

Laser

Michael Wiessner und Andreas Messer
 Universität Würzburg Physikalisches Institut

Anhand eines He-Ne-Laser untersuchen wir grundlegende Eigenschaften eines Lasers. Dabei wurden unter anderem der Strahldurchmesser des Laserstrahls, die verschiedenen Moden im des Resonators und der Verstärkungsfaktor untersucht. Mit Hilfe der Modenkopplung wurde die Lichtgeschwindigkeit bestimmt.

Durchführung: 25. September 2006

Protokollabgabe: 28. September 2006

I. EINLEITUNG

Laser kommen in vielen Gebieten der Wissenschaft und Technik zum Einsatz. So wären optische Datenspeicher ohne kompakte Halbleiterlaser undenkbar. In der Forschung kommen sie insbesondere bei der Spektroskopie zum Einsatz. Dieser große Anwendungsbereich erschließt sich dem Laserlicht durch seine hervorragenden Kohärenzeigenschaften.

Um einen Einblick in die Funktionsweise und Physik des Laser zu gewinnen, haben wir einen He-Ne-Laser aufgebaut und verschiedene Experimente durchgeführt. Als erstes wurde das Strahlprofil und die verschiedenen transversalen und longitudinalen Moden untersucht. Danach wurde die Verstärkung des Lasermediums bestimmt. Abschließend konnte mit Hilfe der Modenkopplung im Lasermedium die Lichtgeschwindigkeit $c = (2,954 \pm 0,060) 10^8 \text{ m/s}$ bestimmt werden.

II. THEORIE

Der Laser basiert auf dem Prinzip der stimulierten Emission von Photonen im angeregten Medium. Abbildung 1 zeigt den prinzipiellen Aufbau eines Lasers. Das aktive Medium

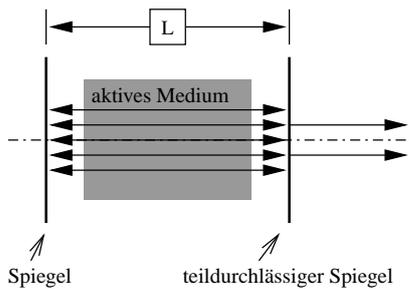


Abbildung 1: Prinzipieller Aufbau eines Laser.

wird mit Hilfe eine Pumpe (Gasentladung, Blitzlampe . . .) angeregt. Das bei der Abregung emittierte Licht wird durch den Resonator mehrfach durch das Medium geschickt und verstärkt.

Die optischen Übergänge im aktiven Medium sollen zunächst anhand eines Zwei-Niveau-Systems mit den Zuständen $|1\rangle$ und $|2\rangle$ erklärt werden. Dabei ist $\Delta E = E_{|2\rangle} - E_{|1\rangle} > 0$ die Energiedifferenz zwischen den beiden Zuständen. Es können

drei verschiedene optische Übergänge zwischen den Zuständen auftreten:

- (a) *stimulierte Absorption*: Atome im Zustand $|1\rangle$ absorbieren einen Lichtquant der Energie ΔE und gehen in den Zustand $|2\rangle$ über. Dadurch ändert sich die Besetzungsdichte der Atome 1 im Zustand $|1\rangle$ nach

$$\frac{dn_{|1\rangle}}{dt} = -\sigma cn_{|1\rangle} n_q \quad (1)$$

wobei c die Lichtgeschwindigkeit, n_q die Photonendichte und σ den Wirkungsquerschnitt für induzierte Absorption/Emission bedeuten.

- (b) *stimulierte Emission*: Durch ein eingestrahlt Photon der Energie ΔE kann aber auch eine Emission eines weiteren, kohärenten Photons induziert werden.

$$\frac{dn_{|2\rangle}}{dt} = -\sigma cn_{|2\rangle} n_q \quad (2)$$

- (c) *spontane Emission*: Durch diesen, klassisch nicht erklär- baren Vorgang werden Photonen in beliebiger Richtung und Phase emittiert.

$$\frac{dn_{|2\rangle}}{dt} = -\frac{n_{|2\rangle}}{\tau} \quad (3)$$

Dabei bedeutet τ die Lebensdauer des Zustandes $|2\rangle$.

Die Linienbreite der optischen Übergänge ist jedoch nicht beliebig klein: Aufgrund der endlichen Lebensdauer der Zustände kommt es zu einer natürlichen Linienbreite. Die Bewegung der Atome führt zu einer Dopplerverbreiterung.

Für den Laservorgang ist die Lichtverstärkung durch die stimulierte Emission von Bedeutung: Durch eine geeignete Anregung (Pumpe) werden Atome in den Zustand $|2\rangle$ angeregt so dass eine Besetzungsinversion eintritt ($n_{|2\rangle} > n_{|1\rangle}$). Treffen nun Photonen passender Energie auf das Medium, so werden Übergänge induziert und der Lichtstrahl verstärkt.

In einem Zwei-Niveau-System kann jedoch kein stabiler Laserbetrieb entstehen, da die Wirkungsquerschnitte für stimulierte Emission und Absorption gleich sind und somit keine stabile Besetzungsinversion erreicht werden kann. Mit einem Vier-Niveau-System wird das Problem gelöst: Die Atome werden zunächst von einem Zustand $|1\rangle'$ in ein Niveau $|2\rangle'$ mit $E_{|2\rangle'} > E_{|2\rangle}$ gepumpt. Dann findet ein Übergang nach $|2\rangle$

statt. Nach dem optischen Übergang in den Zustand $|1\rangle$ findet ein weiterer Übergang nach $|1\rangle'$ mit $E_{|1\rangle'} < E_{|1\rangle}$ statt. Da die zusätzlichen Übergänge sehr schnell erfolgen, kann die Besetzungsinversion aufrecht gehalten werden.

Berücksichtigt man nun alle Komponenten eines Laser, so lassen sich die Bilanzgleichungen des Vier-Niveau-Laser wie folgt schreiben:

$$\frac{dn_{|1\rangle}}{dt} = \sigma c (n_{|2\rangle} - n_{|1\rangle}) n_q + \frac{n_{|2\rangle}}{\tau} - n_{|1\rangle} r_{|1\rangle} \quad (4)$$

$$\frac{dn_{|2\rangle}}{dt} = P + \sigma c (n_{|1\rangle} - n_{|2\rangle}) n_q - \frac{n_{|2\rangle}}{\tau} - n_{|2\rangle} r_{|2\rangle} \quad (5)$$

$$\frac{dn_q}{dt} = \sigma c (n_{|2\rangle} - n_{|1\rangle}) n_q - \beta n_q \quad (6)$$

Mit dem Photonenverlustfaktor β , der Verluste durch Streuung, Absorption und Auskopplung berücksichtigt, der Pumprate P und den Übergangsraten $r_{|1\rangle}$ und $r_{|2\rangle}$ die weitere Übergänge aus den Zuständen berücksichtigen.

Im stationären Betrieb sind die Ableitungen Null und man erhält $n_{|2\rangle} - n_{|1\rangle} = \Delta n_{stat} = \beta / (\sigma c)$ als stationäre Besetzungsinversion. Diese wird auch als Schwellwert-Inversion bezeichnet ab der der Laserbetrieb einsetzt. Für die Nettoverstärkung pro Umlauf ergibt sich

$$G(\nu) = \exp(-\sigma(\nu)\Delta n \cdot 2l - \gamma) = \exp(g(\nu)2l - \gamma) \quad (7)$$

mit $\gamma = \beta \frac{2L}{c}$

Dabei bedeuten l die Länge des aktiven Mediums und L die Resonatorlänge. Da der Übergang dopplerverbreitert ist, gilt für den Verstärkungskoeffizient

$$g(\nu) = g_0 \exp\left(-\frac{4(\nu - \nu_0)^2}{\Delta\nu^2} \ln 2\right). \quad (8)$$

Neben dem aktiven Medium bestimmt auch der Resonator die Eigenschaften des Laserlichtes. Dieser legt die im Laser anschwingenden Moden durch seine Geometrie fest. Die transversalen Moden TEM_{nm} werden durch die Anzahl der Knoten senkrecht zur optischen Achse (xy -Ebene) charakterisiert. Der Intensitätsverlauf wird durch die Hermitepolynome beschrieben. Für die longitudinalen Moden in TEM_{00} -Mode ergibt sich als Resonanzbedingung

$$\nu_i = \frac{c}{2L} i \quad \text{mit } i \in \mathbb{N} \quad (9)$$

mit der Resonatorlänge L .

III. EXPERIMENT

Für den Versuch wird als aktives Medium ein He-Ne Gasgemisch benutzt. Dieses bildet ein Vier-Niveau-System wobei der Laserübergang im Neon erfolgt. Das Helium wird durch eine Gasentladung angeregt und gibt seine Energie durch Stöße an das Neon ab. Die Wellenlänge des emittierten Laserlichtes ist $\lambda = 632,8 \text{ nm}$ (rot).

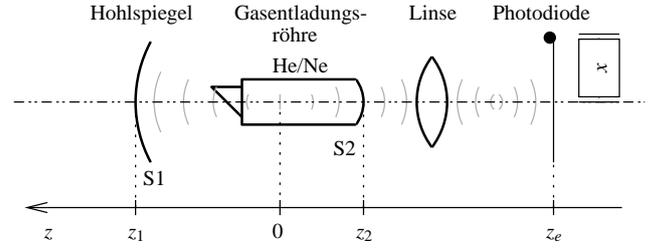


Abbildung 2: Draufsicht auf den Versuchsaufbau. Linse und Photodiode werden für den ersten Versuchsteil benutzt.

Der verwendete Aufbau ist in Abbildung 2 dargestellt. Das He-Ne-Gemisch befindet sich in einer Gasentladungsröhre, deren eines Ende gleichzeitig der Auskoppelspiegel S2 ($r_2 = 2 \text{ m}$, $T_2 = 4\%$) ist. Dieser bildet mit einem weiteren Hohlspiegel S1 ($r_1 = 2,3 \text{ m}$, $T_1 = 0,04\%$) einen Resonator in konfokaler Anordnung. Da für einen Versuchsteil linear polarisiertes Licht benötigt wird, befindet sich außerdem ein Brewsterfenster im Resonator.

Am Anfang des Experiments wurde der Hohlspiegel S1 so justiert, dass der Laserbetrieb einsetzt. Aufgrund der Beugung an den Spiegeln stellt sich eine gaußförmige Intensitätsverteilung (Gaußstrahl) ein:

$$I(x, y, z = \text{const}) \sim \exp\left(-2 \frac{x^2 + y^2}{\omega^2}\right) \quad (10)$$

mit der Strahlbreite ω . Diese hängt mit dem Abstand z von der engsten Stelle des Strahls (Strahltaile) über

$$\omega(z) = \omega_0 \sqrt{1 + \left(\frac{\lambda z}{\pi \omega_0^2}\right)^2} \quad (11)$$

zusammen. Dabei bedeutet ω_0 die Strahlbreite an der Strahltaile. Die Amplitude des Gaußstrahls enthält außerdem noch einen komplexen Anteil, der eine Kugelwelle mit dem Radius

$$R(z) = z \left(1 + \left(\frac{\pi \omega_0^2}{\lambda z}\right)^2\right) \quad (12)$$

beschreibt.

Dieser Intensitätsverlauf wurde im ersten Versuchsteil untersucht. Dazu wurde der Strahl mit einer Linse aufgeweitet und die Intensitätsverteilung einer verschiebbaren Photodiode aufgezeichnet.

Als nächstes wurden die transversalen Moden des Laser untersucht. Dazu wurde ein Draht in den Resonatorraum eingebracht mit dem die verschiedenen transversalen Moden zum Anschwingen gebracht werden konnten. Für das Intensitätsprofil einer TEM_{n0} -Mode gilt

$$I_{n0}(x') \sim \left| H_n(x') \exp\left(-\frac{x'^2}{2}\right) \right|^2 \quad (13)$$

mit den Hermitepolynomen H_n und $x' = \sqrt{2} \frac{x}{\omega(z)}$. Bringt man nun den Draht an die Position einer Nullstelle eines Hermitepolynoms, so wird die dazugehörige TEM-Mode angeregt

und die anderen Moden unterdrückt. Auf diese Weise kann die Strahlteile nochmals bestimmt werden.

Anschließend wurde die Leerlaufverstärkung ermittelt. Dafür wird ein drehbares Glasplättchen als einstellbarer Verlust in den Resonatorraum eingebracht. Aufgrund des polarisierten Lichtes erhält man für dessen Reflektivität

$$R_{p-pol} \approx 4 |r_{p-pol}|^2 \quad (14)$$

mit

$$r_{p-pol} = \frac{n^2 \cos \alpha - \sqrt{n^2 - \sin^2 \alpha}}{n^2 \cos \alpha + \sqrt{n^2 - \sin^2 \alpha}} \quad (15)$$

den Fresnelkoeffizient für die Reflektion an der Grenzfläche des Glasplättchens. Außerdem tritt am Plättchen Mehrstrahlinterferenz auf. Dadurch erhält man minimale Reflektivität für

$$k\lambda = 2d\sqrt{n^2 - \sin^2 \alpha} \quad k \in \mathbb{N}. \quad (16)$$

Um die Leerlaufverstärkung zu bestimmen wurde die Laserintensität für verschiedene Drehwinkel des Plättchen aufgezeichnet.

Anschließend wurden die longitudinalen Moden des Lasers untersucht. Dazu wurde ein elektrisch verstellbarer Hohlspiegel hinter dem Auskoppelspiegel angebracht und die Photodiode auf die andere Seite des Resonators gebracht. Mit dem dadurch entstandenen zweiten Resonator wurden die longitudinalen Moden vermessen.

Abschließend wurde die Modenkopplung untersucht. Diese führt zu einer hochfrequenten Schwebung in der Laserintensität welche mit einer schneller Photodiode registriert wurde.

IV. AUSWERTUNG

A. Justieren des Lasers

Am Anfang des Experiments wird der Spiegel S1 so justiert, dass der Laserbetrieb einsetzt. Dazu wurde ein Fadenkreuz hinter der konvexen Seite des Spiegels angebracht und der Spiegel solange verstellt, bis der Leuchtpunkt der Gasentladungsröhre mittig im Spiegelbild des Fadenkreuzes erscheint. Dadurch setzte der Laserbetrieb ein. Mit Hilfe eines Intensitätsmessgerätes wurde S1 so justiert, dass die Laserintensität maximal wurde. Um S1 weiter zu verbessern, wurde die Intensität des ausgekoppelten Laserlichts mittels einem Leistungsmessgerät gemessen und der Spiegel so justiert, dass die Leistung maximal wurde. Hinter dem Auskoppelspiegel betrug die Leistung 1,8mW. Durch Reinigen von Resonatorspiegel und Brewsterfenster konnte die Leistung weiter gesteigert werden. Der endgültige Wert betrug

$$P = (2,3 \pm 0,1) \text{ mW}.$$

Die Gesamtlänge des Resonators wurde zu

$$L = (54,9 \pm 0,2) \text{ cm}$$

bestimmt.

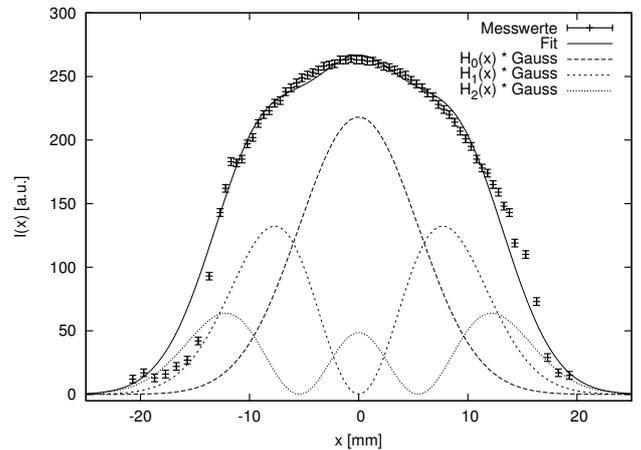


Abbildung 3: Die Abbildung zeigt das mittels einer Photodiode aufgezeichnete Intensitätsprofil des Laserstrahls. Zum Anpassen einer Intensitätskurve wurde eine Überlagerung der TEM₀₀-, TEM₁₀- und TEM₂₀-Mode angenommen.

B. Strahldurchmesser im Resonator

Wie bereits beschrieben sollte das Intensitätsprofil gaußartig sein. Um das zu prüfen wurde der Laserstrahl mit einer Linse der Brennweite $f = 2 \text{ cm}$ aufgeweitet und das Intensitätsprofil bestimmt. Die Entfernung Linse - Spiegel S2 war $z_l = (4,5 \pm 0,2) \text{ cm}$. Die Intensität wurde mittels einer Photodiode in einem Abstand von $s = (47,9 \pm 0,3) \text{ cm}$ zur Linse gemessen. Hauptfehlerquelle war dabei der Messfehler in der Photospannung.

Die Messergebnisse sind in Abbildung 3 dargestellt. Die Fit-Funktion ist dabei eine Summe aus den Einzelintensitäten (13) der TEM₀₀-, TEM₁₀- und TEM₂₀-Mode:

$$I(x') = \sum_{k=0}^2 a_k \cdot I_{k0}(x') \quad (17)$$

Durch Variation der a_k und der Strahlbreite $\omega(z_e)$ wurde (17) an die Messwerte angepasst. Die Strahlbreite am Ort der Photodiode beträgt damit

$$\omega(z_e) = (10,89 \pm 0,22) \text{ mm}$$

bestimmt. Mit Hilfe von (11) kann man so die minimal erreichbare Strahlbreite ω_0 (im Brennpunkt der Linse) berechnen:

$$\omega_0 = (8,49 \pm 0,23) \mu\text{m} = (13,42 \pm 0,36) \cdot \lambda$$

Entsprechend

$$\frac{P}{A} = \frac{P}{\pi\omega_0^2} \quad (18)$$

ergibt sich so eine Leistung pro Flächeneinheit von

$$\frac{P}{A} = (10,16 \pm 0,71) \frac{\text{MW}}{\text{m}^2}$$

Tabelle I: Positionen des Drahtes im Resonator für verschiedene Moden.

z [cm]	TEM ₁₀ x_1 [mm]	TEM ₂₀ x_{-2} [mm]	TEM ₂₀ x_2 [mm]
6,2 ± 0,2	12,04 ± 0,06	11,91 ± 0,02	12,20 ± 0,02
11,3 ± 0,2	11,94 ± 0,06	11,77 ± 0,02	12,10 ± 0,02
18,0 ± 0,2	11,94 ± 0,06	11,77 ± 0,02	12,12 ± 0,02

im Brennpunkt der Linse. Abschließend wird die Breite der Strahlteile im Resonator $\omega(z=0) = \omega'_0$ berechnet. Dazu muss zunächst die genaue Position der Spiegel S1 und S2 aus der Resonatorlänge bestimmt werden. Aufgrund der Gausstrahlen gilt

$$\frac{z_1}{z_2} = -\frac{r_2 - L}{r_1 - L}. \quad (19)$$

Durch Umstellen findet man

$$z_2 = -(300,22 \pm 0,16) \text{ mm}$$

wobei der Fehler durch den Messfehler in der Resonatorlänge bedingt ist. Mit (12) und der Bedingung $R(z_2) = r_2$ erhält man für die theoretische Breite der Strahlteile im Resonator

$$\omega'_0 = (260,086 \pm 0,041) \mu\text{m}.$$

Berechnet man mit (11) die Breite des Strahls an der Linse und rechnet diese zurück auf die Breite ω'_0 im Resonator, findet man

$$\omega'_{0exp} = (155,0 \pm 4,1) \mu\text{m}.$$

Die experimentell bestimmte Breite der Strahlteile ist kleiner, als der theoretische Wert. Die große Abweichung vom erwarteten Wert lässt sich anhand der Bestimmungsgleichungen für die Strahlbreiten erklären: So gelten diese nur für den Fall, dass der Laser in der TEM₀₀-Mode arbeitet, in unserem Fall waren jedoch mehrere Moden aktiv.

Mit dem Ergebnis für die theoretische Strahlteile im Resonator ergibt sich die Strahlbreite in 100m Entfernung zu

$$\omega(100\text{m}) = (7,7447 \pm 0,0012) \text{ cm}.$$

C. Darstellung transversaler Moden

Zur Darstellung der TEM-Moden wurde die Photodiode entfernt und ein verstellbares Drahtkreuz in den Resonatorraum gebracht. Das Anschwingen der Moden wurde auf einem Schirm an der Wand beobachtet. Durch Verstellen des Fadenkreuzes konnte die TEM₁₀, TEM₀₁, TEM₂₀ und TEM₁₁ Mode dargestellt werden (Abbildung 4). Der Versuch wurde an verschiedenen Stellen im Resonator wiederholt und dabei die Position des Drahtes bestimmt (Tabelle I).

Mit Hilfe der Bedingung $H_2(x') = 0$ für die TEM₂₀ Mode konnte das Quadrat der Strahlbreite $\omega^2(z)$ berechnet werden:

$$\omega^2(z) = 4 * \left(\frac{x_2 - x_{-2}}{2}\right)^2 \quad (20)$$

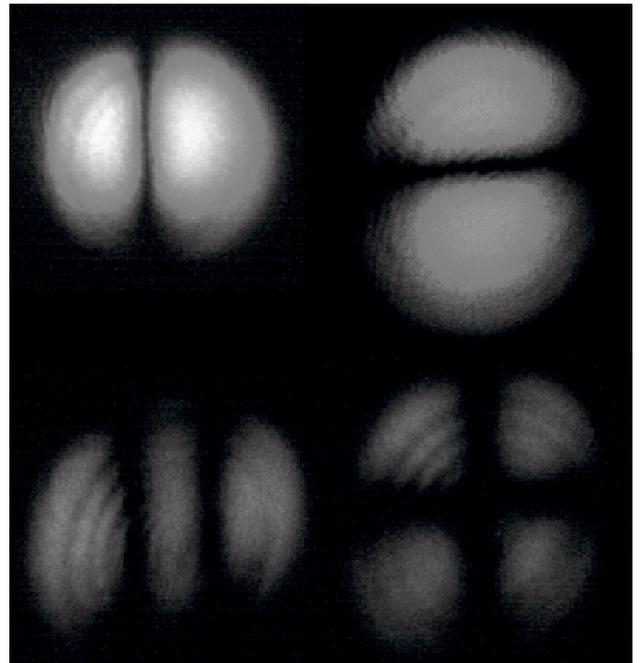


Abbildung 4: Das Bild zeigt die photographischen Aufnahmen der verschiedenen TEM-Moden. Von links oben: TEM₁₀, TEM₀₁, TEM₂₀, TEM₁₁.

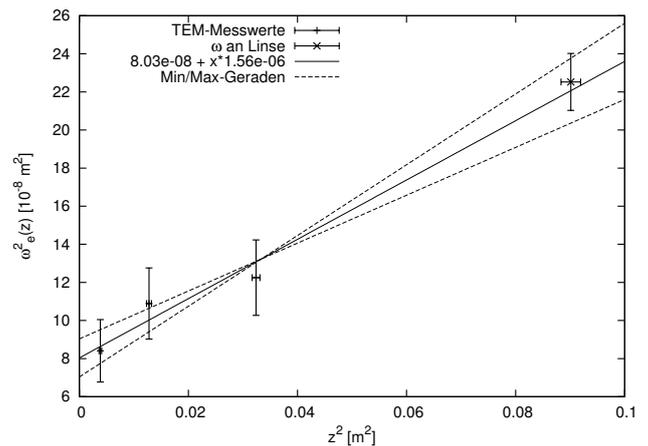


Abbildung 5: Auftragung von $\omega^2(z)$ gegen z^2 um die Strahlteile zu bestimmen. Die Messpunkte aus den TEM-Moden wurden um einen Messpunkt vom vorhergehenden Abschnitt ergänzt.

Durch Auftragen der Quadrate der $\omega(z)$ gegen z^2 und lineare Extrapolation auf den Achsenabschnitt entsprechend

$$\omega^2(z) = \omega_0^2 + \left(\frac{\lambda z}{\pi \omega_0}\right)^2 \quad (21)$$

konnte die Strahlteile im Resonator mit einer weiteren Methode bestimmt werden (Abbildung 5). Um einen guten Fit zu ermöglichen wurde $\omega(z)$ an der Linse zu den Messpunkten hinzugefügt.

Aus dem Achsenabschnitt ergibt sich die Strahlteile im Re-

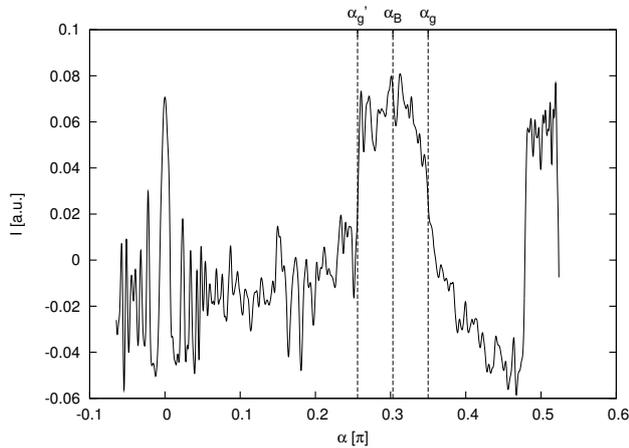


Abbildung 6: Mit FT bearbeiteter Intensitätsverlauf des Laserlichtes in Abhängigkeit vom Drehwinkel α eines in den Resonatorraum eingebrachten Glasplättchens.

sonator zu

$$\omega'_0 = (283 \pm 18) \mu\text{m}.$$

Dieses Ergebniss stimmt gut mit dem aus der Resonatorlänge berechnetem Wert überein.

D. Abschätzung des Verstärkungsfaktors

In diesem Teil des Versuches soll die Verstärkung des Lasermedium bestimmt werden. Dazu wird ein verstellbarer Verlust in Form eines Glasplättchens in den Resonator eingebracht und die Laserintensität in Abhängigkeit von Drehwinkel des Plättchens aufgezeichnet. Anhand des Signalverlaufs lassen sich Brewsterwinkel (minimaler Verlust durch das Plättchen) und zwei Grenzwinkel (Gesamtverlust gleich der Nettoverstärkung) bestimmen. Aus diesen Angaben werden dann der Verstärkungsfaktor und Brechungsindex und Dicke des Glasplättchens berechnet.

Das Plättchen wurde durch einen Synchronmotor gedreht und die Intensität als Funktion der Zeit aufgenommen. Anhand der Anordnung der Peaks wurde die Zeitachse auf den Winkel umgeeicht. Leider haben wir zur Messung des Signals die falsche Photodiode benutzt (erkennbar an der negativen Intensität in Abbildung 9 im Anhang A) und dies erst nach dem Versuch festgestellt. Um trotzdem einige Ergebnisse zu erhalten haben wir mittels dem Werkzeug der Fourier-Transformation (FT) das Signal nachbearbeitet (Abbildung 6).

Aus dieser Auftragung konnten nun Brewsterwinkel und Grenzwinkel abgeschätzt werden:

$$\alpha'_g = (46,11 \pm 0,63)^\circ$$

$$\alpha_B = (54,5 \pm 1,3)^\circ$$

$$\alpha_g = (62,98 \pm 0,95)^\circ$$

Mit dem Brewsterschen Gesetz konnte aus α_B der Brechungsindex des Glasplättchens zu

$$n = (1,404 \pm 0,066)$$

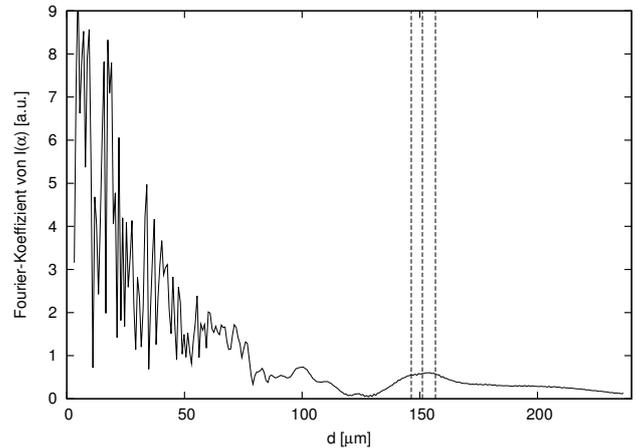


Abbildung 7: Fouriertransformierte der Intensität als Funktion der Plättchendicke d . Die eingezeichneten Geraden kennzeichnen den Fourierpeak, der durch die Mehrstrahlinterferenz entsteht und somit zur Plättchendicke führt.

bestimmt werden. Dieser Wert liegt im erwarteten Bereich.

Mit Hilfe der am Glasplättchen auftretenden Mehrstrahlinterferenz kann die Dicke des Plättchens ermittelt werden (16). Die Mehrstrahlinterferenz ist in Abbildung 6 an den schmalen Peaks gut zu erkennen. Indem die Intensität über $\sqrt{n^2 - \sin^2 \alpha}$ aufgetragen und eine Fouriertransformation der Darstellung vorgenommen wurde (Abbildung 7) konnte die Dicke des Glasplättchens direkt abgelesen werden:

$$d = (151,1 - 4,7 + 5,5) \mu\text{m}$$

Um nun den Verstärkungsfaktor zu bestimmen betrachten wir die Intensitätsbilanz des Laserlichtes für einen kompletten Umlauf. Das Laserlicht wird an den Spiegeln S1 und S2 mit den Reflektivitäten $R_1 = 0,9966$ und $R_2 = 0,957$ reflektiert, passiert zweimal das Glasplättchen mit der Transmittivität $T = 1 - R_{p-pol}$ und wird zwei mal durch das aktive Medium um $v = \exp(g_0 l)$ verstärkt. Zusammengefasst erhält man

$$I = I_0 R_1 R_2 T^2 \exp(2g_0 l) \quad (22)$$

mit der Länge des aktiven Mediums $l = 30\text{cm}$, der Anfangsintensität I_0 , der Endintensität I und der Verstärkung pro Weglänge g_0 . Unter der Gleichgewichtsbedingung $I = I_0$ erhalten wir die Bestimmungsgleichung

$$g_0 = -\frac{1}{2l} \ln(R_1 R_2 T^2) \quad (23)$$

Die Transmittivität des Plättchens erhält man mit (14) und (15) aus Brechungsindex und den Grenzwinkeln. Der Mittelwert aus den beiden Transmittivitäten ist

$$T = (0,9738 \pm 0,0053).$$

Durch Einsetzen in (23) findet man für die Verstärkungskoeffizient und den Verstärkungsfaktor

$$g_0 = (0,168 \pm 0,015) \text{m}^{-1}$$

$$G = \exp(g_0 l) = (1,0516 \pm 0,0026)$$

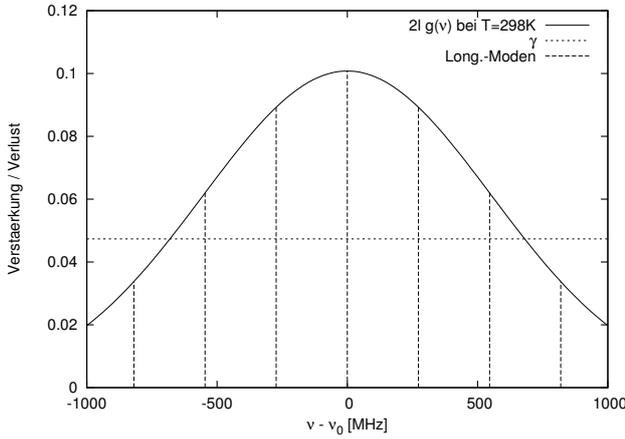


Abbildung 8: Die Abbildung zeigt das Verstärkungsprofil der 632,8 nm Linie des He-Ne-Lasers. Es tragen alle Moden für die die Verstärkung $g(\nu)$ größer als der Verlust γ ist zum Laserbetrieb bei.

E. Bestimmung der Anzahl zum Laserbetrieb beitragender Longitudinalmoden

Wie bereits im Theorieteil beschrieben, ist der Laserübergang durch den Dopplereffekt verbreitert. Dadurch ist das Verstärkungsprofil (8) so stark verbreitert, dass mehrere longitudinale Moden anschwingen können. Damit eine Mode zum Laserbetrieb beitragen kann, muss der Verstärungskoeffizient der Mode $g(\nu)$ größer als der Resonatorverlust

$$\gamma = -\ln(R_1 R_2) \quad (24)$$

sein. Der Frequenzabstand der Moden wird durch die Resonatorlänge L festgelegt. Mit $\Delta\nu = \frac{c}{2L}$ erhalten wir

$$\Delta\nu = (273,04 \pm 0,25) \text{ MHz.}$$

Moden, Verstärkungsprofil und Resonatorverlust sind in Grafik 8 dargestellt. Dort liest man ab, dass fünf longitudinale Moden zum Laserbetrieb beitragen.

F. Beobachtung der longitudinalen Lasermoden

Im vorhergehenden Abschnitt wurde der Abstand der longitudinalen Lasermoden mit Hilfe der Resonatorlänge bestimmt. Ziel dieses Versuchsteils ist es diesen Modenabstand experimentell zu bestimmen. Dazu wird hinter den Auskopplerspiegel S2 im Abstand $d_{23} = 8 \text{ cm}$ ein weiterer, piezoverstellbarer Spiegel angebracht. Dieser bildet einen weiteren Resonator mit der Resonanzbedingung $k\lambda = 2d_{23}$. Der Resonanzfall ist an einer Intensitätserhöhung der Laserintensität erkennbar. Die Verschiebung des Piezospiegels ist mit

$$\Delta d = 2,28 \frac{\text{nm}}{\text{V}} \cdot \Delta U \quad (25)$$

gegeben. Die Intensität wurde mittels einer Photodiode auf der Seite von Spiegel S1 bestimmt.

Tabelle II: Gemessener Modenabstand $\Delta\nu$ und Modenbreite $\delta\nu$ der Longitudinalmoden. Auf eine Fehlerangabe wurde verzichtet, da sie nicht sinnvoll ist. Die Peaks wurden mit den Buchstaben A-H bezeichnet.

Abstand ΔU [V]	$\Delta\nu$ [MHz]	Breite δU [V]	$\delta\nu$ [MHz]
AB	13,2	178,23	A 2,4 32,40
BC	13,6	183,63	B 3,2 43,21
CD	14,4	194,43	C 4,0 54,01
			D 4,0 54,01
EF	9,6	129,62	E 3,0 40,51
FG	18,2	245,74	F 3,2 43,21
GH	9,2	124,22	G 1,6 21,60
			H 1,6 21,60
Mittelwert	(176 ± 32)	Mittelwert	(35 ± 14)

Der Piezo wird mit einer sinusförmigen Wechselspannung versorgt wodurch d_{23} periodisch verändert wird. Diese Spannung und die Laserintensität wurde auf einem Oszilloskop dargestellt. Das Intensitätssignal bestand aus einigen großen Peaks mit großen Abständen die nochmals in kleine, nah aneinanderliegende Peaks unterteilt waren. Die kleinen Peaks entstehen dadurch, dass die Resonanzbedingung für verschiedene Wellenlängen (Longitudinalmoden) erfüllt wurde. Die großen Peaks stehen für verschiedene k in der Resonanzbedingung. Es wurden die Abstände und die Breite der kleinen Peaks bestimmt und mittels der Beziehung

$$\Delta\nu = \frac{c}{\lambda d_{23}} \Delta d \quad (26)$$

in Frequenzen umgerechnet.

Entsprechend Tabelle II erhalten wir den Modenabstand

$$\Delta\nu = (176 \pm 32) \text{ MHz}$$

und die Modenbreite

$$\Delta\nu = (35 \pm 14) \text{ MHz.}$$

Zu beachten ist, dass beide Werte mit starken Fehlern behaftet sind. Trotzdem kann der berechnete Modenabstand aus dem vorhergehenden Abschnitt durch die Messung nicht bestätigt werden. Da beide Werte im Vergleich mit früheren Ergebnissen zu klein sind gehen wir davon aus, dass uns bei der Messung ein systematischer Fehler unterlaufen ist, dessen genaue Ursache jedoch nicht geklärt werden konnte. Wir vermuten, dass die Eichkonstante des Piezokristalls nicht korrekt ist, da die Fehler in den anderen Messgrößen nur geringen Einfluss auf das Ergebnis haben.

G. Messung der Lichtgeschwindigkeit

Wie in den vorhergehenden Abschnitten gezeigt, tragen mehrere longitudinale Moden zum Laserbetrieb bei. Diese Moden sind in allgemeinen nicht voneinander unabhängig. Durch die periodische Feldamplitude im aktiven Medium kommt es zu einer Modulation der Verstärkung des Mediums. Diese führt zu einer Kopplung zwischen den Moden. Durch

diese Kopplung kommt es zu einer hochfrequenten Schwebung der Lichtintensität. Die Frequenz der Schwebung entspricht dem durch den Resonator vorgegebenen Modenabstand.

Um diese hochfrequente Schwebung zu messen wurde eine ultraschnelle Photodiode mit dem Laser beleuchtet und an ein Oszilloskop angeschlossen. Indem das Oszilloskop im FT (Fourier-Transform) Modus betrieben wurde, konnte die Schwebungsfrequenz direkt abgelesen werden:

$$\Delta\nu_1 = (278 \pm 2) \text{ MHz}$$

Der Wert stimmt sehr gut mit dem vom Resonator vorgegebenen Modenabstand überein. Der Resonator wurde nun mit Hilfe eines Abstandsstücks um $\Delta L = 0,19988 \text{ m}$ verlängert und die Schwebungsfrequenz erneut bestimmt:

$$\Delta\nu_2 = (202 \pm 2) \text{ MHz}$$

Der Fehler beider Messungen kommt aus einer statistischen Mittelung mehrerer Messungen.

Durch Auflösen von $\Delta\nu = \frac{c}{2L}$ nach c erhalten wir die Bestimmungsgleichung

$$c = \frac{2\Delta L}{1/\Delta\nu_2 - 1/\Delta\nu_1} \quad (27)$$

und finden so für die Lichtgeschwindigkeit

$$c = (2,954 \pm 0,060) 10^8 \frac{\text{m}}{\text{s}}$$

Dieser Wert weicht um 1,5% vom Literaturwert ab. Ursache der starken Abweichung liegt vor allem in der Bestimmung der Schwebungsfrequenz, deren exakter Wert sich nur schwer mit dem Oszilloskop bestimmen ließ.

H. Zusammenfassung

Anhand eines interessanten Experiments untersucht wird die grundlegenden Eigenschaften eines He-Ne-Laser. Anhand der durchgeführten Experimente war es uns möglich einen Einblick in die wichtigsten Aspekte eines Laser zu erhalten. Besonders interessant war das Phänomen der Modenkopplung. Diese ermöglichte es uns die Lichtgeschwindigkeit genau zu bestimmen. Außerdem konnten wir auch die Empfindlichkeit optischer Systeme gegenüber äußeren Schwingungen und Vibrationen erleben. So waren vorbeifahrende LKW gut an den Intensitätsschwankungen zu erkennen.

[1] *F-Praktikum A Anleitung - Laser*, Würzburg (2006).

[2] F. K. Kneubühl and M. W. Sigrist, *Laser* (Teubner, Stuttgart, 1989), 2nd ed.

Anhang A:

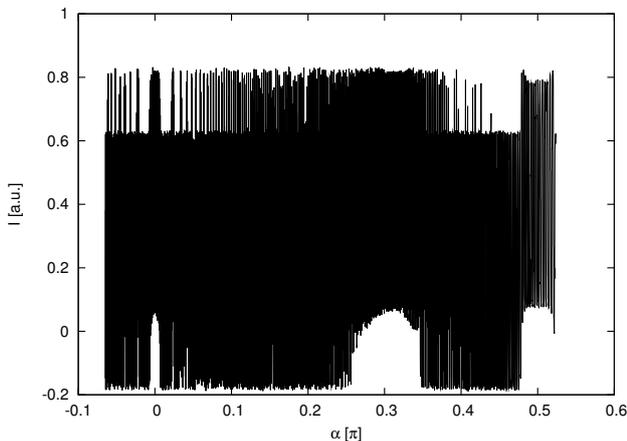


Abbildung 9: Ungefilterter Intensitätsverlauf in Abhängigkeit vom Winkel α der Flächennormale des Glasplättchens zur optischen Achse.