

V61

## HeNE-Laser

Tim Brune  
tim2.brune@gmail.com

Christian Herrmann  
christian2.herrmann@tu-dortmund.de

Durchführung: 20.07.16

Abgabe: 22.07.16

TU Dortmund – Fakultät Physik



# 1 Einleitung

In diesem Versuch soll die Funktionsweise eines HeNe-Lasers untersucht werden.

## 2 Theorie

### 2.1 Grundlegende Funktionsweise eines Lasers

Ein Laser emittiert monochromatisches Licht hoher Intensität und Kohärenz. Dazu besteht der Laser aus drei Komponenten: einem aktivem Lasermedium, einer Pumpquelle und einem Resonator. Das aktive Lasermedium bestimmt durch die möglichen Übergänge das Strahlungsspektrum des Lasers. Die Pumpquelle führt durch stimulierte Emission zu einer Besetzungsinversion. Der Resonator erzeugt einen selbsterregenden Oszillator, indem das emittierte Licht durch optische Rückkopplung durch das Lasermedium geschickt wird. Im Allgemeinen soll das Lasermaterial so manipuliert werden, dass das einfallende Licht durch Wechselwirkung des Strahlungsfeldes mit dem Material verstärkt wird.

### 2.2 Zwei-Niveau-System

Im einfachsten Fall eines Zwei-Niveau-Systems hat das Material zwei Mögliche Zustände, d.h. es gibt einen Grundzustand und einen angeregten Zustand. Dabei sind  $n_1$  und  $n_2$  die Besetzungszahlen der Zustände. Es kann nun zwischen Absorption, induzierter Emission und spontaner Emission unterschieden werden. Fällt ein Photon ein, das mindestens die Energie des Überganges hat, so wird es absorbiert und damit die Besetzungszahl  $n_2$  des angeregten Zustandes erhöht. Die Emission kann sowohl spontan stattfinden, d.h. ein angeregtes Atom geht spontan in den Grundzustand über, als auch induziert durch ein einfallendes Photon. Dabei haben stimulierte und auslösendes Photon dieselbe Energie, Ausbreitungsrichtung und Phase. Bei der Emission wird die Besetzungsdichte  $n_2$  des angeregten Zustandes vermindert. Abbildung 1 veranschaulicht diesen Zusammenhang schematisch. Mit der Energiedichte  $\rho$  des Strahlungsfeldes und den Einsteinkoeffizienten  $A_{21}$ ,  $B_{21}$  und  $B_{12}$ , die ein Maß für die Übergangswahrscheinlichkeit von einem Zustand zum anderen darstellen, kann die Anzahl der pro Volumeneinheit und pro Sekunde absorbierten bzw. emittierten Photonen  $\dot{N}$  geschrieben werden als

$$\dot{N}_A = n_1 \rho(\nu) B_{12} \quad \text{Absorption} \quad (1)$$

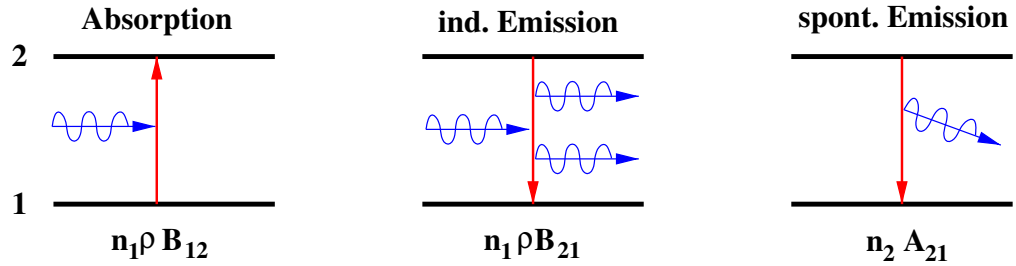
$$\dot{N}_{IE} = n_2 \rho(\nu) B_{21} \quad \text{ind. Emission} \quad (2)$$

$$\dot{N}_E = n_2 A_{21} \quad \text{spontane Emission} . \quad (3)$$

Treten keine Verluste auf, so gilt  $n_1 + n_2 = \text{const}$  und damit gilt für die Besetzungsdichten

$$\frac{dn_1}{dt} = -n_1 B_{12} \rho + n_2 B_{21} \rho + n_2 A_{21} , \quad (4)$$

$$\frac{dn_2}{dt} = n_1 B_{12} \rho - n_2 B_{12} \rho - n_2 A_{21} . \quad (5)$$



**Abbildung 1:** Schematische Darstellung der Absorption und Emission eines Strahlungsfeldes  $\rho\nu$  bei einem Zwei-Niveau-System.[1]

Ein Zwei-Niveau-System kann jedoch nicht als Laser funktionieren, da hierzu eine Besetzungsinversion, deren Rolle im folgenden erklärt wird, erreicht werden muss. Damit eine dauerhafte Verstärkung des Strahlungsfeldes  $\rho$  und Kohärenz erreicht wird, muss die induzierte Emission häufiger auftreten als die spontane Emission, nach der Maxwell-Boltzmann-Verteilung überwiegt im thermischen Gleichgewicht jedoch die Besetzung des Grundzustandes. Um eine Besetzungsinversion, d.h. eine höhere Besetzung des angeregten Zustandes, zu erreichen, muss dem Lasermedium von außen permanent Energie zugeführt werden. Dies wird als pumpen bezeichnet. Hierbei nimmt die Verstärkung exponentiell mit der Länge des Laufweges im Lasermedium zu.

Bei einem Zwei-Niveau-System befinden sich jedoch immer mehr Teilchen im Grundzustand als im angeregten Zustand, wie aus den Gleichungen (5) folgt, und es kann maximal eine Gleichverteilung erreicht werden.

## 2.3 Optischer Resonator

Um einen möglichst langen Laufweg des Laserstrahls im Medium zu erreichen, wird ein Resonator eingesetzt. Dieser Resonator besteht aus zwei sich gegenüberstehenden Spiegeln. Um den Laserstrahl auskoppeln zu können, ist einer der Spiegel teildurchlässig. Es wird zwischen verschiedenen Resonatoren unterschieden. Planparallele Resonatoren bestehen aus zwei planparallelen Spiegeln, sphärische Resonatoren bestehen aus sphärischen Spiegeln. Zusätzlich sind auch Kombinationen aus beiden möglich. Fallen die Spiegelbrennpunkte der Spiegel zusammen (konfokaler Resonator), so sind die Verluste durch den Resonatorspiegel besonders klein. Um einen optisch stabilen Resonator zu erhalten, müssen die Verluste im Resonator kleiner sein als die Verstärkung durch induzierte Emission. In diesem Fall entsteht ein selbsterregender Oszillator und es gilt die Stabilitätsbedingung

$$0 \leq g_1 \cdot g_2 < 1 \quad (6)$$

mit den Resonatorparametern  $g_i = 1 - L/r_i$ . Dabei ist  $r_i$  der Krümmungsradius und  $L$  die Resonatorlänge. Abbildung 2 zeigt die prinzipielle Funktionsweise eines Lasers.

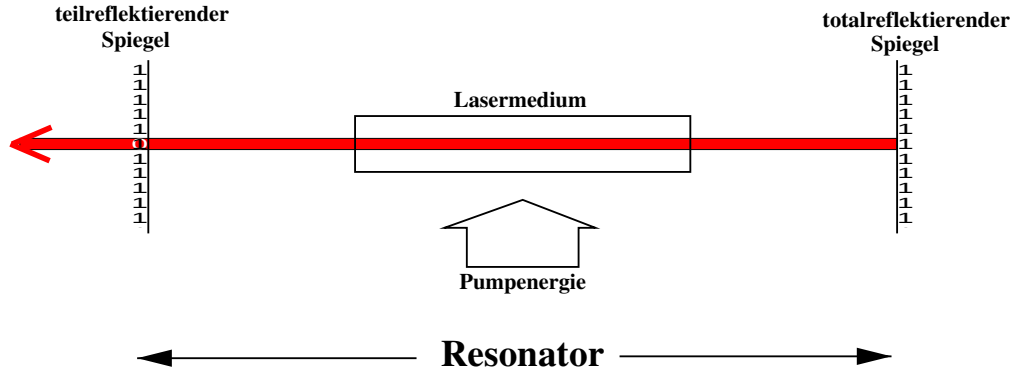


Abbildung 2: Prinzipielle Funktionsweise eines Laser.[1]

## 2.4 TEM-Moden

Die Resonatorlänge  $L$  ist sehr viel größer als die Wellenlänge  $\lambda$ , sodass im Prinzip viele Frequenzen die Resonanzbedingung einer stehenden Welle erfüllen. Die longitudinalen Moden werden hierbei mit  $q$  bezeichnet. Die transversalen Moden in  $x$ - und  $y$ -Richtung, die aufgrund von Spiegelunebenheiten und Verkipfung auftreten, werden mit  $l$  und  $p$  nummeriert und als  $\text{TEM}_{lp}$ -Moden bezeichnet. Die verschiedenen Moden sind in Abbildung 3 dargestellt.

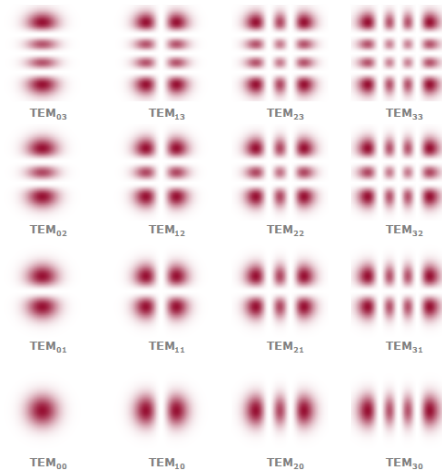


Abbildung 3: Intensitätprofile verschiedener TEM-Moden. [8]

Da höhere Moden größere Verluste haben als niedrigere Moden werden nur wenige transversale Moden verstärkt. Die Feldverteilung für einen konfokalen Resonator ist gegeben durch [5]

$$E_{lp}(x) \propto H_l(x)H_p(x)e^{-\frac{x^2}{2}}, \quad (7)$$

wobei  $H_i(x)$  die Hermitepolynome sind. Mit  $I_{lp} \propto |E_{lp}|^2$  gilt für die Intensität

$$I_{lp} \approx I_0 \left| H_l(x) H_p(x) e^{-\frac{x^2}{2}} \right|^2. \quad (8)$$

Mit  $x = \sqrt{2} \frac{r}{w}$  gilt daher für die Grundmode mit  $H_0(x) = 1$

$$I(r) = I_0 e^{-\frac{2r^2}{w^2}}. \quad (9)$$

Dabei ist  $I_0$  die Maximalintensität,  $r$  ist der Abstand zur optischen Achse und  $w$  ist der Strahlradius.

### 3 Aufbau und Durchführung

#### 3.1 HeNe-Laser

Der Helium-Neon-Laser besteht aus einem Gasgemisch aus He- und Ne-Atomen im Verhältnis 5 zu 1, wobei Neon als Lasermaterial dient und Helium als Pumpgas. Das Gasgemisch befindet sich bei einem Druck von 1 Torr in einem Laserrohr. Die Besetzungsinversion wird über elektrische Entladung erzeugt. Das Laserrohr ist mit Brewsterfenstern abgeschlossen, welche einen möglichst verlustfreien Durchtritt von Licht ermöglichen sollen. Die Fensterflächen eines Brewsterfensters stehen im Brewster-Winkel zur optischen Achse, sodass nur Licht einer bestimmten Polarisation ohne Reflexionsverluste hindurchtreten kann (s. Abb. 4).

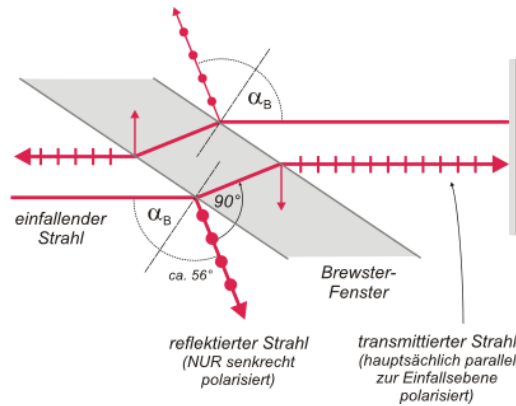


Abbildung 4: Strahlengang am Brewsterfenster.[2]

Das Helium wird durch Entladung angeregt und gibt die Energie durch Stöße an an die Neon-Atome weiter. Es können mehrere Linien des Lasers beobachtet werden, jedoch ist die rote Linie mit  $\lambda = 632.8 \text{ nm}$ , für die der Übergang von  $3s$  zu  $2p$  in Neon verantwortlich ist, die intensivste. Das Niveauschema eines HeNe-Lasers kann Abbildung 5 entnommen werden.

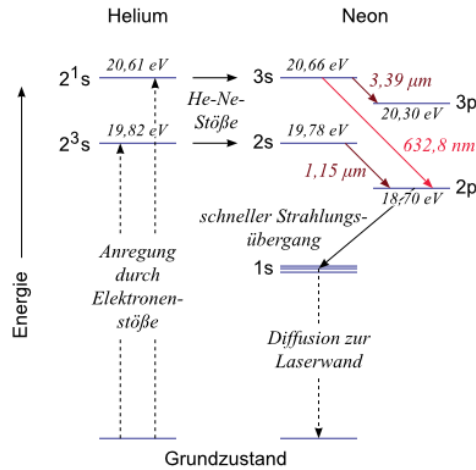


Abbildung 5: Niveauschema eines HeNe-Lasers.[2]

## 3.2 Aufbau

Der Versuchsaufbau besteht aus einem Justierlaser, der grünes Licht emittiert, mit einer reduzierten Laserleistung von  $P_{\text{red}} = 0.2 \text{ mW}$ , zwei Resonatorspiegeln, Blenden und einem Laserrohr, welche auf einer optischen Schiene befestigt sind. Das Laserrohr ist mit einem HeNe-Gemisch gefüllt und hat eine Länge von  $L = 408 \text{ mm}$ . Es stehen vier verschiedene Spiegel zum Aufbau des optischen Resonators zur Verfügung, von denen einer zum Auskoppeln des Laserstrahls dient. Zum Ausrichten stehen zwei Fadenkreuze bereit, die sich jeweils an den Enden der optischen Schiene befinden.

## 3.3 Durchführung

### 3.3.1 Justieren des Lasers

Zunächst müssen die Resonatorspiegel und das Laserrohr mithilfe des Justierlasers so ausgerichtet werden, dass der Laserstrahl und Rückreflex auf die Mitte der Fadenkreuze treffen. Danach kann der Strom der Hochspannung auf  $I = 6.5 \text{ mA}$  gestellt werden. Die Resonatorspiegel müssen nun so lange nachjustiert werden, bis eine Lasertätigkeit einsetzt.

### 3.3.2 Stabilitätsbedingung

Zum Überprüfen der Stabilitätsbedingung wird der Laser mit einer Photodiode auf maximale Leistung einjustiert. Nun wird der Resonatorspiegel bei laufendem Laser verschoben und dabei die Laserleistung nachjustiert, bis der maximal mögliche Resonatorabstand erreicht ist. Die Messung wird für einen weiteren Resonator wiederholt.

### 3.3.3 TEM-Moden

Um die TEM-Moden zu beobachten wird ein dünner Wolframdraht zwischen Resonatorspiegel und Laserrohr gebracht und verschoben, bis auf dem Schirm verschiedene Moden zu erkennen sind. Diese können dann mit einer Photodiode vermessen werden. Der Draht dient hierbei als Modenblende. Ein Laser schwingt in der Mode an, in der die Verluste am geringsten sind. Durch die Modenblende können die Verluste verschiedener Moden beeinflusst werden, sodass die Oszillation einer bestimmten Mode bevorzugt auftritt.

### 3.3.4 Bestimmung der Polarisation

In diesem Versuchsteil wird ein Polarisator hinter den Auskoppelspiegel gestellt und die Intensität mit einer Photodiode in Abhängigkeit von der Polarisationsrichtung gemessen.

### 3.3.5 Wellenlänge des Lasers

Um die Wellenlänge des Lasers zu bestimmen, werden die Beugungsminima bzw. Maxima zweier Gitter vermessen.

## 4 Fehlerrechnung

Zur Fehlerrechnung werden die Fehlerfortpflanzung nach Gauß

$$\sigma_f = \sqrt{\left(\frac{\partial f}{\partial x}\right)^2 \sigma_x^2 + \left(\frac{\partial f}{\partial y}\right)^2 \sigma_y^2} \quad (10)$$

und die Standardabweichung vom Mittelwert

$$\sigma_{\bar{x}} = \sqrt{\frac{1}{N(N-1)} \sum_{k=1}^N (x_k - \bar{x})^2} \quad (11)$$

mit

$$\bar{x} = \frac{1}{N} \sum_{k=1}^N x_k \quad (12)$$

verwendet.

## 5 Auswertung

### 5.1 Überprüfung der Stabilitätsbedingung

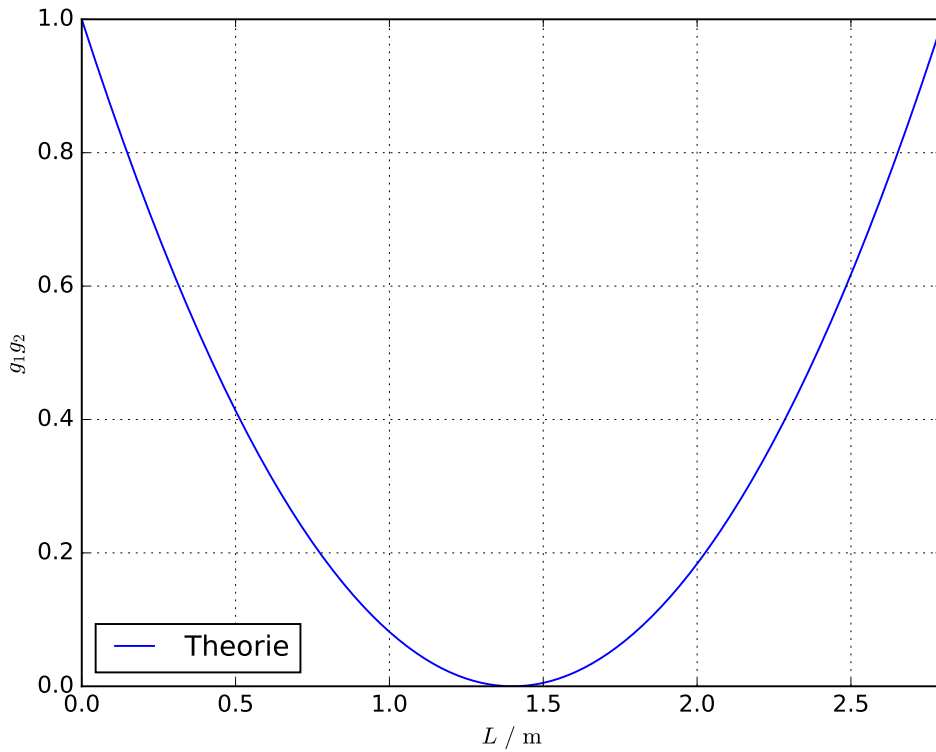
Zunächst wird untersucht, in welchen Bereichen die Stabilitätsbedingung (6) gültig ist. Gemäß (6) berechnen sich die Nullstellen von

$$g_1 g_2 = 1 - \frac{L}{r_1} - \frac{L}{r_2} + \frac{L^2}{r_1 r_2} \quad (13)$$

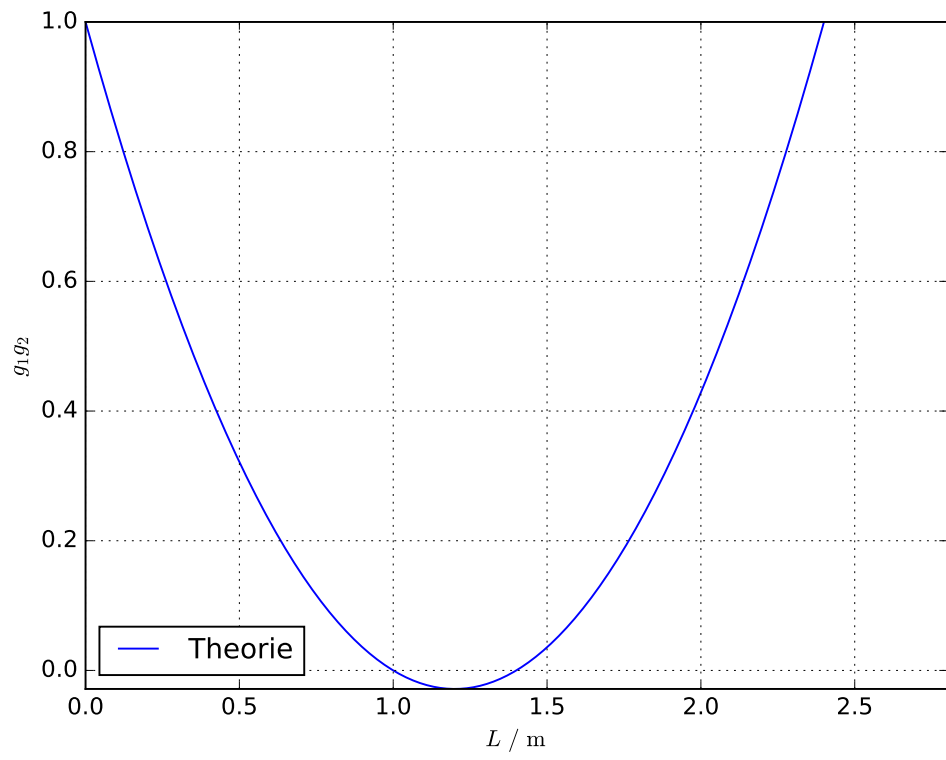


zu  $L_1 = r_1$  und  $L_2 = r_2$ , d.h. für  $r_1 \neq r_2$  gilt in dem Bereich  $r_1 < L < r_2$  die Stabilitätsbedingung nicht. Auch muss  $g_1 g_2 < 1$  gelten, woraus nach Umstellen folgt, dass Bereiche mit  $L < 0$  und  $L > r_1 + r_2$  ebenfalls von der Stabilitätsbedingung ausgeschlossen sind. Daraus folgt, dass ein Resonator, der aus zwei Spiegeln mit  $r_1 = r_2 = 1.4$  m aufgebaut ist (Anordnung 1), in einem Bereich  $0 < L < 2.8$  m stabil ist. Ein Resonator, der aus zwei Spiegeln mit  $r_1 = 1$  m,  $r_2 = 1.4$  m besteht (Anordnung 2), ist dagegen nur in den Bereichen  $0 < L < 1$  m sowie  $1.4$  m  $< L < 2.4$  m stabil. Ein weiterer Resonator kann aus einem sphärischen Spiegel mit  $r_1 = 1.4$  m und einen flachen Spiegel mit  $r_2 = \infty$  aufgebaut werden (Anordnung 3). Damit gilt für das Stabilitätsgebiet  $0 \leq 1 - \frac{1}{r_1} < 1$ , d.h. nach Umstellen folgt, dass der Resonator in einem Bereich von  $0 < L \leq r_1 = 1.4$  m stabil ist.

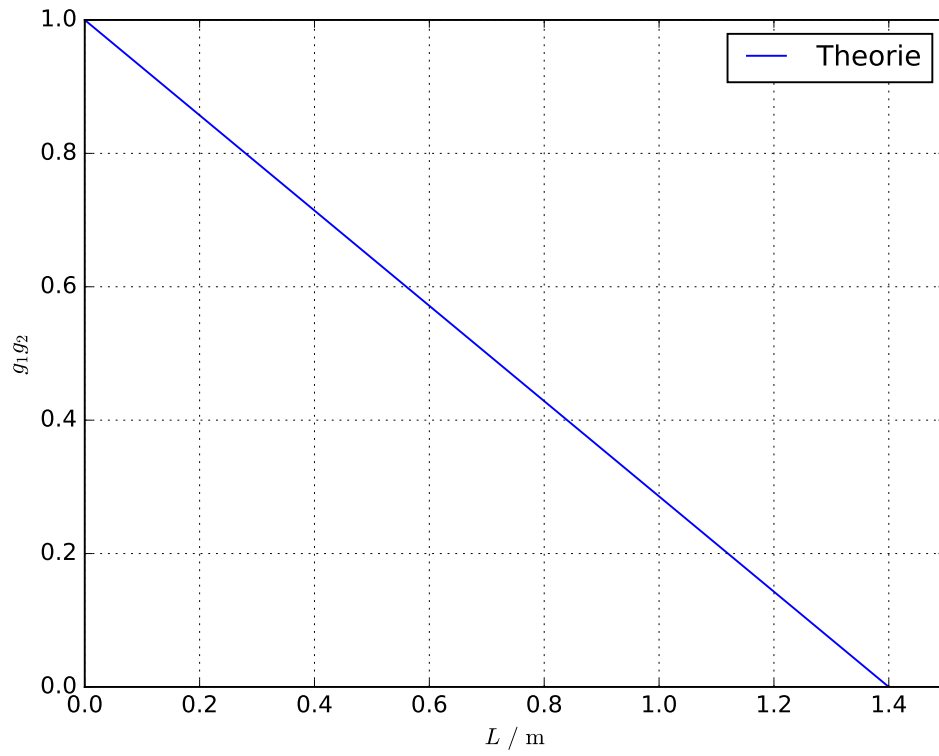
Die theoretisch berechneten sowie gemessenen Stabilitätsbereiche sind in in Abbildung 6, 7 und 8 dargestellt. Im Versuch wurden die Anordnungen 1 und 3 verwendet. In Tabelle 1 und 2 sind die gemessenen Ströme für verschiedene Spiegelabstände zu finden.



**Abbildung 6:** Stabilitätsbedingung für Anordnung 1 mit  $r_1 = r_2 = 1.4$  m.



**Abbildung 7:** Stabilitätsbedingung für Anordnung 2 mit  $r_1 = 1 \text{ m}$  und  $r_2 = 1.4 \text{ m}$ .



**Abbildung 8:** Stabilitätsbedingung für Anordnung 3 mit  $r_1 = 1.4 \text{ m}$  und  $r_2 = \infty$ .

Die experimentell bestimmten und theoretisch Grenzen der Stabilitätsgebiete für beide Anordnungen sind damit gegeben durch

$$L_{1_{\text{exp}}} = 1.73 \text{ m} \quad L_{1_{\text{theo}}} = 2.8 \text{ m} \quad (14)$$

$$L_{3_{\text{exp}}} = 1.43 \text{ m} \quad L_{3_{\text{theo}}} = 1.4 \text{ m} . \quad (15)$$

**Tabelle 1:** Messdaten zur Stabilitätsbedingung bei zwei gleichen Spiegeln mit  $r_1 = 1.4 \text{ m}$ ,  $r_2 = 1.4 \text{ m}$  (Anordnung 1).

$L_1 / \text{m}$	$I_1 / \text{pA}$
0.58	55
0.62	16
0.70	24
0.80	67
0.91	44
0.99	17
1.05	21
1.11	16
1.25	15
1.38	32
1.44	1
1.74	0.20

**Tabelle 2:** Messdaten zur Stabilitätsbedingung bei zwei verschiedenen Spiegeln mit  $r_1 = 1.4 \text{ m}$  und  $r_2 = \infty$  (Anordnung 3).

$L_2 / \text{m}$	$I_2 / \text{pA}$
0.61	0.30
0.71	0.60
0.76	0.40
0.87	0.20
0.91	0.70
0.99	0.10
1.39	1.10
1.44	0.10

## 5.2 TEM-Moden

### 5.2.1 TEM<sub>00</sub>-Mode

Die Intensitätsverteilung der TEM<sub>00</sub>-Mode kann nach (9) als eine Gaußverteilung der Form

$$I_{00}(r) = I_0 e^{-\frac{2(r-r_0)^2}{w^2}} \quad (16)$$

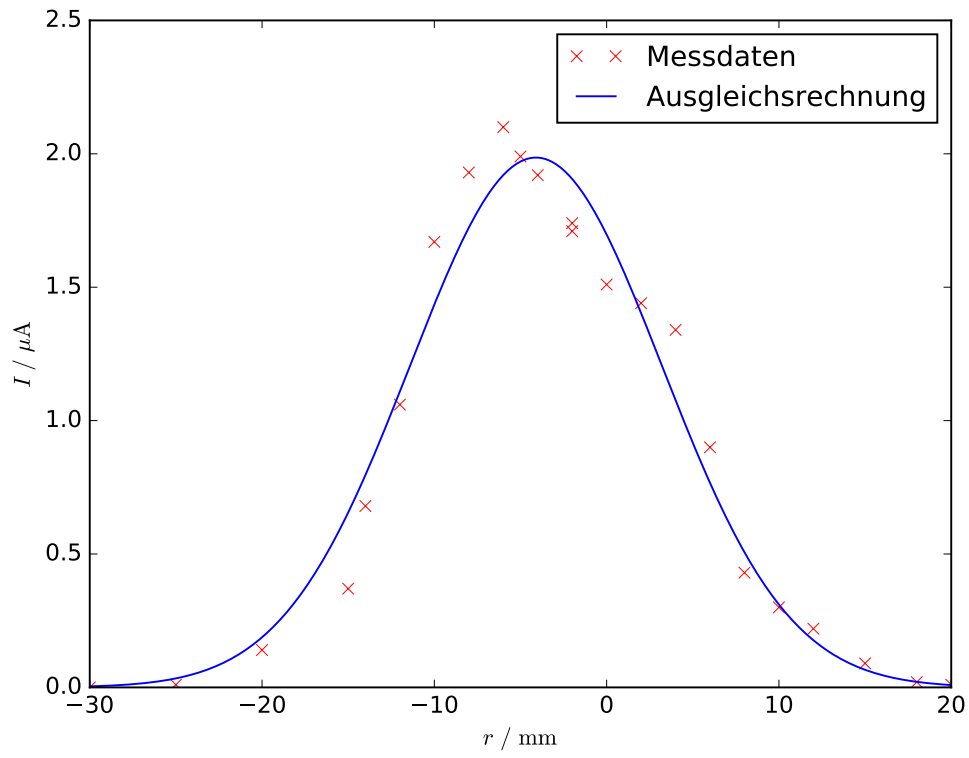
dargestellt werden, wobei  $r_0$  hier den Abstand zur optischen Achse darstellt. Mit dieser Funktion wird mit den Messdaten, die Tabelle 3 zu entnehmen sind, eine Ausgleichsrech-

nung durchgeführt (s. Abb. 9). Damit bestimmen sich die Fitparameter zu

$$I_0 = (1.99 \pm 0.06) \mu\text{A} \quad (17)$$

$$r_0 = (-4.10 \pm 0.30) \text{ mm} \quad (18)$$

$$w = (214 \pm 19) \text{ mm} . \quad (19)$$



**Abbildung 9:** Darstellung der Intensitätsverteilung der  $\text{TEM}_{00}$ -Mode sowie der zugehörigen Ausgleichsrechnung.

**Tabelle 3:** Intensitätsverteilung der TEM<sub>00</sub>-Mode in Abhängigkeit vom Abstand.

$I_{00} / \text{pA}$	$r_{00} / \text{mm}$	$r_{00_{\text{kor}} } / \text{mm}$
0.00	−30	−25.90
0.01	−25	−20.90
0.14	−20	−15.90
0.37	−15	−10.90
0.68	−14	−9.90
1.06	−12	−7.90
1.67	−10	−5.90
1.93	−8	−3.90
2.10	−6	−1.90
1.99	−5	−0.90
1.92	−4	0.10
1.74	−2	2.10
1.71	−2	2.10
1.51	0	4.10
1.44	2	6.10
1.34	4	8.10
0.90	6	10.10
0.43	8	12.10
0.30	10	14.10
0.22	12	16.10
0.09	15	19.10
0.02	18	22.10
0.01	20	24.10

### 5.2.2 TEM<sub>10</sub>-Mode

Für die TEM<sub>10</sub>-Mode gilt nun mit  $H_1(x) = 2x$  sowie  $H_0(x) = 1$  und  $x = \sqrt{2}\frac{r-r_0}{w}$

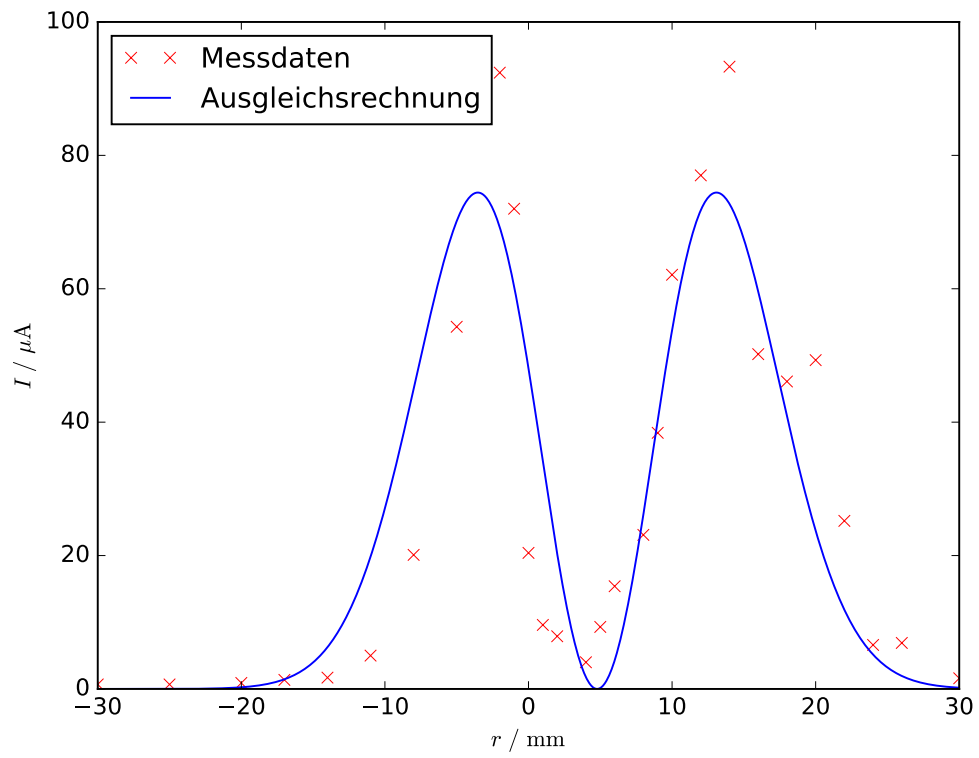
$$I_{10}(r) = I_0 \frac{8(r-r_0)^2}{w^2} e^{-\frac{2(r-r_0)^2}{w^2}}. \quad (20)$$

Auch hier wird mit den Messdaten (s. Tab. 4) eine Ausgleichsrechnung durchgeführt (s. Abb. 10). Die Fitparameter bestimmen sich damit zu

$$I_0 = (7 \pm 8) \cdot 10^3 \mu\text{A} \quad (21)$$

$$r_0 = (4.78 \pm 0.34) \text{ mm} \quad (22)$$

$$w = (138 \pm 12) \text{ mm} . \quad (23)$$



**Abbildung 10:** Darstellung der Intensitätsverteilung der  $\text{TEM}_{10}$ -Mode sowie der zugehörigen Ausgleichsrechnung.

**Tabelle 4:** Intensitätsverteilung der TEM<sub>10</sub>-Mode in Abhängigkeit vom Abstand.

$I_{00} / \text{pA}$	$r_{00} / \text{mm}$	$r_{00_{\text{kor}}r} / \text{mm}$
0.68	−30	−34.78
0.68	−25	−29.78
0.90	−20	−24.78
1.36	−17	−21.78
1.70	−14	−18.78
5.00	−11	−15.78
20.10	−8	−12.78
54.30	−5	−9.78
92.40	−2	−6.78
72.00	−1	−5.78
20.40	0	−4.78
9.60	1	−3.78
7.90	2	−2.78
4.00	4	−0.78
9.30	5	0.22
15.40	6	1.22
23.10	8	3.22
38.40	9	4.22
62.10	10	5.22
77.00	12	7.22
93.30	14	9.22
50.20	16	11.22
46.10	18	13.22
49.30	20	15.22
25.20	22	17.22
6.60	24	19.22
6.90	26	21.22
1.60	30	25.22

### 5.3 Polarisation des Lasers

In diesem Versuchsteil soll die Intensität als Funktion der Polarisationsrichtung untersucht werden. Die zugehörigen Messdaten sind in Tabelle 5 dargestellt. Die Messdaten lassen eine  $2\pi$ -Periodizität vermuten. Daher wird für die Ausgleichsrechnung die Funktion

$$I(\phi) = I_0 \cos^2(\phi + \phi_0) \quad (24)$$

gewählt (s. Abb. 11). Die Fitparameter ergeben sich zu

$$I_0 = (115.9 \pm 3.5) \mu\text{A} \quad (25)$$

$$\phi_0 = 2.16 \pm 0.03 = (123.99 \pm 1.43)^\circ. \quad (26)$$



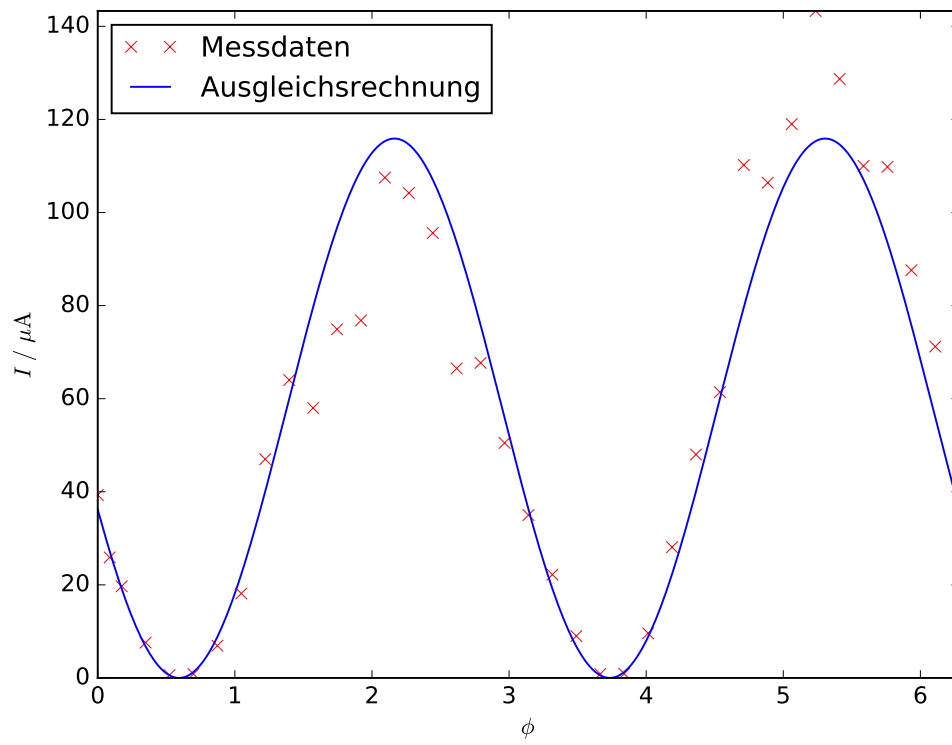


Abbildung 11: Winkelabhängigkeit der Intensität.

**Tabelle 5:** Messdaten zur Untersuchung der Polarisation des Lasers.

$I$ / pA	$\phi$ / °	$\phi$
39.30	0	0.00
25.90	5	0.09
19.70	10	0.17
7.60	20	0.35
0.61	30	0.52
0.85	40	0.70
6.93	50	0.87
18.14	60	1.05
47.00	70	1.22
64.00	80	1.40
58.00	90	1.57
74.90	100	1.75
76.80	110	1.92
107.50	120	2.09
104.20	130	2.27
95.60	140	2.44
66.50	150	2.62
67.70	160	2.79
50.50	170	2.97
35.00	180	3.14
22.20	190	3.32
9.00	200	3.49
0.85	210	3.67
0.91	220	3.84
9.60	230	4.01
28.10	240	4.19
48.00	250	4.36
61.40	260	4.54
110.20	270	4.71
106.40	280	4.89
119.00	290	5.06
143.30	300	5.24
128.70	310	5.41
110.00	320	5.59
109.80	330	5.76
87.60	340	5.93
71.20	350	6.11
42.00	360	6.28

## 5.4 Bestimmung der Wellenlänge

Die Wellenlänge kann gemäß

$$\lambda = \frac{\sin\left(\tan\left(\frac{d_n}{L}\right)\right)}{gn} \quad (27)$$

berechnet werden. Hierbei ist  $L$  der Abstand zwischen Gitter und Schirm und  $d_n$  der Abstand des  $n$ -ten Maximas von der optischen Achse. Die Messdaten für die verwendeten Gitter sowie die damit berechneten Wellenlängen sind Tabelle 6 und 7 zu entnehmen. Damit kann aus beiden Messreihen der Mittelwert der Wellenlänge gemäß (12) und (11) zu

$$\bar{\lambda}_{g_{100}} = (642 \pm 7) \text{ nm} \quad (28)$$

$$\bar{\lambda}_{g_{80}} = (629 \pm 8) \text{ nm} \quad (29)$$

$$\bar{\lambda} = (635 \pm 5) \text{ nm} \quad (30)$$

bestimmt werden.

**Tabelle 6:** Messdaten zur Bestimmung der Wellenlänge des Lasers durch Beugung am Gitter,  $g = 80 \text{ mm}^{-1}$ .

n	$d / \text{m}$	$\lambda / \text{nm}$
−4	0.056	629
−3	0.042	626
−2	0.029	646
−1	0.014	623
1	0.015	667
2	0.028	624
3	0.044	656
4	0.059	663

**Tabelle 7:** Messdaten zur Bestimmung der Wellenlänge des Lasers durch Beugung am Gitter,  $g = 100 \text{ mm}^{-1}$ .

n	$d / \text{m}$	$\lambda / \text{nm}$
−6	0.055	665
−5	0.045	650
−4	0.035	629
−3	0.026	621
−2	0.017	608
−1	0.009	643
1	0.008	572
2	0.017	608
3	0.026	621
4	0.034	611
5	0.045	650
6	0.055	665

## 6 Diskussion

### 6.1 Stabilitätsbedingung

Im Versuch konnte festgestellt werden, dass die Stabilitätsbedingung für zwei verschiedene Spiegel mit  $r_1 = 1.4 \text{ m}$  und  $r_2 = \infty$  bis zu einer Resonatorlänge von  $L = 1.43 \text{ m}$  erfüllt ist. Erwartet wurde  $L = 1.4 \text{ m}$ , also weichen Theorie und Experiment um 2.1% voneinander ab. Dieses Resultat ist zufriedenstellend. Bei der Stabilitätsbedingung mit zwei gleichen Spiegeln mit  $r_1 = r_2 = 1.4 \text{ m}$  war es schwierig, bei großen Resonatorabstand eine ausreichend gute Justage zu erreichen. Erwartet wurde ein Stabilitätsgebiet von  $0 < L < 2.8 \text{ m}$ . Da der Versuchsaufbau auf  $L \approx 2 \text{ m}$  begrenzt war, konnte dies nicht vollständig geprüft werden. Der letzte Messwert konnte bei  $L = 1.74 \text{ m}$  genommen werden, jedoch wurde es mit zunehmendem Resonatorabstand auch immer schwieriger, den Laser richtig zu justieren. Daher gibt die Messung keinen deutlichen Aufschluss darüber, ob der Laser ab einem Resonatorabstand von  $L > 1.74 \text{ m}$  instabil ist, oder ob es lediglich nicht gelungen ist, den Laser gut genug zu justieren.

Abschließend sollen noch einige Bemerkungen zum Einfluss der Justage auf die Stabilität gemacht werden. Wie zuvor erwähnt müssen die Verluste im Resonator kleiner sein als die Verstärkung durch induzierte Emission. Die Verluste im Resonator sind dann besonders klein, wenn ihre Brennpunkte zusammenfallen, d.h. sowohl der Abstand der beiden Spiegel als auch ihre relative Stellung zueinander sind von Bedeutung, um die Verluste zu minimieren. Gelingt dies nicht, so sind die Verluste zu groß und der Resonator ist damit nicht stabil.

## 6.2 TEM-Moden

Das Auffinden der TEM<sub>10</sub>-Mode gestaltete sich im Versuch als schwierig, dennoch liefern die Messdaten für beide Moden akzeptable Ergebnisse. Die Moden lassen sich wie erwartet durch die Funktionen

$$I_{00}(r) = I_0 e^{-\frac{2(r-r_0)^2}{w^2}} \quad (31)$$

$$I_{10}(r) = I_0 \frac{8(r-r_0)^2}{w^2} e^{-\frac{2(r-r_0)^2}{w^2}} \quad (32)$$

mit

$$I_{000} = (1.99 \pm 0.06) \mu\text{A} \quad (33)$$

$$r_{000} = (-4.10 \pm 0.30) \text{ mm} \quad (34)$$

$$w_{00} = (214 \pm 19) \text{ mm} \quad (35)$$

$$I_{010} = (7 \pm 8) \cdot 10^3 \mu\text{A} \quad (36)$$

$$r_{010} = (4.78 \pm 0.34) \text{ mm} \quad (37)$$

$$w_{10} = (138 \pm 12) \text{ mm} \quad (38)$$

darstellen. Als Fehlerquelle ist hier anzuführen, dass der Photostrom nur sehr ungenau gemessen werden konnte, da die auf dem Amperemeter angezeigten Messwerte deutlich schwankten. Auch ist zu bedenken, dass die Messung durch äußere Lichteinflüsse verfälscht wurde.

## 6.3 Polarisation des Lasers

In diesem Versuchsteil wurde erwartet, dass die Messdaten aufgrund der Polarisation durch das Brewsterfenster durch eine  $2\pi$ -periodische Funktion dargestellt werden können. Es wurde ein Fit mit der Funktion

$$I(\phi) = I_0 \cos^2(\phi + \phi_0) \quad (39)$$

durchgeführt, der die Erwartung bestätigte. Die Parameter konnten zu

$$I_0 = (115.9 \pm 3.5) \mu\text{A} \quad (40)$$

$$\phi_0 = 2.16 \pm 0.03 = (123.99 \pm 1.43)^\circ. \quad (41)$$

bestimmt werden. Die konstante Phase  $\phi_0$  lässt sich dadurch erklären, dass z.B. der Laser nicht parallel ausgerichtet war, sondern um die optische Achse gedreht in der Halterung befestigt war. Die Spiegel haben einen Einfluss auf die Polarisation des Lichtes, dieser Einfluss ist aber auf das Innere des Resonators beschränkt und damit für die Polarisation des Lasers nicht von Bedeutung.

## 6.4 Bestimmung der Wellenlänge

Durch Beugung an zwei Gittern konnte eine gemittelte Wellenlänge von  $\lambda_{\text{exp}} = (635 \pm 5) \text{ nm}$  ermittelt werden, während eine Wellenlänge von  $\lambda_{\text{theo}} = 632.8 \text{ nm}$  erwartet wurde. Dies entspricht einer Abweichung von 0.4% und ist damit ein sehr zufriedenstellendes Ergebnis. Eine mögliche Fehlerquelle ist hierbei, dass  $d$  und  $L$  nur mit einem Geodreieck bzw. Maßband gemessen wurden und daher die Abstände nicht hinreichend genau gemessen werden konnten.

## Literatur

- [1] TU Dortmund. *Versuch 61 - HeNe-Laser*. [Online; Stand 05. Juli 2016]. URL: <http://129.217.224.2/HOMEPAGE/PHYSIKER/BACHELOR/FP/SKRIPT/V46.pdf>.
- [2] Uni Göttingen. *Der Helium-Neon-Laser*. (Online; Stand 19. Juli 2016). URL: <https://lp.uni-goettingen.de/get/text/1804>.
- [3] John D. Hunter. „Matplotlib: A 2D Graphics Environment“. Version 1.4.3. In: *Computing in Science & Engineering* 9.3 (2007), S. 90–95. URL: <http://matplotlib.org/>.
- [4] Eric Jones, Travis E. Oliphant, Pearu Peterson u. a. *SciPy: Open source scientific tools for Python*. Version 0.16.0. URL: <http://www.scipy.org/>.
- [5] Sigrist Kneubühl. *Laser*. 6. Aufl. Teubner, 2005.
- [6] Eric O. Lebigot. *Uncertainties: a Python package for calculations with uncertainties*. Version 2.4.6.1. URL: <http://pythonhosted.org/uncertainties/>.
- [7] Travis E. Oliphant. „NumPy: Python for Scientific Computing“. Version 1.9.2. In: *Computing in Science & Engineering* 9.3 (2007), S. 10–20. URL: <http://www.numpy.org/>.
- [8] RP Photonics. *Modes*. (Online; Stand 19. Juli 2016). URL: <https://www.rp-photonics.com/modes.html>.