

Physikalisches Fortgeschrittenen-Praktikum
TU Dortmund / Fachbereich Physik

Versuch 61

Ernesto Ruge & Dominik Duda *

15. Dezember 2008

*mail@ernestoruge.de, domi.duda@web.de,

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	3
2	Theoretische Grundlagen	3
2.1	Aufbau eines Lasers	3
2.1.1	LasermEDIUM und Pumpe	3
2.1.2	Resonator	4
2.2	TEM-Moden	5
2.3	Eigenschaften von Laserstrahlung	5
2.3.1	Kohärenz	5
2.3.2	Intensität	5
2.3.3	Polarisation	6
2.3.4	Beugung von Laserstrahlen	6
3	Durchführung	7
3.1	Justierung des He-Ne-Lasers	7
3.2	Überprüfung der Stabilitätsbedingung	7
3.3	Beobachtung der TEM-Moden	8
3.4	Bestimmung der Polarisation	8
3.5	Messung der Wellenlänge des Lasers	8
4	Auswertung	8
4.1	Überprüfung der Stabilitätsbedingung	8
4.1.1	Stabilitätsbedingung für zwei Spiegel mit ungleichen Krümmungsradien	8
4.1.2	Stabilitätsbedingung für zwei Spiegel mit gleichen Krümmungsradien	9
4.1.3	Gründe für den Verlust der Stabilität des optischen Resonators	9
4.2	Betrachtung der TEM-Moden	10
4.2.1	TEM ₀₀ -Mode	10
4.2.2	TEM ₁₀ -Mode	12
4.2.3	Funktion des Drahtes	13
4.3	Bestimmung der Polarisation	13
4.3.1	Gemessene Polarisation	13
4.3.2	Auswirkung der Brewsterfenster auf die Polarisation	14
4.3.3	Einfluss der Resonatorspiegel auf die Polarisation	14
4.4	Bestimmung der Wellenlänge des Lasers	15
5	Diskussion	16
6	Literaturverzeichnis	16
7	Anhang	16

1 Einleitung

Bei diesem Versuch soll sowohl der Umgang mit einem He-Ne-Lasers erlernt als auch die Funktionsweise von selbigen verstanden werden.

Der hier verwendete Laser setzt sich aus drei verschiedenen Komponenten zusammen. Diese drei Komponenten sind das aktive Lasermedium, welches aus einem Helium-Neon Gasgemisch besteht, eine Pumpquelle zur Inversion der Niveausbesetzung und aus einem optischen Resonator zur Rückkopplung der Strahlung.

2 Theoretische Grundlagen

2.1 Aufbau eines Lasers

Im folgenden werden die einzelnen Komponenten des Lasers, ihre Funktionsweise bzw. eine Begründung ihrer Verwendung genauer betrachtet.

2.1.1 Lasermedium und Pumpe

Das Strahlungsspektrum eines Lasers (Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation) wird durch das aktive Medium, also durch das Helium- bzw Neon-Spektrum, bestimmt.

Die Funktion eines Lasers wird dadurch gewährleistet, dass man ein Mediums derart manipuliert, so dass bei Wechselwirkung des Strahlungsfeldes mit dem verwendeten Gasgemisch eine Verstärkung der einfallenden Strahlung erfolgt. Dies kann durch induzierte Emission realisiert werden.

Innerhalb eines Atoms ist nach der Boltzmann-Verteilung der Grundzustand im thermischen Gleichgewicht stärker besetzt als die angeregten Zustände. Somit ist die Besetzungszahl n_1 des Grundzustandes größer als die Besetzungszahl n_2 des ersten angeregten Zustandes.

Wenn man vereinfachend davon ausgeht, dass ein Atom nur über zwei Niveaus verfügt, dann lassen sich die Ratengleichungen der Besetzungsdichten für beide der möglichen Zustände wie folgt formulieren:

$$\frac{dn_1}{dt} = - \underbrace{n_1 B_{12} \rho(\nu)}_{\dot{N}_A} + \underbrace{n_2 B_{21} \rho(\nu)}_{\dot{N}_{IE}} + \underbrace{n_2 A_{21}}_{\dot{N}_E} \quad (2.1)$$

und

$$\frac{dn_2}{dt} = n_1 B_{12} \rho(\nu) - n_2 B_{21} \rho(\nu) - n_2 A_{21}. \quad (2.2)$$

Dabei stellen \dot{N}_A , \dot{N}_{IE} und \dot{N}_E die Niveauübergänge per Absorption, induzierten Emission und per spontanen Emission da (siehe Abb. 1). Die in diesen Ausdrücken enthaltenen A_{21} , B_{12} und B_{21} sind die sogenannten Einsteinkoeffizienten, welche als Maß für die Übergangswahrscheinlichkeit zwischen den entsprechenden Zuständen zu sehen sind.

Da das durch die induzierte Emission auftretende Licht kohärent (Übereinstimmung in Phase, Energie und Ausbreitungsrichtung) ist, lässt sich falls die induzierte Emission gegenüber der spontanen Emission dominiert, eine Verstärkung des Strahlungsfeldes erreichen.

Um dies zu realisieren führt man eine Besetzungsinversion durch, welche durch eine permanente Zufuhr an elektrischer Energie in das Lasermedium erzeugt wird. Dieser Vorgang wird als

"Pumpen" bezeichnet.

Bei einem Helium-Neon-Laser werden zunächst die Helium-Atome mittels elektrischer Entladung (über zwei Elektroden) angeregt. Bei Stößen zwischen den Helium- und Neonatomen wird Energie auf die Neonatome übertragen, wobei überwiegend das 3s Orbital besetzt wird. Bei einem Übergang vom 3s Orbital in den Grundzustand (2p-Orbital) wird ein Photon emittiert, welches über die charakteristische Wellenlänge $\lambda = 632,8 \text{ nm}$ verfügt.

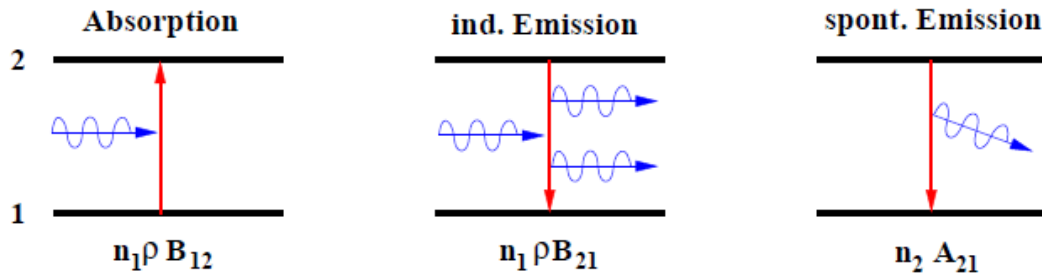


Abbildung 1: Schematische Darstellung der drei möglichen Niveaübergänge von Elektronen innerhalb eines Atoms, wobei die Absorption und die induzierte Emission einfallende Photonen benötigt. Bei der induzierten Emission werden nach erfolgter Absorption des Photons durch das angeregte Elektron direkt zwei Photonen emittiert, welche in Phase, Ausbreitungsrichtung und Energie übereinstimmen. [1]

2.1.2 Resonator

Durch den Resonator wird gewährleistet, dass das von den Neonatomen emittierte Licht hinreichend verstärkt wird, und zwar indem man zwei Spiegel (wie in Abb. 2 schematisch dargestellt) vor bzw. hinter dem Lasermedium bzw. dem Gehäuse in dem sich das Medium befindet, anbringt. Die Spiegel sind dabei teil- bzw. totalreflektierend und sorgen dafür, dass sich erstens zwischen ihnen stehende Wellen bilden und zweitens, dass das Licht möglichst oft durch das Medium läuft (die Verstärkung wächst exponentiell mit der Lauflänge im Lasermedium).

Die Stabilität des optischen Resonators ist streng verknüpft mit der Bedingung

$$0 \leq g_1 \cdot g_2 \leq 1, \quad (2.3)$$

denn nur dann überwiegen die Verstärkungen durch die induzierten Emissionen die Verluste durch die Resonatorspiegel. Dabei sind die Spiegelparameter durch

$$g_i = 1 - \frac{L}{r_i}$$

gegeben, wobei L der Spiegelabstand und r_i der Krümmungsradius der Spiegel ist.

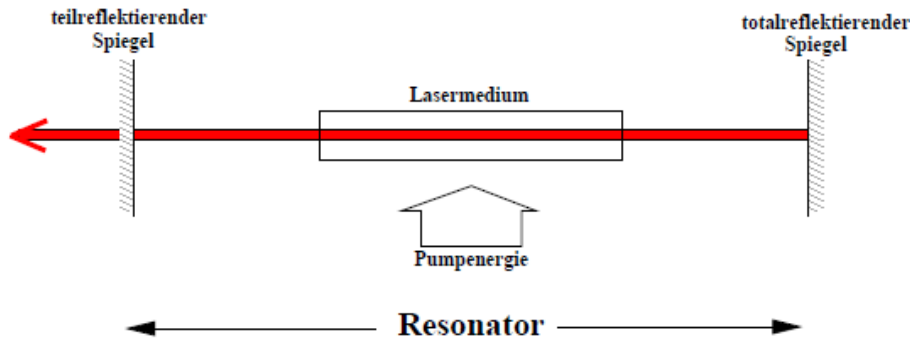


Abbildung 2: Schematische Darstellung eines offenen optischen Resonators, bei dem sich zwei Spiegel gegenüberstehen. [1]

2.2 TEM-Moden

Da $L \gg \lambda$ gilt, wobei λ die Wellenlänge des Lasers darstellt, erfüllen prinzipiell viele verschiedene Frequenzen die Resonanzbedingung einer stehenden Welle.

Da der Spiegel nicht ideal ist, also über Unebenheiten Verkippungen etc. verfügt, bilden sich neben den longitudinalen Wellen, deren Knotenanzahl mit q bezeichnet wird, auch transversale Schwingungen. Diese dominieren die skalare Feldverteilung des Lasers erheblich.

Die Eigenschwingungen (oder Moden) des Resonators werden TEM_{lqp} genannt, wobei TEM für transversale elektromagnetische Moden steht und die l und p die Knotenpunkte in x- und y-Richtung sind.

In der Regel verfügen niedrigere Moden über eine höhere Symmetrie und bei ihnen entstehen deutlich weniger Verluste als im Vergleich zu den höheren Moden. Demnach ist die TEM_{00q} die Mode mit der höchsten Symmetrie und den niedrigsten Verlusten.

2.3 Eigenschaften von Laserstrahlung

2.3.1 Kohärenz

Kohärenz bezeichnet allgemein die Interferenzfähigkeit von Wellen, dabei muss man jedoch zwischen räumlicher und zeitlicher Kohärenz unterscheiden. Dabei ist ein beliebiges Strahlungsfeld kohärent, wenn definierte Phasenbeziehungen zwischen sich überlagernden Teilwellen einer Lichtquelle bestehen, so dass Interferenzphänomene beobachtet werden können¹.

Laser verfügen im Gegensatz zu thermischen Strahlungsquellen über relativ hohe Kohärenzen.

2.3.2 Intensität

Die Intensität I_{lqp} eines Lasers ist proportional zum Betragsquadrat der Feldverteilung E_{lqp} , es gilt also

$$I_{lqp} \propto |E_{lqp}|^2,$$

¹Aus "Laserspektroskopie" von Wolfgang

wobei die Indexschreibweise impliziert, dass sowohl Intensität als auch Feldverteilung von der Anzahl der Knotenpunkte abhängt.

Um also die Intensitätsverteilung berechnen zu können, muss man zunächst die Feldverteilung betrachten. Diese ist für einen Fabry-Perot-Resonator gegeben, durch die Abhängigkeit

$$E_{lqp}(x) \propto H_l(x) \cdot H_q(x) \cdot e^{-\frac{x^2}{2}}, \quad (2.4)$$

wobei $H_l(x)$ und $H_q(x)$ Hermitesche Polynome² sind. Für die Intensitätsverteilung des Lasers gilt somit näherungsweise:

$$I_{lqp} \approx I_0 \cdot \left| H_l(x) \cdot H_q(x) \cdot e^{-\frac{x^2}{2}} \right|^2 \quad (2.5)$$

Zwar haben wir anstelle von kreisförmigen Spiegeln sphärische Spiegel verwendet, jedoch vereinfacht sich das Problem mit diesen Annahmen erheblich (die gemessenen Werte lassen sich durch diese Annahmen relativ genau erklären).

2.3.3 Polarisation

Die Polarisation ist eine Eigenschaft optischer Wellen, welche die Richtung der Feldvektoren (diese stehen senkrecht auf der Ausbreitungsrichtung) des elektromagnetischen Feldes beschreibt. In einem Laser ist die Polarisation aufgrund polarisierender optischer Bauteile im Resonator (z.B. Brewster-Fenster) regelbar, was erforderlich ist, da nur solche Strahlung interferieren kann, die über die gleiche Polarisation verfügt.

Bei **linear polarisierter** Strahlung, zeigen die Feldvektoren immer in eine feste Richtung, die senkrecht auf der Ausbreitungsrichtung steht, wobei die Auslenkung beim voranschreiten ihren Betrag und ihr Vorzeichen wechselt.

Entsprechend drehen sich bei **zirkular polarisierter** Strahlung die Feldvektoren mit konstanter Winkelgeschwindigkeit um den Wellenvektor, der voranschreitenden Welle und ändern ihre Beträge dabei nicht.

2.3.4 Beugung von Laserstrahlen

Ein Laserstrahl verfügt über eine verhältnismäßig dünne Strahltaile, so dass man bei der Beugung von Lasern gemäß der Fraunhofer Beugungstheorie argumentieren kann, wobei man annimmt, dass man über parallele Strahlenbündel mit ebener Wellenfront verfügt, die alle unter dem selben Winkel abgebeugt werden (siehe Abb. 3).

Aus der Abbildung 3 lässt sich für die Wellenlänge λ und der Gitterkonstante $s = \frac{1}{g}$ die folgende Beziehung herleiten:

$$\lambda = s \cdot \sin \varphi$$

Wenn man nun annimmt, dass nur unter kleinen Winkeln φ abgebeugt wird, so gilt

$$\sin \varphi \approx \tan \varphi = \frac{a}{d},$$

²Die ersten drei Hermite Polynome sind gegeben durch $H_0(x) = 1$, $H_1(x) = 2x$ und $H_2(x) = 4x^2 - 2$ (siehe z.B. F.K. Kneubühl "Laser").

wobei a der Abstand zwischen zweier benachbarter Maxima ist und d den Abstand zwischen optischem Schirm und Beugungsgitter darstellt. Letztendlich ergibt sich also für die Wellenlänge eines Lasers:

$$\lambda \approx \frac{a}{d \cdot g} \quad (2.6)$$

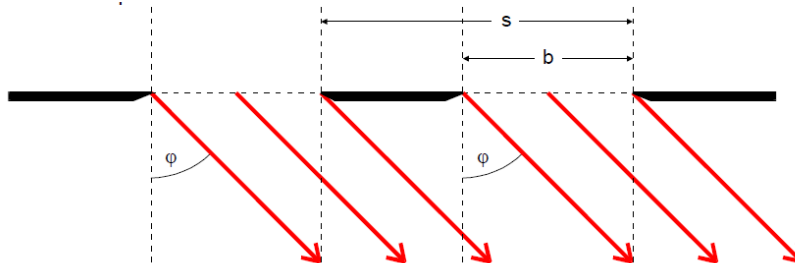


Abbildung 3: Schematische Darstellung des Prinzip der Beugung gemäß Fraunhofer an einem Mehrfachspalt

3 Durchführung

3.1 Justierung des He-Ne-Lasers

Zunächst stellt man auf eine metallische Schiene einen Justierlaser ($\lambda = 532 \text{ nm}$), den man mit einer reduzierten Leistung von $P_{red} = 0,2 \text{ mW}$ betreiben sollte. Nur mit Hilfe des Justierlasers lässt sich der He-Ne-Laser aufbauen, dazu stellt man je einen Schirm mit Fadenkreuz und Beugungsblende direkt vor den Justierlaser bzw. an das Ende der Schiene (beide Schirme sollten möglichst einen maximalen Abstand voneinander haben). Man regelt den Laser so ein (an den Justierschrauben), dass sich die Beugungsringe des Lasers direkt im Fadenkreuz des Schirms befinden. Dadurch wird die optische Achse definiert.

Anschließend werden nacheinander die Resonatorspiegel und das Laserrohr (diese enthält das Medium und die Pumpquelle, sowie zwei Brewster-Fenster, die eine einheitliche Polarisationsrichtung des Lichts realisieren sollen), auf die metallische Schiene angebracht, wobei durch behutsames nachjustieren sicher gestellt wird, dass sich die Beugungsringe weiterhin innerhalb des Fadenkreuzes (auch für den Rückreflex) befinden.

Schließlich schaltet man den Justierlaser aus und regelt an dem Hochspannungsgenerator einen Strom von $I = 6,5 \text{ mA}$ ein. Nach hinreichend genauer Vorjustage stellt sich umgehend eine Lasertätigkeit ein (ist dies nicht der Fall muss nachjustiert werden).

Bei erfolgreicher Lasertätigkeit ist zwischen dem Brewster-Fenster und dem Resonatorspiegel ein roter Strahl zu sehen.

3.2 Überprüfung der Stabilitätsbedingung

Zur Überprüfung der Stabilitätsbedingung (2.3) variiert man die Spiegelabstände L und kontrolliert für welche Bereiche ein Signal zu messen bzw. für welche Bereiche kein Signal zu messen ist.

Diese Messung wird mit zwei unterschiedlichen Resonatoren (dazu stehen mehrere sich in Form und Krümmungsradius unterscheidende Spiegel zur Verfügung).

3.3 Beobachtung der TEM-Moden

Um unterschiedliche TEM-Moden beobachten zu können bzw. diese überhaupt zu stabilisieren, befestigt man einen dünnen Wolfram-Draht ($0,005\text{ mm}$) zwischen Resonatorspiegel und Laserrohr, dessen Abstand zu diesen beiden Geäßen man solange variiert, bis man auf einem optischen Schirm bestimmte Moden erkennen kann. Anschließend tauscht man den optischen Schirm gegen eine Photodiode aus und misst die Intensitätsverteilungen in Abhängigkeit zum Abstand zur optischen Achse. Dies wird für zwei Moden vorgenommen.

3.4 Bestimmung der Polarisation

Zur Bestimmung der Polarisation stellt man einen Polarisator hinter den Auskoppelspiegel und misst mit Hilfe einer Photodiode die Intensität in Abhängigkeit zur Polarisationsrichtung.

3.5 Messung der Wellenlänge des Lasers

Man befestigt nacheinander verschiedene Punktgitter hinter dem Auskoppelspiegel und projiziert die Beugungsmaxima auf einen optischen Schirm oder auf die gegenüber liegende Wand und misst die Abstände zwischen den Maxima aus, um anschließend die Wellenlänge des Lasers berechnen zu können.

4 Auswertung

4.1 Überprüfung der Stabilitätsbedingung

4.1.1 Stabilitätsbedingung für zwei Spiegel mit ungleichen Krümmungsradien

Berechnet man (2.3) gemäß

$$g_1 \cdot g_2 = 1 - \frac{L}{r_1} - \frac{L}{r_2} + \frac{L^2}{r_1 \cdot r_2}, \quad (4.1)$$

so ergibt sich mit $r_1 \neq r_2$, dass sich deren Nullstellen zu $L_1 = r_1$ und $L_2 = r_2$ berechnen lassen. Da diese Funktion, die in Abbildung 3 graphisch dargestellt ist, über zwei Nullstellen verfügt, existiert ein Bereich $]L_1, L_2[$ für den die Stabilitätsbedingung nicht erfüllt ist.

Da hier zwei konkave Spiegel mit $r_1 = 100\text{ cm}$ und $r_2 = 140\text{ cm}$ verwendet wurden, dürfte der Resonator theoretisch bei einem Abstand $L \in]100\text{ cm}, 140\text{ cm}[$ nicht stabil sein.

Um zu erfahren welcher der maximale Abstand L_{max} , an diesem gilt gerade $g_1 \cdot g_2 = 1$ zwischen den Spiegeln sein kann, so muss man die Extremstelle $L_{Ext.}$ von (4.1) berechnen, da aus Symmetriegründen $L_{max} = 2 \cdot L_{Ext.}$ folgt.

Die Extremstelle der Funktion $g_1 \cdot g_2$ lässt sich aus der Nullstelle der ersten Ableitung zu

$$L_{ext.} = \frac{r_1 + r_2}{2}$$

berechnen, so dass sich ein maximaler Abstand von

$$L_{max} = r_1 + r_2 \quad (4.2)$$

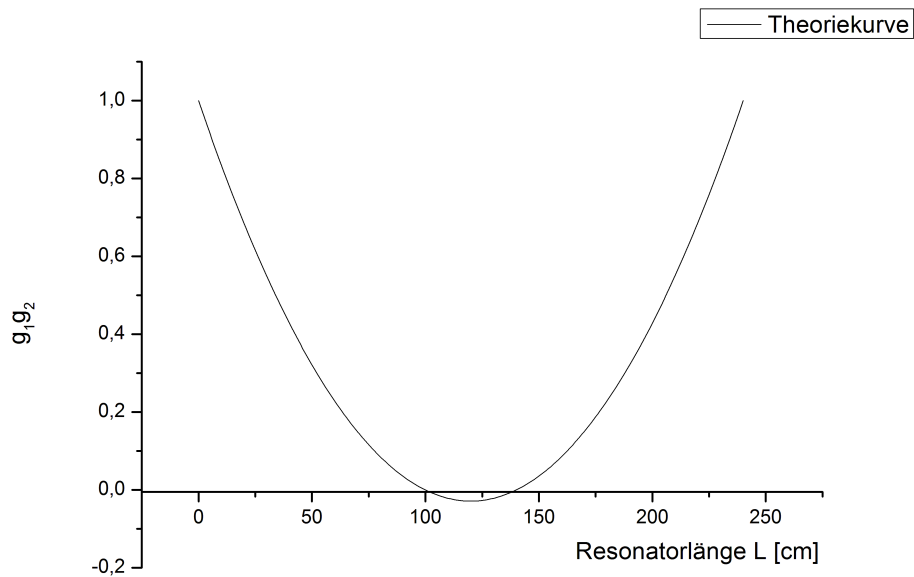


Abbildung 4: Stabilitätsbedingung des Lasers für zwei Spiegel mit unterschiedlichen Krümmungsradien $r_1 = 100 \text{ cm}$ und $r_2 = 140 \text{ cm}$

ergibt. Aus den beiden verwendeten Krümmungsradien ergibt sich also ein maximaler Abstand von 240 cm .

Der maximale Abstand hat sich hier nicht messen lassen, da die Schiene nicht die erforderlichen 240 cm lang gewesen ist und der Laser nicht intensiv genug ist um über einen so großen Abstand zu lasern. Allerdings konnte man die Nullstellen von $g_1 \cdot g_2$ ausmessen. Diese lagen bei

$$L_1 = 102,5 \text{ cm} \quad \text{und} \quad L_2 = 144 \text{ cm}$$

wobei L_1 damit um $2,50\%$ vom Theoriewert abweicht, während L_2 um $2,86\%$ abweicht.

4.1.2 Stabilitätsbedingung für zwei Spiegel mit gleichen Krümmungsradien

Die signifikantesten Unterschiede eines Resonators mit zwei gleich gekrümmten Spiegeln gegenüber einem Resonator mit ungleichgekrümmten Spiegeln ist die Tatsache, dass die Stabilitätsfunktion (4.1) keine Nullstellen in $[0, L_{max}]$ hat. Für den maximal möglichen Abstand der Spiegel geht aus der Theoriekurve ein Wert von

$$L_{max} = 280 \text{ cm}$$

hervor der wegen der Kürze der Schiene jedoch nicht falsifiziert bzw. verifiziert werden kann.

4.1.3 Gründe für den Verlust der Stabilität des optischen Resonators

Ein optischer Resonator ist der Theorie nach genau dann stabil, wenn ein paraxialer Lichtstrahl im Resonator nach beliebig vielen Reflexionen an den Spiegeln den Resonator nicht verlässt. Dies

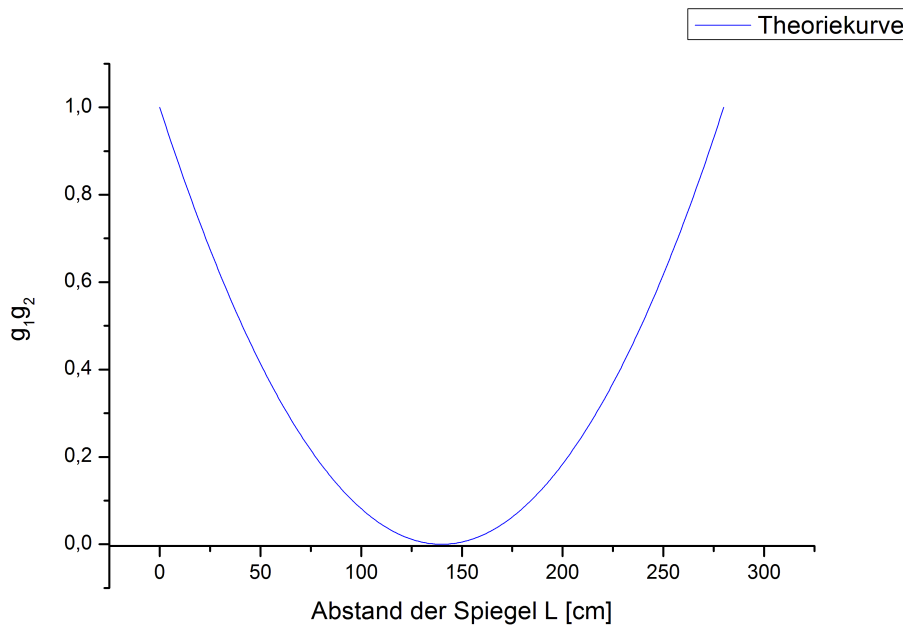


Abbildung 5: Stabilitätsbedingung des Lasers für zwei Spiegel mit gleichen Krümmungsradien $r_1 = 140 \text{ cm}$ und $r_2 = 140 \text{ cm}$

lässt sich natürlich nicht vollständig realisieren (z.B. Beugungsverluste), so müssen im Realen zumindest die Verluste vollständig durch die Verstärkungen (innerhalb des aktiven Mediums) kompensiert werden.

Daraus lässt sich ableiten, dass die Strecken $(SB)_i$, bei denen die S_i die Spiegelmittelpunkte und die B_i die Brennweiten sind, maßgeblich für die optische Stabilität eines Resonators verantwortlich sind. Denn wenn sich $(SB)_1$ und $(SB)_2$ teilweise überlappen, dann ist der Resonator optisch **stabil**.

Die Stabilitätsbedingung (2.3) beschreibt demnach in wie weit sich die $(SB)_i$ überlappen.

4.2 Betrachtung der TEM-Moden

4.2.1 TEM₀₀-Mode

Für die Intensitätsverteilung der TEM₀₀-Mode ergibt sich aus (2.5) wegen $H_0(x) = 1$ näherungsweise

$$I(x) = I_0 \cdot e^{-x^2},$$

wobei dann mit $x = \sqrt{2} \frac{r-r_0}{w}$

$$I(r) = I_0 \cdot e^{-\frac{2(r-r_0)^2}{w^2}} \quad (4.3)$$

folgt. Dabei handelt es sich wie man sieht um eine Gaußverteilung, bei der die Größen $r - r_0$, I_0 und $2w$ gegeben sind als der Abstand zur optischen Achse (in Polarkoordinaten), Amplitude

(Maximalintensität) und Strahldurchmesser. Die zu dieser Verteilung gehörigen Messwerte sind in Tab. 2 (siehe Anhang) aufgeführt. Die Abbildung 6 veranschaulicht unsere Messwerte, wobei man mittels nichtlinearer Ausgleichsrechnung die Theoriekurve siehe (4.3) an die Messwerte anpassen kann.

Die Ausgleichsrechnung gibt die folgenden Parameter als Amplitude der Intensitätsverteilung,

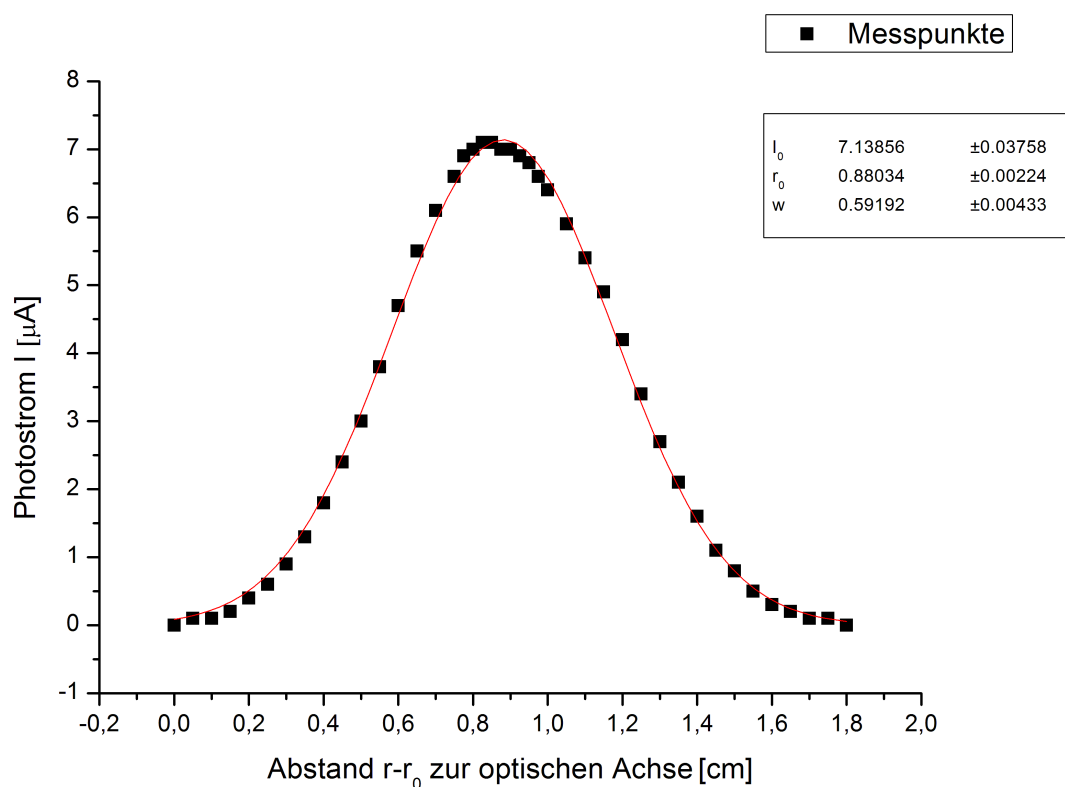


Abbildung 6:

Relativkoordinate der optischen Achse und Strahlenradius aus:

$$I_0 = (7,14 \pm 0,04) \mu A$$

$$r_0 = (0,880 \pm 0,002) cm$$

$$w = (0,591 \pm 0,004) cm$$

4.2.2 TEM₁₀-Mode

Die zweite von uns vermessene Mode war die TEM_{10} (siehe Abb.8), wobei sich deren Intensitätsverteilung über (2.5) zu

$$I(x) = I_0(2x)^2 e^{-2x^2}$$

ergibt, da $H_1(x) = 2x$ gilt. Mit $x = \sqrt{2} \frac{r-r_0}{w}$ ergibt sich dann letztendlich die gefittete Theoriekurve zu:

$$I(x) = I_0 \frac{8(r-r_0)^2}{w^2} e^{-2 \frac{(r-r_0)^2}{w^2}} \quad (4.4)$$

In der Tabelle 3 (siehe Anhang) sind die entsprechenden Werte aufgeführt und in Abbildung 7 werden diese Messwerte graphisch veranschaulicht.

Hierbei ergeben sich aus der nichtlinearen Ausgleichsrechnung die folgenden Parameter.

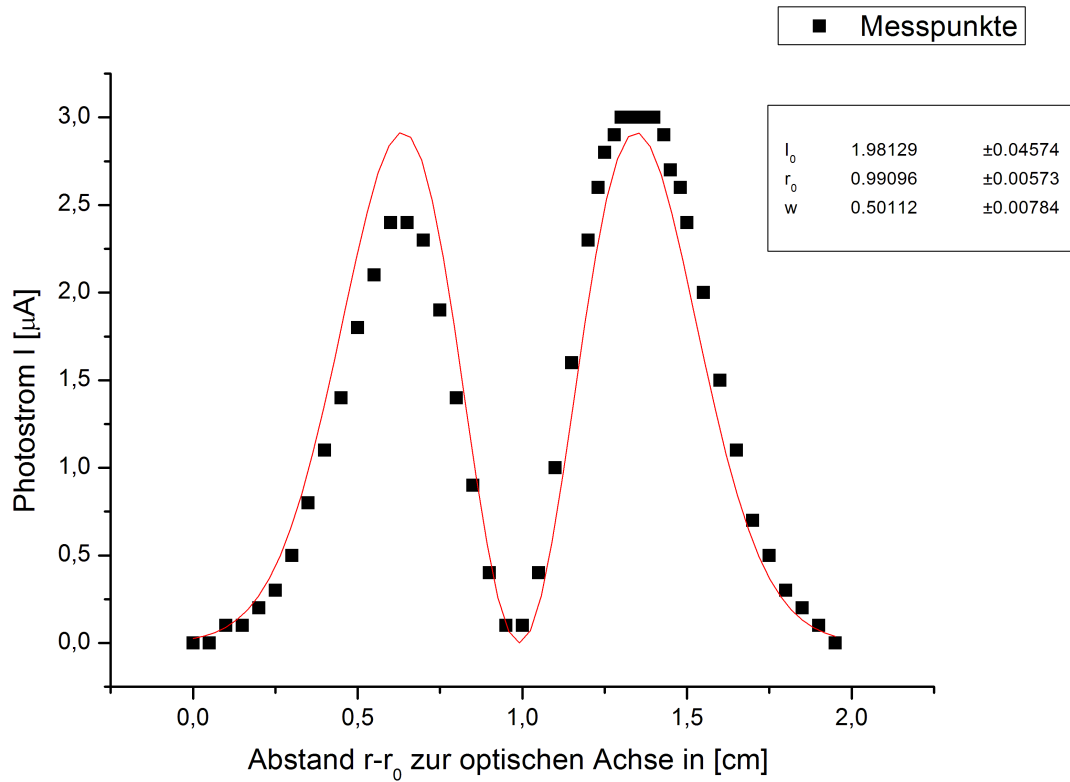


Abbildung 7: Vergleich zwischen Theoriekurve und Messwerten bei der TEM_{10} – Mode

$$I_0 = (1,98 \pm 0,05) \mu A$$

$$r_0 = (0,991 \pm 0,006) cm$$

$$w = (0,501 \pm 0,008) cm$$

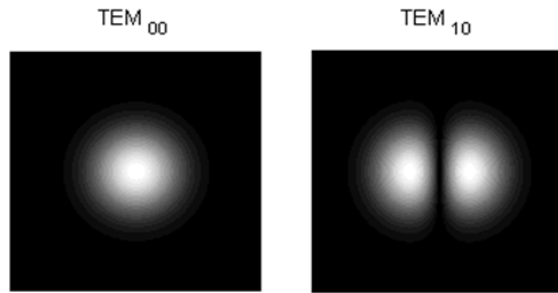


Abbildung 8: Die für die Auswertung des Versuches relevanten TEM-Moden

4.2.3 Funktion des Drahtes

TEM_{lpq} -Moden haben im Falle von niedrigen transversalen Modenzahlen relativ geringe Unterschiede (z.B. bezüglich der Intensitätsverluste). Außerdem haben diese Eigenschwingungen die Eigenschaft bei schon geringen Störungen die Mode zu wechseln. Der Draht stellt somit eine Störung der Schwingung dar.

4.3 Bestimmung der Polarisation

4.3.1 Gemessene Polarisation

Die Messwerte zur Intensitätsbestimmung in Abhängigkeit zur Polarisationsrichtung (siehe Tab. 4 im Anhang) werden in Abbildung 9 veranschaulicht und der entsprechenden Theoriekurve gegenüber gestellt. Die Messwerte der Intensität und Polarisation legen dabei eine Abhängigkeit der Gestalt

$$I = I_0 \cdot \sin^2(\varphi + \varphi_0) \quad (4.5)$$

nahe, da die Messwerte einer 2π -periodischen Funktion zu gehorchen scheinen. Zudem sind die Nullstellen bei $0, \pi$ und 2π (eindeutigster Beweis für eine Sinusabhängigkeit).

Die nichtlineare Ausgleichsrechnung (siehe Abb. 9) ergibt dabei die folgenden Parameter:

$$I_0 = 10,618 \pm 0,114$$

$$\varphi_0 = 0,060 \pm 0,009$$

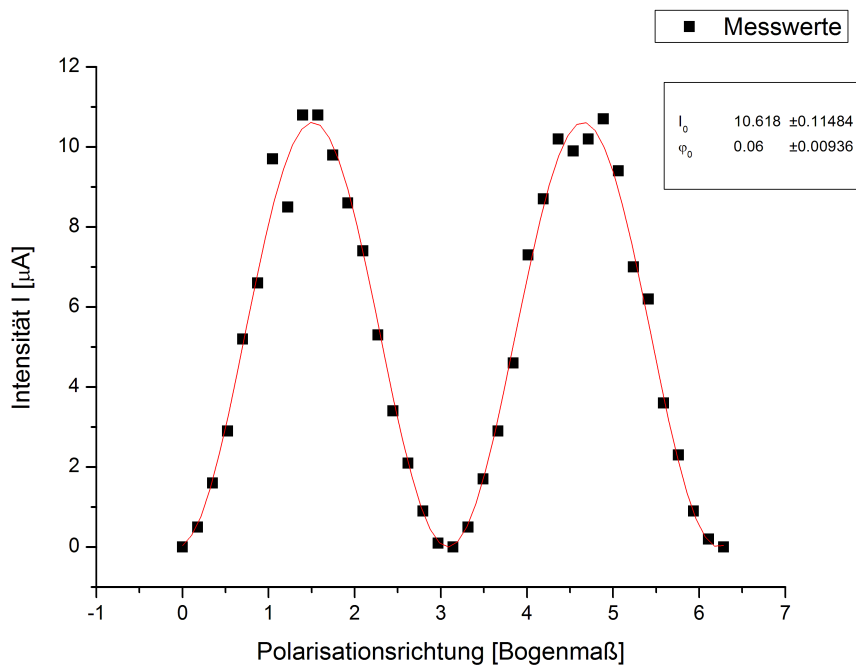


Abbildung 9: Theoriekurve und Messwerte der Messreihe zur Bestimmung der Intensität in Abhängigkeit von der Polarisation

4.3.2 Auswirkung der Brewsterfenster auf die Polarisation

Brewsterfenster sind optische Bauelemente, deren Fensterflächen zur optischen Achse im Brewster-Winkel stehen, wodurch das zur Grenzfläche parallel polarisierte Licht nicht durch Reflexion geschwächt wird. Senkrecht polarisiertes Licht wird jedoch zum größten Teil reflektiert, so dass das Licht, was letztlich aus dem Laserrohr gelangt (idealerweise) vollständig linear polarisiert ist.

4.3.3 Einfluss der Resonatorspiegel auf die Polarisation

Mit Hilfe des Polarisators kann man die Intensität des Lasers in Abhängigkeit der Polarisationsrichtung messen. Da die Brewsterfenster für die senkrecht polarisierten Anteile undurchlässig sind, sollten bei 0° , 180° und 360° nichts zu sehen sein. Dies lässt sich durch die gemessenen Werte (siehe Tabelle 4) bestätigen. Bei den Winkeln 90° und 270° sollten die Maxima der Intensitätsverteilung erreicht sein, da bei diesen Winkel die parallel zur Einfallsebene einfallenden Anteile transmittieren.

Den Einfluß der Resonatorspiegel auf die Polarisation des Lichtes kann vernachlässigt werden, wobei die Abweichungen der Messwerte von der Theoriekurve (siehe (4.5)) eher durch eine Verschiebung der Brewsterfenster relativ zur optischen Achse zu erklären sind.

Der Parameter φ_0 , der die durch die Spiegel hervorgerufene "Verschiebung" der Polarisation beschreibt, ergibt sich (in Grad umgerechnet) zu

$$\varphi_0 = (3,44 \pm 0,54)^\circ$$

4.4 Bestimmung der Wellenlänge des Lasers

Nach Gleichung (2.6) ergeben sich aus den einzelnen Messwerten (siehe Tabelle 1) eine mittlere Wellenlänge von:

$$\lambda = (637 \pm 3) \text{ nm}$$

Der Mittelwert und der statistische Fehler wurden dabei über

$$\bar{\lambda} = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n \lambda_i \quad (4.6)$$

bzw.

$$s = \sqrt{\frac{1}{n(n-1)} \sum_{i=1}^n (\lambda_i - \bar{\lambda})^2} \quad (4.7)$$

berechnet.

a [cm]	g [$\frac{1}{\text{cm}}$]	λ [nm]
12,86	500	640
2,55	100	634

Tabelle 1: Messwerte zur Bestimmung der Wellenlänge, wobei der Abstand zwischen Gitter und optischen Schirm durch $d = 401,6 \text{ cm}$ gegeben war

5 Diskussion

Als größte Fehlerquelle bei diesem Versuch ist definitiv die Tatsache zu nennen, dass vernachlässigt wird, dass die Resonatorspiegel nicht ideal sind und somit über Oberflächenunebenheiten verfügen. Dies hat vor allem starken Einfluss auf die Stabilitätsbedingung (siehe Kapitel 4.1). Bei der Messung der TEM_{10} -Mode sind diverse Fehlerquellen zu nennen. So sorgt der Fakt, dass der Draht schief in die Halterung eingebracht ist, für eine "Verkippung" (beide Peaks sind unterschiedlich hoch) der Gauß-Kurve. Zudem sollte erwähnt werden, dass für die Theoriekurven stark vereinfachte Annahmen gemacht wurden, so dass das Abweichen der Messpunkte nachzuvollziehen ist.

Bei den Messungen der Polarisation und der Wellenlänge sind wieder die Unebenheiten der verwendeten optischen Bauteile als größte Fehlerursachen anzusehen.

6 Literaturverzeichnis

- [1] Bärbel Siegmann, "Versuchsanleitungen zum Fortgeschrittenen-Praktikum"
- [2] F.K. Kneubühl und M.W. Sigrist, "Laser", Teubner Taschenbücher
- [3] Wolfgang Demtröder, "Laserspektroskopie", Springer-Verlag
- [4] Wolfgang Demtröder, "Experimentalphysik 2", Springer-Verlag

7 Anhang

$I [\mu A]$	$r [cm]$
0,0	0,000
0,1	0,050
0,1	0,100
0,2	0,150
0,4	0,200
0,6	0,250
0,9	0,300
1,3	0,350
1,8	0,400
2,4	0,450
3,0	0,500
3,8	0,550
4,7	0,600
5,5	0,650
6,1	0,700
6,6	0,750
6,9	0,775
7,0	0,800
7,1	0,825
7,1	0,850
7,0	0,875
7,0	0,900
6,9	0,925
6,8	0,950
6,6	0,975
6,4	1,000
5,9	1,050
5,4	1,100
4,9	1,150
4,2	1,200
3,4	1,250
2,7	1,300
2,1	1,350
1,6	1,400
1,1	1,450
0,8	1,500
0,5	1,550
0,3	1,600
0,2	1,650
0,1	1,700
0,1	1,750
0,0	1,800

Tabelle 2: TEM_{00}

$I [\mu A]$	$r [cm]$
0,0	0,00
0,0	0,05
0,1	0,10
0,1	0,15
0,2	0,20
0,3	0,25
0,5	0,30
0,8	0,35
1,1	0,40
1,4	0,45
1,8	0,50
2,1	0,55
2,4	0,60
2,4	0,65
2,3	0,70
1,9	0,75
1,4	0,80
0,9	0,85
0,4	0,90
0,1	0,95
0,1	1,00
0,4	1,05
1,0	1,10
1,6	1,15
2,3	1,20
2,6	1,23
2,8	1,25
2,9	1,28
3,0	1,30
3,0	1,33
3,0	1,35
3,0	1,38
3,0	1,40
2,9	1,43
2,7	1,45
2,6	1,48
2,4	1,50
2,0	1,55
1,5	1,60
1,1	1,65
0,7	1,70
0,5	1,75
0,3	1,80
0,2	1,85
0,1	1,90
0,0	1,95

Tabelle 3: TEM_{10}

$I [\mu A]$	$\varphi [^\circ]$	$\varphi [\text{rad}]$
0,0	0	0,000
0,5	10	0,175
1,6	20	0,349
2,9	30	0,524
5,2	40	0,698
6,6	50	0,873
9,7	60	1,047
8,5	70	1,222
10,8	80	1,396
10,8	90	1,571
9,8	100	1,745
8,6	110	1,920
7,4	120	2,094
5,3	130	2,269
3,4	140	2,443
2,1	150	2,618
0,9	160	2,793
0,1	170	2,967
0,0	180	3,142
0,5	190	3,316
1,7	200	3,491
2,9	210	3,665
4,6	220	3,840
7,3	230	4,014
8,7	240	4,189
10,2	250	4,363
9,9	260	4,538
10,2	270	4,712
10,7	280	4,887
9,4	290	5,061
7,0	300	5,236
6,2	310	5,411
3,6	320	5,585
2,3	330	5,760
0,9	340	5,934
0,2	350	6,109
0,0	360	6,283

Tabelle 4: Polarisationswinkel