

PROTOKOLL ZUM
F-PRAKTIKUMSVERSUCH
DIODEN-GEPUMPTER FESTKÖRPERLASER



**Universität
Regensburg**

eingereicht von

Simon Wolfgang Mages und Florian Rappl

3. August 2009

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	2
2	Grundlagen	2
2.1	Funktionsweise eines Lasers	2
2.2	Funktionsweise eines Halbleiterlaser	3
2.3	Kollimierungsmöglichkeiten	6
2.4	Resonatorkonfigurationen	8
2.5	Funktionsweise eines DPSS-Lasers	9
2.6	Vier-Niveau-Systeme	10
2.7	Spiking	11
2.8	Nichtlineare-Optik	12
2.9	Lasersicherheit	13
3	Versuchsdurchführung	14
3.1	Strahlcharakteristik	14
3.2	Diodenkennlinien	14
3.3	Resonatoraufbau	16
3.4	Leistungsoptimierung	17
3.5	Frequenzverdopplung	19
3.6	Dynamische Lasereigenschaften	20
4	Fazit	23
	Literatur	25

1 Einleitung

Im Versuch dioden-gepumpter Festkörperlaser im F-Praktikum der Universität Regensburg geht es darum den Umgang mit modernsten Lasertechniken kennenzulernen. Im speziellen wird auf Halbleiterlaserdioden, Festkörperlaser ($Nd : YVO_4$) und nicht-lineare Effekte zur Frequenzverdoppelung von infraroten zum sichtbaren Spektralbereich eingegangen.

2 Grundlagen

2.1 Funktionsweise eines Lasers

Ein LASER (Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation) besteht aus aktivem Medium, Resonator und Pumpmechanismus.

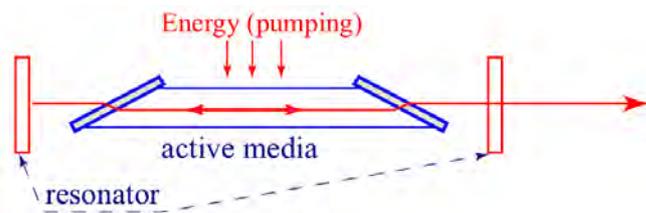


Abbildung 1: Aufbau eines Lasers

Im aktiven Medium laufen prinzipiell drei Vorgänge ab: Absorption, stimulierte und spontane Emission. Das Medium besteht aus quantenmechanischen Systemen mit quantisierten Energieniveaus. Man betrachte zwei der Niveaus im Medium mit $E_1 < E_2$. Wenn Photonen der Energie

$$E_2 - E_1 = \hbar\omega$$

das Medium durchqueren, können sie mit Systemen im Zustand E_1 wechselwirken, es in den Zustand E_2 überführen und dabei absorbiert werden (Absorption). Sie können aber auch mit Systemen des Zustands E_2 wechselwirken und es zur Emission eines Photons gleicher Energie, Phase, Ausbreitungs- und Polarisationsrichtung bringen, ohne dabei selbst seine Eigenschaften zu verändern (Stimulierte Emission). Ein System im Zustand E_2 kann auch spontan in den Zustand niedrigerer Energie E_1 übergehen, ohne Wechselwirkung mit dem

bereits vorhandenen Strahlungsfeld, und ein Photon der Energie $\hbar\omega$ aussenden mit beliebiger Phase, Ausbreitungs- und Polarisationsrichtung (spontane Emission).

Im thermischen Gleichgewicht sind die Wahrscheinlichkeiten für Absorption und Emission gleich, sodass Licht nicht verstärkt, sondern nur gestreut wird. Wenn jedoch mehr Systeme im Zustand E_2 sind als im Zustand E_1 (Besetzungsinversion), werden spontan emittierte Photonen durch stimulierte Emission vervielfältigt, bevor sie das Medium verlassen. Wurde das spontan emittierte Photon zufällig in Richtung der Achse des Resonators ausgesendet, wird es in das Medium zurückreflektiert erneut verstärkt, usw. Wenn ein Spiegel des Resonators teilweise durchlässig ist wird ein Laserstrahl ausgekoppelt. Das funktioniert solange die Verluste bei einem Durchlauf durch den Resonator (durch Beugung, Streuung, Absorption, Auskopplung, etc.) kleiner sind als die Gewinne im aktiven Medium und die Besetzungsinversion durch einen Pumpmechanismus (elektrisch, optisch etc.) aufrechterhalten wird.

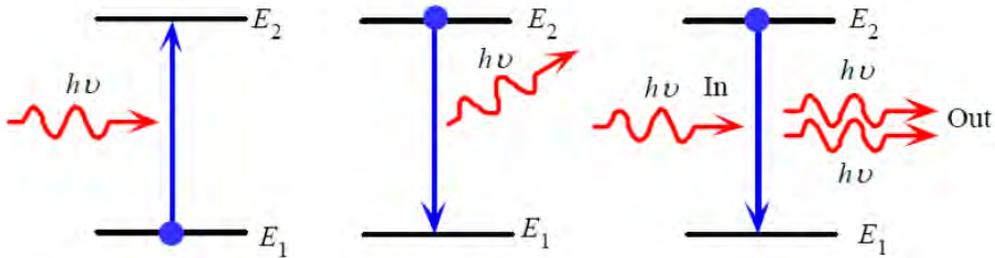


Abbildung 2: (a) Absorption (b) spontane Emission und (c) induzierte Emission

2.2 Funktionsweise eines Halbleiterlasers

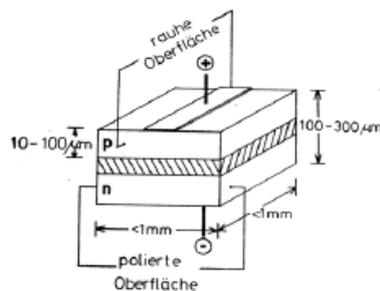


Abbildung 3: Schematischer Aufbau eines Halbleiterlasers

Im Gegensatz zu herkömmlichen Lasern ist es bei einem Halbleiterlaser direkt möglich, elektrischen Strom in (Laser)licht umzuwandeln. Daher ergibt sich ein sehr hoher Wirkungsgrad. Bei infraroten Wellenlängen z.B. wird über 50% der elektrischen Energie in Laserstrahlung umgewandelt. Desweiteren kann man Halbleiterlaser sehr klein bauen und hat eine schnelle Modulierbarkeit (bis zu 40 GHz). Ein weiterer großer Unterschied liegt in der kontinuierlichen Verteilung der Energieniveaus.

Bei gegebener Temperatur T kann die Besetzung durch die sog. Fermi-Dirac-Statistik,

$$f(E') = \frac{1}{1 + \exp\left(\frac{E' - E'_f}{k_B T}\right)},$$

beschrieben werden, wobei E' ein gegebenes Energieniveau und E'_f das Fermi-Energieniveau bezeichnet. Das Fermi-Energieniveau gibt an, wie stark ein Leitungsband mit Ladungsträgern gefüllt ist. Nur wenn genug Ladungsträger vorhanden sind, kann bei einem Halbleiter ein Elektron bzw. Loch in eine benachbarte Schicht diffundieren. Durch Energiezufuhr (Pumpen) gelangen freie Elektronen aus dem Valenzband ins Leitungsband. Dort nehmen diese Elektronen nach ca. 10^{-13} s die untersten Zustände ein, während die Löcher des Valenzbandes an deren Oberkante verbleiben, weshalb sich eine Besetzungsinversion einstellt.

Folgende Grundbegriffe wurden vorab geklärt:

- **Schwellstrom**

Mit dem Schwellstrom wird die Pumpstärke erreicht, ab der die Gewinne im aktiven Medium die Verluste im Resonator übertrifft. Unterhalb des Schwellenstroms findet keine Laseraktivität statt. Oberhalb des Schwellenstroms setzt die stimulierte Emission ein und die Laserintensität steigt abrupt an.

- **Differentieller Wirkungsgrad**

Der differentielle Wirkungsgrad beschreibt die Änderungsrate der Ausgangsleistung bei einer Änderung der Eingangsleistung. Dioden-gepumpter Festkörperlaser haben einen im Vergleich zu Gaslasern sehr hohen differentiellen Wirkungsgrad. Dies wird beschrieben durch

$$\eta = \frac{P_{\text{optisch, Ausgang}}}{P_{\text{elektrisch, Eingang}}}.$$

- **Divergenz**

Der Laserstrahl weist eine hohe Bündelung auf. Die Strahlen des natürlichen Lichtes verlaufen dagegen nicht parallel und weisen Divergenz auf. Je größer der Divergenzwinkel (die Divergenz) eines Lichtbündels ist, desto größer läuft der Strahl auseinander und verteilt somit seine Energie. Die Energiedichte nimmt also ab. Bei einem Laser ist dieser Divergenzwinkel sehr klein, somit kann man mit einem Laser Energie über sehr weite Strecken übertragen. Hier ist die Energiedichte konstant hoch.

- **Indexgeführt (*index-guided*)**

Eine Laserdiode, deren Strahl durch das aktive Medium verläuft, heißt indexgeführt (engl. *index-guided*). Der Strahl wird durch ein in der Schicht und/oder in den angrenzenden Schichten eingebaute Diode in Sperrrichtung beschränkt, weshalb der Pumpstrom zwangsläufig durch das aktive Medium muss. Dies ist die kommerziell eher verwendete Variante und wird auch erleichterter Monomodenbetrieb genannt.

- **Verstärkungsgeführt (*gain-guided*)**

Eine Laserdiode in welcher der Strahl auf eine Region im aktiven Medium begrenzt ist, heißt verstärkungsgeführt (engl. *gain-guided*). Die Verstärkung ist hoch genug um eine Beschränkung ohne eine eingebaute Diode in Sperrrichtung zu erreichen. Diese Region liegt im allgemeinen gerade noch unter der Kontaktleiste. Hintergrund ist, dass die Schwellenstromdichte von der Temperatur und der vertikalen Ausdehnung der aktiven Schicht abhängt. Durch eine Doppel-Heterostuktur kann man die Schwellenstromdichte verringern. So kann man z.B. bei gebräuchlichen *GaAs-GaAlAs*-Laser zwei Übergänge (siehe Abbildung (4)), von *p-GaAlAs* zu *GaAs* und von *GaAs* zu *n-GaAlAs* finden. An diesen Übergängen bauen sich daher starke Potentialbarrieren auf, die somit das aktive Medium stark begrenzen.

- **quantum well**

Durch sehr dünne Kristallschichten kann die Größenordnung der aktiven Schicht auf die Größenordnung der de-Broglie-Wellenlänge reduziert werden. Dadurch stellen sich Quanteneffekte ein, wie z.B. der unendlich hohe Potentialtopf. Dies ist eine Möglichkeit den Schwellenstrom nochmals zu senken.

Eine typische Lichtleistungs-Strom-Kennlinie zeigt Abbildung (5). Über eine Lichtleistungs-Strom-Kennlinie kann man Daten über die Lasing-Bedingung

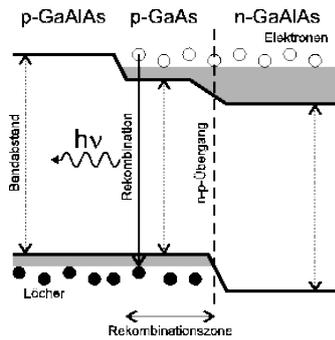


Abbildung 4: Übergangsbereich eines *GaAs-GaAlAs*-Lasers

(Mehr Gewinn als Verlust), den differentiellen Wirkungsgrad und der Leistungssättigung sammeln.

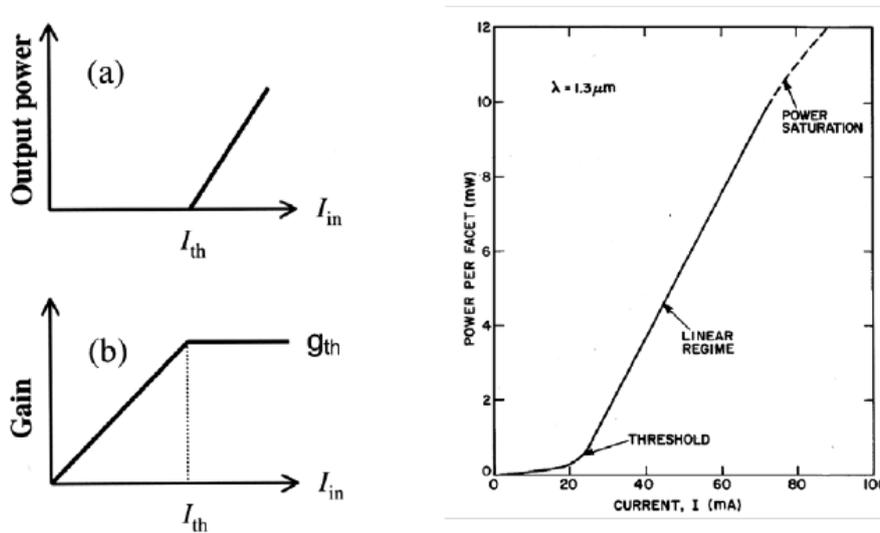


Abbildung 5: Typische Lichtleistungs-Strom-Kennlinie

2.3 Kollimierungsmöglichkeiten

Die transversale Modenstruktur, also die Verteilung der Intensität des Lasers in der Ebene senkrecht zur optischen Achse, wird häufig durch Gaußsche Strahlen beschrieben. Sie ergeben sich als Lösungen der paraxialen Wellengleichung

$$\frac{d^2}{dx^2}E(\mathbf{r}) + \frac{d^2}{dy^2}E(\mathbf{r}) - i2k\frac{d}{dz}E(\mathbf{r}) = 0,$$

mit elektrischem Feld E und $k = \frac{\omega}{c}$, einer Anpassung der gewöhnlichen Wellengleichung

$$\Delta E(\mathbf{r}, t) + \frac{1}{c^2} \frac{d^2}{dt^2} E(\mathbf{r}, t) = 0,$$

an die Eigenschaften einer Lösung, die monochromatische „Lichtstrahlen“ der Frequenz ω mit Propagation in z -Richtung und somit auch Laserstrahlung beschreiben. Die für Laserphysik wichtigste Lösung ist radialsymmetrisch bzgl. der z -Achse, die TEM_{00} -Mode:

$$E_{00}(x, y, z) = \frac{A\omega_0}{\omega(z)} \exp\left(-i\left(kz - \arctan\left(\frac{z}{z_0}\right)\right)\right) \exp\left(i\frac{k(x^2 + y^2)}{2R(z)}\right) \exp\left(-\frac{x^2 + y^2}{\omega^2(z)}\right)$$

mit Strahlradius

$$\omega(z) = \omega_0 \sqrt{1 + (z/z_0)^2},$$

minimalem Strahlradius ω_0 , einem Maß für die Länge des Bereichs mit minimalem Strahlradius der Rayleighlänge

$$z_0 = \frac{\pi\omega_0^2}{\lambda_0}$$

und dem Krümmungsradius der Wellenfront

$$R(z) = z + \frac{z_0^2}{z}.$$

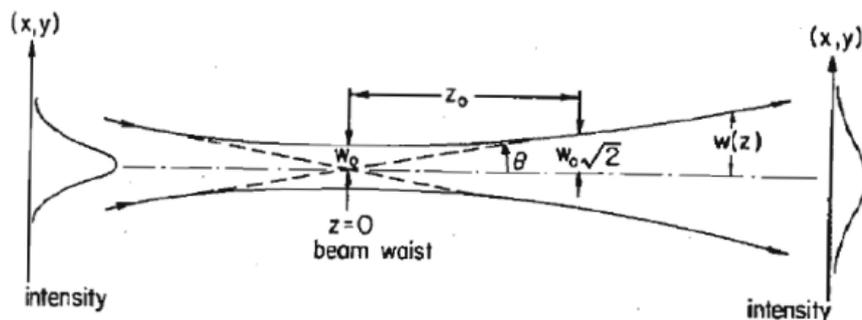


Abbildung 6: Fokussierter Gauß'scher Strahl

Charakteristisch für den Gauß'schen Strahl ist die laterale Intensitätsverteilung einer Gauß'schen Verteilung und, dass er nicht auf einen Punkt fokussiert

werden kann, sondern nur auf einen Bereich mit Radius ω_0 . In diesem „Brennpunkt“ besteht er aus nahezu ebenen Wellenfronten, während er weit davon entfernt gut Kugelwellen entspricht.

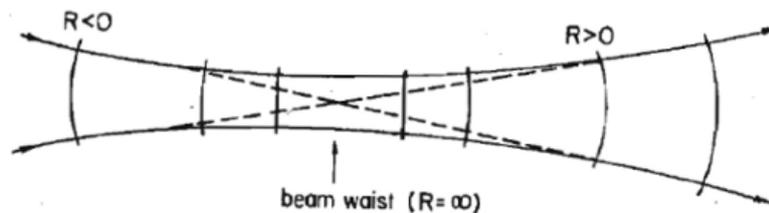


Abbildung 7: Wellenfronten im Gauß'schen Strahl

Hat man bereits einen Strahl derartiger Symmetrie, kann er einfach durch eine passende Linse kollimiert werden. Bei einer Laserdiode hat der primär austretende Strahl jedoch eine elliptisch symmetrische Intensitätsverteilung, weshalb er erst z.B. durch anamorphotische Prismen zur Symmetrie einer TEM_{00} -Mode gebracht werden muss.

2.4 Resonatorkonfigurationen

Jeder Laser benötigt einen Resonator. Ein Resonator besteht aus 2 Spiegeln, welche durch ihre geometrischen Eigenschaften (Krümmungsart- und radius, Abstand L) die Randbedingungen für die Lasermoden darstellen. Durch die Eigenschaft, dass der Abstand L groß gegenüber der Wellenlänge λ ist, ist es möglich selbst hohe Überschwingungen anzuregen.

Man unterscheidet grundsätzlich zwischen zwei Resonatortypen, den stabilen und instabilen Resonatoren. Ein Resonator heißt optisch stabil, wenn ein paraxialer Lichtstrahl auch nach beliebig vielen Reflexionen den Resonator nicht verlässt. Bezeichnet man mit g_1 und g_2 die Gütefaktoren der einzelnen Spiegel so erhält man als Stabilitätskriterium

$$0 \leq g_1 g_2 \leq 1, \quad g_i := 1 - \frac{L}{R_i}.$$

Hierbei wird mit L die Resonatorlänge bezeichnet und mit R_i der Krümmungsradius des Spiegels. Für den im Versuch verwendeten hemisphärischen Resonator kann man somit die Stabilitätsbedingung über $R_1 = \infty$ und $R_2 = 0.075$ m berechnen zu

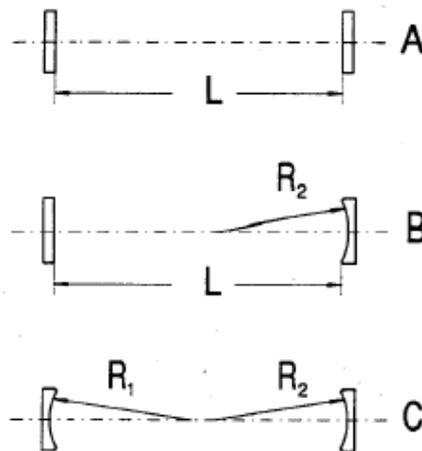


Abbildung 8: Resonatortypen: planparalleler Resonator (A), hemisphärischer Resonator (B), sphärischer Resonator (C)

$$0 \leq \frac{L}{R_2} \leq 1, \quad \Rightarrow \quad L_{\max} = R_2.$$

Das im Laser hin- und herlaufende Licht bildet stehende Wellen, die eine bestimmte räumliche Verteilung der elektrischen Feldstärke besitzen (Moden des Resonators). Man schreibt hierfür

$$TEM_{nm},$$

wobei n die Zahl der Minima in die x -Richtung auf dem Schirm (xy -Koordinatensystem) und m die Zahl der Minima in die y -Richtung auf dem Schirm angeben. Je nachdem welche Spiegelkombination man wählt, erhält man eine andere Resonatorkonfiguration mit anderen Stabilitätsbedingungen. So kann man z.B. zwischen einer planparallelen, hemisphärischen oder sphärischen Anordnung wählen. Die Anordnungen sind in Abbildung (8) aufgezeichnet.

2.5 Funktionsweise eines DPSS-Lasers

Ein DPSS-LASER (**D**iode **P**umped **S**olid **S**tate) ist ein Festkörperlaser bei dem das Pumpen durch Laserdioden realisiert ist. Da diese Dioden im Vergleich zu Glüh- oder Bogenlampen ein sehr schmales Emissionsspektrum haben, kann mit ihnen sehr effizient genau ein Übergang im aktiven Medium des Festkörperlasers angeregt werden, der zum Pumpen benutzt wird. Bei den

Lampen trifft nur ein kleiner Anteil der abgestrahlten Leistung den Wellenlängenbereich, der zum Pumpen benötigt wird, der Rest führt zu Effizienzverlusten und zur Erwärmung des Mediums, was zu geringeren thermischen Spannungen und somit auch höheren Strahlqualitäten führt. Durch den Einsatz der Dioden kann der ganze Laser kompakter aufgebaut werden. Außerdem haben Laserdioden eine längere Lebensdauer als normale Lampen. Gegenüber Diodenlasern haben DPSS-Laser eine höhere Strahlqualität und geringere Strahldivergenz.

2.6 Vier-Niveau-Systeme

Im 4-Niveau-System fällt das untere Laserniveau nicht mit dem Grundzustand zusammen und ist daher stabiler als 3-Niveau-Systeme. Die Besetzung des untersten Laserniveaus ist aufgrund der kurzen Lebensdauer vernachlässigbar klein. Durch Pumpen werden Elektronen ins Pumpband gehoben. Wegen der kürzeren Übergangszeit zum oberen Laserniveau geht der Großteil der Elektronen in den diesen (oberes Laserniveau) Zustand über. Dieses Niveau besitzt eine sehr hohe Lebensdauer. Daher stellt sich die Besetzungsinversion sehr schnell ein.

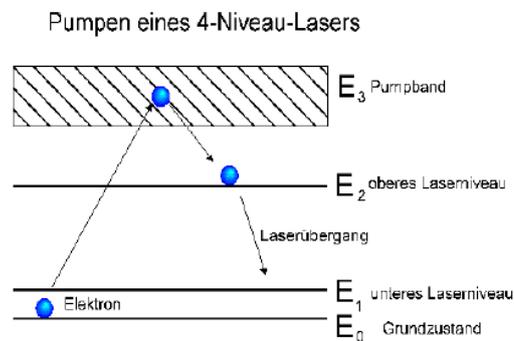


Abbildung 9: Typisches 4-Niveau-System bei einem Halbleiterlaser

Um Ratengleichungen aufstellen zu können müssen vorab einige Annahmen getroffen werden. So werden nur die Übergänge $0 - 3$, $3 - 2$, $2 - 1$, $1 - 2$ und $1 - 0$ betrachtet. Alle anderen Übergänge werden wg. der relativ geringen Wahrscheinlichkeit weggelassen (dies deckt sich mit den realen Systemen). Im thermischen Gleichgewicht betrachtet ergibt sich für die Besetzungswahrscheinlichkeiten (und somit für die Einstein-Koeffizienten)

$$g_1 = g_2, \quad B_{12} = B_{21} = B_i.$$

Wir erhalten somit

$$\begin{aligned} \frac{dN_0}{dt} &= -PN_0 + \frac{N_1}{\tau_{1,0}}, \\ \frac{dN_1}{dt} &= -\frac{N_1}{\tau_{1,0}} + \frac{N_2}{\tau_{2,1}} + B_i\rho(\omega)N_2 - B_i\rho(\omega)N_1 \stackrel{!}{=} 0, \\ \frac{dN_2}{dt} &= -PN_0 - \frac{N_2}{\tau_{2,1}} - B_i\rho(\omega)N_2 + B_i\rho(\omega)N_1 \stackrel{!}{=} 0. \end{aligned}$$

Dabei sind τ die Lebensdauern der einzelnen Niveaus. Über die Bedingungen, dass $\frac{dN_1}{dt} = 0 = \frac{dN_2}{dt}$ (eingeschwungener Zustand) erhalten wir

$$PN_0 = \frac{N_1}{\tau_{1,0}}.$$

Somit ist die Pumprate gleich der Relaxationsrate des ersten angeregten Niveaus. Des weiteren kann man schnell herausfinden, dass man Besetzungsinversion genau dann erhält, wenn gilt, dass

$$\tau_{2,1} > \tau_{1,0}.$$

Werden die Ratengleichungen numerisch gelöst, so erhält man die Relaxationsoszillationen, d.h. ein System in dem sich Inversion und Photonenzahl auf Gleichgewichtszustände einschwingt. Jeder Photonenpuls baut Inversion ab, welche nach dem Puls wieder aufgebaut wird (\rightarrow Oszillation).

2.7 Spiking

Während der Einschwingphase treten starke Leistungspitzen auf, die das 10^5 -fache der kontinuierlichen Leistungswerte erreichen und danach wieder unter die Laserschwelle abfallen können. Dieses sog. Spiking, welches durch die Umlaufzeit des Resonators entsteht, ist meist unerwünscht, da der Laser durch die hohen Leistungspitzen zerstört werden kann. Spiking beschreibt das in Abbildung (10) dargestellte Verhalten.

Vor Erreichen des Schwellstroms befinden sich keine Photonen im Resonator, erst wenn die Besetzungsinversion den Schwellwert erreicht baut sich ein Photonenfeld auf. Aufgrund der Umlaufzeit dauert es bis die Photonendichte den

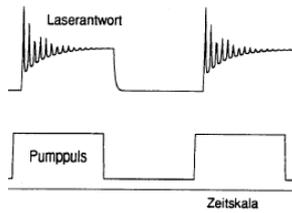


Abbildung 10: Schematische Darstellung des Spikings eines Lasers

Gleichgewichtswert erreicht hat und somit steigt die Inversion, welche zeitlich linear stärker wird, auf Leistungswerte über der Schwellinversion. Dies führt zu einem verstärkten Anstieg der Photonendichte, welcher so schnell geschieht, dass der Wert kurzzeitig wieder unter die Laserschwelle absinkt.

2.8 Nichtlineare-Optik

Nichtlineare Optik basiert auf der im allgemeinen nichtlinearen Abhängigkeit der Polarisierung \mathbf{P} vom elektrischen Feld. Dazu betrachtet man eine Entwicklung der Polarisierung in Potenzen des elektrischen Feldes \mathbf{E} :

$$\mathbf{P} = \epsilon_0 \chi_1 \mathbf{E} + \epsilon_0 \chi_2 \mathbf{E}\mathbf{E} + \epsilon_0 \chi_3 \mathbf{E}\mathbf{E}\mathbf{E} + \dots,$$

wobei χ_i , ein Tensor i -ter Stufe, die Suszeptibilität des Materials ist. Da $\chi_2 = 0$ in inversionssymmetrischen Medien, benötigt man dafür Kristalle ohne Inversionszentrum.

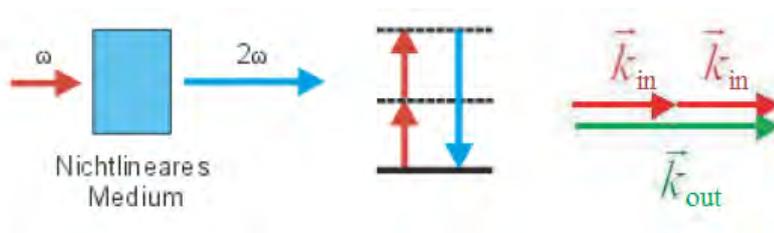


Abbildung 11: Frequenzverdopplung durch ein Nichtlineares Medium

Bricht man die Entwicklung nach dem zweiten Term ab und betrachtet ein Feld $\mathbf{E} = \mathbf{E}_0 \cos(\omega t)$ bekommt man

$$\mathbf{P} = \epsilon_0 (\chi_1 \mathbf{E}_0 \cos(\omega t) + \frac{1}{2} \chi_2 \mathbf{E}_0 \mathbf{E}_0 + \frac{1}{2} \chi_2 \mathbf{E}_0 \mathbf{E}_0 \cos(2\omega t)),$$

also eine Schwingung mit doppelter Frequenz. Wenn man den Prozess auf atomarer Ebene betrachtet ist aus der Energieerhaltung klar, dass dabei zwei Photonen der Energie

$$E_1 = E_2 = \hbar\omega$$

zu einem Photon der Energie

$$E = E_1 + E_2 = 2\hbar\omega$$

fusionieren (frequency matching). Da bei diesem Prozess auch der Impuls erhalten bleiben muss (phase matching):

$$2\mathbf{k}(\omega) = \mathbf{k}(2\omega), \quad \text{mit } k(\omega) = \frac{\omega}{cn(\omega)},$$

folgt $n(\omega) = n(2\omega)$ (index matching), was aufgrund von Dispersion im Medium normalerweise unmöglich ist. Darum bedient man sich doppelbrechender Medien, in denen man für eine Propagationsrichtung zwei Brechungsindices hat (einen für den ordentlichen und einen für den außerordentlichen Strahl). Da der Unterschied der Brechungsindices ferner von der Propagationsrichtung abhängt kann man dadurch die Brechungsindices genau treffen. Konversion bedeutet die Umwandlung von Licht einer Frequenz in Licht einer anderen (hier der doppelten) Frequenz. Beispiele für nichtlineare Prozesse 2. Ordnung sind Frequenzverdopplung, Pockels-Effekt und der optisch parametrische Oszillator. Für Prozesse 3. Ordnung sind Frequenzverdreifung und Selbstfokussierung typische Beispiele.

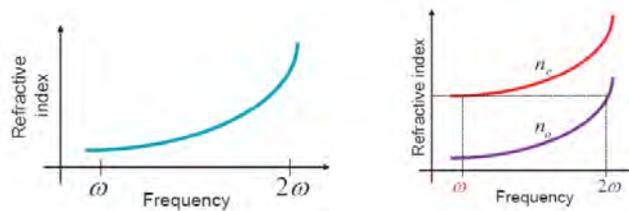


Abbildung 12: Verschiedene Brechungsindices bei Doppelbrechenden Medien

2.9 Lasersicherheit

Aufgrund der sehr hohen Leistungsdichte, der sehr geringen Divergenz des Laserstrahles und der zumeist nicht sichtbaren (infraroten) Strahlung ist die

Gefahr eines Unfalles mit bleibenden Schäden sehr groß. Daher ist das Tragen der Laserschutzbrillen und das Einhalten der Sicherheitsvorschriften absolute Pflicht und sollte zu keiner Zeit vernachlässigt werden.

3 Versuchsdurchführung

3.1 Strahlcharakteristik

Die Sanyo Justierlaserdiode ($\lambda = 645 \text{ nm}$, $P = 1 \text{ mW}$) wurde bereits vorab korrekt eingestellt. Die starke vertikale Divergenz der Laserdiode ist bei Insertion eines Schirms in den Strahlengang bereits deutlich erkennbar. Eine Messung ergab einen vertikalen Divergenzwinkel von $\theta_v = (39 \pm 1)^\circ$, während der horizontale Divergenzwinkel bei $\theta_h = (7 \pm 1)^\circ$ gemessen wurde. Die Messdaten lagen in den Formaten Abstand l , Breite b und Abstand l , Höhe h vor. Die Auswertung erfolgte über die Winkelrelationen

$$\theta_v = \arctan\left(\frac{b}{l}\right), \quad \theta_h = \arctan\left(\frac{h}{l}\right).$$

Die Messdaten sind in Tabelle (1) und Abbildung (13) zu finden. Die erste Messung blieb aufgrund des hohen Fehlers ($\pm 1 \text{ cm}$) unberücksichtigt.

Abstand l [m]	Breite b [m]	Höhe h [m]	θ_v	θ_h
0,03	0,011	0,004	20,4	7,6
0,09	0,074	0,012	39,5	7,6
0,15	0,12	0,019	38,7	7,2

Tabelle 1: Divergenzmessung, Messwerte

Man sieht deutlich die Notwendigkeit eines Kollimators bei der Verwendung eines Diodenlasers als Pumpquelle.

3.2 Diodenkennlinien

Für diese Messaufgabe wurde die Sanyo Justierlaserdiode abgeschaltet und Sony Laserdiode ($\lambda = 808 \text{ nm}$, $P = 500 \text{ mW}$) eingeschaltet. Die Temperatur der Sony Laserdiode wurde auf die Werte

$$T_1 = 18 \text{ }^\circ\text{C}, \quad T_2 = 20 \text{ }^\circ\text{C}, \quad T_3 = 22 \text{ }^\circ\text{C}, \quad T_4 = 24 \text{ }^\circ\text{C},$$

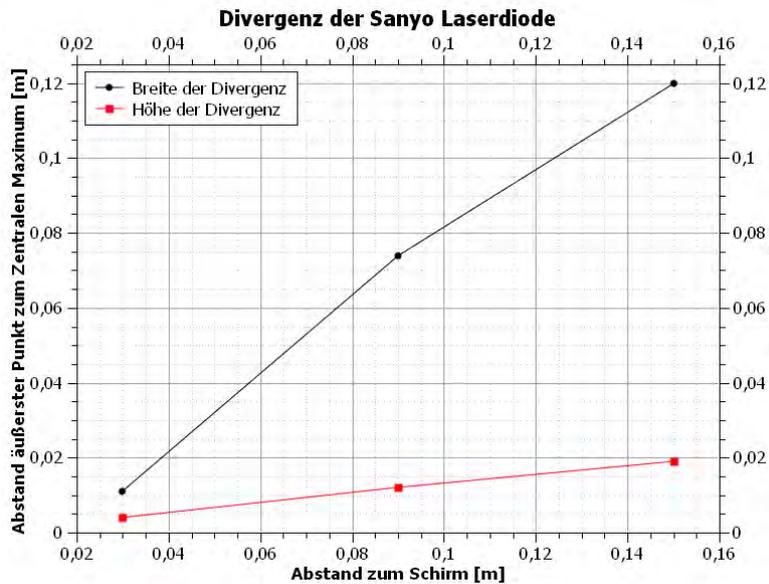


Abbildung 13: Die Abhängigkeit der Strahlenbreite und -höhe von der Länge

gesetzt und Messungen der Spannung U und der Ausgangsleistung (Lichtleistung P) bei Variation der Stromstärke I im Bereich zwischen 1 – 500 mA durchgeführt. Dabei konnten wir die Diodenkennlinien in $P - I$ (siehe Bild (14)) und $U - I$ (siehe Bild (15)) Diagrammen festhalten. Die Messdaten sind in Tabellen (2) und (3) aufgeführt.

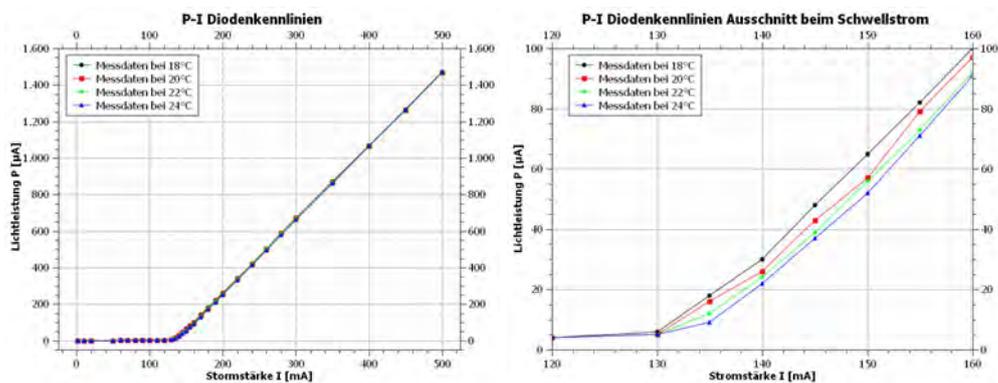


Abbildung 14: Die aufgenommenen Diodenkennlinien im $P - I$ Diagramm

Während bei der Ausgangsleistung kaum Veränderungen durch die unterschiedlichen Temperaturen wahrgenommen werden konnten (bei größerer Temperatur T eine kleine Rechtsverschiebung / leicht später beginnende Steigung \Rightarrow größerer Schwellstrom I_S), traten für die Diodenspannung eine Halbleitertypische Kennlinie mit deutlich größerer Temperatursensitivität auf.

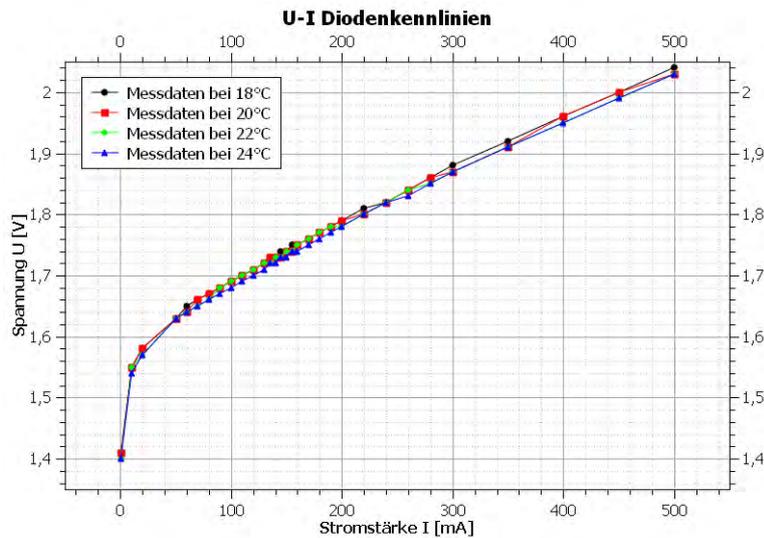


Abbildung 15: Die aufgenommenen Diodenkennlinien im $U - I$ Diagramm

Letztendlich ist man bei Lasern häufig am differentiellen Wirkungsgrad der Apperatur interessiert. Diese lässt sich leicht über die Formel

$$\eta = \frac{P_{\text{Ausgang}}}{P_{\text{Eingang}}} = \frac{P_{\text{Licht}}}{UI} = \frac{I_{\text{Licht}}}{I_{\text{Eingang}}},$$

berechnen. Dabei wurde berücksichtigt, dass die Messwerte der Leistung schon vom Gerät in μA ohne die Proportionalitätskonstante U ausgegeben werden. Als größtmöglichen Wirkungsgrad erhalten wir bei allen vier Messungen einen Wert von ca. 3% - jeweils bei maximalem Strom. Man erkennt, dass der Wirkungsgrad η bei den von uns verwendeten Temperaturen keine Temperaturabhängigkeit zeigt und sich seinem Maximum mit größer werdender Stromstärke I annähert. Interessant wird der differentielle Wirkungsgrad für das Experiment erst, wenn wir ihn mit dem Wirkungsgrad des Festkörperlaser kombinieren.

3.3 Resonatoraufbau

Nun kam der $Nd : YVO_4$ Kristall als Festkörperlaser zum Einsatz. Damit dieser korrekt funktioniert ist es notwendig (wie bei jedem Laser) einen Resonator aufzubauen. Dieser bestand in unserem Fall aus zwei hemisphärisch angeordneten Spiegeln. Nachdem der erste Spiegel fest am Kristall aufgedampft ist, und sich im unzugänglich Kernbereich des Versuchsaufbaus befand, war es

nur noch möglich über den zweiten - jetzt einzusetzenden - Spiegel R2 den Resonator zu modifizieren. Alle Resonatorlängenangaben L beziehen sich auf den relativen Abstand vom Spiegel R2 bis zum Ende des Kupferblocks.

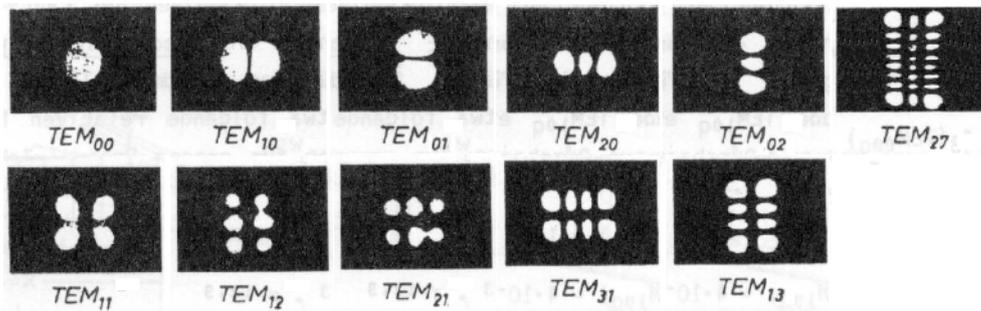


Abbildung 16: Die verschiedenen wahrgenommenen TEM_{xy} Moden

Zunächst wurde die Sony Laserdiode deaktiviert und abermals die Sanyo Justierlasdiode eingesetzt. Wir stellten fest, dass bereits minimale Neigungsunterschiede unterschiedliche Moden hervorruft. Bei größeren Unterschieden brach der Laser gar ganz zusammen. Zum sichtbarmachen des infraroten Laserstrahls nahmen wir dabei spezielles Indikatorpapier. Wir konnten die in Abbildung (16) gezeigten Moden erkennen. Danach stellten wir TEM_{00} ein. Aufgrund des klar sichtbaren zentralen Maximums und der radial abfallenden Amplitude war deutlich zu erkennen, dass es sich um die TEM_{00} Mode handelte.

3.4 Leistungsoptimierung

Im nächsten Teil des Experimentes ging es darum, die Leistung des Lasers zu optimieren. Dabei wurde zum einen die Abhängigkeit der Leistung von der Stromstärke I untersucht und zum anderen die Abhängigkeit der Leistung von der Resonatorlänge L . Zunächst stellten wir den Resonator auf $L = 67$ mm bei $T = 20^\circ\text{C}$ ein. Wir konnten die in Tabelle (4) dargestellten Messwerte ermitteln.

Dabei erkennt man, dass mit zunehmender Diodenstromstärke I die optische Leistung P gegen ein Maximum strebt. Eine Sättigung tritt kurz nach unserem Maximalstrom von $I = 500$ mA auf. Somit ist für maximale Wirkung die Diodenstromstärke bei 500 mA zu wählen. Dieses Ergebnis ist in Abbildung (17) zu sehen.

Eine weitere Aufgabe in diesem Praktikumsteil war es die Abhängigkeit der Ausgangsleistung des $Nd - YVO_4$ -Lasers in der TEM_{00} -Mode von der Reso-

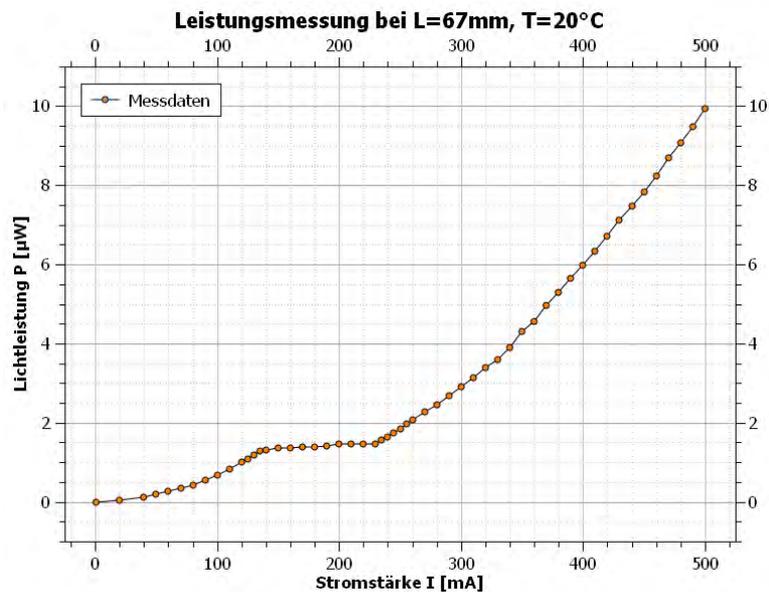


Abbildung 17: Die aufgenommene $P - I$ Abhängigkeit bei $L = 67$ mm und $T = 20^\circ\text{C}$

natorlänge L zu bestimmen. Wir haben versucht, die Lasertätigkeit im Bereich von etwa 40 bis 70 mm Resonatorlänge herbeizuführen. Unterhalb von 41 mm und oberhalb von 67 mm ist uns das nicht mehr gelungen. Die Leistungen, die wir für Resonatorlängen im dazwischenliegenden Bereich aufgenommen haben, sind in der Tabelle (5) und in der Abbildung (18) dargestellt. Es ist leicht zu erkennen, dass aus unseren Daten keine einfache Abhängigkeit der Ausgangsleistung von der Resonatorlänge sichtbar ist. Als Fehler bei der Längenmessung wurde dabei standardmäßig 1 mm, für den Fehler bei der Leistungsmessung wurde Messgerätabhängig $0,3 \mu\text{W}$ angenommen.

Da die Leistungsschwankungen die Fehler der Messung übersteigt, scheint die Leistung in einem Bereich von $(12 \pm 2) \mu\text{W}$ scheinbar willkürlich zu schwanken. Das kann darauf zurückzuführen sein, dass die Einstellung der TEM_{00} -Mode mit verschiedener Intensität möglich ist und es uns nicht immer gelang, die maximal mögliche Intensität einzustellen. Unsere Unfähigkeit, lasing in den Bereichen unter 41 mm und über 67 mm einzustellen, liegt wohl vor allem daran, dass die Resonatoranordnung am Rande des Stabilitätsbereiches war oder aber selbigen bereits verlassen hatte.

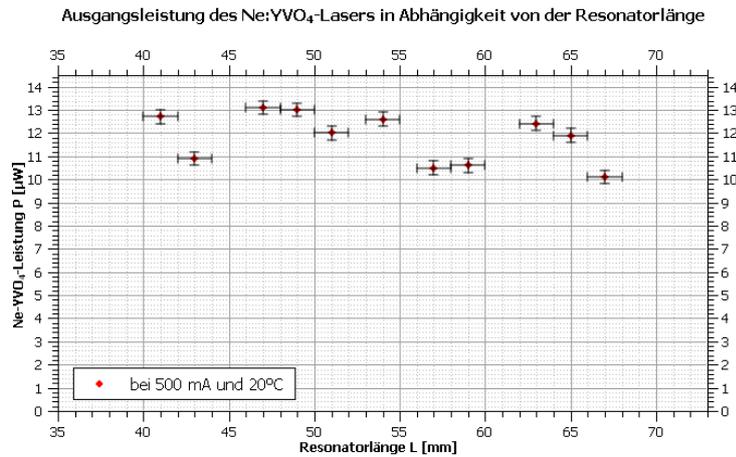


Abbildung 18: Die aufgenommene $P - L$ Abhängigkeit bei $I = 500 \text{ mA}$ und $T = 20^\circ\text{C}$

3.5 Frequenzverdopplung

Im diesem Versuchsteil konnten wir einen nichtlinearen Kristall (Kalium-Titanyl-Phosphat, KTP) einsetzen, um die Frequenz des $Nd : YVO_4$ -Lasers vom nahen Infrarot (1064 nm) in den optischen Bereich (532 nm) zu konvertieren. Nach dem Einbau des KTP-Kristalls zwischen dem $Nd : YVO_4$ -Kristall und dem Resonatorspiegel $R2$ konnten wir sofort einen grünen Lichtfleck beobachten. Durch justieren der Halterung des KTP-Kristalls und des Resonatorspiegels konnten wir die Moden TEM_{00} , TEM_{10} , TEM_{20} , TEM_{02} , TEM_{21} , TEM_{12} , TEM_{30} und TEM_{16} beobachten. In der TEM_{00} -Mode haben wir die Leistung bei 532 nm gegen den Pumplaserdiodenstrom aufgenommen. Die Messwerte sind in Tabelle (6) und in der Abbildung (19) dargestellt. Als Fehler wurde eine standardmäßige Abweichung von 3 mA bei der Stromstärke und eine Abweichung von 10 nW bei der optischen Leistung angenommen.

Anschließend haben wir die Leistung bei 532 nm gegen die bei 1064 nm eingesetzte Leistung betrachtet. Dabei kamen wir zu dem Ergebnis, dass bei ca. 340 – 440 mA der LED Betrieb vom $Nd : YVO_4$ einsetzt, bei 440 mA die Lasertätigkeit einsetzt und ab ca. 500 mA Sättigungseffekte beim $Nd : YVO_4$ Kristall sichtbar werden. Dieses Ergebnis ist in Abbildung (20) dargestellt.

Die Abhängigkeit der Leistung bei 532 nm von der Pumplaserdiodenleistung ist im Wesentlichen bis auf eine Reskalierung der Abszisse die selbe wie die Abhängigkeit vom Pumpstrom (vgl. Abbildung (19)). Das ist eine Folge der Linearität der Abhängigkeit der Diodenleistung vom Diodenstrom in dem

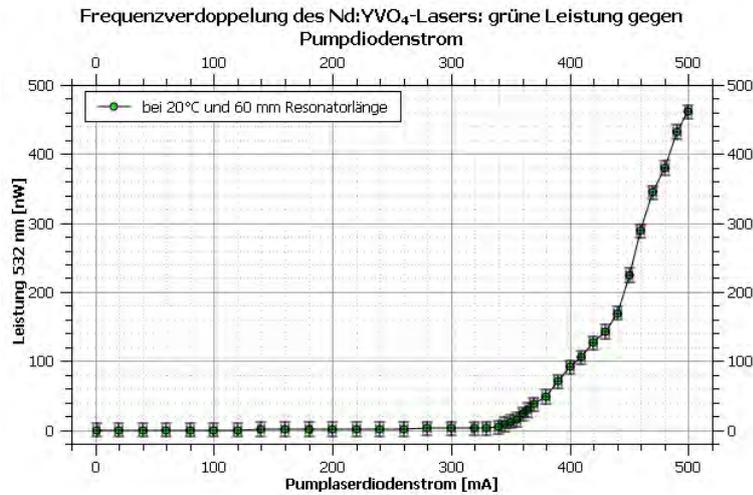


Abbildung 19: $P - I$ Kennlinie des $\lambda = 532$ nm Laserstrahls

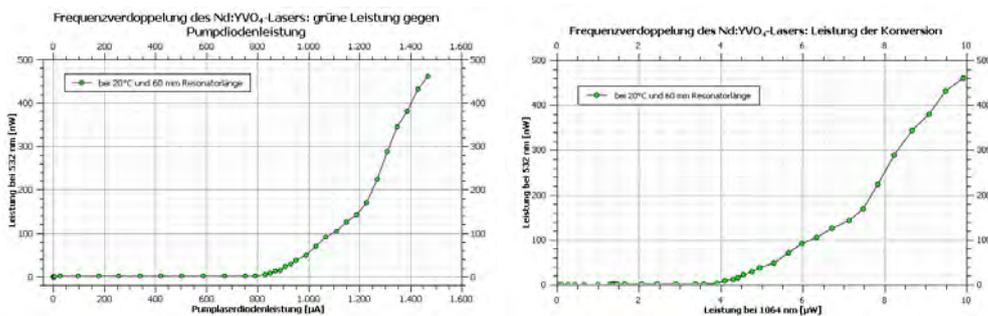


Abbildung 20: Zusammenhang Leistung bei $\lambda = 532$ nm gegen Pumpleistung und Leistung bei $\lambda = 1064$ nm

Bereich, in dem die Leistung im grünen Spektralbereich ungleich Null ist (siehe Abbildung (14)). Der Zusammenhang zwischen der Leistung im grünen Spektralbereich und der eingesetzten infraroten Leistung bei 1064 nm ist im Wesentlichen wieder der selbe, aus den gleichen Gründen (vgl. Abbildung (20)).

3.6 Dynamische Lasereigenschaften

Dieser Versuchsteil widmet sich der Untersuchung der Prozesse beim Einsetzen der Lasertätigkeit und der Bestimmung der mittleren Lebensdauer des oberen Laserniveaus. Hier benutzt man wieder nur den $Nd : YVO_4$ -Laser ohne KTP-Kristall.

Zur Vermessung der Relaxationsoszillationen wird der Laser auf gepulsten

Betrieb umgeschaltet, um mehr Einschwingvorgänge zur Verfügung zu haben und diese mit einem Oszilloskop aufnehmen zu können. Unsere Aufnahmen für die Pulsdauern $40\ \mu\text{s}$, $60\ \mu\text{s}$, $80\ \mu\text{s}$ und $100\ \mu\text{s}$ finden sich in den Abbildungen (21) und (22). Die Frequenz der Oszillationen (als mittleren Abstand zwischen den Intensitätsminima) bestimmten wir zu $5\ \mu\text{s}$ bei allen Pulsdauern. Als Dämpfungsfaktor bestimmten wir das Verhältnis zwischen den Amplituden aufeinanderfolgender Oszillationen. Bei den Pulsdauern $60\ \mu\text{s}$, $80\ \mu\text{s}$ und $100\ \mu\text{s}$ berechneten wir den Mittelwert der Dämpfungsfaktoren zwischen den ersten fünf aufeinanderfolgenden Oszillationen zu $0,8$.

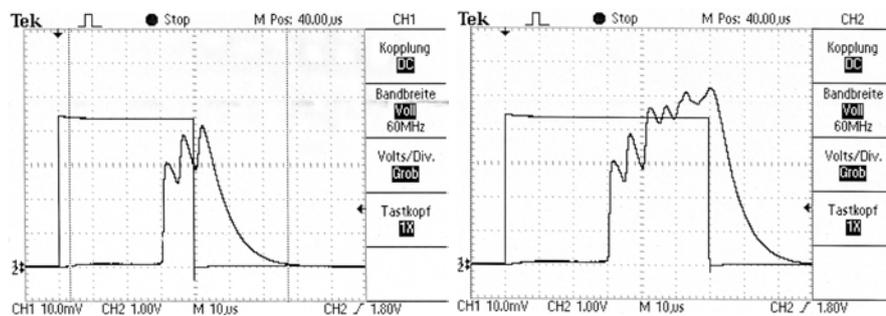


Abbildung 21: Oszillatorkaufnahme des Spikings bei $40\ \mu\text{s}$ (links) und $60\ \mu\text{s}$ (rechts)

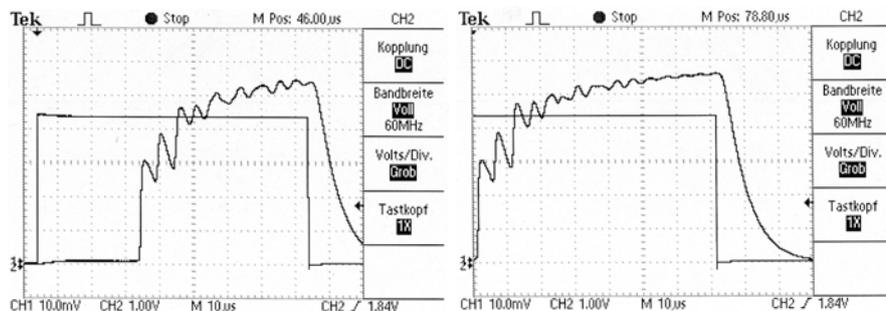


Abbildung 22: Oszillatorkaufnahme des Spikings bei $80\ \mu\text{s}$ (links) und $100\ \mu\text{s}$ (rechts)

Zur Bestimmung dieser Lebensdauer des oberen Laserniveaus betrachtet man den Prozess der spontanen Emission: Dazu wird das obere Niveau gepumpt und dann das Pumpen abgestellt. Den Abfall der Besetzung des oberen Niveaus kann man über den Abfall der Intensität des emittierten Lichtes verfolgen. Daraus kann man dann die Lebensdauer bestimmen. Damit man im Wesentlichen nur spontane und keine stimulierte Emission misst, entfernt man den für Lasing nötigen zweiten Resonatorspiegel. Das ganze erfolgt im gepulsten

Betrieb, damit man alles auf einem Oszilloskop verfolgen kann. Unsere Messungen finden sich in den Abbildungen (23) und (24).

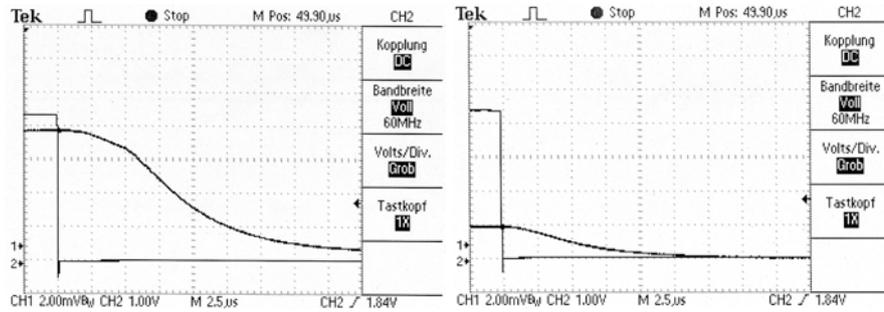


Abbildung 23: Oszillatöraufnahme des exponentiellen Abfalls bei 40 μs (links: große Amplitude, rechts: kleine Amplitude)

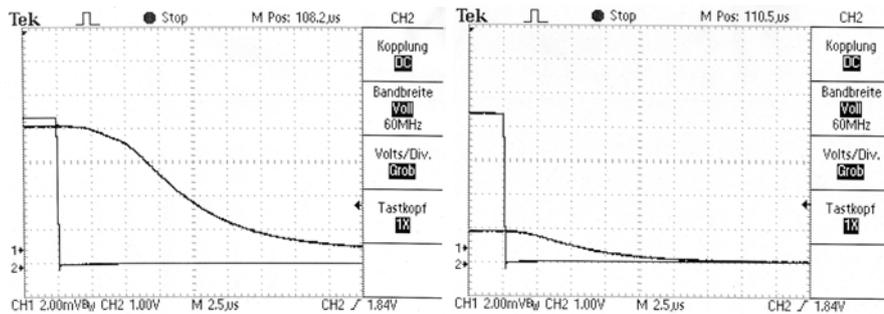


Abbildung 24: Oszillatöraufnahme des exponentiellen Abfalls bei 100 μs (links: große Amplitude, rechts: kleine Amplitude)

Man erkennt leicht, dass nicht sofort der gewünschte exponentielle Abfall der spontanen Emission auftritt. Stattdessen baut sie sich anfangs langsamer ab. Diesen Effekt kann man in der Berechnung der Lebensdauern auf zwei Arten eliminieren: Da der Effekt bei stärkerer Intensität stärker auftritt, kann man selbige verringern und mit diesen Graphen arbeiten. Mit der Formel für die Lebensdauer

$$\tau = \frac{t_{\frac{1}{n}}}{\ln(2)},$$

mit der Zeit in der die Intensität auf den n -ten Teil gefallen ist $t_{\frac{1}{n}}$ bekommen wir für 40 μs Pulsdauer $\tau = 7,2 \mu\text{s}$, für 100 μs Pulsdauer ebenfalls $\tau = 7,2 \mu\text{s}$. Die Lebensdauer des oberen Laserniveaus hängt also nicht von der Pump-pulsdauer ab. Die zweite Möglichkeit ist es die volle Intensität zu betrachten, dafür zwei Zeitpunkte, an denen der Intensitätsabfall schon klar exponentiell ist, z.B. bei $t_{\frac{1}{2}}$ und $t_{\frac{1}{4}}$, unter der Benutzung der Formel

$$\tau = \frac{t_{\frac{1}{4}} - t_{\frac{1}{2}}}{\ln(2)}.$$

Vorteile an der zweiten Methode sind, dass der störende Einfluss bei Zeiten nahe des Abschaltens des Pumpstrahls, der auch bei kleinen Intensitäten noch vorhanden ist, eliminiert wird und dass die Messungen bei größeren Intensitäten genauer sind und besser abgelesen werden können. Mit dieser Methode erhalten wir $\tau = 5,8 \mu\text{s}$.

4 Fazit

Das Experiment Dioden-gepumpter Festkörperlaser war sehr interessant. Es war uns möglich alle Versuchsteile zu bearbeiten und zu ordentlichen Ergebnissen zu gelangen. Im Wesentlichen stellten wir dabei fest, dass

- ein Halbleiterlaser eine hohe vertikale Divergenz besitzt und somit ein Hilfsgerät (Kollimator) benötigt wird, um ihn als Pumpquelle für einen Festkörperlaser verwenden zu können.
- die Diodentypischen Kennlinien Temperaturabhängig sind und man immer eine Optimaltemperatur einhalten sollte, um optimale Wirkung zu erhalten.
- der Aufbau eines Resonators und die Erzeugung unterschiedlicher Moden viel leichter möglich sind als z.B. bei einem Gaslaser.
- die bestmögliche Leistung in einem beschränkten Bereich der Resonatorlänge bei der Maximalstromstärke von 500 mA erreicht wird.
- selbst nach Insertation des KTP Kristalls noch verschiedene Moden erzeugt werden können, aber die Effizienz stark abnimmt.
- die Lebensdauer des oberen Laserniveaus bei ca. $5 \mu\text{s}$ liegt und die Frequenz der Relaxationsoszillationen ebenfalls bei etwa $5 \mu\text{s}$ liegt.

Abschließend ist zu sagen, dass der Versuch Dioden-gepumpter Festkörperlaser (DPSS) in jedem Fall den Aufwand wert ist.

Tabellenverzeichnis

1	Divergenzmessung, Messwerte	14
2	Messdaten für die $U - I$ Diodenkennlinien in den einzelnen Temperaturbereichen	26
3	Messdaten für die $P - I$ Diodenkennlinien in den einzelnen Temperaturbereichen	27
4	Messdaten der $P - I$ Kennlinie des Resonators bei $L = 67$ mm und $T = 20^\circ\text{C}$. .	28
5	Messdaten der $P - L$ Kennlinie des Resonators bei $I = 500$ mA und $T = 20^\circ\text{C}$. .	29
6	Messdaten der $P - I$ Kennlinie des $\lambda = 532$ nm Laserstrahls bei $L = 60$ mm und $T = 20^\circ\text{C}$	30

Abbildungsverzeichnis

1	Aufbau eines Lasers	2
2	(a) Absorption (b) spontane Emission und (c) induzierte Emission	3
3	Schematischer Aufbau eines Halbleiterlasers	3
4	Übergangsbereich eines $GaAs-GaAlAs$ -Lasers	6
5	Typische Lichtleistungs-Strom-Kennlinie	6
6	Fokussierter Gauss'scher Strahl	7
7	Wellenfronten im Gauss'schen Strahl	8
8	Resonatortypen: planparalleler Resonator (A), hemisphärischer Resonator (B), sphärischer Resonator (C)	9
9	Typisches 4-Niveau-System bei einem Halbleiterlaser	10
10	Schematische Darstellung des Spikings eines Lasers	12
11	Frequenzverdopplung durch ein Nichtlineares Medium	12
12	Verschiedene Brechungsindices bei Doppelbrechenden Medien	13
13	Die Abhängigkeit der Strahlenbreite und -höhe von der Länge	15
14	Die aufgenommenen Diodenkennlinien im $P - I$ Diagramm	15
15	Die aufgenommenen Diodenkennlinien im $U - I$ Diagramm	16
16	Die verschiedenen wahrgenommenen TEM_{xy} Moden	17
17	Die aufgenommene $P - I$ Abhängigkeit bei $L = 67$ mm und $T = 20^\circ\text{C}$	18
18	Die aufgenommene $P - L$ Abhängigkeit bei $I = 500$ mA und $T = 20^\circ\text{C}$	19
19	$P - I$ Kennlinie des $\lambda = 532$ nm Laserstrahls	20
20	Zusammenhang Leistung bei $\lambda = 532$ nm gegen Pumpleistung und Leistung bei $\lambda = 1064$ nm	20
21	Oszillatoraufnahme des Spikings bei $40 \mu\text{s}$ (links) und $60 \mu\text{s}$ (rechts) . . .	21

22	Oszillatoraufnahme des Spikings bei 80 μs (links) und 100 μs (rechts) . . .	21
23	Oszillatoraufnahme des exponentiellen Abfalls bei 40 μs (links: große Amplitude, rechts: kleine Amplitude)	22
24	Oszillatoraufnahme des exponentiellen Abfalls bei 100 μs (links: große Amplitude, rechts: kleine Amplitude)	22

Literatur

- [1] Orazio Svelto. *Principles of Lasers*. 1998.
- [2] Wolfgang Demtröder. *Atome Moleküle Festkörper*. 2005.
- [3] wikipedia.org. *Laser / HeNe Laser*. 2009.
- [4] <http://www.vitavonni.de/facharbeit/Inhalt.html>. *Facharbeit über Halbleiterlaser*. 2000.
- [5] Sergey Ganichev. *Skript Laserphysik*. 2009.
- [6] Dr. Martin Kamp. *Halbleiterlaser (Vorlesung, Uni Würzburg)*. 2008.

I [mA]	$U_{T=18^\circ\text{C}}$ [μW]	$U_{T=20^\circ\text{C}}$ [μW]	$U_{T=22^\circ\text{C}}$ [μW]	$U_{T=24^\circ\text{C}}$ [μW]
1	1,41	1,41	1,4	1,4
10	1,55	1,55	1,55	1,54
20	1,58	1,58	1,57	1,57
50	1,63	1,63	1,63	1,63
60	1,65	1,64	1,64	1,64
70	1,66	1,66	1,65	1,65
80	1,67	1,67	1,66	1,66
90	1,68	1,68	1,68	1,67
100	1,69	1,69	1,69	1,68
110	1,7	1,7	1,7	1,69
120	1,71	1,71	1,71	1,7
130	1,72	1,72	1,72	1,71
135	1,73	1,73	1,72	1,72
140	1,73	1,73	1,73	1,72
145	1,74	1,73	1,73	1,73
150	1,74	1,74	1,74	1,73
155	1,75	1,74	1,74	1,74
160	1,75	1,75	1,75	1,74
170	1,76	1,76	1,76	1,75
180	1,77	1,77	1,77	1,76
190	1,78	1,78	1,78	1,77
200	1,79	1,79	1,78	1,78
220	1,81	1,8	1,8	1,8
240	1,82	1,82	1,82	1,82
260	1,84	1,84	1,84	1,83
280	1,86	1,86	1,85	1,85
300	1,88	1,87	1,87	1,87
350	1,92	1,91	1,91	1,91
400	1,96	1,96	1,95	1,95
450	2	2	1,99	1,99
500	2,04	2,03	2,03	2,03

Tabelle 2: Messdaten für die $U - I$ Diodenkennlinien in den einzelnen Temperaturbereichen

I [mA]	$P_{T=18^\circ\text{C}}$ [μA]	$P_{T=20^\circ\text{C}}$ [μA]	$P_{T=22^\circ\text{C}}$ [μA]	$P_{T=24^\circ\text{C}}$ [μA]
1	0	0	0	0
10	0	0	0	0
20	0	0	0	0
50	0	0	0	0
60	1	1	1	1
70	1	1	1	1
80	2	2	2	2
90	2	2	2	2
100	3	3	3	3
110	4	3	3	3
120	4	4	4	4
130	6	5	5	5
135	18	16	12	9
140	30	26	24	22
145	48	43	39	37
150	65	57	56	52
155	82	79	73	71
160	100	97	92	91
170	141	137	133	129
180	180	178	176	170
190	222	218	216	209
200	260	256	255	250
220	340	341	337	330
240	420	422	420	413
260	500	502	500	495
280	590	588	586	578
300	670	671	668	662
350	870	868	866	862
400	1.066	1.067	1.063	1.066
450	1.265	1.263	1.261	1.266
500	1.470	1.468	1.468	1.472

Tabelle 3: Messdaten für die $P - I$ Diodenkennlinien in den einzelnen Temperaturbereichen

Diodenstromstärke I [mA]	Leistung P [μ W]
1	0
20	0,05
40	0,12
60	0,26
80	0,43
100	0,67
120	1
130	1,19
140	1,3
150	1,35
160	1,36
170	1,38
180	1,39
190	1,42
200	1,45
210	1,45
220	1,46
230	1,47
235	1,55
240	1,65
245	1,75
250	1,85
255	1,97
260	2,06
280	2,45
300	2,91
320	3,38
340	3,9
360	4,55
380	5,3
400	5,98
420	6,71
440	7,48
460	8,24
480	9,08
500	9,93

Tabelle 4: Messdaten der $P - I$ Kennlinie des Resonators bei $L = 67$ mm und $T = 20^\circ\text{C}$

Länge L [mm]	Leistung P [μ W]
41	12,7
43	10,9
47	13,1
49	13
51	12
54	12,6
57	10,5
59	10,6
63	12,4
65	11,9
67	10,1

Tabelle 5: Messdaten der $P - L$ Kennlinie des Resonators bei $I = 500$ mA und $T = 20^\circ\text{C}$

Pumplaserdiodenstrom I [mA]	optische Leistung P [nW]
1	0
120	0
140	1
260	1
280	2
330	2
340	4
345	8,3
350	12
355	15
360	23
365	29
370	37
380	48
390	70
400	91
410	105
420	126
430	142
440	169
450	224
460	288
470	344
480	380
490	432
500	461

Tabelle 6: Messdaten der $P-I$ Kennlinie des $\lambda = 532$ nm Laserstrahls bei $L = 60$ mm und $T = 20^\circ\text{C}$