

# Versuchsprotokoll 442 - Laser

Florian Hirche  
Vincent Fricke  
(Dated: 6. Januar 2026)

## CONTENTS

I. Einleitung	1
II. Arbeitsweise	1
III. Aufbau des Experimentierlasers	1
III.1. Justage der optischen Achse	2
III.2. Positionierung der Komponenten	2
III.3. Herstellung der Lasertätigkeit	2
IV. Bestimmung der Wellenlänge mittels Transmissionsgitter	2
IV.1. Messung	2
IV.2. Analyse	3
V. Polarisationsgrad des Lasers	3
V.1. Durchführung & Messung	3
V.2. Theorie	3
V.3. Analyse	3
VI. Messung des Strahlprofils	3
VI.1. Durchführung / Messung	3
VI.2. Auswertung / Analyse	4
VI.3. Analyse	4
VII. Messung der Modenabstände mittels OSA	4
VII.1. Durchführung und Messprinzip	4
VII.2. Analyse	4
VIII. Präzise Messung der Modenabstände mittels Schwebung	5
VIII.1. Durchführung / Messung	5
VIII.2. Auswertung / Analyse	5
IX. Weitere Resonatorlängen	5
X. Fazit	5
Literatur	5
A. Messwerte	6

## I. EINLEITUNG

In diesem Versuch wird ein Helium-Neon-Laser aus Einzelkomponenten aufgebaut und hinsichtlich seiner optischen Eigenschaften untersucht. Die Emissionsfrequenz des Lasers wird durch atomare Übergänge im Neon bestimmt, während die Resonatorgeometrie die Ausbildung

diskreter longitudinaler und transversaler Moden festlegt.

Zunächst wird der Laser justiert und in Betrieb genommen. Die Wellenlänge der emittierten Laserstrahlung wird mithilfe eines Transmissionsgitters bestimmt. Weiterhin wird die Polarisation des Laserlichts mit einem Linearpolarisator und einer Photodiode untersucht.

Das Strahlprofil des Lasers wird experimentell vermessen und mit dem Modell eines Gaußschen Strahls verglichen. Hierzu wird der Strahlradius entlang der Resonatorachse bestimmt und mit den theoretischen Erwartungen in Abhängigkeit von der Resonatorgeometrie verglichen.

Zur Untersuchung der longitudinalen Modenstruktur wird ein externer Fabry-Perot-Resonator als optischer Spektrumanalysator eingesetzt. Durch piezoelektrisches Durchstimmen des Resonators werden die einzelnen Laserfrequenzen als Intensitätsmaxima detektiert, sodass der Modenabstand des Lasers bestimmt werden kann.

Eine präzisere Bestimmung des Modenabstands erfolgt mittels einer optischen Schwebung. Hierbei wird das Signal einer schnellen Photodiode verstärkt und mit einem externen Hochfrequenzgenerator gemischt, sodass die Differenzfrequenz der Laserlinien elektronisch gemessen werden kann.

Die Messungen des Strahlprofils, der Modenstruktur und der optischen Schwebung werden für verschiedene Laserresonatorlängen wiederholt. Aus der Abhängigkeit des Modenabstands von der Resonatorlänge kann schließlich ein experimenteller Wert für die Lichtgeschwindigkeit bestimmt werden.

## II. ARBEITSWEISE

In der Folgenden Auswertung des Versuches wählen wir folgende Konventionen und Methoden:

- Die Fehlerangaben folgen der Konvention  $x = 123.45(678)$ , entsprechend  $x = 123.45 \pm 6.78$ .
- Die Unsicherheiten wurden mit der Gaußschen Fehlerfortpflanzung berechnet.
- Alle numerischen Auswertungen und Fits wurden mit Python (numpy, scipy) durchgeführt.

## III. AUFBAU DES EXPERIMENTIERLASERS

Der Aufbau des Helium-Neon-Lasers erfolgt auf einer optischen Schiene als halbsymmetrischer Resonator. Die

Justage ist ein iterativer Prozess, der eine hohe Präzision erfordert, um die Laserschwelle zu überschreiten.

**Blame Experimentiergeräte?**

Img Schiene

### III.1. Justage der optischen Achse

Zunächst wird mithilfe eines Diodenlasers (Pilotlaser) eine optische Achse definiert. Der Pilotstrahl wird über zwei Umlenkspiegel so eingestellt, dass er exakt parallel zur optischen Schiene und mittig durch zwei Kontrollblenden verläuft. Dies dient als Referenz für alle weiteren Komponenten.

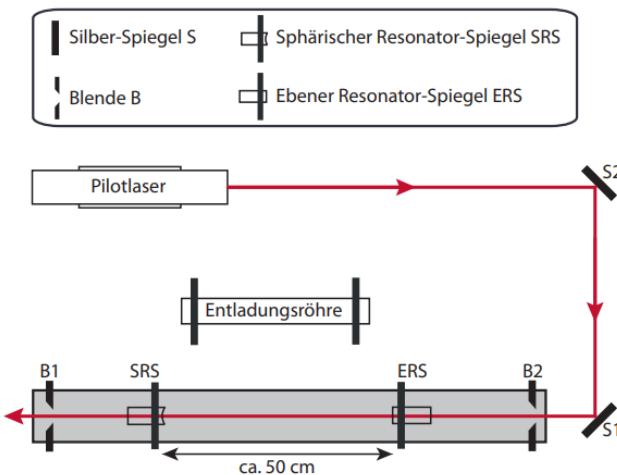


Abbildung 1. Schematischer Aufbau des Laserresonators [1]

Konkretisieren? Worauf haben wir speziell geachtet?

### III.2. Positionierung der Komponenten

Im nächsten Schritt wird die Kapillare der HeNe-Entladungsröhre so im Strahlengang platziert, dass der Pilotstrahl sie mittig passiert, ohne die Innenwände zu berühren. Anschließend werden die Resonatorspiegel eingesetzt:

- **Endspiegel (SRS):** Ein hochreflektierender, sphärischer Spiegel mit einem Krümmungsradius von  $R = 1000 \text{ mm}$ .
- **Auskoppelspiegel (ERS):** Ein planer Spiegel mit einer Transmission von etwa 2,4 %.

Die Resonatorlänge  $L$  wird zu Beginn auf ca. 50 cm eingestellt, was die Stabilitätsbedingung für einen hemisphärischen Resonator ( $0 < L < R$ ) erfüllt.

### III.3. Herstellung der Lasertätigkeit

Die Resonatorspiegel werden mithilfe der Rückreflexe des Pilotlasers vorjustiert. Dabei müssen die Reflexe der Spiegelvorderseiten mit der Austrittsöffnung des Pilotlasers zur Deckung gebracht werden. Sobald dies geschehen ist wird der Pilotlaser ausgeschaltet und zum Schutz Abgeschirmt. Dazu liegt eine Platte bereit **Wat für eine Platte war das?**

Nach dem Zünden der Gasentladung (typischer Entladungsstrom  $I \approx 6 \text{ mA}$ ) wird die Feinjustage durchgeführt. Da der Laser aufgrund der geringen Verstärkung des HeNe-Mediums (ca. 10 %/m bei 632,8 nm) sehr empfindlich auf Fehljustagen reagiert, wird der sphärische Spiegel vorsichtig abgewobbelt". Sobald Lasertätigkeit eintritt, erkennbar an einem intensiven roten Leuchtfleck auf einem Schirm hinter dem Auskoppelspiegel, wird die Justage mithilfe einer Photodiode und einem Oszilloskop auf maximale Ausgangsleistung optimiert. Im vorliegenden Versuch wurde eine Photodiodenspannung von etwa **300 mV oder so? ohne Abschluss!** erreicht, was einen stabilen Betrieb für die nachfolgenden Messungen ermöglichte.

Was haben wir hier noch für Bilder? Fertiger Aufbau?

### IV. BESTIMMUNG DER WELLENLÄNGE MITTELS TRANSMISSIONSGITTER

In diesem Versuchsteil wird die Wellenlänge  $\lambda$  der emittierten Laserstrahlung bestimmt. Im Gegensatz zu dem in der Anleitung erwähnten Verfahren (mittels eines Linals), wird die Beugung am Transmissionsgitter genutzt.

#### IV.1. Messung

Ein Transmissionsgitter mit einer bekannten Gitterkonstanten  $g$  (im Versuch 1/600 mm) wird senkrecht in den Strahlengang des Lasers gestellt. In einem ausreichend großen Abstand  $L$  hinter dem Gitter wird ein Schirm aufgestellt (wir nutzen die Wand), auf dem das Beugungsmuster beobachtet werden kann.

IMG: Beugung an Gitter → Schirm?

Gemessen werden die Abstände  $d_n$  der Maxima  $n$ -ter Ordnung vom Maximum nullter Ordnung (dem ungebeugten Strahl). Um systematische Fehler durch eine nicht exakte Zentrierung zu minimieren, wurden die Abstände sowohl für die positiven als auch für die negativen Beugungsordnungen ( $n = \pm 1, \pm 2, \dots$ ) gemessen und gemittelt.

Auf einer Seite war die Tür, d.h. das ging nicht right?

Zusätzlich wurde der Abstand  $L$  zwischen Gitter und Schirm mit einem Maßband bestimmt. **L = ?**

TABELLE: Messwerte

## IV.2. Analyse

Der Beugungswinkel  $\alpha_n$  für das  $n$ -te Maximum ergibt sich aus der Geometrie des Aufbaus zu:

$$\tan(\alpha_n) = \frac{d_n}{L} \implies \alpha_n = \arctan\left(\frac{d_n}{L}\right) \quad (1)$$

Die Wellenlänge  $\lambda$  berechnet sich nach der Gittergleichung für senkrechten Einfall:

$$n \cdot \lambda = g \cdot \sin(\alpha_n) \quad (2)$$

Daraus folgt für die Wellenlänge:

$$\lambda = \frac{g \cdot \sin(\arctan(\frac{d_n}{L}))}{n} \quad (3)$$

Messergebnisse aufführen

Ergebnisse

Vgl. Literatur

## V. POLARISATIONSGRAD DES LASERS

In diesem Versuchsteil wird der Polarisationsgrad  $P$  des emittierten Laserlichts ermittelt. Da die stimulierte Emission in der Laserröhre durch die Brewster-Fenster an den Enden der Kapillare eine Vorzugsrichtung erfährt, wird eine nahezu vollständige lineare Polarisation erwartet.

### V.1. Durchführung & Messung

Zur Bestimmung des Polarisationsgrads wurde ein Linearpolarisator (Analysator) in den Strahlengang des Lasers gestellt. Hinter dem Polarisator wurde eine Photodiode platziert, um die Intensität des transmittierten Lichts zu messen.

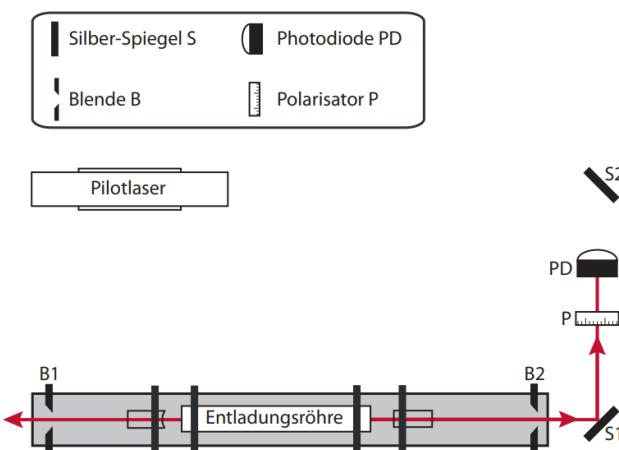


Abbildung 2. Schematischer Aufbau zur Messung der Laserpolarisation des Experimentierlasers [1]

Der Analysator wurde in Schritten von  $\approx X^\circ$  über einen Bereich von  $360^\circ$  rotiert. Für jeden Winkel  $\phi$  wurde die induzierte Photodiodenspannung  $U(\phi)$  am Oszilloskop bzw. mit einem Multimeter abgelesen. Dabei wurde darauf geachtet, dass die Photodiode im linearen Bereich arbeitet und keine Sättigung eintritt. Um Hintergrundlicht zu eliminieren, wurde eine Dunkelspannungsmessung bei blockiertem Strahl durchgeführt und von den Messwerten subtrahiert. Die Dunkelspannung betragt  $X$  V.

## V.2. Theorie

Die gemessene Intensität  $I(\phi) \propto U(\phi)$  sollte theoretisch dem Gesetz von Malus folgen:

$$I(\phi) = I_0 \cdot \cos^2(\phi - \phi_0) + I_{\text{offset}} \quad (4)$$

Hierbei ist  $\phi_0$  der Winkel der maximalen Transmission. Zur Bestimmung des Polarisationsgrads  $P$  werden die maximale Intensität  $I_{\max}$  und die minimale Intensität  $I_{\min}$  aus den Messdaten ermittelt. Der Polarisationsgrad ist definiert als:

$$P = \frac{I_{\max} - I_{\min}}{I_{\max} + I_{\min}} \quad (5)$$

Ein Wert von  $P = 1$  entspricht vollständig linear polarisiertem Licht, während  $P = 0$  unpolarisiertes Licht beschreibt.

Die Messwerte wurden in einem Polardiagramm aufgetragen, um die Güte der linearen Polarisation zu visualisieren. Die Unsicherheit  $\sigma_P$  wurde über die Größtfehlerabschätzung oder Gaußsche Fehlerfortpflanzung aus den statistischen Schwankungen der Spannungswerte berechnet.

## V.3. Analyse

Graph  
Fit → Min max → Polarisationsgrad

## VI. MESSUNG DES STRAHLPROFILS

In diesem Versuchsabschnitt wird die transversale Intensitätsverteilung des Laserstrahls untersucht. Ziel ist es, die Übereinstimmung des experimentellen Strahlprofils mit dem Modell des Gaußschen Grundmodes ( $\text{TEM}_{00}$ ) zu verifizieren und den Strahlradius  $w(z)$  zu bestimmen.

### VI.1. Durchführung / Messung

Die Messung des Strahlprofils erfolgte mithilfe der „Knife-Edge-Methode“ (Schneidenmethode). Hierbei

wird eine scharfe Kante (z. B. eine Rasierklinge) auf einem mikrometergenauen Verschiebetisch schrittweise transversal (in  $x$ -Richtung) durch den Strahl bewegt.

Hinter der Schneide befindet sich eine Photodiode, welche die integrierte Gesamtintensität des nicht abgedeckten Teilstrahls misst. Der Versuchsaufbau wurde für verschiedene axiale Positionen  $z$  entlang der optischen Bank wiederholt, um die Divergenz des Strahls zu dokumentieren. Für jede Position  $z$  wurde die Photodiodenspannung  $U(x)$  in Abhängigkeit von der Position  $x$  der Schneide aufgenommen.

## VI.2. Auswertung / Analyse

**ChatGPT schlägt untenstehendes Verfahren vor, we can test; But wir können einfach auch sagen wir messen proportional!**

Die theoretische Intensitätsverteilung eines Gauß-Strahls ist gegeben durch:

$$I(x, y) = I_0 \cdot \exp\left(-2 \frac{x^2 + y^2}{w^2}\right) \quad (6)$$

Da die Schneide den Strahl in  $x$ -Richtung schrittweise abdeckt und die Diode über die verbleibende Fläche integriert, folgt die gemessene Leistung  $P(x)$  einer komplementären Fehlerfunktion (erfc):

$$P(x) = P_0 \cdot \frac{1}{2} \operatorname{erfc}\left(\frac{\sqrt{2}(x - x_0)}{w}\right) + \text{Offset} \quad (7)$$

Hierbei ist  $w$  der gesuchte Strahlradius an der Position  $z$ , also der Abstand von der Achse, an dem die Intensität auf  $1/e^2$  abgefallen ist.

Die Messdaten wurden in Python mittels `scipy.optimize.curve_fit` an diese Funktion angepasst. Aus den resultierenden Radien  $w(z)$  an den verschiedenen Positionen  $z$  lässt sich der Ort der Strahltailli  $w_0$  und die Divergenz bestimmen. Der Verlauf folgt dem Hyperbelgesetz:

$$w(z) = w_0 \sqrt{1 + \left(\frac{z - z_0}{z_R}\right)^2} \quad (8)$$

mit der Rayleigh-Länge  $z_R = \frac{\pi w_0^2}{\lambda}$ . Die experimentell ermittelten Werte werden abschließend mit den theoretischen Erwartungen verglichen, die sich aus der Resonatorgeometrie ( $L$  und  $R$ ) ergeben.

## VI.3. Analyse

## VII. MESSUNG DER MODENABSTÄNDE MITTELS OSA

### Experimentelle Einschränkung

Aufgrund eines instabilen Laserbetriebs konnten die Messungen ab diesem Abschnitt nicht mehr experimentell durchgeführt werden. Für die weiteren Auswertungen wurden simulierte Datensätze verwendet, die das idealisierte Verhalten des verwendeten optischen Spektrumanalysators abbilden.

Zur Untersuchung der longitudinalen Modenstruktur des HeNe-Lasers wird ein externer optischer Spektrumanalysator (OSA) eingesetzt. Dieser besteht aus einem konfokalen Fabry-Perot-Resonator, dessen Spiegelabstand mithilfe eines Piezo-Elements periodisch variiert wird. Der OSA wirkt dabei als frequenzselektiver Bandpass mit bekanntem freiem Spektralbereich.

### VII.1. Durchführung und Messprinzip

Der Laserstrahl wird so justiert, dass er senkrecht und mit möglichst guter Modenanpassung in den OSA einkoppelt. Durch Anlegen einer Dreiecksspannung am Piezo-Element wird die Resonatorlänge des OSA periodisch durchgestimmt. Das transmittierte Licht wird mit einer Photodiode detektiert und gemeinsam mit der Rampenspannung zeitaufgelöst auf einem Oszilloskop dargestellt.

Bei Erfüllung der Resonanzbedingung des OSA für eine der Laserfrequenzen tritt ein Intensitätsmaximum im Photodiodensignal auf. Die simulierten Datensätze reproduzieren dieses Verhalten, indem sie die Transmission der einzelnen longitudinalen Lasermoden durch den konfokalen Resonator modellieren.

**IMG: Signal**

### VII.2. Analyse

Der freie Spektralbereich des OSA

$$\Delta\nu_{\text{FSR}, \text{OSA}} = \frac{c}{2l}$$

entspricht einer vollständigen Wiederholung des Transmissionsspektrums. Im Oszillosrogramm wird dieser durch den zeitlichen Abstand  $\Delta t_{\text{FSR}}$  zwischen zwei identischen Peakgruppen identifiziert.

Innerhalb eines FSR treten beim konfokalen Resonator zwei Resonanzfamilien auf, die um  $\Delta\nu_{\text{FSR}, \text{OSA}}/2$  gegeneinander verschoben sind. Der Abstand benachbarter Peaks innerhalb einer Resonanzfamilie entspricht dem longitudinalen Modenabstand des Lasers.

### IMG: Signal, großen eingezeichnet

Dieser ergibt sich aus dem zeitlichen Abstand  $\delta t$  zweier benachbarter Peaks über

$$\Delta\nu_L = \frac{\delta t}{\Delta t_{\text{FSR}}} \cdot \Delta\nu_{\text{FSR, OSA}}. \quad (9)$$

Theoretisch wird für den Modenabstand eines linearen Laserresonators der Länge  $L$  erwartet:

$$\Delta\nu_{\text{theoretisch}} = \frac{c}{2L}. \quad (10)$$

Die Auswertung der simulierten Daten umfasst die Bestimmung der Modenabstände und den Vergleich mit dem theoretischen Erwartungswert.

## VIII. PRÄZISE MESSUNG DER MODENABSTÄNDE MITTELS SCHWEBUNG

### Experimentelle Einschränkung

Wie bereits in Abschnitt 6 erwähnt, basiert auch dieser Teil der Auswertung auf simulierten Datensätzen, da die experimentelle Stabilität des Lasers für die notwendige HF-Signalaufnahme nicht ausreichte.

Zur hochpräzisen Bestimmung des longitudinalen Modenabstands  $\Delta\nu_L$  wird die optische Schwebung genutzt. Dieses Verfahren erlaubt es, die Differenzfrequenz zweier Laserlinien, die im Bereich von mehreren hundert Megahertz liegt, direkt elektronisch zu vermessen.

### VIII.1. Durchführung / Messung

Das Laserlicht wird auf eine schnelle Photodiode fokussiert. Da die Photodiode quadratisch auf das elektrische Feld reagiert ( $I \propto |E|^2$ ), entsteht bei der Überlagerung zweier Moden mit den Frequenzen  $\nu_1$  und  $\nu_2$  ein Interferenzterm mit der Differenzfrequenz  $f_B = |\nu_1 - \nu_2|$ .

Da dieses Signal im Bereich von ca. 300 MHz (bei  $L \approx 50$  cm) liegt und damit die Bandbreite herkömmlicher Oszilloskope überschreiten kann, wird ein Superheterodyn-Verfahren angewendet:

1. Das Signal der Photodiode wird verstärkt.
2. In einem Hochfrequenz-Mischer wird das Signal mit der Frequenz  $f_{\text{LO}}$  eines externen Hochfrequenzgenerators (Local Oscillator) multipliziert.
3. Das resultierende Signal enthält die Differenzfrequenz  $|f_B - f_{\text{LO}}|$ , welche als niederfrequentes Signal (ZF – Zwischenfrequenz) auf dem Oszilloskop sichtbar gemacht wird.

### VIII.2. Auswertung / Analyse

Die Schwebungsfrequenz  $f_B$  entspricht exakt dem Modenabstand  $\Delta\nu_L$ . In den simulierten Daten wird die Frequenz des externen Generators  $f_{\text{LO}}$  so variiert, dass die Schwebung im Oszillosrogramm erscheint. Der Modenabstand berechnet sich dann aus der Summe der eingestellten Generatorfrequenz und der am Oszilloskop gemessenen Resonanz:

$$\Delta\nu_L = f_{\text{LO}} \pm f_{\text{ZF}} \quad (11)$$

## IX. WEITERE RESONATORLÄNGEN

Dieser Wert wird für verschiedene Resonatorlängen  $L$  bestimmt. Da der theoretische Zusammenhang

$$\Delta\nu_L = \frac{c}{2L} \implies L = \frac{c}{2} \cdot \frac{1}{\Delta\nu_L} \quad (12)$$

gilt, kann durch eine lineare Regression der Form  $\Delta\nu_L(1/L)$  die Lichtgeschwindigkeit  $c$  experimentell bestimmt werden. Die Präzision dieser Methode ist deutlich höher als die der OSA-Messung, da Frequenzen im HF-Bereich wesentlich genauer bestimmt werden können als räumliche Abstände auf einem Oszilloskop-Bildschirm.

## X. FAZIT

Der Versuch war super toll xD.

[1] Versuchsanleitung, Universität Bonn (2025).

**Anhang A: Messwerte**

Größe x in Hz	Größe y
1.00(20)	2.00(20)
2.20(20)	3.8(4)
4.00(20)	8.20(30)
5.00(20)	9.3(7)
8.00(20)	16.0(10)

Tabelle I. Linear Fit Datenpunkte