

Versuch zu Gaußscher Strahlenoptik

Stand dieses Dokuments: Version 2.5, 28.01.2011

In diesem Versuch soll das Verhalten von “Lichtstrahlen” untersucht werden, wie sie zum Beispiel von Lasern erzeugt werden. Diese Strahlen sind im Unterschied zu den (hypothetischen) Lichtstrahlen der geometrischen Optik, mit deren Hilfe optische Systeme wie Linsen beschrieben werden, reine Wellenphänomene, welche den Gesetzen der klassischen Elektrodynamik genügen. Gaußsche Strahlen sind Lichtfeldkonfigurationen, die dem intuitiven Bild eines Lichtstrahls sehr nahe kommen.

Experimentell soll in einem ersten Versuchsteil das Intensitätsprofil solcher Gaußschen Lichtstrahlen vermessen werden, und die Auswirkung von optischen Elementen untersucht werden. Im zweiten Teil des Versuchs soll dann ein optischer Resonator untersucht werden, solche Resonatoren werden zum Beispiel in Lasern zur Erzeugung von (Gaußschen) Strahlen benutzt.

Vorgehensweise im Versuch

Zunächst sollten Sie sich einen Überblick über das Themengebiet verschaffen; der Theorieteil dieser Anleitung ist dabei nicht als vollständige Abhandlung über das Gebiet, sondern eher als Stichwortliste von Begriffen zu verstehen, über die Sie sich in einem der angegebenen Optik-Bücher (oder aus anderen Quellen) informieren sollten.

Tun Sie sich, uns und Ihren Mitstudenten bitte den Gefallen, und lesen Sie die **Warnhinweise** am Ende der Anleitung durch. So vermeiden Sie die Beschädigung kostspieliger Komponenten.

Lesen Sie bitte vor dem Versuch auch den experimentellen Teil dieser Anleitung durch, damit Sie wissen, auf was Sie beim Experimentieren achten müssen. Für die Auswertung lösen Sie bitte auch die **Aufgaben** auf den Seiten 7 und 16.

1 Theoretische Grundlagen

Das Lichtfeld einer Laserquelle kommt - anders als alltäglichere Lichtquellen - sehr nahe an das idealisierte Bild eines elektromagnetischen Feldes einer festen Frequenz. Es besitzt eine hohe Kohärenz, d.h. verschiedene Punkte des Feldes behalten für längere Zeit eine feste Phasenbeziehung. Dadurch können Beugungs- und Interferenzeffekte als wesentliche Merkmale von Wellen deutlich in Erscheinung treten.

Ausgangspunkt zur Beschreibung solcher Strahlen sind die Maxwell-Gleichungen in einem dielektrischen Medium. Magnetische Eigenschaften von Medien, die für Optik wichtig sind

(Gläser, Luft oder auch Vakuum), kann man meistens vernachlässigen, so daß sich die Maxwell-Gleichungen reduzieren auf

$$\nabla^2 \mathbf{E}(\mathbf{x}, t) - \mu_0 \varepsilon(\mathbf{x}) \frac{\partial^2 \mathbf{E}(\mathbf{x}, t)}{\partial t^2} = -\nabla \left(\frac{1}{\varepsilon(\mathbf{x})} \mathbf{E}(\mathbf{x}, t) \cdot \nabla \varepsilon(\mathbf{x}) \right). \quad (1)$$

Dabei ist $\mathbf{E}(\mathbf{x}, t)$ der Vektor des elektrischen Feldes am Ort \mathbf{x} zum Zeitpunkt t , μ_0 die magnetische Feldkonstante des Vakuums und $\varepsilon(\mathbf{x})$ die elektrische Feldkonstante, die die Ortsabhängigkeit des Brechungsindex eines Mediums enthalten kann.

Um sich das Leben etwas zu vereinfachen, beschränkt man sich auf monochromatische, linear polarisierte Lichtfelder. Damit wird die Zeitabhängigkeit sehr einfach, und mit dem Ansatz

$$\mathbf{E}(\mathbf{x}, t) = \mathbf{e} \cdot E(x, y, z) \cdot e^{i\omega t} \quad (2)$$

mit einer zeitunabhängigen komplexen elektrischen Feldamplitude $E(x, y, z)$ und dem Polarisationsvektor \mathbf{e} , kommt man von Gl. 1 auf

$$\nabla^2 E(x, y, z) + k(\mathbf{x})^2 E(x, y, z) = 0, \quad (3)$$

wobei für nicht-leitende, verlustfreie Medien $k^2(\mathbf{x}) = \omega^2 \mu_0 \varepsilon(\mathbf{x})$ gilt.

Eine Lösung zu dieser Gleichung stellen zum Beispiel die ebenen Wellen dar,

$$\mathbf{E}(\mathbf{x}, t) = \mathbf{e} \cdot E_0 e^{i(\omega t - \mathbf{kx})}, \quad (4)$$

mit einem Wellenvektor \mathbf{k} und Polarisationsvektor $\mathbf{e} \perp \mathbf{k}$. Solche Felder haben eine unendliche Ausdehnung. In diesem Versuch soll es jedoch um Lösungen von Gl. (3) gehen, die nicht unendlich ausgedehnt sind, sondern der Vorstellung begrenzter Lichtstrahlen nahe kommen.

1.1 Die paraxiale Wellengleichung in einem homogenen Medium

Geht man von einem homogenen Medium aus ($k = \text{const}$), lautet die Gleichung (3) in kartesischen Koordinaten

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2} + k^2 \right) E(x, y, z) = 0. \quad (5)$$

Wir möchten Lichtstrahlen untersuchen, die sich entlang der z -Achse ausbreiten und machen den folgenden Ansatz

$$E(x, y, z) = E_0 X(x, z) Y(y, z) e^{-ikz}. \quad (6)$$

Die einhüllenden Funktionen $X(x, z)$ und $Y(y, z)$ variieren in der (x, y) -Ebene viel schneller als entlang der z -Achse, dies ist, was man unter einem achsennahen Strahl versteht. Die paraxiale Näherung besteht nun darin, für die Einhüllenden $\frac{\partial^2}{\partial x^2}, \frac{\partial^2}{\partial y^2}, k \frac{\partial}{\partial z} \gg \frac{\partial^2}{\partial z^2}, \frac{\partial}{\partial z}() anzunehmen, woraufhin die (x, z) und (y, z) Anteile entkoppeln. Dies führt zu den Gleichungen$

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial x^2} - 2ik \frac{\partial}{\partial z} \right) X(x, z) = 0, \quad \left(\frac{\partial^2}{\partial y^2} - 2ik \frac{\partial}{\partial z} \right) Y(y, z) = 0. \quad (7)$$

1.2 Lösungen der paraxialen Wellengleichung

Der Lösungsweg der paraxialen Maxwell-Gleichungen ist relativ komplex und geht über den Rahmen dieser Behandlung hinaus, dafür sei auf die spezielle Literatur verwiesen. Wir zeigen hier nur das Endergebnis:

$$\mathbf{E}_{m,n}(x, y, z, t) = \mathbf{e} \cdot E_0 X_m(x, z) Y_n(y, z) e^{-ikz} e^{i\omega t} \quad (8)$$

$$\begin{aligned} X_m(x, z) &= \sqrt{\frac{w_0}{w(z)}} H_m\left(\sqrt{2} \frac{x}{w(z)}\right) \exp\left(-\frac{x^2}{w^2(z)} - i \frac{kx^2}{2R(z)} + i \frac{2m+1}{2} \eta(z)\right) \\ Y_n(y, z) &= \sqrt{\frac{w_0}{w(z)}} H_n\left(\sqrt{2} \frac{y}{w(z)}\right) \exp\left(-\frac{y^2}{w^2(z)} - i \frac{ky^2}{2R(z)} + i \frac{2n+1}{2} \eta(z)\right) \end{aligned} \quad (9)$$

$$z_R := \frac{\pi w_0^2 n}{\lambda} \quad \text{Rayleigh Länge,} \quad (10)$$

$$w(z) := w_0 \sqrt{1 + \frac{z^2}{z_R^2}} \quad \text{Strahlradius,} \quad (11)$$

$$R(z) := z \left(1 + \frac{z_R^2}{z^2}\right) \quad \text{Krümmungsradius der Wellenfront,} \quad (12)$$

$$\eta(z) := \arctan\left(\frac{z}{z_R}\right) \quad \text{Gouy Phase.} \quad (13)$$

Dieser Satz von Lösungen heißt **Hermite-Gaußsche Moden**, auch $\text{TEM}_{m,n}$ Moden (transversal elektro-magnetisch, in Analogie zu Hohlleitern). Darin sind H_k die Hermitschen Polynome k -ten Grades, λ ist die Vakuumwellenlänge des Lichts zur Kreisfrequenz ω , n ist der Brechungsindex des Mediums in dem sich der Strahl ausbreitet. Die Größe w_0 ist die sog. **Strahltaile** oder **waist**, sie definiert den Fokus des Strahls. Ist die Wellenlänge λ fixiert, so bestimmen w_0, m, n , sowie die Position des waist (also Ursprung der z -Achse) den Strahl vollständig. Die $\text{TEM}_{m,n}$ Mode weist m Knoten in x -Richtung und n Knoten in y -Richtung auf. (N.B.: Es existiert ein äquivalenter Satz von Lösungen mit diskreter Rotationsymmetrie - **Laguerre-Gaußsche Moden**). Die wichtigste Mode ist $\text{TEM}_{0,0}$, welche keine Knoten in transversaler Richtung aufweist und im Folgenden genauer untersucht werden soll.

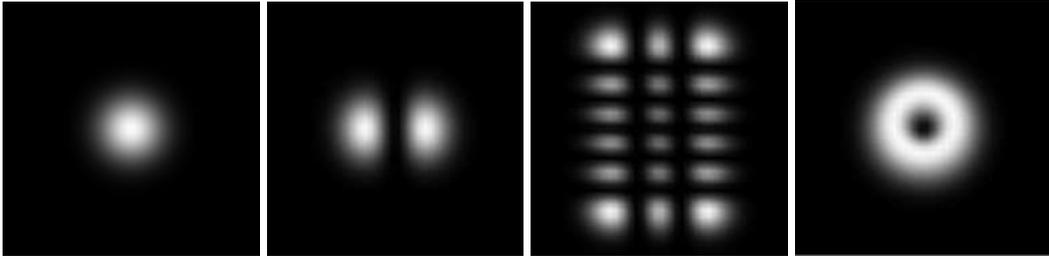


Abbildung 1: Transversale Intensitätsverteilung von Hermite-Gaußschen Moden. Gezeigt sind $TEM_{0,0}$, $TEM_{1,0}$, $TEM_{2,5}$ und die Überlagerung aus $TEM_{1,0} + iTEM_{0,1}$, die sog. Donut Mode.

1.3 Charakteristische Größen der TEM_{00} Mode

Das elektrische Feld der $TEM_{0,0}$ -Mode läßt sich mit $r^2 = x^2 + y^2$ schreiben als:

$$\mathbf{E}_{0,0}(x, y, z) = \mathbf{e} \cdot E_0 \frac{w_0}{w(z)} \exp \left[-i(kz - \eta(z)) - r^2 \left(\frac{1}{w^2(z)} + \frac{ik}{2R(z)} \right) \right]. \quad (14)$$

Der wesentliche Ausbreitungscharakter des Strahls ist in dem Term $\exp(-i(kz - \eta(z)))$ enthalten - dabei wird in dieser Lösung die "Phase" entlang des Strahls nicht nur durch den Ansatz der ebenen Welle bestimmt, sondern noch durch einen Korrekturterm. Dieser führt den Namen **Gouy-Phase** $\eta(z)$.

1.3.1 Transversale Intensitätsverteilung

Ein experimentell wichtiger Parameter des elektromagnetischen Felds ist seine Intensität I (transportierte Leistung durch eine Fläche senkrecht zur Ausbreitungsrichtung). Für diese gilt

$$I = \frac{1}{2} c \cdot \varepsilon \cdot |E|^2, \quad (15)$$

wobei E die Amplitude des elektrischen Felds ist. Für das Feld in Gl. (14) findet man in einer Ebene senkrecht zur z -Achse eine Intensitätsverteilung

$$I(r, z) = I_0(z) \cdot e^{-\frac{2r^2}{w^2(z)}} \quad (16)$$

mit $I_0(z) = I_0(z=0) \cdot \left(\frac{w_0}{w(z)} \right)^2$. Dieses gaußförmige Intensitätsprofil führt für die Lösungen der paraxialen Wellengleichung zu dem Namen "Gaußsche Strahlen". Die Größe $w(z)$ stellt ein Maß für den lokalen Radius des Gaußschen Strahls entlang der optischen Achse dar. Das elektrische Feld fällt für $r = w(z)$ auf $\frac{1}{e} E_0(z)$ ab, die Intensität auf $\frac{1}{e^2} I_0(z)$.

Für $z = 0$ weist der Gaußsche Strahl einen minimalen Durchmesser auf, der charakteristische Radius $w(z)$ wird dort gleich w_0 (Strahltaile). Dies ist der Fokus des Strahls, insbesondere

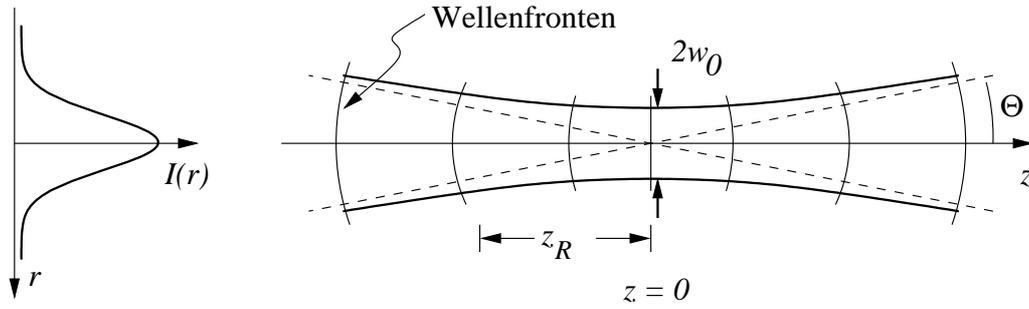


Abbildung 2: Geometrie bei einem Gaußschen Strahl. Der charakteristische Strahlradius $w(z)$ weitet sich zu beiden Seiten des waists hyperbelförmig auf.

weist jeder Gaußstrahl einen Fokus auf. Die Änderung des Strahlradius entlang der Ausbreitungsachse folgt gemäß Gl. (11) einer Hyperbelform mit einer charakteristischen Länge z_R . Diese wird als **Rayleigh-Länge** bezeichnet und gibt an, innerhalb welchen Bereichs sich die transversale Intensitätsverteilung auf den $\sqrt{2}$ -fachen Radius aufweitet. Sie ist bei gegebener Wellenlänge λ ebenfalls durch den waists w_0 über Gl. (10) festgelegt.

1.3.2 Krümmung der Wellenfronten

Der Ausdruck (14) enthält noch einen Phasenterm, der vom Abstand r von der optischen Achse abhängt. Zu einer physikalischen Interpretation dieses Terms gelangt man, indem man den Ausdruck mit der Phase einer Kugelwelle vergleicht, die im Ursprung emittiert wird:

$$E_{Kugel}(x, y, z) = \frac{1}{R} e^{-ikR} = \frac{1}{R} e^{-ik\sqrt{x^2+y^2+z^2}}. \quad (17)$$

Eine Entwicklung des Feldes dieser Kugelwelle in der x, y -Ebene senkrecht zur z -Richtung in der Nähe der Achse führt auf:

$$E_{Kugel}(r, z) \approx \frac{1}{R} e^{-ikz - ik\frac{r^2}{2R}} \quad \text{bei } r \ll z \quad \text{und} \quad r^2 = x^2 + y^2. \quad (18)$$

Damit kann man den von r^2 abhängigen Phasenterm in Gl. (14) direkt als Ausdruck einer gekrümmten Wellenfront im Gaußschen Strahl interpretieren. Der lokale Krümmungsradius $R(z)$ entlang des Strahls ist dann durch den Ausdruck in Gl. (12) gegeben.

1.3.3 Asymptotisches Verhalten Gaußscher Strahlen

Betrachtet man einen Gaußschen Strahl bei $z \gg z_R$, so verhält er sich wie in der geometrischen Optik als divergentes Strahlenbündel. Für den charakteristischen Radius gilt dort:

$$w(z \rightarrow \infty) \longrightarrow w_0 \left| \frac{z}{z_R} \right|. \quad (19)$$

Daraus läßt sich ein **Divergenzwinkel** Θ definieren, der den Strahlverlauf weitab der Strahltaille beschreibt:

$$\tan \Theta := \lim_{z \rightarrow \infty} \frac{w(z)}{|z|} = \frac{w_0}{z_R} = \frac{\lambda}{\pi w_0 n}. \quad (20)$$

Damit ist die Form eines Gaußschen Strahls bei gegebener (Vakuum-)Wellenlänge λ auch vollständig durch die Angabe des Divergenzwinkels Θ bestimmt.

1.3.4 Fortpflanzung Gaußscher Strahlen durch optische Systeme

Oft will man die Geometrie eines Gaußschen Strahls ändern, fokussieren oder aufweiten. Dazu ist es notwendig, die Fortpflanzung von Gaußschen Strahlen durch Linsensysteme zu verstehen.

Gaußsche Strahlen verhalten sich in einem beliebigen Punkt z auf der optischen Achse wie Kugelwellen mit einem Gaußschen transversalen Intensitätsprofil. Dies erinnert an die Beschreibung von optischen Elementen in der klassischen geometrischen Optik, bei der kugelförmige Wellenfronten durch Linsen in andere kugelförmige Wellenfronten umgewandelt werden.

Ein Gaußscher Strahl ist bei einer gegebenen Wellenlänge in seiner Form vollständig durch die Angabe seiner Strahltaille w_0 oder der Rayleigh-Länge z_R festgelegt; allenfalls kann noch eine Verschiebung der Position der Strahltaille entlang der optischen Achse z auftreten. Mit deren Position z_0 ist ein Gaußscher Strahl dann vollständig bestimmt. Das Wertepaar (z_0, z_R) kann alternativ durch die Angabe eines lokalen Krümmungsradius $R(z)$ und eines transversalen "Strahlradius" $w(z)$ ersetzt werden. Optische Elemente, die nur den Krümmungsradius, nicht aber das Intensitätsprofil ändern, wandeln daher einen Gaußschen Strahl wieder in einen Gaußschen Strahl, diesmal mit anderen Parametern (z'_0, z'_R) um. Ein solches Element ist beispielsweise eine gekrümmte Oberfläche, die ein Medium mit einem Brechungsindex n_1 von einem Medium mit dem Brechungsindex n_2 abgrenzt. Da alle einfachen optischen Systeme durch solche Oberflächen zusammengesetzt werden können, wandeln diese Systeme Gaußsche Strahlen wieder in Gaußsche Strahlen um.

1.3.5 Beschreibung idealer optischer Systeme mit der Transfermatrixmethode

Zunächst soll aber noch auf ein Verfahren eingegangen werden, mit dem die paraxiale geometrische Optik idealer Linsen sehr einfach behandelt werden kann. Dazu beschreibt man einen paraxialen (d.h. achsennahen) geometrischen Lichtstrahl an der Position z der optischen Achse durch einen Vektor:

$$\begin{pmatrix} r_0 \\ r'_0 \end{pmatrix} \quad (21)$$

darin ist r der Achsenabstand des Strahls, und $r' := \partial r / \partial z$ die Steigung des (geraden) Strahls. Eine freie Propagation entlang einer Strecke L führt den Strahlvektor über in

$$\begin{pmatrix} r_1 \\ r'_1 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} r_0 + L \cdot r'_0 \\ r'_0 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 & L \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} r_0 \\ r'_0 \end{pmatrix} =: M_F(L) \cdot \begin{pmatrix} r_0 \\ r'_0 \end{pmatrix}. \quad (22)$$

Ebenso lassen sich Transfermatrizen finden, die die Wirkung gekrümmter Brechungsindex-Grenzflächen beschreiben¹. Eine ideale dünne Linse hat beispielsweise die Transfermatrix

$$M_L(f) = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ -1/f & 1 \end{pmatrix}. \quad (23)$$

Eine Kombination von optischen Elementen läßt sich dann durch das Matrixprodukt solcher Matrizen beschreiben. Damit ist die Wirkung eines optischen Systems auf einen paraxialen Strahl vollständig durch die Angabe einer Transfermatrix

$$M_{\text{gesamt}} = M_k \cdot \dots \cdot M_2 \cdot M_1 =: \begin{pmatrix} A & B \\ C & D \end{pmatrix} \quad (24)$$

charakterisiert.

1.3.6 Das ‘ABCD’-Gesetz für Gaußstrahlen

Das Feld eines Gaußschen Strahls an einer bestimmten Stelle auf der optischen Achse ist festgelegt durch dessen Abstand von dem Waist z und die Rayleigh Länge z_R . Dieses Wertepaar läßt sich zusammenfassen zu einer komplexen Größe:

$$q := z + iz_R. \quad (25)$$

Die Wirkung des optischen Systems besteht in der Veränderung der Wellenfront. Die entstehende Wellenfront hat i.A. anderen Abstand z' vom (gedachten) Waist und andere Rayleigh Länge z'_R . Bei der freien Propagation über eine Strecke L ist z.B. am Ende der Strecke $z' = z + L$ und $z'_R = z_R$. Allgemein kann man zeigen, daß ein optisches System, welches durch eine Matrix vom Typ Gl. (24) beschrieben wird, den Parameter q des Gaußschen Strahls folgendermaßen verändert:

$$q' = \frac{Aq + B}{Cq + D}. \quad (26)$$

Der resultierende Parameter q' beschreibt den Gaußstrahl am Austritt des optischen Systems. Diese Beziehung wird auch als ABCD-Gesetz bezeichnet und erlaubt, die Propagation von Gaußschen Strahlen durch beliebige rotationssymmetrische optische Systeme zu beschreiben.

Aufgabe: Präparation eines Laserstrahls mit einem bestimmten Waist

Ein Gaußscher Strahl mit $w_0 = 1 \text{ mm}$, $\lambda = 632.8 \text{ nm}$ soll fokussiert werden auf $w'_0 = 5 \mu\text{m}$. Dazu stehen zwei Sammellinsen mit $f = 50 \text{ mm}$ und $f = 100 \text{ mm}$ zur Verfügung. Welchen Abstand d müssen die Linsen voneinander haben? Nehmen Sie dazu vereinfachend an, die erste Linse befinde sich im Waist des ursprünglichen Strahls ($z = 0$).

¹Siehe einschlägige Optik-Bücher am Ende dieser Anleitung.

1.4 Optische Resonatoren

Ein optischer Resonator besteht aus zwei oder mehr (teil-)reflektierenden Spiegeln, zwischen denen das Licht mehrmals hin- und hergeworfen wird; dabei überlagern sich die Lichtfelder des transmittierten Lichts mit dem in der Spiegelanordnung reflektiertem Licht. Der Einfachheit halber wollen wir uns auf optische Resonatoren beschränken, die nur aus zwei Spiegeln bestehen.

1.4.1 Longitudinale Moden in Resonatoren

Ein Teil der Eigenschaften von optischen Resonatoren kann verstanden werden, wenn man zwei plane Spiegel und eine einfallende ebene Welle betrachtet (siehe Abbildung 3). Diese Konfiguration ist ein eindimensionales Problem und kann mit skalaren Feldern beschrieben werden.

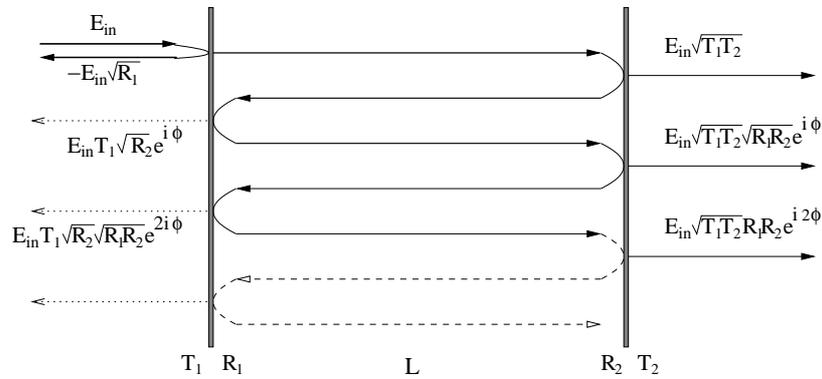


Abbildung 3: Schema eines eindimensionalen optischen Resonators. Die beiden Spiegel der Reflektivität R_1, R_2 und Transmission T_1, T_2 sind im Abstand L angebracht. Die einlaufende Welle E_{in} wird hin- und her reflektiert, das Ergebnis ist eine stehende Welle im Resonator. Die transmittierte Amplitude hängt von der Umlaufphase ϕ ab.

Das transmittierte Feld ergibt sich aus der Überlagerung aller Teilreflexe die durch den zweiten Spiegel gehen. Für ein einlaufendes Feld mit Amplitude E_{in} und Wellenvektor $k = \frac{\omega}{c}n$ ergibt sich für die transmittierte Amplitude und Intensität (geometrische Reihe)

$$E_t = E_{in} \frac{T}{1 - R e^{i\phi}}, \quad I_t \sim |E_t|^2 = E_{in}^2 \frac{T^2}{(1 - R)^2} \frac{1}{1 + \frac{4R}{(1-R)^2} \sin^2\left(\frac{\phi}{2}\right)}, \quad (27)$$

wobei wir $R := \sqrt{R_1 R_2}$, $T := \sqrt{T_1 T_2}$ gesetzt haben und $\phi = 2kL$ die Umlaufphase ist. Die maximale Transmission entsteht, wenn $\phi \stackrel{!}{=} 2\pi \cdot j$, $j \in \mathbb{N}$, sie ist für $R + T = 1$ (d.h. keine Absorption in den Spiegeln) gleich der einfallenden Intensität.

Für ein festes L definiert der Resonator also Frequenzen

$$\omega_{\text{res}} = 2\pi \frac{c}{2nL} j =: \Delta\omega_{\text{FSR}} \cdot j, j \in \mathbb{N}, \quad (28)$$

welche transmittiert werden. Dies sind die **longitudinalen Moden**. Man kann auch umgekehrt durch Veränderung von L die Resonanzfrequenz ändern. Die eingeführte Größe $\Delta\omega_{\text{FSR}} := 2\pi \frac{c}{2nL}$, der sog. **freie Spektralbereich** (free spectral range) gibt die Periodizität des Spektrums an. Eine weitere wichtige Größe ist die Halbwertsbreite der Resonanzen im Spektrum, sie ist gegeben durch

$$\Delta\omega_{\text{FWHM}} = \Delta\omega_{\text{FSR}} \frac{1-R}{\pi\sqrt{R}} =: \frac{\Delta\omega_{\text{FSR}}}{F}. \quad (29)$$

Das Verhältnis vom freien Spektralbereich zur Linienbreite heißt **Finesse** F und gibt die Güte des Resonators an.

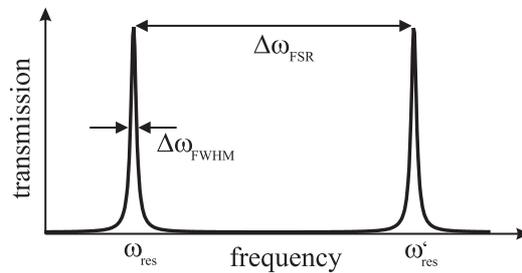


Abbildung 4: Spektrum eines eindimensionalen optischen Resonators.

1.4.2 Transversale Moden in einem optischen Resonator mit gekrümmten Spiegeln

Die Näherung eines eindimensionalen Wellenproblems ist jedoch für Lichtstrahlen, die nicht durch ebene Wellen charakterisiert werden, unzulässig. Ebene Spiegel endlicher Ausdehnung erlauben z.B. keine stabile Resonatoranordnung. Deswegen sind die Spiegel eines realen Resonators konkav, um eine räumlich stabile Mode zu gewährleisten.

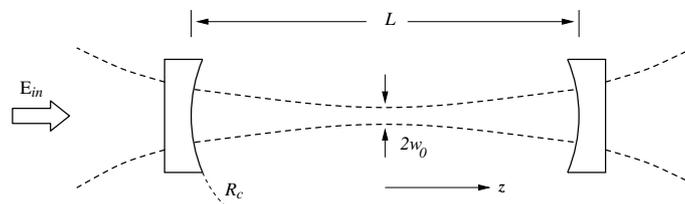


Abbildung 5: Optischer Resonator mit gekrümmten Spiegeln. Die Krümmung der Spiegel R_c und die Länge L definieren die Gaußschen Eigenmoden.

Die Geometrie der Spiegel zusammen mit deren Abstand legen Randbedingungen für das Feld im Resonator fest. So muß die Krümmung der Wellenfronten beim hin- und her reflektieren gleich der Krümmung der Spiegel selbst sein - so wird das Feld exakt in sich selbst zurückreflektiert und es ergibt sich eine stabile Anordnung. Die Feldkonfigurationen, die diese Bedingung erfüllen sind (wieder) Hermite-Gaußsche Moden. Sie haben folgende Form:

$$\mathbf{E}_{m,n}(x,y,z,t) = \mathbf{e} \cdot E_0 X_m(x,z) Y_n(y,z) \cos(kz + \phi_j) e^{i(\omega t)}. \quad (30)$$

Die X_m und Y_n Anteile sind in Gl. (9) definiert, $\phi_j = \frac{\pi}{2} \cdot j$. Anders als in Gl. (8) ist das Feld im Resonator eine stehende Welle. Für ihren waist gilt $w_0^2 = \frac{\lambda}{\pi} \sqrt{\frac{L}{2} (R_c - \frac{L}{2})}$. Die Moden höherer Ordnung haben wegen der Gouy-Phase $(m+n+1)\eta(z)$ i.A. verschiedene Umlaufphasen $\phi_{m,n}$ und dadurch verschiedene Resonanzfrequenzen. Eine wichtige Ausnahme bildet die **konfokale** Resonatoranordnung mit $L = R_c$, wo alle transversale Moden mit ungeradem $(m+n)$ und geradem $(m+n)$ jeweils entartet sind. Diese Eigenschaft wird später im Versuch ausgenutzt.

1.4.3 Modenanpassung

Unter Modenanpassung versteht man hier die Anpassung der Parameter des einlaufenden Strahls auf eine bestimmte Mode des Resonators (meistens $\text{TEM}_{0,0}$). Die durch den Resonator definierte Eigenmoden bilden ein Basissystem, d.h. jede durch den Resonator gehende Feldkonfiguration läßt sich in diese Moden zerlegen. Wenn man von Außen einen Strahl in den Resonator einkoppelt, dann muß man darauf achten, daß dieser Strahl i.A. Anteile von vielen verschiedenen Resonator - $\text{TEM}_{m,n}$ Eigenmoden enthält, auch wenn er *außen* $\text{TEM}_{0,0}$ ist. Für die exakte Anpassung an die z.B. $\text{TEM}_{0,0}$ Mode *im* Resonator muß er nämlich auf den Waist w_0 der Resonatormode fokussiert werden und exakt auf der Achse des Resonators laufen. Passiert dies nicht, so ist dieser Strahl für den Resonator eine Überlagerung aus mehreren seiner Eigenmoden. Wenn man die Resonatorlänge L variiert, so ist für bestimmte L eine Mode resonant und wird transmittiert, während die nicht-resonanten Anteile reflektiert werden (siehe auch Abbildung 1). Das Spektrum enthält dann viele Linien, die zu den verschiedenen Moden gehören. Die Zusammensetzung hängt vom Winkel des einlaufenden Strahls zur Resonatorachse und von seiner Fokussierung ab.

2 Experiment

Der Ablauf des Experiments orientiert sich stark an der Arbeitsweise in einem Optik-Labor. Sie werden keinen fertigen Versuchsaufbau vorfinden, sondern sich aus einzelnen Komponenten den jeweiligen Aufbau auf dem optischen Tisch selbst zusammenbauen. Sie sollten vor dem Versuchsanfang die Anleitung gelesen haben und wissen, wie die einzelnen Versuchsteile im Prinzip funktionieren. Überlegen Sie sich selbst, wie Sie die Komponenten geschickt aufstellen.

2.1 Zum Aufwärmen...

Zunächst sollten Sie versuchen, die Lichtleistung des Lasers zu bestimmen. Verwenden Sie dazu die Photodiode, deren Schaltplan in Abbildung 6 skizziert ist.

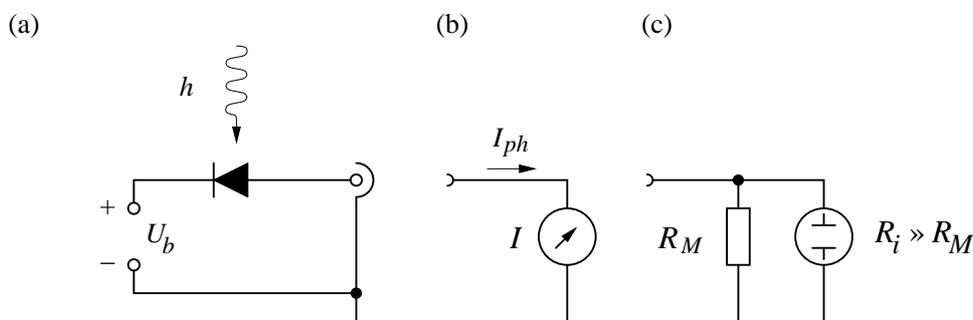


Abbildung 6: Beschaltung einer Photodiode. Interner Aufbau (a) der verwendeten Diode mit Vorspannung $U_b = 9..12$ V. Den Photostrom kann man mit einem Amperemeter (b) oder einem Oszilloskop mit einem Meßwiderstand R_M bestimmen (c).

Wie hängen Strom und einfallende Lichtleistung zusammen, wenn Sie von einem Quantenwirkungsgrad von $\eta_Q = 75\%$ ausgehen? Wie wird man den Photostrom mit einem Oszilloskop nachweisen, das ein hochohmiges Spannungsmessgerät darstellt ($R_i \approx 1 \dots 10 \text{ M}\Omega$)? Wie groß sollte der Meßwiderstand R_M vernünftigerweise sein, damit die Diode bei den auftretenden Lichtleistungen immer etwa die gleiche Vorspannung U_b aufweist?

Nachdem Sie das Signal der Photodiode auf dem Oszilloskop beobachtet haben, und sich von der Kalibration Ihrer Meßanordnung überzeugt haben, sollten Sie versuchen, die Lichtleistung zu bestimmen, die aufgrund des Raumlichtes auf die Photodiode trifft. Berechnen Sie die Beleuchtungsintensität, die auf der Tischoberfläche herrscht. Nehmen Sie dazu vereinfachend an, daß Sie Licht mit einer mittleren Wellenlänge von 600 nm nachweisen.

Überlegen Sie sich, ab welchen Photoströmen es sinnvoll ist, das Labor zu verdunkeln, um die Messungen nicht durch Umgebungslicht zu verfälschen.

2.2 Single- und Multimode-Glasfasern

Eine Glasfaser besteht aus einem dünnen zylindrischen Glaskern (Durchmesser typ. $8 - 10 \mu\text{m}$), welcher von einem Mantel mit kleinerem Brechungsindex umgeben ist. Die dabei auftretende Totalreflexion erlaubt eine verlustarme Führung des Lichtfeldes im Kern. Bei gegebenem Kerndurchmesser hängt es von der Wellenlänge des Lichts ab, ob TEM Moden höherer Ordnung in den Kern "passen". Man spricht von einer Single-Mode Faser, wenn für die verwendete Wellenlänge nur die $\text{TEM}_{0,0}$ sich ausbreiten kann. Die **cutoff**-Wellenlänge definiert die Grenze, ab welcher auch höhere Transversalmoden geführt werden.

Im Versuch werden zwei Glasfasern mit unterschiedlichen Kerndurchmessern verwendet; die eine (FS-SN-3224-FC) ist spezifiziert für eine cutoff-Wellenlänge von $< 620 \text{ nm}$, die andere (FS-SC-6324) für eine cutoff-Wellenlänge von $< 1270 \text{ nm}$. Als erstes soll die Infrarot-Glasfaser mit der längeren cutoff-Wellenlänge verwendet werden.

Versuchen Sie nun, das Licht des HeNe-Lasers in eine der beiden Glasfasern einzukoppeln. Beim Einkoppeln des Laserstrahls in die Faser müssen Sie versuchen, den Strahl mithilfe der Einkoppellinse auf den Kern der Glasfaser zu fokussieren. Die vorgegebenen Faserkoppler sind derart gebaut, daß das Faserende gerade im hinteren Brennpunkt der Koppellinse zu liegen kommt.

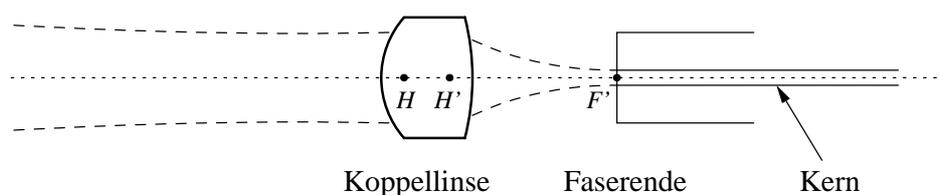


Abbildung 7: Geometrie des Faserkopplers. Eine asphärische Linse fokussiert den einfallenden Gaußschen Strahl auf das Faserende. Der Strahl sollte sein Intensitätsmaximum im Zentrum der Faser haben, wo das Licht entlang des Faserkerns (Durchmesser einige μm) geführt wird.

Da der Durchmesser des Faserkerns nur wenige Mikrometer beträgt, muß der einfallende Laserstrahl genau auf der optischen Achse liegen, der durch die Einkoppellinse definiert wird. Daher muss man die Orientierung des Faserkopplers relativ zum einfallenden Laserstrahl veränderbar machen. Deswegen wird der Koppler in einen justierbaren Spiegelhalter eingebaut.

Bei der Fokussierung von Laserstrahlen auf Durchmesser² von wenigen Mikrometern werden Linsenfehler bereits wichtig. Deswegen kommt zur Faserkopplung eine asphärische Linse zum Einsatz, die auf ihre Linsenfehler hin korrigiert ist. Derartige Linsen verhalten sich nur dann wie ideale Linsen, wenn der eintreffende Laserstrahl durch das Zentrum der Linse tritt. Dazu benötigen Sie einen weiteren Justagefreiheitsgrad, mit dem Sie den einfallenden Laserstrahl auf den Faserkoppler zentrieren können. Da sich die Orientierung des HeNe-Lasers selbst nur ungenau justieren läßt, verwenden Sie am besten einen Umlenkspiegel, der auf einem weiteren

²Sie sollten sich im Laufe des Versuchs klar darüber werden, daß dies eine unsaubere Formulierung ist.

justierbaren Spiegelhalter befestigt wird (siehe Abbildung 8).

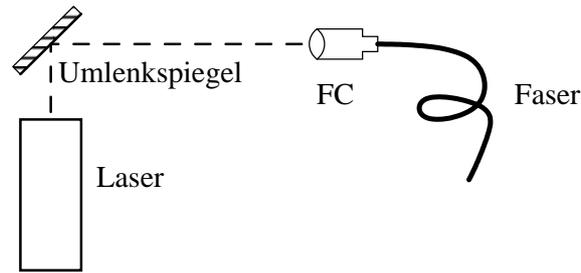


Abbildung 8: Einkoppeln des primären Laserstrahls in eine Glasfaser.

Nachdem Sie die optischen Komponenten aufgebaut und “grob” (auf wenige mm) orientiert haben, werden Sie am Austritt der Faser höchstwahrscheinlich nur wenig Licht sehen. Nun geht es daran, einen möglichst großen Bruchteil des einfallenden Lichts am anderen Ende wieder herauszubekommen.

Dazu können Sie folgendermaßen vorgehen: Prüfen Sie zunächst, daß nicht schon ein großer Teil des Lichts eingekoppelt wird. Dazu halten Sie das Faserende (am Besten mit Koppler) in die Nähe einer weißen Fläche. Ist darauf noch kein Lichtfleck erkennbar, ist die eingekoppelte Lichtleistung sehr klein (weniger als $10 \mu\text{W}$), und Sie können gefahrlos direkt in den Koppler oder auf das Faserende sehen. Damit steht Ihnen ein extrem empfindlicher Lichtsensor, Ihr Auge, zur Verfügung, um die Justage des Faserkopplers zu überprüfen. Versuchen Sie durch Verstellen der 4 Freiheitsgrade (zweimal Zentrierung des Laserstrahls auf der Koppellinse, zweimal Orientierung der Koppellinse zum Laserstrahl), die Leistung am Ende der Faser zu maximieren. Sobald die Lichtmenge ausreicht, einen sichtbaren Fleck auf einem Papier zu erzeugen, sollten Sie zur weiteren Justage nicht mehr direkt in die Faser sehen³.

Betrachten Sie nun das Strahlprofil des austretenden Lichts auf einem weißen Papier. Sie erkennen nun, daß Sie in der Glasfaser höhere transversale Moden anregen können, weil sie mit der Wellenlänge des HeNe-Lasers unter der cutoff- Wellenlänge der Faser liegen. Durch Veränderung der Orientierung des einfallenden Laserstrahls können Sie verschiedene transversale Moden anregen. Welche können Sie erkennen?

Bestimmen Sie mithilfe der Photodiode den Bruchteil der Lichtleistung, den Sie durch die Faser hindurchbekommen. Da der Durchmesser des austretenden Lichtfeldes größer als der Durchmesser der aktiven Fläche der Photodiode ist, müssen Sie das Licht mithilfe einer Linse herunterfokussieren.

Wiederholen Sie nun die Einkoppelprozedur mit der Faser FS-SN-3224-FC, deren cutoff- Wellenlänge nur die Ausbreitung der $\text{TEM}_{0,0}$ Mode gestattet. Versuchen Sie wieder, die Leistung zu optimieren, die am Ende der Faser austritt und bestimmen Sie den Bruchteil der eingekoppelten Leistung.

³In diesem Versuch ist die austretende Lichtleistung immer noch ungefährlich gering. Sie sollten sich jedoch trotzdem nicht daran gewöhnen, direkt in einen Laserstrahl zu blicken.

2.3 Vermessen der Strahlteile

Im Folgenden soll nun das transversale Intensitätsprofil des Strahls vermessen werden, der aus dem Faserkoppler bei Verwendung der Singlemode-Faser heraustritt. In dieser Faser kann sich nur die transversale Mode niedrigster Ordnung ausbreiten ($TEM_{0,0}$ -Mode).

Hinweis: Das Strahlprofil der Mode kommt einer Gauß-Mode sehr nahe, obwohl es sich bei der Glasfaser um eine Stufenindexfaser handelt. Welches Brechungsindexprofil müßte eine Glasfaser aufweisen, damit die Faser eine ideale Gauß-Mode führt?

2.3.1 Strahlteile (waist) nach dem Auskoppeln der Glasfaser

Bestimmen Sie das transversale Strahlprofil in einem kurzen Abstand (~ 50 mm) hinter der Austrittsebene des Faserkopplers, indem Sie das Licht mit einer Rasierklinge auf einem Mikrometer-Verschiebetisch "abschneiden", und die verbleibende Lichtleistung als Funktion der Klingenposition vermessen. Dabei sollten Sie zur Bestimmung des Photostroms das Digitalvoltmeter heranziehen, da die Auflösung der Oszilloskopanzeige nicht ausreichend ist. Achten Sie darauf, daß Sie das gesamte Licht hinter der Blende auf die Photodiode fokussieren, außerdem sollten Sie einen möglichen Offset durch Hintergrundhelligkeit, etc. abziehen.

Passen Sie Ihre Schrittweite an die Situation an, es ist sinnvoll öfter in dem Bereich zu messen, wo große Veränderungen auftreten (man kann den Strahl z.B. zuerst grob abfahren, um diesen Bereich zu finden). Bitte seien Sie vorsichtig beim Arbeiten mit der offenen Klinge!

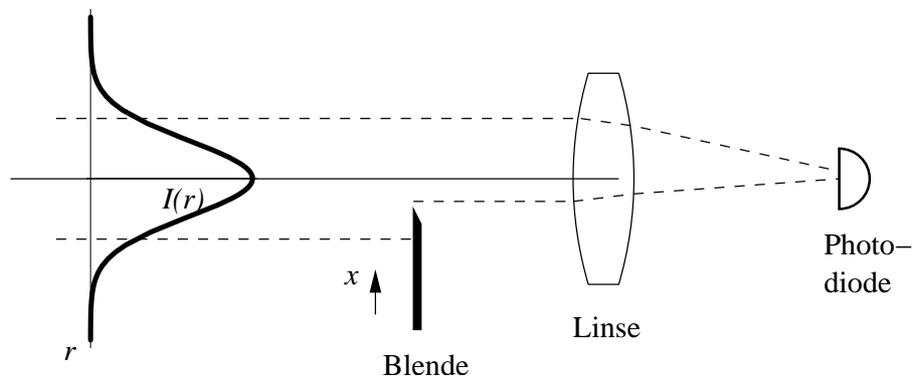


Abbildung 9: Vermessung des transversalen Intensitätsprofils eines Gaußschen Lichtstrahls mit einer Rasierklinge. Die Linse dient hier zur Fokussierung auf die Detektorfläche.

Zur Ermittlung der lokalen Strahlteile $w(z)$ können Sie nun verschiedene Methoden heranziehen. Eine besteht darin, das Integral der gaußförmigen Verteilung numerisch anzupassen. Überlegen Sie sich dazu, wie die anzupassende Funktion aussieht, dazu müssen Sie Ihre gemessene Leistung $P(x) = \int_{-\infty}^{\infty} dx' I_0 \exp\left(-\frac{2(x'-x_0)^2}{w^2}\right)$ mit Hilfe der sog. Fehlerfunktion, definiert als $\text{erf}(y) := \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^y dy' \exp(-y'^2)$, ausdrücken. Eine (weniger korrekte) Alternative ist, die gemessenen Daten

zu "differenzieren" ($\frac{P(x_{k+1})-P(x_k)}{x_{k+1}-x_k}$) und dann eine Gaußfunktion anzupassen.

Alle "üblichen" Datenauswertungsprogramme wie *gnuplot*, *Mathematica*, *Maple*, *Origin*, etc. bieten entsprechende Funktionen an. Geben Sie Acht auf die jeweilige Definition der Fehler- oder Gaußfunktion in dem jeweiligen Numerik-Programm. Versuchen Sie in jedem Fall, Ihrem Fitalgorithmus eine Fehlergrenze für den ermittelten Strahlparameter $w(z)$ zu entlocken. Plotten Sie Ihre Daten zusammen mit der angepassten Funktion.

Falls Sie keinen Zugang zu einem Numerik-Programm (z.B. im CIP-Pool) haben, können Sie auch den Abstand zwischen zwei Positionen der Rasierklinge wählen, bei der Sie einen bestimmten Bruchteil der gesamten Lichtleistung im Strahl ausblenden. Für die Ermittlung geschickter Bruchteile (bei denen z.B. die Rasierklingenposition gerade bei $\pm w(z)$ relativ zur Strahlmitte liegt) können Sie zum Beispiel die tabellierte Fehlerfunktion im Bronstein heranziehen.

2.3.2 Abschätzung der Parameter des kollimierten Laserstrahls

Überzeugen Sie sich davon, daß der Lichtstrahl, der den Faserkoppler verläßt, sich nur wenig aufweitet. Das macht es schwer, den Waistparameter w_0 zu bestimmen. Um zu einer vernünftigen Abschätzung von w_0 zu kommen, können Sie den Strahlparameter $w(z)$ in einer größeren Entfernung vom Faserkoppler vermessen. Aus diesen zwei Werten $w_1(z_1)$, $w_2(z_2)$ können Sie eine Abschätzung für die Rayleigh-Länge z_R und Waist w_0 des Strahls gewinnen. Benutzen Sie dazu die Gleichungen (10) und (11).

2.3.3 Fokussierung mit einer Linse

Stellen Sie nun eine Linse mit einer Brennweite $f = 100$ mm in den Strahl. Wie müssen Sie eine plankonvexe Linse in diesem Fall orientieren, wenn Sie den Einfluß von Linsenfehlern möglichst gering halten wollen?

Beobachten Sie, wie sich das Strahlprofil strahlabwärts ändert. Vermessen Sie den Strahlparameter $w(z)$ an mehreren Stellen (mindestens 3), und bestimmen Sie aus dem Verlauf von $w(z)$ den Waist w_0 dieses Strahls mithilfe eines Fit-Programms. Dabei passen Sie die Funktion von $w(z)$ nach Gl. (11) an die gemessenen Werte $w_1(z_1)$, $w_2(z_2)$, ... an. Die Position des waist z_0 ist dabei ein unbekannter Parameter, welcher gleichzeitig angepasst werden muss. Bestimmen Sie aus dem Waist w_0 auch die Rayleigh-Länge z_R .

2.4 Optische Resonatoren

In diesem experimentellen Abschnitt soll untersucht werden, wie sich Gaußsche Strahlen in Resonatoren verhalten. Dazu stehen Ihnen zwei plankonkave Spiegelpaare mit Krümmungsradien von $R_c = 50$ mm und $R_c = 100$ mm, sowie entsprechende Spiegelhalter zur Verfügung, von denen einer mit piezoelektrischen Stellelementen versehen ist.

Bestimmen Sie zuerst die Transmission der Spiegel für die vorhandene Wellenlänge. Welche Reflektivität R und Finesse F sind zu erwarten?

2.4.1 Aufbau des Resonators

Bauen Sie einen optischen Resonator in einer Konfiguration auf, wie sie in Abbildung 10 skizziert ist. Verwenden Sie dazu die Spiegel mit den Krümmungsradien $R_c = 50$ mm, und wählen Sie am Anfang einen Spiegelabstand d von etwa 45 mm. Welcher Resonatorkonfiguration entspricht diese Anordnung? Welchen Strahlparameter w_0 der Gaußschen Moden erwarten Sie für das Lichtfeld im Resonator?

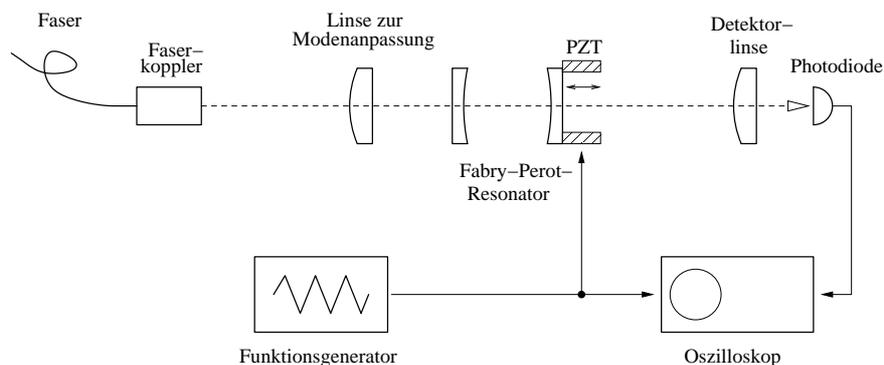


Abbildung 10: Experimenteller Aufbau zum optischen Resonator.

Aufgabe (für die Auswertung): Welche Strahlparameter w_0 oder z_R erwarten Sie außerhalb des Resonators? Wo liegt der "scheinbare" Fokus dieser Mode? Bestimmen Sie dazu zunächst die geometrisch-optischen Eigenschaften der Resonatorspiegel für das transmittierte Licht; hier kann die Transfermatrixmethode sinnvoll angewandt werden. Die Geometrie der Resonatorspiegel ist in Abbildung 11 dargestellt.

Um den eintreffenden Laserstrahl in etwa an die Resonatormoden anzupassen, benötigen Sie noch eine Linse; verwenden Sie dazu die plankonvexe Linse mit der Brennweite $f = 100$ mm.

Da Sie im weiteren Verlauf des Experiments den Spiegelabstand d verändern sollen, empfiehlt es sich, den ersten Resonator-Spiegelhalter auf dem optischen Tisch zu fixieren, und den zweiten Resonatorspiegel auf dem Verschiebetisch zu montieren.

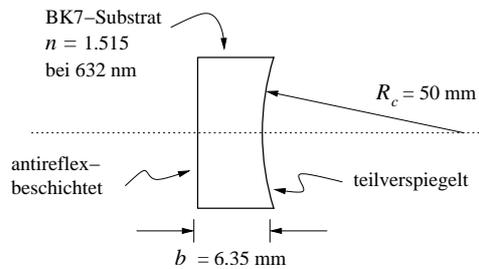


Abbildung 11: Geometrie der Spiegel für den Fabry-Perot-Resonator.

Jetzt geht es daran, den optischen Resonator zu justieren. Dazu sollten Sie zunächst den hinteren Resonatorspiegel so in den einfallenden Laserstrahl stellen, daß seine Reflexion auf dem Faserkoppler zentriert ist. Nutzen Sie dazu die Positionierungs- und Winkelfreiheitsgrade des Spiegels aus.

Im nächsten Schritt fügen Sie die Linse zur Modenanpassung ein und justieren diese so, daß der Rückreflex wieder auf dem Faserkoppler zentriert ist und der Strahl zentral durch die Linse geht. Wie groß sollte der Abstand der Linse vom Einkoppelspiegel sein?

Als letztes sollten Sie den Einkoppelspiegel positionieren. Ist dieser in etwa zentriert auf der optischen Achse, erkennen Sie auf einem Stück Papier auf der Auskoppelseite ein "Ringmuster" von Lichtpunkten, die von mehrmaligen Reflexionen zwischen den Spiegel herrühren. Versuchen Sie nun, dieses Ringmuster zur Deckung zu bringen.

Sobald sich die Punkte zu überlagern beginnen, werden Interferenzmuster sichtbar; die Intensität des transmittierten Lichts reagiert empfindlich auf Berühren der Spiegelanordnung.

Versuchen Sie nun, das ausgekoppelte Licht mithilfe der anderen Linse auf die Photodiode zu fokussieren.

2.4.2 Anschluß der Scaneinrichtung

Um eine Feinabstimmung der Resonatorlänge auf die Frequenz des HeNe-Lasers zu erreichen, sind in einem der beiden Resonatorspiegelhalter drei piezoelektrische Stellelemente eingebaut, deren Länge sich mit der angelegten elektrischen Spannung ändert.

Schließen Sie die drei Piezoelemente mithilfe der T-Stücke für die BNC-Kabel parallel, und verbinden Sie diese mit dem Ausgang des Funktionsgenerators. Führen Sie dieses Signal auch einem Eingang des Oszilloskops zu, um den zeitlichen Verlauf der Spannung an den Piezo-Stellelementen beobachten zu können. (Vorsicht im Umgang mit Piezos, siehe 3.3!)

Der Funktionsgenerator sollte eine Dreiecksspannung mit einer Frequenz von einigen 10 Hz und einer anfänglichen Amplitude von +5 bis +15 Volt ausgeben. Stellen Sie das Oszilloskop so ein, daß Sie den Verlauf einer halben Periode erkennen können.

Verbinden Sie nun die Photodiode mit dem zweiten Kanal des Oszilloskops. Überprüfen Sie durch Blockieren des Laserstrahls, ob sie damit Intensitätsänderungen im transmittierten Licht beobachten können.

2.4.3 Feinjustage des Resonators

Wählen Sie nun am Funktionsgenerator eine Amplitude der Dreiecksspannung, so daß Sie die Länge des Resonators um wenige Wellenlängen ändern können. Das transmittierte Licht sollte nun eine periodische Modulation zeigen.

Versuchen Sie nun durch vorsichtige Justage der Resonatorspiegel auf der Photodiode ein Signal zu bekommen, das für eine bestimmte Piezospannung ein deutliches Maximum aufweist.

Zunächst: Was erwarten Sie für eine Transmissionsfunktion für einen Resonator, der aus Planspiegeln aufgebaut wird und auf den eine monochromatische Lichtwelle trifft? Wie erklären Sie sich das Auftreten von mehr als einem Transmissionsmaximum bei dem gerade aufgebauten Resonator?

2.4.4 Konfokaler Resonator

Vergrößern Sie nun durch Verschieben des Auskoppelspiegels den Abstand des Resonatorspiegel auf fast 50 mm; diese Anordnung wird als (fast) konfokal bezeichnet - warum?

Justieren Sie nun die Verkippung der Spiegel so, daß die mehrfachen Reflexionen der Spiegel wieder übereinander zu liegen kommen. Betrachten Sie das Transmissionsspektrum für einen modulierten Spiegelabstand auf dem Oszilloskop. In einer Periode sollten jetzt nur noch zwei beinahe identische Transmissionsmaxima sichtbar sein. Warum? Drucken Sie das Oszilloskopbild aus. Schätzen Sie das Verhältnis des freien Spektralbereichs zur Linienbreite ab, welche Finesse ergibt sich auf diese Weise?

3 Warnhinweise

3.1 Umgang mit Laserstrahlung

Im Experiment kommt ein HeNe-Laser geringer Leistung (~1 mW) zum Einsatz, der im Umgang keine besondere Gefahr darstellt. Vermeiden Sie bitte trotzdem, direkt in den Strahl zu blicken; insbesondere beim Einjustieren des Faserkopplers sollten Sie Vorsicht walten lassen.

3.2 Umgang mit optischen Elementen

Bei den Spiegeln, Linsen, Koppellelementen, etc. handelt es sich um Glassubstrate mit dielektrischen Schichten. Sie sind sehr empfindlich, deswegen sollte jede Berührung der optischen Oberflächen vermieden werden. Optische Bauteile sollten ebenfalls nie auf den optischen Oberflächen auf der Arbeitsunterlage zu liegen kommen, da die übliche Verunreinigung der Arbeitsflächen zum Verkratzen der Schichten führen kann.

Fassen Sie die optischen Elemente auch nur an den Kanten an, um so Fingerabdrücke zu vermeiden. Sollte es dennoch zu einer Verunreinigung der Flächen kommen, versuchen Sie bitte nicht, diese selbst mit einem Tuch zu reinigen; normale Taschentücher können harte Sand- oder Kalkkörner enthalten, die die optischen Schichten beschädigen können. Sollte ein Element verschmutzen, geben Sie bitte den Betreuern Bescheid – wir haben entsprechend schonendes Reinigungsmaterial.

Beim Umgang mit den Glasfasern achten Sie bitte darauf, daß die polierten Faserenden nicht ungeschützt herumliegen. Ist ein Faserende nicht in einen Koppler eingebaut, schützen Sie dieses Ende bitte mit den beiliegenden Schutzhüllen. Des weiteren sind Glasfasern recht zerbrechlich. Vermeiden Sie daher starkes Verbiegen der Faser oder stärkere mechanische Belastung.

3.3 Umgang mit Mechanik

Bitte gehen Sie mit den mechanischen Komponenten sorgfältig um. Versuchen Sie nicht, eine klemmende Schraubverbindung mit Gewalt zu lösen. Insbesondere sollte man die Feingewindeschrauben nicht komplett heraus- oder zudrehen. Damit können Sie das Gewinde beschädigen und das Element unbrauchbar machen.

Besondere Vorsicht ist beim Spiegelhalter mit den eingebauten Piezoaktuatoren angebracht. Die Piezoelemente darin sind extrem empfindlich. Vermeiden Sie daher starke mechanische oder elektrische Belastungen des Spiegelhalters - nicht fallen lassen oder mit einem harten Gegenstand dagegenstoßen! Beim Ein- und Ausschalten die Amplitude vorher herunterdrehen! Ebenso auch bitte keine Rechtecksignale an die Piezos anlegen.

4 Materialliste

- ein HeNe-Laser ($\lambda = 632.8 \text{ nm}$, $P \sim 1 \text{ mW}$),
- drei Photodioden zur Messung der Lichtleistung,
- ein Oszilloskop,
- ein Funktionsgenerator,
- zwei plan-konvexe Linsen mit $f = 50 \text{ mm}$ und $f = 100 \text{ mm}$,
- single-mode und multi-mode Glasfasern mit FC-Steckern sowie zwei Faserkoppler,
- ein scanning Fabry-Perot-Interferometer mit zwei Spiegelpaaren mit Krümmungsradien von $R_c = 50 \text{ mm}$ und $R_c = 100 \text{ mm}$,
- ein Verschiebetisch mit Mikrometerschraube.

Bitte stellen Sie sicher, daß beim Beenden des Versuchs die Teilesammlung vollständig ist.

Verletzungsgefahr: Zum Vermessen der Strahldurchmesser wird eine Rasierklinge verwendet; diese ist im Moment noch ungeschützt. Bitte passen Sie beim Hantieren auf dem optischen Tisch auf, daß Sie sich nicht an der offenen Klinge verletzen.

5 Literaturliste

Diese Liste ist, wie so viele, unvollständig. Wer ein gutes Buch gefunden hat, möge bitte Bescheid sagen, damit wir die Liste ergänzen können.

- Amnon Yariv: Quantum electronics, 3rd edition, *Wiley 1989*
- M.V. Klein, T.E. Furtak: Optik, *Springer Verlag, Berlin 1988*
- Christopher Davis: Lasers and Electro-Optics, *Cambridge University press, Cambridge 1996*
- zum Schmökern: E. Hecht: Optics, *Addison-Wesley*; in Deutsch: Optik, *Oldenbourg 2005*

Version des Dokuments:

- 1.0: 27.11.99, Christian Kurtsiefer, Theorie zu Resonatoren fehlt
- 2.0: 03.04.05, Wenjamin Rosenfeld, Theorieteil umgeschrieben und vervollständigt, experimenteller Teil überarbeitet