
Aufbau eines Versuches für das Fortgeschrittenenpraktikum zu den Grundlagen des He-Ne-Lasers

Bachelorarbeit

vorgelegt von

Jan Kehlbeck

Erstgutachter: Prof. Dr. I. Rückmann

Zweitgutachter: Prof. Dr. J. Notholt

vorgelegt am 22.08.2012

*Alles, was man tun muss, ist, die richtige Taste
zum richtigen Zeitpunkt zu treffen.*

Johann Sebastian Bach,
(1685-1750)

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Grundlagen	3
2.1	Aufbau und Funktionsweise eines Lasers	3
2.2	Der He-Ne-Laser	6
2.3	Optische Resonatoren	9
2.4	Funktionsweise eines Fabry-Pérot-Etalons	12
2.5	Dielektrische Spiegel	13
2.6	Gaußstrahlen	13
3	Grundlegende Messungen	21
3.1	Kalibrierungskurven	21
3.2	Resonatorstabilität	22
3.3	Polarisation	24
3.4	Transmissionspektrum der Spiegel	25
3.5	Spektrum der Gasentladung und der Laserlinie	27
4	Bestimmung der Strahltaile und Strahldivergenz	28
4.1	Messverfahren	28
4.2	Messung und Messergebnisse	30
5	Untersuchung der transversalen Moden	37
6	Untersuchung der longitudinalen Moden	38
6.1	Messung mit dem Spektrumanalysator	38
6.2	Messungen mit dem Etalon	43
6.3	Messung mit dem hochauflösenden Spektrometer	43
7	Wellenlängenselektion	45
8	Zusammenfassung	47
	Literatur	49
	Anhang	50
	Danksagung	55

1 Einleitung

Die von Einstein 1916 beschriebene optische Stimulation gab den Anstoß für die Entwicklung des Lasers. Im Jahre 1960 wurde durch Theodore Maiman der erste Laser (Rubinlaser) fertiggestellt. Das Laserlicht zeichnet sich durch eine große Kohärenzlänge aus, welche es ermöglicht das Licht mit einer hohen Intensität auf die Größenordnung der Wellenlänge zu fokussieren. Mit Hilfe von Impulslasern kann ein periodisch sehr exakt gepulster Laserstrahl im Femto-Sekundenbereich erreicht werden. Heute ist der Laser ein unverzichtbarer Bestandteil der Industrie, Forschung, Medizin und unseres Alltages. Anwendung finden Laser in der Messtechnik, zum Schneiden oder Schweißen, als Laserskalpell in der Medizin oder als Bauteile zum Lesen und Schreiben von Daten in DVD- und CD-Geräten.

Das physikalische Praktikum der Universität Bremen bietet den Studentinnen und Studenten innerhalb der ersten vier Semester eine umfassende Grundausbildung, die die experimentelle Durchführung physikalischer Versuche und deren Auswertung in den grundlegenden Teilbereichen der Physik umfasst. Darauf aufbauend gibt es vom fünften bis zum achten Semester das Fortgeschrittenenpraktikum, welches eine Vorbereitung auf die spätere Arbeit im Labor oder in der Industrie darstellt und ein breites Spektrum moderner physikalischer Methoden in verschiedenen Teilgebieten der Physik bietet. Die Studentinnen und Studenten haben die Möglichkeit aus diesem Angebot zu wählen und die umfangreichen, meist über zwei Tage laufenden Versuche zu absolvieren. Ein wichtiger Bestandteil ist dabei ein Laserversuch, der die Grundlagen des Lasers behandelt. Bestandteil des Fortgeschrittenenpraktikums war bisher ein Helium-Neon- Laserversuch mit einem älteren Versuchsaufbau. Im Rahmen der vorliegenden Arbeit wurde ein neu erworbener He-Ne- Laser der Firma PI-miCos in Betrieb genommen und verschiedene Aufgabenstellungen für Messungen ausprobiert und weiterentwickelt. Ziel war es Messaufgaben zu finden, die mit dem notwendigen experimentellen Geschick erfolgreich und innerhalb der begrenzten Zeit durchführbar sind.

Im zweiten Kapitel werden die Grundlagen zum Verständnis der Funktionsweise des He-Ne-Laser behandelt. Dazu gehört der prinzipielle Aufbau eines Lasers, die spontane und stimulierte Emission, die Ratengleichung, die Inversion der Besetzungszahlen, das Verstärkungsprofil, die homogene und inhomogene Linienverbreiterung, longitudinale und transversale Moden, sowie das Termschema des He-Ne-Lasers. Weiterhin werden theoretische Inhalte wie die Herleitung der gauß'schen Grundmode, Berechnung der Strahltaile und die Transformation von Gaußstrahlen durch Linsen behandelt.

Im dritten Kapitel werden die grundlegenden Messungen zu den Eigenschaften des Laserlichts und des Laseraufbaus durchgeführt. Bestandteile der Messungen sind u.a. Kalibrierungskurven für die Photodioden, Messungen zur Resonatorstabilität und die Messung der Transmissionsspektren der Spiegel. Das Augenmerk bei allen Versuchsdurchführungen liegt darauf herauszufinden, ob die jeweilige Messung mit dem neuen Laseraufbau realisierbar ist und welche Verbesserungen für einen späteren Fortgeschrittenen Praktikumsversuch noch umgesetzt werden müssen.

Im vierten Kapitel werden die Eigenschaften des Laserstrahls untersucht. Dabei wird das Strahlprofil des Lasers mit einem dafür entwickelten Versuchsaufbau vermessen und in der anschließenden Auswertung die Strahldivergenz, Strahltaille und Strahlqualität des Lasers bestimmt. Die Messung und Auswertung wird zum Vergleich an zwei verschiedenen Resonatortypen durchgeführt und die Messergebnisse diskutiert.

Im fünften und sechsten Kapitel werden zwei Verfahren zur Untersuchung der transversalen und longitudinalen Moden beschrieben und die Messergebnisse auf Basis der theoretischen Grundlagen ausgewertet. Zusätzlich wird mit einem hochauflösenden Spektrometer die charakteristische Laserlinie des He-Ne-Lasers vermessen und die Messkurve diskutiert.

Im letzten Kapitel werden zwei Verfahren zur Wellenlängenselektion beschrieben und in einem neuen Demonstrationsexperiment die Farbe eines zweiten, grünen He-Ne-Lasers verändert.

2 Grundlagen

2.1 Aufbau und Funktionsweise eines Lasers

Der Begriff Laser steht für die Abkürzung „Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation“, zu deutsch „Lichtverstärkung durch stimulierte Emission von Strahlung“. Ein Laser besteht im Wesentlichen aus drei Bestandteilen, dem Verstärkungsmedium, einer optischen Energiepumpe (z. B. durch Gasentladung), welche dem Medium Energie zuführt und einem optischen Resonator. Bei hinreichender Energiezufuhr wird im Medium eine Besetzungsinversion der Zustände und eine Lichtverstärkung erreicht. Der Resonator dient dazu, dass die spontan oder stimuliert erzeugten Photonen mehrfach durch das nun aktive Medium laufen und so eine verstärkt stimulierte Emission der Photonen erzwingen. Überwiegt die Verstärkung gegenüber den Verlusten, so tritt Lasertätigkeit ein.

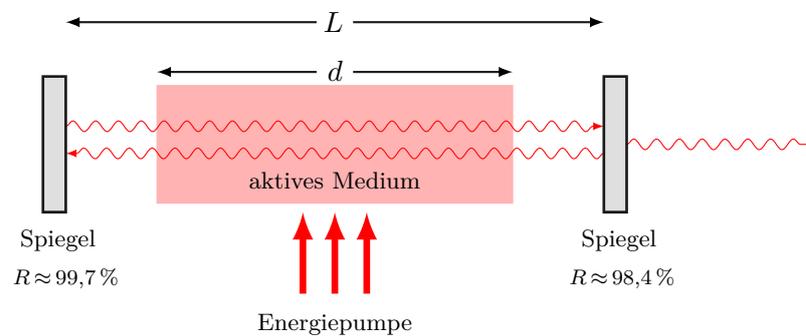


Abb. 1: Hauptbestandteile des Lasers. L bezeichnet die Resonatorlänge und d die Länge des aktiven Mediums. Der Faktor R beschreibt das Reflexionsvermögen der Spiegel.

Das Zwei-Niveau System

Grundlage für die Lasertätigkeit ist die Wechselwirkungen von Licht mit den Atomen des aktiven Mediums. Dazu gehört die Absorption, spontane Emission und stimulierte Emission von Photonen. Die entsprechenden Übergänge in einem Zwei-Niveau System sind in Abb. 2 dargestellt.

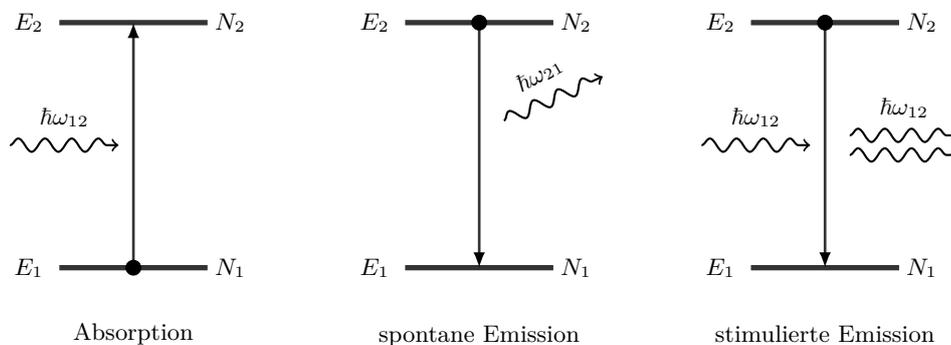


Abb. 2: Strahlungsübergänge nach Einstein in einem Zwei-Niveau System mit den Niveaus E_1 und E_2 und den Besetzungszahlen $N_{1,2}$.

Bei der Absorption hebt ein Photon mit der Energie $E_2 - E_1 = \hbar\omega_{12}$ ein Elektron aus einem Energieniveau E_1 in ein höheres Niveau E_2 an und wird dabei vernichtet. Die spontane Emission beschreibt den umgekehrten Fall der Absorption. Die Emission des Photons erfolgt gleichmäßig in alle Richtungen. Bei der stimulierten Emission trifft ein resonantes Photon auf ein angeregtes Elektron, welches dann in ein tieferes Energieniveau fällt und ein Photon emittiert. Das emittierte Photon besitzt die selbe Richtung, Frequenz und Phase wie das einfallende Lichtquant.

Ratengleichungen

Die Stärke der drei beschriebenen Prozesse hängt von der Besetzungszahl N_i im jeweiligen Zustand E_i ab. Bei den stimulierten Prozessen kommt der Einfluss der Energiedichte $u(\nu)$ der stimulierenden Photonen hinzu. Unter Berücksichtigung der beschriebenen Parameter können die sog. *Ratengleichungen* für die einzelnen Übergangsprozesse angegeben werden. Sie geben die Besetzungsänderung dN_i im jeweiligen Zustand an.

$$\text{spontane Emission:} \quad N_2 = hN_2A_{12} \quad (2.1)$$

$$\text{stimulierte Emission:} \quad dN_2 = N_2u(\nu)B_{21} \quad (2.2)$$

$$\text{stimulierte Absorption:} \quad dN_1 = N_1u(\nu)B_{12} \quad (2.3)$$

Die Faktoren B_{12} , B_{21} für die Absorption und stimulierte Emission und A_{12} für die spontane Emission werden als *Einsteinkoeffizienten* bezeichnet. Die Besetzungsänderung im Grundzustand E_1 und im angeregten Zustand E_2 lassen sich mit den Ratengleichungen dN_i

$$dN_1 = N_2A_{12} + N_2u(\nu)B_{21} - N_1u(\nu)B_{12} \quad (2.4)$$

$$dN_2 = -N_2A_{12} - N_2u(\nu)B_{21} + N_1u(\nu)B_{12} \quad (2.5)$$

zusammenfassen. Wird die spontane Emission vernachlässigt und nimmt man an, dass dies ein nicht entartetes Zwei-Niveau System mit $B_{21} = B_{12}$ ist, dann gilt für die Ratengleichung $dN = |dN_2| - |dN_1|$ des äußeren Feldes

$$dN = (N_2 - N_1)u(\nu)B_{12}. \quad (2.6)$$

Gemäß der Boltzmannstatistik gilt im thermischen Gleichgewicht $N_1 > N_2$. Für eine Verstärkung des Feldes $dN > 0$ muss eine *Besetzungsinversion* der Zustände $N_2 > N_1$ erzeugt werden. In einem Zwei-Niveau System mit $N_1 \approx N_2$ ist dies gemäß Gleichung (2.6) nicht umzusetzen. Daher muss mindestens ein Drei-Niveau System (siehe Abb. 3) vorliegen, um eine Lasertätigkeit zu ermöglichen.

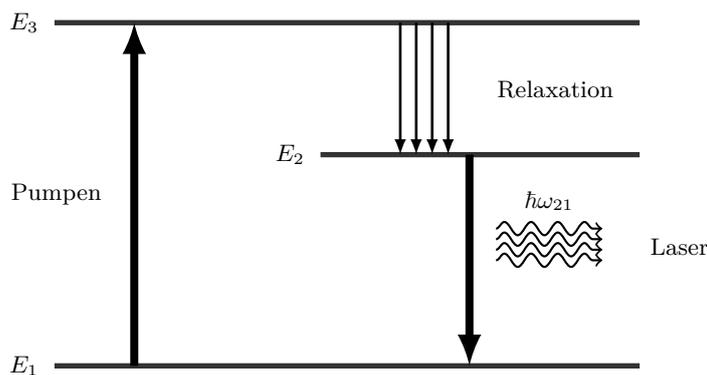


Abb. 3: Energieschemata eines Drei-Niveau-Systemes.

Verstärkung und Schwellwertbedingung

Bisher nicht berücksichtigt wurden die Verluste, die durch Streuung z. B. an der Laserröhre, den Atomen im Gasgemisch und an den Spiegeln entstehen, sowie Beugungsverluste. Es wird daher der sog. *Verstärkungsfaktor* $G(\nu)$ eingeführt. Dieser beschreibt die Verstärkung der Intensität einer hin- und zurücklaufenden elektromagnetischen Welle im aktiven Medium der Länge d ohne Verluste mit

$$G(\nu) = \frac{I(\nu, 2d)}{I(\nu, 0)} = e^{-2\alpha(\nu)d}, \quad (2.7)$$

wobei für die Intensität das Beersche Absorptionsgesetz mit dem Absorptionskoeffizient

$$\alpha(\nu) = \left(N_i - \frac{g_k}{g_i} N_i \right) \sigma(\nu) \quad (2.8)$$

gilt. $\sigma(\nu)$ bezeichnet den Absorptionsquerschnitt; N_i und N_k sind die Besetzungszahlen der beteiligten Absorptionsübergänge im aktiven Medium mit den statistischen Gewichten $g_{i,k}$. Im Falle einer Besetzungsinversion der Zustände wird der Absorptionskoeffizient gemäß Gleichung (2.8) $\alpha(\nu) < 0$ und es kommt zu einer Verstärkung $G(\nu) > 1$.¹ Berücksichtigt man nun die Summe aller Verluste γ , so gilt für den Verstärkungsfaktor im Resonator

$$G(\nu) = e^{-(2\alpha(\nu)d + \gamma)}. \quad (2.9)$$

Für den Fall, dass $G(\nu) > 1$ kann aus dem Exponenten von Gleichung (2.9) und Gleichung (2.8) die sog. *Schwellwertbedingung* für die minimal notwendige Inversionsdichte ΔN formuliert werden.

$$\Delta N = \left(N_i - \frac{g_k}{g_i} N_i \right) \geq \Delta N_{\text{Schw}} = \frac{\gamma}{2\sigma(\nu)d} \quad (2.10)$$

¹vgl.: Demtröder: Experimentalphysik 3 [1], S.256 f

„Wenn die Energiezufuhr durch die Pumpe so groß ist, dass $\Delta N > \Delta N_{\text{Schw}}$ wird, kann Licht beim Umlauf durch den Resonator verstärkt werden, weil die Verstärkung pro Umlauf die Gesamtverluste übersteigt.“²

Homogene- und inhomogene Linienverbreiterung

Optische Übergänge sind spektral nicht beliebig scharf, sondern weisen eine gewisse Breite auf. Ursache dafür ist zum einen die sog. *natürliche Linienbreite* einer Spektrallinie. Sie resultiert aus der Lebensdauer τ_i des jeweiligen Zustandes E_i und der Energie-Zeit-Unschärferelation.

$$\Delta E_i = \frac{\hbar}{\tau_i} \quad \longrightarrow \quad \Delta \nu = \frac{\Delta E_i}{h} = \frac{1}{2\pi\tau_i} \quad (2.11)$$

Die Linienform der natürlich verbreiterten Spektrallinie entspricht einem Lorentzprofil. Bei einer Vielzahl von Atomen wird zusätzlich zwischen *homogenen* und *inhomogenen* Verbreiterungsmechanismen unterschieden. Die homogene Linienbreite beschreibt eine Verbreiterung, welche alle Atome eines Systems betrifft, z. B. die beschriebene Energie-Zeit-Unschärfe. Die inhomogene Linienverbreiterung resultiert u.a. aus dem optischen Dopplereffekt. Durch den Dopplereffekt ist die Spektrallinie eines sich bewegenden Atoms mit der Geschwindigkeit v_i gegenüber der eines relativ dazu langsameren Atoms mit der Geschwindigkeit v_k verschoben.³ Bei Gasen unterliegt die Geschwindigkeit der Atome der Maxwell-Boltzmann-Verteilung. Der Mittelwert aller verschobenen Geschwindigkeiten führt zu einer gaußförmigen *dopplerverbreiterten Linienform* $g(\nu)$ mit der Linienbreite

$$\Delta \nu_D = \frac{2\nu_0}{c} \sqrt{\frac{2k_B T \ln 2}{m}} \quad (2.12)$$

mit der Zentralfrequenz ν_0 der Spektrallinie. Eine weitere Ursache für eine inhomogene Linienverbreiterung ist die Stoßverbreiterung $\Delta \nu_S$, die bei He-Ne neben der Dopplerverbreiterung auftritt. Beim He-Ne-Laser liegt die Dopplerverbreiterung in einer Größenordnung von $\Delta \nu_D \approx 1,5$ GHz und die Stoßverbreiterung bei $\Delta \nu_S \approx 100$ MHz. Die natürliche Linienbreite hat mit $\Delta \nu \approx 10$ MHz einen deutlich geringeren Einfluss.⁴

2.2 Der He-Ne-Laser

Der He-Ne-Laser emittiert, je nach Resonator, Strahlung im grünen, roten oder infraroten Spektralbereich und ist einer der häufigst genutzten Laser im unteren Leistungsbereich. Seine Leistung reicht von unter 1 mW bis zu mehreren 10 mW. He-Ne-Laser niedriger Leistung finden Gebrauch bei z. B. Codelesegeräten oder Justierlasern in der Messtechnik. Charakteristisch für den He-Ne-Laser sind die starke rote Emissionslinie bei 633 nm und die infrarote Linie bei 3391 nm.

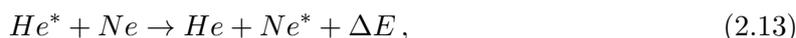
²siehe: W. Demtröder [1], S.257

³vgl.: Pfeiffer [2], S.3

⁴vgl.: Eichler [8], S.37ff

Termschema

In Abb. 4 ist das Termschema des He-Ne-Lasers dargestellt. Es zeigt die drei stärksten emittierten Linien mit den Wellenlängen 633, 1153 und 3391 nm. Das He-Ne-Gasgemisch bildet das aktive Medium des Lasers. Über eine Gasentladung werden He-Atome ionisiert. Die freiwerdenden Elektronen werden im elektrischen Feld beschleunigt und führen, bei ausreichender Energie, zu Stoßionisation anderer He-Atome. Weniger energiereiche Stöße ermöglichen es, dass Elektronen im He-Atom auf die 2^3S_1 - und 2^1S_0 -Zustände gehoben werden. Die Anregung auf die $2p^54s$ - und $2p^55s$ -Niveaus im Ne-Atom erfolgt über Stöße 2. Art an die Ne-Atome



wobei die kinetische Energie ΔE in Form von Wärmestrahlung frei wird.⁵

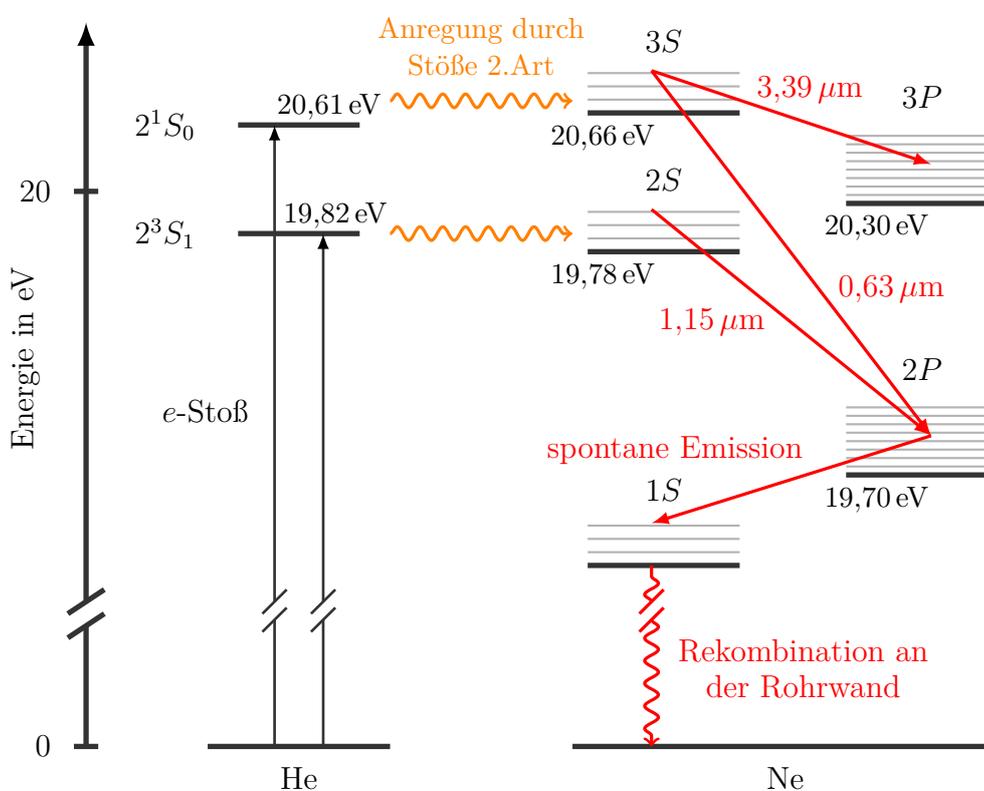


Abb. 4: Termschema des He-Ne-Lasers.

Die Energiedifferenz zwischen den $2S$ -Niveaus des Heliums und den $2S$ -Niveaus des Neons ist so gering, dass die thermische Energie $k_B T$ ausreicht um sie zu überwinden. Wie in Abb. 4 zu erkennen, wurde die Paschen-Notation verwendet mit $1S$, $2S$ und $3S$ für die $2p^53s$ -, $2p^54s$ - und $2p^55s$ -Niveaus und $2P$ und $3P$ für $2p^53p$ - und $2p^54p$ -Niveaus. Der beschriebene Prozess (Pumpvorgang) führt zur Besetzungsinversion der Zustände im Neon-Atom und ermöglicht damit eine häufigere stimulierte Emission von Photonen. Begünstigt wird die Lasertätigkeit durch die vergleichsweise lange Lebenszeit der oberen S -Zustände (ca. 100 ns) im Vergleich zur Lebensdauer des $2P$ -Zustandes mit ca. 10 ns. Die Übergänge vom $2P$ -Niveau

⁵vgl.: Eichler: Laser [8], S.71

in untere Laserübergänge und den Grundzustand erfolgen durch spontane Emission und Rekombination an der Kapillarwand. Um die Rekombinationsrate hoch zu halten, ist ein kleiner Kapillardurchmesser vorteilhaft. Die charakteristische Linie bei 633 nm entsteht durch den $3S_2 \rightarrow 2P_4$ Übergang. Die Feinaufspaltung der S - und P -Niveaus in fünf bzw. zehn Unter-niveaus resultiert aus der Spin-Bahn-Kopplung. Die wichtigsten Übergänge sind in Tabelle 1 aufgelistet.⁶

Farbe	λ (nm)	Übergang (Paschen)	Verstärkung (%/m)
infrarot	3391	$3s_2 \rightarrow 3p_4$	10000
infrarot	1523	$2s_2 \rightarrow 2p_1$	
infrarot	1153	$2s_2 \rightarrow 2p_4$	
rot	640	$3s_2 \rightarrow 2p_2$	
rot	635	$3s_2 \rightarrow 2p_3$	
rot	633	$3s_2 \rightarrow 2p_4$	10
rot	629	$3s_2 \rightarrow 2p_5$	
orange	612	$3s_2 \rightarrow 2p_6$	1,7
orange	604	$3s_2 \rightarrow 2p_7$	
gelb	594	$3s_2 \rightarrow 2p_8$	0,5
grün	543	$3s_2 \rightarrow 2p_{10}$	0,5

Tabelle 1: Mögliche Laserlinien des He-Ne-Lasers. Die Übergänge sind in der Paschen-Notation aufgelistet.

Aufbau eines He-Ne Lasers

In Abb. 5 ist eine Skizze vom Aufbau des Laserrohres dargestellt, welche dem Aufbau aus der Herstelleranleitung von MEOS⁷ nachempfunden ist. Die Gasentladungsröhre wird mit einer Zündungsspannung von 8 kV und einer Arbeitsspannung von 2 kV betrieben. Die Leistung des Lasers kann über die Stromzufuhr im Bereich von 5 bis 6,5 mA variiert werden. Der Durchmesser der Glaskapillare wird nicht genannt; dieser wird aber in einem Bereich um ≈ 1 mm liegen. An den Enden der Laserröhre ist jeweils ein Brewster-Fenster angebracht. Die Fenster stehen dabei im Brewster-Winkel zur optischen Achse und lassen daher nur parallel zur Einfallsebene polarisiertes Licht ohne Reflexionsverluste hindurch. Das senkrecht polarisierte Licht wird zur Seite aus dem Strahlengang reflektiert. Die Brewster-Fenster sind sehr anfällig für Verschmutzungen z. B. durch Staub und werden daher durch zwei im Rahmen der Arbeit angefertigten, aufsteckbaren Kappen geschützt. Eine regelmäßige Reinigung der Fenster mit Isopropanol oder Aceton ist dennoch notwendig.

⁶vgl.: Eichler, Laser [8], S.70

⁷vgl.: Dr.W.Luhs: Helium Neon Laser [3], S.9

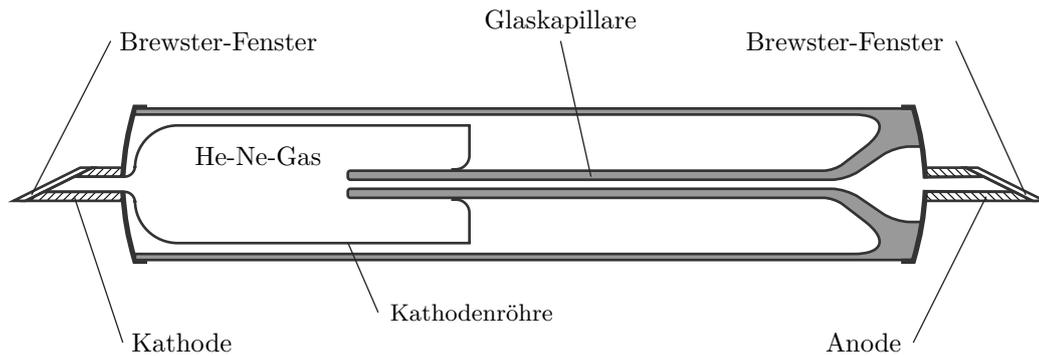


Abb. 5: Aufbau der Laserröhre.

2.3 Optische Resonatoren

Resonatoren und Resonatorstabilität

In Abb. 6 sind vier verschiedene, stabile Resonatoren abgebildet. Der plan-parallele Resonator wird auch als *Fabry-Pérot-Resonator* bezeichnet. Im Gegensatz zu Hohlspiegelresonatoren weisen diese Resonatoren bei einer fehlerhaften Justierung große Verluste auf. Beide Planspiegel müssen parallel zueinander ausgerichtet sein, da ansonsten das hin- und herreflektierende Licht den Resonator verlässt. Der konfokale und sphärische Resonator sind Spezialfälle des Hohlspiegelresonators und werden aufgrund der gleichen Krümmungsradien $R_1 = R_2$ der Spiegel als symmetrische Resonatoren bezeichnet. In dieser Arbeit werden der konfokale und der hemisphärische Resonator eine hervorgehobene Rolle einnehmen und in den nachfolgenden Kapiteln näher erläutert.

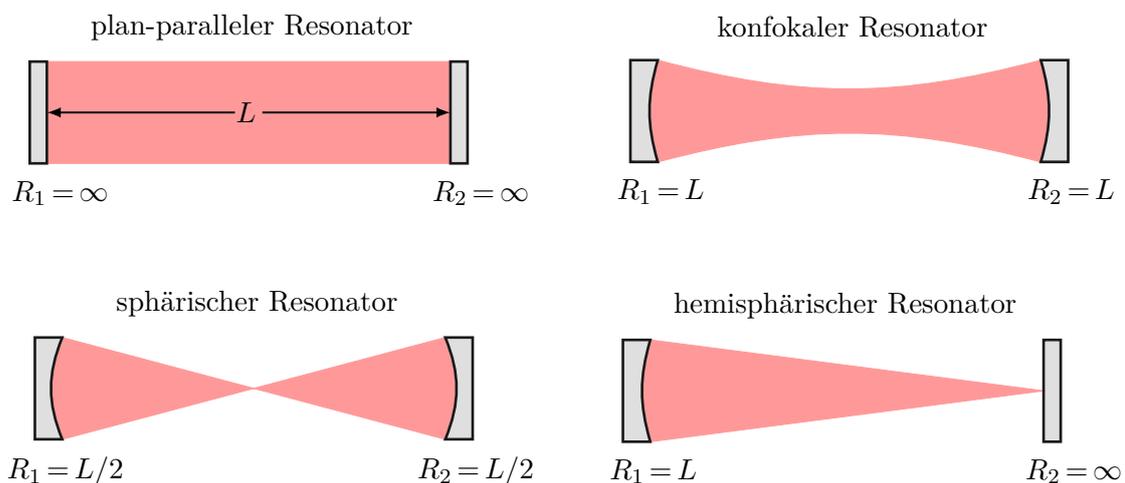


Abb. 6: Unterschiedliche stabile Resonatoren.

Die grundlegende Konstruktion eines Resonators wird mit dem Spiegelabstand L und den Spiegelradien R_1 und R_2 beschrieben. Daher werden die sog. Spiegelparameter

$$g_i = 1 - \frac{L}{R_i} \quad \text{mit} \quad i \in \{1, 2\} \quad (2.14)$$

eingeführt. Mit Hilfe der Spiegelparameter lässt sich die Stabilitätsbedingung

$$0 < g_1 g_2 < 1 \quad (2.15)$$

für einen optischen Resonator formulieren. Wird ein Resonator instabil, also $g_1 g_2 < 0$ oder $g_1 g_2 > 1$, dann kommt es zu hohen Beugungsverlusten und ein Anschwingen der Grundmode⁸ wird verhindert. Für den Fall, dass $R_1 > 0$, $R_2 > 0$ und $R_1 < R_2$ gilt für die Stabilität des Resonators

$$\begin{aligned} \text{stabil} &: 0 \leq L < R_1 \\ \text{instabil} &: R_1 \leq L < R_2 \\ \text{stabil} &: R_2 < L < R_1 + R_2 \\ \text{instabil} &: R_1 + R_2 \leq L \leq \infty. \end{aligned}$$

Longitudinale und transversale Moden

In einem optischen Resonator (z. B. Planspiegelresonator) wird das Licht zwischen den Spiegeln hin- und herreflektiert. Es bilden sich dabei stehende Wellen mit bestimmten Verteilungen der elektrischen Feldstärke aus, welche als sog. Moden bezeichnet werden. Man unterscheidet hierbei zwischen *transversalen* und *longitudinalen* oder *axialen* Moden des optischen Resonators. Transversale Moden besitzen eine elektrische Feldstärkenverteilung senkrecht zur Ausbreitungsrichtung. Longitudinale Moden hingegen beschreiben die Intensitätsverteilung längs der Ausbreitungsrichtung. Sie werden ausschließlich verstärkt, wenn die Resonanzbedingung $q\lambda = 2L$, wobei L der Länge des Resonators und q der Anzahl der Knotenpunkte entspricht, erfüllt ist. Die Länge des Resonators ist demnach ein ganzzahliges Vielfaches der halben Wellenlänge λ_q der stehenden Welle

$$L = q \frac{\lambda_q}{2} \quad \text{mit} \quad q \in \mathbb{N}. \quad (2.16)$$

Der Parameter q ist eine sehr große natürliche Zahl. Mit $\nu_q = c/\lambda_q$ erhalten wir für die Frequenz einer longitudinalen Mode

$$\nu_q = q \frac{c}{2L}. \quad (2.17)$$

Der Frequenzabstand zweier Moden $\Delta\nu = \nu_{q+1} - \nu_q$ beträgt

$$\nu_{\text{FSR}} \equiv \Delta\nu = \frac{c}{2L}. \quad (2.18)$$

Der Frequenzabstand $\Delta\nu$ wird als *freier Spektralbereich* ν_{FSR} des Resonators bezeichnet.⁹ Ein weiterer wichtiger Faktor ist die Finesse \mathcal{F} , welche das Verhältnis zwischen dem freien

⁸siehe: Kapitel 2.6 auf S.14

⁹vgl.: Meier: Bachelorarbeit [4], 2009

Spektralbereich ν_{FSR} und der Halbwertbreite $\delta\nu$ einer Mode angibt.

$$\mathcal{F} = \frac{\nu_{FSR}}{\delta\nu} \quad (2.19)$$

In Abb. 7 ist das Frequenzspektrum der longitudinalen Moden und der Verlauf des Verstärkungsprofils $G(\nu)$ des aktiven Mediums abgebildet. Es können lediglich diejenigen Eigenfrequenzen des Resonators anschwingen, deren Verstärkungsfaktor¹⁰ oberhalb der Laserschwelle, der sog. Verlustlinie liegt.

Wie in Kapitel 2.6 noch detaillierter gezeigt wird, ist der Laserstrahl in x, y -Richtung, senkrecht zur Ausbreitungsrichtung räumlich ausgedehnt, wobei die Intensitätsverteilung der Grundmode in lateraler Richtung als Gaußkurve beschrieben werden kann. Mit der räumlichen Ausdehnung liegt auch in x, y -Richtung eine „Resonatoranordnung“ vor, sodass sog. TEM-Moden (transversale elektromagnetische Moden) entstehen können. Die Anzahl der Knotenpunkte in x - und y -Richtung wird mit den Ordnungen m und n beschrieben.

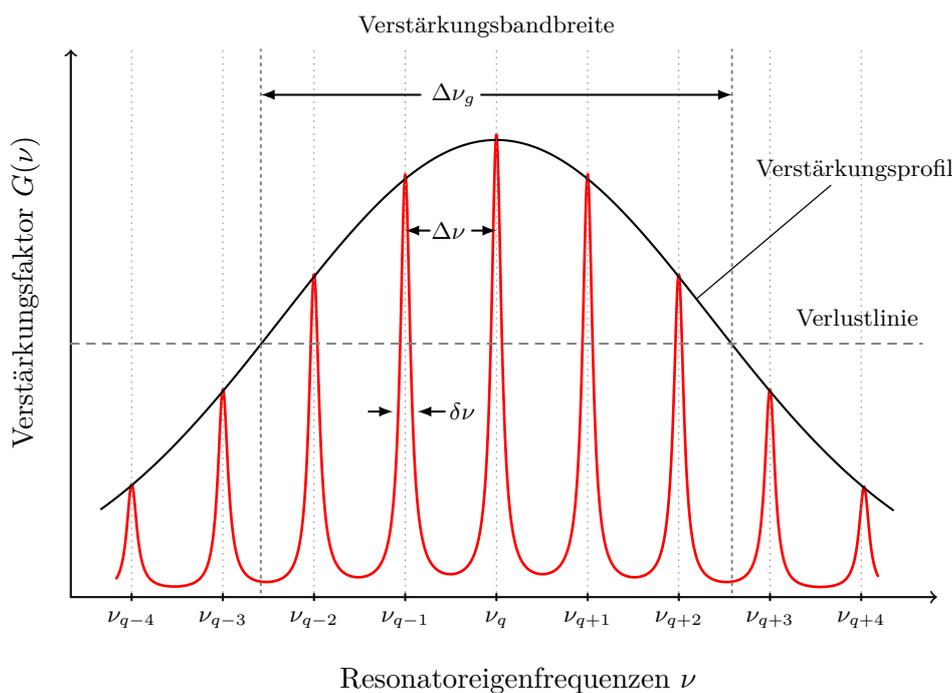


Abb. 7: Longitudinale Resonatormoden (Lorentzprofil) mit gaußförmigen Verstärkungsprofil.

Die Frequenzen $\nu_{m,n,q}$ der einzelnen Moden lassen sich mit Gleichung (2.20) berechnen.¹¹

$$\nu_{m,n,q} = \frac{c}{2L} \left(q + \frac{m+n+1}{\pi} \right) \arccos(\sqrt{g_1 g_2}) \quad \text{mit} \quad \{m, n, q\} \in \mathbb{N} \quad (2.20)$$

und den Spiegelparametern g_1 und g_2 . Für die späteren Messungen sind jedoch nur die Schwe-

¹⁰vgl.: Kapitel 2.1 auf S.5

¹¹vgl.: W. Kleen, R. Müller: Laser [11], S.66

bungsfrequenzen $\Delta\nu = |\nu_{q_i} - \nu_{q_k}|$ relevant. Damit erhalten wir durch Einsetzen von Gleichung (2.20) für die Schwebungsfrequenzen den Ausdruck

$$\Delta\nu_{\Delta m, \Delta n, \Delta q} = \frac{c}{2L} \left(\Delta q + \frac{\arccos(\sqrt{g_1 g_2})}{\pi} (\Delta m + \Delta n) \right). \quad (2.21)$$

Für den Spezialfall des konfokalen Resonators mit $R_1 = R_2$ wird das Argument im Arkuskosinus Null, sodass sich Gleichung (2.21) vereinfachen lässt

$$\Delta\nu = \frac{c}{2L} \left(\Delta q + \frac{1}{2} (\Delta m + \Delta n) \right). \quad (2.22)$$

Die Kenntnis der Schwebungsfrequenzen gestattet es also auf die Resonatorlänge, die Spiegelkrümmung und der Art der auftretenden Moden Rückschlüsse zu ziehen.

2.4 Funktionsweise eines Fabry-Pérot-Etalons

Das Fabry-Pérot-Etalon ist ein optischer Resonator, welcher aus einer oder zwei planparallelen, lichtdurchlässigen Platten (z. B. Quarzglas) besteht, die teilverspiegelt sind. Die Teilstrahlen des einfallenden Lichtes erfahren im Resonator konstruktive und destruktive Interferenz, sodass nur Wellenlängen durch das Etalon transmittiert werden, welche die Resonanzbedingung erfüllen. Es entstehen so frequenzabhängige Transmissionsmaxima. Für den Abstand zweier Frequenzmaxima $\Delta\nu_{max}$ gilt

$$\Delta\nu_{max} = \frac{c}{2d(n^2 - \sin^2 \theta)^{1/2}} \quad (2.23)$$

mit der Lichtgeschwindigkeit c , der Dicke d des Etalons, dem Brechungsindex n der Quarzplatten und dem Neigungswinkel θ der Normalen gegenüber der Resonatorachse.¹² Das Etalon kann daher im Resonator eines Lasers zur Selektion einzelner Moden genutzt werden; somit ist ein Ein-Modenbetrieb des Lasers möglich. Bedingung dabei ist, dass ein Transmissionsmaximum mit der Resonatormode zusammenfällt, wobei die Finesse \mathcal{F} der Mode kleiner als die des Etalons sein sollte.

¹²vgl.: Hendrik van Hess [5]: Das Etalon

2.5 Dielektrische Spiegel

Für den Aufbau des Resonators eignen sich dielektrische Spiegel am besten, da diese einen schmalen Wellenlängenbereich sehr verlustarm (Reflexion von $R \geq 99,7\%$) reflektieren können. Der Spiegel besteht aus mehreren nicht-metallischen Schichten unterschiedlicher Dicke und unterschiedlichem Brechungsindex n . Je nach Beschaffenheit der Schichten werden so durch konstruktive Interferenz der eintreffenden Lichtstrahlen bestimmte Wellenlängen verlustarm reflektiert. Für den Einsatz beim rot emittierenden He-Ne-Laser liegt dieser hochreflektierende Bereich bei ca. 600 bis 700 nm. Spiegel mit anderen Reflexionseigenschaften ermöglichen es hohe Verluste bei gewünschten Wellenlängen zu verursachen. Somit lässt sich durch die Wahl der Spiegel die Farbe eines Lasers verändern, sofern das Lasermedium verschiedene Übergänge hat.¹³

2.6 Gaußstrahlen

Ausbreitung von Lichtwellen

Licht ist eine elektromagnetische Welle. Die elektrische Feldstärke $E(x, y, z, t)$ einer solchen Welle im Vakuum lässt sich aus den Maxwell-Gleichungen ableiten und wird mit folgender Differentialgleichung beschrieben

$$\nabla^2 \mathbf{E} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2} = 0, \quad (2.24)$$

wobei c die Lichtgeschwindigkeit ist. Die einfachste Lösung dieser Differentialgleichung ist die ebene Welle, beispielsweise in z -Richtung mit

$$E(z, t) = A e^{i(\omega t - kz)}. \quad (2.25)$$

Gleichung (2.25) beschreibt einen Lichtstrahl, welcher sich gradlinig und mit konstanter Amplitude in z -Richtung ausbreitet. Für einen realen Laserstrahl trifft dies nur näherungsweise im Nahfeld der Quelle zu. Die Amplitude des Strahles müsste mit größerer Entfernung zur Quelle abnehmen. Eine Lösung der Differentialgleichung (2.24), welche diese Bedingung erfüllt, sind Kugelwellen der Form

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = \frac{A}{\mathbf{kr}} e^{-i(\omega t - \mathbf{kr})}. \quad (2.26)$$

Mit Hilfe einiger Näherungen und ad hoc Annahmen kann aus Gleichung (2.26) die gauß'sche Grundmode gewonnen werden.

¹³vgl.: Kapitel 2.2 auf S.2.2

Gauß'sche Grundmode

Im ersten Schritt wird der Ausdruck für die elektrische Feldstärke E in einen räumlichen und einen zeitlichen Anteil faktorisiert

$$\mathbf{E}(x, y, z, t) = \mathbf{E}(x, y, z)e^{i\omega t}. \quad (2.27)$$

Das Einsetzen von Gleichung (2.27) in Gleichung (2.24) liefert eine zeitunabhängige Differentialgleichung, die sog. *Helmholtzgleichung*

$$\left(\nabla^2 + k^2\right) \mathbf{E}(x, y, z) = 0 \quad (2.28)$$

mit der Wellenzahl $k = 2\pi/\lambda$. Vernachlässigt man die Polarisation des elektrischen Feldvektors $\mathbf{E}(x, y, z)$, so kann die Helmholtzgleichung in eine skalare Wellengleichung überführt werden. Für den räumlichen Anteil $\mathbf{E}(x, y, z)$ wird nun der Ansatz einer ebenen Welle, welche sich in z -Richtung ausbreitet, gewählt.

$$E(x, y, z) = \bar{u}(x, y, z)e^{ikz}, \quad (2.29)$$

wobei die komplexe, skalare Funktion $\bar{u}(x, y, z)$ das transversale Profil des Strahles beschreibt. Das Einsetzen von (2.29) in die Helmholtzgleichung liefert den Ausdruck

$$\frac{\partial^2 \bar{u}}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \bar{u}}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \bar{u}}{\partial z^2} - 2ik \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} = 0. \quad (2.30)$$

Diese Differentialgleichung lässt sich unter der Annahme vereinfachen, dass sich ein idealer Laserstrahl entlang der z -Achse wie eine ebene Welle verhält und \bar{u} in z -Richtung daher konstant bleibt, sodass die zweite Ableitung $\partial^2 \bar{u}/\partial z^2$ vernachlässigt werden kann. Man erhält für die Funktion $\bar{u}(x, y, z)$ die paraxiale Helmholtzgleichung der Form

$$\frac{\partial^2 \bar{u}}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \bar{u}}{\partial y^2} - 2ik \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} = 0. \quad (2.31)$$

Als möglichen Lösungsansatz für (2.31) wird der Ausdruck

$$\bar{u}(x, y, z) = A(z) \exp\left(-ik \frac{x^2 + y^2}{2\bar{q}(z)}\right) \quad \text{mit} \quad \bar{q}(z) = z + iz_R \quad (2.32)$$

gewählt, wobei z_R als Rayleighlänge definiert ist. Eine ausführliche Herleitung des komplexen Strahlenparameters $\bar{q}(z)$ und der Amplitude $A(z)$ findet sich in der Literatur.¹⁴ Spaltet man den Parameter $1/\bar{q}(z)$ des Exponenten in Real- und Imaginärteil auf, erhält man folgenden Ausdruck

$$\frac{1}{\bar{q}(z)} = \frac{z - iz_R}{z^2 + z_R^2} = \frac{1}{R(z)} - i \frac{2}{k\omega^2(z)}. \quad (2.33)$$

¹⁴siehe W. Nörteräuser: Vorlesung [7], S.56

$\omega(z)$ bezeichnet dabei den Strahlradius an der Stelle z und $R(z)$ den Krümmungsradius der Wellenfront. Nach Einsetzen von Gleichung (2.33) in Gleichung (2.32) und einiger Umformungen, erhält man die näherungsweise Lösung der Wellengleichung, die sog. Gauß'sche Grundmode

$$\bar{u}(x, y, z) = A(z) \exp\left(-\frac{\rho^2}{\omega^2(z)}\right) \exp\left(-ik \frac{\rho^2}{2R(z)}\right) \quad (2.34)$$

mit $\rho = \sqrt{x^2 + y^2}$. Der reelle Teil der Gleichung (2.34) sagt voraus, dass das Strahlenprofil in transversaler Richtung gaußförmig ist. Für die Feldstärke $E(\rho, z)$ des Laserstrahls, transversal zur Ausbreitungsrichtung, gilt somit

$$E(\rho, z) = A(z) \exp\left(-\frac{\rho^2}{\omega^2(z)}\right). \quad (2.35)$$

Die Intensitätsverteilung $I(\rho, z)$ erhalten wir über das Betragsquadrat $I = |E|^2$

$$I(\rho, z) = I_0 \exp\left(\frac{-2\rho^2}{\omega^2(z)}\right). \quad (2.36)$$

In Abb. 8 ist der Intensitätsverlauf aus Gleichung (2.36) graphisch veranschaulicht.

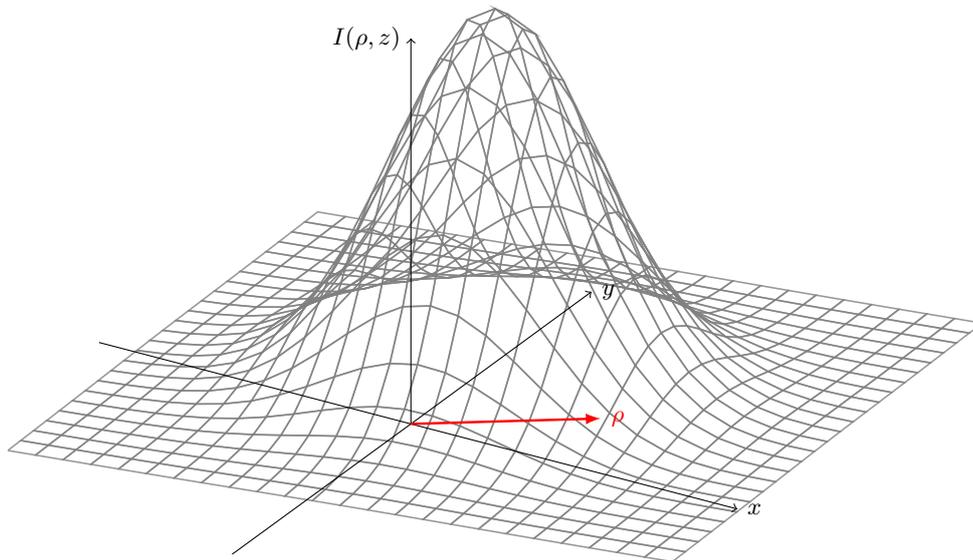


Abb. 8: Intensitätsverlauf des Laserstrahls in der x, y -Ebene an der Stelle z .

TEM-Moden

Neben der gauß'schen Grundmode existieren unendlich viele weitere Lösungen der paraxialen Helmholtzgleichung (2.31), welche die Form

$$\bar{u}_{mn}(x, y, z) = H_m \left(\frac{\sqrt{2}x}{\omega(z)} \right) H_n \left(\frac{\sqrt{2}y}{\omega(z)} \right) \exp \left(-ik \frac{x^2 + y^2}{2q(z)} \right) \quad (2.37)$$

besitzen. Die Faktoren $H_m(\zeta)$ und $H_n(\zeta')$ werden als *hermitesche Polynome* der Ordnung m und n bezeichnet. Weitere Umformungen¹⁵ führen zu der Feldstärkenverteilung

$$E_{mn}(\rho, z) = H_m \left(\frac{\sqrt{2}x}{\omega(z)} \right) H_n \left(\frac{\sqrt{2}y}{\omega(z)} \right) \exp \left(-\frac{\rho^2}{\omega^2(z)} \right). \quad (2.38)$$

Die möglichen Feldstärkeverteilungen $E_{mn}(\rho, z)$ mit unterschiedlichen Kombinationen von m und n werden als Hermit-Gaußstrahlen oder TEM_{mn}-Moden bezeichnet, welche in kürzerer Form in Kapitel 2.3 eingeführt worden sind. Nachfolgend sind die ersten vier Hermitschen Polynome H_m mit $m \in \{0, \dots, 4\}$ gezeigt.

$$H_0 = 1$$

$$H_1(\zeta) = 2\zeta$$

$$H_2(\zeta) = 4\zeta^2 - 2$$

$$H_3(\zeta) = 8\zeta^3 - 12\zeta$$

Die Ordnung m, n des Polynomes gibt dabei die Anzahl der Nullstellen bzw. Knotenpunkte an. In Abb. 9 sind drei verschiedene Intensitätsverteilungen $I = |E|^2$ unterschiedlicher Kombinationen von m und n dargestellt.

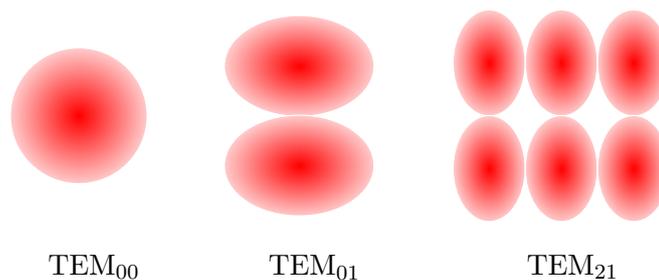


Abb. 9: Drei verschiedene Intensitätsverteilungen von TEM_{mn}-Moden.

¹⁵vgl. mit Umformungen von Gleichung (2.32) bis (2.35)

Strahlradius

Der in Gleichung (2.33) eingeführte Strahlradius $\pm\omega(z)$ ist gerade dort definiert, wo die Intensität $I(\rho, z)$ den Wert I_0/e^2 annimmt. Der Ausdruck für den Strahlradius ergibt sich durch Umformung aus Gleichung (2.33)

$$\omega(z) = \omega_0 \sqrt{1 + \frac{z^2}{z_R^2}} \quad \text{mit} \quad \omega_0 = \sqrt{\frac{z_R \lambda}{\pi}}. \quad (2.39)$$

ω_0 wird als Strahltaile bezeichnet, welche an der Stelle $\omega(0)$ definiert ist. Nach Einsetzen der Rayleighlänge $z_R = \omega_0^2 \pi / \lambda$ in Gleichung (2.39) gilt

$$\omega(z) = \sqrt{\omega_0^2 + \left(\frac{\lambda z}{\pi \omega_0}\right)^2}. \quad (2.40)$$

Der Verlauf von Gleichung (2.40) ist in Abb. 10 dargestellt. Es wurden zusätzlich die Wellenfronten, welche sich an den äußeren Spiegeln anpassen, eingezeichnet und die wichtigsten Parameter eingefügt.

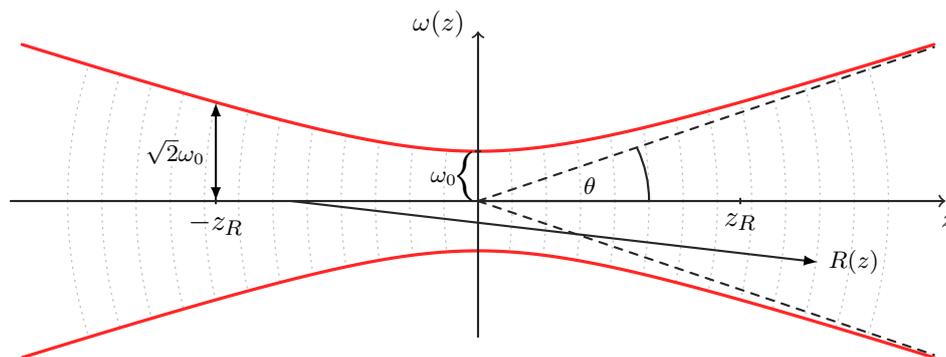


Abb. 10: Verlauf des Strahlradius $\omega(z)$ entlang der z -Achse in einem Hohlspiegelresonator.

Für große Abstände $z \gg z_R$ lässt sich der in Abb. 10 eingezeichnete Divergenzwinkel θ durch die Näherung

$$\theta = \lim_{z \rightarrow \infty} \frac{\omega(z)}{z} = \frac{\omega_0}{z_R} \quad (2.41)$$

beschreiben, sodass gilt¹⁶

$$\theta = \frac{\lambda}{\pi \omega_0}. \quad (2.42)$$

¹⁶vgl.: J. Eichler: Laser [8], S.230

Strahltaillen im konfokalen und hemisphärischen Resonator

In den nachfolgenden Kapiteln werden der konfokale und der hemisphärische Resonator eine besondere Rolle einnehmen. Daher sollen hier einige zusätzliche theoretische Ergänzungen zu diesen beiden Resonatoren folgen. Für die Berechnung der Strahltaille ω_0 im Resonator und der Fleckdurchmesser ω_1 und ω_2 an den Spiegeln des Resonators gelten die Gleichungen¹⁷

$$\omega_0 = \sqrt{\frac{L\lambda}{\pi}} \left(\frac{g_1 g_2 (1 - g_1 g_2)}{(g_1 + g_2 - 2g_1 g_2)^2} \right)^{\frac{1}{4}}, \quad (2.43)$$

$$\omega_1 = \sqrt{\frac{L\lambda}{\pi}} \left(\frac{g_2}{(g_1 + g_2 - 2g_1 g_2)^2} \right)^{\frac{1}{4}}, \quad (2.44)$$

$$\omega_2 = \sqrt{\frac{L\lambda}{\pi}} \left(\frac{g_1}{(g_2 + g_2 - 2g_1 g_2)^2} \right)^{\frac{1}{4}} \quad (2.45)$$

mit den Spiegelparametern g_1 und g_2 . In Abb. 11 ist der Verlauf $\omega_0(L)$ aus Gleichung (2.43) für einen symmetrischen Resonator mit gleichen sphärischen Spiegeln $R_{1,2} = 700$ mm und der Verlauf $\omega_0(L)$ für einen asymmetrischen Resonator mit $R_1 = 1000$ mm und $R_2 = \infty$ dargestellt.

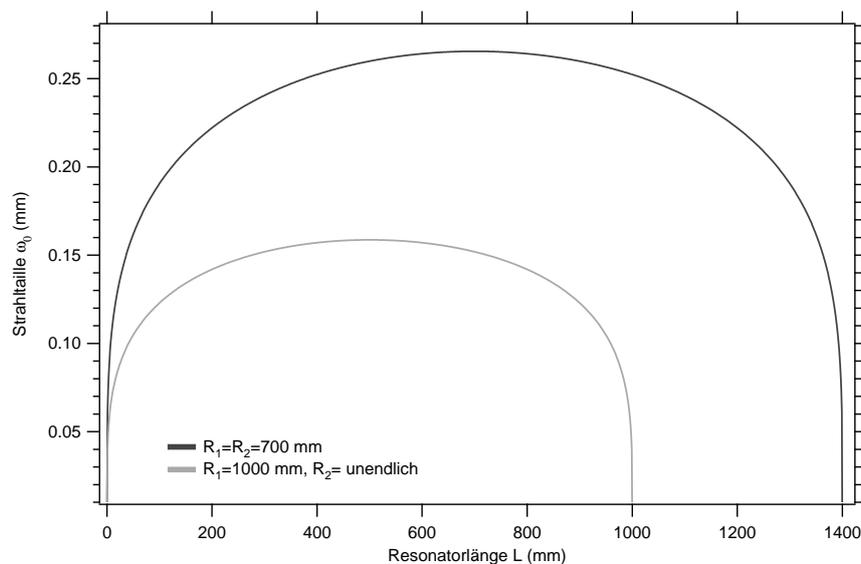


Abb. 11: Berechneter Verlauf der Strahltaille $\omega_0(L)$ in Abhängigkeit von der Resonatorlänge L . Es wurde mit einem Spiegelradius von $R_{1,2} = 700$ mm gerechnet.

Abb. 11 zeigt, dass für den konfokalen Resonator mit $R_1 = R_2 = L$ die Taille ω_0 maximal wird. Gleichung (2.43) vereinfacht sich somit zu

$$\omega_0(L) = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{2L\lambda}{\pi}}. \quad (2.46)$$

¹⁷vgl.: W. Kleen, R. Müller: Laser [11], S.66

Bei einem asymmetrischen Resonator mit einem Planspiegel und einem sphärischen Spiegel erhält man für die hemisphärische Resonatorconfiguration mit $R_1 = L$ und $R_2 = \infty$ die größte Strahltaile. Für Gleichung (2.43) gilt in diesem Fall

$$\omega_0(L, R_1) = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{2L\lambda}{\pi}} \left(\frac{R_1 - L}{L} \right)^{\frac{1}{4}}. \quad (2.47)$$

Beugungsmaßzahl M^2 und Strahlqualität

Die Beugungsmaßzahl M^2 beschreibt das Verhältnis der Divergenz (Fokussierbarkeit) zwischen einem idealen und einem realen Laserstrahl. Für einen idealen Gaußstrahl (TEM₀₀)¹⁸ ist $M^2 = 1$. „Für reale Laserstrahlen sind sowohl der Tailenradius ω_0 , als auch der Divergenzwinkel θ um den Faktor M größer als beim Gaußstrahl.“¹⁹ Für das Strahlenparameterprodukt gilt daher

$$\theta\omega_0 = M^2 \frac{\lambda}{\pi}. \quad (2.48)$$

In Abb. 12 sind drei unterschiedliche Laserstrahlen dargestellt. Die gestrichelten Strahlenverläufe zeigen Strahlen mit $M^2 > 1$, wobei der schwarze Verlauf den gleichen Strahlradius ω_0 besitzt, wie der Gaußstrahl mit $M^2 = 1$. Beide Verläufe wären für reale Laserstrahlen möglich.

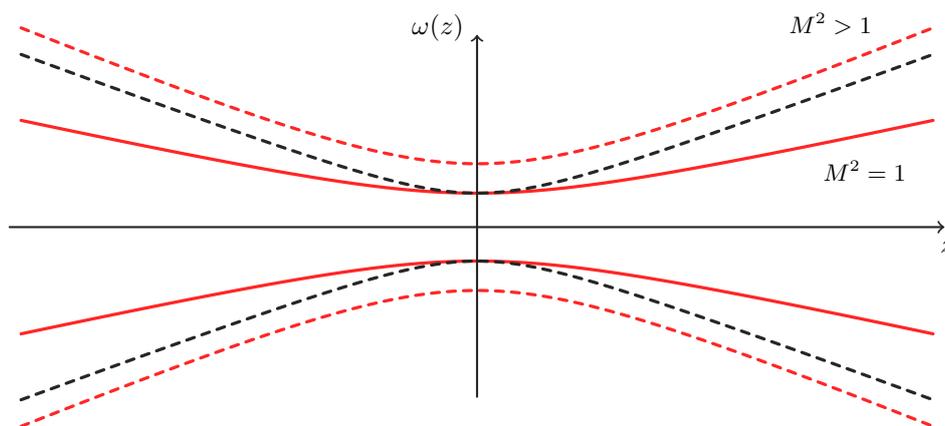


Abb. 12: Ausbreitung eines idealen (rot) Gaußstrahls und zwei realen (gestrichelt) Gaußstrahlen mit unterschiedlicher Strahlentaille ω_0 .

Mit der Beugungsmaßzahl lässt sich neben der Fokussierbarkeit eines Laserstrahls auch eine Aussage über die Strahlqualität K mit

$$K = \frac{1}{M^2} \quad (2.49)$$

treffen.

¹⁸siehe Kapitel 2.6, S.16

¹⁹vgl.: Eichler [8], 2006, S.240

Umformung von Gaußstrahlen durch Linsen

Die Abbildung eines Gaußstrahls unterliegt besonderen Gesetzen, welche für den Grenzfall $z_R \rightarrow 0$ und $\omega_0 \rightarrow 0$ wieder in die Abbildungsgesetze der geometrischen Optik zurückgeführt werden. In Abb. 13 ist die Transformation eines Gaußstrahls dargestellt. Man erkennt, dass der Gaußstrahl mit einer Strahltaile ω_0 im Abstand a von der Linsenachse wieder in einen Gaußstrahl mit einer neuen Taille ω'_0 im Abstand a' zur Linsenachse überführt wird.

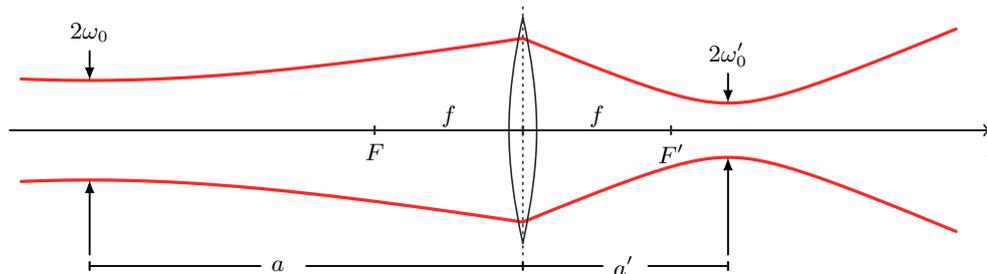


Abb. 13: Transformation eines von links kommenden Gaußstrahls durch eine Sammellinse der Brennweite f .

Für die Strahltaile ω'_0 nach der Linse gilt

$$\omega'_0 = \omega_0 \frac{f}{\sqrt{(a-f)^2 + z_R^2}}, \quad (2.50)$$

wobei z_R die Rayleighlänge ist. Die Taille ω'_0 des transformierten Strahls befindet sich nicht zwingend an der Stelle der Brennweite der Linse, was zunächst nicht intuitiv ist. Die Position der Taille ω'_0 lässt sich über den Abstand a' und der Kenntnis der Position der Linse bestimmen. Für den Abstand a' gilt

$$a' = f + \frac{f^2(a-f)}{(a-f)^2 + z_R^2}. \quad (2.51)$$

Nur für den Fall $a = f$ befindet sich die Strahltaile an der Stelle der Brennweite f der Linse. Mit Gleichung (2.50) ist es möglich eine Aussage über die Strahltaile ω_0 zutreffen, auch wenn diese innerhalb des aktiven Mediums liegt.

3 Grundlegende Messungen

3.1 Kalibrierungskurven

Zum Laseraufbau von PI-miCos gehört eine Photodiode (aktive Fläche ca. 16 mm^2), welche direkt an die Steuerungsbox des Lasers angeschlossen werden kann. Die an der Box installierte Anzeige für die gemessene Leistung der Photodiode ist leider nicht mit einer Einheit versehen. Es wurde daher der Kurzschlussstrom der Photodiode mit einem Multimeter und zusätzlich die Leistung des Lasers mit einem für 633 nm empfindlichen Leistungsmessgerät bestimmt. Es konnte dennoch nicht geklärt werden, welche Einheit die Werte der Micos-Anzeige haben. Daher wurden zwei Kalibrierungskurven für die Messbereichseinstellung 1 und 100 erstellt.²⁰ Die Messwerte der Micos-Anzeige lassen sich in der Messbereichseinstellung 1 mit dem Faktor $0,625 \pm 0,002$ in die Einheit mW umrechnen. Die Faktoren für kleiner gewählte Messbereiche sind proportional dazu.

Ein großes Problem bei der Messung mit der Photodiode von PI-miCos ist, dass sie nur eine sehr kleine sensitive Oberfläche besitzt. Für den Fall, dass der Strahl nicht komplett auf die Photodiode trifft, wird die Leistung, je nach Justierung des Laserstrahls, schwanken. Besonders deutlich wird dieses Problem bei den Messungen in Kapitel 3.2. Es wird daher bei Leistungsmessungen eine Photodiode verwendet, die einen größeren aktiven Bereich von ca. 1 cm^2 hat. Für diese „große Photodiode“ wurde ebenfalls eine Kalibrierungskurve angefertigt (siehe Abb. 14) und ein Umrechnungsfaktor m bestimmt. Die Proportionalität $\hat{m\text{A}} = \text{mW}$ ist gerechtfertigt, da der Kurzschlussstrom I_K , der als Spannungsquelle betriebenen Photodiode, proportional zur Lichtintensität ist.

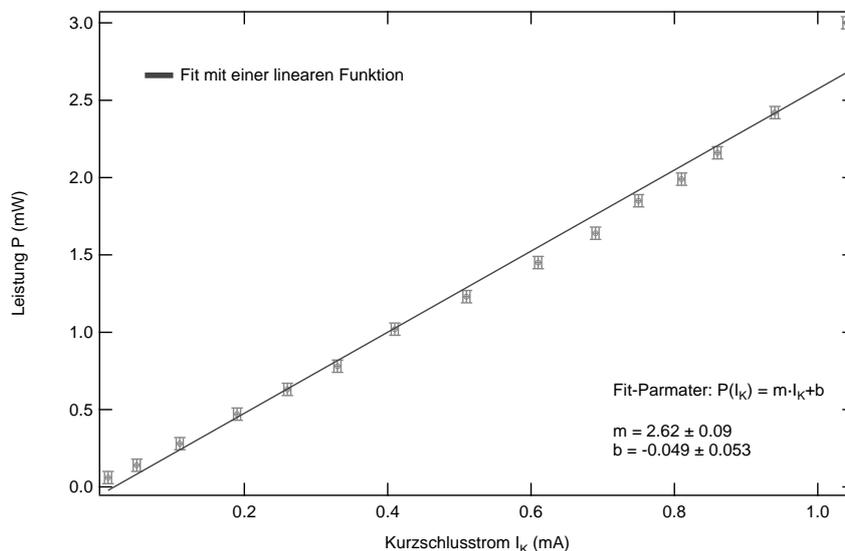


Abb. 14: Kalibrierungskurve für die große Photodiode. Die Messung wurde an einem Hohlspiegelresonator mit $R_1 = 700 \text{ mm}$, $R_2 = 850 \text{ mm}$ und $L = 55 \text{ cm}$ durchgeführt.

²⁰siehe Graphen in Abb. 44 und Abb. 45 im Anhang S.50

In einer weiteren Messung wurde die Leistung des Lasers in Abhängigkeit von der Stromzufuhr der Laserröhre gemessen. Die Messkurve ist im Anhang²¹ beigefügt. Mit der Stromzufuhrregelung kann lediglich eine Leistungsänderung von $\Delta P = (0,21 \pm 0,01)$ mW bewirkt werden. Es empfiehlt sich daher die Regelung auf dem maximalen Wert von $I_R = 6,5$ mA beizubehalten.

3.2 Resonatorstabilität

In Kapitel 2.3 wurde die Stabilitätsbedingung für optische Resonatoren erläutert. In diesem Abschnitt soll diese Bedingung bei einem symmetrischen ($R_1 = R_2$) und einem asymmetrischen ($R_1 \neq R_2$) Hohlspiegelresonator überprüft werden. Weiterhin soll der Einfluss der Röhrenposition auf die Leistung des Lasers untersucht und diskutiert werden.

Leistung in Abhängigkeit von der Resonatorlänge

Für die erste Messung wurde ein symmetrischer Hohlspiegelresonator mit $R_{1,2} = 700$ mm aufgebaut und die Leistung P in Abhängigkeit von der Resonatorlänge L mit der großen Photodiode gemessen. Selbiges wurde mit einem asymmetrischen Resonator mit $R_1 = 700$ mm und $R_2 = 850$ mm durchgeführt. Die Verläufe $P(L)$ beider Messungen sind in Abb. 15 und Abb. 16 gezeigt.

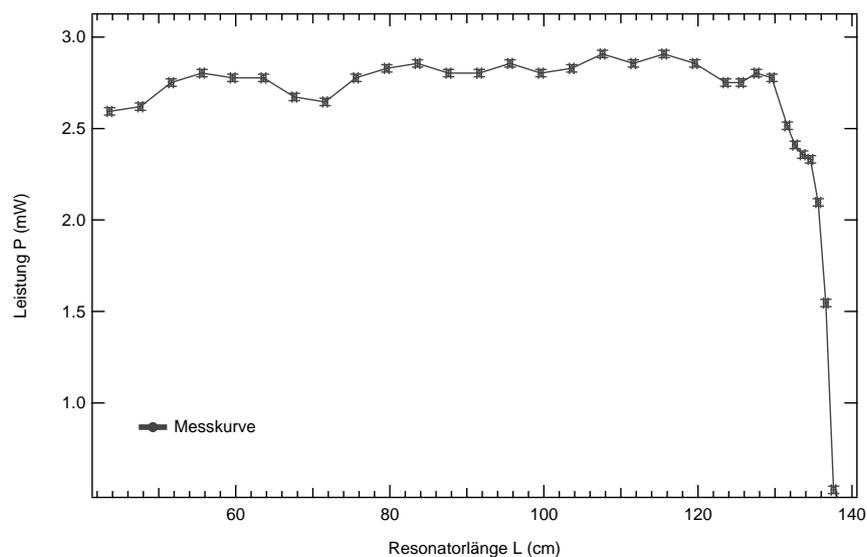


Abb. 15: Verlauf der Leistung $P(L)$ des Lasers in Abhängigkeit von der Resonatorlänge L . Die Messung wurde an einem Hohlspiegelresonator mit $R_{1,2} = 700$ mm durchgeführt.

Der Verlauf der Leistung in Abb. 15 trifft mit dem erwarteten Verlauf, gemäß Gleichung (2.15), überein. Der konfokale Resonator ließ sich ohne Probleme auf eine Länge von $L = 135$ cm ausziehen. Die selbe Messung wurde im Vorlauf mit der kleinen Photodiode von PI-miCos durchgeführt. Das Messergebnis²² war nicht zufriedenstellend, da die gemessenen Leistungen stark geschwankt haben. Dies lag daran, dass der Laser bei jeder neuen Position der Spiegel nachjustiert werden musste. Der Laserstrahl ändert dabei jedes mal leicht seine Richtung (übt

²¹siehe Abb. 46 auf S.50

²²siehe Abb. 47 im Anhang S. 51

Taumbewegung aus) und trifft so mit unterschiedlichen Winkeln auf die kleine Photodiode. Dies führt zu Reflexionen und somit zu Verlusten der gemessenen Leistung P .

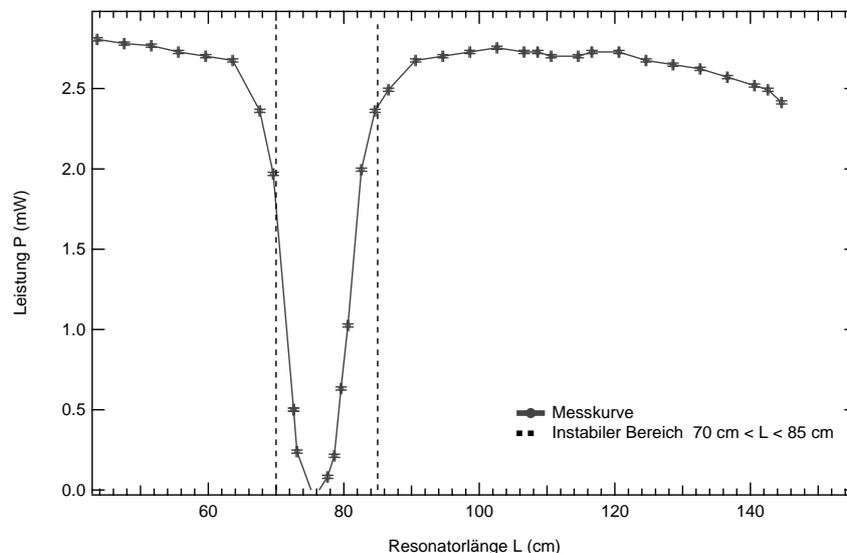


Abb. 16: Verlauf der Leistung $P(L)$ des Lasers in Abhängigkeit von der Resonatorlänge L . Die Messung wurde an einem Hohlspiegelresonator mit $R_1 = 700$ mm und $R_2 = 850$ mm durchgeführt.

Die Messung in Abb. 16 zeigt, wie zu erwarten, dass der Resonator gemäß Gleichung (2.15) im Bereich $700 \text{ mm} \leq L < 850 \text{ mm}$ instabil ist, sodass die Leistung in diesem Bereich ein Minimum erreicht. Der Abbruch der Messkurve bei einer Länge von $L = 147$ cm liegt darin begründet, dass das Verlängerungsstück der optischen Bank einen leichten Versatz aufweist und die Laserröhre daher nicht mehr ausreichend genau im Strahlengang ausgerichtet werden konnte. Es kam daher zu großen Verlusten an der Laserröhre und zu einem Abbruch der Lasertätigkeit. Der Verlauf deutet allerdings an, dass eine Länge von $L = 158$ cm vermutlich nicht erreicht worden wäre.

Leistung in Abhängigkeit von der Position der Röhre

Auch die Position der Röhre im Resonator hat einen Einfluss auf die Leistung des Lasers. Ist z. B. der Strahldurchmesser im Resonator größer als der Durchmesser der Glaskapillare, kommt es an den Kapillarenden zu Verlusten der Lichtintensität, sodass das Gasvolumen nicht optimal genutzt werden kann. Es wird daher bei einer Position der Röhre nahe der Spiegel zu einer verringerten Laserleistung kommen (siehe Abb. 17).

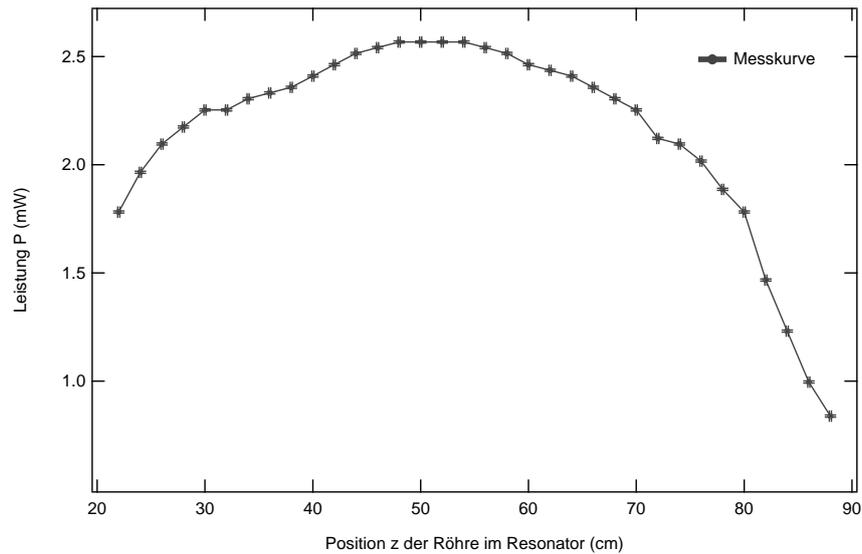


Abb. 17: Verlauf der Leistung P des Lasers in Abhängigkeit von der Position z der Röhrenmitte im Resonator. Die Messung wurde an einem Resonator mit $R_{1,2} = 700$ mm und $L = 110$ cm durchgeführt.

Wie erwartet kommt es zu einem Leistungsmaximum des Lasers, wenn die Röhre mittig im Resonator positioniert ist. Der Verlauf fällt allerdings nahe des rechten Spiegels stark ab. Der Grund dafür liegt darin, dass kein Auskoppelspiegel mit einem Reflexionsvermögen von $R \approx 98\%$ von der Herstellerfirma PI-miCos mitgeliefert wurde, sondern ein Spiegel aus dem Sortiment des physikalischen Praktikums als Ersatz verwendet wurde. Dieser Spiegel hat einen größeren Durchmesser als die Micos-Spiegel und musste daher auf den Reiter mit doppelseitigem Klebeband befestigt werden. Trotz des gleichen Spiegelradius von $R_2 = 700$ mm war der Fleckdurchmesser an diesem Spiegel stets größer als am kleineren Micos-Spiegel. Der gemessene Verlauf in Abb. 17 ist daher plausibel.

Für Messungen dieser Art im Rahmen eines FP-Versuches, ist es dringend erforderlich, dass ein passender Spiegel angeschafft wird. In den nachfolgenden Messungen mit dem konfokalen und hemisphärischen Resonator wird auf den größeren Durchmesser des Auskoppelspiegels mit $R = 700$ mm nicht weiter hingewiesen.

3.3 Polarisation

Wie in Kapitel 2.2 beschrieben, lassen die an den Enden des Laserrohres befestigten Brewsterfenster senkrecht zur Einfallsebene polarisiertes Licht verlustfrei hindurch. Senkrecht dazu polarisiertes Licht wird teilweise reflektiert und nicht mehr ausreichend verstärkt. Der Laserstrahl ist nunmehr linear polarisiert. Dies kann in einer Messung mit einem Polarisationsfilter überprüft werden, indem die Leistung des Lasers für unterschiedliche Einstellungen des Polarisationsfilters gemessen wird. In Abb. 18 sind die Messwerte in Polarkoordinaten dargestellt.

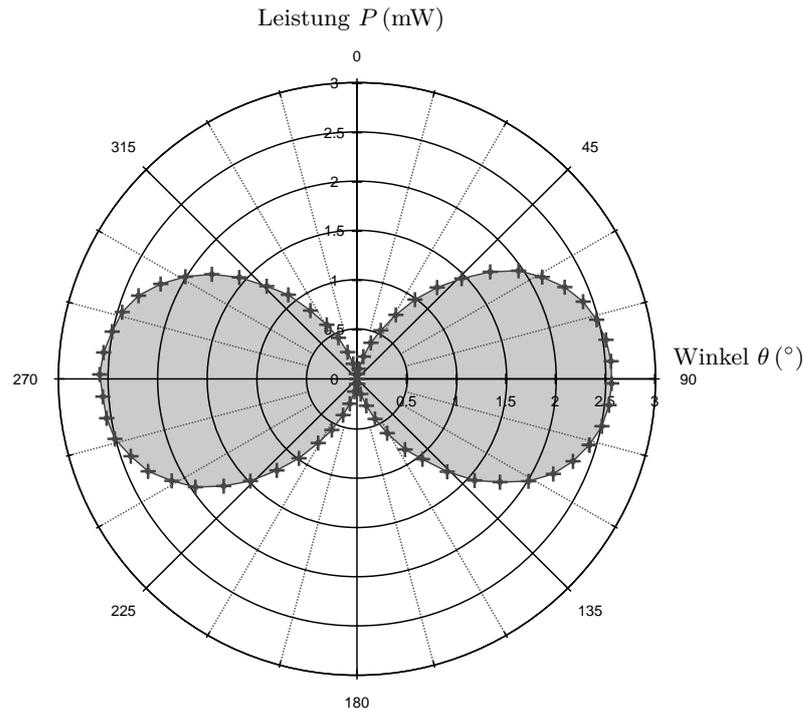


Abb. 18: Polarisation des Laserlichtes. Die Leistung wurde mit Hilfe der großen Photodiode bestimmt.

3.4 Transmissionsspektrum der Spiegel

Neben den Messungen am Laser können am Versuchsplatz auch die Transmissionseigenschaften der dielektrischen Spiegel untersucht werden. Hierzu steht ein USB-Spektrometer²³ und die Bediensoftware „Spectrum Suit“ zur Verfügung. Das Spektrometer erlaubt es Spektren in einem Bereich von $190 \text{ nm} < \lambda < 1100 \text{ nm}$ aufzunehmen. Für die Messung der Transmission der Spiegel wird zunächst das Spektrum einer Halogen-Lampe aufgenommen²⁴. Anschließend wird das Spektrum des durch den Spiegel hindurchtretenden Lichtes gemessen. Der Quotient I/I_0 des Spektrums der Spiegelmessung und des Referenzspektrums der Halogenlampe liefert die Transmission des Spiegels. In Abb. 19 ist das Transmissionsspektrum eines hoch reflektierenden Spiegels (HR-Spiegel) mit einem Reflexionsvermögen von $R_{\text{HR}} \approx 99,7\%$ und eines Auskoppelspiegels (OC-Spiegel) mit einem Reflexionsvermögen von $R_{\text{OC}} \approx 98,4\%$ dargestellt. Der hoch reflektierende Spiegel stammt aus dem Aufbau von PI-miCos; der Auskoppelspiegel ist aus dem physikalischen Praktikum. Beide Spiegel haben einen Krümmungsradius von $R = 700 \text{ mm}$.

²³Modell: High-Resolution Spektrometer HR2000 von Ocean Optics [6]

²⁴siehe Abb. 48 im Anhang S.52

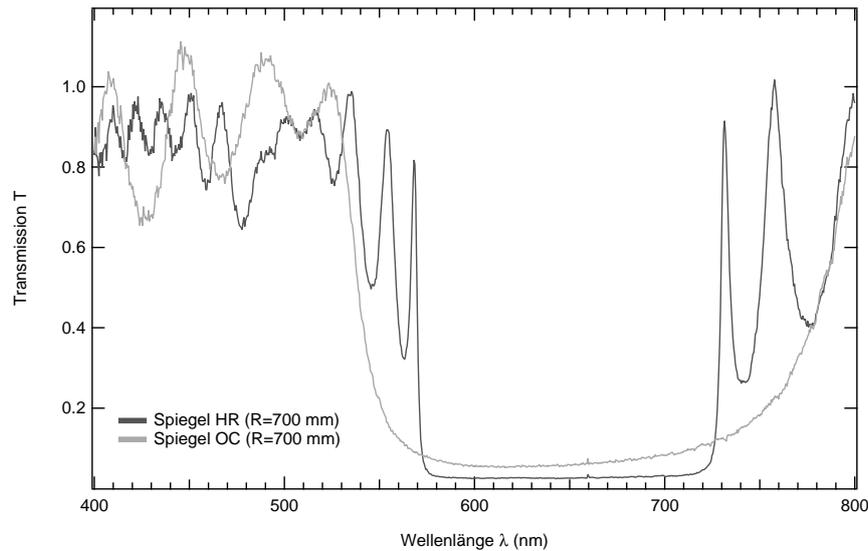


Abb. 19: Transmissionsspektrum eines OC-Spiegels aus dem alten He-Ne-Laser Versuchsaufbau und eines HR-Spiegels von PI-miCos. Die Messung wurde mit dem Spektrometer HR2000 durchgeführt. Der Krümmungsradius der Spiegel beträgt $R = 700$ mm.

Der Verlauf der Graphen in Abb. 19 zeigt den für die Lasertätigkeit wichtigen hoch reflektierenden Bereich um 633 nm. Um die Messung mit dem Spektrometer HR2000 zu überprüfen, wurden die selben Spiegel mit dem Spektrophotometer der AG Gutowski vermessen. Dieser erlaubt eine genauere und vor allem rauschfreie Messung der Transmission. In Abb. 22 ist der Verlauf zu erkennen.

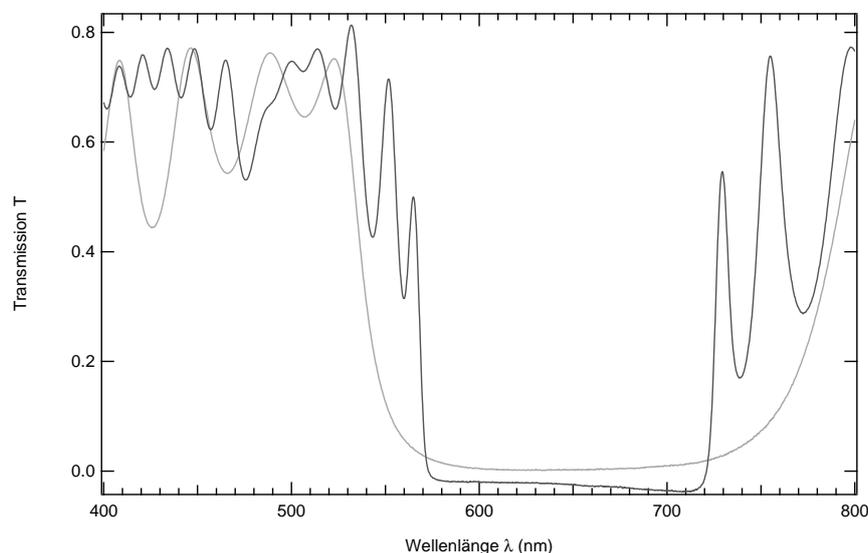


Abb. 20: Transmissionsspektrum eines OC-Spiegels aus dem alten He-Ne-Laser Versuchsaufbau und eines HR-Spiegels von PI-miCos. Gemessen wurde mit dem Spektrophotometer.

Der Vergleich von Abb. 19 und Abb. 22 zeigt, dass die Messung mit dem Spektrometer HR2000 sehr gute Ergebnisse liefert und für die Messung im Rahmen des Fortgeschrittenen Praktikums vollkommen ausreichend ist. Die Transmissionsspektren der anderen Spiegel von

PI-miCos wurden ebenfalls aufgenommen; sie sind im Anhang²⁵ beigefügt.

3.5 Spektrum der Gasentladung und der Laserlinie

Eine vergleichsweise schnelle und interessante Messung ist die Aufnahme des Spektrums der Gasentladung und des Laserstrahls in Abb. 21 und Abb. 22. Beide Spektren wurden mit dem Spektrometer HR2000 aufgenommen.

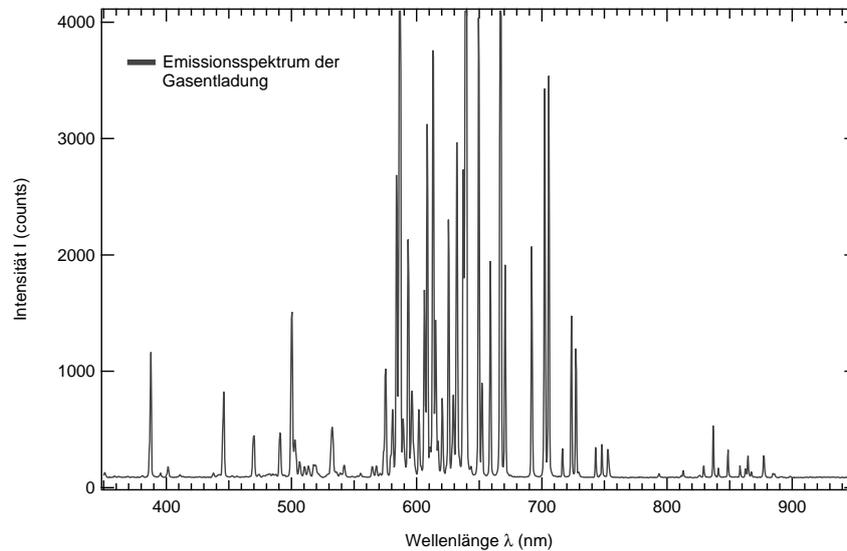


Abb. 21: Emissionsspektrum der Gasentladung der He-Ne-Laserröhre.

Das Spektrum in Abb. 22 zeigt die scharfe Laserlinie bei $\lambda = 632,8$ nm. Unterhalb von 550 nm und oberhalb von 750 nm sind Linien der Gasentladung beobachtbar.

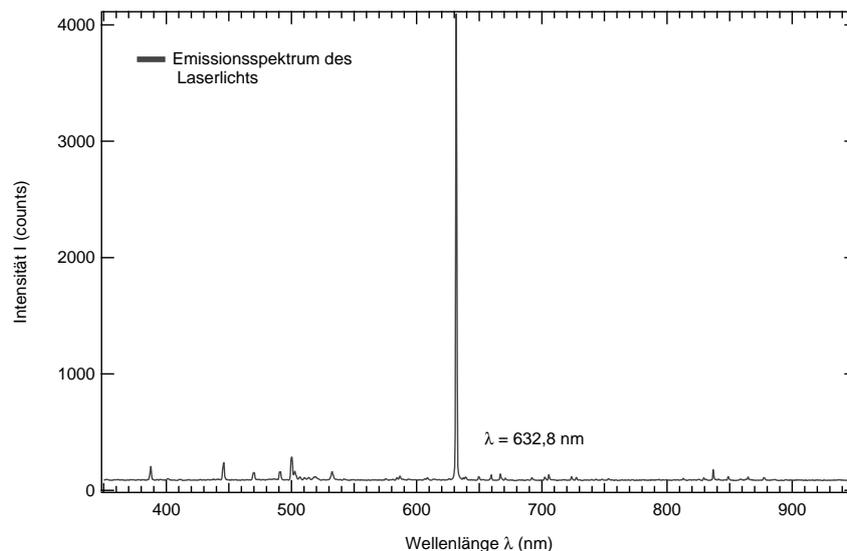


Abb. 22: Spektrum des ausgekoppelten Laserstrahls des He-Ne-Lasers.

²⁵siehe Abb. 49 und Abb. 50 im Anhang S.52f

4 Bestimmung der Strahltaile und Strahldivergenz

Die Strahltaile ω_0 und Strahldivergenz θ ermöglichen es eine Aussage über die Strahlqualität K des Laserstrahls zu treffen. In diesem Kapitel soll die Qualität des He-Ne-Lasers an einem konfokalen und hemisphärischen Resonator experimentell bestimmt werden. Dazu wurde ein Messverfahren gewählt, mit dem der Strahlradius ω an verschiedenen Positionen z in Ausbreitungsrichtung gemessen wird. Aus dem Verlauf $\omega(z)$ wurde anschließend die Strahltaile und Strahldivergenz bestimmt.

4.1 Messverfahren

Für die experimentelle Bestimmung der Strahltaile finden sich in der Literatur²⁶ im Wesentlichen zwei verschiedene Messverfahren. Im ersten Verfahren wird der Laserstrahl mit einer Lochblende ($d=0,2\text{ mm}$) an verschiedenen Positionen z nach der Strahltaile radial durchfahren und die Leistung des durch die Lochblende hindurch tretenden Laserlichts mit einer kleinen ($A=9\text{ mm}^2$) Si-Photodiode gemessen.²⁷ Aus dem daraus resultierenden Intensitätsverlauf wird anschließend der Strahlradius ω an der Stelle z bestimmt. In Abb. 23 ist das Messverfahren des Strahlprofils mit der Lochblende und die normierte Intensitätsverteilung dargestellt.

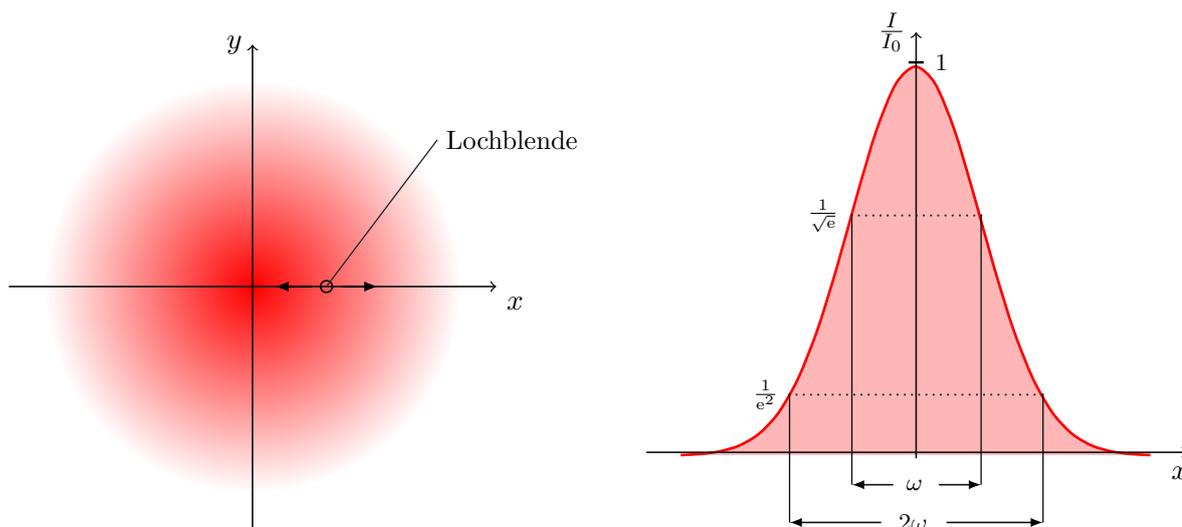


Abb. 23: Laserstrahl mit Lochblende (links). Die Lochblende lässt sich in x -Richtung verschieben. Normierte Intensitätsverteilung des Laserstrahls an einer Stelle z , transversal zur Ausbreitungsrichtung (rechts).

Der Strahlradius ω wird nun an mehreren Stellen z hinter der Taile gemessen. Aus dem Verlauf $\omega(z)$, Gleichung (2.40) und Gleichung (2.42) können die Strahltaile ω_0 und die Strahldivergenz θ bestimmt werden. Bei der Messung am konfokalen Resonator wird der ausgekoppelte Strahl mit einer Linse transformiert, um eine Strahltaile gemäß Abb. 13 außerhalb des Resonators zu erzeugen. Die Strahltaile des hemisphärischen Resonators liegt am Planspiegel, sodass die Messungen ohne Linse, direkt am ausgekoppelten Strahl, durchgeführt werden können. Im zweiten Verfahren wird eine Schneide senkrecht zur Ausbreitungsrichtung z durch den Strahl gefahren und die Leistung des an der Schneide vorbeitretenden

²⁶vgl.: Eichler [9], 2006, S.444 f

²⁷der Kurzschlussstrom I_K ist proportional zur Lichtintensität I (siehe Kapitel 3.1)

Laserlichts gemessen. Aus dem Leistungsverlauf $P(x)$ in Abhängigkeit von der Schneidposition x kann wiederum auf die Strahltaile geschlossen werden. In der vorliegenden Arbeit wurde das Verfahren mit der Lochblende bevorzugt, da alle erforderlichen Materialien für den Versuchsaufbau vorhanden waren.

Versuchsaufbau und Justage

Für die Messung der Strahltaile ω'_0 wurde als erstes ein konfokaler Resonator mit $R_1 = R_2 = 700$ mm und einer Länge $L = 700$ mm aufgebaut. Der Versuchsaufbau ist in Abb. 24 dargestellt. Für die Messung am günstigsten ist eine möglichst breite Strahltaile. Gemäß Abb. 11 ist dies für den konfokalen Resonator mit $L = 700$ mm der Fall. Der Strahltaillenradius beträgt nach Gleichung (2.46) dann $\omega_0 = 0,2655$ mm. Im Resonator befindet sich eine Blende (Modenblende), welche den TEM_{00} -Modenbetrieb ermöglicht. Sie verhindert das Anschwingen höherer transversaler Moden, die im Gegensatz zur TEM_{00} -Mode eine breitere Feldstärkenverteilung besitzen. Die Blende wird möglichst dicht am Röhrenende positioniert und der kleinstmögliche Öffnungsdurchmesser eingestellt. Wichtig bei der Positionierung der Blende ist es, dass der Laserstrahl mittig auf die Öffnung der Blende trifft. Der ausgekoppelte Gaußstrahl sollte nach diesem Schritt eine symmetrische, kreisrunde Form aufweisen.

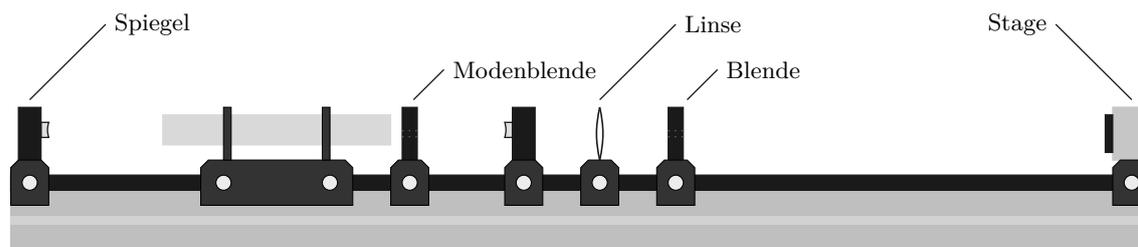


Abb. 24: Versuchsaufbau zur Messung der Strahltaile ω'_0 .

Ist dies nicht der Fall, kann durch vorsichtiges Nachjustieren der Spiegel und der Modenblende die Form des ausgekoppelten Strahls verändert werden. Für die spätere Messung und Auswertung ist es günstiger, wenn der Gaußstrahl möglichst symmetrisch ist. Der Laserstrahl wird anschließend mit einer Linse ($f = 120$ mm) umgeformt und eine zweite Taile ω'_0 gemäß Abb. 13 erzeugt. Es ist zu beachten, dass auch die Position der Linse einen Einfluss auf den Taillenradius ω'_0 hat. Nach Gleichung (2.50) wird dieser für kleine a maximal; die Linse wird daher möglichst nahe am Resonatorenende positioniert. In der Linse kann es zu Vielfachreflexion des Lichtes und damit zu Streueffekten kommen, weshalb eine zusätzliche Blende in den Strahlengang eingebracht wurde. Für zukünftige Messungen wäre es daher vorteilhaft eine für 632,8 nm entspiegelte Linse zu verwenden. Mit Hilfe der Stage (siehe Abb. 25) wird der Laserstrahl anschließend vermessen. Die Stage wurde aus Teilen einer motorgesteuerten x, y -Bühne, Stativmaterial, einer Lochblende mit $d = 0,2$ mm und einer dahinter positionierten kleinen Photodiode zusammenggebaut. Einzelne Teile wurden in Zusammenarbeit mit der Mechanikwerkstatt des FB1 angefertigt. Die motorgesteuerten Mikrometerschrauben erlauben es den Strahl in $10 \mu\text{m}$ - Abständen in x, y -Richtung zu durchfahren. Lochblende und Photodiode wurden abschließend so justiert, dass der Kurzschlussstrom I_K für eine feste

Position der Stage maximal wird.

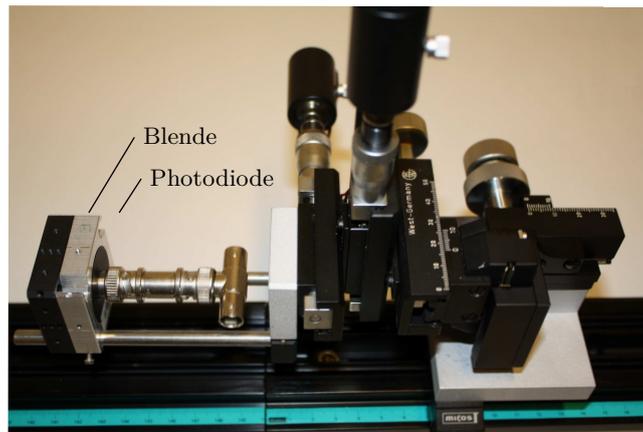


Abb. 25: Lochblende und Photodiode auf der in x,y-Richtung verschiebbaren Stage.

4.2 Messung und Messergebnisse

Durchführung der Messung

Bevor die Messung des Strahlprofils $I(x)$ an einer Stelle z durchgeführt wurde, musste die Position der Strahlteile ω'_0 mit Hilfe von Gleichung (2.51) abgeschätzt werden. Die Messung des Strahlprofils wurde an acht verschiedenen Positionen z hinter der erwarteten Tailenposition durchgeführt. Die Erfahrung hat gezeigt, dass bei einem konfokalen Resonator mit $R = 700$ mm ein Messbereich von $15 \text{ mm} < z < 300 \text{ mm}$ optimal ist. Bei Messungen mit $z < 15 \text{ mm}$ ist der Lochblendendurchmesser im Verhältnis zum Taillendurchmesser zu groß. Je näher man der Taille kommt, desto kleiner sollten die Abstände Δz zwischen den einzelnen Messungen des Strahlprofils sein. Bei jeder Messung an einer neuen Position z wurde zunächst die Lochblende so verschoben, dass die Intensität maximal wurde und die Blendenöffnung sich im Strahlmittelpunkt befand. Anschließend wurde der Strahl in x -Richtung komplett durchfahren und der Kurzschlussstrom I_K der Photodiode gemessen. Für eine genaue Messung des Profils empfiehlt es sich am Anfang jeder Messung den kleinsten Messbereich zu wählen. Der Messbereich reichte bei der gesamten Messung von $I = 0,1 \mu\text{A}$ bis $I \approx 280 \mu\text{A}$. Die Verschiebung der Lochblende wurde an den Mikrometerschrauben in $50 \mu\text{m}$ -Abständen abgelesen. Bei kleiner werdendem Strahlradius wurde der Abstand der Messung auf $25 \mu\text{m}$ verkleinert.

Messergebnisse und Diskussion

In Abb. 26 sind die gemessenen Gaußprofile für acht verschiedene Positionen hinter der Strahlteile ω'_0 dargestellt. Die Messwerte wurden mit der Auswertungssoftware Igor Pro dargestellt und mit Gaußkurven numerisch angepasst.

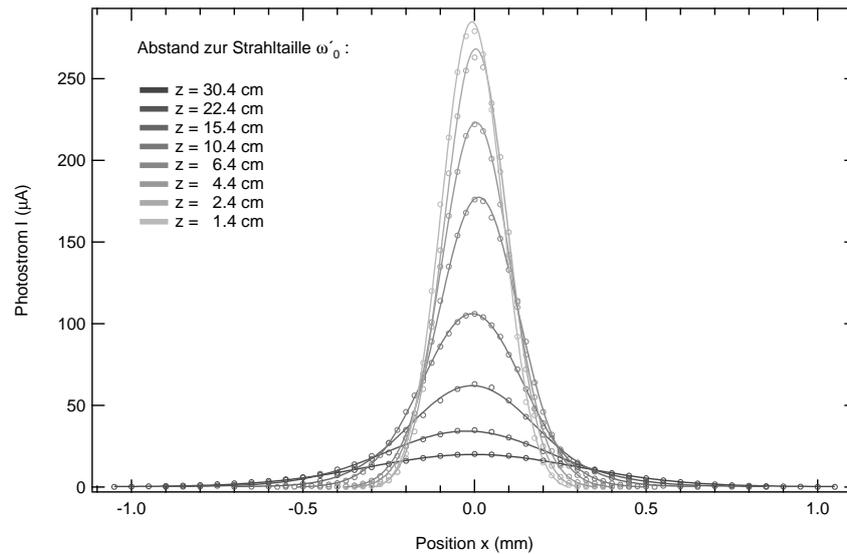


Abb. 26: Gemessene Strahlprofile bei acht verschiedenen Abständen z nach der Strahltaile ω'_0 . Die Messwerte wurden mit Gaußfunktionen numerisch angepasst.

Bei der Anpassung wurde die Position $x = 0$ jeweils an die Stelle des maximal gemessenen Photostroms gelegt. Wie zu erwarten, werden die Verläufe für kleine z schmaler und nehmen in der Intensität zu. Für die weitere Auswertung wurden die normierten Intensitäten I/I_0 aufgetragen. Igor Pro bietet die Möglichkeit mit der Funktion „New Fit Function...“ neue Fit-Funktionen zu erstellen. Somit lassen sich die normierten Werte nach Gleichung (2.36) mit einer Gaußkurve anpassen (siehe Abb. 27) und $\omega'(z)$ bestimmen. Igor Pro arbeitet bei nicht linearen Ausgleichsproblemen mit dem „Levenberg-Marquardt-Algorithmus“, einem robusten numerischen Optimierungsalgorithmus²⁸.

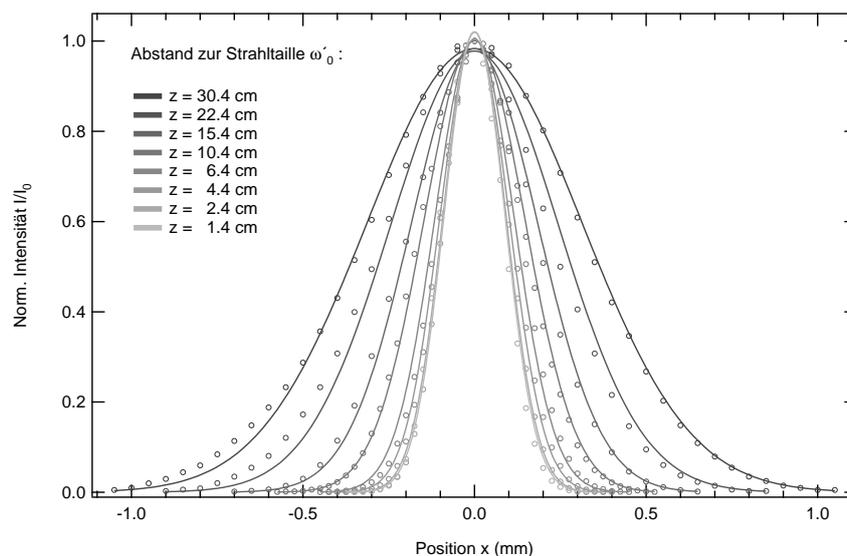


Abb. 27: Auftragung der normierten Intensitäten I/I_0 der Gaußprofile aus Abb. 26. Die Messwerte wurden mit Gaußfunktionen numerisch angepasst.

²⁸Homepage von Wave Metrics [12], URL: <http://www.wavemetrics.com>

In Tabelle 2 sind die von Igor berechneten Werte für $\omega'(z)$ aufgelistet. Für die Abstände z wurde ein Fehler von $\Delta z = \pm 0,2$ cm abgeschätzt. Die im Zuge der Approximation berechneten Standardabweichungen für die Strahlradien wurden als Fehler übernommen.

Abstand z (cm)	Strahlradius $\omega'(z)$ (mm)
$30,4 \pm 0,2$	$0,628 \pm 0,004$
$22,4 \pm 0,2$	$0,488 \pm 0,009$
$15,4 \pm 0,2$	$0,368 \pm 0,004$
$10,4 \pm 0,2$	$0,293 \pm 0,002$
$6,4 \pm 0,2$	$0,231 \pm 0,004$
$4,4 \pm 0,2$	$0,202 \pm 0,002$
$2,4 \pm 0,2$	$0,182 \pm 0,002$
$1,4 \pm 0,2$	$0,177 \pm 0,003$

Tabelle 2: Experimentell bestimmte Strahlradien $\omega'(z)$.

In Abb. 28 sind die Messwerte aus Tabelle 2 graphisch dargestellt. Der Verlauf deutet darauf hin, dass der Strahlradius näherungsweise bei $\omega'_0 = (0,185 \pm 0,05)$ mm liegt. Der theoretische Wert nach Gleichung (2.50) beträgt $\omega'_{0,\text{Theo}} = 0,07$ mm. Für Werte mit $z > 50$ mm ist der Verlauf nahezu linear, sodass nach Gleichung (2.42) für die Steigung einer approximierten Geraden $m \sim \theta'$ angenommen werden kann.

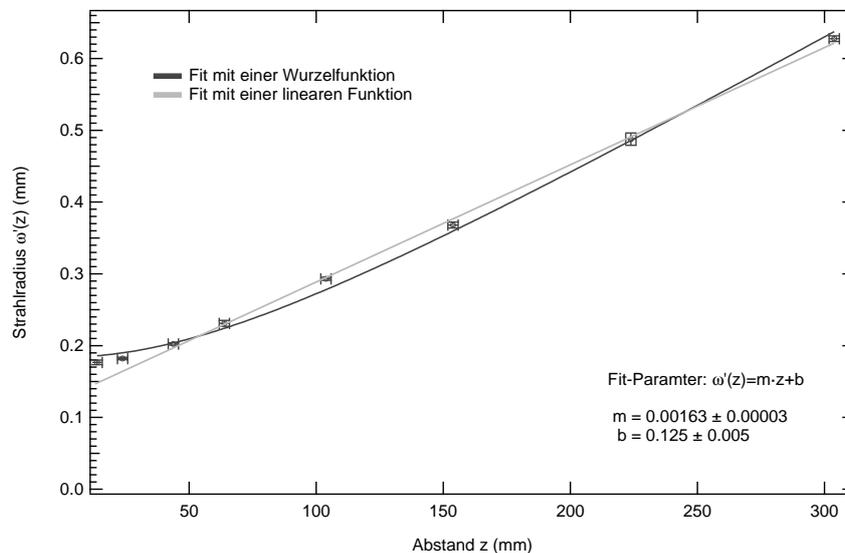


Abb. 28: Verlauf des Strahlradius $\omega'(z)$. Die Messwerte wurden mit einer Wurzelfunktion angepasst. Die Gerade wurde im Bereich $z > 50$ mm numerisch angepasst.

Somit erhält man für den Divergenzwinkel einen Wert von $\theta' = (0,00163 \pm 0,00003)$ rad. Der experimentell bestimmte Winkel ist um den Faktor 1,8 höher als der theoretische Wert mit $\theta_{\text{Theo}} = 0,00288$ rad. Dies deutet auf eine geringere Strahlqualität und damit eine höhere Beugungsmaßzahl M^2 hin. Um eine genaue Aussage über die Strahlqualität zu treffen, wurde im zweiten Schritt die Strahltaile $\omega'_0(z)$ genauer bestimmt. Eine Bestimmung der Strahltaile

mit Hilfe der Parameter der Wurzelfunktion²⁹ ist zu ungenau, da der teilweise lineare Verlauf der Messwerte bei der Anpassung zu einer Verschiebung des Kurvenverlaufes führt. Es wurden daher die Strahlradien aus Tabelle 2 quadriert und über z aufgetragen (siehe Abb. 29).

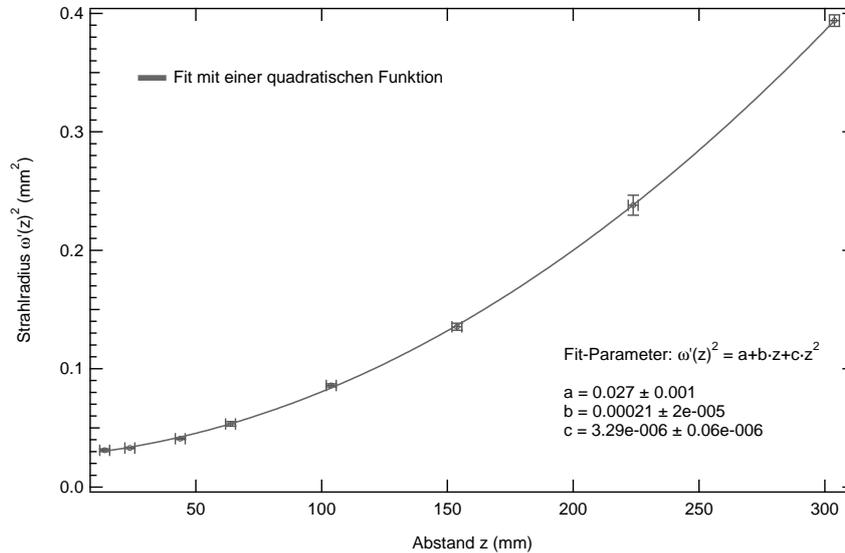


Abb. 29: Verlauf des quadrierten Strahlradius $\omega'(z)$. Die Messwerte wurden mit einer quadratischen Funktion angepasst.

Die Verschiebung a der Parabel in y -Richtung entspricht gemäß Gleichung (2.40) dem Quadrat der Strahltaile $\omega'_0(z)$

$$\omega^2(z) = \omega_0^2 + \left(\frac{\lambda}{\omega_0 \pi} \right)^2 z^2. \quad (4.52)$$

Wir erhalten somit für die Strahltaile einen Wert von $\omega'_0 = (0,164 \pm 0,003)$ mm. Der Wert ist um den Faktor 2,4 höher als der Literaturwert $\omega'_{0,\text{Theo}} = 0,07$ mm. Abschließend wurden die Beugungsmaßzahl und die Strahlqualität mit Gleichung (2.48) und (2.49) berechnet. In Tabelle 3 sind alle experimentell bestimmten Werte und die dazugehörigen theoretischen Werte aufgelistet.

Parameter	Experimenteller Wert	Theoretischer Wert
Divergenzwinkel θ'	$(0,00163 \pm 0,00003)$ rad	0,00288 rad
Strahltaile ω'_0	$(0,164 \pm 0,003)$ mm	0,07 mm
Beugungsmaßzahl M^2	$2,35 \pm 0,07$	-
Strahlqualität K	$0,43 \pm 0,01$	-

Tabelle 3: Übersicht über die experimentell und theoretisch bestimmten Strahlparameter beim konfokalen Resonator.

²⁹vgl.: Kapitel 2.6 auf S.17

Die Werte machen deutlich, dass der Laserstrahl eine geringe Strahlqualität aufweist. Hauptursache dafür ist vermutlich die zusätzliche Transformation durch eine Linse. Ein weiterer Grund könnte die hohe Anzahl an fehlerbehafteten Parametern sein, die vor und während der Messung berücksichtigt werden mussten. Hierzu zählt u.a. die Position der Linse, der Spiegel und der Stage. Die bestimmten Parameter lassen daher keine sichere Aussage über den Strahlradius innerhalb des Resonators zu, sondern charakterisieren hauptsächlich den Strahl, welcher durch die Linse transformiert wurde.

Messung am hemisphärischen Resonator

Der Vorteil des hemisphärischen Resonators³⁰ ist, dass die Strahltaile direkt am Planspiegel liegt. Der Planspiegel ist der Auskoppelspiegel mit einer Reflexion von $R \approx 98\%$. Der ausgekoppelte Strahl kann somit direkt vermessen werden. Der Versuchsaufbau besteht nunmehr aus dem Resonator, der Modenblende und der x, y -Stage. Beim Resonator wurde ein Hohlspiegel mit $R_1 = 1000$ mm gewählt, da dieser eine größere Taille erzeugt als ein Resonator mit $R_1 = 700$ mm.³¹ An der Durchführung der Messung ändert sich nichts. In Abb. 30 sind die gemessenen Strahlprofile graphisch dargestellt.

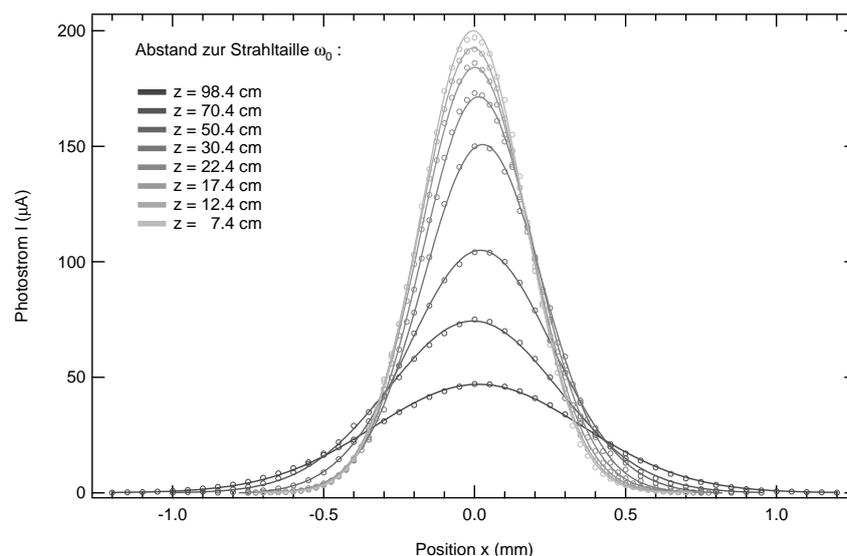


Abb. 30: Gemessene Strahlprofile bei acht verschiedenen Abständen z nach der Strahltaile ω_0 . Die Messwerte wurden mit Gaußfunktionen angepasst.

Der Messbereich ist mit $74 \text{ mm} \leq z \leq 984 \text{ mm}$ wesentlich größer gewählt, da während der Messung, nahe der Strahltaile, keine größeren Veränderungen der Werte festgestellt wurden. Die Graphen der normierten Intensitäten I/I_0 und die weiteren Graphen zur Bestimmung der Strahltaile und des Divergenzwinkels sind im Anhang (siehe S.53) beigefügt. In Abb. 31 wurden der Verlauf der experimentell bestimmten Strahlradien und der theoretische Verlauf dargestellt.

³⁰vgl. mit Kapitel 6, Abb. 6 auf S.6

³¹vgl.: Kapitel 2.6 auf S.18

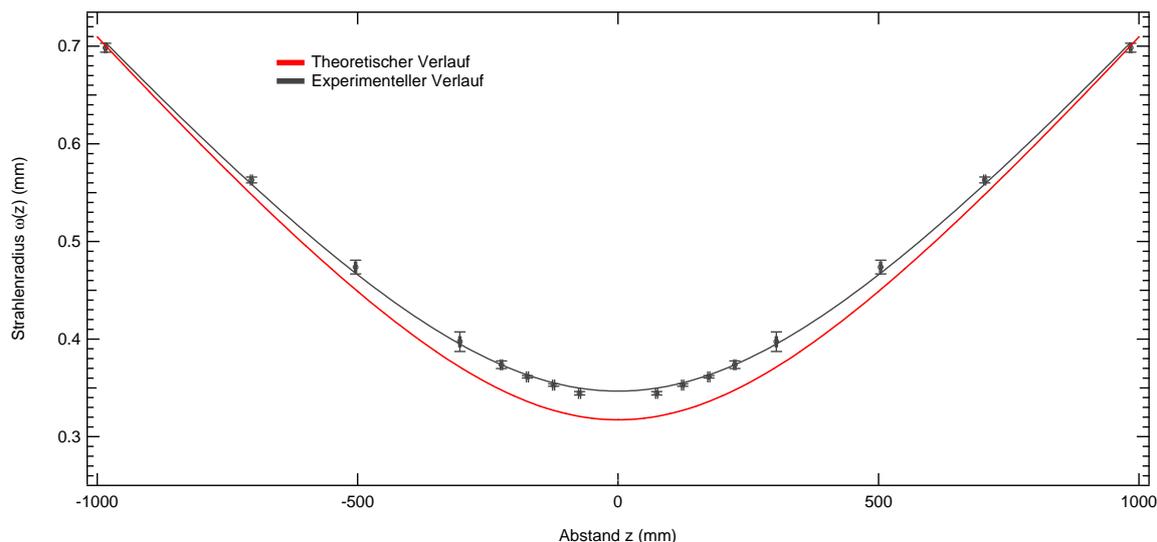


Abb. 31: Verlauf der gemessenen Strahlradien $\omega(z)$ (grau) und der dazugehörige theoretische Verlauf (rot). Die Messwerte wurden an der y -Achse gespiegelt und mit einer Wurzelfunktion angepasst.

Die Messungen kommen der Theorie sehr nahe, was durch die Strahlparameter in Tabelle 4 bestätigt wird.

Parameter	Experimenteller Wert	Theoretischer Wert
Divergenzwinkel θ	$(0,00045 \pm 0,00002)$ rad	0,000635 rad
Strahltaile ω_0	$(0,3347 \pm 0,0002)$ mm	0,317 mm
Beugungsmaßzahl M^2	$0,75 \pm 0,04$	-
Strahlqualität K	$1,34 \pm 0,06$	-

Tabelle 4: Übersicht über die experimentell und theoretisch bestimmten Strahlparameter beim hemisphärischen Resonator.

Auffallend ist der zu kleine Divergenzwinkel θ . Er sorgt dafür, dass die Beugungsmaßzahl $M^2 < 1$ wird und somit die Strahlqualität einen unrealistischen Wert annimmt. Eine Erklärung dafür könnte sein, dass der Strahlradius in nicht ausreichend weiter Entfernung gemessen worden ist, damit die Näherung aus Gleichung (2.41) gültig bleibt. Nimmt man an, dass in guter Näherung $\theta_{\text{Theo}} \sim \theta_{\text{Real}}$ gilt, erhält man für die Beugungsmaßzahl einen Wert von $M^2 = 1,055 \pm 0,001$ und für die Strahlqualität einen Wert von $K = 0,947 \pm 0,001$.

Für Aufgabenstellungen und Messungen am He-Ne-Laser im Rahmen eines FP-Versuches, der innerhalb eines begrenzten Zeitraumes erfolgreich absolviert werden muss, sollten nachfolgende Stichpunkte beachtet bzw. umgesetzt werden.

- Das Strahlprofil muss beim hemisphärischen Resonator in größeren Abständen zur Strahltaile am Planspiegel gemessen werden.
- Die Messung des Strahlprofils ist auch mit manuell bedienbaren Mikrometerschrauben möglich. Eine motorgesteuerte Messung ist nicht zwingend notwendig.

- Die Messung mit der Linse ist sehr ungenau. Es wäre vorteilhaft den Fleckdurchmesser am Spiegel zu berechnen und den ausgekoppelten Strahl direkt zu vermessen.
- Es muss ein Auskoppelspiegel mit einer Reflexion von $R \approx 98,7\%$ und einem Krümmungsradius von $R = 700$ mm, welcher in die vorgesehene Halterung passt, angeschafft werden. Bisher wurde ein Spiegel mit doppelseitigem Klebeband am Reiter befestigt.

5 Untersuchung der transversalen Moden

In diesem Abschnitt soll der Aufbau und die Durchführung zur Aufnahme der transversalen Moden beschrieben werden. In Abb. 32 ist der Versuchsaufbau skizziert. Um einzelne transversale Moden sichtbar zu machen, wird ein dünner Draht im Strahlengang des Lasers positioniert.

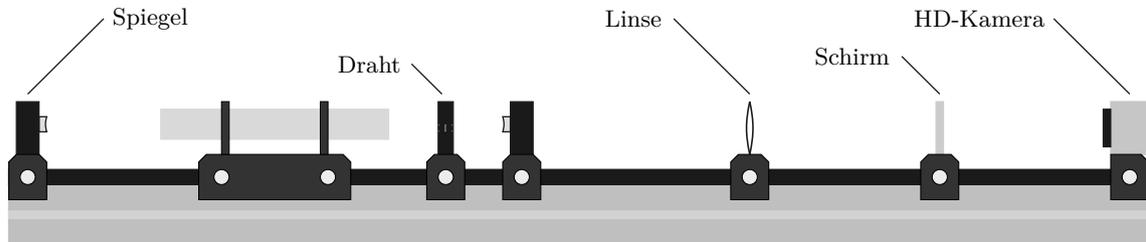


Abb. 32: Versuchsaufbau zur Aufnahme der TEM_{mn} -Moden.

Durch die Veränderung der Position, oder Drehen des Drahtes, kann das Anschwingen bestimmter Moden, mit sonst hoher Verstärkung, unterdrückt werden. Liegt der Draht an einem Knotenpunkt, so kann nur die dazugehörige Mode anschwingen. Durch entsprechende Positionierung des Drahtes kann so eine Fülle verschiedener schwingender Moden erzeugt werden. Hinter dem Draht befindet sich eine Linse mit $f = 120$ mm, welche die Moden vergrößert auf einen durchsichtigen Schirm abbildet. Mit einer HD-Kamera wurden die einzelnen Moden abphotographiert. In Abb. 33 sind jeweils fünf aufgenommene TEM_{0n} - und TEM_{1n} -Moden dargestellt. Mit dem Laser konnten Ordnungen bis zur TEM_{22} -Mode beobachtet werden.

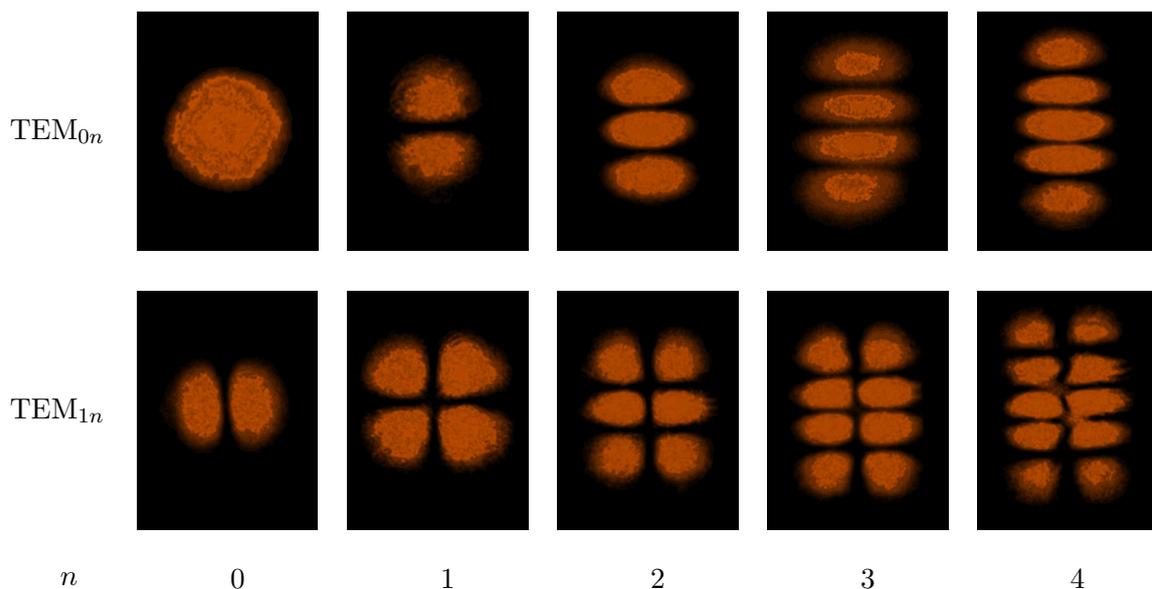


Abb. 33: Aufgenommene TEM-Moden aus einem sphärischen Resonator mit $R_{1,2} = 700$ mm und $L \approx 130$ cm.

6 Untersuchung der longitudinalen Moden

6.1 Messung mit dem Spektrumanalysator

Die Schwebungsfrequenzen der longitudinalen Moden können mit einer schnellen Photodiode und einem Spektrumanalysator gemessen werden. Aus dem Frequenzabstand $\Delta\nu$ können die Resonatorlänge L und die Spiegelradien $R_{1,2}$ des optischen Resonators, wie in Kapitel 2.3 beschrieben, berechnet werden. In diesem Kapitel werden die Schwebungsfrequenzen in einem konfokalen Resonator mit $R_1 = R_2 = 700$ mm und $L = 700$ mm im TEM₀₀- und im TEM₁₀₍₀₁₎-Betrieb gemessen und die Ergebnisse diskutiert. Zusätzlich wird die Messung an einem hemisphärischen Resonator durchgeführt.

Versuchsaufbau

Zur Messung der Schwebungsfrequenzen wurde eine schnelle Photodiode³² (*Si PIN photodiode S5973-01*) verwendet und für die Inbetriebnahme der Aufbau in Abb. 34 realisiert. An die schnelle Photodiode wurde ein Spektrumanalysator³³ (*Advantest R3272 Spectrum Analyzer*) über ein Koaxialkabel angeschlossen. Für die Messung wurde ein x, y -verstellbares mikrooptisches Element auf einen Schienenreiter von PI-miCos angebracht und die Photodiode daran fixiert. Anschließend wurde die schnelle Photodiode so in den Strahlengang positioniert, dass das Signal der an dem Spektrumanalysator angezeigten Schwebungsfrequenzen maximal wurde.

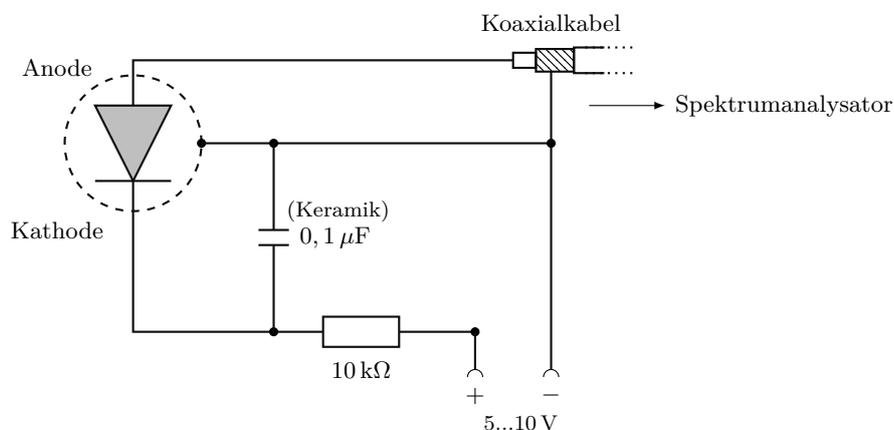


Abb. 34: Schaltskizze für die Messung mit der schnellen Photodiode.

Messung am konfokalen Resonator im TEM₀₀-Betrieb

Um den TEM₀₀-Betrieb zu erreichen, wird gemäß dem Versuchsaufbau in Kapitel 4.1 eine Modenblende in den Resonator gestellt. Das Übersichtsspektrum in Abb. 35 zeigt vier Schwebungsfrequenzen. Durch gezielte Suche und der Möglichkeit mit dem Spektrumanalysator den Messbereich zu verkleinern, konnten zusätzlich noch zwei Schwebungsfrequenzen gefunden werden; weitere Schwebungsfrequenzen sind durch das Rauschen nicht mehr zu

³²vgl. mit Datenblatt von hamamatsu [13]

³³arbeitet mit schneller Fouriertransformation (FFT)

erkennen. Die Bilder wurden mit einer Kamera vom Bildschirm des Spektrumanalysators abphotographiert.

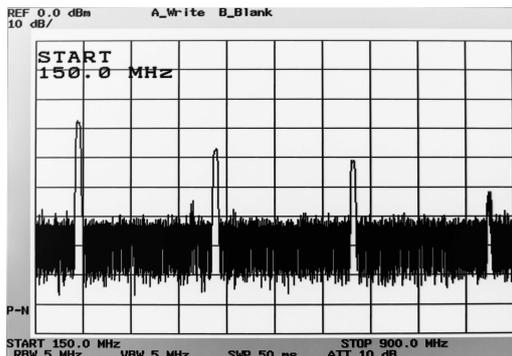


Abb. 35: Schwebungsfrequenzen beim konfokalen Resonator mit $R_{1,2} = 700$ mm und $L \approx 700$ mm im TEM₀₀-Betrieb.

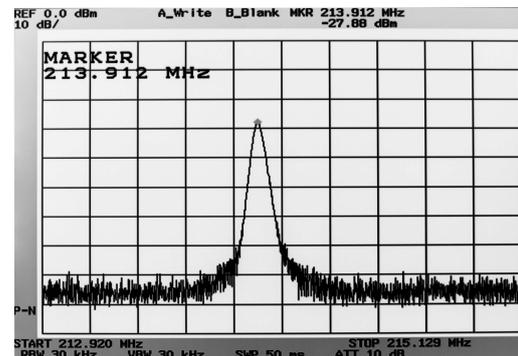


Abb. 36: Aufnahme der ersten Schwebungsfrequenz $\Delta\nu_{\Delta q=1} = (213,916 \pm 0,002)$ MHz.

Der Abstand der TEM_{00,Δq}-Moden in Abb. 35 beträgt im Mittel $(213,92 \pm 0,01)$ MHz. Für die Resonatorlänge ergibt sich damit ein Wert von $L = (700,7 \pm 0,1)$ mm. In Tabelle 5 sind die ermittelten Schwebungsfrequenzen der Moden und die mit Gleichung (2.17) berechneten theoretischen Werte aufgelistet. Es wurde dabei mit der korrigierten Resonatorlänge gerechnet.

Δq	Schwebungsfrequenz $\Delta\nu_q$ (MHz)	Theoretische Werte (MHz)
1	$213,92 \pm 0,01$	213,93
2	$427,83 \pm 0,01$	427,85
3	$641,72 \pm 0,01$	641,78
4	$855,65 \pm 0,01$	855,70
5	$1069,58 \pm 0,01$	1069,63
6	$1283,50 \pm 0,01$	1283,55

Tabelle 5: Experimentell bestimmte Schwebungsfrequenzen der TEM_{00,Δq}-Mode und die dazugehörigen theoretischen Werte.

Die beobachteten sechs Schwebungsfrequenzen lassen auf sieben longitudinale Moden schließen, die im Verstärkungsprofil vorhanden sind. Dies ist in guter Übereinstimmung mit der durch den Dopplereffekt erwarteten Linienbreite von $\Delta\nu_D \approx 1,5$ GHz bei der 632,8 nm-Linie.

Messung am konfokalen Resonator im Mehr-Modenbetrieb

Für die zweite Messung wurde die Modenblende herausgenommen und der Laser so justiert, dass an den Spiegeln die TEM₁₀- bzw. TEM₀₁-Mode zu erkennen war. Die Abbildung der Moden an den Spiegeln ist beim Aufbau des konfokalen Resonators häufiger zu beobachten gewesen. In Abb. 37 ist das Spektrum im Intervall $100 \text{ MHz} < \nu < 900 \text{ MHz}$ dargestellt. Das

Spektrum wurde in 50 MHz-Schritten aufgenommen und die Bilder anschließend aneinandergefügt.

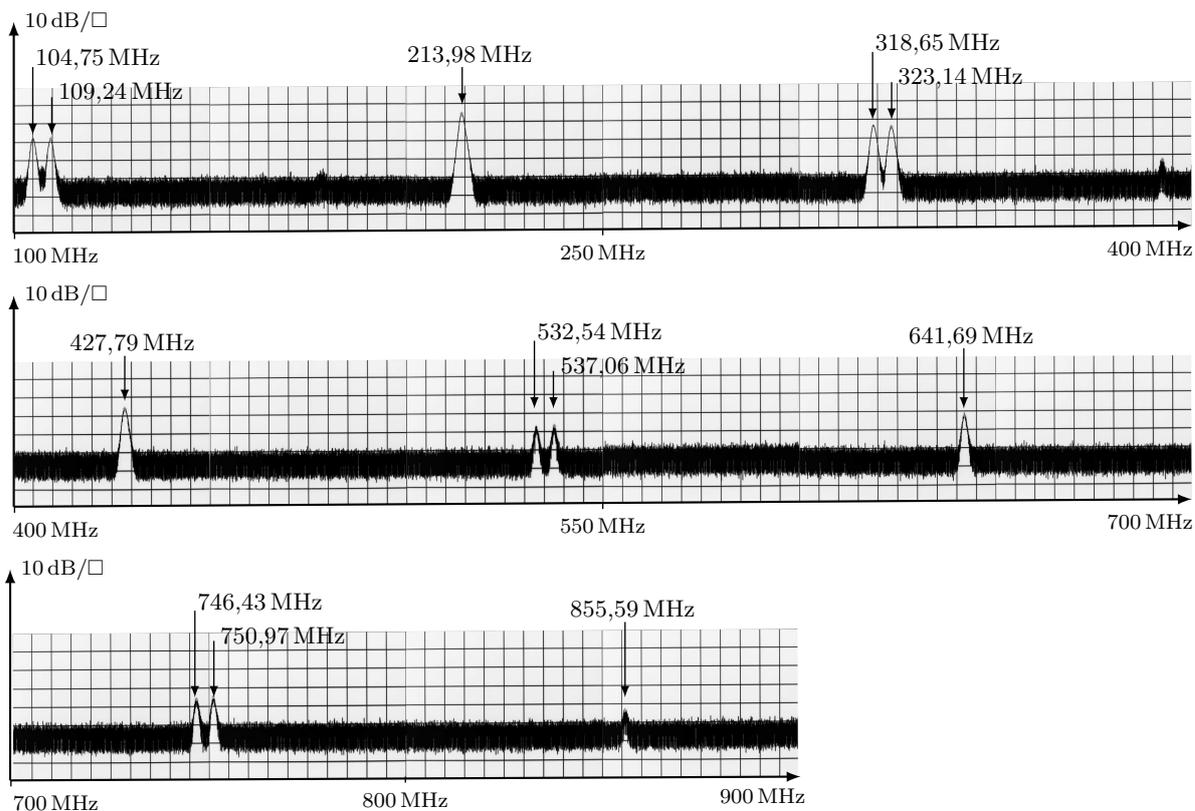


Abb. 37: Schwebungsfrequenzen $\Delta\nu$ der TEM_{00} - und $\text{TEM}_{10(01)}$ -Moden in einem konfokalen Resonator mit $R_{1,2} = 700$ mm und $L \approx 700$ mm.

Das Spektrum in Abb. 37 zeigt die bekannten Schwebungsfrequenzen der TEM_{00} -Mode mit einem durchschnittlichen Wert von $\Delta\nu_{00,\Delta q} = q(213,87 \pm 0,05)$ MHz. Zusätzlich sind um $\Delta\nu/2$ verschobene Doppelpeaks zu erkennen; der Abstand zweier solcher Peaks beträgt durchschnittlich $\Delta\nu_{\text{Peak}} = (4,51 \pm 0,03)$ MHz. Es liegt die Vermutung nahe, dass es sich bei den Doppelpeaks um Schwebungsfrequenzen der $\text{TEM}_{10(01)}$ -Mode handelt, welche an den Spiegeln bereits zu beobachten war. Dies soll mit Hilfe der Gleichung (2.21) überprüft werden, wobei darauf zu achten ist, dass es sich bei dem Resonator nicht um einen exakten konfokalen Resonator handelt. Die Länge des Resonators beträgt bei der gemessenen Schwebungsfrequenz der TEM_{00} -Mode von $\Delta\nu = (213,87 \pm 0,05)$ MHz gerade $L = (700,9 \pm 0,2)$ mm. Mit dieser Länge und der Voraussetzung, dass die Spiegelradien exakt $R_{1,2} = 700$ mm betragen, ändert sich Gleichung (2.21) zu

$$\Delta\nu = \frac{c}{2L} \left(\Delta q + \left(\frac{1}{2} \pm 0,000409 \right) (\Delta m + \Delta n) \right). \quad (6.53)$$

In Tabelle 6 sind die mit Gleichung (6.53) berechneten und gemessenen Werte aufgelistet.

Δm	Δn	Δq	$\Delta\nu_{\text{Theo}}(\text{MHz})$	$\Delta\nu_{\text{Messung}}(\text{MHz})$
0	0	1	213,87	$213,98 \pm 0,01$
1	0	0	106,85 107,02	$104,75 \pm 0,01$ $109,24 \pm 0,01$
1	1	0	213,70 214,04	$213,98 \pm 0,01$
0	0	2	427,73	$427,79 \pm 0,01$
1	0	1	320,71 320,88	$318,65 \pm 0,01$ $323,14 \pm 0,01$
1	1	1	427,55 427,90	$427,79 \pm 0,01$
0	0	3	641,59	$641,69 \pm 0,01$
1	0	2	534,57 534,75	$532,54 \pm 0,01$ $537,06 \pm 0,01$
1	1	2	641,45 641,77	$641,69 \pm 0,01$

Tabelle 6: Theoretisch berechnete Schwebungsfrequenzen verschiedener $\text{TEM}_{m,n,\Delta q}$ -Moden. Die experimentell gemessenen Werte wurden den theoretischen Werten zugeordnet.

Die Werte in Tabelle 6 zeigen, dass es sich bei den Doppelpeaks um die Schwebungsfrequenz der $\text{TEM}_{10(01)}$ -Mode handelt. Die Berechnung höherer Moden und höherer Ordnungen Δq wurde daher ausgelassen. Weiterhin wird deutlich, dass die Werte der Schwebungsfrequenzen der $\text{TEM}_{11,\Delta q}$ -Moden mit den Werten der $\text{TEM}_{00,\Delta q}$ -Moden zusammenfallen und daher diese Doppelpeaks nicht aufgelöst werden können. Obwohl der korrigierte Wert für die Länge L des Resonators verwendet wurde, weichen die experimentellen Werte der $\text{TEM}_{10(01),\Delta q}$ -Moden leicht von den berechneten Werten ab. Eine mögliche Erklärung dafür ist, dass auch die Spiegelradien nicht exakt $R_{1,2} = 700$ mm betragen. Im nächsten Schritt soll aus dem mittleren Abstand der Doppelpeaks $\Delta\nu_{\text{Peak}} = (4,51 \pm 0,03)$ MHz der Radius der Spiegel berechnet werden. Es wird dabei angenommen, dass $R_{1,2} = R$ gilt. Für den Abstand der Doppelpeaks $\Delta\nu_{\text{Peak}}$ einer $\text{TEM}_{10,\Delta q}$ -Mode gemäß Gleichung (6.53) gilt allgemein

$$\Delta\nu_{\text{Peak}} = \frac{c}{2L} \left(1 - \frac{2 \arccos \sqrt{g_1 g_2}}{\pi} \right). \quad (6.54)$$

Somit erhalten wir für den Spiegelradius den Ausdruck

$$R = L \cdot \left(1 + \cos \frac{\pi(2L\Delta\nu_{\text{Peak}} - c)}{2c} \right)^{-1}. \quad (6.55)$$

Der experimentell bestimmte Spiegelradius beträgt nach Gleichung (6.55) $R = (678,4 \pm 0,3)$ mm. Mit dem korrigierten Längenwert, Spiegelradius und Gleichung (2.21) erhält man für die ersten zwei Ordnungen der Doppelpeaks die theoretischen Werte

$$\Delta\nu_{100}^{\text{Peak}} = \begin{cases} 104,67 \text{ MHz} \\ 109,19 \text{ MHz} \end{cases} \quad \Delta\nu_{101}^{\text{Peak}} = \begin{cases} 318,54 \text{ MHz} \\ 323,06 \text{ MHz} \end{cases}.$$

Prinzipiell können also aus den beobachteten Schwebungsfrequenzen die beteiligten Moden, die Länge des Resonators und der Krümmungsradius der Spiegel bestimmt werden. Für Messungen dieser Art ist es vorteilhaft einen Hohlspiegelresonator mit $R_{1,2} = 700$ mm zu verwenden, da in dieser Konstellation besonders viele Moden anschwingen.

Messung am hemisphärischen Resonator

Zusätzlich wurden die longitudinalen Moden im hemisphärischen Resonator untersucht. Es wurde dazu ein Resonator mit $R_1 = 1000$ mm und einer Länge von $L = 500$ mm im TEM_{00} -Betrieb aufgebaut. Der Abstand der Schwebungsfrequenzen sollte gemäß Gleichung (2.21) $\Delta\nu = 299,8$ MHz betragen. In Abb. 38 ist das Übersichtsspektrum im Intervall $250 \text{ MHz} < \nu < 910$ MHz dargestellt. Abbildung 39 zeigt die erste Schwebungsfrequenz, besser aufgelöst.

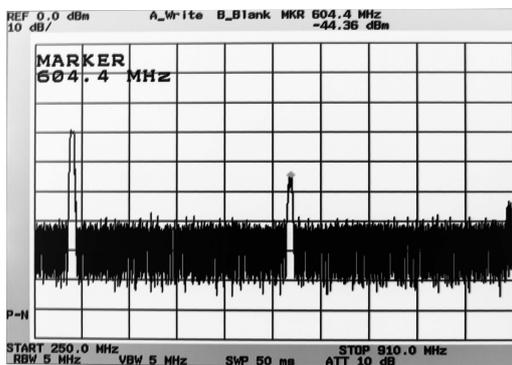


Abb. 38: Übersichtsspektrum der Schwebungsfrequenzen beim hemisphärischen Resonator mit $R_1 = 1000$ mm im TEM_{00} -Betrieb.

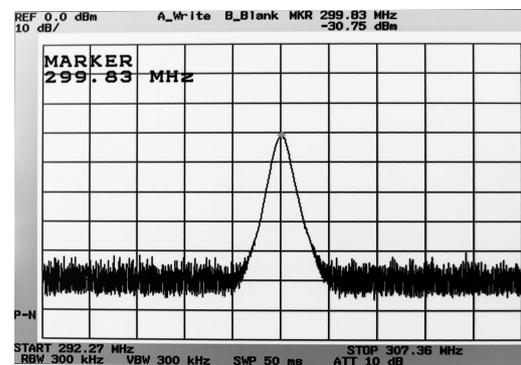


Abb. 39: Erste Schwebungsfrequenz $\Delta\nu_{\Delta q=1} = (299,83 \pm 0,02)$ MHz.

Insgesamt konnten drei Schwebungsfrequenzen gemessen werden. Somit befinden sich mindestens vier longitudinale Moden oberhalb der Verlustlinie im Verstärkungsprofil.

6.2 Messungen mit dem Etalon

Wie in Kapitel 2.4 beschrieben, können mit dem Fabry-Pérot-Etalon die longitudinalen Moden einzeln durchgestimmt werden. Das Etalon von PI-miCos besteht aus einer Quarzglasplatte mit der Dicke $d = 1$ cm und ist auf einer Halterung gelagert, die sich mit zwei Stellschrauben verkippen lässt. Für eine Messung der Leistung der einzelnen Moden wurde das Etalon in den Resonator gestellt und langsam mit Hilfe einer Stellschraube verkippt. Beim Erreichen einer Eigenfrequenz begann die Lasertätigkeit und die Leistung der jeweiligen Mode konnte mit der großen Photodiode gemessen werden. Die Messung wurde an einem konfokalen Resonator mit $R_{1,2} = 700$ mm durchgeführt. In Abb. 40 ist zu erkennen, dass insgesamt neun verschiedene Eigenfrequenzen innerhalb des Verstärkungsprofils gefunden werden konnten. Dies stimmt gut mit den in Kapitel 6.1 beobachteten Schwebungsfrequenzen von sieben Moden überein.

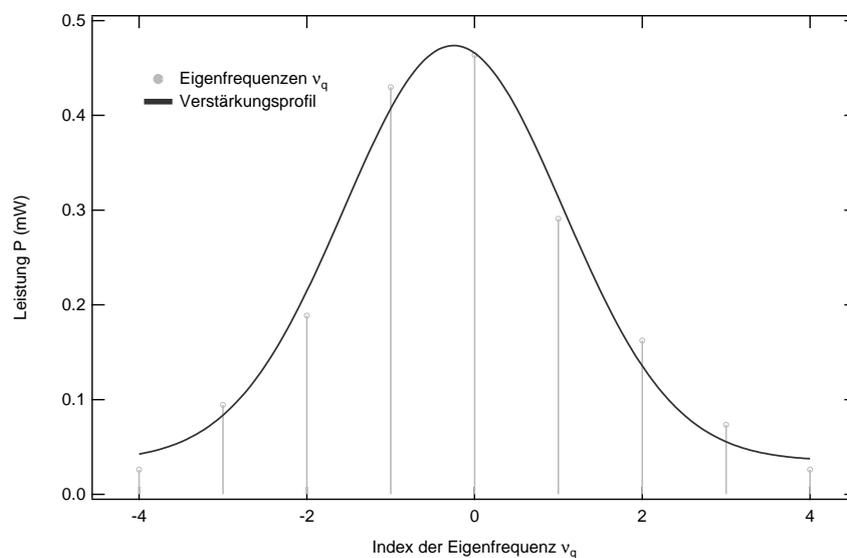


Abb. 40: Leistung der einzelnen, mit dem Etalon aufgelösten longitudinalen Moden im Verstärkungsprofil. Das Verstärkungsprofil wurde mit einem Gauß-Fit numerisch angepasst.

6.3 Messung mit dem hochauflösenden Spektrometer

Im Rahmen der Bachelorarbeit³⁴ von Jan Eggemann wurde ein hochauflösendes Spektrometer aufgebaut. Als Beispielmessung wurde die 632,8 nm-Linie eines He-Ne-Lasers³⁵ mit einer Resonatorlänge von $L = 22$ cm vermessen. Der Laser zeigte bei der Messung mit dem Spektrumanalysator keine Schwebungsfrequenzen, die bei einer Frequenz von $\nu = 682$ MHz und deren Vielfachen erwartet wurden. Daher kann angenommen werden, dass lediglich eine longitudinale Mode vorhanden ist. In Abb. 41 ist das inhomogene, durch den Dopplereffekt verbreiterte Verstärkungsprofil (ca. 1,5 GHz) der Laserlinie zu erkennen.

³⁴vgl.: Eggemann: Bachelorarbeit [14], 2012

³⁵Modell: GLG5002 mit 1 mW Leistung

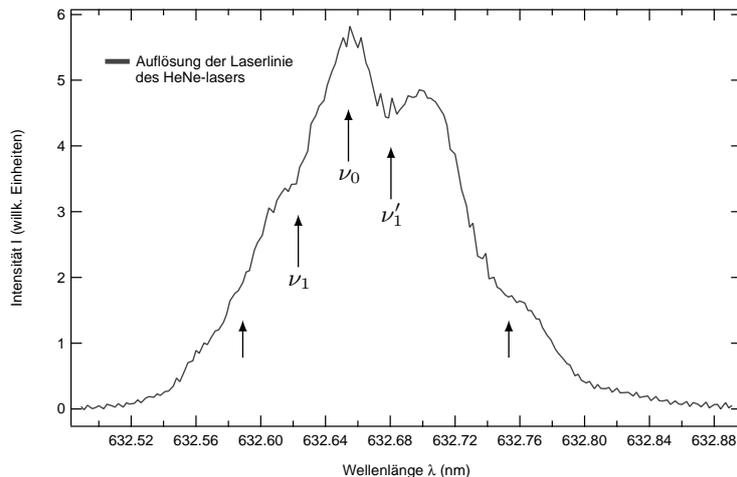


Abb. 41: Hochaufgelöste 632,8 nm-Linie des He-Ne-Lasers mit einer Resonatorlänge von $L = 22$ cm. Die absolute Lage der Wellenlängenskala ist leicht verschoben.

Bei der dopplerverbreiterten Linie (Mittelfrequenz ν_0) tragen bei einer in z -Richtung laufenden Welle mit der Frequenz $\nu_1 = \nu_0 + \delta\nu$ alle Atome innerhalb der Geschwindigkeitsklasse $v_z = c(\delta\nu/\nu_0)$ zur Verstärkung bei. Für die entgegenlaufende Welle mit der Frequenz $\nu'_1 = \nu_0 - \delta\nu$ tragen alle Atome der Geschwindigkeitsklasse $-v_z$ zur Verstärkung bei. Da sich ein Gleichgewicht zwischen Pumprate und Emissionsrate einstellt, wird die Inversionsdichte mit steigender Laserleistung geringer. Es tritt eine Sättigung der Verstärkung ein. Bei einer stehenden Welle im Resonator treten demzufolge zwei „Löcher“ bei ν_1 und ν'_1 im Linienprofil, symmetrisch zur Mittelfrequenz ν_0 , auf. Es gilt

$$(\nu_1 - \nu'_1) = 2(\nu_0 - \nu_1) . \quad (6.56)$$

Dieser Prozess wird als *spektrales Lochbrennen* bezeichnet. Die Löcher besitzen eine Lorentzform, deren Breite oberhalb der homogenen Linienbreite liegt und überwiegend durch Stoßverbreiterung (ca. 100 MHz) bestimmt ist. Die tatsächliche Breite hängt vom Fülldruck der Laserröhre, sowie der Laserleistung ab.³⁶ Die am Rande des Linienprofils liegenden Schultern können spektrale Löcher einer weiteren beteiligten Mode sein.

³⁶vgl.: W. Kleen, R. Müller: Laser [11], S.113, 258

7 Wellenlängenselektion

Bei dem in der vorliegenden Arbeit untersuchten He-Ne-Laser kann in der hemisphärischen Resonatorconfiguration ($R_1 = \infty$, Refl. 99,7%) und ($R_1 = 700$ mm, Refl. 98,4%) mit einer Länge von $L = 700$ mm eine Wellenlängenselektion vorgenommen werden, wenn innerhalb des Resonators eine doppelbrechende Platte unter dem Brewsterwinkel positioniert wird. Das Rotieren der doppelbrechenden Platte ermöglicht es, dass der Laser, je nach Drehwinkel, wahlweise mit den Wellenlängen 611,8 nm, 629,4 nm, 632,8 nm, 635,2 nm und 640,1 nm der Linien des He-Ne-Lasers, schwingen kann. Eine andere Möglichkeit des Durchstimmens der Wellenlängen ist der Ersatz des Planspiegels durch ein Littrow-Prisma. Ein Verkippen des Littrow-Prismas im Strahlengang führt zur Abstimmung des Resonators auf o. g. Wellenlängen. Da der Gewinn bei den anderen Übergängen klein war und beide Spiegel, sowie das Littrow-Prisma hochreflektierend waren, lag die Leistung des Lasers in beiden Fällen im μ W-Bereich. Ein befriedigender und stabiler Betrieb für diese Messungen war daher nicht möglich.

Darüber hinaus wurde ein grüner He-Ne-Laser³⁷, an dessen Rohrenden im grünen Bereich reflektierenden Spiegel integriert waren, aufgebaut und zusätzlich mit einem äußeren hemisphärischen Resonator der Länge $L = 700$ mm versehen. Der äußere Resonator bestand aus Spiegeln, welche im roten (580 – 640 nm) Bereich hochreflektierend waren. In Abb. 42 ist das Spektrum des grün emittierenden Lasers zu erkennen.

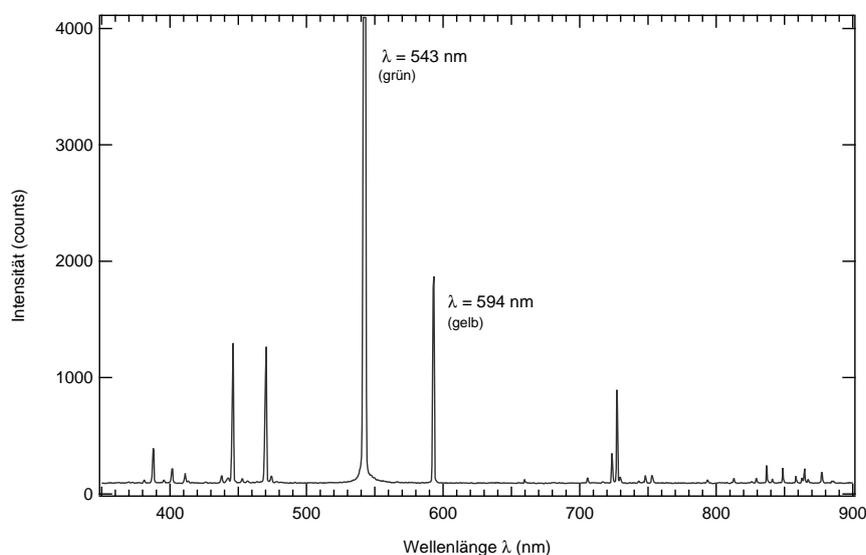


Abb. 42: Spektrum eines grün emittierenden He-Ne-Lasers (PMS-LHGR-0050). Die dominierende Linie bei 543 nm und der Übergang bei 594 nm sind beobachtbar. Die weiteren Linien stammen von der Gasentladung.

Durch den äußeren Resonator verändert der Laser seine Farbe, da nun der Übergang bei 594 nm stärker anschwingen kann. Dies ist im Spektrum in Abb. 43 zu erkennen, indem die Linie bei 594 nm eine deutlich stärkere Intensität aufweist, als die emittierte Linie des inneren Resonators. Dieses Experiment eignet sich sehr gut als Demonstrationsexperiment zum He-Ne-Laserversuch.

³⁷Modell: PMS-LHGR-0050 mit 0,5 mW Leistung

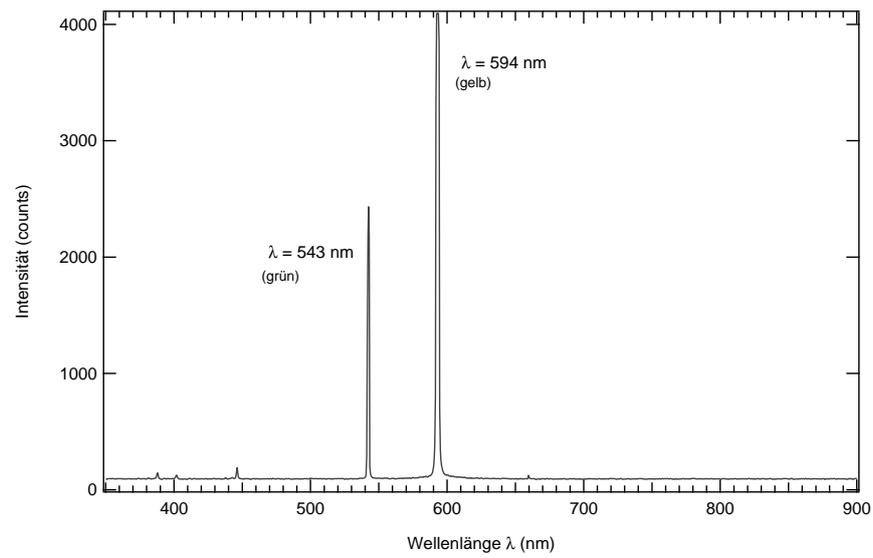


Abb. 43: Spektrum des ursprünglich grünen He-Ne-Lasers mit zusätzlichem äußeren Resonatorspiegeln ($R_1 = \infty$, Refl. 99,7% und $R_2 = 700$ mm, Refl. 98,4%; jeweils zwischen 580 und 710 nm hochreflektierend).

8 Zusammenfassung

Im Rahmen der vorliegenden Arbeit wurden auf der Grundlage eines neu beschafften He-Ne-Laserrohres sinnvolle Aufgabenstellungen für einen zukünftigen Versuch im Fortgeschrittenenpraktikum zu den Grundlagen des Lasers erarbeitet und erprobt. Aufgrund des beschränkten Zeitraumes bei Versuchen im Fortgeschrittenenpraktikum mussten ausgewählte Aufgabenstellungen erarbeitet werden, die später von Studierenden erfolgreich und in angemessener Zeit zu absolvieren sind. Für die Realisierung der verschiedenen Messaufgaben war es notwendig, eine Reihe von Zusatzkomponenten mit Hilfe der Mechanikwerkstatt im FB1 anzufertigen und zu erproben.

Zuerst wurden verschiedene symmetrische und asymmetrische Resonatorkonfigurationen und deren Stabilitätsbereiche im Multimoden-Betrieb des Lasers untersucht. Ausgehend von einem Resonator mit $R_1 = R_2 = 700$ mm, wurde die Laserleistung im gesamten Stabilitätsbereich, bis hin zum sphärischen Resonator vermessen. Eine Laserausgangsleistung von knapp 4 mW konnte nachgewiesen werden. Bei einer asymmetrischen Spiegelkombination mit $R_1 = 700$ mm und $R_2 = 850$ mm konnte, wie erwartet, im instabilen Bereich zwischen 700 und 850 mm kein Anschwingen des Lasers beobachtet werden. Zudem wurde die Abhängigkeit der Laserleistung von der Position des aktiven Mediums im konfokalen Resonator untersucht und eine optimale Position der Röhre, mittig im Resonator, festgestellt.

Für die Leistungsmessung wurden verschiedene langsame Si-Photodioden erprobt und mit einem konfigurierten Leistungsmesser für die Laserwellenlänge $\lambda = 633$ nm kalibriert. So wurde eine großflächige (aktive Fläche ca. 1 cm^2) Photodiode betrieben und der zur auffallenden Intensität proportionale Kurzschlussstrom ausgewertet. Zudem wurde eine kleinflächige Photodiode (aktive Fläche ca. 16 mm^2) der Firma PI-miCos verwendet. Es stellte sich heraus, dass für eine Untersuchung der Resonatorstabilität, die ein mehrfaches nachjustieren der Spiegel erfordert, die großflächige Photodiode besser geeignet war.

Da das zur Verfügung stehende Laserrohr beidseitig über Brewsterfenster verfügt, wurde die Polarisation der Laserstrahlung mit einem Polfilter und der großflächigen Photodiode vermessen. Zur Charakterisierung der einzelnen Komponenten wurden das Transmissionsverhalten aller dielektrischen Spiegel, das Emissionsspektrum der Gasentladung und der Laserlinie mit dem USB-Spektrometer von Ocean-Optics aufgenommen.

Zur Vermessung der Strahltaile und der Divergenz wurde ein konfokaler Resonator mit $R_1 = R_2 = 700$ mm und eine im Mikrometerbereich in x - und y -Richtung justierbare Stage mit einer Lochblende ($d = 0,2$ mm) und einer Photodiode aufgebaut. Da die Strahltaile beim konfokalen Resonator im aktiven Medium liegt, wurde der Strahl mit einer Linse transformiert und anschließend mit der Stage an mehreren Positionen vermessen, um daraus die Divergenz, sowie die Strahltaile außerhalb des Resonators zu bestimmen und mit den berechneten Werten zu vergleichen. Die Ergebnisse deuteten auf eine geringe Strahlqualität des Lasers in dieser Konfiguration hin. Da beim hemisphärischen Resonator die Strahltaile auf

dem planaren Auskoppelspiegel liegt, konnte die Messung in diesem Fall ohne Linse durchgeführt werden, was zu deutlich besseren Ergebnissen geführt hat.

Die longitudinalen Moden wurden ebenfalls für verschiedene Resonatorkonfigurationen vermessen. Dazu wurde eine schnelle Si-Photodiode (S5973-01) aufgebaut und die Schwebungsfrequenzen zwischen den Moden mit einem Spektrumanalysator gemessen. Aus den insgesamt sechs beobachtbaren Schwebungsfrequenzen beim konfokalen Resonator konnte die Resonatorlänge genau bestimmt werden und auf sieben longitudinale Moden im Verstärkungsbereich geschlossen werden. Dieses Ergebnis wurde durch das Einfügen eines Etalons in den Resonator bestätigt. Durch Verkippen des Etalons konnten die einzelnen longitudinalen Moden aufgelöst und deren Leistung ermittelt werden.

Bei gering vergrößerter Länge des konfokalen Resonators konnten neben den Schwebungsfrequenzen der longitudinalen Moden auch mehrere Schwebungsfrequenzen zwischen longitudinalen- und transversalen Moden beobachtet und eindeutig zugeordnet werden. Aus diesen Ergebnissen wurde die genaue Resonatorlänge sowie der genaue Krümmungsradius der Spiegel bestimmt.

Durch Einbringen eines in x - und y -Richtung verschiebbaren dünnen Drahtes in den Strahlengang im Resonator, konnten unerwünschte Moden unterdrückt und dadurch bewusst bestimmte TEM-Moden zum anschwingen gebracht werden. Mit Hilfe einer Linse, einem Schirm und einer HD-Kamera wurden die Bilder der Moden aufgenommen und ausgewertet. Die TEM-Moden sind vorzugsweise beim symmetrischen Resonator mit sphärischen Spiegeln zu beobachten und bei richtiger Justierung bereits auf den Spiegeln mit dem Auge erkennbar.

Prinzipiell gestattet der Versuchsaufbau eine Wellenlängenselektion mit einer doppelbrechenden Platte, die drehbar unter dem Brewsterwinkel in den Strahlengang im Resonator eingebracht wird, oder mit Hilfe eines verkippbaren Littrowprismas anstelle eines hochreflektierenden Planspiegels im hemisphärischen Resonator. Ein stabiler Bereich auf anderen Wellenlängen wurde dennoch nicht erreicht, da die Leistung des Laserrohres zu gering war.

Als Demonstrationsversuch wurde ein konfektionierter grüner He-Ne-Laser mit einem zusätzlichen äußeren konfokalen Resonator mit hochreflektierenden Spiegeln (580 nm bis 710 nm) versehen, wodurch der gelbe Übergang bei 594 nm stärker anschwingen konnte und der Laser seine Farbe geändert hat.

Insgesamt ergeben sich aus der vorliegenden Arbeit eine Vielzahl anspruchsvoller Messaufgaben für einen zukünftigen Fortgeschrittenen-Praktikumsversuch zu den Grundlagen des Lasers.

Literatur

- [1] Wolfgang Demtröder: *Experimentalphysik 3 Atome, Moleküle und Festkörper*, 3. Auflage, Springer Berlin Heidelberg, 2005
- [2] Pfeiffer: Anleitung Laser, 13.01.2004. URL <http://ebookbrowse.com/anleitung-laser-2004-pfeiffer-13-01-04-doc-d95984359>, 06.08.2012
- [3] Dr. W. Luhs, MEOS GmbH: Experiment 06 - Helium Neon Laser, Eschbach, November 1999/Juli 2003. URL <http://www.repairfaq.ece.drexel.edu/sam/MEOS/EXP06.pdf>, 06.08.2012
- [4] Steffen Marius Meier: Bachelorarbeit *Studie zur Entwicklung und Aufbau eines gepulsten Farbstofflasers für das Fortgeschrittenenpraktikum*, Ruhr-Universität Bochum, Sommersemester 2009
- [5] Hendrick van Hess: Das Etalon (Homepage), 19.11.1998. URL <http://theory.gsi.de/~vanhees/faq/laser/node14.html>, 13.08.2012
- [6] Homepage: Ocean Optics *inventors of the worlds first miniatur spectrometer*. URL www.oceanoptics.com/Products/spectrometers.asp, 12.08.2012
- [7] Wilfried Nörtershäuser: Vorlesung: *Physik des Lasers*. Johannes Gutenberg-Universität Mainz, Wintersemester 2008/09
- [8] Jürgen Eichler, Hans Joachim Eichler: *Laser Bauformen, Strahlführung, Anwendung*. 6. Auflage, Springer-Verlag Berlin, 2006
- [9] Hans Joachim Eichler, Heinz-Detlef Kronfeldt, Jürgen Sahm: *Das neue Physikalische Grundpraktikum*. 2. Auflage, Springer-Verlag Berlin, 2006
- [10] Jürgen Eichler, Lothar Dünkel, Bernd Eppich: *Die Strahlqualität von Lasern Wie bestimmt man Beugungsmaßzahl und Strahldurchmesser in der Praxis?*. TFH Berlin, TU Berlin, Oktober 2004
- [11] W. Kleen, R. Müller: *Laser Verstärkung durch induzierte Emission, Sender optischer Strahlung hoher Kohärenz und Leistungsdichte*. Springer Verlag Berlin/Heidelberg, 1969
- [12] Homepage: Wave Metrics *Technical graphing and data analysis software for scientists and engineers*. URL <http://www.wavemetrics.com/products/igorpro/dataanalysis/curvefitting.htm>, 24.07.2012
- [13] Homepage von hamamatsu *Datenblatt zu Si PIN photodiode S5971,S5972,S5973 series*. URL http://www.sales.hamamatsu.com/assets/pdf/parts_S/S5971_etc.pdf, 01.08.2012
- [14] Jan Eggemann: Bachelorarbeit *Aufbau einer mit LabVIEW gesteuerten Apparatur zur Messung der Fluoreszenz und Absorption*, Universität Bremen, 2012

Anhang

Kalibrierungskurven für die PI-miCos-Leistungsmesser

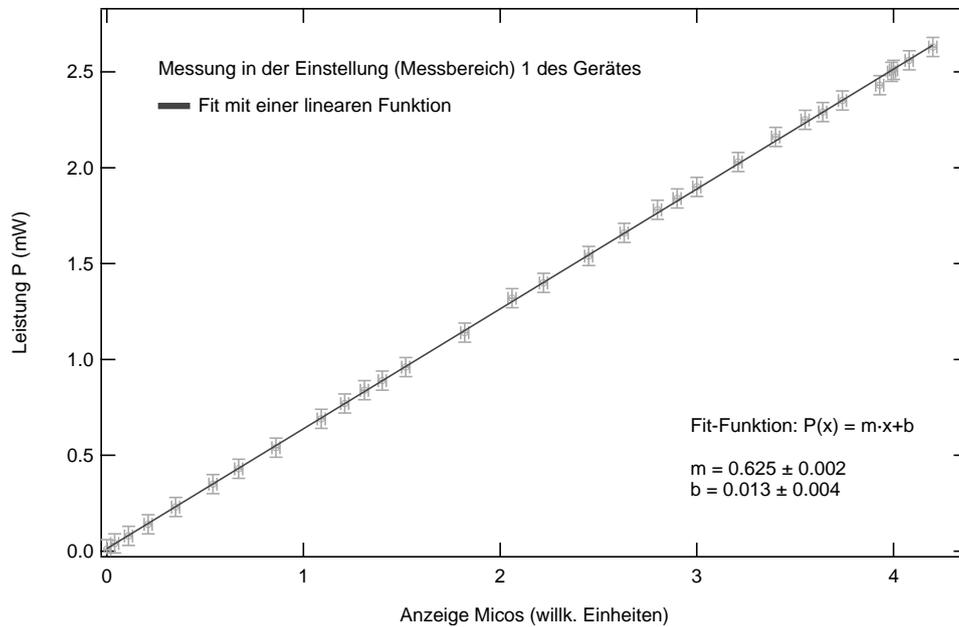


Abb. 44: Kalibrierungskurve der Anzeige des Messgerätes von PI-miCos für die Messung der Leistung des Lasers mit der Photodiode. Es wurde bei dieser Messung die Messbereichseinstellung 1 gewählt.

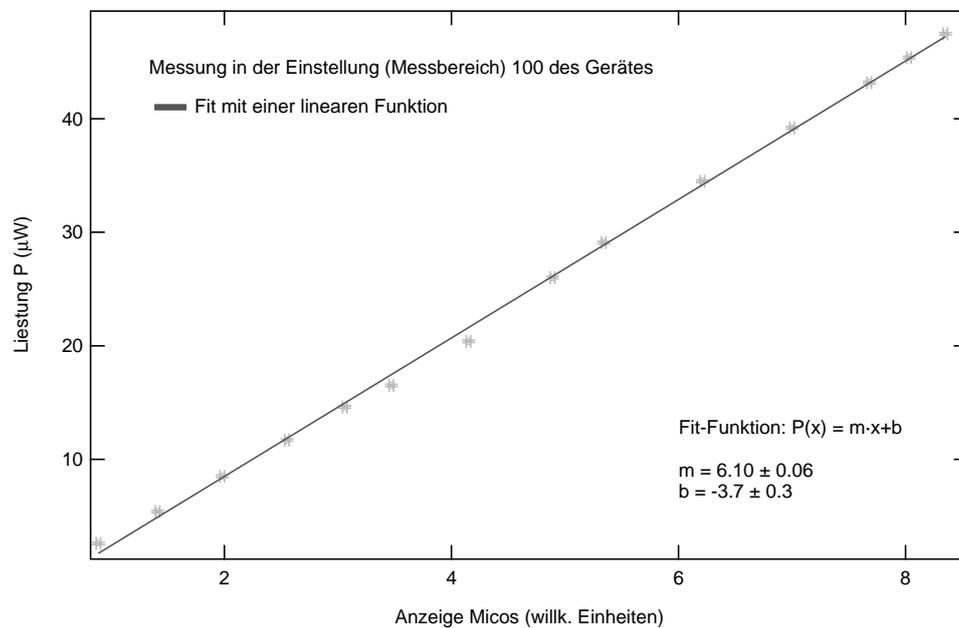


Abb. 45: Kalibrierungskurve der Anzeige des Messgerätes von PI-miCos für die Messung der Leistung des Lasers mit der Photodiode. Es wurde bei dieser Messung die Messbereichseinstellung 100 gewählt.

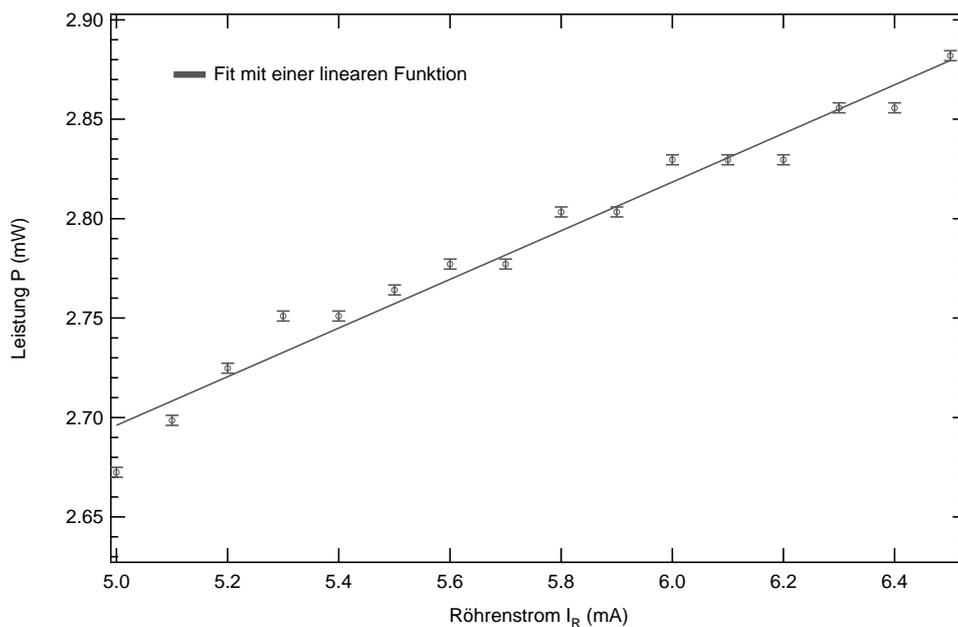


Abb. 46: Leistung P des Lasers in Abhängigkeit vom Röhrenstrom. Die Messung wurde mit der großen Photodiode durchgeführt.

Messung der Leistung $P(L)$ in Abhängigkeit von der Resonatorlänge L mit der kleinen Photodiode von PI-miCos

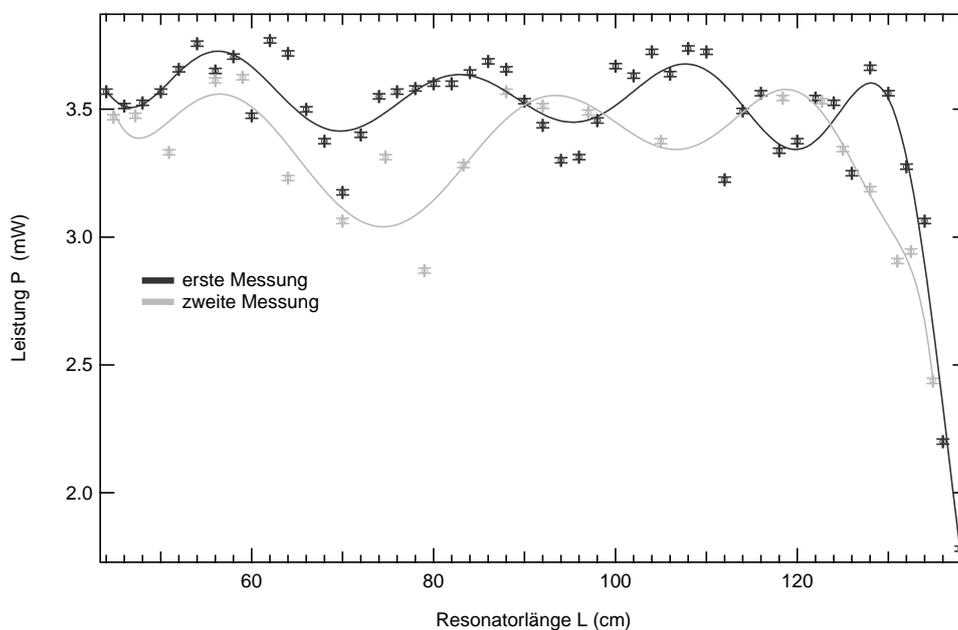


Abb. 47: Verlauf der Leistung $P(L)$ des Lasers in Abhängigkeit von der Resonatorlänge L . Die Messung wurde an einem Hohlspiegelresonator mit $R_{1,2} = 700$ mm mit der kleinen Photodiode von PI-miCos durchgeführt. Die Werte wurden mit einem Polynom angepasst.

Transmissionspektren der Spiegel

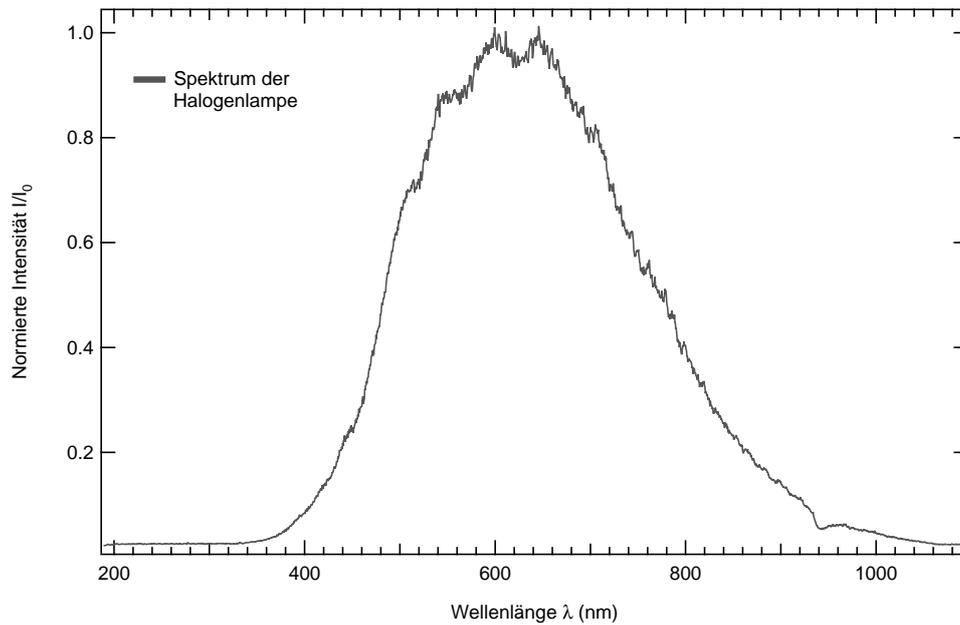


Abb. 48: Emissionsspektrum einer Halogenlampe. Die Messung wurde mit dem Spektrometer HR2000 durchgeführt.

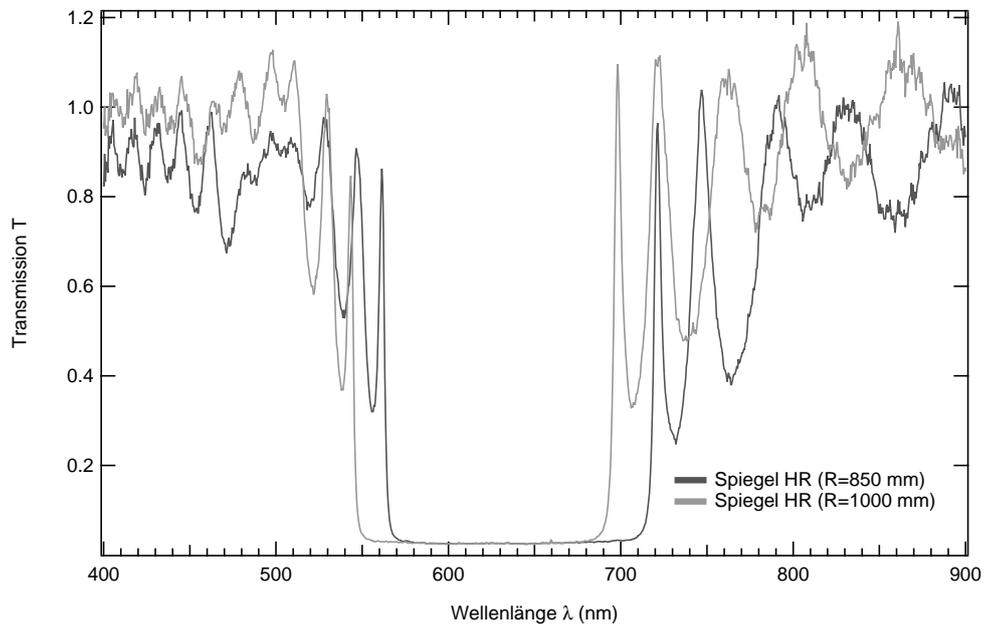


Abb. 49: Transmissionsspektrum zweier HR-Spiegel von PI-miCos. Die Messung wurde mit dem Spektrometer HR2000 durchgeführt. Die Spiegel haben einen Krümmungsradius von $R = 850$ mm und $R = 1000$ mm.

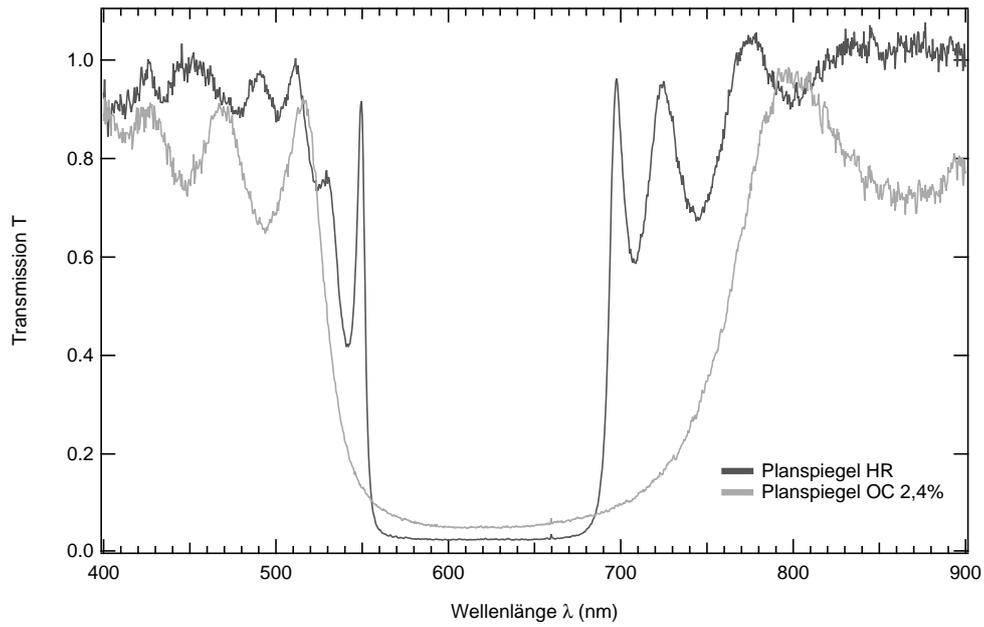


Abb. 50: Transmissionsspektrum eines OC-Planspiegels $T = 2,4\%$ und eines HR-Planspiegels von PI-miCos. Die Messung wurde mit dem Spektrometer HR2000 durchgeführt.

Strahlprofil beim hemisphärischen Resonator

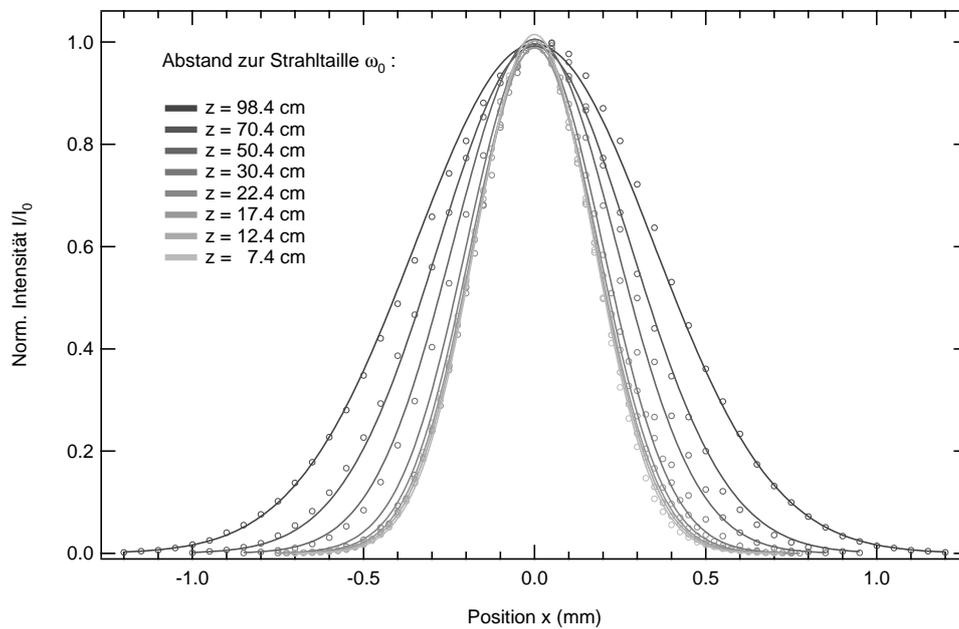


Abb. 51: Auftragung der normierten Intensitäten I/I_0 der Gaußprofile aus Abb. 30 des hemisphärischen Resonators. Die Messwerte wurden mit Gaußfunktionen angepasst.

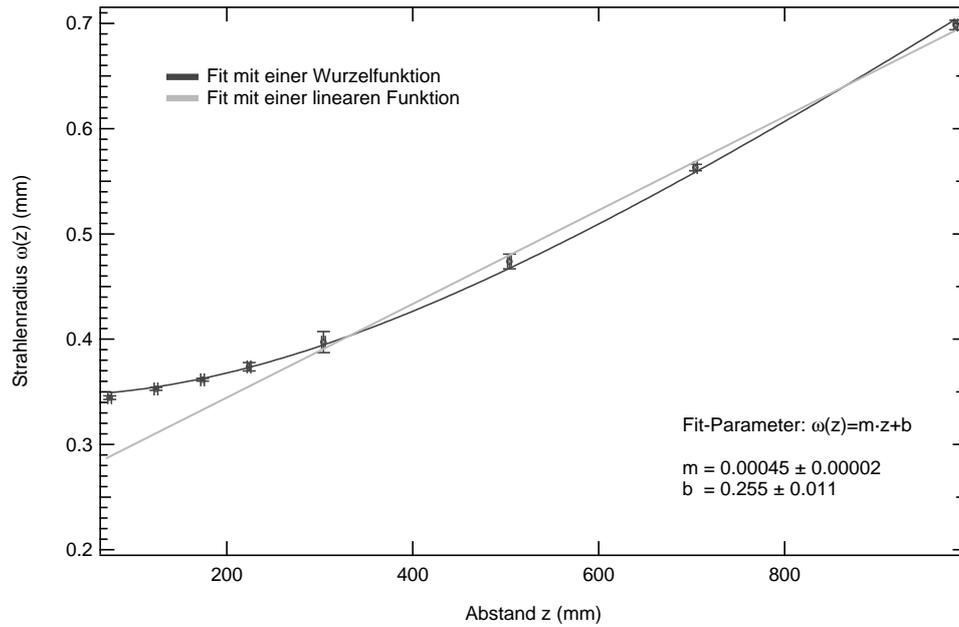


Abb. 52: Verlauf des Strahlradius $\omega(z)$ beim hemisphärischen Resonator. Die Messwerte wurden mit einer Wurzelfunktion approximiert. Die Gerade wurde im Bereich $z > 300$ mm angepasst.

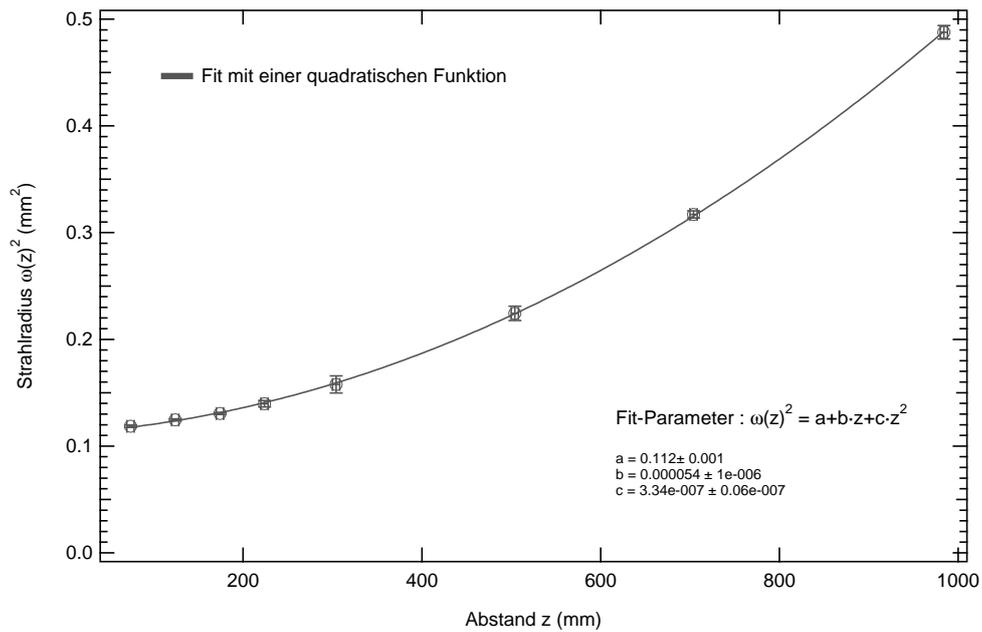


Abb. 53: Verlauf des quadrierten Strahlradius $\omega(z)$ beim hemisphärischen Resonator. Die Messwerte wurden mit einer quadratischen Funktion angepasst.

Danksagung

Allen voran möchte mich bei Herr Prof. Dr. I. Rückmann dafür bedanken, dass ich bei ihm im physikalischen Praktikum meine Bachelorarbeit schreiben durfte. Diese Arbeit wäre ohne die großartige Betreuung von Prof. Rückmann nicht möglich gewesen. Er war stets an den Fortschritten und den Ergebnissen der Arbeit interessiert und für jede Frage offen. Ich danke zudem Herrn Prof. Dr. J. Notholt für die Zweitbegutachtung dieser Arbeit.

Weiter möchte ich mich für die Hilfe der technischen Mitarbeiter des physikalischen Praktikums bedanken, die mir bei der Suche von Gerätschaften und Bauteilen stets geholfen haben und immer für nette Gespräche offen waren.

Ganz besonders danke ich meinen Studienkollegen Jan Eggemann, ohne dessen Hilfe ich die Fehler in meinen Rechnungen nie gefunden hätte und ohne den die Zeit im Büro langweilig geworden wäre. Ich danke auch meinen Kommilitonen Alexander Schulz, der mit mir die ein oder andere Nachtschicht eingelegt hat.

Mein letzter Dank gilt meiner Freundin Carolin Meyer, die mir immer den Rücken frei gehalten hat und meiner Familie, die mich bei meinem bisherigen Studium in jeder erdenklichen Weise unterstützt hat.