

V61

## HeNe-Laser

Toby Teasdale	Erich Wagner
<a href="mailto:toby.teasdale@tu-dortmund.de">toby.teasdale@tu-dortmund.de</a>	<a href="mailto:erich.wagner@tu-dortmund.de">erich.wagner@tu-dortmund.de</a>

Durchführung: 19.04.23	Abgabe: 21.04.23
------------------------	------------------

TU Dortmund – Fakultät Physik

# Inhaltsverzeichnis

<b>1 Ziel</b>	<b>3</b>
<b>2 Theorie</b>	<b>3</b>
2.1 Polarisierung und Kohärenz . . . . .	3
2.2 Aufbau eines Lasers . . . . .	3
2.3 Der HeNe-Laser . . . . .	6
<b>3 Durchführung</b>	<b>6</b>
<b>4 Fehlerrechnung</b>	<b>7</b>
<b>5 Auswertung</b>	<b>8</b>
5.1 Überprüfung der Stabilitätsbedingung . . . . .	8
5.2 Beobachten der TEM-Moden . . . . .	9
5.3 Bestimmung der Polarisierung . . . . .	10
5.4 Frequenzspektrum des Lasers . . . . .	11
5.5 Bestimmung der Wellenlänge . . . . .	12
<b>6 Diskussion</b>	<b>13</b>
<b>Literatur</b>	<b>14</b>

# 1 Ziel

Das Ziel des Versuchs „He-Ne Laser“ besteht darin, die Funktionsweise eines He-Ne Lasers kennenzulernen. Außerdem wird sich mit der Justage beschäftigt und die Eigenschaften des Lasers werden vermessen, also die Wellenlänge, Intensitätsverteilung, Polarisation und Modenspektrum. Zusätzlich wird die Stabilität des Lasers getestet.

## 2 Theorie

Zunächst wird allgemein auf Polarisation von Wellen eingegangen. Dann wird sich mit dem prinzipiellen Aufbau eines Lasers beschäftigt und wie dieser kohärentes Licht produziert. Außerdem wird behandelt, was unter TEM-Moden verstanden wird. Schließlich wird konkret der klassische Aufbau eines Helium-Neon-Lasers und dessen Eigenschaften behandelt.

### 2.1 Polarisation und Kohärenz

Seit der Elektrodynamik ist bekannt, dass Licht als eine elektromagnetische Welle beschrieben werden kann. **Kohärentes Licht** beschreibt Licht mit fester Frequenz, Phase und Ausbreitungsrichtung und kann mithilfe von Lasern erzeugt werden. Nun ist bei verschiedenen physikalischen Prozessen auch die sogenannte **Polarisation** wichtig. Eine polarisierte Welle ist in Abbildung 1 dargestellt. Eine polarisierte Welle schwingt nur in einer Ebene in Bewegungsrichtung. Beispielsweise bei Interferenzphänomenen müssen zwei Lichtwellen in einer Ebene polarisiert sein, damit sie interferieren können.

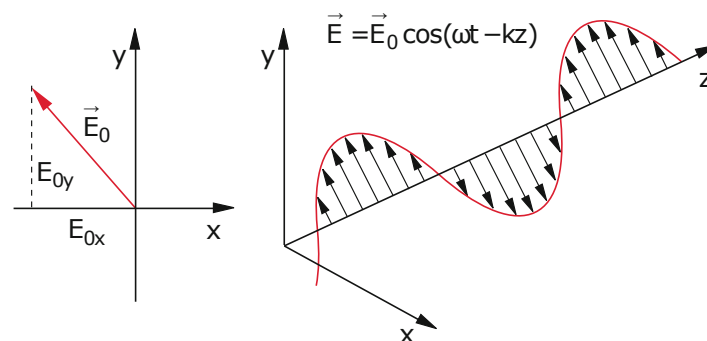
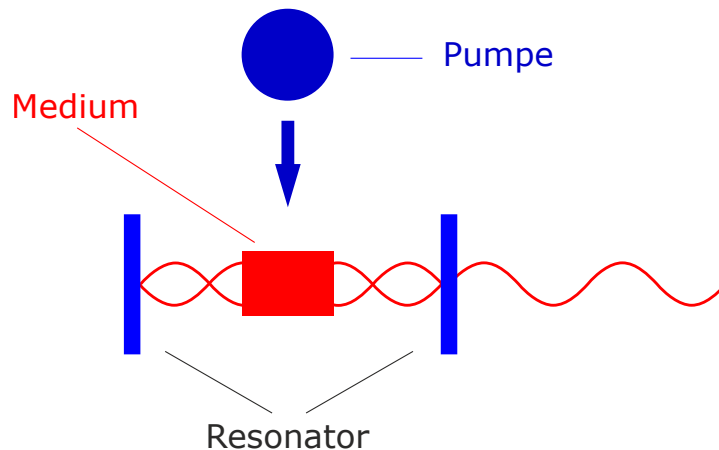


Abbildung 1: Eine linear polarisierte Welle [4].

### 2.2 Aufbau eines Lasers

Wie bereits angemerkt, produziert ein Laser (Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation) kohärentes Licht. Im folgenden soll darauf eingegangen werden wie kohärentes Licht in einem Laser produziert wird. Schematisch ist der Aufbau eines Lasers in

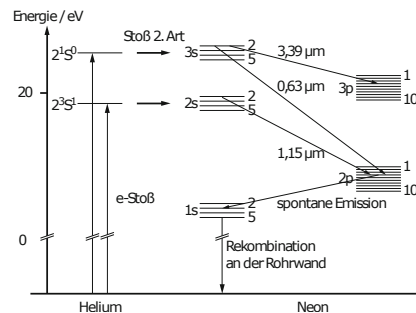


**Abbildung 2:** Schematischer Aufbau eines Lasers [1].

Abbildung 2 dargestellt. Grundlegend besteht ein Laser immer aus drei Komponenten. Diese Komponenten sind ein sogenanntes **aktives Medium**, ein **Resonator** und eine **Pumpquelle**.

### Aktives Medium

Unter einem aktiven Medium wird verstanden, dass es durch **Besetzungsinversion** und **stimulierter Emission** kohärentes Licht abgibt [2]. Eingeleitet wird dies durch die Pumpquelle. Diese regt das aktive Medium so an, dass Besetzungsinversion vorliegt. Dabei befinden sich dann mehr Elektronen in einem höheren Energiezustand als im Grundzustand. Nun kann das Medium durch stimulierte Emission kohärentes Licht erzeugen. Dafür werden durch den Resonator die emittierten Photonen immer wieder durch das Medium hindurchgeschickt und können sich dadurch verstärken. Dabei sind die neu gewonnenen Photonen kohärent, da sie über stimulierte Emission gewonnen werden. Bei diesem Prozess werden die Photonen, die die Elektronen anregen, quasi kopiert. Somit sind dann auch die neuen Photonen in Phase mit den „alten Photonen“. Ein Material ist dann ein geeigneter Kandidat für ein aktives Medium, wenn es mindestens über ein 3-Niveau-System<sup>1</sup> verfügt. Das Medium kann dabei fest, flüssig oder auch gasförmig sein. Weiterhin legt das aktive Medium auch die Wellenlänge des Lasers fest, da es sich dabei um das charakteristische Spektrum des Mediums handelt.



**Abbildung 3:** Der Ablauf der Emission eines Photons bei einem HeNe-Laser [3].

<sup>1</sup>Aufgrund der Notwendigkeit eines metastabilen Zwischenzustandes, ist ein 2-Niveau-System nicht möglich.

## Resonator

Der Resonator besteht im Grunde aus zwei Spiegeln. Einer davon ist teildurchlässig. Dabei handelt es sich um die Seite, die als Öffnung bei einem Laser bekannt ist. Dadurch bleiben statistisch gesehen immer einige Lichtwellen im Resonator und können durch stimulierte Emission das kohärente Licht immer weiter verstärken. Ohne den Resonator würde sich das Licht willkürlich in alle Richtungen ausbreiten und es nicht zur Besetzungsinversion kommen und sich kein Lichtstrahl ausbilden. Weiterhin lässt sich die Resonatorstabilität mit den sogenannten g-Faktoren

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

beschreiben. Dabei ist  $r_i$  der Krümmungsradius und  $L$  die Länge des Resonators. Für  $0 < g_1 g_2 < 1$  ist der Resonator stabil. Daraus lässt sich auch der maximale Abstand zwischen den Spiegeln berechnen. Bei zwei gleichen Spiegeln wird dieser immer dann kleiner null, wenn er größer als der Krümmungsradius ist.

Der Name Resonator lässt bereits darauf schließen, dass sich stehende Wellen innerhalb des Resonators ausbilden. Dabei können longitudinale und transversale Moden entstehen. Die longitudinalen Moden sind bei Aufbauten wie in Abbildung 5 nicht relevant, da die Wellenlänge der emittierten Strahlung deutlich geringer ist als die Länge des Resonators. Die transversalen elektromagnetischen Moden ( $TEM_{xy}$ ) sind jedoch deutlich relevanter. Die  $TEM_{xy}$  bezeichnen die Anzahl der Knoten auf der entsprechenden Achse. Beispielhaft wurden einige in Abbildung 4 aufgezeichnet. Es gibt auch den Fall, dass die Moden zylindrisch sind. In diesem Fall gilt  $TEM = TEM_{\phi r}$ . Hier nimmt die Intensität der Moden nach außen hin immer weiter ab. Ohne weitere Herleitung sei angegeben [2], dass die Intensität bei einer  $TEM_{x=0,y=0}$  Mode durch

$$I(x) = I_0 e^{-\frac{2x^2}{\omega^2}} \quad (2)$$

gegeben ist. Dabei ist  $\omega$  der Strahlradius. Für die  $TEM_{01}$  Mode ergibt sich eine Intensität von

$$I(x) = I_0 \cdot \left(\frac{x}{\omega}\right)^2 \cdot e^{-\frac{2x^2}{\omega^2}}. \quad (3)$$

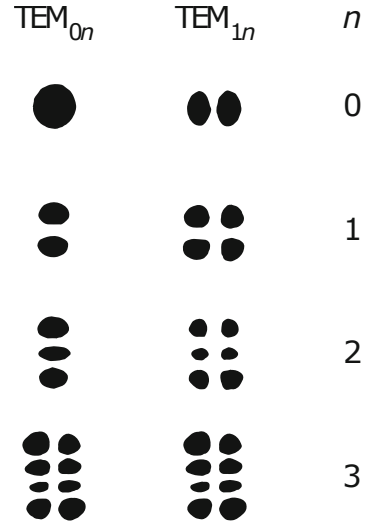


Abbildung 4:  $TEM_{xy}$  [3].

## Pumpquelle

Die Pumpquelle ist in erster Linie dafür verantwortlich, Energie in das aktive Medium zu bringen und das aktive Medium zur Besetzungsinversion zu bringen. Dies kann durch Licht, aber auch durch andere Prozesse geschehen. Ohne dieses Pumpen, kann keine Besetzungsinversion vorliegen und sich somit kein Laserstrahl ausbilden.

## 2.3 Der HeNe-Laser

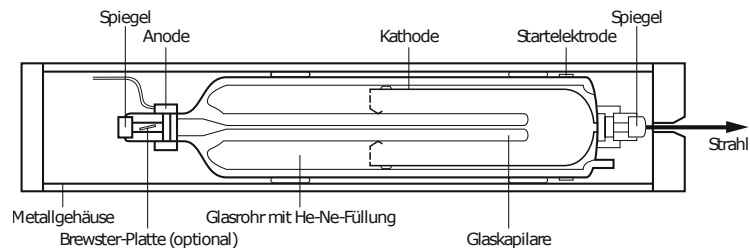


Abbildung 5: Schematischer Aufbau eines HeNe-Lasers [3].

Der Aufbau eines HeNe-Lasers ist in Abbildung 5 zu sehen. Die Niveaus, die in einem HeNe Laser durchlaufen werden, sind in Abbildung 3 dargestellt. Bei einem Helium-Neon Laser (HeNe) liegt die Wellenlänge bei 632.8nm. Dies lässt sich aber auch verändern, je nachdem welche Art von selektiven Spiegeln verbaut werden. Diese lassen dann im Resonator einige Wellen ungehindert durch. Durch diese Art von Spiegeln lässt sich bei HeNe-Laser auch orange, gelbe und grüne Strahlen erzeugen. Als weiteres Bauteil sind die Brewster-Fenster verbaut. Die Brewster-Fenster zeichnen sich dadurch aus, dass sie parallel zur Einfallsebene polarisiertes Licht verlustfrei hindurchlassen. Das Licht trifft im Brewster-Winkel auf. Für senkrecht polarisiertes Licht ist das Reflexionsvermögen allerdings sehr hoch, weshalb dieses Licht im Laser unterdrückt wird. Die Intensität in Abhängigkeit von dem Winkel wird beschrieben durch das Gesetz von Malus, also

$$I(\alpha) = I_0 \cdot \cos^2(\alpha). \quad (4)$$

## 3 Durchführung

Zunächst wird der Laser justiert. Dafür wird der Justagelaser eingeschaltet und die Spiegel so justiert, dass der Strahl fokussiert auf den Fadenkreuzen liegt. Nachdem dies gelungen ist, wird der HeNe - Laser eingeschaltet. Nun sollte ein roter Strahl erkennbar sein. Danach werden verschiedene Messungen durchgeführt.

### Vermessung der Stabilität

Zur Messung der Stabilität wird der Justierspiegel immer weiter auf der beweglichen Achse verschoben und dabei die Stromstärke auf dem Amperemeter abgelesen. Dies wird mehrfach wiederholt, bis der Laser nicht mehr eingestellt werden kann und die maximale Länge überschritten ist.

### Vermessung der $TEM_{xy}$ Moden

Dann werden die verschiedenen Moden des Lasers untersucht. Dafür wird zunächst die Intensität des Hauptmaximums in Abhängigkeit von der x-Achse genommen. Es wird eine

Photodiode angeschlossen und es wird eine Zerstreulinse eingebaut. Die Stromstärke wird notiert, während die x-Achsen Position variiert wird. Im Anschluss wird auch die  $TEM_{01}$  Mode untersucht. Hierfür wird ein Wolframraht der Dicke  $d = 0,005$  mm zwischen Spiegel und Diode eingeklemmt. Mithilfe der Linse wird der Aufbau so eingestellt, dass sich eine Abbildung vergleichbar zu dem Plot von  $TEM_{10}$  aus Abbildung 4 einstellt. Danach wird dann wieder wie bei dem Hauptmaximum vorgegangen und die Stromstärke als Maß der Intensität notiert.

## Nachweis der Polarisation

Zur Überprüfung der Polarisation wird ein Polarisationsfilter zwischen Spiegel und Diode eingesetzt. Dieser wird dann in  $15^\circ$  Schritten von null an bis  $360^\circ$  erhöht und die gemessene Stromstärke wird notiert.

## Multimodenbetrieb und Frequenzanalyse

Nun wird für verschiedene Längen eine Messung des Fourierspektrums durchgeführt, was parallel zur Vermessung der Stabilität geschieht. Dafür wird eine sogenannte schnelle Photodiode angeschlossen, die mit einer Bandbreite von 1GHz messen kann. Diese wird dann an einen Spektrumanalysator angeschlossen und die Peaks bei verschiedenen Frequenzen werden notiert. Insgesamt wird diese Messung für 3 verschiedene Resonatorlängen wiederholt.

## Messung der Wellenlänge

Für die Messung der Wellenlänge wird ein Gitter zwischen Spiegel und Diode eingesetzt. Das daraus resultierende Beugungsbild kann auf einem Schirm mit Abstand  $d$  ausgemessen werden. Hier werden dann die Abstände der Maxima zum Nullten Maximum mithilfe eines Maßbandes gemessen. Auch der Abstand  $L$  zwischen Schirm und Gitter wird gemessen. Diese Messung wird für ein Gitter mit  $100\frac{\text{Linien}}{\text{cm}}$  und  $80\frac{\text{Linien}}{\text{cm}}$  durchgeführt.

## 4 Fehlerrechnung

Im Folgenden wird die allgemeine Fehlerrechnung und alle wichtigen Größen der entsprechenden Rechnung erklärt. Die wichtigsten Werte dabei sind der

$$\text{Mittelwert} \quad \bar{x} = \frac{1}{N} \sum_{i=0}^n x_i \quad \text{und die} \quad (5)$$

$$\text{Standartabweichung} \quad \sigma = \sqrt{\frac{1}{N-1} \sum_{i=0}^N (x_i - \bar{x})^2}. \quad (6)$$

Dabei entspricht  $N$  der Anzahl an Werten und  $x_i$  ist jeweils ein mit einem Fehler gemessener Wert. Es ergibt sich ebenfalls die statistische Messunsicherheit

$$\Delta \bar{x} = \frac{\sigma}{\sqrt{N}} = \sqrt{\frac{1}{N(N-1)} \sum_{i=0}^N (x_i - \bar{x})^2}. \quad (7)$$

Entstehen mehrere Unbekannte in einer Messung, folgen daraus auch mehrere Messunsicherheiten, die in dem weiteren Verlauf der Rechnung berücksichtigt werden müssen. Es gilt die *Gaußsche Fehlerfortpflanzung*

$$\Delta f(y_1, y_2, \dots, y_N) = \sqrt{\left(\frac{df}{dy_1} \Delta y_1\right)^2 + \left(\frac{df}{dy_2} \Delta y_2\right)^2 + \dots + \left(\frac{df}{dy_N} \Delta y_N\right)^2}. \quad (8)$$

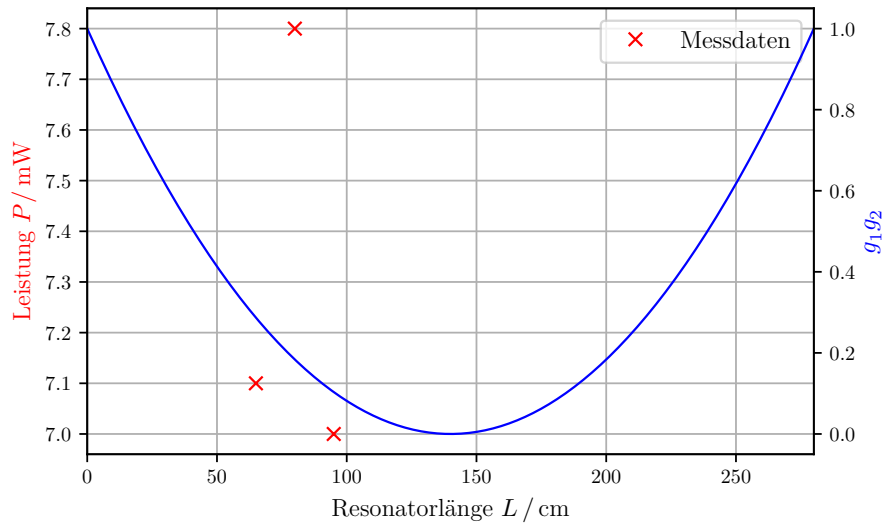
## 5 Auswertung

### 5.1 Überprüfung der Stabilitätsbedingung

Wie in Abschnitt 3 beschrieben, wird zum Vermessen der Stabilität eine Resonator-Konfiguration verwendet, anhand derer die Stabilitätsbedingung überprüft werden kann. Hierbei wird in Abbildung 6 für eine konkav-konkav-Konfiguration mit einem Krümmungsradius von  $r = 1400$  mm der Photostrom in Abhängigkeit von drei Resonatorlängen gemessen und mit dem theoretischen Verlauf des Produkts

$$g_1 g_2 = \left(1 - \frac{L}{r_1}\right) \left(1 - \frac{L}{r_2}\right)$$

nach Gleichung 1 verglichen. Wobei hier aufgrund der Konfiguration  $r = r_1 = r_2$  ist.



**Abbildung 6:** Die Messdaten sowie die Ausgleichsrechnung.



## 5.2 Beobachten der TEM-Moden

Zur Untersuchung der TEM<sub>00</sub>- und TEM<sub>01</sub>-Mode wird mithilfe einer Streulinse der Laser auf die messende Photodiode gestreut und die Intensität entlang der optischen Achse vermessen. Die Messdaten und die dazugehörige Regression mittels den Formeln

$$I_{00} \sim |E_{00}|^2 \sim a_{00} \cdot \exp\left(-\frac{(x - x_{00})^2}{b_{00}}\right) \quad \text{und} \quad (9)$$

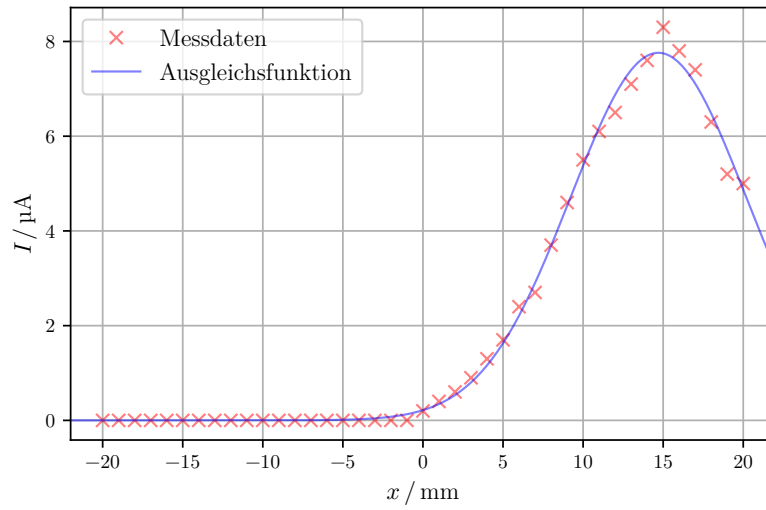
$$I_{01} \sim |E_{01}|^2 \sim a_{01} \cdot (x - x_{01})^2 \cdot \exp\left(-\frac{(x - x_{01})^2}{b_{01}}\right). \quad (10)$$

ergeben mit den Parametern

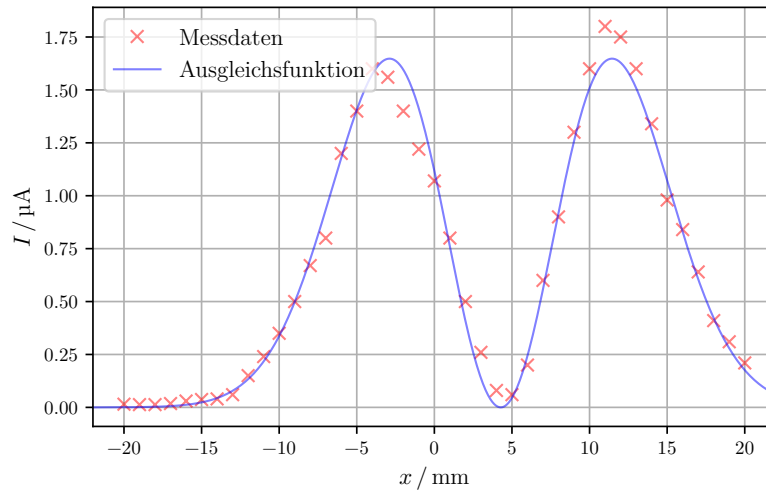
$$a_{00} = (7,76 \pm 0,07) \mu\text{A}, b_{00} = (14,7 \pm 0,8), x_{00} = (60,3 \pm 1,8), \quad (11)$$

$$a_{01} = (0,031 \pm 0,007) \mu\text{A}, b_{01} = (2,1 \pm 0,7), x_{01} = (86,0 \pm 14,0), \quad (12)$$

die in Abbildung 7 stehenden Plots.



(a) Intensitätsverteilung für die  $\text{TEM}_{00}$ -Mode.



(b) Intensitätsverteilung für die  $\text{TEM}_{01}$ -Mode.

**Abbildung 7:** Die Intensitätsverteilungen der zu untersuchenden Moden.

### 5.3 Bestimmung der Polarisation

Die Intensität folgt der Gleichung

$$I(\varphi) = I_0 \cdot \cos^2(\varphi + \varphi_0) . \quad (13)$$

Der in Abbildung 8 abgebildete Fit an die gemessenen Intensitäten in Abhängigkeit des Polarisationswinkel ergibt die Parameter

$$I_0 = (4,1 \pm 0,9) \mu\text{A} \quad \text{und} \quad \varphi_0 = (2,23 \pm 0,17)^\circ .$$

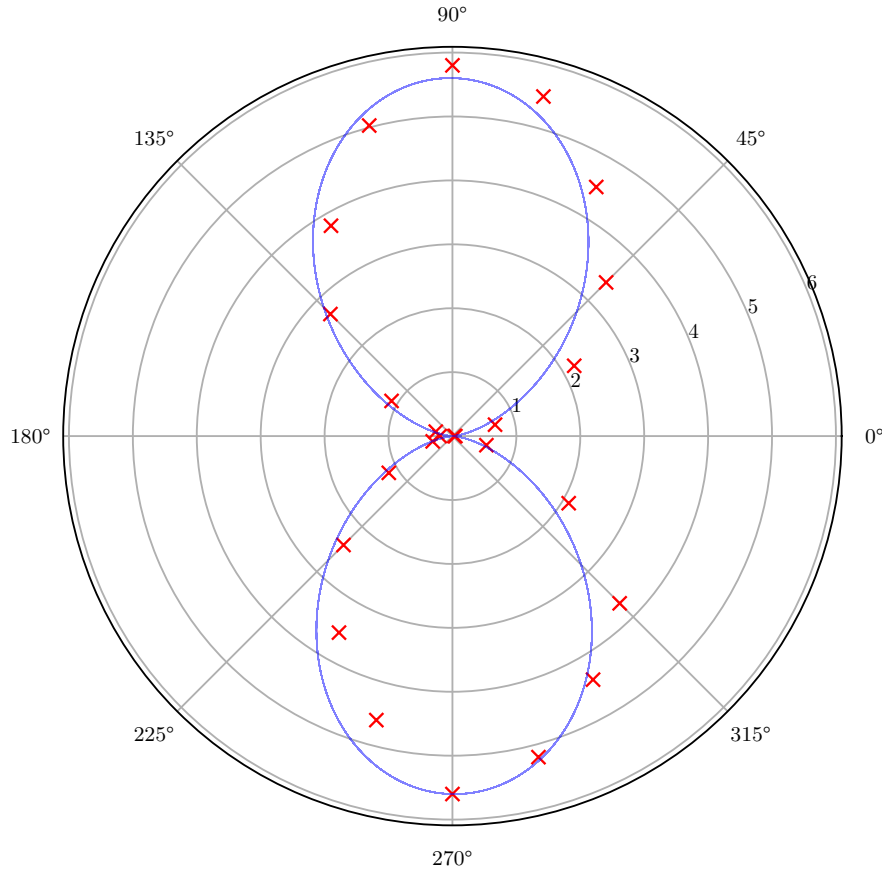


Abbildung 8: Der Polarplot der Intensitäten und deren Regression.

## 5.4 Frequenzspektrum des Lasers

Im Zusammenhang mit Unterabschnitt 5.1 werden für die drei Resonatorlängen die Fou- rierspektren gemessen, diese sind in Tabelle 1 dargestellt.

**Tabelle 1:** Die gemessenen Spektren für die drei Resonatorlängen.

$L / cm$	$\nu_1$	$\nu_2$	$\nu_3$	$\nu_4$	$\nu_5$	$\nu_6$	$\nu_7 / MHz$
65	248	493	738	983			
80	191	383	570	761	953	1140	
95	101	318	980	638	795	956	1140

Um die gemessenen Eigenmoden der Spektren mit der Verbreitung des Neon-Übergangs bei einer Wellenlänge von  $\lambda_0 = 632,8 \text{ nm}$  vergleichen zu können, werden die Abstände dieser Frequenzen für die Resonatorlängen gemittelt und deren mittlere Schwebungsfrequenz mithilfe der Gleichung

$$\nu_{\text{schwebung}} = \frac{c}{2L}$$

berechnet. Die somit berechneten Werte und deren Abweichungen voneinander sind in Tabelle 2 zu finden.

**Tabelle 2:** Die empirischen Abstände der Multimoden sowie die theoretischen Schwebungsfrequenzen.

$L / \text{cm}$	$\bar{\nu}_{\text{Differenz}} / \text{MHz}$	$\nu_{\text{Schwebung}} / \text{MHz}$	$\Delta\nu / \%$
65	224,4	230,6	2,72
80	174,6	187,4	6,81
95	143,5	157,8	9,05

Die Breite der Frequenzverteilung liegt dabei als gaußverteilt vor und kann mithilfe der folgenden Gleichung zu

$$\sigma_\nu = \frac{\nu_0}{c} \sqrt{\frac{k_B T}{m}} = \frac{1}{\lambda_0} \sqrt{\frac{k_B T}{m_{\text{Neon}}}} \approx 549,21 \text{ MHz}$$

berechnet werden, wobei für Raumtemperatur  $T = 293,15 \text{ K}$  und  $m_{\text{Neon}} = 20,1797 \text{ u}$  ist. Damit lässt sich schließlich die Linienverbreiterung auf

$$\delta_\nu = 2\sqrt{2 \ln 2} \cdot \sigma_\nu \approx 1,29 \text{ GHz}$$

abschätzen.

## 5.5 Bestimmung der Wellenlänge

Die aufgenommenen Abstände der Maxima  $n$  zum Hauptmaximum  $n = 0$  der Gitter mit den Gitterkonstanten  $g_1 = 80 \frac{\text{Linien}}{\text{cm}}$  (Abstand  $d_1 = 41,5 \text{ cm}$ ) und  $g_2 = 100 \frac{\text{Linien}}{\text{cm}}$  (Abstand  $d_2 = 30 \text{ cm}$ ) sind in Tabelle 3 dargestellt. Dabei beschreibt die Ordnung  $n > 0$  die

**Tabelle 3:** Abstände der Maxima zum Hauptmaximum für die zwei verwendeten Gitter.

	80 Linien / cm	100 Linien / cm
n	$x / \text{cm}$	$x / \text{cm}$
1	2,2	2,0
-1	2,2	2,0
2	4,3	3,9
-2	4,3	4,0
3	6,3	5,9
-3	6,6	6,0

auf tretenden Maxima zur rechten Seite senkrecht zur optischen Achse und  $n < 0$  die Maxima zur linken Seite.

Mithilfe der Formel

$$\lambda = \frac{g \cdot \sin \alpha_n}{n} = \frac{x_n \cdot g}{n \cdot \sqrt{d^2 + x_n^2}} \quad (14)$$

werden die Wellenlängenberechnungen an den einzelnen Intensitätsmaxima durchgeführt. Die daraus resultierenden Werte für  $\lambda$  ergeben nach einer Mittelung

$$\bar{\lambda}_{80} = 655,06 \text{ nm} \quad \text{und} \quad \bar{\lambda}_{100} = 666,57 \text{ nm}.$$

## 6 Diskussion

Die bei der Überprüfung der Stabilitätsbedingung resultierenden Messdaten entsprechen nur, wenn überhaupt, näherungsweise der theoretischen Erwartung einer quadratischen Kurve, bei dem ein Minimum bei  $x = \frac{R_1+R_2}{2} = \frac{140 \text{ cm}+140 \text{ cm}}{2} = 140 \text{ cm}$  vorliegen soll. Wobei hierbei mehr Daten für eine bessere Überprüfung notwendig gewesen wären. Dabei ergab sich die Schwierigkeit, dass das Nachjustieren der Resonatorspiegel und des Laserrohrs äußerst empfindlich und das Aufrechterhalten der Stabilität nach der dritten Resonatorlänge nicht mehr möglich gewesen ist. Die dabei näherungsweise maximal erreichte Distanz konnte daher nur auf 95 cm bestimmt werden, obwohl der Laser theoretisch auf einer maximalen Distanz von  $R_1 + R_2 = 140 \text{ cm} + 140 \text{ cm} = 280 \text{ cm}$  stabil zu erwarten wäre. Hierbei ist zunächst auf einen instabilen Aufbau zu deuten.

Die experimentellen Beobachtungen der TEM<sub>00</sub>- und TEM<sub>01</sub>-Moden treffen ausgesprochen genau die theoretische Voraussage von einer beziehungsweise zwei Gaußverteilungen. Auch hier ist wichtig zu beachten, dass bei der Messung die Streulinse zur Erfassung der Moden verwendet wird, da sonst der Strahldurchmesser nicht breit genug für die Photodiode ist.

Die Messdaten der winkelabhängigen Polarisationswinkel ergeben auch hier eine  $\pi$ -Periodizität der Intensität mit den ungefähren Maxima bei  $\phi = 90^\circ$  und  $\phi = 270^\circ$ . Das Brewster-Endfenster ermöglicht es, dass der reflektierte Strahl keine Komponente der Polarisation parallel zur reflektierten Oberfläche hat. Dies führt schließlich zur senkrechten Polarisation und minimiert zusätzlich unerwünschte Reflexion von Licht der Resonatorspiegel.

Aus der Fourierspektroskopie geht hervor, dass die mittleren Frequenzabstände innerhalb des Nennwerts des Neon-Übergangs der Diode von 1 GHz bzw. des abgeschätzten Werts für die Breite  $\delta_\nu = 1,29 \text{ GHz}$  befinden. Damit ist gezeigt, dass der Laser sich im Multimodenbetrieb befindet. Und wie bereits in der Gleichung für die Schwebungsfrequenz ersichtlich, nehmen die Daten der Frequenzabstände mit höheren Resonatorlänge asymptotisch ab.

Die Bestimmung der Wellenlängen für die zwei Gitter ergibt sich als relativ präzise mit den Abweichungen von

$$\Delta\bar{\lambda}_{80} = 3,52 \% \quad \text{und} \quad \Delta\bar{\lambda}_{100} = 5,34 \%.$$

## Literatur

- [1] *Bestandteile eines Lasers*. URL: <https://www.leifiphysik.de/atomphysik/laser/grundwissen/bestandteile-eines-lasers> (besucht am 14.04.2023).
- [2] Wolfgang Demtröder. *Laserspektroskopie 1*. Springer Spektrum, 2011. ISBN: 978-3-642-21305-2.
- [3] Hans Joachim Eichler. *Laserspektroskopie 1*. Springer Spektrum, 2015. ISBN: 978-3-642-41437-4.
- [4] *Experimentalphysik 2. Elektrizität und Optik*. Springer Spektrum. ISBN: 978-3-662-55789-1.
- [5] 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/>.
- [6] 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/>.
- [7] Eric O. Lebigot. *Uncertainties: a Python package for calculations with uncertainties*. Version 2.4.6.1. URL: <http://pythonhosted.org/uncertainties/>.
- [8] 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/>.
- [9] The pandas development team. *pandas-dev/pandas: Pandas*. Version latest. Feb. 2020. DOI: 10.5281/zenodo.3509134. URL: <https://doi.org/10.5281/zenodo.3509134>.

4.  $I(\varphi)$

$\varphi + \varphi_0$  / Deg

$I / \mu A$

0	0,046
15	0,69
30	2,2
45	3,4
60	4,5
75	5,5
90	5,8
105	5,05
120	3,8
135	2,7
150	1,1
165	0,27
180	0,02
195	0,32
210	1,15
225	2,41
240	3,55
255	4,6
270	5,6
285	5,2
<del>290</del>	
300	4,4
315	3,7
<del>325</del> 340	2,1
330	0,55
345	0,03
360	



3.

TEM<sub>00</sub><sup>01</sup>:

$x / \text{mm}$	$I / \mu A$
20	0,21
19	0,31
18	0,41
17	0,64
16	0,84
15	0,98
14	1,34
13	1,6
12	1,75
11	1,78
10	1,6
9	1,3
8	0,9
7	0,6
6	0,2
5	0,06
4	0,08
3	0,26
2	0,5
1	0,8
0	1,07

TEM<sub>00</sub><sup>01</sup>:

$x / \text{mm}$	$I / \mu A$
-1	1,22
-2	1,4
-3	1,56
-4	1,6
-5	1,4
-6	1,2
-7	0,8
-8	0,67
-9	0,5
-10	0,35
-11	0,24
-12	0,150
-13	0,060
-14	0,040
-15	0,037
-16	0,030
-17	0,018
-18	0,013
-19	0,013
-20	0,015



TEM<sub>00</sub>:

$x / \text{mm}$	$I / \mu\text{A}$	$x / \text{mm}$	$I / \mu\text{A}$
20	5,0	-1	5,2
19	5,2	-2	6,3
18	6,3	-3	7,
17	7,4	-4	
16	4,8	-5	
15	8,3	-6	
14	4,6	-7	
13	4,1	-8	
12	6,5	-9	
11	6,1	-10	
10	5,5	-11	
9	4,6	-12	
8	3,4	-13	
7	2,7	-14	
6	2,4	-15	
5	1,7	-16	
4	1,3	-17	
3	0,9	-18	
2	0,6	-19	
1	0,4	-20	
0	0,2		

$$d = 30 \text{ cm}$$

$$g = 100 \text{ lines/cm}$$

$$d = 41,5 \text{ cm}$$

$$g = 80 \text{ lines/cm}$$

$n$   $x_n / \text{cm}$

1 2,0

-1 2,0

2 3,9

-2 4,0

3 5,9

-3 6,2

$n$   $x_n / \text{cm}$

1 2,2

-1 2,2

2 4,3

-2 4,3

3 6,3

-3 6,6

5.

$\mu H_z$

$L / \text{cm}$

$v_1$

$v_2$

$v_3$

$v_4$

$v_5$

$v_6$

$v_7$

$P / \text{mW}$

65

248

493

758

982

—

7,1

80

191

383

570

761

953

1140

7,8

95

101

319

450

628

795

956

1140

110

125

$P / \text{mW}$

65

4,1

80

4,8

95

7,0

110

125