

VERSUCH 61

Helium-Neon Laser

Theodor Zies

theodor.zies@tu-dortmund.de

Bastian Schuchardt

bastian.schuchardt@tu-dortmund.de

Durchführung: 22.05.2023

Abgabe: 25.05.2023

TU Dortmund – Fakultät Physik

Inhaltsverzeichnis

1	Zielsetzung	3
2	Theorie	3
2.1	Grundaufbau eines Lasers	3
2.2	Stabilität des Lasers	3
2.3	TEM-Modem	4
2.4	Wellenlänge	4
3	Aufbau	4
4	Durchführung	5
4.1	Messung der Stabilitätsbedingung	5
4.2	Messung der Frequenzbreite	5
4.3	Messung der TEM-Moden	5
4.4	Messung der Polarisierung	6
4.5	Messung der Wellenlänge	6
5	Auswertung	6
5.1	Stabilitätsbedingung	6
5.2	TEM Moden	7
5.2.1	TEM ₀₀ Mode	7
5.2.2	TEM ₀₁ Mode	8
5.3	Polarisationsmessung	9
5.4	Frequenzbreite	10
5.5	Wellenlänge	11
6	Diskussion	12
7	Anhang	13
	Literatur	15

1 Zielsetzung

In diesem Versuch soll die Funktion des Helium-Neon Lasers (HeNe-Laser) erprobt werden. Dazu wird eine Stabilitätsmessung durchgeführt, zwei TEM-Moden und die Polarisation des Lasers gemessen. Außerdem wird noch die Wellenlänge des Lasers mit Hilfe eines optischen Gitters bestimmt.

2 Theorie

2.1 Grundaufbau eines Lasers

Ein Laser besteht im Allgemeinen aus einer Pumpquelle, einem aktiven Medium und einem optischen Resonator. Bei einem HeNe-Laser wird für die Pumpquelle eine Spannung angelegt, so dass Elektronen das aktive Medium anregen. Das aktive Medium ist eine Helium-Neon-Gemisch mit einem Verhältnis von 5:1. Die Elektronen regen nun das Helium an, dass wiederum durch Stöße das Neon anregt. Da der angeregte Zustand im Neon wesentlich langlebiger als im Helium ist, lässt sich dadurch die benötigte Besetzungsinversion herstellen. Bei Besetzungsinversion sind alle Elektronen im angeregten Zustand. Ohne Pumpquelle wäre die Erwartung, dass die Elektronen nach der Boltzmannstatistik verteilt wären und dadurch eher die energetisch niedrigeren Zustände besetzen würden. Allgemein haben Elektronen nun zwei Möglichkeiten den energetisch höheren Zustand wieder zu verlassen. Zum einem die spontane Emission wobei durch Quantenfluktuation das Elektron in einen niedrigeren Zustand herab fällt und dabei ein Photon mit der Energiedifferenz der Zustände emittiert. Zum anderen die stimulierte Emission, bei der ein Photon mit der Energie entsprechenden Energie einfällt und das Elektron aus dem Zustand heraus löst. Dabei wird ein weiteres identisches Photon erzeugt. Um die gewünschte Verstärkung des Lichts zu erhalten muss die induzierte gegenüber der spontanen Emission überwiegen. Dies ist durch die Besetzungsinversion gegeben. Als Resonator werden zwei Spiegel verwendet. Einer von beiden ist hierbei teildurchlässig um das Laserlicht als Strahl heraus zu lassen. Damit es zu Oszillatorverhalten kommt, müssen die Reflektionsverluste der Spiegel möglichst gering gehalten werden. Je nach verwendeten Spiegel wird unter planparallelen und sphärischen Resonatoren unterschieden. Wobei auch Kombinationen aus beiden möglich sind. Außerdem befinden sich vor den Spiegeln noch Brewsterfenster, die nur p-polarisiertes Licht hindurchlassen und das s-polarisierte Licht aus dem Strahl beugen. Diese werden verwendet um Reflektionsverluste zu vermeiden und um die Verstärkung des Lichts nur linear zu polarisieren.

2.2 Stabilität des Lasers

Die Stabilitätsbedingung für einen Laser ist durch

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

gegeben. Dabei sind g_1 und g_2 die Resonatorparameter, die sich durch

$$g_i = 1 - \frac{L}{r_i} \quad (2)$$

mit der Resonatorlänge L und den Krümmungsradien r_i der Spiegel ergeben. Da die Wellenlänge des Lasers bei $\lambda = 632,8 \text{ nm}$ liegt und dadurch wesentlich kleiner als die Resonatorlänge L ist, erfüllen viele Frequenzen die Resonatorbedingung.

2.3 TEM-Modem

Die Anzahl der möglichen Wellenlängen werden als longitudinale Moden beschrieben. Da der Spiegel des Resonators Unebenheiten aufweisen oder verkippt sein kann, kann es auch zu transversalen Moden kommen. Die Moden lassen sich durch die Schreibweise TEM_{lqp} beschreiben. Dabei gibt q die longitudinale Mode an, l und p die x - und y -Position der Knoten. Dabei ist die TEM_{00} -Mode die mit der höchsten Symmetrie und den geringsten Verlusten. Allgemein lässt sich die Intensitätsverteilung durch eine Gaußverteilung und für die Mode entsprechenden Hermite-Polynomen durch

$$I_{lp}(x) \propto I_0 |H_l(x) H_p(x) e^{-\frac{x^2}{2}}|^2 \quad (3)$$

ausdrücken. Dies lässt sich wegen $I_{lp} \propto |E_{lp}|^2$ aus

$$E_{lp}(x) \propto H_l(x) H_p(x) e^{-\frac{x^2}{2}} \quad (4)$$

herleiten. Die Intensität der TEM_{00} -Mode ist dementsprechend nur eine Gaußverteilung.

2.4 Wellenlänge

Wird durch ein optisches Gitter ein Interferenzmuster auf einem Schirm geworfen, kann aus den Abständen der Maxima auf dem Schirm die Wellenlänge durch

$$\lambda = \frac{g^{-1}}{n} \sin \left(\tan^{-1} \left(\frac{s_n}{d} \right) \right) \quad (5)$$

bestimmen. Dabei ist λ die Wellenlänge, g^{-1} die Konstante des Gitters, n ist die Ordnung des Maximums, s_n der Abstand des n -ten Maximums zum Maximum 0. Ordnung und d der Abstand des Gitters zum Schirm.

3 Aufbau

In Abbildung 1 ist der verwendete Versuchsaufbau zu finden. Er besteht aus einer optischen Schiene, einem grünen Justierlaser, einem HeNe-Laserrohr mit eingebauten Brewsterfenstern und zwei hochreflektierenden Spiegeln, die als optischer Resonator dienen. Die Befestigungen der Spiegel können verschoben werden und die Spiegel können durch planare oder konkave Spiegel ausgetauscht werden. Die Schiene ist 2,50 m lang und die konkaven Spiegel haben einen Krümmungsradius von $r = 1400 \text{ mm}$. Für die Messung stehen noch ein um 2π drehbarer Polarisationsfilter, ein Wolframdraht, vier optische Gitter, ein Oszilloskop, zwei Photodioden und ein Schirm zur Verfügung. Diese Bauteile können alle nach Bedarf auf der Schiene angebracht werden.

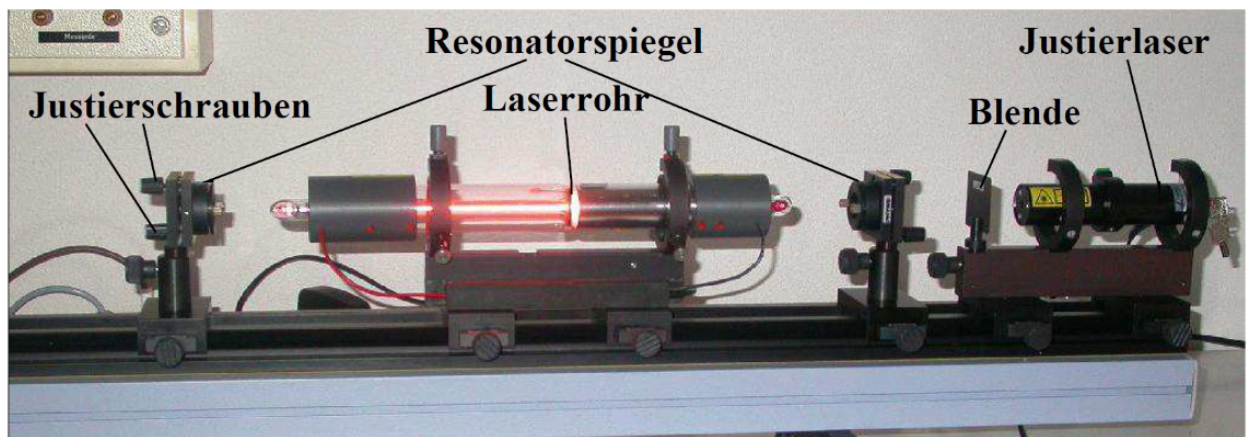


Abbildung 1: Foto des Versuchaufbaus. [2]

4 Durchführung

Zu aller erst wird der Laser auf seine maximale Leistung justiert. Dazu wird eine Photodiode und ein bereits eingestellter Justierlaser verwendet. Außerdem gibt es noch Feineinstellungen an den Spiegeln. Die folgenden Messungen können in beliebiger Reihenfolge durchgeführt werden.

4.1 Messung der Stabilitätsbedingung

Die theoretische bestimmte Stabilitätsbedingung wird durch vergrößern des Spiegelabstands und nachjustieren des Lasers überprüft. Es wird ein konkav-konkav und ein plan-konkav Resonator verwendet. Der Abstand wird so lange vergrößert bis keine Intensität an der Photodiode messbar ist.

4.2 Messung der Frequenzbreite

Während der Stabilitätsmessung bietet es sich an die Schwebungsfrequenz zu messen. Dazu wird für unterschiedliche Spiegelabstände das Signal der Photodiode an einem Oszilloskop zeitlich aufgelöst und die Frequenzen aller Peaks notiert.

4.3 Messung der TEM-Moden

Es wird ein dünner ($d = 0,0005 \text{ mm}$) Wolframdraht, der als Modenblende fungiert, zwischen Laserrohr und Spiegel gestellt, so dass die Moden auf einem Schirm zu sehen sind. Anschließend wird eine Lochblende verwendet, um nur einen geringen Teil des Lichts durch zu lassen und mit einer Photodiode zu messen. Dies wird für die TEM_{00} - und TEM_{01} -Mode gemacht.

4.4 Messung der Polarisation

Es wird auf der Schiene ein Polarisationsfilter angebracht und mit einer Photodiode die Intensität für volle 360° in 10° -Schritten gemessen.

4.5 Messung der Wellenlänge

Es werden für vier optische Gitter mit $g = 80 \frac{\text{lines}}{\text{mm}}$, $g = 100 \frac{\text{lines}}{\text{mm}}$, $g = 600 \frac{\text{lines}}{\text{mm}}$ und $g = 1200 \frac{\text{lines}}{\text{mm}}$ auf die Schiene gebaut und die Abstände der n-ten Maxima zum Maximum nullter Ordnung auf einem optischen Schirm gemessen.

5 Auswertung

Im folgenden werden die Messergebnisse ausgewertet, dabei werden die 2 Spiegelkonfigurationen zuerst getrennt voneinander betrachtet.

5.1 Stabilitätsbedingung

Zuerst wird die Stabilitätsbedingung überprüft. Aus (1) lässt sich ableiten, dass die maximale Resonatorlänge L für eine stabile Konfiguration gegeben ist durch

$$L_{\max} = r_1 + r_2$$

wobei r_1 der Krümmungsradius des ersten Spiegels und r_2 der Radius vom zweiten Spiegel ist. Bei der ersten Spiegelkonfiguration ist $r_1 = r_2 = 1400 \text{ mm}$, die maximale Länge beträgt somit $L_{\max} = 280 \text{ cm}$. In Tabelle 1 ist die Laserintensität bei verschiedenen Resonatorlängen aufgelistet.

L / cm	I / mW
50	1,44
75	1,7
100	0,8
125	1,5
150	1,38
175	0,81
200	1,3

Tabelle 1: Laserintensitäten in Abhängigkeit der Resonatorlänge für die erste Spiegelkonfiguration ($r_1 = r_2 = 1400 \text{ mm}$).

Die maximale Länge konnte dabei nicht erreicht werden, da die optische Schiene des Versuchsaufbaus zu kurz ist. Innerhalb der theoretischen Grenze konnte allerdings ein stabiler Laserbetrieb nachgewiesen werden. In der zweiten Spiegelkonfiguration wurde der zweite konkave Spiegel durch einen planen Spiegel ersetzt. Die Formel für die maximale mögliche Resonatorlänge vereinfacht sich deshalb zu

$$L_{\max} = r_1$$

und liefert in diesem Fall $L_{\max} = 140$ cm. Analog zur vorherigen Messung sind die Intensitäten in Tabelle 2 festgehalten.

L / cm	I / mW
50	1,4
75	1,83
100	1,87
125	2,7
135	2,6
138	1,8
140	2,09

Tabelle 2: Laserintensitäten in Abhängigkeit der Resonatorlänge für die zweite Spiegelkonfiguration ($r_1 = 1400$ mm, $r_2 = \infty$).

Hier konnte bishin zu maximal theoretischen Resonatorlänge $L_{\max} = 140$ cm ein Laserbetrieb nachgewiesen werden und somit insgesamt auch die Gültigkeit der Stabilitätsbedingung aus (1).

5.2 TEM Moden

Um die transversalen TEM Moden zu verifizieren, werden die Messwerte der Intensität graphisch dargestellt und anschließend ein Fit an die theoretische Funktion durchgeführt.

5.2.1 TEM₀₀ Mode

Zuerst wird die TEM₀₀ Mode analysiert. Die Messwerte sind in Abbildung 2 geplottet. Die theoretische Intensitätsverteilung in x-Richtung lautet gemäß (3)

$$I_{\text{TEM}_{00}} = I_0 \exp\left(\frac{-(x - x_0)^2}{2\omega^2}\right)$$

und wird mithilfe der Python Erweiterung *Scipy* [3] an die Messwerte gefittet. Die Fitparameter ergeben sich zu

$$\begin{aligned} I_0 &= (126 \pm 5) \mu\text{W} \\ x_0 &= (0,2336 \pm 0,0023) \text{ mm} \\ \omega &= (2,2373 \pm 0,0023) \text{ mm}, \end{aligned}$$

der resultierende Fit ist ebenfalls in Abbildung 2 dargestellt.

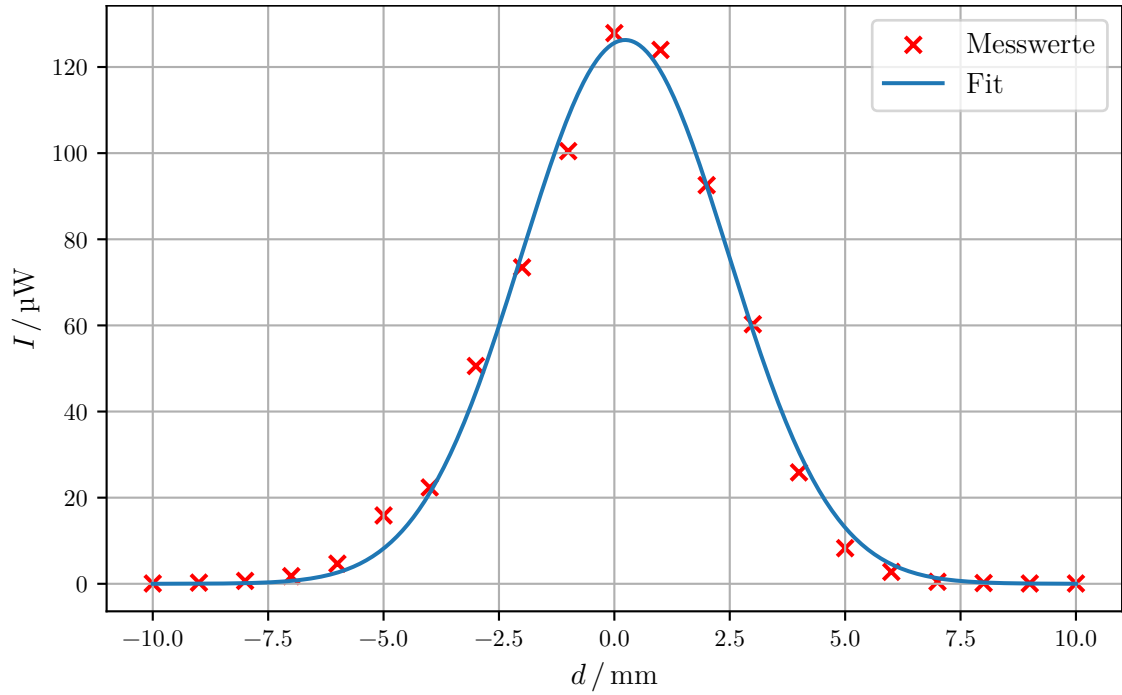


Abbildung 2: Messwerte sowie Fit der Intensitätsverteilung in x-Richtung für die TEM₀₀ Mode.

5.2.2 TEM₀₁ Mode

Für die TEM₀₁ Mode wird analog verfahren, jedoch lautet die theoretische Intensitätsverteilung laut (3) hier

$$I_{\text{TEM}_{01}} = I_1 \frac{8(x - x_0)^2}{\omega^2} \exp\left(\frac{-(x - x_0)^2}{2\omega^2}\right).$$

Die Fitparameter lauten nun

$$\begin{aligned} I_1 &= (3,460 \pm 0,016) \mu\text{W} \\ x_0 &= (1,377 \pm 0,006) \text{ mm} \\ x_1 &= (-1,499 \pm 0,006) \text{ mm} \\ \omega &= (2,2820 \pm 0,0026) \text{ mm}, \end{aligned}$$

Die Messwerte sowie der Fit sind in Abbildung 3 graphisch festgehalten.

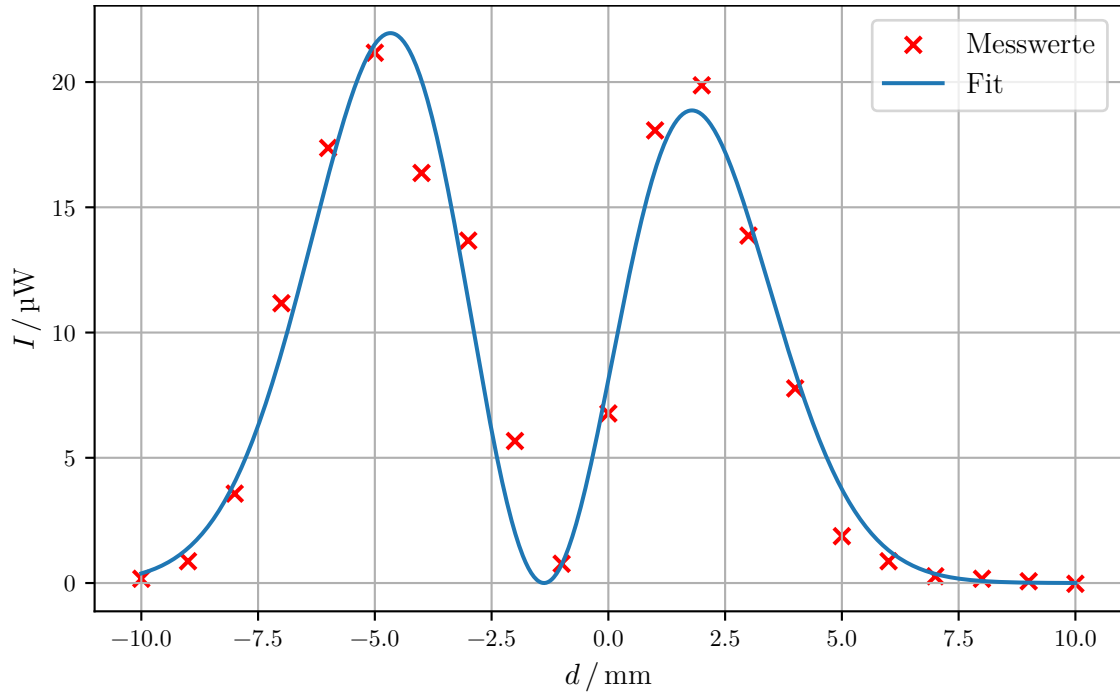


Abbildung 3: Messwerte sowie Fit der Intensitätsverteilung in x-Richtung für die TEM₀₁ Mode.

5.3 Polarisationsmessung

Auch für die Polarisation des Lasers soll mithilfe eines Fits die theoretische Erwartung geprüft werden. In Abbildung 4 sind die Messwerte der Intensität in Abhängigkeit des Winkels des Polarisationsfilters φ geplottet. Da der Laser in der Theorie im Bezug auf die Brewsterfenster nur p-polarisiertes Licht erzeugt, sollte in diesem Versuchsaufbau vertikal polarisiertes Licht emittiert werden und somit ein Intensitätsmaximum bei $\varphi = 0^\circ$ und $\varphi = 180^\circ$ vorhanden sein. Es ist also ein Zusammenhang der Form

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

anzunehmen. Die Ausgleichsrechnung liefert hier für die Fitparameter die Werte

$$I_0 = (3,976\,43 \pm 0,000\,20) \text{ mW}$$

$$\varphi_0 = (-3,4549 \pm 0,0006)^\circ.$$

In Abbildung 4 ist dieser Fit ebenfalls eingezeichnet.

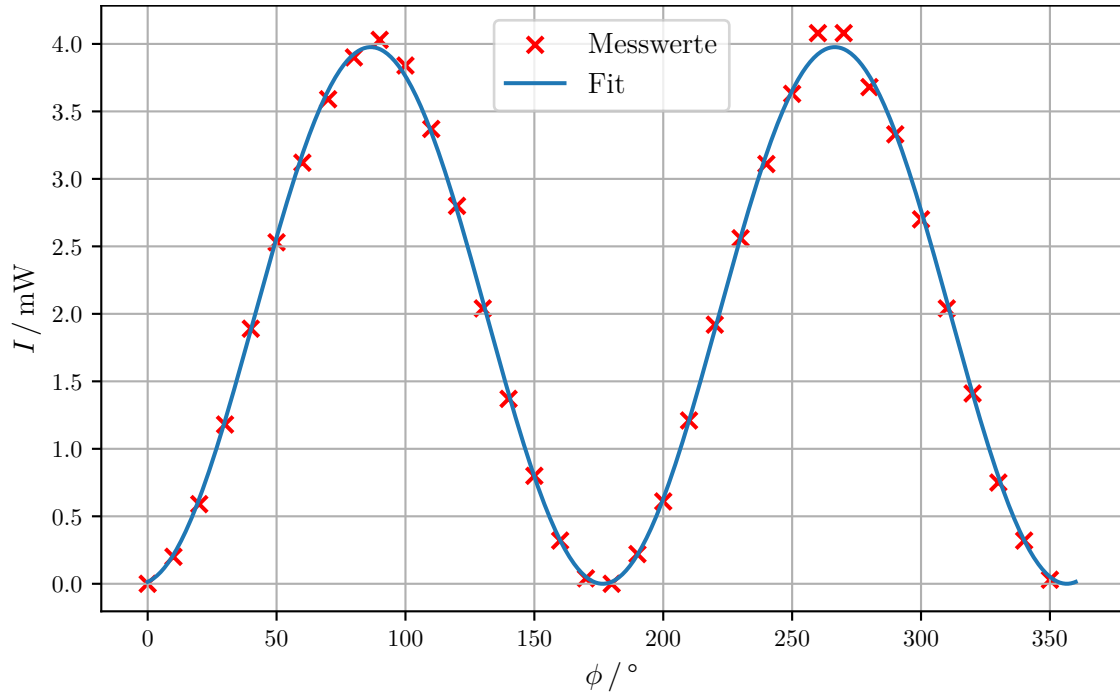


Abbildung 4: Intensität des Lasers in Abhängigkeit des Winkels des Polarisationsfilters.

5.4 Frequenzbreite

Die Vermessung der Schwebungsfrequenz liefert für unterschiedliche Resonatorlängen mehrere PFrequenzpeaks im Oszilloskop, diese sind in Tabelle 3 festgehalten. Die Schwebungsfrequenz ist der mittlere Abstand zwischen den Peaks und ist ebenfalls in Tabelle 3 eingetragen. Die Lichtverstärkung des He-Ne Lasers kann innerhalb eines Bereichs von $f' = 1500 \text{ MHz}$ (Doppler-Breite) stattfinden. Die Anzahl der Möglichen Moden im Laser ergibt sich also daraus, wie oft die Schwebungsfrequenz in die Doppler-Breite passt. Diese Überlegung ist in der letzten Spalte von Tabelle 3 für alle Resonatorlängen zu finden.

L / cm	f / MHz	$\Delta f / \text{MHz}$	$\text{mod } \frac{f'}{\Delta f}$
50	300, 600, 900	300	5
75	203, 405, 604, 806	≈ 200	7
100	154, 304, 454, 608, 758	≈ 150	10
125	120, 240, 360, 480, 600, 720	120	12,5
150	101, 199, 300, 401, 500, 600	≈ 100	15
175	86, 173, 260, 345, 435, 518	≈ 85	17
200	75, 154, 325, 375, 450	75	20

Tabelle 3: Frequenzpeaks in Abhängigkeit der Resonatorlänge für die erste Spiegelkonfiguration ($r_1 = r_2 = 1400 \text{ mm}$).

Es ist zu beobachten, dass die Schwebungsfrequenz Δf mit zunehmender Resonatorlänge abnimmt. Dies ist damit zu begründen, dass die benötigte Zeit der Photonenbunches zwischen den Spiegeln hin und her zu laufen proportional zum Spiegelabstand zunimmt. Da die Frequenz antiproportional zur Zeit ist, nimmt diese somit ab. Da alle gemessenen Frequenzen wesentlich kleiner als die Doppler-Breite sind, läuft der Laser im Multimodenbetrieb. Erst durch hinreichend kleine Resonatorlängen ließe sich ein Singlemode Betrieb einstellen. Über den Zusammenhang

$$\Delta f = \frac{1}{T} = \frac{c}{2L}$$

kann durch Umstellen die Resonatorlänge berechnet werden. Ein Vergleich mit der tatsächlich eingestellten Länge ermöglicht dann eine Verifizierung des Messverfahrens. Die berechneten Resonatorlängen sowie ihre Abweichung zu den tatsächlichen Längen sind in Tabelle 4 notiert.

L / cm	$L_{\text{exp}} / \text{cm}$	$\Delta L / \%$
50	49,97	0,06
75	74,95	0,07
100	99,93	0,07
125	124,91	0,07
150	150,90	0,06
175	176,39	0,79
200	199,86	0,07

Tabelle 4: Frequenzpeaks in Abhängigkeit der Resonatorlänge für die erste Spiegelkonfiguration ($r_1 = r_2 = 1400 \text{ mm}$).

Allgemein lässt sich hier eine gute Übereinstimmung der Längen beobachten.

5.5 Wellenlänge

Die Wellenlänge des Lasers lässt sich mit Kenntniss der Abstände der Intensitätsmaxima einfach durch Umstellen der Gleichung (5) berechnen zu

$$\lambda = \frac{g^{-1}}{n} \sin \left(\tan^{-1} \left(\frac{s_n}{d} \right) \right). \quad (6)$$

Die Wellenlängen werden für die vier verschiedenen Gitter zuerst einzeln berechnet. Im folgenden werden die Messwerte sowie daraus berechnete Wellenlängen in Tabelle 5, Tabelle 6, Tabelle 7 und Tabelle 8 dargestellt. Dabei beschreibt s_n den absoluten Abstand zwischen zwei Intensitätsmaxima und wird deshalb vor dem Einsetzen in (6) halbiert.

n	s_n / cm	λ / nm
1	6,1	634.60
2	12,3	637.29
3	18,7	641.56
4	24,9	634.91

Tabelle 5: Messwerte und berechnete Wellenlängen für das erste Gitter ($g = 80 \text{ 1/mm}$, $d = 60 \text{ cm}$).

n	s_n / cm	λ / nm
1	7,8	648.63
2	15,6	644.58
3	23,5	640.61
4	31,5	634.75

Tabelle 6: Messwerte und berechnete Wellenlängen für das zweite Gitter ($g = 100 \text{ 1/mm}$, $d = 60 \text{ cm}$).

n	s_n / cm	λ / nm
1	25	641.03
2	72	640.18

Tabelle 7: Messwerte und berechnete Wellenlängen für das dritte Gitter ($g = 600 \text{ 1/mm}$, $d = 30 \text{ cm}$).

n	s_n / cm	λ / nm
1	70	632.71

Tabelle 8: Messwerte und berechnete Wellenlängen für das vierte Gitter ($g = 1200 \text{ 1/mm}$, $d = 30 \text{ cm}$).

Abschließend wird aus allen Wellenlängen der Mittelwert berechnet, das Ergebnis lautet

$$\lambda = (639 \pm 5) \text{ nm}.$$

6 Diskussion

Die Messung der Stabilitätsbedingung verlief ohne Probleme und konnte die theoretischen Überlegungen zur Stabilität des Laserstrahls bestätigen. Auch die Intensitätsverteilung der TEM Moden entspricht der Erwartung, was die gute Übereinstimmung der Messwerte mit dem Fit der Theoriekurve nachweist.

Die Betrachtung der Frequenzbreite konnte den Multimodenbetrieb des Laser eindeutig begründen. Alle berechneten Resonatorlängen stimmen sehr gut mit dem tatsächlich eingestellten Längen überein.

Mithilfe der Beugungsmuster wurde der Mittelwert der Wellenlänge zu $\lambda = (639 \pm 5) \text{ nm}$ bestimmt. Dieser ist unter Berücksichtigung des Fehlers nahezu mit der theoretischen Wellenlänge [1] des He-Ne Lasers von $\lambda_{\text{theorie}} = 633,8 \text{ nm}$ vereinbar. Die geringe Abweichung stammt wahrscheinlich aus Ableseungenauigkeiten der Beugungsmaxima am Schirm.

7 Anhang

Stabilitätsbedingung Hintergrund = 0,13 mV
 2 x korrekte Spiegel $r = 1400 \text{ mm}$ $200; 400; 600; 800; 1000$
 $d = 1442$

L/cm	I/mV	d/λ
75	1,7	600; 1000; 200; 270; 330; 400
100	0,8	134; 304; 400; 600; 758
125	1,50	120; 240; 360; 480; 600; 720
150	1,35	101; 202; 303; 404; 505; 606
175	0,81	86; 172; 258; 344; 430; 516
200	1,3	75; 150; 225; 300; 375; 450

Weder eine
nicht wegen
der Schärfe

zu 100 SD $d = 1442 \text{ mm}$
 300; 600; 900

1 x korrekter + 1 x falsch ($r = 1400 \text{ mm}$)

L/cm	I/mV	d/λ
50	1,4	
75	1,83	
100	1,87	
125	2,7	
150	2,6	
175	1,8	
140	2,03	

Abbildung 5: Messwerte der Stabilitätsmessung und Frequenzbreite.

TEM Moden	TEM _{0,1} I/ μW	TEM _{1,0} I/ μW	Hintergrund = 0,13
~10	0,3	0,2	
-8	1,0	0,4	
-6	3,7	0,8	
-7	1,3	1,8	
-6	1,5	4,8	
-5	2,13	16,0	
-4	1,5	20,5	
-3	1,3	37,4	
-2	3,3	24,6	
-1	0,8	10,0	
0	6,8	12,1	
1	18,2	32,7	
2	20,0	60,4	
3	14,0	26,0	
4	2,5	8,4	
5	2,0	2,8	
6	1,0	0,6	
7	0,4	0,3	
8	0,3	0,2	
10	0,1	0,2	

Um 1 mm schiefe
verändern

Abbildung 6: Messwerte der TEM-Moden Messung.

Polarisation	θ°	I_{max}	θ°
0,02	0	4,10	360
0,22	10	4,10	270
0,64	20	3,90	280
1,20	30	3,35	280
1,84	40	2,72	300
2,85	50	2,06	310
3,15	60	1,43	320
3,64	70	0,77	330
3,82	80	0,34	340
4,05	90	0,05	350
3,86	100	0,02	360
3,39	110		
2,62	120		
2,06	130		
1,68	140		
0,83	150		
0,24	160		
0,06	170		
0,02	180		
0,24	190		
0,63	200		
1,20	210		
1,84	220		
2,85	230		
3,15	240		
3,65	250		

Hintergrund = 0,2 μW

Abbildung 7: Messwerte der Polarisationsmessung.

Wellenlänge nm	S Abstand links nach rechts 60 cm Abstand zum Schirm
n	5/cm
1	7,8
2	15,6
3	23,5
4	31,5
60 Lines/mm	30 cm Abstand zum Schirm
n	5/cm
1	2,5
2	7,2
120 Lines/mm	30 cm Abstand zum Schirm
1	7,0 cm
240 Lines/mm	60 cm Abstand zum Schirm
1	6,1 cm
2	12,3 cm
3	18,7 cm
4	24,9 cm

Abbildung 8: Messwerte der Wellenlängen Messung.

Literatur

- [1] Jürgen Eichler Hans Joachim Eichler. *Laser (Bauformen, Strahlführung, Anwendungen)*. Berlin Heidelberg: Springer-Verlag, 2015.
- [2] *V61 HeNe-Laser*. TU Dortmund, Fakultät Physik.
- [3] Pauli Virtanen u. a. „SciPy 1.0: Fundamental Algorithms for Scientific Computing in Python“. In: *Nature Methods* 17 (2020), S. 261–272. DOI: 10.1038/s41592-019-0686-2.