

Versuch VXXX

Titel

| | |
|---|--|
| Lennart Völz | Max Möller |
| <code>lennart.voelz@tu-dortmund.de</code> | <code>max2.moeller@tu-dortmund.de</code> |

| | |
|--------------------------|--------------------|
| Durchführung: XX.XX.XXXX | Abgabe: XX.XX.XXXX |
|--------------------------|--------------------|

TU Dortmund – Fakultät Physik

Inhaltsverzeichnis

| | | |
|----------|---|-----------|
| 1 | Zielsetzung | 3 |
| 2 | Theorie | 3 |
| 2.1 | Aktives Medium | 3 |
| 2.2 | Pumpquelle | 4 |
| 2.3 | Resonator | 4 |
| 2.4 | Mehrniveausystem | 5 |
| 2.5 | Modenstruktur | 5 |
| 2.5.1 | Longitudinale Moden | 5 |
| 2.5.2 | Transversale Moden | 6 |
| 2.6 | Polarisation | 6 |
| 2.7 | Wellenlänge | 7 |
| 3 | Aufbau | 8 |
| 4 | Durchführung | 8 |
| 4.1 | Justage des Lasers | 8 |
| 4.2 | Stabilitätsbedingung | 8 |
| 4.3 | Transversalmoden | 9 |
| 4.4 | Longitudinalmoden | 9 |
| 4.5 | Polarisation | 9 |
| 4.6 | Wellenlänge | 9 |
| 5 | Auswertung | 10 |
| 5.1 | Überprüfung der Stabilitätsbedingung | 10 |
| 5.2 | Messung der Wellenlänge des LASERs | 12 |
| 5.3 | Messung der Polarisationsrichtung des LASERs | 13 |
| 5.4 | Abhängigkeit der longitudinalen Resonatormoden von der Resonatorlänge | 15 |
| 5.5 | Messung der transversalen LASER Moden | 17 |
| 6 | Diskussion | 19 |
| 6.1 | Stabilitätsbedingung | 19 |
| 6.2 | Wellenlänge des LASERs | 19 |
| 6.3 | Polarisationsrichtung des LASERs | 19 |
| 6.4 | Longitudinale Moden des LASERs | 20 |
| 6.5 | Transversale Moden des LASERs | 20 |
| | Literatur | 21 |

1 Zielsetzung

Ziel ist es die Funktionsweise eines Helium-Neon-Lasers zu verstehen. Der Laser wird dazu aufgebaut und hinsichtlich seiner Eigenschaften, wie Wellenlänge, Intensitätsverteilung senkrecht zur Ausbreitungsrichtung, Polarisierung und Modenstruktur, untersucht.

2 Theorie

Ein Laser (Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation) erzeugt kohärentes, nahezu monochromatisches und gerichtetes Licht. Es gibt verschiedene Wege einen Laser zu realisieren, der hier verwendete Helium-Neon-Laser gehört zu den Gaslasern.

Ein solcher Laser lässt sich grundlegend in drei Teile unterteilen: ein aktives Medium, eine Pumpquelle und einen Resonator.

2.1 Aktives Medium

Das aktive Medium ist in diesem Versuch ein Gasgemisch aus Helium und Neon. Diese Wahl ist begründet durch die Tatsache, dass Helium und Neon angeregte Niveaus besitzen, die nahe beieinander liegen. So kann das Helium durch die Pumpquelle angeregt werden und die Energie auf das Neon übertragen. Der Energiezustand der übertragenen Energie ist jedoch nicht das niedrigste angeregte Niveau, sondern ein metastabiler Zustand, wodurch eine Besetzungsinversion länger erhalten bleibt. Die für den Laserbetrieb wichtigen Energieterme des Heliums und Neons sind in Abbildung 1 dargestellt. Die Laserübergänge finden im Neonatom statt. Der für das rote Licht wichtige Übergang ist der Übergang von $3s_2$ nach $2p_4$ mit einer Wellenlänge von $\lambda = 633 \text{ nm}$.^[4]

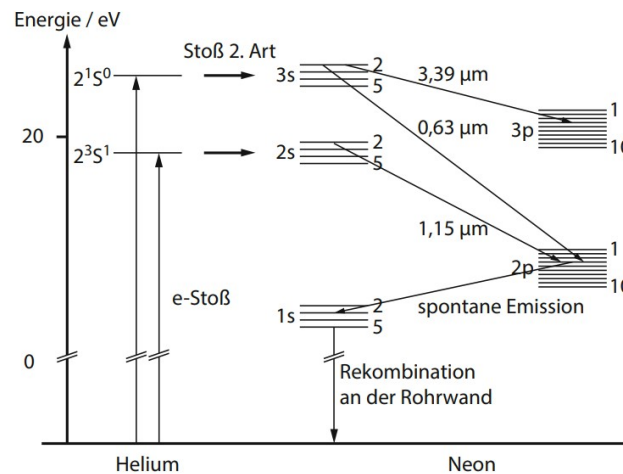


Abbildung 1: Energieterme des Heliums und Neons.^[4]

Dieser Prozess geschieht entweder spontan oder durch stimulierte Emission. Bei der spontanen Emission wird ein Photon emittiert, wenn ein Elektron von einem angeregten Zustand in den Grundzustand zurückfällt. Bei der stimulierte Emission wird ein Photon emittiert, wenn ein einfallendes Photon das Elektron von einem angeregten Zustand in den Grundzustand zurückfallen lässt. Dieses emittierte Photon hat dabei die gleiche Energie, Phase und Ausbreitungsrichtung wie das einfallende Photon.

2.2 Pumpquelle

Das Pumpen ist in diesem Versuch ein elektrischer Entladungsprozess. Dabei wird das Helium durch eine angelegte Spannung ionisiert und in einen angeregten Zustand versetzt. Durch die Energiepumpe wird im Lasermedium eine vom thermischen Gleichgewicht abweichende Besetzung eines Niveaus erzeugt. Mit ausreichender Pumpenergie kann so eine Besetzungsinversion (angeregter Zustand höhere Besetzungszahl als Grundzustand) erreicht werden.

2.3 Resonator

Der Resonator besteht aus zwei Spiegeln, von denen einer teilweise durchlässig ist. Senkrecht auf die Spiegel treffende Photonen verbleiben im Resonator und sorgen für eine Verstärkung des Lichts durch stimulierte Emission. Diese Verstärkung ist dabei umso größer, je länger die Verweildauer des Photons im Resonator ist. Die Verweildauer ist dabei abhängig von der Länge des Resonators und der Reflektivität der Spiegel. Dadurch, dass ein offener Resonator verwendet wird, entsteht gerichtetes Licht, das durch den teilweise durchlässigen Spiegel austritt.

Eine Kennzahl für den Resonator ist der Stabilitätsparameter $g_1 g_2$. Für einen stabilen Resonator gilt

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

und ist durch zwei konfokale Spiegel gegeben. Ein konfokaler Spiegel hat den Krümmungsradius $r_1 = r_2 = L/2$, wobei L die Länge des Resonators ist. g_1 und g_2 ergeben sich mit den Krümmungsradien und der Resonatorlänge zu

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

Da die Wellenlänge des Lasers klein gegenüber der Resonatorlänge ist erfüllt nicht nur eine Wellenlänge/Frequenz die Resonanzbedingung, sondern eine ganze Reihe von Moden. Die Transversalmoden entstehen, da das Licht, das zwischen den Spiegeln reflektiert wird, stehende Wellen ausbildet. Grundsätzlich müssen nun einige Bedingungen erfüllt sein, damit ein Laserbetrieb möglich ist. Zum einen muss die Verstärkung größer sein als die Verluste im Resonator. Verluste entstehen zum Beispiel durch Absorption oder Streuung. Eine Verstärkung (erst unabhängig von Verlusten) ist gegeben, wenn der

frequenzabhängige Absorptionskoeffizient $\alpha(\nu)$ negativ ist.[2] Für die Intensität entlang der Ausbreitungsrichtung $I(z)$ gilt dann:

$$I(z) = I_0 \exp(-\alpha(\nu)z).$$

Dadurch ergibt sich für die Verstärkung:

$$g(\nu) = \frac{I(z)}{I_0} = \exp(-\alpha(\nu)z).$$

Verluste im Resonator lassen sich mit dem Faktor $\exp(-\gamma)$ beschreiben. Für Hin- und Rückweg im Resonator der Länge L gilt dann für die Verstärkung:

$$G = \exp(-2\alpha L - 2\gamma).$$

Die Bedingung für Laserbetrieb ist dann:

$$G > 1.$$

2.4 Mehrniveausystem

Zudem ist zu beachten, dass ein solcher Laser nicht durch ein Zweizustandssystem beschrieben werden kann, sondern durch ein Mehrniveau-System. In einem Zweizustandssystem würden die Elektronen nach der Emission eines Photons in den Grundzustand zurückfallen. Dies würde jedoch zu einem schnellen Abklingen der Besetzungsinversion führen beziehungsweise diese erst gar nicht entstehen lassen. Die Besetzungsinversion ist aber eine notwendige Bedingung für den Laserbetrieb.

2.5 Modenstruktur

Bei der Modenstruktur eines Lasers wird zwischen longitudinalen und transversalen Moden unterschieden. Die longitudinalen Moden entstehen durch die stehenden Wellen, die sich zwischen den Spiegeln ausbilden. Die transversalen Moden sind durch die Form des Resonators und die Reflektivität der Spiegel gegeben.

2.5.1 Longitudinale Moden

Wenn Licht in den Resonator eintritt, breitet es sich längs der Ausbreitungsrichtung aus und interagiert mit den reflektierenden Oberflächen. Dies führt zu stehenden Wellen entlang der Achse des Resonators, wobei die konstruktive Interferenz an bestimmten Frequenzen auftritt, die den longitudinalen Moden entsprechen. Die Abstände der Frequenzen dieser Moden sind dabei durch die Resonatorlänge bestimmt und folgen dem Zusammenhang

$$\Delta\nu = \frac{c}{2L} \quad (2)$$

wobei c die Lichtgeschwindigkeit und L die Resonatorlänge ist.

2.5.2 Transversale Moden

Beugung an den Rändern des Resonators führt dazu, dass sich die Lichtwellen innerhalb des Resonators ausbreiten und bestimmte Modenformen annehmen. Die genaue Form und Verteilung der Transversalmoden hängen von der Geometrie des Resonators ab, einschließlich der Größe der Spiegel und des Abstands zwischen ihnen. Bezeichnet werden diese Moden mit TEM_{xy} , wobei x und y die Anzahl der Knoten in x - und y -Richtung sind. Die TEM_{00} -Mode ist die Grundmode, die sich durch eine Gaußverteilung der Intensität senkrecht zur Ausbreitungsrichtung auszeichnet. Die Intensitätsverteilung ist dabei gegeben durch

$$I(r) = I_0 \exp\left(-2\frac{r^2}{w^2}\right).$$

Höhere Moden ergeben sich mit den Hermite-Polynomen und der Gaußfunktion. Die Intensitätsverteilung der TEM_{10} -Mode ist beispielsweise gegeben durch

$$I(r) = I_0 \left(\frac{r}{w}\right)^2 \exp\left(-2\frac{r^2}{w^2}\right).$$

Einige Moden sind in Abbildung 2 dargestellt.

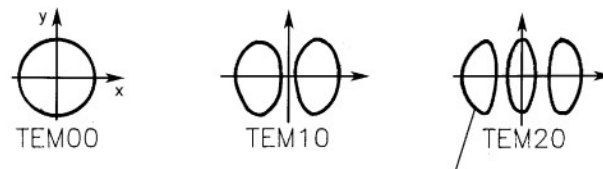


Abbildung 2: Intensitätsverteilung der TEM_{00} -, TEM_{10} - und TEM_{20} -Mode.[4]

2.6 Polarisation

Zur Polarisation des Lichts gibt es verschiedene Möglichkeiten. In diesem Versuch werden Brewster-Fenster am Resonator verwendet, um eine Polarisation des Lichts zu erreichen. In Abbildung 3 ist zu sehen, wie ein Polarisator funktioniert. Es wird sich der Brewster-Winkel zunutze gemacht, bei dem der reflektierte Strahl senkrecht zur reflektierenden Oberfläche polarisiert ist. Durch die Hintereinanderschaltung von mehreren Brewster-Fenstern kann so auch eine parallele Polarisation erreicht werden.

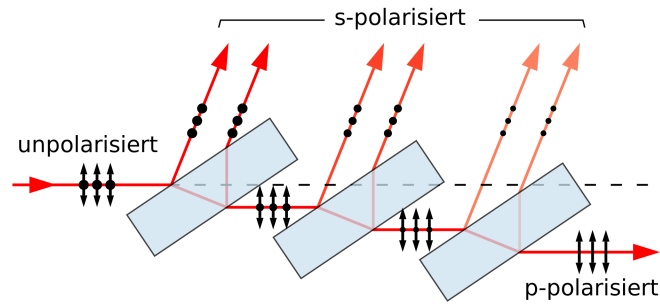


Abbildung 3: Funktionsweise eines Polarisators.[1]

Die Intensität von linear polarisiertem Licht nach durchlaufen eines Polarisationsfilters ist abhängig von dem Winkel zwischen der Polarisationsrichtung des Lichtes und der Polarisationsrichtung des Filters und folgt dem Gesetz

$$I(\Phi) = \cos^2(\Phi) \quad (3)$$

wobei Φ der Winkel zwischen den beiden Polarisationsrichtungen ist.

2.7 Wellenlänge

Die Wellenlänge des Lasers kann durch Beugung an einem Gitter bestimmt werden. Die Wellenlänge ergibt sich mit

$$\lambda = \frac{g \cdot a_k}{k \cdot \sqrt{e^2 + a_k^2}},$$

wobei g die Gitterkonstante, a_k der Abstand des k -ten Maximums zum Hauptmaximum und e der Abstand des Schirms zum Gitter ist.

3 Aufbau

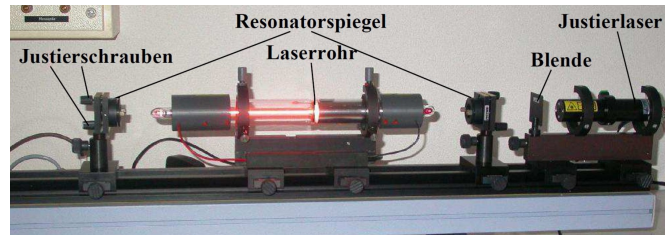


Abbildung 4: Aufbau des Experiments.[3]

Der Aufbau ist in Abbildung 4 zusammengefasst. Zu den bereits erwähnten Bauteilen kommt nun noch ein Justierlaser, der als Hilfe dient, um den Helium-Neon-Laser zum Lasen zu bringen. Es stehen mehrere Spiegel zur Verfügung - diese sind in Abbildung 5 dargestellt.

| Spiegel | Bezeichnung | Oberflächenbeschaffenheit |
|---------|------------------|---|
| plan | flat/flat | HR (high reflectivity) $R \geq 99\%$ |
| konkav | $r=1000$ mm/flat | HR (high reflectivity) $R \geq 99\%$ |
| konkav | $r=1400$ mm/flat | HR (high reflectivity) $R \geq 99\%$ |
| konkav | $r=1400$ mm/flat | OC (out coupling) $T=1.5, \dots, 1.8\%$ |

Abbildung 5: Verschiedene Spiegel.[3]

4 Durchführung

In diesem Versuch muss der Laser justiert werden, die Stabilitätsbedingung überprüft, die Transversalmoden und Longitudinalmoden bestimmt, die Polarisation des Lasers untersucht und die Wellenlänge des Lasers bestimmt werden.

4.1 Justage des Lasers

Zuerst werden alle nötigen Bauteile auf die Schiene montiert und der Justierlaser eingeschaltet. Die Resonatorspiegel werden so eingestellt, dass der Rückreflex des Justierlasers auf das Fadenkreuz der Justierblende fällt. Danach müssen die Spiegel so lange feinjustiert werden, bis der Laserbetrieb einsetzt.

4.2 Stabilitätsbedingung

Die Stabilitätsbedingung wird überprüft, indem der Abstand der Spiegel variiert wird. Diese werden so lange verschoben, bis der Laserbetrieb nicht mehr möglich ist. Das wird für zwei verschiedene Spiegelkombinationen durchgeführt.

4.3 Transversalmoden

Die Transversalmoden werden bestimmt, indem eine Photodiode senkrecht zur Ausbreitungsrichtung des Lasers bewegt wird. Die Intensität wird dabei aufgenommen und die Intensitätsverteilung bestimmt.

4.4 Longitudinalmoden

Ein Oszilloskop wird an den Photodiodenstrom angeschlossen. Dann können die Frequenzpeaks der Longitudinalmoden bestimmt werden. Das wird für verschiedene Resonatorlängen durchgeführt.

4.5 Polarisation

Die Polarisation des Lasers wird untersucht, indem ein Polarisationsfilter in den Strahlengang gebracht wird. Der Photodiodenstrom wird in Abhängigkeit des Winkels des Filters aufgenommen.

4.6 Wellenlänge

Die Wellenlänge des Lasers wird bestimmt, indem ein Gitter in den Strahlengang gebracht wird. Dann wird der Abstand der Beugungsmaxima auf einem Schirm gemessen. Dies wird für vier verschiedene Gitter mit unterschiedlichen Gitterkonstanten durchgeführt.

5 Auswertung

Die in Abschnitt 5 gezeigten Grafiken und Rechnungen sind mithilfe der Python-Bibliotheken Matplotlib [6], Scipy [8] und Numpy [5] erstellt worden. Die Fehlerrechnung wird mit der Python-Bibliothek Uncertainties [7] durchgeführt.

5.1 Überprüfung der Stabilitätsbedingung

Die Stabilitätsbedingung, Gleichung Gleichung 1, beschreibt den Bereich der Resonatorlänge des HeNe-LASERs, in dem der LASER-Strahl nicht divergiert. Für die verwendeten Resonatoren aus Konkav-Konkav- und Plan-Konkav-Spiegelaufbauten ergeben sich mit einem Krümmungsradius von $r = 1400$ mm für die konkaven Spiegel die Stabilitätsgleichungen.

$$(g_1 \cdot g_2)_{\text{KK}} = \left(1 - \frac{L}{1400}\right)^2 \quad (4)$$

$$(g_1 \cdot g_2)_{\text{PK}} = 1 \cdot \left(1 - \frac{L}{1400}\right) \quad (5)$$

Diese erfüllen die Stabilitätsbedingungen für $0 \leq L \leq 2800$ mm für den bikonkaven Resonator und $0 \leq L \leq 1400$ mm für den Plan Konkaven Resonator.

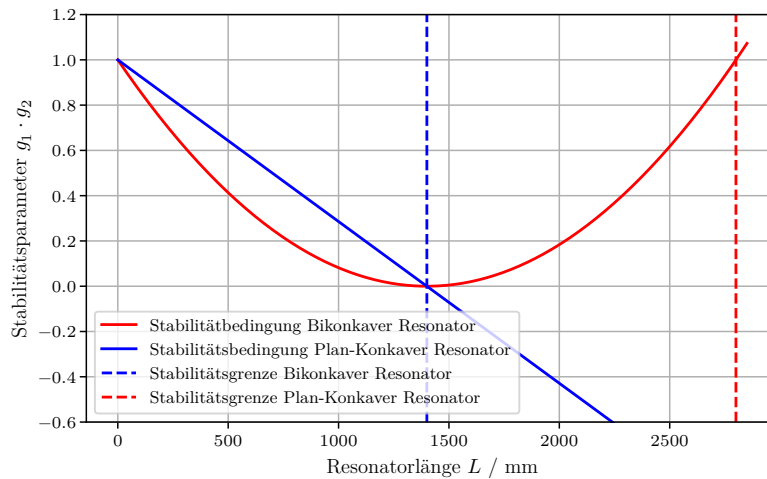


Abbildung 6: Theoretische Stabilitätsparameter für die verwendeten Resonatoren.

In Abbildung 6 sind dabei die theoretischen Plots der Stabilitätsbedingung mit eingezeichneten Stabilitätsgrenzen zu sehen.

Tabelle 1: Messwerte der LASER Leistung als Funktion der Resonatorlänge, K-K Links und P-K Rechts.

| L / cm | P / mW | L / cm | P / mW |
|-----------------|-----------------|-----------------|-----------------|
| 45 | 6,99 | 55,5 | 1,2 |
| 50 | 6,33 | 70 | 0,57 |
| 55 | 6,5 | 80 | 0,72 |
| 60 | 4,89 | 90 | 2,14 |
| 65 | 5,99 | 100 | 1,8 |
| 70 | 4,23 | 110 | 0,7 |
| 75 | 3,38 | | |
| 80 | 5,17 | | |
| 85 | 5,97 | | |
| 90 | 6,4 | | |
| 95 | 6,13 | | |
| 100 | 4,23 | | |
| 105 | 4,18 | | |
| 110 | 4,87 | | |
| 115 | 5,13 | | |
| 120 | 4,65 | | |
| 145 | 3,4 | | |

In Tabelle 1 sind die Daten der Messreihe zur Verifizierung der Stabilitätsbedingung zu sehen. In diesen ist zu erkennen, dass der bikonkave Resonator auch bei Resonatorlängen über 1400 mm stabil funktioniert und der plankonkave Resonator ebenfalls in dem vorhergesagten Bereich funktioniert.

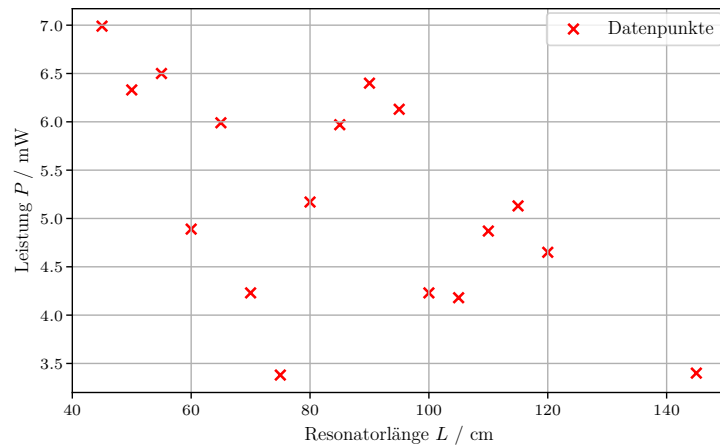


Abbildung 7: Leistung des LASERs als Funktion der Resonatorlänge

Die Leistung des LASERs ist dabei unabhängig von der Länge des Resonators, wie in Abbildung 7 gut zu erkennen ist.

5.2 Messung der Wellenlänge des LASERs

Für die Bestimmung der Wellenlänge wurden für vier verschiedene Gitter die Abstände der Beugungsmaxima vom Hauptmaximum gemessen, wie in Tabelle 2 zu sehen ist.

Tabelle 2: Abstände der Beugungsmaxima bei Gittern mit $g_1 = 100 \text{ mm}^{-1}$, $g_2 = 80 \text{ mm}^{-1}$, $g_3 = 600 \text{ mm}^{-1}$, $g_4 = 1200 \text{ mm}^{-1}$ (von links nach rechts).

| d_l / cm | d_r / cm | d_l / cm | d_r / cm | d_l / cm | d_r / cm | d_l / cm | d_r / cm |
|-------------------|-------------------|-------------------|-------------------|-------------------|-------------------|-------------------|-------------------|
| 4,2 | 4,2 | 3,2 | 3 | 12,4 | 12,2 | 35,2 | 33,4 |
| 7,6 | 7,6 | 6,2 | 6 | 36,1 | 34,1 | | |
| 11,7 | 11,5 | 9,6 | 9 | | | | |
| 16,2 | 15,3 | 13 | 12,1 | | | | |
| 20,9 | 19,2 | 16,8 | 15,1 | | | | |
| 25,8 | 23,4 | 20,8 | 18,2 | | | | |
| 31,5 | 27,9 | 24,5 | 21,4 | | | | |
| 37,9 | 32,7 | 29,4 | 24,7 | | | | |
| | | 34,3 | 28,2 | | | | |

Die Werte werden für jedes Gitter für jeweils jede Beugungsordnung links und rechts gemittelt und der Standardfehler des Mittelwerts gebildet, um für die Schiefe des Schirmes und des Gitters zur Strahlachse zu korrigieren. Für jedes der Gitter wird dann in jeder Beugungsordnung nach Unterabschnitt 2.7 die Wellenlänge berechnet und für jedes Gitter gemittelt. Es ergeben sich so für die gemessenen Wellenlängen für jedes Gitter auf

$$\lambda_1 = 641 \pm 11 \text{ nm} , \quad (6)$$

$$\lambda_2 = 640 \pm 10 \text{ nm} , \quad (7)$$

$$\lambda_3 = 633 \pm 8 \text{ nm} , \quad (8)$$

$$\lambda_4 = 627 \pm 11 \text{ nm} . \quad (9)$$

$$(10)$$

Dabei ist die Reihenfolge der Gitter in der Wellenlängen Angabe in Gleichung 6 identisch zu der in Tabelle 2 ist.

5.3 Messung der Polarisationsrichtung des LASERs

In Tabelle 3 sind die Messwerte der Messreihe für die Bestimmung der Polarisationsrichtung des LASERs zu sehen.

Tabelle 3: Messwerte der Leistung des LASERs als Funktion des Polarisationswinkels.

| Winkel Φ / ° | P / mW | Winkel Φ / ° | P / mW |
|-------------------|----------|-------------------|----------|
| 0 | 0,45 | 180 | 0,45 |
| 10 | 0,96 | 190 | 0,97 |
| 20 | 1,56 | 200 | 1,54 |
| 30 | 2,15 | 210 | 2,24 |
| 40 | 2,73 | 220 | 2,77 |
| 50 | 3,13 | 230 | 3,18 |
| 60 | 3,47 | 240 | 3,5 |
| 70 | 3,58 | 250 | 3,53 |
| 80 | 3,45 | 260 | 3,37 |
| 90 | 3,07 | 270 | 3,0 |
| 100 | 2,69 | 280 | 2,66 |
| 110 | 2,06 | 290 | 2,01 |
| 120 | 1,39 | 300 | 1,39 |
| 130 | 0,82 | 310 | 0,87 |
| 140 | 0,37 | 320 | 0,37 |
| 150 | 0,1 | 330 | 0,08 |
| 160 | 0,0 | 340 | 0,0 |
| 170 | 0,13 | 350 | 0,12 |

Diese sind nach Gleichung (ref) proportional zu $\cos^2(\Phi)$, wobei die Funktion maximal wird, wenn der Polarisationswinkel Φ_0 erreicht ist. Dies ist durch eine Phasenverschiebung um diesen Winkel erreichbar, weswegen eine Funktion der Form

$$P(\Phi) = I_0 \cdot \cos^2(\Phi - \Phi_0) \quad (11)$$

in die Daten gefittet wurde.

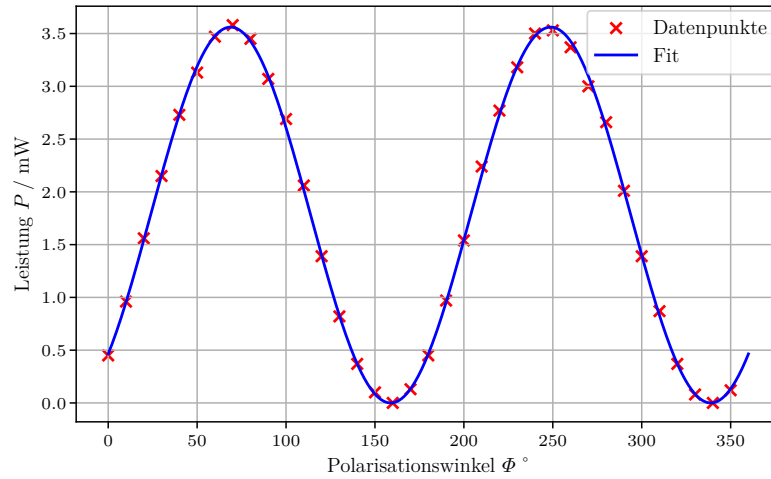


Abbildung 8: Leistung des LASERs als Funktion des Polarisationswinkels.

In Abbildung 8 sind die Daten in einem Scatter Plot aufgetragen und der zugehörige Fit der Funktion in Gleichung 11 zu sehen. Die Parameter der Gleichung lassen sich dabei auf

$$\Phi_0 = 68.834 \pm 0.018 \text{ } ^\circ, \quad (12)$$

$$I_0 = 3.56078 \pm 0.00009 \text{ mW} \quad (13)$$

bestimmen, wobei I_0 die Leistung des Lasers ohne Polarisationsfilter ist.

5.4 Abhängigkeit der longitudinalen Resonatormoden von der Resonatorlänge

Wie in Unterunterabschnitt 2.5.2 beschrieben bilden sich im Resonator des LASERs longitudinale Moden aus, welche direkt von der Länge des Resonators abhängig sind. Die Frequenzen dieser Moden haben gleichmäßige Abstände, wie in Gleichung 2 zu erkennen ist. Ohne Fabry-Perot-Etalon ist der LASER im Multi-Moden-Betrieb und die longitudinalen Frequenzen und deren Abstände sind direkt messbar.

Tabelle 4: Position der longitudinalen Frequenz Peaks für verschiedene Resonatorlängen.

| Resonatorlänge / cm | 55.5 | 70 | 80 | 90 | 100 | 110 |
|----------------------|------|-----|-----|------|------|-----|
| Pos. der Peaks / MHz | 266 | 218 | 188 | 169 | 154 | 139 |
| | 533 | 435 | 357 | 338 | 304 | 274 |
| | 799 | 653 | 563 | 506 | 454 | 409 |
| | 1065 | 818 | 746 | 675 | 608 | 544 |
| | | | 934 | 844 | 758 | 679 |
| | | | | 1013 | 908 | 814 |
| | | | | 1181 | 1061 | |
| | | | | 1350 | | |

In Tabelle 4 sind die Messwerte dieser Peaks für verschiedene Resonatorlängen aufgetragen. Aus diesen Messwerten lassen sich die Abstände der Peaks, und durch das Umstellen der Gleichung 2, die zugehörige Resonatorlänge

$$L = \frac{c}{2\Delta\nu} \quad (14)$$

berechnen. Ist Gleichung 2 korrekt, so wird die Steigung einer Ausgleichsgeraden durch die berechneten Resonatorlängen gegen die tatsächlichen Resonatorlängen ca. 1 betragen.

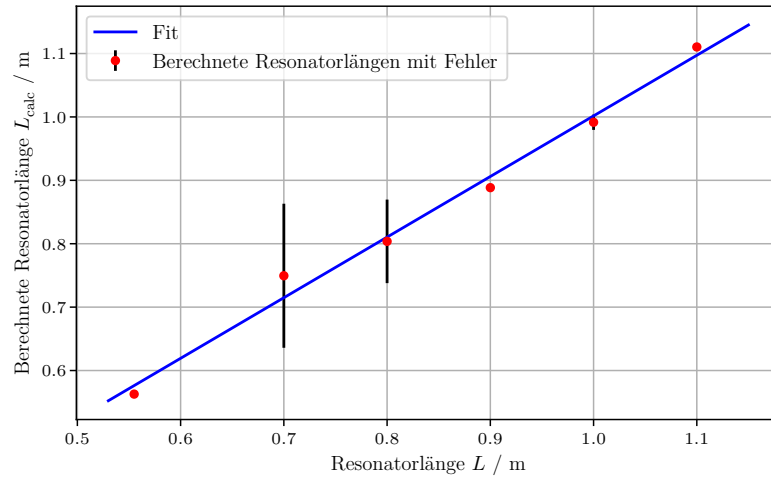


Abbildung 9: Berechnete Resonatorlänge gegen die tatsächliche Resonatorlänge aufgetragen.

In Abbildung 9 sind diese Darstellung und der zugehörige Fit zu sehen. Die Fitparameter der Geradengleichung

$$f(x) = m \cdot x + n \quad (15)$$

ergeben sich auf

$$m = 0.956 \pm 0.003 \quad (16)$$

$$n = 0.046 \pm 0.002 \text{ m} \quad (17)$$

5.5 Messung der transversalen LASER Moden

In Tabelle 5 sind die Messwerte der TEM Moden Vermessung abgebildet.

Tabelle 5: Leistung des LASERs P für verschiedene Abstände von der Strahlachse x , links: TEM₀₀, rechts: TEM₀₁.

| x / mm | P / mW | x / mm | P / mW |
|----------|----------|----------|----------|
| -8 | 0 | -10 | 0,0003 |
| -7 | 0,001 | -9 | 0,0003 |
| -6 | 0,002 | -8 | 0,0006 |
| -5 | 0,007 | -7 | 0,002 |
| -4 | 0,017 | -6 | 0,004 |
| -3 | 0,039 | -5 | 0,009 |
| -2 | 0,064 | -4 | 0,015 |
| -1 | 0,086 | -3 | 0,022 |
| 0 | 0,095 | -2 | 0,017 |
| 1 | 0,087 | -1 | 0,003 |
| 2 | 0,06 | 0 | 0,0 |
| 3 | 0,037 | 1 | 0,011 |
| 4 | 0,018 | 2 | 0,016 |
| 5 | 0,007 | 3 | 0,017 |
| 6 | 0,002 | 4 | 0,014 |
| 7 | 0,001 | 5 | 0,01 |
| 8 | 0 | 6 | 0,003 |
| | | 7 | 0,0011 |
| | | 8 | 0,0003 |
| | | 9 | 0,0003 |
| | | 10 | 0,0004 |

Wie im Unterunterabschnitt 2.5.2 der Theorie beschrieben, folgen die Intensitäten der TEM_{lp} Moden den Hermite-Polynomen, überlagert mit einer Gaußverteilung. Aufgrund dessen werden an die Daten der TEM₀₀ Messung eine Funktion der Form

$$P(x) = I_0 \cdot \exp\left(\frac{-2(x - x_1)^2}{\omega^2}\right) \quad (18)$$

Und an die Daten der TEM₀₁ Messung eine Funktion der Form

$$P(x) = I_0 \cdot \left(\frac{(x - x_1)}{\omega}\right)^2 \cdot \exp\left(\frac{-2(x - x_0)^2}{\omega^2}\right) \quad (19)$$

gefittet. Dabei sind die Parameter x_0 und x_1 nicht Teil der Theorie, jedoch in den jeweiligen Fit-Funktionen, um für mögliche systematische Unsicherheiten zu korrigieren.

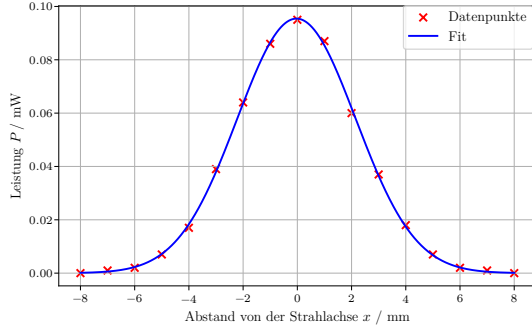


Abbildung 10: TEM_{00} Daten und Fit.

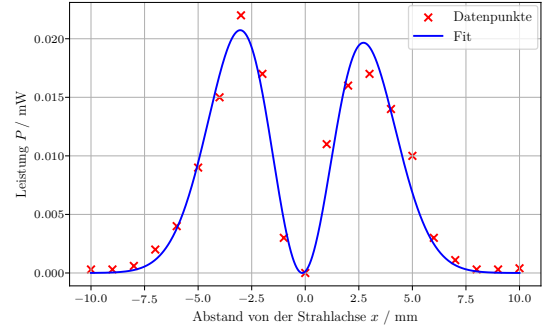


Abbildung 11: TEM_{01} Daten und Fit.

In Abbildung 10 und Abbildung 11 sind die aufgetragenen Daten und zugehörigen Fits der beiden vermessenen TEM Moden zu sehen. Die Parameter des TEM_{00} Fits ergeben sich dabei auf

$$I_0 = 0.095 \pm 0.00 \text{ mW} \quad (20)$$

$$x_1 = -0.0322 \pm 0.0002 \text{ mm} \quad (21)$$

$$\omega = 4.3711 \pm 0.0009 \text{ mm} \quad (22)$$

und die Parameter der TEM_{01} Mode auf

$$I_0 = 0.11 \pm 0.00 \text{ mW} \quad (23)$$

$$x_0 = -0.139 \pm 0.005 \text{ mm} \quad (24)$$

$$x_1 = -0.178 \pm 0.005 \text{ mm} \quad (25)$$

$$\omega = 4.068 \pm 0.008 \text{ mm} \quad (26)$$

wobei die identischen Parameter x_0 , ω und I_0 zwischen den Moden nur kleine Abweichungen voneinander aufweisen.

6 Diskussion

Im Folgenden werden die prozentualen Abweichungen nach

$$\Delta = \left| \frac{exp - theo}{theo} \right| \cdot 100\% \quad (27)$$

berechnet.

6.1 Stabilitätsbedingung

Für die Überprüfung der Stabilitätsbedingung konnte für beide Resonatoren nicht die in Unterabschnitt 5.1 berechnete theoretische obere Resonatorlänge vermessen werden. Der Grund dafür ist, dass bei dem bikonkaven Resonator die optische Schiene keine ausreichende Länge hat, um 2800 mm zu erreichen. Bei dem plan-konkaven Aufbau war die Laserjustierung sehr aufwändig, weswegen nicht ausreichend Zeit zur Verfügung stand, um bis zu einer Resonatorlänge von 1400 mm zu erreichen. Trotzdem ist in den Daten zu erkennen, dass in den theoretisch stabilen Bereichen der LASER stabil funktioniert und die Leistung des LASERs unabhängig ist von der Resonatorlänge.

6.2 Wellenlänge des LASERs

In Tabelle 6 sind die Messwerte und zugehörigen Abweichungen zum Literaturwert der Wellenlänge mit $\lambda_{theo} = 633 \text{ nm}$ [4] zu sehen.

Tabelle 6: Experimentell bestimmte Wellenlänge λ_{exp} , Theoriewert λ_{theo} und Abweichung in %.

| $\lambda_{exp} / \text{nm}$ | $\lambda_{theo} / \text{nm}$ | $\Delta / \%$ |
|-----------------------------|------------------------------|---------------|
| 641 ± 11 | 633 | 1.3 ± 1.7 |
| 640 ± 16 | 633 | 1.2 ± 2.5 |
| 633 ± 8 | 633 | 0.0 ± 1.3 |
| 627 ± 11 | 633 | 0.9 ± 1.7 |

Die Abweichungen sind dabei minimal, jedoch haben die Wellenlängenmessungen relativ große Fehler. Diese sind auf den in Tabelle 2 zu erkennenden großen Versatz zwischen linker und rechter Seite vom Hauptmaximum zurück zu führen. Zu den gemittelten Werten von beiden Seiten wurde der Standardfehler des Mittelwerts gebildet und nach Gaußscher Fehlerfortpflanzung der Fehler der Wellenlängen berechnet. Dieser Versatz hat als Ursache, dass Gitter und Schirm nicht perfekt parallel zueinander ausgerichtet waren während der Durchführung des Versuches.

6.3 Polarisationsrichtung des LASERs

Zu der Ausrichtung der Brewsterfenster des LASERs ist kein Wert vorhanden, weswegen keine Aussage über die Richtigkeit des Polarisationswinkels des LASERs möglich ist.

Auffällig ist dennoch, dass die gemessenen Werte sehr gut zu dem von der Theorie vorhergesagten Modell passen und die bestimmten Parameter sehr kleine Fehler aufweisen. Es ist daher davon auszugehen, dass das Ergebnis von $\Phi_0 = 68.834 \pm 0.018^\circ$ korrekt ist.

6.4 Longitudinale Moden des LASERs

Bei der Messung der longitudinalen Moden des LASERs, insbesondere bei der Darstellung des Zusammenhangs der Resonatorlänge zu den Frequenzabständen der Moden, sind die großen Fehlerbalken in Abbildung 9 Auffällig. Diese kommen bei relativ kleinen Resonatorlängen zustande, da bei der Messung der Positionen der Peaks weniger Peaks vorhanden sind als bei größeren Resonatorlängen. Es sind also weniger Daten über die Abstände der Peaks vorhanden, weshalb Ausreißer in den Messungen einen größeren Einfluss auf den Fehler der Messwerte haben als bei Messreihen mit mehr Daten. Trotzdem wird der Zusammenhang in Gleichung 2 durch die abgebildete Grafik klar und der Steigungsparameter $m = 0.956 \pm 0.003$ weicht mit $4.4 \pm 0.3\%$ von dem theoretischen Wert mit $m_{\text{theo}} = 1$ ab.

6.5 Transversale Moden des LASERs

Bei der Vermessung der Transversalmoden des LASERs gibt es keinen theoretischen Wert für die Parameter der Fits in Abbildung 10 Abbildung 11. Es ist gut zu erkennen, dass die Daten den theoretischen Modellen folgen, wobei besonders die TEM_{00} Mode sehr gut zu dem gefitteten Modell passt.

Literatur

- [1] *Brewster Fenster*. URL: <https://de.wikipedia.org/wiki/Brewster-Fenster> (besucht am 01.05.2024).
- [2] Wolfgang Demtröder. *Laserspektroskopie 1*. 6. Aufl. Springer Verlag. 2011, S. 159–180. DOI: 10.1007/978-3-642-21306-9.
- [3] TU Dortmund. *Versuchsanleitung V61*.
- [4] Jürgen Eichler Hans-Joachim Eichler. *Laser: Bauformen, Strahlführung, Anwendungen*. 8. Aufl. Springer Verlag. 2015, S. 68–73. DOI: 10.1007/978-3-642-41438-1.
- [5] Charles R. Harris u. a. „Array programming with NumPy“. In: *Nature* 585.7825 (Sep. 2020), S. 357–362. DOI: 10.1038/s41586-020-2649-2. URL: <https://doi.org/10.1038/s41586-020-2649-2>.
- [6] John D. Hunter. „Matplotlib: A 2D Graphics Environment“. Version 1.4.3. In: *Computing in Science & Engineering* 9.3 (2007), S. 90–95. DOI: 10.1109/MCSE.2007.55. URL: <http://matplotlib.org/>. Current version 3.4.3, DOI: 10.5281/zenodo.5194481.
- [7] Eric O. Lebigot. *Uncertainties: a Python package for calculations with uncertainties*. Version 2.4.6.1. URL: <http://pythonhosted.org/uncertainties/>.
- [8] Pauli Virtanen u. a. „SciPy 1.0: Fundamental Algorithms for Scientific Computing in Python“. In: *Nature Methods* 17 (2020), S. 261–272. DOI: 10.1038/s41592-019-0686-2.