

HeNe-Laser

Versuch 61

Marcel Kebekus
marcel.kebekus@tu-dortmund.de

Konstantin Mrozik
konstantin.mrozik@tu-dortmund.de

Abgabe: 21. September 2021

TU Dortmund – Fakultät Physik

Inhaltsverzeichnis

1	Theorie	3
1.1	Funktionsweise eines Lasers	3
1.2	Zwei-Niveau-System	3
1.3	Höhere Niveau-Systeme	5
1.4	Der Resonator	5
1.5	Polarisation	6
1.6	TEM-Moden	6
1.6.1	Longitudinale Moden	6
1.6.2	Transversale Moden	7
2	Aufbau und Durchführung	8
2.1	Der Laser	8
2.2	Der Aufbau	8
2.3	Durchführung	9
2.3.1	Justage	9
2.3.2	Stabilitätsbedingung	9
2.3.3	TEM-Moden	9
2.3.4	Polarisationsbestimmung	10
3	Auswertung	10
3.1	Analyse der Stabilität	10
3.2	Analyse der TEM-Moden	13
3.2.1	TEM ₀₀ -Moden	13
3.2.2	TEM ₁₀ -Moden	16
3.3	Analyse der Polarisation	17
3.4	Analyse der Wellenlänge	20
4	Diskussion	21

Ziel

Im folgenden Versuch soll die Eigenschaften eines Lasers untersucht werden. Dazu wird unter anderem die Wellenlänge, die Polarisation, das Modenspektrum und die Intensitätsverteilung in der Ebene senkrecht zur Ausbreitungsrichtung betrachtet. Geprüft wird Stabilitätsbedingung des Resonators, 2 TEM-Moden des Lasers, sowie die Beugung an einem Strichgitter.

1 Theorie

1.1 Funktionsweise eines Lasers

Ein Laser (Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation) besteht grundsätzlich aus drei verschiedenen Komponenten. Diese befassen das Lasermedium, ein Resonator und eine Pumpquelle. Das Lasermedium bestimmt dabei durch optische Übergänge das Strahlenspektrum des Lasers, sodass dieser monochromatisches Licht hoher Intensität und Kohärenz erreicht. Der Resonator bildet die Grundlage für eine selbstanregende Oszillation, sodass eine optische Rückkopplung des ausgestrahlten Laser entsteht und somit wiederholt durch das Lasermedium geleitet wird. Energie wird dem System über die Pumpquelle hinzugefügt, sodass es zur einer Inversion kommt. Umfassend lässt sich sagen, dass das Strahlungsfeld in jener Art und Weise mit dem Lasermedium wechselwirkt, sodass das einfallende Licht verstärkt wird.

1.2 Zwei-Niveau-System

Zunächst wird das Zwei-Niveau-System betrachtet. Auch wenn sich dieses für den Laser nicht nutzen lässt, soll zunächst zum Verständnis der Zustandssysteme beitragen.

Bei dem Helium-Neon-Laser handelt es sich um einen Gasentladungslaser. Das enthaltende Medium hat dabei zwei mögliche Energiezustände E_1 und E_2 in denen sich jeweils N_1 und N_2 Teilchen befinden (Besetzungszahl). Durch die Pumpquelle können die Teilchen nun auf das höhere Energieniveau E_2 angeregt werden. Folgende drei Prozesse, dargestellt in Abbildung 1 können dabei auftreten.

Anregung durch Absorption

Dabei bringt ein Photon, welches mindestens die Energie $\Delta E = E_2 - E_1$ besitzt, das Teilchen vom Grundzustand in den angeregten Zustand.

Spontane Emission

Das angeregte Atom emittiert spontan ein Photon in beliebige Richtung und kehrt somit in den Grundzustand zurück.

Induzierte Emission

Ein Photon mit der Energie zwischen angeregtem Zustand und Grundzustand löst einen Übergang im Medium aus. Das entstehende stimulierte Photon bewegt sich in die selbe Richtung, bei gleicher Energie, Phasenlage und Polarisation.

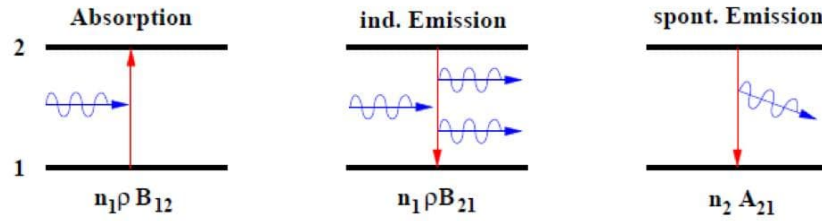


Abbildung 1: Absorption und Emission schematisch dargestellt für ein Strahlungsfeld $\rho(\nu)$ in einem Zweizustandssystem [anleitung]

Für die absorbierten und emittierten Photonen gilt $\omega = \frac{\Delta E}{\hbar}$ und die Differenz ΔN bezeichnet man als Inversion. Durch die Anregung folgt eine zeitliche Änderung der Besetzungszahlen N_1 und N_2 , die sich schreiben lassen als

$$\frac{dN_1}{dt} = -N_1\rho B_{12} + N_2\rho B_{21} + N_2A_{21} \quad (1)$$

$$\frac{dN_2}{dt} = +N_1\rho B_{12} - N_2\rho B_{21} - N_2A_{21} = -\frac{dN_1}{dt}. \quad (2)$$

Dabei spiegelt A_{21} den Einsteinkoeffizienten für spontane Emission, B_{12} für Absorption und ρ die spektrale Strahldichte im Resonator wieder. Da gilt

$$N = N_1 + N_2, \quad (3)$$

$$\Delta N = N_2 - N_1, \quad (4)$$

$$B_{12} = B_{21} := B, \quad (5)$$

$$A_{21} := A, \quad (6)$$

folgt somit

$$\frac{d\Delta N}{dt} = -2B\rho\Delta N + AN - A\Delta N. \quad (7)$$

Da aufgrund des thermischen Gleichgewichtes (Maxwell-Boltzmann-Verteilung) mehr Teilchen den Grundzustand besetzen und somit maximal eine Gleichbesetzung der beiden Energiezustände erreicht werden kann, lässt sich ein Laser durch ein Zweizustandssystem nicht realisieren. Kurz gesagt, es lässt sich keine Inversion (angeregter Zustand liegt öfter vor als Grundzustand) erreichen. Dies ist allerdings notwendig, damit die stimulierte Emission häufiger als die induzierte Emission auftritt und somit die gewünschte Verstärkung des Strahlungsfeldes auftritt.

1.3 Höhere Niveau-Systeme

Das dargelegte Problem des Zwei-Niveau-Systems kann durch das Einführen weiterer Niveaus gelöst werden (E_3 bei einem Drei-Niveau-System und E_0 bei Vier-Niveau-System). Dabei gilt $E_0 \leq E_1 \leq E_2 \leq E_3$. Gepumpt wird dabei weiterhin vom tiefsten zum höchsten Niveau, wobei die Übergänge von E_3 nach E_2 und E_1 nach E_0 schneller ablaufen als von E_2 nach E_1 . Dies liefert $N \approx N_0 + N_2$ und $\Delta N \approx -N_2$. Für die zuvor angegebenen Raten folgt daher,

$$\frac{dN_1}{dt} \approx 0 \quad (8)$$

$$\frac{dN_2}{dt} = +N_0\rho B_{12} - N_2 A_{12} \quad (9)$$

1.4 Der Resonator

Da die gewünschte Verstärkung exponentiell von der Länge des Laufweges im aktiven Lasermedium abhängt, ist die Nutzung eines optischen Resonators sinnvoll. Realisiert wird dieser durch zwei sich gegenüberliegenden totalreflektierenden (geringe Transmission) Spiegeln (dargestellt in Abbildung 2). Dadurch wird eine Verstärkung durch stimulierte Emission erzeugt, welche größer als die Abschwächung der Absorptionsverluste oder Auskopplung sind.

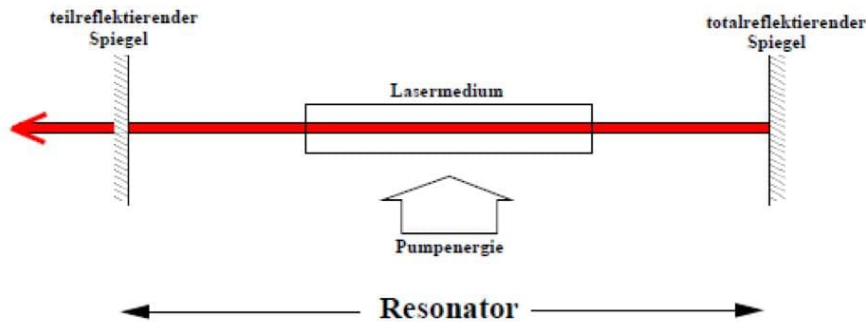


Abbildung 2: Schematische Darstellung des Resonators mit zwei totalreflektierenden Spiegeln [anleitung].

Unterschieden werden die Resonatoren durch die eingesetzten Spiegel. So besteht ein planparalleler Resonator aus zwei planparallelen Spiegeln und ein sphärischer Resonator aus zwei sphärischen Spiegeln. Fallen die Spiegelbrennpunkte zusammen, so werden besonders geringe Verluste erreicht, man spricht von einem konfokalen Resonator. Für die notwendige Verstärkung durch induzierte Emission ist eine selbsterregende Oszillation nötig, welche an die Stabilitätsbedingung

$$0 \leq g_1 g_2 \leq 1 \quad (10)$$

geknüpft ist. Dabei beschreibt g_i den Resonatorparameter durch

$$g_i = 1 - \frac{L}{r_i} \quad (11)$$

mit der Resonatorlänge L und den Krümmungsradien der Spiegel r_i .

1.5 Polarisation

Ein linearer Polarisator kann genutzt werden, um die polarisation eines Lasers zu bestimmen. Dabei wird lediglich das Licht der entsprechend eingestellten Polarisation transmittiert. Über die Veränderung der Intensität kann somit auf die Polrisation geschlossen werden, sie verhält sich gemäß des Gesetz von Malus

$$I = I_0 \cos^2(\theta) \quad (12)$$

wobei θ den Winkel zwischen der optischen Achse des Polarisators und der Polarisationsrichtung und I_0 die Anfangsintensität der Welle beschreibt

1.6 TEM-Moden

Da für die Wellenlänge $\lambda \ll L$ gilt, folgen daher mehrere Resonanzbedingungen für eine stehende Welle im Resonator. Sodass die Moden des Resonators mit TEM_{lpq} bezeichnet werden. Wobei q die longitudinale Mode und l und p die transversalen Knotenpunkte in x- und y-Richtung angeben, welche durch Unebenheiten in den Spiegeln auftreten. Höhere Moden haben dabei größere Verluste zu verzeichnen als niedrige Moden. Für die Verlustfreiste Mode TEM_{00} folgt die gaußverteilte Intensität mit

$$I(r) = I_0 \exp\left(-\frac{2r^2}{w^2}\right) \quad (13)$$

wobei r der Abstand zur optischen Achse, I_0 das Intensitätsmaximum und w die Strahldivergenz nach $w = \lambda w_0 / \pi$ ist.

1.6.1 Longitudinale Moden

Eine stehende Welle bildet sich demnach für

$$n \frac{\lambda}{2} = L \quad (14)$$

aus, wobei n eine ganzzahlige Zahl mit $n > 0$ ist. Die Anzahl der Wellenberge im Resonator sind demnach $q = n/2$. Mit der Grundfrequenz w_0 , der Teilchenmasse m , der Temperatur T und der Boltzmannkonstante k_B lässt sich das Geschwindigkeitsprofil σ_w und der Abstand der Resonanzfrequenzen Δw bestimmen.

$$\sigma_w = \frac{w_0}{c} \sqrt{\frac{k_B T}{m}} \quad (15)$$

$$\Delta w = \frac{c}{2L} \quad (16)$$

Die statisch verteilte Raumbewegung der Gasmoleküle bildet dabei die Verstärkungskurve aus, die einer Einhüllenden in Form einer Gaußverteilung gleicht.

1.6.2 Transversale Moden

Bei Störung der Resonatorsymmetrie treten transversale elektromagnetische Moden auf. Diese kann aufgrund von Verunreinigungen auf der Spiegeloberfläche ausgelöst werden. Die auftretenden Interferenzen liefern zweidimensionale Amplitudenverteilungen. Wie bereits erwähnt spiegelt der Index TEM_{lp} (bzw. TEM_{xy}) die in der x- und y-Richtung befindlichen Knotenpunkte wieder. Für das Auslösen bzw. Verstärken einer gewissen Mode kann z.B. eine Blende (für TEM_{00}) oder ein dünner Draht (für TEM_{10}) verwendet werden.

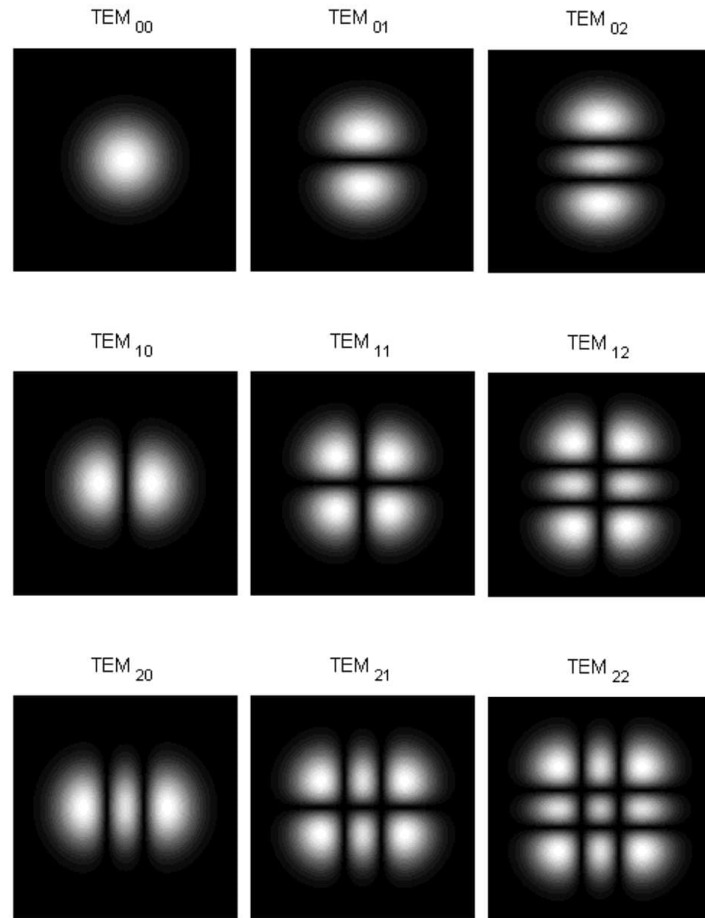


Abbildung 3: TEM_{lp} -Moden mit entsprechendem Intensitätsprofil.

2 Aufbau und Durchführung

2.1 Der Laser

Das Medium des HeNe-Lasers besteht aus einem Anteil von 5 : 1 aus He- und Ne-Atomen. Dieses Gasgemische, was das Lasmedium bildet, befindet sich in einem Laserrohr mit einem Druck von 1 Torr. Die Besetzungsinversion wird durch die elektrische Entladung erreicht. Die somit angeregten He-Atome stoßen mit den Ne-Atomen und übertragen somit ihre Energie. Da es sich hierbei wie zuvor beschrieben um ein Mehr-Niveau-System handelt liegen auch mehrere Laserlinien vor, wobei die Wellenlänge $\lambda = 632,8 \text{ nm}$ am ausgeprägtesten/intensivsten ist.

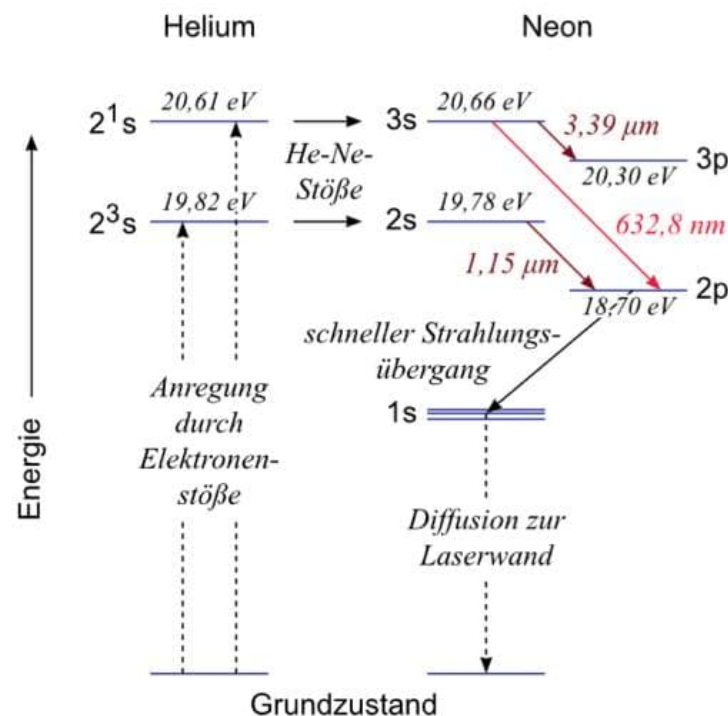


Abbildung 4

Um einen möglich verlustfreien Durchtritt des Lichtes in das Laserrohr zu gewährleisten, ist das Rohr mit Brewsterfenstern abgeschlossen. Durch die Ausrichtung der Flächen im Brewsterwinkel zu optischen Achse wird das parallel zur Einfallsebene polarisierte Licht nicht durch Reflexionseffekte abgeschwächt.

2.2 Der Aufbau

Der Aufbau besteht aus einer optischen Schiene auf der sich ein Justierlaser mit den Kenngrößen $\lambda = 532 \text{ nm}$ und $P_{\text{red}} = 0,2 \text{ mW}$, zwei Resonatorspiegel, ein Laserrohr und

Blenden befindet. Das Laserrohr hat eine Länge von $l = 408\text{mm}$ und einen Durchmesser von $d_{\text{HeNe}} = 1,1\text{mm}$ und ist mit dem HeNe Gasgemisch gefüllt und einer Elektrode verbunden. Für den optischen Resonator stehen verschiedenen Spiegel zur Verfügung.

konkaver Spiegel mit $r = 1400\text{mm}$ und einem Transmissionswert von $T = 1,5; \dots 1,8\%$

planarer Spiegel mit $r = 1400\text{mm}$ und einer Reflektivität von $R > 99\%$

konkaver Spiegel mit $r = 1400\text{mm}$ und einer Reflektivität von $R > 99\%$

Für die Justage kann der Justierlaser mit einem passenden Fadenkreuz verwendet werden.

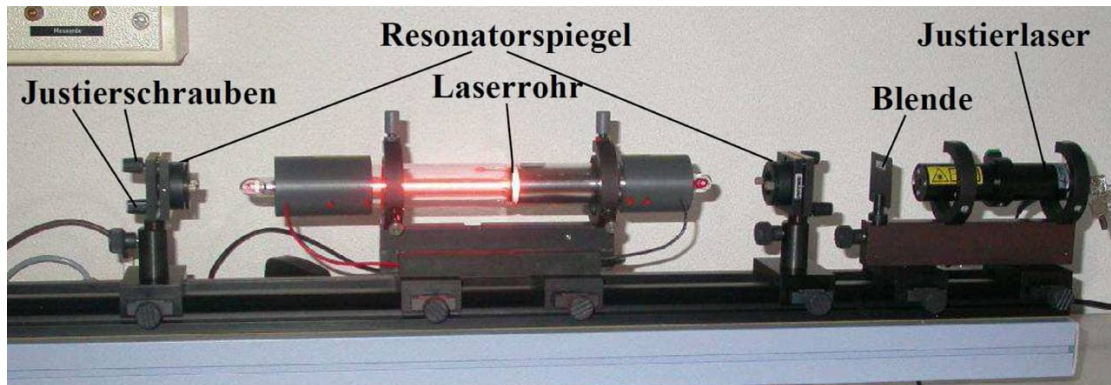


Abbildung 5: Aufbau des HeNe-Lasers [anleitung]

2.3 Durchführung

2.3.1 Justage

Der Justierlaser wird mit beiden Beugungsblenden auf die optische Schiene gestellt. Dabei haben die Blenden einen maximalen Abstand zueinander. Der Justierlaser wird nun so ausgerichtet, dass sich das Fadenkreuz genau in der Mitte der Beugungsringe befindet. Danach werden Resonatorspiegel und Laserrohr auf die optische Schiene hinzugefügt und der Strom der Hochspannung mit $I = 6.5\text{mA}$ eingeschaltet werden. Um die Lasertätigkeit zu aktivieren werden nun die Spiegel nachjustiert.

2.3.2 Stabilitätsbedingung

Über eine Photodiode wird die maximale Leistung des Lasers eingestellt. Fortlaufend wird nun der Abstand der Resonatorspiegel vergrößert und die Laserleistung nachjustiert. Diese Messung wird jeweils für eine plan-konkav und konkav-konkav Spiegelkonfiguration durchgeführt.

2.3.3 TEM-Moden

Um die TEM-Moden zu beobachten wird ein dünner Wolframdraht der Dicke $d = 0.005\text{mm}$ verwendet. Dieser wird zwischen Laserrohr und Resonatorspiegel gebracht.

Durch das verschieben des Drahtes werden verschiedene Moden auf dem optischen Schirm sichtbar. Die Mode wird daraufhin mit einer Photodiode vermessen.

2.3.4 Polarisationsbestimmung

Mithilfe eines Polarisator der hinter den Auskopplungsspiegel positioniert wird kann mithilfe einer Photodiode die Intensität in Abhängigkeit der jeweiligen Polarisationsrichtung vermessen werden.

3 Auswertung

3.1 Analyse der Stabilität

Durch die Darstellung der Stabilitätsbedingung aus Gleichung 10 der jeweiligen Spiegelkonfiguration lässt sich durch die Messungen aus Tabelle 1 die folgenden Aussagen treffen.

Für die beiden Spiegelkonfigurationen konkav/konkav (mit $r_1 = r_2 = 1400 \text{ mm}$) und plan/konkav ($r_1 = \infty, r_2 = 1400 \text{ mm}$) lässt sich das Stabilitätsprodukt $g_1 g_2$ gegen die Resonatorlänge L . Extrapoliert man die Messwerte mit Hilfe der geeigneten Funktion die aus Gleichung 10 hervorgeht (Linear- und Quadratfunktion) so ergibt sich für die konkav/konkav Konfiguration die theoretische maximale Resonatorlänge von $L_{\max} = 2,80 \text{ m}$ (in Abbildung 6 in rot dargestellt), sowie eine kritische Stabilität bei $L_{\text{kri}} = 1,40 \text{ m}$.

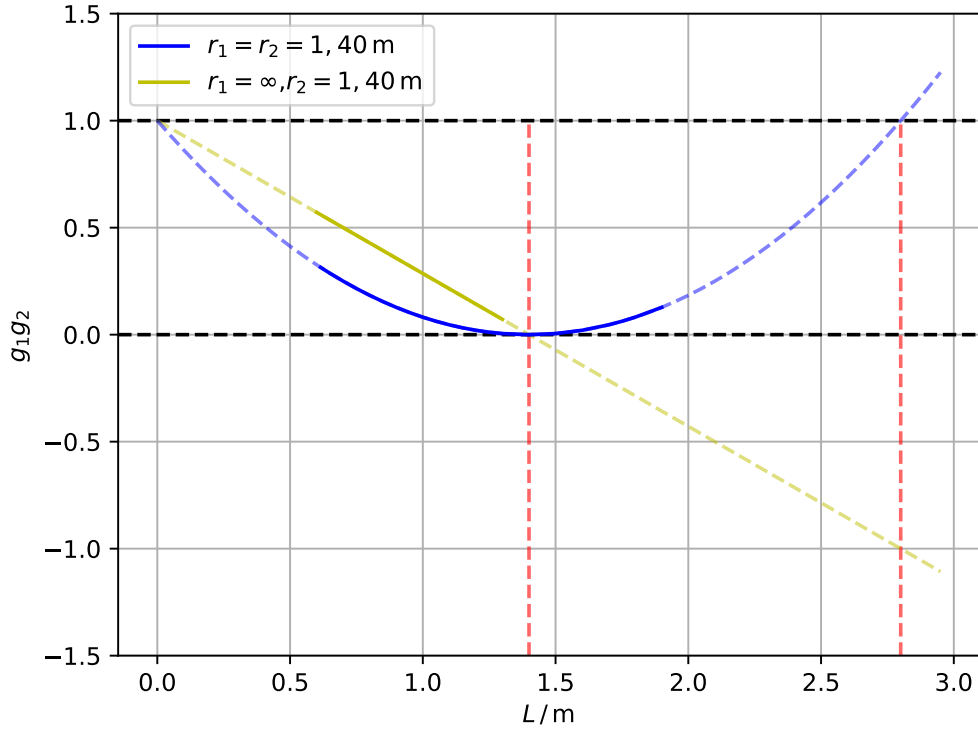


Abbildung 6: Das Stabilitätsprodukt $g_1 g_2$ der beiden Spiegelkonfigurationen (konkav/konkav in blau und plan/konkav in gelb) mit der jeweiligen Extrapolation (gestrichelt blau/gelb). Die kritischen Stabilitäten sind durch die rot geschrichelten Linien hervorgehoben.

Die jeweilige gemessene Leistung P bei betrachteter Resonatorlänge L ist der Tabelle 1 und der Abbildung 7 zu entnehmen. Es wird deutlich, dass die Konfiguration der konkav/konkav Spiegeln keine Resonatorlänge L gefunden werden kann für diese der Laserbetrieb nicht aufrecht gehalten werden kann. Eine Aussage über die plan/konkave Konfiguration lässt sich aufgrund der Daten nicht treffen.

Tabelle 1: Messwerte der beiden Spiegelkonfigurationen. Gemessen wurde die Leistung P in Abhängigkeit der Resonatorlänge L .

konkav/konkav		plan/konkav	
L / cm	P / mW	L / cm	P / mW
61.5	2.36	60	1.28
65	2.57	65	1.43
70	2.87	70	1.54
75	2.99	75	1.67
80	2.91	80	1.75
85	2.82	85	1.84
90	2.7	90	2.14
95	2.28	95	2.38
100	2.46	100	2.33
105	2.27	105	2.48
110	2.30	110	2.64
115	2.27	115	2.72
120	2.11	120	2.72
125	2	125	2.57
130	2	130	2.57
140	2.16		
150	1.46		
160	1.6		
170	1.92		
175	2.1		
180	2.71		
190	3.35		

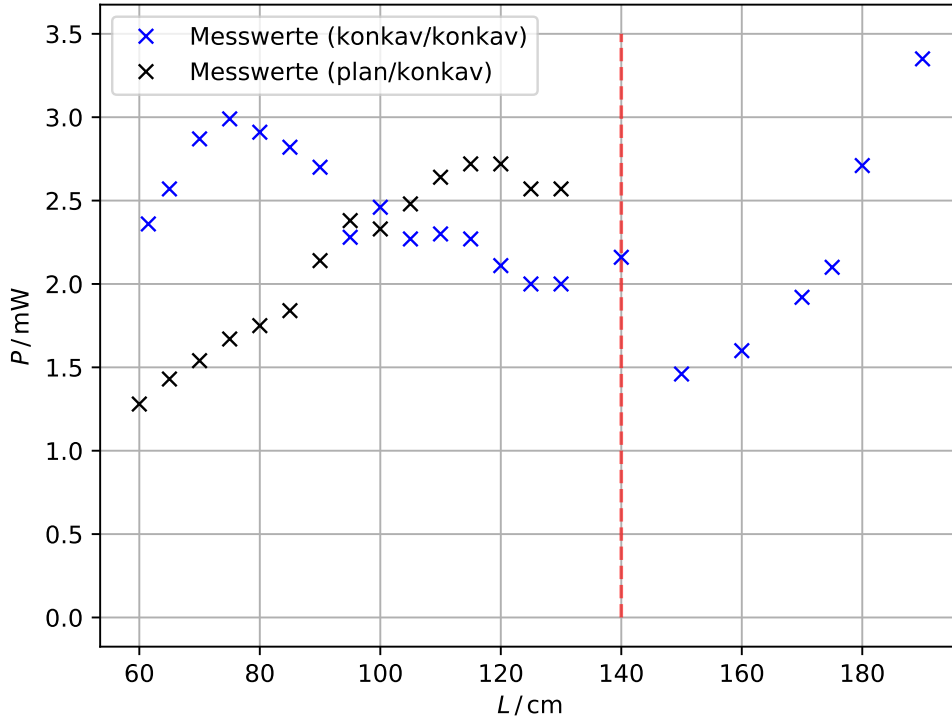


Abbildung 7: Die gemessene Leistung P in Abhängigkeit der Resonatorlänge L für die beiden Spiegelkonfigurationen.

3.2 Analyse der TEM-Moden

3.2.1 TEM₀₀-Moden

Die Leistung P des Laserlichtes in Abhängigkeit von der x-Position der auf dem Schirm sichtbaren Mode lässt sich mit einer Photodiode vermessen. Dies lässt sich mit Hilfe einer Zerstreulinse vergrößern und erleichtert so die Messung. Für die Grundmode TEM_{00} ergibt sich nach

$$I_{m0}(x) \sim H_m \left(\frac{x}{w} \right)^2 \exp \left(-2 \left(\frac{x}{w} \right)^2 \right) \quad (17)$$

mit der Hermiteschen Polynom H_m , die Intensitätsverteilung I_{00} für die TEM₀₀-Mode von

$$I_{00} \sim \exp \left(-2 \left(\frac{x}{w} \right)^2 \right) \quad (18)$$

Die Leistungen in Abhängigkeit der x-Position lässt sich aus der Tabelle 2 entnehmen. In Abbildung 8 sind diese Messwerte graphisch dargestellt. Darüber hinaus werden die

Messwerte durch die Theoriefunktion interpoliert, welche die Form

$$I(x) = I_0 \cdot \exp\left(-2\frac{(x - x_0)^2}{w^2}\right) \quad (19)$$

aufweist. Es ergeben sich für die Parameter die Werte

$$\begin{aligned} I_0 &= 0,031 \text{ mW}, \\ x_0 &= -0,32 \text{ mm}, \\ w &= 6,71 \text{ mm}. \end{aligned}$$

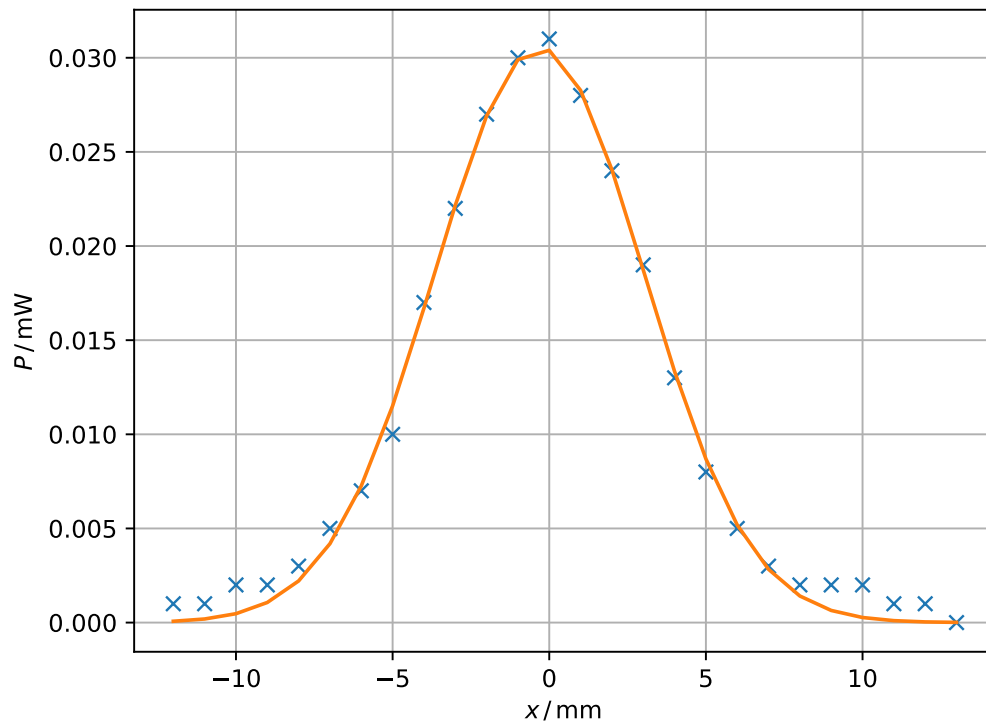


Abbildung 8: Die gemessene Leistung P der TEM_{00} -Mode in Abhängigkeit der x -Position.

Tabelle 2: Leistung P der TEM₀₀-Mode in Abhängigkeit der x-Position.

x / mm	P / mW
13	0
12	0.001
11	0.001
10	0.002
9	0.002
8	0.002
7	0.003
6	0.005
5	0.008
4	0.013
3	0.019
2	0.024
1	0.028
0	0.031
-1	0.030
-2	0.027
-3	0.022
-4	0.017
-5	0.010
-6	0.007
-7	0.005
-8	0.003
-9	0.002
-10	0.002
-11	0.001
-12	0.001

3.2.2 TEM₁₀-Moden

Für die TEM₁₀-Mode folgt demnach ein $m = 1$, daher ergibt sich die theoretische Intensitätsverteilung zu

$$I(x) = I_0 \cdot 4 \left(\frac{(x - x_0)^2}{w^2} \right) \cdot \exp \left(-2 \frac{(x - x_0)^2}{w^2} \right). \quad (20)$$

Die Interpolation liefert die Werte

$$\begin{aligned} I_0 &= 3,33 \text{ mW}, \\ x_0 &= 0,60 \text{ mm}, \\ w &= 7,76 \text{ mm}. \end{aligned}$$

Die Leistungen P zu den zugehörigen x-Positionen liefern die Abbildung 9.

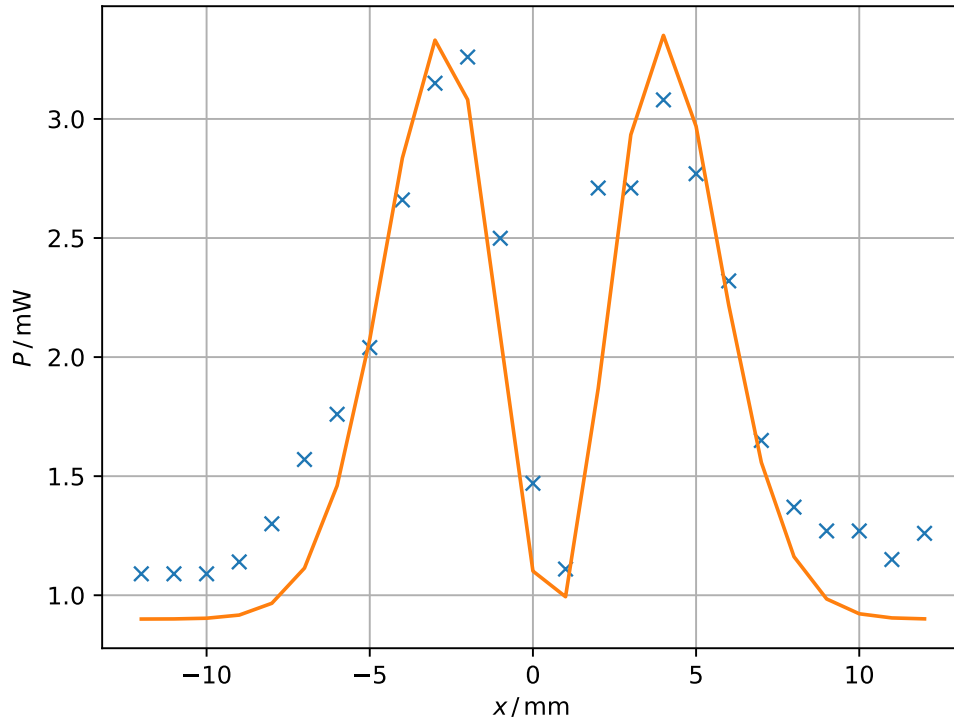


Abbildung 9: Die gemessene Leistung P der TEM₁₀-Mode in Abhängigkeit der x-Position.

Tabelle 3: Leistung P der TEM₁₀-Mode in Abhängigkeit der x-Position.

x / mm	P / mW
12	1.26
11	1.15
10	1.27
9	1.27
8	1.37
7	1.65
6	2.32
5	2.77
4	3.08
3	2.71
2	2.71
1	1.11
0	1.47
-1	2.499
-2	3.26
-3	3.15
-4	2.66
-5	2.04
-6	1.76
-7	1.57
-8	1.3
-9	1.14
-10	1.09
-11	1.09
-12	1.09

3.3 Analyse der Polarisation

Die gemessene Leistung P in Abhängigkeit der Winkelstellung θ des Linearpolarisators ist in Tabelle 4 zu finden. Die Abhängigkeit der Intensität zum Winkel θ ergibt sich nach

$$I = I_0 \cos^2(\theta + \theta_0). \quad (21)$$

Aus der Interpolation ergeben sich folgende Werte für die Parameter

$$\begin{aligned} I_0 &= 1,84 \text{ mW}, \\ \theta_0 &= 1,387 \text{ rad}, = 79,5^\circ. \end{aligned}$$

In Abbildung 10 sind die Messdaten aus Tabelle 4 sowie die Interpolation grafisch dargestellt.

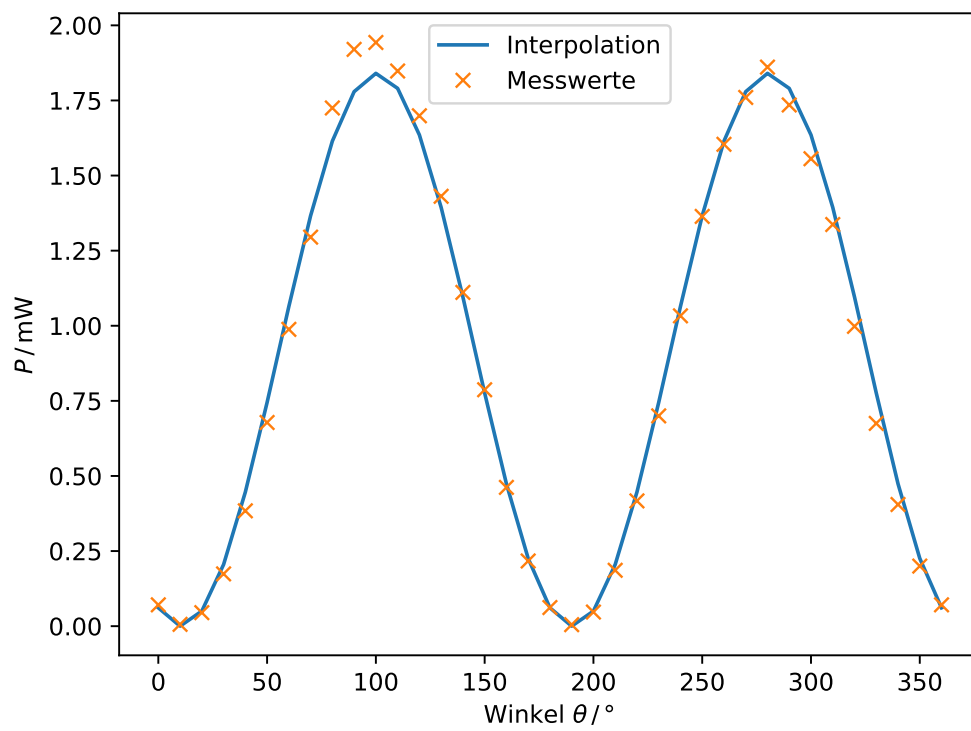


Abbildung 10: Die Leistung P in Abhängigkeit des Polarisationswinkels θ .

Tabelle 4: Die Leistung P in Abhängigkeit des Polarisationswinkels θ .

Winkel $\theta / ^\circ$	P / mW
0	0.071
10	0.006
20	0.045
30	0.174
40	0.384
50	0.678
60	0.988
70	1.295
80	1.725
90	1.920
100	1.943
110	1.848
120	1.699
130	1.431
140	1.111
150	0.787
160	0.462
170	0.217
180	0.062
190	0.005
200	0.047
210	0.186
220	0.417
230	0.7
240	1.033
250	1.364
260	1.604
270	1.760
280	1.861
290	1.735
300	1.556
310	1.337
320	0.998
330	0.675
340	0.405
350	0.2
360	0.071

3.4 Analyse der Wellenlänge

Mit Hilfe der Beugung an einem Gitter mit der Gitterkonstante d können die Abstände A_n der n -ten Interferenzmaxima zum Hauptmaximum $n = 0$ vermessen werden. Dabei ist das Beugungsgitter in einem Abstand L zum Schirm positioniert.

Aus der Bedingung für eine konstruktive Interferenz nach

$$\Delta g = n \cdot \lambda \quad (22)$$

mit einem Gangunterschied von

$$\Delta g = d \cdot \sin(\beta_n) \quad (23)$$

und dem Beugungswinkel

$$\beta_n = \arctan(A_n/L) \quad (24)$$

ergibt sich für das n -te Maximum die Wellenlänge λ aus

$$\lambda = \frac{d \cdot \sin(\arctan(A_n/L))}{n} = \frac{d \cdot A_n}{n \sqrt{A_n^2 + L^2}} \quad (25)$$

welche gemäß der gaußschen Fehlerfortpflanzung mit der Unsicherheit $\sigma(\lambda)$ behaftet ist. Für die Fehler für die Abmessung zwischen Gitter und Schirm, seien im folgenden

$$\sigma(A_n) = \sigma(L) = 5 \text{ mm}$$

angenommen.

Tabelle 5: Die Berechneten Wellenlängen λ zu den jeweiligen Vermessenden n -ten Beugungsmaxima der jeweiligen Gittern mit den Gitterkonstanten d aus dem Abstand A_n zum Hauptmaxima bei einer Entfernung L zum Schirm.

Gitterkonstante d / mm	Ordnung n	Abstand A_n / mm	Abstand L / mm	Wellenlänge λ / nm
1/1200	1	371	312,5	637,35
1/600	1	130	312,5	642,25
1/600	2	379	312,5	642,95
1/100	1	20	312,5	638,69
1/80	1	17,5	312,5	698,90
1/80	2	50	312,5	658,29
1/80	3	101	312,5	643,57

Daraus folgt ein Mittelwert für die Wellenlänge von $\bar{\lambda} = 651,71 \text{ nm}$.

4 Diskussion

Im dem Versuch wurden die Komponenten eines HeNe-Lasers analysiert. Hierbei wurde zunächst die Stabilitätsbedingung bei verschiedenen Resonator-Spiegeln-Konfigurationen überprüft. Dabei ist deutlich geworden, dass sich für die konkav/konkav Anordnung ($r_1 = r_2$) sowie für die plan/konkav Anordnung eine kritische Stabilität bei einer Resonatorlänge von 1,40 m finden lässt. eine maximale Resonatorlänge konnte sich für die konkav/konkav Anordnung bei 2,80 m finden. Da die Apparatur aufgrund ihrer optischen Schiene auf 2 m begrenzt ist, ist diese allerdings von nachrangiger Bedeutung. Die letzte erfolgreiche Messung konnte dabei bei plan/konkav bis 1,30 m durchgeführt werden, da die Justierung mit steigender Resonatorlänge zunehmend schwieriger wird.

Die Messung der verschiedenen Moden deckt sich mit der theoretischen Intensitätsverteilung. Besonders bei der TEM_{00} -Mode folgen die Messungen der vorhergesagten Theoriekurve. Bei der TEM_{10} decken sich Theorie und Messung nicht so genau wie bei der TEM_{10} -Messung. Dies könnte über weitere Messungen und kleinere Schrittweiten in x-Richtung verbessert werden. Auch die Reduzierung von Störlicht könnte eine messbare Verbesserung bewirken, da durch die so schon kleinen Interferenzmaxima der TEM_{10} -Mode weiteres Licht die Messung stark beeinflussen. Allerdings kann man auch hier die Theorie an den Messwerten erkennen. Die Analyse der Polarisation zeigt wie erwartet eine Periodizität von π . Die konstante Phase die durch die Interpolation der Messwerte mit der Theorie ermittelt wurde, folgt dabei aus dem nicht perfekt parallel ausgerichteten Laser.

Bei der Bestimmung der Wellenlänge konnte mithilfe verschiedener Beugungsgitter die Wellenlänge durch eine Mittlung auf $\bar{\lambda} = 651,71 \text{ nm}$ bestimmt werden. Die theoretische Wellenlänge des Lasers ist mit $\lambda_{\text{Theo}} = 632,8 \text{ nm}$ bekannt. Somit folgt eine Abweichung von ca. 3 % zum theoretischen Wert und ist somit ein zufriedenstellendes Ergebnis. Die Abweichung können dabei weiter verkleinert werden, indem weitere Beugungsmaxima weiterer n -ter Ordnung für die jeweiligen Beugungsgitter vermessen werden. Zudem könnte die Ungenauigkeit in der Abstandsmessung durch ein Laser-Abstandsmessgerät stark verringert werden gegenüber der Messung mit Massband und Geodreieck.