

UNIVERSITÄT REGENSBURG

FORTGESCHRITTENENPRAKTIKUM

Versuch: Laser (l)

Erik Fabrizzi, Fabian Tanzer

13. Januar 2021

Inhaltsverzeichnis

1	Geschichte	2
2	Kohärenz	2
3	Spalt	2
4	Absorption und Emission	4
4.1	Absorption	4
4.2	Spontane Emission	5
4.3	Stimulierte/Induzierte Emission	5
4.4	Lichtverstärkung durch Besetzungsinversion	5
4.5	2-Niveau-System	6
4.6	3-Niveau-System	7
4.7	4-Niveau-System	7
5	Aufbau eines Lasers	7
6	Resonatoren	8
7	Moden	9
7.1	lonigitudinal	9
7.2	transversal	10
7.3	Modulatoren	10
8	Lichtleitung in Glasfasern	11
9	Solarzelle	12
10	Reflexionsgitter	13
11	Gauß'sches Bündel [18]	14
12	Helium-Neon-Laser [2]	15
13	Durchführung	17
13.1	Modendarstellung	17
13.2	Bestimmung der Wellenlänge des Laserlichtes	17
13.3	Kennliniembestimmung der Solarzelle	19
13.4	Bestimmung des Verstärkungsfaktors des laseraktiven Mediums	20
13.5	Messung der Lichtgeschwindigkeit und interferometrische Längenmessung	20
13.6	Modulation	21
14	Fazit	22

1 Geschichte

Albert Einstein beschrieb 1917 die gestimulierte Emission, die jedoch erst 1928 durch Rudolf Ladenburg experimentell bestätigt werden konnte. Charles Townes stellte 1954 den ersten Maser (= Microwave Amplification by Stimulated Emission of Radiation) fertig. Da dieser aber nur Mikrowellenstrahlung aussenden konnte, setzten die Forscher ihre Arbeit fort. Daraufhin baute Theodore Maiman 1960 den ersten Laser – einen Rubinlaser. Anschließend wurden Gas- und Farbstofflaser hergestellt. Da neue Pumpgeometrien entwickelt wurden, entstanden Scheiben- und Faserlaser. In den 1980er Jahren begann das Zeitalter der Ultrakurzpulsatoren. Dabei handelt es sich um Laser, die eine Pulsdauer im Piko- und Femtosekundenbereich besitzen. Das Wort „Laser“ ist ein Akronym für „Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation“ und heißt ins Deutsche übersetzt „Lichtverstärkung durch gestimulierte Emission von Strahlung“. Bei einem Laser wird somit das Licht – also die elektromagnetischen Wellen – verstärkt. Im Jahre 2014 wurde der LFEX (= Laser for Fast Ignition Experiments) fertiggestellt. Dieser verstärkt das Licht sogar so stark, dass er eine Leistung von 2 Petawatt hat, was einer Energieäquivalenz vom tausend-fachen des Weltenergieverbrauchs entspricht [5]. Er ist der derzeit stärkste Laser und befindet sich in der Osaka Universität in Japan. Ein Laser findet Anwendung in der Lesegerät in Laufwerken, zur Längenmessung, in der Medizin sowie in der optischen Nachrichtenübertragung [6].

2 Kohärenz

Zwei Teilwellen bezeichnet man als kohärent, wenn sie eine feste Phasenbeziehung zueinander aufweisen. Man unterscheidet dabei zwischen:

räumlicher Kohärenz: Entlang der Zeitachse kann die Phasenbeziehung der Wellen beliebig wechseln, während sie entlang der Raumachse konstant ist.

zeitliche Kohärenz: Entlang der Zeitachse liegt eine feste Phasenbeziehung vor, entlang der Raumachse allerdings nicht.



Abb. 1: Links: Zeitlich und räumlich kohärente Welle; Mitte: räumlich kohärente Welle; Rechts: zeitlich kohärente Welle [12]

3 Spalt

Mithilfe eines optischen Gitters lassen sich oft Intensitätsmaxima und -minima beobachten. Die Erklärung hierfür lässt sich mit dem Huygenschen Prinzip finden:

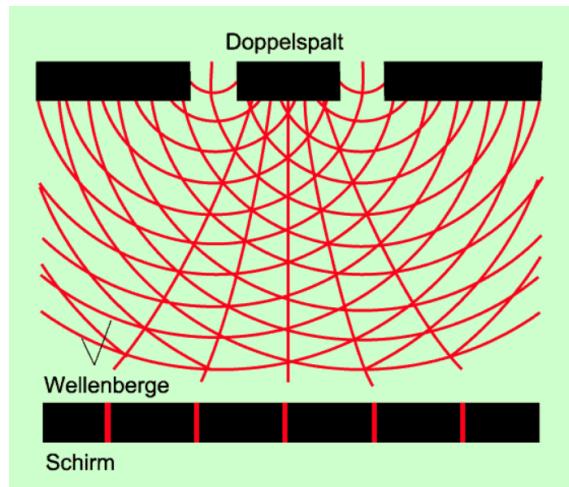


Abb. 2: Erklärung von Entstehung von Maximas am Doppelspalt mit dem Huygenschen Prinzip[3]

Betrachten wir nun folgende Skizze:

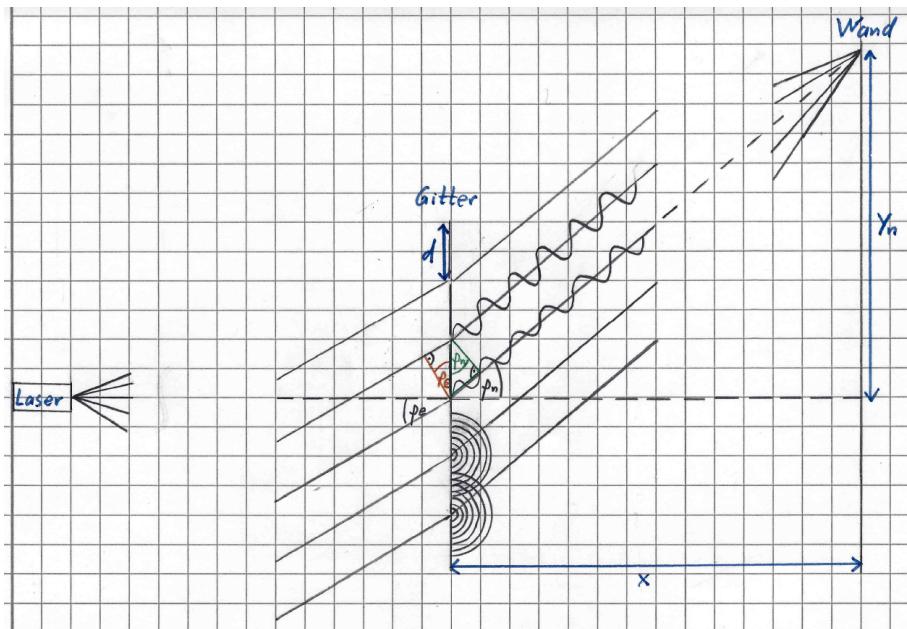


Abb. 3: Skizze (selbst erstellt)

Dabei wurden folgende Größen verwendet:

λ : Wellenlänge

g : Gitterkonstante ($g = \frac{1}{d}$)

d : Abstand der Spalte

n : Ordnung des Hauptmaximums

φ_e : Einfallswinkel des Laserstrahls

φ_n : Ablenkwinkel des Hauptmaximums (Winkel, unter welchem das n -te Beugungsmaximum beobachtet werden kann)

Δs : Gangunterschied

x : Abstand des Gitters zum Schirm (bei Reflexionsbereich über Reflexionsbereich gemittelt)

y_0 : Abstand des unabgelenkten Strahls zum 0. Beugungsmaximum

y_n : Abstand des n-ten Beugungsmaximum vom 0. Beugungsmaximum

Dann gilt:

$$\sin \varphi_e = \frac{\Delta s_1}{d} \quad (1)$$

$$\sin \varphi_n = \frac{\Delta s_2}{d} \quad (2)$$

(3)

Und damit:

$$\Delta s_{Gesamt} = \Delta s_1 - \Delta s_2 = d(\sin \varphi_n - \sin \varphi_e) \quad (4)$$

Damit ein Maximum entsteht, sollte gelten:

$$\Delta s_{Gesamt} \stackrel{!}{=} n\lambda \quad (5)$$

Also:

$$n\lambda = d(\sin \varphi_n - \sin \varphi_e) \quad (6)$$

In dieser Skizze wurde folgende Näherung gemacht: Es wurde angenommen, dass die Strahlen beim Gitter parallel ein- und auslaufen. Dies ist erlaubt, da das Gitter viel weiter vom Laser und dem Schirm entfernt ist, als die Spaltabstände d sind.

4 Absorption und Emission

4.1 Absorption

Trifft Strahlung, also ein Photon, auf ein unangeregtes Atom, so wird dieses angeregt und dadurch ein Elektron in ein höheres Energieniveau angehoben. Die Anzahl der Elektronen pro Volumen im Energieniveau E_n bzw. die Anzahl der Atome im Zustand ψ_n wird als Besetzungsichte N_n bezeichnet (Grundzustand: $n = 1$). Um die Änderung der Besetzungsichte N_1 mathematisch beschreiben zu können, bedarf es einer Differenzialgleichung, der sogenannten Ratengleichung:

$$\frac{dN_{21}}{dt} = -B_{21}\rho(\omega_{21})N_1 \frac{g_2}{g_1} \quad (7)$$

Hierbei gibt die spektrale Strahlungsenergiedichte $\rho(\omega_{21})$ an, wie viel Energie sich pro Volumen befindet bei $\omega_{21} = \frac{E_2 - E_1}{\hbar}$. Außerdem gibt das Produkt aus dem Einstein-Koeffizienten für die Absorption B_{21} und der spektrale Strahlungsenergiedichte ρ an, mit welcher Wahrscheinlichkeit, dass ein Absorptionsvorgang stattfindet. Die g_i stellen die Gewichte der Entartung dar. Sind ψ_1 und ψ_2 nicht entartet, so gilt: $g_1 = 1$ und $g_2 = 1$. Das Minuszeichen resultiert daher, dass die Besetzungsichte N_1 abnimmt, also Elektronen von E_1 zu E_2 übergehen.

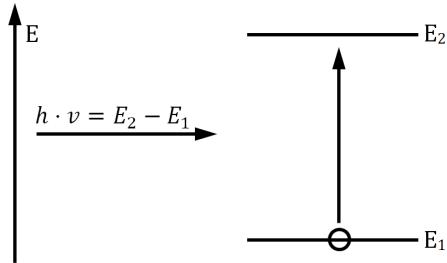


Abb. 4: Prinzip der Absorption (selbst erstellt)

4.2 Spontane Emission

Nach einer gewissen Zeit geht ein angeregtes Elektron vom Zustand E_2 wieder in den Grundzustand E_1 über. Dabei wird ein Photon gelöst und verlässt das Atom. Im Gegensatz zur stimulierten Emission geschieht dies hierbei ohne äußere Einwirkung:

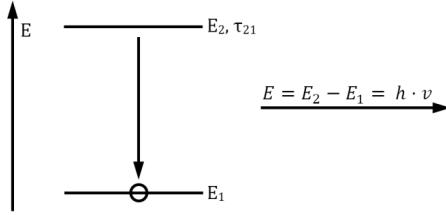


Abb. 5: Prinzip der spontanen Emission (selbst erstellt)

Die Übergangsrate der spontanen Emission ist gleich dem Produkt aus dem Einstein-Koeffizienten für spontane Emission A_{12} und der Besetzungsdichte N_2 :

$$\frac{dN_{12}}{dt} = A_{12}N_2 \quad (8)$$

4.3 Stimulierte/Induzierte Emission

Die stimulierte Emission (auch induzierte Emission genannt) verläuft analog zur spontanen Emission, nur wird hier die Emission durch ein anderes Photon ausgelöst. Das „[...] zweite Photon hat die gleiche Frequenz, Phase und Richtung wie das einfallende. Die einfallende und die erzeugte Strahlung sind damit kohärent“ [7, S.66].

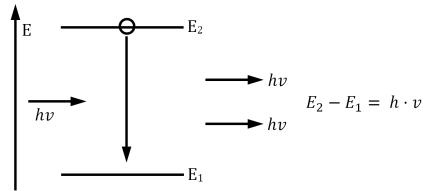


Abb. 6: Prinzip der stimulierten Emission (selbst erstellt)

Die Ratengleichung für diesen Prozess lautet:

$$\frac{dN_{12}}{dt} = B_{12}\rho(\omega_{21})N_2 \quad (9)$$

„Die stimulierte Emission ist der direkte Umkehrprozess zur Absorption und hat daher die gleiche Proportionalitätskonstante B.“ [10, S. 592]

4.4 Lichtverstärkung durch Besetzungsinvolution

Betrachte die Übergangsrate, also die zeitliche Änderung der Besetzungsdichte auf Niveau 1:

$$\frac{dN_1}{dt} = B\rho(\omega_{21})(N_2 - \frac{g_2}{g_1}N_1) + AN_2 \quad (10)$$

Diese soll größer als null sein:

$$\frac{dN_1}{dt} > 0 \quad (11)$$

$$\Rightarrow \frac{N_2}{g_2} > \frac{N_1}{g_1} \quad (12)$$

Damit die stimulierte Emission größer als die Summe aus Absorption und Verluste ist, müssen also mehr Atome im angeregten Zustand als im Grundzustand sein. Dies wird als **Besetzungsinversion** bezeichnet. Liegt ein thermisches Gleichgewicht vor, so gilt allerdings meist die Boltzmann-Verteilung, also $N_1 > N_2$. Deshalb muss zunächst Energie aufgewendet werden, um eine Besetzungsinversion zu erreichen. Dies geschieht mittels **Pumpen**. Bei einem Gaslaser geschieht dies meist durch Stoßanregung, bei einem Festkörperlaser durch optisches Pumpen (also liegt eine externe Strahlung an) und bei Halbleiterlaser durch Strom.

4.5 2-Niveau-System

Bei einem 2-Niveau-System gilt im thermischen Gleichgewicht nach der Boltzmann Verteilung:

$$\frac{N_2}{N_1} = e^{-\frac{\Delta E}{k_B T}} \quad (13)$$

Schaltet man ein Pumplicht gerade ein, so befindet es sich noch ungefähr auf Raumtemperatur ($k_B T \approx 25 \text{ meV}$) und da ΔE im eV Bereich liegt, gilt:

$$t = 0 \Rightarrow T \approx 298 K \Rightarrow \frac{\Delta E}{k_B T} \rightarrow \infty \Rightarrow N_2 \approx 0 \quad (14)$$

$$(15)$$

Leuchtet das Pumplicht dagegen schon sehr lang, so wird die Temperatur auch groß und damit gilt:

$$t \rightarrow \infty \Rightarrow T \rightarrow \infty \Rightarrow \frac{\Delta E}{k_B T} \rightarrow 0 \Rightarrow N_2 \leq N_1 \quad (16)$$

Also ist für ein 2 Niveau-System maximal Gleichbesetzung möglich aber keine Besetzungsinversion:

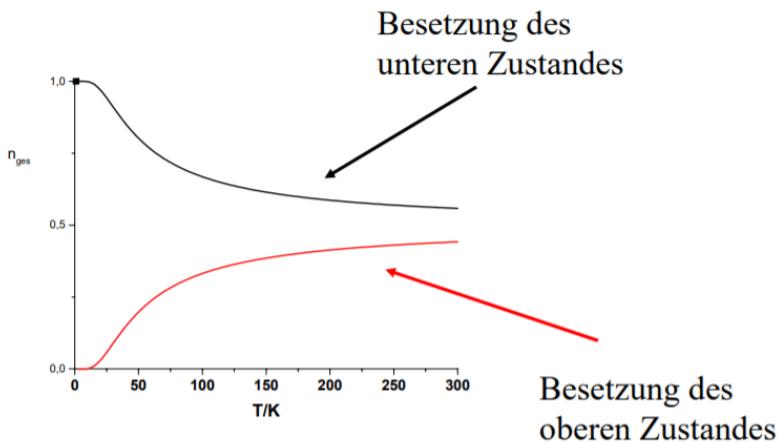


Abb. 7: Besetzung der Energieniveaus beim 2-Niveau-System [14]

Benutze stattdessen ein 3- oder 4-Niveau-System.

4.6 3-Niveau-System

Beim 3-Niveau-System geht meistens der Zustand E_2 schneller in den Zustand E_1 als E_1 nach E_0 geht. Also gilt meistens für die Lebensdauern:

$$\tau_2 < \tau_1 \quad (17)$$

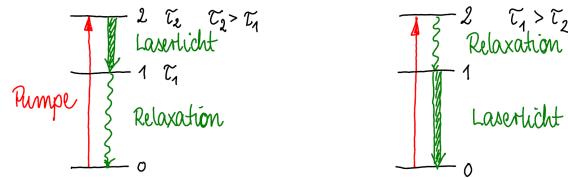


Abb. 8: 3-Niveau-System [16]

Somit ist E_1 ein metastabiler Zustand.

4.7 4-Niveau-System

Heutzutage werden in der Praxis meist 4- oder Mehr-Niveau-Systeme verwendet.

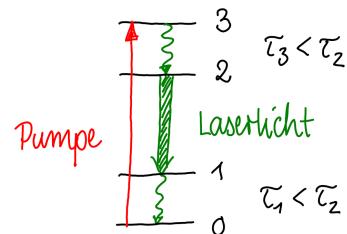


Abb. 9: 4-Niveau-System [16]

5 Aufbau eines Lasers

Grundsätzlich besteht ein Laser aus einem Lasermedium, einer Pumpe und einem Resonator:

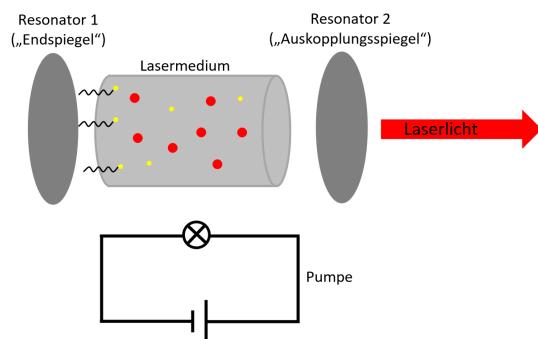


Abb. 10: Grundlegende Aufbau eines Lasers (selbst erstellt)

Die Pumpe bringt Energie in das System ein, um eine Besetzungsinvolution zu erzeugen. Eine solche liegt vor, wenn „[...] sich mehr Atome im angeregten als im Grundzustand befinden [...]“ [7]. Pumpen können Energie durch optisches Pumpen (Lichteinstrahlung), Strom, Wärme oder chemischen Reaktionen ins System übertragen.

Das Lasermedium dient zur Aufrechterhaltung der Besetzungsinvolution. Ein solcher Stoff kann grundsätzlich ein Festkörper (z. B. Rubin = Cr-dotiertes Al_2O_3 , Halbleiter), eine Flüssigkeit (z. B. Farbstofflösungen) oder ein Gas (z. B. He-Ne-Gemisch, Ar-Ionen) sein. [16]

Der Resonator richtet den Laserstrahl aus und verstärkt ihn. Er besteht aus dem sogenannten Endspiegel, der nahezu 100 % des Lichts reflektiert, und dem Auskopplungsspiegel, der ungefähr 98 % reflektiert. Photonen können das Lasermedium also erst nach mehrmaligen Hin- und Herschwingen verlassen, sodass also Licht in stehenden Wellen, den sogenannten Moden, entsteht. Die elektromagnetische Welle, die nicht die passende Richtung hat, wird eliminiert und der tatsächliche Laserstrahl außerhalb des Lasers besitzt eine sehr geringe Divergenz.

Außerdem besitzt das Licht eines Laser im Gegensatz zu den üblichen Lichtquellen besondere Eigenschaften, wie hohe Intensität, lineare Polarisation, Monochromasie und Kohärenz:

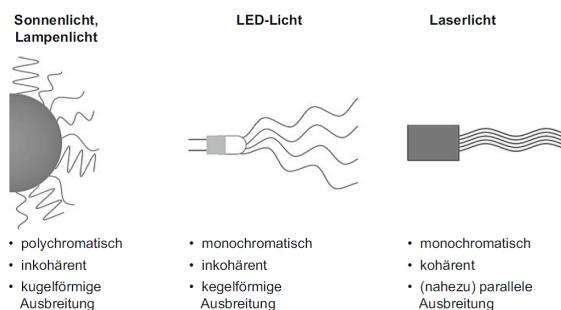


Abb. 11: Vergleich verschiedener Lichtquellen [8]

6 Resonatoren

Da man mit einem Laser eine möglichst große Lichtverstärkung erreichen will, muss man sogenannte Resonatoren verwenden. Da nur längs zum Resonator emittierte Photonen öfter hin und her laufen und weitere stimulieren können, legt der Resonator die Richtung der induzierten Emission fest. Meist werden die Photonen durch Mehrfachdurchläufe auch dazu genutzt, mehrere Emissionen zu stimulieren. Der Resonator ermöglicht dies. Manchmal dient er auch zur Frequenz- und Modenselektion.

Es gibt verschiedene Bau- und Anordnungsarten von Resonatoren:

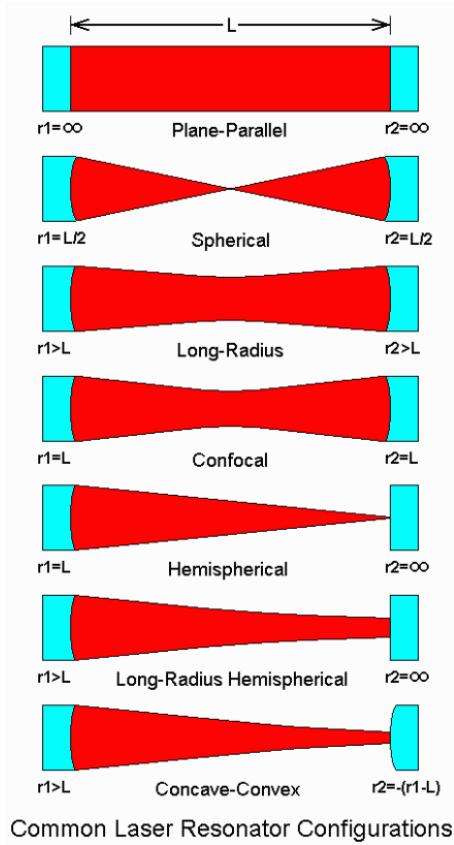


Abb. 12: Darstellung der verschiedenen Bauweisen eines Resonators [1]

Die Lasertätigkeit setzt nur ein, falls die Verstärkung V die Verluste wie ungewollte Auskopplung an einem Spiegel, Beugung, Absorption und Streuung mindestens kompensiert. Die sogenannte **Schwellwertbedingung** lautet:

$$VT\sqrt{R_1 R_2} \geq 1 \quad (18)$$

Hierbei bezeichnet V die Verstärkung, T die Transmission, R_1 und R_2 die Resonatorspiegelreflektivitäten.

7 Moden

7.1 lonigtudinal

Damit sich beim Fabry-Perot-Resonator (s. Abb. 12 oben; zwei parallele ebenen Spiegeln im Abstand L) stehende Wellen ausbilden muss zwischen den Spiegeln ein Vielfaches der halben Wellenlänge passen (**Resonanzbedingung**):

$$n \frac{\lambda}{2} = L \quad (19)$$

Licht mit anderen Frequenzen wird durch destruktive Interferenz eliminiert.
Also gilt für die Frequenz dieser stehenden elektromagnetischen Wellen:

$$\nu_n = n \frac{c}{2L} \quad (20)$$

n gibt hierbei die Ordnung der Schwingung an.

Somit gilt für den Abstand zweier Resonanzfrequenzen:

$$FSR = \Delta\nu = \frac{c}{2L} \quad (21)$$

FSR kommt aus dem Englischen und bedeutet „free spectral range“.

7.2 transversal

Läuft eine Mode nicht exakt senkrecht zu den Resonatorspiegeln, sondern leicht schräg, so ändert sich auch der Weg und die Frequenz verschiebt sich. So können sich auch stehende Wellen ausbilden. Benutzt man ebene Reflektoren, so treten sogenannte **TEM-Moden**¹ (engl. Transverse Electromagnetic Mode) auf:

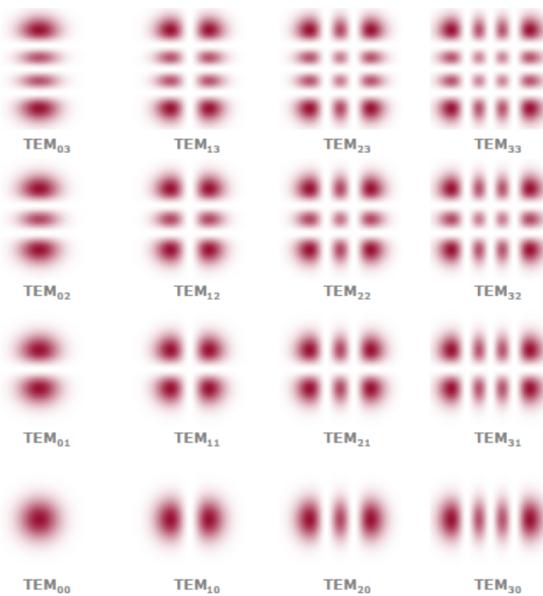


Abb. 13: Darstellung einiger TEM_{mn} -Moden bei rechteckigen Spiegeln [4]

Bei der Schreibweise TEM_{mnq} steht m für die Anzahl der Knoten in horizontaler Richtung, n für die Anzahl der Knoten in vertikaler Richtung und q für die longitudinale Modenzahl (wird manchmal weg gelassen). Je mehr Knoten vorkommen, desto unwahrscheinlicher ist es, die Moden im Experiment zu beobachten. Es ist zu beachten, dass bei der Verwendung zylindrischer Resonatoren andere Bilder entstehen.

7.3 Modulatoren

Um Informationen übertragen zu können, muss oft die Amplitude, Frequenz, Polarisation oder Phase moduliert werden. Beim Radio wird meist AM (Amplitudenmodulation) oder FM (Frequenzmodulation) verwendet.

Sind dielektrische Materialien einem starken Magnetfeld ausgesetzt, so zeigen sie meist den **Faraday-Effekt**, d. h. die Polarisationsebene dreht sich:

¹Elektromagnetische Welle, bei der in Ausbreitungsrichtung das elektrische und das magnetische Feld verschwinden

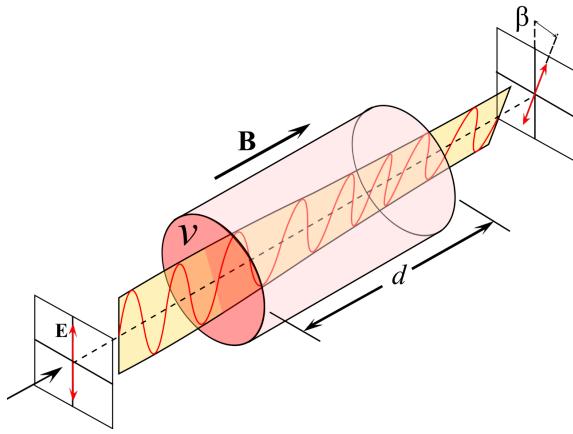


Abb. 14: Faraday Effekt [13]

Der Drehwinkel, um den sich die Polarisationsebene dreht ist das Produkt aus der Verdet-Konstante V , der Länge des Lichtweges d durch die Substanz und der magnetischen Flussdichte B :

$$\beta = VdB \quad (22)$$

Dieser Effekt wird von Faraday-Rotatoren ausgenutzt, welche aus einem Elektro- oder Dauermagneten und einem Ausbreitungsmedium bestehen. Durch das angelegte Magnetfeld lassen sich hier die Energieniveaus des Kristalls verschieben und somit die Brechzahl ändern. Somit wird der Kristall doppelbrechend, was zu einer Drehung der Polarisationsrichtung führt.

Legt man dagegen ein elektrisches Feld an, so spricht man im linearen Fall vom **Pockels-Effekt** und im nichtlinearen Fall vom **Kerr-Effekt**. Eine Polarisierung kann außerdem noch durch eine Kerr-Zelle oder einer Pockels-Zelle moduliert werden.

Liegt das bei isotropen Stoffen zum Magnetfeld senkrecht liegende elektrische Feld parallel zur Einfallsebene, so spricht man von p(parallel)-polarisiertem Licht (π -polarisiert).

Liegt das bei isotropen Stoffen zum Magnetfeld senkrecht liegende elektrische Feld senkrecht zur Einfallsebene, so spricht man von s(enkreht)-polarisiertem Licht (σ -polarisiert).

8 Lichtleitung in Glasfasern

Mithilfe von elektro-optischen (E/O) Wandlern werden elektrische Signale in optische umgewandelt und in die Glasfasern eingespeist. Ein Beispiel für einen sehr häufig verwendeten Wandler ist der Dioidenlaser. Die Glasfasern übertragen elektromagnetische Wellen von einem Ort zum anderen. Am Ende der Glasfaser wandelt dann ein opto-elektrischer (O/E) Wandler die elektromagnetischen Wellen wieder in elektrische Signale um. Dafür wird häufig eine Photodiode mit Verstärker verwendet.

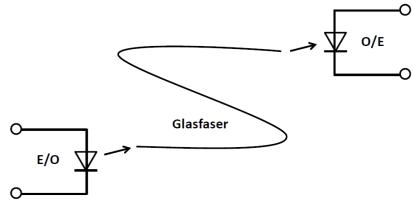


Abb. 15: Anordnung eines faseroptischen Systems (selbst erstellt)

Eine Glasfaser besteht aus einem zylindrischen Kern, der von einem Mantel umgeben ist und einer Schutzbeschichtung, welche meistens aus Kunststoff gefertigt ist. Der Kern und der Mantel bestehen häufig aus Quarz. Sie werden noch dotiert, damit der Kern einen größeren Brechungsindex als der Mantel aufweist. Dadurch werden die Lichtwellen durch Totalreflexion an der Kern-Mantel-Grenzfläche geführt. „Mehrere optische Fasern, typischerweise 10 bis 100, werden zu einem Lichtwellenleiterkabel zusammengefasst.“ [9, S. 87] Da bei Kupferleitungen die transportierbare Datenmenge zu gering ist, werden heute überwiegend Glasfasern verwendet, in denen Laserstrahlen geführt werden. Außerdem sind Lichtwellenleiterkabel abhörsicherer, da Glas als Isolator kaum elektromagnetische Strahlung abgibt.

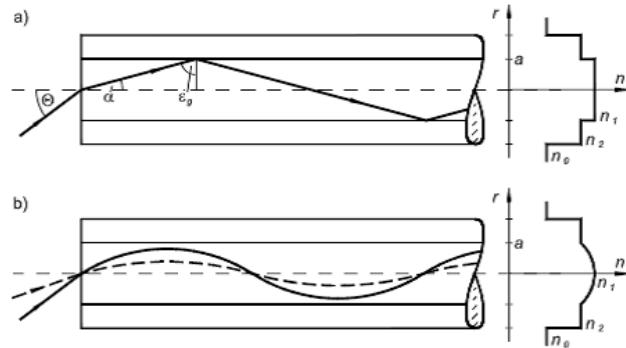


Abb. 16: Lichtwellenleiter a) Stufenindexfaser, b) Gradientenfaser [11, S. 9]

Die Weiterleitung des Laserstrahls in der Glasfaser geschieht durch Totalreflexion. Mithilfe des Snelliusschen Brechungsgesetzes lässt sich der sogenannte Akzeptanzwinkel θ berechnen:

$$n_{\text{Luft}} \sin(\theta) = n_{\text{Kern}} \sin(\alpha) \quad (23)$$

Durch Umformung erhält man schließlich:

$$\theta = \arcsin \left(\sqrt{n_{\text{Kern}}^2 - n_{\text{Mantel}}^2} \right) \quad (24)$$

9 Solarzelle

Eine Anwendung von pn-Halbleitern ist die Solarzelle:

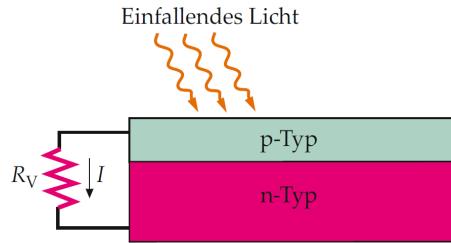


Abb. 17: Schema der Solarzelle [17]

Trifft auf die p-Seite Licht, also ein Photon, dessen Energie größer als die Bandlücke (1,1 eV in Silicium) ist, so kann ein Elektron aus dem Valenzband in das Leitungsband anregen. Im Valenzband bleibt ein Loch zurück. Einige der Elektronen, die durch die Photonen angeregt werden, rekombinieren mit den Löchern, andere wiederum wandern durch das Übergangsgebiet und werden durch das von der Ladungsdoppelschicht herrührende elektrische Feld zur n-Seite hin beschleunigt. Es entsteht also ein Überschuss an negativer Ladung auf der n-Seite und ein Überschuss an positiver Ladung auf der p-Seite. Es entsteht also eine Potentialdifferenz, welche etwa 0,6 V beträgt. Da die p-Seite über einen Widerstand R_V mit der n-Seite verbunden ist, gleicht sich diese Potentialdifferenz durch einen Stromfluss aus. Es wird also Lichtenergie in elektrische Energie umgewandelt [17]. Dieser Prozess wird auch **Photovoltaischer Effekt** (basiert auf inneren photoelektrischen Effekten) genannt.

Die Stromstärke am Widerstand ist proportional zur Anzahl der pro Zeiteinheit einfallenden Photonen:

$$I \propto N_{\text{Photonen}} \quad (25)$$

10 Reflexionsgitter

Grundsätzlich gibt es Reflexions- und Transmissionsgitter. In diesem Abschnitt wollen wir das Reflexionsgitter genauer beschreiben. Ein Reflexionsgitter ist eine reflektierende Oberfläche mit eingearbeiteten Rillen, die in etwa so groß sind wie die Wellenlänge des Lichtes. Da im Idealfall die gesamte Strahlungsleistung, abgesehen vom Reflexionsverlust, zur gebeugten Leistung beiträgt, sind Reflexionsgitter im Allgemeinen effizienter als Transmissionsgitter.

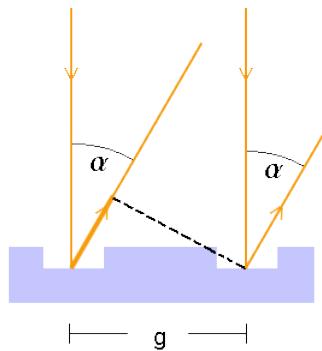


Abb. 18: Reflexionsgitter [15]

11 Gauß'sches Bündel [18]

Oft wird fälschlicherweise von einem Laserstrahl gesprochen. Man müsste aber eigentlich von einem Laser-Lichtbündel sprechen, da auch Laserlicht keinen idealen Lichtstrahl repräsentiert: Ein Strahl hat einen verschwindenden Durchmesser, aber das Licht von einem Laser hat eine Intensitätsverteilung mit endlichem Durchmesser.

In diesem Abschnitt gehen wir von einem Lichtbündel mit zunächst ebener Wellenfront und Gaußscher Intensitätsverteilung aus. Dies tritt bei einem Laser auf, der in der niedrigsten transversalen Mode, der sogenannten TEM_{00} -Mode, betrieben wird.

Das Bündel hat theoretisch einen unendlich großen Radius, da man an jeder Stelle noch eine winzig kleine Intensität messen kann. Um dennoch von einem vernünftigen Bündelradius sprechen zu können benötigt man eine Definition:

Der Bündelradius $W_0 = W(z = 0)$ ist gerade so definiert, dass bei $\rho_0 = W_0$ die Feldstärke auf $\frac{1}{e}$, die Intensität auf $\frac{1}{e^2}$ des Maximalwertes im Zentrum ($\rho_0 = 0$) abgefallen ist:

$$E(\rho_0 = W_0) = \frac{1}{e} E(\rho_0 = 0) \quad (26)$$

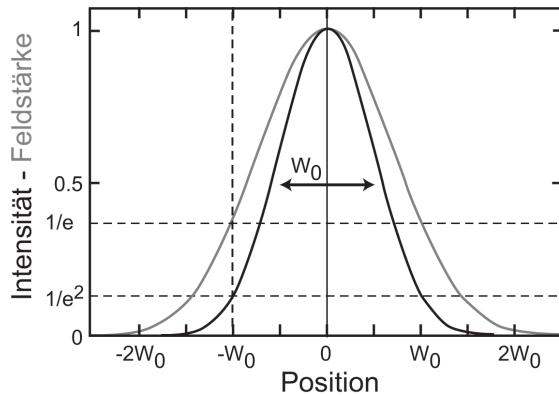


Abb. 19: Feldstärke und Intensität mit Gaußschem Verlauf ($\exp\left(-\frac{\rho^2}{W_0^2}\right)$). Im Abstand $\rho = W_0$ vom Zentrum ist die Feldstärke auf $\frac{1}{e}$ und die Intensität auf $\frac{1}{e^2}$ abgefallen [18]

Der Bündeldurchmesser (also die volle Halbwertsbreite der Intensität) beträgt $\Delta\rho_0 = 1,17 W_0$.

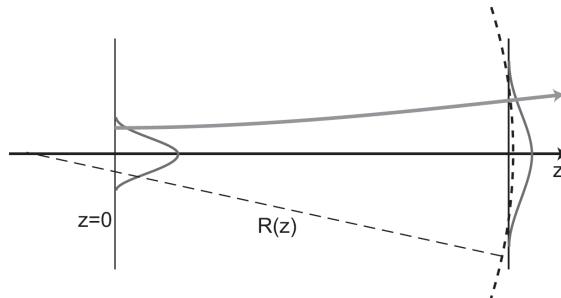


Abb. 20: Bei der Ausbreitung von Gauß-Bündeln nimmt der Bündelradius mit dem Abstand von der Bündeltaille (bei $z = 0$) zu. Außerhalb der Bündeltaille besitzt das Lichtbündel eine mit $R(z)$ gekrümmte Wellenfront. [18]

Bei folgender Abbildung erkennt man, dass der Bündelradius $W(z)$ innerhalb der sogenannten Rayleighlänge z_0 (Konfokalbereich) um die Taille gerade um $\sqrt{2}$ zunimmt. In großen Abständen ($|z| \gg z_0$) läuft das Bündel linear mit der Divergenz θ auseinander:

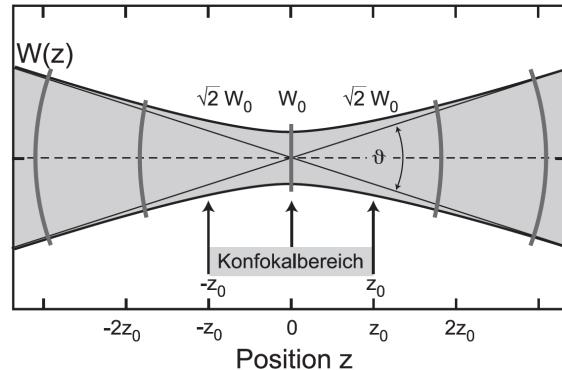


Abb. 21: Verlauf eines Gauß-Bündels in der Nähe der Taille [18]

Es ergibt sich folgende Formel für den Bündelradius $W(z)$ in Abhängigkeit von z :

$$W(z) = W_0 \sqrt{\frac{z_0^2 + z^2}{z_0^2}} \quad (27)$$

mit dem Konfokalparameter

$$z_0 = \frac{kW_0^2}{2} \quad (28)$$

12 Helium-Neon-Laser [2]

Der Helium-Neon-Laser ist ein Gaslaser und besteht im Wesentlichen aus einem dünnen Kapillarrohr, das mit einem Helium-Neon-Gasgemisch (90 % Helium, 10 % Neon) gefüllt ist, welches unter Druck steht. Meist befinden sich an den Enden Brewsterfenster² und dann die Resonatorspiegel. Ein Spiegel reflektiert nahezu die gesamte Strahlung ($\approx 100\%$), während der andere ca. 98 % reflektiert und das austretende Licht wie eine Linse zu einem Strahl bündelt. In dem Kapillarrohr befinden sich zwei Elektroden, zwischen denen eine Gasentladung stattfindet:

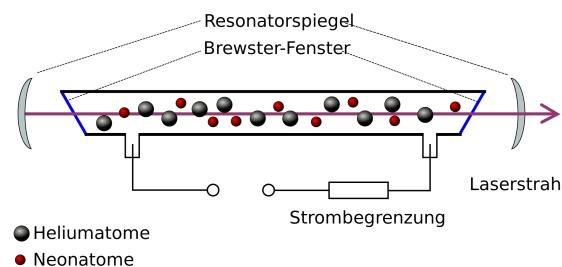
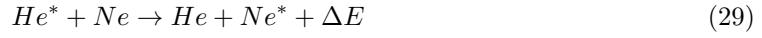


Abb. 22: Schematische Darstellung des Helium-Neon-Lasers [2]

Das Helium wird für das Pumpen benötigt, wohingegen Neon das Lasermedium darstellt. Die Gasentladung zwischen den zwei Elektroden bringt die Heliumatome in einen langlebigen angeregten

²planparallele Platten, die Licht mit einer bestimmten Polarisationsrichtung ohne Verluste hindurchlassen

Zustand. Die Heliumatome übertragen ihre Energie auf die Neonatome und erzeugen dort eine Besetzungsinvolution, da die unteren Zustände vom Neonatom in der Regel nicht besetzt sind³:



Der Laserbetrieb wird nun möglich, da Übergänge zwischen den energetischen Zuständen des Neons stattfinden:

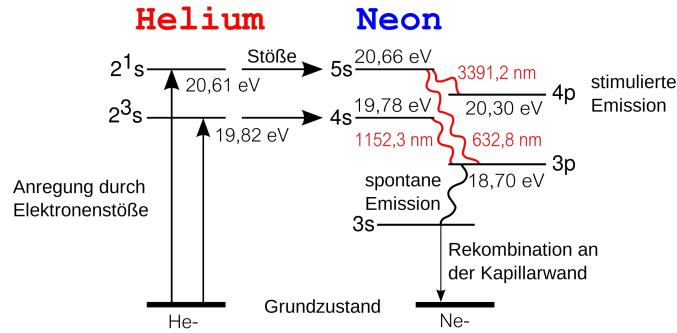


Abb. 23: Energieschema des Helium-Neon-Lasers [2]

Durch stimulierte Emission werden Photonen mit den Wellenlängen 633 nm (rotes Licht), 1152 nm (infrarot) und 3392 nm (infrarot) im Neonatom emittiert. Dann kehren die Elektronen durch spontane Emission und Rekombination an der Kapillarwand wieder in das untere Laserniveau zurück.

³Der Stern symbolisiert den angeregten Zustand

13 Durchführung

13.1 Modendarstellung

Ziel dieses Versuchs ist es, transversale Modenselektion zu erreichen und an der Wand zu beobachten. Dazu wird ein Objektiv vor dem Laser auf die Schiene geschraubt, um den Laserstrahl aufzuweiten. Innerhalb des Resonator wird ein Fadenkreuz in den Strahlengang gebracht. Dann ergaben sich bei uns folgende Bilder:

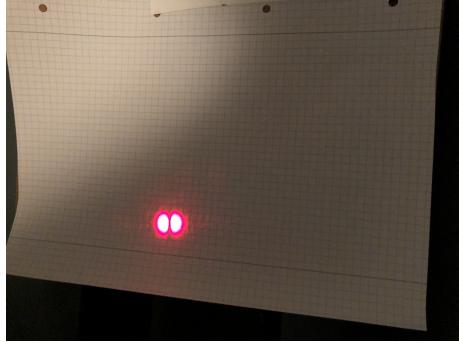


Abb. 24: Foto unserer TEM₁₀ Mode



Abb. 25: Foto unserer TEM₂₀ Mode

Leider konnten wir die TEM₃₀ Mode usw. nicht mehr beobachten. Die Wahrscheinlichkeit dafür sinkt aber auch mit zunehmender Knotenzahl.

13.2 Bestimmung der Wellenlänge des Laserlichtes

In diesem Abschnitt gelten dieselben Schreibweisen wie in Abschnitt 3.

Wir müssen nun also die Kleinwinkelnäherung verwenden und die Winkel φ_e und φ_n durch messbare Größen ausdrücken:

$$\varphi_e = 90^\circ - \arctan\left(\frac{y_0}{2x}\right) \quad (30)$$

$$\varphi_n = 90^\circ - \arctan\left(\frac{y_0 + 2y_n}{2x}\right) \quad (31)$$

Dann gilt also mit Formel (6):

$$n\lambda = d \left[\sin\left(90^\circ - \arctan\left(\frac{y_0}{2x}\right)\right) - \sin\left(90^\circ - \arctan\left(\frac{y_0 + 2y_n}{2x}\right)\right) \right] \quad (32)$$

$$\Leftrightarrow \lambda = \frac{d}{n} \left[\cos\left(\arctan\left(\frac{y_0}{2x}\right)\right) - \cos\left(\arctan\left(\frac{y_0 + 2y_n}{2x}\right)\right) \right] \quad (33)$$

Es ergeben sich folgende Messwerte:

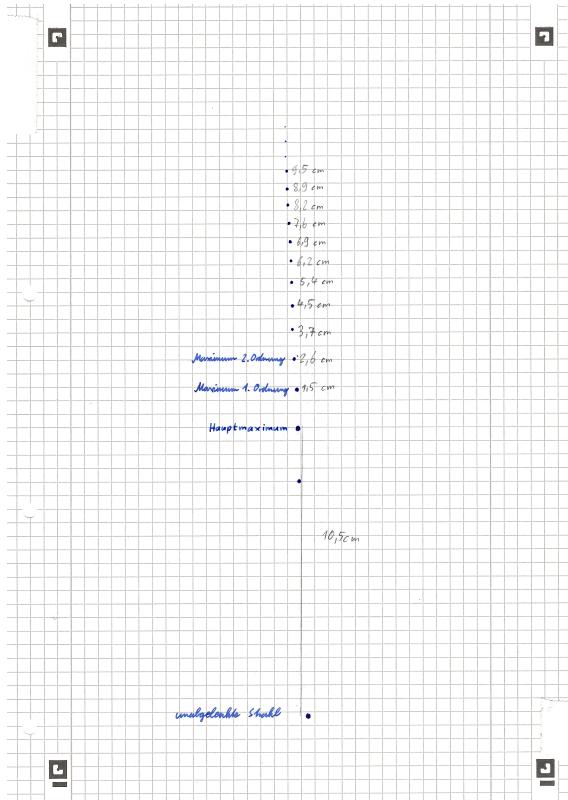


Abb. 26: Unser eingespanntes Blatt Papier auf dem der Laserstrahl auftraf

Abstand Mitte des Messschiebers zu Schirm: $x = 1,15 \text{ m}$

k	$y_n [\text{cm}]$	$\lambda [\text{nm}]$
0	10,5	
1	1,5	678
2	2,6	641
3	3,7	658
4	4,5	634
5	5,4	644
6	6,2	647
7	6,9	642
8	7,6	643
9	8,2	637
10	8,9	644

Daraus ergibt sich folgender Mittelwert:

$$\bar{\lambda} = 647 \text{ nm} \quad (34)$$

Unser Wert hat also eine Abweichung von ca. 2 % vom tatsächlichen Wert $\lambda = 632,8 \text{ nm}$. Dies ist im Rahmen der Versuchsbedingungen akzeptabel. Vermutlich hätten wir aber ein besseres Ergebnis bekommen, wenn wir den Laserstrahl flacher auf den Messschieber laufen lassen hätten.

13.3 Kennlinienbestimmung der Solarzelle

Die Anzahl der angeregten Elektronen ist direkt proportional zur Photonenzahl (vgl. Kapitel 9):

$$N_{\text{Elektronen}} \propto N_{\text{Photonen}} \quad (35)$$

Außerdem ist die Photonenzahl direkt proportional zur Lichtintensität:

$$N_{\text{Photonen}} \propto I \quad (36)$$

Somit erwarten wir einen linearen Zusammenhang zwischen Strom und eingestrahlter (relativer) Intensität:

$$N_{\text{Elektronen}} \propto I \quad (37)$$

Steigt also die Intensität, so trifft eine größere Anzahl von Photonen der Energie $h\nu$ pro Zeiteinheit auf die Solarzelle und damit steigt nach der Formel $\text{Strom} = \frac{dQ}{dt}$ auch der Photostrom an.

Transmission T	Photostromstärke I [μA]
0	0
0,10	15,6
0,25	40
0,30	45
0,50	74
0,70	107
1	154

Aus diesen Messwerten ergibt sich folgender Graph:

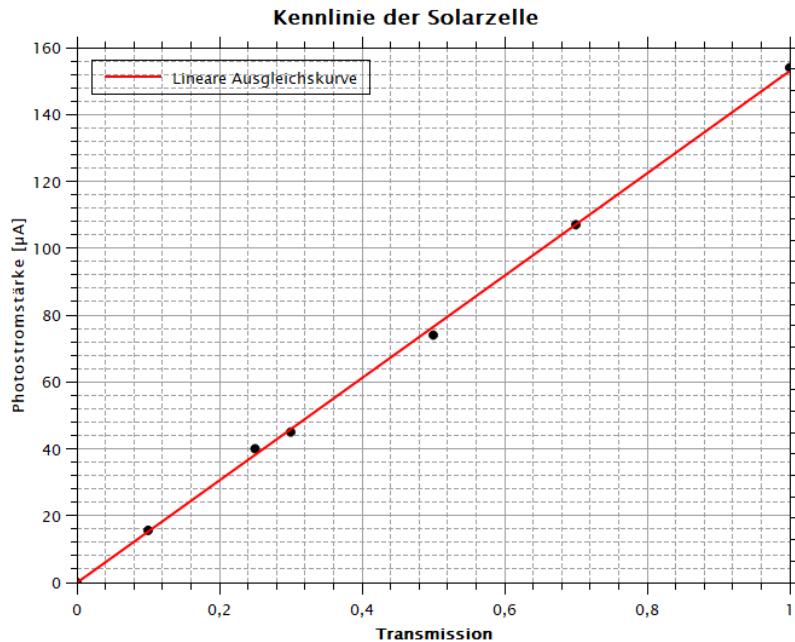


Abb. 27: Kennlinie der Solarzelle

Dieser Graph spiegelt also gut die lineare Abhängigkeit der Photostromstärke von der Transmission wider, so wie man es auch theoretisch erwartet. Nimmt also die Transmission T um 20 % zu, so erhöht sich die Photostromstärke I um 0,306 μA .

13.4 Bestimmung des Verstärkungsfaktors des laseraktiven Mediums

Da bei unserem He-Ne-Laser die optische Resonatorlänge fest war, konnten wir diesen Versuch leider nicht durchführen.

Wäre er durchführbar gewesen, so hätten wir folgende Rechenschritte durchführen müssen:
Laut Versuchsanleitung gilt für das Quarzglasplättchen $n = 1,4584$ und damit für die Reflektivität R :

$$R = \frac{(n-1)^2}{(n+1)^2} \approx 0,3477 \quad (38)$$

Wir messen den Winkel δ zwischen zwei Maxima.

Die Transmission des Plättchens wird durch folgende Formel beschrieben:

$$T = \frac{I_{\text{trans}}}{I_{\text{ein}}} = \frac{(1-R)^2}{1-R^2-2R\cos(\delta)} \quad (39)$$

Für den Verstärkungsfaktor V ergibt sich damit nach der Schwellwertbedingung (18):

$$V = \frac{1}{T\sqrt{R_1 R_2}} \quad (40)$$

Mithilfe der Versuchsanleitung folgt nun für den Verstärkungskoeffizienten/Verstärkungsfaktor α

$$\alpha = \frac{\ln(V)}{l} \quad (41)$$

13.5 Messung der Lichtgeschwindigkeit und interferometrische Längenmessung

Bei diesem Teil soll die Lichtgeschwindigkeit mithilfe einer Photodiode und eines Spektralanalysators bestimmt werden. Wir messen die optische Resonatorlänge

$$L = 0,49 \text{ m} \quad (42)$$

Nun messen wir noch mit dem Spektralanalysator die Frequenz bei der sich ein Peak ergibt:

$$\nu = 310 \text{ MHz} \quad (43)$$

Daraus lässt sich dann leicht mit folgender Formel die Lichtgeschwindigkeit ausrechnen:

$$c = 2Lf \approx 3,0 \cdot 10^8 \frac{\text{m}}{\text{s}} \quad (44)$$

Unser Messergebnis stimmt also gut mit dem theoretischen Wert der Lichtgeschwindigkeit $c \approx 2,998 \cdot 10^8 \frac{\text{m}}{\text{s}}$ überein. Der kleine Unterschied kommt wahrscheinlich daher, dass wir die Resonatorlänge nicht exakt bestimmen konnten, weil die Resonatoren jeweils in zwei schwarzen Kunststoffteilen waren, die jeweils eine Dicke von ca. 1 cm hatten und wir somit jeweils bis zur Mitte gemessen haben.

Im Umkehrschluss kann man auch die optische Resonatorlänge berechnen, wenn wir die Lichtgeschwindigkeit als bekannt voraussetzen:

$$L = \frac{c}{2f} = 0,48 \text{ m} \quad (45)$$

13.6 Modulation

Bei dieser Aufgabe sollte man einen Faraday-Rotator an einen CD-Player anschließen, der dann die Schwingungsrichtung vom einfallenden linear polarisierten Licht dreht. Als Empfänger steht ein Phototransistor zur Verfügung, der an einen NF-Verstärker mit Lautsprecher angeschlossen ist. Um von der Modulation der Polarisationsrichtung auf eine für die Art von Signalübertragung notwendige Amplitudenmodulation zu kommen, muss man zwischen Faraday-Rotator und Phototransistor noch einen Analysator stellen.

Leider hatten wir keinen CD-Player und der Anschluss passte nicht in unsere Handys. Also konnten wir den Versuch nicht mit Musik durchführen. Dennoch hörte man auch ohne CD-Player entsprechende Geräusche vom Lautsprecher.

Da als Übertragungsmedium für leitungsgebundene Kommunikationssysteme häufig Lichtwellenleiter benutzt werden, sollte man hier noch die Übertragung mit den Lichtwellenleiter testen. Das Licht kam für alle Farben am anderen Ende entsprechend raus. Also funktionierte der Lichtwellenleiter.

14 Fazit

Leider konnten wir zwei Versuchsteile nicht komplett durchführen, weil der Laser nicht dafür ausgelegt war und wir keinen CD-Player hatten. Dennoch gab uns dieser Versuch einen ziemlich detailreichen Einblick in die Wissenschaft des Lasers. Wir konnten somit unser Wissen aus Optik und Quantenmechanik auffrischen und erweitern. Die Messergebnisse, die wir erzielen konnten, sind alle im Rahmen der Messgenauigkeit.

Dieser Versuch war sehr interessant und ist für das Fortgeschrittenenpraktikum durchaus zu empfehlen.

Abbildungsverzeichnis

1	Links: Zeitlich und räumlich kohärente Welle; Mitte: räumlich kohärente Welle; Rechts: zeitlich kohärente Welle [12]	2
2	Erklärung von Entstehung von Maximas am Doppelspalt mit dem Huygenschen Prinzip[3]	3
3	Skizze (selbst erstellt)	3
4	Prinzip der Absorption (selbst erstellt)	4
5	Prinzip der spontanen Emission (selbst erstellt)	5
6	Prinzip der stimulierten Emission (selbst erstellt)	5
7	Besetzung der Energieniveaus beim 2-Niveau-System [14]	6
8	3-Niveau-System [16]	7
9	4-Niveau-System [16]	7
10	Grundlegende Aufbau eines Lasers (selbst erstellt)	7
11	Vergleich verschiedener Lichtquellen [8]	8
12	Darstellung der verschiedenen Bauweisen eines Resonators [1]	9
13	Darstellung einiger TEM _{mn} -Moden bei rechteckigen Spiegeln [4]	10
14	Faraday Effekt [13]	11
15	Anordnung eines faseroptischen Systems (selbst erstellt)	12
16	Lichtwellenleiter a) Stufenindexfaser, b) Gradientenfaser [11, S. 9]	12
17	Schema der Solarzelle [17]	13
18	Reflexionsgitter [15]	13
19	Feldstärke und Intensität mit Gaußschem Verlauf ($\exp\left(\frac{-\rho^2}{W_0}\right)$). Im Abstand $\rho = W_0$ vom Zentrum ist die Feldstärke auf $\frac{1}{e}$ und die Intensität auf $\frac{1}{e^2}$ abgefallen [18]	14
20	Bei der Ausbreitung von Gauß-Bündeln nimmt der Bündelradius mit dem Abstand von der Bündeltaille (bei $z = 0$) zu. Außerhalb der Bündeltaille besitzt das Licht- bündel eine mit $R(z)$ gekrümmte Wellenfront. [18]	14
21	Verlauf eines Gauß-Bündels in der Nähe der Taille [18]	15
22	Schematische Darstellung des Helium-Neon-Lasers [2]	15
23	Energieschema des Helium-Neon-Lasers [2]	16
24	Foto unserer TEM ₁₀ Mode	17
25	Foto unserer TEM ₂₀ Mode	17
26	Unser eingespanntes Blatt Papier auf dem der Laserstrahl auftraf	18
27	Kennlinie der Solarzelle	19

Literaturverzeichnis

- [1] <http://laserfaq.ru/sam/resontrs.gif>.
- [2] <https://de.wikipedia.org/wiki/helium-neon-laser>.
- [3] <https://www.lernhelfer.de/schuelerlexikon>.
- [4] <http://www.rp-photonics.com/modes.html>.
- [5] <http://www.sciencealert.com/the-world-s-most-powerful-laser-has-just-been-fired-in-japan>.
- [6] *Fortgeschrittenen Praktikum - Laser*. Universität Regensburg, 2011.
- [7] Struve Bert. *Einführung in die Lasertechnik*. VDE, 2009.
- [8] Gerhard Christoph. *Tutorium Physik. Ein verständlicher Überblick für Physiker, Ingenieure und Techniker*. Springer Spektrum, 2016.
- [9] Bäuerle Dieter. *Laser Grundlagen und Anwendungen in Photonik, Technik, Medizin und Kunst*. Wiley-VCH Berlin, 2008.
- [10] Christian Gerthsen. *Gerthsen Physik*. 25. Auflage. Springer Spektrum, 2015.
- [11] Martin Rolf Hering Ekbert. *Photonik Grundlagen, Technologie und Anwendung*. Springer, 2006.
- [12] <https://deacademic.com/dic.nsf/dewiki/783237>.
- [13] https://de.wikipedia.org/wiki/Faraday_Effekt.
- [14] <https://www.uni-muenster.de>.
- [15] <http://www.chemgapedia.de/vsengine/vlu/vsc/de/ph/14/ep/einfuehrung/wellenoptik>.
- [16] Prof. Dr. Rupert Huber. *Vorlesungsskript Struktur der Materie I*. Universität Regensburg.
- [17] Mosca Tipler. *Physik für Wissenschaftler und Ingenieure*. 7. Auflage. Springer Spektrum, 2015.
- [18] Zinth. *Optik, Lichtstrahlen-Wellen-Photonen*. 4. Auflage. Oldenbourg Verlag München, 2013.