Laser

(Versuch #13)

Gruppe 176:
Sebastian Rammensee
Michael Reimer
Claudius Knaak

Ausarbeitung des Versuchs

Versuch 1

Bei diesem Versuch haben wir die Kennlinie der Laserdiode aufgenommen. Dazu haben wir den Diodenstrom in 0,5 A Schritten von 5 A auf 20 A erhöht und dann jeweils die, vom Computer angegebenen, zugehörigen Werte notiert. Bis 9 A verwendeten wir - neben den ständig vorhandenen Reflexionsfilter - Filter 2 und danach zusätzlich Filter 1.

Die Daten der Filter:
Filter 1: $T_1 = 3{,}6\%$
Filter 2: $T_2 = 2{,}9\%$
Reflexionsfilter: $T_R = 11{,}5\%$
Polarisator: $T_P = 50\%$
Faser: $T_F = 90\%$

Die Kennlinie der Laserdiode läßt sich aus der graphischen Darstellung der Lichtleistung in Abhängigkeit des Diodenstroms ermitteln.

Es gilt: $P_D = \frac{P_{gem}}{T}$ (1)
mit

P_D = Lichtleistung der Diode
P_{gem} = gemessene Lichtleistung
T = Transmissionsfaktor

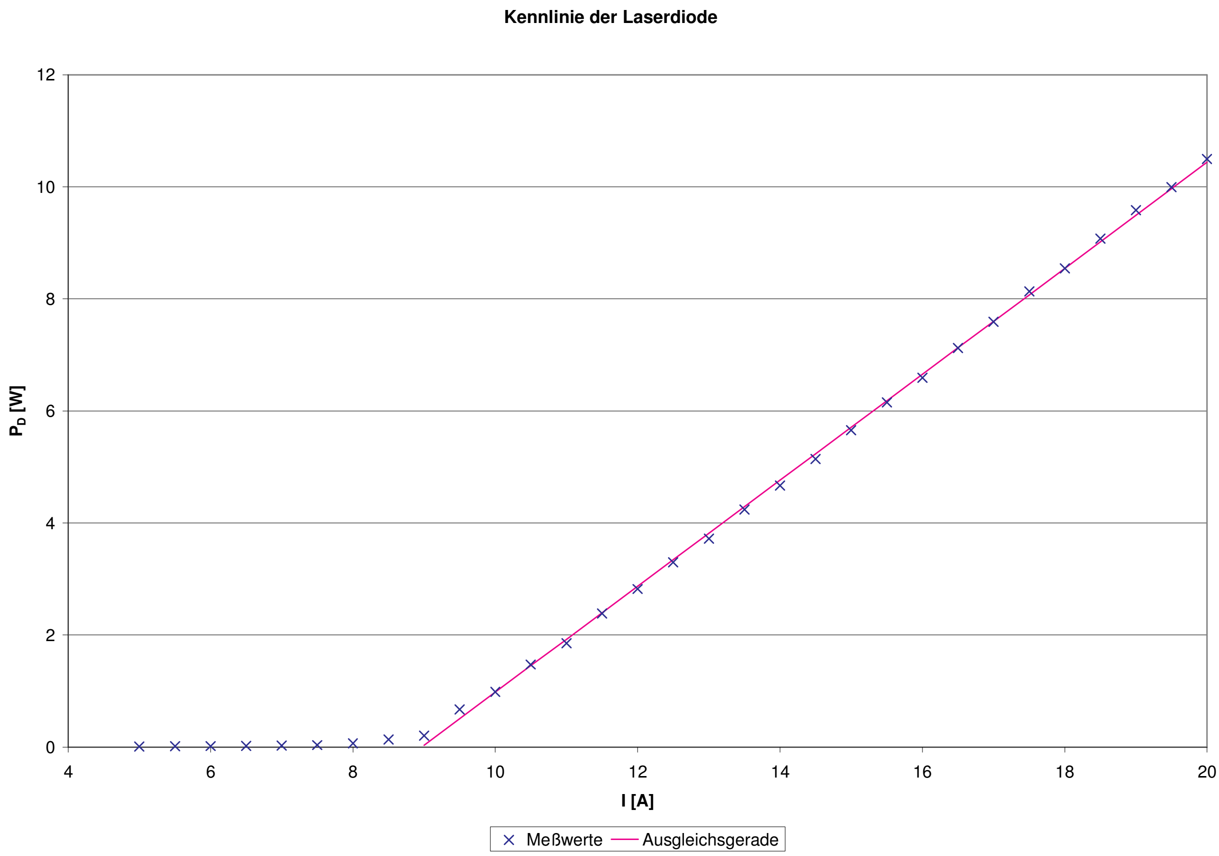
Unser Betreuer sagte uns, dass ein Diodenstrom von 20 A einer maximalen Lichtleistung von 10,5 W entsprechen. Um die Computerdaten auswerten zu können, müssen wir die gemessene Lichtleistung bei 20 A bestimmen. Aus (1) folgt: $P_{gem} = T \cdot P_D$
Bei 20 A berechnet sich T wie folgt:
$$T = T_F \cdot T_P \cdot T_R \cdot T_2 \cdot T_1 = 0{,}9 \cdot 0{,}5 \cdot 0{,}115 \cdot 0{,}029 \cdot 0{,}036 = 0{,}0054\%$$
$$\Rightarrow P_{gem} = 0{,}0054\% \cdot 10{,}5\,\mathrm{W} = 0{,}567\,\mathrm{mW}$$

d.h. 0,567mW entsprechen 2772 Counts (Messwerte: siehe Anhang 1). Somit läßt sich einem Count ein Energiewert zuordnen (bei dieser Versuchsanordnung mit drei Filtern: 1 Count = $2{,}0 \cdot 10^{-7}$ mW).

Bis 9 A haben wir jedoch nur 2 Filter verwendet.

$$\Rightarrow T = T_F \cdot T_P \cdot T_R \cdot T_2 = 0{,}9 \cdot 0{,}5 \cdot 0{,}115 \cdot 0{,}029 = 0{,}15\%$$

Da wir die Zahl der Counts für 9 A nur mit 2 Filtern und nicht auch noch für 3 Filter gemessen haben, müssen wir die Zahl für 3 Filter abschätzen, um somit die gemessene Leistung bei 9 A herauszubekommen:
Im Mittel erhöht sich die Zahl der Counts im Bereich von 9,5 bis 20 A um 123. Wir schätzen deshalb die Zahl der Counts für 9 A mit 3 Filtern auf 53. Dies entspricht einer gemessenen Leistung von ca. 0,012 mW. Somit gilt: 1 Count = $3{,}7 \cdot 10^{-6}$ mW bei 2 Filtern.
Nun lassen sich alle Computerwerte in mW umrechnen und mit (1) erhält man P_D in Abhängigkeit von I.



$$P_D = 0{,}946 \frac{\mathrm{W}}{\mathrm{A}} \cdot I - 8{,}481\,\mathrm{W}$$

Der Wirkungsgrad ist wie folgt definiert:

$$\eta = \frac{P_{ab}}{P_{auf}}$$

mit:

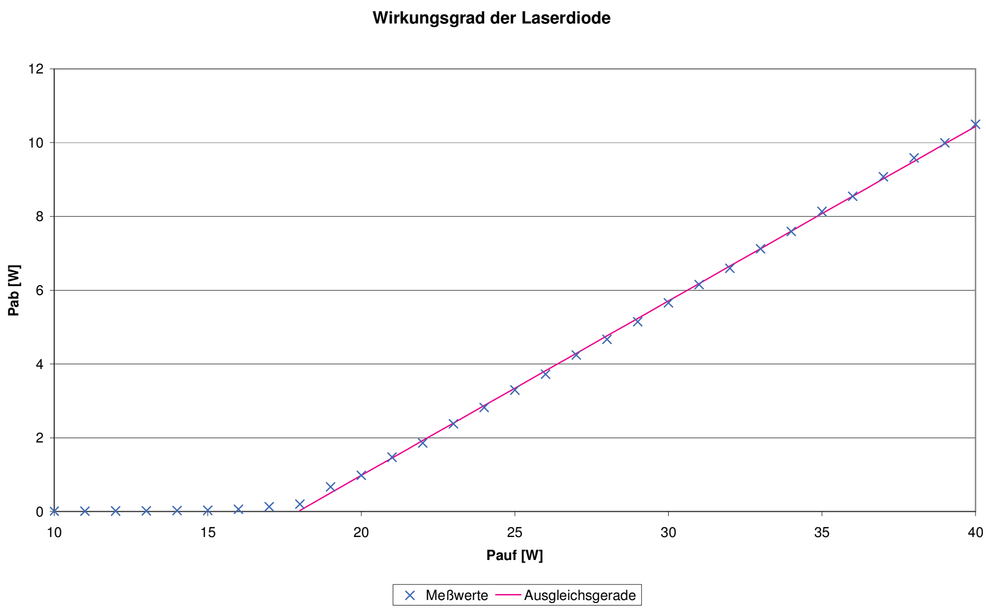
P_{ab} = abgegebene Leistung
P_{auf} = aufgenommene Leistung

Es gilt:

$$P_{ab} = P_D = 0{,}946\,\frac{\mathrm{W}}{\mathrm{A}} \cdot I - 8{,}481\,\mathrm{W}$$

$$P_{auf} = U \cdot I$$

Da im Versuch die Spannung der Laserdiode nicht gemessen wurde, müssen wir sie abschätzen. Sie dürfte sich im Bereich von 2 - 4 V befinden; wir haben uns auf 2 V geeinigt. Somit erhalten wir folgendes Diagramm:



Aus der Steigung der Ausgleichsgeraden erhalten wir einen Wirkungsgrad von 47,3%.

Versuch 2

Durch vorsichtiges verstellen der Speigel usw. war es möglich, die in der Anleitung angegebenen Moden 00 und 01 (zylindrisch) und 00 und 01 (kartesisch) zu beobachten.

Versuch 3

Die „slope efficiency“ ist wie folgt definiert:

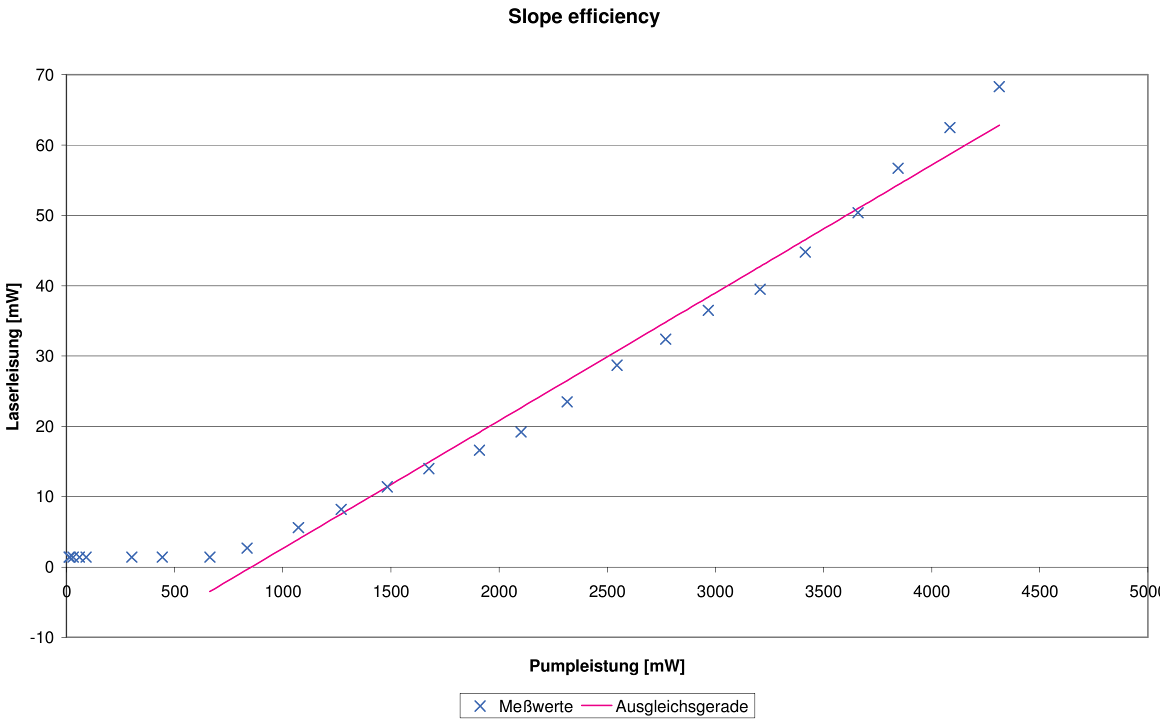
$$\sigma = \frac{P_{Laser}}{P_{Pump}}$$

mit
P_{Pump} = Pumpleistung der Laserdiode
P_{Laser} = Laserleisung

Wir haben die Laserleistung mit Hilfe eines kommerziellen Leistungsmessgerätes gemessen. Die Leistung der Laserdiode ist aus *Versuch 1* bereits bekannt. Sie wird durch die Faser und den Polarisator abgeschwächt. Damit ergibt sich für die Pumpleistung der Laserdiode:

$$P_{Pump} = T_F \cdot T_P \cdot P_D = 0{,}9 \cdot 0{,}5 \cdot P_D = 0{,}45 \cdot P_D$$

Aus dem folgenden Diagramm ergibt kann man die „slope effizienzy“ herauslesen (Steigung der Ausgleichsgeraden): 1,82%
Für den Wert der Laserschwelle erhielten wir: 11 A
(Meßwerte: siehe Anhang 2)



Versuch 4 AOM

Im Akustooptischen Modulator wird in einem Kristall eine stehende Schallwelle gebildet, diese stellt durch den lokal veränderten Brechungsindex ein Gitter da, an dem der einfallende Laserstrahl gebrochen wird. Die angelegt Periodendauer wird gewählt als 1/2*Resonatorlänge*c^{-1}. Bei jedem Nulldurchgang ist der Kristall für Laserlicht in „gerader“ Richtung durchlässig, zu jeder anderen Zeit wird das Licht aus dem Resonator weggebrochen. Bereits kleine Veränderungen der Resonatorlänge führten zu einem Verlust des Signals auf dem Oszilloskop, die Phasenkopplung brach zusammen.

Versuch 5 Autokorrelationsfunktion

Nach Formel 12 der Versuchsanleitung gilt für die Intensität des Laserlichtimpulses:
(1) $I_L(t) = I_0 \cdot e^{-At^2}$

mit

$$A = \frac{4 \cdot \ln 2}{\tau_{\frac{1}{2}}^{\;2}}$$

$\tau_{\frac{1}{2}}$: Halbwertsbreite des Laserlichtimpulses.

Trägt man die Autokorrelationsfunktion halblogarithmisch auf, so läßt sie sich durch eine Parabel annähern. Bei 16,6 A gehorcht unsere eingefügte Hilfsparabel folgender Formel:

$$y = -9 \cdot 10^{20} t^2 + 2 \cdot 10^{10} t + 2{,}5939$$

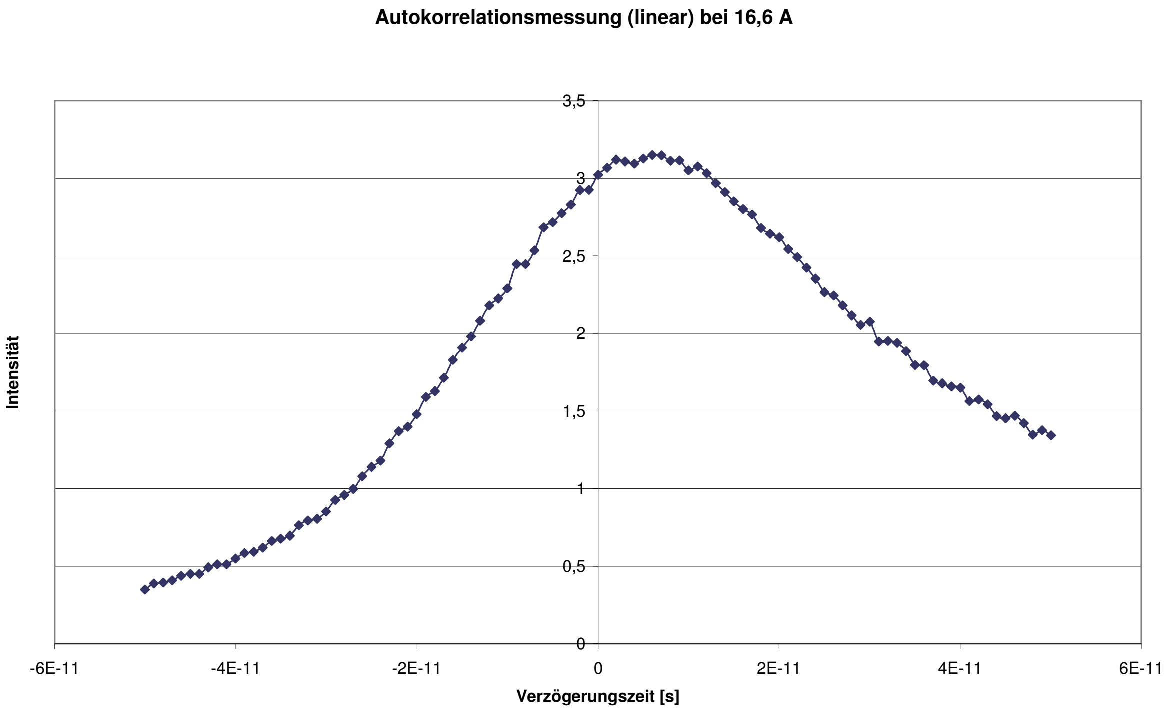
Mit (1) erhält man:

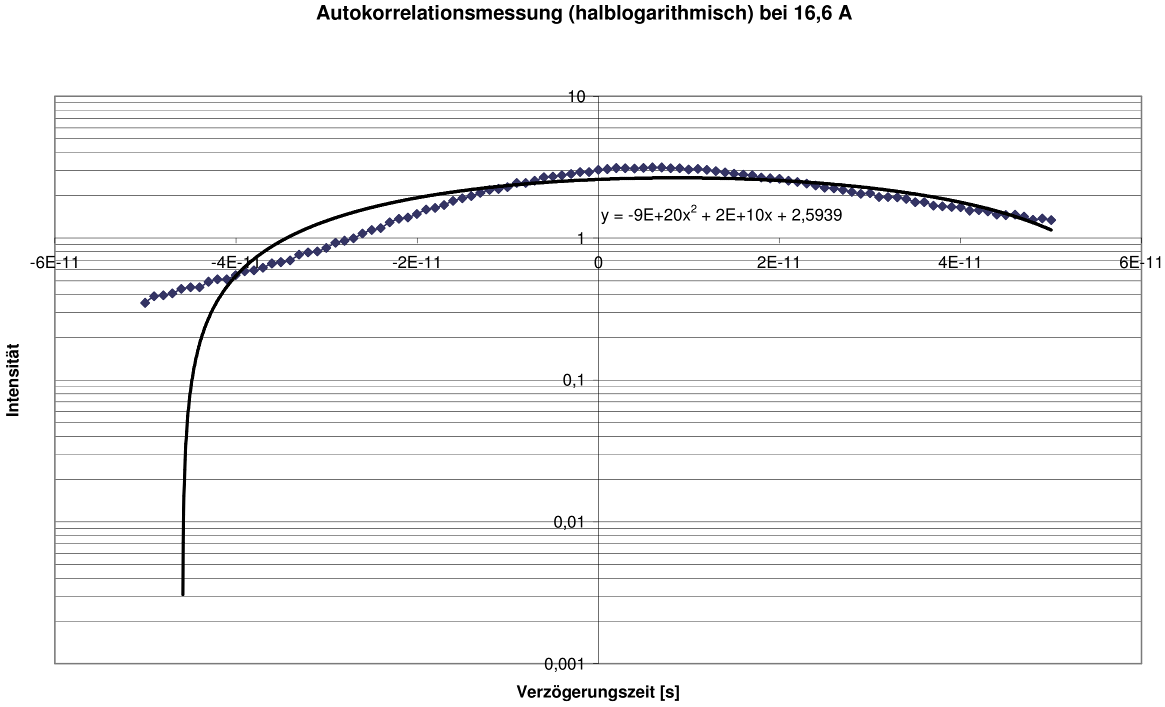
$$A = 9 \cdot 10^{20} = \frac{4 \cdot \ln 2}{\tilde{\tau}_{\frac{1}{2}}^{\;2}}$$

$$\Rightarrow \tilde{\tau}_{\frac{1}{2}} = \sqrt{\frac{4 \cdot \ln 2}{A}} = \sqrt{\frac{4 \cdot \ln 2}{9 \cdot 10^{20}}} = 5{,}55 \cdot 10^{-11}\,\mathrm{s} = 55{,}5\,\mathrm{ps}$$

Daraus erhält man mit Formel 14:

$$t_D = \sqrt{2} \cdot \tilde{\tau}_{\frac{1}{2}} = 78{,}5\,\mathrm{ps}$$





Versuch 6 Energiespektren

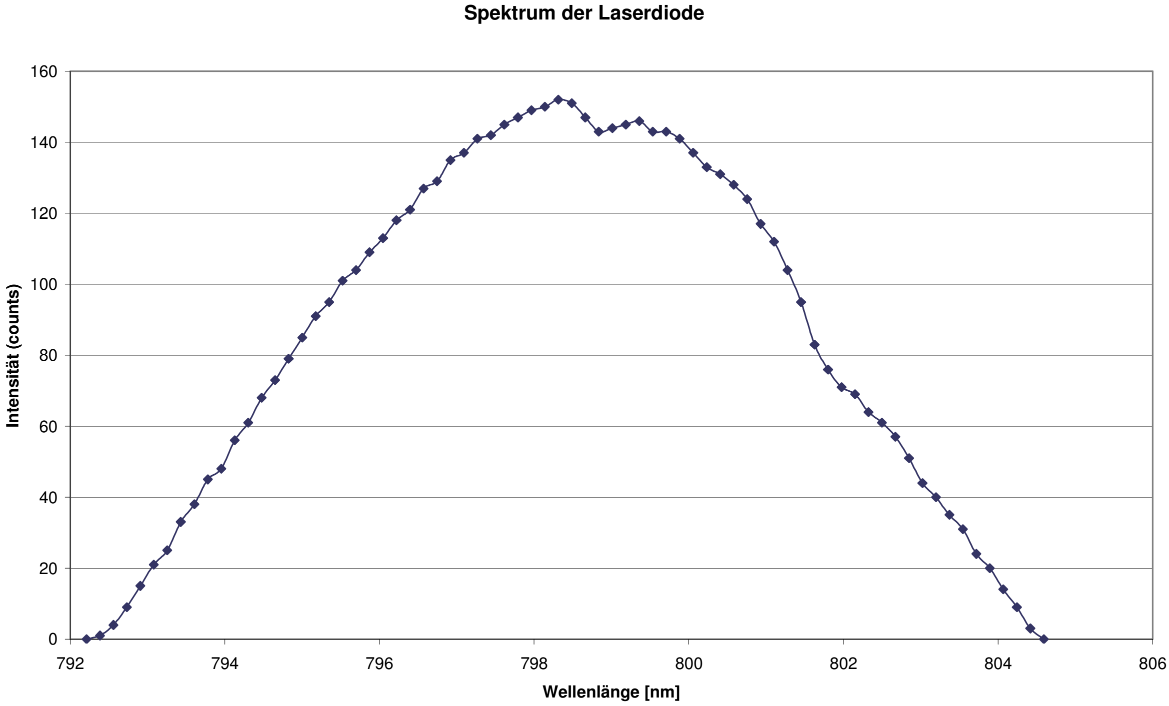
Apparatefunktion des Spektrometers

Zunächst wurde mit Hilfe des HeNe-Lasers die Apparatefunktion des Spektrometers bestimmt. Die Linienbreite des HE-Ne-Lasers ist eigentlich zu klein, als dass das Spektrometer sie auflösen könnte, deshalb können wir sie hier zur Eichung verwenden. Es ergibt sich:

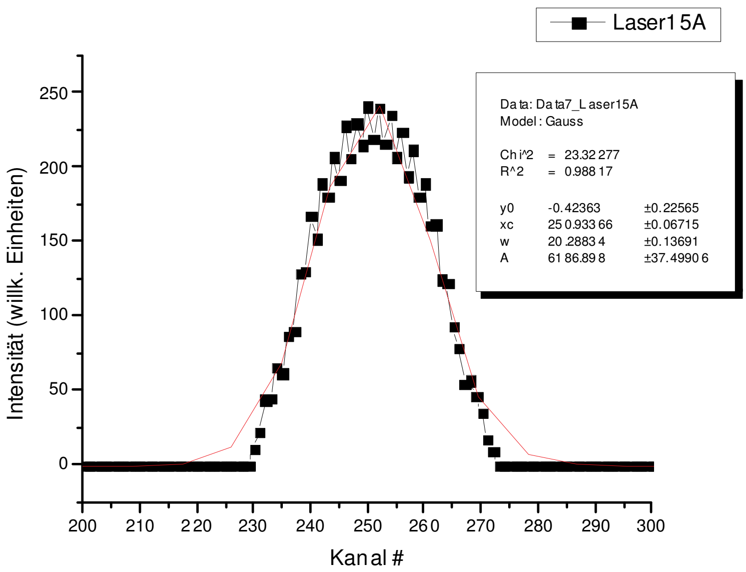
	Wellenlänge [nm]	Kanal #
HeNe	633	250
HeNe'	603	78

Das heisst, 172 Kanäle entsprechen 30 nm, also 0,1744 nm/Kanal. Im weiteren Verlauf wird gerechnet mit den Wellenlängen 795 nm für die Diode und 1047 nm für den Laser.

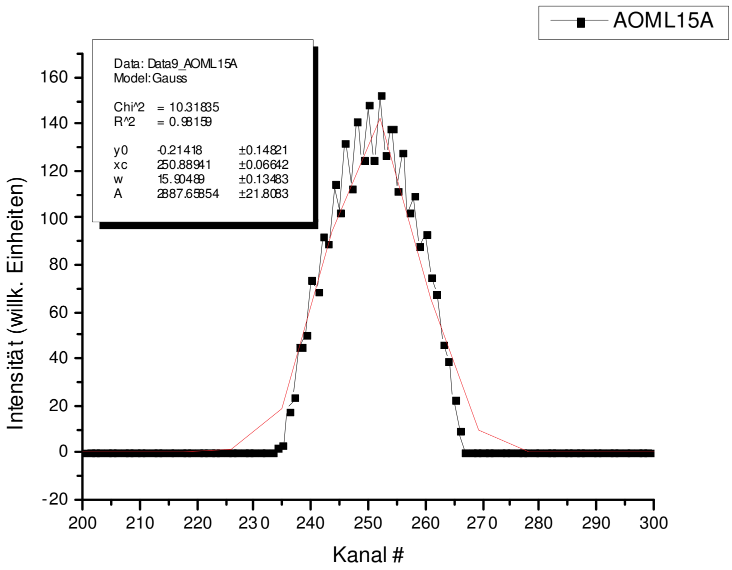
1) Spektrum der Laserdiode



2) Spektrum des Lasers ohne AOM



3) Spektrum des Lasers mit AOM

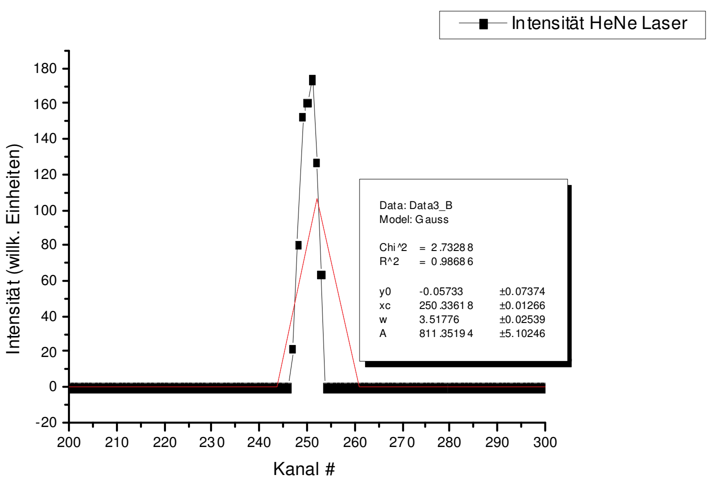


Damit ergibt sich ein Impulsdauer-Bandbreiten-Produkt im AOM-Betrieb

Mit $\Delta\lambda = 0{,}1744 \cdot \sigma$ ergibt sich:

Messung	σ (Kanäle)	$\Delta\lambda_E$ (nm)
Diode	8,96	1,6
Laser 15 A ohne AOM	20,28	3,5
Laser 15 A mit AOM	15,09	2,6

Mit der Beziehung $\Delta\lambda = \sqrt{\Delta\lambda_E^2 - \Delta\lambda_G^2}$ erhält man nun die Breite der Laserlinie, wobei $\Delta\lambda_G$ aus der Breite des Referenz-HeNe-Lasers benutzt wird:



Mit $\Delta\lambda_G = 3{,}52 * 0{,}1744$ nm = 0,62 nm ergibt sich also für $\Delta\lambda$ des modengekoppelten Lasers:

$\Delta\lambda = \sqrt{\Delta\lambda_E^2 - \Delta\lambda_G^2} = \sqrt{2{,}6^2 - 0{,}62^2} = 2{,}52$ nm.

Für das Impulsdauer-Bandbreite-Produkt $\Delta t \cdot \Delta\upsilon$ erhält man mit $\Delta\upsilon = 2\pi/\Delta\lambda = 2{,}49 \cdot 10^9$ Hz sowie $\Delta t = 78{,}5$ ps (s. Aufgabe 5)

$$\Delta t \cdot \Delta\upsilon = 0{,}195$$

Beantwortung der Fragen

1. Leiten Sie das Beer'sche Gesetz ab.

Wir gehen aus von der gegebenen Gleichung

$$\frac{\partial n_q}{\partial x} = -\sigma \cdot n_1 \cdot n_q$$

mit:

n_q = Dichte der Photonen, die von den Atomen / Molekülen absorbiert werden (cm^{-3})
σ = Absorptionswirkungsquerschnitt (cm^2)
n_1 = Besetzungsdichte des Energieniveaus |1>
x = Propagationsrichtung des Lichts

$$\Rightarrow n_q' + \sigma \cdot n_1 \cdot n_q = 0$$

Angenommen, $\sigma \cdot n_1 =: k$ ist konstant.

$$\Rightarrow n_1' + k \cdot n_q = 0$$

Ansatz: $n_q = c \cdot e^{\lambda \cdot x} \quad \Rightarrow \lambda = -k$

mit $c := n_q(0)$ erhält man das *Beer'sche Gesetz*:

$$n_q(x) = n_q(0) \cdot e^{-\sigma \cdot n_q \cdot x}$$

Wir haben angenommen ist konstant, d.h. σ ist konstant und n_1 = const. Letzteres trifft dann zu, wenn sich die Atome nur kurze Zeit im angeregten Zustand befinden oder wenn nur ein geringer Teil der Atome angeregt ist.

2. Vergleichen Sie die induzierte Emission mit der spontanen Emission:

i) räumliche Ausstrahlcharakteristik

Bei der induzierten Emission hat das emittierte Photon dieselbe Richtung wie das einfallende Photon, d.h. es handelt sich hierbei um eine gerichtete Emission. Im Gegensatz dazu gibt es bei der spontanen Emission keine vorgegebene Richtung und das emittierte Photon kann sich isotrop in alle Richtungen des Raumes ausbreiten.

ii) zeitliche Ausstrahlcharakteristik

Die Wahrscheinlichkeit für den Übergang von Zustand |2> zu Zustand |1> hängt bei der induzierten Emission von der Photonbestrahlung ab. Demgegenüber ist die Wahrscheinlichkeit für einen solchen Übergang bei der spontanen Emission konstant.

3. ***Geben Sie Beispiele für homogene und inhomogene Verbreiterungsmechanismen von Absorptionslinien an.***

Homogene Linienverbreiterung:
Natürliche Linienbreite

Inhomogene Linienverbreiterung:
Dopplerverbreiterung (Bewegung auf Beobachter zu oder von ihm weg)
Stossverbreiterung
Chemische Umgebung (Aufgrund der chemischen Verschiebung je nach Beschaffenheit der Umgebung)

4. ***Welche Auswirkungen hat die spektrale Halbwertsbreite des Laserübergangs auf die Impulsdauer der erzeugten Laserpulse?***

Aus der Frequenz-Zeit-Unschärferelation folgt:

Große spektrale Halbwertsbreite => kurzer Laserpuls
Kleine spektrale Halbwertsbreite => langer Laserpuls

5. ***Nd:YLF Laser zählen zu den „Vierniveau-Lasern“. Diskutieren Sie den Aufbau eines Lasers mit drei Niveaus. Kann ein Laser mit zwei Niveaus praktisch und physikalisch realisiert werden?***

Bei einem „Dreiniveau-Laser“ ist der Grundzustand mit dem unteren Laserniveau identisch. Die Atome werden aus dem Zustand |1> in die Pumpniveaus angehoben und gehen dann sehr schnell und strahlungslos in den Zustand |2> über. Eine Besetzungsinversion ist also dann erreicht, wenn weniger als die Hälfte der Atome sich in Zustand |1> befinden.
Einen „Zweiniveau-Laser“ kann man nicht realisieren, da es hier nur das untere und das obere Laserniveau gibt. Eingestahlte Photonen, die zum Anregen der Atome dienen sollen, hätten dann dieselbe Frequenz wie Photonen, die eine induzierte Emissione hervorrufen sollen. Somit würde man gleichzeitig Pumpen und Emissionen induzieren, weshalb man nie eine Besetzungsinversion erreichen würde.

6. ***Wodurch wird die maximale Pumpleistung eines Lasers beschränkt und welche Rolle spielen dabei strahlungslose Prozesse?***

Pumpleistung = Zahl der Atome, die angeregt werden / Zeit

Die maximale Pumpleistung wird verringert durch:
- direkte Übergänge von den Pumpniveaus in den Grundzustand mit Emission eines Photons
- Umwandlung der Anregungsenergie in mechanische Energie (z.B. kinetische Energie bei freien Atomen/ Molekülen; Gitterschwingungen bei Kristallinonen)

Das Pumplicht kann ebenfalls die maximale Pumpleistung verringern. Bei einem zu großen Frequenzspektrum wird nur ein Teil des Lichtes zum Pumpen verwendet: ist die Frequenz zu gering, können die Atome nicht auf die Pumpniveaus angehoben werden; ist die Frequenz zu groß, können Elektronen statt in die Pumpniveaus ins Kontinuum befördert werden.

7. Welche Betriebsarten eines Lasers unterscheidet man in Bezug auf die Emissionsdauer und wofür eignen diese sich besonders?

- kontinuierliche Laser: sie strahlen ständig kohärente Photonen aus und ermöglichen so das Erstellen von Hologrammen und Laser-Interferometrie.
- gepulste Laser: sie können sehr kurze Pulse abgeben (bis herab zu 10^{-15} s) und eignen sich für die Analyse von zeitlichen Abläufen. Bei einer hohen Leistungsabgabe (bis zu 10^9W, kontinuierliche Laser: bis 1 kW) können auch atomare Prozesse untersucht werden.

8. Wie groß ist der durch den Resonator vorgegebene Modenabstand bei* L = 1 m*? Vergleichen sie diesen Wert mit einer typischen Laserwellenlänge von* 1.047 µm*.

Mit $\Delta v_L = \frac{c}{2L}$ ergibt sich für L = 1m:

$$\Delta v_L = \frac{2{,}998 \cdot 10^8 \ \frac{\text{m}}{\text{s}}}{2 \cdot 1\text{m}} = 149{,}9\text{MHz}$$

Es gilt: $c = f \cdot \lambda \Rightarrow f = \frac{c}{\lambda} = \frac{2{,}998 \cdot 10^8 \ \frac{\text{m}}{\text{s}}}{1{,}047 \cdot 10^{-6} \ \text{m}} = 2{,}86 \cdot 10^{14}\,\text{Hz}$

$\frac{f}{\Delta v_L} \approx 1{,}9 \cdot 10^6$ d.h. die Moden liegen sehr dicht beieinander.

9. Von welchen Faktoren hängt es ab, ob man die Moden wie in einem zylindrischen oder in einem karthesischen Koordinatensystem beobachtet?

Wie schon in Abschnitt 1.3.2 beschrieben wird die TEM_{00}-Mode durch runde Resonatorelemente bevorzugt. Es ist daher anzunehmen, dass man mit runden Resonatorelementen (runde Spielgel, die einen zylindrischen Resonator erzeugen) Moden wie in zylindersymmetrischen Systemen erhält. Ebenso wird man wohl mit rechteckigen Spiegeln, die zu einem quaderförmigen Resonator führen, Moden wie in kartesischen Systemen bekommen.

10. Wie hängt die Dauer der erzeugten Laserimpulse von der Anzahl der gekoppelten Moden ab?

Wie schon aus den Abbildungen (auf S.8 der Anleitung) ersichtlich, wird die Dauer des Laserimpulses kürzer, wenn die Zahl der gekoppelten Moden zunimmt.

11. Leiten sie mit Hilfe der Fouriertransformation das Impulsdauer-Bandbreite Produkt für gaußförmige Impulse her.

Unser Impuls habe folgende Amplitude:

$$E(t) = E_0 \cdot e^{i \cdot \omega_0 \cdot t} \cdot e^{-\frac{t^2}{2 \cdot \sigma_t^2}}$$

Die Fouriertransformierte *F(y)* der Funktion *f(x)* ist wie folgt definiert:

$$F(y) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} f(x) \cdot e^{-i \cdot x \cdot y} \, \mathrm{d}\, y$$

und für $f(x) = e^{-\frac{x^2}{2}}$ erhält man $F(y) = e^{-\frac{y^2}{2}}$.

Somit liefert die Fouriertransformation:

$$\hat{E}(\omega) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} E_0 \cdot e^{i \cdot \omega_0 \cdot t} \cdot e^{-\frac{t^2}{2 \cdot \sigma_t^2}} \cdot e^{-i \cdot \omega \cdot t} dt = \frac{E_0}{\sqrt{2\pi}} \cdot \int_{-\infty}^{\infty} e^{-\frac{t^2}{2 \cdot \sigma_t^2}} \cdot e^{-i \cdot (\omega - \omega_0) \cdot t} dt$$

12. Vergleichen Sie $W^{2h}(t_D)$ mit $W^{2h}(-t_D)$.

$$W^{2h}(t_D) = \int_{-\infty}^{\infty} I_L(t - t_D) \cdot I_L(t) dt = \int_{-\infty}^{\infty} I_L(t - t_D / 2) \cdot I_L(t + t_D / 2) dt$$

Mit dem Faltungssatz erhält man:

$$= (I_L(t) * I_L(-t)) t_D = W^{2h}(-t_D)$$

Somit ist das Autokorrelationsfunktion symmetrisch um t=0.

13. Kann die Form des Laserpulses aus der Autokorrelationsfunktion gewonnen werden? Welche Aussagen können Sie mit Hilfe der Autokorrelationsfunktion machen und welche nicht?

Mit der Faltung aus der Antwort zu Frage 12 erhält man:

$$W^{2h}(\omega) = I_L(\omega) \cdot I_L^*(\omega) = |I_L(\omega)|^2$$

Also erhält man die spektrale Intensitätsverteilung. Eine Fourier-Rücktransformation kann man jedoch nicht machen, da die Phase von I_L unbekannt ist. Somit kann die Form des Ausgangspulses nicht berechnet werden.

14. Welche Verzögerungsstrecke entspricht einer Zeit von 10^{-11}s?

Mit c = $3 \cdot 10^8$ m/s ergibt sich eine Verzögerungsstrecke von c * 10^{-11}s = 3 mm.