

8 Nd:YAG - Laser

1. Teil: cw-Laser

Vorausgesetzte Kenntnisse

Emissions- und Absorptionseffekte, optisches Pumpen, optische Resonatoren, Stabilitätsbedingung, Verhalten von Lasern im stationären Betrieb und im gestörten Gleichgewicht, Funktionsweise von Festkörper- und Halbleiterlasern, Frequenzverdopplung durch nichtlineare optische Effekte, Sicherheitsmaßnahmen für den Umgang mit Lasern.

Literatur

Laserphysik, allgemein

[1] Lange, W.: „Einführung in die Laserphysik“, 2. Aufl. Darmstadt, Wissenschaftl. Buchgesellschaft, 1994

[2] Weber, Horst; Herziger, Gerd: „Laser - Grundlagen und Anwendungen“ Weinheim: Physik Verlag, 1972

Halbleiterlaser

[3] Sze, S. M.: „Physics of Semiconductor Devices“, 2nd Edition, New York, Wiley, 1981. Chapters 12.4, 12.5

Nichtlineare Optik

[4] Bergmann; Schaefer: „Lehrbuch der Experimentalphysik“, Band 3, Optik. 9. Aufl. Berlin, De Gruyter, 1993. Kapitel 8.1 - 8.3

[5] Kleber, Will: „Einführung in die Kristallographie“, 17. Aufl. Berlin, Verlag Technik GmbH, 1990

Sicherheitshinweise

Sowohl der zum optischen Pumpen benutzte Diodenlaser als auch der im Versuch aufgebaute Nd-YAG-Laser können Augen schwer und irreparabel schädigen! Da diese Laser Strahlung der Wellenlängen 805 nm bzw. 1064 nm emittieren, die für das Auge unsichtbar ist, ist die Gefahr besonders groß.

Deswegen müssen während des Versuchs unbedingt die bereitgestellten Laserschutzbrillen getragen werden!



Der Laser darf nie unbeaufsichtigt in Betrieb sein. Ungewollte Strahlreflexionen in den Raum (z. B. durch Armbanduhren) sind zu vermeiden!

Der Diodenlaser und der Nd-YAG-Laser gehören mit Ausgangsleistungen von bis zu 0.5 W zur Laserklasse 3B. Das bedeutet, der fokussierte Strahl kann Haut verbrennen und in den Strahlengang gehaltene Materialien entzünden!

VORSICHT: Die Brillen schützen NICHT gegen die im letzten Versuchsteil auftretende frequenzverdoppelte Strahlung bei 532 nm!

Inhalt

1. Theoretische Grundlagen
 - 1.1 Laserprinzip
 - 1.2 Laserresonatoren
 - 1.3 Ratengleichungen zur Beschreibung von Vierniveau-Lasersystemen
 - 1.4 Festkörperlaser
 - 1.5 Halbleiterlaser
 - 1.6 Nichtlineare Optik (NLO): Frequenzverdopplung
 - 1.7 Fragen zur Selbstkontrolle
2. Anleitung zur Versuchsdurchführung
 - 2.1 Komponenten des Nd-YAG-Lasers
 - 2.2 Hinweise zur Benutzung des Laserleistungsmessgerätes
 - 2.3 Experimente
 - 2.3.1 Charakterisierung des Diodenlasers
 - 2.3.2 Charakterisierung des Nd-YAG-Lasers
 - 2.3.2 Anwendung: Nichtlineare Optik

1. Theoretische Grundlagen

1.1 Laserprinzip

Atome besitzen (grundsätzlich unendlich viele) diskrete Energieniveaus, die sich in einem Termschema darstellen lassen. Oft genügt die Reduktion auf lediglich zwei Energieniveaus: den Zustand niedrigster Energie („Grundzustand“) und einen „angeregten Zustand“ höherer Energie.

Bei der Absorption und Emission von Licht finden zwischen einzelnen Energieniveaus (nach bestimmten Auswahlregeln) Übergangsprozesse statt, für die sich die Anzahl der Atome, die pro Zeit- und Volumeneinheit ein Photon absorbieren bzw. emittieren, angeben lässt.

Absorption eines Photons

Ein Atom wird vom Zustand 1 (Energie E_1) in einen Zustand 2 höherer Energie E_2 angeregt, wenn es ein eingestrahktes Photon der Differenzenergie $\Delta E = E_2 - E_1$ absorbiert.

Dieser Prozess, der die Zahl der Photonen des äußeren Strahlungsfeldes um eines vermindert, tritt mit folgender Wahrscheinlichkeit ein:

$$W_{\text{Absorption}} = B_{12} N_1. \quad (1)$$

- N_1 Teilchenzahldichte der Atome im Zustand 1
- B_{12} Proportionalitätskonstante für den Übergang von Zustand 1 in Zustand 2

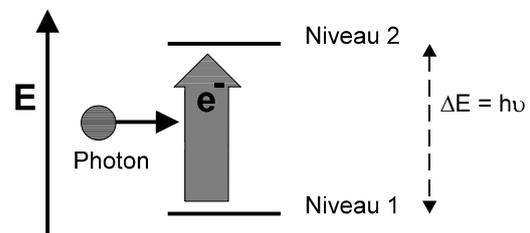


Abb. 1 Absorption eines Photons

Spontane Emission

Bei der spontanen Emission „springt“ ein Elektron von einem höheren Energieniveau in ein niedrigeres und emittiert dabei ein Photon der Frequenz ν ($h\nu = \Delta E$). Dieser Prozess erfolgt statistisch, isotrop in den gesamten Raum (selbst ohne Existenz eines äußeren Feldes) und kann mit dem radioaktiven Zerfall eines angeregten Kerns verglichen werden: Wie beim radioaktiven Zerfall stellt die Zeitkonstante $\tau := 1/A_{21}$ die mittlere Lebensdauer eines Atoms im Zustand 2 dar, bevor dieses spontan emittiert. Durch spontane Emission nimmt die Zahl der Elektronen im Niveau 2 mit der Zeit ab. Es gilt

$$N_2(t) = N_2(t=0) e^{-t/\tau}.$$

Der „Einsteinkoeffizient“ A_{21} gibt an, welche Zeit t vergeht bis die Zahl der angeregten Atome $N_2(t)$ den Bruchteil $1/e$ der ursprünglich vorhandenen $N_2(t=0)$ angeregten Atome erreicht hat.

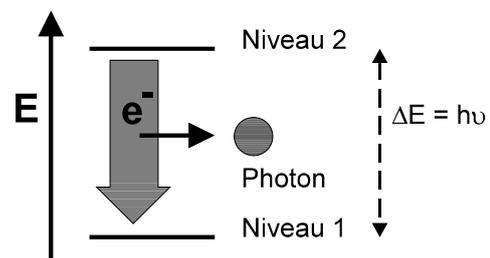


Abb. 2 Spontane Emission eines Photons

Induzierte Emission

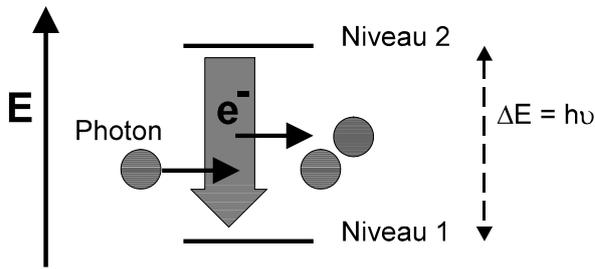


Abb. 3 Induzierte Emission eines Photons

Bei der induzierten Emission wird durch ein eingestrahktes Photon ein Emissionsakt ausgelöst. Dabei wird ein zweites Photon freigesetzt, das dieselben Eigenschaften wie das ursprünglich vorhandene hat: Induzierte Emission erfolgt anisotrop in Richtung des einfallenden Photons mit derselben Frequenz. Zwischen einfallendem und induziert emittiertem Photon besteht eine

feste Phasenbeziehung, so dass sich diese phasenrichtig überlagern. Die Wahrscheinlichkeit für das Auftreten induzierter Emission ist proportional zur Besetzungszahl des Niveaus 2:

$$W_{\text{induzierte Emission}} = B_{21} N_2. \quad (2)$$

N_2 Teilchenzahldichte der Atome im Zustand 2
 B_{21} Proportionalitätskonstante für den Übergang von Niveau 2 nach Niveau 1

Für die Proportionalitätskonstanten in [1] und [2] gilt im thermodynamischen Gleichgewicht:

$$\boxed{B_{12} = B_{21}}. \quad \text{Einstein'sche Beziehung} \quad (3)$$

Laser

Die induzierte Emission ist im optischen Spektralbereich (des Sonnenlichts und konventioneller Lichtquellen) ein sehr unwahrscheinlicher aber interessanter Prozess: Prinzipiell erlaubt die induzierte Emission, die Zahl der Photonen eines äußeren Strahlungsfeldes durch Wechselwirkung mit angeregten Atomen in einem Medium zu vergrößern. So kann eingestrahktes Licht durch induzierte Entstehung immer neuer Photonen gleicher Frequenz, Ausbreitungsrichtung und Phase in Kettenreaktion verstärkt werden. Das physikalische Prinzip der „Lichtverstärkung durch stimulierte Emission von Strahlung“ (Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation) wird realisiert durch eine besondere Lichtquelle: den **Laser**.

Um Lichtverstärkung durch induzierte Strahlungsemission herbeiführen zu können, müssen zunächst jedoch zwei grundlegende Probleme gelöst werden:

1. Induzierte Emissionsprozesse müssen wahrscheinlicher werden als spontane.
2. Absorptionsprozesse dürfen eine Verstärkung der Welle nicht gleichzeitig verhindern.

Die Wahrscheinlichkeit, ein Photon durch einen induzierten Emissionsprozess zu verdoppeln, ist dann größer als die Wahrscheinlichkeit, ein Photon durch einen Absorptionsprozess zu vernichten, wenn (nach [1], [2] und [3]) die Teilchenzahldichte im angeregten Zustand größer ist als im Grundzustand: $N_2 > N_1$. Im thermodynamischen Gleichgewicht (Temperatur T) folgt die Verteilung der Teilchen auf die Zustände der Boltzmann-Verteilung

$$\frac{N_2}{N_1} = e^{-\Delta E/kT} \leq 1, \quad k \quad \text{Boltzmannkonstante.}$$

Damit ist offensichtlich allenfalls eine Gleichbesetzung der Zustände möglich. Erst nach Umkehrung der Besetzungszahlen wird Lasertätigkeit überhaupt möglich.

Inversionsbedingung

Im **Inversionszustand**, der kein thermischer Gleichgewichtszustand ist, sind die Besetzungszahlen mindestens zweier Energieniveaus umgekehrt („invertiert“): Der höherenergetische Zustand ist stärker besetzt als der Zustand niedrigerer Energie:

$$N_2 > N_1.$$

Inversionsbedingung

(4)

Relaxationsprozesse (strahlungslose Übergänge) und die Wechselwirkung mit der Umgebung führen aber zur (Wieder-) Herstellung des Gleichgewichtszustandes. Also wird ein Mechanismus, ein „Pumpprozess“, benötigt, der dem System ständig Energie zuführt und damit die Inversion trotz der Relaxationsprozesse aufrechterhält.

Optisches Pumpen

Das Einstrahlen von Licht, das zur Besetzung eines sonst nicht angeregten Zustandes führt, wird als **optisches Pumpen** bezeichnet. Ist das Pumplicht hinreichend intensiv, so werden die Atome schneller angeregt als sie durch spontane Emission in den Grundzustand zurückkehren. Befinden sich schließlich mehr Atome im angeregten Zustand als im Grundzustand, ist die gewünschte Besetzungsinversion erreicht.

Zweiniveau-Lasersystem

Durch Absorptionsprozesse werden Elektronen aus dem niedrigeren Energieniveau 1 in das höhere Niveau 2 gehoben. Gleichzeitig fallen von dort Elektronen aufgrund spontaner und induzierter Emissionsprozesse in den Grundzustand zurück. Damit mehr Photonen durch induzierte Emission entstehen als durch Absorption verloren gehen, ist Besetzungsinversion nötig. Das ist im Gleichgewichtszustand bekanntlich nicht möglich, zumal zusätzlich spontane Emission auftritt. Auch optisches Pumpen ist nicht zur Inversionserzeugung geeignet, da das Pumplicht an Absorption und induzierter Emission gleichermaßen teilnimmt. Ein Inversionszustand kann nur über den Umweg weiterer Niveaus erreicht werden, so dass das Zweiniveau-System kein praktikables Lasersystem darstellt.

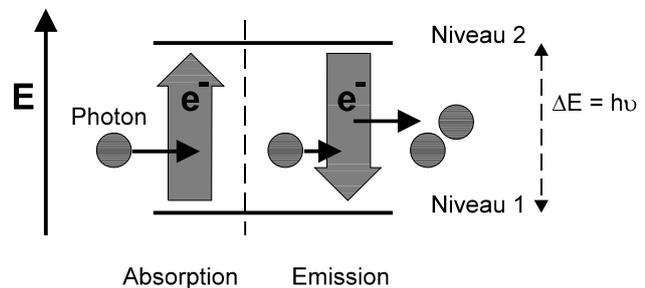


Abb. 4 Schematische Darstellung eines "Zweiniveau-Lasersystems"

Dreineiveu-Lasersystem

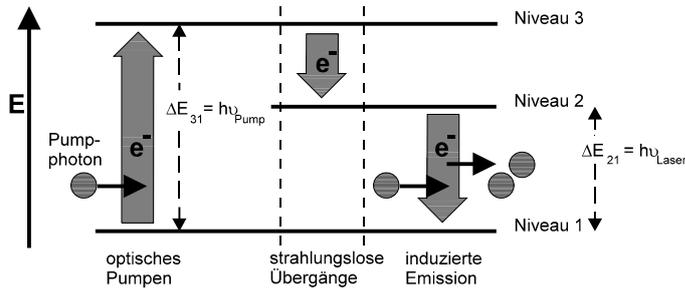


Abb. 5 Schematische Darstellung eines Dreineiveu-Lasersystems

In einem Dreineiveu-Lasersystem bewirkt optisches Pumpen Übergänge aus dem Grundniveau 1 in das Niveau 3, welches im Idealfall eine sehr kleine Lebensdauer hat und deshalb auch bei starkem Pumpen nahezu unbesetzt bleibt. Strahlungslose Übergänge führen einen möglichst großen Anteil η (Quantenausbeute) der gepumpten Elektronen vom Zustand 3 in das metastabile obere Laserniveau 2 über.

Dadurch wird verhindert, dass Teilchen durch spontane oder induzierte Prozesse direkt in das Grundniveau 1 zurückfallen. Im Niveau 2 baut sich so eine Elektronendichte auf. Der Laserübergang erfolgt anschließend vom Zustand 2 in den Grundzustand 1.

Da pro „Umlauf“ eines Elektrons im Dreineiveu-Lasersystem entsprechend drei Zustandsänderungen erforderlich sind, wird die Drehimpulsauswahlregel¹ für Zustandsübergänge verletzt: Es ist schließlich nicht möglich, nach drei Übergängen wieder in den Ursprungszustand zu gelangen. Trotzdem sind Dreineiveu-Lasersysteme (z. B. Rubinlaser) realisierbar: Überschüssige Drehimpulse können auf Kosten des Wirkungsgrades auch an den Laserkristall abgegeben werden. Eher nachteilig ist außerdem, dass die Hälfte aller laseraktiven Elektronen durch optisches Pumpen in den oberen Laserzustand gebracht werden muss, bis im Dreineiveu-Lasersystem Inversion entsteht.

Vierniveu-Lasersystem

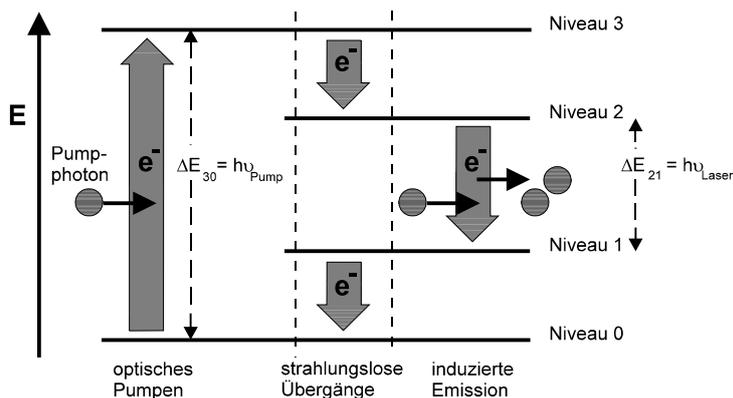


Abb. 6 Schematische Darstellung eines Vierniveu-Lasersystems

Es ist offensichtlich wesentlich günstiger, einen unbesetzten Zustand als unteres Laserniveau zu wählen und damit zu einem Vierniveu-Lasersystem überzugehen. Dieses unterscheidet sich von einem Dreineiveu-System durch das Vorhandensein eines weiteren Zustandes (Niveau 0), der als einziger besetzt ist. Die Elektronen gehen aus dem unteren Laserniveau 1 strahlungslos in das Niveau 0 über. Die

Lebensdauer des Niveaus 1 sollte dabei sehr kurz sein, so dass es wie Niveau 3 quasi unbesetzt bleibt, während das metastabile obere Laserniveau 2 besetzt wird. Sobald optisch gepumpt wird, stellt sich zwischen den Laserniveaus (selbst bei geringer Pumplichtintensität) Besetzungsinversion ein. Lichtverstärkung ist also möglich!

¹ Die Drehimpulsquantenzahl l muss sich bei jedem Dipolübergang um $+1$ oder -1 ändern.

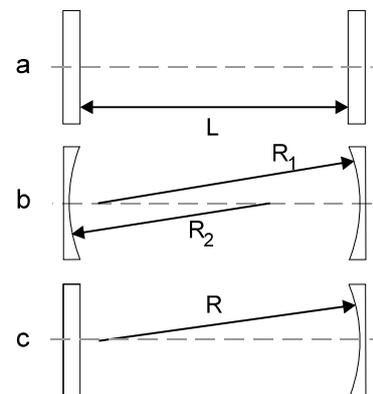
1.2 Laserresonatoren

Laserresonatoren dienen zur Rückkopplung der spontanen Emission aus dem aktiven Medium, womit die Wahrscheinlichkeit für das Auftreten induzierter Emission erhöht wird.

Fabry-Perot-Resonatoren

Die einfachsten optischen Resonatoren, die **Fabry-Perot-Resonatoren** (vgl. Abb. 7), bestehen aus zwei ebenen oder auch sphärischen Spiegeln. Diese stehen einander gegenüber und sind in Bezug auf eine gemeinsame optische Achse zentriert. Die Spiegelflächen stehen dabei auf der optischen Achse senkrecht.

- Im **planparallelen Resonator** wird der Lichtstrahl reflektiert, in seiner Geometrie jedoch nicht verändert. Deshalb müssen die beiden ebenen Resonatorspiegel exakt parallel zueinander justiert sein. Das führt dazu, dass sich dieser Resonatortyp im Vergleich zu den beiden folgenden am schwierigsten justieren und in dem Justierzustand halten lässt.
- Der **sphärische Resonator** ist am einfachsten zu justieren, hat aber den Nachteil, dass auch unerwünschte Transversalmoden leicht anschwingen können. Die Laserleistung kann sich also auf verschiedene, räumlich voneinander getrennte Moden verteilen, welche, anders als Longitudinalmoden, nicht auf einen gemeinsamen Punkt fokussiert werden können.
- Der **hemisphärische Resonator** stellt einen guten Kompromiss dar und wird für Laser im kleinen bis mittleren Leistungsbereich (1 mW - 200 W) hauptsächlich verwendet. Er zeichnet sich dadurch aus, dass bei relativ unkritischer mechanischer Justage vergleichsweise hohe Ausgangsleistungen erzielt werden.



a Planparalleler Resonator
b Sphärischer Resonator
c Hemisphärischer Resonator

Abb. 7 Fabry-Perot-Resonatoren

Resonatormoden

Bei vorgegebenem Abstand L der Resonatorspiegel können sich im planparallelen Resonator nur solche Wellen ausbreiten, deren Feldstärke an beiden Spiegeln verschwindet. Das ist möglich, wenn L einem ganzzahligen Vielfachen der halben Wellenlänge entspricht: $L = n \lambda/2$. Die direkt benachbarte Mode erfüllt die Bedingung $L = (n+1) \lambda'/2$. Offensichtlich sind benachbarte Moden äquidistant und haben den Wellenlängenabstand

$$|\delta\lambda| = |\lambda' - \lambda| = 2L / ((n+1)n). \quad (5)$$

Ist λ die Wellenlänge, ν die Frequenz und c die Geschwindigkeit der Welle, dann gilt $\nu = c/\lambda$. Aus [5] folgt

$$\delta\nu = c / 2L. \quad \text{Modenabstand} \quad (6)$$

Prinzipiell gibt es sehr viele Moden, die in den Resonator passen. Das Lasermedium verstärkt jedoch nur Moden innerhalb eines begrenzten Bereichs, welcher durch die so genannte Verstärkungsbandbreite gegeben ist.

Für den Nd-YAG-Kristall (s. Abschnitt 5) tritt die höchste Verstärkung für $\nu = 2.82 \cdot 10^5 \text{ GHz}$ bzw. $\lambda = 1064 \text{ nm}$ auf. Dieser Laser arbeitet im Multimode-Betrieb und ist besonders anfällig gegenüber Schwankungen der Pumpleistung und technisch bedingten Störungen der Resonatorlänge (durch Vibration, Schall usw.). Derartige Einflüsse modulieren das Verstärkungsverhalten der Laseranordnung, so dass zusätzliche Moden anschwingen können.

Stabilität von Laserresonatoren

Ein Resonator ist dann **optisch stabil**, wenn das Licht nach einer beliebigen Anzahl von Reflexionen aufgrund der Abbildungseigenschaften der verwendeten Spiegel im Resonator bleibt und diesen nicht über die Spiegelränder hinweg verlässt. Im instabilen Fall jedoch läuft der Lichtstrahl nach einer endlichen Zahl von Reflexionen aus dem Resonator heraus.

Zur Kennzeichnung von Geometrie, Stabilität und Kenndaten von Resonatoren wird der so genannte g-Parameter eingeführt:

$$g_i = 1 - \frac{L}{R_i}$$

g-Parameter

- L Spiegelabstand
- R_i Spiegelradius, $i = 1, 2$
($i = 1$ linker Spiegel, $i = 2$ rechter Spiegel)
- $R_i > 0$, falls Spiegel i konkav
- $R_i < 0$, falls Spiegel i konvex

Der Bereich, in dem sich ein Fabry-Perot-Resonator optisch stabil verhält, wird durch das so genannte Stabilitätskriterium bestimmt. Genügt das Produkt der g-Parameter beider Spiegel der Bedingung

$$0 \leq g_1 \cdot g_2 \leq 1,$$

Stabilitätskriterium

(7)

so ist der Resonator optisch stabil. (Alle anderen Resonatoren sind instabil)

Für den Spezialfall hemisphärischer Resonatorsysteme vereinfacht sich Gl. (7): Der g-Parameter des ebenen Spiegels ergibt sich zu $g_{\text{eben}} = 1$, da $R_{\text{eben}} = \infty$. Damit kann bei festem Krümmungsradius R des sphärischen Spiegels der Abstand L beider Spiegel zwischen $L = 0$ ($g_{\text{sphärisch}} = 1$) und $L = R$ ($g_{\text{sphärisch}} = 0$) variiert werden:

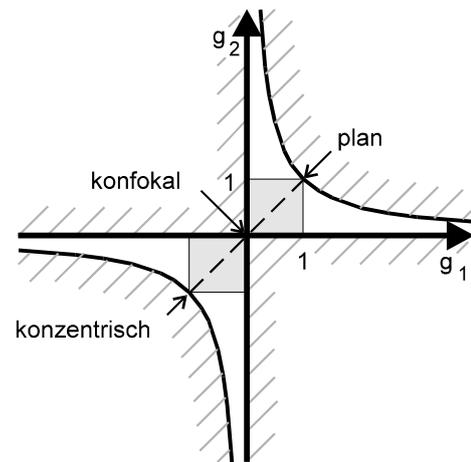
$$0 \leq L \leq R.$$

Stabilitätsbereich für hemisphärische Resonatorsysteme

Welcher Abstand innerhalb dieses Bereiches letztendlich eingestellt wird, hängt davon ab, für welchen Einsatz der Laser optimiert werden soll. Je dichter der Resonator an der Stabilitätsgrenze betrieben wird, desto empfindlicher wird er gegenüber Dejustagen: Bereits kleine Abstandsänderungen, z. B. hervorgerufen durch thermische Ausdehnung, können den Resonator in den instabilen Bereich bringen. Ein geringerer Spiegelabstand vermeidet dieses Problem, reduziert jedoch das Modenvolumen, welches wiederum die Leistung des Lasers stark beeinflusst.

Die Bedingung (7) kann durch ein **Stabilitätsdiagramm** (Abb. 8) veranschaulicht werden. Auf den Achsen sind die g-Parameter der beiden Spiegel aufgetragen.

Alle stabilen Resonatoren liegen zwischen den Achsen ($g_1 \cdot g_2 = 0$) und den beiden Ästen der Hyperbel ($g_1 \cdot g_2 = 1$). Die gestrichelte Gerade stellt die Lage der symmetrischen Resonatoren ($g_1 = g_2$) dar. Die vorwiegend benutzten Resonatoren sind grau unterlegt.



- /// nichtstabiler Bereich
- - - symmetrische Resonatoren
- vorwiegend benutzte Resonatoren

Abb. 8 Stabilitätsdiagramm

Unter den symmetrischen Resonatoren sind drei Typen ausgezeichnet, die auf der Grenze zum Instabilitätsbereich liegen und gerade noch stabil sind: der planparallele ($g_1 = g_2 = 1$), der konzentrische ($g_1 = g_2 = -1$) und der konfokale Resonator ($g_1 = g_2 = 0$).

Gauß'sche Strahlen

Die Feldverteilung einer Mode in einem offenen Resonator mit endlichen Spiegeln weicht relativ stark von der einer ebenen Welle ab, da die Amplitude zu den Spiegelrändern hin deutlich abfällt. Ebene Wellen stellen deshalb hier eine schlechte Approximation der Lösung der Wellengleichung

$$\nabla^2 \vec{E} = \frac{1}{c^2} \cdot \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2}$$

dar. Es zeigt sich, dass die Grundmoden stabiler Laserresonatoren **Gauß'sche Strahlen** sind. Diese bezeichnen einen Wellentyp, dessen Wellenflächen in der Nähe der z-Achse (Ausbreitungsrichtung) sphärisch sind und dessen Amplitude radial nach einer Gaußfunktion abfällt. Mit Hilfe der Wellenflächen Gauß'scher Strahlen kann ein stabiler Laserresonator konstruiert werden, indem eine Fläche gleicher Phase, d. h. eine Wellenfront, durch einen (sphärischen) Spiegel ersetzt wird. Auf diese Weise wird der Strahl an dem Resonatorspiegel stets in sich selbst reflektiert: Die Lichtwelle läuft also in sich selbst zurück, und ihre elektrische Feldstärke verschwindet an den Spiegeln.

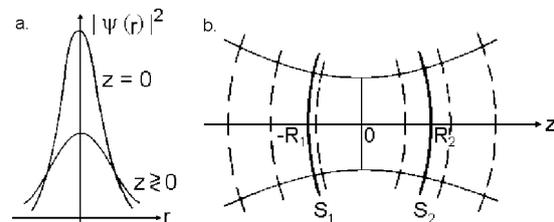


Abb. 9 a. Radiale Intensitätsverteilung Gauß'scher Strahlen; b. Konstruktion eines stabilen Resonators mit Hilfe der Wellenflächen eines Gauß'schen Strahls

Verluste in Laserresonatoren

- Bei jeder Reflexion an einem Resonatorspiegel wird das Licht **gebeugt**. Am Ort des zweiten Spiegels entsteht so eine Beugungsfigur, deren Durchmesser größer als der Spiegeldurchmesser ist.
- Zu den **technischen Verlusten** zählen Verluste aufgrund von Reflexion, Absorption, Streuung und Justierung.

1.3 Ratengleichungen zur Beschreibung von Vierniveau-Lasersystemen

Übergänge, bei denen Photonen emittiert werden, erfolgen spontan oder induziert und lassen sich durch Raten beschreiben. Ist der Zustand eines laseraktiven Mediums in guter Näherung bekannt, so können mit Hilfe des Ratengleichungsmodells approximierende Ausdrücke für die **Besetzungsinversion** n und die **Photonendichte** p (beide pro Volumen) angegeben werden.

Inversion

Durch Angabe der (als ortsunabhängig angenommenen) Besetzungsdichten der am Laserprozess beteiligten Energieniveaus lässt sich der Zustand des aktiven Mediums hinreichend detailliert beschreiben (vgl. Abb. 6). Dazu wird für das Vierniveau-Lasersystem zunächst n_{tot} , die Anzahl der Elektronen im Volumen des aktiven Mediums, definiert und als konstant vorausgesetzt:

$$n_{\text{tot}} := N_0 + N_1 + N_2 + N_3 = \text{konstant, so dass } \frac{dn_{\text{tot}}}{dt} = 0.$$

N_i Elektronendichte im Niveau (Anregungszustand) i ;
 $i = 0, 1, 2, 3$

Aufgrund der Annahme, dass der obere Pumpzustand sowie das untere Laserniveau schnell relaxieren, baut sich dort keine Population auf ($N_3 \approx 0$, $N_1 \approx 0$). Es gelten die Näherungen

$$\begin{aligned} n_{\text{tot}} &\approx N_0 + N_2 \\ \text{ sowie (für die Inversion) } n &:= N_2 - N_1 \approx N_2. \end{aligned}$$

Damit folgt offensichtlich $\frac{dn}{dt} = \frac{dN_2}{dt}$.

D. h., die Zeitabhängigkeit der **Inversion** n ergibt sich aus der zeitlichen Änderung der Besetzungszahl des oberen Laserniveaus (Niveau 2). Dabei wird die Besetzungszahl des Niveaus 2 durch verschiedene Prozesse wie folgt verändert:

- **optisches Pumpen** $\left. \frac{dN_2}{dt} \right|_{\text{pumpen}} = \eta W_{03} N_0 = W_p N_0$

W_{03} Wahrscheinlichkeit für den Übergang von Zustand 0 in Zustand 3

$W_p = \eta W_{03}$ „Pumprate“ pro Teilchen (Anzahl der Umläufe der Elektronen pro Zeiteinheit)

η „Quantenausbeute“ (Wahrscheinlichkeit für die Relaxation des Zustandes 3 in den Zustand 2)

- **spontane Emission** $\left. \frac{dN_2}{dt} \right|_{\text{spontan}} = -\Gamma N_2$ mit $\Gamma = \frac{1}{\tau_{\text{spontan}}}$

τ_{spontan} Zeitkonstante der spontanen Emission

- **induzierte Prozesse** $\left. \frac{dN_2}{dt} \right|_{\text{induziert}} = \sigma c p \cdot (N_1 - N_2) = -\sigma c p n$

- σ Wirkungsquerschnitt für die Wechselwirkung eines Photons mit einem Atom des aktiven Mediums
- c Lichtgeschwindigkeit

Damit ergibt sich (mit den Näherungen $n_{\text{tot}} \approx N_0 + N_2$ und $n := N_2 - N_1 \approx N_2$ s. oben)

$$\frac{dN_2}{dt} = \sigma c p \cdot (N_1 - N_2) - \Gamma N_2 + W_p N_0 \quad \text{bzw.}$$

$$\boxed{\frac{dn}{dt} = -\sigma c p n - \Gamma n + W_p \cdot (n_{\text{tot}} - n)} \quad (8)$$

Photonendichte

Wenn berücksichtigt wird, dass bei jedem Emissionsprozess ein Photon erzeugt und bei jedem Absorptionsprozess eines vernichtet wird, lässt sich auch eine Gleichung für die zeitliche Änderung der Photonendichte aufstellen. Die **Photonendichte p** wird durch die nachfolgenden Prozesse verändert:

- **induzierte Prozesse** $\left. \frac{dp}{dt} \right|_{\text{induziert}} = - \left. \frac{dN_2}{dt} \right|_{\text{induziert}} = -\sigma c p \cdot (N_1 - N_2) = \sigma c p n$

- **Verluste** (Auskopplung am Spiegel, ...)

$$\left. \frac{dp}{dt} \right|_{\text{Verluste}} = - \frac{p}{\tau_{\text{Ph}}}$$

τ_{Ph} Abklingzeit der Photonenverluste

$$p = p_0 / \exp(t / \tau_{\text{Ph}})$$

- **Spontanemission S** (vernachlässigbar)

Die zeitliche Änderung der Photonendichte ergibt sich als Summe dieser Effekte zu

$$\boxed{\frac{dp}{dt} = p \cdot \left(\sigma c n - \frac{1}{\tau_{\text{Ph}}} \right)} \quad (9)$$

Offensichtlich reicht es für den Laserbetrieb ($p \neq 0$) nicht aus, lediglich Inversion zu erzeugen: Die Inversion muss einen bestimmten Schwellwert n_{th} überschreiten, da $\frac{dp}{dt} > 0$ nur für

$$\boxed{n > n_{\text{th}} = \frac{1}{\sigma c \tau_{\text{Ph}}}} \quad \text{Schwellinversion} \quad (10)$$

gelten kann.

(Der Index „th“ steht im Folgenden für „Threshold“, engl. „Schwelle“.)

Stationäre Lösung der Ratengleichungen

Durch $\frac{dn}{dt}$ und $\frac{dp}{dt}$ werden gekoppelte, nichtlineare Differentialgleichungen beschrieben, welche allgemein lediglich numerisch lösbar sind.

Im Folgenden soll jedoch der Spezialfall des (irgendwie erreichten) stationären Laserbetriebs, für den sich analytische Lösungen der Differentialgleichungen finden lassen, diskutiert werden.

Es gilt dann $\frac{dn}{dt} = 0$ und $\frac{dp}{dt} = 0$. Aus [8] ergibt sich in diesem Fall

$$\frac{dn}{dt} = -\sigma c p n - \Gamma n + W_p (n_{\text{tot}} - n) = 0$$

und somit

$$n = \frac{W_p n_{\text{tot}}}{\sigma c p + \Gamma + W_p}. \quad (11)$$

Offensichtlich wird beim Vierniveau-Lasersystem Inversion aufgebaut ($n > 0$), sobald gepumpt wird ($W_p > 0$).

Solange der Laser unterhalb oder gerade an seiner Schwelle betrieben wird, baut sich kein Photonenfeld auf ($p = 0$). Aber: Für kleine Pumpleistungen ($W_p \ll \Gamma$) wächst die Inversion proportional zur Pumprate

$$n = n_{\text{tot}} \frac{W_p}{\Gamma}.$$

Oberhalb der Laserschwelle folgt aus [9] für die Photonendichte im stationären Fall

$$\frac{dp}{dt} = p \cdot \left(c \sigma n - \frac{1}{\tau_{\text{ph}}} \right) = 0.$$

Die Gleichung ist (unabhängig von p) nur dann erfüllbar, wenn für die Besetzungsinversion die Minimalbedingung [10] gilt. Im Gleichgewicht kann also bei positiver Photonendichte ($p > 0$) selbst durch starkes Pumpen keine über den Schwellwert hinausgehende Inversion erzeugt werden (vgl. Abb. 10)! (Denn: Statt der Inversion steigt auch die Photonendichte an, welche dadurch die Inversion am Schwellwert hält.)

Ist im stationären Zustand der Wert der Inversion an der Schwelle bekannt, so lässt sich daraus ein Ausdruck für die Photonendichte herleiten. Dazu wird in Gleichung (11) für die Inversion der Schwellwert nach (10) eingesetzt. Es ergibt sich

$$p = \tau_{ph} [W_P (n_{tot} - n_{th}) - \Gamma n_{th}],$$

bzw. mit der Definition einer Schwellpumprate

$$W_{th} := \Gamma \cdot \frac{n_{th}}{n_{tot} - n_{th}},$$

$$p = \tau_{ph} (n_{tot} - n_{th}) (W_P - W_{th}).$$

Für den Vierniveau-Laser gilt im allgemeinen: $n_{th} \ll n_{tot}$ und $W_P \ll \Gamma$. Damit folgt näherungsweise

$$W_{th} = \Gamma \cdot \frac{n_{th}}{n_{tot}} \quad \text{mit } \Gamma = 1 / \tau_{spontan} \quad (12)$$

und für $W_P \geq W_{th}$

$$p = \tau_{ph} \cdot n_{tot} \cdot (W_P - W_{th}). \quad (13)$$

Es gilt $p = 0$ für $W_P < W_{th}$ (vgl. Abb. 11).

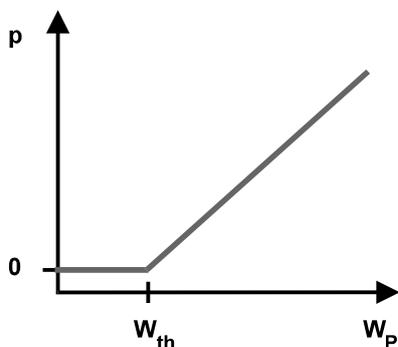


Abb. 11 Photonendichte p als Funktion der Pumprate W_P

Aus der Besetzungsinversion lässt sich der **Verstärkungsfaktor** G des Lasermediums bestimmen, der die Dimension Verstärkung pro Länge hat: $G = \sigma n$. Die praktisch erreichbaren Verstärkungen liegen in der Größenordnung einiger Promille pro Meter Mediumlänge.

Um reichlich unhandlichen Abmessungen der Laser vorzubeugen, empfiehlt es sich, das Licht mittels einer Spiegelanordnung immer wieder durch das aktive Medium zu lenken. Die Spiegel bilden dabei einen optischen Resonator (s. Abschnitt 3). Einer der Resonatorspiegel muss teildurchlässig sein (Transmissivität $T > 0$), um Laserstrahlung aus dem Resonator auskoppeln zu können. Alle weiteren Spiegel werden als ideal angenommen ($T = 0$, $R = 1$). Für einen Umlauf zwischen den Spiegeln benötigt das Licht die Zeit τ_R .

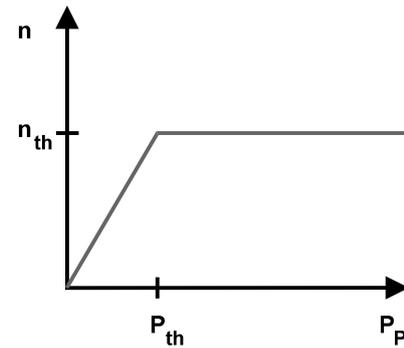


Abb. 10 Inversion n als Funktion der Pumpleistung P_P

Laserausgangsleistung

Sowohl die Pumprate als auch die Photonendichte sind Größen, die der Messung nicht unmittelbar zugänglich sind. Mit der Photonendichte im Resonator ist allerdings die leicht messbare Größe der **Laserausgangsleistung** P_A verbunden, während die Pumprate mit der aufgewendeten Pumpleistung P_P zusammenhängt.

Der Energieinhalt E des Resonators ist darstellbar als das Produkt von Photonendichte p , Resonatorvolumen V und Energie ΔE_{21} eines einzelnen Laserphotons:

$$E = pV \cdot \Delta E_{21} \quad \text{mit } \Delta E_{21} = h\nu_{21} = E_{\text{emittiertes Photon}}$$

Der pro Zeiteinheit ausgekoppelte Anteil der Resonatorenenergie ist die Laserausgangsleistung P_A . Im stationären Betrieb ist der Energieinhalt des Resonators konstant; die ausgekoppelten Photonen werden dann durch induzierte Emissionen im Lasermedium ersetzt. Die Ausgangsleistung ergibt sich zu

$$P_A = E \cdot \frac{T}{\tau_R} = pV \cdot \Delta E_{21} \cdot \frac{T}{\tau_R}$$

τ_R Resonatorumlaufzeit
 T Transmissivität des Auskoppelspiegels

Mit p aus Gleichung (13) folgt:

$$P_A = V \cdot \Delta E_{21} \cdot T \cdot n_{\text{tot}} \cdot (W_P - W_{\text{th}}) \cdot \frac{\tau_{\text{ph}}}{\tau_R}$$

Eine hier nicht ausgeführte Untersuchung des optischen Resonators ergibt:

$$\frac{\tau_{\text{ph}}}{\tau_R} = \frac{1}{T + L}$$

L Summe aller Verluste des Resonatorsystems (durch Absorption in Spiegelschichten, Streuung, ...)

Damit folgt für die Ausgangsleistung

$$P_A = \frac{T}{T + L} \cdot V \cdot \Delta E_{21} \cdot n_{\text{tot}} \cdot (W_P - W_{\text{th}}) \quad (14)$$

In [14] gibt das Produkt $N_{\text{tot}} = n_{\text{tot}} V$ die Zahl der Elektronen im laseraktiven Medium an. Um die Pumprate W_P zu erzielen, muss dem aktiven Medium Leistung zugeführt werden

$$P_P = N_{\text{tot}} \cdot \Delta E_{30} \cdot W_{03} = n_{\text{tot}} V \cdot \Delta E_{30} \cdot \frac{W_P}{\eta} \quad (15)$$

$W_{03} = W_P / \eta$ „effektive Pumpleistung“ für den Übergang von Zustand 0 in Zustand 3

ΔE_{30} Energieaufwand beim Pumpen eines Teilchens vom unteren in das obere Pumpniveau

Entsprechend gibt es zu W_{th} eine Schwellpumpleistung

$$P_{\text{th}} = n_{\text{tot}} V \cdot \Delta E_{30} \cdot \frac{W_{\text{th}}}{\eta} \quad (16)$$

Einsetzen von [15] und [16] in [14] liefert den gesuchten Ausdruck für die Laserausgangsleistung. Für $P_p < P_{th}$ gilt $P_A = 0$, für $P_p \geq P_{th}$:

$$P_A = \eta \cdot \frac{\Delta E_{21}}{\Delta E_{30}} \cdot \frac{T}{T+L} \cdot (P_p - P_{th}) \quad (17)$$

η	Quantenausbeute
T	Transmissivität des Auskoppelspiegels
L	Resonatorverluste (Streuung, Absorption, Beugung, ...)
P_p	Pumpleistung
P_{th}	Schweltpumpleistung

Oberhalb der Schweltpumpleistung nimmt die Laserausgangsleistung linear mit der Pumpleistung zu (Abb. 12). Die Steigung dieser Geraden ist eine wichtige Kenngröße des Lasers:

$$\sigma_s = \eta \cdot \frac{\Delta E_{21}}{\Delta E_{30}} \cdot \frac{T}{T+L} \quad \text{differentieller Wirkungsgrad} \quad (18)$$

Für den Wirkungsgrad des Ideallasers ohne Verluste im optischen Resonator ($L = 0$) folgt aus (18):

$$\sigma_s^{ideal} = \eta \cdot \frac{\Delta E_{21}}{\Delta E_{30}} \quad (19)$$

Außerdem gilt für den Ideallaser $W_{th} = 0$ (nach (12)) und somit $P_{th} = 0$ (nach (16)). D. h., im nachfolgenden Diagramm wird seine Ausgangsleistung durch eine Ursprungsgerade beschrieben.

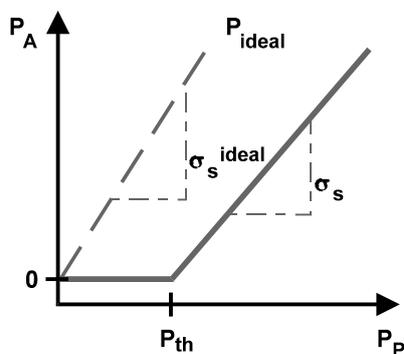


Abb. 12 Laserausgangsleistung P_A als Funktion der Pumpleistung P_p

Die Laserausgangsleistung hängt u. a. auch davon ab, wie viel von dem laseraktiven Material genutzt wird. Das **Pumpvolumen** ist dasjenige Volumen des aktiven Materials, das von der Pumpstrahlung ausgeleuchtet wird. Das **Modenvolumen** hingegen ist das Volumen, das die Lasermoden innerhalb des laseraktiven Materials ausfüllen. Durch die Wahl der Fokussierung der Pumpstrahlung bzw. der Resonatorgeometrie kann auf beide Größen Einfluss genommen werden. Im optimalen Fall sollte das Pumpvolumen etwas größer als das Modenvolumen sein. Letzteres hängt vom Strahlverlauf ab, der sich innerhalb des Resonators einstellt. Der Strahlverlauf wird bestimmt durch die Wahl des

Resonatortyps, der Krümmungsradien der Spiegel sowie deren Abstand. Es ist aber zu beachten, dass der Spiegelabstand bei gegebenem Spiegelradius nicht beliebig gewählt werden kann (Stabilitätskriterium).

Das energetische Verhältnis von Laser- und Pumpphotonen wird als **Quantenwirkungsgrad** bezeichnet, welcher sich für den diodengepumpten Nd-YAG-Laser des Versuchs zu

$$\frac{\Delta E_{21}}{\Delta E_{30}} = \frac{810\text{nm}}{1064\text{nm}} = 0.76 \text{ ergibt.}$$

Um die Ausgangsleistung eines Lasers bei gegebener Pumpleistung zu optimieren, sollte der Wirkungsgrad σ_s möglichst nahe an den idealen Wirkungsgrad herangebracht werden. Für einen gegebenen Lasertyp können aber η , ΔE_{21} und ΔE_{30} kaum beeinflusst werden. Um den Quotienten $T/(T+L)$ dem Wert 1 anzunähern, ist es nicht sinnvoll, $T \gg L$ zu wählen, da mit steigender Transmission T des Auskoppelspiegels die Schwellpumpleistung P_{th} wächst und dadurch die Ausgangsleistung reduziert wird. Stattdessen sollten die Verluste L möglichst gering gehalten werden. Diese sind u. a. abhängig vom Resonatorsystem, der Qualität des Lasermediums und den Absorptionsverlusten der Spiegel und somit schwer mathematisch zu erfassen. Der optimale Auskoppelgrad wird in der Praxis am besten durch Messung der Laserleistung als Funktion von T und L experimentell bestimmt.

Zeitabhängige Lösung der Ratengleichungen

Bislang wurden nur für den stationären Fall Lösungen der Ratengleichungen diskutiert. In der Praxis treten jedoch (u. a. aufgrund von geringfügigen mechanischen Störungen des Laserresonators oder Schwankungen der Pumplichtintensität) insbesondere auch Zustände des gestörten Gleichgewichts auf.

Spiking

Kleine Abweichungen der Besetzungsinversion bzw. der Photonendichte vom Gleichgewicht führen zu gedämpften harmonischen Schwingungen von n bzw. p . Größere Abweichungen vom Gleichgewicht können sich jedoch auch störend (z. B. als „Spiking“) bemerkbar machen: In diesem Fall kommt es zu ungedämpften, nichtharmonischen Schwingungen der Ausgangsleistung, welche das Auftreten großer Leistungsspitzen („Spikes“) ermöglichen. Dabei kann die erste Leistungsspitze („initial spike“) den stationären Wert der Ausgangsleistung um Größenordnungen überschreiten und so u. a. zur Zerstörung von optischen Oberflächen führen. Der Laser kann sich auf diese Weise bereits beim Einschalten selbst zerstören. Sehr große Abweichungen vom Gleichgewicht treten insbesondere beim Einschalten des Lasers bzw. beim Einsetzen des Pumpvorgangs auf. Da die Ratengleichungen in diesem Fall nur numerisch lösbar sind, folgt hier lediglich eine qualitative Betrachtung des **Spiking**.

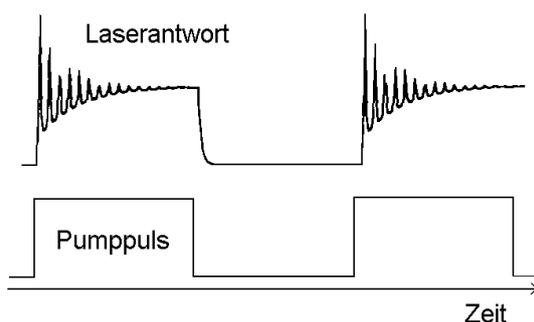


Abb. 13 Spiking

Bis zum Erreichen der Schwellpumpleistung sind praktisch keine Photonen im Resonator vorhanden. Wegen der endlichen Resonatorumlaufzeit dauert es eine Weile, bis die Photonendichte den Gleichgewichtswert erreicht. Unterdessen steigt die Inversion, die linear mit der Zeit zunimmt, über den Wert der Schwellinversion an. Sie bewirkt damit ein verstärktes Anwachsen der Photonendichte und schließlich das Anschwingen des Lasers. Aufgrund induzierter Emissionen wird die Besetzungsinversion

dann so schnell abgebaut, dass sie auf einen Wert unterhalb der Schwelle absinkt. Damit bricht das Strahlungsfeld zusammen, die Laserintensität nimmt ab. Der Laser geht aus, bis durch den Pumpvorgang wieder genügend Atome angeregt wurden und die Intensität erneut ansteigen kann.

Der Prozess beginnt von vorne. Der Laser befindet sich dabei jedoch nur kurz unterhalb der Schwelle, so dass der zu erwartende Inversionsüberschuss kleiner ausfällt als zuvor. Das Lasersystem bewegt sich so in den Gleichgewichtszustand.

1.4 Festkörperlaser

Festkörperlaser enthalten als aktive Medien Kristalle oder Gläser, die mit optisch aktiven Metallionen oder Ionen der Seltenen Erden dotiert sind. Diese Aktivierungsionen absorbieren optische Strahlung in einem breiten Spektralbereich. Durch Relaxationsprozesse oder Strahlungsübergänge erfolgt über verschiedene Zwischenniveaus die Anregung eines metastabilen Elektronenniveaus, welches als Ausgangsniveau der bevorzugt im sichtbaren und infraroten Spektralbereich auftretenden Laseremission dient. Die Laserwellenlänge wird dabei durch das aktive Ion, die Art des Übergangs (meist sind mehrere Übergänge möglich) und den Wirtskristall bestimmt.

Aktive Medien

Zu den wichtigsten Voraussetzungen für „gute“ Festkörperlaser gehört die Verwendung optisch einwandfreier aktiver Medien, die keine Verunreinigungen, Schlieren oder Blasen enthalten. Meist erfüllt ein Kristall oder Glas diese Bedingung jedoch nur ungenügend, so dass die Qualität der Laserstrahlung gering ist. Außerdem sollten folgende Eigenschaften erfüllt sein:

- Existenz metastabiler Zustände, die als oberes Laserniveau dienen können,
- hohe Quantenausbeute,
- Transparenz für Licht der Laserwellenlänge,
- starke, nicht zu scharfe Absorptionslinien oder -banden, wenn optisch gepumpt werden soll,
- mechanische Härte und chemische Stabilität sowie
- Fehlen von inneren Spannungen und Brechungsindexvariationen.

Laserübergang

Als Laserübergänge kommen bevorzugt solche Übergänge in Betracht, die in den Fluoreszenzspektren maximale Strahlungsintensität zeigen. Dazu gehören die **Grundübergänge**, d. h. Übergänge zwischen den Komponenten eines Multiplett-paares, im Allgemeinen ausgehend vom niedrigsten metastabilen Niveau (Beispiel: $^4F_{3/2} \rightarrow ^4I_{11/2}$ in Nd^{3+}).

Pumplichtquellen

Die Erzeugung einer Besetzungsinversion geschieht im Festkörperlaser - bei im Allgemeinen nur schwach besetztem unteren Laserniveau (Ausnahme: Rubinlaser) - durch ausreichende Anregung des oberen Niveaus. Mögliche Pumplichtquellen, welche hauptsächlich in dem Spektralbereich emittieren, in dem die Absorptionsbanden des Lasermaterials liegen, sind Lampen verschiedener Form und Gasfüllung (meist: Blitzlichtlampen) oder Diodenlaser (s. Abschnitt 6.).

Optische Resonatoren

Solange keine besonderen Anforderungen an die Qualität der Strahlung gestellt werden, ist der Betrieb eines Festkörperlasers einfach, denn er emittiert auch wenn wenig reflektierende oder schlecht justierte Spiegel eingesetzt werden: Beim Durchgang durch das aktive Medium wird das Licht nämlich so hoch verstärkt, dass die Resonatorspiegel völlig unkritisch sind.

Es gibt unterschiedliche Möglichkeiten, Resonatorsysteme zu realisieren:

- Meist dient das laseraktive Medium selbst als Resonator. Dazu werden die Resonatorspiegel direkt auf die Endflächen des parallel und eben geschliffenen Kristalls aufgedampft. Einer der Spiegel sollte für das Laserlicht, das in Achsenrichtung senkrecht zu den Spiegeln emittiert wird, hochreflektierend sein, so dass der Hauptteil der Strahlung auf der niedrig reflektierenden Seite austritt.
- Die Benutzung offener² Resonatoren mit „Außenspiegeln“ ist nötig, wenn das Strahlungsfeld innerhalb des Resonators beeinflusst werden soll (z. B. durch Blenden oder Filter). Dazu wird der Kristall unter dem Brewster-Winkel angeschliffen oder dielektrisch entspiegelt, um Reflexionsverluste an seinen Endflächen zu vermeiden. Für die eine Polarisationsrichtung des Lichtes tritt dann keine Reflexion an der Kristalloberfläche auf. Der Lichtstrahl wird lediglich durch die Brechung an der Grenzfläche geknickt.

Nd-YAG-Laser

Der Nd-YAG-Laser ist der heute populärste Vierniveau-Festkörperlaser, der 1964 erstmals realisiert wurde. Das laseraktive Material, das durch optisches Pumpen angeregt wird und bei tiefen und höheren Temperaturen (300 K) Lasertätigkeit ermöglicht, besteht aus Neodym³⁺-Ionen, die in einen transparenten Wirtskristall (YAG = Yttrium Aluminium Granat, Y₃Al₅O₁₂) eingebettet sind.

Das Neodym besitzt ein ideales Vierniveausystem (vgl. Abb. 14): Die Nd³⁺-Ionen des oberen Pumpzustandes ⁴F_{5/2} relaxieren mit großer Ausbeute η schnell in das Laserausgangsniveau ⁴F_{3/2}. Dieses ist wegen verbotener elektrischer Dipolwechselwirkung ($\Delta l = \pm 1$) metastabil (Lebensdauer: 230 μ s). Der technisch interessanteste Laserübergang erfolgt anschließend in den ⁴I_{11/2}-Zustand, der im thermischen Gleichgewicht nahezu unbesetzt ist (Emissionswellenlänge $\lambda = 1064$ nm). Von hier aus relaxieren die Nd³⁺-Ionen wieder in den Grundzustand ⁴I_{9/2}, bis der Pumpprozess von neuem beginnt.

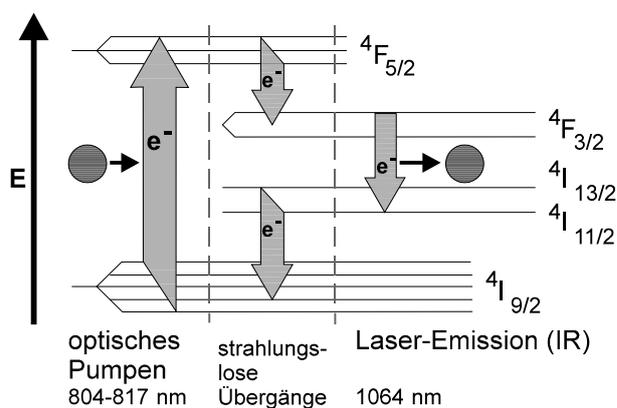


Abb. 14 Für das optische Pumpen mit Diodenlasern und für den Laserprozess wichtige Energieniveaus des Nd³⁺-Ions

Der Grundzustand ⁴I_{9/2} besteht aus 5 Unterzuständen, der Zustand ⁴F_{5/2}, der optisch gepumpt werden soll, aus 3 Unterzuständen. Da sich die Wellenlänge der Pumplichtquelle (Diodenlaser) in geringen Grenzen variieren lässt, können insgesamt 4 Übergänge mit hohem Wirkungsgrad gepumpt werden (Pumpwellenlängen: 804.4 nm, 808.4 nm, 812.9 nm, 817.3 nm).

2 Ein offener Resonator entsteht dadurch aus einem Hohlraumresonator, dass die Seitenflächen entfernt, die Stirnflächen jedoch beibehalten werden.

Resonator

Im Versuch wird ein offener hemisphärischer Fabry-Perot-Resonator eingesetzt. Dabei bildet die eine, mit einer für die Laserwellenlänge (1064 nm) hochreflektierenden Schicht bedampfte Seite des YAG-Stabes den linken (ebenen) Resonatorspiegel. Das aufgedampfte Schichtsystem ist so konzipiert, dass ein Maximum der Pumplichtstrahlung (bei nur 15 % Verlusten) durchdringen kann. Das andere Stabende ist mit einer (für die benutzte Laserwellenlänge) hochwertigen Antireflexschicht bedampft, um die internen Resonatorverluste so klein wie möglich zu halten.

1.5 Halbleiterlaser

Hochleistungs-Nd-YAG-Laser (mit Leistungen von bis 2000 Watt im Dauerstrichbetrieb) werden meist mit Entladungslampen gepumpt. Da dabei der totale Wirkungsgrad des Nd-YAG-Lasers in der Größenordnung 1-2 % liegt, wird nur ein Bruchteil des Pumplichts in Laserleistung umgesetzt. Der restliche Anteil fällt als Wärme an, der über aufwendige Kühlsysteme abgeführt werden muss. Der Grund für diesen „schlechten“ Wirkungsgrad liegt in der breiten spektralen Verteilung des Lichts der Entladungslampen. Der Nd-YAG-Kristall kann bekanntlich nur in mehreren schmalen Absorptionsbändern Pumplicht aufnehmen. Diesen Nachteil beseitigen die Diodenlaser: Sie emittieren intensive Laserstrahlung in einem engen Spektralbereich (wenige Nanometer), der sehr gut in das Absorptionsband des Nd-YAG-Kristalls passt. So gelingt es, Wirkungsgrade zwischen 50 und 80 % zu erzielen. Aber: Bisher sind keine Diodenlaser mit Ausgangsleistungen größer als 50 Watt erhältlich.

Im Versuch wird ein Halbleiterlaser als Pumplichtquelle für den Nd-YAG-Laser benutzt. Es handelt sich dabei um einen AlGaAs-Diodenlaser mit Doppelheterostruktur und Streifen-geometrie, auf den im Folgenden eingegangen werden soll.

Aktive Medien

Die Verbindung eines n- und eines p-Halbleiters ergibt eine pn-(Halbleiter-)Diode, das Grund-element eines Halbleiterlasers. Durch Aufspaltung der ursprünglich diskreten Energieniveaus der Kristallatome entstehen Leitungs- und Valenzband. Die Bandstruktur ist dabei durch eine Potentialbarriere gekennzeichnet, die durch die unterschiedlichen Ladungsverteilungen im n- und p-Halbleiter hervorgerufen wird. In unmittelbarer Nachbarschaft des pn-Übergangs können Überschusselektronen mit Defektlöchern unter Aussendung von (Rekombinations-) Strahlung spontan rekombinieren. Die Frequenz der Strahlung wird dabei durch den Bandabstand ΔE bestimmt.

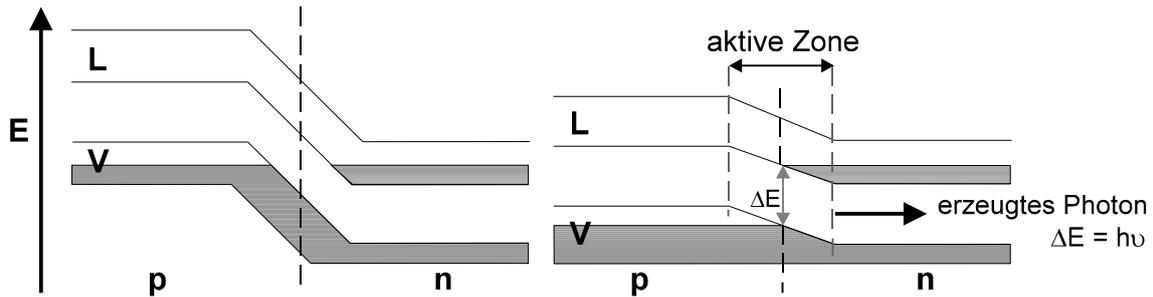


Abb. 15 pn-Übergang einer Halbleiterdiode, Leitungsband L, Valenzband V (links ohne angelegte Spannung; rechts mit angelegter Vorwärtsspannung: Die aktive Zone enthält sowohl Elektronen als auch Löcher, die durch Rekombination ein Photon erzeugen.)

Inversionsbedingung

Im Halbleiter überlappen sich die Wellenfunktionen der Einzelatome zu einem gemeinsamen Energieband, dessen Besetzungsdichte der Fermi-Dirac-Statistik folgt:

$$f(E) = \frac{1}{e^{(E-E_F)/kT} + 1}, \quad E_F \text{ Fermienergie.}$$

Bei der Betrachtung eines Laserprozesses müssen deshalb die Besetzungsverteilungen zweier Energiebänder berücksichtigt werden. Zwischen Leitungs- und Valenzband eines Halbleiterlasers kann ein (Rekombinations-) Übergang dann ablaufen, wenn das obere Energieniveau (E_2) besetzt und gleichzeitig das untere (E_1) unbesetzt ist. Ist die Wahrscheinlichkeit, im Leitungsband ein Elektron und gleichzeitig im Valenzband kein Elektron (also stattdessen ein Loch) zu finden größer als die Wahrscheinlichkeit, bei der Energie E_1 ein Elektron zu finden und gleichzeitig bei der Energie E_2 keins zu haben, ergibt sich für Photonen der Energie $\Delta E = E_2 - E_1$ Verstärkung. Also ist zu fordern (mit nahe liegenden Abkürzungen):³

$$f_L(E_2) \cdot (1 - f_V(E_1)) > f_V(E_1) \cdot (1 - f_L(E_2)) \text{ bzw.}$$

$$f_L(E_2) > f_V(E_1).$$

Inversionsbedingung für Halbleiterlaser

Diese Situation tritt im thermischen Gleichgewicht nicht auf. Sie kann jedoch durch einen Anregungsprozess erzwungen werden. In der angeregten Zone eines pn-Übergangs können dann spontane und induzierte Rekombinationsprozesse stattfinden, die bei geeigneter Rückkopplung zu Laserstrahlung in Selbsterregung führen.

Anregung durch Ladungsträgerinjektion

³ Die Wahrscheinlichkeit für das Eintreffen zweier voneinander unabhängiger Ereignisse ist gleich dem Produkt der Einzelwahrscheinlichkeiten.

Rekombinationsübergänge in einem pn-Übergang erfordern die Erzeugung von Elektron-Loch-Paaren. Dies erfolgt bei (Halbleiter-) **Injektionslasern** - neben der stets im thermischen Gleichgewicht vorhandenen Anregung - durch **Ladungsträgerinjektion**.

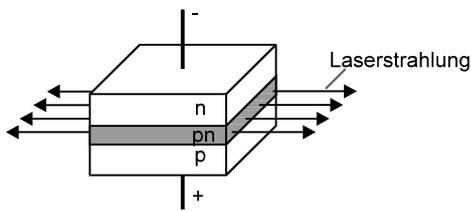


Abb. 16 Schematischer Aufbau eines Injektionslasers

Das Anlegen einer äußeren Spannung an eine Halbleiterdiode (Durchlassrichtung) führt zur Erniedrigung der Potentialbarriere. Dadurch werden Ladungsträger in die aktive Zone injiziert: Elektronen und Löcher werden zum pn-Übergang bewegt und bewirken dort eine Erhöhung der Ladungsträgerdichte. Sobald der Ausgleich zwischen Leitungs- und Valenzband durch Relaxationsvorgänge langsamer erfolgt als der Ladungsträgernachschub, ist die

Verstärkungsbedingung in einer Schicht des Halbleiters erfüllt. Die (induzierte) Rekombination von Elektron-Loch-Paaren führt dann zu Laserstrahlung parallel zum pn-Übergang.

Resonatorsystem

Wegen des hohen Brechungsindex von Halbleiterkristallen (und ihrer hohen Verstärkung) bilden polierte ebene Stirnflächen (senkrecht zur aktiven Zone) einen planparallelen optischen Resonator. Dieser stellt die für den Lasereinsatz notwendige Rückkopplung her. Außerdem sollten die Seitenflächen des Kristalls stark aufgeraut sein, um eine unerwünschte optische Rückkopplung in Querrichtung zu verhindern.

Eigenschaften von Halbleiterlasern

- Die **Wellenlänge** eines Diodenlasers wächst mit zunehmender Temperatur an: Die Vergrößerung des Brechungsindex des Halbleitermaterials bewirkt eine Verlängerung der aktiven Zone und damit des Resonators. Das führt dazu, dass ab einer bestimmten Temperatur zunächst noch stabile Moden instabil werden und andere, für die günstigere Bedingungen herrschen, anschwüngen. Eine Temperaturniedrigung führt zwar zu einem Rücksprung der Laserwellenlänge, aber nicht notwendigerweise in die Ausgangsmode zurück (Hysterese). Anwendungen, bei denen die Durchstimmbarkeit der Laserdiode im Vordergrund steht, sollten deswegen in einem sprunghaften Bereich der Kennlinie durchgeführt werden.

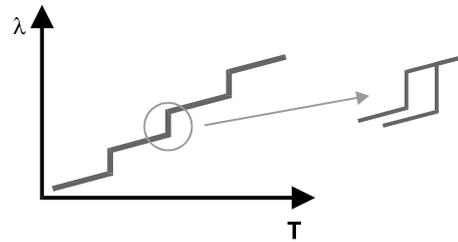


Abb. 17 Emissionswellenlänge λ eines Diodenlasers als Funktion der Kristalltemperatur T , Hysterese

Bei der Variation des Injektionsstromes und damit der Ausgangsleistung entsteht die Wellenlängenänderung (ca. 0.05 nm/K) vorwiegend durch die Brechungsindexerhöhung aufgrund steigender Ladungsträgerdichte in der aktiven Zone. Bei höherer Ausgangsleistung steigt durch die Verlustwärme auch die Temperatur in der aktiven Zone.

Die Wellenlänge eines Diodenlasers hängt von der Temperatur T und dem Injektionsstrom I wie folgt ab:

$$\lambda(T, I) = \lambda(T_0, I_0) + \alpha_T \cdot (T - T_0) + \alpha_I \cdot (I - I_0) + \sum_{k=2}^n \left\{ \alpha_T^k \cdot (T - T_0)^k + \alpha_I^k \cdot (I - I_0)^k \right\}. \quad (20)$$

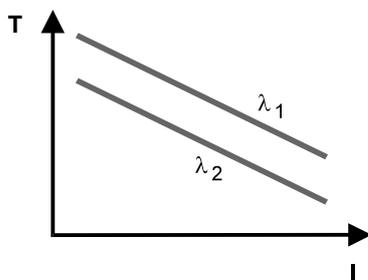


Abb. 18 Verlauf der Temperatur T und des Injektionsstroms I eines Halbleiterlasers für konstante Wellenlängen λ_1 und λ_2

α_T, α_I Koeffizienten der Potenzreihenentwicklung
 T_0 Referenztemperatur
 I_0 Referenzstrom

In der Praxis ist es ausreichend, nur die linearen Terme zu betrachten.

Aus der Forderung $\lambda(T, I) = \lambda_C = \text{konstant}$ folgt mit $\lambda_0 = \lambda(T_0, I_0)$ unmittelbar aus [20]:

$$T = T_0 + (\lambda_C - \lambda_0) / \alpha_T - (I - I_0) \cdot \alpha_I / \alpha_T.$$

Die Temperatur T nimmt bei konstanter Wellenlänge linear mit dem Injektionsstrom ab. In Abb. 18 ergeben sich so Geraden mit negativer Steigung.

- Typisch für Halbleiter ist außerdem die starke Abhängigkeit des Stromes und damit der **Ausgangsleistung** von der Temperatur (Abb. 19). Unterhalb der Laserschwelle ist aufgrund zunehmender spontaner Emission (bei fester Temperatur) bereits eine sehr geringe, mit dem Injektionsstrom zunehmende Ausgangsleistung messbar. Bei einsetzender Laseroszillation (induzierte Emission) erfährt sie einen abrupten Anstieg. Dabei zeigt der Schwellstrom I_{th} eine exponentielle Temperaturabhängigkeit: $I_{th} \propto \exp(T/T_0)$, T_0 ist eine vom Halbleitermaterial und der Laserstruktur abhängige konstante Referenztemperatur. (Im Versuch ist die Temperaturabhängigkeit der Ausgangsleistung der Laser-diode vernachlässigbar!)
- Wegen der geringen Breite der aktiven Schicht (Größenordnung der Wellenlänge) ist das rechteckige Strahlprofil des Laserlichts durch **Beugung** stark divergent.
- Thermische Drift und Materialinhomogenitäten erschweren den Betrieb von Diodenlasern in einer definierten Modenstruktur. Die **örtliche Intensitätsverteilung** ist ohne besondere Maßnahmen stark inhomogen und zeitlichen Schwankungen unterworfen.

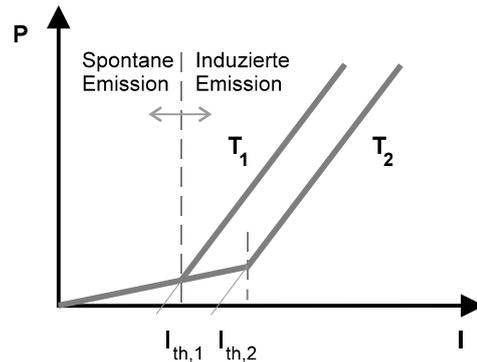


Abb. 19 Leistung P eines Diodenlasers in Abhängigkeit vom Injektionsstrom I für zwei Temperaturen $T_1 < T_2$

Injektionslaser mit Doppelheterostruktur

Zur Erzeugung kontinuierlicher Laseremission mit stabiler räumlicher und spektraler Strahlungsverteilung werden Diodenlaser verwendet, deren Halbleiterkristalle eine laterale innere Strukturierung aufweisen. Diese Struktur grenzt die Lasertätigkeit auf einen schmalen Streifen ein (1 ... 20 μm).

Heterostrukturen

entstehen aus einer Kombinationen zweier verschiedener epitaktisch aufeinander aufgewachsener Halbleiter, bei denen sich die Bandlücke auf atomaren Längenskalen ändert. Beim Kontakt beider Materialien entsteht im thermischen Gleichgewicht an der Grenzfläche eine Raumladungszone, da die Fermienergien E_F beider Halbleiter übereinstimmen müssen und sich Bandverbiegungen ausbilden.

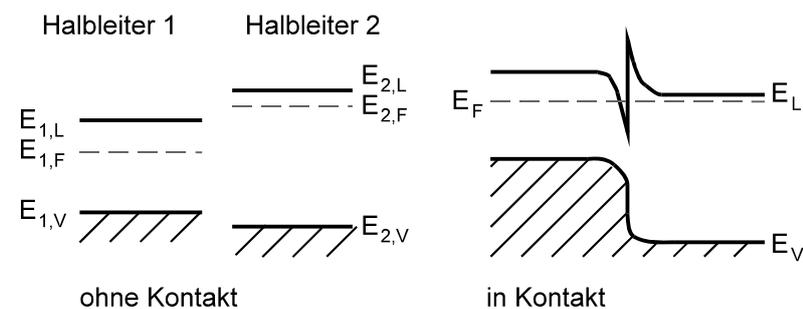


Abb. 20 Bandschema bei Bildung einer Heterostruktur aus zwei Halbleitern mit unterschiedlicher Bandlücke

In einer AlGaAs/GaAs-**Doppelheterostruktur** befindet sich oberhalb des n-Kontakts das n-dotierte GaAs-Substrat auf dem mehrere AlGaAs-Schichten mit unterschiedlichen Aluminiumanteilen abgeschieden sind. In die etwa 2 μm „dicke“ aktive Schicht der Doppelheterostruktur werden über einen wenige μm breiten oberen Kontaktstreifen durch Anlegen einer Spannung Ladungsträger injiziert. Bei genügend hohem Injektionsstrom wird im aktiven Volumen, welches zwischen zwei Heterogrenzen eingebettet ist, eine

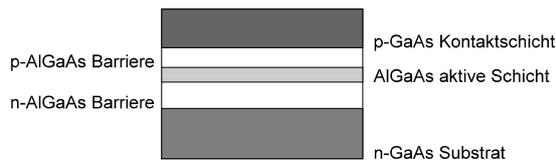


Abb. 21 Querschnitt durch eine AlGaAs/GaAs-Doppelheterostruktur

Besetzungsinversion aufgebaut: Die beidseitigen Barrierschichten bewirken eine hohe Ladungsträgerkonzentration in der aktiven Schicht und der gleichzeitig durch diese Schichten gebildete Wellenleiter eine hohe Strahlungsfeldichte. Damit wird eine starke Reduzierung der Schwellenstromdichte erreicht und ein kontinuierlicher Betrieb bei

Raumtemperatur ermöglicht.

Indexgeführte Diodenlaser mit eingebautem Wellenleiter („index-guided laser diode“ - IGL) stellen eine spezielle Heterostruktur dar. Durch technologische Verfahren werden sowohl eine laterale Stromeingrenzung als auch ein permanentes laterales Profil des Real- oder Imaginärteils der Brechzahl realisiert. Der Realteil der Brechzahl kann u. a. durch einen eingebauten Brechzahlsprung (mittels Änderung der Materialzusammensetzung) verändert werden.

Charakteristisch für indexgeführte Diodenlaser ist, dass sie in der Regel nur einige wenige Longitudinalmoden aufweisen, häufig sogar nur eine angeregte Longitudinalmode. Infolge des ausgeprägten lateralen Wellenleiters sind sie zudem wesentlich stärker gegenüber reflektiertem Licht empfindlich.

Vorteile der Injektionslaser gegenüber allen anderen Lasertypen

- extrem geringe Abmessungen (Länge $\leq 0,5$ mm, Breite $\leq 0,4$ mm, Höhe $\leq 0,1$ mm)⁴
- einfache Anregung (direkte Umwandlung von elektrischer Energie in kohärente Strahlung)
- hoher Leistungswirkungsgrad
- direkte Modulation über den Strom bis in den GHz-Bereich
- mechanische Robustheit
- hohe Lebensdauer (bis zu 10^7 h)
- geringe Anregungsspannung

Nachteile beim Einsatz von Diodenlasern

- Bevor die Diodenlaserstrahlung genutzt werden kann, muss die starke Strahldivergenz mit aufwendigen Optiken korrigiert werden.
- Der korrigierte Strahl hat keinen runden sondern einen elliptischen bis nahezu rechteckigen Strahlquerschnitt.

Diodenlaser werden aufgrund ihrer guten Eigenschaften und der erwähnten Nachteile hauptsächlich als Pumplichtquelle für „konventionelle“ Lasersysteme eingesetzt, anstatt zu Hochleistungslasern „herangezüchtet“ zu werden.

4 Es ist möglich, eine größere Anzahl einzelner Dioden auf einem gemeinsamen Chip zu integrieren. Mit derartigen Diodenarrays (Mehrstreifen Laserdioden) können aneinandergereiht Pumplichtquellen mit optischen Ausgangsleistungen bis in den kW Bereich gebaut werden.

1.6 Nichtlineare Optik (NLO): Frequenzverdopplung

Der wohl auffälligste nichtlineare optische Effekt ist die Generation der Zweiten Harmonischen (engl. second harmonic generation, SHG). Man versteht hierunter die Umwandlung einer Lichtwelle der Frequenz ω in eine solche mit der doppelten Frequenz 2ω in einem nichtlinearen optischen Medium.

Die Erzeugung der zweiten Harmonischen ist u. a. von Bedeutung für die Erzeugung kurzwelliger Strahlung, insbesondere durch aufeinander folgende Frequenzverdopplungen (die Grenze ist durch die Absorption bisher bekannter Kristalle gegeben).

Lineare Optik

Die Ausbreitung von Licht in Materie wird mit Hilfe der frequenzabhängigen optischen Konstanten „Brechzahl“ und „Absorptionsgrad“ beschrieben. In der linearen Optik sind diese Größen unabhängig von der einfallenden Lichtintensität. Reflexion, Brechung, Ausbreitungsgeschwindigkeit und Schwächung/Verstärkung des Lichts sind daher Konstanten des betreffenden Mediums und nur abhängig von der Frequenz des Lichts.

Daraus folgen zwei wichtige Prinzipien, die überall in der linearen Optik benutzt werden:

- Das **Superpositionsprinzip** besagt, dass sich Lichtwellen gegenseitig nicht beeinflussen und ungestört überlagert werden können (Interferenz).
- Die **Erhaltung der Frequenz** bedeutet, dass bei der Wechselwirkung von Licht mit Materie keine neuen Lichtfrequenzen entstehen.

Diese beiden Eigenschaften gelten jedoch nur bei relativ kleinen Bestrahlungsstärken (z. B. „normaler“ Lichtquellen). Bei den hohen Bestrahlungsstärken durch Laser hingegen gilt weder das Superpositionsprinzip noch die Frequenzerhaltung.

Frequenzverdopplung

Die Wechselwirkung von Licht mit Materie kann mit Hilfe des klassischen Oszillatormodells erklärt werden: Die elektrische Feldstärke \vec{E} der Lichtwelle übt auf elastisch gebundene Elektronen eine Kraft aus, unter deren Einfluss diese gegen den schweren Kern mit der Lichtfrequenz zu oszillieren beginnen. Es ist ein schwingender Dipol entstanden. Die Summe aller Dipolmomente pro Volumeneinheit des Mediums wird elektrische **Polarisation** \vec{P} genannt. Im einfachsten Fall ist diese direkt proportional der angelegten elektrischen Feldstärke. Die Polarisation, d. h. die oszillierenden elektrischen Dipole, ist Ausgangspunkt einer neuen elektrischen Feldstärke, deren Frequenz mit der der anregenden Feldstärke übereinstimmt, aber deren Phase wegen der Trägheit der elastisch gebundenen Elektronen verschoben ist. Die anregende Feldstärke und die von den Dipolen abgestrahlte Feldstärke überlagern sich zu einer resultierenden Feldstärke, die ebenfalls in der Phase gegen die ursprüngliche Feldstärke verschoben ist. Diese Phasenverschiebung macht sich makroskopisch als veränderte Lichtgeschwindigkeit bemerkbar und wird durch die Brechzahl beschrieben. Außerdem kann eine Schwächung der Lichtwelle auftreten, charakterisiert durch den Absorptionskoeffizienten.

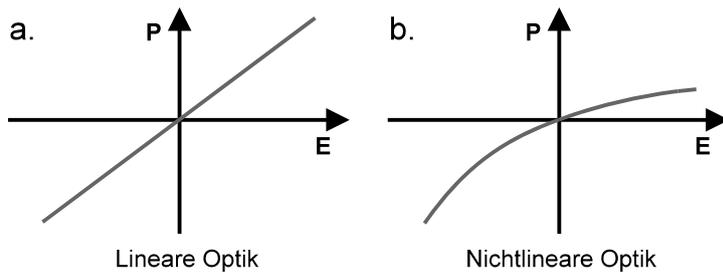


Abb. 22 Ausrichtung (Polarisation P) der Dipole bei Vorhandensein eines elektrischen Feldes E , a. in einem optisch linearen, b. in einem nichtlinearen Medium

Der Zusammenhang zwischen der Auslenkung eines Elektrons (bzw. seiner Polarisation \vec{P}) und der angreifenden Feldstärke \vec{E} kann durch eine „Kennlinie“ (Abb. 23) dargestellt werden: Die lineare Kennlinie ist ein Kennzeichen des elastisch gebundenen Elektrons. Für „normales“ Licht ist das Modell des elastisch gebundenen Elektrons voll gültig

(vgl. Hooke'sches Gesetz). Bei den hohen Feldstärken der Laser hingegen können die Auslenkungen so groß werden, dass sich die Nichtlinearität der realen Kennlinie bemerkbar macht. Im nichtlinearen Teil der Kennlinie vollführt das Elektron unter dem Einfluss einer sinusförmigen Feldstärke anharmonische Schwingungen. D. h., in der Polarisation treten Oberwellen auf. Die lineare Beziehung zwischen Polarisation und Feldstärke ist nicht mehr gültig. Stattdessen ist die Polarisation nun eine komplizierte Funktion der Feldstärke, die außer dem linearen Term in \vec{E} auch höhere Ordnungen enthält. Die höheren Ordnungen der nichtlinearen Anteile sind jedoch bei geringen Feldern sehr klein, so dass beträchtliche Feldstärken erforderlich sind, um eine spürbare Polarisation durch die nichtlinearen Glieder zu erreichen.

Die Mehrzahl der Effekte der NLO kann im Rahmen einer Entwicklung der dielektrischen Polarisation nach Potenzen der elektrischen Feldstärke beschrieben werden:

$$\vec{P} = \epsilon_0 (\chi \cdot \vec{E} + \chi' \cdot \vec{E}^2 + \dots) \quad (21)$$

Für den Fall, dass die Feldstärke \vec{E} aus einer reinen Sinuswelle besteht ($\vec{E} = \vec{E}_0 \sin \omega t$), ergibt sich die Polarisation unter Berücksichtigung des linearen und quadratischen Terms sowie unter Vernachlässigung der Phasenverschiebung zwischen \vec{E} und \vec{P} zu

$$\vec{P} = \epsilon_0 (\chi \cdot \vec{E}_0 \cdot \sin \omega t + \chi' \cdot \vec{E}_0^2 \cdot \sin^2 \omega t) \quad (22)$$

Allgemein gilt $\cos 2\omega t = \cos^2 \omega t - \sin^2 \omega t$ (23)

und $\sin^2 \omega t + \cos^2 \omega t = 1$. (24)

Einsetzen von $\cos^2 \omega t$ nach [24] in [23] ergibt

$$\cos 2\omega t = 1 - 2 \sin^2 \omega t \Leftrightarrow \sin^2 \omega t = \frac{1}{2} - \frac{1}{2} \cos 2\omega t \quad (25)$$

Mit [25] folgt aus [22] $\vec{P} = \frac{\epsilon_0}{2} \cdot \chi' \cdot \vec{E}_0^2 + \epsilon_0 \cdot \chi \cdot \vec{E}_0 \cdot \sin \omega t - \frac{\epsilon_0}{2} \cdot \chi' \cdot \vec{E}_0^2 \cdot \cos 2\omega t$ (26)

bzw.

$$\vec{P} = \vec{P}(0) + \vec{P}_L(\omega) + \vec{P}_{NL}(2\omega) \quad (27)$$

$\vec{P}(0)$	Gleichanteil
$\vec{P}_L(\omega)$	Grundwelle
$\vec{P}_{NL}(2\omega)$	frequenzverdoppelter Anteil

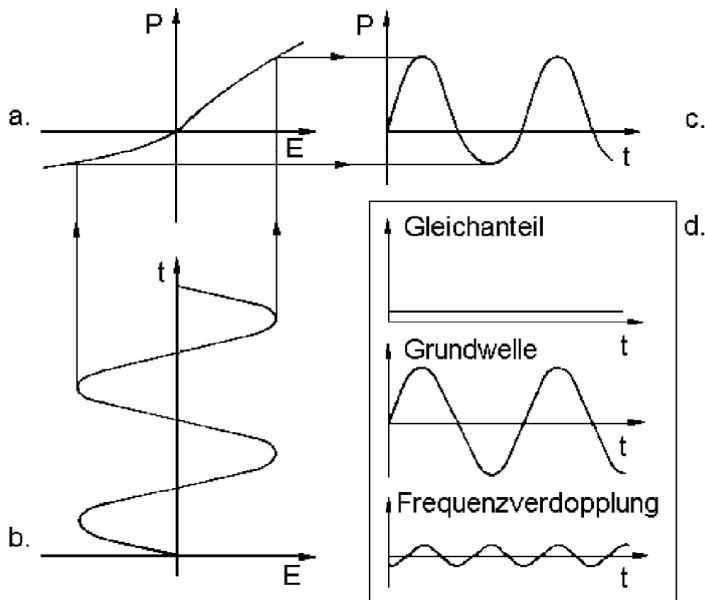


Abb. 23 Auf das Elektron mit der nichtlinearen Kennlinie a. wirkt eine sinusförmige Feldstärke b. der Frequenz ω . Das Elektron vollführt nichtharmonische Schwingungen c. und entsprechend auch die Polarisation P des Mediums. Die Fourier-Zerlegung d. der nichtharmonischen Schwingung liefert einen Gleichanteil, einen linearen und einen frequenzverdoppelten Anteil.

Die Polarisation (vgl. (27)) enthält außer der Grundwelle einen Gleichanteil und einen Anteil der doppelten Frequenz. Die Polarisationswellen der Frequenzen ω und 2ω strahlen wieder ein elektrisches Feld derselben Frequenzen ab. Es tritt also nicht nur Licht der eingestrahnten Frequenz ω sondern auch Licht der doppelten Frequenz auf. Aus infrarotem Licht wird so z. B. sichtbares grünes.

Phasenanpassung

Die durch die eingestrahlte Welle induzierte nichtlineare Polarisationswelle breitet sich mit einer Phasengeschwindigkeit aus, die durch die Phasengeschwindigkeit der eingestrahnten Welle bestimmt wird. Die durch die nichtlineare Polarisationswelle erzeugte Eigenwelle breitet sich im Allgemeinen wegen der Dispersion des Mediums mit einer anderen Phasengeschwindigkeit aus. Die unterschiedlichen Phasengeschwindigkeiten der Grund- und Oberwelle machen sich störend bemerkbar und verhindern die effektive Erzeugung von frequenzverdoppeltem Licht in einem nichtlinearen Kristall.

Eine für die Praxis der Frequenzverdopplung wichtige Methode, die destruktive Interferenz der Oberwelle zu vermeiden und den sonst sehr kleinen Effekt um Zehnerpotenzen zu vergrößern, stellt die so genannte **Phasenanpassung** oder auch **Anpassung der Brechzahlen** dar. Besitzen Grundwelle (ω) und Oberwelle (2ω) in einer Richtung dieselbe Fortpflanzungsgeschwindigkeit, kann die Grundwelle während des ganzen Weges durch den Kristall phasengerecht zur Verstärkung der Oberwelle beitragen. Da die Ausbreitungsgeschwindigkeiten von Grund- und Oberwelle in einem Medium durch die entsprechenden Brechungsindizes festgelegt werden, müssen also letztere übereinstimmen. Unter Ausnutzung der Doppelbrechung von anisotropen Kristallen ist es möglich, die Brechungsindizes so „anzupassen“, dass gilt:

$$\boxed{n_{o,1}(\omega) = n_{ao,2}(2\omega)}$$

Anpassung der Brechungsindizes

$n_{o,1}(\omega)$ Brechungsindex des ordentlichen Strahls der Grundwelle

$n_{ao,2}(2\omega)$ Brechungsindex der außerordentlichen Oberwelle

Diese Situation wird am häufigsten durch die **Winkelanpassung** realisiert, denn: Es gibt einen (Anpassungs-) Winkel ϑ_0 zur optischen Achse, für den gilt, dass die Geschwindigkeit von Grund-, Polarisations- und Oberwelle dieselbe ist, wenn der Lichtstrahl unter diesem Winkel zur c-Achse durch den Kristall läuft. Insbesondere kommen Polarisationswelle und Oberwelle nicht mehr aus der Phase. Alle Oberwellenanteile überlagern sich phasenrichtig, so dass die Intensität der Oberwelle mit zunehmender Kristalldicke ansteigt, bis die gesamte Grundwellenintensität in Licht der Oberwelle umgewandelt worden ist. Fällt das Licht unter einem vom Anpassungswinkel leicht abweichenden Winkel ein, so wird der Wirkungsgrad

$$\eta = P_{2\omega} / P_{\omega}$$

$P_{2\omega}$ Leistung der frequenzverdoppelten Strahlung

P_{ω} Leistung der Grundwelle

erheblich reduziert.

Kristalle für Frequenzverdopplung

Die nichtlinearen optischen Effekte 2. Ordnung sind an die Kristallklassen mit Piezoelektrizität gebunden. In Kristallen mit Inversionszentrum (z. B. optisch isotropen Medien wie Glas) können diese Effekte nicht auftreten.

In Kristallen mit Inversionszentrum (Spiegelsymmetrie bezüglich eines Punktes), muss offensichtlich gelten

$$\boxed{\vec{P}(\vec{E}) = -\vec{P}(-\vec{E})} \quad (28)$$

Unter Verwendung von [21] ergibt sich jedoch

$$\vec{P}(\vec{E}) = \epsilon_0 (\chi \cdot \vec{E} + \chi' \cdot \vec{E}^2)$$

und

$$-\vec{P}(-\vec{E}) = -\epsilon_0 [\chi \cdot (-\vec{E}) + \chi' \cdot (-\vec{E})^2] = \epsilon_0 (\chi \cdot \vec{E} - \chi' \cdot \vec{E}^2).$$

Die in [28] geforderte Gleichheit gilt nur für $\chi' = 0$. Damit besteht zwischen \vec{P} und \vec{E} der lineare Zusammenhang $\vec{P}(\vec{E}) = \epsilon_0 \chi \cdot \vec{E}$, und Frequenzverdopplung kann nicht auftreten.

Im Versuch wird die Frequenzverdopplung durch einen KTP-Kristall erzeugt (KTiOPO₄).

Anforderungen an geeignete Medien zur Frequenzverdopplung

- Möglichst große **nichtlineare Suszeptibilität**,
- gute **Transparenz** in dem untersuchten Wellenlängenbereich (der Grund- und Oberwelle),
- hohe optische **Belastbarkeit** (Zerstörungsschwelle) erlaubt große Intensität der Grundwelle,
- Erfüllung der **Phasenanpassungsbedingung** (genaue Kenntnis der Dispersion nötig).

1.7 Fragen und Aufgaben zur Selbstkontrolle

1. Warum kann in einem Zweiniveau-Lasersystem selbst durch optisches Pumpen keine Besetzungsinversion erzeugt werden?
2. Welche Vorteile haben Vierniveau-Lasersysteme gegenüber Dreiniveau-Systemen?
3. Nach welchen Kriterien sollte ein Lasermedium ausgewählt werden, um den Wirkungsgrad des Lasers zu optimieren?
4. Warum müssen bei einem Diodenlaser Temperatur und Injektionsstrom kontrolliert werden?
5. Wodurch unterscheiden sich Diodenlaser von „konventionellen“ Lasern?
6. Warum lässt sich ein Nd-YAG-Laser mit einem Diodenlaser wesentlich effizienter pumpen als mit einer konventionellen Lichtquelle?

2. Anleitung zur Versuchsdurchführung



Sowohl der zum optischen Pumpen benutzte Diodenlaser als auch der im Versuch aufgebaute Nd-YAG-Laser können Augen schwer und irreparabel schädigen! Da diese Laser Strahlung der Wellenlängen 805 nm bzw. 1064 nm emittieren, die für das Auge unsichtbar ist, ist die Gefahr besonders groß.

Deswegen müssen während des Versuchs unbedingt die bereitgestellten Laserschutzbrillen getragen werden!

Der Laser darf nie unbeaufsichtigt in Betrieb sein. Ungewollte Strahlreflexionen in den Raum (z. B. durch Armbanduhren) sind zu vermeiden!

Der Diodenlaser und der Nd-YAG-Laser gehören mit Ausgangsleistungen von bis zu 0.5 W zur Laserklasse 3B. Das bedeutet, dass der fokussierte Strahl Haut verbrennen und in den Strahlengang gehaltene Materialien entzünden kann!

VORSICHT: Die Brillen schützen NICHT gegen die im letzten Versuchsteil auftretende frequenzverdoppelte Strahlung bei 532 nm!

2.1 Komponenten des Nd-YAG-Lasers

- A. Diodenlaser-Modul** mit integriertem Peltierelement, Temperatursensor und Monitordiode für die Leistungsmessung
Das Modul besteht aus einer XY-Verstelleinheit (horizontal/vertikal), in der die Diode eingebaut ist.
- B. Kollimator** mit dreilinsigem Kollimationssystem
($f = 6$ mm, Fokus 1-2 mm vor Eintrittsfläche)
- C. Fokussiereinheit** mit Bikonvexlinse ($f = 50$ mm)
- D. Laserspiegeljustierhalter mit YAG-Stab, einseitig verspiegelt**
- E. Laserspiegeljustierhalter mit Resonatorspiegel**
R 100-2%: Radius 100 mm, Transmission ca. 2 %
SHG 100: Radius 100 mm, Transmission ca. 0.02 %
- F. Filterplattenhalter** mit Filtern zur Unterdrückung unerwünschter Strahlung
RG 1000 durchlässig für Strahlung mit Wellenlängen oberhalb von etwa 1000 nm
BG 39 durchlässig für die frequenzverdoppelte Strahlung (Wellenlänge 532 nm)
- G. Photodetektor** mit abnehmbarer IR-Wandler-Karte für die Erstjustage
- H. KTP-Kristall** im Justierhalter

I. Intensitätsmessgerät mit Dämpfern 1:1, 1000:1

Steuergerät

Das Steuergerät enthält Regelkreise für die Leistungsüberwachung, die Temperatursteuerung und die Stromeinstellung. Außerdem besitzt es einen Modulator mit einstellbarer Frequenz für zeitaufgelöste Messungen wie Fluoreszenzlebensdauern und Spiking. Zudem ist in dem Steuergerät ein Photodiodenverstärker eingebaut, der bei der Messung geringer Intensitäten eingesetzt werden kann.

IR-Wandlerschirm

2.2 Hinweise zur Benutzung des Laserleistungsmeßgerätes

- Unter „wavelength“ muss vor Beginn jeder Messreihe die Laserwellenlänge eingestellt werden, für welche die Intensität und damit die Leistung bestimmt werden soll.
- Der Messbereich am optischen Leistungsmesser muss vor jeder Messung passend gewählt werden. Zunächst sollte immer der Messbereich mit der größtmöglichen Leistung (100 mW) gewählt werden. Der Messbereich kann dann, nach Messung der maximal auftretenden Ausgangsleistung bei der Messreihe, angepasst werden.
- Bei der Messung der Ausgangsleistung des Diodenlasers (Versuchsteil e.) und eventuell des Nd-YAG-Lasers (Versuchsteil i.) muss der 1000:1 Dämpfer verwendet werden, da die maximale Leistung den größten Messbereich des Leistungsmessers übersteigen kann. Bei montiertem Dämpfer sind die angezeigten Werte dann mit dem Faktor 1000 zu multiplizieren. Als sinnvoller Messbereich bietet sich daher der 1 mW Bereich am Leistungsmesser an.

2.3 Experimente

2.3.1 Charakterisierung des Diodenlasers

- a. Inbetriebnahme des Diodenlaser-Moduls
- b. Einsetzen der Fokussierlinse
- c. **Messung:** Abhängigkeit der Wellenlänge von Diodentemperatur und Injektionsstrom
- d. **Messung:** Kennlinie für konstante Wellenlänge
- e. **Messung:** Ausgangsleistung des Diodenlasers

2.3.2 Charakterisierung des Nd-YAG-Lasers

- f. **Messung:** Lebensdauer des ${}^4F_{3/2}$ -Niveaus
- g. Pumplicht- und Resonatorjustage
- h. Laserbetrieb
- i. **Messung:** Laserschwelle und Ausgangsleistung des Nd-YAG-Lasers
- j. Darstellung transversaler Moden
- k. Spiking

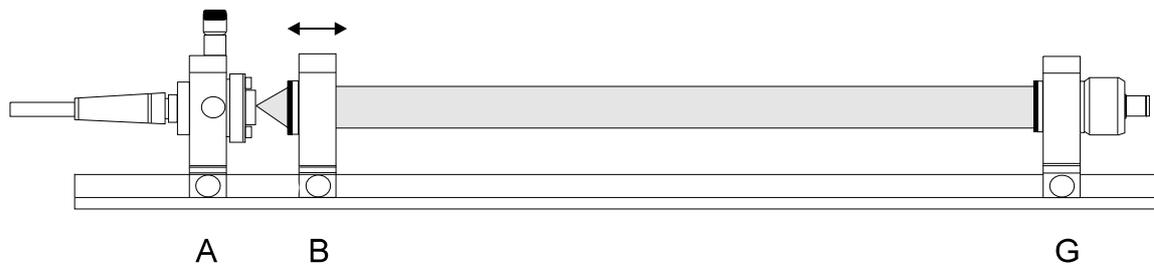
2.3.3 Anwendung: Nichtlineare Optik

- l. **Messung:** Frequenzverdopplung

2.3.1 Charakterisierung des Diodenlasers

a. Inbetriebnahme des Diodenlasers

Benötigtes Zubehör A. Diodenlaser-Modul,
Steuergerät,
IR-Wandlerschirm,
B. Kollimator (Brennweite $f = 6 \text{ mm}$,
Fokus etwa 1-2 mm vor der Eintrittsfläche),
G. Photodetektor



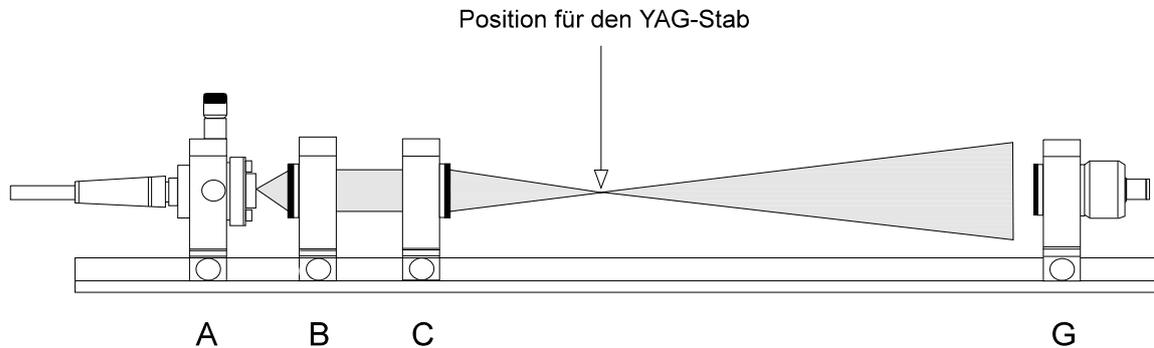
Das Diodenlaser-Modul befindet sich (möglichst weit links) auf der optischen Bank. Alle Regler auf der Frontseite des Steuergeräts sind am Linksanschlag. Das Gerät wird mit dem Netzschalter (auf der Rückseite des Steuergeräts) eingeschaltet. Die rote Warnlampe auf dem Diodenlaser-Modul leuchtet auf, sobald der Laser über den Schlüsselschalter an der Vorderseite des Geräts eingeschaltet wird, und signalisiert, dass Laserstrahlung austreten kann. Die beiden LED-Anzeigen des Steuergeräts zeigen den eingestellten Wert der Temperatur in $^{\circ}\text{C}$ und den des Injektionsstroms in mA an. (Aber: Erst im verdunkelten Raum sind das Leuchten der Warnlampe und die LED-Anzeigen durch die Laserschutzbrille gut zu sehen. Deshalb: Vorsicht!) Mit dem IR-Wandlerschirm kann die austretende, stark divergierende Laserstrahlung sichtbar gemacht werden.

Der Injektionsstrom wird auf den kleinsten Wert heruntergeregt und der Diodenlaser wieder ausgeschaltet, bevor der Kollimator (B.) vor das Modul (A.) gesetzt wird. Nach Einschalten des Diodenlasers ist das kollimierte Licht mit dem IR-Wandlerschirm beobachtbar. Bei den folgenden Versuchen ist es nötig, den erzeugten Strahl abzublocken, damit er nicht unkontrolliert den Experimentierplatz verlassen kann. Dazu sollte der Photodetektor, der an ein Oszilloskop bzw. ein Digitalmultimeter angeschlossen wird, stets auf der optischen Bank belassen werden.

Das Licht des Diodenlasers ist nahezu parallel, wenn sich das Modul (A.) und der Kollimator etwa in minimalem Abstand voneinander befinden. Das Strahlprofil stellt über die gesamte Länge der optischen Bank ein flaches, horizontales Rechteck dar (ca. $3\text{mm} \cdot 5\text{mm}$). Der Strahl sollte parallel zur Schiene verlaufen, das Strahlzentrum möglichst genau auf den Photodetektor treffen. Dazu kann der Strahlverlauf mit den Feinjustierschrauben am Diodenlaser-Modul einjustiert werden, welches anschließend wieder ausgeschaltet wird. Dabei ist zu beachten, dass der Injektionsstrom zuvor auf den kleinsten Wert heruntergeregt werden muss! (Dies gilt im Folgenden bei **allen** „Umbauarbeiten“ im Strahlengang!)

b. Einsetzen der Fokussierlinse

Zusätzliches Zubehör C. Fokussiereinheit (Brennweite $f = 50 \text{ mm}$)



Das Modul (C.) soll die Diodenlaserstrahlung in den YAG-Stab fokussieren. Dazu wird es im Abstand von etwa 50 mm zum Kollimator auf der optischen Bank aufgestellt. Im Abstand von ca. 60 mm von der Hauptebene der Konvexlinse entsteht ein Fokus der Diodenlaserstrahlung. Dieser ist auf weniger als 5 mm genau bestimmbar, wenn der Strahlverlauf mit dem IR-Wandler verfolgt wird.

Vorbereitungen für die weiteren Experimente

Die Module (D.) und (E.) bilden den Resonator des Nd-YAG-Lasers. Dabei haben die Justierhalter die Aufgabe, den jeweiligen Spiegel so auszurichten, dass die gemeinsame optische Achse senkrecht zu ihm verläuft. Dazu müssen beide Halter möglichst genau (!) senkrecht zur Pumpstrahlung ausgerichtet werden. Das ist jeweils dann erreicht, wenn die bewegliche Justierplatte des Spiegelhalters parallel zur feststehenden Grundplatte justiert ist, d. h., der Spalt zwischen den Platten parallel ist.

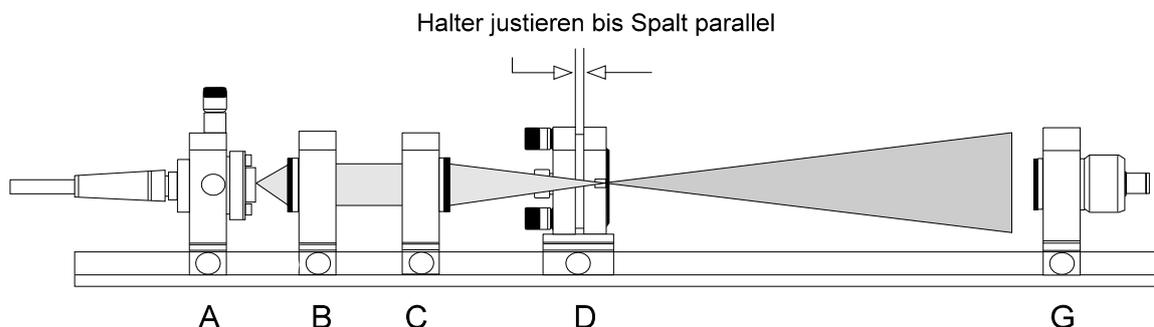
c. Messung: Abhängigkeit der Wellenlänge von der Diodentemperatur

Weiteres Zubehör

D. Laserspiegeljustierhalter mit YAG-Stab (vorjustiert!)

Messgerät

G. Photodetektor



In diesem Versuchsteil werden die bekannten Absorptionslinien des Nd-YAG-Kristalls genutzt, um die Wellenlängenabhängigkeit der Diodenlaserstrahlung von der Temperatur zu ermitteln. Es gibt vier verschiedene Absorptionsübergänge, die mit dem verwendeten Diodenlaser gepumpt werden können. Die Maxima der Absorptionen liegen bei 804.4, 808.4,

812.9 und 817.3 nm. Wegen des eingeschränkten Temperaturbereichs des Diodenlasers können im folgenden Experiment jedoch nicht alle Maxima bestimmt werden.

Dazu wird das Modul (D.) in den bestehenden Aufbau so eingesetzt, dass das Laserlicht den YAG-Stab zentrisch ausfüllt, d. h. der Fokus des Laserstrahls „mittig im Stab liegt“. Der Photodetektor (G.) wird so nah an den Stab heran geschoben, dass die aufgenommene Lichtintensität möglichst hoch ist, den Detektor aber nicht sättigt. Damit kein Fremdlicht diese Messung (und die folgenden) verfälscht, ist es nötig, den Raum zu verdunkeln.

Zu Beginn der Messung wird das Diodenlaser-Modul wieder eingeschaltet und der Injektionsstrom auf 400 mA eingestellt. Mit dem IR-Wandlerschirm kann das durch den YAG-Stab hindurch tretende Restpumplicht beobachtet werden. Bei Veränderung der Diodentemperatur kommt es zu einer Zu- und Abnahme der Restlichtintensität, bedingt durch die Wellenlängenabstimmung der Laserdiode.

Um das Absorptionsspektrum des Nd-YAG-Kristalls auszumessen (vgl. Abb. 25), wird bei festem Injektionsstrom (400 mA) die Temperatur des Diodenlasers schrittweise verändert. (Der Injektionsstrom muss während der Messung konstant gehalten werden, da er sowohl die Wellenlänge als auch die Ausgangsleistung der Laserdiode beeinflusst.) Als Maß für die Intensität der transmittierten Strahlung wird die Spannung am Photodetektor aufgenommen.

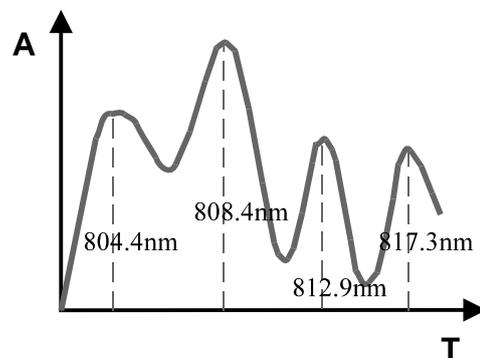


Abb. 24 Absorption A des Nd-YAG-Kristalls als Funktion der Temperatur T des Diodenlasers (damit in Abhängigkeit von der Pumpwellenlänge λ)

Bis zur thermischen Stabilisierung des Diodenlasers muss jeweils eine Weile gewartet werden.

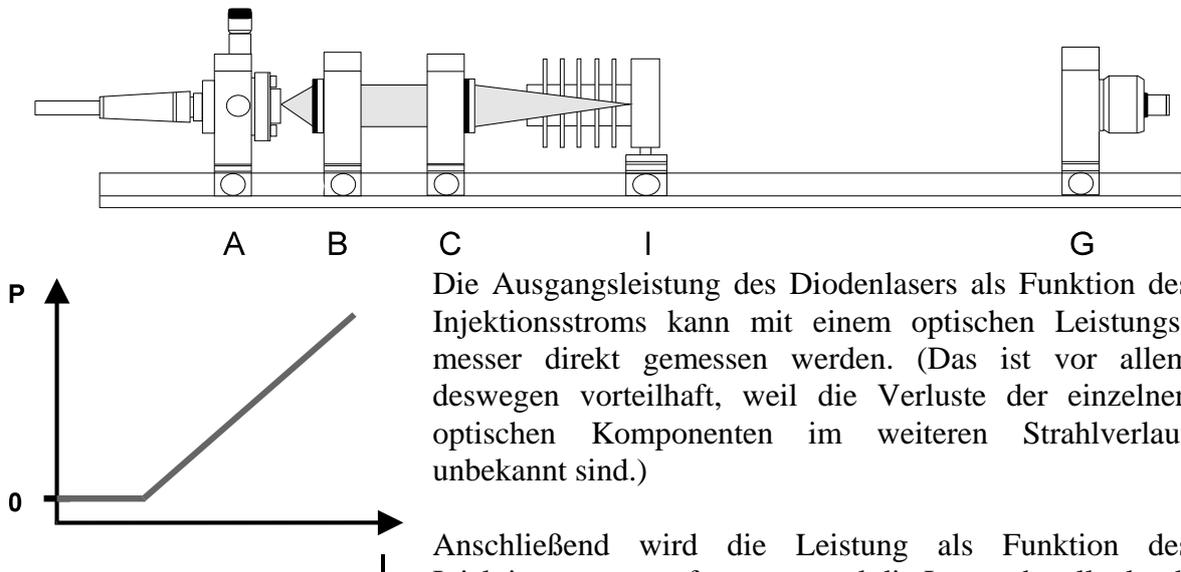
Das (qualitative) Transmissionsspektrum des Nd-YAG-Kristalls entsteht durch Auftragung der Spannung (in mV) als Funktion der Temperatur (in °C). Den auftretenden Transmissions-minima (entsprechend den Absorptionsmaxima) können dabei bekannte Zentralwellenlängen zugeordnet werden.

d. Messung: Ausgangsleistung des Diodenlasers

Zubehör wie in b.

Messgerät

I. Leistungsmesser mit 1000:1-Dämpfer



Die Ausgangsleistung des Diodenlasers als Funktion des Injektionsstroms kann mit einem optischen Leistungsmesser direkt gemessen werden. (Das ist vor allem deswegen vorteilhaft, weil die Verluste der einzelnen optischen Komponenten im weiteren Strahlverlauf unbekannt sind.)

Anschließend wird die Leistung als Funktion des Injektionsstroms aufgetragen und die Laserschwelle durch graphische Extrapolation ermittelt. (Die Temperaturabhängigkeit der Ausgangsleistung des Diodenlasers ist hier vernachlässigbar.)

Abb. 26 Ausgangsleistung P des Diodenlasers in Abhängigkeit vom Injektionsstrom I

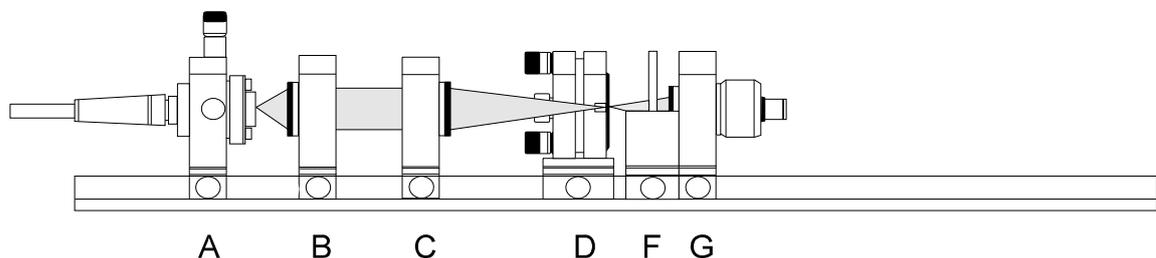
e. Messung: Lebensdauer des ${}^4F_{3/2}$ -Niveaus

Zusätzlich

F. RG 1000 Filter

Messgerät

G. Photodetektor



Das Ausgangsniveau für die Laseremission ($\lambda = 1064 \text{ nm}$) ist das ${}^4F_{3/2}$ -Niveau des Nd^{3+} -Ions mit einer sehr hohen mittleren Lebensdauer ($\tau = 230 \mu\text{s}$).

Der zeitliche Verlauf der spontanen Emission kann auf einem Oszilloskop dargestellt werden, wenn der Nd-YAG-Kristall periodisch optisch gepumpt wird. Dazu wird der interne Modulator des Steuergerätes benutzt, mit dem der Diodenlaser mit variabler Frequenz ein- und ausgeschaltet werden kann. Dicht hinter dem YAG-Stab wird das Filter positioniert, um

die nicht absorbierte Pumpstrahlung zu unterdrücken. Fluoreszenzlicht oberhalb von etwa 1000 nm gelangt durch das Filter auf den Photodetektor.

Um ein größeres Signal zu erhalten, kann es sinnvoll sein, das Filter ohne Halterung zwischen YAG-Stab und Photodetektor zu halten und den Abstand weiter zu verringern.

Das Signal der Leistung des Diodenlasers aus dem Steuergerät wird auf den einen Kanal des Oszilloskops, das Fluoreszenzlicht auf den anderen gegeben.

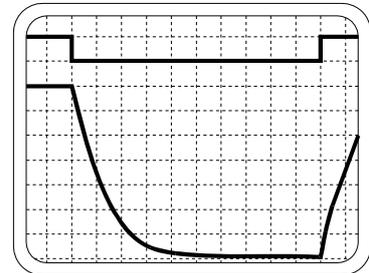


Abb. 27 Fluoreszenzsignal

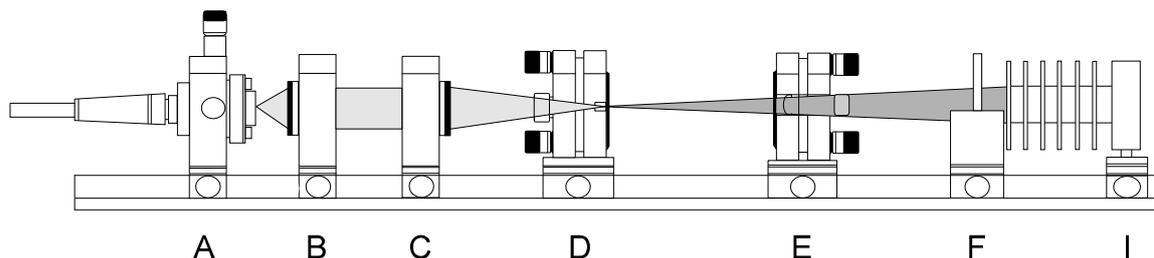
An dem Punkt, an dem die Intensität des Fluoreszenzlichts auf den $1/e$ ($= 0.37$)-fachen Teil der Ausgangsintensität abgefallen ist, wird die Zeit τ ermittelt, die der mittleren Lebensdauer des ${}^4F_{3/2}$ -Niveaus entspricht. Der Kehrwert der Lebensdauer ergibt die Wahrscheinlichkeit für die spontane Emission.

2.3.2 Charakterisierung des Nd-YAG-Lasers

f. Pumplicht- und Resonatorjustage

Weiteres Zubehör
Messgerät

E. Laserspiegeljustierhalter (vorjustiert!) mit **R 100-2% Spiegel**
I. Leistungsmesser mit 1000:1-Dämpfer



Der Diodenlaser wird wieder abgeschaltet und der zweite Laserspiegelhalter (E.) eingesetzt. Der zu wählende Abstand L ergibt sich aus den Stabilitätsbetrachtungen für hemisphärische Resonatorsysteme.

Wegen der hohen Verstärkung des Nd-YAG-Kristalls kann der Laser auch bei etwas zu großem Spiegelabstand betrieben werden. Um (im Hinblick auf den Teilversuch zur Frequenzverdopplung) zeitaufwendiges „Um- und Neujustieren“ beim Einsetzen des KTP-Kristalls zu vermeiden und die Vergleichbarkeit zwischen Grund- und Oberwelle zu erhalten, muss der Abstand der Spiegel so gewählt werden, dass das Modul (H.) noch zwischen (D.) und (E.) eingefügt werden kann.

g. Laserbetrieb

Der Diodenlaser wird wieder angeschaltet, der Strom auf den maximal möglichen Wert eingestellt.

Ist der Aufbau gut justiert, sollte (infrarote) Laserstrahlung der Wellenlänge 1064 nm austreten. Zum Nachweis dieser Strahlung wird der IR-Wandlerschirm auf der Auskoppelseite des Resonators in den Strahlengang gehalten. Innerhalb der restlichen

Pumpstrahlung, die als heller Fleck auf dem Schirm erscheint, wird ein weißlicher Kern sichtbar, wenn der Laser oszilliert. Je nach Justierzustand und Resonatorabstand kann die Laserstrahlung aber auch aufgefächert oder zerfranst aussehen. Daher sollte bei der Justage auch das Strahlprofil hin und wieder mit der IR-Wandlerkarte kontrolliert werden.

Zur besseren Kontrolle sollte der Filterplattenhalter mit dem RG 1000 Filter in den Strahlengang eingefügt und dahinter beobachtet werden. Das Filter absorbiert die Pumpstrahlung, nur die Nd-YAG-Laserstrahlung wird durchgelassen. Die Laserausgangsleistung wird nun durch Nachjustieren des Resonators optimiert. (Zu beachten ist dabei der Resonatorabstand und die Lage des Fokus im Laserstab. Es kann unter Umständen hilfreich sein, die Fokussierlinse (C.) etwas zu verschieben.) Sollte keine Laserstrahlung austreten, muss mit die Grundjustage erneut begonnen werden.

h. Messung: Laserschwelle und Ausgangsleistung des Nd-YAG-Lasers

Versuchsaufbau und Messgerät wie gehabt

Ist der Laser auf maximale Ausgangsleistung justiert, kann die Messung des differentiellen Wirkungsgrades und der Laserschwelle erfolgen.

Die Messung der Ausgangsleistung erfolgt mit dem Intensitätsmessgerät bei verschiedenen Pumpleistungen. Dabei ist zu jedem Injektionsstrom die entsprechende Temperatur des Diodenlasers gemäß der ausliegenden „Kennlinie für konstante Wellenlänge“ einzustellen. Die Laserschwelle wird durch Reduzieren der Pumpleistung bis der Laser gerade (noch) oszilliert ermittelt. An diesem Punkt sollte nochmals ein Abgleich der Temperatur und des Resonators erfolgen.

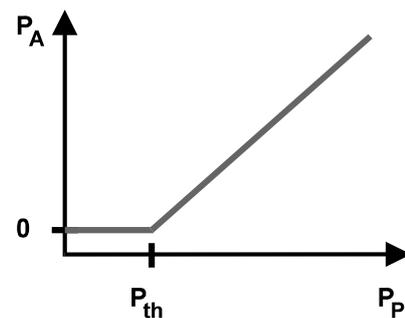


Abb. 28 Laserausgangsleistung P_A als Funktion der Pumpleistung P_P

i. Spiking

Für dieses Experiment wird der Diodenlaser wiederum moduliert. Die Modulationsfrequenz wird dabei so gewählt, dass auf dem Oszilloskop ein stehendes Bild des Verlaufs der Laserleistung entsteht. Das Spiking lässt sich besonders eindrucksvoll darstellen, wenn der Laser kurz oberhalb seiner Schwelle betrieben wird. Der Verlauf der Spiking-Kurve wird regelmäßiger, je weniger transversale Moden anschwingen.

2.3.3 Anwendung: Nichtlineare Optik

j. Messung: Frequenzverdopplung

Zubehör zusätzlich H. KTP-Kristall

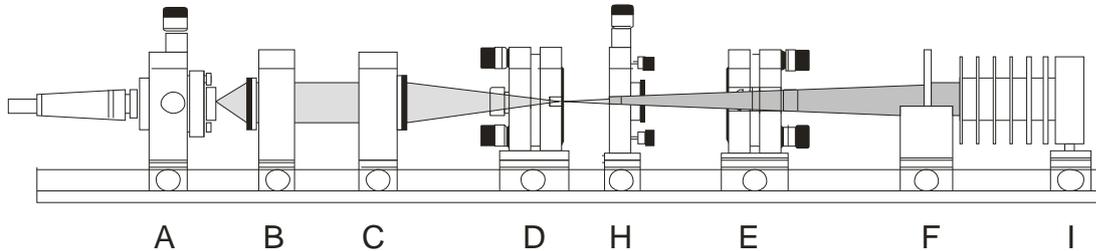
E. Laserspiegeljustierhalter mit **SHG 100 Spiegel**

[Vorsichtig Spiegel austauschen und nachjustieren, dabei das Modul (E.) auf der Schiene stehen lassen!]

F. BG 39 Filter (Filter austauschen!)

I. Leistungsmesser mit 1000:1-Dämpfer

Messgerät



Das Modul (H.) wird nun in den Resonator eingebracht. Der Kristall muss dazu mit seinen Endflächen etwa senkrecht und zentrisch zur Resonatorachse vorjustiert sein (Augenmaß). Je nachdem wie gut der Verdopplerkristall vorjustiert ist, wird am Ausgang des Lasers sichtbare, grüne Strahlung austreten.



VORSICHT: Die Laserschutzbrillen schützen NICHT gegen die frequenzverdoppelte Strahlung bei 532 nm!

Anschließend beginnt die Nachjustage des Kristalls, der im Halter um seine Achse rotiert, verkippt und in XY-Richtung verschoben werden kann. Die Einstellungen dienen dazu, die beste Phasenanpassung und damit die höchste Umwandlungseffizienz zu erzielen. Es empfiehlt sich außerdem, den Resonator nachzujustieren, da durch das Einsetzen des Kristalls ein Strahlversatz entstehen kann. Nach erfolgter Justage auf maximale Ausgangsleistung für „grüne“ Strahlung wird die Leistung des Diodenlasers variiert (ausliegende „Kennlinie für konstante Wellenlänge“ beachten), um die Leistung der frequenzverdoppelten Strahlung in Abhängigkeit von der Leistung der Grundwelle zu messen. Es ergibt sich ein quadratischer Zusammenhang.

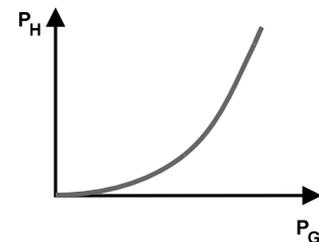


Abb. 29 Abhängigkeit der Leistung der Zweiten Harmonischen P_H von der Leistung der Grundwelle P_G

k. Darstellung transversaler Moden

Eine direkte Projektion der frequenzverdoppelten Strahlung auf eine Wand verdeutlicht die transversalen Moden. Durch Variationen der Spiegel soll die Auswirkung der Resonatorgeometrie auf diese transversale Moden betrachtet werden,