

Laserdioden-gepumpter Nd:YAG-Laser und Frequenzverdopplung

Tim Dombrowe
Kirill Boguslavski
Betreuer: Lukas Drzewietzki

16.05.2011

Contents

1	Einleitung	2
2	Vorbereitung	2
2.1	Grundlagen zum Laser	2
2.2	Halbleiter-Laser	3
2.3	Nd:YAG-Laser	3
2.4	Nichtlineare Optik und Frequenzverdopplung	3
3	Durchführung	4
3.1	Aufbau	4
3.2	Absorption	4
3.3	Arbeitsgerade	5
3.4	Kennlinie Laserdiode	5
3.5	Aufbau des Resonators	5
3.6	Kennlinie Nd:YAG Laser	5
3.7	Frequenzverdopplung und Konversionseffizienz	5
3.8	Laser	6
4	Auswertung	6
4.1	Relative Absorption von Nd:YAG	7
4.2	Arbeitsgerade der Laserdiode	8
4.3	Kennlinie der Laserdiode	8
4.4	Kennlinie des Nd:YAG-Lasers	9
4.5	Quantenwirkungsgrad	11
4.6	Frequenzverdopplung und Konversionseffizienz γ_{SHG}	11

1 Einleitung

Die Lasertechnik ist heutzutage nicht aus der Physik wegzudenken, denn kohärente Strahlung hoher spektraler Leistungsdichte ist eine wichtige Voraussetzung bei vielen physikalischen Messungen.

In diesem Versuch konnten wir einen Nd:YAG-Laser zusammenbauen und die Kennlinien der einzelnen Bauelemente sowie ihre Effizienzen messen.

2 Vorbereitung

2.1 Grundlagen zum Laser

Ein Laser ist eine Lichtquelle, die intensive kohärente linear polarisierte Strahlung emittiert. Wegen seiner großen Kohärenzlänge und -dauer sowie seiner Leistungsstärke ist ein Laser für viele Anwendungen interessant, so z. B. bei der Spektroskopie, der Holographie, der Medizin, etc.

Er besteht aus drei Elementen: aus einer Pumpvorrichtung, einem aktiven Medium und einem Resonator. Der Abstrahlungsmechanismus ist die stimulierte Emission und findet im aktiven Medium statt. Zunächst denke man sich ein vereinfachtes 2-Energie-Niveau-Schema im aktiven Medium mit der Energiedifferenz ΔE . Falls nicht besetzte Zustände im unteren Niveau existieren, so kann ein Elektron spontan aus dem oberen Niveau auf das untere Niveau fallen und dabei ein Photon der Energie ΔE emittieren, wobei weder Richtung des Photons noch Zeitpunkt des Übergangs vorherbestimmt sind (spontane Emission). Streift aber ein Photon der gleichen Energie das Elektron im oberen Niveau, so findet der Übergang statt und ein kohärentes Photon wird emittiert (stimulierte Emission). In einem Resonator, der aus einem durchlässigen und einem halbdurchlässigen Spiegel besteht, innerhalb derer sich das aktive Medium befindet, wird die Strahlung verstärkt.

Um die stimulierte Emission zu ermöglichen, muss eine Besetzungsinversion zwischen beiden Niveaus existieren, d. h. es muss $N_2 > N_1$ gelten. Dies wird dadurch realisiert, dass Elektronen fortlaufend aus dem unteren ins obere Niveau gepumpt werden. Der Pumpvorgang kann je nach Laser auf verschiedene Weise erfolgen: durch optisches Pumpen, durch Elektronenstöße oder durch einen Injektionsstrom (wie beim Halbleiter-Dioden-Laser, s. u.). Grundsätzlich reicht ein 2-Niveau-System nicht aus, da eine Besetzungsinversion mit optischem Pumpen nicht hergestellt werden kann. Die einfachsten Schemata sind deswegen das 3-Niveau- und das 4-Niveau-System.

Bei einem 3-Niveau-System erfolgt das Pumpen in ein kurzlebige oberes Hilfsniveau, aus dem über einen strahlungslosen Übergang die Elektronen das obere Laserniveau (es liegt etwas unter dem Hilfsniveau) erreichen. Dieses ist metastabil, sodass bei genügend starkem Pumpen eine Besetzungsinversion zum unteren Laserniveau, das identisch zum Grundniveau ist, entstehen kann. Beim 4-Niveau-System sind als Unterschied dazu das Grund- und das untere Laserniveau nicht identisch, sondern letzteres ist sehr kurzlebig und zerfällt mit einem

strahlungslosen Übergang zum Grundniveau, sodass eine Besetzungsinversion entsteht.

2.2 Halbleiter-Laser

In einem Halbleiter-Laser erfolgt der Laserübergang, indem ein Leitungselektron durch Aussendung eines kohärenten Photons in das Valenzband springt (dabei ist anzumerken, dass die Niveaus quasikontinuierlich sind, sodass durchaus von Bandstrukturen die Rede sein kann). Ist W_g die Bandlückenenergie und $W_{F,L/V}$ die Fermi-Niveaus des Leitungs- und des Valenzbands, so muss für den Übergang $W_{F,L} - W_{F,V} > \Delta E > W_g$ gelten.

Realisiert wird dies durch stark p- und n-dotierte Halbleiter, zwischen denen sich ein pn-Übergang einstellt (Diode). Bei Einschalten einer Spannung in Durchlassrichtung entsteht ein schmaler Bereich, in dem der Laserübergang stattfinden kann, und die Besetzungsinversion wird mithilfe eines Injektionsstroms erreicht. Die emittierte Wellenlänge ist strom- und temperaturabhängig. Bei wachsender Temperatur oder steigender Injektionsstromstärke vergrößert sich die Wellenlänge.

In unserem Versuch besteht der Halbleiterlaser aus einer Doppelheterostruktur aus GaAs/ AlGaAs-Halbleitern, sodass der aktive Bereich noch schmaler wird und damit die Strahlung an Intensität gewinnt.

2.3 Nd:YAG-Laser

Ein Nd:YAG-Kristall besteht aus einem YAG-Wirtskristall ($Y_3Al_5O_{12}$), dessen Y^{3+} -Ionen zu ca. einem Prozent mit Nd^{3+} -Ionen ersetzt worden sind. Im Nd:YAG-Laser ist das aktive Medium Nd:YAG, die Anregungsniveaus sind diejenigen von Neodymium (sie sind im Wirtskristall zu Bändern aufgespalten) und das optische Pumpen in diesem 4-Niveau-System erfolgt in diesem Versuch mithilfe eines GaAs/ AlGaAs-Halbleiter-Lasers. Es gibt vier mögliche Übergänge (${}^4F_{3/2} \rightarrow {}^4I_{15/2,13/2,11/2,9/2}$) doch der ${}^4F_{3/2} \rightarrow {}^4I_{11/2}$ -Übergang (Laserübergang) überwiegt mit 60 % (Übergangswahrscheinlichkeit) und entspricht der Laserwellenlänge von $\lambda_{Laser} = 1064$ nm.

2.4 Nichtlineare Optik und Frequenzverdopplung

Trifft elektromagnetische Strahlung auf Materie, so wird diese polarisiert und emittiert ebenfalls elektromagnetische Strahlung. Allgemein kann die Polarisationsdichte in Potenzen der elektrischen Feldstärke entwickelt werden, wobei die tensoriellen Kopplungen Suszeptibilitäten $\chi^{(n)}$ genannt werden:

$$\vec{P} = \varepsilon_0 \left(\chi^{(1)} \vec{E} + \left(\chi^{(2)} \vec{E} \right) \vec{E} + \dots \right)$$

Je größer die spektrale Leistungsdichte der Strahlung, desto höhere Ordnungen müssen in der Entwicklung berücksichtigt werden, sodass wir in den Bereich der Nichtlinearen Optik kommen. Hier entstehen Effekte wie Frequenzmischung (es

entstehen Frequenzsummen und -differenzen bei polychromatischer Strahlung), Frequenzvervielfachung (Strahlung mit einer Vielfachen der eingestrahnten Frequenz), Starck- bzw. Farady-Effekte (Verschiebung der atomaren Energieniveaus durch ein äußeres elektrisches bzw. magnetisches Feld) und andere.

Ein auftretender Effekt zweiter Ordnung ist die Frequenzverdopplung. Betrachte man eine in z -Richtung propagierende monochromatische linear polarisierte Welle der Rotationsfrequenz ω und der Amplitude $\vec{A}(z)$: $\vec{E} = \vec{A}(z) \cos(\omega t - kz)$ und betrachten den quadratischen Term der \vec{P} -Entwicklung in $z = 0$, so ist $\vec{P}_2 \propto \cos^2(\omega t) = \frac{1}{2}(\cos(2\omega t) + 1)$, mitsamt dem linearen Term spaltet sich also die Polarisationsdichte in eine Konstante (Gleichfeld), in eine Strahlung der einfachen und in eine der doppelten Frequenz (also der halben Wellenlänge). Dieser Effekt wird im Versuch mithilfe eines KTP-Kristalls realisiert, wodurch grünes Licht mit $\lambda_{Doppel} = 532$ nm entsteht. Um eine messbare Strahlung der doppelten Frequenz zu erhalten, muss diese Strahlung dieselbe Phasengeschwindigkeit haben wie die Grundwelle, was in unserem Versuch durch eine Anpassung der Brechzahlen erfolgte. Da der KTP-Kristall doppelbrechend ist, spaltet er eine linear polarisierte Welle in einen ordentlichen (o) und einen außerordentlichen (e) Strahl auf, wobei sich ihre Brechzahlen n unterscheiden und n_e dabei vom Einstrahlungswinkel abhängt. Der Kristall hat außerdem eine Dispersionsrelation, sodass der Einstrahlungswinkel so eingestellt werden kann, dass $n_e(2\omega) = n_o(\omega)$ gilt und damit die Phasengeschwindigkeiten beider Teilstrahlen gleich sind.

3 Durchführung

3.1 Aufbau

Zum gesamten Aufbau gehört ein Halbleiter Laser, eine Linse um den Strahl zu parrallelisieren (Kollimator), eine Fokussierlinse, ein Hohlspiegel, der Nd:YAG Kristall, drei Farbfilter und eine Photodiode. Diese werden während der Versuchsdurchführung aufgebaut und kalibriert.

Die Laserdiode wird von einer Gleichstromquelle betrieben und man kann über ein Peltier-Element die Temperatur regeln.

Wichtig bei allen nachfolgenden Messungen war, einen Filter vor der Photodiode zu haben, damit diese nicht in Sättigung geht.

3.2 Absorption

Zuerst bestimmen wir die Absorption von Nd:YAG (der Aufbau ist aus Abb. 1 ersichtlich). Dafür stellen wir einen konstanten Strom von 700 mA ein und verändern die Wellenlänge, indem wir die Temperatur ändern. Nun messen wir einmal mit Nd:YAG und einmal ohne die Intensität an der Photodiode. Aus der Differenz bekommen wir so die Absorption. Aus dem Maximum der Absorption kann man so die Zentralwellenlänge bestimmen.

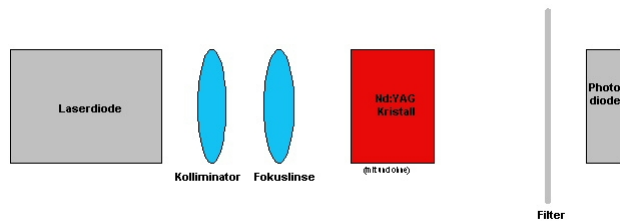


Figure 1: Aufbau zur Messung des Absorptionsspektrums

3.3 Arbeitsgerade

Um die Arbeitsgerade zu bestimmen, verwendet man das zuvor gefundene Maximum und verändert nun die Stromstärke. Dabei sucht man wieder die maximale Absorption. Die gemessenen Werte kann man nun auftragen und eine Gerade durch sie ziehen, sodass man nun zu jeder Stromstärke eine Temperatur hat, an der der Kristall maximal absorbiert. Diese Gerade nennt man Arbeitsgerade.

3.4 Kennlinie Laserdiode

Dazu wurde die Leistung der Diode entlang der Arbeitsgeraden gemessen. Man braucht diese Kennlinie später um sie mit dem Nd:YAG Laser zu vergleichen.

3.5 Aufbau des Resonators

Um den eigentlichen Laser zu bauen, muss man ihn erst kalibrieren. Dazu wurde ersteinmal der Kristall in den Brennpunkt der Fokussierlinse gestellt. Danach wurde der Kristall und der Hohlspiegel so eingestellt, dass es zu keinen Beugungserscheinungen mehr kommt und man einen möglichst hohe Intensität an der Photodiode erreicht. Zur Kontrolle der Beugung kann man ein weißes Papier in den Strahlengang halten. Zur Abschwächung benutzt man nun den RG 1000 Rotfilter. Er besitzt seine größte Durchlässigkeit ungefähr bei der Wellenlänge des Nd:YAG Lasers. Der Filter wird so nah wie möglich vor die Photodiode gestellt, damit so viel Restlicht wie möglich abgeschirmt wird (s. Abb.).

3.6 Kennlinie Nd:YAG Laser

Hierbei wird wie bei der Laserdiode die Intensität entlang der Arbeitsgeraden gemessen.

3.7 Frequenzverdopplung und Konversionseffizienz

Nun wird in den Resonator knapp hinter den Nd:YAG Kristall noch ein KTP Kristall gestellt (s. Abb. 3) Es entsteht grünes Licht. Um die verbliebene

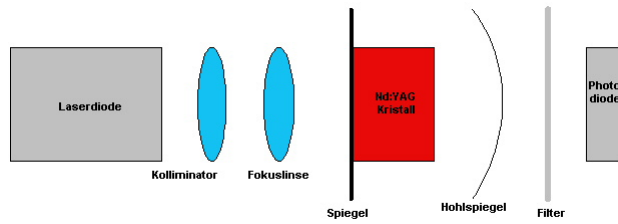


Figure 2: Aufbau mit Resonator

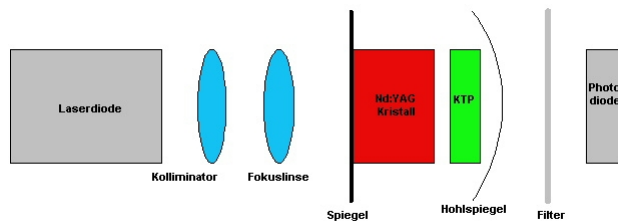


Figure 3: Aufbau des Nd:YAG-Lasers mit KTP Kristall

Infrarot Strahlung abzuschirmen benutzen wir jetzt einen Grünfilter. Danach stellen wir den KTP Kristall so ein, dass wir maximale Intensität haben.

Jetzt messen wir eine Kennlinie einmal für das grüne Licht mit dem Grünfilter und einmal für das rote Licht mit dem Rotfilter. Daraus lässt sich nun die Konversionseffizienz bestimmen.

3.8 Laser

Am Schluss haben wir unseren selbst gebauten Laser mit einem Laserpointer verglichen. Außer dass der Laserpointer besser kollimiert war, stand unser Laser ihm in nichts nach - wenn man davon absieht, dass unserer ungesünder war.

4 Auswertung

Wir benutzen zwei Formen für einen linearen Fit, je nachdem, ob wir am y- oder am x-Achsenabschnitt interessiert waren. Die Formen sind

$$f(x) = ax + b \tag{1}$$

und

$$p(x) = a(x - I) \tag{2}$$

mit dem y-Achsenabschnitt b bzw. dem x-Achsenabschnitt I.

Aus den Online-Datenblättern (s. [2] und [3]) konnte die Transmission des RG1000-Filters bei λ_{Laser} zu $T_{1064} = 0,654$ und diejenige des BG39-Filters

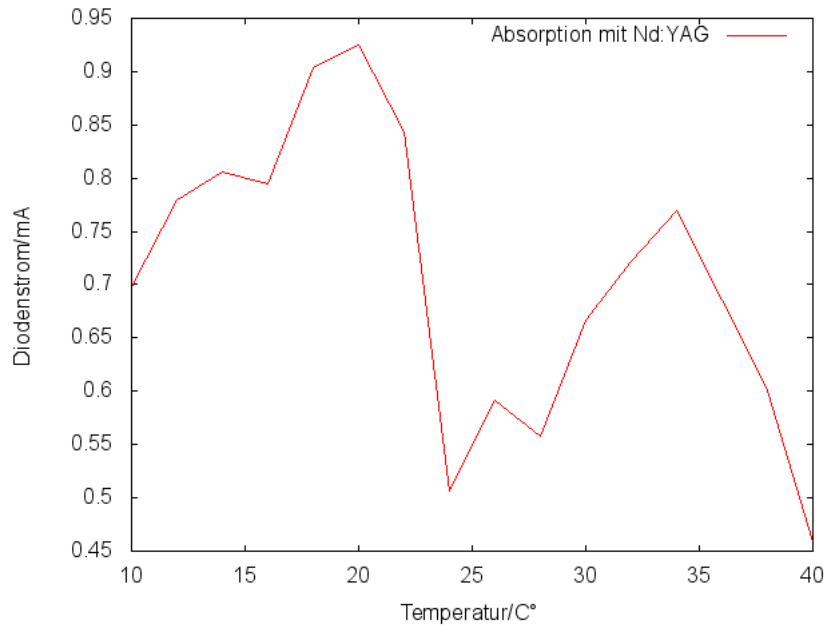


Figure 4: Absorptionsspektrum mit Nd:YAG

bei λ_{Doppel} zu $T_{532} = \tau_i^2 \cdot \tau = 0,793$ bestimmt werden, wobei bei BG39 der Transmissionskoeffizient ohne Berücksichtigung der Reflexion an der Oberfläche für die Dicke $d = 1$ mm ($\tau_i = 0,956$) und derjenige mit Berücksichtigung der Oberflächenreflexion für $d = 1$ mm ($\tau = 0,868$) aus den Datenblättern berechnet und bei RG1000 die abgelesene Transmission mit dem Reflexionsfaktor 0,91 verrechnet wurde. Die jeweils andere Wellenlänge (also λ_{Doppel} bei RG1000 und λ_{Laser} bei BG39) wurde mit $T \approx 10^{-5}$ fast vollständig herausgefiltert und die restliche Strahlung kann als Teil der Umgebungsstrahlung betrachtet werden. Zur Berechnung der Transmission wurden die Tabellen in den Datenblättern bei der jeweiligen Wellenlänge linear interpoliert und aus den Ergebnissen wurden dann die Transmissionen berechnet.

4.1 Relative Absorption von Nd:YAG

Zur Bestimmung der Absorption Messen wir den Diodenstrom erst mit Nd:YAG und dann ohne (s. Abb 4 und 5). Aus der Differenz erhalten wir die Absorption.

Aus der Absorption kann man ablesen, bei welcher Wellenlänge der Nd:YAG Laser am besten arbeitet.

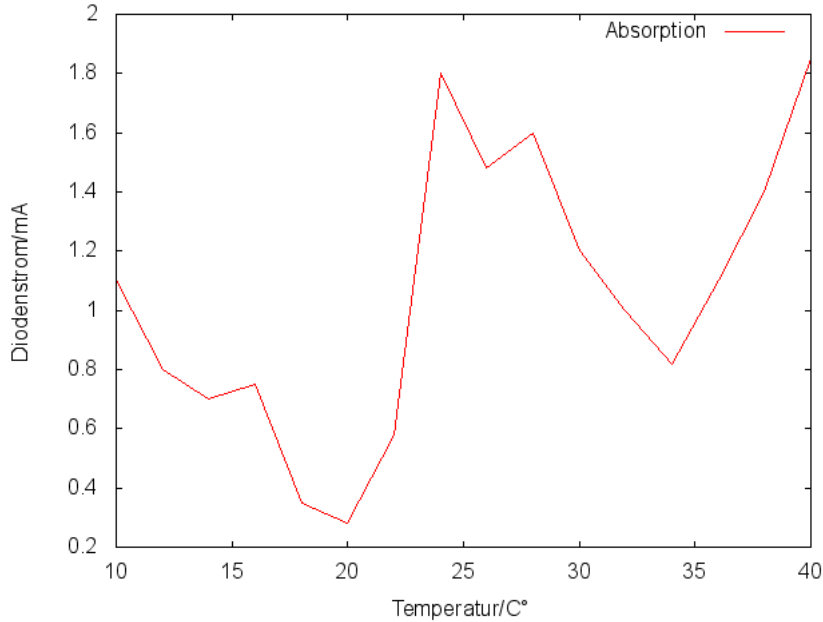


Figure 5: Absorptionsspektrum ohne Nd:YAG

4.2 Arbeitsgerade der Laserdiode

Um später die Kennlinien der Laserelemente beim 808,4 nm Übergang zu bestimmen, muss zunächst eine Übersetzungsvorschrift zwischen der Temperatur im Halbleiter und dem Injektionsstrom gefunden werden. Diese nennt man die Arbeitsgerade (Auftragung der Temperatur über dem Injektionsstrom), die wir anhand eines linearen Fits der Form Glg. 1 zu $a = (-0,0017 \pm 0,0004) \text{ }^\circ\text{C}/\text{mA}$ und $b = (20,8 \pm 0,2) \text{ }^\circ\text{C}$ bestimmten (s. Fig. 6).

4.3 Kennlinie der Laserdiode

Nun bestimmten wir aus dem Strom der Fotodiode die emittierte Leistung der Laserdiode über die Formel

$$P_{out} = \frac{I_{Foto}}{K_{810}T}$$

wobei $K_{810} = 0,57 \text{ A/W}$ die spektrale Empfindlichkeit der Fotodiode bei 810 nm und $T = 0,025$ die Transmission des Abschwächungsfilters sind. Aufgetragen haben wir P_{out} über I_{inj} (dem Injektionsstrom) und fitteten unsere Messreihe mit der linearen Funktion Glg. 2 an, woraus wir sofort den Schwellenstrom $I_{th} = (I = 215 \pm 2) \text{ mA}$ erhielten (s. Fig. 7). Für die Steigung gilt $a = \frac{P_{out}}{I_{inj} - I_{th}} = (0,537 \pm 0,003) \text{ W/A}$, woraus sofort $\eta_{ext} = \frac{e}{hf} \frac{P_{out}}{I_{inj} - I_{th}} = a \frac{e}{hf} = a \frac{e\lambda}{hc}$ und daraus $\eta_{ext} = (35,0 \pm 0,2) \%$ folgt, wobei $\lambda = 808,4 \text{ nm}$ für den

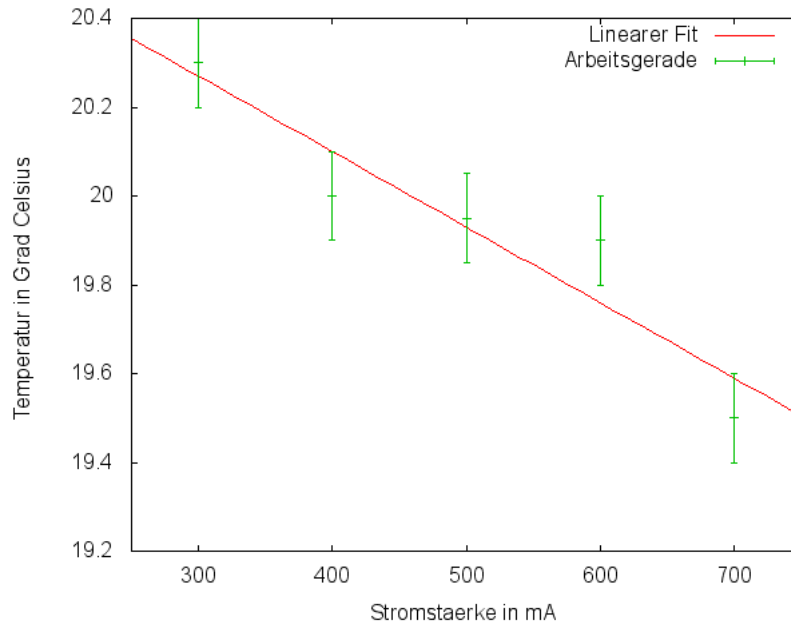


Figure 6: Arbeitsgerade der Laserdiode, Fit mit Glg. 1

darauf stabilisierten Übergang genommen wurde und f seine Frequenz, c die Lichtgeschwindigkeit im Vakuum und h das Planck'sche Wirkungsquantum sind. η_{ext} gibt die Wahrscheinlichkeit an, dass durch ein Elektron des Injektionsstroms (abgezogen des Schwellenstroms) ein kohärentes Photon emittiert wird. Damit brauchen wir also ca. 3 Elektronen, damit eine Photon emittiert werden kann.

4.4 Kennlinie des Nd:YAG-Lasers

Die Leistung errechnet sich aus:

$$P_{Nd:YAG} = \frac{I_{Photodiode}}{0,22 \frac{A}{W} \cdot 0.65}$$

wobei $0,22 \frac{A}{W}$ die Empfindlichkeit der Photodiode bei 1064 nm ist. Der Faktor 0,65 ist der Transmissionskoeffizient des RG:1000 bei 1064 nm. Dieser Wert kommt aus der linearen Interpolation zwischen 1060 nm und 1070 nm.

Nun setzen wir die Leistung des Nd:YAG mit der Pumpleistung aus der vorigen Aufgabe in Beziehung (s. Abb. 8).

Die Schwellenleistung kann man an der Schnittstelle mit der x-Achse ablesen. Sie ist ungefähr 44 mW.

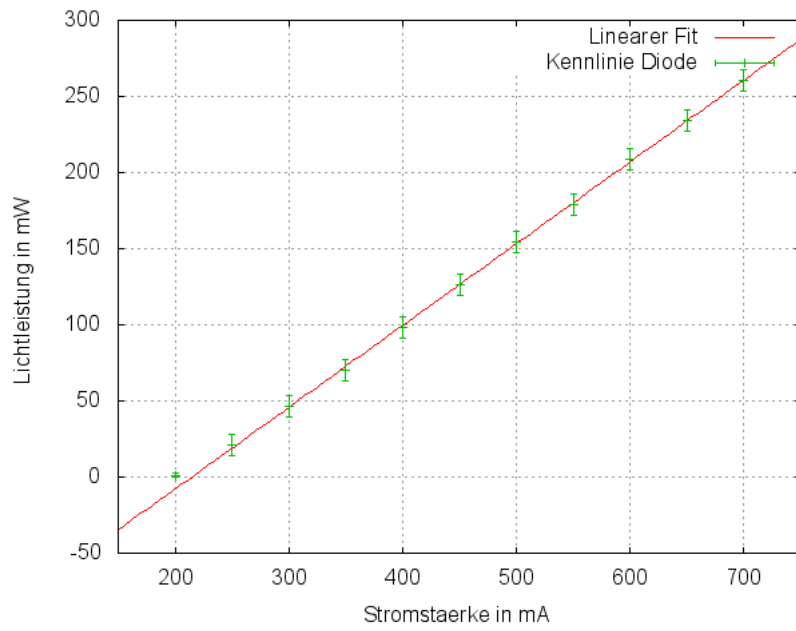


Figure 7: Kennlinie der Laserdiode, Fit nach Glg. 2

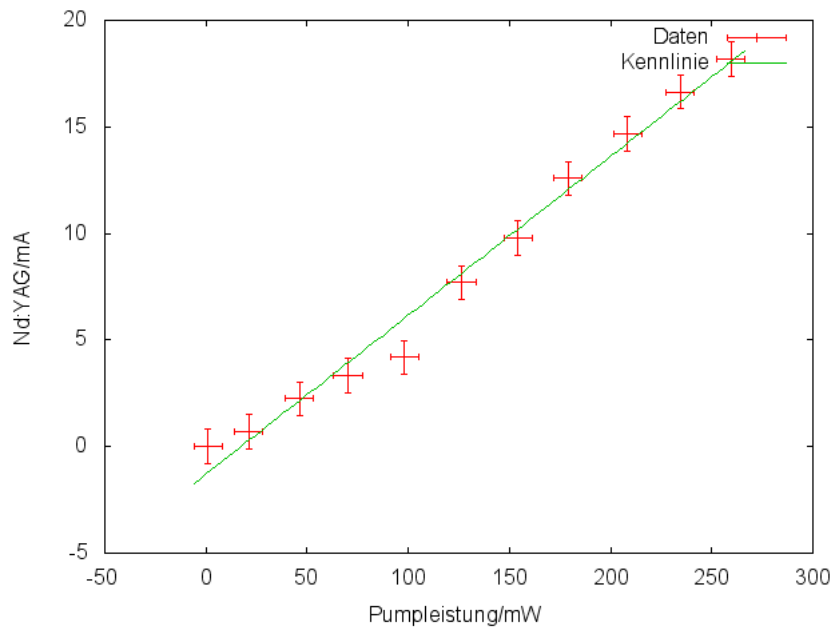


Figure 8: Kennlinie des Nd:YAG-Lasers

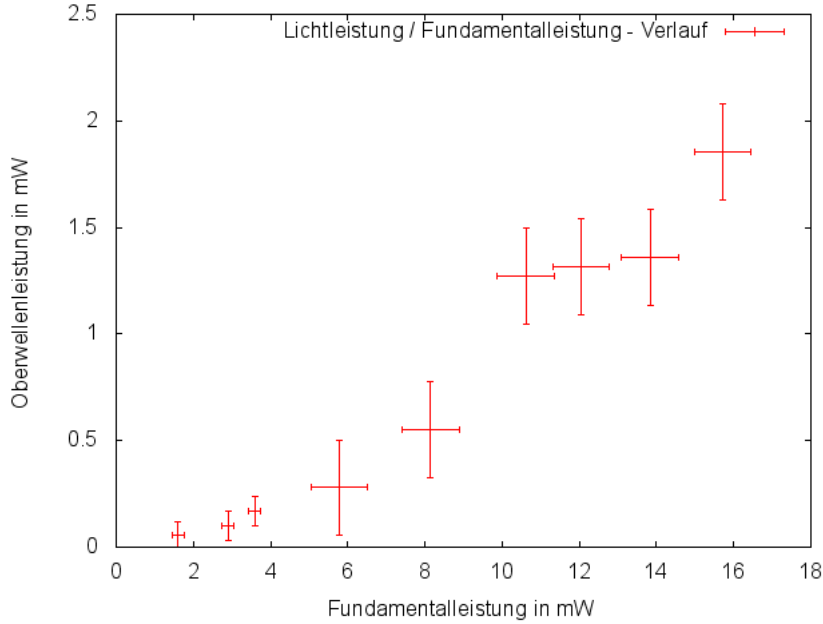


Figure 9: Lichtleistung / Fundamentalleistung- Verlauf der Frequenzverdopplung

4.5 Quantenwirkungsgrad

Er errechnet sich wie folgt:

$$\epsilon = \frac{\lambda_{Pumpphoton}}{\lambda_{Ausgangsphton}} = 75,9\%$$

4.6 Frequenzverdopplung und Konversionseffizienz γ_{SHG}

Die Leistung der Strahlungen wird wie folgt berechnet:

$$P_{1064/532} = \frac{I_{Foto} - I_{Umg}}{K_{1064/532} T_{1064/532}}$$

Hierbei sind $K_{1064} = 0,22 \text{ A/W}$ und $K_{532} = 0,28 \text{ A/W}$ die spektralen Empfindlichkeiten der Fotodiode bei $\lambda = 1064 \text{ nm}$ bzw. $\lambda = 532 \text{ nm}$ und $I_{Umg} = 0,008 \text{ mA}$ der Strom, der durch das Umgebungslicht in der Fotodiode hervorgerufen wurde. Die Fundamentalleistung P_{fund} ist die Summe der Einzelleistungen. Die Auftragung der Lichtleistung der fequenzverdoppelten Welle über die Fundamentalleistung unserer Messdaten ist in Fig. 9 zu sehen.

Für die Konversionseffizienz gilt:

$$\gamma_{SHG} = \frac{P_{532}}{P_{Fund}} \propto \frac{P_{Fund}^2}{P_{Fund}} = P_{Fund} \quad (3)$$

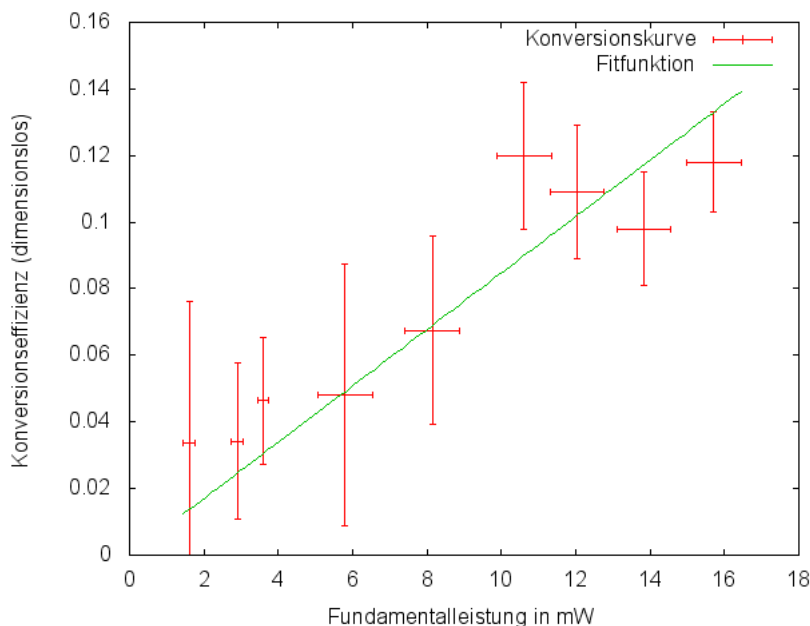


Figure 10: Konversionseffizienz, Fit mit Glg. 4

Folglich wird eine lineare Abhängigkeit der Konversionseffizienz von der Fundamentalleistung erwartet. Zur Überprüfung dieses Gesetzes wurden unsere Messdaten mit der Funktion

$$f(x) = ax \quad (4)$$

über den Parameter a . Unsere Anpassung ergab $a = (8,5 \pm 0,6) \cdot 10^{-3} \text{ 1/mW}$ (s. Fig. 10). Die Gerade liegt innerhalb der Konfidenzintervalle nahezu aller Messpunkte. Damit können die Messpunkte durchaus einem linearen Gesetz (s. Glg. 3) gefolgt sein, allerdings ist dieses Resultat wegen der großen Fehlerbalken relativ unsicher.

References

- [1] Literaturliste zum Versuch
- [2] http://www.schott.com/advanced_optics/english/download/schott_longpass_rg1000_2008_e.pdf
- [3] http://www.schott.com/advanced_optics/english/download/schott_bandpass_bg39_2008_e.pdf