

# **Versuch 61 - Der HeNe-LASER**

**TU Dortmund, Fakultät Physik  
Fortgeschrittenen-Praktikum**

Jan Adam

jan.adam@tu-dortmund.de

Dimitrios Skodras

dimitrios.skodras@tu-dortmund.de

21. Februar 2014

# Inhaltsverzeichnis

<b>1</b>	<b>Theorie</b>	<b>1</b>
1.1	Absorbtion und Emission . . . . .	1
1.2	Aufbau des LASER . . . . .	2
1.3	Eigenschwingungen des Resonators . . . . .	3
<b>2</b>	<b>Durchführung</b>	<b>3</b>
<b>3</b>	<b>Auswertung</b>	<b>4</b>
3.1	Stabilitätsbedingungen . . . . .	4
3.2	Longitudinale Mode . . . . .	6
3.3	Polarisation . . . . .	7
<b>4</b>	<b>Auswertung</b>	<b>8</b>

# 1 Theorie

Ein LASER verstärkt kohärentes Licht einer bestimmten Wellenlänge, das durch angeregte Emission erzeugt und verstärkt wird (**L**ight **A**mplification by **S**timulated **E**mission of **R**adiation). Er besteht dabei aus drei notwendigen Komponenten. Das aktive Lasermedium zur Bestimmung des Strahlungsspektrums und die Pumpquelle für die stimulierte Emission, sowie ein Resonator zur Verstärkung des Strahls.

## 1.1 Absorption und Emission

Grundsätzlich wird versucht, einfallendes Licht bei Wechselwirkung des Strahlungsfelds  $\rho(\nu)$  mit dem Lasermedium zu verstärken. Vorzustellen ist sich ein System aus zwei möglichen Zuständen - Grundzustand und 1. angeregter Zustand - mit den zugehörigen Besetzungszahlen  $n_1$  und  $n_2$ , sowie einer Energiedifferenz  $\Delta E$ . Das Zwei-Niveau-System ist zwar für die LASER-Konstruktion unzureichend, soll hier jedoch zur Anschauung genügen.

Wenn nun ein Photon eine  $\Delta E$  entsprechende Energie hat, kann es vom Medium absorbiert werden und das Atom anregen. Angeregte Atome können durch spontane Emission wiederum ein Photon jener Energie emittieren. Alternativ dazu ist es möglich, dass mittels eines einfallenden Photons das Atom unter stimulierter Emission in den Grundzustand übergeht. Das hierbei emittierte Photon ist in Energie, Phase und Ausbreitungsrichtung dem stimulierenden identisch.

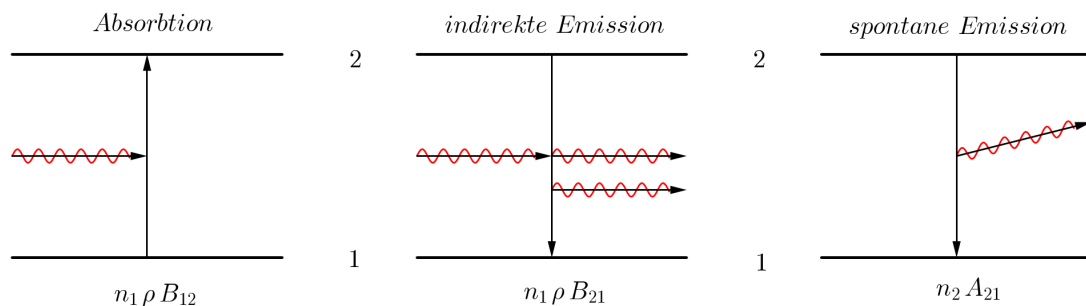


Abbildung 1: Absorption und Emission eines Zwei-Niveau-Systems

Die in Abbildung 1 aufgeführten Ausdrücke stehen jeweils für die absorbierten bzw. emittierten Photonen  $\dot{N}$ , bestimmt durch die Besetzungszahlen, das Strahlungsfeld und den nun hinzugekommenen konstanten Einsteinkoeffizienten  $B_{12}$ ,  $B_{21}$  und  $A_{21}$ , die jeweils als ein Maß der Übergangswahrscheinlichkeit zwischen den Niveaus 1 und 2 angesehen werden können. Sofern keine Verluste auftreten, lassen sich zeitlichen Änderungen der

Besetzungsdichten wie folgt formulieren

$$\begin{aligned}\frac{dn_1}{dt} &= -n_1 B_{12} \rho + n_2 B_{21} \rho + n_2 A_{21} \\ \frac{dn_2}{dt} &= +n_1 B_{12} \rho - n_2 B_{21} \rho - n_2 A_{21}\end{aligned}$$

Um die Kohärenz und die stete Verstärkung des Felds  $\rho$  zu gewährleisten, ist ein Überwiegen von stimulierter Emission gegenüber spontaner Emission erforderlich. Hierfür muss die Besetzungszahl des angeregten Zustands  $n_2$  höher sein als die, des Grundzustands (Besetzungsinversion), was im thermischen Gleichgewicht nicht mit der Maxwell-Boltzmann-Verteilung vereinbar ist. Daher muss dem LASER-Medium permanent Energie in Form von Elektronenstößen oder optischen Anregungen zugeführt werden.

## 1.2 Aufbau des LASER

Da die Verstärkung exponentiell mit dem Laufweg durchs LASER-Medium anwächst, ist es von hohem Interesse, diesen zu vergrößern. Dies geschieht durch einen Resonator, der den Strahl mithilfe von zwei Spiegeln entsprechend Abbildung 2 immer wieder durch das Medium führt. Beide Spiegel können hierbei jeweils planparallel oder sphärisch sein.

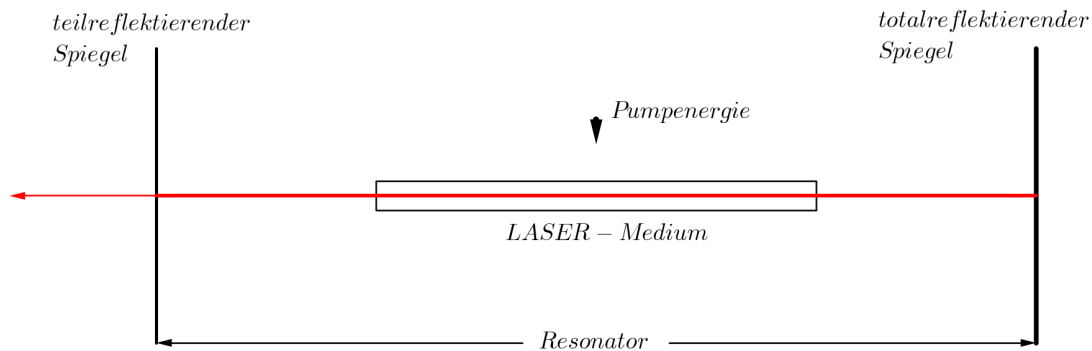


Abbildung 2: Konzeptioneller Aufbau eines LASERs

Bei einem konfokalen Resonator, dessen Spiegelbrennpunkte aufeinander fallen, sind die unvermeidbaren formabhängigen Intensitätsverluste an den Spiegeln möglichst gering. Sind sie kleiner als die Verstärkung, so hat man einen selbsterregenden Oszillator und damit einen optisch stabilen Resonator. Hierfür notwendig ist die Einhaltung des Bereichs (1) der Resonatorparameter  $g_i = 1 - \frac{L}{r_i}$ , mit  $L$  als Resonatorlänge und  $r_i$  als Krümmungsradien der Spiegel.

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

Der HeNe-LASER funktioniert mit einem Gasgemisch aus Helium und Neon im Verhältnis von 5 zu 1 bei einem Druck von etwa 133 Pa. Das Neon ist das LASER-Material und

Helium wird Pumpgas benutzt. Die Besetzungsinversion wird durch elektrische Entladung realisiert, wobei das Helium in metastabile Zustände angeregt wird. Diese Anregungsenergie wird durch STöße zweiter Art an das Neon übertragen, woraufhin Inversion auftritt. Ein Brewsterfenster ermöglicht einen verlustarmen Lichtaustritt. LASER-Aktivität wird bei mehreren Wellenlängen festgestellt, mit der roten  $\lambda = 632,8 \text{ nm}$  als intensivste.

### 1.3 Eigenschwingungen des Resonators

Die Resonanzbedingung (1) können wegen  $L \gg \lambda_{\text{LASER}}$  viele Wellenlängen erfüllen. Die Anzahl  $q$  der Wellenlängen wird longitudinale Mode genannt. Transversale Moden sind durch Imperfektionen ebenfalls möglich und werden angelehnt an Hohlleitern mit  $\text{TEM}_{lpq}$  bezeichnet, mit  $l$  und  $p$  als transversale Modenzahlen und Knoten der x- bzw. y-Richtung. Aufgrund von zunehmenden Verlusten bei höheren Moden mit geringerer Symmetrie, können nur wenige transversale Moden isoliert und verstärkt werden. Die Feldverteilungen für konfokale Resonatoren mit runden Spiegeln werden angenähert durch

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

mit:  $\rho = \left( \frac{2\pi}{\lambda R} \right)^{\frac{1}{2}}$  und  $Z = \frac{2z}{R}$

mit  $L_p^q(x)$ , den zugeordnete Laguerre-Polynomen. Hierdurch lassen sich beobachtbare Intensitätsverteilungen berechnen. Die verlustärmste Mode höchster Symmetrie ist die  $\text{TEM}_{00}$  Grundmode ohne Nullstellen in transversaler Richtung. Beschrieben wird sie durch die Gaußverteilung

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

mit  $I_0$  als Maximalintensität,  $r$  als Abstand zur optischen Achse und  $2w$  als doppelten Strahlradius. Berechnen lässt sich der Strahlradius im Abstand  $z$  von der minimalen Taille  $w_0$  durch

$$w(z) = w_0 \sqrt{1 + \left( \frac{\theta z}{w_0} \right)^2}, \quad \text{mit der Strahldivergenz } \theta = \frac{\lambda}{\pi} w_0. \quad (3)$$

## 2 Durchführung

Zur Justage des HeNe-LASERs befindet sich ein Justier-LASER auf einer optischen Schiene. Zudem können zwei Schirme mit Fadenkreuz und Beugungsblende hinter den Justier-LASER und ans andere Ende der optischen Schiene angebracht werden. Sind entstehende Beugungsringe direkt im Fadenkreuz, ist der LASER auf die optische Achse

justiert. Nun werden Plasmarohr und Resonatorspiegel auf die optische Schiene gebracht und der Justier-LASER ausgestellt. Nach Anstellen des Stroms auf  $I = 6,5 \text{ mA}$  und etwas Nachjustage ist eine LASER-Tätigkeit zu beobachten.

Zur Überprüfung der Stabilitätsbedingung (1) wird die LASER-Leistung mithilfe einer Photodiode und die Resonatorlänge auf ihr Maximum eingestellt. Die Resonatorspiegel werden dabei stetig voneinander entfernt. Um TEM-Moden zu beobachten wird ein Wolframdraht ( $d = 5 \text{ }\mu\text{m}$ ) zwischen Resonatorspiegel und LASER-Rohr angebracht und verschoben, sodass verschiedene Moden auf dem optischen Schirm erkennbar sind. Sobald die Moden stabilisiert sind wird der Schirm durch eine Photodiode getauscht und die Intensität entlang des Strahlquerschnitts indirekt durch die Stromstärke gemessen. Die Polarisation lässt sich durch Einstellen eines Polarisators hinter dem teildurchlässigen Spiegel bestimmen. Hierzu wird die Intensität abermals mit der Photodiode ermittelt in Abhängigkeit der Polarisationsrichtung. Die Wellenlänge lässt sich einfach durch den Abstand von Beugungsmaxima erzeugt durch ein Gitter bzw. einen Spalt berechnen.

### 3 Auswertung

#### 3.1 Stabilitätsbedingungen

Zunächst werden die Stabilitätsbedingungen überprüft. Folgenden Tabellen können die Aufgenommenen Wertepaare (Abstand/Stromstärke) entnommen werden, wobei die Werte aus Tabelle 1 mit zwei Konkavspiegeln und die Werte aus Tabelle 2 mit einem Konkav- und einem Planspiegel aufgenommen wurden.

cm	nA
50,4	32,0
72	30,0
79	32,0
85	33,0
90	31,0
96	30,0
101	27,0
112	13,0
123	13,0
137	21,0
143	6,0
151	4,7
155	5,7
159	6,2
166	4,2
173	2,0
176	1,0

Tabelle 1: Messwerte für Spiegel  
 $r_1 = 1,4 \text{ m}$   $r_2 = 1,4 \text{ m}$

cm	nA
44,0	26,0
53,0	13,0
55,0	16,0
57,0	7,9
57,5	4,5
59,5	3,5
63,0	4,0

Tabelle 2: Messwerte für Spiegel  
 $r_1 = 1,4 \text{ m}$   $r_2 = 1,0 \text{ m}$

Eingetragen in ein Diagramm ergibt sich aus den Messwerten folgendes Bild:

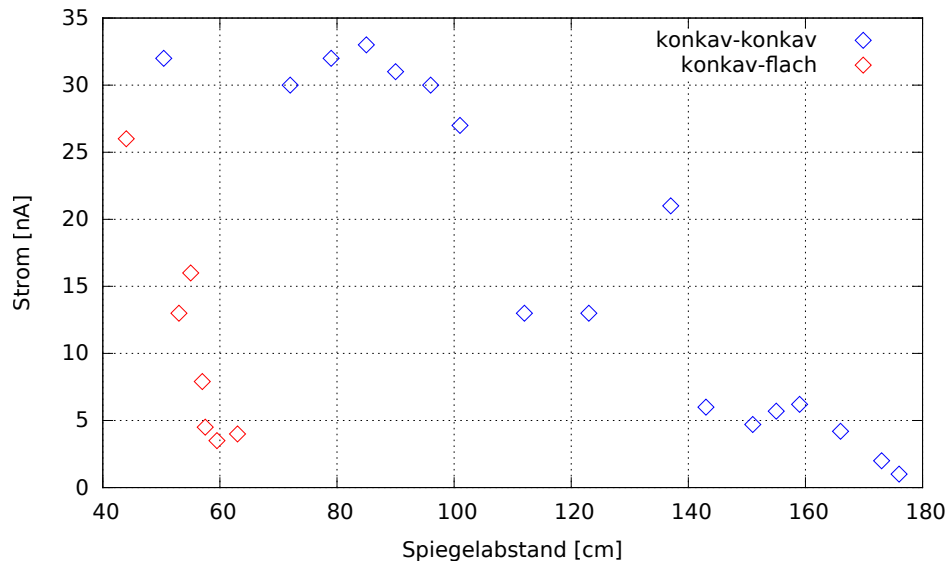


Abbildung 3: Beide Messreihen in ein Diagramm eingetragen

Wie in dem Graphen zu erkennen ist, lässt sich der Laserstrahl bei zwei gleich gekrümmten Spiegeln deutlich länger aufrecht erhalten, als bei zwei Spiegeln, die unterschiedlich stark gekrümmt sind. Als Referenz dazu die theoretisch berechneten Stabilitätsbedingungen entsprechend Gleichung (1) geplottet:

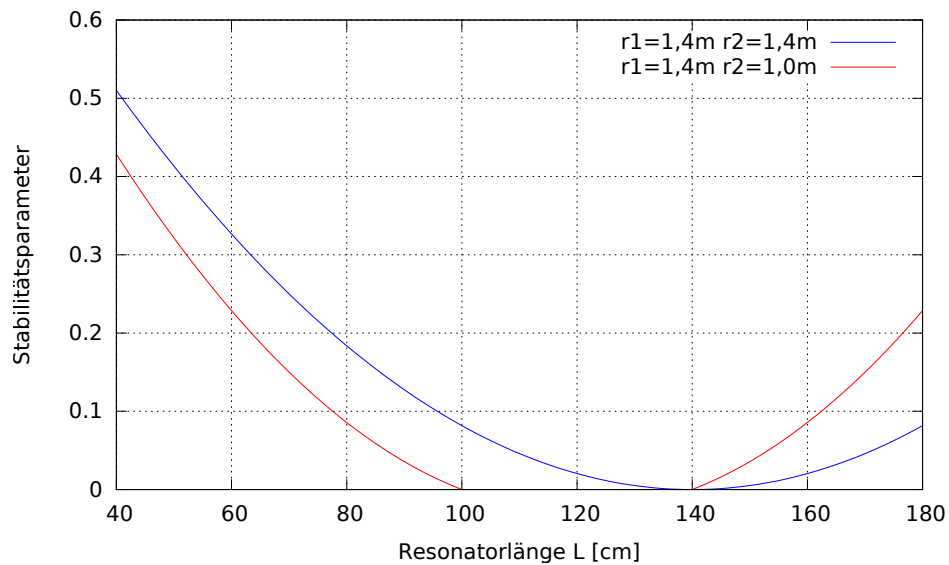


Abbildung 4: Theoretische Stabilitätsbedingungen

Der Graph der Vorhersage stimmt sehr gut mit den tatsächlich gemessenen Resonatorlängen überein. Da die Justage jedoch schon durch kleine Unebenheiten auf der optischen Schiene gestört wird, sind die theoretischen Maximalwerte nicht erreichbar.

### 3.2 Longitudinale Mode

Durch das Einbringen eines schmalen Drahtes in den Resonator, wird die TEM-00 Mode absorbiert und es wird die deutlich schwächere TEM-01 Mode sichtbar. Mit eingeführtem Draht wurden beim Durchlaufen des Strahls mit einer Photodiode folgende Werte aufgenommen:

cm	nA	Fortsetzung	
6.0	29	-3.0	31
5.0	55	-3.5	11
4.0	88	-5.5	17
3.0	150	-6.0	28
2.0	190	-7.0	40
1.5	210	-8.0	56
1.0	224	-8.5	51
0.5	240	-9.0	39
0.0	237	-10.0	28
-0.5	177	-11.0	13
-1.0	136	-12.0	5
-2.0	96		

Tabelle 3: Messwerte bei eingeführtem Draht

Eingetragen in ein Diagramm ergeben die Messwerte folgendes Bild:

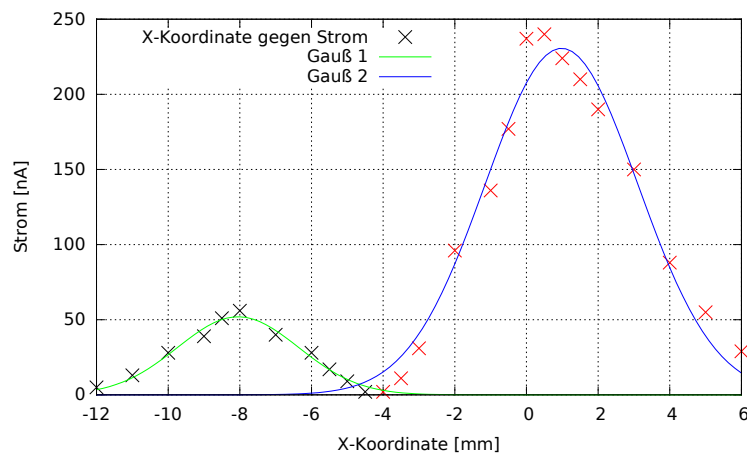


Abbildung 5: Stromstärke gegen die relative X-Koordinate aufgetragen - zwei Gaußkurven wurden an die Messwerte gefittet



An die beiden Intensitätsmaxima wurde jeweils eine Gaußfunktion vom Typ

$$f(x) = \frac{A}{\sqrt{2\pi \cdot \sigma^2}} \cdot e^{-\frac{(x-\mu)^2}{(2\sigma^2)}}$$

gefittet.

Es ergaben sich folgende Parameter:

$$A_1 = 220.3 \pm 8.8$$

$$\mu_1 = -8.05 \pm 0.081$$

$$\sigma_1 = 1.69 \pm 0.077$$

$$A_2 = 1234.27 \pm 47.61$$

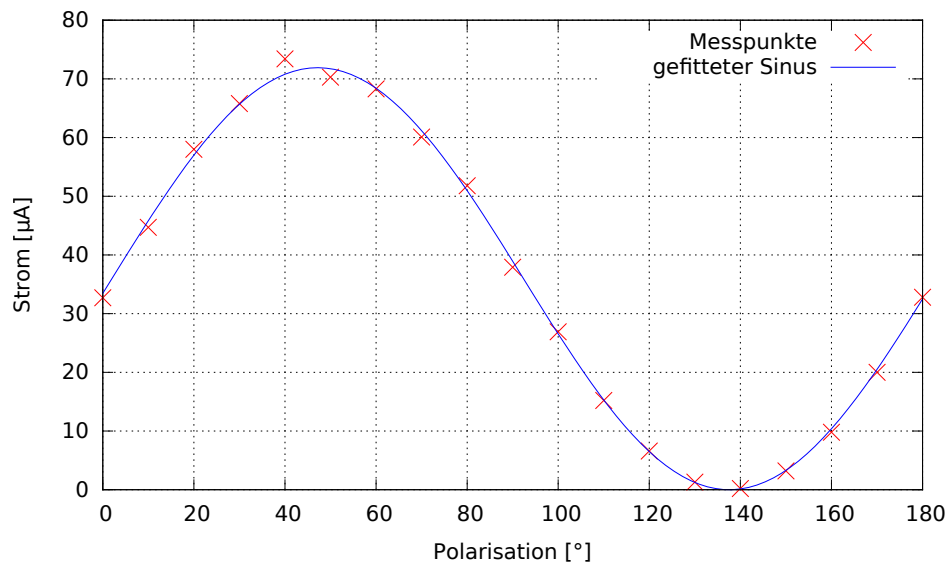
$$\mu_2 = 0.978204 \pm 0.09369$$

$$\sigma_2 = 2.13489 \pm 0.09393$$

### 3.3 Polarisation

Zuletzt soll die Polarisation des Laserlichtes bestimmt werden. Hierzu wird ein Polfilter in den Strahl gehalten und die Intensität des durchdringenden Laserstrahls in Abhängigkeit vom Polarisationswinkel geplottet.

Es wird eine Funktion vom Typ  $g(x) = A [\sin(\omega x + \phi) + 1]$  erwartet und diese wird an die Daten gefittet. Es ergibt sich folgender Graph:



Mit den Fitparametern:

$$A = (36.0 \pm 0.19) \text{ nA}$$

$$\omega = (0.0348 \pm 0.0001) \frac{1}{\text{Grad}}$$

$$\phi = (-44.05 \pm 0.016)^\circ$$

## 4 Auswertung

Aufbau und Justage des Lasers sind erfolgreich verlaufen. Es gelang, den Laser in Betrieb zu nehmen und die Graphen sehen erwartungsgemäß aus. Wie zu erwarten war, sind die theoretischen Werte aus den Stabilitätsbedingungen nicht zu erreichen, da der Laser als hochempfindliches Gerät schon durch kleine Materialfehler und Unebenheiten im Aufbau negativ beeinflusst wird.

Die longitudinale Mode ist in Abbildung 5 sehr gut durch die Ausbildung zweier Gauß-Funktionen zu erkennen. Warum das erste Intensitätsmaximum deutlich kleiner als das zweite ist, wird nicht ganz klar, jedoch kann dies an einer Vielzahl von Einflüssen liegen. Am wahrscheinlichsten ist, dass der Laser die Laserbank nicht ganz mittig durchquert hat und am linken Rand von der Apparatur einiges an Intensität absorbiert wurde. Der gaußförmige Verlauf ist dennoch gut zu erkennen.

Die Polarisations-Messreihe passt sehr gut zu der theoretischen Vorhersage eines Sinus. Die Fehler von Frequenz und Phase betragen ebenfalls nur einige Prozent und sind damit äußerst präzise.

Literatur

Versuchsanleitung V61 (TU Dortmund, 03.10.11)