

V70

# Vakuumphysik

David Rolf

david.rolf@tu-dortmund.de

Jonah Blank

jonah.blank@tu-dortmund.de

Durchführung: 31.10.2018

Abgabe: 06.11.2018

# Inhaltsverzeichnis

<b>1 Zielsetzung</b>	<b>3</b>
<b>2 Theorie</b>	<b>3</b>
2.1 Der Laser . . . . .	3
2.2 TEM-Moden und longitudinale Moden . . . . .	4
2.3 Multimodenbetrieb . . . . .	5
2.4 Intensität hinter einem Polarisationsfilter . . . . .	7
2.5 Beugungsmuster verschiedener Wellenlängen am Gitter . . . . .	7
<b>3 Aufbau</b>	<b>7</b>
<b>4 Durchführung</b>	<b>8</b>
<b>5 Auswertung</b>	<b>9</b>
5.1 Überprüfung der Stabilitätsbedingung . . . . .	9
5.2 Vermessung der transversalen Moden . . . . .	10
5.2.1 Vermessung der TEM <sub>00</sub> -Mode . . . . .	10
5.2.2 Vermessung der TEM <sub>01</sub> -Mode . . . . .	11
5.3 Bestimmung der Polarisierung . . . . .	13
5.4 Vermessung der longitudinalen Moden . . . . .	15
5.5 Bestimmung der Wellenlänge . . . . .	16
<b>6 Diskussion</b>	<b>16</b>
<b>Literatur</b>	<b>18</b>

# 1 Zielsetzung

In diesem Versuch soll die Funktionsweise eines HeNe-Lasers untersucht, sowie seine Eigenschaften bestimmt werden. Dazu zählen die Vermessung der transversalen und longitudinalen Moden, der Polarisation, sowie der Wellenlänge des Lasers. Zudem wird die Stabilitätsbedingung überprüft.

## 2 Theorie

Die folgenden theoretischen Grundlagen stammen aus den Referenzen [1], [2] und [7]

### 2.1 Der Laser

Laser steht für Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation. Er wird verwendet wenn z.B. bei Interferenzeffekten kohärentes Licht erforderlich ist, das heißt, der Phasenunterschied der ausgesendeten Lichtwellen konstant sein muss.

Das Prinzip eines Lasers lässt sich an einem Zwei-Niveau-System beschreiben. In einem Medium, für das ein angeregter Zustand  $n_1$  und ein Grundzustand  $n_0$  existieren, kann falls  $n_1$  besetzt ist unter spontaner Emission eines Photons das Material in den Grundzustand zurückkehren. Trifft ein elektromagnetisches Feld darauf kann das Medium entweder durch Absorption des Photons in  $n_1$  übergehen, wenn dieses genau die Energie des Übergangs besitzt, oder der Prozess der Emission kann ohne Verlust des ankommenden Photons stimuliert werden. Das in diesem Fall freiwerdende Photon hat dann dieselbe Energie, Phase und Ausbreitungsrichtung wie das einfallende und ist somit kohärent zu diesem. Die Zahl der absorbierten und emittierten Photonen pro Volumen und Zeit lässt sich mit den Einsteinkoeffizienten  $A_{21}$ ,  $B_{12}$  und  $B_{21}$ , die die Übergangswahrscheinlichkeiten darstellen, und der elektromagnetischen Felddichte  $\rho(\nu)$  schreiben als

$$\begin{aligned}\dot{N}_E &= n_1 A_{21} \\ \dot{N}_A &= n_0 \rho(\nu) B_{12} \\ \dot{N}_{IE} &= n_1 \rho(\nu) B_{21},\end{aligned}$$

wobei der Index  $A$  für die Absorption und die Indizes  $E$  und  $IE$  für die spontane bzw. induzierte Emission stehen. Damit ergibt sich für die Änderung der Besetzung der Zustände

$$\frac{dn_0}{dt} = n_1 A_{21} - n_1 \rho(\nu) B_{21} - n_0 \rho(\nu) B_{12}$$

und

$$\frac{dn_1}{dt} = -\frac{dn_0}{dt}$$

Nach der Maxwell-Boltzmann-Verteilung ist im thermischen Gleichgewicht vorwiegend der Grundzustand besetzt, sodass die stimulierte Emission eines Photons unwahrscheinlich ist. Um eine konstante Verstärkung und Kohärenz zu erhalten, muss dem System deshalb ständig Energie zugeführt werden, damit die Besetzungsinversion  $n_1 > n_0$  auftritt. Dieser

‘pumpen’ genannte Vorgang wird über einen zusätzlichen Bestandteil des Lasers, das Pumpmaterial, gewährleistet, welches in diesem Versuch durch das Helium realisiert wird. Dies wird über über Anlegen einer Hochspannung angeregt und gibt die Energie über Stöße an das aktive Material ab.

Bisher wurde ein Zwei-Niveau-System betrachtet, welches jedoch nicht für einen Lasers geeignet ist. Sind die Zustände  $n_0$  und  $n_1$  nicht entartet, gilt  $B_{12} = B_{21}$ , sodass die Wahrscheinlichkeit für Absorption und stimulierte Emission gleich groß ist. Mit der Zeit stellt sich deshalb ein Gleichgewicht der Besetzungen ein und da zusätzlich durch spontane Emission mehr Elektronen aus dem höheren Zustand fallen, wird die Besetzungsinversion aufgehoben.

Ein Laser besteht neben dem aktiven Lasermaterial und einem Pumpmaterial aus einem optischen Resonator. Dieser besteht aus einem totalreflektierenden Spiegel auf der einen und einem nur teilreflektierendem Spiegel auf der anderen Seite des Lasermediums und dient dazu, dass das emittierte Licht möglichst lange im aktiven Material verbleibt, um dort möglichst oft die induzierte Emission auszulösen. Der teilreflektierende Spiegel dient dazu den Laserstrahl auszukoppeln. Grundsätzlich können Resonatoren aus zwei planen oder zwei sphärischen Spiegeln oder einer Mischung aus beidem. Um Strahlungsverluste zu vermeiden, werden die Spiegel so aufgestellt, dass ihre Brennpunkte aufeinander liegen. Damit das System optisch stabil ist, also die Verluste geringer sind als die Verstärkung, muss für die Resonatorparameter

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

mit der Resonatorlänge  $L$  und dem Krümmungsradius des jeweiligen Spiegels  $r_i$ , gelten

$$0 \leq g_1 g_2 < 1. \quad (1)$$

Im Falle zweier gleichartig gekrümmter Spiegel beträgt die maximale Resonatorlänge  $L_{\max} = r_1 + r_2$ . Zum Herausfiltern einzelner zu verstärkender Wellenlängen können die Spiegel beschichtet werden, um die störenden Frequenzen zu absorbieren.

## 2.2 TEM-Moden und longitudinale Moden

Auf Grund von mehreren erreichbaren Energiezuständen können auch verschiedene Frequenzen die Resonanzbedingung (1) erfüllen. Dadurch kann es zu mehreren Laser-Moden kommen, die in zylindrischer Symmetrie als transversale elektromagnetische (TEM) Moden bezeichnet werden. Werden die Modenordnungen in radialer und Winkelrichtung mit  $p$  und  $l$  bezeichnet ergibt sich die Intensität der TEM-Moden mit den Laguerre-Polynomen  $L_p^q$  zu

$$I_{\text{pl}} \propto \cos^2(l\varphi) \frac{(2\rho)^4}{(1+Z^2)^{(1+l)}} \left[ L_p^q \left( \frac{(2\rho)^2}{1+Z^2} \right) \right]^2 \exp \left( -\frac{2\rho^2}{1+Z^2} \right). \quad (2)$$

Dabei ist

$$\rho^2 = \frac{2\pi}{R\lambda} \text{ und } Z = \left( \frac{2z}{R} \right)$$

Wird die Symmetrie durch ein Brewsterfenster gebrochen, um polarisiertes LASER-Licht zu erhalten werden die Ordnungen Moden in  $x$ - und  $y$ - Richtung mit  $m$  und  $n$  bezeichnet. Die Intensität ergibt sich dann mit den Hermit-Polynomen  $H_m$  über

$$I_{mn} = I_0 \left( \frac{w_0}{w} \right)^2 \left[ H_m \left( \frac{\sqrt{2}x}{w} \right) \exp \left( \frac{-x^2}{w^2} \right) \right]^2 \left[ H_n \left( \frac{\sqrt{2}y}{w} \right) \exp \left( \frac{-y^2}{w^2} \right) \right]^2 \quad (3)$$

mit dem Strahlradius  $w$ . Dieser erfüllt die relation

$$w(z) = w_0 \sqrt{1 + \left( \frac{z\lambda}{\pi} \right)^2}$$

mit dem minimalen Strahlradius  $w_0$ . Moden entlang der Symmetrieachse ( $z$ -Richtung) werden durch den Modenindex  $q$  charakterisiert und als longitudinale elektromagnetische Moden (LEM) bezeichnet. Für reine longitudinale Moden LEM<sub>00q</sub> gilt dabei

$$I_{00q} = I_0 \exp \left( -\frac{2r^2}{\omega^2} \right). \quad (4)$$

### 2.3 Multimodenbetrieb

Da die Resonatorlänge  $L$  sehr viel größer als die Wellenlänge  $\lambda$  des Lasers ist, erfüllen aufgrund der Dopplerverschiebung der Wellenlänge prinzipiell viele Frequenzen die Resonanzbedingung einer stehenden Welle im Resonator. Denn die Wellenlänge des Lasers ist nicht monochromatisch, sondern Gaußverteilt um die Wellenlänge des induzierten Übergangs.

Die Geschwindigkeitsverteilung ist durch die Maxwell-Verteilung gegeben:

$$P_v(v) = \sqrt{\frac{m_N}{2\pi k_B T}} \exp \left( -\frac{m_N v^2}{2k_B T} \right)$$

mit der Masse  $m_N$  von Neon, der Temperatur  $T$  und der Boltzmann konstanten  $k_B$ . Die Doppler-Verschiebung ist gegeben durch

$$f = f_0 \left( 1 + \frac{v}{c} \right)$$

mit der Ruhfrequenz  $f_0$  und der Lichtgeschwindigkeit  $c$ . Auflösen nach  $v$  ergibt die Frequenzabhängige Verteilung

$$\begin{aligned} P_f(f) &= \frac{c}{f_0} P_v \left( c \left( \frac{f}{f_0} - 1 \right) \right) \\ &= \sqrt{\frac{m_N c^2}{2\pi k_B T}} \exp \left( -\frac{m_N c^2 (f - f_0)^2}{2k_B T f_0^2} \right) \end{aligned}$$

Dies entspricht der genannten Gauß-Form. Die Halbwertsbreite ist somit gegeben durch:

$$\Delta f = \sqrt{\frac{8k_{\text{B}}T\log(2)}{m_{\text{N}}c^2}} f_0$$

Einsetzen von  $f_0 = c/\lambda_0$  mit  $\lambda_0 = 632,8 \text{ nm}$  bei Raumtemperatur  $T = 293,15 \text{ K}$  ergibt:

$$\Delta f = 1,3 \text{ GHz.}$$

Vergleichsweise ist die Frequenzbreite der Resonator-Moden durch

$$\Delta f_L = \frac{c}{2L} = 375 \text{ MHz}$$

gegeben, also deutlich kleiner. Folglich gibt es mehrere Wellenlängen die für eine gegebene Resonatorlänge  $L$  die Bedingung

$$L = n \frac{\lambda}{2}$$

erfüllen (vergleiche Abbildung 1). Man spricht von einem Multimoden-Betrieb. Es gilt also für die Wellenlänge der stehenden Welle der Mode  $q$

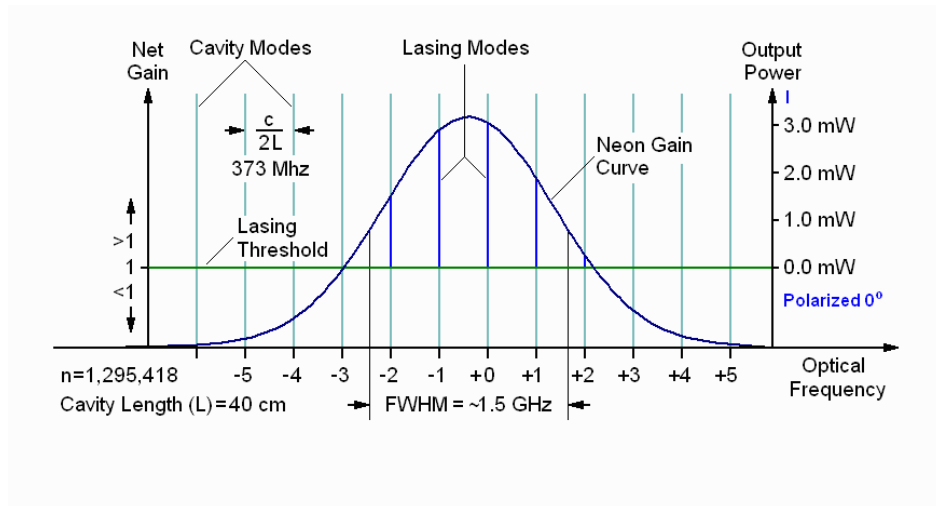
$$\lambda_q = \frac{2L}{q}.$$

und für ihre Frequenz

$$f_q = q \frac{c}{2L}$$

Das zeigt wie die Frequenz der entstehenden Moden abhängig von der Modenzahl  $q$  ist. Der Frequenzabstand zwischen zwei benachbarten Moden  $q$  und  $q + 1$  beträgt damit

$$\Delta f = \frac{c}{2L}.$$



**Abbildung 1:** Longitudinale Moden eines typischen polarisierten 8 MW HeNe-Lasers.

## 2.4 Intensität hinter einem Polarisationsfilter

Ein Polarisationsfilter lässt nur eine Polarisationsrichtung passieren. Falls die Polarisation des Lichts sich um den Winkel  $\delta\phi$  von dem gefilterten unterscheidet, gilt für die Intensität des Lichtes hinter diesem

$$I = I_0 \cos^2(\delta\phi), \quad (5)$$

wobei  $I_0$  die Intensität vor dem Polarisationsfilter bezeichnet.

## 2.5 Beugungsmuster verschiedener Wellenlängen am Gitter

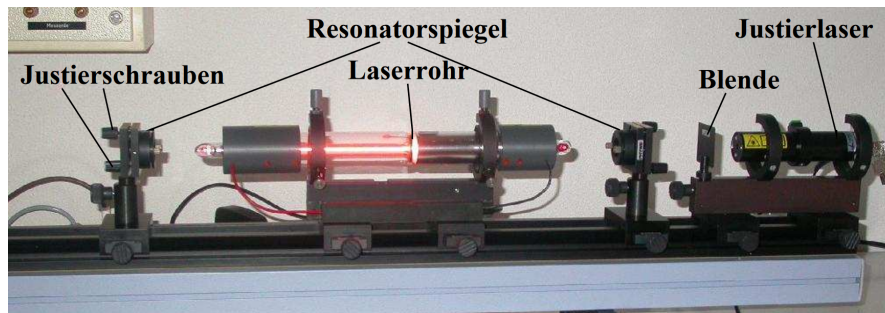
Durch das Einbringen des Gitters in den Lichtstrahl wird dieser am Gitter gebeugt. Dies führt zu Interferenzeffekten hinter dem Gitter. Es bilden sich Intensitätsmaxima aus. Aus den Abständen zwischen diesen und dem Abstand zum Schirm kann die Wellenlänge des Lichtstrahles folgendermaßen bestimmt werden

$$\lambda = \frac{g \sin(\arctan(x/b))}{n}, \quad (6)$$

wobei  $g$  die Gitterkonstante,  $x$  den Abstand des Hauptmaxima der Ordnung  $n$  zur optischen Achse des ursprünglichen Strahles und  $b$  der Abstand zwischen dem Schirm und dem Gitter ist.

## 3 Aufbau

Der Versuchsaufbau zur Untersuchung des HeNe-Lasers ist in Abbildung 2 zu sehen. Ein Laserrohr mit Helium-Neon-Gemisch, welches an beiden Enden mit Brewsterfenstern



**Abbildung 2:** Aufbau eines HeNe-Lasers auf einer optischen Schiene.[V64]

abgeschlossen und an eine Hochspannungsquelle angeschlossen ist, wird auf einer optischen Schiene montiert an deren einem Ende ein Justierlaser aufgebaut ist. Desweiteren stehen verschiedene flache und gekrümmte Spiegel zur Verfügung um einen optischen Resonator zu bilden. Zur Untersuchung der Lasereigenschaften können außerdem ein Gitter, ein Polarisationsfilter, ein Draht und eine Photodiode montiert werden.

## 4 Durchführung

Mit Hilfe des Justierlasers werden die beschichteten Resonatorspiegel und das Laserrohr auf der optischen Schiene montiert und mit Hilfe je einer Lochblende mit Fadenkreuz direkt am Laser und im größtmöglichen Abstand justiert. Die Stromquelle wird auf 6,5 mA eingestellt und die Resonatorspiegel nachjustiert, bis ein roter Laserstrahl zwischen Brewsterfenster und Resonatorspiegel zu sehen. Für eine Kombination aus einem flachen und einem konkaven Spiegel und zwei konkaven Spiegeln wird zur Überprüfung der Stabilitätsbedingung die maximale Resonatorlänge durch das Bewegen der Spiegel auf der optischen Schiene bestimmt. Dabei wird darauf so nachjustiert, dass der Laserbetrieb nicht abbricht.

Zur Bestimmung der Polarisation des Laserlichts wird hinter dem Auskopplungsspiegel ein Polarisationsfilter angebracht. Der Filter wird in mehreren Schritten gedreht um verschiedene Polarisationsrichtungen einzustellen und mit einer Photodiode die Intensität des ankommenden Strahls gemessen.

Bei möglichst geringer Resonatorlänge wird ein Draht in den Strahlengang zwischen Laserrohr und Resonatorspiegel eingebracht. Hinter diesem wird eine Streulinse und eine Photodiode montiert und die Intensitätsverteilung der  $TEM_{00}$ - und der  $TEM_{01}$ -Mode gemessen.

Um die Wellenlänge des Lasers zu bestimmen, wird ein Gitter hinter dem zweiten Auskopplungsspiegel montiert und hinter diesem eine Photodiode. Der Abstand zwischen Gitter und Photodiode wird notiert, sowie die Positionen einiger Maxima. Für drei verschiedene Abstände werden die longitudinalen Moden vermessen. Dazu wird mit einer schnellen Photodiode und einem Spektrumanalysator das Frequenzspektrum des Lasers aufgenommen.

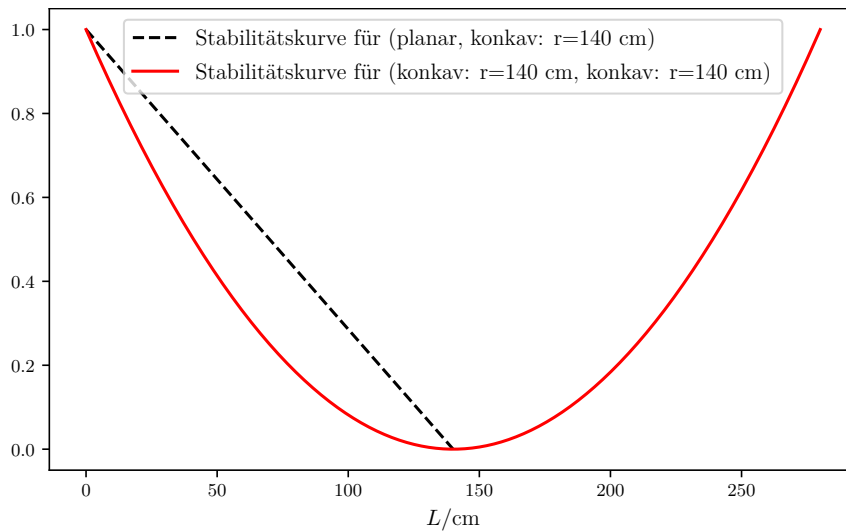


## 5 Auswertung

Die Graphen werden sowohl mit Matplotlib [4] als auch NumPy [6] erstellt. Die Fehlerrechnung wird mithilfe von Uncertainties [5] durchgeführt.

### 5.1 Überprüfung der Stabilitätsbedingung

Es wird die Stabilitätsbedingung für zwei Resonatoren überprüft, indem der maximal mögliche Abstand der Resonatorspiegel ermittelt wird unter dem der Laser stabil ist. Der Wert wird mit der Theorie verglichen. Der erste Resonator besitzt einen planaren und einen konkaven Spiegel mit Krümmungsradius  $r_1 = 140$  cm. Der zweite Resonator nutzt anstelle des planaren Spiegels einen weiteren konkaven Spiegel mit einem Krümmungsradius von  $r_2 = 140$  cm. Mit Formel (1) ergeben sich die theoretischen Kurven aus Abbildung 3. Die Stabilitätsbedingung ist für alle Werte zwischen 0 und 1 erfüllt. Daraus folgt für den ersten Resonator ein maximaler Abstand der Resonatorspiegel von  $L = 140$  cm. Dies entspricht dem maximal möglichen Abstand, der experimentell erreicht werden konnte. Bei dem zweiten Resonator ist theoretisch ein maximaler Resonatorabstand von  $L = 280$  cm möglich. Im Experiment wurde die Stabilitätsbedingung die gesamte Breite des Aufbaus von  $L = 192$  cm bestätigt. Für die weiteren Versuche wird die zweite Resonatorkonfiguration verwendet.



**Abbildung 3:** Stabilitätskurven der beiden Resonatorkonfiguration in Abhängigkeit von der Resonatorlänge  $L$ .

## 5.2 Vermessung der transversalen Moden

### 5.2.1 Vermessung der TEM<sub>00</sub>-Mode

Es wird die TEM<sub>00</sub>-Mode vermessen. In Tabelle 1 sind die Messwerte eingetragen und in Abbildung 4 graphisch dargestellt. Es wird eine Ausgleichsrechnung der Form

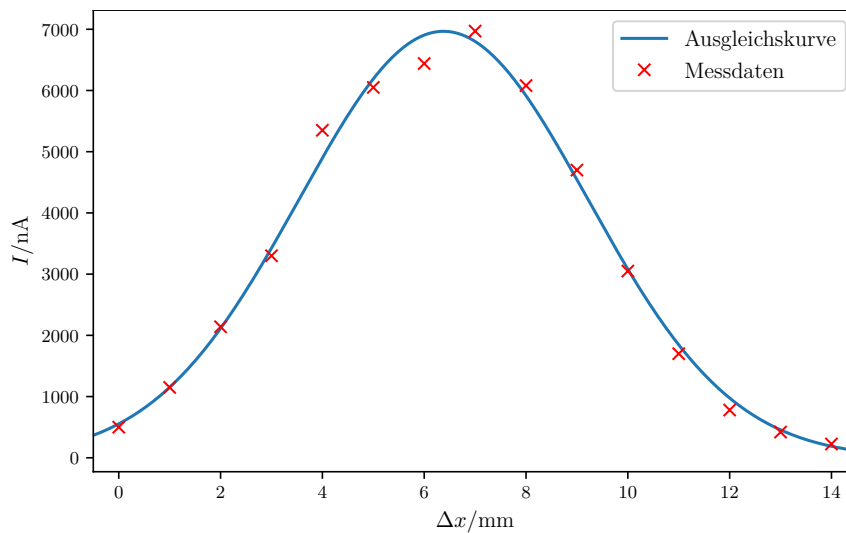
$$I(x) = a \exp\left(-2\frac{(x-c)^2}{b^2}\right)$$

basierend auf Formel (4) durchgeführt. Es ergeben sich die Parameter:

$$a = (7,09 \pm 0,24) \mu\text{A}$$

$$b = (5,20 \pm 0,21) \text{ mm}$$

$$c = (6,38 \pm 0,06) \text{ mm}.$$



**Abbildung 4:** Die gemessene Stromstärke  $I$  der TEM<sub>00</sub> Mode entlang der Horizontalen  $x$  der Mode gegen den eingestellten Abstand an der Mikrometerschiene  $\Delta x$  aufgetragen.

**Tabelle 1:** Die gemessene Stromstärke  $I$  entlang der Horizontalen der TEM<sub>00</sub> Mode mit dem eingestellten Abstand an der Mikrometerschiene  $\Delta x$ .

$\Delta x/\text{mm}$	$I/\text{nA}$
0	500
1	1150
2	2140
3	3300
4	5350
5	6050
6	6440
7	6970
8	6080
9	4700
10	3050
11	1700
12	780
13	420
14	225

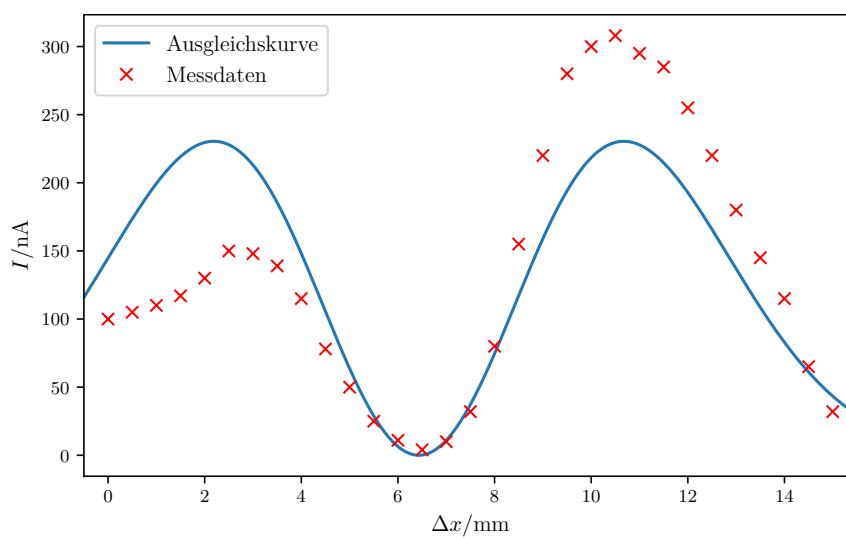
### 5.2.2 Vermessung der TEM<sub>01</sub>-Mode

Es wird die TEM<sub>01</sub>-Mode vermessen. In Tabelle 2 sind die Messwerte eingetragen und in Abbildung 5 graphisch dargestellt. Es wird eine Ausgleichsrechnung der Form

$$I(x) = (x - c)^2 a \exp\left(-2 \frac{(x - c)^2}{b^2}\right)$$

basierend auf Formel (3) durchgeführt. Es ergeben sich die Parameter:

$$\begin{aligned} a &= (35 \pm 5) \text{ nA} \\ b &= (6,0 \pm 0,3) \text{ mm} \\ c &= (6,43 \pm 0,20) \text{ mm.} \end{aligned}$$



**Abbildung 5:** Die gemessene Stromstärke  $I$  der  $\text{TEM}_{01}$  Mode entlang der Horizontalen  $x$  der Mode gegen den eingestellten Abstand an der Mikrometerschiene  $\Delta x$  aufgetragen.

**Tabelle 2:** Die gemessene Stromstärke  $I$  entlang der Horizontalen der  $\text{TEM}_{01}$  Mode mit dem eingestellten Abstand an der Mikrometerschiene  $\Delta x$

$\Delta x/\text{mm}$	$I/\text{nA}$	$\Delta x/\text{mm}$	$I/\text{nA}$
0,0	100	7,5	32
0,5	105	8,0	80
1,0	110	8,5	155
1,5	117	9,0	220
2,0	130	9,5	280
2,5	150	10,0	300
3,0	148	10,5	308
3,5	139	11,0	295
4,0	115	11,5	285
4,5	78	12,0	255
5,0	50	12,5	220
5,5	25	13,0	180
6,0	11	13,5	145
6,5	4	14,0	115
7,0	10	14,5	65
		15,0	32

### 5.3 Bestimmung der Polarisation

Es wird die Polarisation des Lasers untersucht. Dafür wird die Intensität des Lasers bei verschiedenen Polarisationswinkeln gemessen. Die Werte sind in Tabelle 3 eingetragen und in Abbildung 6 graphisch dargestellt. Es wird eine Ausgleichsrechnung der Form

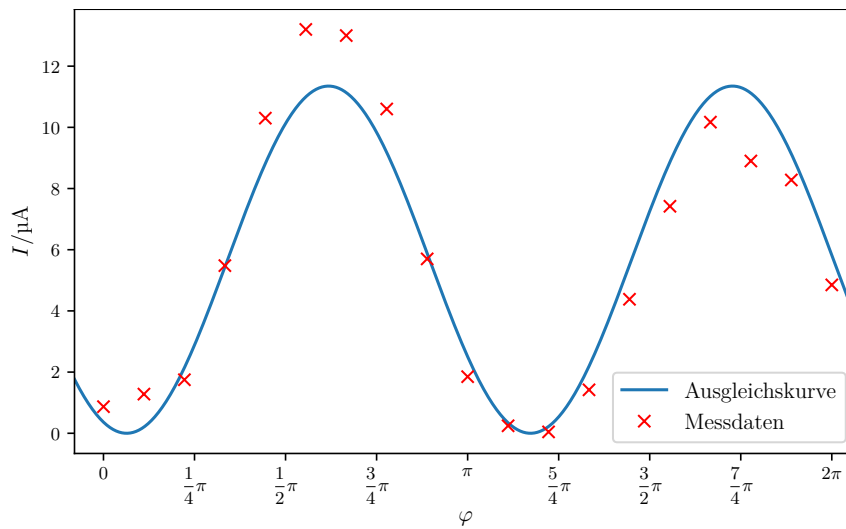
$$I(\varphi) = a \cos^2(b\varphi + c)$$

basierend auf Formel (5) durchgeführt. Es ergeben sich die Parameter:

$$a = (11,3 \pm 0,5) \mu\text{A}$$

$$b = (0,902 \pm 0,021) \frac{1}{\text{mm}}$$

$$c = 1,39 \pm 0,08.$$



**Abbildung 6:** Die gemessene Stromstärke  $I$  in Abhängigkeit des Polarisationswinkels  $\varphi$ .

**Tabelle 3:** Der Polarisationswinkel  $\varphi$  und die zugehörige gemessene Stromstärke  $I$ .

$\varphi/^\circ$	$\varphi/\text{rad}$	$I/\mu\text{A}$
0	0,00	0,87
20	0,35	1,28
40	0,70	1,75
60	1,05	5,48
80	1,40	10,30
100	1,75	13,20
120	2,09	13,00
140	2,44	10,60
160	2,79	5,70
180	3,14	1,85
200	3,49	0,24
220	3,84	0,04
240	4,19	1,42
260	4,54	4,38
280	4,89	7,42
300	5,24	10,17
320	5,59	8,90
340	5,93	8,28
360	6,28	4,85

## 5.4 Vermessung der longitudinalen Moden

Es werden die Frequenzen  $f$  der longitudinalen Moden für drei verschiedene Resonatorlängen vermessen. Die Werte sind in Tabelle 4 eingetragen. Für die Resonatorlängen  $L_1 = 192$  cm,  $L_2 = 120$  cm und  $L_3 = 71$  cm ergeben sich gemittelt die Abstände:

$$\Delta\lambda_{192} = (385 \pm 3) \text{ cm}$$

$$\Delta\lambda_{120} = (241,3 \pm 1,3) \text{ cm}$$

$$\Delta\lambda_{71} = (142,2 \pm 0,6) \text{ cm}.$$

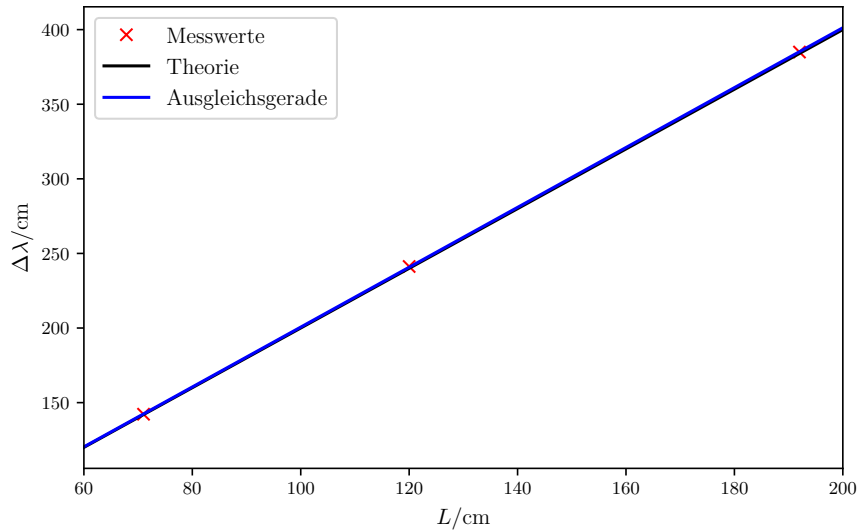
Dabei ist  $\Delta\lambda_n = \frac{c_0}{(f_{n+1} - f_n)}$  mit der Lichtgeschwindigkeit im Vakuum  $c_0$ . Theoretisch ist folgender Zusammenhang zu erwarten:

$$\Delta\lambda = \frac{c_0}{\Delta f} = 2L.$$

Eine Ausgleichsrechnung der Form  $\Delta\lambda(L) = aL$  liefert:

$$a = 2,0063 \pm 0,0018.$$

Dies entspricht einer Abweichung vom Theoriewert von 0,3 %. Die Abhängigkeit der Frequenzdifferenzen von der Resonatorlänge ist in Abbildung 7 dargestellt.



**Abbildung 7:** Die gemessenen Differenzen  $\Delta\lambda$  in Abhängigkeit der Resonatorlänge  $L$ .

**Tabelle 4:** Die gemessenen Frequenzen bei  $L_1 = 192$  cm,  $L_2 = 120$  cm und  $L_3 = 71$  cm.

$f_{192}/\text{MHz}$	$f_{120}/\text{MHz}$	$f_{71}/\text{MHz}$
79	128	210
158	251	420
236	375	634
311	499	844
390	623	1054
469	746	1264
544	870	
623	998	
701		
780		
855		
934		
1016		
1091		
1170		

## 5.5 Bestimmung der Wellenlänge

Es wird die Wellenlänge des Lasers, durch Beugung an einem Gitter mit Gitterkonstanten  $g = 0,0125$  mm bestimmt. Der Abstand des Gitters zur Diode beträgt  $b = 55$  mm. Die Abstände  $x_n$  der Nebenmaxima der Ordnung  $n$  zum Hauptmaximum, sowie die daraus nach Formel (6) berechneten Werte für  $\lambda$  sind in Tabelle 5 eingetragen. Gemittelt ergibt sich eine Wellenlänge von:

$$\lambda = (640 \pm 17) \text{ nm.}$$

**Tabelle 5:** Die Ordnung  $n$  der Nebenmaxima, ihr Abstand  $x_n$  zum Hauptmaximum, sowie die berechnete Wellenlänge  $\lambda$ .

$n$	$x_n/\text{mm}$	$\lambda/\text{nm}$
1	2,9	658,18
2	5,8	655,46
3	8,1	607,09

## 6 Diskussion

Die Stabilitätsbedingung konnte für beide Resonatorkonfigurationen bestätigt werden. Bei zwei konkaven Spiegeln ist dabei die mögliche Resonatorlänge durch den Versuchsaufbau auf 192 cm beschränkt.



Die Vermessung der  $\text{TEM}_{00}$ -Mode zeigt mit geringen Abweichungen den theoretisch erwarteten Verlauf einer Gaußkurve. Das Maximum ist dabei um  $(6,38 \pm 0,06)$  mm zur Nulllage der Mikrometerschiene verschoben. Die Vermessung der  $\text{TEM}_{01}$ -Mode zeigt Ähnlichkeiten zur vorhergesagten Form, jedoch sind Abweichungen in der Symmetrie zu erkennen. Es sind zwei gleich hohe Maxima zu erwarten, die Messung zeigt jedoch unterschiedlich starke Maxima. Dies liegt vermutlich daran, dass der Draht zur Unterdrückung der Nullmode aufgrund seiner Dicke nicht exakt mittig platziert ist. Dies liegt daran, dass sonst der gesamte Laserstrahl durch den Draht geblockt wird. Dadurch wird eines der Maxima stärker unterdrückt und die Symmetrie gebrochen. Zudem ist die  $\text{TEM}_{01}$ -Mode anfälliger gegenüber Schwankungen. Die Nullstelle ist hier um  $(6,43 \pm 0,20)$  mm zur Nulllage der Mikrometerschiene verschoben. Dies entspricht wie erwartet der Verschiebung des Maximums der Nullmode.

Die Untersuchung der Polarisierung des Lasers zeigt den theoretisch erwarteten Verlauf. Die maximale Intensität tritt bei einem Winkel von  $\varphi = 0,62\pi$  auf. Bei optimaler Ausrichtung des Lasers und des Polarisationsfilters ist das Maximum bei  $\varphi = 0,5\pi$  zu erwarten. Dies spricht zusammen mit den Parametern  $b$  und  $c$  der Ausgleichsrechnung dafür, dass die Komponenten leicht gegeneinander verdreht sind.

Bei der Vermessung der longitudinalen Moden konnte die theoretische Relation bestätigt werden. Dabei ist darauf zu achten, dass  $\Delta\lambda = \frac{c_0}{\Delta f}$  definiert wurde und nicht  $\Delta\lambda' = \lambda_{n+1} - \lambda_n \neq \Delta\lambda$ .

Die Wellenlänge des Lasers wurde zu  $(640 \pm 17)$  nm bestimmt. Die Schwankungen der einzelnen Messungen sind auf Ungenauigkeiten der Messung der  $x_n$  zurückzuführen. Die bestimmte Wellenlänge des Lasers liegt im oberen Bereich der Theoriewerte von 611 – 640 nm [3].

## Literatur

- [1] Wolfgang Demtröder. *Laserspektroskopie 1 Grundlagen*. Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 2011.
- [2] Hans Joachim Eichler und Jürgen Eichler. *Laser (Bauformen, Strahlführung, Anwendungen)*. Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 2015.
- [3] Georg-August-Universität Göttingen. *Der Helium-Neon-Laser*. URL: <https://lp.uni-goettingen.de/get/text/1804> (besucht am 30.05.2018).
- [4] John D. Hunter. *Matplotlib: A 2D Graphics Environment*. Version 1.5.3. URL: <http://matplotlib.org/> (besucht am 13.11.2017).
- [5] Eric O. Lebigot. *Uncertainties: a Python package for calculations with uncertainties*. Version 3.0.1. URL: <http://pythonhosted.org/uncertainties/> (besucht am 13.11.2017).
- [6] Travis E. Oliphant. *NumPy: Python for Scientific Computing*. Version 1.11.1. URL: <http://www.numpy.org/> (besucht am 13.11.2017).
- [7] B.E.A. Saleh und M.C. Teich. *Grundlagen der Photonik*. 2 Ausgabe, Wiley-VCH, 2008.