

Fortgeschrittenenpraktikum

V61 Der HeNe-Laser

Felix Gläsemann
felix.glaesemann@tu-dortmund.de

Tobias Brützel
tobias.bruetzel@tu-dortmund.de

Durchführung: 15.12.2021

Abgabe: 15.12.2021

TU Dortmund – Fakultät Physik

Inhaltsverzeichnis

| | |
|--|-----------|
| 1 Zielsetzung | 3 |
| 2 Theorie | 3 |
| 2.1 Absorption und Emission von Photonen | 3 |
| 2.1.1 Absorption | 3 |
| 2.1.2 Emission | 4 |
| 2.2 Erzeugung von Laserlicht | 4 |
| 2.3 Stabilitätsbedingung | 5 |
| 2.4 Moden | 6 |
| 2.5 Brewsterfenster | 6 |
| 3 Aufbau und Durchführung | 7 |
| 3.1 Aufbau der Messapparatur | 7 |
| 3.2 Durchführung | 8 |
| 3.2.1 Justierung des He-Ne-Lasers | 8 |
| 3.2.2 Überprüfung der Stabilitätsbedingung | 8 |
| 3.2.3 TEM-Moden | 8 |
| 3.2.4 Polarisation des Lasers | 8 |
| 3.2.5 Wellenlänge des Lasers | 8 |
| 4 Auswertung | 9 |
| 4.1 Stabilitätsbedingung | 9 |
| 4.2 Moden | 9 |
| 4.2.1 TEM ₀₀ -Mode | 9 |
| 4.2.2 TEM ₀₁ -Mode | 11 |
| 4.2.3 TEM ₀₂ -Mode | 12 |
| 4.3 Polarisation | 14 |
| 4.4 Wellenlänge | 15 |
| 5 Diskussion | 15 |
| Literatur | 16 |

1 Zielsetzung

Das Ziel des Versuches ist es, mithilfe eines Helium-Neon-Lasers die grundlegenden Eigenschaften und die Funktionsweise von Lasern kennen zu lernen. Dies sind Wellenlänge, Polarisation und Modenspektrum.

2 Theorie

Unter Laserstrahlung versteht man hochintensive, monochromatische elektromagnetische Wellen. Diese Wellen besitzen eine hohe Kohärenzlänge. Ein Laser ((L)ight (A)mplification by (S)timulated (E)mission of (R)adiation) besteht aus drei Komponenten. Diese sind eine Pumpquelle, ein aktives Lasermedium sowie ein Resonator. Dabei sind Pumpe und das aktive Medium für die Erzeugung des Strahls verantwortlich. Der Resonator besteht aus zwei Spiegeln, die den erzeugten Strahl sowohl teils als auch total reflektieren. Da so das Medium mehrmals vom Strahl durchlaufen wird, kann dieser stark verstärkt werden.

2.1 Absorption und Emission von Photonen

Es existieren drei wesentliche Wechselwirkungen für Photonen mit Materie, diese sind Absorption sowie spontane und stimulierte Emission. In Abbildung (1) sind diese schematisch dargestellt.

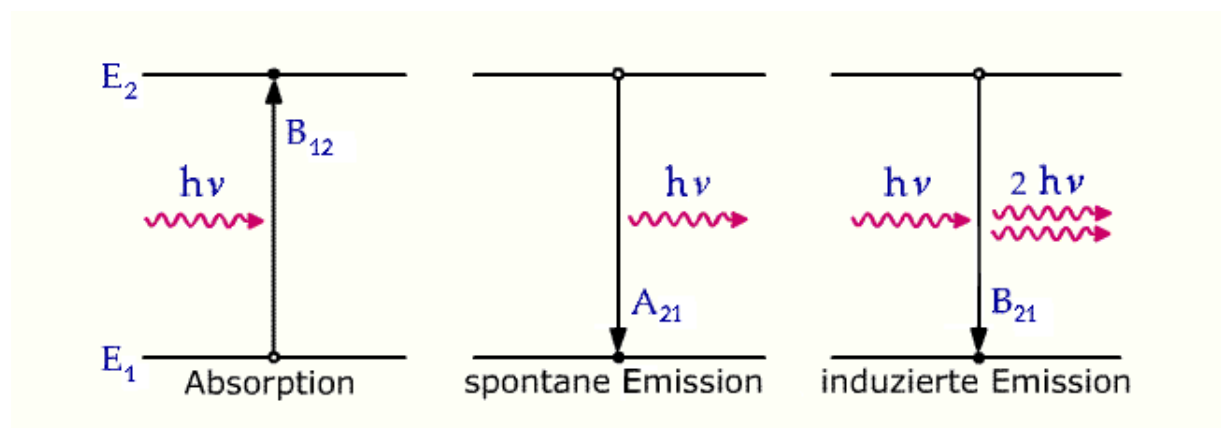


Abbildung 1: Schaubild für die drei verschiedenen Prozesse [2]

2.1.1 Absorption

Bei der Absorption wird ein Photon von einem Atom absorbiert. Bei diesem Prozess wird ein Elektron des Atoms in einen energetisch höheren Zustand angehoben, damit steigt die Energie des Elektrons und das Photon verschwindet. Dieser Prozess ist nur möglich wenn die Energie des Photons E größer ist als die Energiedifferenz zwischen Grund- und angeregtem Zustand ΔE .

2.1.2 Emission

Befindet sich ein Atom nun in einem angeregten Zustand kann es auf zwei verschiedene Arten abgeregt werden. Der erste Fall ist hier die spontane Emission, dies kann als umgekehrter Vorgang zur Absorption gesehen werden. Ein Elektron geht spontan aus einem energetisch höheren Zustand in einen energetisch niedrigen Zustand über, bei diesem Vorgang wird ein Photon emittiert mit der Energie $E = \Delta E$ der Energiedifferenz der beiden Zustände. Der in diesem Experiment relevante Fall ist jedoch die stimulierte Emission, denn auf ihr beruht die Funktionsweise des Lasers. Bei der stimulierten Emission wird eine Abregung aus dem höheren Zustand durch ein eingestrahktes Photon der Energie $E = \Delta E$ erzwungen. Dann wird zusätzlich ein Photon ausgesendet, das in Richtung, Phase und Energie äquivalent zum eingestrahkten Photon ist. Die Photonen vermehren sich also wie in Abbildung (1) zu sehen. Nur durch diese stimulierte Emission ist es möglich monochromatisches und kohärentes Licht zu verstärken und somit Laserlicht zu erzeugen.

2.2 Erzeugung von Laserlicht

Um Laserlicht mittels stimulierter Emission zu erzeugen muss im aktiven Medium eine Besetzungsinversion vorliegen, das heißt im energetisch höheren Niveau müssen sich mehr Teilchen befinden als im energetisch niedrigen Niveau. In einem Zwei-Niveau-System ist dieser Zustand jedoch nicht, da dort die Teilchen auch bei beliebig hoher Intensität im höheren Niveau immer weniger sein werden als im niedrigen Niveau. In einem Drei-Niveau-System oder Vier-Niveau-System ist dies jedoch möglich, eine Voraussetzung dafür ist eine hohe Intensität des Lichtes im Resonator. Dabei hat das Vier-Niveau-System den Vorteil, dass es unabhängig von der Intensität eine Besetzungsinversion erzeugen kann und somit sehr gut als Lasermedium genutzt werden kann. In Abbildung (2) ist dies schematisch dargestellt:

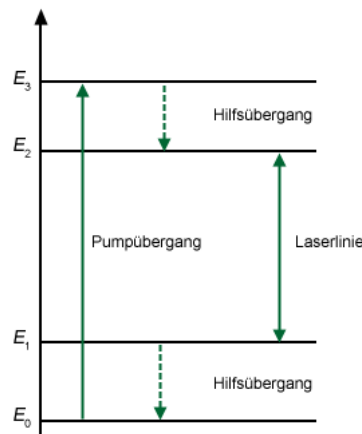


Abbildung 2: Vier-Niveau-System [1]

In diesem Versuch wird ein Helium-Neon-Laser betrachtet, dabei dient das Helium

als Pumpe und das Neon als Lasermedium. Zunächst werden die Heliumatome in einen energetisch hohen Zustand gebracht. Durch Stöße zweiter Art mit den Neon-Atomen wird in diesen eine Besetzungsinversion erzeugt, somit ist es nun möglich stabil mit den Photonen mit der richtigen Energie dort die stimulierte Emission auszulösen und Laserlicht zu erzeugen. Durch die Spiegel im Resonator werden die ausgelösten Photonen wieder durch das Lasermedium geleitet und es kommt zu einem Kaskadeneffekt der die Photonen vervielfältigt. Wie in Abbildung (3) zu sehen, ist der Übergang von 3s nach 2p

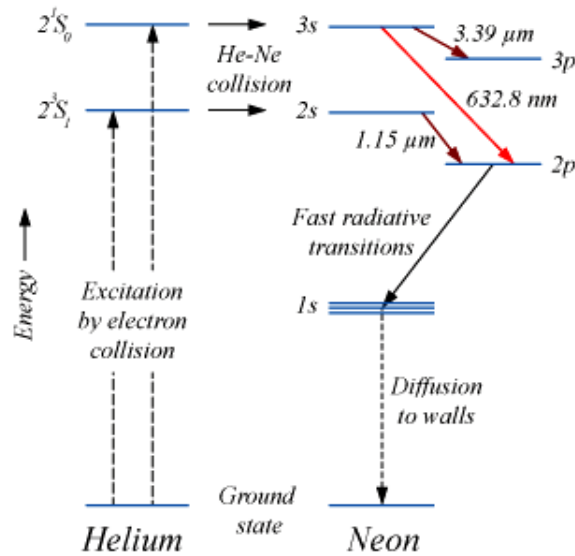


Abbildung 3: Funktionsweise des Helium-Neon-Laser [4]

der Neonatome für die rote Linie, das heißt Wellenlänge $\lambda = 632,8 nm$, verantwortlich.

2.3 Stabilitätsbedingung

Damit ein einfacher Resonator wie im Helium-Neon-Laser als stabil gilt muss die Stabilitätsbedingung gelten, diese lautet:

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

Mit den sogenannten g-Faktoren:

$$g_i = 1 - \frac{L}{R_i} \quad (2)$$

Dabei ist L die Länge des Resonators und R_i die Krümmungsradien der Resonatorspiegel. Es gibt vier Grenzfälle, diese sind konfokale Resonatoren ($g_i = 0$), hemisphärische Resonatoren ($g_1 = 0, g_2 = 1$), konzentrische Resonatoren ($g_i = -1$) und den sogenannten Fabry-Pérot-Resonator ($g_i = 1$).

2.4 Moden

Da die Resonatorlänge L im Vergleich zur Wellenlänge λ sehr groß ist, erfüllen mehrere Moden die Stabilitätsbedingung. Die Moden werden TEM_{lpq} bezeichnet. Dabei sind die Indizes l und p die transversalen Knotenpunkte in x - bzw. y -Richtung und q die longitudinale Mode. Die Mode TEM_{00} heißt Grundmode und besitzt den größten Anteil am Modenspektrum ihre Intensität ist gegeben durch:

$$I_{00}(x) = I_0 \exp\left(\frac{-2(x - x_0)^2}{w^2}\right) \quad (3)$$

Im Auswertungsteil werden ebenfalls noch die Intensitäten für die Moden TEM_{01} (siehe Gleichung (4)) und TEM_{02} (siehe Gleichung (5)) verwendet:

$$I_{01}(x) = I_0 \frac{4(x - x_0)^2}{w^2} \exp\left(\frac{-2(x - x_0)^2}{w^2}\right) \quad (4)$$

$$I_{02}(x) = I_0 \left(\frac{8(x - x_0)^2}{w^2} - 2\right)^2 \exp\left(\frac{-2(x - x_0)^2}{w^2}\right) \quad (5)$$

2.5 Brewsterfenster

Damit das Licht möglichst verlustfrei austreten kann ist das Laserrohr mit Brewsterfenstern abgeschlossen, sie stehen dabei im sogenannten Brewster-Winkel zum Strahlengang. Durch die Brewsterfenster wird somit Licht, dass parallel zur Einfallsebene polarisiert ist wesentlich verlustfreier durchgelassen als anders polarisiertes Licht. Dadurch wird die Polarisationsrichtung des emittierten Lichts festgelegt. In Abbildung (4) ist dies dargestellt.

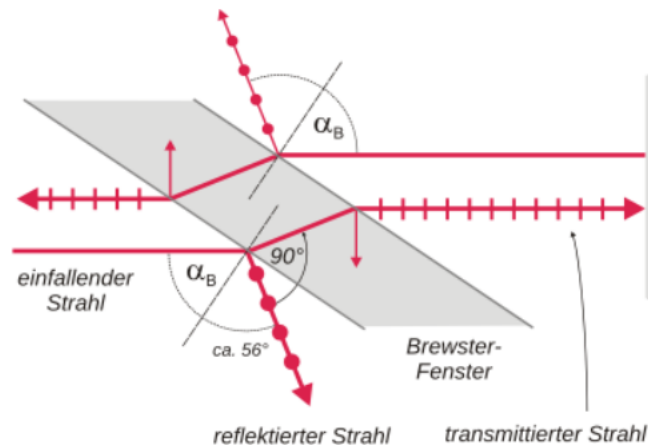


Abbildung 4: Strahlengang am Brewsterfenster [3]

3 Aufbau und Durchführung

In diesem Abschnitt wird zunächst der Aufbau und die Einstellung der verwendeten Messapparatur beschrieben und anschließend die Durchführung des Experimentes dokumentiert.

3.1 Aufbau der Messapparatur

In Abbildung 5 ist der Versuchsaufbau zu sehen: Der Versuchsaufbau besteht wie in

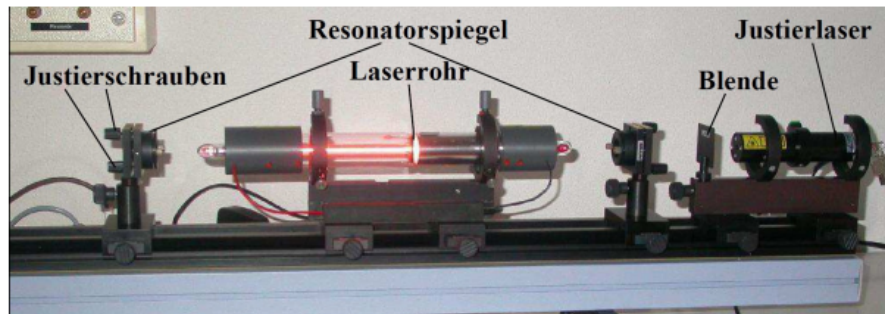


Abbildung 5: Der verwendete Versuchsaufbau [2]

Abbildung (5) zu sehen aus einer optischen Schiene auf der ein Laserrohr, zwei Spiegel, Blenden sowie ein Laser zum Justieren der Apparatur befestigt sind. Die geometrischen Daten des mit einem Helium-Neon-Gasgemisch gefüllten Laserrohr sind gegeben durch die Länge $L = 408 \text{ mm}$ sowie den Durchmesser $d_{\text{HeNe}} = 1,1 \text{ mm}$. Das Laserrohr ist außerdem mit Elektroden versehen die durch Entladung die Besetzungsinversion auslösen. Desweiteren ist das Laserrohr mit den in Abschnitt (2.5) beschriebenen Brewsterfenstern abgeschlossen. In Tabelle (1) sind die verfügbaren Spiegel aufgelistet. Damit der HeNe-

Tabelle 1: Die Daten der verfügbaren Spiegel

| 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) $T = 1.5 - 1.8\%$ |

Laser justiert werden kann befindet sich der Justier-Laser auf der optischen Schiene mit der Wellenlänge $\lambda = 532 \text{ nm}$, der maximalen Leistung $P_{\text{max}} = 1 \text{ mW}$ sowie der für die Justage verwendeten reduzierten Leistung $P_{\text{grün}} = 0,2 \text{ mW}$.

3.2 Durchführung

3.2.1 Justierung des He-Ne-Lasers

Für die Justage des He-Ne-Lasers werden mithilfe des Justierungslasers die Resonatorspiegel und das Laserrohr so eingestellt, dass der Laserstrahl mittig auf die Justierblende fällt, dafür wird ein Fadenkreuz verwendet. Nach dieser Justage kann der Versuch beginnen. Während des eigentlichen Experimentes ist der Justierungslaser ausgeschaltet.

3.2.2 Überprüfung der Stabilitätsbedingung

Nach der Justage wird nun als erstes die Stabilitätsbedingung überprüft dafür wird zunächst der Laser auf maximale Leistung eingestellt und anschließend wird eine Messreihe der Intensität des Laserstrahls in Abhängigkeit von der Resonatorlänge aufgenommen. Dabei ist eine Nachjustierung der Leistung bei Verschiebung der Resonatorspiegel notwendig. Die Messung wird für einen konkav-konkav und einen plan-konkav Resonator durchgeführt.

3.2.3 TEM-Moden

Zur Untersuchung der transversalen Moden TEM_{00} , TEM_{01} und TEM_{02} wird mithilfe einer Streulinse der Laserstrahl aufgefächert und anschließend auf eine Photodiode geleitet. Die Intensitätsverteilung wird direkt von dieser mit einer Skala versehenen Diode abgelesen. Da die Grundmode TEM_{00} wie in Abschnitt (2.4) beschrieben den größten Anteil am Modenspektrum besitzt kann diese ohne weiteres Justieren der Apparatur vermessen werden. Damit die Moden TEM_{01} und TEM_{02} sichtbar werden wird das Laserrohr leicht justiert.

3.2.4 Polarisation des Lasers

Um die Polarisation des Lasers zu bestimmen wird eine Messreihe mit einem Polarisationsfilter aufgenommen. Dafür wird dieser von 0° bis 180° im Strahlengang variiert und die Intensität in Abhängigkeit von der Polarisation des Filter wieder mithilfe einer Photodiode gemessen.

3.2.5 Wellenlänge des Lasers

Im letzten Teil der Durchführung soll nun mithilfe eines Gitters die Wellenlänge des Lasers bestimmt werden. Dafür wird ein Schirm auf den der Laserstrahl projiziert wird in einem hinreichend großen Abstand hinter das Gitter gestellt, sodass nulltes und die beiden ersten Maxima zu sehen sind. Dann werden die Abstände zwischen nulltem und ersten Maxima, Gitterkonstante sowie der Abstand zwischen Gitter und Schirm aufgeschrieben.

4 Auswertung

In diesem Abschnitt werden die aufgenommenen Messdaten in Grafiken sowie Tabellen dargestellt und ausgewertet. Grafiken sowie dazugehörige Rechnungen sind mit Python [6] erstellt bzw. berechnet worden.

4.1 Stabilitätsbedingung

Der Laser ist stabil, wenn Gleichung (1) mit den Stabilitätsparametern aus Gleichung (2) erfüllt ist. Die theoretischen Kurven für die drei möglichen Spiegelanordnungen sind graphisch in Abbildung (6) dargestellt. Experimentell konnte nur die Stabilitätsbedingung für Anordnung 1 überprüft werden. Der maximal gemessene Abstand der Resonatorspiegel beträgt $L = 134$ cm.

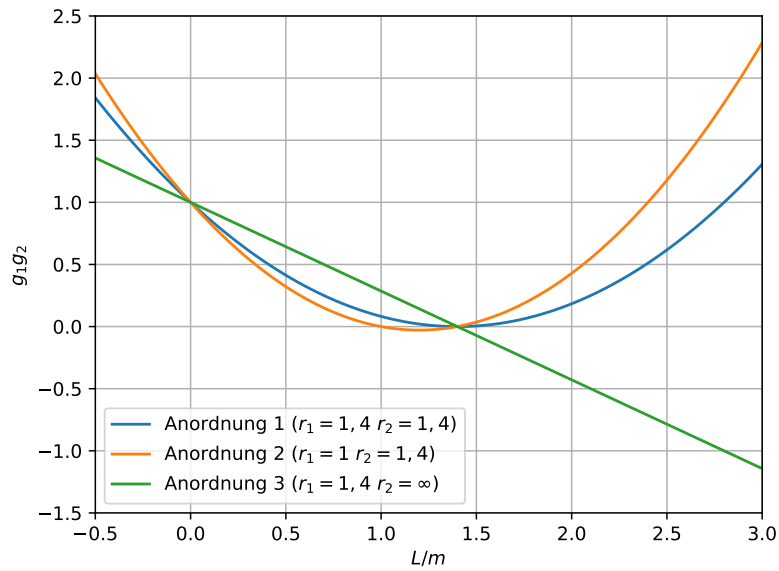


Abbildung 6: Theoretische Stabilitätsbedingungen für die drei Anordnungen.

4.2 Moden

4.2.1 TEM₀₀-Mode

In Tabelle 2 sind die aufgenommenen Messwerte der Grundmode TEM₀₀ zu finden. In Abbildung (7) ist der Verlauf graphisch dargestellt. Es wird aufbauend auf Gleichung (3) eine Ausgleichsrechnung der Form

$$I(x) = I_0 \cdot \exp\left(-2 \frac{(x - x_0)^2}{w^2}\right) \quad (6)$$

durchgeföhrt. Daraus ergibt sich für die Grundmode die folgenden Werte:

$$\begin{aligned} I_0 &= (7,04 \pm 0,06) \mu\text{A} \\ x_0 &= (3,26 \pm 0,03) \text{ mm} \\ w &= (5,92 \pm 0,06) \text{ mm} \end{aligned}$$

Tabelle 2: Die gemessenen Stromstärken I und die dazugehörigen Radien r entlang der Horizontalen der TEM₀₀-Mode.

| r in mm | $I(r)$ in μA | r in mm | $I(r)$ in μA |
|-----------|-------------------------|-----------|-------------------------|
| 12 | 0,1 | 2 | 6,52 |
| 11 | 0,27 | 1 | 5,49 |
| 10 | 0,58 | 0 | 3,81 |
| 9 | 1,08 | -1 | 2,36 |
| 8 | 1,83 | -2 | 1,45 |
| 7 | 3,17 | -3 | 0,76 |
| 6 | 4,7 | -4 | 0,39 |
| 5 | 5,93 | -5 | 0,16 |
| 4 | 6,87 | -6 | 0,05 |
| 3 | 6,75 | | |

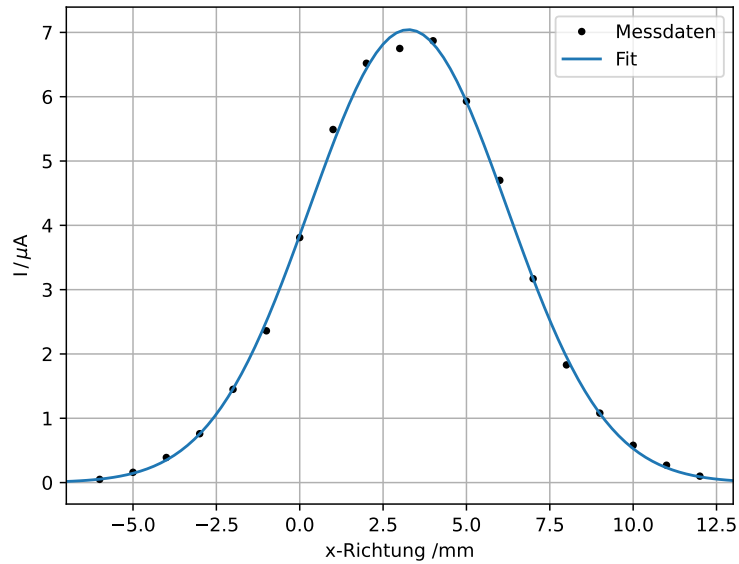


Abbildung 7: Intensitätsverteilung der TEM₀₀-Mode.

4.2.2 TEM₀₁-Mode

Für die TEM₀₁-Mode wird die Ausgleichsfunktion mit Gleichung (4) wie folgt abgewandelt:

$$I(x) = I_0 \cdot \frac{4(x - x_0)^2}{w^2} \cdot \exp\left(-2\frac{(x - x_0)^2}{w^2}\right) \quad (7)$$

Die aufgenommenen Messdaten sind in Tabelle (3) aufgelistet. In Abbildung (8) ist die gefittete Funktion zu sehen. Es ergeben sich die Parameter:

$$I_0 = (3,21 \pm 0,09) \mu\text{A}$$

$$x_0 = (3,33 \pm 0,08) \text{ mm}$$

$$w = (6,25 \pm 0,11) \text{ mm}$$

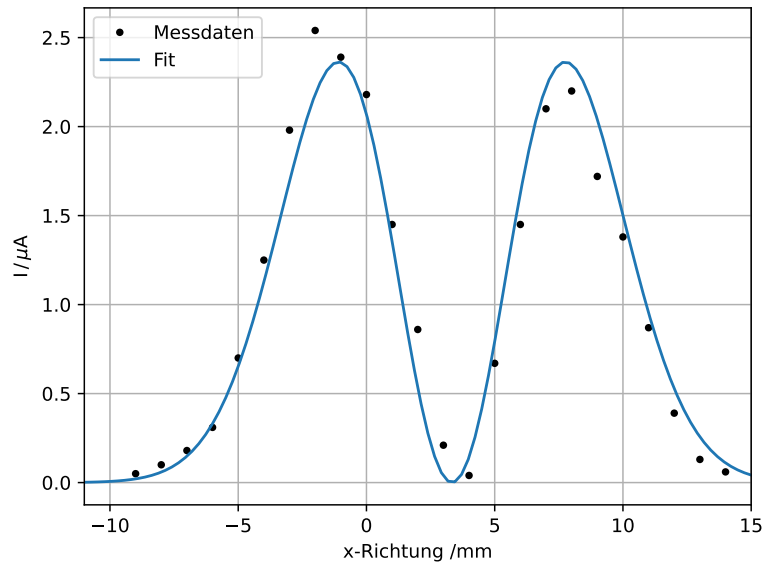


Abbildung 8: Intensitätsverteilung der TEM₀₁-Mode.

Tabelle 3: Die gemessenen Stromstärken I und die dazugehörigen Radien r entlang der Horizontalen der TEM₀₁-Mode.

| r in mm | $I(r)$ in μA | r in mm | $I(r)$ in μA |
|-----------|-------------------------|-----------|-------------------------|
| 14 | 0,06 | 2 | 0,86 |
| 13 | 0,13 | 1 | 1,45 |
| 12 | 0,39 | 0 | 2,18 |
| 11 | 0,87 | -1 | 2,39 |
| 10 | 1,38 | -2 | 2,54 |
| 9 | 1,72 | -3 | 1,98 |
| 8 | 2,2 | -4 | 1,25 |
| 7 | 2,1 | -5 | 0,7 |
| 6 | 1,45 | -6 | 0,31 |
| 5 | 0,67 | -7 | 0,18 |
| 4 | 0,04 | -8 | 0,1 |
| 3 | 0,21 | -9 | 0,05 |

4.2.3 TEM₀₂-Mode

Zur Bestimmung der Intensitätsverteilung der TEM₀₂ wird die Ausgleichungsfunktion zum letzten Mal mit der Gleichung (5) angepasst

$$I(x) = I_0 \cdot \left(\frac{8(x - x_0)^2}{w^2} - 2 \right)^2 \cdot \exp \left(-2 \frac{(x - x_0)^2}{w^2} \right) \quad (8)$$

In Tabelle (4) befinden sich die augenommenen Messdaten mit denen die Ausgleichsrechnung durchgeführt wird. Diese liefert die Parameter:

$$I_0 = (0,069 \pm 0,004) \mu\text{A}$$

$$x_0 = (2,57 \pm 0,15) \text{ mm}$$

$$w = (6,46 \pm 0,16) \text{ mm}$$

In Abbildung (9) ist die gefittete Funktion dargestellt.

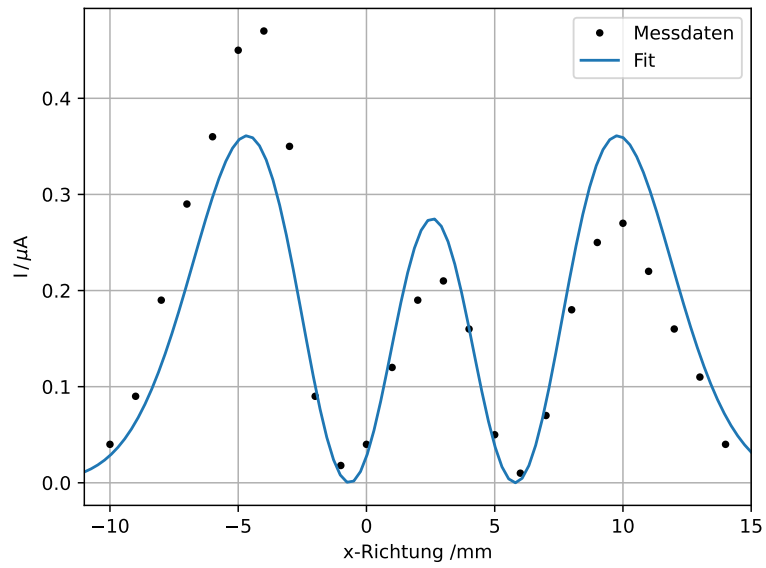


Abbildung 9: Intensitätsverteilung der TEM_{02} -Mode.

Tabelle 4: Die gemessenen Stromstärken I und die dazugehörigen Radien r entlang der Horizontalen der TEM_{02} -Mode.

| r in mm | $I(r)$ in μA | r in mm | $I(r)$ in μA |
|-----------|-------------------------|-----------|-------------------------|
| 14 | 0,04 | 1 | 0,12 |
| 13 | 0,11 | 0 | 0,04 |
| 12 | 0,16 | -1 | 0,018 |
| 11 | 0,22 | -2 | 0,09 |
| 10 | 0,27 | -3 | 0,35 |
| 9 | 0,25 | -4 | 0,47 |
| 8 | 0,18 | -5 | 0,45 |
| 7 | 0,07 | -6 | 0,36 |
| 6 | 0,01 | -7 | 0,29 |
| 5 | 0,05 | -8 | 0,19 |
| 4 | 0,16 | -9 | 0,09 |
| 3 | 0,21 | -10 | 0,04 |
| 2 | 0,19 | | |

4.3 Polarisation

In diesem Abschnitt wird nun die Polarisationsrichtung des Lasers untersucht. Wie in Abschnitt (3.2.4) beschrieben werden die Messdaten aufgenommen. Die Daten sind in der Tabelle (5) angegeben und in Abbildung (10) visualisiert. Die gefittete Funktion hat die Form:

$$I(\varphi) = I_0 \cos^2(\varphi + \varphi_0) \quad (9)$$

durchgeführt. Die dazugehörigen gefitteten Parameter lauten:

$$I_0 = (149,42 \pm 2,12) \mu\text{A}$$

$$\varphi_0 = (-78,33 \pm 0,01) \text{ rad}$$

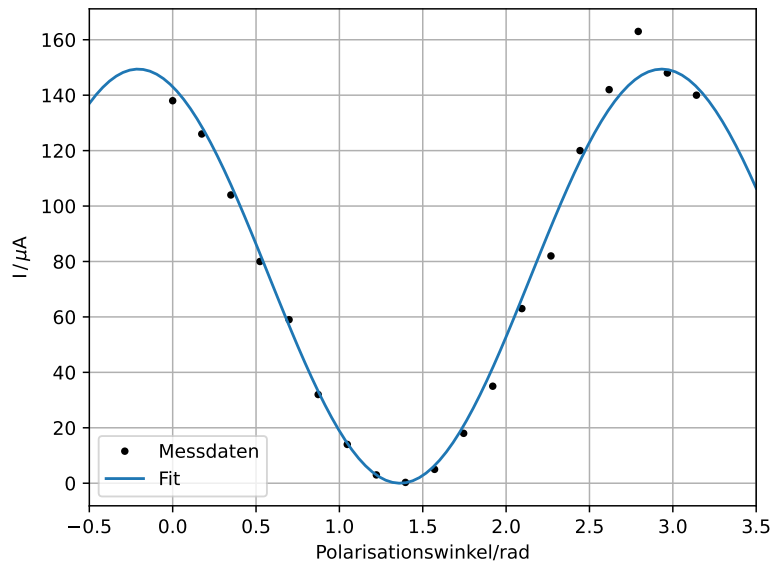


Abbildung 10: Gefittete Funktion zur Bestimmung der Polarisation des Lasers.

Tabelle 5: Polarisationswinkel φ und Stromstärke I .

| φ in Grad | $I(\varphi)$ in μA | φ in Grad | $I(\varphi)$ in μA |
|-------------------|-------------------------------|-------------------|-------------------------------|
| 0 | 138 | 100 | 18 |
| 10 | 126 | 110 | 35 |
| 20 | 104 | 120 | 63 |
| 30 | 80 | 130 | 82 |
| 40 | 59 | 140 | 120 |
| 50 | 32 | 150 | 142 |
| 60 | 14 | 160 | 163 |
| 70 | 3 | 170 | 148 |
| 80 | 0.3 | 180 | 140 |
| 90 | 5 | | |

4.4 Wellenlänge

Die Wellenlänge des Lasers kann mithilfe der Formel

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

bestimmt werden. Dabei ist d_n der Abstand des n-ten Nebenmaxima vom Hauptmaxima, L der Abstand zwischen Gitter und Schirm und g die Gitterkonstante. Die Messwerte und Ergebnisse sind in Tabelle (6) eingetragen. Für die Wellenlänge ergibt sich so ein Mittelwert von $(631,29 \pm 5,39) \text{ nm}$.

Tabelle 6: Messdaten zur Messung der Wellenlänge.

| Gitterkonstante g | L in cm | Ordnung | Abstand d_n in cm | Wellenlänge λ in nm |
|---------------------|-----------|---------|---------------------|-----------------------------|
| 100 Linien/mm | 88,5 | 1 | 5,55 | 627,53 |
| 100 Linien/mm | 88,5 | 1 | 5,60 | 633,19 |
| 80 Linien/mm | 90 | 1 | 4,50 | 625,26 |
| 80 Linien/mm | 90 | 1 | 4,60 | 639,17 |

5 Diskussion

Die in Abschnitt (??) berechneten Spins ergaben sich zu:

$$I_{87} = 1.69 \pm 0.10$$

$$I_{85} = 2.65 \pm 0.23$$

Im Vergleich dazu sind die Literaturwerte [5] gegeben durch:

$$I_{87} = 1.5$$

$$I_{85} = 2.5$$

Dies entspricht einer Abweichung für ^{87}Rb von ungefähr 12.7% und für ^{85}Rb von ungefähr 6%. Dieses Ergebnis bestätigt die dem Experiment zu Grunde liegende Theorie relativ gut. Die Abweichungen lassen sich größtenteils dadurch erklären, dass das Ablesen oft nur ungenau möglich war und so einige Messwerte, gerade bei höheren Frequenzen, schwer festzustellen waren.

Das Isotopenverhältnis wurde zu $^{87}\text{Rb} \approx 31\%$ und $^{85}\text{Rb} \approx 69\%$ bestimmt. Die Literaturwerte [5] sind gegeben durch $^{87}\text{Rb} = 27.83\%$ und $^{85}\text{Rb} = 72.17\%$. Dies entspricht einer Abweichung für ^{87}Rb von ungefähr 11.3% und für ^{85}Rb von ungefähr 4.3%. Damit sind in etwa die selben Abweichungen wie bei den Kernspins vorhanden. In diesem Teil war es jedoch noch schwieriger genau vom Oszilloskopbild abzulesen, die kleinen Abweichungen sprechen daher für eine gute Messung und ein gelungenes Experiment.

Wie bei den verwendeten magnetischen Feldstärken zu erwarten spielt der quadratische Zeeman-Effekt eine eher untergeordnete Rolle. Die Energien für diesen sind drei Größenordnungen kleiner als vom linearen Zeeman-Effekt.

Literatur

- [1] Chemgapedia. *Laser*. URL: <http://www.chemgapedia.de/vsengine/vlu/vsc/de/ch/13/vlu/spektroskopie/spektrometer/laser.vlu/Page/vsc/de/ch/13/pc/spektroskopie/spektrometer/laser/laser3.vscml.html> (besucht am 15.12.2021).
- [2] TU Dortmund. *Anleitung zu V61 - Der HeNe-Laser*. URL: https://moodle.tu-dortmund.de/pluginfile.php/1732531/mod_resource/content/2/V61.pdf (besucht am 01.12.2021).
- [3] Universität Göttingen. *Der Helium-Neon-Laser*. URL: <https://lp.uni-goettingen.de/get/text/1804> (besucht am 15.12.2021).
- [4] Homemade-Electronics. *HeNe Laser*. URL: <http://homemade-electronics.com/index.php?s=HeNe%20Laser> (besucht am 15.12.2021).
- [5] Internetchemie.Info. *Rubidium-Isotope*. URL: <https://www.internetchemie.info/chemische-elemente/rubidium-isotope.php> (besucht am 01.12.2021).
- [6] Python. URL: <https://www.python.org> (besucht am 01.12.2021).