

TU DORTMUND

FAKULTÄT PHYSIK

VERSUCH V61

Der HeNe-Laser

Mario DUNSCH
mario.dunsch@tu-dortmund.de

Dominik KAHL
dominik.kahl@tu-dortmund.de

17.11.2014

Inhaltsverzeichnis

1 Zielsetzung	3
2 Theorie	3
2.1 Photonwechselwirkung mit einem Atom	3
2.2 Photonwechselwirkung im Mehratomesystem	3
2.3 Dopplereffekt bei longitudinalen Moden	4
3 Aufbau und Justage	6
4 Durchführung	6
4.1 Überprüfen der Stabilitätsbedingung	6
4.2 Vermessen von TEM-Moden	7
4.3 Vermessen der Polarisierung des Laserstrahles	7
4.4 Bestimmen der Wellenlänge	7
5 Auswertung	7
5.1 Stabilitätsbedingung	7
5.2 Transversale Moden	11
5.3 Polarisierung	14
5.4 Bestimmung der Wellenlänge des HeNe-Lasers	16
6 Diskussion	16
Literatur	17

1 Zielsetzung

Das Ziel dieses Versuches ist es, die Funktionsweise eines HeNe-Lasers zu untersuchen. Dazu werden die Stabilitätsbedingungen des Lasers sowie zwei TEM- Moden untersucht. Außerdem wird die Polarisationsrichtung des Laserstrahles sowie seine Wellenlänge bestimmt.[1]

2 Theorie

2.1 Photonwechselwirkung mit einem Atom

Besitzt ein Atom zwei Energieniveaus 1 und 2 der Energien E_1 und $E_2 > E_1$, so kann ein Photon der Energie $E = E_2 - E_1$ auf folgende zwei Arten damit wechselwirken.

Absorption: Befindet sich ein Elektron in 1 und ist 2 nicht voll besetzt, so kann dieses das Photon absorbieren wodurch es in 2 übergeht.

Stimulierte Emission Befindet sich ein Elektron in 2 und ist 1 nicht voll besetzt, so kann das Elektron unter Emission eines weiteren Photons, welches in seinen Eigenschaften identisch mit dem wechselwirkenden ist, in 1 wechseln.

Die Wahrscheinlichkeiten für das Auftreten der beiden Fälle sind gleich. Außerdem kann es zur spontanen Emission kommen. Dabei wird ein Photon der Energie E mit zufälligen Eigenschaften emittiert.

2.2 Photonwechselwirkung im Mehratomesystem

In einem Mehratomesystem mit Energieniveaus 1 (Grundzustand) und 2 (angeregter Zustand) der Energien E_1 und E_2 und den Besetzungsdichten n_1 und n_2 überwiegt gemäß der Maxwell- Boltzmann-Verteilung der Grundzustand, also $n_1 > n_2$. Um einen kohärenten Lichtstrahl zu erhalten muss die stimulierte Emission überwiegen, es muss demnach der Zustand 2 höher Besetzt sein als der Zustand 1. Erreicht wird dies durch eine Besetzungsinversion.

Beim HeNe-Laser ist Neon das aktive Material; die Besetzungsinversion geschieht wie folgt. Durch elektrische Entladungen werden die Helium Atome in einen energetisch höheren Zustand gebracht. Durch Stöße zweiter Art mit den Neonatomen

werden diese in einen angeregten Zustand überführt, was einer Besetzungsinversion entspricht.

Da die Besetzung der Zustände längs des aktiven Mediums homogen und die Wahrscheinlichkeit der Wechselwirkung eines Photons mit einem Elektron für alle Elektronen gleich ist, wächst die Verstärkung exponentiell zur Länge des durch das Medium verlaufenden Weges an. Um diesen Weg zu verlängern und damit die Verstärkung zu erhöhen wird mit zwei Spiegeln ein Resonator erzeugt, sodass der Lichtstrahl das aktive Medium oft durchläuft. Um den Lichtstrahl auszukoppeln ist einer der Spiegel teildurchlässig. Um einen selbsterregenden Oszillator zu erhalten, müssen die Verluste kleiner als die Verstärkung sein. Dazu muss insbesondere die optische Bedingung

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

mit den Resonatorparametern $g_i = 1 - L/r_i$ erfüllt sein. Dabei steht L für die Länge des Resonators und r_i für den Krümmungsradius des i . Spiegels.

Durch Unebenheiten und Verkippen der Spiegel wird werden im Experiment allgemein transversale Schwingungsmoden TM_{lpq} auftreten, wobei l , p und q die Anzahl der Knoten in x-, y- (transversal) und z-Richtung (longitudinal) angeben. Die entsprechende Feldverteilung für einen konfokalen Resonator kann durch

$$E_{lpq} \propto \cos(l\varphi) \frac{4\rho^2}{(1+Z^2)^{(1+l)/2}} L_p^q \left(\frac{4\rho^2}{1+Z^2} \right) e^{-\frac{\rho^2}{1+Z^2} - i \left(\frac{(1+Z)\pi R}{\lambda} + \frac{\rho^2 Z}{1+Z^2} - (l+1)p+1 \right) \left(\frac{\pi}{2} - \arctan\left(\frac{1-Z}{1+Z}\right) \right)} \quad (2)$$

beschrieben werden, wobei $\rho^2 = \frac{2\pi}{R\lambda}$ und $RZ = 2z$. Es ist L_p^q das zugeordnete Laguerrepolynom. Für die TEM_{00q} -Mode ergibt sich damit

$$I(r) = I_0 e^{-\frac{2r^2}{w^2}}, \quad (3)$$

wobei r der Abstand zur optischen Achse ist.

2.3 Dopplereffekt bei longitudinalen Moden

Neben der Bedingung (1) zur optischen Stabilität eines Resonators muss außerdem die Bedingung

$$L = n \frac{c}{2\nu} \quad (4)$$

erfüllt sein, die sicherstellt, dass eine stehende Welle der Ordnung n mit der Frequenz ν und Ausbreitungsgeschwindigkeit c entsteht. Zu einer gegebenen Resonatorlänge L_0 entsteht also ein Linienspektrum möglicher Frequenzen $\nu_n = \frac{nc}{2L_0}$. Eine

alternative Sichtweise ist, dass, da der Laser auf dem 3s-2p Übergang im Neon arbeitet, die Frequenz durch $\nu_0 = 632.8 \text{ nm}$ fest ist und die Resonatorlängen durch $L_n = \frac{nc}{2\nu_0}$ festgelegt werden.

Da den Geschwindigkeiten der Neonatome eine Maxwell-Boltzmann-Verteilung zugrunde liegt, kommt es zum Dopplereffekt. Während ein (im Laborsystem) ruhendes Atom die Frequenz ν_0 verstärkt, so wird ein dazu bewegtes Atom ein Photon der Frequenz ν abstrahlen, welche leicht von ν_0 verschieden ist. Auf diese Weise entsteht eine gaußförmige Verstärkungskurve.

Laut der Maxwell-Boltzmann-Verteilung hat ein Teilchen der Masse m in einem System der Temperatur T mit einer Wahrscheinlichkeit von

$$f(v) = 4\pi \left(\frac{m}{2\pi k_B T} \right)^{\frac{3}{2}} v^2 e^{-\frac{mv^2}{2k_B T}} \quad (5)$$

die (betragsmäßige) Geschwindigkeit v . Dabei stellt k_B die Boltzmann-Konstante dar. Hieraus ergibt sich eine mittlere Geschwindigkeit von

$$\bar{v} = \sqrt{\frac{8k_B T}{\pi m}} \quad (6)$$

Gemäß dem Doppler-Gesetz, zeigt eine mit der Geschwindigkeit v gegenüber einem ruhenden Beobachter bewegte Signalquelle eine verschobene Frequenz von

$$\nu = \frac{\nu_0}{1 - \frac{v}{c}} \quad (7)$$

gegenüber der Frequenz ν_0 im Ruhesystem der Quelle, wobei c die Ausbreitungsgeschwindigkeit der Welle darstellt.

Um die Frequenzverschiebung durch den Doppler-Effekt beurteilen zu können, werden nun der Abstand zwischen zwei erlaubten Frequenzen bei gegebener Resonatorlänge, sowie die Verschiebung durch den Doppler-Effekt berechnet:

$$\Delta\nu = \nu_{n+1} - \nu_n = \frac{c}{2L_0} \approx 300 \text{ MHz} \quad (8)$$

$$\nu_1 = \frac{\nu_0}{1 - \frac{v}{c}} \approx 1 \text{ MHz} \quad (9)$$

Der Berechnung wurden die Werte $m = 20.18 \text{ u}$, $L_0 \approx 0.5 \text{ m}$ und die Lichtgeschwindigkeit c zu Grunde gelegt. Offensichtlich ist der Abstand zwischen zwei erlaubten Frequenzen viel Größer als die Verschiebung durch den Doppler-Effekt. Es kann also davon ausgegangen werden, dass der Laser in einer bestimmten Mode arbeitet.

3 Aufbau und Justage

Der Laser besteht aus den Komponenten Spiegel 1 (S1), Spiegel 2 (S2) und der HeNe-Röhre (R), die auf eine optische Bank angebracht werden können. Auf deren einem Ende befindet sich außerdem ein weiterer Laser (JL) sowie am anderen eine Photodiode. R schließt an beiden Seiten mit einem Brewster-Fenster ab, sodass die Energieverluste für die entsprechende Polarisationsrichtung deutlich größer sind als diejenigen zur dazu senkrechten Polarisationsrichtung, wodurch der Laser. Dadurch beginnt der Laser bereits bei kleinen Leistungen in einer Polarisationsrichtung zu lasen, während für die andere eine deutlich höhere Leistung nötig ist. Der Laser wird bei einer solchen Leistung betrieben, dass das Licht vollständig linearpolarisiert ist. Der Laser wird wie folgt aufgebaut.

1. R wird auf die optische Bank gebracht. Mit Hilfe von JL wird R mittels ihrer Justierschrauben so eingestellt, dass der Laserstrahl ohne Verluste durch sie Verläuft.
2. Der teildurchlässige Spiegel S2 wird unmittelbar hinter R auf die optische Bank gebracht, sodass der Laserstrahl nach Durchqueren von R reflektiert wird. Mit den Justierschrauben von S2 wird dessen Ausrichtung so eingestellt, dass der reflektierte Strahl möglichst auf dem eintreffenden liegt.
3. S1 wird auf der anderen Seite von R auf die optische Bank gebracht und ebenfalls so einjustiert, dass der reflektierte Strahl auf dem eintreffenden liegt.
4. Die Laserröhre R wird angeschaltet, sodass durch elektrische Entladungen eine Besetzungsinversion hervorgerufen wird.
5. Durch leichtes Variieren von S1 kann es zum Lasen kommen.

4 Durchführung

4.1 Überprüfen der Stabilitätsbedingung

Für zwei Spiegelkonfigurationen wird die Stabilitätsbedingung überprüft. Dazu wird der Laser für einen kleinen Spiegelabstand L zum lasen gebracht. Nun wird L schrittweise erhöht und mit der Photodiode die Leistung des Laserstrahles gemessen.

Dabei wird S1 jedes mal leicht nachjustiert, um möglichst lange ein Laserverhalten zu erreichen.

4.2 Vermessen von TEM-Moden

Der Laserstrahl wird nach dem Austreten durch S2 mit einer Streulinse vergrößert. Mit der Photodiode wird nun die Intensität in Abhängigkeit vom Abstand zur Strahlachse gemessen. Dann wird ein dünner Wolframdraht innerhalb des Resonators mittig in den Strahl gebracht. Dadurch wird die TM_{01q} -Mode erzeugt. Diese wird ebenfalls vermessen.

4.3 Vermessen der Polarisation des Laserstrahles

Nachdem der Strahl ausgekoppelt ist wird ein Polarisationsfilter in den Strahlgang gebracht. Mit der Photodiode wird die Strahlintensität in Abhängigkeit von der Ausrichtung des Polarisationsfilters gemessen.

4.4 Bestimmen der Wellenlänge

Ein Gitter (200 Linien/mm) wird nachdem der Strahl ausgekoppelt ist in den Strahlgang gebracht. Das Beugungsbild ist auf einem Schirm, der $l = 60$ cm vom Gitter entfernt steht, zu sehen. Hier werden nun die Abstände der Intensitätsmaxima zum Hauptmaximum gemessen.

5 Auswertung

5.1 Stabilitätsbedingung

In diesem Versuchteil wurde für zwei Resonatoren der Diodenstrom I in Abhängigkeit der Resonatorlänge l zur Überprüfung der Stabilitätsbedingung aufgenommen. Hierfür wurde zum einen ein Resonator mit den Spiegelradien $r_1 = r_2 = 1400$ mm (bezeichnet mit R1) und zum anderen ein Resonator mit den Spiegelradien $r_1 = 1000$ mm und $r_2 = 1400$ mm (bezeichnet mit R2) verwandt. Die zu den Resonatorlängen gemessenen Ströme befinden sich in Tabelle 1 und 2. In Abbildung 1 ist die theoretische Kurve der Stabilitätsbedingung 1 und die gemessenen Ströme für R1 geplottet. Zu

l/cm	I/mA	l/cm	I/mA	l/cm	I/mA
100	52.2	118	66.0	136	0.4
101	50.0	119	20.9	137	0.1
102	63.7	120	16.9	138	0.1
103	61.0	121	23.8	139	0.6
104	72.6	122	21.3	140	0.8
105	69.5	123	22.4	141	0.7
106	64.9	124	13.4	142	0.8
107	64.0	125	5.4	143	0.9
108	92.4	126	2.0	144	0.6
109	167.0	127	0.2	145	0.7
110	164.9	128	0.2	146	1.3
111	99.0	129	2.3	147	1.2
112	64.3	130	1.5	148	1.8
113	92.2	131	1.3	149	1.4
114	92.0	132	1.7	150	1.6
115	94.7	133	2.0	151	2.7
116	92.4	134	0.8	152	2.7
117	71.9	135	0.9	153	2.3

Tabelle 1: Darstellung der gemessenen Diodenströme I zu den jeweiligen Resonatorlängen l für den Resonator mit den Spiegelradien $r_1 = 1400\text{mm}$ und $r_2 = 1400\text{mm}$.

sehen ist in Abbildung 1, dass das Minimum der theoretischen Kurve bei 140cm auch experimentell verifiziert werden kann. In Abbildung 2 sind die theoretische Kurve der Stabilitätsbedingung und die Werte aus Tabelle 2 dargestellt. Hier ist ebenfalls zu sehen, dass in dem Bereich wo $g_1 g_2 < 0$ ist, auch der Laser nicht gearbeitet hat und demzufolge kein Strom gemessen wird.

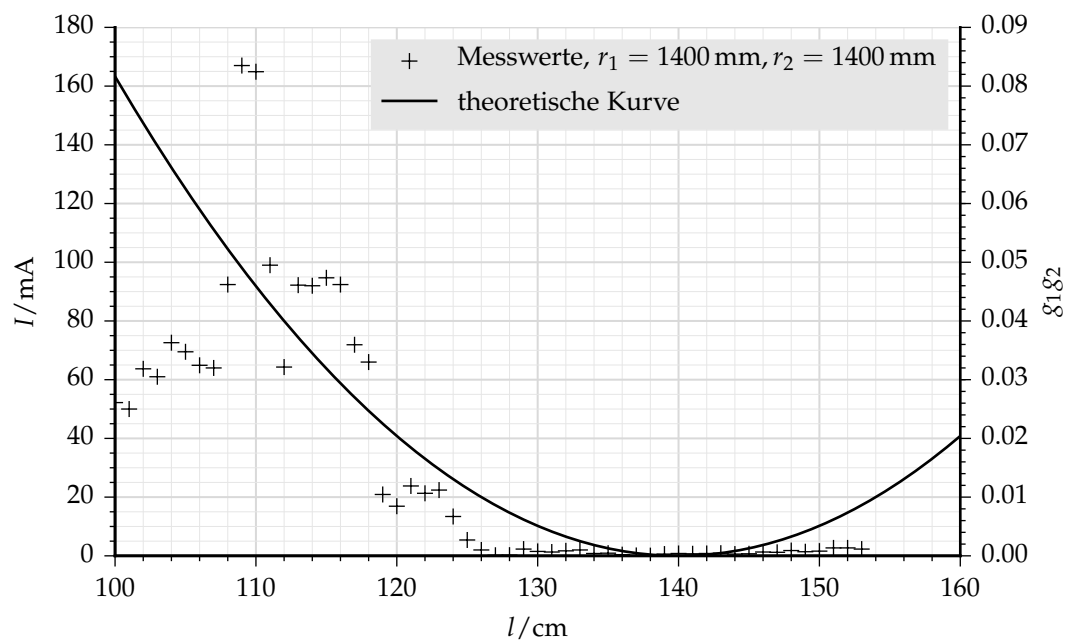


Abbildung 1: Darstellung der gemessenen Diodenströme I in Abhängigkeit der Resonatorabstände l für den Resonator mit den Spiegelradien $r_1 = 1400$ mm und $r_2 = 1400$ mm. Zudem ist die theoretische Kurve $g_1 g_2$ zur Überprüfung der Stabilitätsbedingung eingetragen.

l/cm	I/mA	l/cm	I/mA	l/cm	I/mA
90	88.9	103	48.9	172	9.4
91	69.4	104	28.0	170	14.1
92	101.9	105	16.1	168	8.8
93	97.9	106	9.3	166	8.5
94	87.9	107	7.0	164	4.9
95	80.4	108	4.5	162	4.0
96	79.5	109	0.6	160	5.3
97	117.1	110	0.6	158	4.0
98	111.3	111	0.0	156	2.7
99	95.7	180	45.4	154	3.9
100	124.9	178	43.0	152	1.5
101	95.8	176	15.2	150	0.4
102	61.4	174	14.9	148	0.0

Tabelle 2: Darstellung der gemessenen Diodenströme I zu den jeweiligen Resonatorlängen l für den Resonator mit den Spiegelradien $r_1 = 1000\text{mm}$ und $r_2 = 1400\text{mm}$.

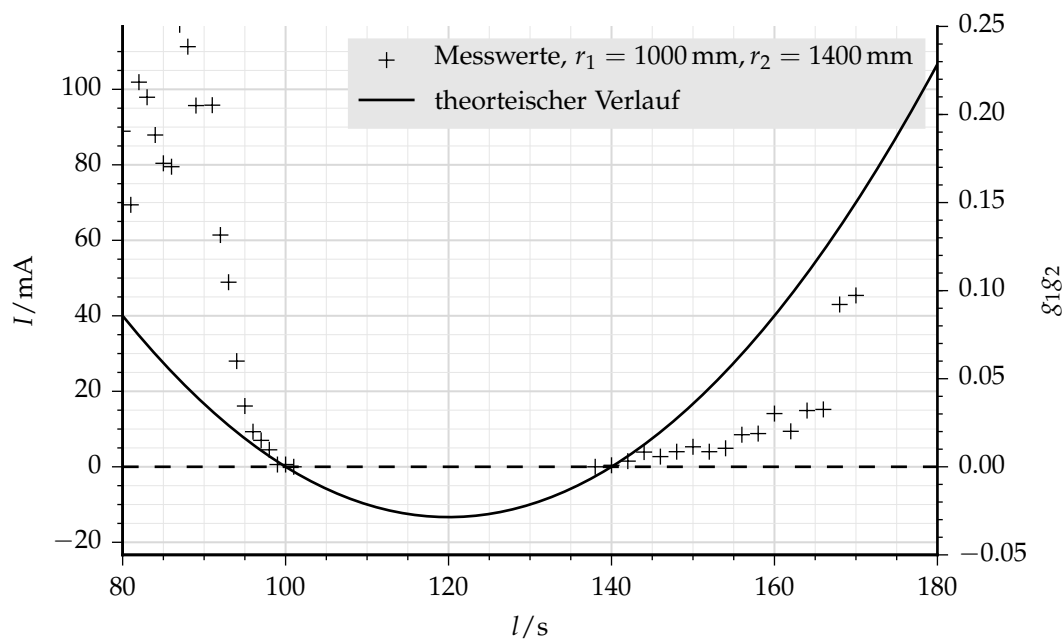


Abbildung 2: Darstellung der gemessenen Diodenströme I in Abhängigkeit der Resonatorabstände l für den Resonator mit den Spiegelradien $r_1 = 1000\text{mm}$ und $r_2 = 1400\text{mm}$. Zudem ist die theoretische Kurve $g_1 g_2$ zur Überprüfung der Stabilitätsbedingung eingetragen.

5.2 Transversale Moden

Es wurde der Diodenstrom I in Abhängigkeit des Abstandes a von der Strahlachse gemessen, bzw. es wurde nur die Einstellung Diode gemessen, sodass die Strahlmitte nicht mit dem Nullpunkt der Skala zusammenfällt. Die Messung wird für den Resonator mit Spiegelradien $r_1 = r_2 = 1400\text{mm}$ durchgeführt. Die Messwerte für die TEM₀₀-Mode befinden sich in Tabelle 3 und für die TEM₁₀-Mode in Tabelle 4. In Abbildung 3 sind die Werte für die TEM₀₀-Mode dargestellt. Die Werte werden entsprechend der Gleichung (3) mit

$$I_{00}(r) = I_0 \exp\left[-\left(\frac{r-r_0}{w}\right)^2\right] \quad (10)$$

gefittet. Die sich daraus ergebenden Fitparameter lauten

$$\begin{aligned} I_0 &= (9.19 \pm 0.11)\text{nA} \\ r_0 &= (7.99 \pm 0.05)\text{mm} \\ w &= (5.44 \pm 0.08)\text{mm} . \end{aligned}$$

In Abbildung 4 sind die Werte für die TEM₁₀-Mode dargestellt. Die Werte werden hier entsprechend der Gleichung 2 mit

$$I_{10}(r) = (a(r-r_0) + b)^2 \exp\left[-\left(\frac{r-r_0}{w}\right)^2\right] \quad (11)$$

gefittet. Die gefitteten Werte lauten hier

$$\begin{aligned} r_0 &= (7.92 \pm 0.09)\text{mm} \\ w &= (5.07 \pm 0.08)\text{mm} \\ a &= (-14.90 \pm 0.34) \sqrt{\mu\text{A}} \\ b &= (15.7 \pm 0.9) \sqrt{\mu\text{A}} . \end{aligned}$$

a/mm	I/nA	a/mm	I/nA	a/mm	I/nA
-10	0.00	1	1.61	12	5.78
-9	0.00	2	2.65	13	4.00
-8	0.01	3	4.09	14	2.51
-7	0.03	4	5.38	15	1.49
-6	0.04	5	7.08	16	0.88
-5	0.05	6	7.98	17	0.53
-4	0.08	7	9.22	18	0.22
-3	0.01	8	8.94	19	0.10
-2	0.23	9	8.12	20	0.05
-1	0.44	10	8.00	-	-
0	0.92	11	7.28	-	-

Tabelle 3: Darstellung der gemessenen Diodenströme I zu den jeweiligen Abständen a für den Resonator mit den Spiegelradien $r_1 = 1400\text{ mm}$ und $r_2 = 1400\text{ mm}$, wobei der Resonator in der TEM_{00} -Mode schwingt.

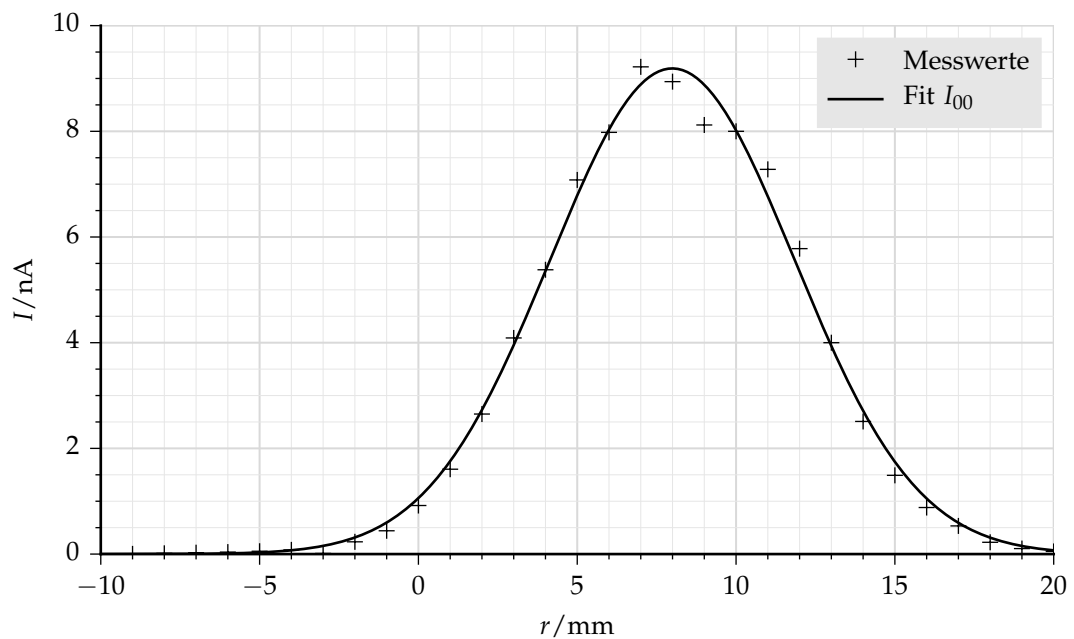


Abbildung 3: Darstellung der gemessenen Diodenströme I in Abhängigkeit der gemessenen Diodeneinstellungen r senkrecht zur Strahlachse. Zudem ist der Fit $I_{00}(r)$ eingetragen.

a/mm	$I/\mu\text{A}$	a/mm	$I/\mu\text{A}$	a/mm	$I/\mu\text{A}$
-10	4.55	2	2600.00	14	1244.00
-9	3.15	3	3220.00	15	1200.00
-8	3.30	4	3300.00	16	972.00
-7	12.46	5	2640.00	17	816.00
-6	22.70	6	1580.00	18	516.00
-5	36.30	7	440.00	19	318.00
-4	100.00	8	74.00	20	134.00
-3	250.00	9	150.00	21	38.00
-2	570.00	10	465.00	22	18.00
-1	928.00	11	670.00	23	12.50
0	1434.00	12	880.00	24	3.95
1	2200.00	13	1058.00	25	0.99

Tabelle 4: Darstellung der gemessenen Diodenströme I zu den jeweiligen Abständen a für den Resonator mit den Spiegelradien $r_1 = 1400\text{ mm}$ und $r_2 = 1400\text{ mm}$, wobei der Resonator in der TEM_{10} -Mode schwingt.

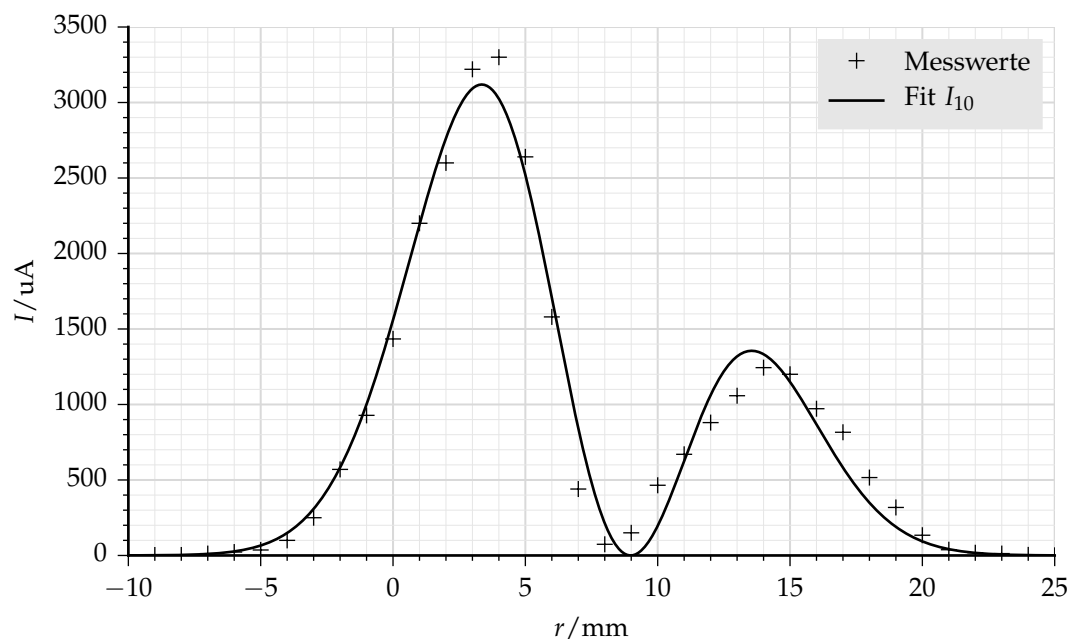


Abbildung 4: Darstellung der gemessenen Diodenströme I in Abhängigkeit der gemessenen Diodeneinstellungen r senkrecht zur Strahlachse. Zudem ist der Fit $I_{10}(r)$ eingetragen.

5.3 Polarisation

In Tabelle 5 sind die aufgenommenen Diodenströme zu den jeweiligen Einstellungen des Polarisationsfilters dargestellt. In Abbildung 5 sind diese Werte graphisch dargestellt. Zudem ist darin ein Fit dieser Werte mit der Funktion

$$I_P(\varphi) = A \sin^2 \left(\frac{\pi}{180^\circ} \varphi - \varphi_0 \right) \quad (12)$$

eingetragen. Die Parameter des Fits lauten hier

$$A = (53.5 \pm 2.0) \text{ nA} \quad (13)$$

$$\varphi_0 = (14.861 \pm 0.032)^\circ . \quad (14)$$

$\varphi/^\circ$	$I/\mu\text{A}$	$\varphi/^\circ$	$I/\mu\text{A}$	$\varphi/^\circ$	$I/\mu\text{A}$
0	24.70	120	3.32	240	47.90
10	27.80	130	0.23	250	41.80
20	31.00	140	0.57	260	30.00
30	42.50	150	4.25	270	17.00
40	46.60	160	16.99	280	12.90
50	50.80	170	27.80	290	6.20
60	40.60	180	39.80	300	1.86
70	33.90	190	52.90	310	0.63
80	37.70	200	56.70	320	0.73
90	35.20	210	56.60	330	3.60
100	21.60	220	72.60	340	8.58
110	10.93	230	50.50	350	15.44

Tabelle 5: Darstellung der gemessenen Diodenströme I zu den jeweiligen Einstellung der Polarisationsfilters φ für den Resonator mit den Spiegelradien $r_1 = 1400 \text{ mm}$ und $r_2 = 1400 \text{ mm}$.

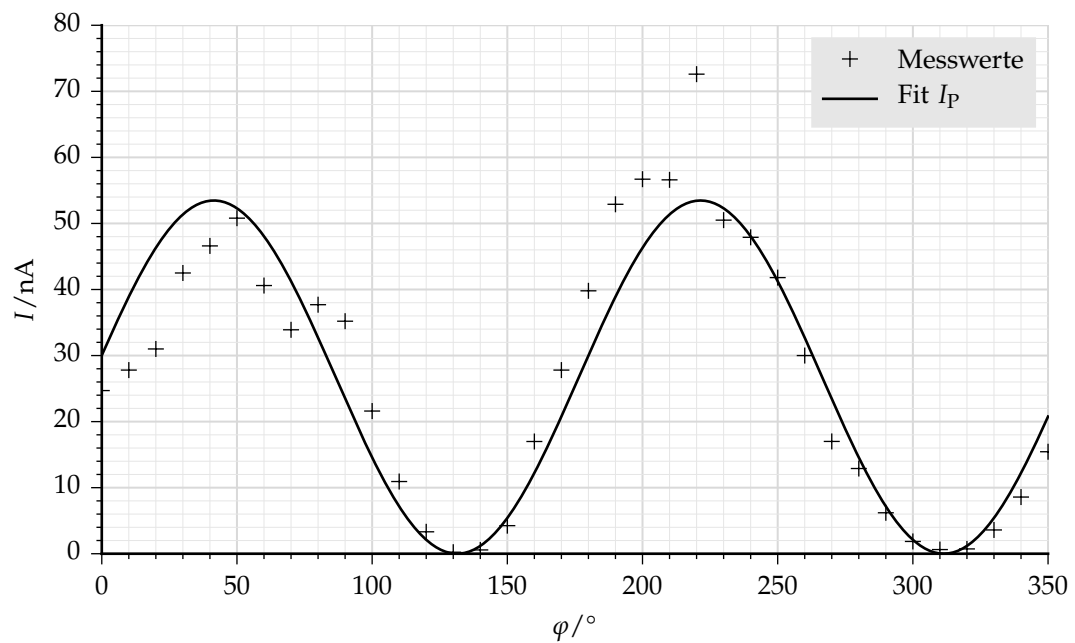


Abbildung 5: Darstellung der gemessenen Diodenströme I in Abhängigkeit des eingestellten Winkels φ am Polarisationsfilter. Zudem ist der Fit I_P eingetragen.

5.4 Bestimmung der Wellenlänge des HeNe-Lasers

Die Wellenlänge λ des HeNe-Lasers lässt sich aus

$$\lambda = \frac{g \sin(\varphi_n)}{n} \quad (15)$$

bestimmen, wobei n die Ordnung des Beugungsmaximums, g die Gitterkonstante und φ_n der Beugungswinkel des n -ten Beugungsmaximums zum Maximum der nullten Ordnung ist. Der Beugungswinkel φ_n ergibt sich hierbei aus

$$\varphi_n = \arctan\left(\frac{a}{L}\right), \quad (16)$$

wobei L der Abstand vom Gitter zum Schirm und a der Abstand vom n -ten Beugungsmaximum zum Beugungsmaximum der nullten Ordnung ist. Einsetzen dieser Beziehung in (15) ergibt schließlich

$$\lambda = \frac{g}{n \sqrt{1 + \left(\frac{L}{a}\right)^2}}. \quad (17)$$

In Tabelle 6 sind die gemessenen Werte der Beugungsmaxima dargestellt. Mit Hilfe dieser Werte und der Gleichung (17) werden der Mittelwert und die Standardabweichung bestimmt. Die Berechnung liefert schließlich für die Wellenlänge des HeNe-Lasers einen Wert von

$$\lambda = (622.3 \pm 25.9) \text{ nm}. \quad (18)$$

n	a_r/cm	a_l/cm	n	a_r/cm	a_l/cm
1	3.2	3.0	6	19.1	19.2
2	6.3	6.3	7	22.6	20.4
3	9.3	9.3	8	26.6	25.0
4	12.5	12.5	9	31.1	29.9
5	15.7	15.7	-	-	-

Tabelle 6: Darstellung der Abstände a_r und a_l der Beugungsmaxima der jeweiligen Ordnung n rechts und links von der nullten Ordnung aus gemessen.

6 Diskussion

In den Abbildungen 1 und 2 lassen sich die Stabilitätsbedingungen für den Resonator mit den Radien $r_1 = r_2 = 1400 \text{ mm}$ und den Resonator mit $r_1 = 1000 \text{ mm}$ und $r_2 =$

1400mm verifizieren. In den Bereichen der Stabilitätsbedingung, wo die Kurve negativ wird, wird auch kein Diodenstrom gemessen.

Desweiteren wurden die transversalen Moden TEM_{00} und TEM_{10} vermessen. An diesen Daten wurde die theoretische Verteilung 2 gefittet. Die entsprechenden Daten und Fits sind in 4 und 3 zu finden. Es zeigt sich, dass der Fit die gemessenen Werte gut nähert. Es sind jedoch leichte Abweichungen, überwiegend in dem Fit zur TEM_{10} -Mode aus Abbildung 4, zu erkennen. Grund hierfür wird experimenteller Natur, wie z.B. das zusätzliche Messen von Streulicht oder fehlerhafte Justage, sein. Zudem ist zu erwähnen, dass die beiden Peaks der vermessenen TEM_{10} -Mode unterschiedlich groß sind. Dies kann daran liegen, dass der Draht nicht exakt mittig in den Strahlengang des Lasers gebracht wurde.

Weiterhin wurde die Polarisation des Lasers vermessen. Die gemessenen Werte und der Fit sind in Abbildung 5 zu sehen. Hierin sind ebenfalls leichte Abweichungen zu erkennen, wobei der Verlauf entsprechend $\sim \sin^2 \varphi$ zu erkennen ist. Der Grund für die Polarisation des Lasers liegt an den Brewsterfenstern. An den Brewsterfenstern wird s-polarisiertes Licht reflektiert und p-polarisiertes Licht transmittiert. Das transmittierte Licht ist das Licht, was schließlich als Laser verwendet wird. Das s-polarisierte Licht wird über das Brewsterfenster aus dem Resonator ausgekoppelt, sodass überwiegend p-polarisiertes Licht im Resonator über die stimulierte Emission verstärkt wird.

Zuletzt wurde noch die Wellenlänge des Laser mit Hilfe eines Gitters bestimmt. Diese beträgt

$$\lambda = (622.3 \pm 25.9) \text{ nm} . \quad (19)$$

Literatur

[1] "Praktikumsanleitung," November, 2014.

http://129.217.224.2/HOMEPAGE/Anleitung_AP.html.