

VERSUCH NUMMER 61

Der HeNe-Laser

Patrick Schmidt
patrick7.schmidt@udo.edu

Karl Schiller
karl.schiller@udo.edu

Durchführung: 09.07.2018

Abgabe: 23.07.2018

Inhaltsverzeichnis

1	Zielsetzung	1
2	Theorie	1
2.1	Zweiniveausystem	1
2.2	Aufbau und Funktionsweise eines Lasers	2
2.3	Helium-Neon-Laser	4
3	Durchführung	5
3.1	Justage	5
3.2	Bestimmung der Wellenlänge	5
3.3	Untersuchung der TEM-Moden	6
3.4	Untersuchung der Polarisierung	6
3.5	Überprüfung der Stabilitätsbedingung	6
4	Auswertung	7
4.1	Bestimmung der Wellenlänge	7
4.2	Untersuchung der TEM-Moden	7
4.2.1	Auswertung der T_{00} Mode	7
4.2.2	Auswertung der T_{10}	9
4.3	Untersuchung der Polarisierung	10
4.4	Überprüfung der Stabilitätsbedingung	12
4.5	Konfokale Konfiguration	12
4.5.1	Konkav-Ebene Konfiguration	13
5	Diskussion	14
	Literatur	15

1 Zielsetzung

In dem Versuch He-Ne-Laser sollen die Grundlagen der Lasertechnik kennengelernt werden. Diese werden zunächst anhand der theoretischen Grundlagen beleuchtet und anschließend experimentell überprüft.

2 Theorie

Die folgende theoretische Beschreibung von optischen Geräten wie Laser ist aus den Quellen [1] und [2] entnommen, sofern nicht anders gekennzeichnet.

Laser erzeugen einen Lichtstrahl mit hoher Kohärenz, Intensität und Polarisation. Für eine theoretischen Beschreibung der Funktionsweise werden Wechselwirkungen eines Strahlenfeldes mit einem System aus Atomen zu analysieren. Ein theoretisches Modell hierfür bietet ein Zweiniveausystem.

2.1 Zweiniveausystem

Ein einfaches Modell zur Beschreibung eines Systems aus Atomen ist das Zweiniveausystem. Werden Zustände $|1\rangle$ und $|2\rangle$ mit entsprechenden Eigenwerten E_1 und E_2 ($E_1 < E_2$). Durch Absorption und Emission eines Photons mit Energie $h\nu = E_2 - E_1$ kann das System zwischen den Zuständen springen. Dabei sind folgende Prozesse für die Lasertechnik wichtig:

- induzierte Absorption: Hier wird durch Absorption eines Photons das System in Zustand $|2\rangle$ gehoben. Die Wahrscheinlichkeit, mit der dieser Prozess stattfindet, wird beschrieben durch

$$P_{1\rightarrow 2} = B_{1\rightarrow 2} \cdot \rho(\nu). \quad (1)$$

Dabei stellt $P_{1\rightarrow 2}$ die Übergangswahrscheinlichkeit, $B_{1\rightarrow 2}$ den Einsteinkoeffizienten für die induzierte Absorption und $\rho(\nu)$ die spektrale Energiedichte eines externen Strahlungsfeldes da.

- induzierte Emission: Hierbei stimmt das induzierte Photon in Energie, Phase und Ausbreitungsrichtung mit dem anregenden Photon überein. Hier kann eine analoge Beschreibung wie bei der induzierten Absorption verwendet werden. Somit wird die Übergangswahrscheinlichkeit durch

$$P_{2\rightarrow 1} = B_{2\rightarrow 1} \cdot \rho(\nu) \quad (2)$$

definiert. $B_{2\rightarrow 1}$ stellt hier den Einsteinkoeffizienten der induzierten Emission da.

- spontane Emission: Auch unabhängig von einer externen Strahlungsfeldes kann ein Photon emittiert werden. Dabei gilt die Beziehung

$$P_s = A_{2\rightarrow 1} \quad (3)$$

mit dem Einsteinkoeffizienten $A_{2 \rightarrow 1}$.

Befindet sich ein System im thermischen Gleichgewicht, so kann es durch die Besetzungszahlen n_i der Niveaus beschrieben werden. Diese folgen der Boltzmann-Statistik

$$n_i = \frac{g_i n}{Z} \exp -\frac{E_i}{k_B T} \quad (4)$$

Als n wird die Gesamtzahl der Systeme, g_i das statistische Gewicht des Zustandes $|i\rangle$ und Z als die Zustandssumme bezeichnet. Durch den Einsatz eines Lasers soll dafür gesorgt werden, dass eine dauerhafte Verstärkung des Strahlungsfeldes entsteht.

2.2 Aufbau und Funktionsweise eines Lasers

Ein Laser kurz für "Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation" besteht prinzipiell aus drei Teilen. Dem aktiven Lasermedium, einer Pumpquelle und einem Resonator. Dieser schematische ist in Abbildung 1 zu sehen. Um mindestens einen angeregten

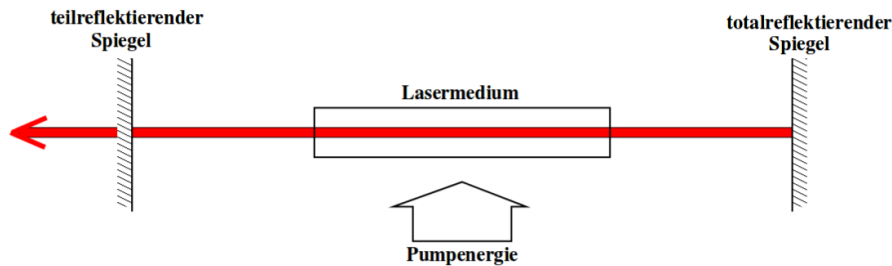


Abbildung 1: Schematischer Aufbau eines Lasers mit Pumpquelle, aktivem Medium und Resonator.

Zustand mehr im aktiven zu haben als Grundzustände, wird eine Pumpquelle verwendet um diese Besetzungsinversion herzustellen. Daraufhin tritt in dem aktiven Medium mehr induzierte Emission als spontane auf und das Strahlungsfeld wird verstärkt. Damit der Laufweg der Photonen möglichst groß wird, verlängert der Resonator genau diesen durch zwei gegenüberliegende Spiegel. Einer dieser Spiegel muss halbdurchlässig sein, um einen erzeugten Strahl auskoppeln zu können. Durch eine konfokale Anordnung werden Verluste minimiert. Ein langer Laufweg ist wichtig, da so ein Photon öfters durch das Lasermedium gelangen kann und dadurch weitere Emissionen bewirkt. Im Resonator können nur Wellenlängen verstärkt werden, welche die Bedingung

$$\lambda = \frac{2L}{n} \quad n \in \mathbb{N} \quad (5)$$

erfüllen. Hierbei ist L der Abstand zwischen den Spiegeln und n der Index der Moden. Durch diese Bedingung tritt eine Selektion der Wellenlängen auf, die betrachtet werden können. Innerhalb eines durch den optischen Dopplereffekt auftretenden natürlichen Spektrums sind diese longitudinale Moden.

Treten stationäre Intensitätsverteilungen durch Beugungseffekte an Unebenheiten der Spiegel senkrecht zur Rotationsachse auf, so werden diese als transversale oder TEM-Moden (*transversalelectromagnetic*) bezeichnet.

Wird die Intensität I_{00} der Grund- oder Fundamentalmode T_{00} betrachtet, so folgt sie einer Gaußverteilung der Form

$$I_{00} = I_0 e^{-2\left(\frac{d-d_0}{w}\right)^2}. \quad (6)$$

w wird als Radius der Fundamentalmode und d als senkrechter Abstand zur Resonatorachse bezeichnet. Die nächsthöhere Mode, die T_{01} -Mode wird beschrieben durch

$$I_{01}(d) = I_{0,1} e^{-2\left(\frac{d-d_{0,1}}{w_1}\right)^2} + I_{0,2} e^{-2\left(\frac{d-d_{0,2}}{w}\right)^2} \quad (7)$$

Es tritt hier eine heoretisch nicht erwartete Asymmetrie in der Höhe der beiden Maxima, d.h. $I_{0,1} \neq I_{0,2}$ auf. Stabile Moden treten auf, wenn die Stabilitätsbedingung

$$0 \leq g_1 g_2 \leq 1 \quad (8)$$

auftritt. Dabei beschreibt

$$g_i = 1 - \frac{L}{r_i} \quad (9)$$

mit dem Krümmungsradius r_i . In Abbildung 2 ist das Produkt $g_1 g_2$ als Funktion des Spiegelabstandes L für $r_2 = 1400$ m dargestellt. Wird ein ebener Spiegel (" $r_1 = \infty$ ") betrachtet, so ergibt sich eine Bedingung für L von

$$0 \text{ m} \leq L \leq 1,4 \text{ m}. \quad (10)$$

Ein Spiegel mit $r_1 = 1400$ mm ergibt

$$0 \text{ m} \leq L \leq 2,8 \text{ m}. \quad (11)$$

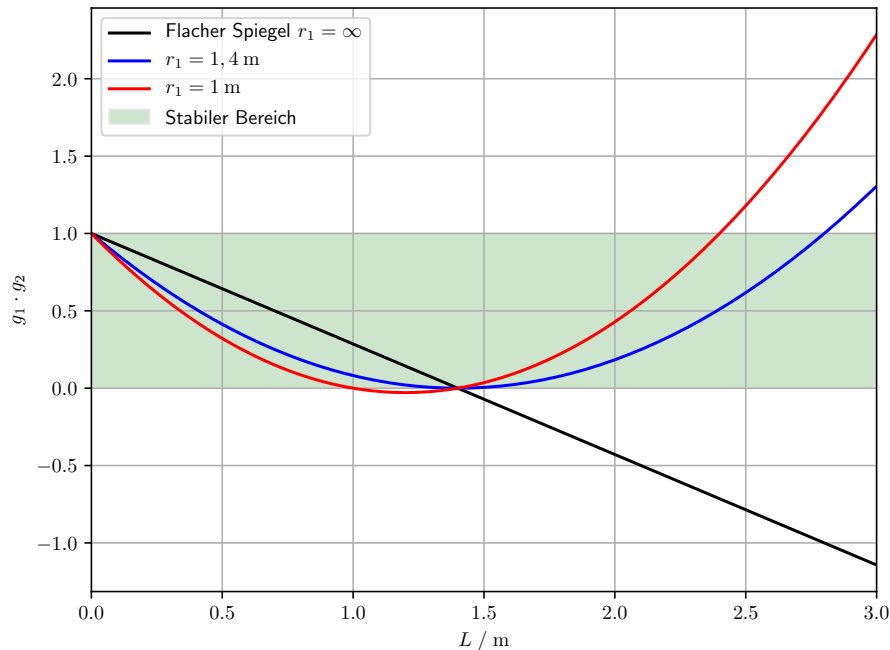


Abbildung 2: Darstellung der Stabilitätsparameter in Abhängigkeit der Resonatorlänge L .

2.3 Helium-Neon-Laser

Bei einem Helium-Neon-Laser (HeNe-Laser), wie er in diesem Versuch verwendet wird, besteht das Resonatormedium aus fünf Teilen Neon und einem Teil Helium, welches bei einem Druck von 1 mbar in einem Glaskolben eingeschlossen wird. Durch Gasentladung wird ein Heliumkern in die 2^1s und 2^3s Zustände angeregt, welches durch Stöße zweiter Art die $5s$ und $4s$ Zustände der Neonatome anregt. Dies ist in Abbildung 3 dargestellt.

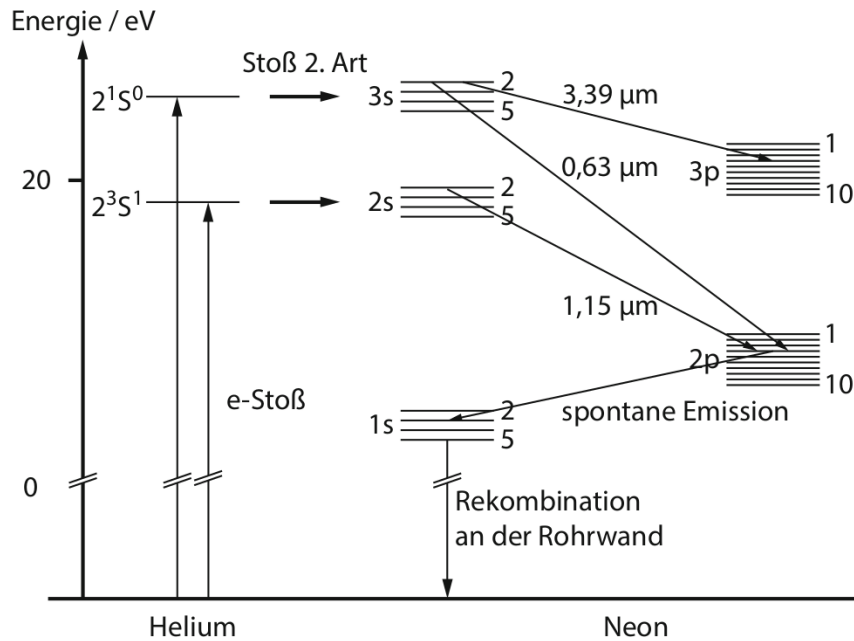


Abbildung 3: Schematische Darstellung der Übergänge zur stimulierten Emission eines HeNe-Lasers [2, S. 68].

Da der $5s$ Zustand des Heliums eine größere mittlere Lebensdauer hat als der $3s$ Zustand, ist die Besetzungsinversion erfüllt und wahrscheinlicher als spontane Emissionen. Die bei diesem Übergang auftretende Spektrallinie zwischen den beiden Neonatomen liegt bei $\lambda = 632,8 \text{ nm}$ und damit im sichtbaren roten Bereich des elektromagnetischen Spektrums.

3 Durchführung

Während dieses Experimentes befinden sich alle Bestandteile auf einer Schiene, damit die relativen Abstände variiert werden können. Der gesamte Aufbau ist in Abbildung 4 abgebildet.

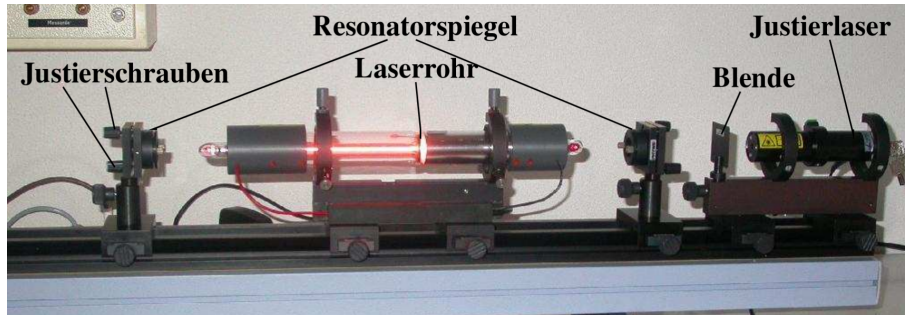


Abbildung 4: Abbildung des Aufbaus eines HeNe-Lasers mit zur Justage verwendetem Justagelaser.

3.1 Justage

Damit der Versuch durchgeführt werden kann, müssen die einzelnen Bestandteile zuerst justiert werden. Zu diesem Zweck wird ein weiterer Laser als Justage-Laser und zwei Lochblenden verwendet. Um die notwendige Gasentladung zu erhalten, wird eine Hochspannung an das Laserrohr angelegt. Um nun den Laser zum Lasern zu bringen werden die konfokalen Resonatorspiegel mit Justierschrauben an Spiegeln und Laserrohr so eingestellt, sodass alle optischen Achsen aufeinander liegen. Dabei ist eine Photodiode zur Intensitätsmessung hinter dem Laser angebracht.

3.2 Bestimmung der Wellenlänge

Um die Wellenlänge des erzeugten Lasers zu messen wird ein optisches Gitter verwendet. Um das entstehende Interferenzbild zu vermessen wird hinter das Gitter ein Schirm gestellt, an dem die Abstände zwischen den auftretenden Interferenzmaxima vermessen werden können. Daraus, und aus der Messung des Abstandes zwischen Schirm und Gitter kann die Wellenlänge durch

$$\lambda = \frac{g \cdot \sin(\phi)}{n}, \quad \phi = \arctan\left(\frac{d_n}{L}\right), \quad n \in \mathbb{N} \quad (12)$$

berechnet werden. Hierbei ist g die Gitterkonstante, d_n der Abstand zwischen Hauptmaxima und n -ten Maximum und L der Abstand zwischen Gitter und Schirm.

3.3 Untersuchung der TEM-Moden

Um die TEM-Moden untersuchen zu können wird eine defokussierende Linse hinter den Laser gestellt. So wird der Strahl des Lasers verbreitert und die Untersuchung erleichtert werden. Um die Photodiode senkrecht zu der Strahlenachse verschieben zu können werden Mikrometerschraube verwendet. Durch Verschieben der Photodiode kann die Abhängigkeit zwischen Intensität und Achsenabstand bestimmt werden.

Die Grundmode ist ohne Einsatz von Blenden und Gittern zu untersuchen. Die I_{01} -Mode wird vermessen, indem ein Wolframdraht so positioniert wird, dass die Grundmode unterdrückt wird. Die I_{01} -Mode besitzt eine Nullstelle bei $r = 0$ und wird ebenfalls durch verschieben der Photodiode senkrecht zur Strahlenachse untersucht.

3.4 Untersuchung der Polarisation

Um zu untersuchen welche Polarisation der Laser besitzt, sind an den Ausgängen des Laserrohrs Brewster-Fenster angebracht. Brewster-Fenster sind gläserne Platten, die einen zur optischen Achse eingestellten Brewsterwinkel besitzen. Als Brewsterwinkel wird jener Winkel bezeichnet, bei dem nach den Fresnelschen Formel kein parallel zur Einfallsebene polarisiertes Licht reflektiert wird. Zudem wird das senkrecht zur Einfallsebene polarisierte Licht durch Reflexion stark unterdrückt. Somit ist der verbleibende Lichtstrahl linear polarisiert.

Zur Untersuchung dieser Begebenheit wird das Gesetz von Malus verwendet, welches die Intensität des Strahls hinter dem Polarisationsfilter beschreibt. Mit den konstanten Parametern I_0 und ϕ_0 wird in Abhängigkeit des Drehwinkels ϕ die verbleibende Intensität berechnet durch

$$I(\phi) = I_0 \sin^2(\phi + \phi_0). \quad (13)$$

3.5 Überprüfung der Stabilitätsbedingung

Damit die Richtigkeit der Stabilitätsbedingung überprüft werden kann, wird die variierte Resonatorlänge L gegen den Photostrom aufgezeichnet werden. Hier wird ein gekrümmter Spiegel $r = 1,4 \text{ m}$ und eine ebener Spiegel verwendet. Bei jeder Variation der Resonatorlänge ist dabei die Justage neu durchzuführen, um den Photostrom zu maximieren.

4 Auswertung

Im Folgenden wurden alle Ausgleichsrechnungen mit der Funktion *curve_fit* von dem Python Paket *scipy.optimize* [4] durchgeführt, sowie deren Parameter berechnet. Die Fehlerberechnung wird mit dem Paket *uncertainties* [5] von Python durchgeführt. Die Umrechnung von Einheiten, sowie weitere Berechnungen wurden mit dem *numpy* Paket [6] durchgeführt.

4.1 Bestimmung der Wellenlänge

Die zur Bestimmung der Wellenlänge des Lasers aufgenommenen Messwerte sind in Tabelle 1. Dabei wurde der Laser in einem Abstand von $L = (11,3 \pm 0,2)$ cm positioniert und ein Gitter mit einem Abstand der einzelnen Streben von $a = 0,1$ mm verwendet.

Tabelle 1: Aufgenommene Messwerte zur Bestimmung der Wellenlänge des verwendeten Lasers.

Ordnung n	Abstand d / meter	Wellenlänge λ / nm
1.0	0.068	515.61
2.0	0.145	438.92
3.0	0.214	353.82
4.0	0.29	295.34
5.0	0.376	252.99
-1.0	0.079	572.98
-2.0	0.14	431.23
-3.0	0.212	352.61
-4.0	0.288	294.78
-5.0	0.367	251.69

Für die Berechnung der Wellenlänge wurde Formel 12 verwendet. Dabei beschreibt die Ordnung $n > 0$ die auftretenden Maxima nach rechts und $n < 0$ die Maxima nach links. Eine Mittelung über alle berechneten Wellenlängen ergab

$$\bar{\lambda} = (375,99 \pm 104,89) \text{ nm.}$$

4.2 Untersuchung der TEM-Moden

4.2.1 Auswertung der T_{00} Mode

Die in Abbildung 5 dargestellten Messwerte für die Intensität I und die Entfernung vom Hauptmaxima r sind in Tabelle 2 aufgelistet.

Tabelle 2: Aufgenommene Messwerte zur Untersuchung der T_{00} Mode. Dabei ist der Abstand zum Hauptmaxima, sowie die bei dem Anstand vermessene Lichtintensität aufgelistet.

Abstand d / cm	Intensität I / nA	Abstand d / cm	Intensität I / nA
-28.0	5.3	2.0	3290.0
-26.0	3.3	4.0	3000.0
-24.0	12.9	6.0	2800.0
-22.0	26.0	8.0	2150.0
-20.0	32.0	10.0	1610.0
-18.0	73.0	12.0	1150.0
-16.0	148.0	14.0	820.0
-14.0	275.0	16.0	470.0
-12.0	430.0	18.0	270.0
-10.0	815.0	20.0	140.0
-8.0	1090.0	22.0	40.0
-6.0	1470.0	24.0	35.0
-4.0	2180.0	26.0	11.0
-2.0	2630.0	28.0	9.0

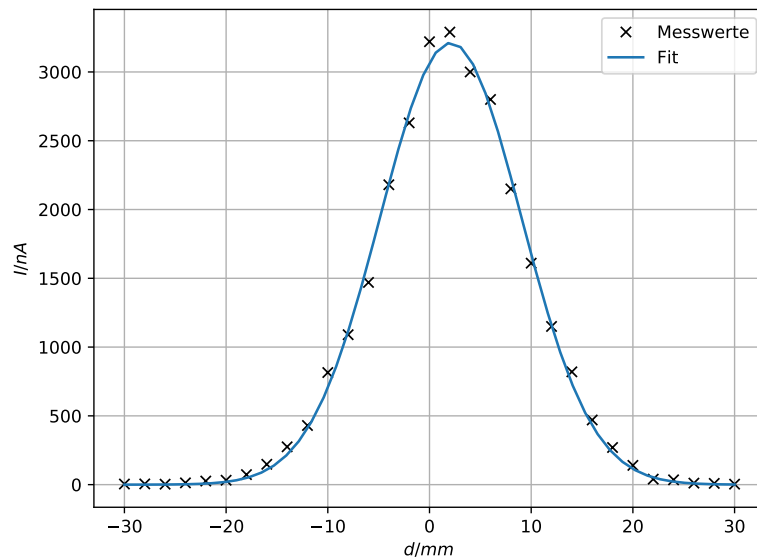


Abbildung 5: Graphisch Darstellung der Werte aus Tabelle 2 mit Ausgleichskurve der Form von Formel 6.

Die durch die Ausgleichsrechnung berechneten Parameter ergeben:

$$I_0 = (2,09 \pm 0,08) \text{ nA}$$

$$d_0 = (3212 \pm 31) \text{ mm}$$

$$\omega = (13,87 \pm 0,16) \text{ mm}^{-1}$$

4.2.2 Auswertung der T_{10}

Die für die Untersuchung der T_{10} Mode aufgenommen Intensitäten I , sowie Abstände r sind in Tabelle 5 aufgelistet und in Abbildung 6 zusammen mit einer berechneten Ausgleichskurve graphisch dargestellt.

Tabelle 3: Aufgenommene Messwerte zur Untersuchung der T_{10} Mode. Dabei ist der Abstand zum Hauptmaxima, sowie die bei dem Anstand vermessene Lichtintensität aufgelistet.

Abstand d / cm	Intensität I / nA	Abstand d / cm	Intensität I / nA
-28.0	1.5	2.0	2.5
-26.0	5.5	4.0	42.0
-24.0	9.5	6.0	113.0
-22.0	14.0	8.0	180.0
-20.0	25.0	10.0	260.0
-18.0	66.0	12.0	310.0
-16.0	115.0	14.0	310.0
-14.0	160.0	16.0	240.0
-12.0	190.0	18.0	200.0
-10.0	230.0	20.0	125.0
-8.0	200.0	22.0	62.0
-6.0	190.0	24.0	28.0
-4.0	150.0	26.0	18.0
-2.0	70.0	28.0	14.0

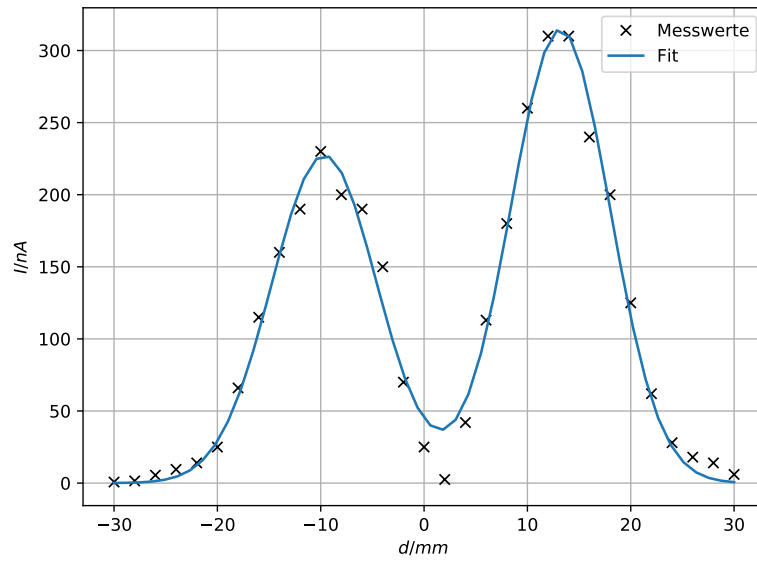


Abbildung 6: Darstellung der in Tabelle 5 aufgelisteten Messwerte und einer berechneten Ausgleichskurve.

Die aus der Ausgleichsrechnung nach Formel 7 bestimmten Parameter sind:

$$\begin{aligned}
 I_{0,1} &= (227 \pm 8) \text{ nA} & I_{0,2} &= (315 \pm 8) \text{ nA} \\
 d_{0,1} &= (-9,66 \pm 0,21) \text{ mm} & d_{0,2} &= (13,19 \pm 0,14) \text{ mm} \\
 \omega_1 &= (10,2 \pm 0,4) \text{ mm}^{-1} & \omega_2 &= (9,60 \pm 0,29) \text{ mm}^{-1}
 \end{aligned}$$

4.3 Untersuchung der Polarisation

Die Tabelle 4 enthält alle zur Untersuchung der Polarisation des Lasers verwendeten Messdaten. Dabei ist der Winkel sowohl in Grad als auch in Rad angegeben. Die durch die Ausgleichsrechnung in Abbildung 7 bestimmten Parameter ergaben sich zu

$$\begin{aligned}
 I_0 &= (2,83 \pm 0,06) \mu\text{A} \\
 \phi_0 &= (-87,72 \pm 0,02) \text{ rad} \\
 &= (-13,96 \pm 0,00)^\circ
 \end{aligned}$$

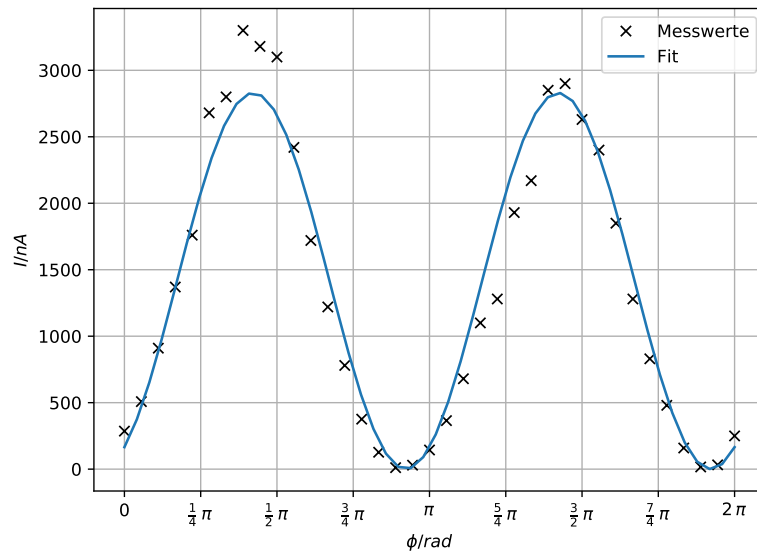


Abbildung 7: Graphische Abbildung der Messdaten aus Tabelle 4 mit zugehöriger Ausgleichskurve.

Tabelle 4: Aufgenommene Messwerte zur Untersuchung der Polarisation des Lichtstrahls. Aufgelistet sind der Winkel ϕ , in Grad, sowie in Radiant. Zudem ist die bei dem Winkel auftretende Lichtintensität nachzulesen.

$\phi / ^\circ$	ϕ / rad	I / nA	$\phi / ^\circ$	ϕ / rad	I / nA
10.0	0.17	508.0	190.0	0.17	508.0
20.0	0.35	910.0	200.0	0.35	910.0
30.0	0.52	1370.0	210.0	0.52	1370.0
40.0	0.7	1760.0	220.0	0.7	1760.0
50.0	0.87	2680.0	230.0	0.87	2680.0
60.0	1.05	2800.0	240.0	1.05	2800.0
70.0	1.22	3300.0	250.0	1.22	3300.0
80.0	1.4	3180.0	260.0	1.4	3180.0
90.0	1.57	3100.0	270.0	1.57	3100.0
100.0	1.75	2420.0	280.0	1.75	2420.0
110.0	1.92	1720.0	290.0	1.92	1720.0
120.0	2.09	1220.0	300.0	2.09	1220.0
130.0	2.27	780.0	310.0	2.27	780.0
140.0	2.44	376.0	320.0	2.44	376.0
150.0	2.62	127.0	330.0	2.62	127.0
160.0	2.79	11.2	340.0	2.79	11.2
170.0	2.97	29.7	350.0	2.97	29.7

4.4 Überprüfung der Stabilitätsbedingung

Bei der Untersuchung der Stabilitätsbedingung werden zwei verschiedene Konfigurationen untersucht. Dabei wird bei der ersten Untersuchung zwei konfokale Spiegel verwendet, bei der zweiten hingegen ein konfokaler und ein ebener Spiegel. Dabei wird eine Umskalierung der Messwerte der Art

$$I \rightarrow \frac{I \cdot c}{I_{\max}}$$

vorgenommen, um einen Vergleich zwischen Messwerten und theoretischen Berechnungen zu ermöglichen. Der Skalierungsfaktor wird dabei aus der Startlänge d_0 der jeweiligen Startposition der Spiegel r_1, r_2 und der Formel ?? wir folgt berechnet:

$$c = g_1 g_2(d_0, r_1, r_2)$$

4.5 Konfokale Konfiguration

In Tabelle ?? sind die zur Untersuchung dieser Konfiguration aufgenommenen Messwerte aufgelistet. In Abbildung 8 sind diese graphisch dargestellt. Der Umskalierungsfaktor liegt bei $c = 0,43$. Die zu sehende Ausgleichskurve wird mit der Formel

$$f(d) = a \cdot d^2 + b \cdot d + c$$

berechnet. Die dabei errechneten Parameter ergeben

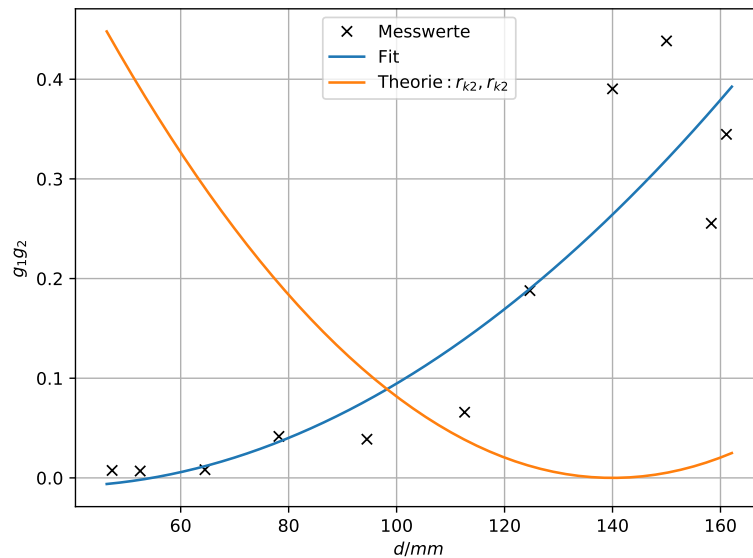


Abbildung 8: Gemessene Werte der Untersuchung der Stabilitätsmessung der konfokalen Konfiguration.

4.5.1 Konkav-Ebene Konfiguration

Die für die Untersuchung der Stabilitätsbedingung aufgenommenen Werte der Konkav-Ebenen Konfiguration sind in Tabelle ?? aufgelistet und in Abbildung 9 zusätzlich mit der durch

$$g(d) = m \cdot d + a$$

berechneten Ausgleichsgeraden abgebildet. Als Skalierungsfaktor ergibt sich $c = 0,34$.

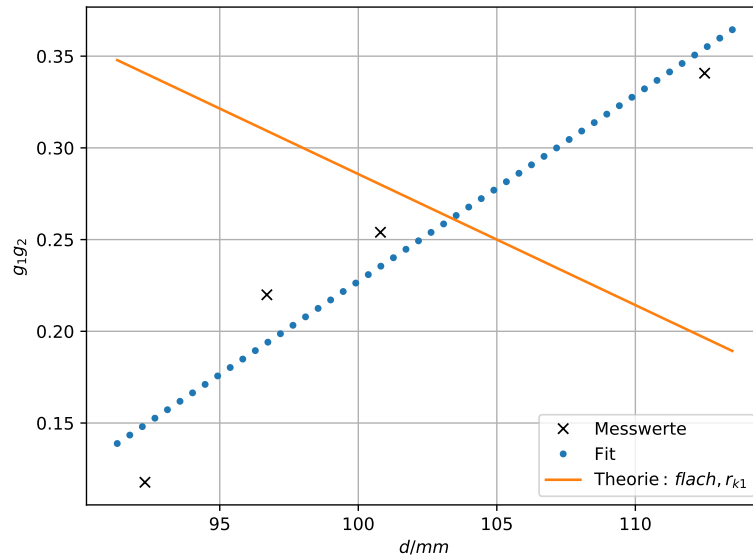


Abbildung 9: Graphische Darstellung der Messwerte zur Untersuchung der Stabilitätsbedingung bei einer konkav-ebenen Konfiguration.

Tabelle 5: Aufgenommene Messwerte zur Untersuchung der T_{10} Mode. Dabei ist der Abstand zum Hauptmaxima, sowie die bei dem Abstand vermessene Lichtintensität aufgelistet.

Abstand d / cm	Intensität I / nA	Abstand d / cm	Intensität I / nA
-28.0	1.5	2.0	2.5
-26.0	5.5	4.0	42.0
-24.0	9.5	6.0	113.0
-22.0	14.0	8.0	180.0
-20.0	25.0	10.0	260.0
-18.0	66.0	12.0	310.0
-16.0	115.0	14.0	310.0
-14.0	160.0	16.0	240.0
-12.0	190.0	18.0	200.0
-10.0	230.0	20.0	125.0
-8.0	200.0	22.0	62.0
-6.0	190.0	24.0	28.0
-4.0	150.0	26.0	18.0
-2.0	70.0	28.0	14.0

5 Diskussion

Die Ergebnisse der Messungen hängen stark von der Zusammensetzung der umgebenden Luft und der Sauberkeit der Spiegel und Linsen ab. Staub und Abdrücke verfälschen daher die aufgenommenen Werte durch Schwankung der Intensitäten. Eine Abschirmung von Streulicht, sowie ein Laser umschließender Aufbau würde diese Fehlerquellen gering halten. Die Umstellung des Messbereichs innerhalb einer Messung liefert ebenso Fehlerquellen, die durch die Sensitivität des Amperimeters hervorgerufen wird. Dabei wird der Fehler größer, je kleiner die zu messende Intensität ist.

Bei Betrachtung der Berechnung der Wellenlänge tritt eine Abweichung zum Theoriewert ($\lambda = 632 \text{ nm}$ [1]) von 40 % auf. Wie in der Tabelle 1 zu erkennen, wird die Abweichung bei weiter entfernten Maxima immer größer. Dies ist sowohl in der Messung in die eine, sowie in die andere Richtung auf. Daraus ist eine fehlerhafte Messung der Entfernung zu schlussfolgern. Zudem ist der Spiegel an dem die Mesung durchgeführt wurde per Hand senkrecht auf die Strahlenachse gerichtet, was einer gewisse Ungenauigkeit mit sich bringt. Genauigkeit könnte durch die Justage dieses Schirms durch eine mechanische Apparatur gewährleistet werden.

Die Untersuchung der TEM-Moden zeigt bei Betrachtung der T_{00} Mode, sowie der T_{10} Mode eine gute Übereinstimmung zwischen gemessenen Werten und Ausgleichsgeraden. In Abbildung 6 ist ein erhöhtes Minimum der Ausgleichskurve zu sehen, welches durch Effekte bei der numerischen Berechnung dieser Kurve zu erklären ist.

Betrachtung der Polarisation, wie in Abbildung 7 zu sehen, weist ein erhöhtes Maximum zwischen $\frac{1}{4}\pi$ und $\frac{1}{2}\pi$ auf. Eine Erklärung dafür ist eine Erhöhung der Intensität durch Streulicht aus der Umgebung. Zwar ist der Raum, in dem das Experiment durchgeführt

wurde abgedunkelt, allerdings reicht das Streulicht des Lasers selbst um die Messergebnisse nach oben zu verfälschen.

Literatur

- [1] TU Dortmund. *Versuchsanleitung zu Versuch Nr. 61 Der HeNe-Laser*. URL: <http://129.217.224.2/HOMEPAGE/PHYSIKER/BACHELOR/FP/SKRIPT/V61.pdf> (besucht am 07.07.2018).
- [2] Hans Joachim Eichler und Jürgen Eichler. *Laser*. 8. Auflage. Springer, 2015.
- [3] John D. Hunter. „Matplotlib: A 2D Graphics Environment“. Version 1.4.3. In: *Computing in Science & Engineering* 9.3 (2007), S. 90–95. URL: <http://matplotlib.org/>.
- [4] Eric Jones, Travis E. Oliphant, Pearu Peterson u. a. *SciPy: Open source scientific tools for Python*. Version 0.16.0. URL: <http://www.scipy.org/>.
- [5] Eric O. Lebigot. *Uncertainties: a Python package for calculations with uncertainties*. Version 2.4.6.1. URL: <http://pythonhosted.org/uncertainties/>.
- [6] Travis E. Oliphant. „NumPy: Python for Scientific Computing“. Version 1.9.2. In: *Computing in Science & Engineering* 9.3 (2007), S. 10–20. URL: <http://www.numpy.org/>.