

Fortgeschrittenenpraktikum der Physik



Protokoll zum Versuch Nichtlineare Optik

Gruppe 552

Hans-Michael Stiepan
Thilo Hauff

hmstiepan@gmx.de
thilo.hauff@t-online.de

Nichtlineare Optik

I. Theorie

1.1 Grundlagen des Lasers

Das Kunstwort Laser steht für Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation und beschreibt im Prinzip die grundlegende Funktionsweise eines Lasers. Falls elektromagnetische Strahlung im Mikrowellenbereich emittiert wird, spricht man auch von Masern. Der erste Maser wurde 1954 von Gordon, Zeiger und Townes (Phys.Rev 95, 282) realisiert, der erste Laser 1960 von Maiman (Nature 187, 493).

Jeder Laser besteht aus drei grundlegenden Komponenten, dem aktiven Medium, dem Resonator und einer Pumpquelle. Abb. 1 zeigt das grundlegende Schema.

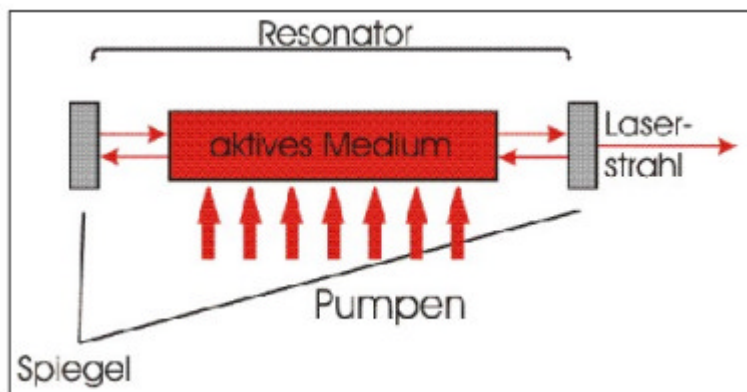


Abb. 1: Prinzipieller Aufbau eines Lasers (aus [4])

Im aktiven Medium wird eine sogenannte Besetzungsinversion erzeugt, d.h. dass durch Energiezufuhr ein energetisch höher liegendes Energieniveau stärker besetzt wird als das darunter liegende. Die Energiezufuhr wird dabei entweder durch optisches Pumpen (Gasentladung bzw. andere Laser) oder elektrisches Pumpen bewerkstelligt. Der Resonator dient schließlich dazu die emittierte Strahlung zu verstärken.

Eine gebräuchliche Einteilung von Lasern geschieht in

- Festkörperlaser
- Flüssigkeitslaser
- Gaslaser
- Freie-Elektronen-Laser (Hier sind die Elektronen selbst das aktive Medium, in der gebräuchlichsten Ausführung werden relativistische Elektronen in ein räumlich periodisches Magnetfeld eingeschossen. Aufgrund der Lorentzkraft werden die Elektronen dadurch beschleunigt und strahlen dabei Licht einer definierten Wellenlänge ab.)

Bevor wir näher auf die Details eingehen, möchten wir erst noch die Vorteile von Lasern und daraus resultierende Anwendungen erwähnen:

- Ein entscheidender Vorteil eines Lasers gegenüber herkömmlichen Lichtquellen (z.B. Sonnenlicht oder Glühlampen) besteht darin, dass man mit ihm Licht mit sehr großen Kohärenzlängen erzeugen kann. Sonnenlicht hat eine Kohärenzlänge von wenigen Mikrometern, während moderne frequenzstabilisierte Laser Kohärenzlängen im Meterbereich erreichen können. Frequenzstabile Laser finden Anwendung in der

Messtechnik und in der Holographie. Besonders dafür geeignet sind Gaslaser wie der He-Ne-Laser.

- Weiter können mit Lasern sehr hohe Leistungen erzielt werden. Im Pulsbetrieb sind bei Nd-Glas-Lasern Spitzenwerte bis zu 10TW möglich. Eine Anwendungsmöglichkeit hierfür wird zur Zeit bei der laserinduzierten Kernfusion erforscht. Bei kontinuierlichen Systemen sind Leistungen im MegaWatt-Bereich erreichbar [1]. Hohe Leistungen werden vor allem zur Materialbearbeitung benötigt. Mit etwas geringer Energie wird diese Technik auch bei Operationen am menschlichen Auge verwendet.
- Durch die hohe Kohärenz lassen sich sehr stark gebündelte Lichtstrahlen mit kleinen Durchmessern erzeugen. Dies wird z.B. beim CD-Player genutzt. Hier wird mit einer Laserdiode die CD-Oberfläche abgetastet. Ähnlich wie auf einer Platte sind die Informationen auf einer CD in Spuren angeordnet. Ein Bit entspricht dabei einer Vertiefung (Pit) der Oberfläche. Der Abstand dieser Spuren beträgt $1.6\mu\text{m}$, dieser geringe Abstand lässt sich nur mit Lasern realisieren, da es nicht möglich wäre, andere Lichtquellen stark genug zu bündeln.
- Als Folgerung aus den letzten beiden Punkten ergibt sich, dass mit Hilfe des Lasers eine sehr hohe Energiedichte innerhalb des Strahls erreicht werden kann. Da die Energiedichte proportional zu E^2 , der elektrischen Feldstärke ist, kann man damit (was das eigentliche Ziel des Versuchs ist) den Bereich der nichtlinearen Optik erreichen. Dazu verweisen wir auf Abschnitt 1.6.
- Schließlich gibt es auch die Möglichkeit sehr kurze Lichtimpulse im Bereich von Femtosekunden zu erzeugen. Vor allem in der Biologie und der Chemie lassen sich damit schnell ablaufende Prozesse mit einer hohen zeitlichen Auflösung untersuchen.

1.2 Absorption und Emission von Strahlung

1.2.1 Quantenmechanische Behandlung

Aus der Quantenmechanik ist bekannt, dass Elektronen in gebundenen Zuständen nur diskrete Energieniveaus besetzen können. Durch eine zeitabhängige Störung können Übergänge zwischen den verschiedenen Energieniveaus (z.B. $|n\rangle$ u. $|m\rangle$) stattfinden. Wenn H_S der Störoperator ist, so liefert 'Fermi's Golden Rule' für die Übergangswahrscheinlichkeit zwischen zwei nicht entarteten Zuständen:

$$P_{mn} = P_{nm} = \frac{2\pi}{\eta} |\langle n | H_S | m \rangle|^2 \mathbf{d}(E_i - E_f) \quad (1.1)$$

E_i bzw. E_f bezeichnen die Energie des Ausgangs- bzw. des Endzustands. Falls die Zustände entartet sind, müssen die Übergangswahrscheinlichkeiten jeweils noch mit dem statistischen Gewicht g multipliziert werden.

Wenn man obige Gleichung auf den Fall einer Störung durch ein elektromagnetisches Feld spezialisiert, so erkennt man, dass nur Übergänge stattfinden können wenn gilt

$$\begin{aligned} E_i &= E_f \\ \Rightarrow E_n + \eta\omega &= E_m \end{aligned} \quad (1.2)$$

$E_{n,m}$ steht jetzt für die Energie des n-ten bzw. des m-ten Eigenzustands ($E_m > E_n$). Die Differenz in den Energien muß durch ein Photon der Energie $\eta\omega$ aufgebracht werden. Beim Übergang von n nach m wird dieses Photon absorbiert, im umgekehrten Fall emittiert.

Daneben werden auch spontane Übergänge aus höheren Energiezuständen in energetisch tiefer liegende Zustände beobachtet, ohne dass ein äußeres Feld anliegt. Dieses Ergebnis erhält man, wenn man im Rahmen der Quantenelektrodynamik noch die Nullpunktsschwingung des elektromagnetischen Felds berücksichtigt. Die vollständige quantenmechanische Behandlung liefert das Ergebnis, dass eine induzierte Emission dem Übergang einer Mode des quantisierten elektromagnetischen Felds in den nächsthöheren Zustand entspricht. Überträgt man dies wieder auf das Teilchenbild, so heißt dies, dass das emittierte Photon nicht vom induzierenden Photon unterscheidbar heißt, d.h. insbesondere gleiche Wellenlänge, gleiche Ausbreitungsrichtung und gleiche Polarisation besitzt. Daneben sind im Festkörper auch strahlungslose Übergänge in tiefere Energiezustände möglich, die sogenannte Relaxation. Diese ist zurückzuführen auf mechanische Wechselwirkungen, dies sind z.B. Stöße (nur bei einzelnen Atomen) oder Schwingungen (Phononen).

1.2.2 Einstein-Modell für Emission und Absorption

Beim Laser ist man nun nicht mehr an der Besetzung der Energieniveaus eines einzelnen Atoms oder Moleküls interessiert, sondern an den Besetzungszahlen für ein ganzes Ensemble von gleichen Atomen oder Molekülen. Eine einfache qualitative Beschreibung ist mit Hilfe des Einsteinmodells möglich. Seien n_i , $i=1,2$ die Besetzungszahlen für zwei Niveaus; n_2 sei das energetisch höher liegende Niveau. Dann gilt für die spontane Emission

$$\frac{dn_2}{dt} = -A_{21}n_2 \quad (1.3).$$

Dabei ist A_{21} der sogenannte Einsteinkoeffizient der spontanen Emission. Ohne äußeres Feld fällt die Besetzungszahl n_2 also exponentiell ab gemäß

$$n_2(t) = n_2(0)e^{-A_{21}t} \quad (1.4).$$

Völlig analog zum radioaktiven Zerfall ergibt sich damit für die mittlere Lebensdauer eines angeregten Zustands

$$\tau = \frac{1}{A_{21}} \quad (1.5).$$

Liegt nun ein äußeres Feld an, so führt man Einsteinkoeffizienten B_{ij} für die induzierte Emission und Absorption ein. Wir beschränken uns hier auf den Fall, dass beide Niveaus das gleiche statistische Gewicht besitzen. Dann gilt für die induzierte Emission

$$\frac{dn_2}{dt} = -B_{21}n_2u \quad (1.6)$$

und für die induzierte Absorption

$$\frac{dn_1}{dt} = -B_{12}n_1u \quad (1.7).$$

Dabei ist u die Energiedichte des äußeren Feldes. Aus (1.1) wird klar, daß bei gleichem statistischen Gewicht für die Koeffizienten der einfache Zusammenhang

$$B_{ij} = B_{ji} \quad (1.8)$$

gelten muss.

1.2.3 Linienverbreiterung

Gleichung (1.1) impliziert, dass nur Übergänge stattfinden, wenn die Energie eines Photons genau der Energiedifferenz zweier Übergänge entspricht. Tatsächlich beobachtet man jedoch,

daß auch Photonen, die geringfügig von dieser Energie abweichen, Übergänge induzieren können. Dafür sind mehrere Mechanismen verantwortlich.

Der erste Mechanismus ist die natürliche Linienverbreiterung aufgrund der Heisenbergschen Unschärferelation

$$\Delta E \cdot \Delta t \geq \frac{\hbar}{2} \quad (1.9).$$

Mit $E = \hbar\omega$ und $\Delta t = A_{21}^{-1}$ (nach 1.5) folgt daraus für die spektrale Unschärfe

$$\Delta\omega \geq \frac{1}{2\Delta t} \quad (1.10).$$

Neben der natürlichen Linienbreite treten in Gasen weitere Verbreiterungen durch Stöße der Gasatome untereinander auf. Im Festkörper ist die Linienverbreiterung vor allem auf Wechselwirkung mit Phononen, d.h. Gitterschwingungen zurückzuführen.

1.2.4 Übergänge im Halbleiter

Im Festkörper und damit auch im Halbleiter sind die Energiezustände nicht mehr scharf definiert. Durch die Kombination vieler Atomorbitale entstehen breite Bänder, die aufgrund der Fermi-Dirac-Statistik mit Elektronen besetzt sind. Das oberste besetzte Band heißt Valenzband, das nächsthöhere Band heißt Leitungsband. Im Halbleiter beträgt die Energiedifferenz E_G zwischen der Oberkante des Valenzbands E_V und der Unterkante des Leitungsbands E_L wenige Elektronenvolt, dies entspricht in etwa der Energie der einzelnen Photonen des sichtbaren Lichts.

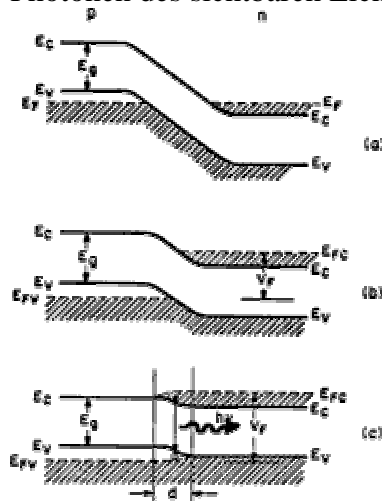


Abb. 2: Bändermodell eines stark dotierten Halbleiters

(<http://www.nano.physik.uni-muenchen.de/elektronik/E1/8Optoelektronik/Bilder/baender.gif>)

Bringt man nun stark dotierte p- und n-Halbleiter miteinander in Kontakt, so kommt es wie in Abb. 2 dargestellt zu einer starken Bandverbiegung bis die Fermi-Energie des p- und n-Halbleiters übereinstimmen. Dadurch wird das Valenzband des p-Halbleiters teilweise geleert (dabei entstehen sogenannte Löcher) und das Leitungsband des n-Halbleiters bevölkert. Legt man nun eine Spannung in Richtung pn an, so wird die Spannung, die durch die Bandverbiegung aufgebaut wird, verringert und Elektronen können ins Valenzband des p-Leiters zurückkehren und dort mit den Löchern rekombinieren. Bei diesem Übergang emittieren sie Photonen mit der Energie der Bandlücke. Die Breite d gibt in Abbildung den Bereich an, in dem diese Übergänge möglich sind. Durch Erhöhen der äußeren Spannung verbreitert sich dieser Bereich.

1.3 Pumpquellen

Wie gerade in Abschnitt 1.2.4 gezeigt, genügt es an einen stark dotierten Halbleiter eine Spannung von wenigen Volt anzulegen, um ihn zur Emission von Licht anzuregen, hier handelt es sich also um einen elektrisch gepumpten Laser. Halbleiterlaser haben den Vorteil, dass die Wellenlänge des emittierten Lichts um bis zu 1% geändert werden kann durch Variation des anliegenden Stroms und der Spannung. Für die meisten Anwendungen genügt es, die Abhängigkeit durch lineare Abweichungen zu beschreiben, dann gilt

$$I(T, I) \approx I(T_0, I_0) + a_T(T - T_0) + a_I(I - I_0) \quad (1.11)$$

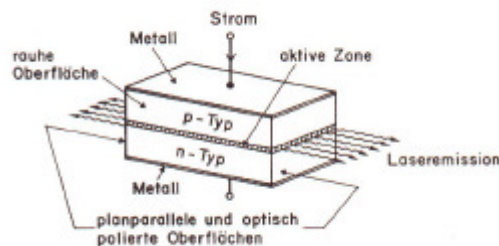


Abb. 3: Schema einer Laserdiode (aus Kneubühl, Sigrist, *Laser*, Teubner 89)

Abb. 3 zeigt den Aufbau einer typischen Laserdiode. Typischerweise ist der Brechungsindex des Halbleiterkristalls so hoch, dass auch ohne zusätzlichen Resonator der Kristall genügend Licht reflektiert um zu lasern. Dies hat den Nachteil (vgl. 1.5), dass der Modenabstand sehr gering ist. Verändert man nun die Temperatur, so kann es passieren, dass die Mode innerhalb des Resonators nicht mehr angeregt werden kann. Dann springt die Wellenlänge im Bereich von Zehntel Nanometern. Dennoch zeigt der Versuch, dass der lineare Zusammenhang aus (1.11) ist annähernd gegeben ist, wenn über diese Sprünge gemittelt wird.

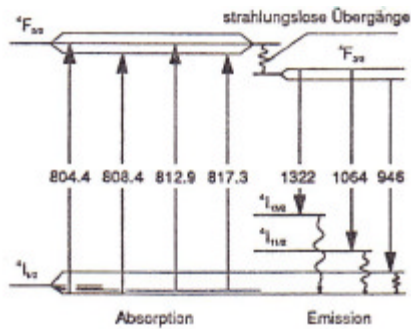
Mit diesen Halbleiterlasern können weitere Laser optisch gepumpt werden. Dabei ist es möglich die Wellenlänge des Lasers so abzustimmen, dass genau ein Übergang zwischen zwei Energieniveaus induziert wird. Der im Versuch verwendete GaAs-Laser lässt sich von ca. 804-812nm abstimmen. Abb. 4 zeigt, dass in diesem Bereich Absorptionslinien des Nd^{+++} liegen. Mit Halbleiterdioden gepumpte Laser erreichen einen Wirkungsgrad bis zu 30%.

Daneben gibt es die Möglichkeit mit Gasentladungslampen optisch zu pumpen. Gasentladungen haben jedoch eine große spektrale Breite, so dass nur ein geringer Teil des Lichts für den optischen Pumpprozess verwendet kann. Dementsprechend liegt der Wirkungsgrad nur bei 1-2%.

1.4 Ratengleichungsmodell

1.4.1 Ableitung der Ratengleichungen

Je nach Anzahl der beteiligten Energieniveaus spricht man von 3- oder 4-Niveau-Lasern. In der Praxis existieren keine 2-Niveau-Laser, da sehr stark gepumpt werden muß, um eine Besetzungsinversion des Grundzustands zu erzeugen. Im folgenden leiten wir das Ratengleichungsmodell für das in Abb. 4 dargestellte Vier-Niveau-System des Nd-YAG-Laser ab.

Abb. 4: Termschema von Nd^{+++} (aus [3])

N bezeichne die Anzahl an Nd^{+++} -Ionen, N_i die Anzahl der Ionen, die sich im Zustand i befinden ($i=1,2,3,4$). Aus der Teilchenzahlerhaltung folgt

$$N = \sum_i N_i = \text{const.} \quad (1.12)$$

Die Übergänge von 4 nach 3 und 2 nach 1 sind strahlungslose Übergänge. Die Zustände 4 und 2 haben mittlere Lebensdauern von wenigen Nanosekunden [1]. Dagegen ist der Zustand 1 stabil und der Zustand 3 hat eine Lebensdauer von ca. 0.23ms [1]. Man kann daher N_4 und N_2 vernachlässigen, dann ist

$$N \approx N_1 + N_3 \quad (1.13)$$

Wir wollen nun in einem einfachen Modell die diversen Einflüsse untersuchen, die zu einer zeitlichen Änderung der einzelnen Besetzungszahlen führen.

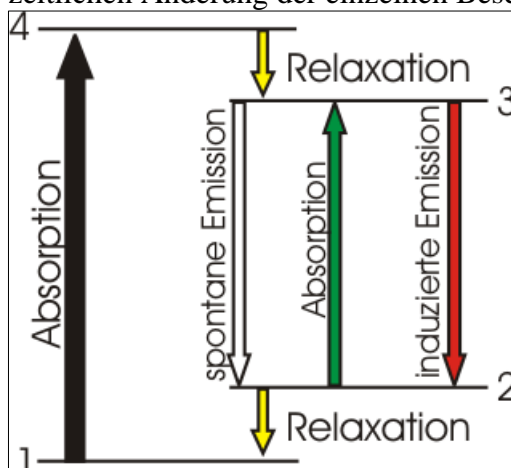


Abb. 5: Prozesse im Ratengleichungsmodell (aus [4])

Zunächst werden durch den Pumpprozess Atome vom Zustand 1 in den Zustand 4 gebracht. Da Zustand 4 sehr kurzlebig ist, wird dadurch praktisch unmittelbar der Zustand 3 besetzt. Wenn W_{14} die Pumpleistung bezeichnet und η den Pumpwirkungsgrad, so folgt mit der effektiven Pumpleistung W_p :

$$\left. \frac{dN_3}{dt} \right|_p = \hbar W_{14} N_1 = W_p N_1 \quad (1.14)$$

Eine weitere Änderung der Teilchenzahl im Zustand 3 wird durch die spontane Emission bewirkt. Daneben sind auch noch Übergänge in andere Niveaus als Niveau 1 möglich und strahlungslose Übergänge. Alle diese Prozesse fasst man zusammen mit der spontanen Rate Γ (um die Abbildung nicht zu überfrachten, haben wir nur den quantitativ wichtigsten Prozess, nämlich die spontane Emission eingezeichnet) in

$$\left. \frac{dN_3}{dt} \right|_s = -\Gamma N_3 \quad (1.15)$$

Schließlich müssen noch die induzierten Prozesse berücksichtigt werden, dafür ergibt sich mit (1.6), (1.7) und (1.8)

$$\left. \frac{dN_3}{dt} \right|_I = -B_{23}u(N_3 - N_2) \quad (1.16).$$

Für die weiteren Überlegungen ist es nützlich, die Energiedichte u durch die Photonendichte p des elektromagnetischen Feldes zu ersetzen. Führt man noch den Wirkungsquerschnitt σ ein, so wird aus obiger Gleichung

$$\left. \frac{dN_3}{dt} \right|_I = -\sigma c p (N_3 - N_2) \quad (1.17).$$

Die Gesamtänderung ergibt sich dann durch Addition der Raten für die einzelnen Prozesse:

$$\frac{dN_3}{dt} = \sigma c p (N_2 - N_3) + W_p N_1 - \Gamma N_3 \quad (1.18).$$

Aus (1.13) erhält man durch Differenzieren

$$\frac{dN_3}{dt} + \frac{dN_1}{dt} = 0 \quad (1.19).$$

Führt man noch die Besetzungsinversion $n = N_3 - N_2$ ein, so ergibt (1.18) unter der Annahme, dass $N_2 \ll N_3$, $N_4 \approx 0$ und dass die Teilchenzahl erhalten bleibt.

$$\frac{dn}{dt} = -\sigma c p n - \Gamma n + W_p (N - n) \quad (1.19).$$

Die oben eingeführte Photonendichte p ist deshalb von Interesse, da sie ein direktes Maß für die Intensität des Laserstrahls zunächst innerhalb des Resonators ist und damit natürlich auch direkt zusammenhängt mit der Ausgangsleistung des Lasers. Die Änderung der Photonendichte läßt sich analog der Änderung der Besetzungsdichte beschreiben.

Zunächst betrachten wir die induzierten Prozesse. Es gilt offensichtlich

$$\left. \frac{dp}{dt} \right|_I = - \left. \frac{dN_3}{dt} \right|_I = \sigma c p (N_3 - N_2) \quad (1.21).$$

Daneben treten noch Verluste auf durch Photonen, die aus dem Resonator gestreut werden, durch die Auskoppelung am 2. Spiegel usw.. Diese fasst man wieder mit einer Verlustrate Γ_{ph} zusammen.

$$\left. \frac{dp}{dt} \right|_V = -\Gamma_{ph} p \quad (1.22)$$

Zusammenfassend erhält man

$$\frac{dp}{dt} = (\sigma c n - \Gamma_{ph}) p \quad (1.23).$$

(1.19) und (1.23) bilden ein System von gekoppelten, nichtlinearen Differentialgleichungen. Aufgrund der Nichtlinearität kann es nicht analytisch gelöst werden, wir können daher nur Lösungen für spezielle Situationen angeben.

1.4.2 Stationäre Lösung

Als erstes suchen wir nach Lösungen, die nicht zeitabhängig sind. Falls noch keine Photonen vorhanden sind ($p=0$), folgt aus 1.19, dass

$$n|_{p=0} = \frac{W_p N}{W_p + \Gamma} \approx \frac{W_p N}{\Gamma} \quad (1.24)$$

da, wenn noch kein Photonen vorhanden sind, die Pumpleistung sehr viel kleiner sein muß als die Verlustrate.

Für den Fall, dass eine positive Photonendichte vorliegt, muß gelten

$$n|_{p>0} = \frac{\Gamma_{ph}}{Sc} \quad (1.25).$$

An der Laserschwelle müssen die beiden Ausdrücke gleich sein, damit erhält man für die Schwellpumpleistung

$$W_s = \frac{\Gamma \Gamma_{ph}}{N Sc} \quad (1.26).$$

Einsetzen von (1.25) und (1.26) in (1.19) liefert für p den Ausdruck

$$p = \frac{N}{\Gamma_{ph}} (W_p - W_s) - \frac{W_p}{Sc} \quad (1.27)$$

Da typischerweise $n \ll N$ ist, kann man dies ersetzen durch

$$p \approx \frac{N}{\Gamma_{ph}} (W_p - W_s) \quad (1.28)$$

Da die Ausgangsleistung P_A direkt proportional zur Photonendichte ist, folgt dass die Ausgangsleistung proportional zur Pumpleistung ist. Weiter hängt die Ausgangsleistung davon ab, wie groß der Anteil T der Photonen ist, die transmittiert werden. Da eine höhere Transmission jedoch direkt die Verlustrate der Photonen erhöht, gilt

$$P_a = k \frac{T}{T+L} (W_p - W_s) \quad (1.29).$$

k ist ein Proportionalitätsfaktor und L die Verlustrate, wenn man die Verluste durch Transmission subtrahiert. Der Faktor $k \frac{T}{T+L}$ wird als differentieller Wirkungsgrad bezeichnet. Da eine höhere Transmission auch eine höhere Schwellpumpleistung bedeutet, ermittelt man den optimalen Transmissionskoeffizienten meist durch direkte Messung am Laser.

1.4.3 Spiking

Von besonderem Interesse ist auch das Verhalten des Lasers beim Einschaltvorgang. Hier treten großen Leistungsspitzen auf, die unter Umständen den Laser zerstören können.

Wir wollen diesen Effekt kurz erläutern. Beim Einschalten erreicht die Besetzungsinversion nach kurzer Zeit den Schwellwert und damit auch den stationären Wert. Erst zu diesem Zeitpunkt beginnt sich ein Photonenfeld aufzubauen. Da das Licht eine endliche Laufzeit innerhalb des Resonators hat, wird in dieser Zeit die Besetzungsinversion weiter verstärkt. Nach einem Umlauf der Photonen steigt daher die Photonendichte stark über den Gleichgewichtswert an. Dadurch wird die Besetzungsinversion abgebaut, bis sie unterhalb des Schwellwerts fällt, jedoch nicht auf 0. Nun beginnt der Prozess von vorne, jedoch wird der Effekt nicht mehr so groß sein, da sich der Laser nur noch knapp unterhalb der Schwelle befindet. Den prinzipiellen Verlauf verdeutlicht Abb. 6.

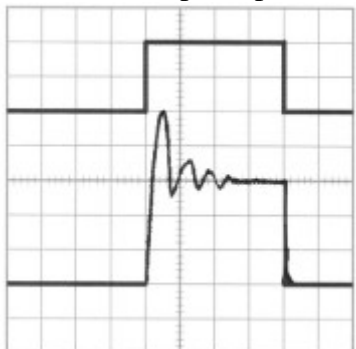


Abb. 6: Ausgangsleistung eines Lasers beim Einschaltvorgang (aus [4])

Diese Leistungsspitzen können bis zum 10.000fachen Wert stärker sein als die Leistung im kontinuierlichen Betrieb.

1.4.4 Q-switch

Wie bereits in 1.1 erwähnt, gibt es durchaus Anwendungen bei denen man an hohen Spitzenleistungen interessiert ist. Eine Methode Leistungsspitzen kontrolliert zu erzeugen ist der sogenannte Q-switch. Q steht hier für die Güte des Resonators und ist analog zur Mechanik definiert über

$$Q = \frac{W_{res}}{\Delta W} \quad (1.30).$$

Dabei bezeichnet $\Delta\omega$ den die Halbwertsbreite der Resonanzkurve. Wenn nun der Resonator eine geringe Güte besitzt, so ist eine hohe Schwellwertinversion notwendig, um die Laserschwelle zu erreichen. Wird nun die Güte des Resonators in einem Zeitraum, der kleiner oder vergleichbar der Resonatorumlaufzeit ist, stark erhöht, so kann sich analog zu 1.4.3 eine hohe Photonendichte aufbauen. Eine mögliche Realisierung dieser Schaltung kann mit sättigbaren Absorbern geschehen. Dies sind Kristalle, deren Absorption von der eingestrahnten Intensität abhängt. Man kann sich dies so vorstellen, dass ab einer bestimmten Intensität Grundzustand und angeregter Zustand gleich besetzt sind. Wenn diese nun gleiches statistisches Gewicht besetzen, so ist aufgrund von (1.6), (1.7) und (1.8) klar, dass sich Absorption und Emission die Waage halten, d.h. es wird kein weiteres Licht emittiert.

Eine weitere Möglichkeit besteht in der Verwendung eines doppelbrechenden Kristalls, bei denen der ordentliche und außerordentliche Brechungsindex z.B. unterschiedlich auf Spannungsänderungen reagieren. Stellt man diesen Kristall in den Strahlengang, so dass er als $\lambda/4$ -Plättchen wirkt, so ist die Polarisationsrichtung des Lichts nach zweimaligen Durchlauf durch das Plättchen um 90° gedreht (zweimalig, da das Licht am Spiegel reflektiert wird). Mit einem geeignet innerhalb des Resonators eingebauten Polarisator lässt sich dieses Licht ausfiltern. Verändert man nun die Spannung, so dass der Kristall als $\lambda/2$ -Plättchen wirkt, so kann das Licht wieder durch den Polarisator durchkommen und die Güte des Resonators wird sprunghaft erhöht.

1.5 Optische Resonatoren

Optische Resonatoren bestehen aus zwei Spiegeln, die senkrecht zur optischen Achse ausgerichtet sind und das Licht, das aus dem aktiven Medium austritt, wieder in das aktive Medium zurückreflektieren (vgl. Abb. 1). Dabei wird einer der Spiegel teildurchlässig gemacht, damit das Licht aus dem Resonator austreten kann. Typische Transmissionskoeffizienten liegen dabei im Bereich bis 2%.

Im stationären Betrieb sollte auch die Feldstärkenverteilung innerhalb des Felds konstant bleiben. Aufgrund der Randbedingungen an das elektromagnetische Feld ist es notwendig, dass dann an den beiden Spiegeln die elektrische Feldstärke null ist. Im Inneren des Resonators werden sich dann verschiedene stehende Wellen ausbilden. Jede stehende Welle wird als eine Mode bezeichnet. Die Klassifizierung der Moden geschieht durch TEM_{xyq} . TEM steht für Transvers Electromagnetic Modes. Die optische Achse sei die z-Achse. Dann bezeichnet x bzw. y die Anzahl der Knoten in x- bzw. y-Richtung und q die Anzahl der Knoten in z-Richtung. Die Knoten in z-Richtung werden oft weggelassen.

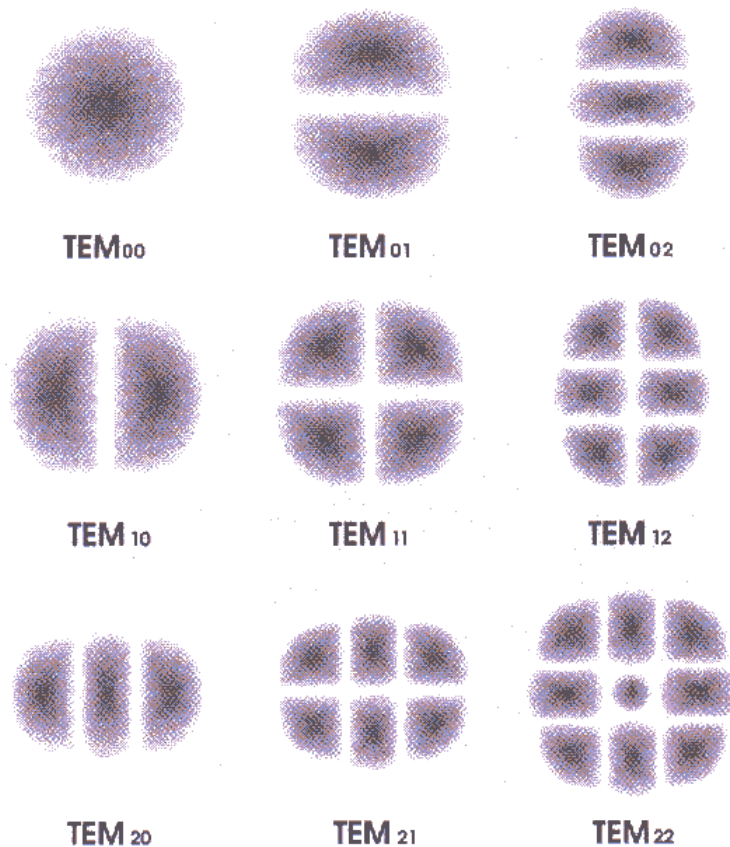


Abb. 7: Moden eines Lasers

(<http://electron9.phys.utk.edu/optics421/modules/m7/images/modes.gif>)

Abb. 7 zeigt die ersten Moden eines Lasers. Die Mode TEM_{00} wird als Fundamentalmode bezeichnet.

Im Laserbetrieb ist man daran interessiert, im Resonator möglichst wenige Moden bzw. nur eine Mode anzuregen, da sich dann kohärentes Licht mit hoher Intensität erzeugen lässt. Man nennt dies Ein-Moden-Betrieb im Gegensatz zum Multimodenbetrieb. Werden mehrere Moden angeregt, so wird die spektrale Verteilung des Lichts breiter.

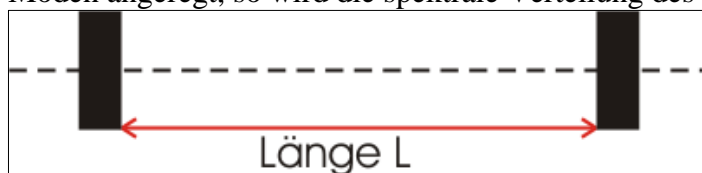


Abb. 8: Planparalleler Spiegel (aus [4])

Dies lässt sich am einfachsten mit zwei planparallelen Spiegeln, d.h. einem Fabry-Perot-Interferometer wie in Abb. 8 dargestellt erreichen. Hier können offensichtlich nur Fundamentalmoden stabil sein. Stabil heißt, dass das Licht den Resonator nicht verlässt. Wenn λ die Wellenlänge des Lichts bezeichnet, so muß offensichtlich gelten

$$L = n \frac{\lambda}{2}, n \in \mathbb{N} \quad (1.31).$$

Damit ergibt sich für den Modenabstand

$$\Delta n = \frac{c}{2L} \quad (1.32)$$

Dies bedeutet, dass es zwar viele Fundamentalmoden für den Resonator gibt. Da jedoch die Neodym-Ionen Licht mit einer geringen spektralen Verteilung (ca. 0,32 nm nach [3]) ausstrahlen wird man erwarten, dass nur eine kleine Anzahl von Moden überhaupt verstärkt wird. Dabei wird die Mode, die am meisten verstärkt wird als erstes die Laserschwelle

erreichen und praktisch die gesamte Besetzungsinversion abräumen. Der planparallele Resonator hat den Nachteil, dass er praktisch immer instabil ist. Sind die beiden Spiegel nur um einen kleinen Winkel verkippt, so bleibt das Licht nicht im Resonator, sondern wird nach außen gestreut. In der Praxis ist es jedoch fast unmöglich, die Spiegel exakt parallel zu justieren.

Dieser Nachteil lässt sich mit einem sphärischen Resonator vermeiden, wie in Abb. 9 dargestellt.

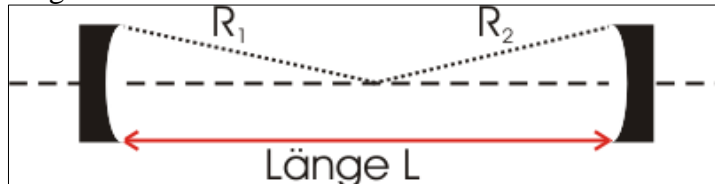


Abb. 9: Sphärischer Spiegel (aus [4])

Eine genaue Herleitung zeigt (s. [1]), dass dieser Resonator stabil ist, falls gilt

$$0 \leq \left(1 - \frac{L}{R_1}\right)\left(1 - \frac{L}{R_2}\right) \leq 1 \quad (1.33)$$

Allerdings können jetzt auch Transversalmoden angeregt werden, so dass man keinen Ein-Moden-Betrieb mehr erreichen wird.

Ein Kompromiss zwischen den beiden obigen Anordnungen stellt der hemisphärische Spiegel in Abb. 10 dar.

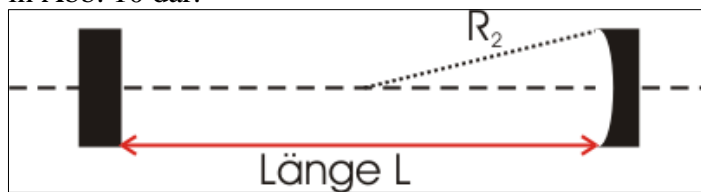


Abb. 10: Hemisphärischer Spiegel (aus [4])

Hier ist $R_1 = \infty$, damit vereinfacht sich (1.33) zu

$$0 \leq L \leq R_2 \quad (1.34).$$

1.6 Elemente der nichtlinearen Optik

In einem einfachen Modell kann man sich die Elektronen in einem Festkörper als elastisch an den Kern gebunden vorstellen.

Wird von außen ein elektrisches Feld angelegt, so werden die Elektronen aus der Ruhelage ausgelenkt und der Körper polarisiert.

Das Kernpotential in dem die Elektronen sich befinden kann durch ein Morsepotential der Form $V(r) = D\left(1 - e^{-a(r-R)}\right)^2$ approximiert werden, wobei R die Ruhelage des Elektrons und D die Dissoziationsenergie angibt.

Die in der klassischen (linearen) Optik vorhandenen Intensitäten können die Elektronen nur minimal aus der Ruhelage auslenken, weshalb obiges Potential in völlig ausreichender Näherung durch ein harmonisches Potential um R genähert werden kann.

In einem harmonischen Potential ist aber die Auslenkung und damit die Polarisation proportional zur äußeren Kraft, d.h. auch proportional zur angelegten Feldstärke E.

Man schreibt symbolisch

$$P = c E \quad (1.35)$$

(Wegen der Anisotropie kristalliner Festkörper müßte man eigentlich die tensorielle Formulierung $P_i = c_{ij} E_j$ verwenden, wir beschränken uns aber im folgenden auf die

symbolische skalare Formulierung, da dies sonst bei quadratischen Termen schnell ausarten würde.)

Wird eine elektromagnetische Welle eingestrahlt, so ändert sich auch die Polarisation mit derselben Frequenz periodisch. Von der sich ändernden Polarisation geht wiederum ein elektrisches Feld aus (Dipolstrahlung), welches sich mit dem eingestrahnten Feld aufgrund des linearen Zusammenhangs (1.35) phasengleich überlagert.

Erst seit der Erfindung des Lasers stehen in der Optik solch große Feldstärken zur Verfügung, daß die Näherung (1.35) nicht mehr ausreicht. Es ist notwendig, auch den quadratischen Term einer Taylorentwicklung zu berücksichtigen (weitere Terme müssen erst bei noch höheren Feldstärken berücksichtigt werden).

Man schreibt:

$$P = c_1 E + c_2 E^2 \quad (1.36)$$

Die Nichtlinearität ist Ursache völlig neuer Effekte:

Sei ein E-Feld der Form $E(t) = E_0(e^{i\omega t} + c.c.)$ gegeben, so folgt für die Polarisation durch einsetzen

$$P = c_1 E_0(e^{i\omega t} + c.c.) + c_2 E_0^2(e^{2i\omega t} + c.c. + 2) \quad (1.37)$$

Neben der eingestrahnten Frequenz ω treten sowohl eine konstante Polarisation als auch eine Polarisationschwingung mit doppelter Frequenz 2ω auf.

Die Feldstärke und damit auch die Intensität dieser Frequenzverdoppelten Welle hängen quadratisch von der Eingangsfeldstärke bzw. -intensität ab.

Im Versuch wird dieser Effekt genutzt, um die Frequenz des Nd-YAG-Lasers frequenzverdoppeln. Die nichtfrequenzverdoppelten Anteile ω können mit geeigneten Filtern unterdrückt werden.

Für die praktische Anwendung stellt sich allerdings noch ein Problem:

Im allgemeinen sind der Brechungsindex n und damit die Phasengeschwindigkeit $v_{phase} = \frac{c}{n}$ frequenzabhängig.

Die eingestrahlte Welle hat also im Kristall die Geschwindigkeit $v(\omega)$ und polarisiert die Elektronen, welche wiederum Strahlung der Frequenz 2ω und der Phasengeschwindigkeit $v(2\omega)$ abstrahlen. Die von verschiedenen Atomen im Kristall emittierte Dipolstrahlung steht darum in keiner festen Phasenbeziehung zueinander und interferiert destruktiv.

Konstruktive Interferenz läßt sich nur bei gleicher Phasengeschwindigkeit $v(\omega) = v(2\omega)$ erzielen.

Dies kann in einem doppelbrechenden Kristall erreicht werden. Wird ein Lichtstrahl in einen solchen Kristall gebrochen, so spaltet er sich in einen ordentlichen Strahl mit isotroper richtungsunabhängiger Brechzahl und einen außerordentlichen Strahl mit einer anisotropen Brechzahl auf, die abhängig vom Winkel zwischen optischer Achse und Ausbreitungsrichtung ist.

Bei geeigneten Kristallen findet man einen Einstrahlwinkel, bei dem die Brechzahlen $n(\omega)$ und $n(2\omega)$ und damit die Phasengeschwindigkeiten gleich sind.

Unter diesem Winkel („Matchingwinkel“) ist konstruktive Interferenz der an verschiedenen Orten des Kristalls erzeugten Polarisationswellen möglich.

Im Versuch hierfür ein KTP-Kristall verwandt. Konstruktive Interferenz ist hierbei noch bei Abweichungen bis 2° vom Matchingwinkel zu beobachten.

2. Versuchsziel und -beschreibung

Ziel des Versuchs ist, die Kenndaten des Nd-YAG-Lasers wie etwa Laserschwelle, Laserausgangsleistung bei verschiedenen Eingangsleistungen bzw. Anregungsfrequenzen oder die Laserfrequenz zu bestimmen sowie weitere Effekte wie Spiking oder die Anregung transversaler Moden zu beobachten.

Desweiteren soll der Laser natürlich auf einen maximalen Wirkungsgrad optimiert werden. Der Nd-YAG-Laser soll sowohl mit einem Spiegel mit 2% Transmission als auch mit einem Spiegel mit 0,02 % Transmission betrieben werden, wobei letzterer unkritischer zu justieren ist, da ein größeres Photonenfeld im Resonator verbleibt.

Sowohl die Frequenz als auch die Leistung der Laserdiode, die zur Erzeugung der Besetzungsinversion im Nd-YAG benutzt wird, hängen in erster Näherung linear von der Eingangsleistung und der Temperatur ab. Da die Eingangsspannung konstant bleibt, wird anstatt der Eingangsleistung die Stromstärke als Parameter verwendet.

Es müssen also zuerst durch Messungen an der Laserdiode Zusammenhänge der Form $\lambda(I,T)$ und $P_{aus}(I,T)$ aufgestellt werden, bevor eine gezielte Variation dieser Größen möglich ist und Messungen bei konstanter Wellenlänge bzw. konstanter Ausgangsleistung durchgeführt werden können.

Somit können durch Variation der Wellenlänge die Absorptionsmaxima des Nd-YAG bestimmt und der Laser dadurch optimiert werden.

2.0 Beschreibung der Versuchskomponenten

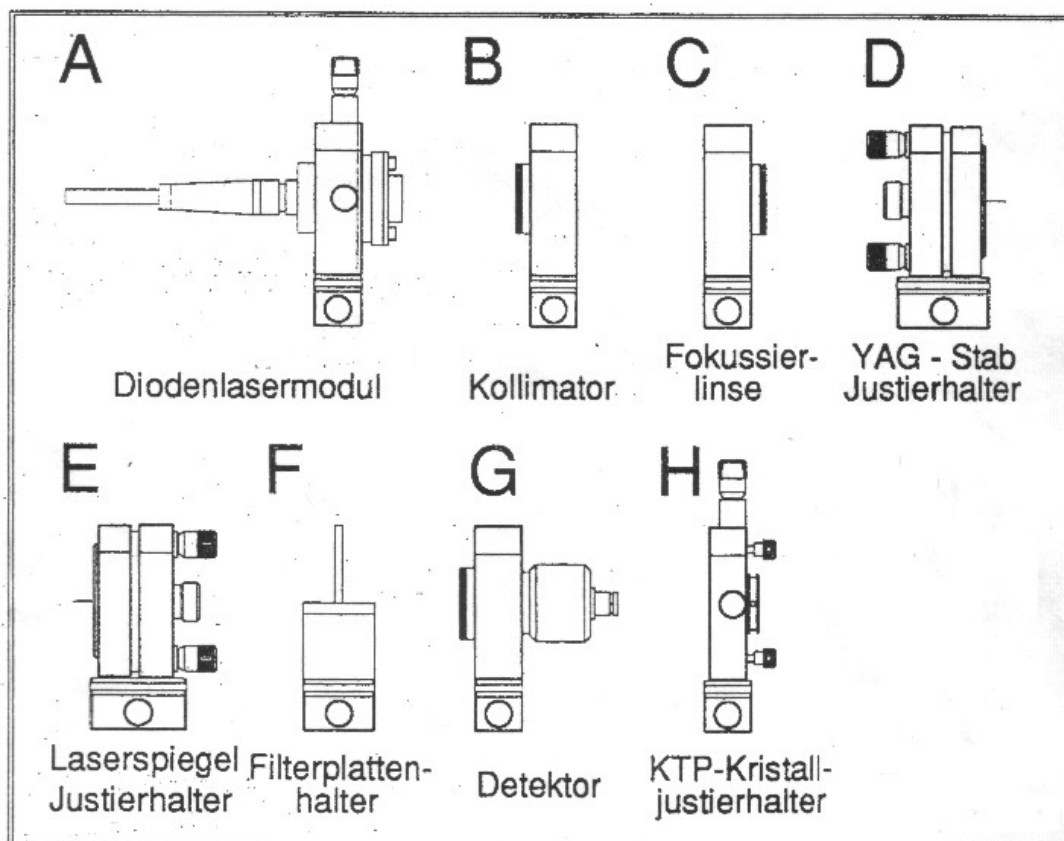


Abb. 11: Überblick über die Komponenten des Versuchs (aus [3])

Die in Abb. 11 aufgeführten Komponenten sollen kurz vorgestellt werden. Im Versuch selbst werden sie auf einer optischen Bank montiert.

- A: Das Diodenlasermodul mit dem Diodenlaser liefert die Pumpleistung für den eigentlichen Nd-YAG-Laser. Es ist mit einem integrierten Peltierkühler und einem Temperatursensor ausgestattet.
- B: Der Kollimator ist notwendig, um die stark divergierende Laserstrahlung der Diode parallel auszurichten.
- C: Die Fokussierlinse mit 50 mm wird verwendet, um den Strahl zum Beispiel auf den Nd-YAG- Kristall zu bündeln und so für maximale Übertragung der Pumpleistung zu sorgen.
- D: Der YAG-Kristall ist in einen Justierhalter eingebaut, der über zwei Schrauben in alle Richtungen geneigt werden kann. Die Rückseite ist verspiegelt und stellt somit den ersten Resonatorspiegel dar.
- E: Laserspiegel mit austauschbaren Spiegeln zur Auskoppelung des Lasers, justierbar.
- F: Filterplattenhalter mit Filtern zur Unterdrückung unerwünschter Strahlung.
- G: Die mit G bezeichnete Komponente soll im folgenden allgemein für den Detektor stehen, es wurden allerdings verschiedene Detektoren wie etwa Leistungsmeßgerät, Photodiode oder Wellenlängenmeßgerät verwendet.

2.1 Messungen an der Laserdiode

Zur Ausmessung von Wellenlänge und Ausgangsleistung der Laserdiode wurde folgender Versuchsaufbau verwandt:

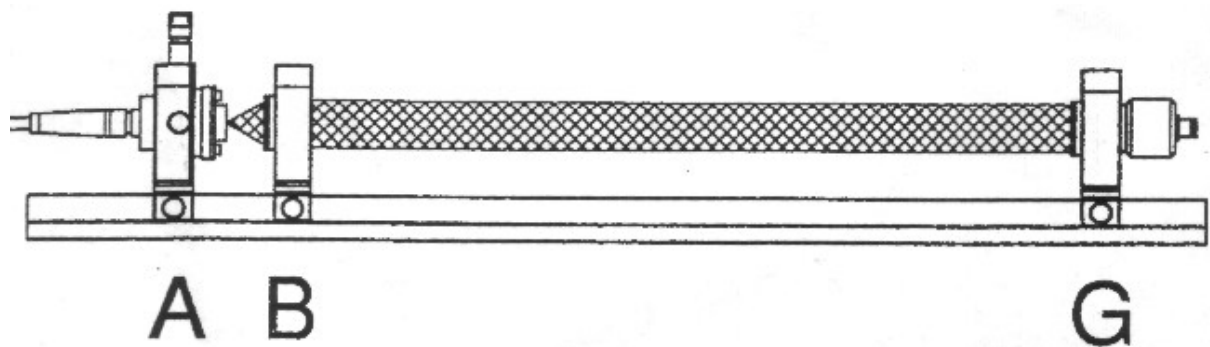


Abb. 12: Versuchsaufbau zu Wellenlängen- und Leistungsmessung der Diode (aus[3])
A: Laserdiode; B: Kollimator; G: Leistungsmeßgerät

Der Kollimator ist wegen der starken Divergenz der Diodenstrahlung erforderlich. Um sicherzustellen, daß die ganze Ausgangsleistung vom Leistungsmeßgerät erfaßt wird, wurde von uns zusätzlich die Fokussierlinse C vor dasselbe gestellt, was allerdings nicht unbedingt nötig gewesen wäre.

2.1.1 Qualitative Darstellung des allgemeinen Zusammenhangs von Stromstärke und Ausgangsleistung der Laserdiode und Schwellwertbestimmung

Um einen allgemeinen Eindruck zu erhalten und einige Schwellwerte zu bestimmen machten wir zunächst Leistungsmessungen bei verschiedenen Temperaturen und Stromstärken sowohl

oberhalb als auch unterhalb des Schwellwertes. Später haben wir nur noch oberhalb der Schwellwerte gemessen.

2.1.2 Leistungsmessung in Abhängigkeit von Temperatur und Stromstärke

Mit dem Versuchsaufbau von Abb. 12 führten wir nun oberhalb der Schwellwerte Meßreihen bei jeweils konstanter Temperatur und variabler Stromstärke durch. Ziel war die Bestimmung eines Zusammenhangs der Form $P_{aus}(I, T)$, der durch lineare Regression der erhaltenen Meßreihen bestimmt wurde.

2.1.3 Wellenlängenmessung in Abhängigkeit von Stromstärke und Temperatur

In Abbildung 12 wird das Leistungsmeßgerät durch das Wellenlängenmeßgerät an der Stelle G ersetzt.

Analog zu 2.1.2 soll durch lineare Regression ein Zusammenhang der Form $I(I, T)$ erstellt werden. Für die Wellenlänge wird im folgenden aus schreibtechnischen Gründen neben λ auch L verwendet.

2.1.3 Überprüfung der Linearität von Photodiode und „Wavemeter“

Es standen neben dem bereits benutzten Leistungsmeßgerät noch eine Photodiode und ein sogenanntes Wavemeter zur Verfügung.

Es sollte die Linearität dieser Geräte überprüft werden, da insbesondere die Photodiode wegen ihrer größeren Empfindlichkeit bei kleinen Intensitäten später noch Verwendung finden sollte. Da bei den großen Intensitäten der Laserdiode bei beiden Geräten der Sättigungsbereich sehr schnell erreicht war, mußte ein Graufilter zwischengeschaltet werden.

2.2 Messungen am Nd-YAG-Kristall

2.2.1 Messung der Lumineszenzlebensdauer des Nd-YAG-Kristalls

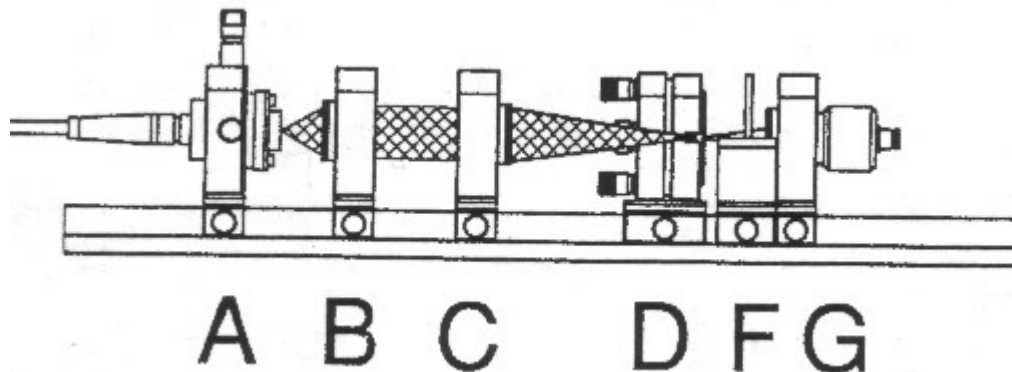


Abb. 13: Aufbau zur Lumineszenzlebensdauerermessung (aus [3])

A: Laserdiode; B: Kollimator; C: Sammellinse; D: Nd-YAG-Kristall; F: Filter zur Unterdrückung der Pumpstrahlung; G: Leistungsmeßgerät

Zur Messung der Lumineszenzlebensdauer, also der Aufenthaltsdauer der Elektronen im Niveau 3 (siehe Theorieteil), wird der Nd-YAG-Kristall in den Brennpunkt der Linse C in Abbildung 13 gebracht und der Photodetektor auf das Oszilloskop gelegt.

Das Filter F läßt nur Strahlung mit Wellenlängen von über 1000 nm durch, wodurch die nichtabsorbierte Pumpstrahlung unterdrückt wird.

Als Eingangsspannung wird eine Rechteckspannung verwandt und das Signal ebenfalls auf das Oszilloskop gegeben. Nach jedem Abfall dieser Rechteckspannung kann der exponentielle Abfall der Transmissionsleistung abgelesen werden.

Als Lebensdauer geben wir die Zeit für einen Abfall auf $1/e$ an.

Die Wellenlänge der Laserdiode wurde auf das bekannte Absorptionsmaximum bei 808,4 nm eingestellt.

2.2.2 Messung der Absorption am Nd-YAG-Kristall

Zur Messung der Absorption am Nd-YAG-Kristall wurde folgender Versuchsaufbau verwandt:

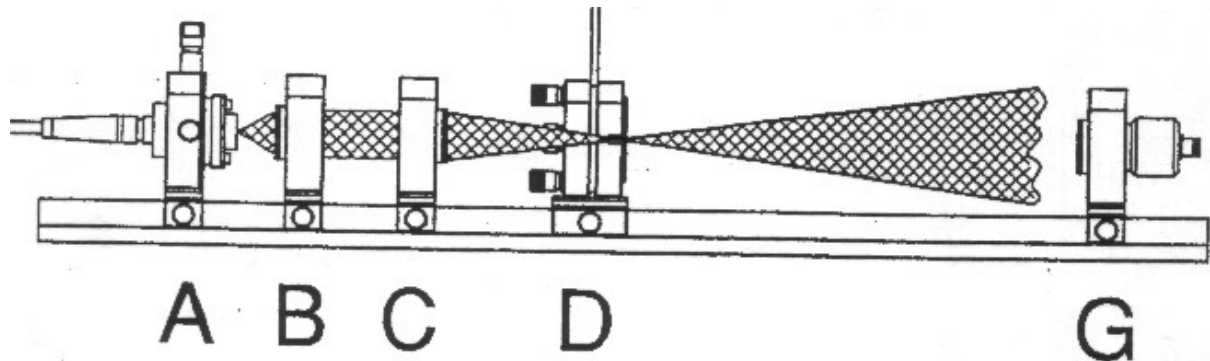


Abb. 14: Absorptionsmessung am Nd-YAG-Kristall (aus [3])

A: Laserdiode; B: Kollimator; C: Sammellinse; D: Nd-YAG-Kristall im Fokus von C;
G: Leistungsmeßgerät

Es wird ein ähnlicher Aufbau wie in 2.2.1 verwandt, nur das jetzt wieder eine konstante Leistung der Laserdiode vorgegeben wird und die Transmissionsleistung hinter dem Kristall gemessen wird. Das Leistungsmeßgerät wurde im Gegensatz zu Abb. 13 unmittelbar hinter dem Kristall postiert um sicherzustellen, daß es die gesamte austretende Leistung detektiert. Es wurde bei verschiedenen Stromstärken gemessen und jeweils die Temperatur durchvariiert.

2.3 Aufbau des Nd-YAG-Lasers

Der bisherige Aufbau wird nun zum Laser erweitert:

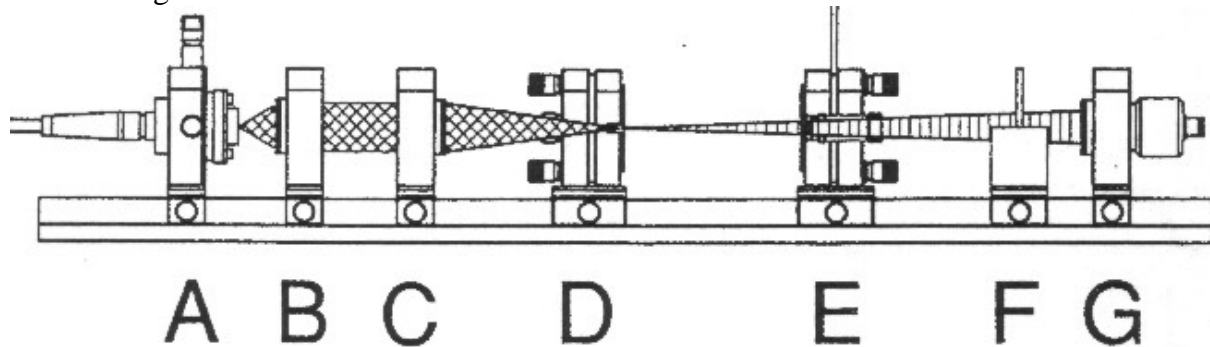


Abb. 15: Aufbau des Nd-YAG-Lasers (aus [3])

A: Lasertiode; B: Kollimator; C: Sammellinse; D: Nd-YAG-Kristall mit Planspiegel;
E: Zweiter Spiegel (Hohlspiegel) mit Justierhalterung; F: Filter zur Unterdrückung der
Restpumpstrahlung; G: Leistungsmeßgerät

Zunächst wurde an der Stelle E der Spiegel mit einer Transmission von 0,02% eingebaut, später ein Spiegel mit 2% Transmission.

Der Filter F läßt nur Wellenlängen über 1000nm durch, dadurch wird die nichtabsorbierte Pumpstrahlung unterdrückt.

Zunächst wurde der Spiegel E grob justiert, indem ein Karton mit einem kleinen Loch vor die Austrittsöffnung am Kristall D gehalten wurde. Die Stellung von E wurde so lange verändert, bis der reflektierte Strahl symmetrisch auf das Loch traf.

Zur Feinjustage wurde das Leistungsmeßgerät G an das Oszilloskop angeschlossen, wodurch man eine sehr feinfühligke Anzeige erhält. Nach Erreichen der Oszillation konnte die Spiegelstellung auf maximale Ausgangsleistung optimiert werden.

Es versteht sich von selbst, daß an der Lasertiode die Wellenlänge 807,9 nm eingestellt wurde, um maximale Absorption zu ermöglichen.

2.3.1 Bestimmung der Leistung des Nd-YAG-Lasers für verschiedene Wellenlängen bei konstanter Pumpleistung

In den folgenden Meßreihen wurde jeweils eine konstante Pumpleistung P_{in} gewählt. Die Stromstärke der Diode wird variiert und die Temperatur so angepaßt, daß P_{in} konstant bleibt. Die Variationsbreite von I wurde natürlich so gewählt, daß die dazugehörigen Temperaturen vom Gerät auch erreicht werden konnten. Die Wellenlänge L wird aus der in 2.1.3 aufgestellten Formel berechnet, die Leistung P_{aus} des Lasers wird gemessen.

Anschließend wird P_{aus} über der Wellenlänge aufgetragen.

Die Messung wurde mit beiden Spiegeln durchgeführt.

2.3.2 Bestimmung der Leistung des Nd-YAG-Lasers für verschiedene

Pumpleistungen bei konstanter Wellenlänge

Im Gegensatz zu 2.3.1 wird nun die Wellenlänge vorgegeben und I und T so variiert, daß die Wellenlänge konstant bleibt. Die Pumpleistung P_{in} wird berechnet und die Ausgangsleistung P_{out} für beide Spiegel gemessen.

2.4 Einbau des frequenzverdoppelnden KTP-Kristalls

Der KTP-Kristall wurde in Abb. 15 zwischen dem Nd-YAG-Kristall D und dem Transmissionsspiegel E eingebaut. Es wurde nur der 0,02%-Spiegel verwendet. Anstelle des alten Filters F wurde nun ein neuer Filter eingesetzt, der nur Strahlung unterhalb einer Wellenlänge von 800 nm durchläßt. Somit wurde sowohl die nichtabsorbierte Pumpstrahlung als auch der nichtfrequenzverdoppelte Anteil des Nd-YAG-Laserstrahls unterdrückt.

2.3.1 Leistungsmessung

Die Leistung des grünen Lichtes wurde von uns bei der konstanten Pumpwellenlänge von 807,9 nm und unter Verwendung des 0,02%-Spiegels gemessen.

Wegen der geringen Intensität sprach das zuvor benutzte Leistungsmeßgerät nicht mehr an und wir mußten die Photodiode benutzen, die wesentlich empfindlicher reagiert.

2.5 Spiking

Der frequenzverdoppelnde Kristall wurde wieder ausgebaut. Durch Anlegen einer Rechteckspannung an die Laserdiode wurde diese kontinuierlich ein- und ausgeschaltet. Die Photodiode wurde an das Oszilloskop angeschlossen, um das Spiking beobachten zu können.

3. Versuchsdurchführung

3.1 Messungen an der Laserdiode

Die Meßgenauigkeit betrug bei der Temperatur 0,1 K, bei der Diodenstromstärke 1 mA und beim Leistungsmeßgerät je nach Meßbereich 1mW oder 5mW.

3.1.1 Allgemeiner Zusammenhang von Ausgangsleistung und Stromstärke und Schwellwertbestimmung

Wir führten zunächst 4 Meßreihen bei verschiedenen Temperaturen durch, indem wir den Diodenstrom variierten und die Temperatur konstant ließen, und zwar so, daß ober- und unterhalb des Schwellwertes gemessen wurde. Exemplarisch seien hier zwei Diagramme gezeigt:

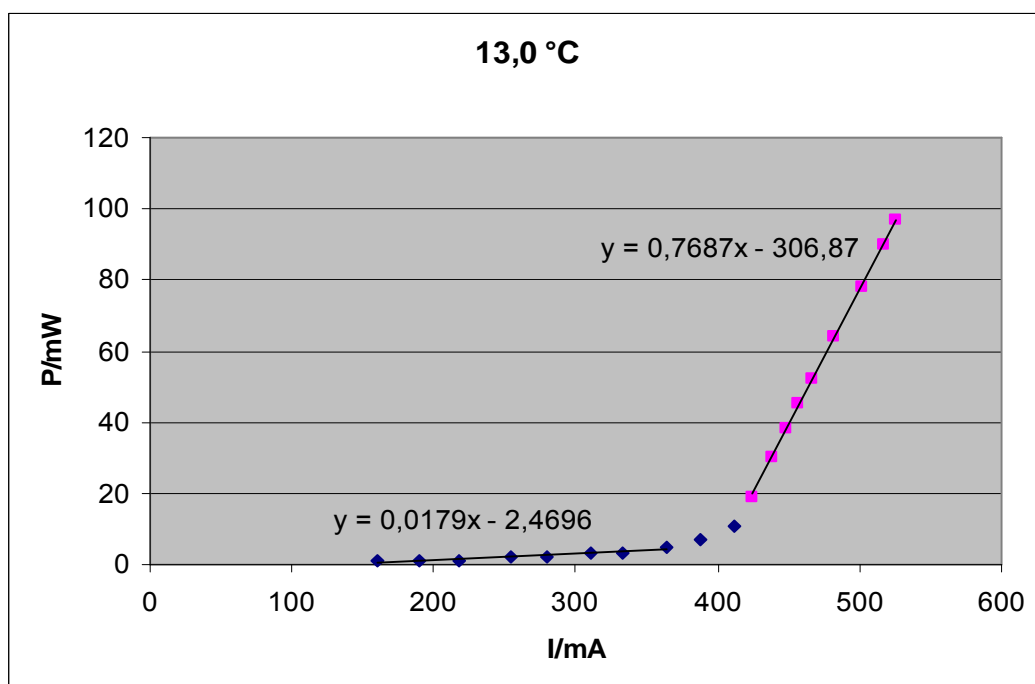


Diagramm 1: Schwellwertbestimmung der Laserdiode

Man erkennt, daß es im Gegensatz zur Theorie keine exakt bestimmte Laserschwelle gibt, sondern bereits ab einem Strom von 150 mA ein Photonenfeld vorhanden ist. Dies liegt daran, daß die Laserdiode bei niedrigem Strom wie eine Leuchtdiode funktioniert. Um trotzdem einen Schwellwert angeben zu können, bietet es sich an, den Schnittpunkt der beiden Regressionsgeraden über die linearen Werte als solchen zu definieren. Tatsächlich verläuft der Übergang nicht sprunghaft, so daß diese Schwellwertdefinition entsprechend als grober Anhaltspunkt zu werten ist. In obigem Diagramm ergäbe sich ein Schwellwert von $I_s = 405$ mA.

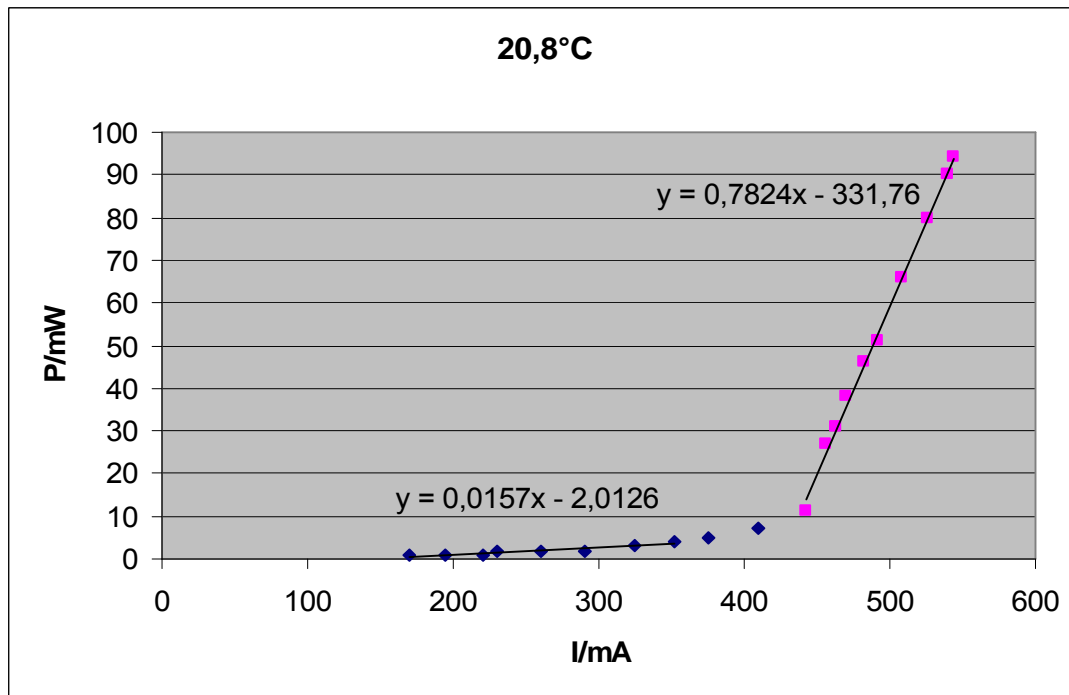


Diagramm 2: Schwellwertbestimmung

Der Schwellwert errechnet sich hier zu $I_S = 430 \text{ mA}$

Es wurden noch zwei weitere Schwellwertbestimmungen durchgeführt. Es ergaben sich:

Temp./°C	Schwellwert/mA
13	405
15	410
17,3	415
20,8	430

Man erkennt die Zunahme des Schwellwertes mit steigender Temperatur. Da wir bei den folgenden Messungen lineare Zusammenhänge erhalten wollten, begannen wir bei niederen Temperaturen erst bei 450 mA, bei höheren Temperaturen bei 500 mA.

3.1.2 Leistungsmessung in Abhängigkeit von Temperatur und Stromstärke und Schwellwertbestimmung

Im folgenden haben wir für manche Temperaturen sehr viele, für die anderen weniger Meßwerte aufgezeichnet. Die Reihen mit vielen Meßwerten wurden zuerst schon im Versuchsteil 3.1.1 aufgenommen; da uns der lineare Zusammenhang hervorragend bestätigt schien, sind wir dann erst zu weniger Werten übergegangen. Der Fehler bei der Leistungsmessung beträgt hier 5 mW.

T=13,8°C		15,0°C		17,3°C		19,1°C		20,8°C	
I/mA	P/mW	I/mA	P/mW	I/mA	P/mW	I/mA	P/mW	I/mA	P/mW
455	40	447	30	450	30	448	25	448	20
505	80	496	70	506	70	501	65	509	65
548	110	554	115	551	105	548	100	548	95

595	145	590	140	599	140	601	140	596	130
648	185	648	185	649	180	642	170	646	170
697	225	694	220	700	220	698	210	693	205
744	260	745	260	750	255	756	255	756	240
788	295	794	295	799	295	803	290	799	280

23,0°C		24,8°C		27,2°C		29,4°C		31,6°C	
I/mA	P/mW	I/mA	P/mW	I/mA	P/mW	I/mA	P/mW	I/mA	P/mW
445	15	455	15	455	15	453	10	449	10
508	60	464	25	502	45	471	20	505	40
555	95	487	40	552	85	484	30	544	70
595	125	495	45	593	115	500	40	596	105
643	160	509	60	648	155	513	50	649	145
694	200	525	70	690	185	525	60	693	175
750	240	538	80	744	225	539	70	740	210
800	275	557	95	796	265	569	80	792	250
		601	125	842	300	566	90	845	290
		640	155			586	105		
		676	185			617	125		
		703	205			637	145		
		743	235			667	165		
		788	265			697	190		
		817	290			720	205		
						750	225		
						779	245		
						809	270		
						836	290		

33,8°C		35,7°C		37,6°C		39,8°C	
I/mA	P/mW	I/mA	P/mW	I/mA	P/mW	I/mA	P/mW
474	10	508	30	508	30	506	20
492	20	554	65	547	55	523	30
499	30	603	100	602	95	545	45
507	35	653	140	657	135	560	60
520	45	709	180	705	170	574	70
536	55	749	205	748	200	594	85
550	65	799	245	794	235	615	100
575	85	862	290	848	270	637	115
603	105					658	130
630	125					676	145
652	140					700	160
676	160					725	180
690	170					751	195
703	180					776	215
725	195					807	240
744	210					830	255

766	225
782	235
808	255
833	275

860	275
-----	-----

In folgendem Diagramm sind die Meßreihen einschließlich von Excel bestimmter Regressionsgeraden aufgetragen. Man erkennt, daß die Abweichungen von den Geraden den Fehler von 5 mW nicht übersteigen, sodaß die Geradengleichungen für die weitere Rechnung verwendet werden können:

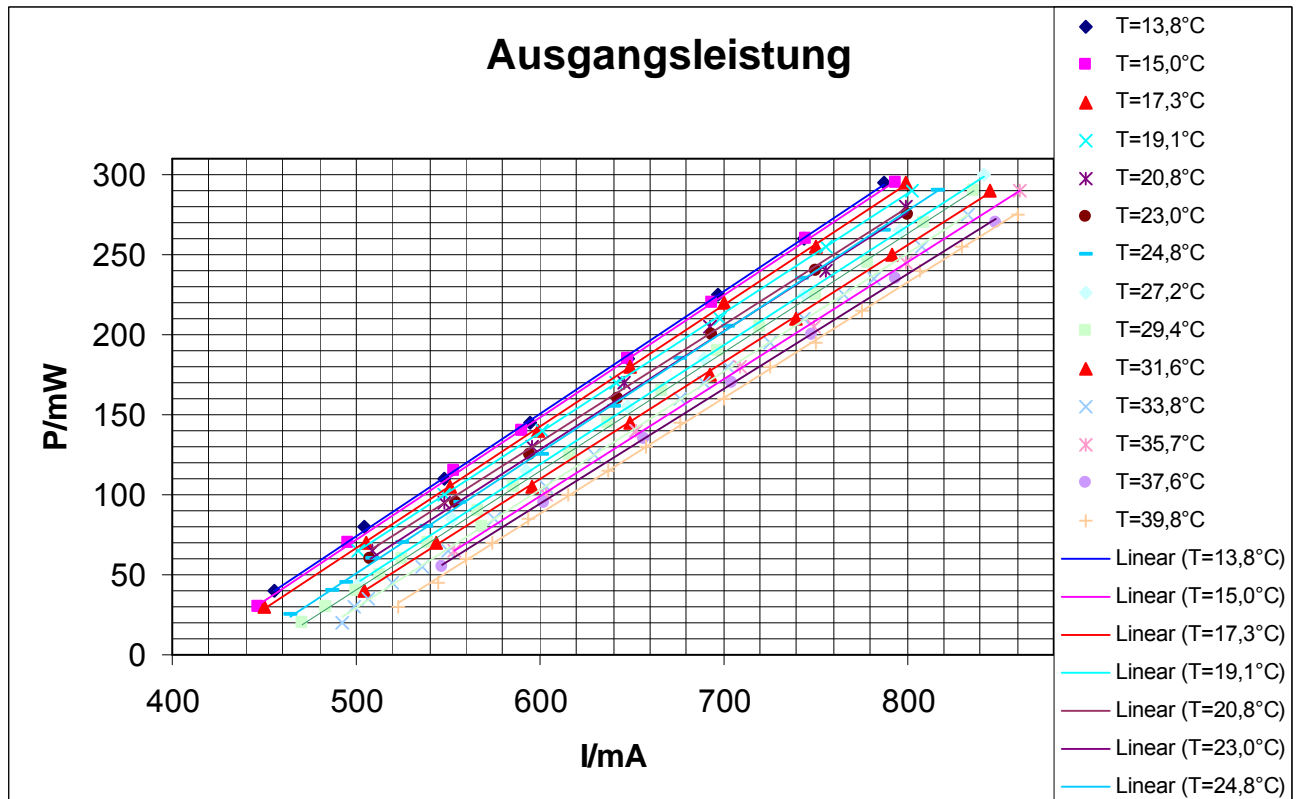


Diagramm 3

Ein vergrößertes und farbiges Diagramm ist im Anhang 1 beigelegt.

Gleichungen der Regressionsgeraden und Schnittpunkt mit der I-Achse aus Diagramm 3:

T/°C	Steigung	Achsenab.	S.P.mit I-Achse
13,8	0,7626	-307,23	403
15,0	0,7625	-309,11	405
17,3	0,7608	-313,98	413
19,1	0,7446	-308,21	414
20,8	0,7329	-306,96	419
23,0	0,7378	-313,94	426
24,8	0,7534	-325,95	433
27,2	0,7387	-323,39	438
29,4	0,7398	-329,16	445
31,6	0,7157	-318,39	445
33,8	0,737	-339,37	460
35,7	0,7327	-341,11	466
37,6	0,7145	-334,36	468
39,8	0,7258	-347,53	479

Man erkennt eine Verringerung von Steigung und Achsenabschnitt mit zunehmender Temperatur. Allerdings gibt es im einzelnen geringe Abweichungen von diesem Trend, die wohl auf dem Meßfehler von 5 mW beruhen, der in geringerem Maße auch auf die Fitgerade durchschlägt.

Um nun eine Gleichung der Form $P(I,T)$ zu erstellen, haben wir Geradensteigung und Achsenabschnitt über der Temperatur aufgetragen und wiederum eine Regressionsgerade hindurchgelegt.

Das Ergebnis lautet: Steigung $= -0,0014 \cdot T + 0,7771$
Achsenabschnitt $= -1,5784 \cdot T - 282,22$

Es ergibt sich demnach für die Diodenausgangsleistung die Gleichung:

$$P(I, T) = (-0,0014 \cdot T + 0,7771) \cdot I - 1,5784 \cdot T - 282,22 \quad (3.1)$$

Die Gleichung gilt für P in mW, T in $^{\circ}\text{C}$ und I in mA.

Zur Überprüfung von Gleichung (3.1) sind die so bestimmten Geraden in folgendem Diagramm zusätzlich zu den Meßwerten aufgetragen:

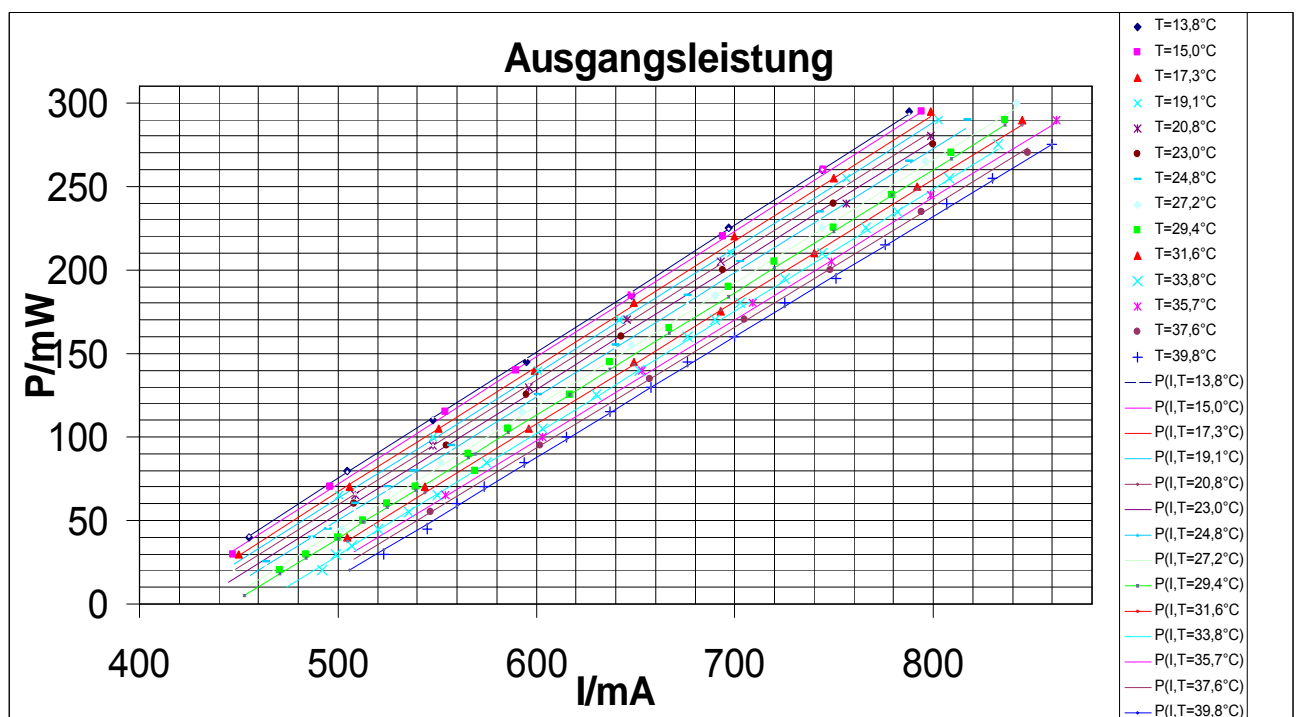


Diagramm 4

Eine farbige und vergrößerte Darstellung findet sich im Anhang 3.

Man sieht die Gleichung (1) in hervorragender Übereinstimmung mit den Meßwerten. Der Meßfehler von 5 mW wird nirgends überschritten.

3.1.3 Wellenlängenmessung in Abhängigkeit von Stromstärke und Temperatur

Gleichwohl die Wellenlänge am Wellenlängenmeßgerät auf 0,1 nm genau abgelesen werden kann, gibt der Hersteller als Fehler 0,5 nm an.

Die Meßwerte:

T= 14,3°C		16,6°C		18,5°C		20,5°C		22,5°C	
I/mA	L/nm	I/mA	L/nm	I/mA	L/nm	I/mA	L/nm	I/mA	L/nm
451,0	802,3	447,0	803,0	444,0	803,4	446,0	803,8	451,0	804,4
503,0	802,7	493,0	803,3	494,0	803,8	498,0	804,3	503,0	805,0
551,0	802,8	554,0	803,6	546,0	804,1	551,0	804,5	553,0	805,2
603,0	803,2	600,0	803,8	595,0	804,3	607,0	804,9	609,0	805,4
650,0	803,4	650,0	803,9	652,0	804,5	656,0	805,1	656,0	805,6
698,0	803,6	698,0	804,1	699,0	804,7	709,0	805,3	697,0	805,8
746,0	803,8	746,0	804,4	746,0	804,9	746,0	805,5	744,0	806,1
803,0	804,1	807,0	804,8	793,0	805,2	796,0	805,8	795,0	806,4
853,0	804,5	853,0	805,0	845,0	805,5	850,0	806,1	847,0	806,7

24,6°C		26,6°C		28,5°C		30,5°C		32,7°C	
I/mA	L/nm	I/mA	L/nm	I/mA	L/nm	I/mA	L/nm	I/mA	L/nm
452,0	504,6	451,0	805,0	454,0	805,4	457,0	805,9	449,0	806,4
495,0	805,4	505,0	806,0	507,0	806,4	503,0	807,0	506,0	807,6
548,0	805,8	557,0	806,5	557,0	806,8	554,0	807,3	548,0	807,8
595,0	806,0	608,0	806,6	595,0	807,1	600,0	807,7	595,0	808,3
648,0	806,1	649,0	806,7	646,0	807,2	651,0	807,8	648,0	808,4
700,0	806,4	705,0	807,0	700,0	807,4	704,0	808,0	701,0	808,6
751,0	806,7	756,0	807,3	755,0	807,8	752,0	808,3	746,0	808,8
801,0	807,0	800,0	807,5	806,0	808,1	800,0	808,6	797,0	809,2
850,0	807,2	845,0	807,8	853,0	808,3	856,0	808,9	853,0	809,5

34,6°C		36,6°C		38,9°C	
I/mA	L/nm	I/mA	L/nm	I/mA	L/nm
445,0	806,9	449,0	807,4	448,0	808,1
502,0	808,0	508,0	808,6	496,0	808,7
550,0	808,4	558,0	809,0	545,0	809,5
596,0	808,8	606,0	809,2	601,0	810,0
644,0	809,0	649,0	809,6	654,0	810,1
703,0	809,1	704,0	809,7	698,0	810,2
754,0	809,4	748,0	809,9	705,0	810,3
806,0	809,8	806,0	810,2	752,0	810,5
855,0	810,0	854,0	810,5	796,0	810,9
				852,0	811,2

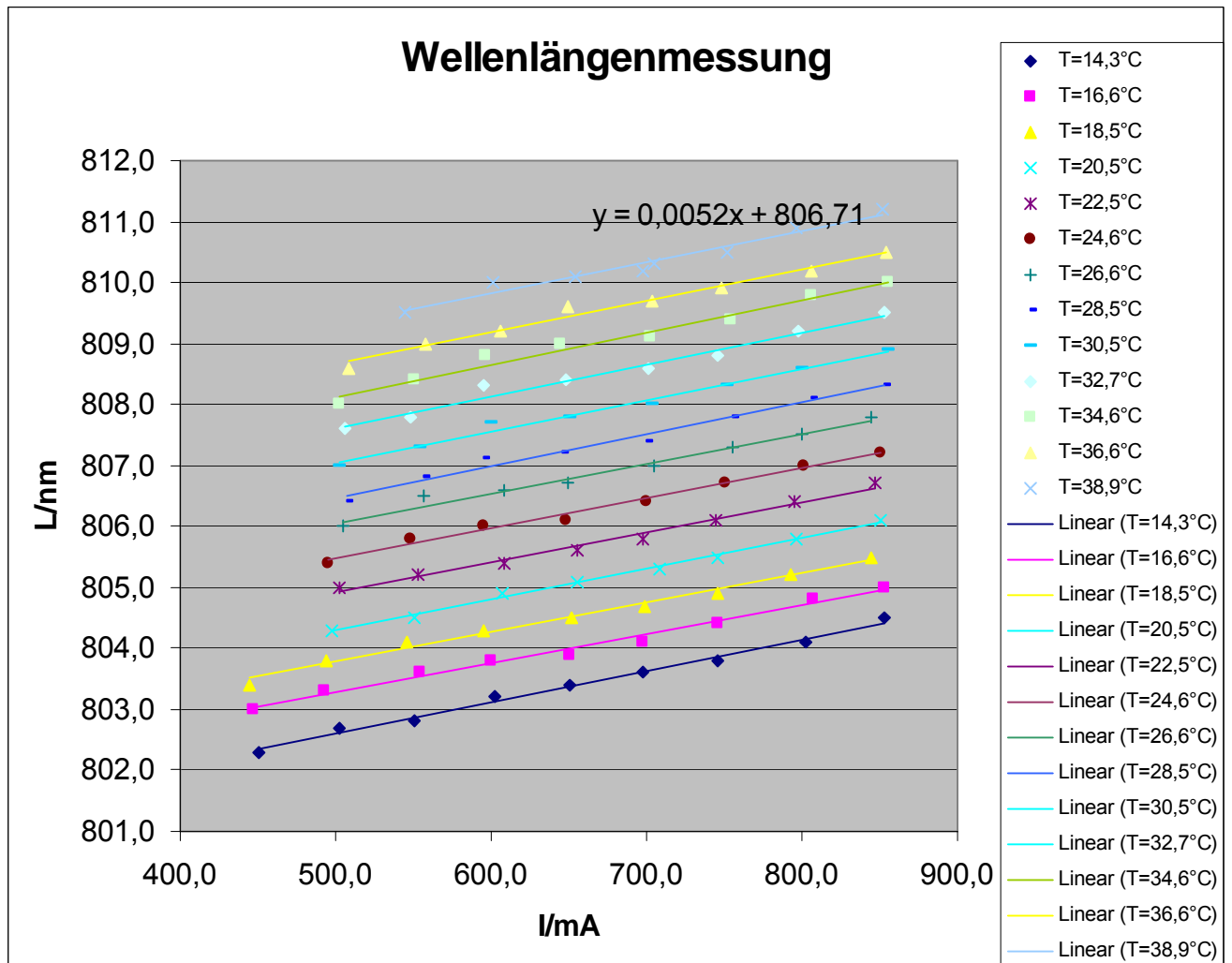


Diagramm 5

Farbige und vergrößerte Darstellung im Anhang 2.

Die Auswertung der Regressionsgeraden aus Diagramm 5 mit Excel ergibt:

$T/^{\circ}C$	Steigung	Achsenabschn.
14,3	0,0052	800,03
16,6	0,0047	800,91
18,5	0,0049	801,35
20,5	0,0051	801,75
22,5	0,0050	802,42
24,6	0,0049	803,01
26,6	0,0049	803,61
28,5	0,0053	803,83
30,5	0,0052	804,44
32,7	0,0053	804,98
34,6	0,0053	805,46
36,6	0,0052	806,07
38,9	0,0052	806,71

Im Gegensatz zur Leistungsmessung kann hier die Steigung näherungsweise als konstant betrachtet werden und man erhält die Gleichung

$$L(I, T) = 0,0052 * I + 0,263 * T + 796,44 \quad (3.2)$$

L ist die Wellenlänge in nm, I Stromstärke in mA und T Temperatur in °C.
Zur Überprüfung haben wir auch Gleichung (2) mit den Meßwerten verglichen:

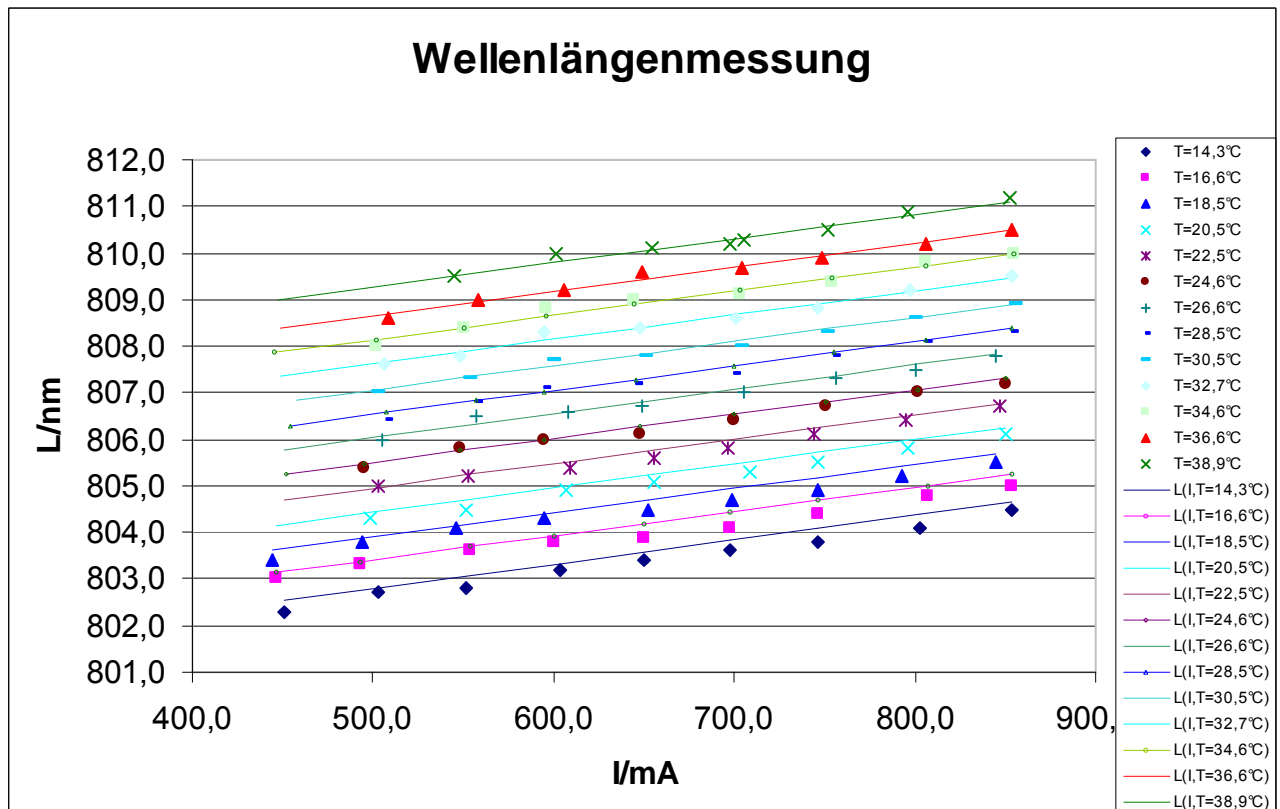


Diagramm 6

Vergrößerte und farbige Darstellung wiederum im Anhang 4.

3.1.3 Überprüfung der Linearität von Photodiode und „Wavemeter“

Es wurde jeweils die Abhängigkeit der Photodioden- bzw. Wavemeterleistung von der Diodenstromstärke bei konstanter Temperatur gemessen. In den unteren Graphen ist diese Leistung über der aus Gleichung (1) berechneten Leistung am Leistungsmeßgerät aufgetragen. Da der Laserstrahl sowohl bei der Photodiode als auch beim Wavemeter breiter als die Detektorfläche war, können wir die dort registrierte Leistung nur in willkürlichen Einheiten angeben.

Wir geben nur die Graphen an:

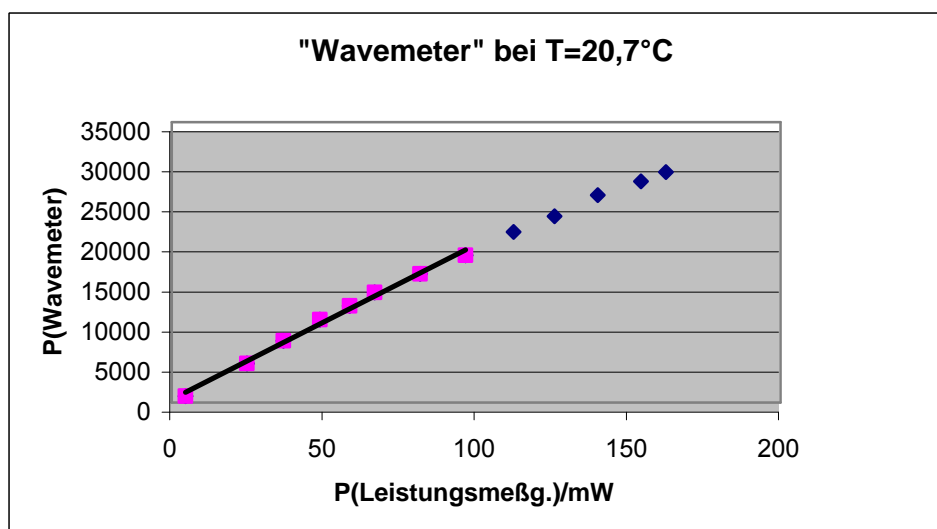
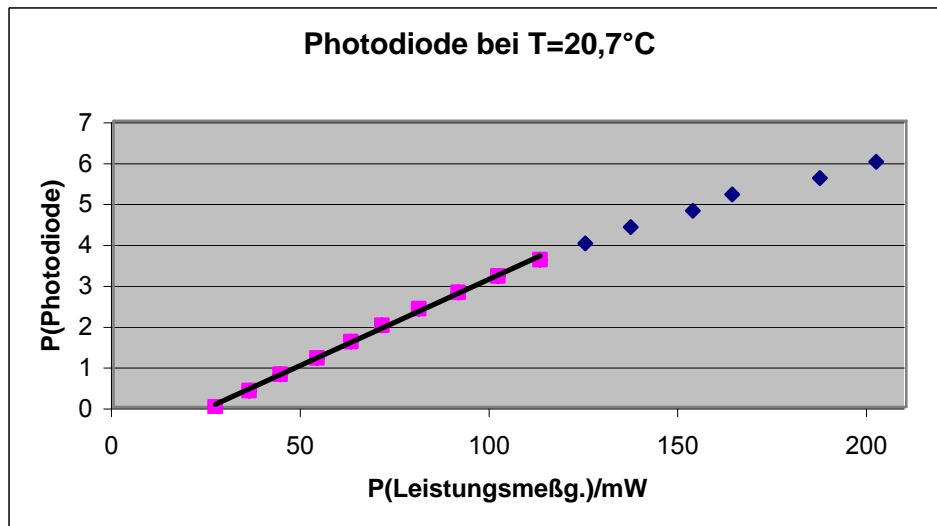


Diagramm 7/8

Wie aus den vorherigen Messungen bekannt sollte der Anstieg nach dem Schwellwert linear verlaufen.

Bei diesen beiden Geräten ist dieser Zusammenhang, wie aus den Diagrammen 7/8 ersichtlich, bei kleinen Leistungen gegeben, danach ist schon die beginnende Sättigung sichtbar. Durch einen stärkeren Filter hätte der lineare Bereich natürlich ausgedehnt werden können, jedoch stand ein solcher nicht zur Verfügung. Bei kleinen Intensitäten ist der lineare Zusammenhang aber offenbar gegeben.

Bei der Photodiode ist offenbar ein Offset vorhanden, d.h. ihr Nullpunkt liegt bei der Anzeige von 25 mW am Leistungsmeßgerät.

Dieses Ergebnis ist im Nachhinein verwunderlich, da wir später bei der Messung der Leistung nach der Frequenzverdopplung gerade die Photodiode benutzen mußten, da das Leistungsmeßgerät die geringen Intensitäten nicht mehr anzeigte.

Offenbar haben wir also bei dieser Messung einen systematischen Fehler begangen, es kann vermutet werden, daß vielleicht der Strahl nicht richtig auf die Detektorfläche traf.

Wahrscheinlicher erscheint es uns jedoch, dass wir den Nullpunkt auf dem Oszilloskop nicht richtig festgelegt haben

3.2 Messungen am Nd-YAG-Kristall

3.2.1 Messung der Fluoreszenzlebensdauer des Nd-YAG-Kristalls

Die Wellenlänge der Laserdiode wurde auf das bekannte Absorptionsmaximum bei 808,4 nm eingestellt.

Als Lebensdauer wird die Dauer für einen Abfall auf $1/e$ definiert.

Zwei Messungen wurden durchgeführt:

Pulsfrequenz	Lebensdauer
500 Hz	200 Mikrosec.
909 Hz	220 Mikrosec.

Aufgrund der Unschärfe am Oszilloskop nehmen wir einen Fehler von 40 Mikrosekunden an, sodaß beide Werte als gleich angesehen werden können (was sie ja sein sollen!).

Kleinere Frequenzen lieferte der Generator nicht, bei größeren Frequenzen sank die Transmissionsleistung nicht mehr bis auf $1/e$ ab, bevor der nächste Puls kam.

3.2.2 Messung der Absorption am Nd-YAG-Kristall

Es wurde bei verschiedenen Stromstärken gemessen und jeweils die Temperatur durchvariiert:

Strom [mA]	Temperatur [°C]	Intensität [mW]	Strom [mA]	Temperatur [°C]	Intensität [mW]
550	13,8	54	625	13,2	67
550	14,5	51	625	13,8	60
550	15,4	37	625	14,7	52
550	16,2	32	625	15,2	43
550	16,7	26	625	16	32
550	17,7	20	625	16,6	29
550	18,4	17	625	17,4	27
550	19	16	625	18,4	25
550	19,8	16	625	19,2	25
550	20,8	17	625	19,8	26
550	21,7	18	625	20,6	28
550	22,6	18	625	21,6	29
550	23,2	18	625	22,3	29
550	24	18	625	23,2	29
550	24,8	17	625	24,3	26
550	25,7	17	625	25,1	26
550	26,5	15	625	25,9	24
550	27,3	13	625	26,8	19
550	28,1	13	625	27,5	18
550	28,7	11	625	28,2	17

550	29,5	10	625	29	13
550	30,2	9	625	29,7	13
550	31,1	8	625	30,3	11
550	31,7	7	625	31,3	10
550	32,3	6	625	31,9	10
550	33,1	7	625	32,9	15
550	34,1	9	625	33,8	19
550	34,9	11	625	34,4	20
550	35,7	13	625	35,3	33
550	36,2	15	625	36	38
550	37,3	20	625	36,7	38
550	38	21	625	37,3	44
550	38,6	22	625	38,3	52
550	39,2	23	625	39	49
550	40	23	625	40	46
550	40,7	23	625	41,5	40

Strom [mA]	Temperatur [°C]	Intensität [mW]	Strom [mA]	Temperatur [°C]	Intensität [mW]	Strom [mA]	Temperatur [°C]	Intensität [mW]
700	15,8	40	760	15,9	44	825	15,7	50
700	16,2	39	760	16,8	44	825	16,9	55
700	16,5	37	760	17,4	44	825	17,8	55
700	16,8	36	760	17,9	47	825	18,4	55
700	17,2	37	760	18,7	48	825	19,3	55
700	17,7	35	760	19,5	50	825	20,3	50
700	18,4	37	760	20,2	49	825	21,2	50
700	18,8	38	760	21,1	46	825	21,9	45
700	19,2	38	760	21,7	43	825	22,5	40
700	19,7	40	760	22,5	42	825	23,4	35
700	20,3	40	760	23,2	41	825	24,2	30
700	20,8	41	760	24,1	34	825	24,9	30
700	21,3	40	760	24,7	31	825	25,6	25
700	21,8	39	760	25,6	27	825	26,4	25
700	22,3	39	760	26,5	22	825	27,1	20
700	22,9	38	760	27,3	20	825	27,9	25
700	23,6	35	760	28,2	20	825	28,6	30
700	24	31	760	29,1	18	825	29,2	35
700	24,5	30	760	30,1	33	825	29,8	45
700	24,9	31	760	29,5	21	825	30,5	50
700	25,5	30	760	30,4	33	825	31,1	75
700	26	24	760	31	40	825	32	85
700	26,4	23	760	31,9	47	825	32,6	90
700	26,8	23	760	32,9	69	825	33,2	105
700	27,3	20	760	33,5	74	825	34	110

700	28	17	760	34,3	76	825	34,7	110
700	28,5	14	760	35,2	95	825	35,4	115
700	29,2	16	760	36,5	91	825	36	110
700	29,7	18	760	37,2	86	825	36,7	110
700	30,2	19	760	38,4	84	825	37,5	100
700	30,6	18	760	39,5	71	825	38,3	90
700	31,3	19	760	41,5	55	825	39,1	75
700	31,7	23	760	40,6	63	825	40	65
700	32,3	38				825	41,5	55
700	32,8	38				825	40,9	65
700	33,3	39						
700	33,8	45						
700	34,3	52						
700	34,8	68						
700	35,2	69						
700	35,7	67						
700	36,1	66						
700	36,5	70						
700	36,9	75						
700	37,5	76						
700	38,1	74						
700	38,8	67						
700	39,3	67						
700	40,1	65						
700	41	55						
700	41,5	49						

Wir haben also die Durchgangsleistung in Abhängigkeit von Stromstärke und Temperatur bestimmt. Andererseits lassen sich hieraus nach den Formeln (3.1) und (3.2) Diodenausgangsleistung und Wellenlänge berechnen.

Wir tragen daher in Diagramm 9 die relative Transmission $T = \frac{P_{aus}}{P_{ein}}$ über der Wellenlänge auf:

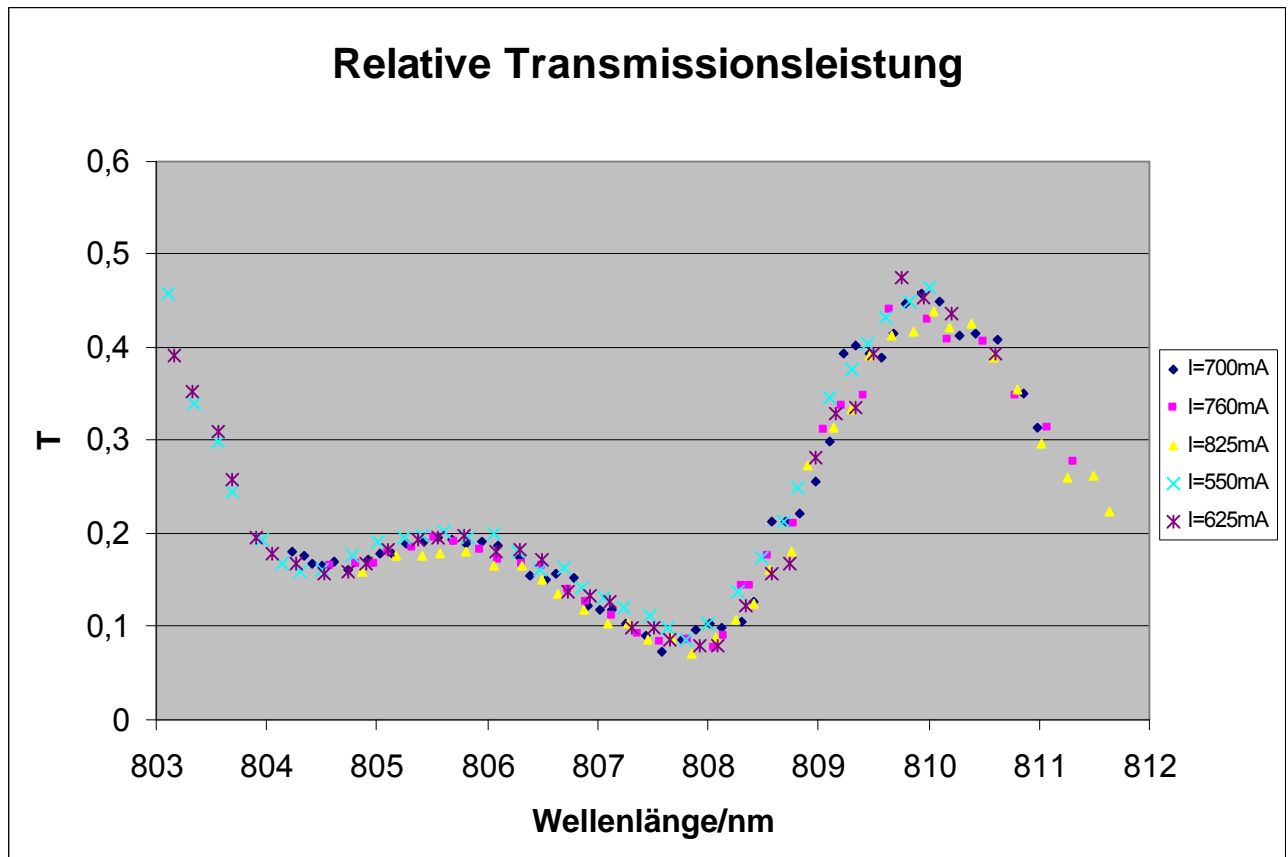


Diagramm 9

Strom/mA	1. Minimum L/nm	2. Minimum L/nm
550	804,3	807,8
625	804,5	808,0
700	804,6	807,6
760	804,6	808,0
825	804,6	807,9
Mittelwert	804,5	807,9

Das erste Absorptionsmaximum (=Transmissionsminimum) stimmt recht gut mit dem Literaturwert von 804,5 nm überein. Beim zweiten Maximum liegt die Abweichung vom Literaturwert von 808,4 nm dagegen gerade noch innerhalb der Fehlerschwelle von 0,5 nm. Das nächsthöhere Absorptionsmaximum von 812,9 nm konnte mit der vorhandenen Apparatur nicht mehr bestimmt werden.

3.3 Aufbau des Nd-YAG-Lasers

Es versteht sich von selbst, daß an der Laserdiode die Wellenlänge 807,9 nm eingestellt wurde, um maximale Absorption zu ermöglichen.

3.3.1 Bestimmung der Leistung des Nd-YAG-Lasers für verschiedene Wellenlängen bei konstanter Pumpleistung

In den folgenden Meßreihen wurde jeweils eine konstante Pumpleistung P_{in} gewählt. Die Stromstärke der Diode wird variiert und die Temperatur so angepaßt, daß P_{in} konstant bleibt. Die Variationsbreite von I wurde natürlich so gewählt, daß die dazugehörigen Temperaturen vom Gerät auch erreicht werden konnten. Die Wellenlänge L wird mit Gleichung (3.2) berechnet, die Leistung P_{aus} des Lasers wird gemessen. Anschließend wird P_{aus} über der Wellenlänge aufgetragen.

Die Messung wurde mit beiden Spiegeln durchgeführt.

Obwohl wir zunächst alle Messungen mit dem 0,02%-Spiegel durchgeführt haben und dann erst zum 2%-Spiegel wechselten, tragen wir hier aus Platzgründen beide Werte auf, da jeweils die selben Temperaturen und Stromstärken an der Laserdiode eingestellt wurden.

Die Meßgenauigkeit beträgt beim 0,1 mW beim 0,02%-Spiegel bei 150mW, 1mW beim 2%-Spiegel bei 270 mW, bei den anderen Messungen 0,5 mW.

Meßwerte:

P = const.				0,02%- Spiegel	2%- Spiegel
P_{in}/mW	I/mA	$T/°C$	L/nm	P_{out}/mW	P_{out}/mW
150	600	14,08	803,26	4,7	0,0
150	606	15,95	803,79	6,7	1,0
150	612	17,81	804,31	7,3	8,0
150	618	19,65	804,82	7,2	10,0
150	624	21,49	805,34	7,0	9,5
150	630	23,31	805,85	6,9	9,5
150	636	25,12	806,35	7,1	10,5
150	642	26,92	806,86	7,6	12,5
150	648	28,70	807,36	7,9	13,5
150	654	30,47	807,86	7,6	11,0
150	660	32,24	808,35	7,3	8,0
150	666	33,98	808,84	6,1	4,0
150	672	35,72	809,33	4,7	1,0
150	678	37,45	809,81	4,0	0,5
150	684	39,16	810,30	4,4	1,0

P_{in}/mW	I/mA	$T/°C$	L/nm	P_{out}/mW	P_{out}/mW
210	682	14,91	803,91	9,0	15,0
210	688	16,69	804,41	10,0	23,0
210	694	18,47	804,91	10,0	24,0
210	700	20,23	805,40	9,5	23,5
210	706	21,98	805,89	9,5	23,0
210	712	23,72	806,38	10,0	24,5
210	718	25,44	806,87	10,5	26,5
210	724	27,16	807,35	11,0	28,0
210	730	28,87	807,83	11,5	26,0
210	736	30,56	808,30	11,0	21,0
210	742	32,24	808,78	9,5	15,0
210	748	33,92	809,25	7,5	10,5

210	754	35,58	809,72	7,0	8,0
210	760	37,23	810,18	6,5	8,0
210	766	38,87	810,65	7,5	10,5

Pin/mW	I/mA	T/°C	L/nm	Pout/mW	Pout/mW
270	758	13,95	804,05	12,5	
270	764	15,67	804,53	13,0	34,0
270	770	17,37	805,01	13,0	35,0
270	776	19,07	805,49	13,0	34,0
270	782	20,75	805,96	12,5	35,0
270	788	22,42	806,44	13,5	37,0
270	794	24,09	806,90	14,0	39,0
270	800	25,74	807,37	14,5	41,0
270	806	27,38	807,83	14,5	40,0
270	812	29,02	808,29	14,0	34,0
270	818	30,64	808,75	12,0	25,0
270	824	32,25	809,21	10,0	18,0
270	830	33,85	809,66	9,0	15,0
270	836	35,45	810,11	8,5	16,0
270	842	37,03	810,56	9,5	18,0
270	848	38,60	811,00	11,0	23,0
270	854	40,17	811,44	11,5	26,0

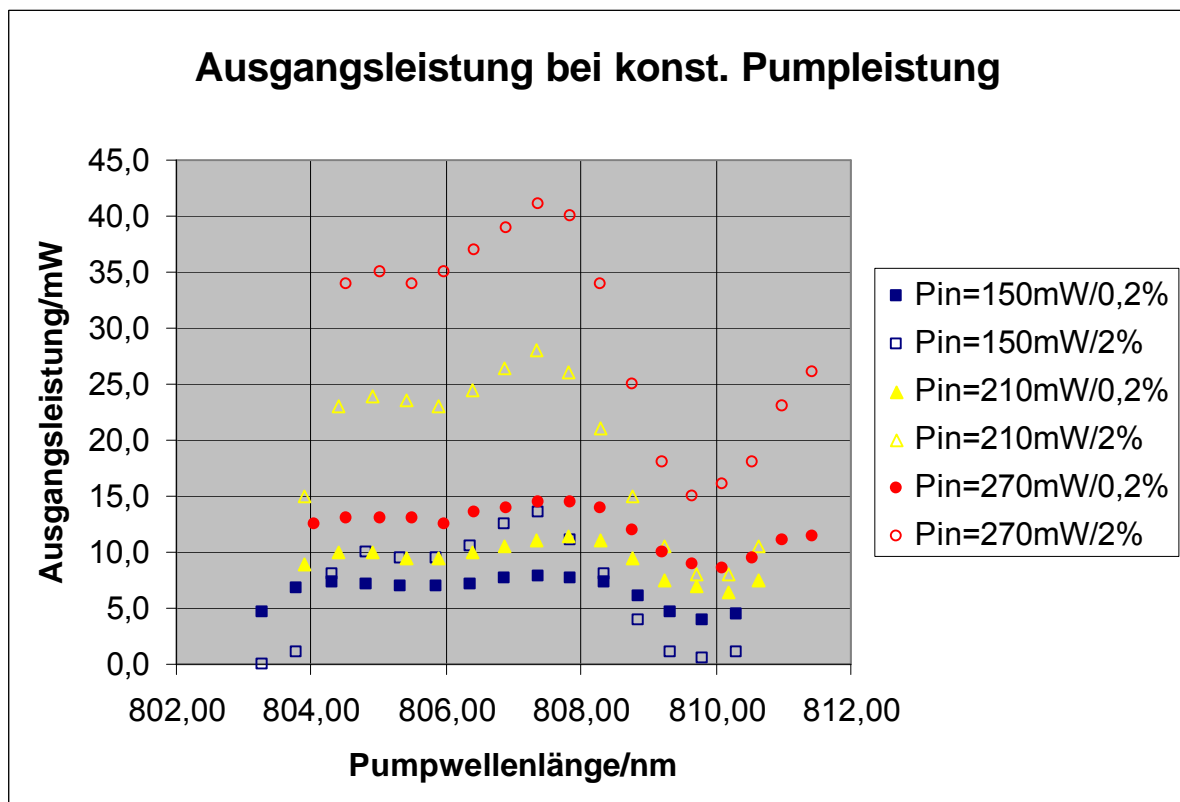


Diagramm 10

Man erkennt in Diagramm 10 grob, daß maximale Ausgangsleistung in etwa bei den gemessenen Absorptionswellenlängen von 804,5 nm und 807,9 nm auftritt, jedoch scheint insbesondere das zweite Maximum um etwa 0,5 nm zu kleineren Wellenlängen hin verschoben.

Das Verhältnis Ausgangsleistung/Pumpleistung ist natürlich für große Leistungen günstiger als für kleine, da erst der Schwellwert überschritten werden muß.

Außerdem erkennt man, daß beim 2%-Spiegel eine höhere Leistung erzielt wird, daß also das Photonenfeld im Resonator noch nicht so stark geschwächt wird, als daß ein Leistungsabfall zu beobachten wäre.

Lediglich bei der Pumpleistung von 150mW ist bei ungünstiger Pumpwellenlänge das Gegenteil zu beobachten, da der Laser hier nur knapp über dem Schwellwert betrieben wird und somit das Photonenfeld bei 2-prozentiger Transmission zu stark ausgedünnt wird.

3.3.2 Bestimmung der Leistung des Nd-YAG-Lasers für verschiedene Pumpleistungen bei konstanter Wellenlänge

Im Gegensatz zu 3.3.1 wird nun die Wellenlänge vorgegeben und I und T nach Gleichung (3.2) so variiert, daß die Wellenlänge konstant bleibt. Die Pumpleistung P_{in} wird nach Gleichung (3.1) berechnet und die Ausgangsleistung P_{out} für beide Spiegel gemessen. Für die Anpassung von I und T gilt sinngemäß, was schon in 3.3.1 gesagt wurde.

Die Meßgenauigkeit beträgt 0,5 mW beim 0,02%-Spiegel und 1 mW beim 2%-Spiegel.

Wo keine Ausgangsleistung angegeben ist konnte der vorgegebene Wert nicht erreicht werden, da die Kühlung bei hoher Pumpleistung überfordert war.

Meßwerte:

L=const.				0,02%-Spiegel	2%-Spiegel
L/nm	I/mA	T/°C	Pin/mW	Pout/mW	Pout/mW
804,5	500	20,76	59,03	2,0	0,0
804,5	525	20,27	78,87	3,0	0,0
804,5	550	19,77	98,75	4,5	0,0
804,5	575	19,28	118,67	5,5	4,0
804,5	600	18,78	138,61	7,0	8,0
804,5	625	18,29	158,60	8,0	12,0
804,5	650	17,79	178,61	9,5	17,0
804,5	675	17,30	198,67	10,5	21,0
804,5	700	16,81	218,75	11,5	26,0
804,5	725	16,31	238,87	12,5	31,0
804,5	750	15,82	259,03	14,0	35,0
804,5	775	15,32	279,22	15,0	39,0
804,5	800	14,83	299,45	16,0	43,0
804,5	825	14,33	319,71		
804,5	850	13,84	340,00		

L/nm	I/mA	T/°C	Pin/mW	Pout/mW	Pout/mW
806	500	26,46	46,03	1,5	0,0
806	525	25,97	65,68	2,5	0,0
806	550	25,48	85,36	3,5	0,0
806	575	24,98	105,07	5,0	2,0
806	600	24,49	124,82	6,0	6,0
806	625	23,99	144,60	7,5	10,0
806	650	23,50	164,42	8,5	15,0
806	675	23,00	184,27	9,5	20,0

806	700	22,51	204,16	11,0	24,0
806	725	22,02	224,08	12,0	29,0
806	750	21,52	244,04	13,0	34,0
806	775	21,03	264,03	14,0	39,0
806	800	20,53	284,06	15,0	44,0
806	825	20,04	304,12	16,0	48,0
806	850	19,54	324,21	17,0	53,0

L/nm	I/mA	T/°C	Pin/mW	Pout/mW	Pout/mW
807,9	500	33,69	29,57	0,5	0,0
807,9	525	33,19	48,97	2,0	0,0
807,9	550	32,70	68,39	3,0	0,0
807,9	575	32,21	87,85	4,0	0,0
807,9	600	31,71	107,35	5,5	3,0
807,9	625	31,22	126,88	6,5	7,0
807,9	650	30,72	146,45	8,0	12,0
807,9	675	30,23	166,04	9,5	17,0
807,9	700	29,73	185,68	11,0	22,0
807,9	725	29,24	205,35	12,0	28,0
807,9	750	28,75	225,05	13,5	33,0
807,9	775	28,25	244,79	14,5	37,0
807,9	800	27,76	264,56	16,0	43,0
807,9	825	27,26	284,37	17,5	48,0
807,9	850	26,77	304,21	19,5	51,0

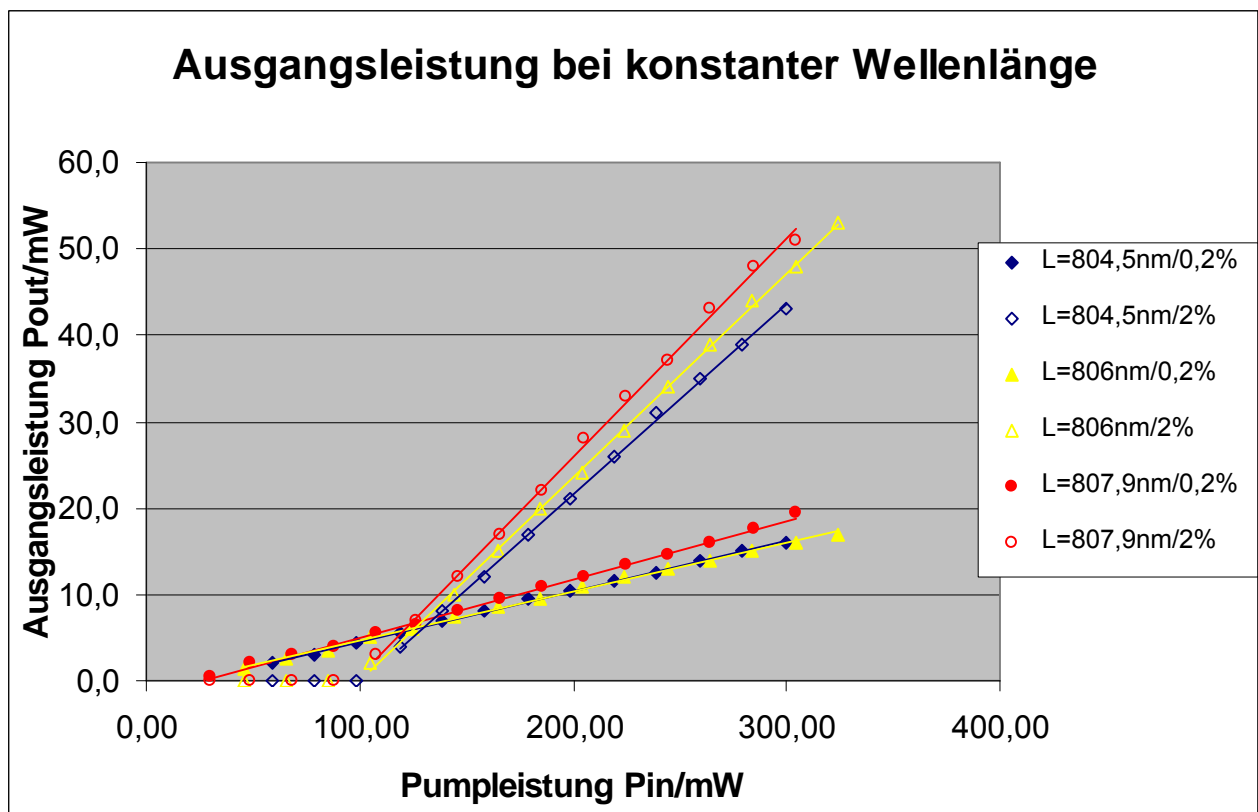


Diagramm 11

Man erkennt in Diagramm 11 folgende Zusammenhänge:

Die Steigungen sind am steilsten für die Pumpwellenlänge 807,9 nm, da hier die Absorption auf dem Meßbereich ein globales Maximum hat. Das nur lokale Maximum bei 804,5 nm bleibt dagegen beim 0,02%-Spiegel noch hinter dem Zwischenwert 806 nm zurück. Insgesamt hat die Laserdiode aber eine so große Linienbreite, daß das exakte Frequenzmaximum der Pumpfrequenz nicht allzusehr ins Gewicht fällt.

Der Schwellwert scheint näherungsweise unabhängig von der Pumpwellenlänge zu sein. Für den 0,02%-Spiegel beträgt er ca. 25 mW, für den 2%-Spiegel ungefähr 97 mW.

Beim 2%-Spiegel liegt der Schwellwert wesentlich höher als beim 0,02%-Spiegel, bei großen Pumpleistungen wächst die Ausgangsleistung dagegen viel schneller an.

Dies entspricht voll und ganz der Erwartung, da der Schwellwert bei hoher Transmission natürlich schwerer zu erreichen ist, da zu viele Photonen auskoppeln und somit das Photonenfeld im Resonator durch induzierte Emission nicht aufrecht erhalten werden kann. Bei hohen Pumpleistungen ist dies kein Problem mehr, jedoch ist die Transmission größer und damit auch die Leistung.

Beim 2%-Spiegel und maximaler Pumpleistung wurde ein Wirkungsgrad von etwa 16 Prozent erreicht, beim 0,02%-Spiegel nur von etwa 7 Prozent.

Für die Pumpwellenlänge von 807,9 nm ergibt die lineare Regression folgende Gleichungen:

$P(\text{out}) = 0,2531 \cdot P(\text{in}) - 24,645 \text{ mW}$ für den 2%-Spiegel und

$P(\text{out}) = 0,0676 \cdot P(\text{in}) - 1,705 \text{ mW}$ für den 0,02%-Spiegel.

3.4 Einbau des frequenzverdoppelnden KTP-Kristalls

Nach kurzer Justage des KTP-Kristalls (durch Ausprobieren) strahlte der Laser nach Erreichen des Matchingwinkels grünes Licht aus.

Eine Wellenlängenmessung ergab die Wellenlänge von 531,5 nm.

Dies entspricht in etwa dem Literaturwert, der uns nur als ungefähr 532 nm bekannt ist.

Die Intensität des grünen Laserlichts reichte aber nur gerade so aus, um zur Wellenmessung herangezogen werden zu können, sodaß der Meßfehler über 0,5nm liegen könnte.

Durch verschiedentliches Neigen von Transmissionsspiegel und KTP-Kristalls konnte an der Wand die Anregung verschiedener transversaler Moden beobachtet werden.

Schließlich wurden jedoch alle Bauteile auf maximale Intensität justiert.

3.4.1 Leistungsmessung

Die Leistung des grünen Lichtes wurde von uns bei der konstanten Pumpwellenlänge von 807,9 nm und unter Verwendung des 0,02%-Spiegles gemessen.

Wegen der geringen Intensität sprach das zuvor benutzte Leistungsmeßgerät nicht mehr an und wir mußten die Photodiode benutzen, die wesentlich empfindlicher reagiert.

Wie zuvor ausgemessen wurde (s.o.) ist auch bei der Photodiode bei geringen Intensitäten ein linearer Zusammenhang zwischen Photostrom und eingestrahelter Leistung gegeben.

Wir benutzten zur Einstellung einer konstanten Wellenlänge die schon in 3.2.3 verwendeten Werte.

Da die Photodiode nur eine sehr kleine Oberfläche besaß und der Laserstrahl somit nicht in seiner ganzen Breite detektiert werden konnte, können wir die frequenzverdoppelte Leistung nur in willkürlichen Einheiten angeben.

L/nm	I/mA	T/°C	Pin/mW	ohne Frequenzverdopplung	
				Pout/mW	Pout/willkürlich
807,9	500	33,69	29,57	0,5	0
807,9	525	33,19	48,97	2,0	0
807,9	550	32,70	68,39	3,0	0
807,9	575	32,21	87,85	4,0	0,1
807,9	600	31,71	107,35	5,5	0,1
807,9	625	31,22	126,88	6,5	0,2
807,9	650	30,72	146,45	8,0	0,4
807,9	675	30,23	166,04	9,5	0,7
807,9	700	29,73	185,68	11,0	0,9
807,9	725	29,24	205,35	12,0	1,2
807,9	750	28,75	225,05	13,5	1,6
807,9	775	28,25	244,79	14,5	2,0
807,9	800	27,76	264,56	16,0	2,5
807,9	825	27,26	284,37	17,5	3,0
807,9	850	26,77	304,21	19,5	3,6

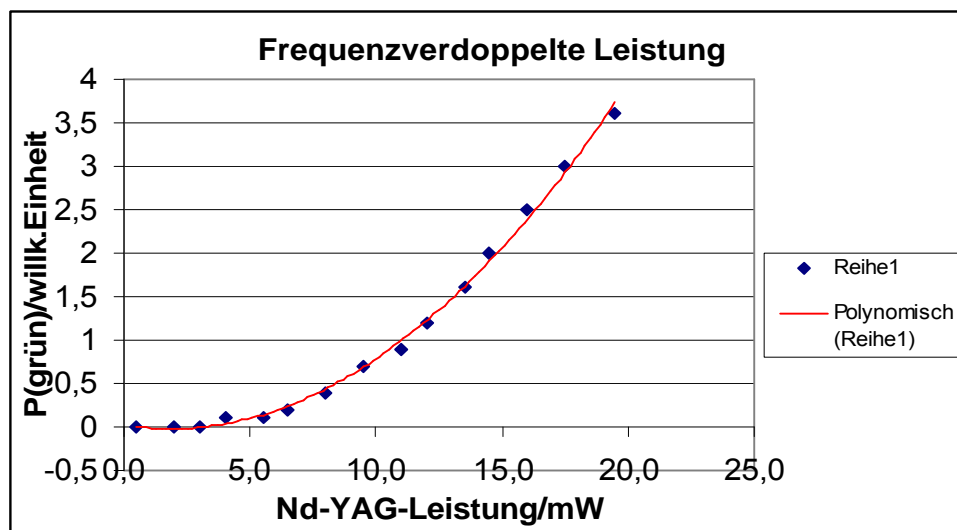


Diagramm 12

Die Leistung nach der Frequenzverdopplung hängt in guter Näherung quadratisch von der Eingangsleistung ab, wie die von Excel gefittete Parabel in Diagramm 12 zeigt.

3.5 Spiking

Das von der Theorie vorhergesagte Spiking konnte zwar beobachtet werden, jedoch waren hauptsächlich die Maxima ausgeprägt, die Minima dagegen fielen kaum unter den stationären Wert zurück, der sich mit der Zeit einstellt.

Um „schöneres“ Spiking zu erhalten hätte wahrscheinlich die Pumpleistung weiter gedrosselt werden müssen, sodaß sie nur unmittelbar über der Schwelle gelegen wäre.

4. Zusammenfassung

Es konnte eine sehr gute Übereinstimmung der Meßwerte mit der Theorie beobachtet werden, weshalb der Versuch als gelungen bezeichnet werden kann.

Auch das Erreichen eines maximalen Wirkungsgrades von 16 Prozent halten wir für ganz ordentlich.

Allgemein vermittelte der Versuch gute Kenntnisse nicht nur in der Funktionsweise verschiedener Lasertypen im allgemeinen und eines Festkörperlasers im besonderen, sondern auch vor allem in der empfindlichen Justage der einzelnen Komponenten und verschiedener technischer Tricks, um den Laser wirklich zum Lasern zu bringen.

Nachdem wir Laser schon in verschiedenen Versuchen sowohl im Anfänger- als auch im Fortgeschrittenenpraktikum benutzt hatten, war es sicherlich höchste Zeit, sich richtig mit diesem fundamental wichtigen Hilfsmittel vertraut zu machen, statt es immer nur zu benutzen.

Was zu kurz kam war die wirklich „nichtlineare Optik“, vielleicht sollte man den Versuch einfach umbenennen.

Literatur:

- [1] Eichler, Eichler, *Laser*, Springer-Verlag 1991
- [2] Demtröder, *Experimentalphysik 3*, Springer-Verlag 2000
- [3] Luhs, Schubert, *Skript zu Experiment 08 Diodengepumpte Nd-YAG-Laser*
- [4] Tobias Görler, Moritz Trautvetter, *Protokoll zur Nichtlinearen Optik*