

# **Nd:YAG - Laser**

Golubkov Andrej  
Meierhofer Georg

Betreuer: Dr. Carlo Calligari  
Datum: 28.03.03

## Inhaltsverzeichnis

<b>1 Grundlagen</b>	<b>2</b>
1.1 Allgemeines über Laserlicht	2
1.2 Laser Aufbau	2
1.3 Nd:YAG Laser	3
1.4 Absorptionskennlinie	3
1.5 Vierniveausystem des Nd:YAG Lasers	3
1.5.1 Absorption	5
1.5.2 Relaxation1	5
1.5.3 Spontane Emission	5
1.5.4 Induzierte Emission	5
1.5.5 Relaxation 2	6
1.5.6 Ratengleichungen	6
1.6 Betriebsarten	7
1.6.1 Dauerstrich (Continuous Wave, cw)	7
1.6.2 Gepulst (Q- switch)	7
1.6.3 Quasi-CW	7
1.7 Resonator	8
1.8 Resonatormoden	8
1.8.1 Longitudinale Moden	8
1.8.2 Transversale Moden (TEM)	8
1.9 Laserdiode als Pump- Lichtquelle	9
1.10 Nichtlineare Optik	9
1.10.1 Frequenzverdopplung	10

# 1 Grundlagen

## 1.1 Allgemeines über Laserlicht

LASER (Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation) senden im Gegensatz zu den normalen Lichtquellen kohärentes Licht aus. Bei einem idealen Single- Mode Laser haben die abgestrahlten Photonen die gleiche Intensität, Richtung, Frequenz, Polarisation und Phase. Derzeit sind Laser für UV bis IR Licht, und Leistungen im mW Bereich bis zu MW verfügbar. Das Laserlicht kann also sehr intensiv sein, und lässt sich wegen seiner Kohärenz sehr gut kontrollieren.

## 1.2 Laser Aufbau

Abbildung 1: Aufbau des Nd:YAG Lasers: A - Leuchtdiodenlaser als Pumpquelle gleichzeitig auch linker Spiegel B/C - Linsen zum Bündeln des Pumplichts, D - Nd:YAG Kristall, H - Frequenzverdoppel- Kristall, E - Auskoppelspiegel F - Farbfilter, G - Detektor

Der Leuchtdiodenlaser liefert bei ca. 800nm die Energie, um die Nd Atome im Nd:YAG Kristall anzuregen. Durch spontane Emission entstehen dort vereinzelt Photonen bei ca. 1000nm. Sie werden im Resonator zwischen den zwei Spiegeln reflektiert. Trifft ein durch spontane Emission erzeugtes Photon dann wieder auf ein angeregtes Nd Atom, kann ein

Abbildung 2: Für den Laserbetrieb wichtige Nd Energieniveaus

zweites kohärentes Photon entstehen. Bei gut justierten Spiegeln können so die Photonen hin und herlaufen und sich im Kristall verstärken. Durch den rechten teildurchlässigen Spiegel kann ein Teil des Lichts im Resonator ausgekoppelt werden. Die Lichtintensität ist im Resonator um ein vielfaches stärker, als die des ausgekoppelten Lichts.

### 1.3 Nd:YAG Laser

Als aktives Medium wird Neodymium (Nd) dotierter YAG Kristall (Yttrium Aluminium Granat  $Y_3Al_5O_{12}$ ) verwendet. Wie die meisten Festkörperlaser wird er optisch gepumpt. Dieser Laser strahlt am Stärksten im nahen Infrarotbereich bei 1064nm. Leistungen bis 4 kW sind in Serienlasern erreichbar. Es ist sowohl ein CW (Continous Wave, d.h. kontinuierlicher), wie auch ein gepulster Betrieb möglich.

### 1.4 Absorptionskennlinie

Zum Pumpen des Lasers ist nur den Niveauübergang von 1 auf 4 interessant.

Die Spektroskopische Bezeichnung für Niveau 1 ist  $^4I_{9/2}$  für Niveau 4  $^4I_{5/2}$ . Niveau 1 ist in 5 Unterniveaus aufgespalten, Niveau 4 in 3 Unterniveaus. Dazwischen sind wie in Abbildung 2 eingezeichnet. Übergänge bei 804.4nm, 808.4nm, 812.9nm, und 817.3nm möglich. Das Licht wird allerdings nicht nur bei genau diesen Frequenzen absorbiert. Wegen der Heisenbergschen Unschärferelation ist die Absorptionskurve um die diskrete Linie verbreitert. Wegen der Schwingungen der Nd Atome kommt es zu einer weiteren Verbreiterung, so dass sich diese benachbarten Übergänge überlappen.

Für den Laserbetrieb muss nun genau dieser Absorptionsbereich um 800nm angeregt werden. Dies geschieht mit Entladungslampen oder Laserdioden. Mit den Entladungslampen lassen sich die höchsten Leistungen erreichen, sie senden aber ein sehr breitbandiges Licht aus, so dass nur ein geringer Teil vom Laserkristall aufgenommen wird. Der Wirkungsgrad ist entsprechend schlecht bei ca. 3 %. Mit Laserdioden bekommt man genau auf 800nm abgestimmtes Licht, mit gutem Wirkungsgrad von ca. 50%, die Pumpleistung ist aber trotzdem geringer, da die Diodenleistung grundsätzlich kleiner als die der Entladungslampen ist.

### 1.5 Vierniveausystem des Nd:YAG Lasers

Es gibt 4 für den Laserbetrieb wichtige Nd- Energieniveaus:

- 1:Grundniveau
- 4:Oberes Niveau

Abbildung 3: Model der für Laserbetrieb wichtigen Energieniveaus

- 2: Oberes Zwischenniveau
- 3: Unteres Zwischenniveau

Die wichtigsten Prozesse sind folgende:

### 1.5.1 Absorption

Durch optisches Pumpen werden die Nd Atome aus dem Grundniveau 1 in das Niveau 4 gehoben. Dabei absorbieren sie die einfallende Strahlung der Pumpquelle (in unserem Fall eine Laserdiode). Die Absorption erfolgt bei diskreten Frequenzen, die der Energiedifferenz des Übergangs entsprechen.  $\nu\hbar = E_4 - E_1$

### 1.5.2 Relaxation1

Aus dem Niveau 4 Relaxieren die Nd Atome sehr schnell zum Niveau 3. Der Übergang erfolgt strahlungslos, durch Stöße oder Änderung der Schwingungsmoden. Das bedeutet,  $N_4$  dass die Zahl der Nd Atome im Niveau 4 als 0 angenommen werden kann.

Pumprate (Absorption + Relaxation1):

$$\frac{dN_3}{dt} = \eta \cdot W_{14} \cdot N_1 = W_P \cdot N_1 \quad (1)$$

- $N_3$  ...Anzahl der Nd Atome im Niveau 3  
 $\eta$  ...Pumpwirkungsgrad  
 $W_{14}$  ...Energie, um von Niveau 1 nach 4 zu kommen  
 $W_P$  ...Pumpenergie

### 1.5.3 Spontane Emission

Durch Abstrahlung von Photonen können die Nd Atome vom Niveau 3 in das Niveau 2 kommen. Spontane Rate:

$$\frac{dN_3}{dt} = -\Gamma \cdot N_3 \quad (2)$$

mit

$$\Gamma = \frac{1}{\tau_s} \quad (3)$$

- $\tau_s$  ...Mittlere Lebensdauer des Nd Atoms im Niveau 3,  
 bevor es spontan ein Photon emittiert

### 1.5.4 Induzierte Emission

Erst durch die induzierte Emission kann das für den Laser typische kohärente Licht entstehen. Dabei kollidiert ein Photon mit einem Nd Atom im Niveau 3. Das Atom emittiert dann ein zum ersten identisches Photon, das die gleiche Richtung, Polarität, Energie und Phase hat. Es gibt dann also 2 identische Photonen. Diese können weitere Nd Atome zur induzierten Emission anregen. Das Atom fällt nach der Energieabgabe auf Niveau 2. Es besteht auch die Möglichkeit für den umgekehrten Prozess; das Photon kann von einem

Atom im Niveau 2 absorbiert werden. Es steigt dann zurück ins Niveau 3. Die induzierte Rate hängt also von der Photonendichte  $p$ , und den Besetzungszahlen  $N_2$  und  $N_3$  ab.

$$\frac{dN_3}{dt} = \sigma \cdot c \cdot p \cdot (N_2 - N_3) \quad (4)$$

$\sigma$  ...Wirkungsquerschnitt  
 $p$  ...Photonendichte

### 1.5.5 Relaxation 2

Der Übergang von 2 nach 3 erfolgt ähnlich, wie der Übergang von 4 nach 3 sehr schnell und strahlungslos. Es wird angenommen:  $N_2 = 0$ . Dadurch wird auch verhindert, dass Photonen durch Atome im Niveau 2 absorbiert werden.

### 1.5.6 Ratengleichungen

Mit sehr kleinen  $N_2$  und  $N_4$  sowie mit konstanter  $N_0$

$$N_0 = N_1 + N_3 \quad (5)$$

ergibt sich

$$\frac{dn}{dt} = -\sigma c p n - \Gamma n + W_p \cdot (N_0 - n) \quad (6)$$

$N_0$  ...Gesamtanzahl der beteiligten Nd Atome  
 $n$  ... Besetzungsinversion  $N_3 - N_2$

Die Photonendichte  $p$  ist nicht konstant, wegen der Emissions und Absorptionsprozessen in 2 - 3 Niveaus:

$$\frac{dp}{dt} = -\sigma c p (N_2 - N_3) = \sigma c p n \quad (7)$$

Durch Verluste im Resonator:

$$\frac{dp}{dt} = -\frac{p}{\tau_{ph}} \quad (8)$$

insgesamt:

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

Für stationären cw Betrieb sind die Besetzungszahlen zeitlich konstant. Für die Ratengleichungen (6) und (9) gibt es dann eine einfache Lösung:

$$n = \frac{N_0 W_p}{\sigma c p + W_p + \Gamma} \quad (10)$$

$$p = W_p \left( \tau_{ph} N_0 - \frac{N_0}{\sigma c} \right) - \frac{\Gamma}{\sigma c} \quad (11)$$

Man sieht, dass die Inversion  $n$  auch ohne ein Photonfeld  $p$  vorhanden ist, also auch wenn der Laser noch keine kohärente Strahlung liefert. Aus (11) sieht man, dass die ausgekoppelte Strahlung (proportional zu  $p$ ) erst ab einer Mindestpumpleistung  $P_{th}$  grösser 0 ist. Die Größen  $p$  und  $W_p$  sind der direkten Messung nicht zugänglich, deshalb verwendet man die Gleichungen:

$$P_a = \alpha_S(P_P - P_{th}) \quad (12)$$

mit dem sogenannten differentiellen Wirkungsgrad

$$\alpha_S = \nu \frac{E_{32}}{E_{41}} \cdot \frac{T}{T + L} \quad (13)$$

- $P_a$  ... Leistung des ausgekoppelten Lichts
- $P_P$  ... Pumpleistung
- $P_{th}$  ... Schwellpumpleistung
- $T$  ... Transmission des Auskoppelspiegels
- $L$  ... Verluste des Resonators

## 1.6 Betriebsarten

### 1.6.1 Dauerstrich (Continuous Wave, cw)

Die Inversion  $n$  und die Ausgangsleistung  $P_a$  sind in dieser Betriebsart zeitlich konstant. In unserem Experiment wurde nur diese Betriebsart benutzt.

### 1.6.2 Gepulst (Q-switch)

Gepulste Laser werden mit Blitzlampen optisch gepumpt. Durch Einschwingvorgänge der Inversion  $n$  und der Photonendichte  $p$  nach dem Einschalten des Pumplichts entstehen sehr hohe Leistungsspitzen. Beim Q-switching wird eine kontinuierlich eingeschaltete Lichtquelle zum Pumpen verwendet. Es wird aber der Resonatorkreis blockiert, bis sich die Inversion voll aufgebaut hat. Das kann z.B. durch eine Pockelszelle im Resonatorkreis erreicht werden. Dann wird er freigegeben, und die Inversion wird mit einem kurzem starkem Lichtimpuls abgebaut. Der ganze Vorgang kann dann sofort wiederholt werden. Mit Blitzlampen kann man die höchsten Leistungsspitzen erreichen, der Wirkungsgrad ist aber sehr gering.

### 1.6.3 Quasi-CW

Quasi-CW Laser sind gepulste Laser mit einer sehr hohen Pulsrate pro Sekunde. Das können durchaus 10kHz - 100kHz sein. Während die Spitzenleistung pro Puls den cw Betrieb um Größenordnungen übersteigen kann, ist die zeitlich gemittelte Leistung geringer, als die von cw.



Abbildung 4: Sphärischer Resonator mit eingezeichneten  $TEM_{00}$  Mode

## 1.7 Resonator

Der Laserresonator besteht aus zwei Spiegeln, zwieschen denen das Laserlicht hin und her reflektiert wird. Es kommt dabei darauf an, dass möglichst viel Kristallvolumen durch das kohärente Licht ausgeleuchtet wird. Übliche Resonatortypen:

- **Planparalleler Resonator:** Beide Spiegel sind eben und Planparallel. Dieser Typ wäre ideal, ist aber sehr schwierig zu justieren.
- **Hemisphärischer Resonator:** Ein Spiegel ist eben, der andere sphärisch. Dieser Typ wird am häufigsten verwendet. Er ist unkritisch in der Justage.
- **Sphärischer Resonator:** Beide Spiegel sind sphärisch geschliefen. Er ist am einfachsten einstellbar, es können sich aber leicht mehrere Moden ausbilden.

## 1.8 Resonatormoden

### 1.8.1 Longitudinale Moden

Das kohärente Licht im Resonator kann nur als stehende Welle mit einem Minimum an den Spiegelwänden existieren. Da der Spiegelabstand  $L$  fix ist, hängt das nur von der Wellenlänge  $\lambda$  des Lichts ab. Im Resonator könnten theoretisch mehrere Moden mit verschiedenen  $\lambda$  existieren, solange  $L = n \cdot \lambda/2$  erfüllt ist. Es können aber nur jene  $\nu = c/\lambda$  verstärkt werden, die dem Nd Übergang von Niveau 3 auf 2 entsprechen. Bei  $\lambda = 1064nm$  bzw.  $\nu = 2.85 \cdot 10^5 GHz$  ist dieser Bereich  $90GHz$  breit. Aus den Ratengleichungen geht aber hervor, dass auch von diesen Moden nur jene mit der grössten emmissionswahrscheinlichkeit anschwingt.

### 1.8.2 Transversale Moden (TEM)

Neben den Longitudinal Moden gibt es auch Transversal Moden (TEM). Sie entstehen wenn die stehende Welle in gekrümmten Spiegeln unter verschiedenen Winkeln 'hineinpassen' kann und äußern sich als Intensitätsverteilung senkrecht zur Strahlungsrichtung. Diese Moden werden mit Indizes  $m$  und  $n$  identifiziert:  $TEM_{mn}$ .  $m$  ist die Anzahl der Intensitäts-Spots in X- Richtung,  $n$  die Anzahl in Y- Richtung.  $TEM_{00}$  ist der wichtigste Mode. Seine Intensität ist Gaußverteilt und liegt in der Optischen Achse des Lasers. Wenn TEM Moden höherer Ordnung anschwingen, kann es schwierig werden, den Laserstrahl zu fokussieren. Man kann sie durch Blenden im Resonator rausfiltern.  $TEM_{00}$  Lichtleistung ist grösser bei grösserem Spiegelradius des Hemisphärischer Resonator, weil dann die  $TEM_{00}$  Fläche steigt.

Abbildung 5: Sphärischer Resonator mit eingezeichneten  $TEM_{01}$  Mode

## 1.9 Laserdiode als Pump- Lichtquelle

Im gegensatz zu 'normalen' Laser besitzen die Halbleiterlaser nicht diskrete Energieniveaus sondern Energiebänder. Das bedeutet, dass die Energie auch nicht bei wenigen diskreten Frequenzen abgesrahlt wird. Es sind alle Frequenzen möglich, die der Energie beim Übergang zwieschen 2 Energibändern entsprechen. Durch den Resonator werden natürlich nicht alle verstärkt. Bei der Laserdiode sind die Resonatoreigenschaften stark von der Temperatur und der Stromdichte abhängig. Durch die Temperatur ändert sich die Länge und die Brechzahl des Resonators, durch die Stromdichte steigt die Ladungsträgerdichte in der aktiven Zone und ändert ebenfalls die Brechzahl. Der Resonator ist in der p-n Übergangszone konstruiert, das Licht breitet sich darin wie in einem Glasfaserkabel aus, deshalb ist die spätere Fokussierung sehr aufwendig. Das Licht wird stattdessen zum Pumpen eines weiteren Lasers verwendet.

Für kleinere Laserleistungen sind Laserdioden als Pumpquelle ideal. Die GaAlAs Lasediode sendet Licht im Rot-IR 730nm-830nm Bereich aus. Dass entspricht der Wellenlänge für den Nd Übergang von Niveau 1 auf 4, also zum erzeugen der Inversion. Durch variieren der Temperatur (mit einem Peltierelement) lässt sich die Pumpwellenlänge genau einstellen. Einzelne Laserdioden erreichen Leistungen bis 2W. Durch parallelschalten können bis zu 100W pro Chip erreicht werden.

## 1.10 Nichlineare Optik

Nach dem üblichen Model werden die Elektronen der Atome eines Mediums von der elektromagnetischen Strahlung ausgelenkt, und so die Atoma polarisiert. Es entsteht ein Dipol, der mit der gleichen Frequenz oszilliert, wie das Feld. Es erzeugt dann selbst ein elektromagnetischen Feld. Wegen Phasenverschiebung zum ursprünglichen Feld breitet sich das Licht im Medium langsamer fort, als im Vakuum. Das Elektron und der Atomkern können bei kleinen Lichtintensitäten als harmonischer Oszillator betrachtet werden. Polarisation hängt linear von der Feldstärke  $E$  und der Suszeptilitätskonstante  $\chi$  ab:

$$P = \chi_L \cdot E \quad (14)$$

Bei hohen Lichtintensitäten, wie sie bei Laserstrahlung auftreten, wird die Auslenkung des Elektrons so gross, dass das Bindungspotential nicht mehr als rein quadratisch angesehen werden kann. Das elektron schwingt dann anharmonisch. Durch fouriertransformation wird ersichtlich, dass die abgestrahlte Elektromagnetische Welle sich aus mehreren überlagerten Frequenzen zusammensetzen kann. Mathematisch gesehen hängt die Polarisation jetzt auch von Termen höherer ordnung ab:

Abbildung 6: Fourieranalyse des vom KTP Kristalls abgestrahlten Lichts

$$P = \chi_L \cdot E + \chi_2 \cdot E^2 + \chi_3 \cdot E^3 \dots \quad (15)$$

### 1.10.1 Frequenzverdopplung

Einer der nichtlinearen Effekte ist die Frequenzverdopplung. Wird ein KTP Kristall (Kalium Titanyl Phosphat  $KTiOPO_4$ ) richtig in den Laserresonator gestellt, so entsteht neben dem Infraroten auch Licht der doppelten Frequenz mit 532nm. Es ist als grünes Licht leicht erkennbar.

Frequenzverdopplung ist ein quadratischer Effekt:

Da der Brechungsindex der doppelten Frequenz  $c_{2\nu}$  sich vom Brechungsindex des ursprünglichen Lichts  $c_\nu$  wegen der Dispersion unterscheiden wird, werden doppelbrechende Kristalle verwendet. Durch drehung des Kristalls können der ordentliche und der außerordentliche Brechungsindex so ausgenutzt werden, dass sich die einfache und die verdoppelte Strahlung mit der gleichen Geschwindigkeit im Kristall ausbreiten. Durch dieses sogenannte Phase-Matching wird erreicht, dass die Grundwelle und die 2. Harmonische in Phase bleiben, und zusammen die anharmonische Polariation bilden. Bei ideal justiertem Kristall gilt:

$$\eta_{SHG} = \frac{P_{2\nu}}{P_\nu} = CI_\nu L^2 \quad (16)$$

$\eta_{SHG}$	...Wirkungsgrad der Frequenzverdopplung
$P_{2\nu}$	... Lichtleistung der zweiten Harmonischen
$P_\nu$	... Lichtleistung der Grundwelle
$L$	... Länge des Frequenzverdoppler- Kristalls