

Versuch 61

HeNe-Laser

Jonah Nitschke
lejonah@web.de

Sebastian Pape
sepa@gmx.de

Durchführung: 24.01.2018

Abgabe: 2. Februar 2018

1 Theorie

In dem folgenden Versuch geht es darum, einerseits die Funktionsweise und Inbetriebnahme eines Helium-Neon-Lasers experimentell nachzuvollziehen. Anschließend werden durch weitere Messungen mehrere Eigenschaften des Lasers untersucht. Dazu gehören die Stabilitätsbedingungen, die Polarisierung, die Wellenlänge sowie eine Untersuchung der TEM-Moden.

Laser (Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation) sind unter anderem aufgrund ihrer hohen Intensität sowie der langen Kohärenzlänge (ca. 11 km) interessant für verschiedene Bereiche der Medizin sowie allgemein als Grundlage verschiedener Messmethoden.

Ein Laser besteht allgemein aus 3 grundlegenden Komponenten. Dem aktiven Lasermedium, dem Resonator sowie einer Pumpquelle, da zur Erzeugung das Prinzip des Optischen Pumpens verwendet wird. Das Lasermedium wird dabei mithilfe der Resonatoren sowie des optischen Pumpens so manipuliert, dass es zu einer Verstärkung des einfallenden Lichtes kommt. Dieses Prinzip wird auch als selbsterregenden Oszillator bezeichnet.

1.1 Grundprinzip des Lasers

Ein Ergebnis der Quantenmechanischen Betrachtung ist, dass jedes Atom diskrete Energieniveaus besitzt. Die Besetzungszahlen zweier verschiedener Niveaus n_1 und n_2 mit den Energien $W_1 < W_2$ sind dabei gemäß der Maxwell-Boltzmann-Verteilung miteinander verknüpft:

$$\frac{N_2}{N_1} = \frac{g_2}{g_1} \frac{\exp(-W_2/k_B T)}{\exp(-W_1/k_B T)}. \quad (1)$$

k_B ist dabei die Boltzmann-Konstante, T die Temperatur und g_i sind die zugehörigen statistischen Gewichte. Trifft nun ein Photon mit der Energie des entsprechenden Überganges auf das Atom, so kann es absorbiert werden. Dabei geht das Atom in einen höheren Zustand über, zum Beispiel vom Grundzustand in den ersten angeregten Zustand. Geht es anschließend wieder in den Grundzustand über, wird ein Photon emittiert, welches genau die Differenz beider Niveaus als Energie besitzt:

$$\hbar\omega = E_2 - E_1. \quad (2)$$

Passiert dies spontan, wird dies als spontane Emission bezeichnet. Die Emission kann allerdings auch durch Einstrahlen eines Photons erzeugt werden, so dass man am Ende zwei Photonen mit der selben Energie, Phase und Ausbreitungsrichtung erhält. Bei diesem Vorgang handelt es sich um die induzierte Emission. Die Vorgänge sind in Abbildung 1 noch einmal grafisch dargestellt.

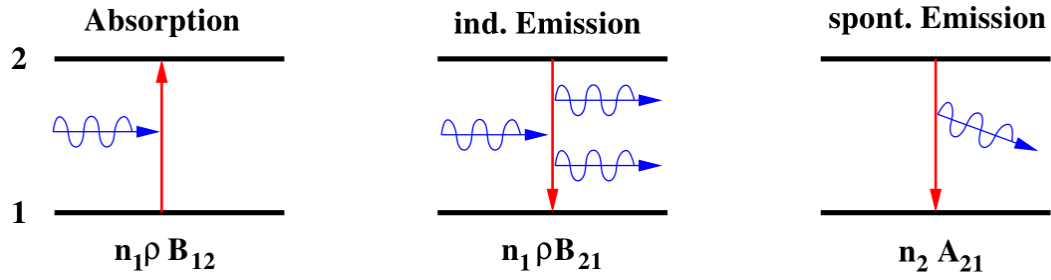


Abbildung 1: Emission und Absorption. [1]

Die Wahrscheinlichkeit, mit der die verschiedenen Vorgänge zwischen zwei Niveaus auftreten wird über die Einstein-Koeffizienten B und A bestimmt. Die Anzahl der spontanen Emissionen pro Zeiteinheit lässt sich dann wie folgt berechnen, wobei A_{21} die Übergangswahrscheinlichkeit von Niveau W_2 in W_1 darstellt:

$$n_{\text{spont}} = N_2 A_{21}. \quad (3)$$

Die Anzahl induzierter Emissionen pro Zeiteinheit ist mit N_2 über den Einstein-Koeffizienten B_{21} sowie dem Strahlungsfeld ρ verbunden:

$$n_{\text{ind}} = N_2 B_{21} \rho. \quad (4)$$

Durch eine ähnliche Relation lässt sich auch die Anzahl absorbierten Quanten pro Zeiteinheit bestimmen:

$$n_{\text{abs}} = N_1 B_{12} \rho. \quad (5)$$

Unter der Annahme, dass beide Niveaus nicht entartet sind ($g_1 = g_2$), gilt $B_{12} = B_{21}$. Somit lässt sich nun A_{21} bestimmen, so dass sich folgende Abhängigkeit ergibt:

$$A_{21} = \frac{8\pi h}{c^3} B_{12} \nu^3. \quad (6)$$

Im thermischen Gleichgewicht überwiegt dabei gemäß der Maxwell-Boltzmann-Verteilung die Besetzung des Grundzustandes. Für die zum Lasern benötigte dauerhafte Verstärkung des Strahlungsfeldes muss die induzierte Emission deutlich häufiger auftreten als die spontane Emission. Dafür ist eine höhere Besetzung des angeregten Zustandes nötig, welche auch als Besetzungsinversion bezeichnet wird. Diese wird durch das optische Pumpen realisiert.

Die Besetzungsinversion ist allerdings in einem reinen 2-Niveau-System wie es hier verwendet wurde nicht realisierbar. Dies ergibt sich relativ schnell aus Gleichung (1). Geht man von nicht entarteten Zuständen aus, kann lediglich die Temperatur als Parameter beeinflusst werden. Selbst beim Limes $T \leftarrow \infty$ kann lediglich ein Verhältniss von 50:50 erreicht werden. Zudem kann es auch damit erklärt werden, dass bei einem Zwei-Niveau-System irgendwann die Wahrscheinlichkeit für die induzierte Emission genauso hoch ist wie die für die Absorption, genau dann wenn $n_1 = n_2$ gilt (siehe (4) und (5)).

1.2 Besetzungsinversion beim HeNe-Laser

Beim HeNe-Laser wird die Besetzungsinversion des Lasermediums Neons nicht direkt erzeugt. Stattdessen wird Helium vom Grundzustand in einen angeregten Zustand gehoben. Da die Energiedifferenz zwischen den 2^1S_0 und 2^3S_1 Niveaus des Heliums ungefähr der Differenz zwischen $3s$ und $2s$ Niveaus des Neons entspricht, kann dieses durch Stöße 2. Art in einen angeregten Zustand gehoben werden. Das Helium geht dabei wieder in den Grundzustand über und kann anschließend erneut angeregt werden. Somit kann eine Besetzungsinversion beim Neon erzeugt werden (siehe Abbildung 2).

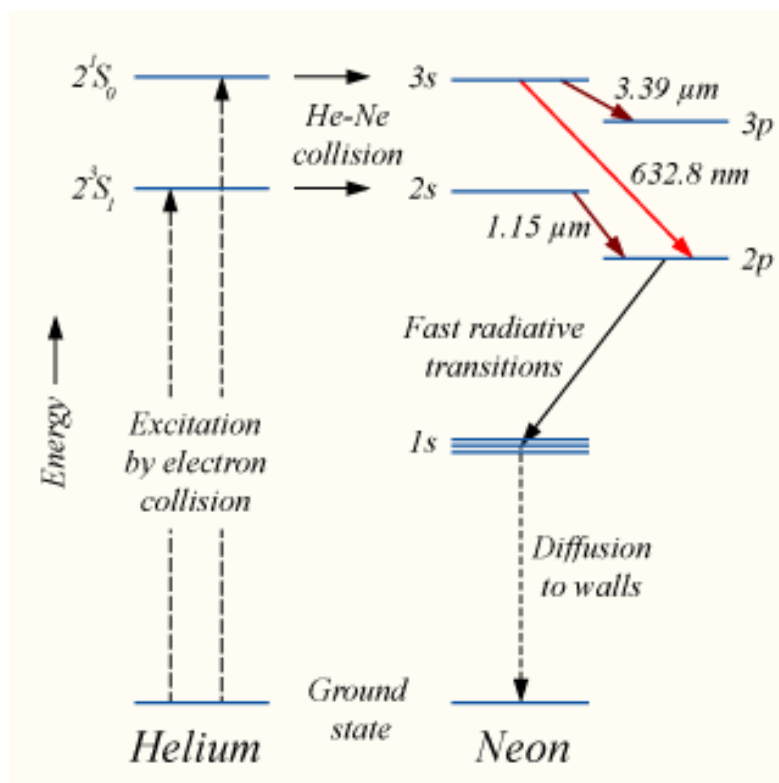


Abbildung 2: Besetzungsinversion beim HeNe-Laser. [3]

1.3 Resonatoraufbau und Stabilitätsbedingung

Da die Verstärkung exponentiell mit der Länge des Lasermediums anwächst, wird bei dem Laser ein Resonator verwendet. Dieser besteht im Grunde aus zwei Teilsiegeln, wovon einer teilreflektierend und einer totalreflektierend ist, sowie dem Lasermedium (siehe Abbildung ??). Durch die beiden Spiegel durchläuft der Strahl mehrfach das Medium, wobei immer ein Teil an dem teildurchlässigen Spiegeln ausgekoppelt wird. Für den Resonator können dabei verschiedene Spiegel benutzt werden. Allerdings müssen für einen selbstanregenden Oszillator die Verluste möglichst gering gehalten werden, was besonders durch konkave Spiegel optimal realisiert werden kann. Ein Beispiel dafür ist der konfokale Resonator, bei dem die Spiegelbrennpunkte zusammenfallen. Sind die entstehenden Verluste kleiner als die Verstärkung, so spricht man von einem optisch stabilen selbsterregenden Oszillator.

Die Stabilität eines Resonators kann dabei auch quantitativ durch die Stabilitätsbedingung erfasst werden:

$$0 \leq g_1 \cdot g_2 \leq 1. \quad (7)$$

Der Resonatorparameter $g_i = 1 - \frac{L}{r_i}$ wird dabei durch die Resonatorlänge L und den Krümmungsradius r bestimmt. Für den HeNe-Laser wird dabei ein fester konkaver Spiegel mit $r_1 = 1400 \text{ mm}$ verwendet, der wahlweise durch einen planparallelen Spiegel ($r_2 = \infty$) oder einen weiteren konkaven Spiegel ($r_2 = r_1$) ergänzt wird. Der Verlauf des Faktors $g_1 \cdot g_2$ ist in Abbildung 3.

1.4 Elektromagnetische Moden des Lasers

Im Allgemeinen ist die Resonatorlänge deutlich größer als die Wellenlänge λ des emittierten Lichtes. Somit können mehrere Moden auftauchen. Die Anzahl q der Wellenlängen im Resonator wird als longitudinale Mode bezeichnet. Aufgrund von Unebenheiten der Spiegeloberflächen tauchen zusätzlich transversale Moden auf, die im folgenden als TEM_{lp} (transverse electromagnetic mode) bezeichnet werden. Bei l handelt es sich dabei um die Anzahl der auftretenden Knoten in x-Richtung und bei p dementsprechend um die Anzahl der Knoten in y-Richtung. Da höhere Moden auch höhere Verluste erzeugen, sind im Resonator nur wenige transversale Moden stabil und werden verstärkt.

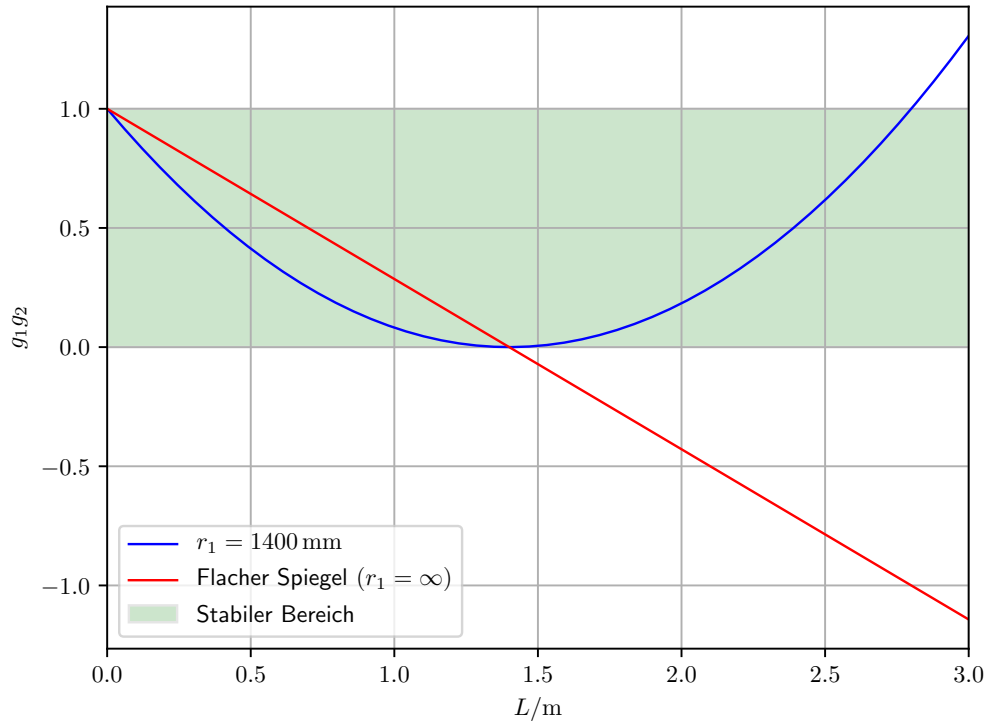


Abbildung 3: Verlauf des Stabilitätsparameters. [2]

2 Auswertung

Im Folgenden werden die erhobenen Messdaten ausgewertet, mit dem Ziel die Polarisation, die Grundmode, sowie die erste Angeregte Mode, die Wellenlänge und die Stabilitätsmessung des HeNe-Lasers zu erhalten.

2.1 Polarisationsmessung

Die Messdaten sind in Tab. 4 dargestellt. Die Intensität $I(\varphi)$ ist in Abhängigkeit des Winkels des Polarisationsfilters φ gemessen worden.

Die Messdaten sind an eine Funktion der Form:

$$I(\varphi) = I_0 \cdot \sin^2(\varphi - \varphi_0) \quad (8)$$

gefitet worden. Die einzelnen Parameter der Ausgleichsrechnung sind in Tab. 1 dargestellt.

Tabelle 1: Parameter der Ausgleichsrechnung zu (8)

Parameter	Wert	Fehler
I_0	0,26mA	0,019
φ	0,14rad	0,067

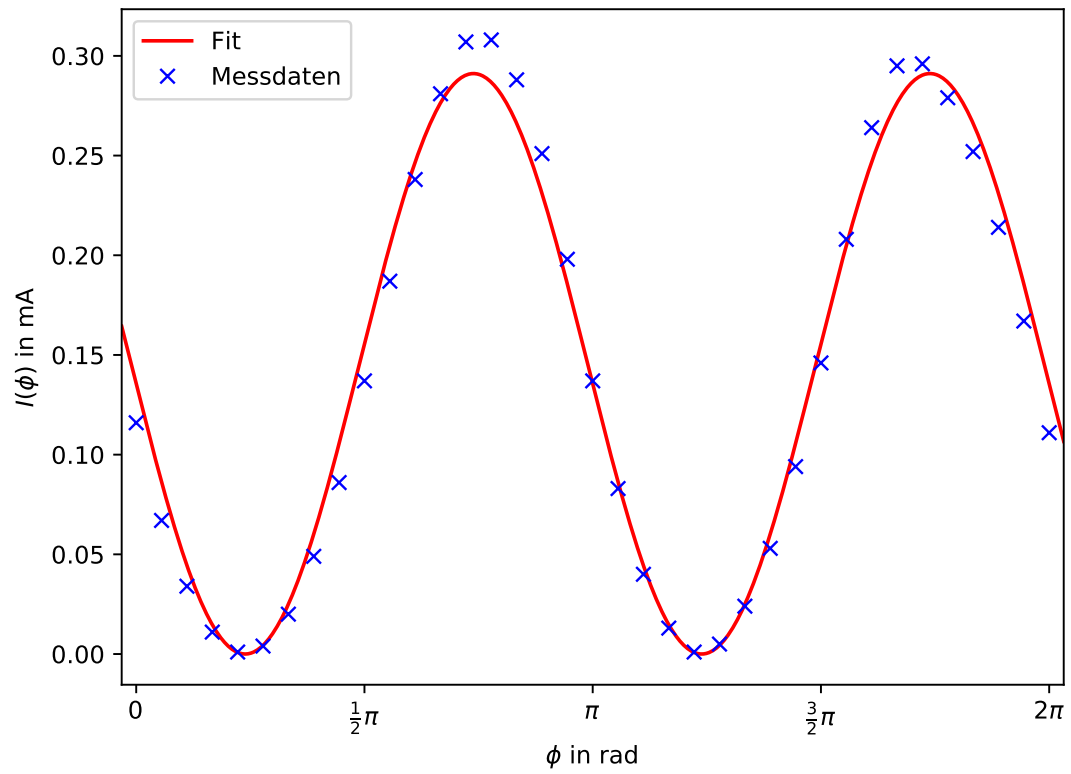


Abbildung 4: Polarisationsmessung mit der zugehörigen Ausgleichsfunktion.

2.2 Modenmessung

Die Messdaten zu der Grundmode $\text{TEM}_{(0,0)}$ und der ersten angeregte Mode $\text{TEM}_{(0,1)}$ sind in Tab. 5 einzusehen. Die Daten der Grundmode an eine Gaußfunktion der Form:

$$I_{(0,0)} = I_0 \exp \left(-2 \left(\frac{\Delta L - d_0}{\omega} \right)^2 \right) \quad (9)$$

gefittet worden.

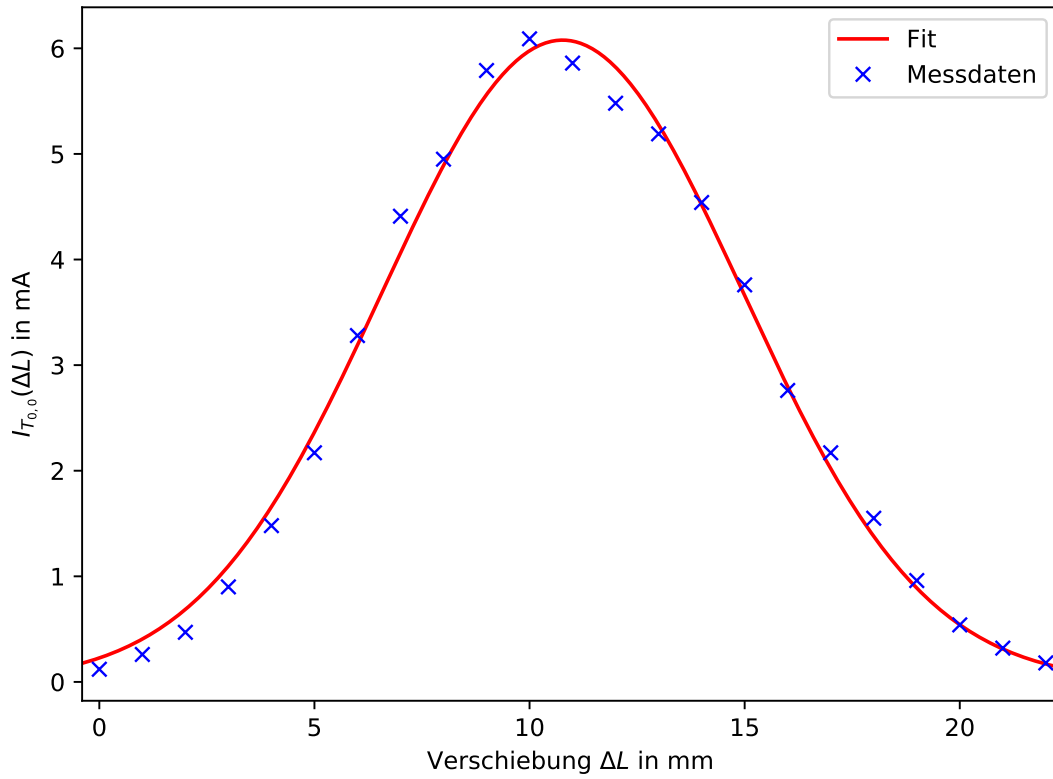


Abbildung 5: Grundmode mit der zugehörigen Ausgleichsfunktion.

Hingegen sind die Daten der $\text{TEM}_{(0,1)}$ an eine doppelte Gaußkurve für asymmetrische Knotenlinien gefittet worden. Die Ausgleichsfunktion besitzt folgenden Gestalt:

$$I_{(0,1)} = I_{0,1} \exp \left(-2 \left(\frac{\Delta L - d_{0,1}}{\omega_1} \right)^2 \right) + I_{0,2} \exp \left(-2 \left(\frac{\Delta L - d_{0,2}}{\omega_2} \right)^2 \right). \quad (10)$$

Die Parameter der Ausgleichsrechnungen sind in Tab. 2 aufgeführt.

Tabelle 2: Parameter der Ausgleichsrechnung zu den Gleichungen (9) und (10)

Parameter	Wert	Fehler
I_0	6,08mA	0,079
ΔL_0	10,77mm	0,063
ω	8,396mm	0,13
$I_{0,1}$	0,65 μ A	0,035
$\Delta L_{0,1}$	4,68mm	0,175
ω_1	5,63mm	0,375
$I_{0,2}$	0,45 μ A	0,011
$\Delta L_{0,2}$	18,61mm	0,089
ω_2	6,46mm	0,189

Mit der Funktion (10) und den Parametern aus Tab. 2 ergibt sich die Ausgleichskurve zu dem in Abb. 6 dargestellten Plot.

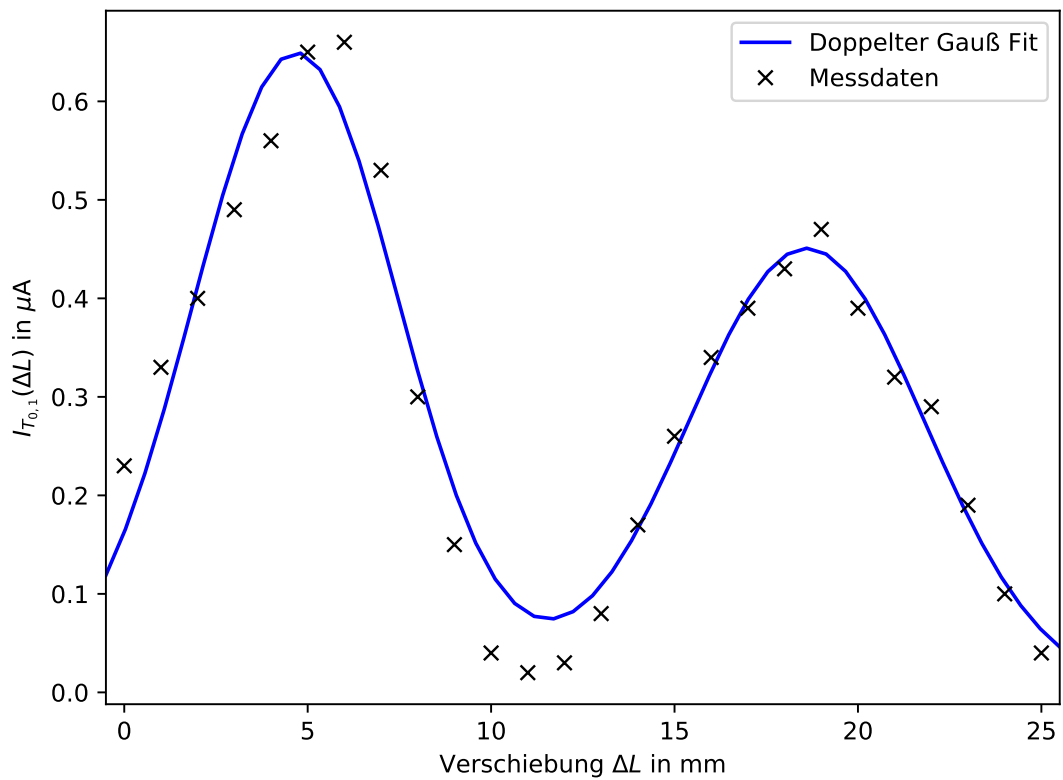


Abbildung 6: Erste angeregte Mode mit der zugehörigen Ausgleichsfunktion.

2.3 Wellenlängenmessung

Die Messdaten zu der Wellenlängenmessung ist in Tab. 3 dargestellt. Die Wellenlänge wird durch Formel (11) berechnet.

$$\lambda = \frac{a \cdot \sin \left(\tan^{-1} \left(\frac{d_n}{L} \right) \right)}{n} \quad (11)$$

Dabei ist a die Gitterbreite, d_n der Abstand der Hauptmaxima zu dem zentralen Hauptmaxima, L der Abstand des Schirms von dem Spalt und n die Ordnung der Hauptmaxima. Die Ordnung des Hauptmaximas wird wie in Abb. 7 dargestellt bestimmt.

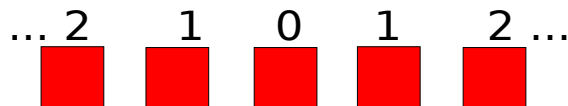


Abbildung 7: Schema zum Ablesen der Ordnung der Hauptmaxima.

Dabei hat das zentrale Hauptmaxima die Ordnung 0. Das verwendete Gitter hat eine Gitterbreite von $a = \frac{1}{100}$ mm und der Abstand zum Schirm beträgt $L = 75,7$ cm. Als Ablesefehler der Abstände der Hauptmaxima wird $\delta L = 0,05$ cm angenommen.

Tabelle 3: Messdaten zur Wellenlängenmessung.

Parameter	Wert in cm	λ in nm
H_{-2}	9,8	641,94 \pm 3,22
H_{-1}	4,9	645,94 \pm 6,56
H_1	5,1	672,18 \pm 6,56
H_2	9,7	635,49 \pm 3,22

Gemittelt über die Anzahl ergeben die Wellenlängen aus Tab. 3 die beste Schätzung $\lambda_{\text{He-Ne}} = (648,9 \pm 2,6)$ nm.

2.4 Stabilitätsmessung

Die Messdaten der Stabilitätsmessung des He–Ne-Lasers für die verschiedenen Resonatoren sind in in Tab. 6 und Tab. 7 dargestellt.

Die Messdaten des Resonators mit der Spiegelkombination konkav-konkav sind an eine quadratische Funktion mit den Paramtern a , b und c gefittet (vgl. (12)).

$$I_{\text{quad}}(\Delta L) = a \cdot (\Delta L)^2 + b \cdot \Delta L + c \quad (12)$$

Aus der Ausgleichsrechnung ergeben sich die Parameter zu:

$$a = (-7,68 \pm 9,28) \cdot 10^{-6} \text{ mA/cm}^2 \quad (13)$$

$$b = (3,57 \pm 1,75) \cdot 10^{-3} \frac{\text{mA}}{\text{cm}} \quad (14)$$

$$c = (-6,83 \pm 8,07) \cdot 10^{-2} \text{ mA}. \quad (15)$$

Hingegen werden die Messdaten des Resonators mit der Spiegelkombination konkav-planar an eine lineare Funktion mit den Parametern a und b gefittet (vgl. (16)).

$$I_{\text{lin}}(\Delta L) = a \cdot \Delta L + b \quad (16)$$

Die Parameter der Ausgleichsrechnung der Funktion (16) ergeben sich zu:

$$a = (-6,71 \pm 0,89) \cdot 10^{-2} \frac{\mu\text{A}}{\text{cm}} \quad (17)$$

$$b = 6,52 \pm 0,61 \mu\text{A} \quad (18)$$

Die dazugehörigen Diagramme sind in Abb. 8 und Abb. 9 dargestellt.

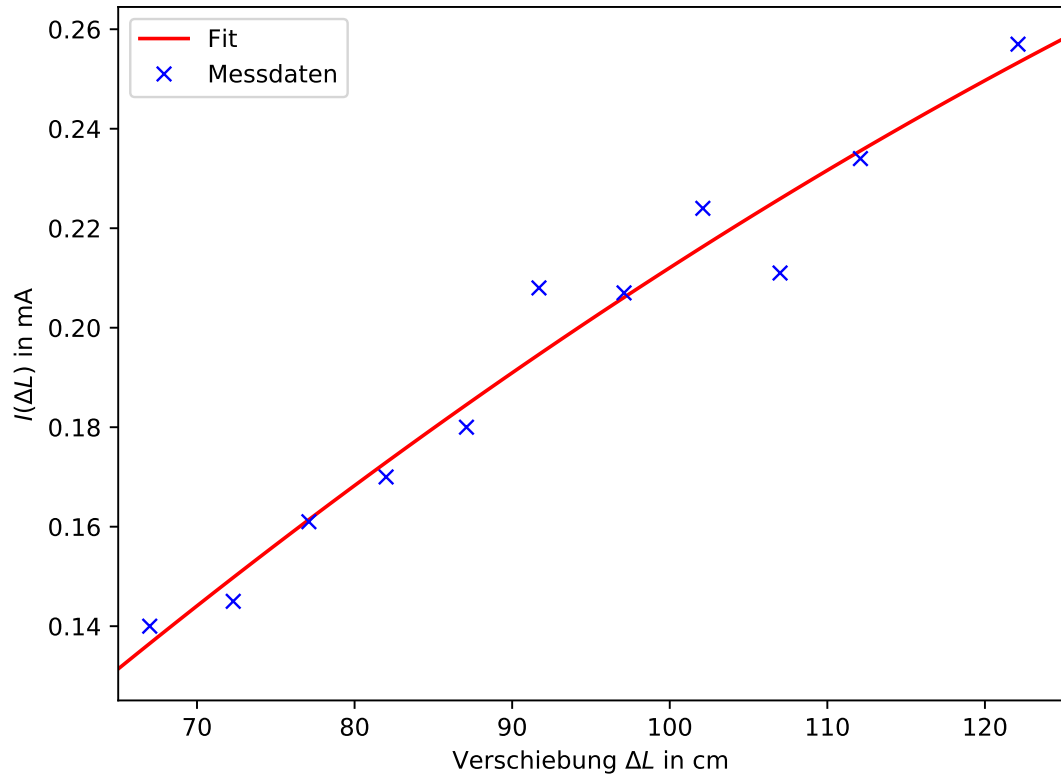


Abbildung 8: Messdaten und Fit der Stabilitätsmessung des Resonators mit der Spiegelkombination konkav-konkav.

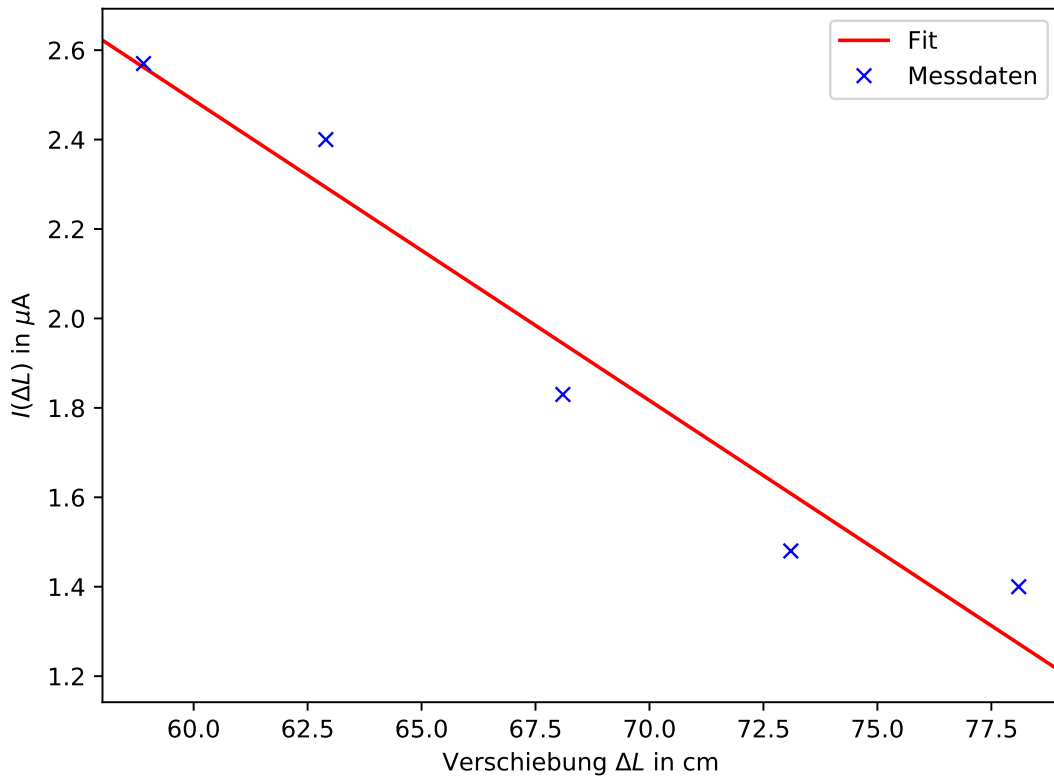


Abbildung 9: Messdaten und Fit der Stabilitätsmessung des Resonators mit der Spiegelkombination konkav-planar.

3 Diskussion

In diesem Kapitel werden die Messergebnisse diskutiert. Der Zusammenhang der Polarisationsmessung mit einer quadrierten Sinusfunktion ist deutlich erkennbar. Somit konnte die Erwartung durch die Messung bestätigt werden. Weiterhin sind die Grundmode und die erste angeregte Mode ausgemessen worden. Die Grundmode konnte der Erwartung entsprechend durch eine Gaußfunktion präzise beschrieben werden. Die erste angeregte Mode wird hingegen durch eine asymmetrische doppelte Gaußfunktion beschrieben. Die Asymmetrie entsteht aufgrund der endlichen Ausdehnung des verwendeten Golddrahtes. Der Golddraht wirft auf die eine Seite der doppelten Gaußfunktion einen Schatten, der das Maximum deutlich absenkt.

Die Wellenlängenmessung ergibt $\lambda_{\text{He-Ne}} = (648,9 \pm 2,6) \text{ nm}$. Dieser Wert liegt im roten Bereich des sichtbaren Lichtes. Der Literaturwert wird mit $\lambda_{\text{lit}} = 632,82 \text{ nm}$. Die Diskrepanz der beiden Werte liegt nicht im Fehlerintervall des experimentell bestimmten Wertes. Dies kann dadurch erklärt werden, dass der Schirm, auf den die Hauptmaxima

projeziert werden schief gestanden haben könnte. Außerdem ist die Vermessung und Rechnung im Nanometer Bereich anfällig für Ablesefehler. Daher wird die Diskrepanz auf einen systematischen Fehler zurückgeführt.

Die Stabilitätsmessung ergab, dass ein Zusammenhang zwischen der konkav-konkav Resonatorspiegelkombination und einer quadratischen Gleichung hergestellt werden konnte. Die Parameter der Ausgleichsrechnung haben jedoch große statistische Unsicherheiten, aber der Zusammenhang wird trotzdem ersichtlich. Ebenso ist der lineare Zusammenhang der konkav-planar Resonatorspiegelkombination in dem Kapitel 2.4 aufgeführt worden. Das konkav-planar System stellt bei der Vermessung deutlich Probleme dar, weil der He–Ne-Laser schon bei kleinen Spiegelveränderungen aufgehört hat zu lasern. Die Messung wurde mehrfach durchgeführt, da die Messreihen teilweise schon nach zwei Messpunkten abgebrochen sind, weil der Laser bei gegebenem Abstand nicht mehr zum lasern gebracht werden konnte. Letztendlich sind nur fünf Messpunkte aufgenommen worden, weshalb das Ergebnis starke statistische Unsicherheiten aufweist.

4 Messdaten

In diesem Kapitel sind die Messdaten zu den Kapiteln 2.1, 2.2 und 2.4 aufgeführt.

Tabelle 4: Messdaten der Polarisationsmessung.

I_{Pol} in mA	ϕ in °
0,116	0
0,067	10
0,034	20
0,011	30
0,001	40
0,004	50
0,020	60
0,049	70
0,086	80
0,137	90
0,187	100
0,238	110
0,281	120
0,307	130
0,308	140
0,288	150
0,251	160
0,198	170
0,137	180
0,083	190
0,040	200
0,013	210
0,001	220
0,005	230
0,024	240
0,053	250
0,094	260
0,146	270
0,208	280
0,264	290
0,295	300
0,296	310
0,279	320
0,252	330
0,214	340
0,167	350
0,111	360

Tabelle 5: Messdaten der Modenmessung.

$I_{(0,0)}$ in μA	$I_{(0,1)}$ in μA	ΔL in mm
0,12	0,23	0
0,26	0,33	1
0,47	0,40	2
0,90	0,49	3
1,48	0,56	4
2,17	0,65	5
3,28	0,66	6
4,41	0,53	7
4,95	0,30	8
5,79	0,15	9
6,09	0,04	10
5,86	0,02	11
5,48	0,03	12
5,19	0,08	13
4,54	0,17	14
3,76	0,26	15
2,76	0,34	16
2,17	0,39	17
1,55	0,43	18
0,96	0,47	19
0,54	0,39	20
0,32	0,32	21
0,18	0,29	22
—	0,19	23
—	0,10	24
—	0,04	25

Tabelle 6: Messdaten der Resonatorstabilitätemessung für die Spiegelkombination konkav-konkav.

ΔL in cm	I in mA
67,0	0,14
72,3	0,14
77,1	0,16
82,0	0,17
87,1	0,18
91,7	0,21
97,1	0,21
102,1	0,22
107,0	0,21
112,1	0,23
122,1	0,26

Tabelle 7: Messdaten der Resonatorstabilitätemessung für die Spiegelkombination konkav-planar.

ΔL in cm	I in μA
58,9	2,57
62,9	2,40
68,1	1,83
73,1	1,48
78,1	1,40

Literatur

- [1] TU-Dortmund. *V61:HeNe-Laser*. 2. Feb. 2018. URL: <http://129.217.224.2/HOMEPAGE/PHYSIKER/BACHELOR/FP/SKRIPT/V61.pdf>.
- [2] Steven Becker Stefan Grisard. *Der HeNe-Laser*. 2. Feb. 2018. URL: https://github.com/stefangri/s_s_productions/blob/master/PHY641/V61_HeNe_Laser/Protokoll/theorie_bilder/g_1_g_2.pdf.
- [3] Cole Thomson Brooke. *The two-level Atom*. 2. Feb. 2018. URL: https://www4.uwsp.edu/physastr/kmenning/images/HeNe_energy_levels.png.