

FP-2024 - Versuch V61

He-Ne Laser

Jan Oppoli

Inhaltsverzeichnis

1	Zielsetzung	2
2	Theorie	2
2.1	Aufbau eines Lasers	2
2.2	Entstehung von Laserstrahlung	2
2.3	Eigenschaften von Laserstrahlung	5
2.3.1	Modenstruktur	5
2.3.2	Stabilität	6
2.3.3	Frequenzspektrum	7
2.4	Funktionsweise eines He-Ne-Lasers	8
2.4.1	Niveauschema	8
2.4.2	Operation eines He-Ne-Lasers	9
3	Aufbau	10
3.1	Laserrohr und Resonator	11
3.2	Spiegel	11
3.3	Messkomponenten	11
4	Durchführung	11
4.1	Justageprozess	11
4.2	Messmethoden	12
4.2.1	Stabilitätsbedingungen	12
4.2.2	TEM-Moden	12
4.2.3	Polarisation	12
4.2.4	Multimoden	12
4.2.5	Wellenlänge	12
5	Auswertung	12
5.1	Überprüfen der Stabilitätsbedingung	12
5.1.1	Intensität von TEM-Moden	13
5.2	Polarisationsbestimmung	15
5.3	Bestimmung der Longitudinalmoden	15
5.4	Ermittlung der Wellenlänge	17
6	Diskussion	17
7	Literaturverzeichnis	19

1 Zielsetzung

Ziel des vorliegenden Versuchs ist es, die Funktionsweise eines Helium-Neon-Lasers zu untersuchen, indem dieser justiert und anschließend die entstehende Strahlung in ihren Eigenschaften vermessen wird. So werden Erkenntnisse über Charakteristika wie Wellenlänge, Intensitätsverteilung und Polarisation gewonnen. Des weiteren wird untersucht, inwieweit die Stabilität des Strahls von Resonatorlängen und der Art der verwendeten Spiegel abhängt.

2 Theorie¹

Nachdem zunächst auf den Grundlegenden Aufbau eines Lasers und die Einzelheiten des Entstehungsprozesses von Laserstrahlung und relevante charakteristische Eigenschaften der Wellen eingegangen wird, folgt mit diesem Wissen eine Einführung in die Funktionsweise des verwendeten He-Ne-Lasers.

2.1 Aufbau eines Lasers

Im wesentlichen besteht ein Laser aus drei Komponenten: dem **aktiven Medium**, der (selektiven) **Energiepumpe** und dem **Resonator**.

Das Aktive Medium ist ein Material, welches unter speziellen Vorraussetzungen die Fähigkeit besitzt, die Intensität von durchlaufendem Licht zu verstärken. Dies geschieht, da Atome in solchen Konfigurationen angeregt werden, die induzierte Emission von Photonen wahrscheinlicher als Absorption für bestimmte Frequenzen werden lassen (siehe Entstehung von Laserstrahlung). Die Energiepumpe liefert die nötige Energie um die Atome in die gewünschten angeregten Zustände zu heben. Erst durch sie kann der Laserbetrieb ermöglicht werden.

Der Resonator, typischerweise bestehend aus zwei Spiegeln, sorgt dafür, dass das Licht mehrmals das aktive Medium durchläuft indem er es hin- und herreflektiert. So kann die Verstärkung der Intensität signifikant genutzt werden, um einen stabilen Strahl zu konstruieren. Diese Energie des Laserstrahls wird zu einem großen Teil im Resonator in wenigen Resonatormoden gespeichert, was zu einer hohen Strahlungsdichte in ausgewählten Wellenlängen führt.[1]

2.2 Entstehung von Laserstrahlung

Durch die dem System mittels der Pumpe hinzugeführte Energie werden die Atome des aktiven Mediums von ihrem Grundzustand in verschiedene höher gelegene Energieniveaus gehoben. Sei etwa k ein energetisch höherer quantenmechanischer Zustand des Atoms als ein mit ihm durch einen erlaubten Übergang verbundener Zustand i , so würde im thermischen Gleichgewicht für die Besetzungszahlen der Zustände $N_i > N_k$ gelten. Die erwähnte selektive Energiezufuhr führt nun dazu, dass wie in Abbildung 1 dargestellt, sich die Besetzungsverteilung verändert, es tritt **Besetzungsinversion** auf.

¹Die Darstellung in diesem Kapitel folgt im Wesentlichen den Ausführungen in [1, 2].

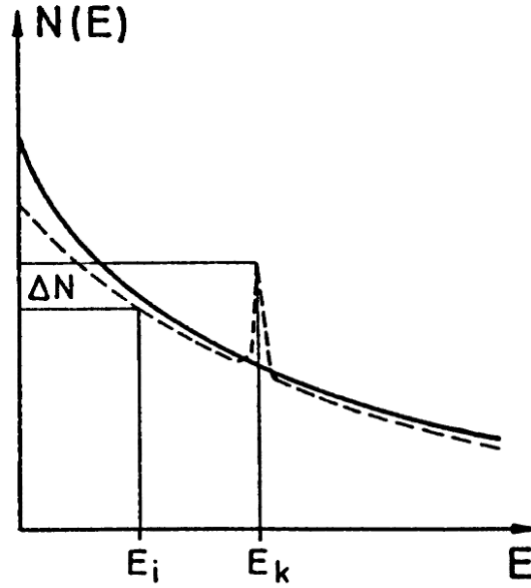


Abbildung 1: Thermische Besetzungsverteilung (durchgezogen) und Inversion (gestrichelt)[1]

Trifft ein Photon der Frequenz $\nu = \frac{E_k - E_i}{h}$ auf ein angeregtes Atom oder Molekül der Energie E_k , so kann es dieses dazu veranlassen in den tieferen Zustand E_i überzugehen unter Emission eines Photons derselben Frequenz und Richtung. So kann durch die Besetzungsinversion die Wahrscheinlichkeit für induzierte Emission die der Absorption durch das Medium übersteigen, wie durch

$$N_k B_{ki} \rho(\nu) > N_i B_{ik} \rho(\nu) \quad (1)$$

beschrieben wird. Hierbei sind B die Einstein-Koeffizienten der Zustandsübergänge und ρ ist die Strahlungsdichte in Abhängigkeit der Frequenz bzw. Mode innerhalb des Resonators. So kann durch Fokussierung der Energie in wenigen Resonatormoden die induzierte Emission wesentlich größer werden als die Absorption und das Licht erfährt eine Verstärkung bei Durchlauf des aktiven Mediums. Für die Intensität der Strahlung bei Eintrittstiefe z innerhalb des Mediums gilt

$$I(\nu, z) = I(\nu, z = 0) \cdot \exp -\alpha(\nu)z, \quad (2)$$

mit dem Absorptionskoeffizient

$$\alpha(\nu) = (N_i - \frac{g_i}{g_k} N_k) \sigma(\nu), \quad (3)$$

der wiederum von den Besetzungszahlen, den statistischen Gewichten g und dem optischen Absorptionsquerschnitt σ des Übergangs $E_i \rightarrow E_k$ bestimmt wird. Werden nun noch die verschiedenen Verluste durch Reflexion, Absorption in den einschließenden Fenstern des Mediums, Beugung und Streuung unter der Beschreibung $(\frac{I}{I_0})_{\text{passiv}} = \exp -\gamma$ für einen Durchgang mit einbezogen, so ergibt sich konkret für ein Medium der Länge L ein Verstärkungsfaktor

$$G = \left(\frac{I}{I_0} \right)_{\text{aktiv}} = \exp -2\alpha(\nu)L - \gamma. \quad (4)$$

und somit unter Verwendung von Gleichung 3 die Schwellwertbedingung für Laserbetrieb

$$\Delta N = N_k \frac{g_i}{g_k} - N_i > \Delta N_S = \frac{\gamma}{2\sigma(\nu)L}. \quad (5)$$

Für den Fall dass die tatsächliche Inversion die Schwellwertinversion ΔN_S übersteigt wird die Intensität solange anwachsen bis durch die hohe induzierte Emissionsrate N_k so weit reduziert wird bis sich Sättigung in Form von $\Delta N = \Delta N_S$ einstellt.

Mithilfe der Bilanzgleichungen der modellischen Zustände 1 und 2

$$\begin{aligned} \frac{dN_1}{dt} &= (N_2 - N_1)B_{21}nh\nu + N_2A_{21} - N_1R_1 \\ \frac{dN_2}{dt} &= P - (N_2 - N_1)B_{21}nh\nu - N_2A_{21} - N_2R_1 \\ \frac{dn}{dt} &= -\beta n + (N_2 - N_1)B_{21}nh\nu, \end{aligned}$$

wobei P die Pumpleistung, A und B die spontane, beziehungsweise induzierte Emission, R die Relaxation und β den Verlustfaktor der Energie einer Resonatormode in Abwesenheit des aktiven Mediums beschreibt, lassen sich die Zusammenhänge im stationären Betrieb $P = N_1R_1 + N_2R_2 = \beta n + N_2(A_{21} + R_2)$ klarmachen. Speziell ergibt sich für den Verlustexponenten

$$\gamma = \beta T = \beta \frac{2L}{c} \quad (6)$$

und aus der Beschreibung des stationären Betriebs, dass kontinuierliche Laserstrahlung nur für eine effektive Lebensdauer des Zustands 1 resultiert, welche kleiner als $\frac{1}{A_{21} + B_{21}\rho}$ ist. Zusätzlich lässt sich aus der letzten Bilanzgleichung, der Voraussetzung $\frac{dn}{dt} = 0$ und Gleichung 6 mit einiger zusätzlicher Theorie erneut die oben erwähnte Schwellwertbedingung herleiten.

Da sich in einem allgemeinen Holraumresonator die Strahlungsenergie auf alle Moden entsprechend dem thermischen Gleichgewicht verteilen würde, entfallen respektiv weniger Photon auf eine einzelne Eigenmode, was ungeeignet für einen Laserresonator ist. Die erwünschte hohe Konzentration und somit starke Rückkopplung der Strahlung für wenige Moden kann somit dadurch erreicht werden, dass in andere Moden emittierte Energien weitaus schlechter im Resonator reflektiert werden, beziehungsweise einen hohen relativen Energieverlust $(d)W_k = -\beta_k W_k(d)t$ besitzen. Daraus folgt die Resonatorgüte

$$Q_k = -2\pi\nu \frac{W_k}{\dot{W}_k} = 2\pi\nu\tau_k, \quad (7)$$

mit der mittleren Verweilzeit τ_k einer Mode im Resonator, welche den Energieverlust einer Mode pro Periode $\frac{1}{\nu}$ angibt. Um dafür zu sorgen dass die Pumpenergie und somit die Strahlungsenergie des aktiven Mediums bevorzugt in wenigen Moden speichert, muss der Resonator folgend so beschaffen sein, dass er für wenige Moden kleine Verlustfaktoren β_k , für alle anderen aber große Verluste aufweist und die Wahrscheinlichkeit für induzierte Emission in diesen wenigen Moden größer wird.

Der offene Resonator, bestehend aus zwei Spiegeln und offen in andere Richtungen wirkt durch seine Geometrie restriktiv auf die Richtung des Lichts und erfüllt somit die eben genannten Eigenschaften zur Modenselektion. Dadurch dass der Spiegelabstand d oft groß gegenüber dem

nutzbaren Durchmesser der Spiegel ist, treten wesentliche Beugungsverluste auf. Zusätzlich zum Verlust durch Transmission an den Spiegeln $\gamma_R = \ln R_1 R_2$ muss nun auch der Beugungsverlust γ_B betrachtet werden. Es lässt sich zeigen, dass mithilfe der Fresnel-Zahl $F_N = \frac{a^2}{\lambda d}$, wobei a der Radius des Spiegels und λ die Wellenlänge des betrachteten Laserlichts ist, sich der Verlustexponent für Beugung als

$$\gamma_B = \frac{1}{F_N} \quad (8)$$

bestimmen lässt. Die Fresnel-Zahl gibt an, wie viele Fresnelzonen auf einem Resonatorspiegel entstehen.

2.3 Eigenschaften von Laserstrahlung

Es folgt eine kurze Einführung in die Modenstruktur des offenen Resonators. Anschließend wird auf die Stabilitätskriterien eingegangen und das Frequenzspektrum dargestellt.

2.3.1 Modenstruktur

Wegen unterschiedlichen Beugungsverlusten abhängig vom Abstand zum Spiegelmittelpunkt können ebene Wellen im offenen Resonator nicht zu stationären Feldverteilungen führen. Eine solche stellt sich durch Überlagerung aller Reflektierten Wellen erst dann ein, wenn sich die räumliche Feldstärkeverteilung über den Resonatorquerschnitt nicht mehr ändert, die absolute Energie kann abhängig von der Pumpleistung jedoch variieren. Diese Verteilungen sind das Analogon zu den Moden des geschlossenen Resonators, den ebenen Wellen.

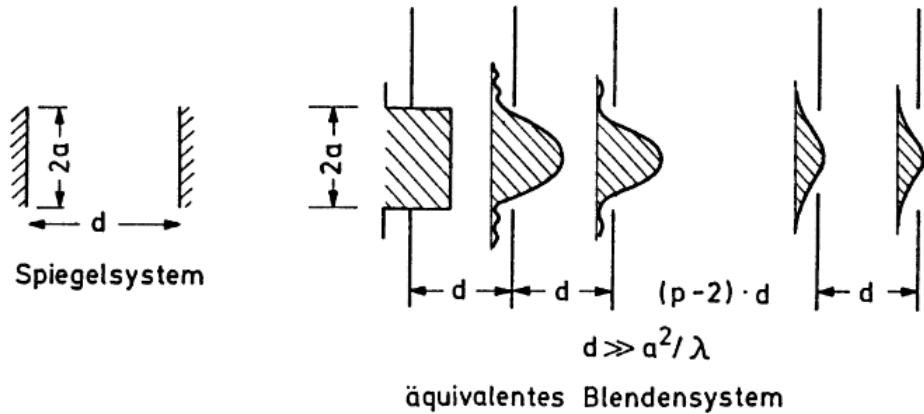


Abbildung 2: Skizze zur Äquivalenz der zwei optischen Aufbauten[1]

Wird mittels eines iterativen Verfahrens basierend auf der Kirchhoff-Fresnel'schen Beugungstheorie der Resonator als eine Lochblenden-Kette wie in Abbildung 2 modelliert, so ergibt sich für die Amplitude der Elektromagnetischen Strahlung in eine Ebene bei beliebigem z Wert

$$A_{mn}(x, y, z) = C_{mn} H_m(x^*) H_n(y^*) \exp\left(-\frac{x^{*2} + y^{*2}}{4}\right) \exp(-i\phi). \quad (9)$$

Hierbei beschreiben m und n die Anzahl der Knotenlinien in x bzw y -Richtung, C einen Normierungsfaktor, H_k das Hermitesche Polynom k -ter Ordnung, ϕ die Phase, $x^* = \sqrt{2} \frac{x}{w}$ und

$y^* = \sqrt{2} \frac{y}{w}$ sind normierte Koordinaten und $w(z) = \sqrt{\lambda \frac{d}{2\pi} \left[1 + \left(\frac{2z}{d} \right)^2 \right]}$ ein Maß für die radiale Abhängigkeit. Die Phase ist hinsichtlich der Messbaren Intensität $I \propto |A_{mn}|^2$ an dieser Stelle nicht von Bedeutung.

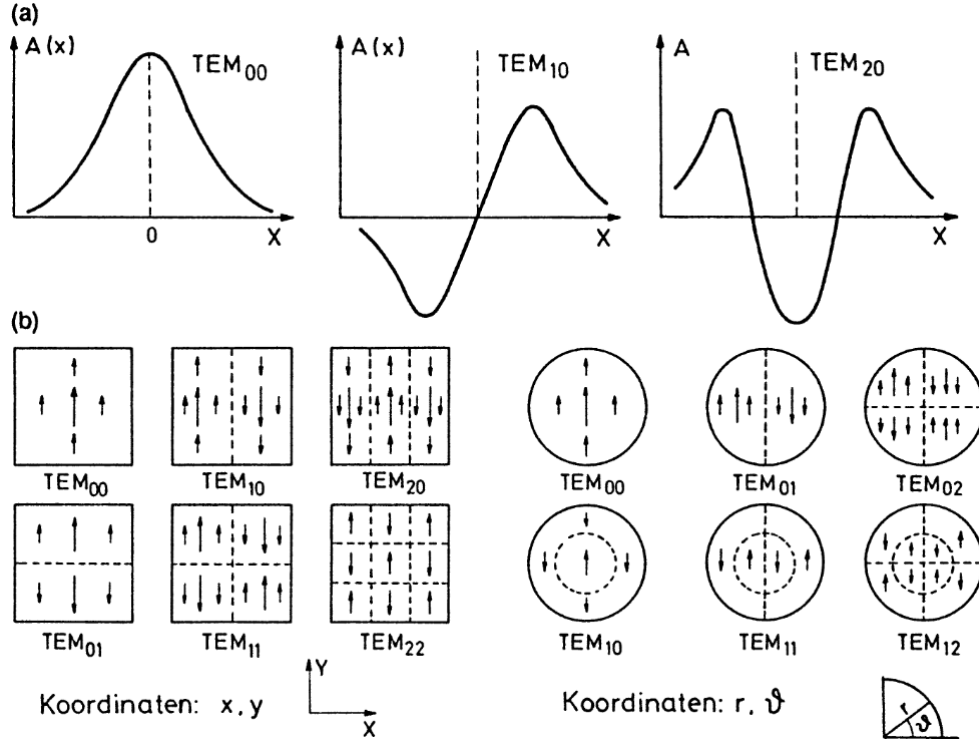


Abbildung 3: (a) Amplitudenprofil in x -Richtung (b) Zweidimensionale Amplitudenverteilung in verschiedenen Koordinatensystemen[1]

Eine Auswahl dieser Moden ist in Abbildung 3 dargestellt, beginnend mit der Fundamentalmode TEM_{00} . Diese ist aufgrund ihrer Radialsymmetrie auch eine Axiale Mode.

2.3.2 Stabilität

Wie im vorherigen Abschnitt erwähnt sollten für eine Stabile Funktion des Lasers die Spiegel die Feldverteilung bei Reflexion bis auf einen Gesamtverlust reproduzieren. Wird ein Strahl mit einem Gaußförmigen Intensitätsprofil unter der Bedingung dass dieser nach einem Umlauf sich nicht ändert, ergeben sich die Formeln

$$\pi w_1^2 = \lambda d \sqrt{\frac{g_1}{g_1(1 - g_1 g_2)}}$$

$$\pi w_2^2 = \lambda d \sqrt{\frac{g_2}{g_2(1 - g_1 g_2)}}$$

mit der Abkürzung

$$g_i = 1 - \frac{d}{b_i} \quad (10)$$

für die Fleckgrößen des Gaußradius w auf den zwei Spiegeln. b beschreibt hier den Krümmungsradius des jeweiligen Spiegels. Aus den Formeln sind die Stabilitätsbedingungen

$$0 < g_1 g_2 < 1 \text{ oder} \quad (11)$$

$$g_1 = g_2 = 0 \quad (12)$$

ersichtlich. In Tabelle 1 sind einige Resonatortypen inklusive ihrer Spiegelradien b und der erwähnten Stabilitätsparametern g aufgeführt.

Tabelle 1: Resonatortypen und ihre Eigenschaften

Typ	Spiegelradien	Stab. Parameter
konfokal ($b_1 \neq b_2$)	$b_1 + b_2 = 2d$	$g_1 + g_2 = 2g_1 g_2$
konzentrisch	$b_1 + b_2 = d$	$g_1 \cdot g_2 = 1$
symmetrisch	$b_1 = b_2$	$g_1 = g_2 = g < 1$
symmetrisch konfokal	$b_1 = b_2 = d$	$g_1 = g_2 = 0$
symmetrisch konzentrisch	$b_1 = b_2 = \frac{1}{2}d$	$g_1 = g_2 = -1$
semikonfokal	$b_1 = \infty, b_2 = 2d$	$g_1 = 1, g_2 = \frac{1}{2}$
eben	$b_1 = b_2 = \infty$	$g_1 = g_2 = +1$

2.3.3 Frequenzspektrum

Bei kontinuierlicher Erhöhung der Pumpleistung wird die Schwellwertinversion zuerst für die Frequenzen erreicht, für die Gleichung 4 maximal wird. Da aber wie oben erläutert der Verlustexponent γ von der Resonatorbeschaffenheit abhängt, ist somit auch das Frequenzspektrum abhängig vom Modenspektrum. Für gasförmige Lasermedien im sichtbaren Spektrum ist das Verstärkungsprofil α durch ein Doppler-Profil

$$\alpha(\nu) = \alpha(\nu_0) \exp \left[- \left(\frac{1.66(\nu - \nu_0)}{\Delta\nu_D} \right)^2 \right] \quad (13)$$

beschrieben. Dies ist in Abbildung 4 zusammen mit den Eigenfrequenzen der longitudinalen Lasermode dargestellt. Ausgehend von der einfachen Bedingung an die Länge des Resonators $L = N \cdot \frac{\lambda}{2}$ mit $N \in \mathbb{N}$ lassen sich die Abstände zwischen diesen als $\delta\nu = \frac{c}{2d}$ bestimmen.

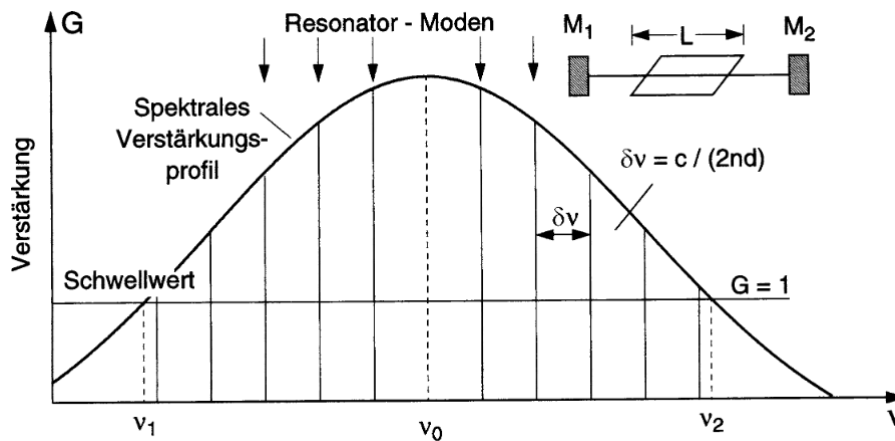


Abbildung 4: Schematischer Plot der Verstärkung eines Lasers und den erlaubten Moden oberhalb des Schwellwerts

Als letzten Schritt kann nun die Nettoverstärkung unter Berücksichtigung der Frequenzabhängigen Verluste aufgetragen werden, wie in Abbildung 5 zu sehen. Logischerweise kann stabile Lasertätigkeit nur für Verstärkungen oberhalb der Schwellwertgerade $G = 1$ einsetzen.

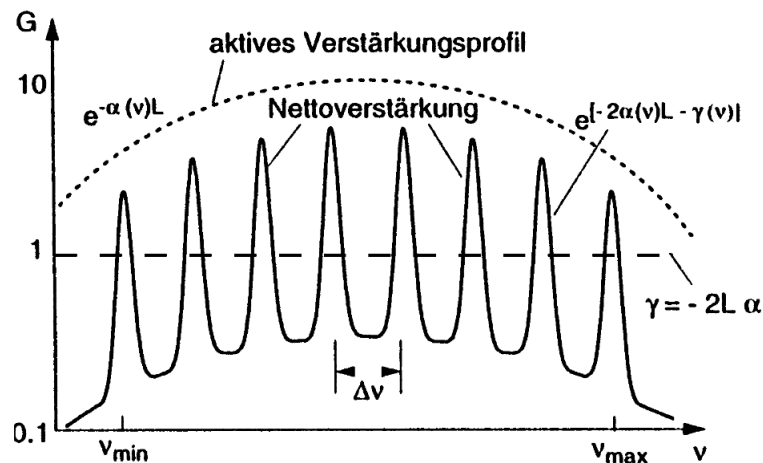


Abbildung 5: Nettoverstärkung des Verstärkungsprofils α inklusive Schwellwertgerade[1]

2.4 Funktionsweise eines He-Ne-Lasers

Aufbauend auf dem Niveauschema für He-Ne-Gase erfolgt eine Erklärung der spezifischen Operation des zugehörigen Lasers.

2.4.1 Niveauschema

Wie in Unterabschnitt 2.2 beschrieben werden die Atome des aktiven Mediums durch äußere Energiezufuhr in höhere Energiezustände gehoben und für Lasertätigkeit muss anschließend Besetzungsinversion vorliegen. Konkret für den im Versuch betrachteten Laser sind mögliche Übergänge der Atome in Abbildung 6 skizziert.

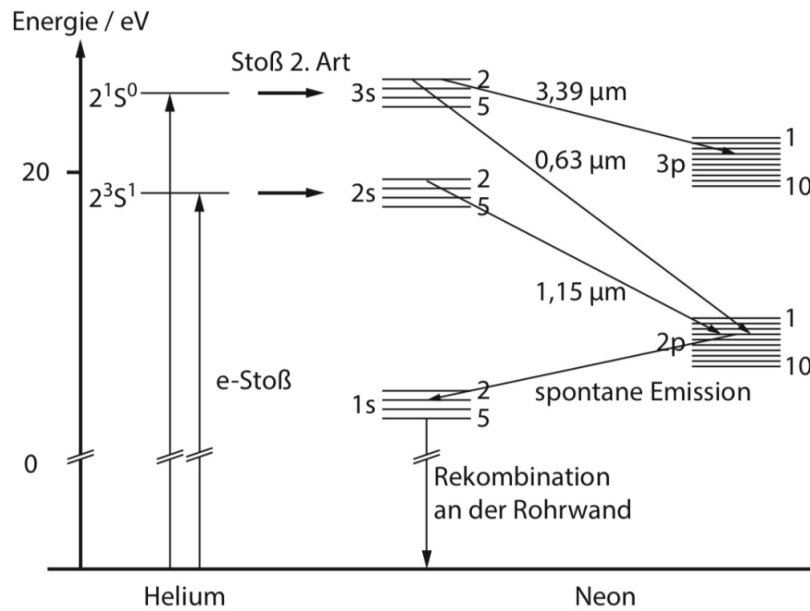


Abbildung 6: Termschema des He-Ne-Lasers[2]

Durch eine Gasentladung und subsequente Elektronenstöße werden Heliumatome in Metastabile Zustände He^* angeregt und übertragen diese Energie mittels eines Stoßes 2. Art



auf das Neonatom. So koppelt der beinahe gefüllte Rumpf $1s^2 2s^2 2p^5$ mit einem sogenannten Leuchtelektron höherer Energie, etwa $3s$. In der Abbildung werden Termbezeichnungen nach Paschen für Neon angenommen. Die Selektivität der Anregung der höheren Zustände profitiert von den langen Lebensdauern der metastabilen Helium-Zustände, da diese dichter auftreten. Am relevantesten für den vorliegenden Versuch ist der rote Übergang mit der Wellenlänge $\lambda = 633 \text{ nm}$. Beginnend mit dem Übergang $3s^2 \rightarrow 2p^4$ zerfällt das untere Niveau unter spontaner Emission zu $1s^3$, welcher hinsichtlich der relevanten Zerfallsmechanismen stabil ist. So kann es passieren, dass dieser Zustand erneut durch Stöße in $2p$ -Niveaus gehoben wird, die Gesamtanzahl der Atome auf diesem Energieniveau somit erhöht und letztendlich die Besetzungsinversion schmälert. Deshalb ist eine schnelle Rekombination an der Rohrwand essentiell für den Versuch, um die $1s$ Zustände abzugreifen und der Wirkungsgrad ist abhängig vom Rohrdurchmesser.

2.4.2 Operation eines He-Ne-Lasers

Das Grundsätzliche Prinzip des in Abbildung 7 skizzierten He-Ne-Laser ist wie im vorherigen Unterabschnitt erwähnt die Gasentladung des He-Ne-Gases.

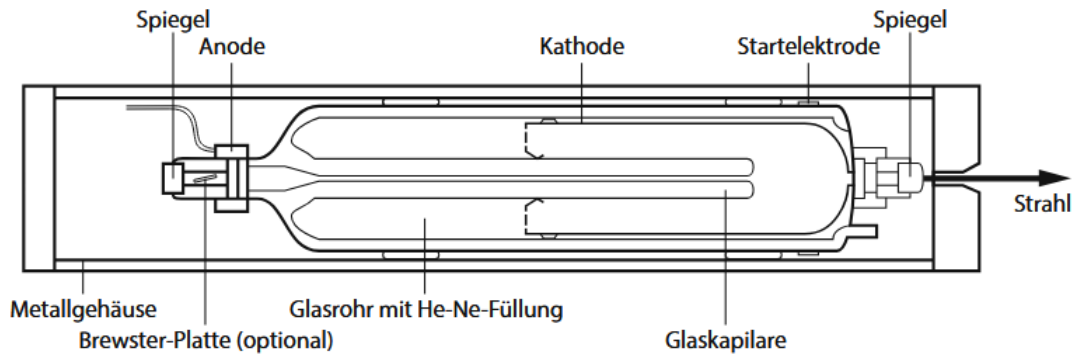


Abbildung 7: Querschnitt mit elementaren Bestandteilen eines He-Ne-Lasers[2]

Da das Verhältniss von induzierter Emission zu spontaner Emission mit kleineren Frequenzen zunimmt, sind für eine stabile Lasertätigkeit bei 633 nm selektive Bauelemente nötig. So etwa auch die Brewsterfenster an dem Entladungsrohr, welche die viel prominentere Infrarotschwingung unterdrückt und das zur Einfallsebene parallel polarisierte Licht nicht durch Reflexion geschwächt wird. So schwingt der Laser nur in der Mode der respektiven Polarisationsrichtung. Im Normalbetrieb wird der Laser in der TEM_{00} Mode schwingen, wobei auch andere Moden bei geschickter Unterdrückung erreichbar sind. Bei Raumtemperatur beträgt die Dopplerbreite des Hauptübergangs 1266 MHz, welche für eine beispielhafte Resonatorlänge von $d = 30$ cm nur drei axiale Moden gleichzeitig innerhalb der Doppler-verbreiterten Linie zulassen würde.

3 Aufbau

Wie in Abbildung 8 zu sehen, besteht der Versuchsaufbau aus einem Laserrohr, welches mit dem aktiven Medium, einem He-Ne-Gasgemisch gefüllt ist, dem Resonator in Form von zwei Spiegeln und einem Justierlaser mit der Wellenlänge $\lambda = 523$ nm inklusive Blende zur Justage des Hauptlasers. Alle Komponenten sind mithilfe von Reitern auf einer Schiene platziert, um kontrollierte Abstandskonfigurationen zu ermöglichen.

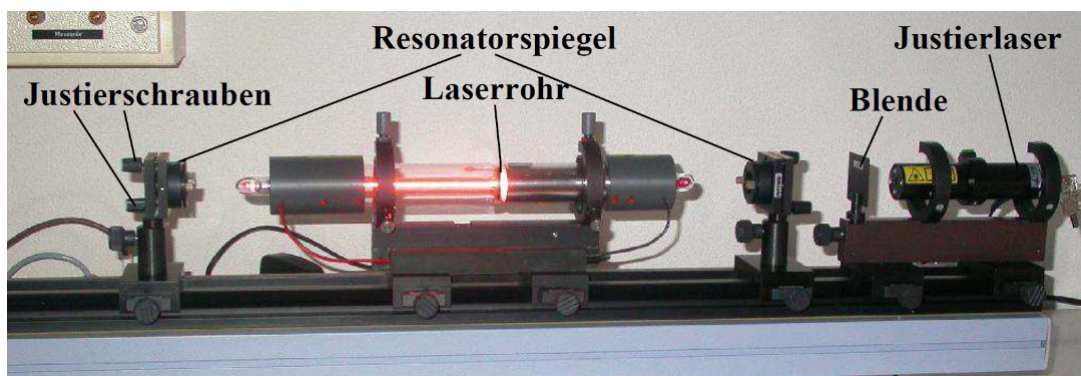


Abbildung 8: Komponenten und Komposition des Verwendeten He-Ne-Lasers[3]

3.1 Laserrohr und Resonator

Im Laserrohr der Länge $l = 408\text{ cm}$ und des Durchmessers $d = 1,1\text{ mm}$ bilden Elektroden die Energiepumpe, um für eine Inversion des Gasgemischs zu sorgen und die Enden sind mit Brewsterfenstern zur Selektion einer Polarisationsrichtung versehen. Am Laserrohr sowie den Resonatorspiegeln befinden sich Justierschrauben, welche die Ausrichtung und somit die stabile Funktion des Lasers ermöglichen.

3.2 Spiegel

Die zur Verfügung stehenden Spiegel können Tabelle 2 entnommen werden.

Tabelle 2: Mögliche Spiegel im Versuchsaufbau und Eigenschaften dieser[3]

Spiegel	Bezeichnung	Oberflächenbeschaffenheit
plan	flat/flat	HR (high reflectivity) $R \geq 99\%$
konkav	$r=1000\text{ mm}/\text{flat}$	HR (high reflectivity) $R \geq 99\%$
konkav	$r=1400\text{ mm}/\text{flat}$	HR (high reflectivity) $R \geq 99\%$
konkav	$r=1400\text{ mm}/\text{flat}$	OC (out coupling) $T=1.5,\dots 1.8\%$

3.3 Messkomponenten

Zusätzlich werden verschiedene Komponenten wie Photodioden, Gitter, Mikrometerschrauben und Polarisatoren zur Erfassung verschiedener Strahlungseigenschaften verwendet.

4 Durchführung

Zunächst wird der Justageprozess dokumentiert, da dieser mehrfach Verwendung findet, anschließend werden die Verschiedenen Messmethoden erläutert.

4.1 Justageprozess

Sowohl vor Inbetriebnahme des Hauptlasers, als auch nach jeder Verschiebung der Resonatorspiegel müssen die Spiegel sowie gegebenenfalls das Laserrohr mittels der Justierschrauben eingestellt werden, damit die höchstmögliche Intensität und somit die größte Stabilität des Strahls erreicht wird. Nach Einschalten des Justagelasers werden sowohl Laserrohr und die nacheinander eingesetzten Resonatorspiegel so justiert, dass sowohl der ausgekoppelte Strahl, als auch der Rückreflex, bestmöglich die Mitte der Beugungsblenden an beiden Enden der Schiene trifft und konzentrische Beugungsringe aufweist. Anschließend kann das Hauptlaserrohr mit einem Strom $I = 6,5\text{ mA}$ eingeschaltet werden und es setzt unter genauer Nachjustierung die Lasertätigkeit ein. Nun kann der Justierlaser wieder ausgeschaltet und die Intensität unter Verwendung einer Photodiode und den Justierschrauben maximiert werden.

4.2 Messmethoden

Es werden fünf verschiedene Messvorgänge zur Bestimmung der Lasereigenschaften durchgeführt.

4.2.1 Stabilitätsbedingungen

Wie in Unterabschnitt 2.3 erläutert, ist die Stabilität eines jeden Lasers abhängig von den Krümmungsradien der Spiegel und dem Abstand dieser. Es werden Spiegelabstände unter laufender Nachjustierung maximiert bis kein stabiler Strahl mehr realisiert werden kann. Diese Messung wird für zwei unterschiedliche Spiegelkonfigurationen durchgeführt, es werden nacheinander die zwei konkaven High-Reflectivity Spiegel aus Tabelle 2 verwendet.

4.2.2 TEM-Moden

Indem ein dünner Wolframdraht mit Durchmesser $d = 5 \mu\text{m}$ zwischen Laserrohr und High-Reflectivity Spiegel platziert, justiert und verschoben wird, lassen sich verschiedene Moden im Strahl stabilisieren. Nach der optischen Erfassung einer Mode auf einem Schirm kann mittels einer senkrecht zur Strahlrichtung verschiebbaren Photodiode mit kleinem Wirkungsfenster die Intensitätsverteilung der Mode gemessen werden.

4.2.3 Polarisation

Ein zu Verfügung stehender Polarisator wird zwischen dem Auskoppelspiegel und einer Photodiode auf die Schiene gestellt und die Intensität des Strahls unter Variation des Polarisationswinkels gemessen.

4.2.4 Multimoden

Mit einer hochfrequenten Photodiode einer Bandbreite von bis zu 1 GHz und einem geeigneten Oszilloskop wird die Strahlung auf ihr Fourierspektrum untersucht. Dies wird für verschiedene Resonatorlängen wiederholt.

4.2.5 Wellenlänge

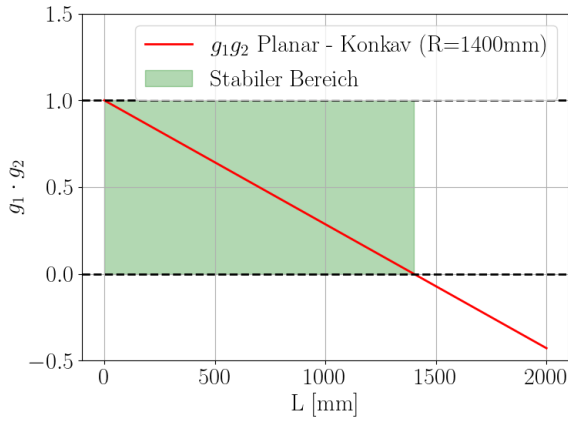
Es wird ein Gitter vor einen Schirm am Ende des Lasers gesetzt und sowohl der Abstand der Beugungsmaxima als auch die Distanz zwischen Gitter und Schirm gemessen. Dies wird für zwei verschiedene Gitterkonstanten wiederholt.

5 Auswertung

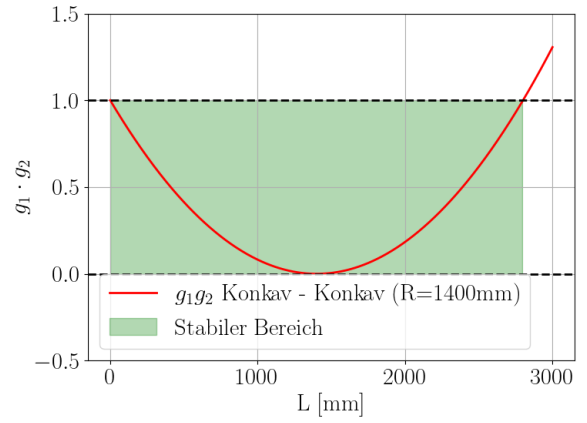
Im folgenden Kapitel werden die aufgenommenen Messwerte ausgewertet.

5.1 Überprüfen der Stabilitätsbedingung

Wie in Unterabschnitt 2.3.2 erläutert, ist Stabilität nur unter der Bedingung $g_1 \cdot g_2 \in [0, 1)$ erfüllt. Für die verwendeten Spiegelkonfigurationen ist dies grafisch in Abbildung 9 dargestellt.



(a) Konkav-planare Konfiguration



(b) Konkav-konkave Konfiguration

Abbildung 9: Plot der Stabilitätsparameter für verschiedene Resonatorkonfigurationen mit grün hervorgehobenen stabilen Bereich

Es ergeben sich die theoretischen Grenzwerte der Resonatorlänge von

$$L_{\max \text{ k-p}} = R = 140 \text{ cm} \quad (15)$$

beziehungsweise

$$L_{\max \text{ k-k}} = 2 \cdot R = 280 \text{ cm}. \quad (16)$$

Im Versuch konnte für den planar-konkaven Resonator eine maximale Länge von $(121 \pm 1) \text{ cm}$ stabilisiert werden, für die konkav-konkave Kombination wurde die gesamte zur Verfügung stehende Schiene verwendet um eine Resonatorlänge von $(218 \pm 1) \text{ cm}$ zu erreichen.

5.1.1 Intensität von TEM-Moden

Die gemessene Intensität in Abhängigkeit des senkrechten Abstandes zum Strahl ist in Abbildung 10 dargestellt. Des weiteren ist gemäß der Relation $I(x) = |A(x, y = 0, z = \text{const})|^2$ und Gleichung 9 eine Ausgleichfunktion der Form

$$I(x) = \left| C \cdot H_0 \left(\sqrt{2} \frac{x+b}{w} \right) \exp \left(-2 \frac{(x+b)^2}{2w^2} \right) \right|^2 \quad (17)$$

mit den Parametern

$$C = (3,24 \pm 0,01) \mu\text{A} \quad (18)$$

$$b = (-0,07 \pm 0,04) \text{ mm} \quad (19)$$

$$w = (8,47 \pm 0,09) \text{ mm} \quad (20)$$

$$(21)$$

bestimmt worden und dargestellt.

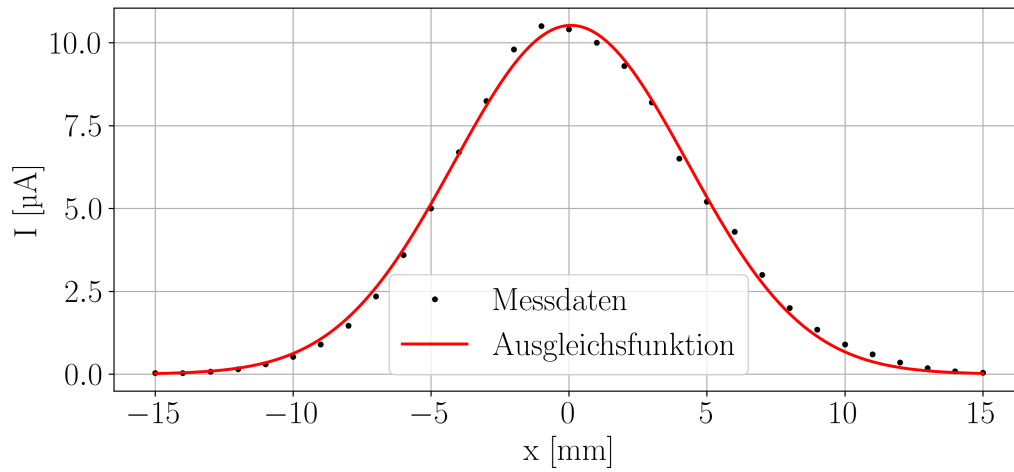


Abbildung 10: Intensität der TEM₀₀-Mode in gegebener x-Richtung mit Ausgleichfunktion nach Gleichung 9

Mittels Unterdrückung der TEM₀₀-Mode durch Einschub eines dünnen Drahtes in das Zentrum des Strahls konnte das selbe für die TEM₁₀-Mode durchgeführt werden und die Ausgleichfunktion mit den Parametern

$$C = (1,39 \pm 0,01) \mu\text{A} \quad (22)$$

$$b = (-0,77 \pm 0,07) \text{ mm} \quad (23)$$

$$w = (9,75 \pm 0,10) \text{ mm} \quad (24)$$

$$(25)$$

ist zusammen mit den Messwerten in Abbildung 11 zu sehen.

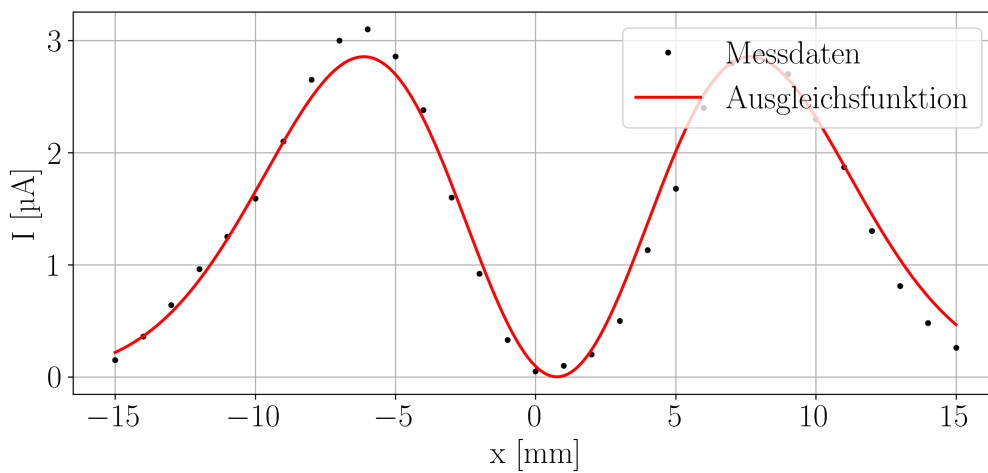


Abbildung 11: Intensität der TEM₁₀-Mode in gegebener x-Richtung

5.2 Polarisationsbestimmung

Die Intensität in Abhängigkeit vom Rotationswinkel des Polarisationsfilters α sind in Abbildung 12 zusammen mit einer Ausgleichfunktion der Form

$$I(\alpha) = A \cdot \sin^2(\omega\alpha + \phi) + b \quad (26)$$

mit den Parametern

$$A = (3,95 \pm 0,02) \mu\text{A} \quad (27)$$

$$\omega = (1,00 \pm 0,01) \frac{1}{\text{rad}} \quad (28)$$

$$\phi = (0,39 \pm 0,01) \text{rad} \quad (29)$$

$$b = (0,03 \pm 0,01) \mu\text{A} \quad (30)$$

dargestellt.

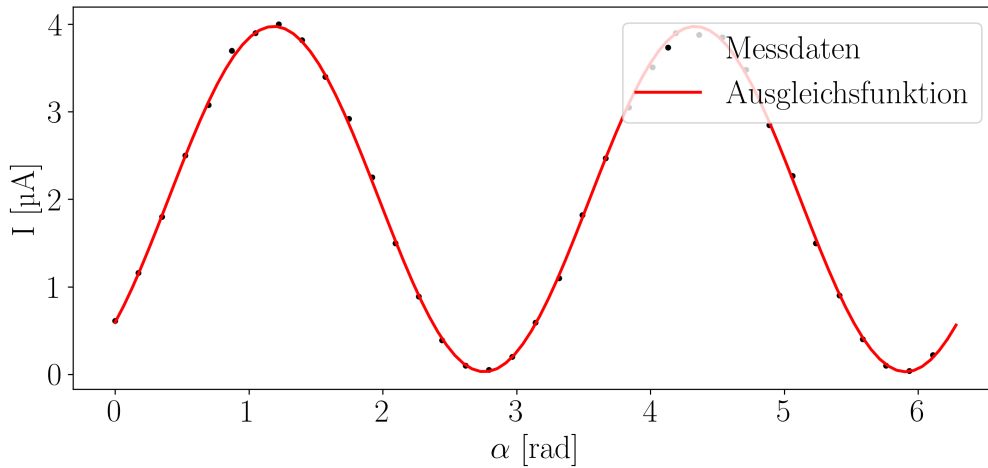


Abbildung 12: Intensität des Laserstrahls in Abhängigkeit der Polarisationsrichtung

Die periodische Form der Intensität rührt von dem Einsatz der Brewsterfenster an den Enden des Laserrohrs her, die im Brewster-Winkel zur optischen Achse stehen und das zur Einfallsebene parallel polarisierte Licht an diesen nicht durch Reflexion geschwächt wird. Aufgrund der vielen Umläufe des Lichts im Resonator kann selbst ein geringer Verlust durch Reflexion am Fenster die Entstehung einer stabilen Mode in der zugehörigen Polarisationsrichtung verhindern. So ist am niedrigen Wert des Parameters b zu sehen, wie ideal linear das Laserlicht polarisiert ist.

5.3 Bestimmung der Longitudinalmoden

Wie in Unterabschnitt 2.3.3 beschrieben bilden sich mehrere longitudinale Moden im Resonator mit den Frequenzabständen $\delta\nu = \frac{c}{2d}$ aus. Die gemessenen Frequenzen der Peaks der Fourierzerlegung sind in Tabelle 3 aufgeführt.

Tabelle 3: Gemessene Modenfrequenzen in Abhängigkeit der Resonatorlänge

Resonatorlänge d [cm]	Modenfrequenzen f_n [kHz]
62	239, 478, 718, 957, 1197
72	206, 413, 620, 826, 1033, 1240
82	181, 363.7, 545.5, 727, 909, 1091, 1273
92	161.7, 323, 485, 647, 810, 972, 1134, 1296
102	146, 292, 438, 584, 731, 877, 1020, 1169, 1317
144	103, 207, 310, 414, 517, 621, 724, 828, 932, 1035, 1140, 1242, 1346

Die gemittelten Abstände sind zusammen mit der theoretischen Abhängigkeit in Abbildung 13 zu sehen.

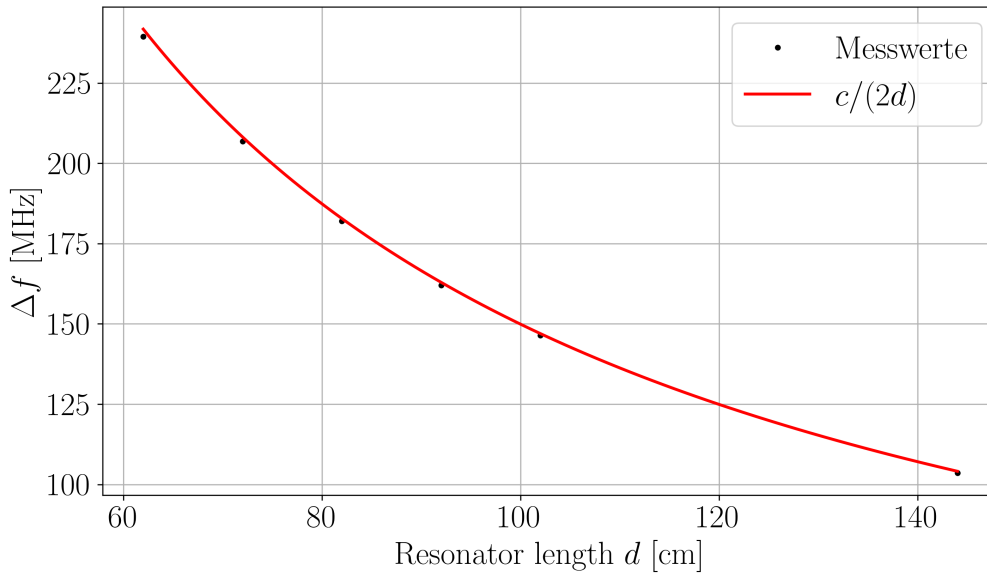


Abbildung 13: Messdaten und Theoretischer Frequenzabstand in Abhängigkeit der Resonatorlänge

Die Dopplerverbreiterung des 633 nm Übergangs von Neon ist bei Raumtemperatur durch

$$\delta f = \frac{f_0}{c} \sqrt{\frac{8k_B T \ln 2}{m_{\text{Ne}}}} = 1,29 \text{ GHz} \quad (31)$$

gegeben. Das zugehörige Dopplerprofil ist schematisch als Verstärkungsprofil entsprechend Gleichung 13 zusammen mit den Modenfrequenzen relativ zur mittleren Übergangs- beziehungsweise Modenfrequenz in Abbildung 14 zu sehen.

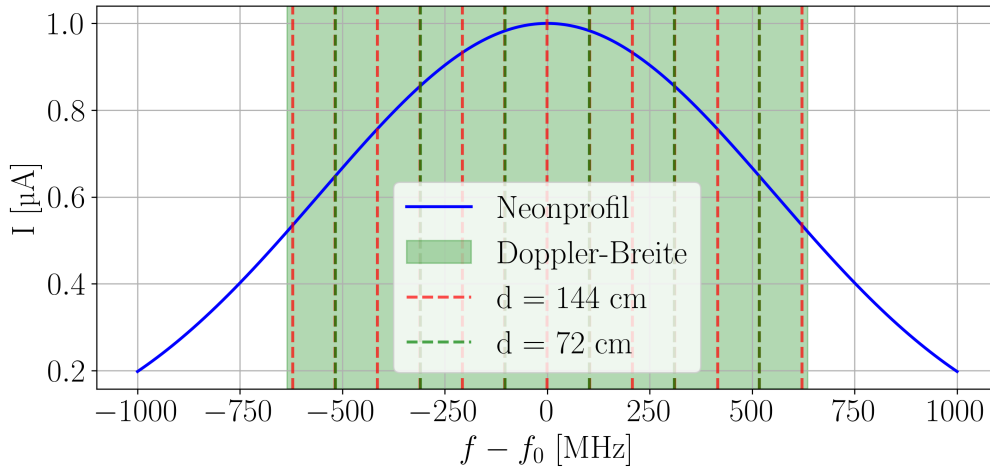


Abbildung 14: Dopplerprofil des 633 nm Übergangs mit Dopplerbreite und ausgewählten Modenfrequenzen

5.4 Ermittlung der Wellenlänge

Die mittleren Abstände der 1. und 2. Maxima zum Zentrum sind in Tabelle 4 aufgeführt.

Tabelle 4: Gemessene Abstände der Maxima zum Zentrum

Gitterkonstante g [μm]	x_1 [cm]	x_2 [cm]
80	0.416	0.850
100	0.350	0.650

Mit dem Abstand des Gitters zum Schirm $d = 52$ cm ergibt sich gemäß der Gleichung

$$\lambda \approx \frac{x}{n \cdot d \cdot g} \quad (32)$$

für das n -te Maximum am Abstand x die Wellenlänge gemittelt als

$$\lambda_{\text{gemessen}} = (648,0 \pm 34,4) \text{ nm}. \quad (33)$$

6 Diskussion

Die verschiedenen gemessenen Charakteristika des verwendeten Lasers und seiner Strahlung sind prinzipiell geglückt, wobei verschiedene Fehlerquellen zu Abweichungen von den theoretischen Werten führen.

Das Überprüfen der Stabilitätsbedingungen wird durch die hohe Empfindlichkeit des Resonators in Bezug auf seine optische Achse erschwert. Die Nachjustierung musste mehrfach abgebrochen werden, obwohl sie schrittweise erfolgte. Der Laser musste daraufhin vollständig neu justiert werden, da ein einmaliger Stabilitätsverlust in der Regel nicht rückgängig gemacht werden

konnte. Des weiteren konnte die Stabilität des konkav-konkaven Resonators nicht in vollem Umfang gemessen werden, da die Maße der verwendeten Schiene die Resonatorlänge beschränkt. Die Abweichungen sind in Tabelle 5 aufgeführt.

Tabelle 5: Theoretische und experimentelle maximale Resonatorlängen mit Abweichungen

Resonatortyp	L_{Theorie} [cm]	L_{Exp} [cm]	Abweichung [%]
Planar-konkav	140	121 ± 1	13.57 ± 0.71
Konkav-konkav	280	218 ± 1	22.14 ± 0.36

Die gemessenen Intensitäten der TEM-Moden decken sich in ihrem Verlauf weitestgehend mit den Theoretisch modellierten und die Unsicherheiten der Parameter sind relativ niedrig. Eine mögliche systematische Fehlerquelle für die TEM₁₀-Mode ist der Winkel des Wolframdrahts relativ zur Messachse der Photodiode. Eine Abweichung von der y-Achse führt zu einem rotierten Intensitätsprofil, das nicht länger y-achsensymmetrisch ist und somit die Messung entlang der x-Achse verfälscht.

Hinsichtlich der Polarisationsbestimmung des Strahls ist wie bereits in Unterabschnitt 5.2 erwähnt der niedrige Wert des globalen Intensitäts-Offsets b ein Aufschluss darauf, wie ideal linear Polarisiert das Licht des Lasers tatsächlich ist. Numerisch könnte der Fehler wohlmöglich durch eine höhere Winkelauflösung der Messung verringert werden.

Aus der theoretischen Relation für die Frequenzabstände der longitudinalen Moden lässt sich die Formel $c = \Delta f \cdot 2d$ bilden. Werden nun die gemessenen Werte eingesetzt und über alle verwendeten Resonatorlängen gemittelt, ergibt sich der Wert

$$c_{\text{exp}} = (2,98 \pm 0,01) \times 10^8 \frac{\text{m}}{\text{s}}, \quad (34)$$

und somit eine Abweichung von $(0,6 \pm 1,3) \%$. Für größere Resonatorlängen können mehr Moden festgestellt werden wie in Abbildung 14 anschaulich gemacht wird. Dies deckt sich exakt mit den theoretischen Erwartungen und für $d = 144 \text{ cm}$ kann die Dopplerbreite bereits sehr gut approximiert werden, als Differenz der maximalen Frequenzabstände vom Mittelwert. Es ergibt sich

$$\delta f_{\text{exp}} = (1243 \pm 14) \text{ MHz} \quad (35)$$

was einer Abweichung bezüglich des theoretischen Werts von $(3,64 \pm 1,08) \%$ entspricht.

Zuletzt ergibt sich für die experimentell bestimmte Wellenlänge eine Abweichung von $(2,36 \pm 5,37) \%$.

Alle Abweichungen der gemessenen oder ermittelten Ergebnisse befinden sich in einem annehmbaren Rahmen entsprechend der Sensibilität des Versuchsaufbaus und der nicht verlustfreien Operation des Lasers.

7 Literaturverzeichnis

- [1] Wolfgang Demtröder. *Laserspektroskopie: Grundlagen*. 6. Aufl. Bd. 1. Berlin, Heidelberg: Springer-Verlag, 2011. ISBN: 978-3-642-21448-9.
- [2] Hans Joachim Eichler und Jürgen Eichler. *Laser: Bauformen, Strahlführung, Anwendungen*. Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 2015.
- [3] TU Dortmund Fakultät Physik. *Anleitung zu Versuch 18 - Germaniumdetektor*. 2024.