

V61

He-Ne-Laser

Philip Jaletzky	Jannis Vornholt
philip.jaletzky@udo.edu	jannis.vornholt@tu-dortmund.de

Durchführung: 23.05.2022

Abgabe: 01.06.2022

TU Dortmund – Fakultät Physik

Inhaltsverzeichnis

1	Theorie	3
2	Durchführung	3
3	Auswertung	3
3.1	Überprüfen der Stabilitätsbesingung	3
3.2	Beobachtung von TEM-Moden	4
3.2.1	Beobachtung der TEM ₀₀ -Mode	4
3.2.2	Beobachtung der TEM ₁₀ -Mode	5
3.3	Bestimmung der Polarisierung	6
3.4	Multimodenbetrieb	7
3.5	Bestimmung der Wellenlänge	8
4	Diskussion	9
4.1	Stabilitätsbedingung	9
4.2	TEM-Moden	9
4.3	Polarisation	10
4.4	Multimodenbetrieb	10
4.5	Wellenlänge	10
	Literatur	11

1 Theorie

[1]

2 Durchführung

3 Auswertung

3.1 Überprüfen der Stabilitätsbesingung

Für die Stabilitätsbedingung gilt

$$0 < g_1 \cdot g_2 = \left(1 - \frac{L}{r_1}\right) \cdot \left(1 - \frac{L}{r_2}\right) < 1, \quad (1)$$

mit dem Abstand L , der beiden Spiegel zueinander und r_i den Krümmungsradien der Spiegel. Daraus ergibt sich für einen Resonator bestehend aus einem planen und einem konkaven Spiegel, die Bedingung,

$$0 < L < r_{\text{konkav}} \quad (2)$$

und für zwei konkave Spiegel,

$$0 < L < 2 \cdot r_{\text{konkav}}. \quad (3)$$

Für den ersten verwendeten Resonator mit einem planen Spiegel und einem konkaven Spiegel mit Krümmungsradius $r_1 = 140 \text{ cm}$ gilt somit der theoretische maximale Resonatorabstand von $L_{\text{max}} = 140 \text{ cm}$. Bei dem zweiten Resonator mit zwei konkaven Spiegeln mit $r_2 = r_3 = 140 \text{ cm}$ beträgt der Theoriewert $L_{\text{max}} = 280 \text{ cm}$. Bei dem ersten Resonator konnte bei den Messungen ein Laser bis zu einer Resonatorlänge von $L_{\text{real}} = 144,5 \text{ cm}$ erzeugt werden, also größer als der theoretisch mögliche Wert. Beim zweiten Resonator bis $L_{\text{real}} = 217,5 \text{ cm}$, da dort allerdings das Ende der Optischen Schiene war, konnte die Stabilitätsbedingung nicht weiter getestet werden.

In Tabelle 1 sind die eingestellten Resonatorlängen mit entsprechenden Intensitäten angegeben.

Tabelle 1: Intensitätsmesswerte $I(L)$ der beiden Resonatorkonfigurationen.

L_{pk} / cm	I_{pk} / mW	L_{kk} / cm	I_{kk} / mW
112	1,6	86,1	3,5
125	1,7	94,8	3,8
144,5	0,8	119	2,6
/	/	148,6	2,5
/	/	156,1	4,1
/	/	189,2	5,7
/	/	217,5	4,0

3.2 Beobachtung von TEM-Moden

Als TEM-Moden werden die Moden bezeichnet, welche in der Ebene senkrecht zur Ausbreitungsrichtung des Lasers, die Intensitätsverteilung bestimmen. Also die transversalen Moden des Lasers.

3.2.1 Beobachtung der TEM₀₀-Mode

Die theoretische Intensitätsverteilung der TEM₀₀-Mode entspricht einer Gaußverteilung. Daher werden die Messdaten aus Tabelle 2 im Graphen 1 geplottet, so wie eine entsprechend der Daten gefittete Gaußfunktion. Die Form der Gaußfunktion sieht wie folgt aus:

$$I_{00}(r) = I_0 \cdot \exp\left(-\frac{(r - r_0)^2}{2\omega^2}\right) + I_{\text{off}} \quad (4)$$

Mit dem Offset $I_{\text{off}} = 0,2 \mu\text{W}$ und den Parametern:

$$I_0 = 32,32 \mu\text{W}$$

$$r_0 = 3,07 \text{ mm}$$

$$\omega = 3,99 \text{ mm}$$

Tabelle 2: Messwerte der Intensität $I(r)$ der TEM₀₀-Mode.

r / mm	$I / \mu\text{W}$	r / mm	$I / \mu\text{W}$
-11	-0,06	1	29
-10	0,12	2	30
-9	0,47	3	32
-8	0,84	4	32
-7	1,7	5	29
-6	2,9	6	25
-5	4,6	7	20
-4	7	8	16
-3	10	9	11
-2	14	10	7
-1	19	11	4,4
0	26	12	2,6
		13	1,4
		14	0,66
		15	0,23
		15	-0,01
		16	-0,13

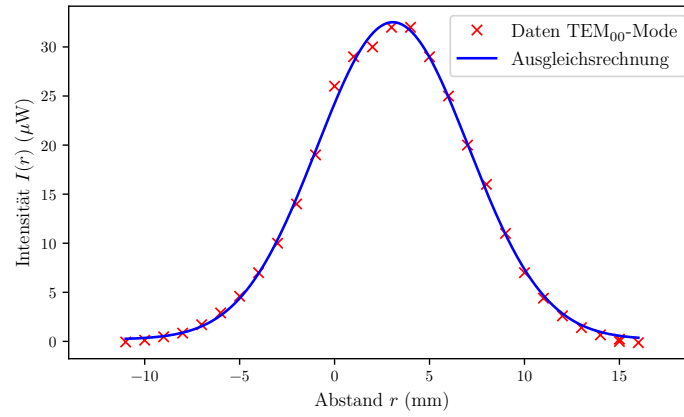


Abbildung 1: Intensitätsverteilung $I(r)$ der TEM_{00} -Mode.

3.2.2 Beobachtung der TEM_{10} -Mode

Um die 10-Mode messen zu können wird ein dünner Draht in den Resonator gebracht. Dieser Draht verursacht eine Störung der Moden und unterdrückt diese somit. Befindet sich der Draht genau an der Stelle eines Maximums der Grundmode TEM_{00} , so wird diese maximal gestört. Gleichzeitig wird die 10-Mode minimal gestört, da sich an der Stelle des Drahtes gerade ein Minimum dieser Mode befindet. Dies führt dazu, dass die 10-Mode beobachtet werden kann. Die Messwerte der Intensitätsverteilung der TEM_{10} -Mode sind in Tabelle 3 aufgelistet. Diese sind nicht einfach Gaußförmig und werden entsprechend der Funktion

$$I_{01}(r) = I_0 \cdot 4(r - r_1)^2 \cdot \exp\left(-\frac{2(r - r_0)^2}{2\omega^2}\right) + I_{\text{off}}, \quad (5)$$

gefittet. Die gefittete Funktion und die Messdaten sind in Graph 2 abgebildet. Die entsprechenden Parameter sind:

$$I_0 = 0,06 \mu\text{W}$$

$$r_0 = 3,01 \text{ mm}$$

$$r_1 = 3,12 \text{ mm}$$

$$\omega = 5,63 \text{ mm}$$

Tabelle 3: Messwerte der Intensität $I(r)$ der TEM_{10} -Mode abhängig vom Modenmit-
tenabstand r .

r / mm	$I / \mu\text{W}$	r / mm	$I / \mu\text{W}$
-11	-0,02	1	0,8
-10	0,11	2	0,14
-9	0,33	3	-0,17
-8	0,57	4	0,07
-7	0,9	5	0,68
-6	1,4	6	1,7
-5	1,9	7	2,2
-4	2,3	8	2,3
-3	2,8	9	2,4
-2	2,8	10	2,2
-1	2,5	11	1,7
0	1,4	12	1,3
		13	0,99
		14	0,58
		15	0,26
		16	0,03
		17	-0,1

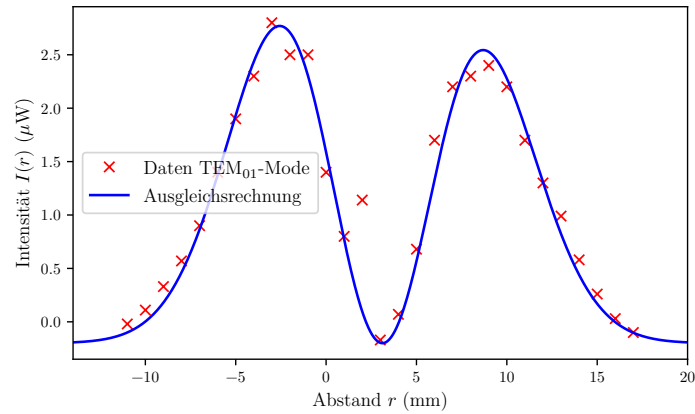


Abbildung 2: Intensitätsverteilung $I(r)$ der TEM_{01} -Mode.

3.3 Bestimmung der Polarisation

Die Daten der Polarisationsmessung, also die gemessenen Intensitäten in Abhängigkeit vom Polarisationswinkel, sind in Tabelle 4 aufgelistet. Die Intensitätsverteilung sollte einer Funktion der Form,

$$I(\phi) = I_0 \cdot \cos^2 \left((\phi + \phi_0) \cdot \frac{2\pi}{360^\circ} \right), \quad (6)$$

gleiches. Daher wird eine entsprechende Funktion entsprechend der Messwerte gefittet und in Graph 3, zusammen mit den Messwerten eingetragen. Die Parameter die sich für

die Funktion ergeben sind:

$$I_0 = 851,14 \text{ mW}$$

$$\phi_0 = 89,74^\circ$$

Tabelle 4: Messwerte der Intensität $I(\phi)$ abhängig vom Polarisationswinkel ϕ .

$\phi / ^\circ$	$I / \mu\text{W}$	$\phi / ^\circ$	$I / \mu\text{W}$
0	0,82	100	830
10	26	110	770
20	115	120	630
30	230	130	490
40	270	140	340
50	450	150	200
60	650	160	90
70	780	170	22
80	840	180	0,9
90	860	190	32

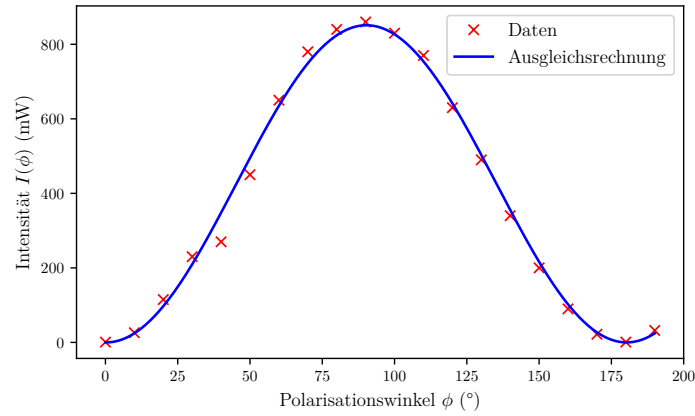


Abbildung 3: Intensitätsverteilung $I(\phi)$ in Abhängigkeit vom Polarisationswinkel ϕ .

3.4 Multimodenbetrieb

Die Frequenz der verschiedenen longitudinalen Moden, abhängig von der Resonatorlänge wird beschrieben durch,

$$f = \frac{n \cdot c}{2L}, \quad (7)$$

woraus sich für die Modendifferenz,

$$\Delta f = \frac{c}{2L}, \quad (8)$$

ergibt. Hierbei ist L die Resonatorlänge und c die Lichtgeschwindigkeit. Die für verschiedene Resonatorlängen aufgenommenen Messwerte sind in Tabelle 5 aufgelistet. Die

sich daraus ergebenden Frequenzdifferenzen sind zusammen mit den durch Gleichung (8) berechneten Werten, in Tabelle 6 aufgelistet. Die mit der Modendifferenz zu vergleichende Verbreiterung des Neonübergangs, durch den Dopplereffekt, wird durch

$$\partial f_D = \frac{f_0}{c} \sqrt{\frac{8k_B T \ln(2)}{m}}, \quad (9)$$

bei einer Raumtemperatur von $T = 300 \text{ K}$, zu $\partial f_D = 1308,21 \text{ MHz}$ berechnet.

Tabelle 5: Messwerte der Frequenz der fouriertransformierten Peaks der longitudinalen Moden.

n	d = 86,1 cm f / MHz	d = 94,8 cm f / MHz	d = 119 cm f / MHz	d = 156,1 cm f / MHz
1	173	158	128	101
2	349	315	255	191
3	521	476	379	289
4	694	634	506	390
5	870	791	634	484
6	/	949	758	578
7	/	/	885	675
8	/	/	/	769

Tabelle 6: Frequenzdifferenz: Messwerte und Theoriewerte.

L / cm	Δf_{mes} / MHz	Δf_{the} / MHz
86,1	174,25	174,10
94,8	158,2	158,12
119	126,17	125,96
156,1	95,42	96,03

3.5 Bestimmung der Wellenlänge

Die Wellenlänge des Lasers kann durch Beugungsmuster an einem Spalt bzw. Gitter bestimmt werden. Dazu werden die Abstände d_n der Beugungsmaxima zur optischen Achse gemessen. Diese Abstände sind in Tabelle 7 aufgelistet.

Aus diesen Abständen und dem Abstand zwischen Gitter und Schirm l , kann durch

$$\lambda = \frac{\sin\left(\tan\left(\frac{d_n}{l}\right)\right)}{n \cdot g} \quad (10)$$

die Wellenlänge bestimmt werden. Dabei ist g der Gitterabstand. Die so berechneten Wellenlängen ergeben für die Gitter mit $l = 50 \text{ cm}$ einen Mittelwert von

$$\lambda_1 = 705,62 \pm 40,95 \text{ nm}$$

$$\lambda_2 = 689,87 \pm 50,41 \text{ nm}$$

und für die Gitter, die mit $l = 30 \text{ cm}$ benutzt wurden:

$$\lambda_3 = 191,15 \pm 13,73 \text{ nm}$$

$$\lambda_4 = 95,58 \pm 6,87 \text{ nm}$$

Tabelle 7: Messwerte für die Wellenlängenbestimmung

n	$d_{n,g1}$ / cm	$d_{n,g2}$ / cm
-8	23,7	29,5
-7	20,0	25,9
-6	16,8	21,3
-5	13,5	17,4
-4	10,9	13,3
-3	8,2	9,9
-2	5,4	6,5
-1	2,7	3,5
0	0	0
1	2,7	3,2
2	5,3	6,3
3	7,9	9,4
4	10,7	12,5
5	13,4	16,0
6	16,2	19,7
7	19,1	23,3
8	22,3	27,5
9	25,8	33,3
10	29,5	/
11	33,5	/
12	38,0	/

4 Diskussion

4.1 Stabilitätsbedingung

Die Stabilitätsbedingung konnte für den Resonator bestehend aus zwei konkaven Spiegeln nicht abschließend getestet werden, da die optische Bank zu kurz war. Dennoch kann bei einer erreichten Resonatorlänge von $L_{\text{real}} = 217,5 \text{ cm}$ und einer theoretisch maximalen Resonatorlänge von $L_{\text{theorie}} = 280 \text{ cm}$ bestätigt werden, dass die maximale Resonatorlänge nach unten hin zumindest in der selben Größenordnung ist wie der Theoriewert und nicht deutlich kürzer. Für den Resonator mit einem planen und einem konkaven Spiegel hingegen wurde eine maximale Resonatorlänge von $L_{\text{real}} = 144,5 \text{ cm}$ erreicht, wohingegen der Theoriewert nur eine Länge von $L_{\text{theorie}} = 140 \text{ cm}$ angibt. Offensichtlich stimmt dieser Wert nicht mit der Praxis überein. Der Laser hört anscheinend nicht schlagartig auf zu lasen, wenn die Stabilitätsbedingung überschritten ist.

4.2 TEM-Moden

Wie in den Graphiken der Auswertung zu sehen entsprechen die gemessenen Intensitätswerte der TEM_{00} -Mode gut dem theoretischen Ansatz der Gaußfunktion. Auch die

Intensitätsverteilung der TEM_{10} -Mode entsprechen im wesentlichen dem Ansatz der Theorie. Allerdings weichen hier die Messwerte stärker von der Ausgleichsfunktion ab als bei der Grundmode. Dies könnte daran liegen, dass die gemessenen Intensitäten deutlich geringer waren und dadurch Störquellen wie z.B. das Licht der Anzeige der Photodiode einen größeren Einfluss auf die Messungen hatten. Außerdem fällt auf, dass die Intensitätsverteilung nicht Symmetrisch um das Minimum herum verteilt ist. Dies liegt an dem Draht, der die Grundmode stört, dieser war anscheinend nicht komplett waagrecht im Resonator platziert, sondern leicht schräg.

4.3 Polarisation

Die Intensität des Lasers hat bei einer Polarisation von $\phi_0 = 89,74^\circ$ ein Maximum. Somit ist der Laser ziemlich genau parallel zum Tisch polarisiert. Auch der restliche Intensitätsverlauf abhängig vom Polarisationswinkel entspricht gut der theoretischen Annahme und hat wie erwartet eine 2π Periodizität.

4.4 Multimodenbetrieb

Die gemessenen Frequenzdifferenzen der longitudinalen Moden entsprechen sehr gut den Theoriewerten und weichen für jede der vier Resonatorlängen um weniger als ein Prozent von der Theorie ab. Die damit zu vergleichende Doppler-Verschiebung ist mit einem theoretischen Wert von $\partial f_D = 1308,21$ MHz um etwa eine Größenordnung größer.

4.5 Wellenlänge

Die durch Gitterbeugung bestimmte Wellenlänge des Lasers liegt beim ersten und zweiten Gitter bei $\lambda_1 = 705,62 \pm 40,95$ nm und $\lambda_2 = 689,87 \pm 50,41$ nm. Diese Werte liegen im Bereich der theoretischen Wellenlänge von um die 632,8 nm. Auffällig sind die beiden großen Fehler. Diese lassen darauf schließen, dass einzelne Messwerte stark vom Mittelwert abweichen. Das könnte der Fall sein, wenn die Wand, auf die die Intensitätsmaxima projiziert wurden, nicht senkrecht zur Ausbreitungsrichtung des Lasers stand, sondern leicht schräg. Die daraus resultierenden Abweichungen der Wellenlänge führen allerdings zu keinem systematischen Fehler des Mittelwertes, sondern lediglich zu einem großen Fehler, da sich die Abweichungen im Mittelwert aufheben. Bei den beiden Gittern mit den größeren Gitterkonstanten, liegt die bestimmte Wellenlänge um den Faktor drei bis sechs neben dem theoretischen Wert. Da diese beiden Gitter mit einem Abstand $l = 30$ cm und nicht wie die beiden anderen mit $l = 50$ cm benutzt wurden, liegt nahe, dass im Bereich dieser Abstandsmessung ein Fehler unterlaufen ist. Unabhängig davon sind die Gitter mit kleineren Gitterkonstanten in diesem Fall geeigneter zur Bestimmung der Wellenlänge dieses Lasers, da sie mehr Maxima produzieren und so die Unsicherheit geringer wird.

Literatur

- [1] TU Dortmund. *Versuch zum Literaturverzeichnis*. 2014.