

## **V61 - He-Ne Laser**

Tabea Hacheney  
tabea.hacheney@tu-dortmund.de

Steffen Kober  
steffen.kober@tu-dortmund.de

Durchführung: 27.11.2023

Abgabe: 10.12.2023

# Inhaltsverzeichnis

<b>1 Zielsetzung</b>	<b>3</b>
<b>2 Theorie</b>	<b>4</b>
2.1 Funktionsweise eines Lasers . . . . .	4
2.2 Der He-Ne Laser . . . . .	5
2.3 Resonator . . . . .	5
<b>3 Versuchsaufbau</b>	<b>8</b>
<b>4 Durchführung</b>	<b>10</b>
4.1 Justage der Messapparatur . . . . .	10
4.2 Messung der Stabilitätsbedingung . . . . .	10
4.3 Untersuchung der Transversalmoden . . . . .	10
4.4 Bestimmung der Polarisierung . . . . .	11
4.5 Multimoden Untersuchung . . . . .	11
4.6 Bestimmung der Wellenlänge . . . . .	11
<b>5 Auswertung</b>	<b>12</b>
5.1 Stabilitätsbedingung . . . . .	12
5.2 TEM Moden . . . . .	13
5.2.1 TEM <sub>00</sub> Mode . . . . .	13
5.2.2 TEM <sub>01</sub> Mode . . . . .	14
5.3 Polarisierung . . . . .	14
5.4 Multimoden Betrieb . . . . .	15
5.5 Wellenlänge . . . . .	17
<b>6 Diskussion</b>	<b>18</b>
<b>Literatur</b>	<b>19</b>
<b>Anhang</b>	<b>20</b>

# 1 Zielsetzung

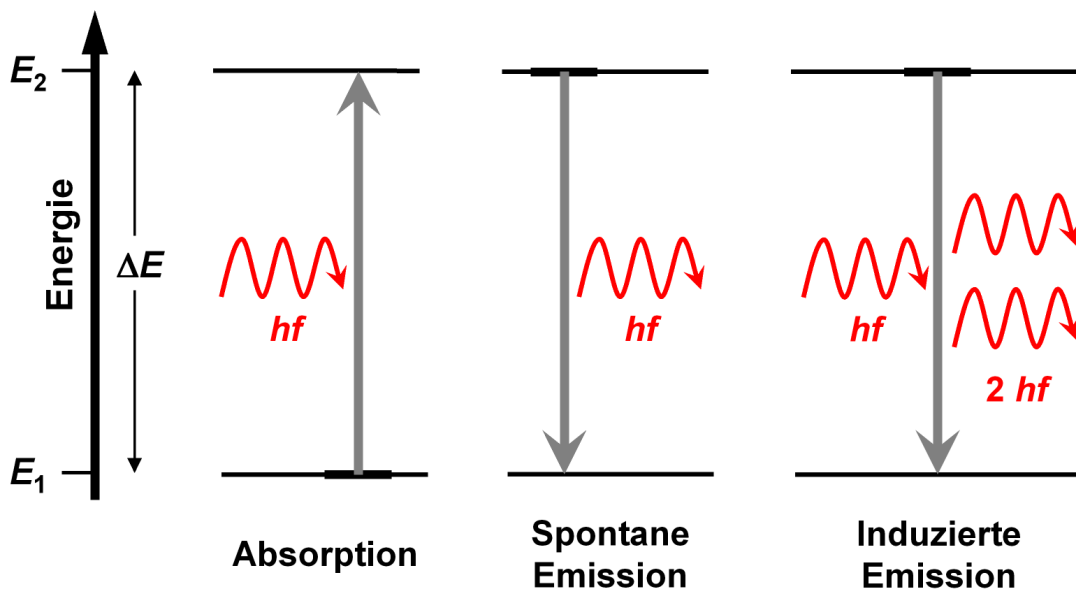
Der Versuch soll eine Übersicht über verschiedene Charakteristika des Helium-Neon Lasers (He-Ne Laser) liefern. Hierfür wird das sensitive Setup justiert und über unterschiedliche Methoden Eigenschaften gemessen. Hierzu gehören die Wellenlänge, die Intensitätsverteilung der Transversalmoden, die Polarisierung und das Modenspektrum des Lasers. Außerdem wird die Stabilitätsbedingung des Setups mit unterschiedlichen Spiegelarten untersucht.

## 2 Theorie

### 2.1 Funktionsweise eines Lasers

Ein Laser (light amplification of stimulated emission of radiation) ist eine gute Quelle für monochromatische kohärente elektromagnetische Wellen. Erzeugt werden diese Wellen durch die Anregung eines Lasermediums und die darauffolgende Emission von Photonen. Angeregt wird das Medium durch eine Pumpquelle, wodurch eine Besetzungsinversion erzwungen wird.

Bei der Photonenemission kann zwischen zwei grundlegenden Arten unterschieden werden - eine spontane und eine stimulierte Emission. Eine spontane Emission der Photonen entsteht, wenn ein Atom des angeregten Mediums aus dem energetisch erhöhten Zustand in einen niedrigeren (z.B. Grundzustand) zurückfällt und ein Photon mit der Energie des Übergangs emittiert. Eine weitere Möglichkeit aus den angeregten Zuständen Photonen zu erzeugen, besteht in der stimulierten Emission. Hier wird das Lasermedium mit Photonen bestrahlt, welche dieselbe Energie aufweisen, wie die Differenz der zwei Energiezustände. Dadurch werden Photonen emittiert, welche dieselben Charakteristika (Ausbreitungsrichtung, Energie, Phase und Polarisation) wie die, die zur Emission angeregt haben besitzen. Das zur Emission verwendete Photon wird hierbei nicht absorbiert. Die spontane und stimulierte Emission sind schematisch in Abbildung 2.1 dargestellt.



**Abbildung 2.1:** Schematische Darstellung der spontanen Emission (Mitte) und der stimulierten Emission (Rechts) [4].

Bei einem Laser werden diese emittierten Photonen auch gleichzeitig zur stimulierten Emission weiterer Photonen verwendet. Hierdurch entsteht ein Selbstverstärkender Effekt. Damit das entstehende elektromagnetische Feld wieder auf das Lasermedium trifft, wird ein Resonator verwendet.

## 2.2 Der He-Ne Laser

Der hier verwendete Lasers beinhaltet ein He-Ne Gasgemisch. Das Verhältnis der Atome beträgt etwa 5:1. Pro Neonatom sind dementsprechend etwa 5 Heliumatome vorhanden. Die charakteristischen Eigenschaften des Lasers entstehen hier ausschließlich durch die Neonatome. Das Helium dient als Pumpgas. Die He-Atome werden stetig durch elektrische Entladung im Laserrohr angeregt. Hierfür wird ein starker elektrischer Strom angelegt. Das Rohr steht unter einem niedrigen Druck von  $p = 1$  Torr[5].

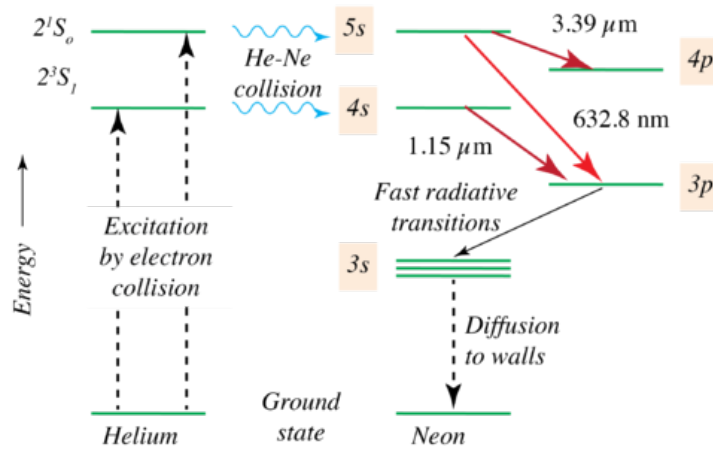
Die Pumpquelle ist notwendig, um eine Besetzungsinversion des Neongases hervorzurufen. Es sollen sich also mehr Atome in einem angeregten Zustand befinden, als im Grundzustand. Im thermischen Gleichgewicht ist dies nicht der Fall. Ohne eine solche Besetzungsinversion ist die Wahrscheinlichkeit, dass ein vorher emittiertes Photon lediglich wieder absorbiert wird höher, als die Wahrscheinlichkeit, dass dieses eine stimulierte Emission auslöst. Die stimulierte Emission muss allerdings stattfinden, damit ein selbstverstärkender Effekt des Lasers auftreten kann. Diese Besetzungsinversion wird dadurch realisiert, dass die angeregten He-Atome ihre Energie durch elastische Stöße mit Neonatomen übertragen, wodurch diese wiederum in einen energetisch höheren Zustand gebracht werden.

Die Neonatome werden primär in zwei Zustände angeregt. Einerseits der 5s-Zustand und andererseits der 4s-Zustand. Diese angeregten Zustände fallen entweder in den 4p- (nur für 5s) oder den 3p-Zustand hinab. Zu beobachten sind somit 3 spezifische Energien der Photonen. Am intensivsten ist hier der 5s zu 3p Übergang. Der durch diesen Übergang emittierten Photonen haben eine Energie von  $\Delta E = 20,66 \text{ eV} - 18,70 \text{ eV} = 1,96 \text{ eV}$ [2], entsprechend einer Wellenlänge von  $\lambda = 632,8 \text{ nm}$  und einer Frequenz von  $\nu = \frac{c}{\lambda} \approx 474 \text{ MHz}$ . Die Übergänge im Heliumatom sind in Abbildung 2.2 schematisch gezeigt.

Da die Gas Atome sich innerhalb des Laserrohrs mit einer bestimmten mittleren Geschwindigkeit bewegen, kommt es durch den Doppler-Effekt zu leicht unterschiedlichen Frequenzen der emittierten Photonen. Neon-Atome welche sich bei der Emission eines Photons sich in dessen Ausbreitungsrichtung bewegt hat, emittieren Photonen mit einer leicht höheren Frequenz als solche, die sich in die entgegengesetzte Richtung bewegt haben. Diese emittieren Photonen mit einer leicht niedrigeren Frequenz. Dadurch entsteht ein Frequenzspektrum, welches in etwa  $\Delta f = 1,5 \text{ GHz}$ [2] breit ist.

## 2.3 Resonator

Damit ein Selbstverstärkender Effekt auftreten kann, muss das entstehende elektromagnetische Feld reflektiert werden. Hierfür wird ein System aus zwei hochreflektierenden Spiegeln verwendet, welche jeweils an den Öffnungsfenstern des Lasermediums angebracht werden. Das Lasermedium befindet sich in einem zylindrischen Behälter; Die Öffnungsfenster befinden sich jeweils an Boden und Deckel des Zylinders. Die



**Abbildung 2.2:** Schematische Darstellung der Energieübergänge des angeregten Heliumatoms[2].

verwendeten Spiegel bestehen aus einem hochreflektierenden Spiegel mit einem Reflektionsanteil von über 99 % und einem Auskopplungsspiegel, welcher zwischen 1,5 – 1,8 % der Strahlungsintensität auskoppelt und für Untersuchungen der Lasereigenschaften bereitstellt.

Die verwendeten Spiegel können entweder flach ( $r = \infty$ ) sein oder eine Wölbung aufweisen. Je nach Anordnung und Abstand der Spiegel entsteht eine bestimmte Abschwächung der Strahlenintensität. Diese Abschwächung lässt sich über die Multiplikation der Resonatorparameter

$$g_i = 1 - \frac{L}{r_i} \quad (2.1)$$

bestimmen, wobei  $L$  der Abstand der zwei Spiegel (die Resonatorlänge) und  $r_i$  der Radius des jeweiligen Spiegels ist. Die Stabilitätsbedingung ergibt sich somit zu

$$0 \leq g_1 \cdot g_2 \leq 1. \quad (2.2)$$

Die geringsten Verluste sind für eine Anordnung zu erwarten, bei der beide Spiegelbrennpunkte zusammenfallen. Ausschlaggebend für eine erfolgreiche Selbstverstärkung des Lasers ist, dass die Verluste innerhalb des Resonator geringer sein müssen, als die durch stimulierte Emission erreichte Verstärkung.

Innerhalb des Resonators bilden sich elektromagnetische Moden,  $\text{TEM}_{lpq}$  genannt, aus. Diese Moden bilden sich durch eine Erfüllung der Resonanzbedingung aus. Hierbei wird zwischen drei Modenarten unterschieden. Die Indizes  $l$  und  $p$  stehen jeweils für die transversalen Moden orthogonal zu der Ausbreitungsrichtung in x- und y-Richtung.  $l$  steht für die longitudinalen Moden in Ausbreitungsrichtung. Dabei bezeichnet ein Wert von 0 die Grundmode und ein höherer Wert die höheren Moden.

Die Feldverteilung des elektromagnetischen Feldes orthogonal zur Ausbreitungsrichtung ist durch

$$E_{lp}(x) \propto H_l(x)H_p(x)e^{-\frac{x^2}{2}} \quad (2.3)$$

gegeben, wobei  $H_i(x)$  jeweils die Hermite-Polynome der entsprechenden Transversalmoden sind. Die Intensität des Strahl orthogonal zur Ausbreitungsrichtung ist

hierbei proportional zum Betragsquadrat der Feldverteilung:

$$I_{lp}(x) \propto I_0 |E_{lp}(x)|^2 \propto I_0 |H_l(x) H_p(x) e^{-\frac{x^2}{2}}|^2. \quad (2.4)$$

$I_0$  ist die maximal erreichbare Intesität in der Mitte des Strahls. Für höhere Moden werden auch höhere Hermite-Polynome verwendet, wodurch die Stärke der Abhängigkeit in x-Richtung zunimmt. Hierdurch haben Höhere Moden allgemein stärkere Verluste. Die verlustfreiste Mode ist also die Grundmode, gegeben durch TEM<sub>000</sub>. Das nullte Hermite-Polynom ist konstant, wodurch sich die Intensität zu

$$I_{00}(x) \propto I_0 |e^{-x^2}|, \quad (2.5)$$

$$I_{00}(r) \propto I_0 e^{-\frac{2r^2}{\omega^2}} \quad (2.6)$$

ergibt. Hier ist  $r$  der radiale Abstand zum Strahlmittelpunkt und  $\omega(z) = \omega_0 \sqrt{1 + (\frac{\omega_d z}{\omega_0})^2}$  der Radius des Strahls in Abhängigkeit der z-Richtung.  $\omega_0$  ist dabei der Radius bei  $z = 0$  und  $\omega_d = \frac{\lambda \omega_0}{\pi}$  die Divergenz des Strahls.

### 3 Versuchsaufbau

Der verwendete Grundaufbau besteht aus dem Laserrohr, gefüllt mit einem He-Ne Gas, zwei Resonatorspiegeln, welche durch empfindliche Justierschrauben geneigt und gedreht werden können und einer Schiene, auf der alle Bauteile befestigt werden und parallel zur optischen Achse verschoben werden können. Das Laserrohr hat eine Länge von  $l = 408 \text{ mm}$ , einen Durchmesser von  $d_{\text{HeNe}} = 1,1 \text{ mm}$  und ist an Elektroden angeschlossen, sodass eine Entladung zur Anregung des Heliums stattfinden kann. Die Resonatorspiegel weisen einen Durchmesser von  $d_{\text{mirror}} = 12,7 \text{ mm}$  auf. Die gekrümmten Spiegel haben jeweils einen Krümmungsradius von  $r = 1400 \text{ mm}$ . Ein Bild des Grundaufbaus ist in Abbildung 3.1 zu sehen.

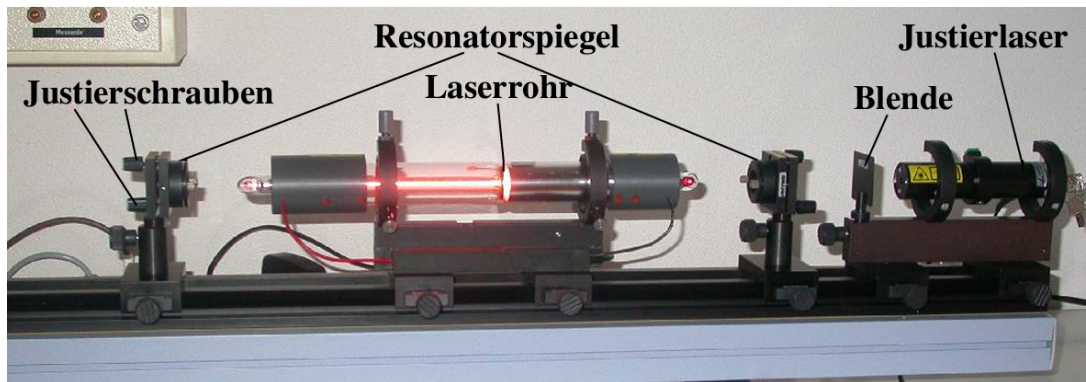
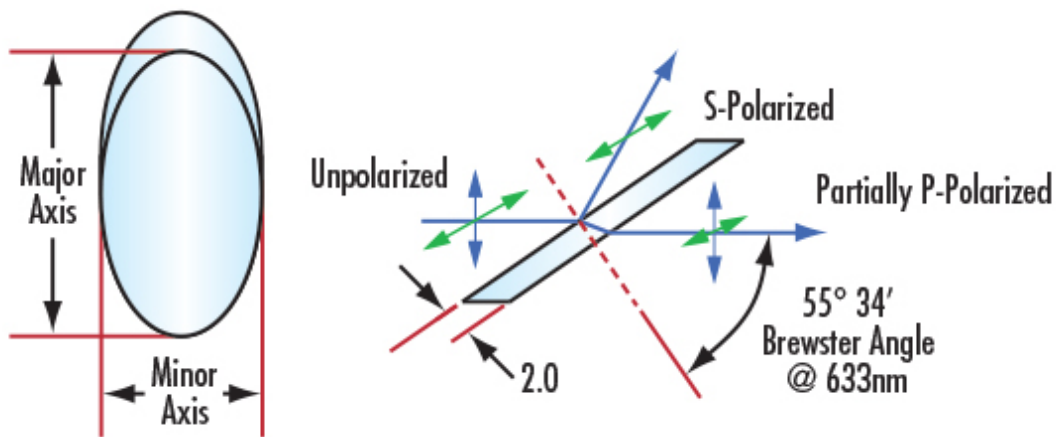


Abbildung 3.1: Bild des verwendeten Grundaufbaus [5].

An den beiden Enden des Zylinders befinden sich jeweils Brewster-Fenster, um eine einheitliche lineare Polarisierung zu erzeugen und gleichzeitig geringe Verluste zu erleiden. Die Brewster Fenster weisen eine Neigung von dem spezifischen Brewster-Winkel zur optischen Achse auf, wodurch Licht, welches parallel zur Einfallsebene polarisiert (p-polarisiert) ist, nicht abgeschwächt wird. Jener Anteil mit einer Polarisierung senkrecht zur Einfallsebene (s-polarisiert) wird leicht reflektiert. Durch den Resonator werden diese Brewster-Fenster mehrfach durchlaufen, wodurch der Anteil an p-polarisiertem Licht immer höher wird. Dadurch, dass bei der stimulierten Emission von Photonen die Polarisierung des einfallenden Photons kopiert wird, entsteht am Ende einheitlich p-polarisiertes Licht mit minimalen Verlusten. Die Funktionsweise eines Brewster-Fensters ist in Abbildung 3.2 zu sehen.

Für die Justage der Vorrichtung wird ein Justierlaser verwendet, welcher eine Wellenlänge von  $\lambda = 532 \text{ nm}$  und eine Leistung von  $P_{\text{grn}} = 0,2 \text{ mW}$  besitzt. Aufgrund der geringen Leistung, kann der Laser auch während Messungen in Betrieb bleiben, er wird allerdings für ein möglichst genaues Ergebnis jedesmal abgeschaltet. Der Laser reiht sich im optischen Spektrum in einem Grünton ein, welcher deutlich von dem roten He-Ne Laser ( $\lambda = 632,8 \text{ nm}$ ) zu unterscheiden ist. Zu Justage werden zudem zwei





**Abbildung 3.2:** Schematische Darstellung der Funktionsweise eines Brewster-Fensters. Der eingezeichnete Winkel ist exemplarisch für den in diesem Versuch verwendeten Laser [1].

Lochblenden mit kleinem Loch in der Mitte und eine Blende verwendet. Eine Loch Blende wird direkt hinter dem Justagelaser und vor dem Spiegel positioniert und der andere hinter den zweiten Spiegel und vor die geschlossene Blende. Somit kann der Strahlengang genau nachvollzogen und justiert werden.

Um die Leistung des Strahls zu messen, wird in einer Versuchsreihe ein Leistungsmesser verwendet und einmal eine Photodiode. Zur Messung der Polarisation steht ein Polarisator bereit und zur Messung der Transversalmoden ein dünner Draht mit einem Durchmesser von  $d_{\text{Draht}} = 0,005 \text{ mm}$  und eine Streulinse. Zur Messung des Frequenzspektrums wird zudem ein Spektrum Analysator gebraucht und für die Messung der Wellenlänge verschiedene Gitter.

Da in diesem Versuch ein Laser der Klasse 3B verwendet wird, ist besondere Vorsicht geboten und ein Abblocken des Strahlgangs beim Einbringen neuer optische Elemente nötig.

## 4 Durchführung

### 4.1 Justage der Messapparatur

Mithilfe des Justagelasers werden zunächst alle Bauteile des Lasers (Spiegel und Laserröhre) einzeln mithilfe der Blenden justiert und schließlich zusammengebracht und aufeinander fein abgestimmt. Wenn der Strahl sauber justiert ist, kann der He-Ne Laser in Betrieb genommen werden. Hierfür wird ein Strom von  $I = 6,5 \text{ mA}$  angelegt, um eine Entladung des Heliums zu erzwingen. Es kann hier nötig sein, den Laser noch einmal fein zu justieren. Wenn auf einem optischen Schirm hinter dem Auskopplungsspiegel zu erkennen ein deutlicher roter Punkt zu erkennen ist, wurde richtig justiert und die Messungen können gestartet werden. Während der einzelnen Versuchsteile kann es immer wieder nötig sein den Aufbau nachzujustieren, um einen minimalen Leistungsverlust zu erreichen. Hier kann die Leistung mit einem Leistungsmesser immer wieder überprüft werden.

### 4.2 Messung der Stabilitätsbedingung

Um die Stabilitätsbedingung zu überprüfen, wird die Leistung des Laser mit einem Leistungsmesser hinter dem Auskopplungsspiegel mit zwei Konfigurationen und mehreren Resonatorlängen vermessen. Hier werden einmal eine Konfiguration mit einem flachen und einem gekrümmten Spiegel verwendet und einmal mit zwei gekrümmten Spiegeln. Bei der Konfiguration mit zwei gekrümmten Spiegeln werden mehr Messwerte und breitere Abstände gewählt, da die Stabilitätsbedingung hier deutlich konstanter ist.

### 4.3 Untersuchung der Transversalmoden

Um die Transversalmoden zu vermessen wird sich zu eigen gemacht, dass höheren Moden von der Intensität her immer schwächer werden. Dies bedeutet, dass die Grundmode am stärksten ist. Um die Intensität der Grundmode ( $\text{TEM}_{000}$ ) in Abhängigkeit der Entfernung orthogonal zur Ausbreitungsrichtung des Strahls zu vermessen, wird der Strahl mit einer Streulinse gebeugt und mit einer Photodiode die Leistung vermessen. Die Leistung wird hier für mehrere Abstände zum Mittelpunkt entnommen. Für die erste Mode ( $\text{TEM}_{100}$ ) kann ein dünner Draht in den Strahl Mittelpunkt gebracht werden, da hier das Maximum der Grundmode zu erwarten ist. Hierdurch wird die Grundmode stark geschwächt und die erste Mode ist die nächst stärkere. Auch hier wird die Leistung wieder für verschiedene Abstände zum Mittelpunkt mit einer Photodiode gemessen. Zu beachten ist hier, dass der Draht in den Resonator mit eingebracht werden

muss, da ein Draht hinter dem Auskopplungsspiegel lediglich zu einem Interferenzmuster führen würde.

#### 4.4 Bestimmung der Polarisation

Zur Bestimmung der Polarisation wird ein Polarisator hinter den Auskopplungsspiegel gestellt und es wird die Leistung mit einem Leistungsmesser für mehrere Polarisationswinkel vermessen.

#### 4.5 Multimoden Untersuchung

Im Laser selbst gibt es durch das vorhandene Frequenzspektrum  $\Delta f$  mehrere longitudinale Moden, welche dazu führen, dass es zeitliche Abhängigkeiten der Laserintensität gibt. Bestimmte Frequenzen werden abgeschwächt und andere verstärkt. Diese Frequenzen werden mithilfe einer Photodiode und einem Spektrum Analysator für mehrere Resonatorlängen untersucht. Hiermit kann begründet werden, warum der Laser in einem Multimoden Modus verwendet werden kann.

#### 4.6 Bestimmung der Wellenlänge

Um die Wellenlänge des Lasers zu bestimmen, werden jeweils ein Gitter mit 1200 Lines/mm und eins mit 600 Lines/mm verwendet. Es entsteht ein Interferenzmuster. Anhand der Abstand von zwei Maxima kann schließlich die Wellenlänge bestimmt werden. Hierfür muss außerdem der Abstand des Gitters zum optischen Schirm bekannt sein.

## 5 Auswertung

In diesem Kapitel werden die Messdaten ausgewertet. Die Stabilitätsbedingung wird für zwei verschiedene Resonatoren untersucht. Danach wird sich die Analyse auf einen Resonator fokussieren, welcher aus zwei konkaven Spiegeln besteht.

### 5.1 Stabilitätsbedingung

Zunächst wird die Stabilitätsbedingung für den Laserbetrieb untersucht. Dabei wurde als erstes der Resonator bestehend aus einem planaren Spiegel ( $r_1 = \infty$ ) und einem konkaven Spiegel ( $r_2 = 1,4\text{ m}$ ) verwendet. Aus Formel 2.2 kann gefolgert werden, dass dieser Resonator eine maximale Länge  $L_{\max} = r_2$  haben darf. Dies bedeutet, dass sobald eine Länge von  $L_{\max}$  überschritten wird ist der Laser nicht mehr stabil und die Intensität sollte verschwinden. In Tabelle 5.1 sind die aufgenommenen Messdaten dargestellt.

$L / \text{cm}$	$I / \text{mW}$
49.8	3.60
60.3	2.29
70.2	1.61
80.2	1.21
90.1	0.20

**Tabelle 5.1:** Laserintensitäten in Abhängigkeit von der Resonatorlänge für einen plan/konkaven Resonator des Radius  $r_2 = 1,4\text{ m}$ .

Die Tabelle 5.1 stellt lediglich Messdaten bis zu einer Resonatorlänge von  $L = 90,1\text{ cm}$  dar. In diesem Versuch ist es nicht gelungen ein stabiles Signal oberhalb dieser Länge zu erzeugen. Dennoch zeigt sich für große Resonatorlänge auf, dass die Intensität sinkt. Daher ist die Annahme valide, dass sie ab Verletzung der Stabilitätsbedingung vollkommen verschwindet.

Weiter wurde die Stabilitätsbedingung für einen konkav/konkaven Resonator, der Radien  $r_1 = r_2 = 1,4\text{ m}$ , untersucht. Aus Formel 2.2 ergibt sich für diesen Resonator eine maximale Länge  $L_{\max} = 2,4\text{ m}$ . Die Messdaten für diesen Resonator sind in Tabelle 5.2 dargestellt.

Auch die Messdaten in Tabelle 5.2 reichen nicht über die maximale Länge hinaus, da die Länge der Schiene, auf welcher der Aufbau aufgebaut war, nicht ausreichte. Dennoch zeigen die Daten auch bei der letzten Länge noch ein signifikantes Signal. Ebenfalls sinken die Intensitäten kontinuierlich was darauf hindeutet, dass die Stabilität abnimmt. Dennoch ist für die Resonatorlängen aus Tabelle 5.2 nachgewiesen worden,

$L / \text{cm}$	$I / \text{mW}$
49.5	5.00
58.3	4.79
65.8	4.46
77.1	4.63
83.9	4.60
91.6	4.20
105.8	3.35
119.9	2.65
172.7	1.07

**Tabelle 5.2:** Laserintensitäten in Abhängigkeit von der Resonatorlänge eines konkav/konkaven Resonators der Radien  $r_1 = r_2 = 1,4 \text{ m}$ .

dass ein stabiler Betrieb des Laser gewährleistet ist. Im folgendem wird ausschließlich die konkav/konave Spiegelkonfiguration verwendet.

## 5.2 TEM Moden

Als nächstes werden die Transversalmoden des HeNe-Lasers untersucht. Im Rahmen der zur Verfügung stehenden Mittel ist lediglich die Observierung der  $\text{TEM}_{00}$  und der  $\text{TEM}_{01}$  möglich. Das Vorgehen hierzu wurde bereits im Abschnitt 4.3 erklärt.

### 5.2.1 $\text{TEM}_{00}$ Mode

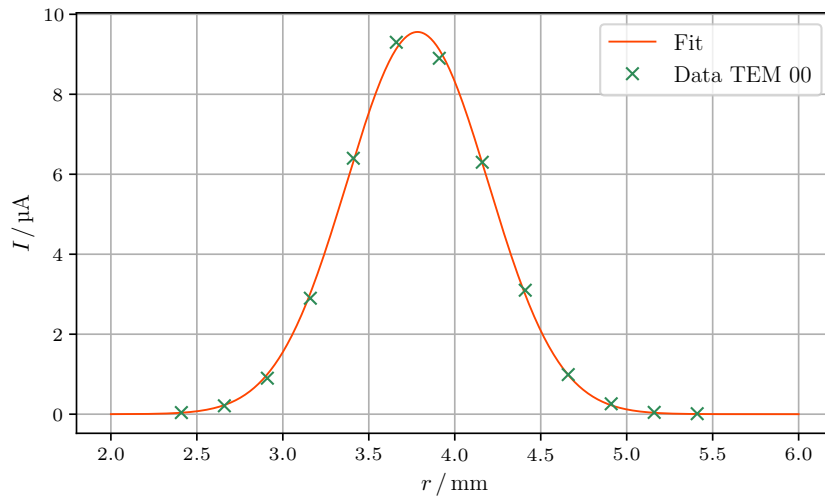
Die allgemeine Intensitätsverteilung der  $\text{TEM}_{nm}$  Moden wurde bereits im Abschnitt 2.3 hergeleitet. Für die Grundmode ergibt sich aus Gleichung 5.3 eine Intensitätsverteilung nach Gleichung 5.1.

$$I_{\text{TEM}_{00}} = I_0 e^{\frac{-(x-x_0)^2}{2w^2}} \quad (5.1)$$

Die Messdaten werden mittels Scipy [3] an die Gleichung 5.1 gefittet. Die daraus resultierenden Parameter lauten

$$\begin{aligned} I_0 &= (9,560 \pm 0,078) \mu\text{A} \\ x_0 &= (3,7800 \pm 0,0038) \text{ mm} \\ w &= (0,8200 \pm 0,0078) \text{ mm}. \end{aligned}$$

Der Fit mit den eben bestimmten Parametern, sowie die Messdaten werden in Abbildung 5.1 dargestellt.



**Abbildung 5.1:** In dieser Abbildung werden die Messwerte sowie die gefittete Intensitätsverteilung in x-Richtung der TEM<sub>00</sub> dargestellt.  $r$  beschreibt dabei die Drahtposition.

### 5.2.2 TEM<sub>01</sub> Mode

Nun wird die Intensitätsverteilung der TEM<sub>01</sub> Mode bestimmt. Aus Gleichung 5.3 ergibt sich die erwartete Intensitätsverteilung nach Gleichung 5.2.

$$I_{\text{TEM}_{01}} = I_0 \frac{8(x - x_0)^2}{w^2} e^{-\frac{(x - x_1)^2}{2w^2}} \quad (5.2)$$

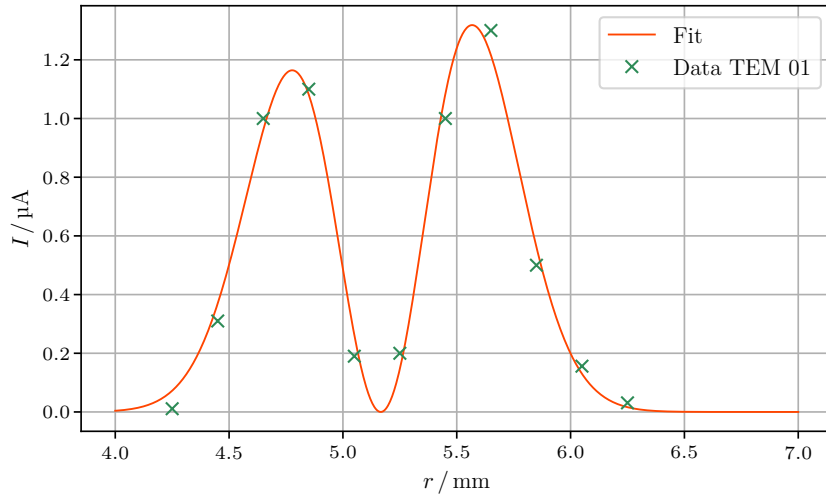
An dieses Modell werden die Messdaten mittels Scipy [3] gefittet und Modellparameter bestimmt. Die Parameter für die aufgenommenen Daten lauten

$$\begin{aligned} I_0 &= (0,840 \pm 0,028) \mu\text{A} \\ x_0 &= (5,170 \pm 0,008) \text{ mm} \\ x_1 &= (5,180 \pm 0,009) \text{ mm} \\ w &= (0,560 \pm 0,011) \text{ mm} \end{aligned}$$

Die Messdaten, sowie der Fit des Modells 5.2 sind in Abbildung 5.2 dargestellt.

## 5.3 Polarisation

Weiter wird die Polarisation des emmittierten Lichtes untersucht. Dazu wird die Intensität in Abhängigkeit der Winkelseinstellung  $\Phi$  eines Polarisationsfilters gemessen. Für linear polarisiertes Licht ist Winkelabhängigkeit der Intensität  $I$  nach Gleichung 5.3 zu erwarten. Dabei ist  $I_0$  die Amplitude des Signals und  $\Phi_0$  eine beliebige Phase.



**Abbildung 5.2:** In dieser Abbildung werden die Messwerte sowie die gefittete Intensitätsverteilung in x-Richtung der TEM<sub>01</sub> dargestellt.  $r$  beschreibt dabei die Drahtposition.

$$I(\Phi) = I_0 \sin^2(\Phi - \Phi_0) \quad (5.3)$$

Die Messdaten werden mittels Scipy [3] an das Modell 5.3 gefittet und somit Parameter für das Modell bestimmt. Die Parameter für die aufgenommenen Daten lauten

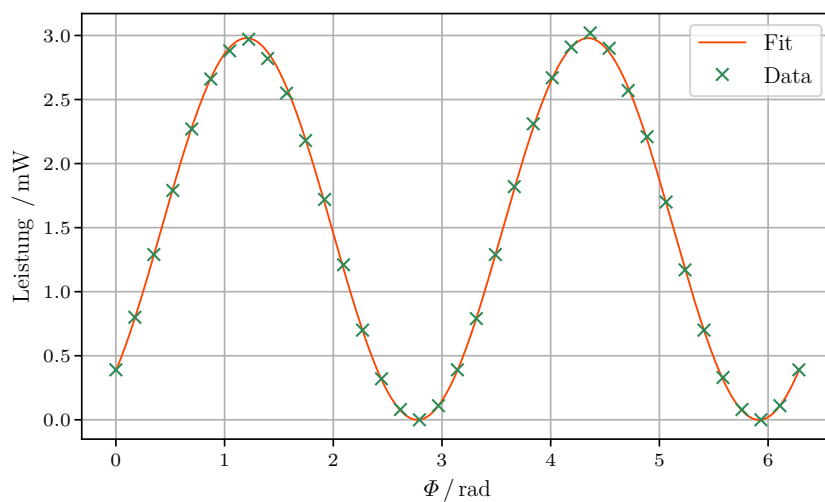
$$I_0 = (2,980 \pm 0,005) \text{ mW}$$

$$\Phi_0 = (-0,3700 \pm 0,0015) \text{ rad}$$

Die Messdaten sowie der Fit werden in Abbildung 5.3 dargestellt.

## 5.4 Multimoden Betrieb

Nun soll der Multimoden Betrieb des Laser untersucht werden. Dafür wird das Signal des Laser an einem Oszilloskop dargestellt. Für verschiedene Resonatorlängen wird eine Vielzahl an Frequenzpeaks im Oszilloskop observiert. Die mittlere Schwebungsfrequenz kann dabei aus dem mittleren Abstand zweier benachbarter Peaks zueinander berechnet werden. Das Signal des HeNe-Lasers sollte eine gesamte Frequenzbreite von  $\approx f_{\text{HeNe}} = 1,5 \text{ GHz}$  haben. Dies entspricht der Dopplerbreite, welcher der dominierende Effekt für das Ausbreiten des Signals ist. Die Anzahl der Moden  $N$  im Laser ist also korreliert zur Schwebungsfrequenz auf einen festen Wert beschränkt, je nachdem wie viele Schwebungsfrequenzen in die Dopplerbreite passen. In Tabelle 5.3 sind für verschiedene Resonatorlängen die gemessenen Frequenzen, sowie die berechnete Schwebungsfrequenz und die Anzahl der Moden dargestellt.



**Abbildung 5.3:** In dieser Abbildung wird die gemessene Intensitätsverteilung, sowie das gefittete Modell in Abhängigkeit des Polarisationswinkles  $\Phi$  dargestellt.

$L / \text{cm}$	$f / \text{MHz}$	$\Delta f / \text{MHz}$	$N$	$\Delta f_{\text{theo}} / \text{MHz}$
63.0	240,476,716,953,1189	237.25	8.80	237.93
77.4	195,386,581,773,968,1163,1354	210.8	8.65	193.66
87.0	173,345,518,690,863,1035,1208,1380	195.0	8.65	172.29
105.8	143,285,428,570,713,851,994,1136,1279	178.04	8.87	141.68
119.9	128,251,375,503,626,754,878,1001,1125,1253,1376	162.83	9.21	125.02

**Tabelle 5.3:** Diese Tabell stellt die Frequenzpeaks im Oszilloskop in Abhängigkeit der Resonatorlänge dar.



Aus Tabelle 5.3 kann entnommen werden, dass Schwebungsfrequenz mit steigender Resonatorlänge abnimmt. Dieses Verhalten ist zu erwarten, da die Laufzeit der Photonen steigt und somit die Frequenz sinkt. Ebenfalls kann entnommen werden, dass die Schwebungsfrequenz für alle Resonatorlängen sehr viel kleiner ist als die Dopplerbreite weshalb der Multimoden Betrieb des Laser bestätigt und validiert wird. Außerdem können die theoretisch erwarteten Schwebungsfrequenzen  $\Delta f_{\text{theo}}$  durch Gleichung 5.4 berechnet werden.

$$\Delta f_{\text{theo}} = \frac{c}{2L} \quad (5.4)$$

In Gleichung 5.4 ist  $c$  die Lichtgeschwindigkeit und  $L$  die eingestellte Resonatorlänge. Die berechneten Schwebungsfrequenzen werden ebenfalls in Tabelle 5.3 dargestellt. Es fällt auf, dass die Abweichung der experimentellen Werte mit der Resonatorlänge steigt. Dies ist ebenfalls auf die Stabilität zurückzuführen.

## 5.5 Wellenlänge

Zuletzt wird die Wellenlänge des HeNe-Laser untersucht. Dazu wird ein Gitter verwendet. Die Beugung am Gitter ist durch die Bragg-Bedingung beschrieben. Durch umstellen der Bragg-Bedingung und Berechnung des Winkels zwischen der optischen Achse und der Verbindungslinie von Beugungsmaximum und dem Gitter kann die Wellenlänge nach Gleichung 5.5 berechnet werden.

$$\lambda = \frac{\sin(\tan^{-1}(\frac{s_n}{d}))}{gn} \quad (5.5)$$

In dieser Gleichung ist  $s_n$  der minimale Abstand des  $n$ -ten Beugungsmaximums zur optischen Achse,  $d$  ist der Abstand vom Gitter zum Schirm,  $g$  die Gitterkonstante des verwendeten Gitters und  $n$  die Ordnung des Beugungsmaximums. Die Messwerte werden in Tabelle 5.4 dargestellt.

$n$	$s / \text{cm}$	$g / \text{mm}^{-1}$	$\lambda / \text{nm}$
1	8.9	600	642.56
1	24.4	1200	627.78

**Tabelle 5.4:** Diese Tabelle stellt die Messdaten zur Bestimmung der Wellenlänge dar. Dabei ist  $n$  die Beugungsordnung,  $s$  der minimale Abstand des  $n$ -ten Beugungsmaximums zur optischen Achse,  $g$  die Gitterkonstante und  $\lambda$  die Wellenlänge.

Der Mittelwert der errechneten Wellenlängen ergibt sich zu

$$\lambda = (635,17 \pm 7,40) \text{ nm}$$

## 6 Diskussion

Zu Beginn wurde die Stabilitätsbedingung des Laser untersucht. Dabei konnte bei keinem Aufbau die theoretisch maximal mögliche Länge überprüft werden, da in einem Fall kein Signal mehr gefunden werden konnte und in dem anderem Fall war die Länge nicht realisierbar durch den begrenzten Platz. Dennoch haben die Messungen sinkende Stabilität mit größeren Resonatorlängen aufgezeigt. Daher kann angenommen werden, dass ab der maximal möglichen Länge, innerhalb der experimentellen Ungenauigkeit, kein Signal mehr zu finden ist. Ebenfalls wurde ein stabiler Laser Betrieb nachgewiesen.

Als nächstes wurden die Transversalmoden des Lasers untersucht. Dabei wurden die Messdaten an die theoretische Vorhersage gefittet. Wie den Abbildungen 5.1, 5.2 zu entnehmen ist, bestätigen die Messwerte das theoretische Modell der Intensitätsverteilung.

Daraufhin wurde die Polarisierung des Laserstrahls untersucht. Auch hier bestätigt die Messung die theoretische Vorhersage des Modells. In dieser Messung sind die Abweichungen gering, weshalb die Messung sehr qualitativ ist.

Weiter wurde der Multimoden Betrieb des Lasers untersucht. Es stellt sich heraus, dass die Schwebungsfrequenzen des Laser sehr viel kleiner sind als die Dopplerbreite des Lasers. Daher wurde der Multimoden Betrieb validiert. Die Abweichung der experimentell bestimmten Schwebungsfrequenzen zu der theoretischen Vorhersage nach Gleichung 5.4 liegt im Mittel bei 15,64 %. Es ist anzumerken, dass für kleine Resonatorlängen die Abweichung unter 1 % liegen, aber auf Grund der Stabilität steigt die Abweichung.

Zuletzt wurde die Wellenlänge des Lasers bestimmt. Es ergibt sich eine experimentell bestimmte Wellenlänge von  $\lambda = (635,17 \pm 7,40)$  nm. Die theoretische Vorhersage der Wellenlänge des  $3s_2 \rightarrow 2p_4$  Übergangs, in der Paschen Notation, lautet  $\lambda = 632,8$  nm [2]. Dies entspricht einer relativen Abweichung von  $\Delta\lambda = 0,22$  %. Die theoretische Wellenlänge liegt im Rahmen der Unsicherheit und somit ist die Messung der Wellenlänge gelungen. Gründe für abweichende Werte liegen in der Ungenauigkeit der Bestimmung der Abstände, welche händisch mit einem Maßband abgemessen wurden.

Insgesamt sind die Ergebnisse des Experiments zufriedenstellend und das Experiment kann also erfolgreich gewertet werden.

## Literatur

- [1] *Brewsterfenster*. Edmund Optics. URL: [https://www.google.com/url?sa=i&url=https%3A%2F%2Fwww.edmundoptics.de%2F%2Fbrewster-windows%2F14008%2F&psig=A0vVaw3F3Du1xxDsiMhM2010VZVv&ust=1702039963267000&source=images&cd=vfe&opi=89978449&ved=0CBEQjRxqFwoTCOC64JSv\\_YIDFQAAAAAdAAAAABAD](https://www.google.com/url?sa=i&url=https%3A%2F%2Fwww.edmundoptics.de%2F%2Fbrewster-windows%2F14008%2F&psig=A0vVaw3F3Du1xxDsiMhM2010VZVv&ust=1702039963267000&source=images&cd=vfe&opi=89978449&ved=0CBEQjRxqFwoTCOC64JSv_YIDFQAAAAAdAAAAABAD) (besucht am 07.12.2023).
- [2] *He-Ne Laser*. Wikipedia. URL: [https://www.wikiwand.com/en/Helium%E2%80%9393neon\\_laser](https://www.wikiwand.com/en/Helium%E2%80%9393neon_laser) (besucht am 07.12.2023).
- [3] *Scientific package Python*. URL: <https://docs.scipy.org/doc/scipy/index.html> (besucht am 23.11.2023).
- [4] *Stimulierte und Spontane Emission von Photonen*. Fernerkundung mit Lasern. URL: [https://www.google.com/url?sa=i&url=https%3A%2F%2Fseos-project.eu%2Fflaser-rs%2Fflaser-rs-c02-p05.de.html&psig=A0vVaw1G9SIJSJiaDTCJvfr9Ss4i&ust=1702043812612000&source=images&cd=vfe&opi=89978449&ved=0CBEQjRxqFwoTCMCcvbu9\\_YIDFQAAAAAdAAAAABAD](https://www.google.com/url?sa=i&url=https%3A%2F%2Fseos-project.eu%2Fflaser-rs%2Fflaser-rs-c02-p05.de.html&psig=A0vVaw1G9SIJSJiaDTCJvfr9Ss4i&ust=1702043812612000&source=images&cd=vfe&opi=89978449&ved=0CBEQjRxqFwoTCMCcvbu9_YIDFQAAAAAdAAAAABAD) (besucht am 07.12.2023).
- [5] *V61 - He-Ne Laser*. TU Dortmund. URL: [https://moodle.tu-dortmund.de/pluginfile.php/2695471/mod\\_resource/content/5/V61-engl.pdf](https://moodle.tu-dortmund.de/pluginfile.php/2695471/mod_resource/content/5/V61-engl.pdf) (besucht am 07.12.2023).

## Anhang