender Untergrund, mit einer Periode von etwa 20 GHz auf. Seine Amplitude beträgt ca. 5% der Signalstärke. Als Ursache wird ein Etaloneffekt in der Koppelfaser durch Reflexionen an den Übergangsbereichen zur Fasertaille vermutet. Ihr Abstand beträgt 5 mm, und deckt sich nach $\Delta\nu_{FSR} = c/2nL$ sehr gut mit der beobachteten Periode.

Diesem Untergrund ist wie in Abbildung 4.13 erkennbar, ein Rauschen mit einer Amplitude von ca. 1,5% der Signalstärke bei einer Periodendauer von 100 MHz überlagert. Als Ursache werden Reflexionen an den Endflächen der Koppelfaser angenommen. Die Faser wirkt wie ein Etalon, dessen transmittierte Intensität von der Frequenz des eingekoppelten Lasers abhängt. Nach $\Delta\nu_{FSR} = \frac{c}{2nL}$ entspricht ein freier Spektralbereich von 100 MHz einem Etalon mit einer Länge L von einem Meter. Dieser Wert stimmt mit der Länge der Koppelfaser überein. Schneidet man die Faserenden unter einem kleinen Winkel, typischerweise ca. 8° , sollten sich diese Oszillationen stark reduzieren lassen.

Auflösung der Frequenzzeichnung Die Frequenzzeichnung erfolgt nach der in Abschnitt 3.2.5 ab Seite 28 beschriebenen Methode über ein Referenzetalon mit einem freien Spektralbereich von $\Delta\nu_{FSR,Etalon} = 7,97$ GHz.

Problematik bei der Frequenzzeichnung Es zeigt sich, dass der verwendete DFB-Laser zum Teil starke Nichtlinearitäten in der zeitlichen Änderung seiner Frequenz, bei Durchstimmung über die Temperatur der Laserdiode, aufweist. Ein Ausschnitt aus dem Etalonsignal, ist in Abbildung 4.14 gezeigt. Dieser Ausschnitt entspricht dem Bereich [0 GHz, -280 GHz] der oben dargestellten Transmissionsmessung.

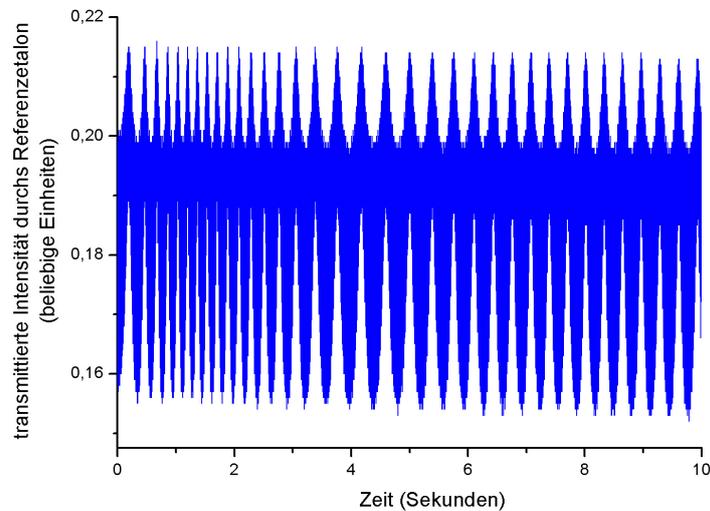


Abbildung 4.14: Transmittierte Intensität durch das Referenzetalon. Das Signal wird zur Eichung der Frequenzachse der Transmissionsmessungen verwendet. Die einzelnen Maxima weisen einen Abstand von 7,97 GHz auf. Auffällig ist die nichtlineare Änderung der Laserfrequenz

Nach dem Umkehrpunkt im Temperaturverlauf, der unmittelbar vor Beginn dieser Messung stattfand, treten starke Verzerrungen im Abstand der Transmissionsmaxima auf. Durch zu geringe Regelbandbreite der Temperaturregelung kommt es daraufhin zu weiteren Oszillationen in der Scangeschwindigkeit. Selbst ein Polynom höherer Ordnung beschreibt den zeitlichen Verlauf der Laserfrequenz in Teilbereichen nur ungenau. Dadurch kommt es zu Fehlern bei der Eichung der Frequenzachse. Hier kann eine Verbesserung durch noch weitere Reduktion der Scangeschwindigkeit, auf bis zu 4 GHz/s, erreicht werden.

Die gesamte Unsicherheit bei der Kalibrierung der Frequenzachse wird auf $\pm 0,8$ GHz abgeschätzt.

Frequenzabstand der Moden

Die Resonatormoden weisen Frequenzabstände zwischen 76 und 87 GHz auf. Diese Werte liegen mehr als eine Größenordnung unter dem freien Spektralbereich von Mikrokugeln. Für eine typische Mikrokugel mit einem Radius von $50 \mu\text{m}$ beträgt er 1,4 THz.

Mit der in Abschnitt 4.2.2 erhaltenen Krümmung des hier verwendeten Resonators, Δk beträgt $4,0 \pm 0,4 \cdot 10^{-3} \mu\text{m}^{-1}$, und einem Radius von $8,75 \pm 0,5 \mu\text{m}$ erhält man für den spektralen Abstand zweier Moden die sich jeweils nur in der axialen oder azimutalen Quantenzahl um den Wert eins unterscheiden folgende Werte:

$$\Delta\nu_m \approx \frac{c}{2\pi n R_0} \approx 3,8 \pm 0,25 \text{ THz}$$

$$\Delta\nu_q \approx \frac{c\Delta k}{2\pi n} \approx 132 \pm 13 \text{ GHz}$$

Der beobachtete Frequenzabstand liegt etwa im Bereich von $\Delta\nu_q$. Wir gehen also davon aus, dass es sich hier um Moden handelt, die sich jeweils in der axialen Quantenzahl q um eins unterscheiden. Die Abweichung ist allerdings deutlich größer als der abgeschätzte Fehler, der sich aus dem Fehler für die Krümmung des Resonatorprofils ergibt. Bei dieser Messung wurde wie oben beschrieben relativ nah an einer der Resonatortailen eingekoppelt. Hier treten Abweichungen vom parabolischem Profil auf. Die effektive Krümmung sollte sich also von der im zentralen Bereich des Resonators, die für obige Rechnung benutzt wurde unterscheiden. Betrachtet man das Resonatorprofil in Abbildung 4.6, erkennt man, dass die mittlere Krümmung umso kleiner wird je weiter die Resonatormode ausgedehnt ist. Mit der mittleren Krümmung verkleinert sich auch der Frequenzabstand. Vermutlich deshalb weichen die gemessenen Werte vom berechneten Wert nach unten hin ab. Dieses Problem kann vermieden werden, indem bei der Herstellung der Tailenabstand und damit die Ausdehnung des Bereichs mit parabolischem Profil, vergrößert wird.

Güte

Die gemessenen Güten der verschiedenen Moden liegen zwischen $4,0 \cdot 10^4$ und $4,1 \cdot 10^5$. Diese Werte sind deutlich kleiner als bei optimierten Mikrokugeln und Mikrotori, die Güten im Bereich 10^8 bis 10^9 erreichen. Im folgenden sollen die wichtigsten Faktoren die die Güte beeinflussen diskutiert werden:

- Wie schon im Abschnitt 4.3 beschrieben, beobachten wir einen unerwartet schwachen Abfall der evaneszenten Felder in axialer Richtung. Dieser Abfall sollte umso schwächer sein je schwächer die Resonatorsteigung ist. Ist die Mode bis in den Randbereich des Resonators ausgedehnt, wo die Steigung sehr klein ist, reicht das evaneszente Feld eventuell bis in den Teil der Faser, wo sich der Radius wieder vergrößert. Dann koppelt die Resonatormode an in der Faser propagierende Moden. Entweder muß der Koppel­punkt näher an der Resonatormitte gewählt werden. Eine andere Möglichkeit besteht darin den Abstand der Mikrotaillen zu vergrößern. Bei gleicher Krümmung weist der Resonator dann eine stärkere Radienmodulation auf. Es steht dann ein maximale „Auslaufbereich“ für die evaneszenten Felder zur Verfügung, ohne die anderen Resonatoreigenschaften zu beeinflussen.
- Als eine weitere wichtige Ursache für die beobachtete nicht optimale Güte nehmen wir Absorptionsverluste an. Die zur Herstellung verwendeten Glasfasern aus dem Telekommunikationsbereich bestehen nur im Kern und

den unmittelbar angrenzenden Mantelbereichen aus hochreines Glas. Im äußeren Mantel, wo die Glasqualität keine Rolle mehr spielt, wird bei der Produktion minderwertiges Glas verwendet. Beim Flaschenresonator treten in diesem Bereich die höchsten Feldstärken auf. Auch während des Herstellungsprozesses können Verunreinigungen auftreten. Durch den Wasserstoffbrenner als Heizquelle befindet sich die heiße Faser während des ersten Herstellungsschritts in einer stark wasserhaltigen Atmosphäre. Wasser kann im Glas eingelagert werden. Bei der verwendeten Wellenlänge von 852 nm weist Wasser einen relativ hohen Absorptionskoeffizienten von $4,33 \text{ m}^{-1}$ auf [29]. Ebenfalls kann sich nach der Herstellung Wasser oder Staub auf der Oberfläche des Resonators anlagern, was dann zu einer zeitlichen Abnahme der Güte führt.

- Der Kontakt von Koppelfaser und Resonator führt zu einer Abnahme der Güte. Neuere Messungen haben allerdings gezeigt, dass sich die Güte durch kontaktfreies Einkoppeln nur um etwa einen Faktor zwei verbessern lässt.
- Der Radius an den Kaustiken des Resonators ist so gewählt, dass auftretende Strahlungsverluste die Güte nicht unter 10^9 sinken lassen sollten [29].
- Die Streuverluste durch Oberflächenrauigkeit werden aufgrund des Herstellungsprozesses ebenfalls als gering angenommen. Durch den Kontakt mit der Koppelfaser bei den Messungen wird die Oberflächenqualität wahrscheinlich herabgesetzt.

Die Güte sollte sich also durch die Verwendung von hochreinem Glas als Ausgangsmaterial verbessern lassen. Der Wasserstoffbrenner als Heizquelle, kann durch den CO_2 -Laser ersetzt werden, der ebenfalls für die Herstellung von dünnen Glasfasern geeignet ist [30]. Ein größerer Abstand der Mikrotaillen soll die Kopplung an propagierende Moden in der Resonatorfaser verringern. Außerdem muß die zeitliche Änderung der Güte, insbesondere möglichst kurz nach der Herstellung, untersucht werden.

Abhängigkeit von Kopplung, Güte und Frequenzabstand von der axialen Quantenzahl q

Aus der Diskussion im Abschnitt 4.4.3 ergab sich, dass die Transmissionsmessung Moden zeigt, die sich nur in ihrer axialen Quantenzahl unterscheiden. Mit der axialen Quantenzahl ändert sich auch die Modengeometrie, was bei *konstanter Position der Koppelfaser* Auswirkungen auf die Stärke der Kopplung, die Güte und den spektralen Modenabstand hat.

Änderung der Modengeometrie mit q

Aus der Formel 2.6 auf Seite 11 für die Wellenzahlen der Moden im Theorieteil, ergibt sich, dass mit abnehmender Frequenz die axiale Quantenzahl ebenfalls

Tabelle 4.5: relative Quantenzahlen der beobachteten Moden

Mode #	1	2	3	4	5	6
Quanten- zahlen	\tilde{q}	$\tilde{q} - 1$	$\tilde{q} - 2$	$\tilde{q} - 3$	$\tilde{q} - 4$	$\tilde{q} - 5$
	\tilde{m}	\tilde{m}	\tilde{m}	\tilde{m}	\tilde{m}	\tilde{m}

kleiner wird. Da die Moden in axialer Richtung durch ein Hermitpolynom der Ordnung q beschrieben werden, nimmt somit ihre axiale Ausdehnung, und damit der Abstand der Kaustiken ab. D.h., während der hier diskutierten Messung vergrößert sich der Abstand von Kaustik und Koppelfaser von Mode zu Mode. In der folgenden Tabelle sind den Moden aus Abbildung 4.12, entsprechend ihrer Nummerierung relative Quantenzahlen zugeordnet.

Die absoluten Quantenzahlen sind jedoch nicht bekannt.

Einfluss auf die Kopplung Ein größerer Abstand zur Koppelfaser führt zu einer schwächeren Kopplung zwischen Fasermode und Resonatormode. Wie stark die Transmission im Bereich einer Resonanz abfällt, hier beschrieben durch die oben definierte Extinktion bei Resonanz, hängt von der Stärke der Kopplung ab. Maximale Extinktion beobachtet man wenn die aus dem Resonator rückgekoppelte Welle die eine Phasenverschiebung von π aufweist in ihrer Amplitude gleich der in der Faser propagierenden Welle ist. Dieser Fall ist nur für einen bestimmten Abstand von Koppelfaser und Kaustik gegeben. Ist der Abstand größer spricht man vom unterkoppelten Bereich. Befindet sich die Koppelfaser näher an der Kaustik spricht man vom überkoppelten Bereich. Hier überwiegt jeweils die Amplitude der in der Faser propagierenden oder der rückgekoppelten Welle. In Abbildung 4.15 ist die Extinktion gegen die axiale Quantenzahl aufgetragen.

Es ist ein schwach ausgeprägtes Maximum erkennbar. Mit abnehmender axialer Quantenzahl nimmt die Stärke der Kopplung ab. Man erkennt den Übergang vom überkoppelten ins unterkoppelte Regime. Hier erreicht die Extinktion nie den Wert 1. Zum Einen verändert sich der Abstand von Koppelfaser zur Kaustik in diskreten Schritten. Außerdem wurde keine genaue Phasenanpassung vorgenommen. Die Fasermode kann also noch zur Resonatormode orthogonale Anteile enthalten, für die ein Einkoppeln nicht möglich ist.

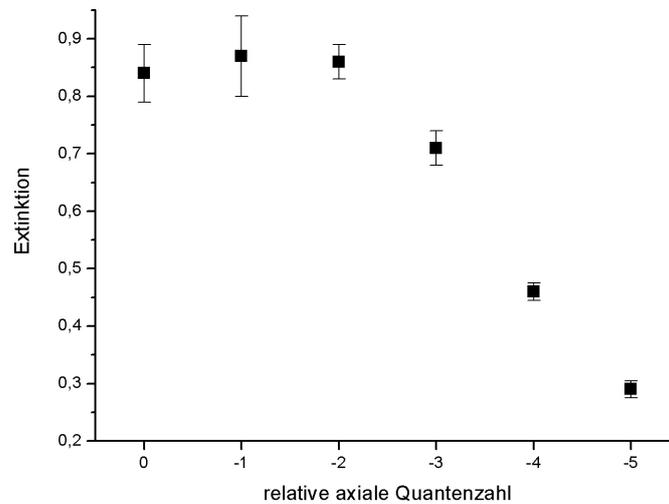


Abbildung 4.15: Extinktion in Abhängigkeit von der relativen axialen Quantenzahl q . Mit abnehmendem q nimmt auch die Kopplung ab. Man erkennt den Übergang vom überkoppelten in das unterkoppelte Regime

Einfluss auf die Güte Schwächere Kopplung zwischen Resonatormode und Fasermode führt auch automatisch zu geringeren Rückkoppelverlusten. Damit nimmt die Güte zu. Abbildung 4.16 zeigt, wie sich die Güte mit der axialen Quantenzahl ändert.

Einfluss auf den Frequenzabstand benachbarter Moden

Der Frequenzabstand benachbarter Moden $\Delta\nu_q$ ist proportional zur Krümmung des Resonators. Im zentralen Teil lässt sich das Resonatorprofil nach den Ergebnissen aus Abschnitt 4.2.2, gut durch eine Parabel mit konstanter Krümmung beschreiben. Zu den Tailen hin nimmt die Krümmung aber ab. Ausschlaggebend für den Frequenzabstand ist deshalb eine mittlere Krümmung. Für Moden mit großen axialen Quantenzahlen, deren Kaustiken weiter von der Resonatormitte entfernt sind, ist die mittlere Krümmung kleiner. Der Frequenzabstand nimmt also mit abnehmenden Werten für q zu. Das steht im Einklang mit dem hier beobachteten Verhalten, das in Abbildung 4.17 dargestellt ist.

Ein äquidistanter Modenabstand kann erreicht werden indem man den Abstand der Mikrotailen vergrößert. Dann vergrößert sich auch der Bereich in dem das Resonatorprofil als Parabel beschrieben werden kann.

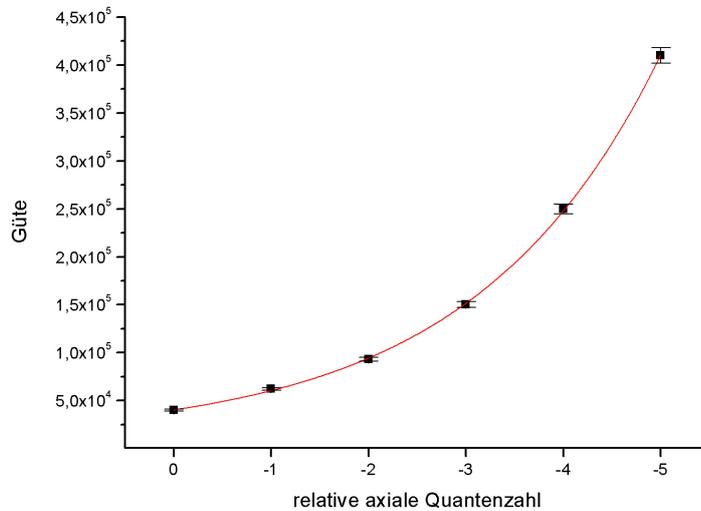


Abbildung 4.16: Güte in Abhängigkeit von der relativen axialen Quantenzahl q bei gleichbleibender Position der Koppelfaser. Aufgrund veränderter Rückkoppelverluste nimmt die Güte mit kleiner werdendem q zu.

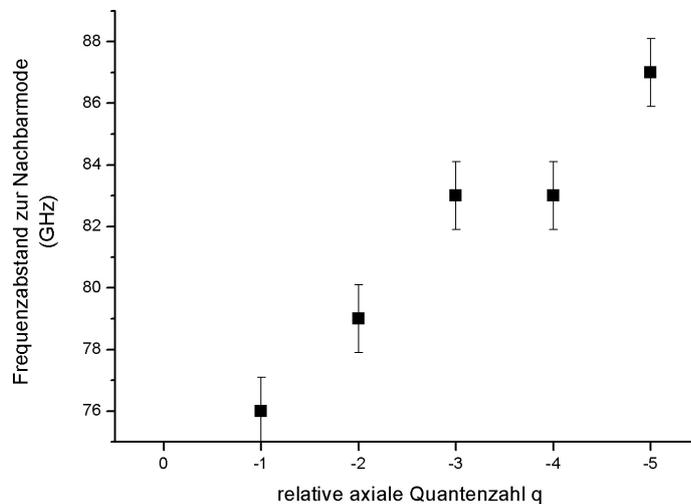


Abbildung 4.17: Spektraler Abstand von benachbarten Moden in Abhängigkeit von der relativen axialen Quantenzahl q

4.5 thermischer Bistabilitätseffekt - ein Hinweis auf Moden hoher Güte

An einem Resonator aus Serie 1 wurde eine Transmissionsmessung unter vergleichbaren Bedingungen, wie in Abschnitt 4.4.1 beschrieben, durchgeführt. Der

Laser wurde wieder auf eine Leistung von ca $1 \mu\text{W}$ abgeschwächt. Das Ergebnis ist in Abbildung 4.18 dargestellt.

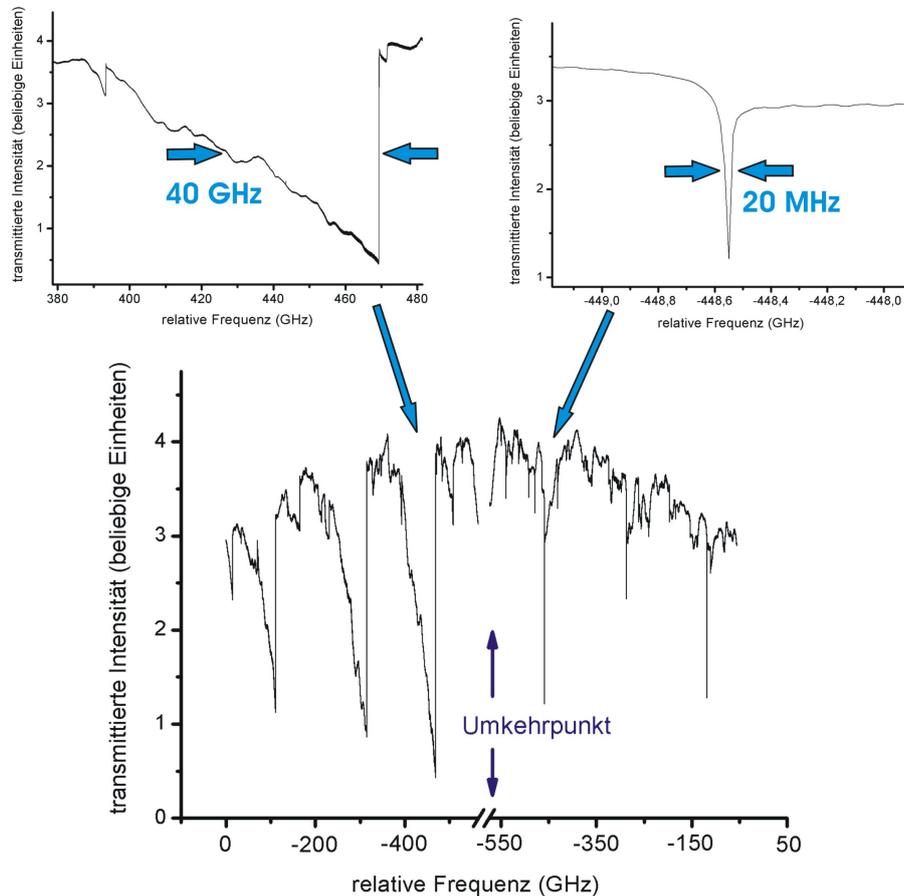


Abbildung 4.18: Transmissionsmessung an einem Resonator aus Serie 1. Hier werden aufgrund des thermischen Bistabilitätseffekts Veränderungen in der Linienbreite beobachtet, je nachdem in welche Richtung der vermessene Frequenzbereich überstrichen wird.

Die Resonanzen weisen je nachdem, in welche Richtung der Frequenzbereich überstrichen wird, stark unterschiedliche Breiten auf. Abbildung 4.18 zeigt zwei genauer untersuchte Moden. Bei abnehmender Frequenz beobachtet man eine 40 GHz breite Resonanz mit stark asymmetrischer Linienform. Bei zunehmender Frequenz beträgt die volle Halbwertsbreite 20 MHz. Das entspräche Güten von $8,8 \cdot 10^3$ sowie $1,8 \cdot 10^7$. Wegen der asymmetrischen Form der breiten Resonanz und der geringen Anzahl von Messpunkten im Bereich der schmalen Resonanz konnte keine Funktionen zur Bestimmung der Halbwertsbreiten angepasst werden.

Diskussion Der hier beobachtete Effekt ist unter dem Namen thermische Bistabilität bekannt. Er tritt auf, wenn beim Durchstimmen der Frequenz mit

zu hohen Leistungen gearbeitet wird. Dann bauen sich, eine entsprechend hohe Güte vorausgesetzt, bei Erreichen einer Resonanz so hohe Intensitäten im Resonator auf, das sich dessen Resonanzfrequenz durch Erwärmung verschiebt. Die Temperaturabhängigkeit der Resonanzfrequenz beträgt -2.5 GHz/K . [16] Verschiebt sich die Resonanzfrequenz des Resonators mit der sich ändernden Laserfrequenz, verbreitert sich die Linie. Andernfalls wird sie schmaler.

Das auftreten dieses Effekts lässt darauf schließen, das hier eine höhere Güte vorlag, als beim oben untersuchten Resonator. Für eine genaue Messung der Güte ist eine weitere Abschwächung der Laserleistung erforderlich. Der wesentliche Unterschied der beiden Resonatoren an denen Transmissionsmessungen durchgeführt wurden ist die Stärke der Radianmodulation. Der hier untersuchte Resonator ist stärker moduliert. Hier treten eventuell geringere Strahlungsverluste in geführte Moden der Resonatorfaser auf, was eine höhere Güte erklären kann. Die im Abschnitt 4.3 beobachtete lange Reichweite der evaneszenten Felder entlang der Faserachse stützen diese Vermutung.

4.6 Charakterisierung des Biegepiezos

Messmethode Um die relative Längenänderung der Faser in Abhängigkeit von der angelegten elektrischen Spannung angeben zu können, wird der Piezo, der am Resonatorfaserhalter angebracht ist, vermessen. Details zum Aufbau des Faserhalters finden sich in Abschnitt 3.2.2. Eine Faser, mit einem Taillendurchmesser von $16\ \mu\text{m}$ und einer Taillenlänge von 10 mm wird in den Resonatorfaserhalter eingeklebt. Diese entspricht in ihrem Profil den später benutzten Resonatorfasern. Zur Messung der Auslenkung des Piezos wird das Mikroskop aus dem Aufbau zur Resonatorkopplung verwendet. Es wird so montiert, dass es die Strinseite des Piezos abbildet, auf der auch die Faser aufgeklebt ist. Um die Auslenkung des Piezos auf den Mikroskopbildern bestimmen zu können, ist ein Referenzpunkt notwendig. Deshalb wurde neben die gespannte Faser an der Kante des Piezos ein weiteres Faserstück aufgeklebt. Sein Ende ist unter Null Grad geschnitten. Abbildung 4.19 zeigt ein während dieser Messung entstandenes Bild.

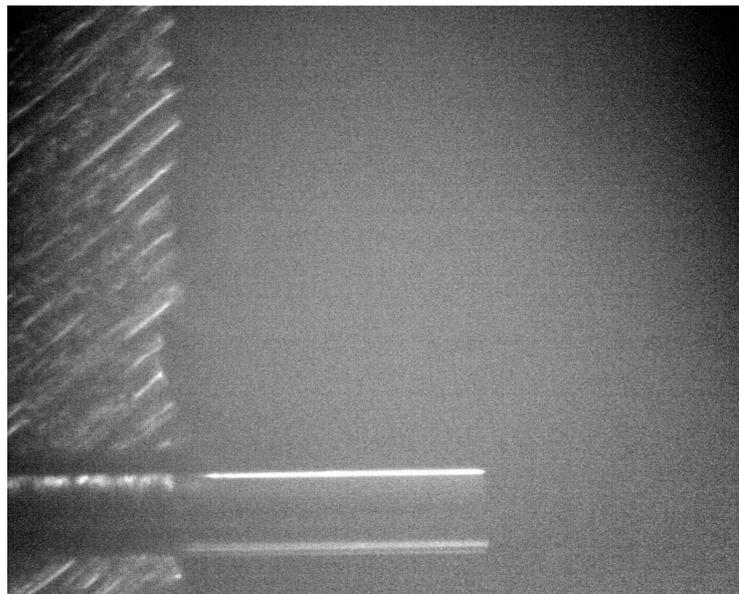


Abbildung 4.19: Mikroskopbild zur Messung der Auslenkung des Biegepiezos. Das Bild zeigt die Stirnseite des Piezos. Die gestreckte Faser ist nicht abgebildet. Horizontal verlaufend erkennt man ein zweites, aufgeklebtes Faserstück, dessen Kante als Referenzpunkt zur Längenmessung verwendet wird

Eine entmantelte unbearbeitete Glasfaser mit einem Durchmesser von $125 \pm 1\ \mu\text{m}$ dient zur Skalierung des Kamerabildes. Zwei Aufnahmen dieser Faser, einmal horizontal, einmal vertikal verlaufend, ermöglichen es, die Größe des Bereichs in der Objektebene zu ermitteln, denen ein Pixel in der Bildebene entspricht.

Während der Messung wird von 0 Volt ausgehend der gesamte Arbeitsbe-

reich des Piezos dreimal durchlaufen. Das Ergebnis ist in Abbildung 4.20 dargestellt.

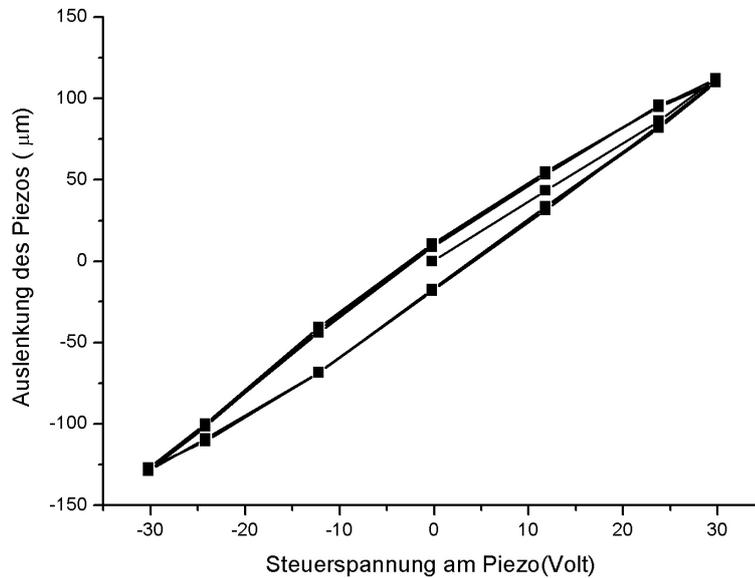


Abbildung 4.20: Auslenkung des Piezos in Abhängigkeit von der angelegten Steuerspannung. Die Auslenkung des Piezos weist eine deutliche Hysterese auf.

Auswertung Man erkennt, dass die Piezoauslenkung zunächst näherungsweise linear mit der angelegten Spannung verläuft. Bei erneutem verkleinern der Spannung tritt ausgeprägte Hysterese auf. Bei den Messungen zur Durchstimmbarkeit des Resonators wird der näherungsweise lineare Teil der Kurve durchlaufen. In Abbildung 4.21 wurde an diesen Kurventeil eine Gerade angepasst. Auf der Ordinate ist hier die relative Längenänderung $\Delta L/L$ aufgetragen. Sie ergibt sich aus dem Verhältnis von Auslenkung des Piezos und der Tailllänge der Faser, die hier 10 mm beträgt. Die Dehnung der Übergangsbereiche der Faser zur Taille hin, wurde vernachlässigt.

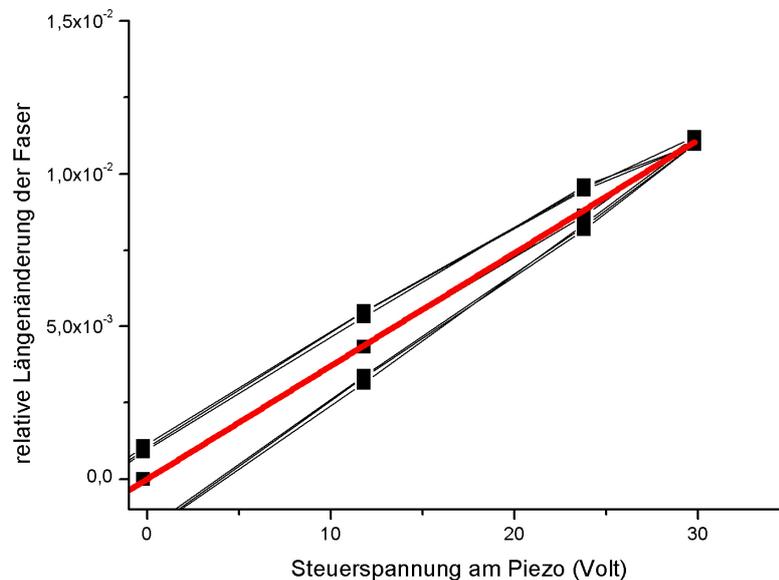


Abbildung 4.21: Relative Längenänderung der Resonatorfaser in Abhängigkeit von der angelegten Steuerspannung. An den näherungsweise linearen Teil der Kurve ist eine Gerade angepasst worden. Dieser Bereich wird auch bei der Abstimmung des Resonators durchlaufen.

4.7 Durchstimmbarkeit der Resonatormoden

Messmethode und Ergebnis Um die Abstimmbarkeit des Resonators zu untersuchen, werden mittels des in Abschnitt 3.2.2 beschriebenen Faserhalters verschiedene Zugspannungen an die Resonatorfaser angelegt. Für jede Zugspannung wird eine Transmissionsmessung aufgenommen, um die spektrale Lage der Resonanzen zu bestimmen. Die Messung wurde wieder an dem Resonator aus Serie 2, dessen Profil in Abbildung 4.6 gezeigt ist, durchgeführt. Die verwendeten Parameter entsprechen ebenfalls denen der vorausgegangenen Messung. Die Zugspannung wird durch eine elektrische Steuerspannung am Biegepiezo kontrolliert. In Schritten von 0,6 V wird diese Spannung um insgesamt 8,5 V erhöht. Abbildung 4.22 zeigt einige Messungen dieser Reihe in Form eines Wasserfalldiagramms. Auf eine Darstellung aller Transmissionsmessungen wurde aus Gründen der Übersichtlichkeit verzichtet. Die einzelnen Graphen sind zur besseren Unterscheidbarkeit mit einem Offset von jeweils ca. 0,4 Skalenteilen versehen. Der Übersichtlichkeit halber ist nur ein Teilbereich der Frequenzachse dargestellt.

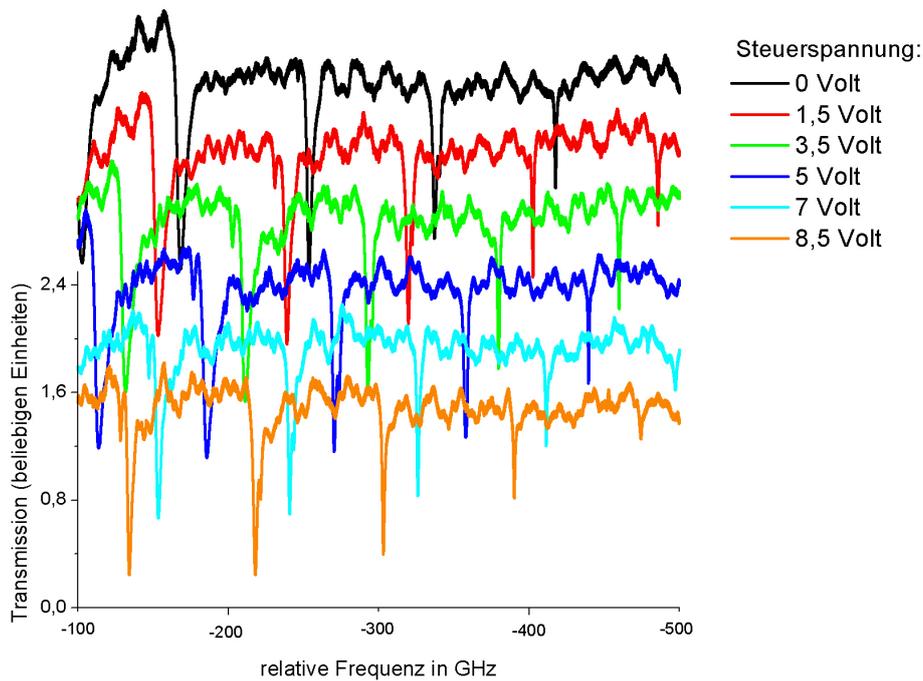


Abbildung 4.22: Transmission durch die Koppelfaser während Änderung der Laserfrequenz, für verschiedene Steuerspannungen am Biegepiezo.

Auswertung und Diskussion Wie theoretisch erwartet, verschieben sich die Resonanzen bei zunehmender Zugspannung zu größeren Frequenzen. In Abbildung 4.23 ist die spektrale Lage der Resonanzen gegen die relative Längenänderung der Faser $\Delta L/L$ aufgetragen. Letztere wird mittels der Ergebnisse der Messungen zur Charakterisierung des Biegepiezos aus Abschnitt 4.6 berechnet. Der untersuchte Frequenzbereich enthält 6 Resonanzen. Während die Zugspannung erhöht wird, wandert eine Resonanz aus dem Frequenzbereich, eine neue kommt hinzu.

Die spektrale Verschiebung der Moden beträgt ca. 120 GHz, also 1,5 freie Spektralbereiche. Die maximale erreichte relative Längenänderung liegt bei $3,15 \cdot 10^{-3}$, was einer Zugspannung von 0,25 GPa entspricht.⁵ Die Bruchspannung von Silikatglas beträgt 3 GPa. Während der Messung wurde die Faser also niemals mit mehr als 8% ihrer Bruchspannung belastet. Sowohl der Hub des Biegepiezo, als auch die Bruchspannung von Silikatglas, lassen eine weitere Verstimmung der Resonanzfrequenz zu.

⁵Die Zugspannung ergibt sich über $\sigma = \epsilon \frac{\Delta L}{L}$, mit dem Elastizitätsmodul von Silikatglas $\epsilon = 7,2 \cdot 10^{10} \text{ Pa}$

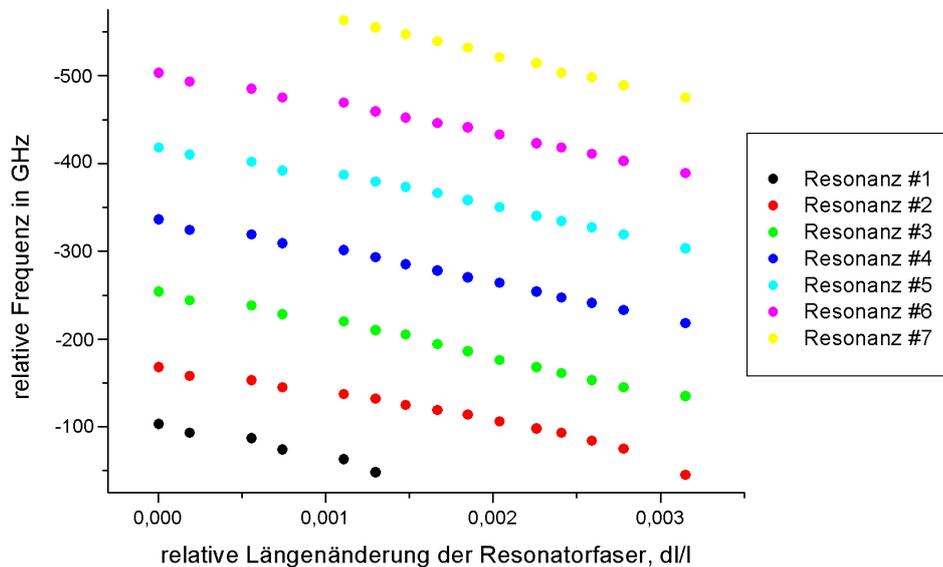


Abbildung 4.23: Verschiebung in der Resonanzfrequenz der untersuchten Resonanzmoden in Abhängigkeit von der an die Resonatorfaser angelegten Zugspannung.

In Abbildung 4.24 ist die mittlere relative Frequenzverschiebung $\Delta\nu_{mq}/\nu_{mq}$ der Resonanzfrequenzen der beobachteten Moden in Abhängigkeit von der Dehnung der Resonatorfaser aufgetragen.

Laut Theorierteil wird folgender Zusammenhang für parallele Polarisation erwartet:

$$\Delta\nu_{mq}/\nu_{mq} \approx 0,20\Delta L/L$$

Für senkrechte Polarisation beträgt die Steigung 0,31. Die Gerade, die an die Messwerte angepasst wurde, liefert eine Steigung von 0,1 und liegt damit in der selben Größenordnung wie der theoretische Wert. Bei der Berechnung der relativen Längenänderung wurde angenommen, dass die Faser sich nur im 10 mm langen Tailenbereich dehnt. Der Beitrag der einige cm langen Übergangsbereiche wurde nicht berücksichtigt. Diese Tatsache kann zumindest einen Teil der Abweichung zum theoretischen Wert erklären.

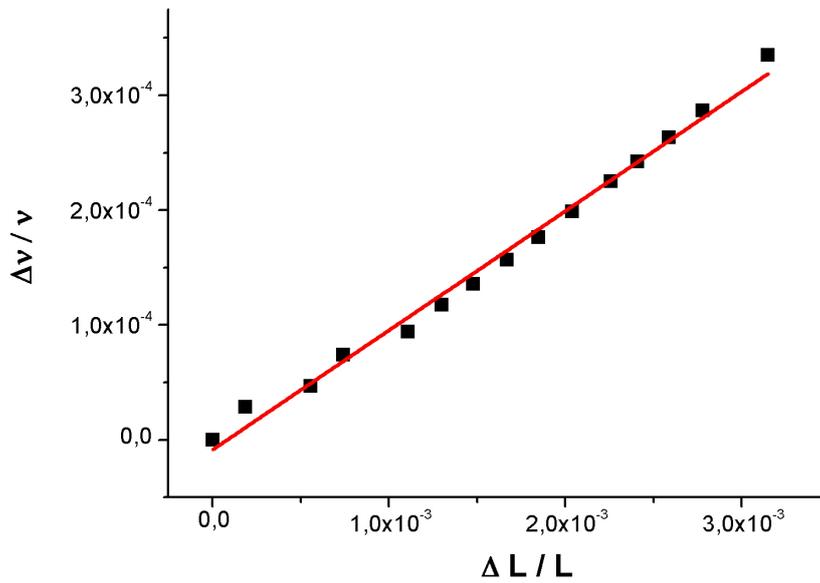


Abbildung 4.24: Mittlere relative Frequenzänderung in der Resonanzfrequenz der beobachteten Resonatormoden in Abhängigkeit von der Dehnung.

Kapitel 5

Zusammenfassung

Von den in der Einleitung definierten Zielen wurden folgende erreicht:

- Die gewünschte Resonatorstruktur konnte hergestellt werden, Parameter, wie Resonantorkrümmung, Resonatorlänge und Radienmodulation sind kontrollierbar.
- Ein Aufbau zur Kopplung und Charakterisierung der Resonatoren wurde realisiert. Es konnten Flüstergalleriemoden angeregt werden. Dabei bestand immer Kontakt zwischen Koppelfaser und Resonator. Einer weiteren Untersuchung des Resonators, insbesondere der evaneszenten Felder seiner Moden ist mit dem Aufbau möglich.
- Der höchste zuverlässig gemessene Wert für die Güte beträgt $4,1 \cdot 10^5$ und ist damit kleiner als erhofft. Bei einem Resonator wurde der thermische Bistabilitätseffekt beobachtet, was auf eine höhere Güte hinweist.
- Der Frequenzabstand der Moden ist mit ca. 80 GHz um mehr als eine Größenordnung kleiner als bei vergleichbaren Flüstergalerie-Resonatoren sphärischer oder toroider Form. Durchstimmen um 1,5 freie Spektralbereiche gelang durch Anlegen einer Zugspannung, die nie 8% der Bruchspannung überschritt.

Kapitel 6

Ausblick

Da es sich bei der vorliegenden Arbeit um die erste Realisierung dieses Resonatortyps handelt, sind die erreichten Werte für die Güte im Bereich von 10^5 durchaus zufriedenstellend. Mit solchen Resonatoren sollten sich einige interessante Anwendungen realisieren lassen.

6.1 mögliche Anwendungen

Hier soll kurz auf die Eignung der bisher hergestellten Resonatoren für CQED Experimente eingegangen werden. Wie in der Einleitung beschrieben, müssen hier die Kopplungsstärke g mit den Linienbreiten des Resonators κ und des atomaren Übergangs γ verglichen werden.

Im Theorieteil wurde für die Kopplungsstärke ein Wert von $g/2\pi = 90$ MHz errechnet. Die einzige Resonatoreigenschaft, die einen Einfluß auf die Kopplungsstärke hat ist das Modenvolumen. Die Dimensionen der hergestellten Resonatoren stimmen mit den zur Berechnung verwendeten Größen gut überein. Der berechnete Wert für die Kopplungsstärke sollte also in der richtigen Größenordnung liegen. Die höchste gemessene Güte von $4,1 \cdot 10^5$ entspricht einer Linienbreite des Resonators von $\kappa/2\pi = 850$ MHz. Die Linienbreite des Caesiums beträgt $\gamma/2\pi = 5$ MHz. Es gilt also:

$$\gamma < g < \kappa \quad (6.1)$$

d.h. um starke Kopplung zwischen Licht und Materie zu realisieren, müssen zuerst Resonatoren mit Güten im Bereich von mindestens 10^7 hergestellt werden. Eine denkbare Anwendung für die bereits hergestellten Resonatoren ist die Einzelphotonenerzeugung. Ein angeregtes Atom emittiert bevorzugt in die Resonatormode. Das Verhältnis der Dichte von Resonatormoden zur Modendichte des freien Raums ist durch den Purcell-Faktor gegeben [1]. Dieser ist proportional zu Q/V und sollte wegen des geringen Modenvolumens der hergestellten Resonatoren ausreichend hoch sein. Wegen $g < \kappa$ wird das Photon nicht wieder reabsorbiert. Falls sich herausstellt, dass der wesentliche Verlustmechanismus die

Kopplung an propagierende Fasermode ist, wäre das Photon dann am Ende der Resonatorfaser für weitere Experimente verfügbar.

6.2 Optimierung des Resonators

Durch folgende Maßnahmen sollte sich die Güte der Resonatoren optimieren lassen:

- Der bestehende Aufbau erlaubt eine Kontrolle des Abstands von Koppel und Resonatorfaser mit einer Auflösung kleiner 50 nm. Berührungsfreies Einkopplern sollte also möglich sein. Die Güte nimmt mit dem Abstand der Koppelfaser zu, da weniger Licht zurückgekoppelt wird. Ein optimaler Abstand, der einen Kompromiss aus Güte und Stärke der Kopplung darstellt, soll gefunden werden.
- Durch die Verwendung von hochreinem Glas als Ausgangsmaterial für den Resonator können Absorptions- und Streuverluste weiter minimiert werden. Bei Glasfasern aus dem Telekommunikationsbereich, die zur Herstellung der hier beschriebenen Resonatoren verwendet wurden, wird keine besondere Anforderung an Glasqualität in einiger Entfernung vom Faserkern gestellt, weil hier keine nennenswerten Intensitäten mehr auftreten.
- Auch während des Herstellungsprozesses können Verunreinigungen des Resonators vermieden werden. Es ist möglich den CO_2 -Laser als Heizquelle für den gesamten Herstellungsprozess zu verwenden, so dass der Wasserstoffbrenner nicht mehr notwendig ist. Eine Einlagerung von Wasser in die Glasstruktur, die zu erheblichen Absorptionsverlusten führen würde, kann damit ausgeschlossen werden.
- Die lange Reichweite der evaneszenten Felder in axialer Richtung führt zu Kopplung an propagierende Fasermode. Diese Kopplung kann unterdrückt werden, indem man Resonatoren mit stärkerer Radialmodulation herstellt. Bei gleichbleibender Krümmung ist dies gleichbedeutend mit einer Vergrößerung des Abstands der Mikrotaillen. In Abschnitt 4.5 haben wir Hinweise auf hohe Güten bei einem Resonator mit starker Radialmodulation erhalten.

6.3 weitere Untersuchung des Resonators

Der bestehende Aufbau bietet die bis jetzt noch nicht genutzte Möglichkeit, die Intensitätsverteilung des evaneszenten Resonatorfeldes mithilfe einer dritten Faser zu vermessen. Auf diese Weise soll ein besseres Verständnis der verschiedenen Resonatormoden erlangt werden, das für spätere Anwendungen unerlässlich ist.

Anhang A

Zur Auswertung der Transmissionsmessung

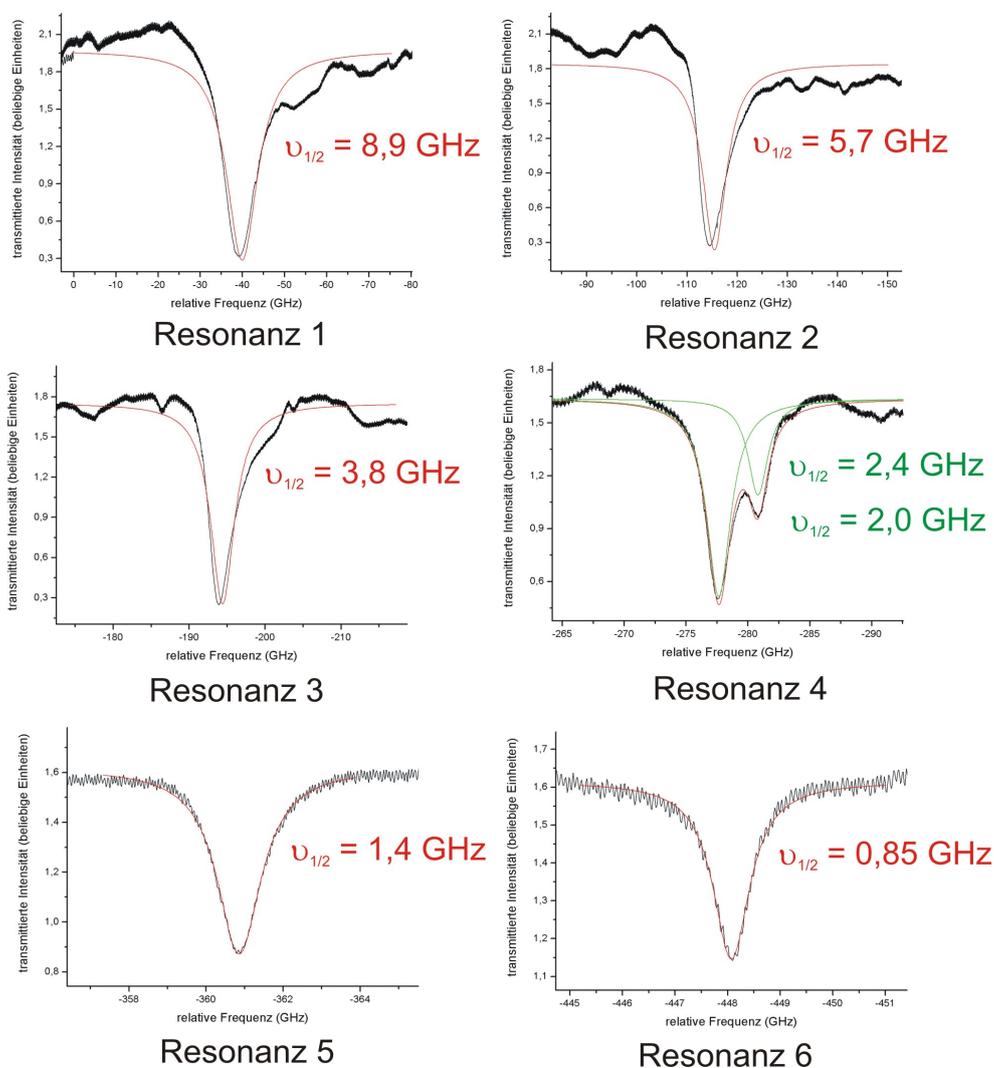


Abbildung A.1: Vergrößerte Darstellung der einzelnen Resonanzen der Transmissionsmessung aus Abbildung 4.12 auf Seite 47. Die angepassten Lorentzkurven sind in den Abbildungen dargestellt. Die vollen Halbwertsbreiten sind angegeben.

Literaturverzeichnis

- [1] K.J. Vahala, *Optical microcavities*, Nature **424**, 839 (2003)
- [2] J.M. Gerard et al., *Enhanced spontaneous emission by quantum boxes in a monolithic optical microcavity*, Phys. Rev. Lett. **81**, 1110 (1998)
- [3] C.J. Hood, T.W. Lynn, A.C. Doherty, A.S. Parkins und H.J. Kimble, *The atom-cavity microscope: Single atoms bound in orbit by single photons*, Science **287**, 1447 (2000)
- [4] K. Srinivasan, P. Barclay, O. Painter, J. Chen, C. Cho und C. Gmachl, *Experimental demonstration of a high quality factor photonic crystal microcavity*, Appl. Phys. Lett. **83**, 1915-1917 (2003)
- [5] V.B. Braginsky, M.L. Gorodetsky und V.S. Ilchenko, *Quality-factor and nonlinear properties of optical whispering-gallery modes*, Phys. Lett. A **137**, 393 (1989)
- [6] D.W. Vernooy, V.S. Ilchenko, H. Mabuchi, E.W. Streed und H.J. Kimble, *High-Q measurements of fused-silica microspheres in the near infrared*, Opt. Lett. **23**, 247 (1998)
- [7] D.K. Armani, T.J. Kippenberg, S.M. Spillane und K.J. Vahala, *Ultra-high-Q toroid microcavity on a chip*, Nature **421**, 925 (2003)
- [8] B. Gayral et al., *High-Q wet-etched GaAs microdisks containing InAs quantum boxes*, Appl. Phys. Lett. **75**, 1908 (1999)
- [9] K. Djordjev, S.J. Choi und P.D. Dapkus, *Microdisk tunable resonant filters and switches*, IEEE Phot. Technol. Lett. **14**, 828 (2002)
- [10] P. Rabiei, W.H. Steier, Cheng Zhang und L.R. Dalton, *Polymer micro-ring filters and modulators*, J. Lightwave Technol. **20**, 1968 (2002)
- [11] F. Treussart et al., *Microlasers based on silica microspheres*, Ann. Telecommun. **52**, 557 (1997)
- [12] F. Vollmer et al., *Protein detection by optical shift of a resonant microcavity*, Appl. Phys. Lett. **80**, 4057 (2002)
- [13] R.J. Thompson, G. Rempe und H.J. Kimble, *Observation of normal-mode splitting for an atom in an optical cavity*, Phys. Rev. Lett. **68**, 1132 (1992)

-
- [14] D.W. Vernooy, A. Furusawa, N.P. Georgiades, V.S. Ilchenko und H.J. Kimble, *Cavity QED with high-Q whispering gallery modes*, Phys. Rev. A **57**, R2293 (1998)
- [15] Takao Aoki, Barak Dayan, E. Wilcut, W.P. Bowen, A.S. Parkins, T.J. Kippenberg, K.J. Vahala und H.J. Kimble, *Observation of strong coupling between one atom and a monolithic microresonator*, Nature Vol **443**, 671 (2006)
- [16] W. von Klitzing, R. Long, V.S. Ilchenko, J. Hare, und Valérie Lefèvre-Seguin, *Tunable whispering gallery modes for spectroscopy and CQED experiments*, New J. Phys. **3**, 14.1 (2001)
- [17] D. Armani, B. Min, A. Martin und K.J. Vahala, *Electrical thermo-optic tuning of ultrahigh-Q microtoroid resonators*, Appl. Phys. Lett. **85**, 5439 (2004)
- [18] T. Kippenberg, *Nonlinear Optics in Ultra-high-Q Whispering-Gallery Optical Microcavities*, Doktorarbeit, California Institute of Technology Pasadena, California (2004)
- [19] Y. Louyer, D. Meschede und A. Rauschenbeutel, *Tunable whispering-gallery-mode resonators for cavity quantum electrodynamics*, Physical Review A **72**, 031801(R) (2005)
- [20] R. Long, *Couplage d'une microsphère accordable et d'une „puce à atomes“*, Doktorarbeit, Universität Paris (2003)
- [21] N.F. Borrelli und R.A. Miller, *Determination of the Individual Stain-Optic Coefficients of Glass by an Ultrasonic Technique*, Applied Optics **7**, 745 (1968)
- [22] Kozaki, Shogo, *Scattering of a Gaussian beam by a homogenous dielectric cylinder*, J.Appl.Phys. **53**, (1982)
- [23] D.J. Butler und G. Forbes, *Fiber-diameter measurement by occlusion of a Gaussian beam*, Applied optics **37**, (1998)
- [24] D.J. Butler und G.W. Forbes, *Dos-Programm zur Berechnung von Beugungsinintensitäten von Gauss-Strahlen an beliebigen Zylindern*, Commonwealth Scientific and Industrial Research Organisation, Macquarie University (1997)
- [25] D. Meschede, *Optik, Licht und Laser*, B.G. Teubner Verlag, Wiesbaden (2005)
- [26] J.C. Knight, G. Cheung, F. Jacques, und T.A. Birks, *Phase-matched excitation of whispering-gallery-mode resonances by a fiber taper*, Optics Letters **22**, 1129 (1997)
- [27] Timothy A. Birks und Youwei W. Li, *The shape of fiber tapers*, Journal of light-wave technology **10**, 432 (1992)

- [28] D.S. Weiss, V. Sandoghdar, J. Hare, V. Lefèvre-Seguin, J.M. Raimond und S. Haroche, *Splitting of high-Q Mie modes induced by light backscattering in silica microspheres*, *Opt. Lett.* **20**, 1835 (1995)
- [29] J.R. Buck und H.J. Kimble, *Optimal sizes of dielectric microspheres for cavity QED with strong coupling*, *Phys. Rev. A* **67**, 033806 (2003)
- [30] Timothy E. Dimmick, George Kakarantzas, Timothy A. Birks und Philip St.J. Russell, *Carbon dioxide laser fabrication of fused-fiber couplers and tapers*, *Applied Optics* **38**, 6845 (1999)

Danksagung

Am Ende dieser Arbeit möchte ich mich bedanken bei:

- Professor Meschede, für die Möglichkeit meine Diplomarbeit in seiner Gruppe anzufertigen.
- Professor Buse für die Übernahme der Zweitkorrektur.
- Arno Rauschenbeutel und Wolfgang Alt, für viele hilfreiche Diskussionen und Ideen, besonders beim Entwurf des experimentellen Aufbaus.
- Florian Warken, der mich während des letzten Jahres betreut hat, für seine Hilfe und Geduld.
- Den Mitarbeitern der Feinmechanikwerkstatt, insbesondere Herrn Langen, für die Anfertigung des experimentellen Aufbaus zur spektralen Charakterisierung der Resonatoren.
- Allen Mitgliedern der Gruppe für die angenehme, entspannte Atmosphäre und ihre Hilfsbereitschaft.
- Meiner Familie, für die Unterstützung während meines gesamten Studiums.