# Nd-dotierte Grundzustandslaser: Frequenzverdopplung im kontinuierlichen und modensynchronisierten Betrieb

Dissertation
zur Erlangung des Doktorgrades
des Fachbereichs Physik
der Universität Hamburg

vorgelegt von
**Tim Kellner**
aus Oldenburg

Hamburg
1999

| | |
|---|---|
| Gutachter der Dissertation: | Prof. Dr. G. Huber<br>Prof. Dr. G. Zimmerer |
| Gutachter der Disputation: | Prof. Dr. G. Huber<br>Prof. Dr. W. Neuhauser |
| Datum der Disputation: | 9. Juli 1999 |
| Dekan des Fachbereichs Physik und Vorsitzender des Promotionsausschusses: | Prof. Dr. F.W. Büßer |

# Inhaltsangabe


Tim Kellner, Nd:dotierte Grundzustandslaser:
Frequenzverdopplung im kontinuierlichen und modensynchronisierten Betrieb

Die vorliegende Arbeit behandelt die Lasereigenschaften und die Frequenzverdopplung von Neodym-dotierten Grundzustandslasern im kontinuierlichen und modensynchronisierten Laserbetrieb.

Die verwendeten Nd-dotierten Laserkristalle Nd:$YAlO_3$, Nd:YAG und Nd:$YVO_4$ wurden hinsichtlich ihrer spektroskopischen Eigenschaften in Absorption und Emission untersucht. Alle Lasermaterialien zeigen Absorption im Bereich um $800nm$, in dem kommerzielle Laserdioden erhältlich sind. Die Emissionswirkungsquerschnitte auf dem Grundzustandslaserübergang weisen bei den untersuchten Materialien keine großen Unterschiede auf und liegen in der Größenordnung von $[2,5-4,9]\times10^{-20}cm^2$.

In Experimenten unter Anregung mit Hochleistungslaserdioden konnte gezeigt werden, daß mit *diffusion bonded* Nd:YAG-Kristallen die höchsten Ausgangsleistungen zu erzielen sind. Die maximale Leistung betrug $5,7W$ bei einer Pumpleistung von $27,8W$. Für die resonatorinterne Frequenzverdopplung wurde ein polarisierter Nd:YAG-Laser in einem dynamisch stabilen Z-Resonator realisiert. Nd:$YAlO_3$ und Nd:$YVO_4$ zeigen eine relativ starke Absorption in das $^4F_{3/2}$-Multiplett, das mit dem oberen Laserniveau identisch ist. In Experimenten unter direkter Anregung des oberen Laserniveaus konnten mit Nd:$YAlO_3$ höhere differentielle Wirkungsgrade erzielt werden als unter Anregung in das $^4F_{5/2}/^2H_{9/2}$-Multiplett.

Es wurde ein modensynchronisierter Nd:$YAlO_3$-Laser auf dem Grundzustandslaserübergang realisiert. Stabile passive Modensynchronisation konnte mit dem Mechanismus der Solitonenmodenkopplung erzielt werden. Es konnten Pulsbreiten von $\Delta\tau = 1,9ps$ bei einer mittleren Ausgangsleitung von $410mW$ unter Anregung eines Ti:Saphir-Lasers und Pulsbreiten von $\Delta\tau = 2,2ps$ bei einer mittleren Ausgangsleistung von $370mW$ unter Anregung mit einer Hochleistungslaserdiode demonstriert werden.

Für Experimente zur Frequenzverdopplung bei $946nm$ bzw. $930nm$ standen periodisch gepolte $KiTiOPO_4$- bzw. $LiTaO_3$-Kristalle zur Verfügung. Die nichtlinearen Eigenschaften dieser Kristalle wurden experimentell charakterisiert. Die nichtlinearen Kristalle $LiJO_3$, $\beta$-$BaB_2O_4$, $LiB_3O_5$ und $KNbO_3$ wurden hinsichtlich ihrer Eignung zur resonatorinternen Frequenzverdopplung mit einem Nd:YAG-Laser experimentell verglichen. In weiterführenden Experimenten in dem oben erwähnten Z-Resonator konnten mit $LiB_3O_5$ und periodisch gepoltem $KTiOPO_4$ Ausgangsleistungen im blauen Spektralbereich von $1,35W$ bzw. $740mW$ erzielt werden. Bei der externen Frequenzverdopplung mit kurzen Laserpulsen in periodisch gepoltem $LiTaO_3$ konnten Konversionseffienzen von über 50% demonstriert werden. Die maximalen Leistungen bei $465nm$ lagen bei $171mW$.

# Abstract

Tim Kellner: Nd-doped ground-state lasers:
Frequency doubling in continuous-wave and mode-locked laser operation

This thesis deals with the laser properties and the frequency doubling of neodymium-doped ground-state lasers in the continuous-wave and mode-locked laser regime.

The spectroscopic properties of Nd:$YAlO_3$, Nd:YAG and Nd:$YVO_4$ in emission and absorption were investigated in order to characterize the Nd-doped laser hosts. All laser crystals exhibit absorption in the region around $800nm$. In this region laser diodes are commercially available. The emission cross sections of the various laser crystals on the ground-state laser transition are in the range of $[2,5-4,9] \times 10^{-20} cm^2$.

Experiments under excitation of a high-power laser-diode indicate that the highest output powers could be achieved with a diffusion bonded Nd:YAG as the laser crystal. A maximum output power of $5,7W$ at an incident pump power of $27,8W$ was demonstrated. With regard to the intracavity frequency doubling experiments a polarized Nd:YAG laser in a dynamically stable Z-cavity was realized. Nd:$YAlO_3$ and Nd:$YVO_4$ show a relatively large absorption in the $^4F_{3/2}$-multiplet which is identical with the upper laser level. Direct excitation of the upper laser level in Nd:$YAlO_3$ yielded higher slope efficiencies in comparison to the excitation of the $^4F_{5/2}/^2H_{9/2}$-multiplet.

A mode-locked Nd:$YAlO_3$ laser on the ground-state transition was realized. The relevant mode-locking mechanism was soliton mode-locking. Pulse widths of $\Delta\tau = 1.9ps$ with an average output power of $410mW$ were achieved under excitation with a Ti:sapphire laser. Under excitation of a high-power laser-diode the measured pulse widths were $\Delta\tau = 2.2ps$ with an average output power of $370mW$.

For frequency doubling the Nd:YAG laser at $946nm$ and the Nd:$YAlO_3$ laser at $930nm$ periodically poled $KTiOPO_4$ and $LiTaO_3$ crystals were available, respectively. The nonlinear properties of these crystals were experimentally characterized. The nonlinear crystals $LiJO_3$, $\beta$-$BaB_2O_4$, $LiB_3O_5$, and $KNbO_3$ were experimentally compared concerning their suitability for intracavity frequency doubling of a Nd:YAG laser. For high power blue light generation intracavity frequency doubling experiments in the above mentioned Z-cavity were made. These experiments yielded output powers up to $1,35W$ and $740mW$ with $LiB_3O_5$ and periodically poled $KTiOPO_4$, respectively. The single pass frequency doubling with short laser pulses in periodically poled $LiTaO_3$ yielded conversion efficiencies above 50%. A maximum power of $171mW$ at $465nm$ was demonstrated.

# Inhaltsverzeichnis

# Kapitel 1

# Einleitung

Seit der ersten experimentellen Realisierung verstärkter stimulierter Emission in Rubin durch Maiman [Mai60] hat sich der LASER[1] als wichtiges Werkzeug für eine Vielzahl von Anwendungen in Technologie und Forschung entwickelt. Die Anwendungsgebiete reichen von der Medizin, der optischen Speichertechnik, Anwendungen in der Druckindustrie, über weit verbreitete Anwendungen in der Unterhaltungselektronik wie den CD-Spieler bis hin zu verschiedenen Bereichen in der Grundlagenforschung wie z.B. der Laserspektroskopie, Laserkühlung und Ultrakurzzeitphysik. Bereits kurz nach der ersten experimentellen Realisierung wurden die hohen Intensitäten des Lasers zur Demonstration der optischen Erzeugung höherer Harmonischer in anorganischen Kristallen genutzt [Fra61]. Mit den Methoden der nichtlinearen Optik, wie z.B. der Frequenzverdopplung, der Summenfrequenzmischung oder der Differenzfrequenzerzeugung, besteht unter anderem die Möglichkeit Spektralbereiche zu erschließen, in denen Laser nicht zur Verfügung stehen.

Mit Halbleiterlaserdioden und optisch gepumpten Festkörperlasern läßt sich nahezu der gesamte Spektralbereich vom Sichtbaren bis zum mittleren Infrarot abdecken. Im sichtbaren Spektrum sind die Festkörperlaser aufgrund ihrer hohen Leistungen und ihrer guten Strahlqualität den Halbleiterlasern noch überlegen, obwohl in den letzten Jahren die Entwicklung roter [Osi98] und blauer [Nak98] Laserdioden enorme Fortschritte gemacht hat. Als Anregungsquellen für optisch gepumpte Festkörperlaser stehen Hochleistungslaserdioden nur im nahen infraroten Spektralbereich zur Verfügung. Optische Übergänge im sichtbaren Spektralbereich können daher in Festkörperlasern nur über mehrstufige Anregungsprozesse, sog. *Upconversion*-Pumpprozesse, angeregt werden. Die für die *Upconversion*-Pumpprozesse notwendigen Pumpintensitäten sind jedoch auch mit kommerziell erhältlichen Halleiterlaserdioden nicht einfach zu realisieren. Ein Festkörperlaser für den blauen Spektralbereich ist beispielsweise der Thulium-dotierte Faserlaser [Pas97]. Weitere interessante Lasersysteme sind der grüne Laserübergang in Erbium-dotierten Kristallen [Hei94], [Moe97] und Praseodym-dotierte Materialien, die eine Reihe von optischen Übergängen im sichtbaren Spektralbereich aufweisen [Die63], [San97],

[1] Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation.

[Sma91]. Lasertätigkeit unter Anregung mit Halbleiterlaserdioden konnte in diesen Systemen jedoch noch nicht erzielt werden bzw. die Ausgangsleistungen waren gering [Pie93].

In den letzten Jahren konnte mit Hilfe der Methoden der nichtlinearen Optik eine Vielzahl von diodengepumpten Festkörper- und Halbleiterlasersystemen im Dauerstrichbetrieb (cw)[2] im sichtbaren Spektralbereich realisiert werden. Dabei handelt es sich vorwiegend um resonante Aufbauten, d.h. die nichtlinearen Materialien sind direkt im Laserresonator plaziert, oder die Frequenzkonversion findet in einem externen Resonator statt. Bei $532nm$ sind kommerzielle Systeme mit Leistungen bis zu $10W$ bereits erhältlich, die auf der Frequenzverdopplung von Neodym-dotiertem Yttriumvanadat basieren. Eine Möglichkeit, den roten Spektralbereich um $620nm$ zu erschließen, ist die Summenfrequenzmischung zweier Neodym-dotierter Laser bei $1,08\mu m$ und $1,44\mu m$ [Kre97]. Für Wellenlängen unterhalb von $500nm$ kann die Summenfrequenzmischung von Neodym-dotierten Festkörperlasern mit der Pumplaserdiode [Wig95], die extern resonante Frequenzverdopplung von Halbleiterlaserdioden [Bei97] und die Frequenzverdopplung Neodym-dotierter Grundzustandslaser [Han95a], [Hol94], [Mat96], [Zar95] verwendet werden.

Durch die enorme Entwicklung bei der Herstellung periodisch gepolter, nichtlinearer Ferroelektrika bieten sich neue Möglichkeiten bei der Frequenzkonversion, sowohl für resonante Anwendungen als auch für Anwendungen, bei denen die sichtbare Strahlung in einem einfachen Durchgang durch das nichtlineare Medium erzeugt wird. Die dabei verwendeten nichtlinearen Kristalle $LiTaO_3$, $KTiOPO_4$ und $LiNbO_3$ zeichnen sich durch hohe Nichtlinearitäten aus. Im grünen Spektralbereich konnten *cw*-Konversionseffizienzen von 42% für einen einfachen Durchgang durch das nichtlineare Medium erzielt werden [Mil97]. Es existieren eine Reihe von Arbeiten, die das große Potential dieser Materialien für die Erzeugung sichtbarer Strahlung mittels gepulster und *cw*-Lasersysteme zeigen [Har97], [Lu96], [Miz95], [Pas98], [Ros98], [Pru95], [Wan98].

Im Rahmen dieser Arbeit wurden im BMBF-Projekt 16SV094/3 frequenzverdoppelte Neodym-dotierte Grundzustandslaser im Hinblick auf Anwendungen in der Display-Technologie untersucht. Für Anwendungen in diesem Bereich sind Festkörperlasersysteme mit Ausgangsleistungen im $W$-Bereich für die Farben Rot, Grün und Blau notwendig. Die Anforderungen an die Lasersysteme sind in Tab. 1.1 zusammengefaßt. Diese Arbeit beschäftigt sich mit der resonatorinternen Frequenzverdopplung von *cw*-Lasern und der externen Frequenzverdopplung eines modensynchronisierten Lasers für den blauen Spektralbereich. Die Arbeit beginnt mit einer Einführung der verwendeten Neodym-dotierten Kristallsysteme und der spektroskopischen Charakterisierung der verwendeten Laserkristalle. Im 3. Kapitel werden dann die Ergebnisse der Laserexperimente im Dauerstrichbetrieb unter Anregung von Hochleistungslaserdioden behandelt. Auf diesen Ergebnissen aufbauend wird ein polarisierter Nd:YAG Laser bei $946nm$ zur resonatorinternen Frequenzverdopplung in einem

[2] Aus dem Engl.: *continuous wave*.

$Z$-Resonator vorgestellt. Das Kapitel über die Quasi-Drei-Niveau-Laser schließt mit der Vorstellung von Laserexperimenten mit Nd:$YAlO_3$ und Nd:$YVO_4$ unter direkter Anregung des oberen Laserniveaus. Ein modensynchronisierter Nd:$YAlO_3$ Laser bei $930nm$ wird in Kap. 4 behandelt. Die Ergebnisse der Arbeiten zur resonatorinternen Frequenzverdopplung und der Frequenzverdopplung mit kurzen Laserpulsen werden in Kap. 5 vorgestellt. Die Arbeit schließt mit einer Zusammenfassung und einem Ausblick zur weiteren Entwicklung der vorgestellten Lasersysteme.

| | Rot | Grün | Blau |
|---|---|---|---|
| Wellenlänge $[nm]$ | 620-630 | 510-540 | 430-460 |
| Ausgangsleistung (optisch) $[W]$ | 2-4 | 2-4 | 1-3 |
| Betriebsart | *cw* o. Modenkopplung mit $f_R > 100MHz$ | | |
| Langzeitstabilität | $< 2\%$ | | |
| Rauschen | $< 1\%$ für $\nu < 100MHz$ | | |
| Strahlqualität | $0,75\, mrad \times mm$ | | |
| | $M^2 < 3,7$ | $M^2 < 4,4$ | $M^2 < 5,1$ |
| Polarization | 100:1 | | |

Tabelle 1.1: *Anforderungen an Lasersysteme für Anwendungen in der Display-Technologie.*

# Kapitel 2

# Neodym-dotierte Laserkristalle

Das folgende Kapitel stellt die in dieser Arbeit verwendeten Neodym-dotierten Lasermaterialien vor. Es werden die kristallphysikalischen Eigenschaften der verschiedenen Wirtskristalle behandelt. Einer kurzen theoretischen Einführung in die Energieniveaus von Lanthanoiden in Kristallen schließt sich die Vorstellung der spektroskopischen Eigenschaften der untersuchten Neodym-dotierten Laserkristalle an.

## 2.1 Wirtskristalle

Wichtige Eigenschaften der verwendeten Wirtskristalle sind die thermische Leitfähigkeit, der Brechungsindex, die Symmetrie des Kristallsystems und die mechanische und chemische Stabilität. In optisch anisotropen Kristallsystemen ist die Suszeptibilität $\chi^{(1)}$, die die Reaktion des Mediums auf ein eingestrahltes elektromagnetisches Feld beschreibt, ein Tensor. Dieser Tensor kann diagonalisiert werden[1]. Dies führt auf die dielektrischen Hauptachsen, die das Index-Ellipsoid aufspannen. Wichtige Konsequenzen für anisotrope Kristalle sind die natürliche Doppelbrechung und die Polarisationsabhängigkeit der Absorptions- und Emissionsspektren. Bei allen in dieser Arbeit verwendeten Wirtskristallen sind die dielektrischen Hauptachsen parallel zu den kristallographischen Achsen. Für eine ausführliche Darstellung des Indexellipsoides sei auf die Literatur verwiesen [Bor75], [Zer73].

In Tab. 2.1 sind die wichtigsten kristallphysikalischen Eigenschaften der in dieser Arbeit verwendeten Wirtskristalle zusammengefaßt. Der Einbau der Neodymionen erfolgt bei allen Kristallen auf den Yttrium-Plätzen.

### 2.1.1 $YAlO_3$

Yttriumaluminiumoxid ($YAlO_3$) ist ein orthorhombischer Kristall mit der Raumgruppe $D_{2h}^{16}$. Die Kristallstruktur ist perowskitähnlich. Die Einheitszelle besteht aus vier Formeleinheiten mit den in Tab. 2.1 angegebenen kristallographischen Achsen.

[1]Für Kristallsysteme niedriger Symmetrie ist dies nicht in allen Fällen möglich.

| | $YAlO_3$ | $Y_3Al_5O_{12}$ (YAG) | $YVO_4$ |
|---|---|---|---|
| Gittersymmetrie | orthorhombisch | kubisch (raumzentriert) | tetragonal |
| Raumgruppe | $D_{2h}^{16}$-Pnma | $O_h^{10}$-Ia3d | $D_{4h}$-$I4_1$/amd |
| Platzsymmetrie | $C_s$ | $D_2$ | $D_{2d}$ |
| Formeleinheiten pro Einheitszelle | 4 | 8 | 4 |
| Gitterkonstanten [Å] | $a = 5,329$<br>$b = 7,370$<br>$c = 5,179$ | 12,000 | $a = 7,120$<br>$c = 6,289$ |
| Dichte der Y-Plätze $[10^{22} cm^{-3}]$ | 1,967 | 1,389 | 1,255 |
| Brechungsindizes | $n_a = 1,9260$<br>$n_b = 1,9118$<br>$n_c = 1,9346$<br>(@ 930$nm$) | $n = 1,8200$<br>(@ 946$nm$) | $n_o = 1,958$<br>$n_e = 2,168$<br>(@ 1064$nm$) |
| $dn_i/dT$ $[10^{-6}\,K^{-1}]$ | 14,5 (i=a)<br>9,7 (i=b) | 9,9 | 8,5 (i=o)<br>3,0 (i=e) |
| Wärmeleitfähigkeit $K_c$ $[W\,m^{-1}K^{-1}]$ | 11 | 13 | 5,2 ($\parallel c$)<br>5,1 ($\perp c$) |
| $dL/dT \cdot L^{-1}$ $[10^{-6}K^{-1}]$ | 4,3 ($\parallel a$)<br>10,8 ($\parallel b$)<br>9,5 ($\parallel c$) | 8,2 | 11,4 ($\parallel c$)<br>4,4 ($\perp c$) |
| Mohs-Härte | 8,5-9 | 8-8,5 | 5-6 |
| eff. Phononen-energien $[cm^{-1}]$ | $\approx 550$ | $\approx 700$ | $\approx 850$ |

Tabelle 2.1: *Kristallphysikalische Eigenschaften von $YAlO_3$, YAG und $YVO_4$.*

Nach den *International tables of X-ray crystallography* [Hen76] ist die Raumgruppe durch Pnma gegeben. Die kristallographische $b$-Achse ist die längste Achse der Einheitszelle. $YAlO_3$ ist optisch biaxial. Sellmeiergleichungen zur Bestimmung des Brechungsindexes für den Wellenlängenbereich von $0.55\mu m$ bis $1.1\mu m$ finden sich in Ref. [Kuw78].

### 2.1.2 $Y_3Al_5O_{12}$

Yttriumaluminiumgranat (YAG) ist das wohl bekannteste Wirtsmaterial für Lanthanoid-dotierte Festkörperlaser. Die Gittersymmetrie ist kubisch raumzentriert, der Kristall ist optisch isotrop. YAG weist die größte thermische Leitfähigkeit aller untersuchten Kristalle auf. Sellmeiergleichungen finden sich in Ref. [Bon65].

### 2.1.3 $YVO_4$

Yttriumorthovanadat ($YVO_4$) ist eine tetragonaler Kristall der Raumgruppe $D_{4h}$. Der Kristall ist optisch uniaxial. Bei der Bestimmung der Größe der Einheitszelle ist darauf zu achten, daß die kristallographische a-Achse, als längste Achse, die Grundfläche der tetragonalen Einheitszelle aufspannt. Die thermische Leitfähigkeit ist wesentlich kleiner als in $YAlO_3$ und YAG.

## 2.2 Lanthanoid-Ionen im Kristallgitter

Die Schrödingergleichung für ein N-Elektronensystem, wie bei den Lanthanoiden mit der Elektronenkonfiguration $[Xe]4f^n$ mit $n = 1...14$ für Ce bis Lu, muß mit folgendem Hamiltonoperator gelöst werden

$$\mathcal{H} = \sum_{i=1}^{N} \left[ -\frac{\hbar}{2m_e} \vec{\nabla}_{r_i}^2 - \frac{Ze^2}{4\pi\epsilon_0\, r_i} \right] + \sum_{i<j=1}^{N} \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0\, r_{ij}}. \tag{2.1}$$

Dabei wird der Kern als ortsfest angenommen, $r_i$ sind die Koordinaten der einzelnen Elektronen und $r_{ij} = |\vec{r}_i - \vec{r}_j|$ ist der Abstand des $i$-ten vom $j$-ten Elektron. Gleichung 2.1 beinhaltet die kinetische Energie der Elektronen, die potentielle Energie im Feld des Kerns und die Wechselwirkung der Elektronen untereinander. Die Schrödingergleichung

$$\mathcal{H}\Psi(\vec{r}_1, \vec{r}_2, ..., \vec{r}_N) = E\Psi(\vec{r}_1, \vec{r}_2, ..., \vec{r}_N) \tag{2.2}$$

mit $\Psi(\vec{r}_1, \vec{r}_2, ..., \vec{r}_N)$ als Wellenfunktion ist aufgrund des Zweiteilchenoperators $\frac{1}{r_{ij}}$ nicht separabel und somit nicht analytisch lösbar. Als Lösungsverfahren wird die Zentralfeldnäherung nach dem Hartree-Fock Verfahren angewendet, bei dem die Coulombwechselwirkung der Elektronen untereinander und mit dem Kern in einem effektiven radialsymmetrischen Potential berücksichtigt wird [Bra83]. Die Wellenfunktion des Mehrelektronensystems ist dann eine Produktwellenfunktion, die sich als Slaterdeterminante aus den Einteilchenwellenfunktionen zusammensetzt (Pauli-Prinzip):

$$\Psi = \prod_{i=1}^{N} |n_i l_i m_l m_s > . \tag{2.3}$$

Korrekturen zur obigen Zentralfeldnäherung werden mit Hilfe der Störungsrechnung berücksichtigt. Die wichtigsten Terme sind dabei die nicht zentralsymmetrischen Anteile der Elektron-Elektron-Wechselwirkung

$$\mathcal{H}_{ee} = \sum_{i<j=1}^{N} \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 \, r_{ij}} - \sum_{i=1}^{N} \left[ \frac{Ze^2}{4\pi\epsilon_0 \, r_i} + V_{eff}(r_i) \right], \tag{2.4}$$

mit $V_{eff}(r_i)$ als effektivem, zentralsymmetrischem Potential und die Spin-Bahn-Kopplung

$$\mathcal{H}_{SB} = \sum_i \frac{1}{2m_e^2 c^2} \frac{1}{r_i} \frac{dV(r_i)}{dr_i}. \tag{2.5}$$

Die Elektron-Elektron-Wechselwirkung führt zu einer Aufspaltung der $4f$-Zustände der Seltenen Erden in Zustände $^{2S+1}L$. Die Größenordnung dieser Aufspaltung ist $\Delta E \approx 10^4 cm^{-1}$. Unter dem Einfluß der Spin-Bahn-Kopplung sind der Gesamtspin $S$ und der Bahndrehimpuls $L$ keine guten Quantenzahlen mehr. Es kommt zu einer Aufspaltung bezüglich des Gesamtdrehimpulses $J$ in Terme $^{2S+1}L_J$. Die Spin-Bahn-Kopplung führt zu einer Aufspaltung von $\approx 10^3 cm^{-1}$. Nach den Hundschen Regeln ergibt sich der Grundzustand des dreifach-ionisierten Neodym-Ions zu $^4I_{9/2}$. Eine ausführliche Darstellung der Behandlung von Mehrelektronensystemen findet sich in [Bra83] bzw. [Hen89].

Im Kristall ist das Neodym-Ion von Anionen wie z.B. $O^{2-}$ umgeben. Aufgrund der elektrostatischen Wechselwirkung kommt es zur Aufspaltung der Niveaus, die in der Größenordnung von einigen $100 cm^{-1}$ liegt. Der Starkeffekt hebt die Entartung der Energieniveaus des freien Ions bezüglich $M_J$ auf. Unabhängig von der Symmetrie des Kristallfeldes bleibt bei ungerader Elektronenzahl die zweifache Kramersentartung bestehen [Die68]. Da bei den Lanthanoiden die größte Aufenthaltswahrscheinlichkeit der $4f$-Elektronen räumlich innerhalb der $5s$- und $5p$-Orbitale liegt, ist der Einfluß des Kristallfeldes relativ gering. Wenn die Gitterplätze, auf denen die Neodym-Ionen eingebaut werden, kein Inversionszentrum haben, werden elektrische Dipolübergänge innerhalb der $4f$-Orbitale erlaubt, die im freien Ion aufgrund der Parität verboten sind (Laporte-Verbot). Es kommt zur Beimischung von Zuständen anderer Parität. Die Übergangsraten von elektrischen Quadrupolübergängen und magnetischen Dipolübergängen sind in der Regel ein bis zwei Größenordnungen kleiner.

Neben strahlenden Übergängen können angeregte Neodym-Ionen auch über nichtstrahlende Zerfälle relaxieren. Dabei werden Phononen an das Kristallgitter abgegeben. Für energetische Abstände verschiedener Niveaus, die in der Größenordnung der Kristallphononen oder kleiner sind, kommt es zu einer thermischen

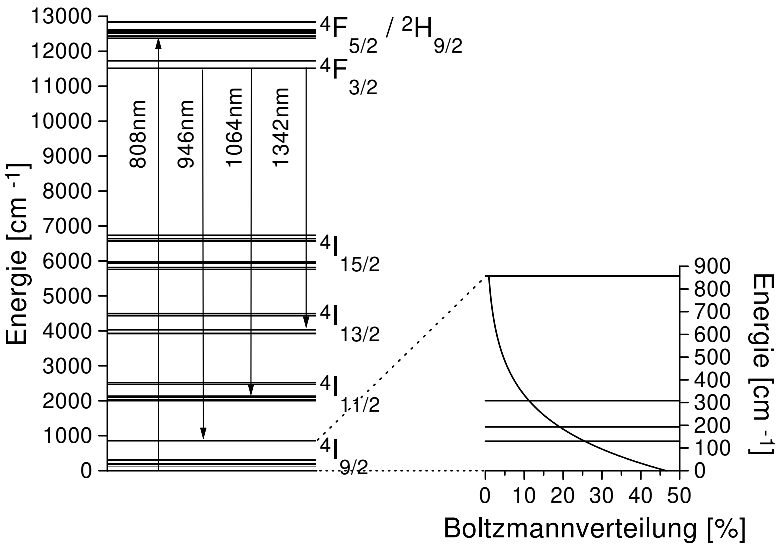


Abbildung 2.1: *Energieniveauschema von Nd$^{3+}$ in YAG und die Boltzmannverteilung in den Starkniveaus des Grundzustandes nach Gl. (2.6).*

Kopplung der Niveaus. Es stellt sich eine Boltzmannverteilung ein. Die thermische Besetzung der einzelnen Starkniveaus $N_i$ des Nd$^{3+}$-Grundzustandes bei einer gegebene Dotierungskonzentration $N$ läßt sich schreiben als

$$N_i \;=\; f_i\, N = \frac{g_i \exp(-E_i/k_B\, T)}{Z}. \tag{2.6}$$

Der energetische Abstand des betrachteten Starkniveaus vom energetisch niedrigsten Energieniveau des Grundzustandes ist durch $E_i$ gegeben. Die Zustandssumme ist

$$Z = \sum_{i=1}^{n} g_i \exp(-E_i/k_B\, T). \tag{2.7}$$

Die Summation erstreckt sich über alle Niveaus des Multipletts. $g_i$ steht für die Entartung. Bei den in dieser Arbeit behandelten Kristallen bleibt nur die Kramersentartung bestehen ($g_i = 2$). $T$ ist die Temperatur in Kelvin und $k_B$ ist die Boltzmannkonstante.

In Abb. 2.1 sind die Energieniveaus von Nd$^{3+}$ in YAG und die thermische Besetzung bei Raumtemperatur der einzelnen Starkniveaus im Grundzustand schematisch dargestellt. Neodym hat noch eine Vielzahl von Niveaus, die energetisch oberhalb des gezeigten metastabilen $^4F_{3/2}$-Niveaus liegen. Die energetischen Abstände sind jedoch so klein, daß angeregte Zustände vorwiegend nichtstrahlend zerfallen.

## 2.3 Spektroskopie

Die Kenntnis der spektroskopischen Eigenschaften der verwendeten Nd-dotierten Wirtskristalle ist von Bedeutung für die Beurteilung der Lasereigenschaften, die Wahl der Anregungsbande und die Emissionswellenlänge des verwendeten Laserüberganges, die vom Wirtsmaterial abhängig ist. Die Lebensdauern des metastabilen $^4F_{3/2}$-Niveaus und die Starkaufspaltung der einzelnen Multipletts können der Literatur entnommen werden [Kam90].

### 2.3.1 Absorption

Die Abnahme der Intensität eingestrahlten Lichtes durch eine dünne, absorbierende Probe (hier der Nd-dotierte Kristall) wird durch das Lambert-Beersche Gesetz beschrieben:

$$I(\lambda) = I_0(\lambda)e^{-\alpha(\lambda)L}. \tag{2.8}$$

$I_0(\lambda)$ ist die eingestrahlte Intensität, $\alpha(\lambda)$ ist der Absorptionskoeffizient und $L$ ist die Länge des absorbierenden Mediums. Gl. (2.8) gilt für niedrige Intensitäten. Aus der gemessenen Extinktion ($\log(I_0/I)$) bestimmt sich der Absorptionskoeffizient zu

$$\alpha(\lambda) = \frac{\ln(10)}{L}\log\left(\frac{I_0(\lambda)}{I(\lambda)}\right). \tag{2.9}$$

Der Wirkungsquerschnitt ergibt sich aus dem Absorptionskoeffizienten und der Dotierungskonzentration $N$ zu $\sigma_{abs}(\lambda) = \alpha(\lambda)/N$. Die Dotierungkonzentration der Neodym-Ionen in den untersuchten Wirtskristallen wurde mit einer Mikrosondenuntersuchung bestimmt. Die Absorptionsspektren wurden mit einem Fouriertransformspektrometer (Biorad FTS 60A) gemessen. Die spektrale Auflösung ist $\approx 0,5nm$. Zur Messung der Polarisationsabhängigkeit der Spektren wurden Calcit-Polarisatoren verwendet. Abb. 2.2, 2.3 und 2.4 zeigen die Absorptionsspektren von Nd:$YVO_4$, Nd:YAG und Nd:$YAlO_3$ im nahen infraroten Spektralbereich. Dieser Abschnitt des Absorptionsspektrums ist von besonderem Interesse, da in diesem Spektralbereich Halbleiterlaserdioden als Anregungsquellen kommerziell erhältlich sind. Bei der Bestimmung der atomaren Wirkungsquerschnitte zwischen einzelnen Starkniveaus aus den gemessenen Absorptionswirkungsquerschnitten muß noch die Boltzmannverteilung innerhalb der betrachteten Multipletts berücksichtigt werden.

Nd:YAG und Nd:$YVO_4$ können effizient bei $808nm$ angeregt werden. Für Nd:$YAlO_3$ bietet sich die Absorption parallel zur kristallographischen a-Achse bei $813nm$ oder die relativ breite Absorptionsbande bei $802nm$ parallel zur b-Achse an. Bei den optisch anisotropen Kristallen fällt die starke Abhängigkeit der Absorptionsspektren von der Polarisation auf. Nd:$YVO_4$ hat einen sehr großen Absorptionswirkungsquerschnitt in $\pi$-Polarisation, was aufgrund der kurzen Absorptionslänge die Verwendung kurzer Laserkristalle erlaubt.

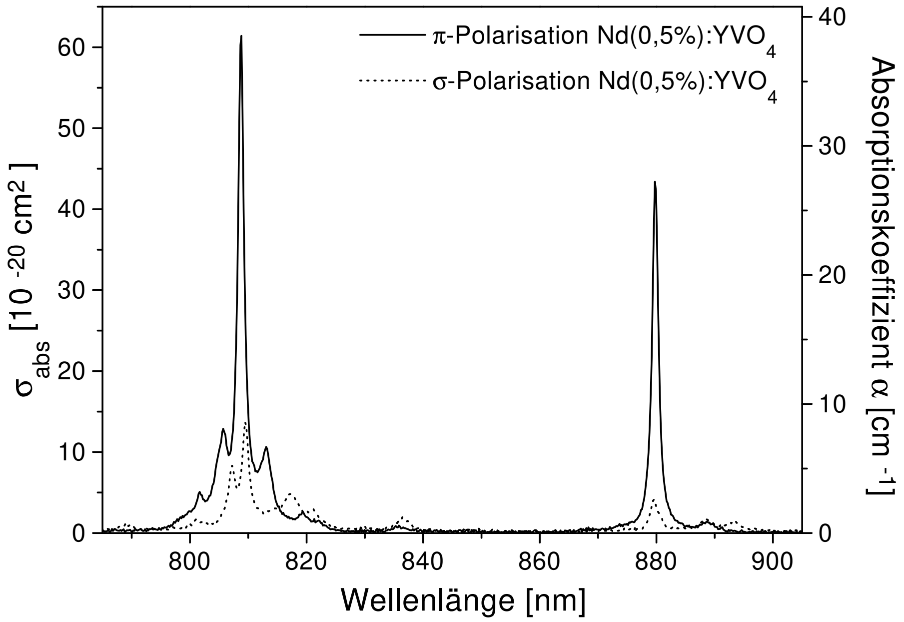


Abbildung 2.2: *Effektiver Absorptionswirkungsquerschnitt* $\sigma_{abs}$ *und Absorptionskoeffizient* $\alpha$ *von Nd(0,5%):* $YVO_4$*.*

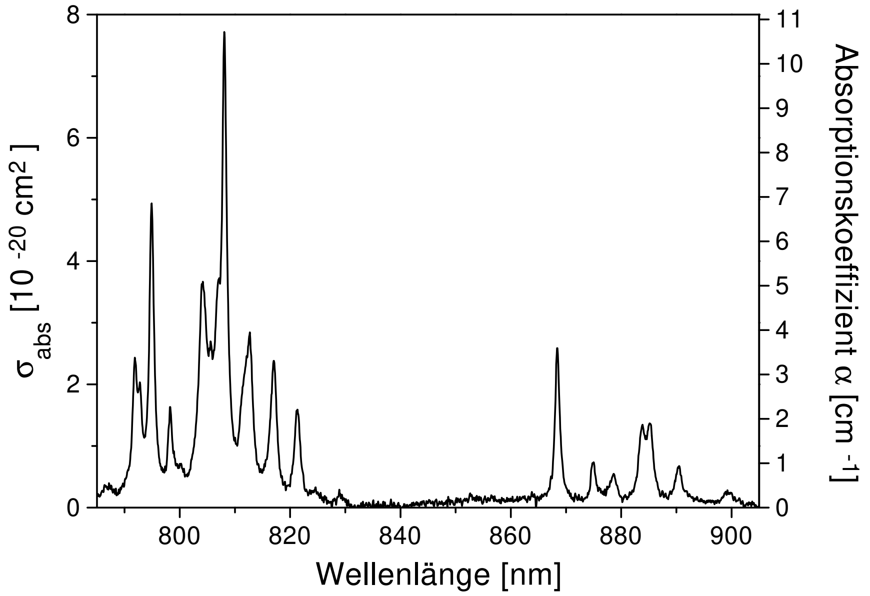


Abbildung 2.3: *Effektiver Absorptionswirkungsquerschnitt* $\sigma_{abs}$ *und Absorptionskoeffizient* $\alpha$ *von Nd(1%):YAG.*

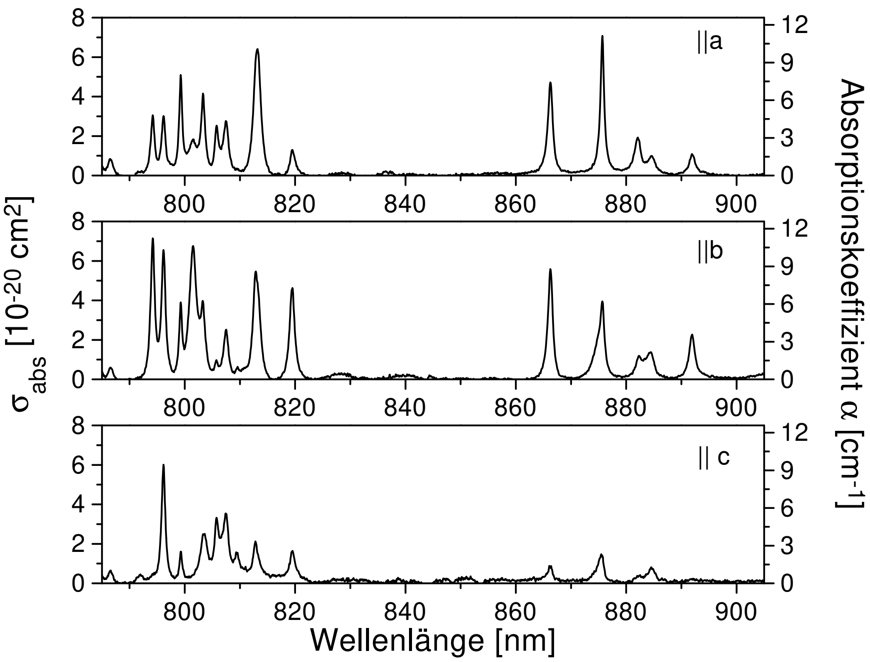


Abbildung 2.4: *Effektiver Absorptionswirkungsquerschnitt $\sigma_{abs}$ und Absorptionskoeffizient $\alpha$ von Nd(0,8%):$YAlO_3$.*

Bei allen Kristallen ist es möglich, das $^4F_{3/2}$-Multiplett direkt anzuregen. Der Absorptionswirkungsquerschnitt von Nd:$YAlO_3$ parallel zur a-Achse ist $\sigma_{abs} = 7,1 \times 10^{-20} cm^2$ bei $876 nm$. Der Absorptionswirkungsquerschnitt von Nd:$YVO_4$ in $\pi$-Polarisation bei $880 nm$ liegt bei $\sigma_{abs} = 43 \times 10^{-20} cm^2$. Bei Nd:YAG ist die direkte Anregung des $^4F_{3/2}$-Multipletts aufgrund der geringen Absorption nicht sinnvoll.

### 2.3.2 Emission

Der effektive Emissionswirkungsquerschnitt auf dem $^4\mathrm{F}_{3/2} \rightarrow {}^4\mathrm{I}_{9/2}$ -Grundzustandsübergang läßt sich mit Hilfe der Reziprozitätsmethode aus dem gemessenen Absorptionsspektrum bestimmen. Die Reziprozitätsmethode verallgemeinert die Beziehung von Einstein [Ein16] zwischen der stimulierten Absorption und der stimulierten Emission auf Übergänge, an denen Multipletts beteiligt sind, deren Starkniveaus thermisch gekoppelt sind. Mit der Annahme, daß die atomaren Wirkungsquerschnitte in Absorption und Emission zwischen einzelnen Starkniveaus der Multipletts gleich sind, ergibt sich für den $^4\mathrm{F}_{3/2} \rightarrow {}^4\mathrm{I}_{9/2}$ -Übergang in Nd-dotierten Kristallen

$$\sigma_{em}(\lambda) = \sigma_{abs}(\lambda) \frac{Z_{^4I_{9/2}}}{Z_{^4F_{3/2}}} e^{(E_{ZL} - h\nu)/k_B T}. \tag{2.10}$$

$\sigma_{abs}$ ist der effektive Absorptionswirkungsquerschnitt, $Z$ ist die in Gl. (2.7) definierte Zustandssumme der Multipletts und $E_{ZL}$ ist der energetische Abstand der niedrigsten Starkniveaus der beteiligten Multipletts. Die Reziprozitätsmethode kann aufgrund der Ankopplung vibronischer Zustände an die elektronischen Zustände mit einem relativ großen Fehler (bis zu 20%) behaftet sein [Aul82].

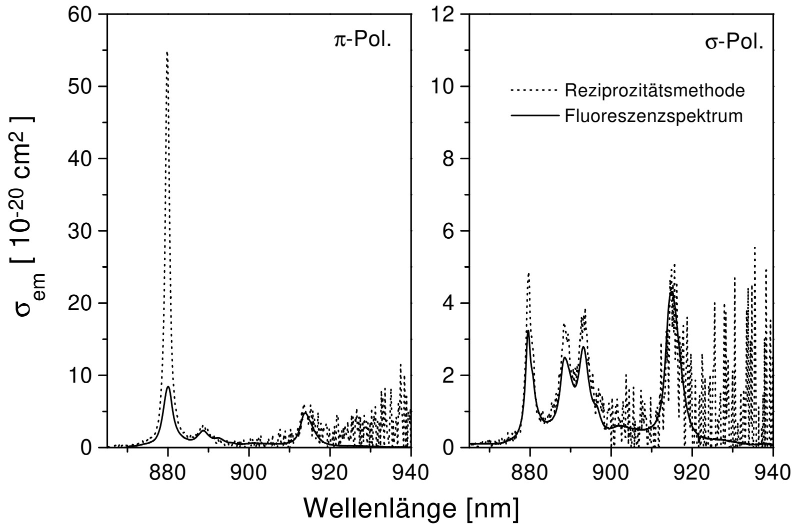


Abbildung 2.5: *Effektive Emissionswirkungsquerschnitte $\sigma_{eff}$ nach der Reziprozitätsmethode und das daran angepaßte Fluoreszenzspektrum für Nd:$YVO_4$ in $\pi$- und $\sigma$-Polarisation.*

Eine weitere Möglichkeit, den Emissionswirkungsquerschnitt zu bestimmen, ist die Füchtbauer-Ladenburg-Gleichung [Pay92]. Dafür ist jedoch die Kenntnis der strahlenden Lebensdauer der oberen Multipletts nötig. Diese ist nur ungenau bekannt, da sich die Fluoreszenzlebensdauer aus der strahlenden und der nichtstrahlenden Lebensdauer ergibt: $\tau^{-1} = \tau^{-1}_{strahlend} + \tau^{-1}_{nichtstrahlend}$.

Die in dieser Arbeit bestimmten Emissionswirkungquerschnitte wurden nach der Reziprozitätsmethode ausgewertet. Dann wurde ein geeichtes und mit $\lambda^5$ gewichtetes Fluoreszenzspektrum an die effektiven Emissionswirkungsquerschnitte angepaßt. Dadurch ist es möglich, neben den Wirkungsquerschnitten für den $^4F_{3/2} \rightarrow {}^4I_{9/2}$ -Übergang auch die Wirkungsquerschnitte für den $^4F_{3/2} \rightarrow {}^4I_{11/2}$ -Übergang zu bestimmen. Zur Verdeutlichung der verwendeten Methode sind in Abb. 2.5 die aus der Reziprozitätsmethode bestimmten effektiven Emissionswirkungsquerschnitte für Nd:$YVO_4$ und das daran angepaßte Fluoreszenzspektrum gezeigt.

Die Fluoreszenzspektren wurden mit einem FT-Spektrometer bzw. mit einem $1/2m$-Spektrometer unter Anregung in die Absorptionsbanden bei $808nm$ bzw. $802nm$ aufgenommen. Zur Unterscheidung der Polarisationsrichtungen wurde ein Calcit-Polarisator verwendet. Die Auflösung lag zwischen $0,1nm$ und $0,5nm$.

Abb. 2.6 und 2.7 zeigen zusammenfassend die effektiven Emissionswirkungsquerschnitte von Nd:$YVO_4$, Nd:YAG und Nd:$YAlO_3$. Die gezeigten Wirkungsquerschnitte für die hochenergetischen Anteile des $^4F_{3/2} \rightarrow {}^4I_{9/2}$ -Übergangs sind auf-

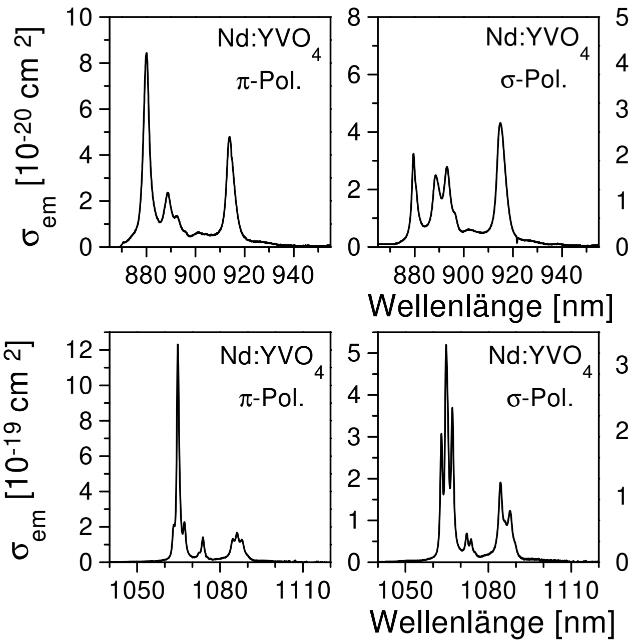


Abbildung 2.6: *Effektive Emissionswirkungsquerschnitte von Nd:YVO$_4$ und Nd:YAG.*

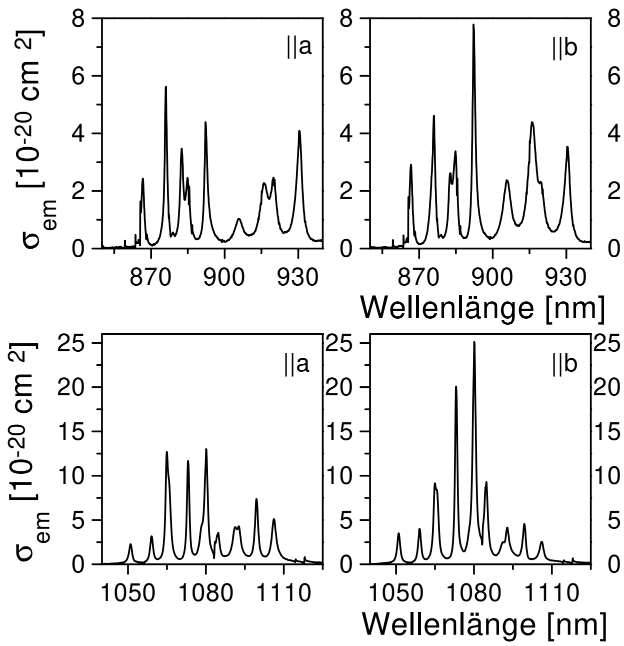


Abbildung 2.7: *Effektive Emissionswirkungsquerschnitte von Nd:YAlO$_3$.*

grund der Reabsorption auf der Fluoreszenzwellenlänge zu klein. Dies ist in Abb. 2.5 für Nd:$YVO_4$ gut zu erkennen. Der Emissionswirkungsquerschnitt für Nd:$YVO_4$ in $\pi$-Polarisation bei $880nm$ ist nach der Reziprozitätsmethode $55 \times 10^{-20} cm^2$, also um mehr als eine halbe Größenordnung über dem Wert, der sich aus dem Fluoreszenzspektrum ergibt. Die Fehler der hochenergetischen Wirkungsquerschnitte für Nd:YAG und Nd:$YAlO_3$ liegen unter 50%. Für die Laserwellenlängen bei $915nm$ für Nd:$YVO_4$ , $946nm$ für Nd:YAG und $930nm$ für Nd:$YAlO_3$ sind die Fehler aufgrund der geringeren Reabsorption wesentlich kleiner.

In Tab. 2.2 sind die gemessenen Wirkungsquerschnitte für den ${}^4F_{3/2} \rightarrow {}^4I_{11/2}$ -Übergang mit Literaturwerten verglichen. Es zeigt sich eine relativ gute Übereinstimmung.

| | Nd:$YAlO_3$ | Nd:YAG | Nd:$YVO_4$ |
|---|---|---|---|
| $\lambda [nm]$ | 1080 | 1064 | 1064 |
| $\sigma_{eff,exp} [10^{-19} cm^2]$ | 2,5 ($\|b$) | 2,9 | 12,3 ($\pi$) |
| $\sigma_{eff,Lit.} [10^{-19} cm^2]$ | 3,0 ($\|b$) [Han95b] | 3,4 [Bar96] | 6,2 ($\pi$) [Bar96]<br>12 ($\pi$) [Tuc77] |

Tabelle 2.2: *Vergleich der gemessenen effektiven Emissionswirkungsquerschnitte auf dem ${}^4F_{3/2} \rightarrow {}^4I_{11/2}$ -Übergang für Nd:$YAlO_3$, Nd:YAG und Nd:$YVO_4$ mit Literaturwerten.*

Ein Wert für den Wirkungsquerschnitt auf dem ${}^4F_{3/2} \rightarrow {}^4I_{9/2}$ -Übergang in Nd:YAG findet sich bei Aull et al. [Aul82] ($3,2 \times 10^{-20} cm^2$). Der gemessene Wirkungsquerschnitt von $3,7 \times 10^{-20} cm^2$ liegt etwas über dem Literaturwert. Die höchsten Wirkungsquerschnitte auf dem ${}^4F_{3/2} \rightarrow {}^4I_{13/2}$ liegen spektral für alle untersuchten Materialien bei $\approx 1,34 \mu m$. Die höchsten Wirkungsquerschnitte von Nd:YAG und Nd:$YAlO_3$ auf diesem Übergang sind $7,4 \times 10^{-20} cm^2$ bei $1,339 \mu m$ bzw. $4,5 \times 10^{-20} cm^2$ bei $1,342 \mu m$ in $b$-Polarisation. Für Nd:$YVO_4$ ist der Wert des Wirkungsquerschnitt bei $1,342 \mu m$ in $\pi$-Polarisation ungefähr 60% des Wirkungsquerschnittes bei $1,064 \mu m$.

Der Vergleich der drei untersuchten Materialien zeigt, daß sich die effektiven Wirkungsquerschnitte auf dem langwelligsten Grundzustandsübergang nur wenig unterscheiden. Zu beachten ist der große Unterschied zwischen dem Wirkungsquerschnitt auf dem ${}^4F_{3/2} \rightarrow {}^4I_{9/2}$ -Übergang und dem ${}^4F_{3/2} \rightarrow {}^4I_{11/2}$ -Übergang. Da sich die Wirkungsquerschnitte um teilweise mehr als eine Größenordnung unterscheiden, müssen an die verwendeten Spiegelschichten für Laserexperimente hohe Anforderungen gestellt werden, um Laserbetrieb auf dem ${}^4F_{3/2} \rightarrow {}^4I_{11/2}$ -Übergang zu verhindern.

Tab.2.3 listet zusammenfassend die wichtigsten spektroskopischen Daten für die Absorption und die Emission der untersuchten Nd-dotierten Lasermaterialien auf.

| | $Nd:YAlO_3$ | Nd:YAG | $Nd:YVO_4$ |
|---|---|---|---|
| Starkniveaus des $^4I_{9/2}$-Multipletts $[cm^{-1}]$ | 0, 118, 212, 500, 671 | 0, 130, 194, 302, 857 | 0, 108, 173 226, 433 |
| Starkniveaus des $^4F_{3/2}$-Multipletts $[cm^{-1}]$ | 11421, 11550 | 11427, 11512 | 11366, 11384 |
| $\tau(^4F_{3/2})[\mu s]$ | 160 | 250 | 97 |
| **Absorption** | | | |
| Dotierung [% der Y-Plätze] | 0,8 | 1 | 0,5 |
| $N[10^{20}\ cm^{-3}]$ | 1,574 | 1,389 | 0,628 |
| Übergang | $^4I_{9/2} \rightarrow^4 F_{5/2}\,/\,^2H_{9/2}$ | | |
| Wellenlänge $[nm]$ | 813 $(\|a)$ 802 $(\|b)$ | 808 | 808 $(\pi)$ |
| $\alpha_{max}[cm^{-1}]$ | 10 $(\|a)$ 11 $(\|b)$ | 11 | 38 $(\pi)$ |
| $\Delta\lambda[nm]$ | 1,5 $(\|a)$ $\approx 4$ $(\|b)$ | 0,8 | 1,3 $(\pi)$ |
| Übergang | $^4I_{9/2} \rightarrow^4 F_{3/2}$ | | |
| Wellenlänge $[nm]$ | 876 $(\|a)$ | 868 | 880 $(\pi)$ |
| $\alpha_{max}[cm^{-1}]$ | 11 $(\|a)$ | 3,6 | 27 $(\pi)$ |
| $\Delta\lambda[nm]$ | 0,8 $(\|a)$ | 1,0 | 1,3 $(\pi)$ |
| **Emission** | | | |
| Übergang | $^4\mathrm{F}_{3/2} \rightarrow {}^4\mathrm{I}_{9/2}$ | | |
| Laserwellenlänge $[nm]$ | 930 $(\|a, b, c)$ | 946 | 914 $(\pi)$ 915 $(\sigma)$ |
| $\Delta\lambda[nm]$ | 2,5 $(\|a)$ | 1,0 | 3,9 $(\pi)$ |
| $\sigma_{em}[10^{-20}cm^2]$ | 4,1 $(\|a)$ 3,5 $(\|b)$ 2,5 $(\|c)$ | 3,7 | 4,8 $(\pi)$ 4,3 $(\sigma)$ |
| $I_s[kW/cm^2]$ | 31,8 $(\|a)$ | 22,5 | 42,7$(\pi)$ |
| Übergang | $^4\mathrm{F}_{3/2} \rightarrow {}^4\mathrm{I}_{11/2}$ | | |
| Laserwellenlänge $[nm]$ | 1080 $(\|b)$ | 1064 | 1064 $(\pi)$ |
| $\Delta\lambda[nm]$ | 2,5 $(\|b)$ | 0,8 | 1,0 $(\pi)$ |
| $\sigma_{em}[10^{-19}cm^2]$ | 2,5 $(\|b)$ | 2,9 | 12,3 $(\pi)$ |
| $I_s[kW/cm^2]$ | 4,6 $(\|b)$ | 2,6 | 1,6 $(\pi)$ |

Tabelle 2.3: *Spektroskopische Daten für die Absorption und Emission in Nd:YAlO$_3$, Nd:YAG und Nd:YVO$_4$.*

# Kapitel 3

# *CW*-Laser

Eine grundlegende Einführung in die Laser-Physik und die zugrunde liegenden fundamentalen Prozesse, wie die spontane Emission und die stimulierte Emission und Absorption, findet sich in einer Reihe von Lehrbüchern [Sve98], [Yar88] bzw. [Koe92]. Im folgenden wird der in dieser Arbeit behandelte Quasi-Drei-Niveau-Laser nach der Theorie von Risk [Ris88] vorgestellt. Anschließend werden die Ergebnisse der Laserexperimente mit Nd:YAG, Nd:$YAlO_3$ und Nd:$YVO_4$ unter Anregung mit Hochleistungslaserdioden und Messungen mit Nd:$YAlO_3$ und Nd:$YVO_4$ unter direkter Anregung des oberen Laserniveaus vorgestellt. Das Kapitel schließt mit einer numerischen Analyse eines Nd:$YVO_4$-Lasers.

## 3.1 Quasi-Drei-Niveau-Laser

### Ratengleichungen

Eine Reihe von Laserübergängen in Seltenerd-dotierten Lasermaterialien läßt sich mit Hilfe des Modells des Quasi-Drei-Niveau-Lasers behandeln. Beim Quasi-Drei-Niveau-Laser weist das untere Laserniveau eine signifikante Besetzung auf, die in der Größenordnung von einigen Prozent der Dotierungskonzentration liegt. Das untere Laserniveau ist dabei der Boltzmannverteilung folgend (Gl. (2.6)) thermisch an den Grundzustand gekoppelt. Eine Behandlung mit den Modellen des idealen Vier-Niveau- bzw. des idealen Drei-Niveau-Lasers ist daher nicht möglich. Zu den Festkörperlasern, die sich mit Hilfe dieses Modells behandeln lassen, gehört der ${}^4\mathrm{F}_{3/2} \rightarrow {}^4\mathrm{I}_{9/2}$ -Übergang Nd-dotierter Kristalle. Das untere Laserniveau ist das energetisch höchste Starkniveau des ${}^4I_{9/2}$-Multipletts (siehe Abb. 2.1). Weitere Quasi-Drei-Niveau-Übergänge sind der ${}^2\mathrm{F}_{5/2} \rightarrow {}^2\mathrm{F}_{7/2}$ Übergang in $Yb^{3+}$ [Lac91], der ${}^3\mathrm{H}_4 \rightarrow {}^3\mathrm{H}_6$ Übergang in $Tm^{3+}$ [Hei95], der ${}^5\mathrm{I}_7 \rightarrow {}^5\mathrm{I}_8$ Übergang in $Ho^{3+}$ [Fan87a], der ${}^4\mathrm{I}_{13/2} \rightarrow {}^4\mathrm{I}_{15/2}$ und der ${}^4S_{3/2} \rightarrow^4 I_{15/2}$ Übergang in $Er^{3+}$ bei $1.5\mu m$ [Duc87] bzw. $0,55\mu m$ [Moe98].

Bei der Behandlung des stationären Falls des Quasi-Drei-Niveau-Lasers nach Risk [Ris88] gilt das Prinzip des quasi-thermischen Gleichgewichts. Die thermische

Besetzung der einzelnen Starkniveaus innerhalb des Multipletts läßt sich im Laserbetrieb durch die Boltzmannverteilung beschreiben. Dies ist möglich, da die thermischen Relaxationszeiten in der Größenordnung von $ps$ liegen und die Lebensdauern des oberen Laserniveaus im Bereich von $\mu s$. Ein Ausbleichen des Grundzustandes wird vernachlässigt. Die vorgestellte Theorie ist für endgepumpte Laser gültig, d.h. die Wellenvektoren der Pump- und Laserstrahlung sind parallel. Die Theorie berücksichtigt die transversale Verteilung der Pump- und Lasermode und die longitudinale Verteilung der Inversion, die durch den exponentiellen Abfall der Pumplichtabsorption nach Lambert-Beer charakterisiert ist. Die Besetzungen der einzelnen Niveaus sind gegeben durch: $N_i\,(r,z)$ ($i = u$, unteres Laserniveau; $i = o$, oberes Laserniveau). Die Ratengleichung für die Besetzungsinversion $\Delta N\,(r,z) = N_o\,(r,z) - N_u\,(r,z)$ lautet:

$$\begin{aligned}\frac{d\Delta N\,(r,z)}{dt} &= (f_o + f_u)\,R\,r_p\,(r,z) - \frac{\Delta N\,(r,z) - \Delta N^0}{\tau} \\ &\quad - \frac{(f_o + f_u)\,c\,\sigma\,\Delta N\,(r,z)}{n}\,\Phi\,\phi_0\,(r,z) = 0. \end{aligned} \tag{3.1}$$

$f_i$ sind die Boltzmannfaktoren nach Gl. (2.6), $\tau$ die Lebensdauer des oberen Laserniveaus, $c$ die Lichtgeschwindigkeit, $\sigma$ der atomare Wirkungsquerschnitt für den Laserübergang und $n$ der Brechungsindex. Die Pumprate ist durch $R = P_p\,\eta_P/h\nu_p$ gegeben, $\eta_p = 1 - \exp\,(-\alpha L_L)$ ist die Effizienz der Absorption der Pumpstrahlung, $P_p$ die einfallende Pumpleistung, $\alpha$ der Absorptionskoeffizient, $h$ das Plancksche Wirkungsquantum, $\nu_p$ die Frequenz des Pumplichtes und $L_L$ die Länge des Lasermediums. $\Phi = 2nL_LP_\omega/ch\nu_L$ ist die Anzahl der Laserphotonen im Resonator mit $P_\omega$ als der in einer Richtung im Resonator umlaufenden Laserleistung und $\nu_L$ als Frequenz des Laserüberganges. $\Delta N^0 = -f_u\,N_{^4I_{9/2}}$ beschreibt die Inversion im ungepumpten Fall. Die räumliche Verteilung der Pump- und Lasermode wird durch die normierten Größen $r_p(r,z)$ und $\phi_0(r,z)$ berücksichtigt mit $\int_V\, r_p(r,z)dV = 1$ und $\int_V\, \phi_0(r,z)dV = 1$. Die funktionale Abhängigkeit obiger Größen ist gegeben durch:

$$r_p\,(r,z) \;=\; \frac{2\alpha}{\eta_p\,\pi\,w_p^2}\exp\left(\frac{-2r^2}{w_p^2}\right)\exp\,(-\alpha z) \qquad \text{und} \tag{3.2}$$

$$\phi_0\,(r,z) \;=\; \frac{2}{\pi\,w_0^2\,l}\exp\left(\frac{-2r^2}{w_0^2}\right), \tag{3.3}$$

d.h. es werden ideale Gaußverteilungen angenommen. Die Aufweitung der Pump- und Lasermode über die Länge des Lasermediums wird vernachlässigt. $w_0$ und $w_p$ sind die Radien der Laser- und der Pumpmode.

Der erste Term in Gl. (3.1) beschreibt den Pumpprozeß, der zweite Term berücksichtigt die Änderung der Inversion durch spontane Emission aus dem oberen Laserniveau. Der dritte Term beschreibt die stimulierte Emission auf dem Laserübergang. Die Photonengleichung ist gegeben durch

$$\frac{d\Phi}{dt} = \frac{c\sigma}{n}\iiint \Delta N\,(r,z)\,\Phi\,\phi\,(r,z)\,dV - \frac{\Phi}{\tau_q} = 0, \tag{3.4}$$

mit $\tau_q = 2nL_L/c\left(\tilde{L}+T_{oc}\right)$ als Photonenlebensdauer, $\tilde{L}$ als passiven Verlusten im Resonator und $T_{oc}$ als Transmission des Auskoppelspiegels.

## Verstärkung

Als stationäre Besetzungsinversion für den Quasi-Drei-Niveau-Laser ergibt sich aus Gl. (3.4) für $\Phi > 0$

$$\iiint \Delta N\,(r,z)\,\phi\,(r,z)\,dV = \frac{n}{\tau_q c\sigma}. \tag{3.5}$$

Im Gegensatz zum Vier-Niveau-Laser ist nur die räumlich integrierte Inversion konstant. Die Verstärkung $g\,(r,z) = \sigma\Delta N\,(r,z)$ im stationären Fall läßt sich unter Berücksichtigung von Gl. (3.1) schreiben als

$$g\,(r,z) = \frac{\sigma\tau f R\, r_p\,(r,z)}{1+\frac{c\sigma\tau}{n} f\,\Phi\,\phi\,(r,z)} - \frac{\sigma N_u^0}{1+\frac{c\sigma\tau}{n} f\,\Phi\,\phi\,(r,z)}, \tag{3.6}$$

mit $f = f_u + f_o$. Die Kleinsignalverstärkung ist

$$\tilde{g_0}\,(r,z) = \sigma\tau f R\, r_p\,(r,z) - \sigma N_u^0. \tag{3.7}$$

Die Verstärkung setzt sich aus zwei Termen zusammen. Der erste Term ist analog zum Vier-Niveau-Laser die sättigbare Kleinsignalverstärkung. Der zweite Term ist ein sättigbarer Verlust, der aus der thermische Besetzung des unteren Laserniveaus resultiert. Dieser Term wird auch als Reabsorptionsverlust bezeichnet. Die Sättigung der Reabsorption bei hohen Laserleistungen ist durch eine im Vergleich zur spontanen Emission erhöhte stimulierte Rate aus dem oberen Laserniveau zu erklären. Bei der transversalen Abhängigkeit der Verstärkung müssen drei Fälle unterschieden werden: (i) Für $w_p < w_0$ kommt es zu einer homogenen Sättigung der Pumpverteilung. Die gesamte Pumpleistung kann genutzt werden. In den ungepumpten Bereichen kommt es aufgrund der Reabsorption zu erhöhten Verlusten. (ii) Für $w_p \approx w_0$ ist der Überlapp von Pump- und Lasermode optimiert. An den Flanken der Pumpverteilung ist die Verstärkung noch nicht so hoch, um ein Anschwingen des Lasers zu ermöglichen. Erst bei höheren Laserleistungen erreichen diese Bereiche die Laserschwelle und der Einfluß der Reabsorptionsverluste wird geringer. (iii) Für $w_p > w_0$ wird nur der zentrale Bereich der Pumpverteilung genutzt. Es kann zum Anschwingen höherer transversaler Moden kommen.

Die Verstärkung der in einer Richtung im Resonator umlaufenden Intensität für einen Resonatorumlauf ist gegeben durch

$$\frac{dI\,(r,z)}{dz} = g\,(r,z)\,I\,(r,z) = \frac{I\,(r,z)\,\tilde{g_0}\,(r,z)}{1+\frac{2I(r,z)}{I_s}}, \tag{3.8}$$

mit $I_s$ als Sättigungsintensität, die sich schreiben läßt als

$$I_s = \frac{h\nu_L}{f\sigma\tau}. \tag{3.9}$$

Unter der Voraussetzung kleiner Verluste und kleiner Verstärkung ergibt sich für die Bedingung, daß die Verstärkung die Verluste pro Resonatorumlauf kompensiert:

$$\int\limits_{Umlauf} dP_L = 2\int\limits_0^{L_L} \frac{dP_L}{dz}dz = P_L\left(\tilde{L} + T_{oc}\right), \tag{3.10}$$

mit $P_L = 2\pi\int_0^\infty I(r,z)\, r dr$. Mit dieser Gleichung für die Laserleistung, Gl. (3.8) und Gl. (3.10) und Integration über $z$ ergibt sich folgender Ausdruck, der die Berechnung der Laserschwelle und eine numerische Auswertung der differentiellen Lasereffizienz ermöglicht:

$$F = 1 + \frac{\frac{B}{fS}\ln(1+fS)}{f\int_0^\infty \frac{\exp\left[-\left(a^2+1\right)x\right]}{1+fS\exp\left(-a^2x\right)}dx}. \tag{3.11}$$

Dabei wurden die Abkürzungen

$$a = \frac{w_p}{w_0}, \quad x = \frac{2r^2}{w_p^2}, \quad B = \frac{2N_u^0\,\sigma\,L_L}{\tilde{L}+T_{oc}}, \quad F = \frac{4P_p\,\tau\,\sigma\,\eta_p}{\phi\,\nu_p\,w_0^2\left(\tilde{L}+T_{oc}\right)}, \quad S = \frac{2c\,\sigma\,\tau\,\Phi}{n\,\pi\,w_0^2\,L_L}$$

eingeführt. $a$ ist das Verhältnis der Radien von Pump- zu Lasermode, $B$ ist das Verhältnis von Reabsorptionsverlusten zu den linearen Verlusten im Resonator, $F$ ist ein Pumpparameter und $S$ ein Parameter für die Laserleistung.

## Laserschwelle und differentielle Effizienz

Aus Gl. (3.11) ergibt sich für $S = 0$ die absorbierte Pumpleistung an der Laserschwelle:

$$P_{p,s} = \frac{h\,\pi\,\nu_p\left(w_0^2+w_p^2\right)\left(\tilde{L}+T_{oc}+2N_u^0\,\sigma\,L_L\right)}{4\sigma\,\tau\,f}. \tag{3.12}$$

Aufgrund des exponentiellen Abfalls der Pumpintensität und der damit verbundenen Steigerung der Reabsorptionsverluste existiert eine optimale Länge, die die Schwelle minimiert. Die optimale Länge ergibt sich aus Gl. (3.12) für $\frac{\partial P_{p,s}}{\partial L_L}|_{L_{L,opt}} = 0$. Für Nd:$YAlO_3$, Nd:YAG und Nd:$YVO_4$ sind die optimalen Kristallängen bei Raumtemperatur für verschiedene Absorptionskoeffizienten in Tab. 3.1 aufgelistet. Bei den Absorptionskoeffizienten handelt es sich um die maximalen Werte aus Tab. 2.1 und um typische Werte unter Anregung mit Halbleiterlaserdioden. Die Gesamtverluste wurden zu $T_{oc} + \tilde{L} = 3,2\%$ angenommen.

Aus der thermische Besetzung des unteren Laserniveaus folgt eine starke Temperaturabhängigkeit der Schwelle. Für die in dieser Arbeit untersuchten Lasermaterialien ist diese Abhängigkeit in Abb. 3.1 dargestellt. Die für die Rechnung angenommenen Kristallängen sind mit den experimentell gewählten Kristallängen aus Kap. 3.2 identisch. Die Modenradien sind $w_0 = 25\mu m$ als typischer Modenradius für einen Ti:Saphir-Laser als Pumpquelle und $w_0 = 125\mu m$ als typischer Modenradius für die

| | Nd:$YAlO_3$ | | Nd:YAG | | Nd:$YVO_4$ | |
|---|---|---|---|---|---|---|
| Dotierung [%] | 0,8 | | 1 | | 0,5 | |
| $\alpha$ [$cm^{-1}$] | 10 | 3 | 11 | 3 | 38 | 9 |
| $L_{L,opt}[mm]$ | 1,1 | 2,2 | 1,5 | 3,3 | 0,4 | 0,9 |

Tabelle 3.1: *Optimale Kristallängen zur Minimierung der Laserschwelle für verschiedene Absorptionskoeffizienten.*

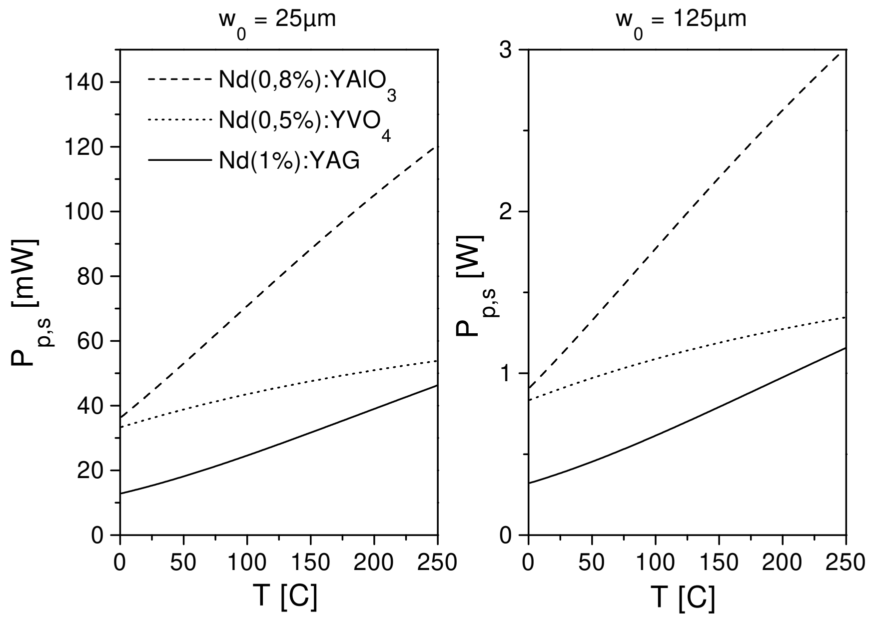


Abbildung 3.1: *Temperaturabhängigkeit der Schwelle nach Gl. (3.12) für verschiedene Modenradien,* $L_{Nd:YAlO_3} = 3mm$, $L_{Nd:YAG} = 3mm$, $L_{Nd:YVO_4} = 1mm$, $T_{oc} + \tilde{L} = 0.032$.

in dieser Arbeit verwendeten Laserdioden. Risk [Ris88] hat mit der numerischen Auswertung von Gl. (3.11) die normierte differentielle Effizienz $dS/dF$ für verschiedene Werte der Parameter $a$ und $B$ berechnet. Für Werte von $dS/dF < 1$ zerfällt ein Teil der angeregten Ionen aufgrund der Verteilung der Pump- und Lasermode und der Reabsorptionsverluste über spontane Emission. Der maximale differentielle Wirkungsgrad für $B \neq 0$ ergibt sich für Werte $a \neq 0$. Der gesamte differentielle Wirkungsgrad ergibt sich zu

$$\eta = \frac{dP_\omega}{dP_p} = \frac{T_{oc}}{T_{oc} + \tilde{L}} \frac{1}{\eta_p} \frac{\lambda_p}{\lambda_L} \frac{dS}{dF}. \tag{3.13}$$

Der Quantendefekt $\lambda_p/\lambda_L$ gibt das Verhältnis zwischen Pump- und Laserwellenlängen an und kann als obere Grenze für die differentielle Effizienz interpretiert werden.

Nach Risk ergeben sich für den Quasi-Drei-Niveau-Laser die höchsten Effizienzen, wenn $a \approx 1$ ist. Für Pumpleistungen größer als dem sechsfachen der Pumpleistung an der Schwelle ist $dS/dF \approx 0,9$. Weit oberhalb der Schwelle ist $dS/dF$ für $a \approx 1$ nahezu unabhängig von den Reabsorptionsverlusten, d.h. die Reabsorptionsverluste sind gesättigt.

### 3.1.1 Absorption aus angeregten Zuständen, Upconversion und Kreuzrelaxation

Verlustprozesse für den Quasi-Drei-Niveau-Laser, die im Modell von Risk nicht berücksichtigt werden, sind die Absorption aus angeregten Zuständen, *Upconversion* und Kreuzrelaxation. Bei der Absorption aus angeregten Zuständen erfolgt eine Absorption von angeregten Energieniveaus in energetisch höher gelegene Multipletts. Die Absorption aus angeregten Zuständen auf dem Grundzustandslaserübergang kann bei den in dieser Arbeit untersuchten Kristallen vernachlässigt werden [For98], [Guy95], [Kue98]. Im Gegensatz zum intraionischen Prozeß der Absorption aus angeregten Zuständen handelt es sich bei der Kreuzrelaxation und der *Upconversion* um interionische Prozesse. Die Wechselwirkung zwischen den Ionen findet dabei über elektrische bzw. magnetische Multipolwechselwirkungen statt. Dabei wird die Energie von einem Donatorion auf ein Akzeptorion übertragen. Diese Prozesse können bei hohen Dotierungskonzentrationen bzw. hohen Anregungsdichten ein Rolle spielen. In Nd-dotierten Kristallen ist die Kreuzrelaxation $^4F_{3/2}+^4I_{9/2} \rightarrow ^4I_{15/2}+^4I_{15/2}$ zu beachten, die bei hohen Dotierungskonzentrationen eine Verringerung der Fluoreszenzlebensdauer zur Folge hat. Die *Upconversion* aus dem $^4F_{3/2}$-Multiplett in energetisch höher gelegene Niveaus bei gleichzeitiger Relaxation des zweiten beteiligten Neodym-Ions in die Multipletts $^4I_{9/2}$ bis $^4I_{15/2}$ kann bei hohen Besetzungsdichten im oberen Laserniveau zu einer Erhöhung der zum Erreichen der Laserschwelle notwendigen Pumpleistung führen. Der *Upconversion*-Parameter $\tilde{\alpha}$, der die Stärke der Wechselwirkung beschreibt, wurde für Nd:YAG zu $2,6 \times 10^{-16} cm^3/s$ [Guy95] und für Nd:$GdVO_4$ zu $[1 - 1,4] \times 10^{-15} cm^3/s$ [Ost98] bestimmt. Für eine detailliertere Einführung in die interionischen Prozesse und die Definition des *Upconversion*-Parameters sei auf die Literatur verwiesen [Bur72], [Ost98].

## 3.2 Laserexperimente

Die Effizienz und die Laserschwelle des Quasi-Drei-Niveau-Lasers hängen den Ergebnissen des vorherigen Kapitels folgend von einem guten Überlapp zwischen Laser- und Pumpmode und von einer hohen Pumpintensität ab. Diesen Anforderungen wird ein endgepumtes Lasersystem gerecht. Die Laserwellenlängen der untersuchten Lasermaterialien reichen von $914nm$ bis zu $946nm$. Für die Anwendung in der Display-Technologie sind Nd:$YVO_4$ und Nd:$YAlO_3$ die interessantesten Materialien, da die frequenzverdoppelten Wellenlängen bei $454nm$ und $465nm$ liegen (siehe Tab.

1.1). Vor der Vorstellung der Laserexperimente werden die grundlegenden Eigenschaften von Gaußschen Strahlen und optischen Resonatoren eingeführt.

### 3.2.1 Gaußsche Strahlen und optische Resonatoren

Der einfachste Resonator besteht aus zwei reflektierenden Spiegeln[1] im Abstand $L$. Die Eigenzustände des elektromagnetischen Feldes (Moden) eines aktiven bzw. passiven optischen Resonators lassen sich mit Hilfe einer Integralgleichung[2] bestimmen. Die Grundidee ist, daß sich die Feldverteilung in dem Resonator nach einem Umlauf wieder reproduziert. Wenn dies erfüllt ist, ist der Resonator stabil. Der longitudinale Modenabstand eines passiven Resonators ist gegeben durch

$$\Delta\nu = \frac{c}{2L}. \tag{3.14}$$

Die transversale Modenverteilung läßt sich durch Hermite-Gauß-Funktionen beschreiben. Die $TEM_{00}$-Grundmode hat eine gaußförmige Intensitätsverteilung. Der Radius der Grundmode ist definiert als die transversale Ausdehnung, bei der die Intensität auf $1/e^2$ der maximalen Intensität abgefallen ist. In der Praxis werden Resonatoren für die Grundmode in der Paraxialnäherung mit Hilfe des $ABCD$-Matrixformalismus behandelt. Dies ermöglicht die Bestimmung des Stabilitätsbereiches und der Modenverteilung im Resonator. Allgemein läßt sich auch die lineare Ausbreitung eines Gaußstrahls mit dieser Methode behandeln. Eine Einführung in den $ABCD$-Formalismus findet sich bei Kogelnik et al. [Kog66]. Die in dieser Arbeit verwendeten Resonatoren wurden mit Hilfe eines kommerziellen Computerprogramms berechnet[3].

Ein Gaußstrahl ist durch die Angabe seines Modenradius im Fokus $w_0$ und seiner Divergenz vollständig bestimmt. Der Modenradius im Abstand $z$ vom Fokus schreibt sich als

$$w(z) = w_0\sqrt{\left(1 + \left(\frac{z}{z_R}\right)^2\right)}. \tag{3.15}$$

Der halbe Divergenzwinkel im Fernfeld $\theta$ und die Rayleighlänge $z_R$ sind gegeben durch

$$\theta = \frac{\lambda\, M^2}{n\, w_0\, \pi}, \qquad z_R = \frac{n\, \pi\, w_0^2}{\lambda\, M^2}. \tag{3.16}$$

Bei der Rayleighlänge ist der Modenradius auf $\sqrt{2}w_0$ angewachsen. Durch Abbildungsfehler oder durch das Anschwingen höherer transversaler Moden kann die Divergenz eines Gaußstrahls erhöht werden. Die erhöhte Divergenz bzw. kürzere Rayleighlänge kann mit Hilfe des Faktors $M^2$ in Gl. (3.16) berücksichtigt werden,

[1]Die Spiegel können plan (Fabry-Perot-Resonator) oder gekrümmt sein.
[2]Fresnel-Kirchhoff-Integral, siehe z.B. [Sve98].
[3]WinLase 2.1, C. Horvath, F. Loesel, Heidelberg.

der auch als Strahlqualität bezeichnet wird. Für die $TEM_{00}$-Mode, d.h. für beugungsbegrenzte Strahlen ist $M^2 = 1$. Voraussetzung für die Anwendbarkeit des $M^2$-Parameters in Gl. (3.16) ist, daß das transversale Modenprofil noch eine annähernd gaußförmige Verteilung aufweist. Durch die Einführung einer allgemeineren Definition des Strahlradius und der Divergenz kann das Konzept des $M^2$-Parameters auch auf Laserstrahlen erweitert werden, die keine gaußförmige Intensitätsverteilung aufweisen. In den Referenzen [Sie90] und [Sve98] findet sich eine detailliertere Einführung in die Bestimmung der Strahlqualität von *multi-mode*-Laserstrahlen. Zur experimentellen Bestimmung des $M^2$-Parameters wird der Fokus und die Divergenz der Lasermode mit Hilfe eines Trommelscanners[4] bzw. der *knife-edge*-Methode (siehe z.B. [Kre99]) gemessen.

### 3.2.2 *Cw*-Laser unter Anregung mit Hochleistungslaserdioden

Bei den in dieser Arbeit verwendeten Laserdiodenmodulen der Fa. Fisba Optik sind mehrere $20W$ Laserdioden über eine Strahlformungsoptik gekoppelt. Der Fokus ist leicht elliptisch und hat ein Seitenverhältnis von 2:1. Im Vergleich dazu ist die Strahlqualität eines kommerziell erhältlichen $20W$ Laserdiodenarrays mit einer Arraylänge von $1cm$ und einer Abmessung der Einzelemitter von $1\mu m \times 200\mu m$ parallel zur $1\mu m$-Apertur nahezu beugungsbegrenzt und senkrecht zur $1\mu m$-Apertur ist $M^2 \approx 3000$. Mit geeigneten Fokussierungsoptiken können Pumpintensitäten von einigen $kW/cm^2$ erreicht werden. Der Fokus ist stark elliptisch mit einem typischen Seitenverhältnis von 150:1 [Hoe98a]. Die hier verwendeten Hochleistunglaserdioden haben also eine wesentlich bessere Strahlqualität, was in höheren Pumpintensitäten und reduzierten Pumpleistungen an der Laserschwelle resultiert. Die Eigenschaften der Pumpstrahlung und die maximalen Ausgangsleistungen sind in Tab. 3.2 zusammengefaßt. Nach Fan et al.[Fan90] sollte die Pumpstrahlung so fokussiert werden, daß die Konfokallänge der Pumpstrahlung $L_{kon}$[5] ungefähr der Absorptionslänge des Lasermediums $L_\alpha$ entspricht.

| | $P_{p,max}$ $[W]$ | $\lambda_p$ $[nm]$ | $f$ $[cm]$ | $w_{p,x} \times w_{p,y}$ $[\mu m^2]$ | NA | $M_x^2$ / $My^2$ | $z_{R,x}$ / $z_{R,y}$ $[mm]$ |
|---|---|---|---|---|---|---|---|
| LDM 1 | 40 | 804 | 1,4 | 40 × 100 | 0,4 | 64 / 160 | 0,1 / 0,24 |
| LDM 2 | 40 | 808 | 5 | 125 × 250 | 0,27 | 133 / 266 | 0,46 / 0,91 |

Tabelle 3.2: *Eigenschaften der verwendeten Laserdiodenmodule. Die Rayleighlänge ist für $n = 1$ angegeben.*

[4]Beamscan1180/ Photon Inc.
[5]Die Konfokallänge entspricht der zweifachen Rayleighlänge.

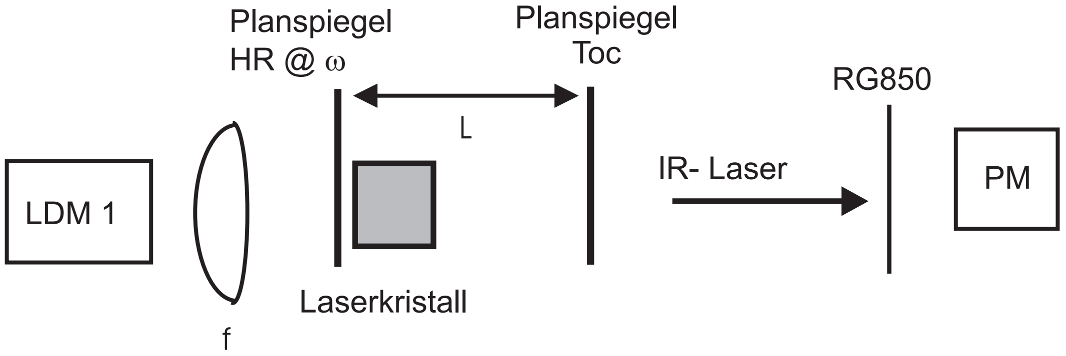


Abbildung 3.2: *Schematischer Aufbau der Laserexperimente im nahen infraroten Spektralbereich mit Nd:YAG und Nd:$YAlO_3$ . Brennweite der Fokussierlinse $f = 1,4cm$. PM, Leistungsmeßgerät.*

Der Aufbau für die Laserexperimente mit Nd:YAG und Nd:$YAlO_3$ ist in Abb. 3.2 schematisch gezeigt. Der Laserkristall wird durch den Endspiegel bzw. die direkt verspiegelte Endfläche des Laserkristalls mit der Halbleiterlaserdiode gepumpt. Der Einkoppelspiegel ist hochreflektierend für die Laserwellenlänge und hochtransmittierend für die Pumpwellenlänge. Der Auskoppelspiegel hat eine Transmission von $T_{oc} = 3,1\%$ bei $946nm$ bzw. $930nm$. Die Spiegel haben hohe Transmissionen bei $1,08\mu m$ für Nd:$YAlO_3$ und bei $1,06\mu m$ für Nd:YAG sowie bei $1,34\mu m$, um ein Anschwingen der Vier-Niveau-Laserübergänge zu unterdrücken. Bei einer Gesamttransmission der Spiegelschichten von $T \approx 98\%$ bei $1,34\mu m$ und $T \approx 75\%$ bei $1,06\mu m$ bzw. $T \approx 88\%$ bei $1,08\mu m$ wurde kein Anschwingen dieser Laserübergänge in Nd:$YAlO_3$ und Nd:YAG beobachtet. Die Laserleistung wird hinter einem für die Pumpstrahlung stark absorbierenden Schott RG850-Filter mit einem Leistungsmeßgerät detektiert.

Die für Nd:YAG und Nd:$YAlO_3$ verwendeten Fabry-Perot-Resonatoren werden durch eine thermische Linse stabilisiert. Die thermische Linse setzt sich aus zwei Anteilen zusammen. Die Pumplichtabsorption führt zu einer starken lokalen Erwärmung des Kristalls und zu einem transversalen und longitudinalen Temperaturprofil. Der erste Anteil der thermischen Linse ist durch die Krümmung der Endfläche des Kristalls bedingt, die durch die thermische Ausdehnung des Kristalls hervorgerufen wird. Der zweite Anteil wird durch das transversale Temperaturprofil bestimmt. Das Temperaturprofil läßt sich unter der Annahme eines Gaußschen Pumpprofils und einer radialen Wärmeleitung berechnen [Inn90]:

$$\Delta T\,(r,z) = \frac{\alpha P_h \exp\left(-\alpha\, z\right)}{4\pi\, K_c\, \left(1-\exp\left(-\alpha\, L_L\right)\right)} \left[\ln\left(\frac{r_L^2}{r^2}\right) + E_1\left(\frac{2r_L^2}{w_p^2}\right) - E_1\left(\frac{2r^2}{w_p^2}\right)\right]. \quad (3.17)$$

$2r_L$ ist der Durchmesser des Laserkristalls, $K_c$ die Wärmeleitfähigkeit, $w_p$ der Radius der Pumpmode und $P_h$ der Anteil der Pumpstrahlung, der als Wärme im Kristall deponiert wird. $E_1$ ist die Integralexponentialfunktion [Abr65]. Der Term

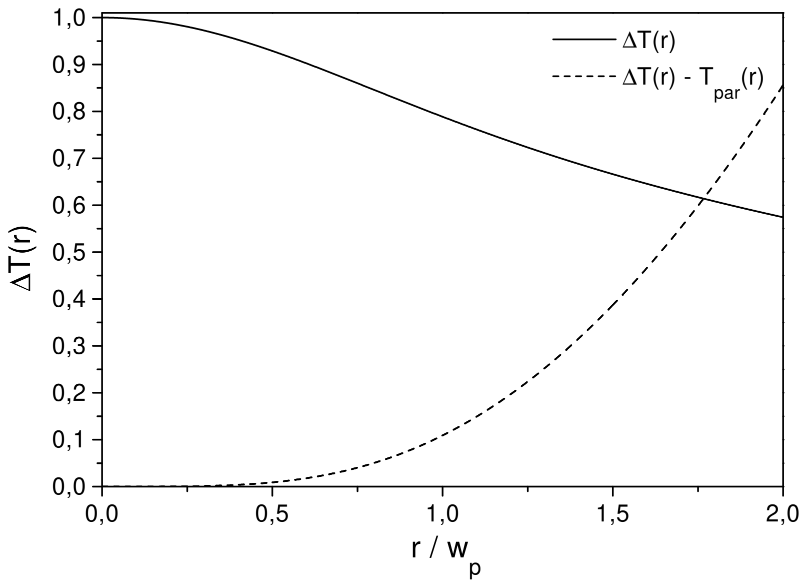


Abbildung 3.3: *Normiertes radiales Temperaturprofil nach Gl. (3.17) und die Abweichung zu einem normierten parabolischen Temperaturprofil $\Delta T_{par}$.*

$E_1(2r_L^2/w_p^2)$ kann für die in der Praxis relevanten Fälle, d.h. für $w_p < r_L$, vernachlässigt werden. Abb. 3.3 zeigt das normierte Temperaturprofil für $w_p = 125\mu m$ und $r_L = 1,5mm$, das sich aus Gl. (3.17) ergibt. Die gestrichelte Kurve gibt die Abweichung zu einem normierten parabolischen Temperaturprofil $\Delta T(r)_{par}$ an. Die longitudinale Abhängigkeit wurde nicht berücksichtigt. Bis zu Lasermodenradien von $\approx 0,8w_p$ sind die Abweichungen vom parabolischen Temperaturprofil kleiner als 5%. Das Brechungsindexprofil hat die gleiche Form wie die Temperaturverteilung, d.h. $\Delta n(r,z) = \Delta T(r,z)\, dn/dT$ für $dn/dT = const.$ Im Bereich um $r = 0$ wirkt die thermische Linse wie eine sphärische Linse. Für große $r$ kommt es zu negativen sphärischen Aberationen, die für $w_0 \geq w_p$ die Verluste im Resonator erhöhen und die Strahlqualität beeinflussen. Die Größe des Lasermodenradius sollte ca. 80% des Pumpmodenradius sein, um den Einfluß der Aberationen klein zu halten [Ker97].

Die gesamte Brennweite der thermischen Linse läßt sich durch die Messung der Laserausgangsleistung unter Variation der Resonatorlänge des Fabry-Perot-Resonators bestimmen. Für $L > f_{therm}$ ist der Resonator in endgepumten Lasersystemen instabil. Am Rand des Stabilitätsbereiches wird die Lasermode sehr groß. Bedingt durch den Überlapp der Lasermode mit den Bereichen hoher sphärischer Aberration und ungepumpten Bereichen steigen die Verluste, und die Laserausgangsleistung sinkt, bevor die theoretische Stabilitätsgrenze des äquivalenten passiven Resonators erreicht ist. Daher ist die mit dieser Methode bestimmte Brennweite nur eine untere Grenze für die Brennweite der thermische Linse.

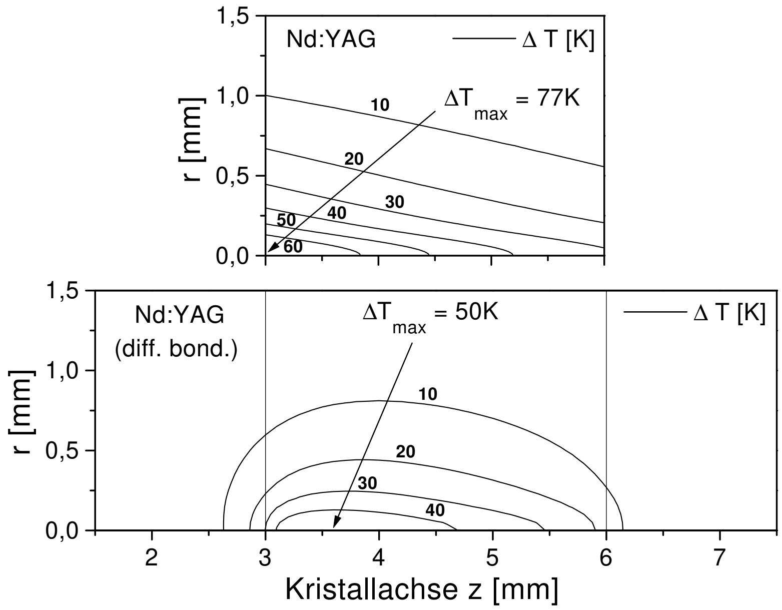


Abbildung 3.4: *Temperaturdifferenz gegenüber der Wärmesenke ($T = 0C$) in einem Nd:YAG und einem diff. bond. Nd:YAG (jeweils $L_L = 3mm$) bei einer Wärmeleistung von $4W$, einem Pumpmodenradius von $w_p = 125\mu m$ und einem Absorptionskoeffizienten von $\alpha_{eff} = 3,1cm^{-1}$.*

Für endgepumpte Lasersysteme mit Hochleistungslaserdioden bietet sich die Verwendung eines *diffusion bonded* Laserkristalls an. Ein *diff. bond.* Laserkristall besteht aus einem Nd-dotierten aktiven Medium mit zwei undotierten aufgebondeten Endkappen. Bei der Herstellung dieser Kristalle werden zuerst die undotierten Endkappen und der dotierte Kristall optisch kontaktiert. Dann entsteht über Diffusion bei hohen Temperaturen eine feste Verbindung der einzelnen Kristallteile. Bei diesen Kristallen wird die Krümmung der Endfläche minimiert, da der Kristall an den Endflächen keine Strahlung absorbiert und es wird eine axiale Wärmeleitung ermöglicht. In Abb. 3.4 ist der Unterschied in der Temperaturverteilung für einen $3mm$ langen Nd:YAG und einen $9mm$ langen *diff. bond.* Nd:YAG-Laserkristall mit $3mm$ langen undotierten Endkappen gezeigt. Zur besseren Übersicht sind die undotierten YAG Endkappen verkürzt dargestellt. Es ist jeweils ein axialer Schnitt durch den Kristall von der Kristallmitte bis zum Kristallrand gezeigt. Die Pumpstrahlung fällt von links in den Kristall ein. Die Temperaturverteilung für den Nd:YAG Kristall wurde nach Gleichung 3.17 berechnet. Die Temperaturverteilung für den *diff. bond.* Nd:YAG wurde mit einem Computerprogramm nach der Methode der finiten Elemente berechnet[6] [Aus99]. Für die Berechnungen wurden folgende Parameter angenommen: Der Absorptionskoeffizient ist $\alpha_{eff} = 3,1cm^{-1}$, der Durchmesser der Laserkristalle ist $3mm$ und der Radius der als gaußförmig angenommenen Pumpmo-

[6]SOLIDIS.ise v5.0 von Integrated Systems Engineering AG.

de ist $w_p = 125\mu m$[7]. Die Temperatur der Wärmesenke ist $0C$, die Linien konstanter Temperatur geben den Temperaturunterschied zur Wärmesenke an. Der Wärmewiderstand zwischen Laserkristall und Wärmesenke wird vernachlässigt. Der Wärmeeintrag, d.h. der Anteil der absorbierten Pumpstrahlung, der zur Erwärmung des Kristalls führt, wurde zu $4W$ angenommen. Da die absoluten Temperaturen linear mit der Wärmeleistung skalieren, ist eine Umrechnung auf unterschiedliche Wärmeeinträge möglich. Die maximale Temperatur ist für den *diff. bond.* Nd:YAG-Kristall deutlich geringer als für den konventionellen Nd:YAG-Kristall, und der Ort maximaler Temperatur liegt beim *diff. bond.* Kristall aufgrund der axialen Wärmeleitung tiefer im dotierten Medium. Der Beitrag der Krümmung der Endfläche zur thermischen Linse wurde von Weber et al. [Web98] zu $\approx 30\%$ bestimmt. Bei *diff. bond.* Laserkristallen wird die thermische Linse um diesen Betrag reduziert.

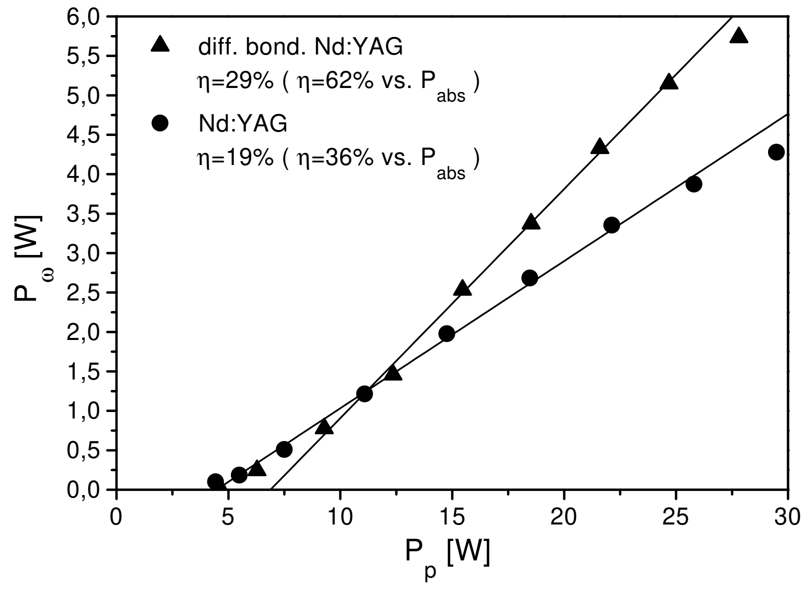


Abbildung 3.5: *Laserkennlinien eines Nd:YAG und eines diff. bond. Nd:YAG Kristalls (Länge der undotierten Endkappen $3mm$), Länge des aktiven Mediums jeweils* $L_L = 3mm$, $T_{oc} = 3,1\%$.

Abb. 3.5 zeigt die Laserkennlinie eines konventionellen Nd:YAG-Laserkristalls im Vergleich mit einem *diff. bond.* Nd:YAG-Laserkristall für eine Auskopplung von $T_{oc} = 3,1\%$. Der Durchmesser der Kristalle ist $3mm$. Der *diff. bond.* Kristall war nicht AR-beschichtet. Die Länge des aktiven Mediums ist für beide Kristalle $3mm$. Die undotierten YAG-Endkappen haben eine Länge von $3mm$. Zur effizienten Wärmeabfuhr wurde der konventionelle Kristall mit Indiumfolie in einer wassergekühlten Kupferwärmesenke gehaltert und der *diff. bond.* Kristall direkt mit Wasser

[7] Diese Parameter entsprechen der Pumpgeometrie des Nd:YAG-Lasers in Kap. 3.2.3.

in einer *Flow-tube* gekühlt. Die Wassertemperatur lag bei $15C$. Ab einer Pumpleistung von $22W$ kommt es bei dem konventionellen Laserkristall aufgrund der hohen thermischen Belastung zu einer Verringerung der differentiellen Effizienz. Dies ist bei dem *diff. bond.* Nd:YAG erst bei einer Pumpleistung von $27,8W$ zu beobachten. Mit dem *diff. bond.* Nd:YAG wurden Ausgangsleistungen bis zu $5,7W$ bei einer Pumpleistung von $27,8W$ erzielt. Dies entspricht einer differentiellen Effizienz von $\eta = 29\%$. Die Strahlqualität war bis zu einer Ausgangsleistung von $800mW$ nahezu beugungsbegrenzt, d.h. $M^2 < 1,1$. Bei einer Ausgangsleistung von $4,3W$ wurde ein $M^2$ von 4 gemessen. Die Konfokallänge der Pumpstrahlung im Laserkristall ist für das bei diesen Experimenten verwendete Laserdiodenmodul 1 nach Tab. 3.2 $L_{kon,x} \approx 0,4mm$ bzw. $L_{kon,y} \approx 0,9mm$. Die Absorptionslänge für Nd:YAG ist nach Tab. 2.3 ungefähr $1mm$. Aufgrund der spektralen Breite der Pumpdiode ist die effektive Absorptionslänge jedoch größer. Die Messung der absorbierten Leistung ist aufgrund der hohen Divergenz der Pumpstrahlung schwierig und im Laserbetrieb nicht möglich. Eine Messung der absorbierten Leistung mit einem defokussierten Pumpfokus zeigte, daß nur ca. 40% der Pumpstrahlung absorbiert wird. Die effektive Absorptionslänge ist dann $6mm$. Experimente mit einer achromatischen Linse mit einer Brennweite von $3cm$ ($L_{kon,x} \approx 0,8mm$ und $L_{kon,y} \approx 1,8mm$) ergaben die gleichen Ausgangsleistungen wie mit der ursprünglichen Fokussierungsoptik ($f = 1,4cm$). Mit einer $f = 5cm$ Linse sank die Ausgangsleistung auf $4,3W$ bei einer Pumpleistung von $31W$. Es zeigt sich, daß im *multimode*-Laserbetrieb die Anforderung an die Konfokallänge der Pumpstrahlung zum Erreichen hoher Ausgangsleistungen nicht immer erfüllt sein muß. Experimente mit Auskoppelspiegeln geringerer Transmissionen (1% und $0,5\%$) ergaben geringere Ausgangsleistungen. Höhere Auskoppelgrade mit den erforderlichen Transmissionseigenschaften standen nicht zur Verfügung.

Die Laserkennlinie eines $3mm$ langen Nd:$YAlO_3$-Kristalls mit einem Durchmesser von $3mm$ mit einer Auskopplung von $T_{oc} = 3,1\%$ ist in Abb. 3.6 gezeigt. Als Resonator diente der in Abb. 3.2 gezeigte Fabry-Perot-Resonator. Es wurde ein *c-cut*[8] Kristall verwendet, um die breitbandige Absorption um $802nm$ in Nd:$YAlO_3$ auszunutzen. Der Kristall wurde mit Indiumfolie in einer wassergekühlten Kupferwärmesenke gehaltert. Die differentielle Effizienz ist $\eta = 16\%$ und die maximale Ausgangsleistung $2,35W$ bei einer Pumpleistung von $21,4W$. Ab einer Pumpleistung von $15W$ kommt es zu einer thermisch bedingten Verringerung der differentiellen Effizienz. Der effektive Absorptionskoeffizient ist $\alpha_{eff} \approx 3,5cm^{-1}$. Die Verwendung eines *diff. bond.* Kristalls sollte auch bei Nd:$YAlO_3$ zu einer Verbesserung der differentiellen Effizienz führen. Bei Versuchen, einen *diff. bond.* $YAlO_3$-Kristall herzustellen, traten nach Auskunft der beauftragten Firmen Probleme auf, die es nicht möglich machten, einwandfreie gebondete Kontaktflächen zwischen dotiertem und undotiertem $YAlO_3$ herzustellen. Teilweise traten auch Risse im Kristall und nicht an den gebondeten Flächen auf. Die Ursachen für diese Probleme sind noch nicht eindeutig geklärt.

[8] $\vec{k}_L || c$-Achse.

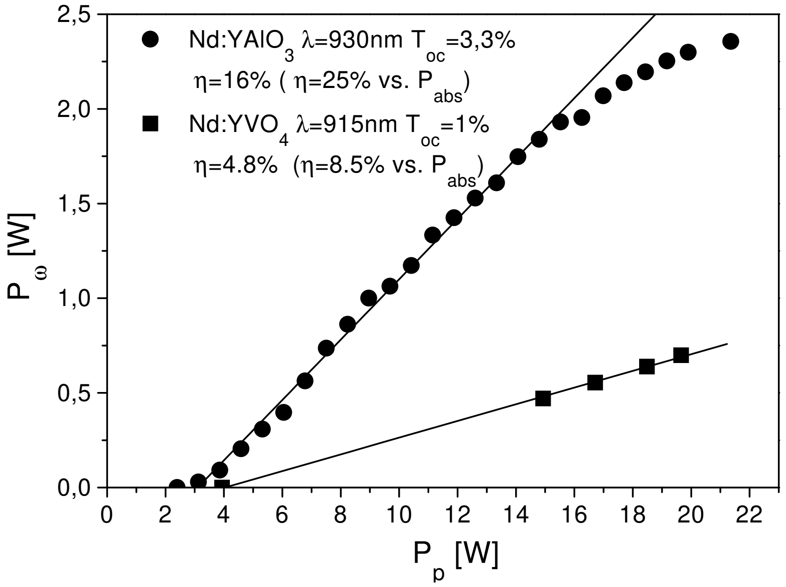


Abbildung 3.6: *Laserkennlinien von Nd(0,8%):YAlO$_3$ ($L_L$ = 3mm) und Nd(0,5%):YVO$_4$ ($L_{L,aktiv} = 1mm$).*

Die Laserkennlinien für einen unbeschichteten *diff. bond.* Nd(0,5%):YVO$_4$ sind zum Vergleich ebenfalls in Abb. 3.6 gezeigt. Als Pumpmodul wurde das LDM 2 aus Tab. 3.2 verwendet. Die aktive Länge des dotierten Materials ist $1mm$, die undotierten YVO$_4$-Endkappen haben eine Länge von $3mm$. Der quadratische Querschnitt des Kristalls ist $3 \times 3mm^2$. Der Kristall wurde in einer mit Peltierelementen gekühlten Kupferwärmesenke gehaltert. Die Temperatur der Wärmesenke lag bei $\approx 0C$. Die Schwelle wurde für eine etwas höhere Temperatur der Wärmesenke gemessen, um Kondensation auf dem Kristall zu vermeiden. Der effektive Absorptionskoeffizient ist $\alpha_{eff} = 9cm^{-1}$. Die Experimente wurden in einem hemisphärischen Resonator durchgeführt. Der Auskoppelspiegel hatte einen Krümmungsradius von $R = 5cm$. Die Länge des Resonators mußte für maximale Ausgangsleistung nahe am Rand des Stabilitätsbereiches gewählt werden, d.h. die Lasermode mußte so klein wie möglich gemacht werden. Die maximale Ausgangsleistung von $700mW$ wurde bei einer Pumpleistung von $19,7W$ mit einer Auskopplung von $T_{oc} = 1\%$ gemessen. Bei Experimenten in einem Fabry-Perot-Resonator wurden Ausgangsleistungen von $250mW$ bei einer Auskopplung von $T_{oc} = 0,5\%$ und einer Pumpleistung von $16,7W$ gemessen. Eine Bestimmung der absoluten Temperatur im Pumpkanal für die maximale Pumpleistung ergibt einen Wert von $\approx 700C$ [Aus99]. Die schlechte differentielle Effizienz des Nd:YVO$_4$-Lasers läßt sich mit den aufgrund der hohen Temperaturen stark erhöhten Reabsorptionsverlusten erklären. Die Tatsache, daß ein hemisphärischer Resonator höhere Ausgangsleistungen ergab, ist ein weiteres Indiz dafür, daß die Reabsorptionsverluste in diesem Lasersystem einen größeren Einfluß haben als in Nd:YAG und Nd:$YAlO_3$. Aufgrund der kleinen Lasermode im hemisphärischen Resonator ist der transversale Überlapp der Lasermode mit Bereichen, die aufgrund der geringeren Pumpintensität noch nicht die Schwellinversion erreicht haben oder knapp oberhalb der Schwelle noch signifikante Reabsorption aufweisen, minimiert. Eine Steigerung der Ausgangsleistung ist mit höheren Auskopplungen möglich. Der zur Verfügung stehende Auskoppelspiegel mit einer Transmission von 3% auf der Laserwellenlänge hatte eine Reflektion von 80% bei $1,064\mu m$. Mit diesem Spiegel wurde immer Lasertätigkeit bei $1,06\mu m$ beobachtet.

### 3.2.3 Polarisierter Nd:YAG-Laser im Z-Resonator

Aufgrund der Ergebnisse des vorherigen Kapitels wurde Nd:YAG als Lasermedium für die weiterführenden Experimente verwendet, da mit diesem Lasermaterial die höchsten Ausgangsleistungen erzielt wurden. Im Hinblick auf Experimente zur resonatorinternen Frequenzverdopplung wurde ein polarisierter Nd:YAG-Laser in einem Z-Resonator realisiert. Als Laserkristall wurde ein *diff. bond.* Nd:YAG Kristall mit einem Durchmesser von $3mm$, einer dotierten Länge von $3mm$ und zwei undotierten Endkappen mit jeweils $3mm$ Länge verwendet. Der Kristall war AR-beschichtet für die Laserwellenlänge. Die dielektrischen Beschichtungen der Resonatorspiegel erfüllen die erforderlichen Transmissionseigenschaften für den Quasi-Drei-Niveau-Laser, die im vorherigen Kapitel spezifiziert wurden. Der Aufbau ist in Abb. 3.7 gezeigt. Der Auskoppelspiegel hatte eine Transmission von $3,1\%$ bei $946nm$.

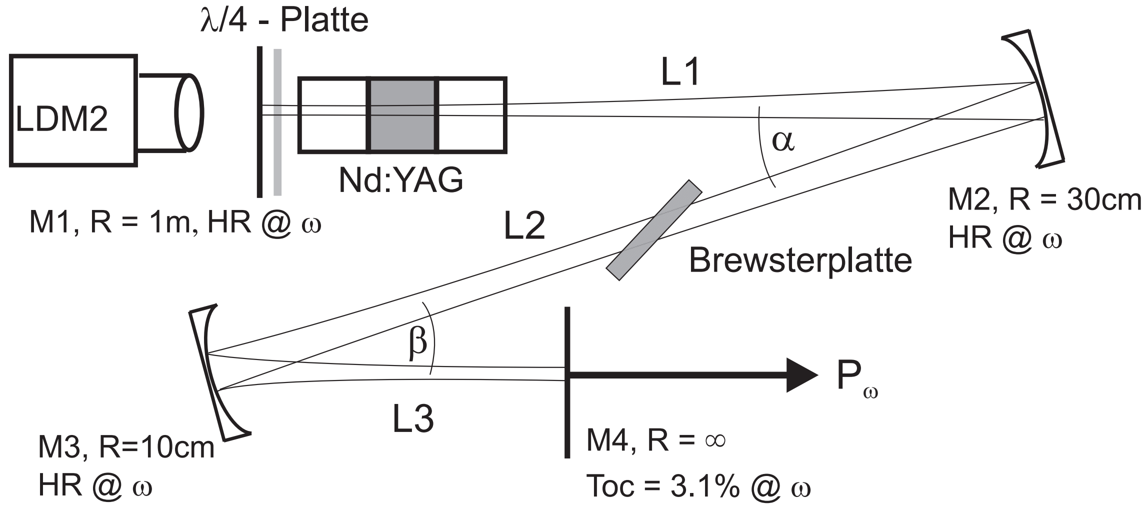


Abbildung 3.7: *Polarisierter Nd:YAG-Laser bei $946nm$ im Z-Resonator, $L1 = 18,9cm$, $L2 = 70cm$ und $L3 = 5,1cm$.*

Die Faltwinkel ($\alpha$ und $\beta$ in Abb. 3.7) wurden möglichst klein gehalten, um den Astigmatismus im Resonator zu reduzieren. Die in Abb. 3.7 angegebenen Resonatorlängen sind die geometrischen Abstände zwischen den Resonatorspiegeln. Durch geeignete Wahl der Längen $L_1$, $L_2$, und $L_3$ läßt sich erreichen, daß der Radius der Lasermode im Laserkristall nahezu unabhängig von der thermischen Linse im Laserkristall ist. Ein Resonator dieser Art wird auch als dynamisch stabil bezeichnet. Die Abhängigkeit der Lasermode von der thermischen Linse ist in Abb. 3.8 gezeigt. Das Kriterium für die dynamischen Stabilität $dw_0/df_{therm} = 0$ [Mag87] ist für eine thermische Linse von $f_{therm} = 15cm$ erfüllt. Die Änderung des Radius der Lasermode ist jedoch auch für kleinere thermische Linsen gering, wie in Abb. 3.8 gut zu erkennen ist. Strenggenommen wird der Begriff der dynamischen Stabilität bei diesem Laser dahingehend erweitert, daß auch noch kleine Änderungen des Lasermodenradius mit der thermischen Linse als dynamisch stabil bezeichnet werden. Für die Berechnungen wurde die thermische Linse als dünne Linse in der Mitte des Laserkristalls angenommen. Dies ist bei den *diff. bond.* Laserkristallen eine sinnvolle Annahme, da die Krümmung der Endfläche keinen Beitrag zur thermischen Linse liefert. Die Lasermode bleibt nahezu konstant bis zu einer thermischen Linse von $\approx 7cm$. Messungen der thermischen Linse nach der in Kap. 3.2 vorgestellten Methode ergaben eine Linse von $9cm$ bei einer Pumpleistung von $20W$. Für Pumpleistungen von $25W$ liegt der Wert der thermischen Linse bei ungefähr $8cm$.

Der Radius der Lasermode im Laserkristall wurde zu $w_0 = 103\mu m$ berechnet. Die Lasermode ist kleiner als der Pumpfokus des LDM 2. Dies unterstützt das Anschwingen höherer, transversaler Moden. Die Abbildungsfehler der thermischen Linse werden durch den minimierten Überlapp mit Bereichen hoher sphärischer Aberration gering gehalten, was wiederum zu einer Verbesserung der Strahlqualität führt. Messungen der Strahlqualität bei einer Pumpleistung von $22,7W$ ergaben Werte von $M^2_{tan} = 2,6$ und $M^2_{sag} = 2,2$. Der effektive Absorptionskoeffizient von $\alpha_{eff} = 3,1cm^{-1}$ ist aufgrund der zentralen Pumpwellenlänge von $808nm$ des verwendeten Laserdiodenmoduls (LDM 2) größer als in den Experimenten mit Nd:YAG unter Anregung mit dem LDM 1. Der Konfokalbereich der Pumpmode von $2z_{R,x} = 1,7mm$ und $2z_{R,y} = 3,3mm$ ist gut an die Absorptionslänge von $\approx 3mm$ angepaßt.

Aufgrund des Temperaturgradienten durch die absorbierte Pumpstrahlung (siehe Abb. 3.4) kommt es im Laserkristall durch die auftretenden mechanischen Spannungen zu Doppelbrechung, d.h. in der vorliegenden Zylindersymmetrie zu einer Aufspaltung der Polarisation in eine radiale und eine azimutale Komponente. Ist der Gangunterschied zwischen radialer und azimutaler Polarisation bei einem einmaligen Durchgang durch den Laserkristall $(2n+1)\,\lambda/4$ $(n \,\epsilon \mathcal{N})$, kommt es an der Brewsterplatte nach einem zweiten Durchgang durch den Laserkristall zu maximalen Verlusten, da sich die Polarisationsrichtung der Lasermode um $90°$ gedreht hat. Die $\lambda/4$-Platte zwischen Einkoppelspiegel und Laserkristall dient zur teilweisen Kompensation der thermischen Doppelbrechung [Cla98]. Durch die $\lambda/4$-Platte, deren eine Hauptachse parallel zur Polarisationsrichtung des Lasers steht, werden

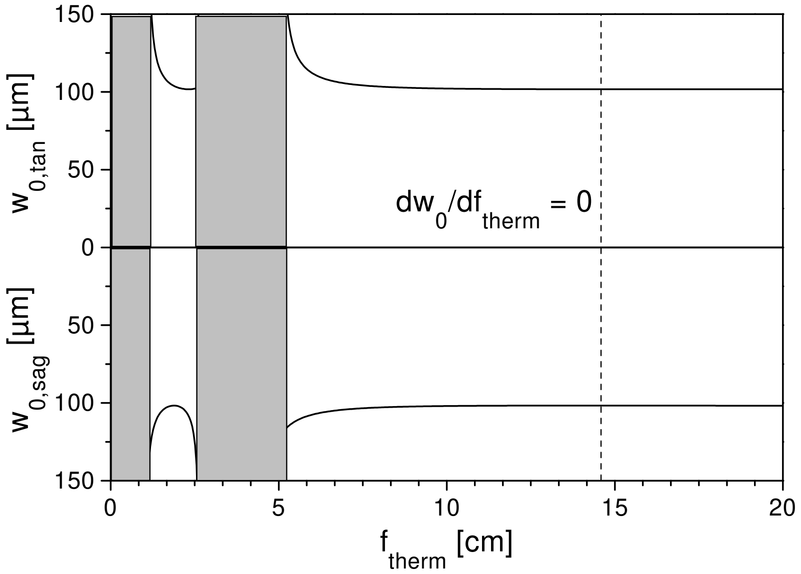


Abbildung 3.8: *Abhängigkeit des Lasermodenradius im Laserkristall von der thermischen Linse in der tangentialen und saggitalen Ebene für den Aufbau aus Abb. 3.2.3. Die Bedingung der dynamischen Stabilität $dw_0/df_{therm} = 0$ [Mag87] ist für eine thermische Linse von $15cm$ gegeben. In den grauen Bereichen ist der Resonator instabil.*

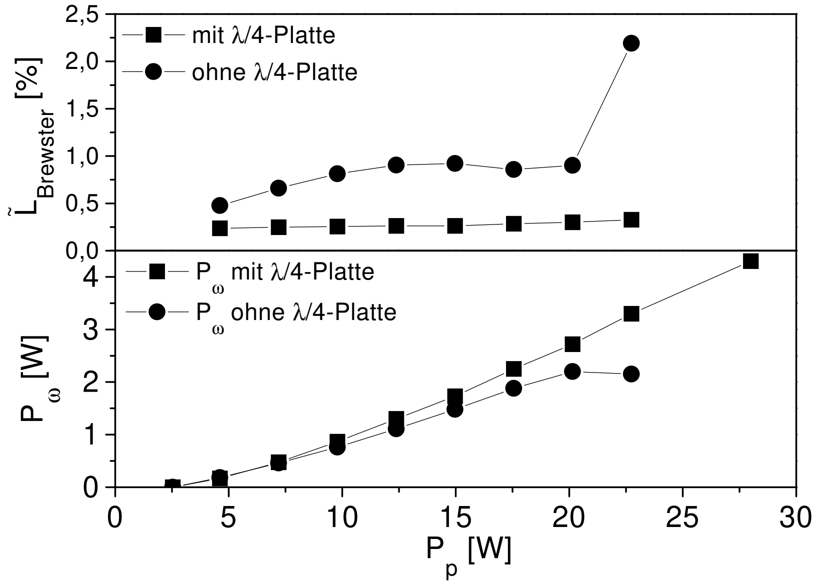


Abbildung 3.9: *Ausgangsleistung des polarisierten Nd:YAG-Lasers bei $946nm$ und die Verluste an der Brewsterplatte mit und ohne $\lambda/4$-Platte, $T_{oc} = 3,1\%$.*

nun die Polarisationskomponenten, die die höchsten Verluste an der Brewsterplatte erfahren, in die ursprüngliche Polarisationsrichtung zurückgedreht. Anschaulich ist dies zu verstehen, wenn angenommen wird, daß die radiale und die azimutale Komponente des Brechungsindexes im 45°-Winkel zur Polarisationsrichtung des Lasers stehen und einen Gangunterschied von $\lambda/4$ hervorrufen. Nach zweimaligem Durchgang durch die $\lambda/4$-Platte und dem zweiten Durchgang durch den Laserkristall ist die Polarisationsrichtung wieder in der Ebene der Brewsterplatte polarisiert. In Abb. 3.9 sind die Ausgangsleistung des Nd:YAG-Lasers und die gesamten Verluste an der Brewsterplatte mit und ohne $\lambda/4$-Platte gezeigt.

Die Verluste an der Brewsterplatte sind ohne $\lambda/4$-Platte unterhalb von 1%, bis sie bei einer Pumpleistung von $22,7W$ auf über 2% ansteigen. Mit der $\lambda/4$-Platte zur Kompensation der thermischen Doppelbrechung liegen die Verluste an der Brewsterplatte im gesamten Leistungsbereich unter $0,3\%$. Die maximale Ausgangsleistung im polarisierten Laserbetrieb lag bei $4,3W$ bei einer Pumpleistung von $28W$.

### 3.2.4 Nd:$YVO_4$- und Nd:$YAlO_3$-Grundzustandslaser unter direkter Anregung des $^4F_{3/2}$-Multipletts

Wie schon in Kap. 2.3 erwähnt, zeigen Nd:$YVO_4$ und Nd:$YAlO_3$ eine starke Absorption in das $^4F_{3/2}$-Multiplett bei $880nm$ bzw. $876nm$. Dieses Multiplett ist identisch mit dem Multiplett des oberen Laserniveaus. Eine direkte Anregung des $^4F_{3/2}$-Multipletts sollte, aufgrund des kleineren Quantendefektes $\eta_q = \lambda_p/\lambda_L$ im Vergleich zur üblichen Anregung in die Absorptionsbande um $800nm$, eine Erhöhung der differentiellen Effizienz (siehe Gl. (3.13)) zur Folge haben. Der Quantendefekt bei direkter Anregung ist $\eta_q = 96\%$ für Nd:$YVO_4$ und $\eta_q = 94\%$ für Nd:$YAlO_3$. Für eine Anregungswellenlänge von $808nm$ bzw. $813nm$ ergibt sich für Nd:$YVO_4$ und Nd:$YAlO_3$ ein Quantendefekt von $\eta_q = 88\%$ bzw. $\eta_q = 87\%$. Bei direkter Anregung kommt es im Laserbetrieb jedoch auch zur stimulierten Emission der Pumpstrahlung aufgrund der Besetzung des $^4F_{3/2}$-Multipletts. Dieser Effekt manifestiert sich in einem kleineren effektiven Absorptionskoeffizienten.

Da im Bereich zwischen $875nm$ und $880nm$ keine Halbleiterlaserdioden kommerziell erhältlich sind, wurden Laserexperimente unter Anregung mit einem Ti:Saphir-Laser bei $808nm$ bzw. $813nm$ und $880nm$ bzw. $876nm$ durchgeführt, um einen Vergleich der beiden Pumpprinzipien zu ermöglichen. Als Laserkristalle wurden ein $0,7mm$ langer Nd(0,5%):$YVO_4$ Kristall, ein $1,5mm$ und ein $2,6mm$ langer Nd(0,8%):$YAlO_3$ verwendet. Der Nd:$YVO_4$- und der dünne Nd:$YAlO_3$-Kristall wurden zur Kühlung mit Silberleitlack auf einem Peltierelement befestigt. Der $2,6mm$ lange Nd:$YAlO_3$-Kristall wurde mit Indiumfolie in einer wassergekühlten Kupferwärmesenke gehaltert. Die Kristalle waren AR-beschichtet für die Laserwellenlänge und hatten eine hohe Transmission bei der Pumpwellenlänge, bei $1,06\mu m$ und bei $1,34\mu m$. Die Anforderungen an die dielektrischen Beschichtungen der Laserspiegel sind für die Pumpwellenlängen bei direkter Anregung des oberen Laserniveaus sehr hoch, da die Spiegel bei der Laserwellenlänge wieder hochreflektierend sein müssen und eine hohe Transmission auf den Vier-Niveau-Laserübergängen aufweisen sollen. Die verwendeten Spiegel wiesen jedoch nur eine partielle Transmission bei $880nm$ und $875nm$ auf, so daß nicht die maximale Pumpleistung bei diesen Pumpwellenlängen für die Experimente zur Verfügung stand. Als Resonator wurde ein nahezu konzentrischer Resonator verwendet. Die Krümmungsradien der Spiegel betrugen $5cm$. Es handelte sich auch bei diesen Experimenten um endgepumpte Systeme, d.h. die Laserkristalle wurde durch den Einkoppelspiegel angeregt. Um Reflexionen der Pumpstrahlung in den Ti:Saphir-Laser zu vermeiden, befand sich zwischen Laserresonator und Ti:Saphir-Laser eine optische Diode. Die Pumpstrahlung wurde mit einer Linse ($f = 5cm$) in den Laserkristall fokussiert. Der Durchmesser der Pumpmode wurde experimentell zu $2w_p = 35\mu m$ bestimmt. Durch geringe Variation der Resonatorlänge ist es im konzentrischen Resonator möglich, die Lasermode optimal an die Pumpmode anzupassen. Die Laserleistung und die nicht absorbierte Pumpleistung wurden hinter geeigneten Filtern mit einem Leistungsmeßgerät detektiert.

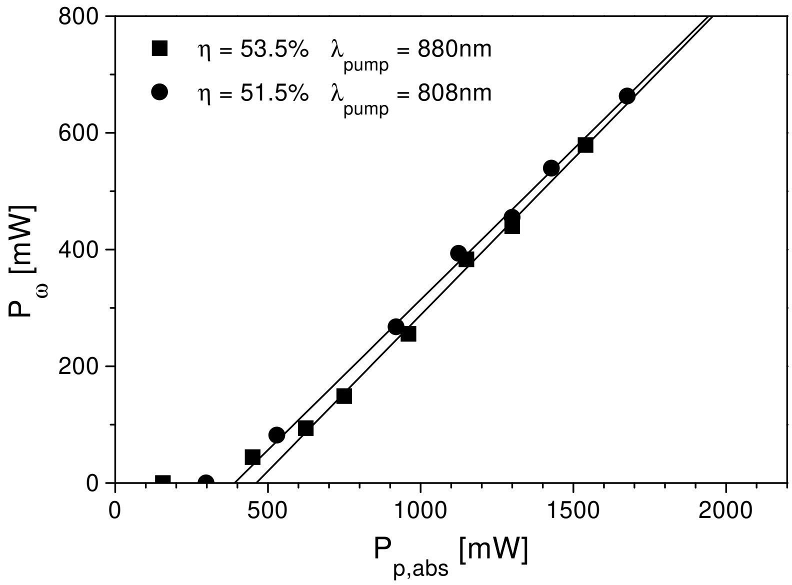


Abbildung 3.10: *Nd(0,5%):YVO*$_4$ *Laserkennlinien für verschiedene Pumpwellenlängen unter Anregung eines Ti:Saphir-Lasers,* $L_L = 0,7mm$, $T_{oc} = 3,3\%$.

In Abb. 3.10 und 3.11 sind die Laserausgangsleistungen von Nd:$YVO_4$ und Nd:$YAlO_3$ über der absorbierten Pumpleistung für die verwendeten Pumpwellenlängen aufgetragen. Da der Auskoppelspiegel eine hohe Reflexion bei der Pumpwellenlänge im Bereich von $875nm$ bis $880nm$ hatte, passierte das Pumplicht die Laserkristalle bei dieser Pumpwellenlänge zweimal. Bei der direkten Anregung des oberen Laserniveaus wurde angenommen, daß die gesamte Pumpleistung absorbiert wurde. Die gemessenen differentiellen Effizienzen liegen bei Nd:$YVO_4$ für beide Pumpwel-

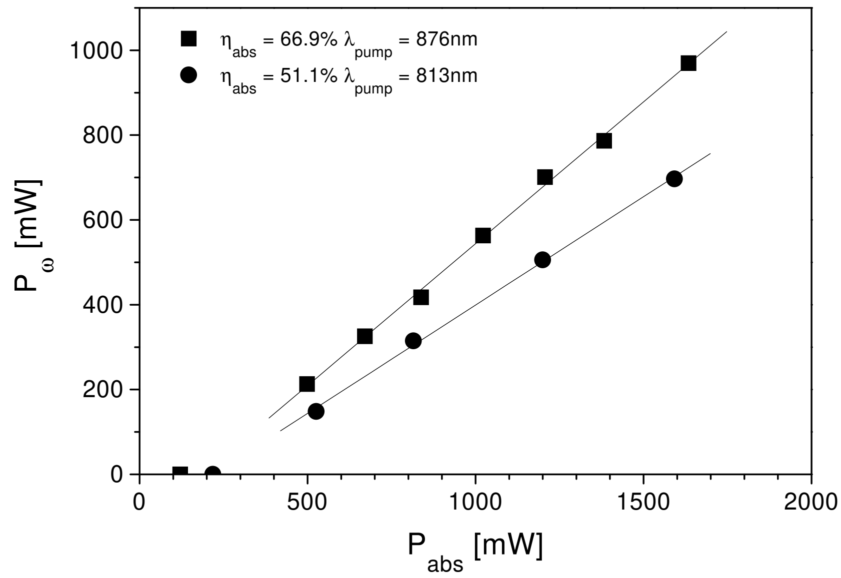


Abbildung 3.11: *Nd(0,8%):Nd:YAlO$_3$-Laserkennlinien für verschiedene Pumpwellenlängen unter Anregung eines Ti:Saphir-Lasers, $L_L = 1,5mm$, $T_{oc} = 3,3\%$.*

lenlängen etwas über 50%. Die differentielle Effizienz ist bei direkter Anregung des oberen Laserniveaus geringfügig höher. Der Unterschied ist jedoch kleiner als der Unterschied des Quantendefektes von 8%. Die differentiellen Effizienzen zeigen bei den in Abb. 3.11 gezeigten Laserkennlinien für den $1,5mm$ langen Nd:YAlO$_3$-Kristall deutliche Unterschiede für die beiden Pumpwellenlängen. Bei dem ebenfalls untersuchten $2,6mm$ langen Nd:YAlO$_3$-Kristall ist die differentielle Effizienz bei direkter Anregung in das obere Laserniveau $\eta = 61,4\%$ und bei der Pumpwellenlänge von $813nm$ ist $\eta = 51,3\%$. Warum die Unterschiede in den gemessen differentiellen Effizienzen für den Nd:YAlO$_3$-Grundzustandslaser noch etwas höher sind als der Unterschied des Quantendefektes von 7%, konnte nicht eindeutig geklärt werden. Es wurden bei den Nd:YAlO$_3$-Kristallen eine starke Abhängigkeit der Laserausgangsleistung von der Position der Lasermode im Kristall festgestellt. Aufgrund der relativ schlechten Kristallqualität ist es möglich, daß die Wärmeleitfähigkeit schlechter ist als der in Tab. 2.1 angegebene Wert und daher der geringere Wärmeeintrag durch den geringeren Quantendefekt bei direkter Anregung des oberen Laserniveaus zu einer geringeren absoluten Temperatur im Laserkristall führt und die Reabsorptionsverluste einen kleineren Einfluß haben.

### Numerische Analyse des Nd:YVO$_4$-Grundzustandslasers unter Anregung des $^4F_{3/2}$-Multipletts und der $^4F_{5/2}$ / $^2H_{9/2}$-Multipletts

Die gemessenen Werte für die differentiellen Effizienzen sind bei beiden Lasersystemen für die untersuchten Pumpschemata kleiner als das theoretische Limit des

Quantendefekts. Um die mögliche Ursache für die Abweichungen zu klären, wurde eine numerische Analyse eines Ratengleichungsmodells für den Nd:$YVO_4$-Laser für beide Pumpschemata durchgeführt. In dieser Analyse wird die *Upconversion* aus dem oberen Laserniveau berücksichtigt. Aufgrund der strukturellen Ähnlichkeit von $YVO_4$ mit $GdVO_4$ wird angenommen, daß der *Upconversion*-Parameter von Nd:$YVO_4$ in der gleichen Größenordnung wie in Nd:$GdVO_4$ liegt. Da für Nd:$YAlO_3$ keine Literaturwerte für den *Upconversion*-Parameter existieren, wurde die numerische Analyse nur für Nd:$YVO_4$ durchgeführt.

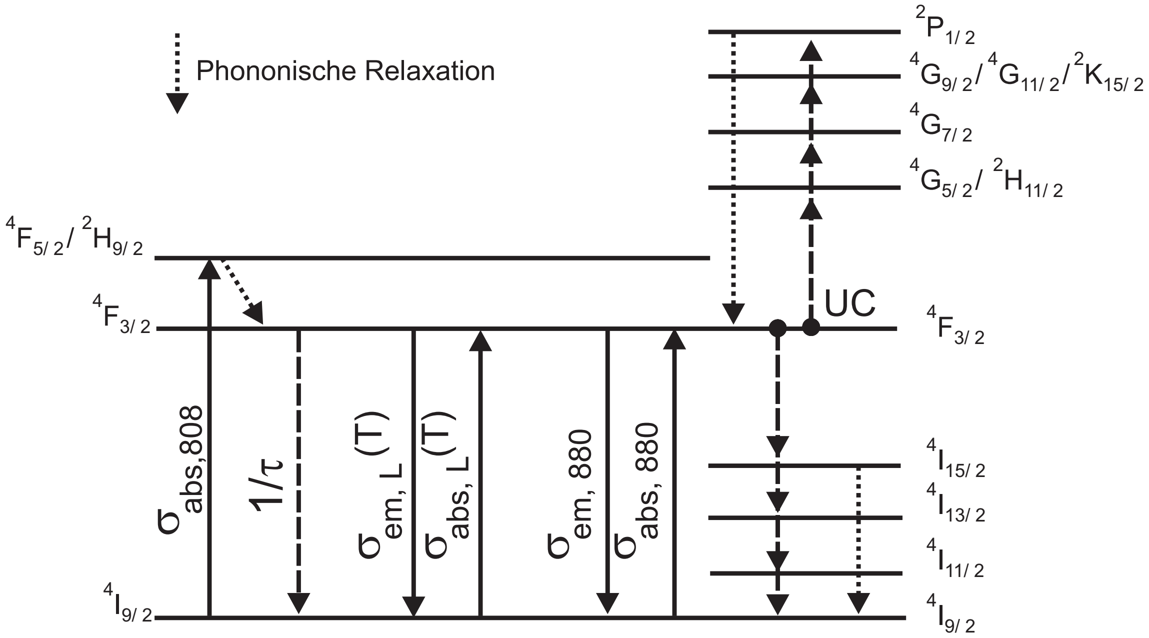


Abbildung 3.12: *Niveauschema und berücksichtigte Prozesse für die Simulation des Nd:$YVO_4$Lasers für die beiden untersuchten Pumpschemata, UC Upconversion.*

In Abb. 3.12 sind die bei der Analyse berücksichtigten Prozesse dargestellt. Der Starkaufspaltung der einzelnen Multipletts wird dadurch Rechnung getragen, daß mit den effektiven Wirkungsquerschnitten gearbeitet wird. Für die direkte Anregung des oberen Laserniveaus wird die stimulierte Emission auf der Pumpwellenlänge über $\sigma_{em,880}$ berücksichtigt. Weitere Prozesse sind die spontane Rate $1/\tau$ aus dem oberen Laserniveau, die stimulierte Emission $\sigma_{em,L}$ und die Reabsorption auf der Laserwellenlänge $\sigma_{abs,L}$ sowie die Absorption auf der Pumpwellenlänge $\sigma_{abs,808}$ und $\sigma_{abs,880}$. Für die Emission und Absorption auf der Laserwellenlänge wurde die Temperaturabhängigkeit der effektiven Wirkungsquerschnitte über die Boltzmannverteilung berücksichtigt. Als *Upconversion*-Parameter wurde $\tilde{\alpha} = 10^{-15} cm^3/s$ angenommen, was von der Größenordnung dem gemessen Wert für Nd:$GdVO_4$ entspricht [Ost98]. Die in Kap. 3.1.1 erwähnte Kreuzrelaxation kann vernachlässigt werden, da die Dotierungskonzentration des verwendeten Kristalls gering ist.

Für die Berücksichtigung der *Upconversion* wird ein zusätzliches Niveau $n_{uc}$ eingeführt, daß die Besetzung der hochenergetischen Multipletts ($^4G_{5/2}$ / $^2H_{11/2}$ bis $^2P_{1/2}$ in Abb. 3.12) berücksichtigt. Es wurde weiterhin ein nahezu instantaner nichtstrahlender Zerfall dieser Niveaus angenommen, der über $\tau_s$ in die Ratengleichungen eingeht. Die Ratengleichungen für die auf die Gesamtdotierung $N$ bezogenen Besetzungen des oberen und unteren Laserniveaus $n_o$ und $n_u$, des Niveaus $n_{uc}$ und des Photonenflußes $\tilde{I}_L$ ergeben sich zu

$$\begin{aligned} \frac{dn_u}{dt} &= -\sigma_{abs,p}\, n_u\, \tilde{I}_p + (\sigma_{em,L}\, n_o - \sigma_{abs,L}\, n_u)\, \tilde{I}_L + \frac{n_o}{\tau} + \frac{\tilde{\alpha}}{2} n_o^2 \\ &\quad +\sigma_{em,p}\, n_o\, \tilde{I}_p \end{aligned} \tag{3.18}$$

$$\begin{aligned} \frac{dn_o}{dt} &= +\sigma_{abs,p}\, n_u\, \tilde{I}_p - (\sigma_{em,L}\, n_o + \sigma_{abs,L}\, n_u)\, \tilde{I}_L - \frac{n_o}{\tau} - \tilde{\alpha}\, n_o^2 + \frac{n_{uc}}{\tau_s} \\ &\quad -\sigma_{em,p}\, n_o\, \tilde{I}_p \end{aligned} \tag{3.19}$$

$$\frac{dn_{uc}}{dt} = \frac{\tilde{\alpha}}{2} n_o^2 - \frac{n_{uc}}{\tau_s} \tag{3.20}$$

$$\frac{d\tilde{I}_L}{dt} = -\frac{c}{2L}\left(T_{oc} + 2\tilde{L}\right) + \frac{cNL_L}{L}\left[(\sigma_{L,em}\, n_o - \sigma_{abs,L}\, n_u)\, \tilde{I}_L + \sigma_{em,L}\, n_o\, \tilde{I}_0\right] \tag{3.21}$$

Die Absorptionswirkungsquerschnitte auf den jeweiligen Pumpwellenlängen sind durch $\sigma_{abs,p}$ gegeben. Die Terme in den zweiten Zeilen der Gl. (3.18) und (3.19) berücksichtigen die stimulierte Emission auf der Pumpwellenlänge bei der Analyse der direkten Anregung des oberen Laserniveaus und entfallen bei der Anregung bei $808nm$. $L$ ist die Resonatorlänge. Die *Upconversion* wird durch einen Term, der proportional zum Quadrat der Besetzung des oberen Laserniveaus ist berücksichtigt.

Die Berechnungen wurden für einen $0,7mm$ langen Nd(0,5%)$YVO_4$-Kristall durchgeführt. Für die Absorptionswirkungsquerschnitte wurden die maximalen Werte bei den jeweiligen Pumpwellenlängen, die sich aus Tab. 2.3 ergeben, verwendet. Die passiven Verluste bei der numerischen Analyse sind $0,9\%$[9] und die Auskopplung ist $3,3\%$. Der Laser- und Pumpmodenradius wurde zu $20\mu m$ angenommen. Das zur numerischen Analyse verwendete Computerprogramm[10] vernachlässigt die transversale Verteilung der Pump- und Lasermode. Die maximale Temperatur im Pumpkanal wurde nach Chen et al. [Che97] bestimmt, die die Temperaturdifferenz für ein *top-hat*-Pumpprofil[11] angeben. Die longitudinale Abhängigkeit von der Temperatur wird durch den exponentiellen Abfall der Pumplichtabsorption berücksichtigt. Als Leistungsdaten für die thermische Belastung des Laserkristall wurden die Differenzen zwischen Laserausgangsleistung und absorbierter Leistung aus den experimentellen Ergebnissen verwendet.

---

[9] Lt. Fa. Casix liegen die max. Verluste für Nd:$YVO_4$ bei $6\% cm^{-1}$.

| $\lambda_p[nm]$ | $P_{s,abs}[mW]$ | $\eta[\%]$ | *Upconversion* |
|---|---|---|---|
| 808 | 26 | 69 | ohne UC |
| 808 | 35 | 68,8 | mit UC |
| 880 | 37 | 74,5 | mit UC |

Tabelle 3.3: *Berechnete Pumpleistungen an der Laserschwelle und differentielle Effizienzen unter Berücksichtigung bzw. Vernachlässigung der Upconversion.*

Tab. 3.3 listet die berechneten Laserschwellen und differentiellen Effizienzen auf. Bei einer Pumpwellenlänge von $808nm$ wurden Simulationen unter Berücksichtigung bzw. Vernachlässigung der *Upconversion* durchgeführt. Die *Upconversion* führt zu einer Erhöhung der Pumpleistung an der Schwelle um $\approx 35\%$. Die differentielle Effizienz bleibt dagegen nahezu konstant. Dies läßt sich damit erklären, daß die Pumpleistung zum Erreichen der Laserschwelle steigt, da die Besetzung des oberen Laserniveaus durch den *Upconversion*-Prozeß verringert wird. Ab der Laserschwelle ist die räumlich gemittelte Inversion konstant und der Verlustprozeß durch die *Upconversion* hat keinen Einfluß auf die differentielle Effizienz. Die Berechnungen zeigen, daß die Lasereffizienz unterhalb des Quantendefekts liegt, aber noch deutlich über den experimentell erzielten Effizienzen. Die numerischen Berechnungen berücksichtigen nur den Einfluß der longitudinalen Reabsorptionsverluste. Der transversale Überlapp der gaußförmigen Pump- und Lasermode wird vernachlässigt. Dies hat aber nach der theoretischen Behandlung des Quasi-Drei-Niveau-Lasers in Kap. 3.1 erheblichen Einfluß auf die differentielle Effizienz. Eine Abschätzung der differentiellen Effizienz über der absorbierten Leistung nach Gl. (3.13) für obige Werte der passiven Verluste und der Auskopplung ergibt $\eta = 62\%$ bei einer Pumpwellenlänge von $808nm$ und $\eta = 68\%$ bei einer Pumpwellenlänge von $880nm$. Dabei wurde $dS/dF \approx 0,9$ angenommen [Ris88].

Aufgrund der schlechten Wärmeleitfähigkeit von Nd:$YVO_4$ kommt es zur Ausbildung einer kurzbrennweitigen thermischen Linse. Dies kann dazu führen, daß der Resonator für die $TEM_{00}$ Mode nicht mehr stabil ist und schon bei kleinen Pumpleistungen das Anschwingen höherer transversaler Moden unterstützt wird. Dies führt wiederum zu einem schlechteren Überlapp der Lasermoden mit der Pumpmode und zu einer geringeren differentiellen Effizienz. Dies wird durch die experimentelle Beobachtung bestätigt, daß bei relativ geringen Pumpleistungen transversaler *multimode* Laserbetrieb beobachtet wurde.

Die Berechnungen zeigten, daß der Effekt der stimulierten Emission der Pumpstrahlung bei $880nm$ zu einer starken Verringerung des effektiven Absorptionskoeffizienten führt. Bei einer maximalen Pumpleistung von $2W$ wurden nur noch 57% der Pumpstrahlung absorbiert. An der Laserschwelle wurden 68% der Pumpstrahlung

[10] Laser V2, W. Ehlert, T. Jensen, A. Diening, N. Berner, Universität Hamburg, TU Berlin.

[11] Analytisch wird dieses Pumpprofil über die Heavy-Sidesche Sprungfunktion definiert.

absorbiert. Dies könnte erklären, warum die experimentellen differentiellen Effizienzen für die unterschiedlichen Pumpprinzipien ungefähr gleich sind. Zu beachten ist, daß die absorbierte Leistung im Laserbetrieb bei der Pumpwellenlänge von $880nm$ nicht bestimmt werden konnte und angenommen wurde, daß die gesamte Pumpleistung absorbiert wurde.

Die Ergebnisse dieses Kapitels zeigen, daß unter Anregung mit Hochleistungslaserdioden mit Nd:YAG als Lasermaterial die höchsten Ausgangsleistungen erzielt werden konnten. Dies ist in erster Linie bedingt durch die hohe Wärmeleitfähigkeit, die große Starkaufspaltung des unteren Laserniveaus und die Möglichkeit der Verwendung von *diff. bond.* Laserkristallen. Falls es gelingt *diff. bond.* Nd:$YAlO_3$-Kristalle herzustellen, sollten auch mit diesem Material höhere Ausgangsleistungen zu erzielen sein. Aufgrund der etwas geringeren Wärmeleitfähigkeit und der kleineren Starkaufspaltung sind jedoch etwas geringere Ausgangsleistungen im Vergleich zu Nd:YAG zu erwarten. Durch direkte Anregung des oberen Laserniveaus sind mit Nd:$YAlO_3$ aufgrund des reduzierten Quantendefektes höhere differentielle Effizienzen zu erzielen. Aufgrund der geringen spektralen Breite der Absorptionsbande bei $876nm$ ist die Anregung mit breitbandigen Hochleistungslaserdioden, falls sie kommerziell erhältlich werden, jedoch schwierig. Die schlechte Wärmeleitfähigkeit und die kleine Starkaufspaltung des unteren Laserniveaus sind bei Nd:$YVO_4$ die hauptsächlichen Ursachen für die geringe Ausgangsleistungen unter Anregung mit Hochleistungslaserdioden. Weiterhin führt der Effekt der *Upconversion* aufgrund des größeren *Upconversion*-Parameters im Vergleich zu Nd:YAG zu einer zusätzlichen thermischen Belastung. Die direkte Anregung des oberen Laserniveaus kann bei der Verwendung von Hochleistungslaserdioden als Pumpquellen aufgrund des geringeren Quantendefektes und der daher verringerten Wärmebelastung des Kristalls eine größeren Effekt haben als in dieser Arbeit nachgewiesen werden konnte. Aufgrund der spektralen Breite der Absorption bei $880nm$ von $\Delta\lambda = 1,3nm$ ist die Anregung des oberen Laserniveaus mit Laserdioden bei Nd:$YVO_4$ vielversprechender als bei Nd:$YAlO_3$.

# Kapitel 4

# Modensynchronisierte Laser

Die Frequenzkonversion in nichtlinearen anorganischen Kristallen mit $cw$-Lasern ist für einen einfachen Durchgang des Lasers durch das nichtlineare Medium, wie in Kap. 5 ausführlicher behandelt wird, relativ ineffizient. Eine Möglichkeit, die Effizienzen zu steigern, ist die Verwendung von gepulsten Lasersystemen (siehe auch Kap. 5.1.2). Für Anwendungen in der Display-Technologie sind hohe Repetitionsraten notwendig (siehe Tab. 1.1). Modensynchronisierte Lasersysteme können im Prinzip mit Repetitionsraten, die größer als $100MHz$ sind, realisiert werden. Für die Display-Technologie sind sie daher geeigneter als gütegeschaltete Laser, die üblicherweise Repetitionsraten im Bereich von einigen zehn $kHz$ aufweisen.

Dieses Kapitel behandelt die Realisierung eines modensynchronisierten Nd-dotierten Grundzustandslasers. In Kapitel 4.1 wird eine kurze theoretische Einführung in die Erzeugung kurzer Laserpulse mit Hilfe der Modensynchronisation gegeben. Es werden die verschiedenen Mechanismen der passiven Modenkopplung behandelt und diskutiert, welche Modelle die passive Modenkopplung bei Festkörperlasern beschreiben. Desweiteren werden die Stabilitätskriterien für passiv modensynchronisierte Festkörperlaser gegenüber Güteschaltungsinstabilitäten dargelegt. Eine detailliertere Einführung in die Prinzipien der Modenkopplung findet sich in einer Reihe von Übersichtsartikeln und Lehrbüchern [Die96], [Fre96], [Ipp94] und [Kel96].

In Kapitel 4.2.1 werden dann die experimentellen Ergebnisse der Modensynchronisation eines Nd:$YAlO_3$-Lasers auf dem Grundzustandsübergang unter Anregung eines Ti:Saphir-Lasers vorgestellt. Diese Experimente wurden am Institute of Quantum Electronics, Ultrafast Laser Physics an der ETH Hönggerberg, Zürich durchgeführt. Aufbauend auf diesen Ergebnissen wurden am Institut für Laser-Physik der Universität Hamburg Experimente zur Modensynchronisation des Nd:$YAlO_3$-Lasers unter Anregung einer Hochleistungslaserdiode durchgeführt, die in Kap. 4.2.2 vorgestellt werden.

## 4.1 Modenkopplung

Mit Hilfe der Modenkopplung ist es möglich, ultrakurze Laserpulse zu erzeugen. Die Pulsbreite variiert dabei je nach dem verwendeten Verstärkungsmaterial und dem Mechanismus der Modenkopplung von *ps*-Pulsen (z.B. aktiv und passiv modengekoppelte Neodym-dotierte Laserkristalle [Bra95]) bis hinunter zu *fs*-Pulsen (z.B. passive Modenkopplung mit Ytterbium-dotierten Gläsern [Hoe98c], Ti:Saphir [Jun97] und Cr:LiSAF bzw. Cr:LiSGAF [Sor97] als aktivem Medium).

Modenkopplung wird erreicht, indem ein periodisch modulierter Verlust in den Laserresonator eingebracht wird. Dies kann aktiv z.B. mit Hilfe eines akustooptischen Modulators oder passiv durch einen sättigbaren Absorber geschehen. Der Term Modenkopplung stammt aus der Beschreibung des Phänomens im Frequenzbild für aktive Modenkopplung. Dabei werden mehrere longitudinale Moden phasenstarr gekoppelt. Der akusto-optische Modulator wird mit einer Frequenz betrieben, die der Resonatorumlaufzeit entspricht. Dies führt zur Erzeugung von Seitenbändern neben der Zentralfrequenz und zu einem Energietransfer zu den Seitenbändern. Eine einfache Rechnung zeigt, daß die Kopplung mehrerer Moden, die eine feste Phasenbeziehung zueinander haben, zur Ausbildung kurzer Laserpulse führt. Der zeitliche Abstand der Pulse entspricht der Resonatorumlaufzeit ($L/2c$) und die Pulsbreite ist umgekehrt proportional zur Anzahl der gekoppelten Moden [Die96]. Dies bedeutet auch, daß Lasermaterialien mit einer spektral breiten Verstärkungskurve die Erzeugung kurzer Pulse unterstützen.

### 4.1.1 Mechanismen der passiven Modenkopplung

Passiv modengekoppelte Laser lassen sich qualitativ am besten im Zeitbild erklären. Der in den Resonator eingebrachte sättigbare Absorber sorgt für einen intensitätsabhängigen Verlust. Zu Beginn des Prozesses der Modenkopplung werden Intensitätsfluktuationen aus dem Rauschen des *cw-multimode*-Lasers heraus verstärkt. Diese erfahren aufgrund ihrer höheren Spitzenleistungen kleinere Verluste, d.h. eine größere Verstärkung als der *cw*-Untergrund. Über viele Resonatorumläufe kommt es dann zur Ausbildung eines kurzen Laserpulses. Die Zeitskala dieses Prozesses reicht von $\mu s$ bis zu $ms$ [Bra96]. Der Prozeß der Verkürzung des Pulses ist umso effektiver, je kürzer der Puls ist, da der Absorber stärker gesättigt wird.

Es existieren drei fundamentale Modelle, um passive Modenkopplung zu beschreiben: (a) Modenkopplung mit einem langsamen sättigbaren Absorber und dynamischer Sättigung der Verstärkung [Hau75a], (b) Modenkopplung mit schnellen sättigbaren Absorbern [Hau75b], [Hau91] und (c) Solitonenmodenkopplung [Kae95a], [Kae96]. Schematisch sind die Mechanismen in Abb. 4.1 dargestellt. Beim Modell des langsamen sättigbaren Absorbers (a) wird die ansteigende Pulsflanke durch das Ausbleichen des Absorbers geformt. Die Sättigung der Verstärkung formt dann die abfallende Pulsflanke. Dieses Modell wird bei Lasern mit hohen Emissionswirkungsquerschnitten wie Farbstoff- und Halbleiterlasern angewendet. Als sättigbare Absor-

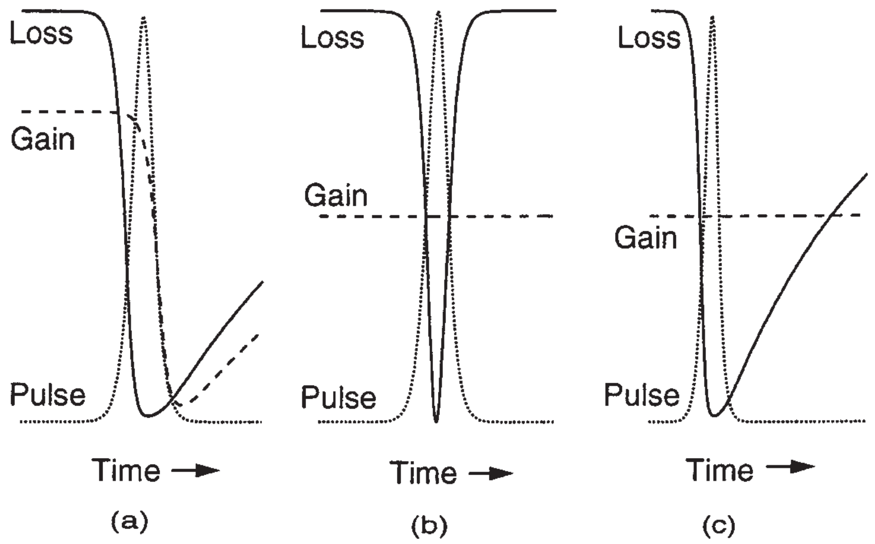


Abbildung 4.1: *Mechanismen der passiven Modenkopplung nach Kärtner et al. [Kae95c]: (a) langsamer sättigbarer Absorber, (b) schneller sättigbarer Absorber und (c) Solitonenmodenkopplung , (–) Verlust, (- - -) Verstärkung.*

ber können Farbstoffe verwendet werden, deren Rekombinationszeiten im *ns*-Bereich liegen.

Bei Festkörperlasern ist die Sättigungsenergie des Lasers aufgrund des kleinen Emissionswirkungsquerschnittes so groß, daß die Verstärkung auf ein mittleres Niveau, das dem Niveau der Verstärkung im *cw*-Laser entspricht, durch eine große Anzahl von Pulsen gesättigt wird. Zur Erklärung der Modenkopplung bei Festkörperlasern werden daher die Modelle (b) und (c) angewendet. Beim schnellen sättigbaren Absorber wird ein kurzes Verstärkungsfenster für den Laserpuls allein durch die Wirkung des Absorbers aufgebaut. Je kürzer die Relaxationszeiten des Absorbers sind, d.h. je kürzer das Verstärkungsfenster ist, desto kürzere Pulse können erzielt werden. Als sättigbare Absorber können reale Absorber, wie z.B. dünne Halbleiterschichten oder der optische Kerr-Effekt verwendet werden, der wie ein sättigbarer Absorber wirken kann. Beim optischen Kerr-Effekt wird durch die intensitätsabhängige Brechzahl des Verstärkermediums eine transversale Änderung der Grundmode durch Selbstfokussierung der Lasermode hervorgerufen. Durch Einbringen einer Apertur in den Resonator [Kel91] oder Anpassung des Überlapps von Pump- und Lasermode durch ein geeignetes Resonatordesign (*gainguiding*) [Pic93] kann für den gepulsten Laserbetrieb eine höhere Verstärkung erreicht werden als für den *cw*-Betrieb. In diesem Bild sind für beide Arten der sättigbaren Absorber die minimalen Pulsbreiten durch die Zeitkonstanten der Absorber gegeben. Für Halbleiter liegen die Zeitkonstanten im *ps*-Bereich.

Für Pulse im Bereich von einigen *ps* bis zu *fs* kann es durch Gruppengeschwindigkeitsdispersion (GVD) und Selbstphasenmodulation (SPM) zu einer Verbreiterung des Pulses kommen. Diese beiden Effekte können jedoch im Zusammenspiel mit einem sättigbaren Absorber zur Solitonenmodenkopplung (Abb. 4.1(c)) führen. Bei dieser Art der Modenkopplung wird ein Laserpuls unterstützt, dessen Breite um eine Größenordnung ($\approx$ Faktor 30 ) unter der Relaxationszeit des sättigbaren Absorbers liegen kann. Die Pulsformung bis in den *ps*-Bereich wird durch einen realen sättigbaren Absorber unterstützt. Eine weitere Verkürzung der Pulsbreite wird durch ein Gleichgewicht von SPM und negativer GVD erreicht. SPM wird durch die intensitätsabhängige Brechzahl des Lasermediums hervorgerufen. Negative GVD kann durch ein geeignetes dispersives Element wie ein Prismenpaar [For84] oder ein Gires-Tournois-Interferometer (GTI) [Gir64] in den Resonator eingebracht werden. Da das Verstärkungsfenster zeitlich breiter ist als der Solitonenpuls, kann sich ein zweiter, längerer Puls im Resonator bilden. Dieser Puls wird in der Solitonenstörungstheorie als Kontinuum bezeichnet. Aufgrund der geringeren spektralen Breite ($\Delta\tau_{Kontinuum} > \Delta\tau_{Soliton}$) sieht dieser Puls eine größere effektive Verstärkung als der Solitonenpuls. Durch den sättigbaren Absorber wird verhindert, daß das Kontinuum wächst, dem Solitonenpuls immer mehr Energie entzieht und die Solitonenmodenkopplung zerstört. Eine ausführliche theoretische Behandlung dieser Art der Modenkopplung findet sich in Ref. [Kae95a] und [Kae96].

### 4.1.2 Sättigbare Halbleiterspiegel, SESAM

Bei den in dieser Arbeit verwendeten sättigbaren Absorbern handelt es sich um *Quantum Wells (QWs)* aus InGaAs, die sich zwischen zwei Schichten aus GaAs auf einem Braggspiegel aus AlAs/GaAs befinden[1]. Die Deckschicht aus GaAs wirkt dabei aufgrund der hohen Fresnelreflektionen als teilreflektierender Spiegel. Der InGaAs-QW sorgt für den intensitätsabhängigen Verlust, so daß gepulster Laserbetrieb erzielt werden kann. Die optische Dicke ($n \cdot d$) der einzelnen Schichten wird so gewählt, daß sich der QW in einem Fabry-Perot-Resonator in Antiresonanz befindet. Der Betrieb in Antiresonanz erhöht die Zerstörschwellen der SESAMs und sorgt für einen flachen Dispersionsverlauf im Vergleich zu einem Fabry-Perot-Resonator in Resonanz, wie z.B. einem GTI. Der QW befindet sich an einem Wellenbauch in diesem Fabry-Perot-Resonator, um eine möglichst hohe Absorption auf der Laserwellenlänge zu erzielen. Im Experiment ersetzt das SESAM einen Endspiegel des Laserresonators. Der Aufbau des in dieser Arbeit verwendeten SESAMs ist schematisch in Abb.4.2 gezeigt. Dabei handelt es sich um ein *low finesse* SESAM im Gegensatz zu *high finesse* SESAMs, bei denen ein zusätzlicher hochreflektierender Spiegel auf die Halbleiterstruktur aufgebracht ist.

[1]Im folgenden wird der Halbleiterabsorber als SESAM bezeichnet; aus dem Engl.: Semiconductor Saturable Absorber Mirror.

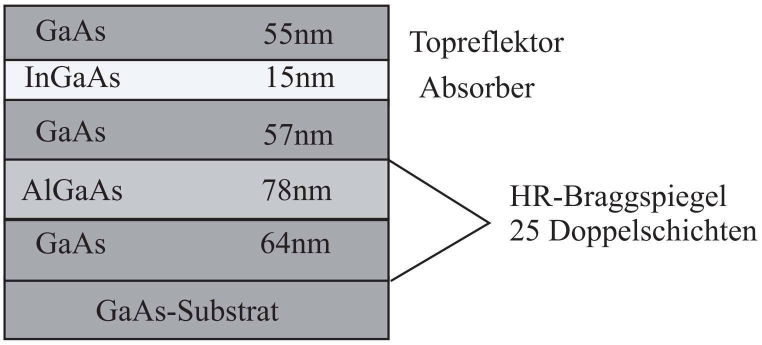


Abbildung 4.2: *Schematischer Aufbau eines sättigbaren Halbleiterspiegels (SESAM).*

Die wichtigen makroskopischen Eigenschaften des SESAMs für den Einsatz als sättigbarer Absorber sind:

- die Modulationstiefe $\Delta R$, d.h. der Unterschied in der Reflektion für modensynchronisierten und *cw*-Laserbetrieb,
- die nichtsättigbaren Verluste $\Delta R_{ns}$, d.h. die passiven Verluste für die Laserwellenlänge,
- die Sättigungsbestrahlung des Absorbers $H_{Sat,A} = \frac{h\nu}{\sigma_A}$ und
- die Relaxationszeit des Absorbers $\tau_A$.

Die Modulationstiefe $\Delta R$ ist der maximale Unterschied in der nichtlinearen Reflexion des sättigbaren Absorbers für modensynchronisierten und *cw*-Laserbetrieb. Die typische Modulationstiefe für *low finesse* SESAMs liegt zwischen 0.5% und 2%. Die nichtsättigbaren Verluste berücksichtigen die Reflektivität des Braggspiegels, Streuung im Absorber und Verluste durch Zwei-Photonen Absorption sowie durch Absorption freier Ladungsträger im Halbleitermaterial. $\Delta R_{ns}$ sollte möglichst klein sein, um die Effizienz des Lasers nicht zu stark herabzusetzen. Die Sättigungsbestrahlung des Absorber gibt an, welche Bestrahlung notwendig ist, um den Absorber auf $e^{-1}$ des maximalen Wertes zu sättigen. Die typische Abhängigkeit der nichtlinearen Reflektivität eines SESAMs von der Bestrahlung ist in Abb. 4.3 dargestellt.

Die Relaxationszeit eines SESAMs weist zwei charakteristische Komponenten auf. Eine *fs*-Zeitkonstante, die durch die Thermalisierung der angeregten Ladungsträger im Leitungsband bestimmt wird. Die langsame Zeitkomponente in der Größenordnung von einigen *ps* wird durch Relaxationsprozesse der angeregten Ladungsträger bestimmt. Für modensynchronisierte Laser mit Pulsbreiten im $ps$-Bereich ist die $fs$-Zeitkonstante von untergeordneter Bedeutung. Die Relaxationszeit des Absorbers bestimmt nach dem im vorherigen Kapitel gesagten die Pulsdauer des modensynchronisierten Lasers. Sie sollte einerseits möglichst groß sein, um ein Starten der Modenkopplung aus dem Rauschen des Lasers zu ermöglichen [Hau76], andererseits aber wiederum kurz sein, um kurze Laserpulse zu unterstützen. Die

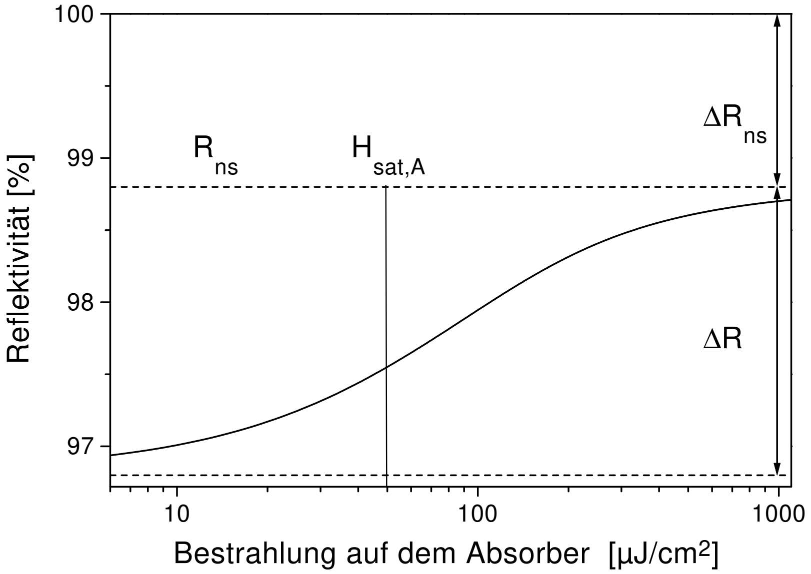


Abbildung 4.3: *Nichtlineare Reflektivität eines SESAMs nach [Hoe98a],* $H_{sat,A} = 50\mu J/cm^2$, $\Delta R = 2\%$, $\Delta R_{ns} = 1,2\%$.

langsame Zeitkonstante des Absorbers kann durch die Wahl der Wachstumsparameter der Halbleiterstruktur in weiten Bereichen variiert werden. Eine ausführliche Darstellung der Eigenschaften der sättigbaren Halbleiterabsorberspiegel findet sich bei Keller et al. [Kel96].

### 4.1.3 Güteschaltungsinstabilitäten bei passiv modengekoppelten Lasern

Bei der passiven Modenkopplung von Festkörperlasern mit sättigbaren Absorbern kann es zu Güteschaltungsinstabilitäten kommen, d.h. der emittierte modengekoppelte Pulszug ist durch Güteschaltungspulse moduliert [Hau76], [Kae95c]. Dieses Problem tritt insbesondere bei Festkörperlasern mit kleinen Emissionswirkungsquerschnitten auf. Im folgenden sollen kurz die wichtigsten Ergebnisse der von C. Hönninger et al. [Hoe99] behandelten theoretischen Betrachtungen des Stabilitätsbereiches bei passiv modengekoppelten Festkörperlasern gegenüber Güteschaltungsinstabilitäten (auch als *Q-switched mode-locking*[2] bezeichnet) behandelt werden.Ausgehend von einem Ratengleichungsmodell für die gemittelte resonatorinterne Leistung, die Verstärkung und die sättigbaren Verluste läßt sich eine Bedingung für die Stabilität eines passiv modengekoppelten Lasersystems gegenüber Q-ML herleiten. Stabilität bedeutet hier, daß auftretende Relaxationsoszillationen gedämpft werden. Für die Gültigkeit der Theorie muß die Relaxationszeit des Absorbers $\tau_A$

[2]Im folgenden mit Q-ML abgekürzt.

größer als die Pulsbreite $\Delta\tau$ sein. Es konnte jedoch gezeigt werden, daß die unten aufgeführte Gleichung auch für $\tau_A \approx \Delta\tau$ gültig ist [Hoe99]. Desweiteren muß $\tau_A$ wesentlich kleiner als die Resonatorumlaufzeit $T_R$ sein, d.h. der Absorber wird durch einen einzelnen Puls gesättigt und ist nach einem Resonatorumlauf wieder vollständig relaxiert. Die Stabilitätsbedingung lautet [Kae95c]:

$$E_P \left|\frac{dq_p}{dE_P}\right|_{E_P} < \frac{T_R}{\tau} r = \frac{T_R}{\tau} + \frac{E_P}{E_{sat,L}}. \tag{4.1}$$

Die Pulsenergie ist gegeben durch $E_P = P_\omega T_R$, mit $P_\omega$ als mittlerer Leistung des modengekoppelten Lasers und $T_R$ als Zeit für einen Resonatorumlauf. $q_P = q_P(E_P)$ gibt den Verlust für den Laserpuls für einen Resonatorumlauf an. $\tau$ ist die Lebensdauer des oberen Laserniveaus und $E_{sat,L} = \frac{h\nu}{m\sigma_{em}} A_{eff,L}$ ist die Sättigungsenergie der Verstärkung des Lasermediums mit $A_{eff,L}$ als effektiver Fläche der Lasermode im Laserkristall und $\sigma_{em}$ als effektivem Emissionswirkungsquerschnitt des Laserüberganges. Der Faktor $m$ gibt an, wie oft der Laserkristall während eines Resonatorumlaufes durchquert wird, ist also von der gewählten Resonatorgeometrie abhängig. Der Parameter $r = P_p/P_{p,s}$ gibt an, wie oft die Pumpleistung oberhalb der Schwellpumpleistung liegt.

Anschaulich läßt sich die Ungl. (4.1) folgendermaßen erklären: Bei ansteigender Pulsenergie durch Relaxationsoszillationen wird der Absorber stärker gesättigt. Diese Pulsfluktuationen führen zu einem weiteren Anwachsen der Pulsenergie. Wenn durch eine zunehmende Sättigung der Verstärkung jedoch ein weiteres Anwachsen der Pulsenergie verhindert werden kann, ist der Laser stabil gegenüber Q-ML. Dies veranschaulicht auch, warum Laser mit einem kleinen Emissionswirkungsquerschnitt instabiler gegen Q-ML sind, da die Sättigungsenergie für das Lasermedium relativ groß ist. Z.B. ist bei den in dieser Arbeit verwendeten Lasermaterialien der Emissionswirkungsquerschnitt auf dem Grundzustandsübergang wesentlich kleiner als der Wirkungsquerschnitt für den Vier-Niveau-Laserübergang bei $1,06\mu m$ für Nd:$YVO_4$ und Nd:YAG bzw. $1.08\mu m$ für Nd:$YAlO_3$ (siehe Kap. 2.3), was zu größeren Instabilitäten gegenüber wachsenden Relaxationsoszillationen führt, wenn Modenkopplung auf dem Quasi-Drei-Niveau-Laserübergang erzielt werden soll.

Analytisch ergibt sich für die kritische Pulsenergie beim Übergang vom Q-ML zur stabilen passiven Modenkopplung ohne Güteschaltungsinstabilitäten folgender Ausdruck:

$$E_{P,c} = \sqrt{H_{sat,L}\, A_{eff,L}\, H_{sat,A}\, A_{eff,A}\, \Delta R} \tag{4.2}$$

Die Sättigungsbestrahlung des Absorbers $H_{sat,A}$ und die effektive Fläche der Lasermode auf dem SESAM $A_{eff,A}$ sind implizit in Gl. (4.1) in $q_P(E_P)$ enthalten. Ein analytischer Ausdruck für die Verluste des Laserpulses für einen Resonatorumlauf findet sich in Ref. [Hoe99].

Die kritische Pulsenergie für die Schwelle des Übergangs vom Q-ML zur *cw*-Modenkopplung ist für Solitonenmodenkopplung herabgesetzt. Da bei der Solitonenmodenkopplung üblicherweise *fs*-Laserpulse erreicht werden, spielen nichtlineare

Effekte durch SPM und Selbstamplitudenmodulation (SAM) eine Rolle. Wenn nun die Pulsenergie durch Relaxationsoszillationen ansteigt, kommt es aufgrund obiger Effekte zu einer Verbreiterung des Spektrums. Die endliche spektrale Bandbreite des Lasermediums führt dann zu einer Reduzierung der effektiven Verstärkung. Dieser Effekt unterstützt die Dämpfung der Relaxationsoszillationen und der *cw*-modensynchronisierte Laser ist stabiler gegenüber Q-ML.

## 4.2 Modensynchronisierter Nd:YAlO$_3$-Laser

Zur Realisierung eines modensynchronisierten Nd:YAlO$_3$-Lasers auf dem Grundzustandsübergang bei $930nm$ wurden Experimente mit einem Ti:Saphir-Laser und einer Hochleistungslaserdiode als Anregungsquelle durchgeführt. Nd:YAlO$_3$ wurde als aktives Medium aufgrund seiner natürlichen Doppelbrechung und seiner Fluoreszenzbandbreite gewählt (siehe Tab. 2.1 und 2.3). Die größere Fluoreszenzbandbreite unterstützt im Vergleich zu Nd:YAG kürzere Pulse. Nd:YVO$_4$ hat im Vergleich zu Nd:YAlO$_3$ eine noch größere Fluoreszenzbandbreite. Jedoch waren die mit Nd:YVO$_4$ erzielten Laserleistungen gering. Die natürliche Doppelbrechung bei Nd:YAlO$_3$ verhindert Effekte aufgrund thermischer Doppelbrechung, die unter der Anregung mit Hochleistungslaserdioden die Effizienz im polarisierten Laserbetrieb erniedrigen. Zur Vermeidung von Etaloneffekten, die die Modenkopplung verhindern können, müssen alle Elemente des Laserresonators entweder im Brewsterwinkel im Resonator stehen oder einen Keilwinkel aufweisen.

Für die in Kap. 4.2.1 und 4.2.2 beschriebenen Experimente wurde ein direkt beschichteter Plan-Brewster Nd(0.8%):YAlO$_3$-Kristall[3] mit einer Mittenlänge von 2mm als Laserkristall verwendet. Die Polarisation der Laseremission des Nd:YAlO$_3$-Kristalls lag parallel zur kristallographischen a-Achse ($\vec{k_L}||$c-Achse). Diese Polarisationsrichtung hat nach Kap. 2.3 den höchsten Emissionswirkungsquerschnitt auf dem Grundzustandslaserübergang. Der Laserkristall und alle verwendeten dielektrischen Spiegelschichten hatten eine hohe Transmission bei $1.08\mu m$ und $1.34\mu m$, um ein Anschwingen des Lasers bei den Vier-Niveau-Laserübergängen zu verhindern. Bis auf die verwendeten Auskoppelspiegel sind sämtliche dielektrischen Spiegelschichten hochreflektierend bei der Laserwellenlänge. Die plane Endfläche des Laserkristalls ist zusätzlich für eine hohe Transmission bei der Pumpwellenlänge beschichtet. Der Kristall war bei allen Experimenten auf einem Peltierelement zur Kühlung aufgebracht.

Als passive Absorber standen SESAMs analog zu Abb. 4.2 zur Verfügung. Die Dicke des absorbierenden In$_{0,1}$Ga$_{0,9}$As QW´s ist $10nm$ bzw. $15nm$. Die Zeitkonstanten wurden an der ETH Hönggerberg[4] von C. Hönninger mit einem *pump-probe*-Experiment bestimmt. Näheres zur experimentellen Bestimmung der Zeitkonstanten findet sich in Ref. [Hoe98a]. Die schnelle Zeitkonstante liegt bei $\tau_{fast} \approx 200fs$

[3] D.h. die unbeschichtete Endfläche des Kristalls ist im Brewsterwinkel geschnitten.

[4] Zürich, Schweiz.

und die langsame Zeitkonstante bei $\tau_{slow} = 12ps$. Für Abschätzungen bezüglich der kritischen Pulsenergie nach Gleichung 4.2 werden folgende Werte verwendet: $H_{sat,A} = 50\mu J/cm^2$ und $\Delta R = 0.02$ [Hoe98b].

Zur Bestimmung der Pulsbreite wurden Autokorrelationen gemessen. Bei einem Autokorrelator wird der *cw*-modengekoppelte Pulszug des Lasers in einem Interferometer in zwei Strahlen aufgeteilt und dann in einem nichtlinearen Kristall zur Überlagerung gebracht. Durch Variation der Länge des einen Inteferometerarmes ist es möglich, die Intensitätsautokorrelation aus dem Signal der in dem nichtlinearen Kristall erzeugten zweiten Harmonischen zu bestimmen. Bei den in dieser Arbeit verwendeten Autokorrelatoren wird das gemessene Signal durch eine Vielzahl von Pulsen generiert, man spricht daher auch von gemittelten Autokorrelationen. Die Autokorrelationsfunktion zweiter Ordnung für sech$^2$-Pulse lautet [Sal80]:

$$G^{(2)}(t) = \int_{-\infty}^{\infty} I_1(\tau) I_2(\tau + t) d\tau = \frac{3}{\sinh^2(\frac{\tau_{sech}}{t})} \left[ \frac{\tau_{sech}}{t} \coth\left(\frac{\tau_{sech}}{t}\right) - 1 \right]. \tag{4.3}$$

Der sech$^2$-Puls ist die häufigste Pulsform bei passiv modengekoppelten Festkörperlasern.

### 4.2.1 Solitonenmodenkopplung unter Anregung eines Ti:Saphir-Lasers

Schematisch ist der Aufbau des modengekoppelten Nd:YAlO$_3$-Lasers in Abb. 4.4 gezeigt. Der Laserkristall wurde mit einem Ti:Saphir-Laser bei $813nm$ angeregt. Der Ti:Saphir-Laser war parallel zur kristallographischen a-Achse des Nd:YAlO$_3$-Kristalls polarisiert. Der Resonator wurde mit dem in Kapitel 3.2 vorgestellten Computerprogramm entworfen. Der Radius der Lasermode auf dem SESAM wurde zu $w_A = 48\mu m$ und der Radius der elliptischen Lasermode im Plan-Brewster-Kristall zu $w_x = 63\mu m, w_y = 34\mu m$ bestimmt. Die optimale Auskopplung lag bei $T_{oc,ges} \approx 2\%$. Die Laserstrahlung wurde über die beiden gekrümmten Spiegel ausgekoppelt. Als zusätzliches Element befindet sich ein Gires-Tournois-Interferometer im Resonator, das einen planen Umlenkspiegel ersetzt. Das verwendete GTI stammte aus einem kommerziellen Ti:Saphir-Laser[5]. Das GTI ist ein Fabry-Perot-Etalon bestehend aus einem HR-Spiegel und einem Spiegel mit $\approx 4\%$ Reflexion. Der Abstand der beiden Spiegel beträgt $\approx 80\mu m$ und konnte über piezoelektrische Versteller variiert werden. Als sättigbarer Absorber wurde der SESAM mit dem $15nm$ dicken InGaAs-QW benutzt.

Es wurden Pulsbreiten von $\Delta\tau = 1,9ps$ bei einer spektralen Breite von $\Delta\lambda = 0.5nm$ erzielt. Die Autokorrelation und das gemessene Spektrum sind in Abb. 4.5 zu sehen. Die gesamte Ausgangsleistung betrug $410mW$ bei einer absorbierten Leistung von $1,76W$. Das Zeit-Bandbreite-Produkt ist $\Delta\nu\Delta\tau = 0.33$. Die Pulse sind also nahezu Bandbreite-begrenzt. Die Repetitionsrate betrug $f_R = 178MHz$.

[5]Tsunami, Spectra Physics.

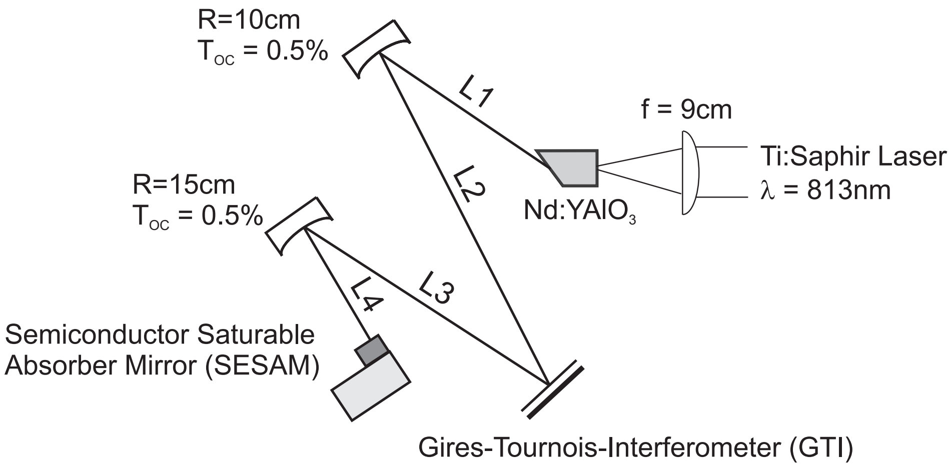


Abbildung 4.4: *Aufbau des Nd:YAlO$_3$-Lasers mit GTI und SESAM,* $L_1 = 5,7cm, L_2 = 30cm, L_3 = 39cm$ *und* $L_4 = 9,2cm$, $f_R = 178MHz$, $T_{oc,ges} = 2\%$.

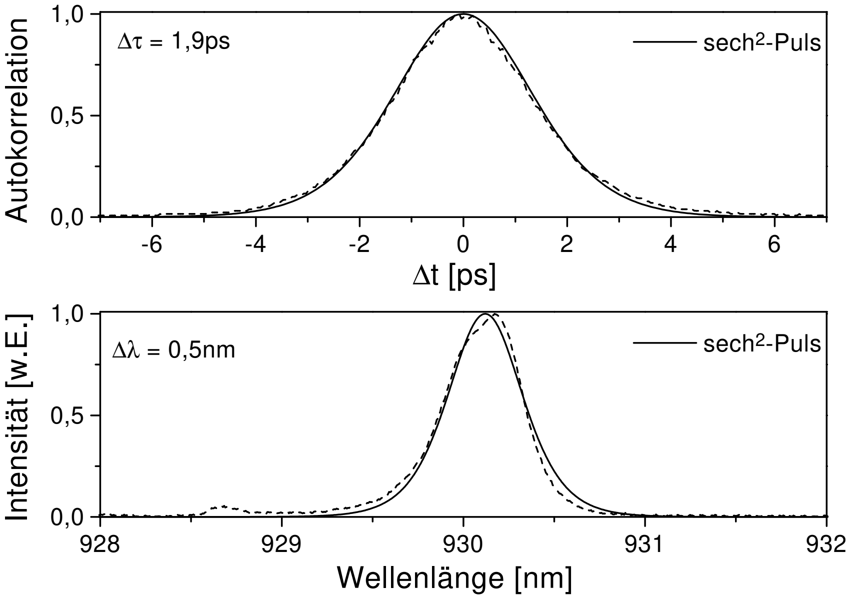


Abbildung 4.5: *Pulsbreite und Spektrum des modengekoppelten Nd:YAlO$_3$-Lasers bei einer einfallenden Pumpleistung von* $2,38W$ *und theoretische Kurven für einen idealen sech$^2$-Puls.*

Stabile passive Modenkopplung konnte nur mit dem in Abb. 4.4 gezeigten GTI im Resonator erzielt werden. In Experimenten mit einem planen HR-Spiegel an der Stelle des GTIs wurden starke Güteschaltungsinstabilitäten des modensynchronisierten Pulszuges beobachtet. Dies wird verständlich, wenn nach Gl. (4.2) die kritische Pulsenergie für stabile Modenkopplung abgeschätzt wird. Mit den SESAM-Daten aus Kap. 4.2, den experimentellen Laserdaten und dem Emissionswirkungsquerschnitt für Nd:YAlO$_3$ von $\sigma_{em} = 4,1 \times 10^{-20} cm^2$ erhält man eine kritische Pulsenergie von $E_{P,c} = 115nJ$. Somit ist der Laser bei obiger Pumpleistung und einer resonatorinternen Pulsenergie von $E_P = 115nJ$ gerade an der Schwelle vom Q-ML zur stabilen passiven Modenkopplung. Wie theoretisch postuliert wurde, läßt sich Solitonenmodenkopplung in endgepumpten Lasersystemen erzielen, wenn die SPM im Laserkristall genügend groß ist und negative GVD in den Resonator eingebracht wird [Kae95b]. Der Einbau eines GTI als dispersivem Element sorgt für negative GVD. Und wie in Kapitel 4.1.3 erwähnt, sinkt bei der Solitonenmodenkopplung die kritische Pulsenergie für stabile passive Modenkopplung.

Abb. 4.6 zeigt die Spektren und Autokorrelationen für verschiedene Spannungen der piezoelektrischen Versteller (d.h. verschiedenen Abständen der Interferometerspiegel) bei einer Pumpleistung von $1,86W$. Durch Variation der Spiegelabstände war es möglich, die Höhe der negativen GVD einzustellen, die zur Kompensation der (i) SPM im Laserkristall, (ii) der positiven GVD der Resonatorspiegel und (iii) der positiven GVD im Laserkristall notwendig war, um Solitonenmodenkopplung zu erzielen. Mit zunehmender GVD konnten kürzere Pulse erzielt werden und es wird eine spektrale Seitenbande sichtbar. Die Ursache für das Auftreten der spektralen Seitenbande wird auf S. 54 näher erläutert. Die Verschiebung der Spektren zu kleineren Wellenlängen ist wahrscheinlich durch die Variation der GVD des GTI bedingt, da sich die Zentralwellenlänge für die optimale Kompensation der SPM verändert. Eine weitere Erklärungsmöglichkeit findet sich bei Haus et al. [Hau98], nach der die Rotverschiebung des Spektrums durch eine Wechselwirkung des Pulses mit Phononen des Kristallgitters verursacht wird.

Das Gleichgewicht zwischen der SPM und der negativen GVD im Fall der Solitonenmodenkopplung läßt sich durch die Solitonengleichung beschreiben [Kae95a]:

$$\Phi = \frac{D_2}{2\tau_{sech}^2}. \tag{4.4}$$

$D_2$ ist die resonatorinterne GVD und die Pulsdauer ist gegeben durch $\tau_{sech} = \Delta\tau/1.76$. Die Phasenverschiebung des Solitons für einen Resonatorumlauf ist gegeben durch

$$\Phi = \frac{1}{2}\,\delta\,|A_0|^2 = \frac{1}{4}\,\delta\,\frac{E_p}{\tau_{sech}}. \tag{4.5}$$

$\delta$ ist der SPM-Koeffizient. Gleichung 4.4 ergibt einen linearen Zusammenhang zwischen der Pulsdauer und der Gruppengeschwindigkeitsdispersion $D_2$ für konstante Pulsenergien:

$$\tau_{sech} = \frac{4D_2}{2\delta E_p}. \tag{4.6}$$

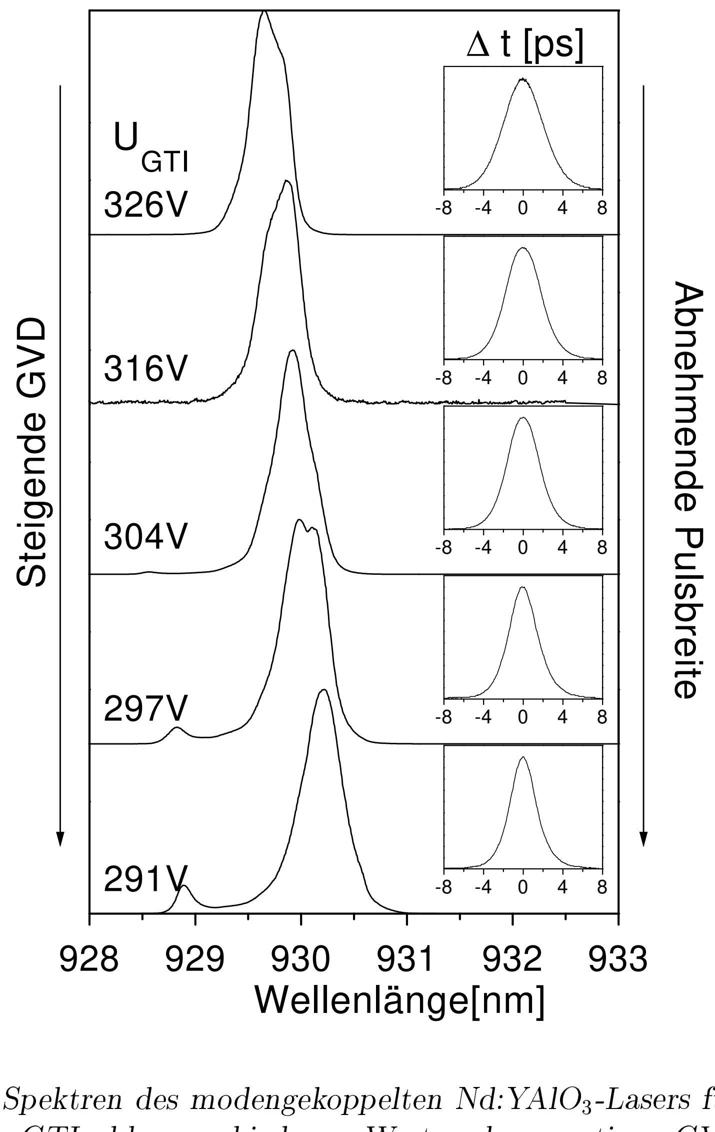


Abbildung 4.6: *Spektren des modengekoppelten Nd:YAlO$_3$-Lasers für verschiedene Spannungen am GTI, d.h. verschiedenen Werten der negativen GVD. Die kleinen Graphen zeigen die zugehörigen Autokorrelationen. Die Pulsbreiten sind in Abb. 4.7 gegeben.*

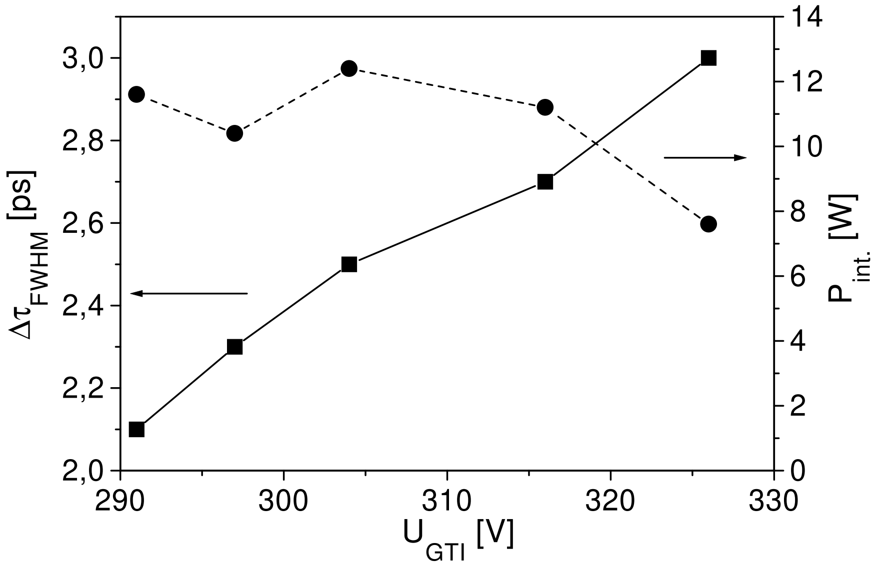


Abbildung 4.7: *Pulsbreite und resonatorinterne Leistung in Abhängigkeit der Spannung am GTI, d.h. der negativen Gruppengeschwindigkeitsdisperison.*

Dieser Zusammenhang ist in Abb. 4.7 zu erkennen. Hier muß die Annahme gemacht werden, daß die negative GVD proportional zu der Spannung am GTI ist. Dies ist nur in einem kleinen Spannungsbereich gegeben, da der Dispersionsverlauf eines GTI generell eine stark nichtlineare Charakteristik aufweist. Bei Spannungen von $U_{GTI} > 326V$ sinkt die resonatorinterne Leistung, und es konnte keine Modenkopplung mehr erzielt werden. Das Zeit-Bandbreite-Produkt ist für den Puls bei $U_{GTI} = 291V$ gleich 0,335, also nahezu Bandbreite-begrenzt. Bei der Einstellung am GTI von $326V$ ist das Zeit-Bandbreite-Produkt 0,406. Für höhere Spannungen ist die SPM also nicht vollständig kompensiert und der Puls weist einen *chirp*[6] auf. Mit Hilfe von Gl. (4.4) läßt sich die resonatorinterne GVD $D_2$ berechnen. Der SPM Koeffizient läßt sich schreiben als:

$$\delta = \frac{2\pi}{\lambda}\gamma\frac{2L_L}{A_{eff,L}}, \tag{4.7}$$

wobei $\lambda$ die Laserwellenlänge, $L_L$ die Länge des Laserkristalls, $A_{eff,L}$ die schon eingeführte effektive Modenfläche im Laserkristall und $\gamma$ die Kerrindexnichtlinearität ist. Für $YAlO_3$ ergibt sich ein Wert von $\gamma = 7,3\times10^{-16}cm^2/W$ [Ada89]. Man erhält einen Wert von $D_2 \approx 19.000fs^2$. Die negative GVD eines GTI mit einem Spiegelabstand zwischen $79,71\mu m$ und $79,75\mu m$ und einer Reflektivität des teildurchlässigen Spiegels von 4% liegt im Bereich von $5.000fs^2$ und $20.0000fs^2$. Dies ergibt für zwei Reflexionen am GTI eine negative GVD von $10.000fs^2$ bis zu $40.000fs^2$. Dies stimmt von der Größenordnung gut mit der berechneten, resonatorinternen GVD $D_2$

[6]Als *chirp* wird eine lineare Frequenzverschiebung innerhalb des Pulses bezeichnet.

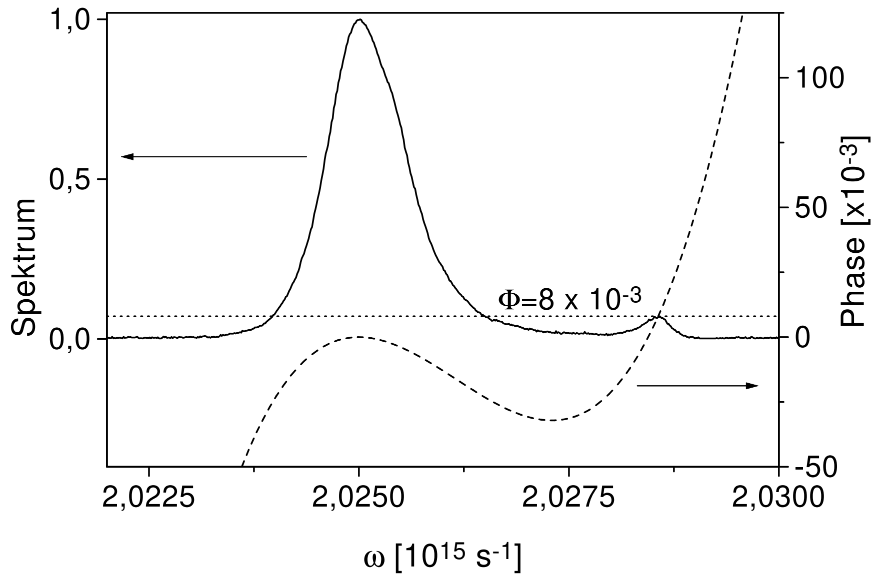


Abbildung 4.8: *Spektrum aus Abb.4.5 im Frequenzbild. Die Phasenanpassung der nichtlinearen Phasenverschiebung des Solitons und der Dispersion des GTI ist als Schnittpunkt bei der spektralen Seitenbande zu erkennen. Die gepunktete Kurve ist die nichtlineare Phasenverschiebung des Solitons und die gestrichelte Kurve ist die Dispersion der GTI.*

überein. Dieses Ergebnis zeigt aber auch, wie kritisch die richtige Einstellung des Spiegelabstandes beim GTI ist, um die SPM genau zu kompensieren. Die gemessene GVD der Spiegel von $\approx 200fs^2$ und die berechnete positive GVD des Nd:YAlO$_3$-Kristalls von $95fs^2$ pro Durchgang durch den Kristall sind für obige Abschätzung von untergeordneter Rolle.

Die spektrale Seitenbande, die in Abb. 4.5 und 4.6 zu erkennen ist, läßt sich mit Hilfe der Dispersion dritter Ordnung des GTI erklären. Beobachtet wurde dieses Phänomen schon in $fs$-Ti:Saphir-Lasern [Cur93], modensynchronisierten Farbstofflasern [Wis88] und in $fs$-Cr:LiSAF Lasern [Sor97]. Eine theoretische Behandlung findet sich bei H.A. Haus [Hau93]. Die Seitenbande ist das schon in Kapitel 4.1.1 erwähnte Kontinuum, d.h. ein längerer Puls mit geringerer spektraler Breite als der modengekoppelte Laserpuls. Das Kontinuum entzieht dem Solitonenpuls Energie. Dieser Prozeß ist effizient, wenn eine Phasenanpassung der beiden Wellen existiert, d.h. die nichtlineare Phasenverschiebung des Solitons muß mit der Phase des GTI übereinstimmen. Wenn man die Phase des GTI bis zur dritten Ordnung entwickelt, erhält man:

$$\Phi = (\omega - \omega_0)^2 \frac{D_2}{2} + (\omega - \omega_0)^3 \frac{D_3}{6}. \tag{4.8}$$

$D_3$ ist der Koeffizient der Dispersion dritter Ordnung des GTI und $\omega_0$ ist die Zentralfrequenz des Solitons. Anschaulich ist die Bedingung aus Gleichung 4.8 in Abb. 4.8

zu sehen. Die gestrichelte Kurve gibt die Dispersion (in zweiter und dritter Ordnung) für das GTI an und die gepunktete Kurve ist die Phasenverschiebung des Solitons nach Gl. (4.5). Am Schnittpunkt der beiden Kurven, d.h. wenn die Bedingung der Phasenanpassung erfüllt ist, tritt die spektrale Seitenbande im Spektrum auf.

### 4.2.2 Passive Modenkopplung unter Anregung einer Hochleistungslaserdiode

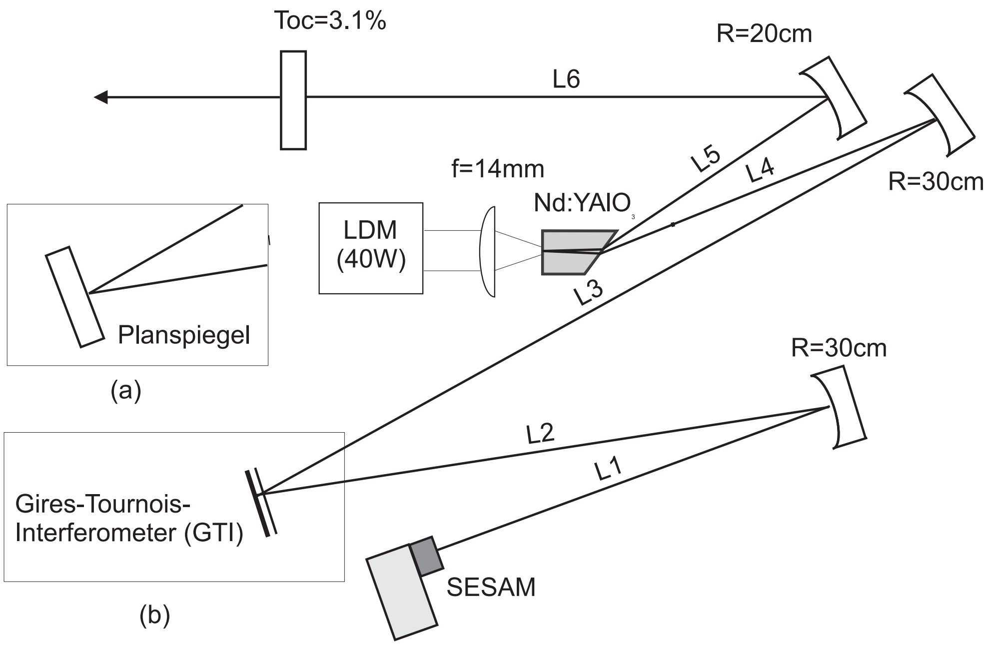


Abbildung 4.9: *Nd:YAlO$_3$-Laser Aufbau ohne GTI (a) und mit GTI (b),* $L_1 = 14,4cm, L_2 = 65,5cm, L_3 = 109cm, L_4 = 16cm, L_5 = 13cm$ *und* $L_6 = 42cm$, $f_R = 57,5MHz$, *Auskopplung* $= 3,1\%$, *LDM Laserdiodenmodul.*

Aufbauend auf den Ergebnissen aus Kapitel 4.2.1 wurde ein diodengepumpter, passiv modensynchronisierter Nd:YAlO$_3$-Laser bei $930nm$ realisiert. Der Aufbau ist in Abb. 4.9 gezeigt. Als Anregungsquelle wurde das Hochleistungslaserdiodenmodul LDM 1 aus Tab. 3.2 verwendet. Die Eigenschaften der Pumpstrahlung der Laserdiode wurden bereits in Kap. 3.2 vorgestellt. Es wurde ein V-Resonator gewählt, d.h. die Lasermode bildet ein V innerhalb des Laserkristalls. Dies hat den Vorteil, daß die Lasermode einen vierfachen Durchgang durch den Laserkristall macht. Dies erhöht nach Gleichung 4.1 die Stabilität des modengekoppelten Lasers gegenüber Q-ML. Die Gesamtlänge des Resonators wurde zur Verringerung der Repetitionsrate möglichst groß gewählt. Dies erhöht nach Gleichung 4.2 aufgrund der erhöhten Pulsenergien ebenfalls die Stabilität gegenüber Q-ML. Die Modenradien im Laserkristall und auf dem SESAM wurden zu $w_{L,x} = 95\mu m, w_{L,y} = 50\mu m$ bzw. $w_{A,x} = 66\mu m, w_{A,y} = 61\mu m$ berechnet. Da ein Plan-Brewster Kristall verwendet wurde, konnte die Elliptizität der Pumpmode ausgenutzt und eine verbesserte Anpassung von Pump- und Lasermode gewährleistet werden. Es wurden Experimente zur reinen passiven Modenkopplung ((a) in Abb 4.9) und zur Solitonenmodenkopplung ((b) in Abb. 4.9) durchgeführt.

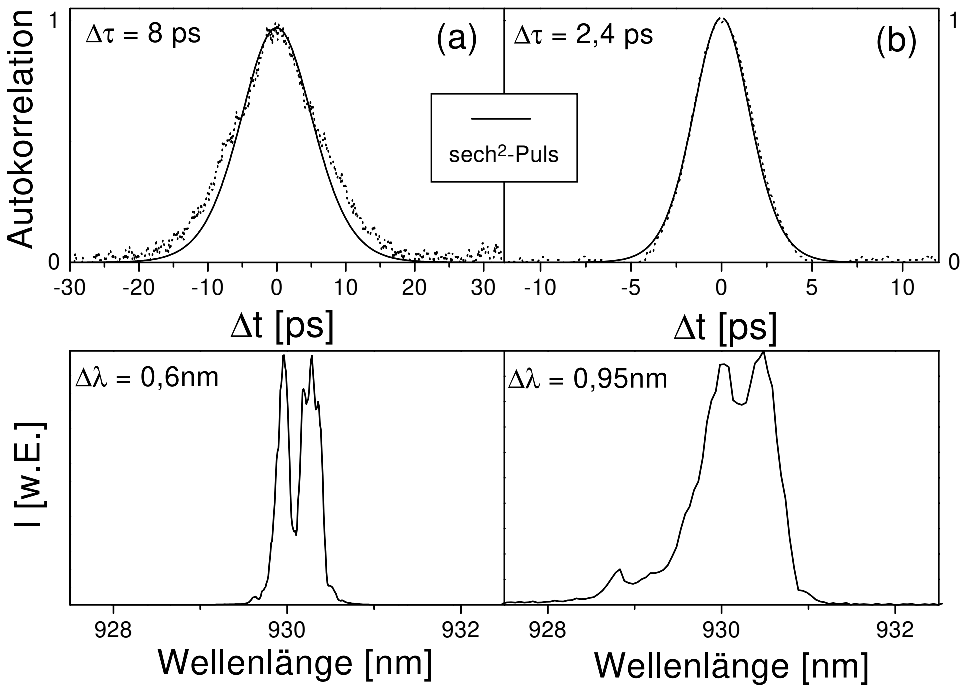


Abbildung 4.10: *Pulsbreiten und Spektren des Nd:YAlO$_3$-Lasers bei der Modenkopplung ohne GTI (a) und mit GTI (b).*

Bei den Experimenten zur passiven Modenkopplung mit dem SESAM als sättigbaren Absorber ergaben sich Pulsbreiten von $\Delta\tau \approx 7ps - 12ps$ bei einer spektralen Breite von $\Delta\lambda = 0,6nm$ (siehe Abb.4.10 (a)). Der in Abb. 4.10 (a) gezeigte theoretische sech$^2$-Puls hat eine Breite von $8ps$. Die Pulsbreite variierte stark aufgrund einer Güteschaltungsmodulation des modensynchronisierten Pulszuges von $\approx 50\%$. Die Ausgangsleistung war $P_\omega = 460mW$ bei einer Pumpleistung von $14,06W$. Die Repetitionsrate betrug $57,5MHz$. Die nach Gleichung 4.1 notwendige kritische Pulsenergie ist $E_{P,c} = 163nJ$. Die verwendeten Parameter sind: Modulationstiefe des Absorbers $\Delta R = 0.02$, Sättigungsbestrahlung $H_{Sat,A} = 50\mu J/cm^2$, Sättigungsbestrahlung des Lasers $H_{Sat,L} = h\nu/\sigma_{em} = 1,3J/cm^2$ und die effektiven Modenflächen, die sich aus den oben aufgeführten Lasermodenradien ergeben. Die experimentelle Pulsenergie von $E_P = 258nJ$ ist größer als die kritische Pulsenergie, die Schwelle für den Übergang vom Q-ML zur $cw$-Modenkopplung sollte also überschritten sein. Als Ursache für die dennoch beobachteten Güteschaltungsinstabilitäten kommen die unkompensierte SPM im Laserkristall und/oder SAM-Effekte im SESAM in Frage. Versuche, die Modulationstiefe des SESAMs zu verkleinern, indem ein SESAM mit einem $10nm$ InGaAs-QW benutzt wurde, brachten keine Verbesserung. Bei einer Minimierung der effektiven Modengröße auf dem sättigbaren Absorber wurde häufig eine Zerstörung beobachtet. Die Zerstörschwellen der SESAMs liegen bei einigen $mJ/cm^2$ [Spu99]. Da die Absorption des QWs nahe an der Bandkante des als Spacermaterials verwendeten GaAs liegt, kann auch eine Restabsorption im GaAs zur Beschädigung des SESAMs bei zu kleinen Modenradien führen.

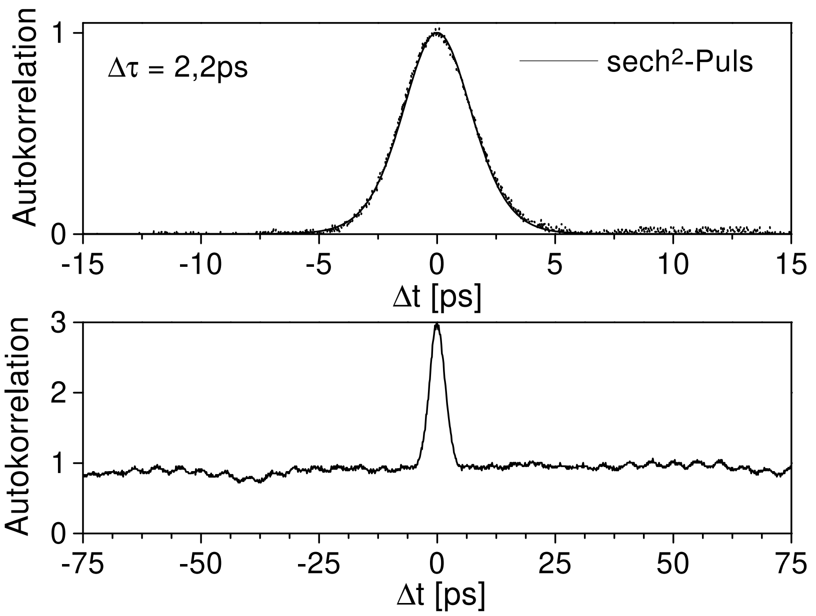


Abbildung 4.11: *Kollineare Autokorrelation des kürzesten Pulses mit theoretischem sech$^2$-Puls und kollineare Autokorrelation mit Untergrund.*

Mit einem GTI im Resonator ((b) in Abb. 4.9) zur Dispersionskompensation konnte Solitonenmodenkopplung ohne Güteschaltungsinstabilitäten erzielt werden. Abb. 4.10 (b) zeigt die Autokorrelation und das Spektrum eines $\Delta\tau = 2,4ps$ breiten Pulses. Im Spektrum ist wieder die spektrale Seitenbande, hervorgerufen durch die Dispersion dritter Ordnung des GTI, zu sehen. Die zusätzlichen passiven Verluste des GTI reduzierten die Ausgangsleistung auf $P_\omega \approx 370mW$. Bei einer Pumpleistung von $14,06W$ wurde die Strahlqualität zu $M^2 = 1,6 \pm 0,1$ gemessen. Die kürzesten Pulse hatten eine Breite von $\Delta\tau = 2,2ps$. Die kollineare Autokorrelation ist in Abb. 4.11 zu sehen. Das Verhältnis des maximalen Wertes der Autokorrelation zum Untergrund von 3 : 1 ist in guter Übereinstimmung mit der Theorie [Die96]. Durch Variation der Dispersion am GTI konnten analog zu den Ergebnissen in Kap. 4.2.1 die Pulsbreiten variiert werden. Es konnten Pulsbreiten zwischen $2,2ps$ und $6ps$ erzielt werden. Das Zeit-Bandbreite-Produkt des Solitonenpulses in Abb. 4.10 von $\Delta\tau\Delta\nu \approx 0.8$ ist wesentlich größer als das theoretische Limit von 0.315. Das bedeutet, daß der

Puls einen zusätzlichen *chirp* aufweist, der wahrscheinlich durch nicht vollständig kompensierte SPM hervorgerufen wird. Eine Abschätzung der Dispersion zweiter Ordnung $D_2$, hervorgerufen durch die SPM im Laserkristall nach Gleichung 4.4 liefert einen Wert von $D_2 \approx 25.000 fs^2$, was in guter Übereinstimmung mit dem Wert für die Experimente unter Ti:Saphir-Laser-Anregung ist.

Modensynchronisierte Nd-dotierte Grundzustandslaser wurden bisher nur in Faserlasern demonstriert [Hof97]. Die Ausgangsleistungen von $25mW$ waren jedoch relativ gering. Es konnte in dieser Arbeit zum ersten Mal ein diodengepumpter, modensynchronisierter Nd-dotierter Kristalllaser auf dem Grundzustandsübergang mit Ausgangsleistungen von mehreren hundert $mW$ realisiert werden. Mit diesem Lasersystem besteht die Möglichkeit, über nichtlineare Effekte, wie die Frequenzverdopplung oder die Frequenzverdreifachung, den blauen und ultravioletten Spektralbereich zu erschließen. Experimente zur Frequenzverdopplung in den blauen Spektralbereich werden in Kap.5.4 vorgestellt.

Eine Möglichkeit, das hier vorgestellte Lasersystem zu verbessern, besteht in der Verwendung eines monolithischen GTI, dessen negative GVD an die Verhältnisse des Lasers angepaßt ist. Damit entfällt eine Regelung des GTI über die Spiegelabstände. Untersuchungen mit Nd:YAG als aktivem Lasermaterial wären trotz der kleineren Fluoreszenzbandbreite interessant, da die Leistungen im *cw*-Laserbetrieb höher sind als mit Nd:$YAlO_3$ und der Koeffizient der Selbstphasenmodulation in Nd:YAG ca. 25% kleiner ist als in Nd:$YAlO_3$. Dies kann die Möglichkeit eröffnen, passive Modenkopplung allein durch den Einsatz eines schnellen sättigbaren Absorbers zu realisieren.

# Kapitel 5

# Frequenzverdopplung

## 5.1 Grundlagen

Die Reaktion eines dielektrischen Mediums auf ein elektromagnetisches Feld wird durch die Polarisation $\vec{P}$ beschrieben. In der klassischen linearen Optik ist die Polarisation proportional zur elektrischen Feldstärke. Wenn die Feldstärken in die Größenordnungen von atomaren Feldstärken gelangen, spielen nichtlineare Effekte eine Rolle, und die Polarisation hängt nicht mehr nur linear vom angelegten Feld ab. Die Polarisation läßt sich dann folgendermaßen schreiben[1]:

$$P_i = \epsilon_0 \chi_{ij}^{(1)} E_j + \epsilon_0 \chi_{ijk}^{(2)} E_j E_k + \epsilon_0 \chi_{ijkl}^{(3)} E_j E_k E_l + \ldots \quad . \tag{5.1}$$

Die nichtlinearen Suszeptibilitäten zweiter und höherer Ordnung beschreiben die nichtlineare Reaktion des Mediums. Bei den nichtlinearen Effekten, die durch $\chi_{ijk}^{(2)}$ verursacht werden, handelt es sich um Drei-Wellen-Mischprozesse. Dazu gehören die Frequenzverdopplung, Summenfrequenzmischung und die Differenzfrequenzmischung. Durch $\chi_{ijkl}^{(3)}$ verursachte Effekte sind Vier-Wellen-Mischprozesse, zu denen der in Kap. 4.1 erwähnte optische Kerr-Effekt gehört. Bei der Frequenzverdopplung[2] generiert die nichtlineare Polarisation zweiter Ordnung $P_{NL,i} = \epsilon_0 \chi_{ijk}^{(2)} E_j E_k$ unter dem Einfluß eines elektromagnetischen Feldes der Frequenz $\omega_i = \omega_j$ eine elektromagnetische Welle der doppelten Frequenz $\omega_{SHG} = 2\omega_i$. Die Welle der Frequenz $\omega_i$ wird im folgenden als Fundamentale oder als Grundwelle und die frequenzverdoppelte Strahlung als zweite Harmonische bezeichnet.

Die hier behandelten Nichtlinearitäten sind rein elektronischer Natur, wobei die Frequenzen der Grundwelle oberhalb des Reststrahlenbandes (Gitteranregungen, ionisch) und unterhalb resonanter, elektronischer Anregungen liegen. Es gilt Vertauschungssymmetrie der Indizes von $\chi_{ijk}^{(2)}$ und mit obigen Voraussetzungen die Kleinmansymmetrie [Kle62]. Diese Symmetrien gestatten es, eine reduzierte Dar-

[1] Es gilt die Einsteinsche Summenkonvention, wobei über die Kristallachsen summiert wird.

[2] Im folgenden auch als Erzeugung der zweiten Harmonischen bezeichnet oder als *SHG* abgekürzt, aus dem Engl.: *second harmonic generation.*

stellung der nichtlinearen Suszeptibilität einzuführen. Dadurch wird die Darstellung der nichtlinearen Polarisation als Funktion von $E_j E_k$ in Matrixschreibweise möglich (siehe z.B. [Zer73] S.35). Für die einzelnen Elemente der Matrix gilt:

$$d_{il} = \tfrac{1}{2}\chi_{il}^{(2)} \qquad \text{(in reduzierter Schreibweise).} \tag{5.2}$$

In der Praxis wird anstelle von $\chi_{il}^{(2)}$ mit der Größe $d_{il}$ gearbeitet. Da die nichtlineare Suszeptibilität die Symmetrie des Kristalls besitzt, reduziert sich je nach Kristallsystem die Anzahl der unabhängigen Elemente der Matrix $[d_{il}]$. Bei Kristallen mit Inversionszentrum verschwindet die nichtlineare Suszeptibilität zweiter Ordnung, da ein Vorzeichenwechsel des elektrischen Feldes einen Vorzeichenwechsel der nichtlinearen Polarisation zur Folge haben muß. Betrachtet man die nichtlineare Polarisation zweiter Ordnung aus Gl. (5.1), ergibt sich:

$$\chi_{ijk}^{(2)} E_j E_k = -\chi_{ijk}^{(2)} \left(-E_j\right)\left(-E_k\right) \;\Rightarrow\; \chi_{ijk}^{(2)} = 0. \tag{5.3}$$

Eine allgemeine Einführung in die nichtlineare Optik, in der die oben angeführten Sachverhalte ausführlicher behandelt werden, findet sich in verschiedenen Lehrbüchern, siehe z.B. [Sut96], [Yar88] bzw. [Zer73].

Ausgangspunkt für die klassische analytische Behandlung der Frequenzverdopplung sind die Maxwellgleichungen. Die nichtlineare Polarisation geht als zusätzlicher Term in die dielektrische Verschiebung $\vec{D}$ ein. Aus den Maxwellgleichungen ergibt sich dann für nichtmagnetische Medien:

$$\left[\Delta - \mu_0 \sigma \frac{\partial}{\partial t} - \mu_0 \epsilon \frac{\partial^2}{\partial t^2}\right] \vec{E}(\vec{r},t) = \mu_0 \frac{\partial^2}{\partial t^2} \vec{P}_{NL}(\vec{r},t), \tag{5.4}$$

mit $\epsilon = \epsilon_0(1+\chi^{(1)})$ und $\sigma$ als elektrischer Leitfähigkeit. Für die in dieser Arbeit verwendeten Medien ist $\sigma = 0$. Man erhält eine Wellengleichung mit der nichtlinearen Polarisation als Quellterm. Aus Gl. (5.4) ergeben sich gekoppelte Differentialgleichungen für die Amplituden des elektrischen Feldes der Grundwelle und der generierten zweiten Harmonischen, die unter der Annahme, daß die Intensität der Grundwelle nicht signifikant geschwächt wird und die Intensität der zweiten Harmonischen am Anfang des nichtlinearen Kristalls gleich Null ist, entkoppelt und gelöst werden können [Sut96]. Bei diesen Betrachtungen werden Verluste durch lineare bzw. nichtlineare Absorption und Streuung im Medium vernachlässigt. In der Näherung ebener Wellen ergibt sich folgender Ausdruck für die Konversionseffizienz von der Grundwelle zur zweiten Harmonischen:

$$\tilde{\eta} = \frac{P_{2\omega}}{P_\omega} = \frac{8\,\pi\, d_{eff}^2}{\epsilon_0\, n_\omega^2\, n_{2\omega}\, c\, \lambda_\omega^2}\, \frac{L_{NLK}^2}{w_{NLK}^2}\, P_\omega\, \frac{\sin^2\left(\Delta k L_{NLK}/2\right)}{\left(\Delta k L_{NLK}/2\right)^2} = K_e\, P_\omega\, \frac{\sin^2\left(\Delta k L_{NLK}/2\right)}{\left(\Delta k L_{NLK}/2\right)^2}. \tag{5.5}$$

$\lambda_\omega$ ist die Wellenlänge der Grundwelle, $n_\omega$ und $n_{2\omega}$ der Brechungsindex bei der Grundwelle bzw. der zweiten Harmonischen, $L_{NLK}$ die Länge des nichtlinearen Kristalls und $w_{NLK}$ der Radius des Laserstrahls im nichtlinearen Kristall. $P_\omega$ und $P_{2\omega}$

sind die Leistung der Fundamentalen bzw. der zweiten Harmonischen. Der effektive nichtlineare Koeffizient $d_{eff}$ muß für das verwendete nichtlineare Medium aus den Elementen der Matrix $[d_{il}]$ bestimmt werden. Die Leistung der zweiten Harmonischen ist proportional zum Quadrat der Leistung der Fundamentalen und zum Quadrat der effektiven Nichtlinearität. Für eine effiziente Frequenzverdopplung sind daher hohe Leistungen auf der Fundamentalen und Materialien mit hohen nichtlinearen Koeffizienten notwendig.

Aufgrund normaler Dispersion im nichtlinearen Medium kommt es zu einer Phasenverschiebung zwischen der nichtlinearen Polarisation und der zweiten Harmonischen über die Länge des dielektrischen Mediums. Der Term $\sin^2(x)/x^2$ in Gl. 5.5 mit $x = \Delta k L_{NLK}/2$ berücksichtigt die Phasenverschiebung, die definiert ist als

$$\Delta k \equiv k_{2\omega} - 2k_{\omega} = \pi/l_k. \tag{5.6}$$

Effiziente Frequenzverdopplung ist also nur innerhalb einer Kohärenzlänge ($l_k = [n_{2\omega} - n_{\omega}]^{-1} \lambda/4$) möglich, die in der Regel im $\mu m$-Bereich liegt. Nach einer Kohärenzlänge kommt es zu einer Rückkonversion von der zweiten Harmonischen in die Fundamentale. Dies ist in Abb. 5.1 gezeigt. Um die aktive Wechselwirkungslänge zu erhöhen, müssen die Phasen der beiden Wellen aneinander angepaßt werden (Impulserhaltung).

## 5.1.1 Phasenanpassung

Die Bedingung für kollineare Phasenanpassung, d.h. für parallele Wellenvektoren der Grundwelle und der zweiten Harmonischen, lautet

$$\Delta k = k_{2\omega} - 2k_{\omega} = 0. \tag{5.7}$$

Die Phasenanpassungsbedingung aus Gl. (5.7) kann über Quasiphasenanpassung [Arm62] oder über die Ausnutzung der Doppelbrechung nichtlinearer Kristalle erfüllt werden.

### Phasenanpassung unter Ausnutzung der Doppelbrechung

Anisotrope Kristalle weisen in unterschiedlichen Polarisationsrichtungen unterschiedliche Brechungsindizes auf. Man unterscheidet bei uniaxialen Kristallen zwischen dem ordentlichen und dem außerordentlichen Brechungsindex ($n_o$ bzw. $n_e$)[3]. Dabei gilt für negativ uniaxiale Kristalle $n_o > n_e$. Da der Wert des außerordentlichen Brechungsindexes vom Winkel des Wellenvektors zur optischen Achse $\theta$ abhängt, ist es möglich, durch geeignete Wahl der Einstrahlrichtung zur optischen Achse die Bedingung 5.7 zu erfüllen, d.h. $n_{e,2\omega}(\theta) = n_{o,\omega}$. Der Winkel $\theta$ ergibt sich aus folgender Beziehung

$$\frac{1}{n_{e,2\omega}^2(\theta)} = \frac{cos^2(\theta)}{n_{o,2\omega}^2} + \frac{sin^2(\theta)}{n_{e,2\omega}^2}. \tag{5.8}$$

[3] Aus dem Engl. für *o*rdinary ray und *e*xtraordinary ray.

Die dargestellte Methode wird als Typ I-Phasenanpassung (ooe)[4] bezeichnet. Eine weitere Möglichkeit ist die Typ II-Phasenanpassung, bei der die Fundamentale in einen ordentlichen und einen außerordentlichen Strahl aufgeteilt wird (eoe bzw. eoo).

Für biaxiale Kristalle ist die Situation komplizierter. In diesen Systemen verliert die Bezeichnung des ordentlichen und außerordentlichen Strahls ihren Sinn, da alle drei Hauptachsen der Indikatrix unterschiedlich sind. Hobden [Hob67] behandelt allgemein die Phasenanpassung in biaxialen Kristallen für verschiedene Kristallsymmetrien. Wenn jedoch die Ausbreitungsrichtung der Fundamentalen in einer Hauptebene des biaxialen Kristalls liegt, kann der biaxiale Kristall in Analogie zum uniaxialen Kristallsystem behandelt werden.

Wenn der Wellenvektor der Fundamentalen und der zweiten Harmonischen nicht entlang einer der Hauptachsen der Indikatrix gerichtet ist, handelt es sich um kritische Phasenanpassung (CPM)[5]. Diese Art der Phasenanpassung hat den Nachteil, daß es zu einer räumlichen Separation zwischen der Fundamentalen und der zweiten Harmonischen kommt, da die Poyntingvektoren der Grundwelle und der zweiten Harmonischen nicht mehr parallel sind. Dieser *walk-off* zwischen der Grundwelle und der zweiten Harmonischen begrenzt die Wechselwirkungszone, in der es zu einer effizienten Frequenzverdopplung kommt. Der *walk-off* Winkel $\rho$ ist für uniaxiale Kristalle gegeben durch [Boy65]:

$$tan(\rho) = \frac{n_{o,\omega}^2}{2}\left[\frac{1}{n_{e,2\omega}^2} - \frac{1}{n_{o,2\omega}^2}\right] sin(2\theta). \tag{5.9}$$

Nichtkritische Phasenanpassung (NCPM), bei der die Polarisationen der Grundwelle und der zweiten Harmonischen entlang der Hauptachsen der Indikatrix gerichtet sind, ist bei Raumtemperatur nur für bestimmte Wellenlängen möglich. Es kann jedoch bei einigen Kristallen die Temperaturabhängigkeit des Brechungsindex ausgenutzt werden, um für verschiedene Wellenlängen nichtkritische Phasenanpassung zu ermöglichen.

Die Dotierung mit Fremdionen oder Variation der stöchiometrischen Kristallzusammensetzung kann ebenfalls die Doppelbrechung eines anisotropen Kristalls verändern, so daß der Wellenbereich, in dem Phasenanpassung möglich ist, erweitert werden kann [Che94], [Yos99]. Das neue Mischkristallsystem $Gd_{1-x}Y_xCa_4O(BO_3)_3$ ist dabei für die Frequenzverdopplung in den blauen Spektralbereich interessant. In diesem Kristallsystem kann über die Variation der Anteile der Gd- und Y-Ionen nichtkritische Phasenanpassung im Bereich zwischen $840nm$ und $966nm$ erreicht werden [Bur99].

Der effektive nichtlineare Koeffizient $d_{eff}$ für die Frequenzverdopplung ergibt sich aus der Art der Phasenanpassung. Dabei sollte die Art der Phasenanpassung

[4] Da die Fundamentale ein ordentlicher - und die zweite Harmonische ein außerordentlicher Strahl ist. Für positiv uniaxiale Kristalle ergibt sich eeo.

[5] Aus dem Engl.: *critical phase-matching*.

gewählt werden, die den höchsten nichtlinearen Koeffizienten aufweist. Für eine Vielzahl von Kristallen und Arten der CPM bzw. NCPM sind die effektiven Nichtlinearitäten und ihre Abhängigkeit von den Elementen der Matrix $[d_{ij}]$ in Ref. [Dmi91] aufgeführt.

### Quasiphasenanpassung

Bei der Quasiphasenanpassung[6] wechselt nach jeweils einer Kohärenzlänge das Vorzeichen der nichtlinearen Suszeptibilität zweiter Ordnung ($\chi^{(2)}_{ijk} = -\chi^{(2)}_{-ijk}$). Dies kann bei ferroelektrischen Kristallen realisiert werden, indem die Richtung der spontanen Polarisation $\vec{P}_S$ nach jeweils einer Kohärenzlänge invertiert wird. Diese Bereiche werden auch als Domänen bezeichnet. Im räumlichen Bild kommt es nach einer Kohärenzlänge, d.h. nach einer Phasenverschiebung um $\pi$, aufgrund normaler Dispersion zu einem Phasensprung der nichtlinearen Polarisation um $\pi$. Im Fourier-Bild entspricht das periodische Gitter der nichtlinearen Suszeptibilität einem Wellenvektor $|\vec{k}_{QPM}| = \frac{2\pi\tilde{m}}{\Lambda}$, und die Phasenanpassungsbedingung für kollineare Quasiphasenanpassung lautet dann:

$$\Delta k = k_{2\omega} - 2k_\omega - \frac{2\pi\tilde{m}}{\Lambda}. \tag{5.10}$$

Die Periode des Gitters ist durch $\Lambda$ gegeben. Falls die Periode des Gitters so gewählt wird, daß die Phasenverschiebung jeweils nach einer Kohärenzlänge ausgeglichen wird, spricht man von der QPM erster Ordnung. Wenn die spontane Polarisation nach jeweils drei Kohärenzlängen invertiert wird, spricht man von QPM dritter Ordnung. Die Ordnung des Prozesses der Quasiphasenanpassung ist $\tilde{m}$ in Gl. (5.10). In Abb. 5.1 ist das Anwachsen der Intensität der zweiten Harmonischen für NCPM, für QPM erster Ordnung und für nicht phasenangepasste Frequenzverdopplung nach Gl. (5.5) gezeigt. Die Intensität der zweiten Harmonischen ist für QPM kleiner als für normale Phasenanpassung. Es läßt sich zeigen, daß der effektive nichtlineare Koeffizient für die Frequenzverdopplung unter Quasiphasenanpassung durch

$$d_{eff,QPM} = d_{ij}\frac{2}{\tilde{m}\pi} \tag{5.11}$$

gegeben ist [Fej92]. Die Effizienz der Frequenzverdopplung sinkt also für Quasiphasenanpassung höherer Ordnung.

Die Quasiphasenanpassung hat eine Reihe von Vorteilen gegenüber der nichtkritischen und kritischen Phasenanpassung unter Ausnutzung der Doppelbrechung. Bei der QPM ist es möglich, Phasenanpassung für jeden beliebigen nichtlinearen Prozeß im gesamten Transparenzbereich des Kristalls zu erreichen. Einschränkungen müssen nur gemacht werden, wenn die Perioden des nichtlinearen Gitters sehr klein werden und technologische Probleme bei der Herstellung solch kleiner Perioden auftreten. Dies ist aufgrund der kleinen Kohärenzlänge für nichtlineare Prozesse im

[6] Im folgenden als QPM abgekürzt, aus dem Engl.: *quasi-phase-matching*.

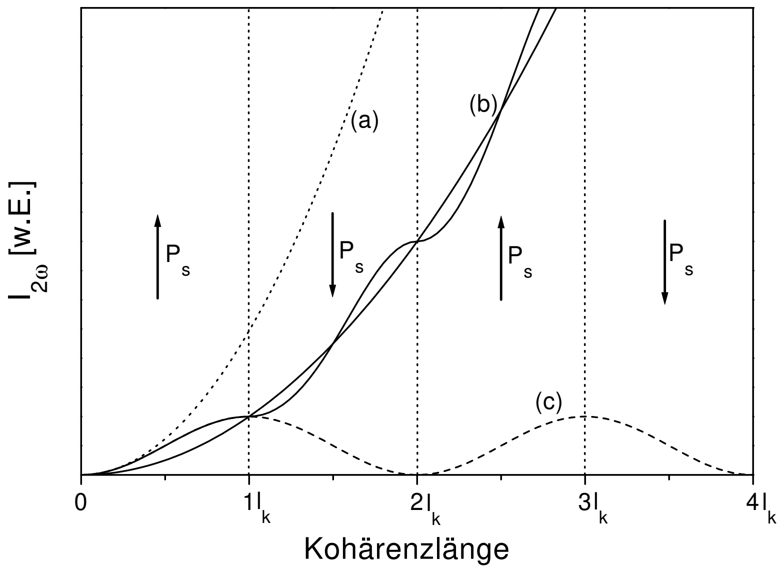


Abbildung 5.1: *Intensität der zweiten Harmonischen in der Näherung ebener Wellen für NCPM unter Ausnutzung der Doppelbrechung (a), QPM erster Ordnung (b) und für nicht phasenangepasste Frequenzverdopplung (c). $P_s$ gibt die Richtung der spontanen Polarisation für die Quasiphasenanpassung an.*

UV-Bereich der Fall. Es besteht dann jedoch die Möglichkeit, mit der QPM höherer Ordnung Phasenanpassung zu erzielen. Ein weitere Vorteil ist, daß die Polarisationen der Grundwelle und der zweiten Harmonischen parallel sein können; dies ermöglicht es, die Diagonalelemente der Matrix $[d_{ij}]$ zu nutzen, die in der Regel größere Werte aufweisen als die Nichtdiagonalelemente. Desweiteren ist die QPM unkritisch, d.h. es tritt kein Poyntingvektor-*walk-off* auf.

### Akzeptanzbandbreiten

Die Annahme der perfekten Phasenanpassung ist in realen System nicht streng erfüllt. Die endliche spektrale Breite des Lasers auf der Grundwelle, Änderungen in der Temperatur und die Winkelabhängigkeit des Brechungsindexes führen zu Abweichungen von der idealen Phasenanpassung. Zur Charakterisierung des nichtlinearen Mediums werden Akzeptanzbandbreiten eingeführt, die über die Bandbreite der Funktion

$$\frac{\sin^2(\Delta k L_{NLK}/2)}{(\Delta k L_{NLK}/2)^2} = \mathrm{sinc}^2(\Delta k\, L_{NLK}/2) \tag{5.12}$$

aus Gl. (5.5) definiert werden. Die FWHM der Funktion ergibt sich für eine Abweichung von der idealen Phasenanpassung zu

$$\Delta k_{FWHM} = \frac{1,772\,\pi}{L_{NLK}}. \tag{5.13}$$

Dies bedeutet, daß für längere Kristalle die Akzeptanzbandbreiten abnehmen. Die Abhängigkeit der Phasenanpassung von der Temperatur, der Wellenlänge und des Winkels läßt sich in einer Taylorreihe darstellen:

$$\Delta k \simeq \Delta k(0) + \frac{\partial(\Delta k)}{\partial T}\Delta T + \frac{\partial(\Delta k)}{\partial \theta}\Delta\theta + \frac{\partial(\Delta k)}{\partial \lambda}\Delta\lambda. \tag{5.14}$$

Die Winkel-, Temperatur- und spektrale Akzeptanzbandbreite ergeben sich dann zu:

$$\begin{aligned}
\Delta\theta_{NLK} &= 1.772\,\pi\, L_{NLK}^{-1}\,[\partial(\Delta k)/\partial\theta]^{-1}_{\theta=\theta_{pm}}, && (5.15)\\
\Delta T_{NLK} &= 1.772\,\pi\, L_{NLK}^{-1}\,[\partial(\Delta k)/\partial T]^{-1}_{T=T_{pm}}, && (5.16)\\
\Delta\lambda_{NLK} &= 1.772\,\pi\, L_{NLK}^{-1}\,[\partial(\Delta k)/\partial\lambda]^{-1}_{\lambda=\lambda_{pm}}. && (5.17)
\end{aligned}$$

Die einzelnen Ableitungen sind für eine Vielzahl von Phasenanpassungen in dem Handbuch über nichtlineare Kristalle von Dmitriev et al. tabelliert [Dmi91].

Bei der Quasiphasenanpassung ergeben sich aufgrund der Periodizität des Gitters der Suszeptibilität zweiter Ordnung und der thermischen Ausdehnung des Kristalls andere Ausdrücke für die Winkel- und die Temperaturakzeptanz mit $\Delta n = n_{2\omega} - n_{\omega}$:

$$\begin{aligned}
\Delta\theta_{NLK} &= \sqrt{\frac{1,772\lambda}{L_{NLK}}}\sqrt{\frac{n_{2\omega}}{n_{\omega}\Delta n}\cos(\theta)} && (5.18)\\
\Delta T_{NLK} &= \frac{0,4429\lambda}{L_{NLK}}\left|\frac{\partial\Delta n}{\partial T} + \alpha_T\Delta n\right|^{-1}. && (5.19)
\end{aligned}$$

Die Winkelakzeptanz resultiert aus Entwicklungen zweiter Ordnung analog zu Gl. (5.14), da bei nichtkritischer Phasenanpassung der Term erster Ordnung Null ist. In der Temperaturakzeptanz ist $\alpha_T$ der Koeffizient der thermischen Ausdehnung. Die spektrale Akzeptanz ist:

$$\Delta\lambda_{NLK} = \frac{0,4429\lambda}{L_{NLK}}\left|\frac{\Delta n}{\lambda} + \frac{\partial n_{\omega}}{\partial\lambda} - \frac{1}{2}\frac{\partial n_{2\omega}}{\partial\lambda}\right|^{-1}. \tag{5.20}$$

Der erste Term in den Betragszeichen verschwindet für Phasenanpassung unter Ausnutzung der Doppelbrechung, da $\Delta n = 0$ ist.

### 5.1.2 Konversionseffizienz der Frequenzverdopplung

#### Frequenzverdopplung eines fokussierten Gaußstrahls

Die Konversionseffizienz in der Näherung ebener Wellen nach Gl. (5.5) beschreibt die Situation bei der Frequenzverdopplung von Laserstrahlen nur unzureichend. Boyd und Kleinman [Boy68] haben die Konversionseffizienz der Frequenzverdopplung für einen fokussierten Gaußstrahl in Abhängigkeit von der Leistung der Fundamentalen und der Kristallparameter unter Berücksichtigung des Poyntingvektor-*walk-offs* und der Fokussierung behandelt. Mit den vereinfachenden Annahmen

- optimale Typ I Phasenanpassung,
- keine Absorption auf der Grundwelle und der zweiten Harmonischen und
- der Fokus der $TEM_{00}$-Mode der Fundamentalen liegt in der Mitte des nichtlinearen Kristalls

ergibt sich für die Konversionseffizienz:

$$\tilde{\eta} = \frac{P_{2\omega}}{P_\omega} = \frac{8\,\pi\, d_{eff}^2}{\epsilon_0\, c\, n_\omega^2\, n_{2\omega}\, \lambda_\omega^2}\, L_{NLK}\, h_{BK}\,(\rho, w_{NLK}, L_{NLK})\; k_\omega\, \kappa\, P_\omega = K P_\omega. \qquad (5.21)$$

Die Fokussierung und der Poyntingvektor-*walk-off* werden über den Faktor $h_{BK}(\rho, w_{NLK}, L_{NLK})$ berücksichtigt. $k_\omega$ ist der Wellenvektor der Fundamentalen im nichtlinearen Kristall. $K$ wird im folgenden als Kopplungskonstante bezeichnet. Gl. (5.21) gibt die Konversionseffizienz für einen einmaligen Durchgang der Grundwelle durch den nichtlinearen Kristall an. Für den Fall schwacher Fokussierung ergibt sich bei Boyd und Kleinman die Näherung ebener Wellen nach Gl. (5.5).

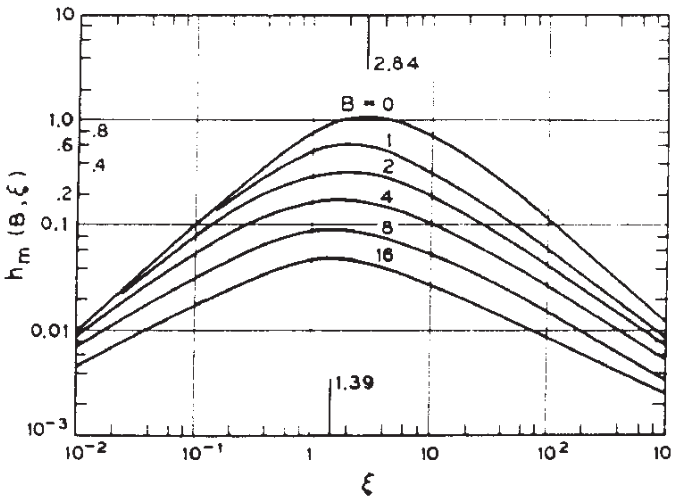


Abbildung 5.2: $h_m(B,\xi) = h_{BK}(\rho, w_{NLK}, L_{NLK})$ *für verschiedene Werte des walk-off-Winkels und der Fokussierung nach einer numerischen Berechnung von Boyd und Kleinman [Boy68].*

Für die Frequenzverdopplung eines *cw*-Lasers mit mehreren unkorrelierten longitudinalen Lasermoden ist die Konversionseffizienz gegenüber einem Laser mit nur einer longitudinalen Lasermode erhöht. Bei mehreren longitudinalen Moden kommt es nicht nur zur Frequenzverdopplung der einzelnen Moden, sondern auch noch zur Summenfrequenzmischung unter den Moden. Die Erhöhung der Kopplungskonstante

$K$ wird mit Hilfe des Faktors $\kappa = 2 - 1/M$ ($M$ ist die Anzahl der Resonatormoden) berücksichtigt [Zer73].

Für jeden nichtlinearen Kristall läßt sich ein optimaler Fokus in Abhängigkeit von der Kristallänge und dem *walk-off*-Winkel bestimmen, der den Faktor $h(\rho, w_{NLK}, L_{NLK})$ maximiert. Abb. 5.2 zeigt $h(B,\xi) = h_{BK}(\rho, w_{NLK}, L_{NLK})$. Die Parameter $B$ und $\xi$ berücksichtigen den *walk-off* und die Fokussierung. Sie sind gegeben durch

$$B = \rho\sqrt{L_{NLK}\,\pi\, n_\omega/2\,\lambda_\omega} \quad \text{und} \quad \xi = L_{NLK}\,\lambda_\omega/2\,\pi\, w_{NLK}^2\, n_\omega = L_{NLK}/2z_R. \tag{5.22}$$

Bei nichtkritischer Phasenanpassung ist die optimale Länge des nichtlinearen Mediums $L_{NLK,opt} = 5,68 z_R$. In der Praxis wird häufig die konfokale Fokussierung realisiert ($L_{NLK} = 2z_R$), dann ist $h_{BK,konfokal} = 0,73 h_{BK,opt}$.

## Gepulste Laser und hohe *cw*-Laserleistungen

Bei der Frequenzverdopplung von gepulsten Lasern bzw. sehr hohen *cw*-Laserleistungen ist die Annahme, daß die Grundwelle nicht signifikant geschwächt wird, häufig nicht erfüllt. Bis zu Konversionseffizienzen von $\approx 10\%$ sind die Gl. (5.5) und (5.21) eine gute Näherung. Unter Berücksichtigung der Schwächung der Grundwelle führt Gl. (5.4) auf gekoppelte Differentialgleichungen[7] für die Amplituden der Felder der Grundwelle und der zweiten Harmonischen. In der Näherung ebener Wellen können die Differentialgleichungen unter der Annahme perfekter Phasenanpassung und der Randbedingung, daß am Anfang des nichtlinearen Mediums die Amplitude der zweiten Harmonischen Null ist, analytisch gelöst werden. Für die zeitlich gemittelte Konversionseffizienz ergibt sich folgender Ausdruck [Sut96]

$$\tilde{\eta} = \frac{< P_{2\omega} >}{< P_\omega >} = \tanh^2\left(\sqrt{K_e\, P_\omega\,(z=0)}\right). \tag{5.23}$$

Der Anfang des nichtlinearen Kristalls wurde auf $z = 0$ gesetzt. $K_e$ ist die nichtlineare Kopplungskonstante aus Gl. (5.5). Gl. (5.23) gilt streng nur im quasi-*cw* Limit, d.h. bei der Frequenzverdopplung mit *cw*-Lasern und bei kurzen Laserpulsen bis in den $ns$-Bereich. Dies liegt daran, daß die Pulse noch als quasi-monochromatisch betrachtet werden können. Bei Laserpulsen im $ps$ bis $fs$-Bereich sind die Pulse nicht mehr quasi-monochromatisch. Eine allgemeine theoretische Behandlung ist nicht trivial. Die Frequenzverdopplung in der Näherung ebener Wellen wird bei Akhmanov et al. [Akh68] behandelt. Es ergibt sich ein komplizierter Ausdruck für die Konversionseffizienz, der die unterschiedlichen Gruppengeschwindigkeiten der Pulse auf der Grundwelle und der zweiten Harmonischen berücksichtigt und hier nicht aufgeführt werden soll. Die Separation der Pulse durch den sog. *group-velocity walk-off* verhindert eine effiziente Frequenzverdopplung, wenn die verwendeten nichtlinearen Kristalle zu lang sind. Die Länge, über die die unterschiedlichen Gruppengeschwindig-

[7] In der Literatur als *coupled amplitude equations* bezeichnet.

keiten der Fundamentalen und der zweiten Harmonischen noch zu keiner signifikanten Reduzierung der Konversionseffizienz führen, ist die Quasistationaritätslänge. Sie ist gegeben durch

$$L_{NLK,max} = \frac{0,44\lambda^2}{\Delta\lambda}\Delta n_g^{-1} \tag{5.24}$$

mit $\Delta n_g = |\Delta n - \lambda(0,5\,\partial n_{2\omega}/\partial\lambda - \partial n_\omega/\partial\lambda)|$. Für Bandbreite-begrenzte sech$^2$-Pulse reduziert sich die Gl. (5.24) zu

$$L_{NLK,max} = 1,4\,\Delta\tau\,c\,\Delta n_g^{-1}. \tag{5.25}$$

Zur Abschätzung der Konversionseffizienz mit gepulsten Lasersystemen für geringe Umwandlungsraten kann die Kopplungskonstante aus Gl. (5.21) erweitert werden. Die nichtlineare Kopplungskonstante berücksichtigt dann die Pulsbreite $\Delta\tau$ und die Repetitionsrate $f_R$. Der Zusammenhang mit der *cw*-Kopplungskonstanten in Gl. (5.21) ist gegeben durch:

$$K_{puls} = b\frac{0,881}{f_R\Delta\tau}K. \tag{5.26}$$

Mit Gl. (5.21) erhält man dann die zeitlich gemittelte Konversionseffizienz bei Verwendung der zeitlich gemittelten Leistung auf der Grundwelle. Der Faktor $b$ berücksichtigt die Zeitabhängigkeit der Frequenzverdopplung, d.h. die schon erwähnten Effekte, die durch die unterschiedlichen Gruppengeschwindigkeiten des Laserpulses und des Pulses der zweiten Harmonischen hervorgerufen werden. Der Faktor $b$ ist für Bandbreite-begrenzte sech$^2$-Pulse mit $L_{NLK} = L_{NLK,max}$ (d.h. im quasistationären Bereich) gleich 0,32 [Arb97]. Gl. (5.23) gilt auch für quasiphasenangepaßte Materialien, solange die Konversionseffizienz für eine Kohärenzlänge klein ist [Rus82].

### 5.1.3 Resonatorinterne Frequenzverdopplung

Die in Gl. (5.21) eingeführte Kopplungskonstante hat für in der Praxis verwendete nichtlineare Kristalle Werte von $10^{-2}W^{-1}$ bis $10^{-5}W^{-1}$. Die Konversionseffizienzen eines *cw*-Lasers im einfachen Durchgang durch den nichtlinearen Kristall sind gering. Zur Erhöhung der Leistung der Grundwelle kann der nichtlineare Kristall in einen Laserresonator gebracht werden. Smith und Svelto et al. [Smi70], [Sve68] haben die resonatorinterne Frequenzverdopplung für den idealen Drei-Niveau-Laser und den idealen Vier-Niveau-Laser behandelt. Die Theorie von Smith kann auf den Fall des Quasi-Drei-Niveau-Lasers erweitert werden. Nach Gl. (3.6) kann man die Verstärkung für den Quasi-Drei-Niveau-Laser schreiben als

$$g = \frac{\tilde{g}_0}{1+\frac{I_\omega}{I_s}} \tag{5.27}$$

mit $\tilde{g}_0$ als Kleinsignalverstärkung (siehe Gl. (3.7)) und $I_s$ als Sättigungsintensität (siehe Gl. (3.9)). Die Intensität der Grundwelle $I_\omega$ ist die Gesamtintensität im Resonator, d.h. die Summe der in beiden Richtungen im Stehwellenresonator umlaufenden Intensitäten [Mey94]. Im Gegensatz zur analytischen Behandlung des Quasi-Drei-Niveau-Lasers wird die räumliche Verteilung der Pump- und Lasermode vernachlässigt, d.h.

$$\tilde{g_0} = g_0 - \sigma N_u^0 \tag{5.28}$$

mit $g_0 = \sigma\tau f R/V$ als Kleinsignalverstärkung ohne Reabsorptionsverluste und $N_u^0$ als Besetzungsdichte des unteren Laserniveaus. $f$ ist die Summe der prozentualen Besetzungen des oberen und des unteren Laserniveaus und $R$ ist die Pumprate (siehe Kap. 3.1). $V$ ist das als homogen angenommene gepumpte Volumen.

Im Laserbetrieb muß die Verstärkung die Verluste durch die nichtlineare Auskopplung und die sonstigen Verluste kompensieren. Dabei muß wegen der Näherung $\exp(2gL_L) \approx 1 + 2gL_L$ gelten, daß die Verstärkung des Lasermediuns hinreichend klein ist. Dies ist für die Grundzustandsübergänge in Neodym-dotierten Laserkristallen gut erfüllt. Man erhält:

$$\frac{2\tilde{g_0}L_L}{1+\frac{I_\omega}{I_s}} = \tilde{L} + \tilde{K}\,\tilde{w}\,I_\omega. \tag{5.29}$$

$\tilde{L}$ sind die parasitären Verluste (Streuverluste), und $\tilde{K}I_\omega$ beschreibt die nichtlineare Kopplung. $\tilde{w} = w_0^2/w_{NLK}^2$ berücksichtigt den Unterschied der Modengröße im nichtlinearen und im Laserkristall. Mit der Einführung folgender normierter Parameter:

$$\zeta = \frac{\tilde{L}}{2g_0L_L}, \qquad \varrho = \frac{\tilde{K}\,\tilde{w}\,I_s}{2g_0L_L}, \qquad \beta = \frac{\sigma N_u^0}{g_0}$$

erhält man für die resonatorinterne Intensität der Grundwelle:

$$I_\omega = \frac{I_s}{2\varrho}\left(\sqrt{(\zeta-\varrho)^2 + 4\,(1-\beta)\,\varrho} - (\zeta+\varrho)\right). \tag{5.30}$$

$\zeta$ ist das Verhältnis von Umlaufverlusten (parasitären Verlusten) zur Kleinsignalverstärkung. $\varrho$ ist das Verhältnis von nichtlinearen Verlusten zur Kleinsignalverstärkung und $\beta$ beschreibt den Einfluß der Reabsorptionsverluste. Nach Meyn [Mey94] ergibt sich die ausgekoppelte Intensität der zweiten Harmonischen zu

$$I_{out,}^{2\omega} = \frac{1}{2}\tilde{K}\,\tilde{w}\,I_\omega^2, \tag{5.31}$$

d.h.

$$I_{out}^{2\omega} = \frac{I_s g_0 l}{4\varrho}\left(\sqrt{(\zeta-\varrho)^2 + 4\,(1-\beta)\,\varrho} - (\zeta+\varrho)\right)^2. \tag{5.32}$$

$I_{out}^{2\omega}$ wird maximal, wenn gilt:

$$\zeta = \varrho_{opt}. \tag{5.33}$$

Dies resultiert in einer optimalen nichtlinearen Kopplung, die gegeben ist durch

$$\tilde{K}_{opt} = \frac{\tilde{L}}{I_s\,\tilde{w}}. \tag{5.34}$$

Dies ist die gleiche optimale Kopplung, die man für einen Vier-Niveau-Laser erhält. Die optimale Kopplung ist unabhängig vom Verstärkungskoeffizienten und der Pumpleistung. Ein nichtlinearer Kristall optimaler Kopplung ist daher immer die optimale Auskopplung für den Laser. D.h. mit einem Kristall optimaler nichtlinearer Kopplung sind die zu erzielenden Ausgangsleistungen auf der zweiten Harmonischen gleich den Ausgangsleistungen des Lasers auf der Grundwelle mit einem Auskoppelspiegel optimaler Transmission ohne den nichtlinearen Kristall im Resonator. Durch die zusätzlichen passiven Verluste des nichtlinearen Kristalls sind die Ausgangsleistungen eines Lasers auf der Fundamentalen mit einem normalen dielektrischen Auskoppelspiegel jedoch in der Regel höher als die Leistungen des resonatorintern frequenzverdoppelten Lasers. Die Intensität der zweiten Harmonischen (Gl. (5.32)) ergibt sich dann zu:

$$I^{2\omega}_{out,opt} = g_0 L_L I_s \left(\sqrt{1-\beta} - \sqrt{\zeta}\right)^2 . \tag{5.35}$$

Für verschwindende Reabsorptionsverluste ($N_u^0 \to 0$) gehen die Gl. (5.32) und (5.35) über in den Fall des Vier-Niveau-Lasers.

### 5.1.4 Kurzzeitdynamik bei der resonatorinternen Frequenzverdopplung

In Stehwellenresonatoren kommt es bei Festkörperlasern aufgrund des räumlichen Lochbrennens im Verstärkungsprofil zum Anschwingen mehrerer longitudinaler Moden. Ist die spektrale Akzeptanzbandbreite des für die resonatorinterne Frequenzverdopplung verwendeten nichtlinearen Mediums groß genug, kommt es neben der Frequenzverdopplung auch zur Summenfrequenzmischung der einzelnen longitudinalen Resonatormoden. Dies führt zu einer Erhöhung der Konversionseffizienz (siehe auch Kap. 5.1.2). Die Summenfrequenzmischung der Resonatormoden hat neben diesem Effekt noch einen großen Einfluß auf das zeitliche Verhalten des Lasers im $ms$ bis $\mu s$-Bereich. Baer [Bae86] hat theoretisch und experimentell gezeigt, daß die nichtlineare Kopplung der longitudinalen Resonatormoden über die Summenfrequenzmischung zu irregulären Schwankungen der Gesamtleistung auf der Grundwelle und der zweiten Harmonischen führt. Dies wird häufig auch als „*green problem*“ bezeichnet. James et al. [Jam90] konnten zeigen, daß es sich bei diesem Phänomen um eine Manifestation von chaotischem Verhalten handelt. Für sehr kleine nichtlineare Kopplungen kann das System einen stabilen Zustand erreichen. In diesem Fall sind jedoch sehr kleine passive Verluste im Resonator notwendig, um eine hohe resonatorinterne Leistung auf der Grundwelle zu erzielen, damit effizient Strahlung bei der zweiten Harmonischen generiert werden kann. Bei dem von Baer und James et al. untersuchten Laser handelt es sich um einen Nd:YAG-Laser mit KTP als nichtlinearem Medium und Typ II Phasenanpassung. Es zeigte sich, daß insbesondere die Polarisationszustände des Lasers einen großen Einfluß auf das dynamische Verhalten haben. Unter Berücksichtigung der Doppelbrechung im Nd:YAG-Kristall und im nichtlinearen Kristall konnte durch Rotation des KTP-Kristalls in bezug auf den Nd:YAG-Kristall stabiler Laserbetrieb ohne Leistungsfluktuationen erzielt werden [Jam90]. Die Leistungsfluktuationen treten jedoch auch bei polarisierten Lasern mit nichtlinearen Kristallen unter Typ I Phasenanpassung auf [Vic91]. Magni et al. konnten für diesen Lasertyp zeigen, daß stabiler Laserbetrieb möglich ist, wenn der Laser auf der Grundwelle auf vielen longitudinalen Moden anschwingt und darauf geachtet wird, daß keine resonatorinternen, frequenzselektiven Elemente die Modenstruktur modulieren [Mag93]. Eine weitere Möglichkeit, stabilen Laserbetrieb mit resonatorinterner Frequenzverdopplung zu erzielen, ist die Verwendung von longitudinal einmodigen Lasern wie z.B. Ringlasern, da keine nichtlineare Kopplung mehrerer Lasermoden möglich ist. Dies ist jedoch mit erhöhten resonatorinternen Verlusten verbunden, da eine optische Diode in den Resonator eingebracht werden muß.

## 5.2 Nichtlineare Kristalle

Im folgenden Kapitel werden die in dieser Arbeit untersuchten nichtlinearen Materialien vorgestellt. Die periodisch gepolten nichtlinearen Kristalle Lithiumtantalat ($LiTaO_3$) und Kaliumtitanylphosphat ($KTiOPO_4$) wurden auf ihre nichtlinearen Eigenschaften und die Qualität des Gitter der nichtlinearen Suszeptibilität zweiter Ordnung hin untersucht. In den Tabellen 5.1 und 5.2 sind alle relevanten Größen der verwendeten nichtlinearen Kristalle zusammengefaßt. Falls keine Referenzen angegeben sind, wurden alle Akzeptanzbandbreiten der nichtlinearen Kristalle nach den Gleichungen 5.15 und den Gleichungen 5.18, 5.20 für die quasiphasenangepaßten Kristalle berechnet. Abb. 5.3 zeigt die Definition der Phasenanpassungswinkel in bezug auf die Achsen der Indikatrix. Bei den uniaxialen Kristallen bezeichnet $\theta$ immer den Winkel des Wellenvektors zur optischen Achse Z. Die Phasenanpassung ist somit unabhängig vom Winkel $\varphi$. Die Zuordnungen der Kristallachsen zu dem Koordinatensystem der Indikatrix sind für die biaxialen Kristalle in Tab. 5.1 ebenfalls angegeben.

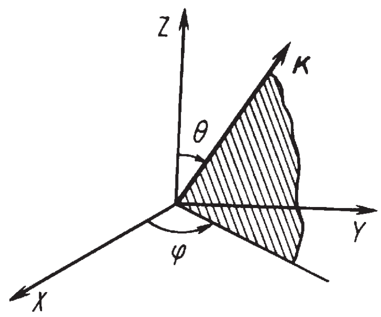


Abbildung 5.3: *Definition der Phasenanpassungswinkel in bezug auf die Achsen der Indikatrix [Dmi91].*

### 5.2.1 Uniaxiale Kristalle

#### Lithiumjodat, $LiJO_3$

$LiJO_3$ ist ein negativ uniaxialer Kristall mit der Punktgruppe 6. Der Transparenzbereich erstreckt sich von $0,3\mu m - 6\mu m$. Der Phasenanpassungswinkel nach Gl. (5.8) und der *walk-off* Winkel nach Gl. (5.9) wurden mit den Brechungsindizes aus Ref. [Dmi91] bestimmt. $LiJO_3$ ist stark hygroskopisch.

Der nichtlineare Koeffizient $d_{15}$, der mit dem effektiven, nichtlinearen Koeffizienten $d_{eff}$ über

$$d_{eff} = d_{15} sin(\theta) \tag{5.36}$$

verknüpft ist, wird mit abnehmender Wellenlänge größer. Zur Berechnung des effektiven, nichtlinearen Koeffizienten wurde $d_{31} = d_{15} = -[7,1 \pm 1,14] pm/V$ [Dmi91] bei $1,06 \mu m$ verwendet. Der Absorptionskoeffizient bei $1,06 \mu m$ ist $\alpha = 0,02 - 0,08 cm^{-1}$. Nichtkritische Phasenanpassung (Typ I) bei Raumtemperatur ist nur bei einer Wellenlänge der Fundamentalen von $572 nm$ möglich.

### Beta-Bariumborat, $\beta$-$BaB_2O_4$ (BBO)

BBO hat die Punktgruppe 3m und einen Transparenzbereich, der sich weit in den UV-Bereich erstreckt ($0,2 \mu m - 2,6 \mu m$). Daher ist dieses Material für die Erzeugung von kohärenter Strahlung im UV geeignet. Die minimale Wellenlänge der Fundamentalen zur Frequenzverdopplung für nichtkritische Typ I-Phasenanpassung bei Raumtemperatur ist $409 nm$. Die nichtlinearen Koeffizienten für die Typ I Phasenanpassung sind $d_{22}$ und $d_{31}$[8] . $d_{eff}$ kann für Typ I-Phasenanpassung bestimmt werden zu:

$$d_{eff} = d_{31} \sin(\theta) - d_{22} \cos(\theta) \sin(3\varphi). \tag{5.37}$$

Für die Bestimmung von $d_{eff}$ wurden folgende Werte herangezogen [Fan86]

$$\begin{aligned} d_{22} &= [2,22 \pm 0,09] pm/V, \\ d_{31} &= [0,16 \pm 0,06] pm/V. \end{aligned}$$

Es ist also wichtig, den Kristall im richtigen Winkel $\varphi$ zu schneiden, um einen optimalen nichtlinearen Koeffizienten zu erhalten, obwohl dies keine Auswirkungen auf die Phasenanpassung hat.

## 5.2.2 Biaxiale Kristalle

### Lithiumtriborat, $LiB_3O_5$ (LBO)

LBO ist ein negativ biaxialer Kristall mit der Punktgruppe mm2 und hat ähnlich wie BBO einen Transparenzbereich, der Anwendungen im UV ermöglicht ($0,16 \mu m - 2,6 \mu m$). Die kristallographischen Achsen sind $a = 8,4473$Å, $b = 7,3788$Å und $c = 5,1395$Å [Vel91] mit der Zuordnung $(X, Y, Z) \rightarrow (a, c, b)$ (gemäß Abb. 5.3). LBO ist schwach hygroskopisch, sonst aber chemisch sehr stabil. Der für Berechnungen verwendete Satz von Sellmeiergleichungen ist von Kato [Kat90] bestimmt worden. Bei der Frequenzverdopplung in LBO im Wellenlängenbereich um $900 nm$ erfolgt die Strahlausbreitung in der XY-Ebene ($\theta = 90°$). Ein negativ biaxialer Kristall mit $n_X < n_Y < n_Z$ kann dann analog zu einem negativ uniaxialen Kristall behandelt werden. Die Fundamentale ist senkrecht zu dieser Ebene polarisiert mit $n_{o,\omega} = n_{Z,\omega}$. Der Phasenanpassungswinkel $\varphi$ kann dann aus Gl. (5.8) mit $n_{e,2\omega}(\varphi) = n_{Z,\omega}$, $n_{o,2\omega} = n_{Y,2\omega}$ und $n_{e,2\omega} = n_{X,2\omega}$ bestimmt werden. Da man bei der Strahlausbreitung in einer der Hauptebenen des biaxialen Kristalls diesen auf einen

[8] Für die Tensorkomponente X senkrecht auf der kristallographischen Spiegelebene.

| | $LiJO_3$ | BBO | LBO | $KNbO_3$ |
|---|---|---|---|---|
| Phasenanpassung | Typ I (ooe) | Typ I (ooe) | Typ I (ooe) | Typ I (eeo) |
| (X,Y,Z) | | | $(a, c, b)$ | $(c, a, b)$ |
| $\lambda[nm]$ | 946 | 946 | 946 | 946 |
| Brechungsindex | $n_{o,\omega}$ 1,8608 | $n_{o,\omega}$ 1,6576 | $n_{Z,\omega}$ 1,6077 | $n_{X,2\omega}$ 2,2377 |
| $\theta[deg]$ | 34,3 | 24,9 | 90 | 34 |
| $\varphi[deg]$ | bel. | 90 | 19,5 | 90 |
| $d_{eff}[pm/V]$ | 4,0 | 2,08 | 0,92 | 16,6 |
| $\rho[deg]$ | 4,6 | 3,5 | 0,7 | 0,9 |
| $\Delta\theta_{NLK}\, L_{NLK}[mrad\, cm]$ | 0,28 | 0,42 | 86 | 2,9 [Bia92] |
| $\Delta\varphi_{NLK}\, L_{NLK}[mrad\, cm]$ | - | - | 2,29 | |
| $\Delta\lambda_{NLK}\, L_{NLK}[nm\, cm]$ | 0,16 | 0,43 | 0,63 | 0,05 [Bia92] |
| $\Delta T_{NLK}\, L_{NLK}[K\, cm]$ | 23 [Web90] | 22 [Eim87a] | 8 [Che93] | 0,1 |

Tabelle 5.1: *Parameter der kritisch phasenangepaßten nichtlinearen Kristalle bei Raumtemperatur.*

negativen oder positiven uniaxialen Kristall zurückführen kann, wird häufig auch bei biaxialen Kristallen die Bezeichnung des ordentlichen und außerordentlichen Strahls angewendet. Im hier behandelten Fall ist die Fundamentale der ordentliche Strahl, da dessen Polarisation entlang einer der Hauptachsen der Indikatrix gerichtet ist. Es kann also analog zu den uniaxialen Kristallen die Phasenanpassung als Typ I (ooe) bezeichnet werden. Der effektive nichtlineare Koeffizient ist bei dieser Art der Phasenanpassung durch

$$d_{eff} = d_{32} \cos(\varphi) \tag{5.38}$$

gegeben. Für die numerischen Berechnungen wurde $d_{32} = [0,98 \pm 0,09] pm/V$ [Nik94] herangezogen.

### Kaliumniobat, $KNbO_3$

$KNbO_3$ ist ein negativ biaxialer, orthorhombischer Kristall mit der Punktgruppe mm2. Der Kristall ist von $0,4\mu m - 4,5\mu m$ transparent. Die kristallographischen Achsen sind: $a = 5,6896Å$, $b = 3,9692Å$ und $c = 5,7256Å$ ($(X, Y, Z) \rightarrow (c, a, b)$ gemäß Abb. 5.3). Die verschiedenen Möglichkeiten der Phasenanpassung werden von Biaggio et al. [Bia92] ausführlich behandelt. Bei Raumtemperatur ist Frequenzverdopplung bis zu einer Wellenlänge der Grundwelle von $857nm$ möglich. Die Nichtlinearitäten von $KNbO_3$ liegen um etwa eine Größenordnung über denen der bisher vorgestellten Kristalle. Bei kritischer Phasenanpassung bei Raumtemperatur erfolgt die Strahlausbreitung in der YZ-Ebene und die zweite Harmonische ist parallel zur X-Achse polarisiert. Es handelt sich hier also um Typ I (eeo) Phasenanpassung. Die nichtlinearen Koeffizienten sind $d_{32} = -18,3pm/V$ und $d_{31} = -15,8pm/V$ [Bia92]. Die effektive Nichtlinearität berechnet sich zu:

$$d_{eff} = d_{32} \sin^2(\theta) + d_{31} \cos^2(\theta). \tag{5.39}$$

Es besteht bei $KNbO_3$ ebenso wie bei $LiB_3O_5$ die Möglichkeit, NCPM über eine Änderung der Temperatur einzustellen. $KNbO_3$ zeichnet sich dadurch aus, daß die Wellenlänge für NCPM im Temperaturbereich von $25C$ bis $200C$ von $860mn$ bis $960nm$, also über einen sehr großen spektralen Bereich variiert werden kann. Die Abhängigkeit der phasenangepaßten Wellenlänge der Fundamentalen von der Temperatur findet sich bei [Bia92]. $KNbO_3$ ist photorefraktiv, was insbesondere bei der Frequenzverdopplung in den sichtbaren Spektralbereich zu einer Verringerung der Konversionseffizienz und zu Einbußen in der Strahlqualität führen kann.

### 5.2.3 Periodisch gepolte Kristalle

Quasiphasenanpassung in nichtlinearen Medien kann experimentell auf vielfältige Weise realisiert werden. Alternierende, dünne Platten des nichtlinearen Mediums (z.B. GaAs [Zhe98] oder Quarz [Oka76]), die Züchtung periodisch gepolter $LiNbO_3$-Kristalle [Ber98] oder die Umkehr der spontanen Polarisation in ferroelektrischen Kristallen mit Hilfe eines angelegten elektrischen Feldes [Jun91] sind Methoden für die Quasiphasenanpassung. Periodisch gepoltes $LiNbO_3$ ist der am intensivsten untersuchte ferroelektrische Kristall. Quasiphasenangepaßtes $LiTaO_3$ und $KTiOPO_4$ sind in den letzten Jahren immer mehr in den Blickpunkt der Forschung gelangt. $LiTaO_3$ hat einen Transparenzbereich, der weiter in den UV-Bereich reicht, und somit für die Erzeugung von UV-Strahlung besser geeignet ist als $LiNbO_3$. Die stark eindimensionale Gitterstruktur von $KTiOPO_4$ erlaubt das elektrische Polen dickerer Kristalle (bis zu $1mm$) im Vergleich zu $LiTaO_3$ und $LiNbO_3$ (maximale gepolte Dicke bis zu $0,5mm$) [Kar97]. $LiTaO_3$ und $LiNbO_3$ werden in hoher optischer Qualität in großen Mengen hergestellt. Es sind damit längere gepolte Kristalle möglich als mit $KTiOPO_4$. Die wichtigsten Daten der verwendeten periodisch gepolten Kristalle zur Frequenzverdopplung in den blauen Spektralbereich finden sich in Tab. 5.2.

#### Kaliumtitanylphosphat, $KTiOPO_4$ (KTP)

KTP ist ein orthorhombischer Kristall mit der Punktgruppe mm2. Die Gitterkonstanten sind $a = 12,814Å$, $b = 6,404Å$ und $c = 10,616Å$ ($(X, Y, Z) \rightarrow (a, b, c)$ gemäß Abb. 5.3). Der Transparenzbereich erstreckt sich von $0,35\mu m$ bis $4,5\mu m$. KTP kann in guter optischer Qualität nach dem Fluxverfahren oder hydrothermal hergestellt werden. Ein Satz von Sellmeiergleichungen für fluxgezogenes KTP ist von Fan et al. [Fan87b] bestimmt worden. KTP erlaubt Typ I und Typ II Phasenanpassung unter Ausnutzung der Doppelbrechung; dabei ist jedoch nur die Typ II Phasenanpassung aufgrund der hohen nichtlinearen Koeffizienten in der Praxis relevant. Die kürzeste Wellenlänge, bei der Typ II Phasenanpassung möglich ist, ist $993nm$. Die Frequenzverdopplung in den blauen Spektralbereich ist somit nur möglich, wenn die Methode der Quasiphasenanpassung verwendet wird. Der nichtlineare Koeffizient für QPM erster Ordnung ist $d_{eff} = \frac{2}{\pi} d_{33} = 9.9pm/V$ bei $946nm$ [Sho97].

Die beiden in dieser Arbeit verwendeten periodisch gepolten KTP Kristalle (PPKTP) wurden von H. Karlsson am Institute of Optical Research[9] hergestellt. Sie werden im folgenden als PPKTP #1 und #2 bezeichnet. Die Kristalle haben eine Länge von $9mm$, eine Apertur von $1 \times 5mm^2$ und eine Gitterperiode von $\Lambda = 6,09\mu m$. Mit dieser Periode ist Quasiphasenanpassung erster Ordnung bei $946nm$ bei Raumtemperatur möglich. Die Fundamentale propagiert in X-Richtung durch den Kristall. Die Umkehr der spontanen Polarisation wurde durch Anlegen eines elektrischen Feldes in c-Richtung erreicht. Die einzelnen Schritte sind: (i) Die $c(-)$-Fläche des Kristalls wird für $3,5h$ bei $350C$ mit 100% $RbNO_3$ in Kontakt gebracht. Dies bewirkt einen Austausch von K-Ionen mit Rb-Ionen und senkt die Oberflächenleitfähigkeit, was ein kontrolliertes Polen des KTP-Kristalls erlaubt. (ii) Es wird lithographisch ein Gitter mit der erforderlichen Periodizität auf den Kristall aufgebracht. Eine gesättigte KCl-Lösung fungiert dann als flüssige Elektrode. (iii) Dann wird der $1mm$ dicke Kristall mit $6ms$ langen Spannungspulsen ($U = 1,9kV$) gepolt. Eine detailliertere Darstellung des Polungsprozesses findet sich bei Karlsson et al. [Kar97].

| | $KTiOPO_4$ | $LiTaO_3$ |
|---|---|---|
| Zuordnung zu den Indikatrixachsen (X,Y,Z) | (a,b,c) | |
| Wellenlänge der Fundamentalen $\lambda[nm]$ | 946 | 930 |
| Temperatur $T[C]$ | 27 | 188 |
| Gitterperiode $\Lambda$ $[\mu m]$ | 6,09 | 4,9 |
| QPM-Ordnung $\tilde{m}$ | 1 | 1 |
| Brechungsindex der Fundamentalen $n_\omega$ | 1,8357 | 2,1488 |
| Brechungsindex der zweiten Harmonischen $n_{2\omega}$ | 1,9133 | 2,2434 |
| Nichtlinearität $d_{eff}[pm/V]$ | 9,9 | 9,3 |
| Winkelakzeptanz $\Delta\theta_{NLK}\, L_{NLK}[mrad\sqrt{cm}]$ | 48 | 43 |
| Wellenlängenakzeptanz $\Delta\lambda_{NLK}\, L_{NLK}[nm\, cm]$ | 0,15 | 0,22 |
| Temperaturakzeptanz $\Delta T_{NLK}\, L_{NLK}[K\, cm]$ | 2,56 | 1,33 |
| Thermische Ausdehnung $\alpha_T[10^{-6}K^{-1}]$ | 1,1 [Bie89] | 1,6 |

Tabelle 5.2: *Parameter der periodisch gepolten nichtlinearen Kristalle.*

[9]Stockholm, Schweden.

**Lithiumtantalat, $LiTaO_3$**

$LiTaO_3$ ist ein uniaxialer Kristall mit der Punktgruppe 3m. In den letzten Jahren hat das Interesse an diesem Material aufgrund der großen Bandlücke ($\lambda_{UV,cutoff} = 280nm$), d.h. der weiten Transparenz in den UV-Bereich, stark zugenommen. Von Meyn et al. [Mey97] sind Sellmeiergleichungen bestimmt worden, die bis weit in den UV-Bereich Gültigkeit besitzen. Für QPM erster Ordnung ergibt sich die effektive Nichtlinearität zu $d_{eff} = \frac{2}{\pi} d_{33} = 9.3pm/V$ bei $930nm$ [Sho97]. $LiTaO_3$ ist -ähnlich wie $KNbO_3$- photorefraktiv. Bei quasiphasenangepaßten Kristallen ist der Einfluß des photorefraktiven Effektes jedoch um bis zu 3 Größenordnungen gegenüber normalen nichtlinearen Kristallen reduziert [Tay96].

Die in dieser Arbeit verwendeten periodisch gepolten $LiTaO_3$-Kristalle (PPLT) wurden von J.-P. Meyn an der Universität Kaiserslautern hergestellt. Es standen Kristalle mit einer Länge von $38,4mm$, $10mm$, $5mm$ und $3mm$ und einer Apertur von $0,3mm \times 8mm$ bzw. $0,5mm \times 8mm$ zu Verfügung. Die Periode für Quasiphasenanpassung bei 188C für eine Wellenlänge der Fundamentalen von $930nm$ ist $\Lambda = 4,9\mu m$. Die hohe Temperatur wurde gewählt, um den Einfluß photorefraktiver Effekte klein zu halten [Mey97]. Der Wellenvektor der Fundamentalen geht parallel zur $y$-Achse durch den Kristall. Das periodische Gitter wurde mit Metallelektroden auf der $c(+)$-Fläche des $LiTaO_3$-Kristalls vorgegeben. Als Isolation zwischen den Metallelektroden diente Photolack. Die Domänen wurden dann mit $25ms$ langen Spannungspulsen ($U = 10kV$) erzeugt. Die kürzere Länge der oben angegebenen Apertur ist jeweils die gepolte Dicke des Kristalls parallel zu den Domänenwänden. Die $300\mu m$ dicken Kristalle wurden mit einer periodischen Elektrode und einer flächigen Gegenelektrode gepolt. Bei den $500\mu m$ dicken Kristallen befanden sich auf der $c(+)$- und der $c(-)$-Fläche des Kristalls periodische Elektroden. Details zum Polungsprozeß finden sich in Ref. [Mey97].

Die in Tab. 5.2 aufgeführten Parameter der periodisch gepolten Kristalle zeigen, daß die Unterschiede in den nichtlinearen Eigenschaften zwischen PPLT und PPKTP relativ gering sind. Bei der Frequenzverdopplung in den blauen Spektralbereich sind die Perioden der Quasiphasenanpassung in PPKTP größer als in PPLT. PPKTP hat eine größere Temperaturakzeptanz und eine kleinere spektrale Akzeptanz als PPLT. Die Winkelakzeptanz ist bei beiden Kristallsystemen aufgrund der Quasiphasenanpassung relativ groß. Größere Unterschiede ergeben sich bei der im folgenden beschriebenen experimentellen Charakterisierung der Eigenschaften und der Qualität des ferroelektrischen Domänengitters von PPLT und PPKTP.

**Experimentelle Charakterisierung von PPKTP und PPLT**

Die Qualität des Gitters der Suszeptibilität zweiter Ordnung ist bei quasiphasenangepaßten Kristallen von entscheidender Bedeutung. Zur Charakterisierung des PPKTP-Kristalls #1 wurde in einem einfachen Durchgang durch den Kristall mit einem Nd:YAG Laser bei $946nm$ die Konversionseffizienz der Frequenzverdopplung gemessen und die effektive Nichtlinearität bestimmt. Die effektive Nichtlinearität des zweiten Kristalls #2 wurde durch eine Vergleichsmessung mit dem PPKTP-Kristall #1 bestimmt. Dafür wurden die Leistungen der generierten zweiten Harmonischen für eine konstante Pumpleistung verglichen. Als Laser auf der Fundamentalen wurde für diese Messung ein Ti:Saphir-Laser bei $946nm$ verwendet.

Der zur Bestimmung der effektiven Nichtlinearität verwendete Nd:YAG-Laser bei $946nm$ hatte eine Ausgangsleistung von $2,6W$ bei einer Strahlqualität von $M^2_{tan} \leq 1,6$ und $M^2_{sag} \leq 4$. Die Fokusgröße der Grundwelle im PPKTP-Kristall war $A = \pi(53 \times 36)\mu m^2$. Eine einfallende Leistung von $2,6W$ ergab $20,5mW$ bei der zweiten Harmonischen. Daraus läßt sich die effektive Nichtlinearität für Kristall #1 zu $d_{eff} = 6.9pm/V$ bestimmen. Die effektive Nichtlinearität des zweiten Kristalls wurde zu $d_{eff} = 5,3pm/V$ bestimmt. Beide Kristalle zeigten über die gesamte Apertur eine starke Variation der effektiven Nichtlinearität, was auf große Unterschiede in der Qualität des Gitters schließen läßt. Die Abweichung vom theoretischen Wert von $d_{eff} = 9,9pm/V$ läßt sich durch Gitterfehler erklären, d.h. fehlende Domänen oder ungepolte Gebiete und gepolte Bereiche unter isolierten Teilen der periodischen Elektrode. Eine weitere Ursache können Bereiche fehlender Nichtlinearität an den Domänenwänden sein. Dies wird erklärt durch Depolarisation der Grundwelle an den Domänenwänden [Boz98]. Die typische Größe dieser Bereiche ist $\approx 1\mu m$.

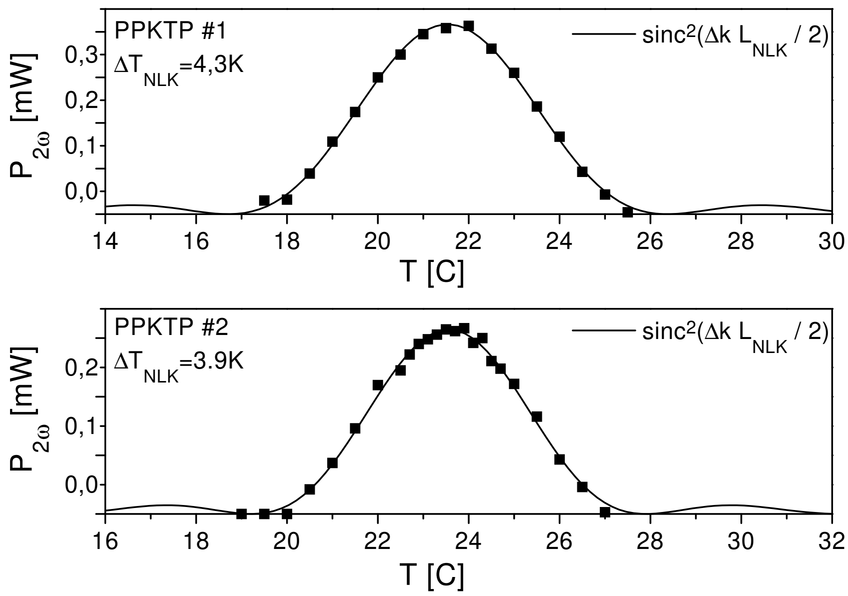


Abbildung 5.4: *Temperaturakzeptanzbandbreiten der untersuchten PPKTP-Kristalle #1 und #2.*

Um die Qualität des QPM-Gitters zu bestimmen, wurden weiterhin die Temperaturakzeptanzbandbreiten der beiden verwendeten PPKTP-Kristalle mit einem Ti:Saphir-Laser ($\Delta\lambda \approx 0,08nm, M^2 \approx 1,\ \lambda = 946nm$) bestimmt. Aus der Bandbreite (FWHM) der experimentellen Kurve läßt sich dann durch Vergleich mit der

Akzeptanzbandbreite eines idealen Kristalls eine effektive Länge des QPM-Gitters bestimmen. Durch Störungen der Periodizität des Gitters, wie z.B. ungepolte Bereiche oder Variationen in der Breite der einzelnen Domänen, kann es zu einer Vergrößerung der Akzeptanzbandbreite kommen. Zur Bestimmung der effektiven Länge des Gitters wird aus der gemessenen Akzeptanzbandbreite die zugehörige Länge mit Hilfe der Daten aus Tab. 5.1 berechnet.

Um den Einfluß konvergierender Strahlen gering zu halten, wurde zur Bestimmung der Akzeptanzbandbreiten in der Näherung ebener Wellen gearbeitet (siehe Kap. 5.1.2). Dies ist bei einem $9mm$ langen PPKTP-Kristall für $w_{NLK} > 45\mu m$ erfüllt [Boy68]. Der Ti:Saphir-Laser wurde deshalb mit einem Fokus von $w_{NLK} = 60\mu m$ in den PPKTP-Kristall fokussiert. Abb. 5.4 zeigt die gemessenen Temperaturakzeptanzbandbreiten der untersuchten Kristalle. Der Unterschied in der absoluten Temperatur für die maximale Leistung bei der zweiten Harmonischen ist durch einen kleinen Wellenlängenunterschied des Ti:Saphir-Lasers für die beiden Messungen bedingt. Aus der gemessenen Temperaturakzeptanz für Kristall #1 von $\Delta T_{NLK} = 4,3K$ läßt sich die effektive Länge des QPM-Gitters zu $L_{eff} \approx 6mm$ bestimmen. Die effektive Länge des Kristalls #2 wurde zu $\approx 6,6mm$ bestimmt. Die effektiven Längen der PPKTP-Kristalle sind rund 30% kürzer als die physikalischen Längen. Die experimentellen Daten der untersuchten Kristalle sind in Tab. 5.3 zusammengefaßt.

| PPKTP-Kristall | $\Delta T[K]$ | $L_{eff}[mm]$ | $d_{eff,exp}[pm/V]$ | $L_{eff}/L_{NLK}$ |
|---|---|---|---|---|
| #1 | 4,3 | 6,0 | 6,9 | 0,67 |
| #2 | 3,9 | 6,6 | 5,8 | 0,73 |

Tabelle 5.3: *Temperaturbandbreiten, effektive Längen und effektive Nichtlinearitäten der untersuchten PPKTP-Kristalle bei einer Wellenlänge der Fundamentalen von $946nm$, $L_{NLK} = 9mm$, $d = 1mm$ und $\Lambda = 6,09\mu m$.*

Die periodisch gepolten $LiTaO_3$-Kristalle wurden mit dem *cw* Ti:Saphir-Laser bei $\lambda = 930nm$ in einem einfachen Durchgang der Grundwelle durch den PPLT-Kristall charakterisiert. Die effektive Nichtlinearität wurde mit dem $38,4mm$ langen und $300\mu m$ dicken PPLT-Kristall zu $d_{eff,exp} = [6.5 \pm 0.5]pm/V$ bestimmt ($w_{NLK} = 41\mu m, h_{BK} = 0.95$). Vergleichsmessungen mit den $500\mu m$ dicken PPLT-Kristallen ergaben eine gleich große effektive Nichtlinearität. Die Kristalle wurden bei allen Experimenten in einem Ofen auf $T = 188C$ stabilisiert. Die Temperaturschwankungen waren kleiner als $0,1C$.

Es wurde eine starke Abhängigkeit der effektiven Nichtlinearität über die Dicke des gepolten Bereiches, d.h. parallel zu den Domänen von der $c(-)$-Fläche zur $c(+)$-Fläche der Kristalle beobachtet. In Abb. 5.5 ist die Abhängigkeit der Leistung der zweiten Harmonischen von der Position parallel zu den Domänen für PPLT-Kristalle unterschiedlicher gepolter Dicke gezeigt. Der $300\mu m$ dicke Kristall zeigt ein starkes

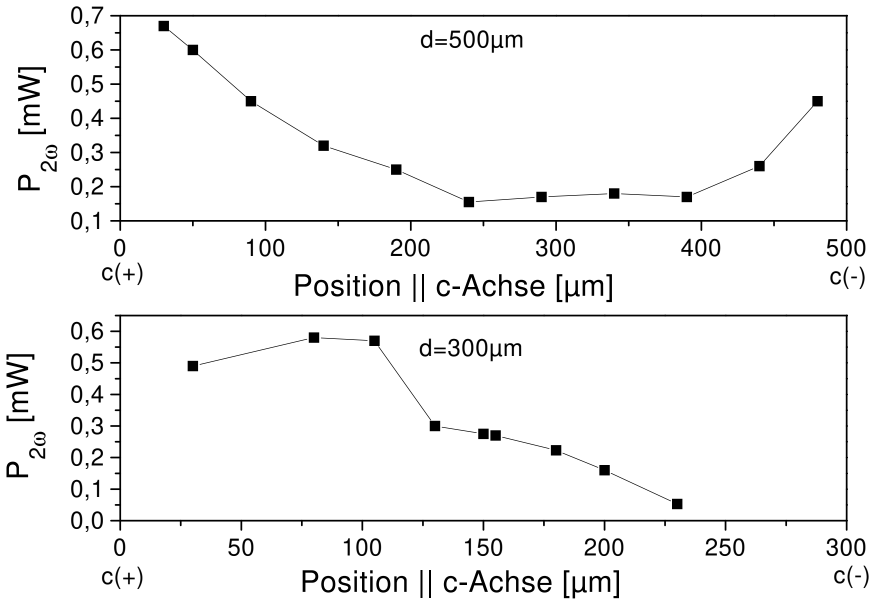


Abbildung 5.5: *Variation der Leistung der zweiten Harmonischen parallel zu den Domänen von PPLT von der $c(+)$- zur $c(-)$- Fläche ($L_{NLK} = 5mm$, $d = 300\mu m$ und $d = 500\mu m$).*

Abfallen der Konversionseffizienz von der Seite des Kristalls, die mit den periodischen Elektroden ($c(+)$) besetzt war, zur Seite mit der flächigen Elektrode. Der mit doppelseitigen Elektroden gepolte $500\mu m$ dicke Kristall zeigt jeweils ein Abfallen der Konversionseffizienz von den elektrodenbesetzten Kristallseiten zur Mitte des Kristalls. Dies läßt sich durch eine Verbreiterung und ein Zusammenwachsen der Domänen bzw. ungepolte Bereiche, d.h. einer Störung der Periodizität des QPM-Gitters erklären. Anschaulich ist dies in Abb. 5.6 zu sehen. Die Domänen wurden durch Ätzen mit Flußsäure sichtbar gemacht. Der gezeigte PPLT-Kristall ist senkrecht zu den Domänen in einem Keilwinkel anpoliert, was es ermöglicht, die Struktur der Domänen über die gepolte Dicke des Kristalls zu verfolgen. Eine weitere Ursache für eine Verringerung der effektiven Nichtlinearität im Vergleich zum theoretisch möglichen Wert ist das Fehlen einer nichtlinearen Polarisation an den Domänenwänden im PPLT-Kristall, wie schon bei der Diskussion der PPKTP-Kristalle erwähnt wurde [Boz98].

Aus den Messungen der Temperaturakzeptanz für Kristalle verschiedener Länge konnte die effektive Länge des QPM-Gitters für die $300\mu m$ und die $500\mu m$ dicken Kristalle zu $L_{eff} = [83\% - 92\%]L_{NLK}$ bestimmt werden. In Tab.5.4 sind die untersuchten Kristalle, die Temperaturbandbreiten und die effektiven Längen aufgelistet. Die schlechte Qualität des QPM-Gitters des $500\mu m$ dicken PPLT-Kristalls mit einer Länge von $3mm$ läßt sich damit erklären, daß der Kristall größere Bereiche aufweist, die nicht vollständig gepolt wurden.

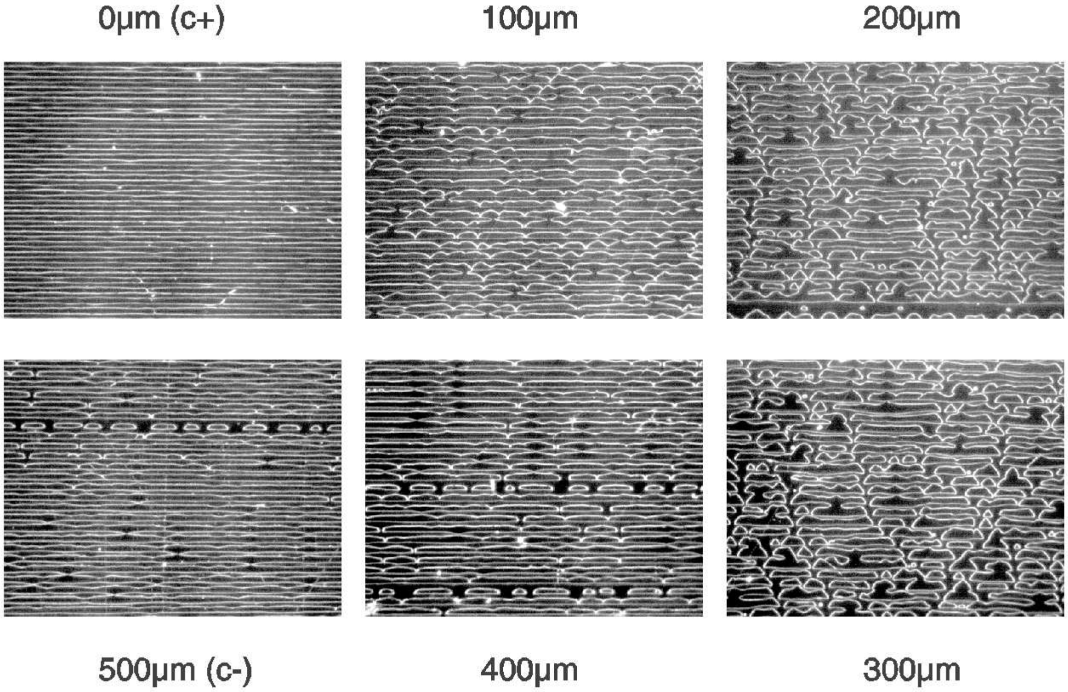


Abbildung 5.6: *Domänen in einem mit beidseitigen Elektroden gepolten PPLT-Kristall in verschiedenen Tiefen des gepolten Bereiches von der $c(+)$-Seite zur $c(-)$-Seite, $d = 500\mu m$[Mey99].*

In Abb. 5.7 ist die Temperaturabhängigkeit der Frequenzverdopplung für den $300\mu m$ dicken Kristall an verschiedenen Positionen parallel zu den Domänen gemäß Abb. 5.5 zu sehen. Ebenfalls zu sehen ist die $\mathrm{sinc}^2(\Delta k\, L_{NLK}/2)$-Funktion aus Gl. (5.12), die an die experimentellen Daten angepaßt wurde. Die Akzeptanzbandbreite ist nahezu konstant über die transversale Apertur des gepolten Kristalls. Die Fehler im Gitter der Suszeptibilität zweiter Ordnung beeinflussen die effektive Nichtlinearität wesentlich stärker als die Bandbreiten. Dies ist in guter Übereinstimmung mit der Literatur [Fej92].

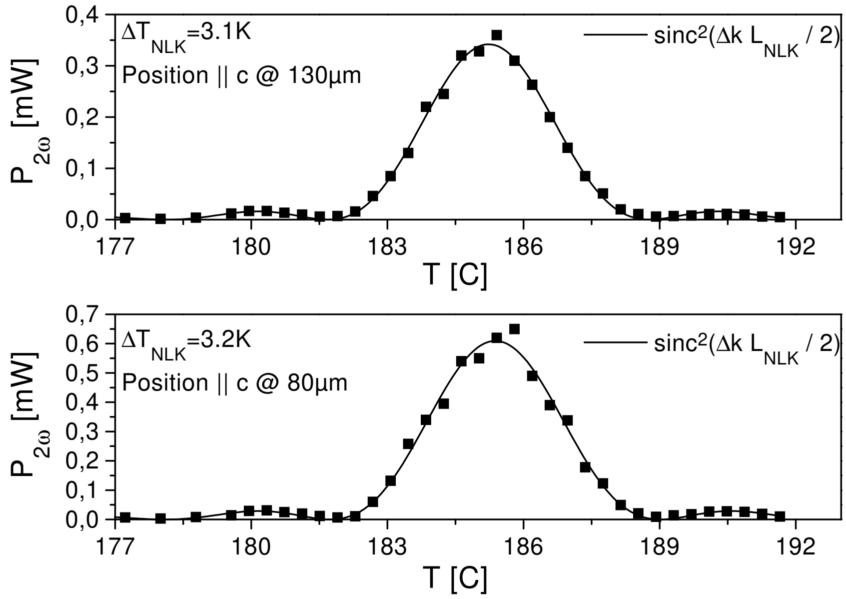


Abbildung 5.7: *Temperaturakzeptanzbandbreiten für den 5mm langen PPLT-Kristall ($d = 300\mu m$) aus Abb. 5.5 an unterschiedlichen Positionen parallel zu den Domänen.*

| $L_{NLK}$ $[mm]$ | $d$ $[\mu m]$ | $\Delta T_{NLK}$ $[K]$ | $L_{eff}$ $[mm]$ | $L_{eff}/L_{NLK}$ | Pos. $\parallel$ c-Achse $[\mu m]$ (s. Abb 5.5) |
|---|---|---|---|---|---|
| 3 | 300 | 5,1 | 2,6 | 0,87 | |
| 3 | 500 | 6,7 | 2,0 | 0,66 | |
| 5 | 300 | 3,2 | 4,2 | 0,83 | 80 |
| 5 | 300 | 3,1 | 4,3 | 0,86 | 130 |
| 5 | 500 | 3,0 | 4,4 | 0,89 | 50 |
| 5 | 500 | 2,9 | 4,6 | 0,92 | 450 |
| 10 | 300 | 1,45 | 9,2 | 0,92 | |

Tabelle 5.4: *Temperaturbandbreiten und effektive Längen der untersuchten PPLT-Kristalle.*

## 5.3 Resonatorinterne Frequenzverdopplung

Im folgenden Kapitel werden die Experimente zur resonatorinternen Frequenzverdopplung mit einem Nd:YAG-Laser bei $946nm$ vorgestellt. Im ersten Teil werden Experimente mit BBO, $LiJO_3$, $KNbO_3$ und LBO als nichtlinearen Kristallen in einem einfach gefalteten Resonator vorgestellt. Der zweite Teil behandelt dann die resonatorinterne Frequenzverdopplung in dem in Kap. 3.2.3 vorgestellten dynamisch stabilen Z-Resonator mit LBO und PPKTP als nichtlinearen Medien.

### 5.3.1 Experimenteller Vergleich von $LiJO_3$, $\beta$-$BaB_3O_4$, $LiB_3O_5$ und $KNbO_3$

Für die Experimente mit den obigen nichtlinearen Kristallen wurde der *diff. bond.* Nd:YAG-Kristall mit einer aktiven Länge und einem Durchmesser von jeweils $3mm$ als aktives Medium verwendet (siehe Kap. 3.2). Der Laserkristall war unbeschichtet und wurde direkt mit Wasser gekühlt. Die nichtlinearen Kristalle waren AR-beschichtet für die Laserwellenlänge und hatten eine Länge von $4mm$. Die hochreflektierenden dielektrischen Spiegel hatten eine Transmission bei der Laserwellenlänge von $T = [1,5 \pm 0,1] \times 10^{-4}$.

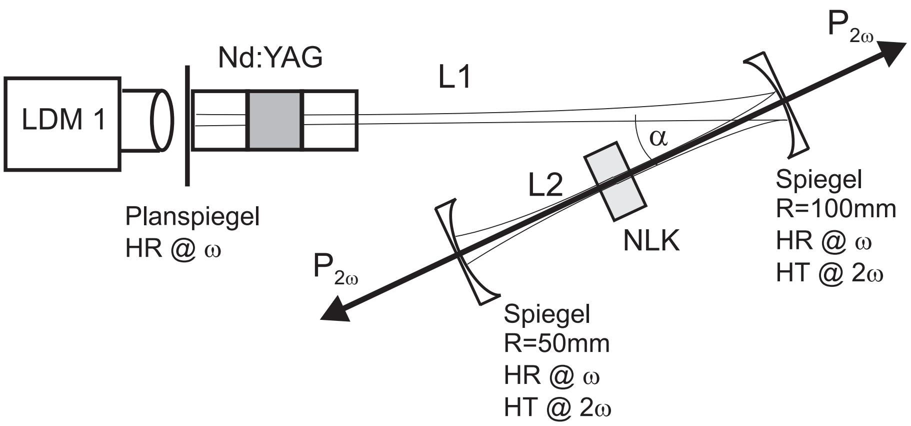


Abbildung 5.8: *Experimenteller Aufbau zur resonatorinternen Frequenzverdopplung. Die Pfeile geben schematisch die Ausgangsstrahlen bei* $473nm$ *an.* $L_1 = 26,7cm$ *und* $L_2 = 11,4cm$*. NLK, nichtlinearer Kristall.*

Abb. 5.8 zeigt den verwendeten einfach gefalteten Resonator. Der Faltwinkel $\alpha$ wurde so klein wie möglich gehalten, um den Astigmatismus im Resonator zu reduzieren. Die angegebenen Längen sind die jeweiligen geometrischen Spiegelabstände. Der nichtlineare Kristall wurde in den Fokus der Lasermode zwischen den gekrümmten Spiegeln plaziert. Der Radius der Lasermode im nichtlinearen Kristall und im Laserkristall wurde zu $w_{NLK} \approx 30\mu m$ und $w_0 \approx 110\mu m$ berechnet. Bei der Berechnung der Modenradien im nichtlinearen und im Laserkristall wurde die thermischen Linse als dünne Linse in der Mitte des Laserkristalls angenommen. Die

| | $LiJO_3$ | BBO | LBO |
|---|---|---|---|
| $P_{\omega,intern}[W]$ | 55 | 65 | 59 |
| $P_{2\omega,theo}[mW]$ | $895 \pm 340$ | $625 \pm 134$ | $383 \pm 118$ |
| $P_{2\omega,exp}[mW]$ | 520 | 550 | 372 |

Tabelle 5.5: *Experimentelle Werte der Ausgangsleistung bei $473nm$ und berechnete Werte der erwarteten Ausgangsleistung auf der zweiten Harmonischen mit den jeweiligen Werten der resonatorinternen Leistung.*

experimentelle Bestimmung der thermischen Linse nach der in Kap. 3.2 vorgestellten Methode lieferte bei einer einfallenden Pumpleistung von $26W$ eine Brennweite von $f_{therm} \approx 7cm$. Als Laserdiode wurde für diese Experimente das Laserdiodenmodul 1 (siehe Tab. 3.2 in Kap.3.2) verwendet, da das Laserdiodenmodul 2 noch nicht zur Verfügung stand. Daher ist die Pumplichtabsorption für Nd:YAG aufgrund der Pumpwellenlänge von $804nm$ nicht optimal. Die im folgenden genannten Ausgangsleistungen sind die summierten Werte für die beiden generierten Strahlen der zweiten Harmonischen (siehe Abb. 5.8).

Die maximale Ausgangsleistung der zweiten Harmonischen lag bei $550mW$ mit BBO und bei $520mW$ mit $LiJO_3$ als nichtlinearen Kristallen. Die Pumpleistungen waren hier bei $25,8W$ bzw. $24W$. Mit LBO als nichtlinearem Kristall wurden bis zu $372mW$ bei $473nm$ mit einer Pumpleistung von $24W$ erzielt.

Obwohl die effektiven Nichtlinearitäten der untersuchten Kristalle relative große Unterschiede aufweisen (siehe Tab. 5.1), sind die Unterschiede in den erzielten Ausgangsleistungen gering. Eine Abschätzung der theoretisch möglichen Leistung auf der zweiten Harmonischen bei gegebener resonatorinterner Leistung nach Gl. (5.21) ermöglicht einen Vergleich der verschiedenen nichtlinearen Materialien. Dazu wird die resonatorinterne Leistung über die gemessene Ausgangsleistung auf der Fundamentalen berechnet und dann über die nichtlineare Kopplungskonstante die Leistung der zweiten Harmonischen bestimmt. In Tab.5.5 sind die in einer Richtung im Resonator umlaufenden internen Leistungen der Fundamentalen, die theoretisch erwarteten und die experimentellen Ausgangsleistungen der zweiten Harmonischen aufgelistet. Der Faktor $\kappa$ in Gl. (5.21) ist $\approx 2$ für den verwendeten Laser, da bei der gemessenen spektralen Breite des freilaufenden Lasers von $0,1nm$ viele longitudinale Lasermoden anschwingen.

Die relativ großen Fehler bei der Berechnung der theoretisch erwarteten Ausgangsleistungen resultieren aus den Fehlern der effektiven Nichtlinearität (siehe Kap. 5.2) und Unsicherheiten bei der Bestimmung der resonatorinternen Leistung. Die theoretischen und experimentellen Werte für die Leistung der zweiten Harmonischen für LBO und BBO stimmen im Rahmen der Genauigkeit gut überein.

Um die größere Abweichung des theoretisch erwarteten Wertes von der tatsächlich erhaltenen Ausgangsleistung für $LiJO_3$ erklären zu können, wurde das spektrale

Verhalten des Laser untersucht. Es wurden spektrale Schwankungen in einem Bereich von $\approx 0,15nm$ beobachtet. Zeitweise verbreiterte sich das Spektrum auf $0,5nm$ unter gleichzeitiger Abnahme der Leistung bei $473nm$. Dieses Verhalten läßt sich mit der kleinen spektralen Akzeptanz und der höheren effektiven Nichtlinearität von $LiJO_3$ im Vergleich zu BBO und LBO erklären. Die spektrale Akzeptanz für den $4mm$ langen Kristall von $0,4nm$ ist kleiner als die Verstärkungsbandbreite des Laserüberganges von $1,5nm$. Der Laser kann den nichtlinearen Verlusten spektral ausweichen, indem die Lasermoden außerhalb der spektralen Akzeptanz von $LiJO_3$ anschwingen. Es besteht die Möglichkeit, die Bandbreite des Lasers mit Hilfe eines Lyot-Filters aus z.B. Quarz oder Calcit, der im Brewsterwinkel im Resonator steht, einzuschränken. In Experimenten mit einem Quarzkristall im Resonator konnten die beobachteten Leistungsschwankungen reduziert werden. Die Leistung auf der zweiten Harmonischen reduzierte sich jedoch auf $290mW$ bei einer Pumpleistung von $24W$ aufgrund erhöhter resonatorinterner Verluste an der Brewsterplatte bedingt durch die thermische Depolarisation im Nd:YAG-Kristall. Für BBO und LBO wurde kein spektrales Ausweichen des Lasers beobachtet, da die spektralen Akzeptanzen hinreichend groß sind.

In Experimenten mit $KNbO_3$ als nichtlinearem Material wurde trotz des hohen nichtlinearen Koeffizienten nur eine Leistung von $410mW$ im blauen Spektralbereich bei einer Pumpleistung von $18,4W$ beobachtet. Es traten extreme Leistungs- und transversale Modenschwankungen auf. Aufgrund der Leistungsschwankungen wurde für dieses nichtlineare Material keine Abschätzung der theoretischen Ausgangsleistung auf der zweiten Harmonischen durchgeführt. Als Ursache kommen bei $KNbO_3$ die extrem kleine spektrale Akzeptanz und photorefraktive Effekte in Frage, die zu einer Störung des transversalen Modenprofils führen können. Es kann sich auch um eine durch die zweite Harmonische verursachte Absorption der Fundamentalen handeln [Mab94]. Dies kann einerseits zu einer Verringerung der resonatorinternen Leistung führen, aber auch zu einer Abweichung von der Phasenanpassung aufgrund einer Erwärmung des Kristalls[10]. Aufgrund der kleinen spektralen Akzeptanz ist $KNbO_3$ als nichtlineares Material zur resonatorinternen Frequenzverdopplung eines Laser, der auf mehreren longitudinalen Moden oszilliert, nur bei der Verwendung extrem kurzer Kristalle geeignet. Weitere Einschränkungen bringen die schmale Temperaturakzeptanz und die phototrefraktiven Effekte mit sich.

Aufgrund der obigen Ergebnisse wurde für die weiteren Experimente LBO als kritisch phasenangepaßtes nichtlineares Material gewählt, obwohl die höchsten Leistungen mit den $LiJO_3$- und BBO-Kristallen erzielt wurden. $LiJO_3$ ist als nichtlineares Material für die resonatorinterne Frequenzverdopplung mit Nd:YAG als Lasermedium aufgrund der geringen spektralen Akzeptanz nur bedingt geeignet. Es besteht zwar wie oben erwähnt die Möglichkeit, die Bandbreite des Lasers mit Hilfe eines Lyot-Filters einzuschränken, doch ist die Wahl eines nichtlinearen Mediums mit größerer spektraler Akzeptanz der einfachere Weg. Der Poyntingvektor-*walk-off*

[10] Die Temperaturakzeptanz ist für einen $4mm$ langen Kristall nur $\approx 0,25K$.

in $LiJO_3$ ist sehr groß. Dies verringert die effektive nichtlineare Kopplung, da der Boyd und Kleinman Faktor $h_{BK}$ klein wird und man erhält bei der hier verwendeten Fokussierung ein stark elliptisches Strahlprofil der zweiten Harmonischen. Die spektrale Akzeptanz von BBO ist relativ groß, aber aufgrund des *walk-offs* treten die gleichen Probleme wie bei $LiJO_3$ auf. Für die weiterführenden Experimente kann bei der Verwendung von LBO die nichtlineare Kopplung durch längere Kristalle erhöht werden. Damit kann zumindest teilweise die kleine effektive Nichtlinearität im Vergleich zu $LiJO_3$ und BBO kompensiert werden. Desweiteren ist der Poyntingvektor-*walk-off* in LBO im Vergleich zu $LiJO_3$ und BBO relativ klein, was ein nahezu rundes Strahlprofil ermöglicht.

### 5.3.2 Nd:YAG-Laser im Z-Resonator mit $LiB_3O_5$ und periodisch gepoltem $KTiOPO_4$

Für die weitere Leistungsskalierung im blauen Spektralbereich wurde der in Kap. 3.2.3 vorgestellte polarisierte Nd:YAG-Laser verwendet. Als nichtlineare Medien wurden die in Kap. 5.2.3 vorgestellten PPKTP-Kristalle und ein $10mm$ langer LBO-Kristall verwendet. Der polarisierte Laserbetrieb ist vorteilhaft, da bei der Frequenzverdopplung nur eine Polarisationsrichtung der Grundwelle genutzt werden kann. Ein weiterer Vorteil des benutzten Aufbaus gegenüber der einfach gefalteten Anordnung aus dem vorherigen Kapitel ist die dynamische Stabilität des Resonators.

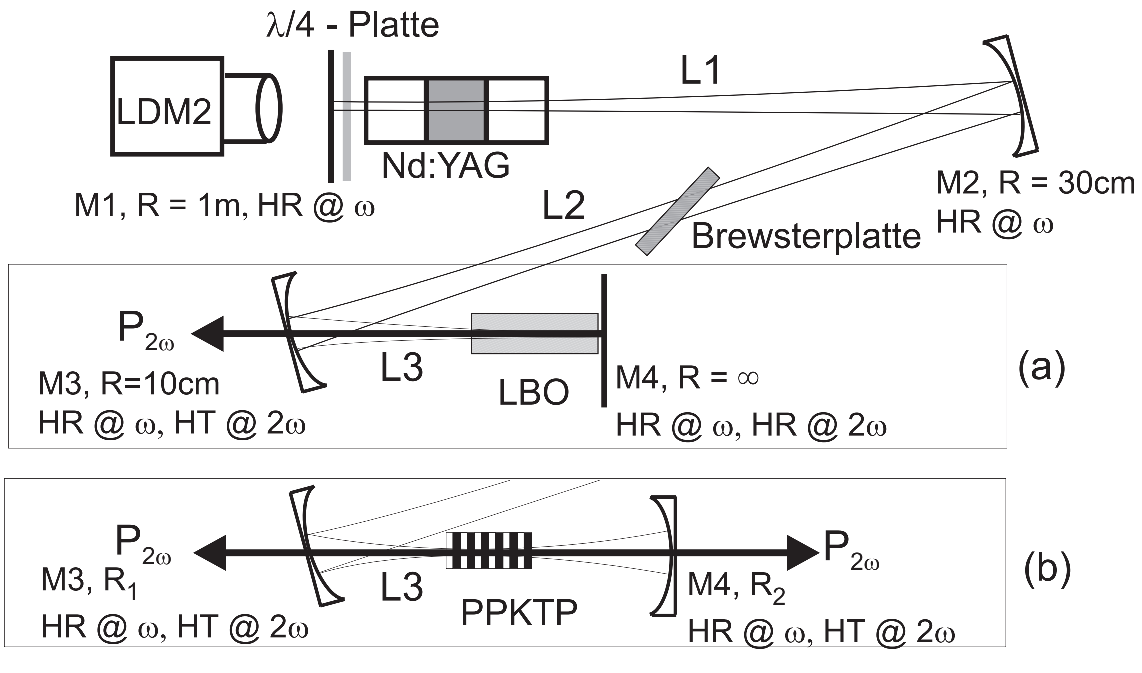


Abbildung 5.9: *Resonatorinterne Frequenzverdopplung im Z-Resonator mit LBO (a) und periodisch gepoltem KTP (b).*

| Aufbau | $L1[cm]$ | $L2[cm]$ | $L3[cm]$ | $w_0[\mu m]$ | $w_{NLK}[\mu m]$ | $R_1$ / $R_2$ $[cm]$ |
|---|---|---|---|---|---|---|
| (a) | 18,9 | 70 | 5,5 | 103 | 50-68 | 10 / $\infty$ |
| (b1) | 18,9 | 70 | 17,1 | 108 | 85 | 15 / 10 |
| (b2) | 18,9 | 70 | 15,4 | 103 | 55 | 10 / 10 |

Tabelle 5.6: *Längen und Radien der Lasermode für die Resonatoren aus Abb. 5.9.*

In Abb. 5.9 sind die im Vergleich zu Kap. 3.2.3 modifizierten Aufbauten für die Frequenzverdopplung mit LBO und PPKTP schematisch gezeigt. Die Abmessungen sind in Tab. 5.6 aufgelistet. Die angegebenen Längen sind geometrische Längen ohne Berücksichtigung der Änderung der optischen Weglänge durch den Brechungsindex des Laser- und des nichtlinearen Mediums. Alle Resonatorspiegel waren hochreflektierend für die Grundwelle.

### $LiB_3O_5$ als nichtlineares Medium

Der plane Endspiegel in Aufbau (a) der Abb. 5.9 ist hochreflektierend bei der Grundwelle und der zweiten Harmonischen. Dies ermöglicht die Auskopplung der generierten zweiten Harmonischen in eine Richtung. Der LBO-Kristall war AR-beschichtet. Die AR-Beschichtung garantiert niedrige Reflexion bei der Grundwelle und der zweiten Harmonischen. Der Kristall wurde mit einer Temperaturregelung auf 25C stabilisiert. Der Abstand zwischen dem Spiegel M4 und dem LBO-Kristall wurde minimiert, um einen kleinen Fokus im nichtlinearen Kristall zu erhalten. Da der Fokus nicht in der Mitte des nichtlinearen Kristalls liegt, verringert sich der Wert der nichtlinearen Kopplungskonstante um einen Faktor 2 [Boy68]. Die Größe der Lasermode im LBO-Kristall variierte zwischen $50\mu m$ an der Fläche zum planen Endspiegel und $68\mu m$ an der zweiten Fläche des Kristalls. Damit ist die Divergenz der Grundwelle kleiner als die Winkelakzeptanz des LBO-Kristalls.

In diesem Aufbau konnten bis zu $1,35W$ im blauen Spektralbereich bei einer Pumpleistung von $22,7W$ erzielt werden. In Abb. 5.10 sind die Ausgangsleistungen im blauen Spektralbereich für verschiedene Pumpleistungen gezeigt. Die Strahlqualität wurde experimentell bei einer Pumpleistung von $22,7W$ zu $M^2_{tan} = 2$ und zu $M^2_{sag} = 3,6$ in der Ebene des *walk-offs* zwischen Grundwelle und zweiter Harmonischer bestimmt. In Abb. 5.11 ist die Langzeitstabilität der Ausgangsleistung der Grundwelle und der zweiten Harmonischen für einen Zeitbereich von $100s$ dargestellt. Die gemessenen Leistungsschwankungen der Grundwelle des Nd:YAG-Lasers aus Abb. 3.7 in Kap. 3.2.3 liegen unter $\pm 1\%$ für eine mittlere Ausgangsleistung von $3,28W$ bei einer Pumpleistung von $22,7W$. Die Leistungsschwankungen der zweiten Harmonischen liegen bei $\pm 5\%$ für eine Ausgangsleistung von $1,26W$ und unter $\pm 4\%$ bei einer Ausgangsleistung von $0,29W$. Die höheren Leistungsschwankungen der zweiten Harmonischen lassen sich durch das partielle Anschwingen höherer transversaler Moden erklären, die eine kleinere nichtlineare Auskopplung erfahren. Die

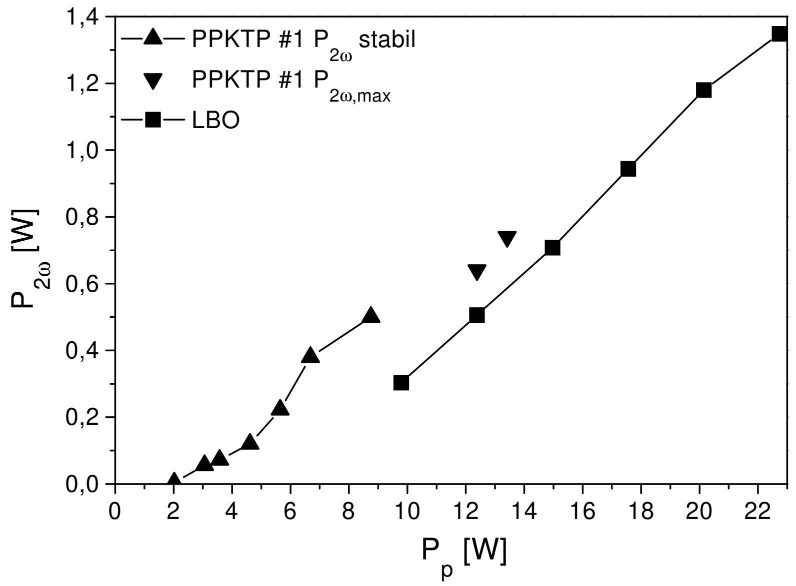


Abbildung 5.10: *Ausgangsleistung der zweiten Harmonischen mit LBO und mit PPKTP #1 in Aufbau (a) bzw. (b1) der Abb. 5.9.*

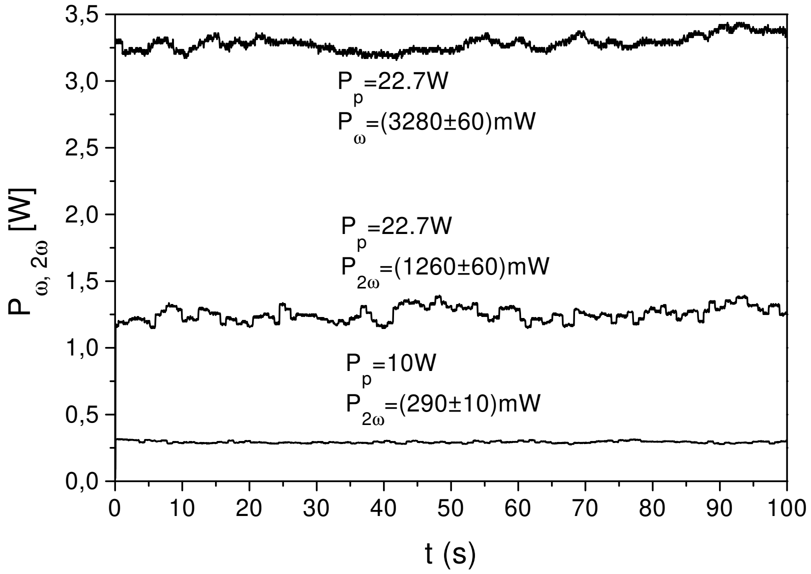


Abbildung 5.11: *Langzeitstabilität der zweiten Harmonischen mit LBO als nichtlinearem Kristall im Vergleich zur Leistungsstabilität auf der Grundwelle mit einem Auskoppelspiegel* $T_{oc} = 3,1\%$.

Diskontinuitäten in den Leistungskurven in Abb. 5.11 sind durch das zur Messung verwendete digitale Oszilloskop bedingt.

### Periodisch gepoltes $KTiOPO_4$ als nichtlineares Medium

Die Experimente zur resonatorinternen Frequenzverdopplung mit dem PPKTP-Kristall #1 (siehe Kap. 5.2.3) wurden in Aufbau (b1) der Abb. 5.9 durchgeführt. Die Abmessungen und Krümmungsradien der Spiegel M3 und M4 finden sich in Tab. 5.6. Der Kristall war AR beschichtet für die Grundwelle und die zweite Harmonische. Die Kristalltemperatur wurde mit einer Regelung auf 27C stabilisiert. Der PPKTP-Kristall wurde im Fokus der Lasermode zwischen den gekrümmten Spiegeln plaziert. Der Modenradius im nichtlinearen Kristall wurde zu $w_{NLK} = 85\mu m$ bestimmt. Die zweite Harmonische wurde in zwei Richtungen aus dem Resonator ausgekoppelt. Die im folgenden genannten Leistungen im blauen Spektralbereich sind summierte Werte, die die Auskopplung in beide Richtungen berücksichtigen.

Die Ausgangsleistungen bei $473nm$ in Abhängigkeit von der Pumpleistung sind zusammen mit den Ergebnissen des vorherigen Kapitels in Abb. 5.10 gezeigt. Bei einer einfallenden Pumpleistung von $8,75W$ wurde eine Ausgangsleistung von $500mW$ auf der zweiten Harmonischen erzielt. Wurde die Pumpleistung auf $13,5W$ erhöht, konnten kurzzeitig $740mW$ bei $473nm$ gemessen werden. Für die maximale Ausgangsleistung wurde der Resonator bei einer einfallenden Pumpleistung von $8W$ justiert und nach Erhöhen der Pumpleistung die Kristalltemperatur erniedrigt. Die maximale Ausgangsleistung von $740mW$ war nur kurzzeitig stabil ($\approx 30sec$), und sank danach auf Werte unter $100mW$ mit einhergehender Störung des Modenprofils, d.h. es wurde das Anschwingen höherer transversaler Moden beobachtet. Gleichzeitig verringerte sich die resonatorinterne Leistung. Dies spricht für eine Absorption der Fundamentalen und/oder der zweiten Harmonischen im PPKTP-Kristall und kann zur Ausbildung einer thermischen Linse führen sowie zu einer Temperatur bedingten Änderung der Phasenanpassung. Es ist weiterhin möglich, daß photorefraktive Effekte für dieses Verhalten mitverantwortlich sind.

Die Ausgangsleistungen bis zu $500mW$ bei einer Pumpleistung von $8,75W$ waren stabil während des Beobachtungszeitraums von einer halben Stunde. In Abb. 5.12 ist die Langzeitstabilität bei einer Pumpleistung von $6,7W$ für den Zeitraum von $4min$ gezeigt. Die Leistungsschwankungen liegen bei ca. $\pm 2\%$. Die spektrale Breite der Fundamentalen ist $0,15nm$ und die spektrale Breite der zweiten Harmonischen $\approx 0,1nm$[11]. Obwohl die spektrale Akzeptanzbandbreite des PPKTP-Kristalls von $0,17nm$ relativ gering ist, wurde kein spektrales Ausweichen des Nd:YAG-Lasers beobachtet.

Für Experimente mit dem PPKTP-Kristall #2 wurde der Resonator modifiziert (Aufbau (b2) in Tab. 5.6). Aufgrund der kleineren effektiven Nichtlinearität dieses PPKTP-Kristalls wurde die effektive nichtlineare Kopplung erhöht, indem eine kleinere Lasermode im nichtlinearen Kristall realisiert wurde. Der Spiegel mit

[11] Auflösung des verwendeten Spektrometers $0,1nm$.

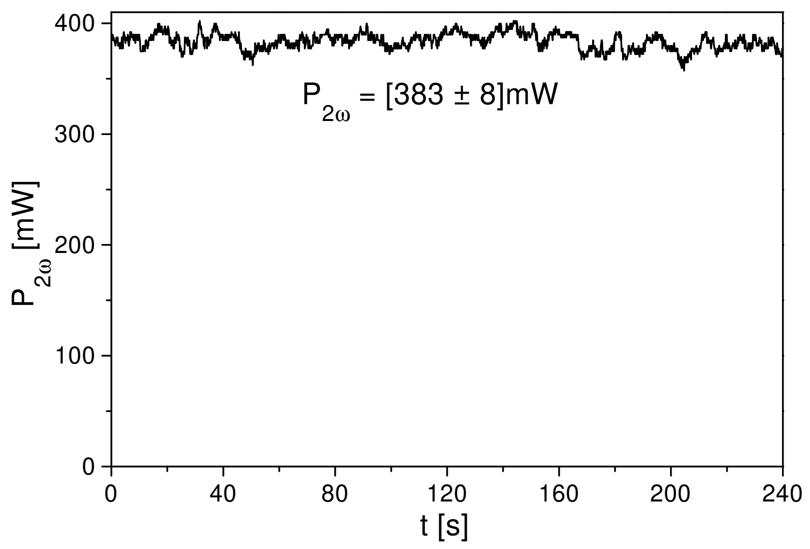


Abbildung 5.12: *Langzeitstabilität der zweiten Harmonischen mit PPKTP (#1), $P_p = 6,7W$.*

$R = 15cm$ wurde durch einen Spiegel mit $R = 10cm$ ersetzt. Der Radius der Lasermode im nichtlinearen Kristall ist dann $w_{NLK} = 55\mu m$. Der Kristall war wieder AR-beschichtet für die Fundamentale und die zweite Harmonische.

In diesem Aufbau konnten bis zu $630mW$ bei der zweiten Harmonischen bei einer Pumpleistung von $10,8W$ erzielt werden. Bei einer Pumpleistung von $8,7W$ wurden $524mW$ bei $473nm$ beobachtet, was in guter Übereinstimmung mit der Ausgangsleistung des PPKTP-Kristalls #1 ist.

Die Strahlqualität der zweiten Harmonischen für den PPKTP-Kristall #2 wurde bei einer Ausgangsleistung von $280mW$ bestimmt. Es zeigt sich eine starke Abhängigkeit der Strahlqualität von der Position der Lasermode im Kristall. Es wurden $M^2$-Werte zwischen 2 und 3 gemessen. Die Strahlqualität parallel und senkrecht zu den Domänenwänden zeigte unterschiedliche Werte. Es konnte nicht festgestellt werden, ob die Strahlqualität in den Ebenen parallel oder senkrecht zu den Domänenwänden immer bessere bzw. schlechtere Werte aufweist. Die Strahlqualität des Nd:YAG-Lasers ohne den nichtlinearen Kristall im Resonator wurde in diesem Aufbau bei gleicher Pumpleistung zu $M^2 = 2$ bestimmt.

### Vergleich von $LiB_3O_5$ und periodisch gepoltem $KTiOPO_4$

Den theoretischen Überlegungen aus Kap. 5.1.3 folgend, existiert für einen resonatorintern frequenzverdoppelten Laser eine optimale nichtlineare Auskopplung, die analog zu einer optimalen Auskopplung auf der Grundwelle mit einem Spiegel geeigneter Transmission betrachtet werden kann. Ein Vergleich der mit LBO und PPKTP erzielten Leistungen auf der zweiten Harmonischen mit den Ergebnissen auf der Fundamentalen aus Kap. 3.2.3, Abb. 3.9 zeigt, daß die mit PPKTP erzielten Leistungen nahezu einer optimalen nichtlinearen Auskopplung entsprechen. Die mit LBO erzielten Leistungen im blauen Spektralbereich liegen weit unter den Leistungen des Lasers auf der Grundwelle mit einer Auskopplung von $3,1\%$. In Abb. 5.13 ist Ausgangsleistung mit den PPKTP-Kristallen und dem LBO-Kristall bezogen auf die bei der jeweiligen Pumpleistung erzielte Ausgangsleistung auf der Fundamentalen gezeigt. Dies wird auch häufig als Konversionseffizienz für einen resonatorintern frequenzverdoppelten Laser bezeichnet und darf nicht mit der *single-pass* Konversionseffizienz nach Gl. (5.21) verwechselt werden. Die Konversionseffizienzen für LBO liegen zwischen 35% und 43%. Die Werte für die PPKTP-Kristalle liegen zwischen 60% und 78%. Die Ursache für den sehr hohen Wert von 89% für den PPKTP-Kristall #1 bei einer Pumpleistung $6,7W$ ist nicht geklärt. Die Konversionseffizienzen für PPKTP sinken zu höheren Pumpleistungen.

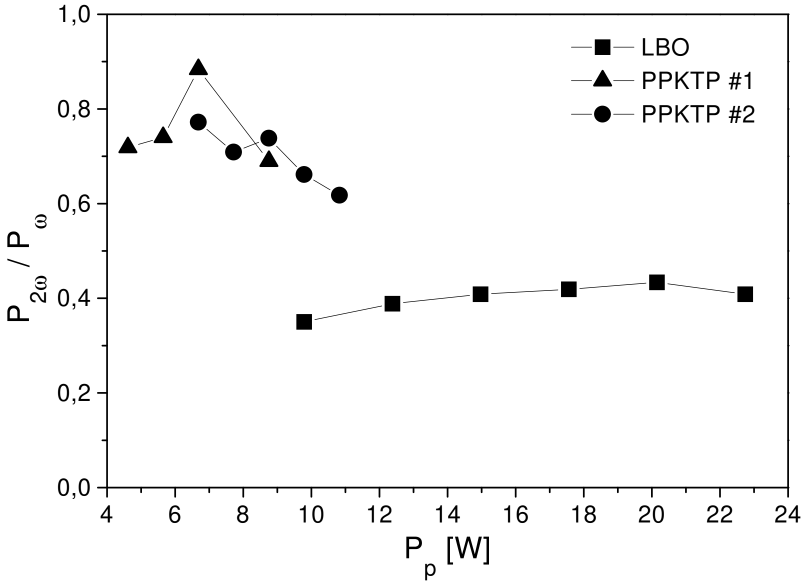


Abbildung 5.13: *Verhältnis der Ausgangsleistungen auf der zweiten Harmonischen bezogen auf die Ausgangsleistung auf der Fundamentalen mit* $T_{oc} = 3,1\%$ *aus Abb. 3.9 in Kap. 3.2.3.*

Die optimale Kopplungskonstante nach Gl. (5.34) läßt sich mit Hilfe der resonatorinternen Verluste $\tilde{L}$ und der Sättigungsintensität abschätzen. Die Verluste liegen unter Berücksichtigung der Spiegeltransmissionen, der Laserkristallverluste und der Verluste an der Brewsterplatte zwischen $0,6\%$ und $0,7\%$. Die Sättigungsintensität von Nd:YAG auf dem Grundzustandslaserübergang ist nach Tab. 2.3 $22,5kW/cm^2$. In Tab. 5.7 sind die optimalen Kopplungskonstanten für die verschiedenen Aufbauten aus Abb. 5.9 unter Berücksichtigung der unterschiedlichen Verhältnisse von der

Lasermode im nichtlinearen und im Laserkristall und die experimentell realisierten Kopplungskonstanten aufgelistet. Die Größe des Lasermodenradius wurde zu $105\mu m$ angenommen. Da die passiven Verluste der nichtlinearen Kristalle nicht bekannt waren, ist die optimale Kopplungskonstante für Werte von 0% und 1% angegeben. Die experimentell realisierte Kopplungskonstante wurde nach Gl. (5.21) und über $\tilde{K}_{exp} = \pi\, w_{NLK}^2\, K$ berechnet.

| | | LBO | PPKTP #1 | PPKTP #2 |
|---|---|---|---|---|
| $w_{NLK}[\mu m]$ | | 50 | 85 | 55 |
| $h_{BK}$ | | 0,2 | 0,1 | 0,22 |
| $\tilde{K}_{exp}[10^{-7}\, cm^2/W]$ | | $3,6 \times 10^{-2}$ | 2,6 | 1,9 |
| $\tilde{K}_{opt}[10^{-7}\, cm^2/W]$ | $\tilde{L}_{NLK} = 0\%$ | 0,7 | 2,0 | 0,9 |
| | $\tilde{L}_{NLK} = 1\%$ | 1,7 | 5,0 | 2,1 |

Tabelle 5.7: *Optimale Kopplungskonstanten $\tilde{K}_{opt} = (\tilde{L} + \tilde{L}_{NLK})/\tilde{w}\, I_s$ für den resonatorintern frequenzverdoppelten Nd:YAG-Laser aus Abb. 5.9 mit $w_0 = 105\mu m$, $\tilde{L} = 0,7\%$ und $I_s = 22,5kW/cm^2$ im Vergleich zu den experimentell realisierten Kopplungskonstanten $\tilde{K}_{exp}$ mit LBO und PPKTP als nichtlinearen Kristallen.*

Die experimentell realisierte Kopplungskonstante für LBO ist ca. zwei Größenordnungen unter der optimalen Kopplung. Eine Erhöhung der nichtlinearen Kopplung sollte durch die Verwendung längerer LBO-Kristalle möglich sein, dabei ist jedoch darauf zu achten, daß die Akzeptanzbandbreiten nicht zu klein werden. Höhere Ausgangsleistungen sollten auch mit einer stärkeren Fokussierung in den LBO-Kristall möglich werden. Doch auch hier sind Grenzen durch die mechanische Stabilität des Resonators bei extrem starker Fokussierung und durch die Winkelakzeptanz des LBO-Kristalls gesetzt.

Die nichtlineare Kopplung der PPKTP-Kristalle liegt im Bereich optimaler Kopplung, wie dies auch experimentell bestätigt wurde. Die Verwendung kürzerer PPKTP-Kristalle ist möglich, da die passiven Verluste für kürzere Kristalle reduziert werden. Wenn die Qualität des nichtlinearen Gitters weiter verbessert wird und die effektive Nichtlinearität das theoretische Maximum erreicht, ist ein $\approx 2,3mm$ langer Kristall für $w_{NLK} = 85\mu m$ unter Vernachlässigung der passiven Verluste ein Kristall optimaler nichtlinearer Kopplung. Das Absinken der Konversionseffizienz in Abb. 5.13 für höhere Pumpleistungen läßt sich mit einer Erhöhung der passiven Verluste erklären, die (i) die optimale theoretische Kopplung erhöhen und (ii) zu einer Verringerung der resonatorinternen Leistung führen.

Zusammenfassend läßt sich sagen, daß LBO als nichtlineares Material für den hohen Leistungsbereich besser geeignet ist als PPKTP. Die weitere Leistungsskalierung im blauen Spektralbereich mit periodisch gepolten KTP-Kristallen hängt stark von dem Verständnis der Effekte ab, die zur thermischen Linsenbildung und der Absorption im PPKTP-Kristall führen. Lassen sich diese Effekte vermeiden, sollten mit PPKTP ähnlich hohe Ausgangsleistungen wie mit LBO bei wesentlich geringeren Pumpleistungen möglich sein. Die Leistungsskalierung mit LBO kann durch die oben angesprochene Erhöhung der nichtlinearen Kopplung erzielt werden. Eine weitere Erhöhung der Pumpleistung ist relativ schwierig, da in endgepumpten Systemen thermische Effekte im Laserkristall dann eine immer größere Rolle spielen.

Die hier vorgestellten *cw*-Ausgangsleistungen im blauen Spektralbereich mit LBO als nichtlinearem Medium stellen die höchsten Ausgangsleistungen dar, die mit einem diodengepumpten Festkörperlasersystem bisher erzielt wurden. Mit der resonanten, externen Frequenzverdopplung einer Halbleiterlaserdiode bzw. eines Nd:YAG-Grundzustandslasers wurden bis zu $1W$ bzw. $0,5W$ erzielt [Bol98], [Bod97]. Das Potential von periodisch gepoltem KTP für die resonatorinterne Frequenzverdopplung konnte in dieser Arbeit erstmalig demonstriert werden.

Bei der in dieser Arbeit nicht ausführlich untersuchten *cw-single-pass*-Frequenzverdopplung mit periodisch gepolten nichtlinearen Kristallen bzw. $KNbO_3$-Kristallen mit Festkörperlasern und Hochleistungslaserdioden als Laserquelle auf der Fundamentalen liegen die erzielten Ausgangsleistungen im blauen Spektralbereich noch unter $100mW$ [Pru95]. Dies liegt in erster Linie an der Strahlqualität und den spektralen Eigenschaften der fundamentalen Laser im hohen Leistungsbereich. Die Effizienz der Frequenzverdopplung von Lasern mit einem hohen $M^2$ ist aufgrund der schlechten Fokussierbarkeit niedrig und die spektrale Akzeptanz längerer nichtlinearer Kristalle mit hohen Nichtlinearitäten wie periodisch gepolten oder $KNbO_3$-Kristallen ist sehr klein.

### 5.3.3 Kurzzeitinstabilitäten der zweiten Harmonischen

Die in Kapitel 5.1.4 erwähnten Intensitätsfluktuationen bei resonatorintern frequenzverdoppelten Lasern aufgrund der nichtlinearen Kopplung longitudinaler Lasermoden über die Summenfrequenzmischung sind bei vielen Anwendungen störend. Nach Magni et al. [Mag93] werden die relativen Intensitätsfluktuationen der Ausgangsleistung mit der Anzahl der anschwingenden Lasermoden und der Dauer der Resonatorumlaufzeit kleiner. Die Gesamtlänge der verwendeten Resonatoren in Abb. 5.9 wurde daher möglichst groß gewählt, um den longitudinalen Modenabstand (siehe Gl. (3.14)) zu verringern und somit ein Anschwingen vieler Resonatormoden zu ermöglichen. Bei der Untersuchung der Kurzzeitdynamik des frequenzverdoppelten Nd:YAG-Lasers aus dem vorherigen Kapitel zeigten sich dennoch Intensitätsfluktuationen der Gesamtleistung. Es wurde ein Wechseln zwischen Intensitätsfluktuationen und reinem *cw*-Laserbetrieb beobachtet. Diese Zustände waren jeweils nur für einige $ms$ stabil. Das Abwechseln von Intensitätsfluktuationen und *cw*-Laserbetrieb wurde mit LBO und PPKTP, d.h. für unterschiedliche nichtlineare Kopplungen beobachtet.

In Abb. 5.14 ist das zeitliche Verhalten der Intensität der zweiten Harmonischen für unterschiedliche Ausgangsleistungen mit LBO und PPKTP als verwende-

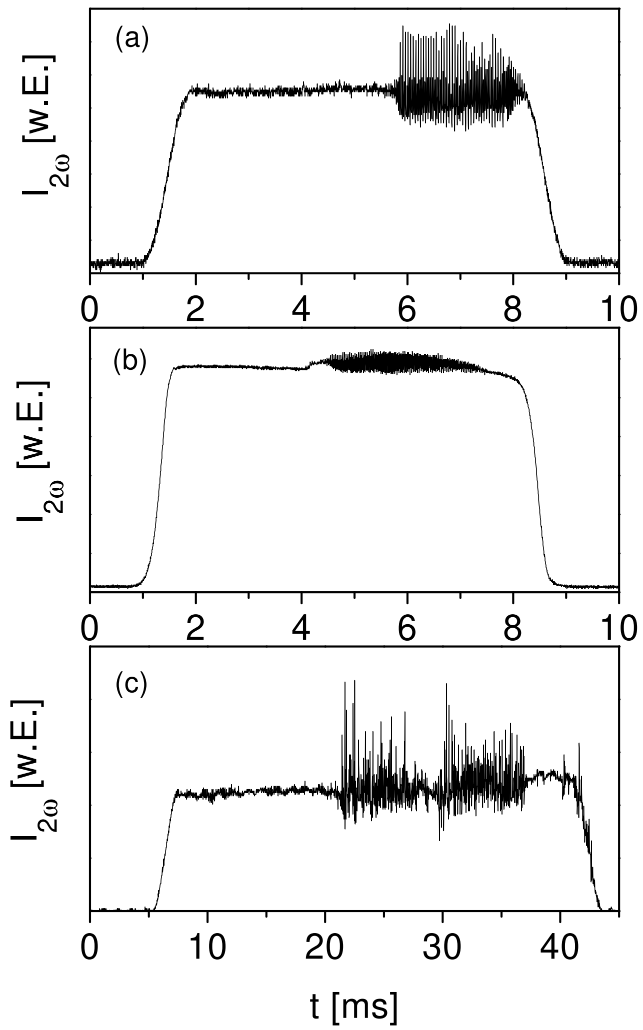


Abbildung 5.14: *Intensitätsfluktuationen der zweiten Harmonischen mit LBO bei* $P_{2\omega} = 280mW$ *(a)* ,$P_{2\omega} = 1,2W$ *(b) und mit PPKTP bei* $P_{2\omega} = 380mW$ *(c).*

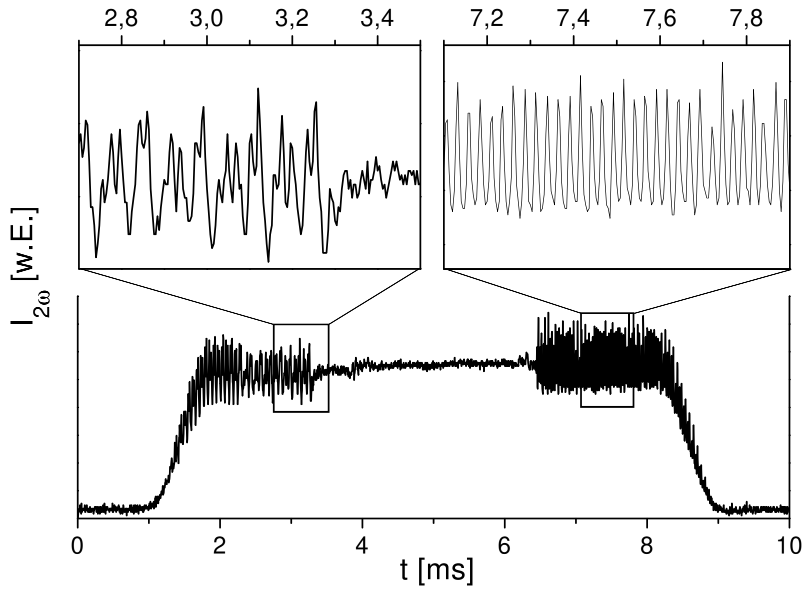


Abbildung 5.15: *Intensitätsfluktuationen mit LBO als nichtlinearem Kristall bei* $P_{2\omega} = 280mW$

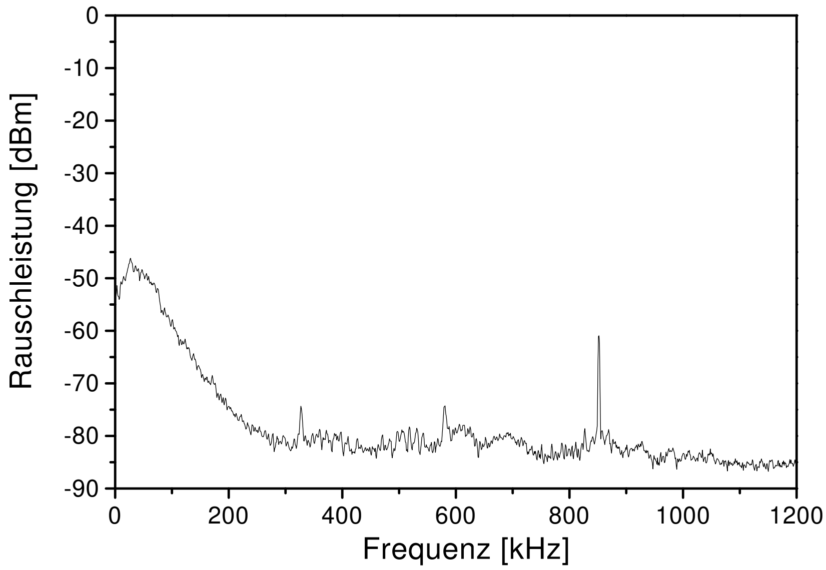


Abbildung 5.16: *Rauschen des frequenzverdoppelten Nd:YAG-Lasers mit PPKTP #1 bei* $P_{2\omega} = 380mW$

ten nichtlinearen Kristallen gezeigt. Die hier gezeigten zeitlichen Intensitätsverläufe sind typisch für den untersuchten Laser, sie wiederholen sich jedoch nicht periodisch. Das Signal des Lasers wurde mit einer schnellen Photodiode ($1GHz$) und einem digitalen Speicheroszilloskop (LeCroy 3160) detektiert. Das Signal wurde resonatorextern periodisch unterbrochen, um die Nullinie sichtbar zu machen. Das zeitliche Verhalten auf der Grundwelle zeigte analog zur zweiten Harmonischen abwechselnd Fluktuationen und $cw$-Laserbetrieb. Die relative Höhe der Fluktuationen nimmt mit zunehmender Pumpleistung ab. In Abb. 5.15 sind die Fluktuationen der zweiten Harmonischen mit LBO als nichtlinearem Kristall bei einer Ausgangsleistung von $300mW$ vergrößert dargestellt. Im rechten Teil sind periodische Fluktuationen zu sehen, hingegen zeigt der linke Teil beim Übergang in den $cw$-Betrieb ungeordnete Oszillationen.

Eine mögliche Erklärung für das beobachtete dynamische Verhalten sind unterschiedliche Abstände der einzelnen longitudinalen Lasermoden. Dies kann hervorgerufen werden durch frequenzselektive Elemente im Laserresonator. Durch Restreflexionen an den Endflächen des Laserkristall, des nichtlinearen Kristalls oder der $\lambda/4$-Platte entstehen Fabry-Perot-Resonatoren geringer Güte, die zur Unterdrückung einzelner longitudinaler Moden führen können. Victorov et al. [Vic91] haben einen resonatorintern frequenzverdoppelten Nd:YAG-Laser unter Vernachlässigung der beiden orthogonalen Polarisationsrichtungen und unter Berücksichtigung nicht-äquidistanter Modenabstände mit Hilfe eines gekoppelten Ratengleichungssystems für die einzelnen Resonatormoden theoretisch analysiert. Sie konnten numerisch und auch experimentell zeigen, daß nicht-äquidistante Modenabstände zu chaotischem Verhalten führen können. Sie beobachteten in qualitativer Übereinstimmung mit dem oben vorgestellten dynamischen Verhalten chaotische Fluktuationen, die sich mit Bereichen von einigen $ms$ Dauer abwechselten, in denen die Gesamtintensität nahezu konstant blieb. Von Magni et al. [Mag93] wurde bei einem frequenzverdoppelten Nd:YLF Laser mit LBO unter Typ I Phasenanpassung ein ähnliches Verhalten beobachtet. Aufgrund von Restreflexionen am nichtlinearen Kristall war das Spektrum in mehrere spektrale Banden, die jeweils mehrere longitudinale Moden enthielten, unterteilt. Der Laser zeigte starke Intensitätsfluktuationen. Durch eine leichte Verkippung des nichtlinearen Kristalls und somit der Vermeidung des oben angeführten Effektes der Modenunterdrückung konnten sie stabilen Laserbetrieb erzielen.

Der Frequenzbereich der Intensitätsfluktuationen für das beobachtete Verhalten kann nach Victorov et al. [Vic91] bei Frequenzen von einigen hundert $kHz$ liegen. In Abb. 5.16 ist das Rauschspektrum des frequenzverdoppelten Nd:YAG-Lasers mit PPKTP #1 als nichtlinearem Medium gezeigt. Es sind neben einem breitbandigen Rauschen unter $100kHz$ Banden zwischen $300kHz$ bis $900kHz$ zu sehen, die zumindest qualitativ mit dem vorhergesagten Frequenzbereich übereinstimmen.

Für ein tiefergehendes Verständnis des dynamischen Verhaltens des frequenzverdoppelten Nd:YAG-Lasers ist eine genauere Analyse des Modenspektrums nötig. Da der Modenabstand sehr gering ist, war dies aufgrund der experimentellen Gegebenheiten nicht möglich. Desweiteren würde eine detallierte Analyse des dynamischen Verhaltens den Rahmen dieser Arbeit übersteigen.

Ein erster Ansatz zur Verbesserung des dynamischen Verhaltens ist sicherlich die Vermeidung sämtlicher Reflexionen an planen Flächen im Resonator, um keine longitudinalen Moden zu unterdrücken. Eine weitere Möglichkeit, die Anzahl der longitudinalen Lasermoden zu erhöhen, ist die Wahl eines anderen Lasermaterials, wie z.B. Nd:$YAlO_3$, das aufgrund seiner größeren spektralen Linienbreite das Anschwingen zahlreicher Moden unterstützen kann.

## 5.4 Frequenzverdopplung kurzer Laserpulse in periodisch gepoltem $LiTaO_3$

Aufbauend auf der Realisierung des diodengepumpten modensynchronisierten Nd:$YAlO_3$-Lasers aus Kapitel 4.2.2 und der Charakterisierung der periodisch gepolten $LiTaO_3$-Kristalle in Kap. 5.2.3 wird in diesem Kapitel die externe Frequenzverdopplung in einem einfachen Durchgang durch das nichtlineare Medium[12] vorgestellt. Dabei werden die hohen Spitzenleistungen der kurzen Laserpulse und die hohe Nichtlinearität der PPLT-Kristalle ausgenutzt, um effizient kohärente Strahlung im blauen Spektralbereich zu erzeugen. Eine Abschätzung der Kopplungskonstante aus Gl. (5.26) ergibt für ein typisches modensynchronisiertes Lasersystem mit Pulsbreiten im *ps*-Bereich und Repetitionsraten von $100MHz$ eine Erhöhung der nichtlinearen Kopplung um $10^3$ bis $10^4$ im Vergleich zur externen Frequenzverdopplung mit *cw*-Lasern.

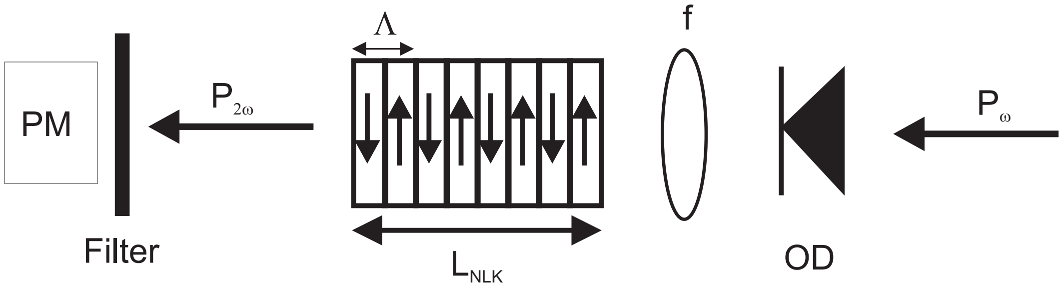


Abbildung 5.17: *Experimenteller Aufbau zur externen Frequenzverdopplung in periodisch gepoltem $LiTaO_3$, Filter Schott BG39, OD optische Diode, PM Leistungmeßgerät.*

In Abb. 5.17 ist der prinzipielle Aufbau gezeigt. Die optische Diode zwischen dem PPLT-Kristall und dem Nd:$YAlO_3$-Laser dient zur Vermeidung von Rückkopplungen in den Laser, die sonst die passive Modenkopplung unterdrücken. Aufgrund von Verlusten an der optischen Diode standen für die Experimente etwas geringere Leistungen auf der Fundamentalen zur Verfügung als in Kap. 4.2.2 angegeben. Der diodengepumpte modensynchronisierte Nd:$YAlO_3$-Laser wurde mit achromatischen Linsen unterschiedlicher Brennweite in den PPLT-Kristall fokussiert. Die Leistung der generierten zweiten Harmonischen wurde hinter einem Filter mit einem Leistungsmeßgerät gemessen. Es wurden Experimente mit $3mm$, $5mm$ und $10mm$ langen PPLT-Kristallen durchgeführt. Dabei wurden die Kristalle verwendet, die nach Tab. 5.4 die größten effektiven Längen aufweisen. Die PPLT-Kristalle waren unbeschichtet. Alle Leistungen der Grundwelle und der zweiten Harmonischen sind im folgenden kristallinterne Werte[13], d.h. unter Berücksichtigung der Fresnel-

[12] Im folgenden: *single-pass* Frequenzverdopplung.

[13] Mit einer normalen AR-Beschichtung sind die angegebenen Leistungen der zweiten Harmonischen auch kristallextern zu erzielen.

reflexionen an den Kristallendflächen. Falls nicht ausdrücklich erwähnt, wurden alle Experimente bei einer Pulsbreite von $\Delta\tau = 2,4ps$ und einer Repetitionsrate von $57,5MHz$ durchgeführt.

| $L_{NLK}[mm]$ | $w_{konfokal}[\mu m]$ | $w_{opt}[\mu m]$ |
|---|---|---|
| 3 | 18 | 11 |
| 5 | 24 | 14 |
| 10 | 33 | 20 |

Tabelle 5.8: *Modenradien in Abhängigkeit der Länge der PPLT Kristalle für konfokale und optimale Fokussierung für eine Strahlqualität von $M^2 = 1,6$ bei $930nm$.*

In Tab. 5.8 sind die optimalen Radien der Lasermode nach Boyd und Kleinman [Boy68] und die Modenradien für konfokale Fokussierung unter Berücksichtigung der Strahlqualität von $M^2 = 1,6$ (siehe Kap. 4.2.2) aufgelistet. Experimentell wurden Radien des Fokus der Lasermode von $16\mu m$, $25\mu m$ und $42\mu m$ realisiert.

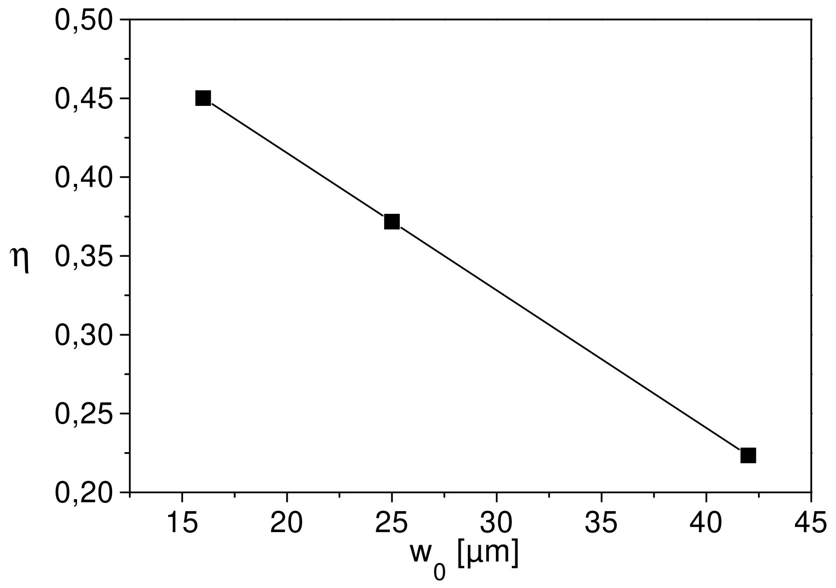


Abbildung 5.18: *Konversionseffizienz vs. Modenradius bei einer fundamentalen Leistung von $230mW$ für einen $5mm$ langen PPLT-Kristall.*

Mit einem $5mm$ langen PPLT-Kristall wurde die Abhängigkeit der Konversionseffizienz vom Modenradius bei einer Leistung der Grundwelle von $230mW$ untersucht. Abb. 5.18 zeigt die Konversionseffizienz für verschiedene Fokussierungen. Die Konversionseffizienzen steigen mit der Stärke der Fokussierung, was in guter Übereinstimmung mit dem Wert für die optimale Fokussierung aus Tab. 5.8 ist.

In Abb. 5.19 sind die experimentell erzielten Ausgangsleistungen und die Konversionseffizienzen für die Frequenzverdopplung mit Kristallen unterschiedlicher Länge gezeigt. Tab. 5.9 zeigt zusammenfassend die maximalen Ausgangsleistungen und Konversionseffizienzen, die mit den gegebenen Fokussierungen erzielt wurde.

| | PPLT-Kristall | | |
|---|---|---|---|
| | $L_{NLK} = 3mm$ | $L_{NLK} = 5mm$ | $L_{NLK} = 10mm$ |
| $w_{NLK}[\mu m]$ | 16 | 16 | 25 |
| $P_\omega[mW]$ | 280 | 286 | 295 |
| $P_{2\omega}[mW]$ | 133 | 140 | 171 |
| $\tilde{\eta}[\%]$ | 48 | 49 | 58 |

Tabelle 5.9: *Maximale Ausgangsleistungen der zweiten Harmonischen und Konversionseffizienzen mit PPLT-Kristallen unterschiedlicher Länge.*

Die durchgezogenen Kurven im rechten Teil der Abb. 5.19 sind Konversionseffizienzen nach Gl. (5.23), die an die experimentellen Werte angepaßt wurden. Als Parameter zur Anpassung wurde die nichtlineare Kopplungskonstante $K_e \equiv K_{exp}$ aus Gleichung 5.23 verwendet. Die experimentellen Kopplungskonstanten ergeben sich dann zu $3W^{-1}$ für den $3mm$ PPLT-, $3W^{-1}$ für den $5mm$ PPLT- und $5W^{-1}$ für den $10mm$ langen PPLT-Kristall. Der $\tanh^2$-Verlauf der Konversionseffizienz gibt die gemessene Abhängigkeit der Konversionseffizienz von der Leistung der Grundwelle für die $3mm$ und $5mm$ langen PPLT-Kristalle recht gut wieder. Für den $10mm$ langen Kristall ergeben sich hingegen erhebliche Abweichungen. Dies ist jedoch auch zu erwarten, denn der theoretische Verlauf der Konversionseffizienz nach Gl. (5.23) ist streng nur für die Näherung ebener Wellen im Bereich der Quasistationarität gültig. Die Quasistationaritätslänge nach Gl. (5.24) ist für die Frequenzverdopplung mit periodisch gepoltem $LiTaO_3$ mit Laserpulsen einer spektralen Breite von $\Delta\lambda = 0,95nm$ gleich $1,3mm$. Die verwendeten Kristalle sind also zu lang, um noch dem Kriterium der Quasistationarität zu genügen.

Ein Vergleich der experimentell ermittelten Kopplungskonstanten der PPLT-Kristalle mit der theoretischen Kopplungskonstante nach Gl. (5.26) und Gl. (5.21) kann nur gemacht werden, wenn angenommen wird, daß der Faktor $b$ in Gl. (5.26) gleich dem Wert im Limit der Quasistationarität ist, da $b$ für Kristalle, die länger als $L_{NLK,max}$ aus Gl. (5.24) sind, nicht bekannt ist. Die theoretische Kopplungskonstante ergibt sich mit obiger Annahme, einer effektiven Nichtlinearität von $6,5pm/V$, einem Boyd und Kleinman Faktor von $h_{BK} \approx 0,9$ und einer Pulsbreite von $2,4ps$ bei einer Repetitionsrate von $57,5MHz$ (siehe Kap. 4.2.2) für den $3mm$ langen PPLT-Kristall zu $K_{Puls} \approx 3,1W^{-1}$. Die Übereinstimmung mit dem experimentellen Wert ist trotz der starken Vereinfachungen recht gut. Für den $5mm$ und den $10mm$ langen PPLT-Kristall ergeben sich theoretisch Kopplungskonstanten von ca. $6W^{-1}$ bzw. $11W^{-1}$. Die Tatsache, daß die Kristalle länger als die Quasistationaritätslänge sind, macht

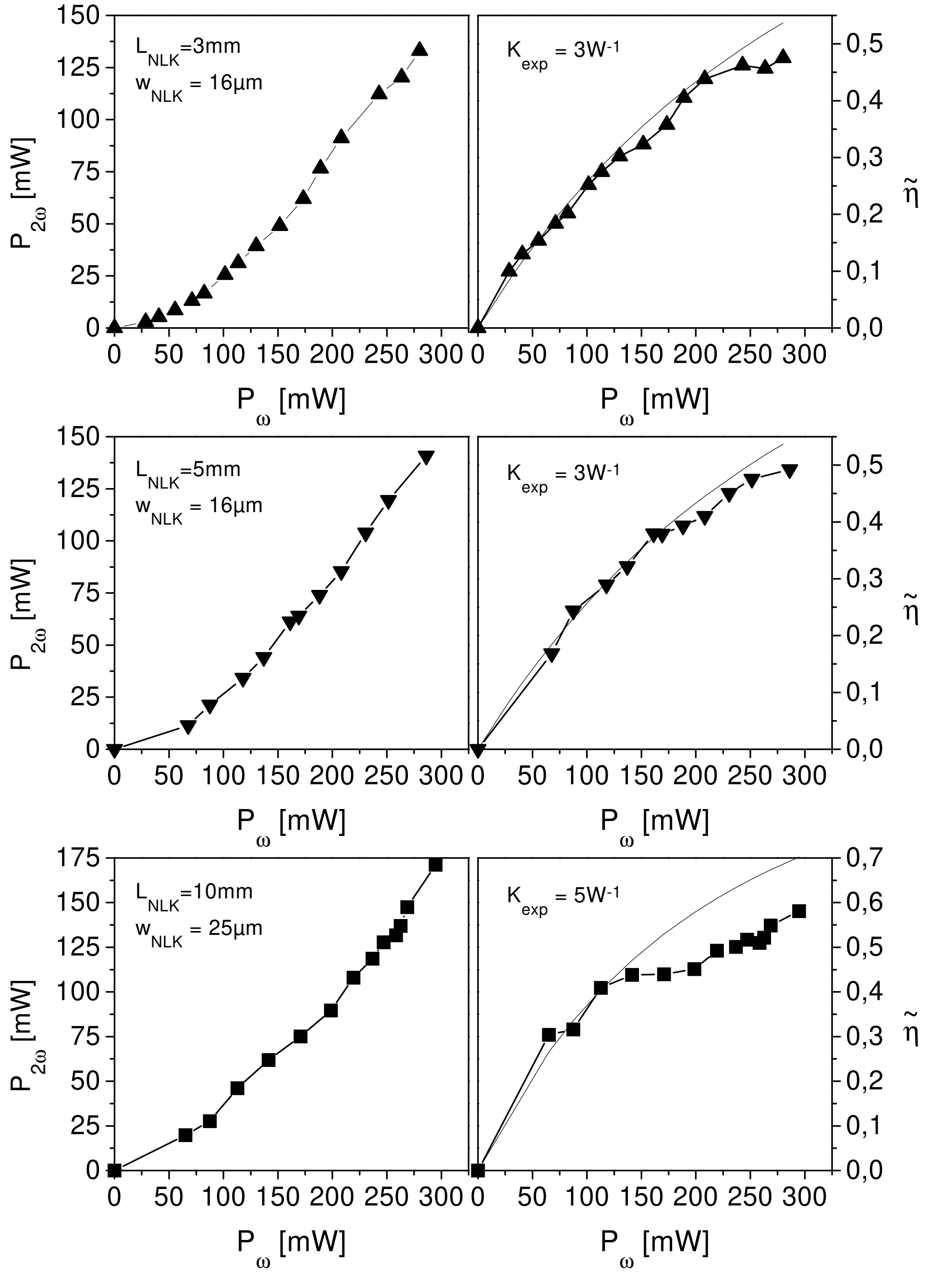


Abbildung 5.19: *Konversionseffizienz $\tilde{\eta}$ und Ausgangsleistung der zweiten Harmonischen für die single-pass-Frequenzverdopplung in PPLT-Kristallen mit Längen von* $3mm$, $5mm$ *und* $10mm$. *Die durchgezogene Kurve gibt die Konversionseffizienz nach Gl. (5.23) in der Näherung ebener Wellen an, die an die gemessenen Werte angepaßt wurde.*

sich bei dem $5mm$ und dem $10mm$ langen Kristall wie erwartet wesentlich stärker bemerkbar.

Für die Frequenzverdopplung mit nichtlinearen Kristallen, die länger als die Quasistationaritätslänge sind, ist die theoretische Behandlung der Frequenzverdopplung kompliziert. Im einfachsten Fall kommt es zu einer Verbreiterung der Pulse der zweiten Harmonischen [Sid95a]. Es kann aber auch zu einer zeitlichen Modulation der Pulse kommen [Sid95b]. Da kein Autokorrelator für die Untersuchung der Pulse der zweiten Harmonischen zur Verfügung stand, konnten die erzielten Pulsbreiten nicht charakterisiert werden. In der Praxis ist es von Relevanz, ob für die Anwendung kurze Pulse benötigt werden oder ob die mittlere Leistung möglichst hoch sein soll. Für Anwendungen, die auf die Länge der Pulse und die Pulsform angewiesen sind, sollten immer nichtlineare Kristalle mit $L_{NLK} < L_{NLK,max}$ verwendet werden. Wenn nur die mittlere Leistung möglichst hoch sein soll, können auch Kristalle, die länger als die Quasistationaritätslänge sind, verwendet werden.

Die Strahlqualität der frequenzverdoppelten Strahlung wurde mit dem $3mm$ langen PPLT-Kristall bei der maximalen Leistung von $133mW$ untersucht. Die gemessene Strahlqualität von $M^2 = 2,4 \pm 0,2$ ist schlechter als die Strahlqualität der Fundamentalen von $M^2 = 1,6$ (siehe Kap.4.2.2). Eine mögliche Ursache ist, daß photorefraktive Effekte trotz der hohen Phasenanpassungstemperatur von $188C$ ein Rolle spielen. Desweiteren kann eine Absorption im blauen Spektralbereich und eine durch die zweite Harmonische induzierte Absorption der Fundamentalen zu thermischen Linseneffekten führen, was eine Verschlechterung der Strahlqualität zur Folge haben kann. Unterstützt wird diese Annahme durch die Tatsache, daß die Temperatur des verwendeten Ofens während der Erhöhung der Leistung der Fundamentalen zur Optimierung der Leistung der zweiten Harmonischen erniedrigt werden mußte. Es kommt also durch Absorption im nichtlinearen Kristall zu einer Erwärmung. In diesem Bereich müssen noch weitergehende Untersuchungen folgen, um die Effekte, die zur Abnahme der Strahlqualität führen, besser zu verstehen.

Die Ergebnisse in diesem Kapitel zeigen die hohen Effizienzen, die bei der *single-pass* Frequenzverdopplung mit gepulsten Lasersystemen in periodisch gepolten nichtlinearen Kristallen erzielt werden können. Interessant ist ein Vergleich mit anderen nichtlinearen Materialien. In Tab. 5.10 sind die wichtigsten Daten für periodisch gepoltes $LiNbO_3$, $KTiOPO_4$ und $LiTaO_3$ aufgelistet. $\beta$-$BaB_2O_4$ eignet sich von den kritisch phasenangepaßten Materialien aufgrund seiner geringen Dispersion am besten zur Frequenzverdopplung mit kurzen Pulsen und ist ebenfalls in Tab. 5.10 aufgeführt. Es sind die optimalen Längen nach Gl. (5.24) und der Fokussierungsfaktor nach Boyd und Kleinman [Boy68] für optimale Fokussierung angegeben. Die angegebene Größe $d_{eff}^2 \, L_{NLK,max} \, h_{BK} \, / \, n_\omega \, n_{2\omega}$ geht direkt in die nichtlineare Kopplungskonstante ein und ist somit ein Maß für die mögliche Konversionseffizienz bei der Frequenzverdopplung. Die periodisch gepolten Materialien sind nicht nur aufgrund ihrer hohen Nichtlinearitäten, sondern auch wegen der nichtkritischen Phasenanpassung im Vergleich mit $\beta$-$BaB_2O_4$ sehr gut für die Frequenzverdopplung mit $ps$-Laserpulsen geeignet.

| | $LiNbO_3$ | $LiTaO_3$ | $KTiOPO_4$ | $\beta$-$BaB_2O_4$ |
|---|---|---|---|---|
| $d_{eff}$ [pm/V] | 16,4 [Sho97] | 9,3 | 9,9 | 2,09 |
| $L_{NLK,max}[mm]$ | 2,7 | 3,2 | 3,5 | 28,0 |
| $h_{BK}$ | 1 | 1 | 1 | 0,042 |
| $d_{eff}^2\, L_{NLK,max}\, h_{BK} \,/\, n_\omega\, n_{2\omega}$ $[mm\, pm^2/V^2]$ | 147 | 57 | 99 | 1,9 |

Tabelle 5.10: *Vergleich nichtlinearer Kristalle zur Frequenzverdopplung bei* $930nm$ *mit* $2,4ps$ *kurzen Bandbreite-begrenzten sech*$^2$*-Pulsen.*

Mit periodisch gepolten KTP-Kristallen wurde schon effiziente Frequenzverdopplung in den grünen und blauen Spektralbereich realisiert. Mit einem modensynchronisierten Nd:YAG-Laser bei $1,06\mu m$ konnte eine Konversionseffizienz von 63% erzielt werden [Pas98]. Die Leistung der zweiten Harmonischen lag bei $1,34W$. Die Pulsbreite war $100ps$ bei einer Repetitionsrate von $100MHz$. Die Frequenzverdopplung in den blauen Spektralbereich in PPKTP wurde von Wang et al. [Wan98] mit einem modensynchronisierten Ti:Saphir-Laser untersucht. Bei einer Pulsbreite von $136fs$ und einer Repetitionsrate von $76MHz$ konnten $40mW$ bei $420nm$ mit einer Konversionseffizienz von $5,5\%$ erzielt werden. Für sehr kurze Laserpulse werden die Effekte durch die Gruppengeschwindigkeitsdispersion immer prägnanter und die Kristalle müssen kürzer werden, was die Konversionseffizienz herabsetzt.

# Kapitel 6

# Zusammenfassung und Ausblick

Die vorliegende Arbeit behandelt Neodym-dotierte Festkörperlaser auf dem Grundzustandslaserübergang im *cw*- und modensynchronisierten Laserbetrieb sowie deren Frequenzverdopplung. Ziel der Arbeit war die Realisierung eines mit Halbleiterlaserdioden gepumpten Festkörperlasersystems mit Ausgangsleistungen von mehreren hundert $mW$ in blauen Spektralbereich für Anwendungen in der Display-Technologie. Als alternative Systeme wurden ein resonatorintern, frequenzverdoppelter *cw*-Nd:YAG-Grundzustandslaser und ein modensynchronisierter Nd:$YAlO_3$-Laser bei $930nm$ mit anschließender externer Frequenzverdopplung untersucht.

Zur Bestimmung der spektroskopischen Daten wurden die verwendeten Lasermaterialien Nd:$YAlO_3$, Nd:YAG und Nd:$YVO_4$ hinsichtlich ihrer Absorptions- und Emissionseigenschaften untersucht. Es zeigte sich, daß die Emissionswirkungsquerschnitte auf dem Grundzustandslaserübergang bei den untersuchten Materialien keine große Unterschiede aufweisen und im Bereich von $3,7 \times 10^{-20}\,cm^2$ für Nd:YAG bis $4,8 \times 10^{-20}\,cm^2$ für Nd:$YVO_4$ liegen. Alle untersuchten Neodym-dotierten Kristallsysteme zeigen Absorptionsbanden um $800nm$, die eine effiziente Anregung mit kommerziell erhältlichen Halbleiterlaserdioden ermöglichen. Nd:$YVO_4$ und Nd:$YAlO_3$ zeigen eine starke Absorption bei $880nm$ bzw. $876nm$, die auch eine effiziente direkte Anregung des oberen Laserniveaus erlaubt.

Die besten Ergebnisse unter Anregung von Hochleistungshalbleiterlaserdioden wurden mit Nd:YAG erzielt. Es konnten bis zu $5,7W$ bei $946nm$ bei einer Pumpleistung von $27,8W$ erzielt werden. Die erreichten Ausgangsleistungen mit Nd:$YAlO_3$ und Nd:$YVO_4$ lagen bei $2,35W$ bei $930nm$ und $0,7W$ bei $914nm$ bei einer Pumpleistung von $21,4W$ bzw. $19,7W$. Im Hinblick auf die Experimente zur resonatorinternen Frequenzverdopplung wurde ein polarisierter Nd:YAG-Laser in einem Z-Resonator realisiert. Die bei hohen Pumpleistungen auftretenden Verluste durch thermische Doppelbrechung an der zur Polarisation verwendeten Brewsterplatte konnten durch den Einbau einer $\lambda/4$-Platte wesentlich reduziert werden.

Mit Nd:$YVO_4$ und Nd:$YAlO_3$ wurden Experimente unter Anregung eines Ti:Saphir-Lasers bei $808nm$ bzw. $813nm$ und $880nm$ bzw. $876nm$ durchgeführt. Die erzielten differentiellen Lasereffizienzen lagen bei Nd:$YVO_4$ für beide Pumpschemata bei knapp über 50%. Mit $Nd:YAlO_3$ konnte bei der direkten Anregung des oberen Laserniveaus höhere differentielle Effizienzen erzielt werden, als unter Anregung bei $813nm$. Mit Hilfe der numerischen Simulation eines Ratengleichungsmodells und der Theorie des Quasi-Drei-Niveau-Lasers von W.P. Risk [Ris88] wurde der $Nd:YVO_4$-Laser detaillierter analysiert. Es zeigte sich, daß aufgrund der auftretenden Reabsorptionsverluste und der schlechten thermischen Leitfähigkeit von $Nd:YVO_4$ die experimentell erzielten Effizienzen nicht dem theoretischen Limit des Quantendefektes entsprechen.

Es konnte in dieser Arbeit zum ersten Mal ein *cw*-gepumpter modensynchronisierter Neodym-dotierter Grundzustandslaser realisiert werden. Unter Anregung eines Ti:Saphir-Lasers wurden die Eigenschaften eines modensynchronisierten $Nd:YAlO_3$-Lasers bei $930nm$ detailliert untersucht. Unter Berücksichtigung der Stabilitätskriterien eines passiv modensynchronisierten Lasers gegenüber Güteschaltungsmodulationen [Hoe99] zeigte sich, daß in diesem Lasersystem stabile Modensynchronisation nur unter Ausnutzung der Solitonenmodenkopplung möglich war. Dies wurde in erster Linie auf die starke Selbstphasenmodulation im $Nd:YAlO_3$-Kristall zurückgeführt. Es konnten nahezu Bandbreite-begrenzte Pulse von $\Delta\tau = 1,9ps$ Dauer unter Anregung eines Ti:Saphir Lasers erzielt werden. Die Ausgangsleistung lag bei $410mW$ für eine absorbierte Pumpleistung von $1,76W$. Unter Anregung einer Hochleistungslaserdiode wurden die kürzesten Pulse zu $\Delta\tau = 2,2ps$ bestimmt. Die nicht-Bandbreite-begrenzten Pulse hatten eine spektrale Breite von $\Delta\lambda = 0,95nm$. Die maximale Ausgangsleistung war $370mW$ bei einer Pumpleistung von $14,06W$.

Die für die Frequenzverdopplung in den blauen Spektralbereich verwendeten periodisch gepolten $LiTaO_3$- und $KTiOPO_4$-Kristalle wurden hinsichtlich der effektiven Nichtlinearitäten und der Qualität des Gitters der nichtlinearen Suszeptibilität zweiter Ordnung experimentell charakterisiert. Die effektive Länge des nichtlinearen Gitters der $KTiOPO_4$-Kristalle ist ca. 70% der geometrischen Kristallänge. Die effektiven Längen der $LiTaO_3$-Kristalle liegen zwischen 83% und 92% der Kristallängen. Die effektive Nichtlinearität für die untersuchten $KTiOPO_4$-Kristalle wurde zu $5,8pm/V$ bzw. $6,9pm/V$ und für die $LiTaO_3$-Kristalle zu $[6,5 \pm 0,5]\,pm/V$ bestimmt. Die experimentell bestimmten Nichtlinearitäten liegen ca. 35% unter den maximalen theoretischen Werten. Dies wird auf Gitterfehler bzw. Bereiche fehlender Nichtlinearität an den Domänenwänden zurückgeführt.

Experimente zur resonatorinternen Frequenzverdopplung eines Nd:YAG-Lasers mit den kritisch phasenangepaßten nichtlinearen Materialien $LiB_3O_5$, $\beta$-$BaB_2O_4$, $LiJO_3$ und $KNbO_3$ ergaben Ausgangsleistungen von mehreren hundert $mW$ mit allen nichtlinearen Kristallen. Für Experimente zur weiteren Leistungsskalierung wurde aufgrund der großen Akzeptanzbandbreiten, des kleinen Poyntingvektor-*walk-offs* und der guten optischen Qualität $LiB_3O_5$ als nichtlineares Material verwendet. In einen dynamisch stabilen Z-Resonator konnten bis zu $1,35W$ bei $473nm$ erzielt werden. Die Pumpleistung betrug $22,7W$. Dies ist die höchste Ausgangsleistung eines resonatorintern frequenzverdoppelten, diodengepumpten Festkörperlasers im blauen

Spektralbereich, die bisher demonstriert werden konnte. Experimente mit periodisch gepoltem $KTiOPO_4$ ergaben Ausgangsleistungen von maximal $740mW$. Bei diesem nichtlinearen Material zeigten sich bei hohen Leistungen der Fundamentalen und der zweiten Harmonischen photorefraktive und/oder thermische Linseneffekte, die eine schlechtere Strahlqualität und ein Absinken der Leistung bei $473nm$ zur Folge hatten. Bis zu einer Ausgangsleistung der zweiten Harmonischen von $500mW$ wurden diese Effekte nicht beobachtet. Ein Vergleich von $LiB_3O_5$ und $KTiOPO_4$ als nichtlineare Materialien zur resonatorinternen Frequenzverdopplung zeigte, daß aufgrund der hohen Nichtlinearitäten von periodisch gepoltem $KTiOPO_4$ die nichtlineare Auskopplung über die Frequenzverdopplung nahezu einer idealen Auskopplung für den Nd:YAG-Grundzustandslaser entspricht. Die nichtlineare Kopplung von $LiB_3O_5$ ist aufgrund der kleinen effektiven Nichtlinearität zu gering, um die Bereiche optimaler Auskopplung zu erreichen. Mit $LiB_3O_5$ konnten jedoch wesentlich höhere Pumpleistungen realisiert werden, so daß die maximalen Ausgangsleistungen mit $LiB_3O_5$ höher waren als mit periodisch gepoltem $KTiOPO_4$.

In den Experimenten zur externen Frequenzverdopplung eines modensynchronisierten Nd:$YAlO_3$-Laser wurde das große Potential der Frequenzverdopplung kurzer Laserpulse in periodisch gepoltem $LiTaO_3$ demonstriert. Es wurden Konversionseffizienzen in einem einfachen Durchgang der Grundwelle durch den nichtlinearen Kristall von 48%, 49% und 58% mit $3mm$, $5mm$ bzw. $10mm$ langen periodisch gepolten $LiTaO_3$ Kristallen erzielt. Die erzielten Leistungen der zweiten Harmonischen lagen bei $133mW$, $140mW$ bzw. $171mW$.

Es bieten sich verschiedene Ansätze für die weitere Entwicklung des resonatorintern frequenzverdoppelten Nd:YAG-Lasers an. Das Verständnis der Effekte, die die Ausgangsleistung auf der zweiten Harmonischen mit periodisch gepoltem $KTiOPO_4$ als nichtlinearem Medium limitieren, ist notwendig, um die Möglichkeiten dieses nichtlinearen Materials voll ausnutzen zu können. Wenn die bei hohen Pumpleistungen auftretenden Probleme vermieden werden können, sollten aufgrund der hohen Nichtlinearität Ausgangsleistungen im $W$-Bereich für Pumpleistungen von unter $20W$ möglich sein. Der Einsatz von $Gd_{1-x}Y_xCa_4O(BO_3)_3$-Kristallen als nichtlinearem Medium ist interessant. Trotz der relativ kleinen effektiven Nichtlinearität, die noch unter der von $LiB_3O_5$ liegt, bietet dieses Material einige Vorteile wie die Möglichkeit der nichtkritischen Phasenanpassung für die Frequenzverdopplung in den blauen Spektralbereich und die relativ einfache Herstellung der Kristalle nach dem Czochralski Verfahren.

Da die Wellenlänge des resonatorintern frequenzverdoppelten Nd:YAG-Lasersystems von $473nm$ für die Display-Technologie nur bedingt geeignet ist, sollte ein Lasersystem basierend auf *diffusion bonded* Nd:$YAlO_3$-Laserkristallen ähnlich hohe Leistungen bei $465nm$ erzielen wie der vorgestellte Nd:YAG-Laser bei $473nm$. Die thermische Leitfähigkeit von Nd:$YAlO_3$ ist nahezu so gut wie in Nd:YAG und die Reabsorptionsverluste sind nur geringfügig höher. Ein Vorteil von Nd:$YAlO_3$ ist die Anisotropie des Kristallsystems, die polarisierten Laserbetrieb ohne zusätzliche polarisierende Elemente im Resonator unterstützt. Es ist in diesem Jahr gelungen, *diff. bond.* Nd:$YAlO_3$-Kristalle herzustellen, so daß hier das Potential für eine Weiterentwicklung des Lasersystems besteht.

Ein weitere wichtiger Punkt ist das Verständnis des dynamischen Verhaltens des resonatorintern frequenzverdoppelten Lasers. Denn nur wenn es gelingt die Stabilität des Lasers im $\mu s$- bis zum $ms$-Bereich zu verbessern, kann ein solches Lasersystem für viele Anwendungen sinnvoll eingesetzt werden.

Bei der Frequenzverdopplung mit kurzen Laserpulsen sind die Leistungen im blauen Spektralbereich in erster Linie durch die limitierte Ausgangsleistung des modensynchronisierten Nd:$YAlO_3$-Lasers begrenzt. Eine weitere Leistungsskalierung sollte auch hier die Verwendung von *diff. bond* Laserkristallen bringen. Interessant ist auch das Konzept einer flachen Kristallscheibe, die effizient gekühlt werden kann und mit konventionellen Laserdiodenarrays ohne spezielle Strahlformungsoptik gepumpt wird [Kop97]. Die Frequenzverdopplung in anderen periodisch gepolten nichtlinearen Materialien ist im Hinblick auf die zu erzielenden Ausgangsleistungen und die Stabilität und Strahlqualität der zweiten Harmonischen ebenfalls noch interessant.

# Literaturverzeichnis


[Abr65] M. Abramowitz and I.A. Stegun, eds., *Handbook of Mathematical Functions*, 227, Dover, New York, 1965.

[Ada89] R. Adair, L.L. Chase, and S.A. Payne, *Nonlinear refractive index of optical crystals*, Phys. Rev. B **39**, 3337 (1989).

[Akh68] S.A. Akhmanov, A.S. Chirkin, K.N. Drabovich, A.I. Kovrigin, R.V. Khokhov, and A.P. Sukhorukov, *Nonstationary nonlinear optical effects and ultrashort light pulse formation*, IEEE J. Quant. Electron. **QE-4**, 598 (1968).

[Arb97] M.A. Arbore, M.M. Fejer, M.E. Fermann, A. Hariharan, A. Galvanauskas, and D. Harter, *Frequency doubling of femtosecond erbium-fiber soliton lasers in periodically poled lithium niobate*, Opt. Lett. **22**, 13 (1997).

[Arm62] J.A. Armstrong, N. Bloembergen, J. Ducuing and P.S. Pershan, *Interactions between light waves in a nonlinear dielectric*, Phys. Rev. **127**, 1918 (1962).

[Aul82] B.F. Aull and H.P. Jenssen, *Vibronic interactions in Nd:YAG resulting in nonreciprocity of absorption and stimulated emission cross sections*, IEEE J. Quant. Electron. **18**, 925 (1982).

[Aus99] Simulationen freundlicherweise zur Verfügung gestellt von J. Aus der Au und G. Spühler, ETH Hönggerberg, Zürich 1999.

[Bae86] T. Baer, *Large-amplitude fluctuations due to longitudinal mode coupling in diode-pumped intracavity Nd:YAG lasers*, J. Opt. Soc. Am. B **3**, 1175 (1986).

[Bar96] N.P. Barnes, M.E. Storm, P.L. Cross, and M.W. Skolaut, *Efficiency of Nd laser materials with laser diode pumping*, IEEE J. Quant. Electron. **26**, 558 (1996).

[Bei97] B. Beier, D. Woll, M. Scheidt, K. -J. Boller, and R. Wallenstein, *Second harmonic generation of the output of an AlGaAs diode oscillator amplifier system in critically phase matched* $LiB_3O_5$ *and* $\beta$-$BaB_2O_4$, Appl. Phys. Lett. **71**, 315 (1997).

[Ber98] V. Bermúdez, J. Capmany, J. García Solé, and E. Diéguez, *Growth and second harmonic generation characterization of* $Er^{3+}$ *doped bulk periodically poled* $LiNbO_3$, Appl. Phys. Lett. **73**, 593 (1998).

[Bia92] I. Biaggio, P. Kerkoc, L. S. Wu, and P. Günter, *Refractive indices of orthorhombic $KNbO_3$. II. Phase-matching configurations for nonlinear-optical interactions*, J. Opt. Soc. Am. B **9**, 507 (1992).

[Bie89] J.D. Bierlein and H. Vanherzeele, *Potassium titanyl phosphate: properties and new applications*, J. Opt. Soc. Am. B **6**, 622 (1989).

[Bod97] M. Bode, I. Freitag, A. Tünnerman, and H. Welling, *Freqency-tunable 500mW continuous-wave all-solid-state single-frequency source in the blue spectral region*, Opt. Lett. **22**, 1220 (1997).

[Bol98] K. Boller, Seminarvortrag, Universität Hamburg, 1998.

[Bon65] W.L. Bond, *Measurement of the refractive indices of several crystals*, J. Appl. Phys. **36**, 1674 (1965).

[Bor75] Born und Wolf, *Principles of Optics*, 5th. ed. , Pergamon Press, Oxford 1975.

[Boy65] G.D. Boyd, A. Ashkin, J.M. Dziedzic, and D.A. Kleinman, *Second-harmonic generation of light with double refraction*, Phys. Rev. **137**, 1305 (1965).

[Boy68] G.D. Boyd and D.A. Kleinman, *Parametric interaction of focused gaussian light beams*, J. Appl. Phys. **39**, 3597 (1968).

[Boz98] S.I. Bozhevolnyi, K. Pedersen, F. Laurell, H. Karlsson, J.M. Hyam, T. Sketterup, and M. Belmonte, *Second-Harmonic imaging of ferroelectric domain walls*, Appl. Phys. Lett. **73**, 1814 (1998).

[Bra83] B.H. Bransden and C.J. Joachain, *Physics of Atoms and Molecules*, Longman Scientific & Technical, London 1983.

[Bra95] B. Braun, K.J. Weingarten, F.X. Kärtner, and U. Keller, *Continuous-wave mode-locked solid-state lasers with enhanced spatial hole burning, Part I: Experiment*, Appl. Phys. B **61**, 429 (1995).

[Bra96] B. Braun, *Compact pulsed diode-pumped solid-state lasers*, Dissertation Nr.: 11953, ETH Zürich, Schweiz, 1996.

[Bur72] A.I. Burshtein, *Hopping mechanism of energy transfer*, Sov. Phys. JTETP **35**, 882 (1972).

[Bur99] P.B.W. Burmester, T. Kellner, K. Petermann, G. Huber, R. Uecker, and P. Reiche, *Type I noncritically phase-matched second harmonic generation in $Gd_{1-x}Y_xCa_4O(BO_3)_3$*, Appl. Phys. B **68**, 1143 (1999).

[Che93] D. Chen and J.T. Lin,*Temperature-tuned phase-matching properties of $LiB_3O_5$ for Ti:Sapphire laser frequency doubling*, IEEE J. Quant. Electron. **29**, 307 (1993).

[Che94] L.K. Cheng, L.T. Cheng, J.D. Bierlein, and J. Parise, *Phase-matching property optimization using birefringence tuning in solid solutions of $KTiOPO_4$ isomorphs*, Appl. Phys. Lett. **64**, 1321 (1994).

[Che97] Y.F. Chen, C.F. Kato, T.M. Huang, C.L. Wang, and S.C. Wang, *Influence of thermal effect on output power optimization in fiber-coupled laser-diode end-pumped lasers*, IEEE J. Selected Topics in Quant. Electron. **3**, 29 (1997).

[Cla98] W.A. Clarkson, N.S. Felgate, and D.C. Hanna, *Simple technique for compensation of stress-induced birefringence in high-power diode-end-pumped lasers*, CLEO 98, paper CTuI3, pp 102-103 (1998).

[Cur93] P.F. Curley, C. Spielmann, T. Brabec, F. Krausz, E. Wintner, and A.J. Schmidt, *Operation of a femtosecond Ti:sapphire solitary laser in the vinicity of zero group-delay dispersion*, Opt. Lett. **18**, 54 (1993).

[Die63] G.H. Dieke and H.M. Crosswhite, *The spectra of doubly and triply ionized rare earths*, Appl. Opt. **2**, 675 (1963).

[Die96] J.-C. Diehls, W. Rudolph, *Ultrashort Laser Pulse Phenomena*, 1st ed., Academic Press, San Diego 1996.

[Die68] G.H. Dieke, *Spectra and Energy Levels of Rare Earth Ions in Crystals*, Interscience Publishers, New York 1968.

[Dmi91] V.G. Dmitriev, G.G. Gurzadyan, and D.N. Nikogosyan, *Handbook of Nonlinear Optical Crystals*, 1st ed., Springer Series in Optical Sciences Vol. 64, Springer-Verlag Berlin Heidelberg 1991.

[Duc87] E.W. Ducynski, G. Huber, K. Petermann, and H. Stange, *Continuous wave 1600nm laser-action in Er-doped garnets at room-temperature*, Digest of Topical Meeting on Tunable Solid-State-Lasers (Optical Society of America, Washington D.C., 1987), p. 20.

[Duc64] J. Ducuing and N. Bloembergen, *Statistical fluctuations in nonlinear processes*, Phys. Rev. **133**, A1493 (1964).

[Eim87a] D. Eimerl, L. Davis, and S. Velsko, *Optical, mechanical, and thermal properties of barium borate*, J. Appl. Phys. **62**, 1968 (1987).

[Ein16] A. Einstein, *Strahlungsemission und -absorption nach der Quantentheorie*, Verhandlungen der Deutschen Physikalischen Gesellschaft, 318 (1916).

[Fan86] Y.X. Fan, R.C. Eckardt, R.L. Byer, C. Chen, and A.D. Jiang, *Barium borate optical parametric oscillator*, IEEE J. Quant. Electron. **25**, 1196 (1986).

[Fan87a] T.Y. Fan, G. Huber, R.L. Byer, and P. Mitzscherlich, *Continuous-wave operation at 2.1μm of a diode-pumped, Tm-sentized Ho:$Y_3Al_5O_{12}$ laser at 300K*, Opt. Lett. **12**, 678 (1987).

[Fan87b] T.Y. Fan, C.E. Huang, B.Q. Hu, C. Eckardt, R.L. Byer, and R.S. Feigelson, *Second harmonic generation and accurate index of refraction measurements in flux-grown $KTiOPO_4$*, Appl. Opt. **26**, 2390 (1987).

[Fan90] T.Y. Fan, A. Sanchez, *Pump source requirements for end-pumped lasers*, IEEE J. Quant. Electron. **24**, 895 (1990).

[Fej92] M.M. Fejer, G.A. Magel, D.H. Hundt, and R.L. Byer, *Quasi-Phase-Matched Second Harmonic Generation: Tuning and Tolerances*, IEEE J. Quant. Electron. **28**, 2631 (1992).

[Flu97] D. Fluck, P. Günter, *Efficient generation of cw blue light by sum-frequency mixing of laser diodes in $KNbO_3$*, Opt. Comm. **136**, 257 (1997).

[Fra61] P.A. Franken, A.E. Hill, C.W. Peters, and G. Weinrich, *Generation of optical harmonics*, Phys. Rev. Lett. **7**, 118 (1961).

[Fre96] P.M.W. French, *Ultrafast solid-state-lasers*, Contemporary Physics **37**, 283 (1996).

[For84] R.L. Fork, O.E. Martinez, and J.P. Gordon, *Negative dispersion using pairs of prisms*, Opt. Lett. **9**, 150 (1984).

[For98] L. Fornasiero, T. Jensen, G. Huber, and S. Kück, *Excited state absorption and stimulated emission of $Nd^{3+}$ in cystals. Part 2: $YVO_4$, $GdVO_4$, and $Sr_5(PO_4)_3F$*, Appl. Phys. B **67**, 549 (1998).

[Gir64] F. Gires and P. Tournois, *Interférométre utilisable pour la compression d'impulsion lumineuses modulées en fréquence*, C. R. Acad. Sci. Paris **258**, 6112 (1964).

[Guy95] Y. Guyot, H. Manaa, J. Y. Rivoire, R. Moncorgé, N. Garnier, E. Descroix, M. Bon, and P. Laporte, *Excited-state-absorption and upconversion studies of $Nd^{3+}$-doped single crystals $Y_3Al_5O_{12}$, $YLiF_4$, and $LaMgAl_{11}O_{19}$*, Phys. Rev. B **51**, 784 (1995).

[Han95a] F. Hanson, *Improved laser performance at 946 and 473 nm from a composite Nd:$Y_3Al_5O_{12}$ rod*, Appl. Phys. Lett. **66**, 3549 (1995).

[Han95b] F. Hanson and P. Poirier, *Multiple-wavelength operation of a diode-pumped Nd:$YAlO_3$ laser*, J. Opt. Soc. Am. B **12**, 1311 (1995).

[Hau75a] H.A. Haus, *Theory of Modelocking with a Slow Saturable Absorber*, IEEE J. Quant. Electron. **11**, 736 (1975).

[Hau75b] H.A. Haus, *Theory of Modelocking with a Fast saturable Absorber*, J. Appl. Phys. **46**, 3049 (1975).

[Hau76] H.A. Haus, *Parameter ranges for cw passive mode-locking*, IEEE J. Quant. Electron. **QE-12**, 169 (1976).

[Hau91] H.A. Haus, J.G. Fujimoto, and E.P. Ippen, *Structure for Additive Pulse Mode Locking*, J. Opt. Soc. Am. B **8**, 2068 (1991).

[Hau93] H.A. Haus, J.D. Moores, and L.E. Nelson, *Effect of the third-order dispersion on passive mode locking*, Opt. Lett. **18**, 51 (1993).

[Hau98] H.A. Haus, I. Sorokina, and E. Sorokin, *Raman-induced redshift of ultrashort mode-locked laser pulses*, J. Opt. Soc. Am. B **15**, 223 (1998).

[Har97] A. Harada, Y. Nihei, Y. Okazaki, and H. Hyuga, *Intracavity frequency doubling of a diode-pumped 946nm Nd:YAG Laser with bulk periodically poled MgO-$LiNbO_3$*, Opt. Lett. **22**, 805 (1997).

[Hei94] F. Heine, E. Heumann, T. Danger, T. Schweitzer, G. Huber, and B.H.T. Chai, *Green upconversion continuous wave $Er^{3+}$:$LiYF_4$-laser pumped near 970nm*, Appl. Phys. Lett. **65**, 383 (1994).

[Hei95] F. Heine, *Diodengepumpte Festkörperlaser für Kommunikationstechnologie und Fernerkundung*, Dissertation, Universität Hamburg, Institut für Laser-Physik, 1995.

[Hen76] N.F.M. Henry and K. Lonsdale (eds.), *International Tables of X-ray Crystallography, Vol. 1 Symmetrie Groups*, 3rd ed., The Kynoch Press, Birmingham, 1976.

[Hen89] B. Henderson and G.F. Imbusch, *Optical Spektroscopy of Inorganic Solids*, Clarendon Press, Oxford, 2nd ed., 1989.

[Hob67] M.V. Hobden, *Phase-matched second-harmonic generation in biaxial crystals*, J. Appl. Phys. **38**, 4365 (1967).

[Hoe98a] C. Hönninger, *Ultrafast Ytterbium-Doped Bulk Lasers and Laser Amplifiers*, Dissertation, ETH Zürich, Series in Quantum Electronics **9**, Hartung-Gorre Verlag, Konstanz (1998).

[Hoe98b] C. Hönninger, persönliche Mitteilung, Zürich 1998.

[Hoe98c] C. Hönninger, F. Morier-Genoud, M. Moser, U. Keller, L.R. Brovelli, and C. Harder, *Effcient and tunable diode-pumped femtosecond Yb:glass laser*, Opt. Lett. **23**, 126 (1998).

[Hoe99] C. Hönninger, R. Paschotta, F. Morier-Genoud, M. Moser, and U. Keller, *Q-switching stability limits of continous-wave passive mode locking*, J. Opt. Soc. Am. B **16**, 46 (1999).

[Hof97] R. Hofer, M. Hofer, G.A. Reider, M. Cernusca, and M.H. Ober, *Modelocking of a Nd-fiber laser at 920nm*, Opt. Comm. **140**, 242 (1997).

[Hol94] G. Hollemann, E. Peik, and H. Walther, *Frequency-stabilized diode-pumped Nd:YAG laser at 946nm with harmonics at 473 and 237nm*, Opt. Lett. **19**, 192 (1994).

[Inn90] M.E. Innocenci, H.T. Yura, C.L. Fincher, and R.A. Fields, *Thermal modeling of continuous-wave end-pumped solid-state lasers*, Appl. Phys. Lett. **56**, 1831 (1990).

[Ipp94] E.P. Ippen, *Principles of Passive Mode Locking*, Appl. Phys. B **58**, 159 (1994).

[Jam90] G.E. James, E.M. Harrell II, C. Bracikowski, *Elimination of chaos in an intracavity-doubled Nd:YAG laser*, Opt. Lett. **15**, 1141 (1990).

[Jun91] D. H. Jundt, G. A. Magel, M. M. Fejer, and R. L. Byer, *Periodically poled $LiNbO_3$ for high-efficiency second-harmonic generation*, Appl. Phys. Lett. **59**, 2657 (1991).

[Jun97] I.D. Jung, F.X. Kärtner, N. Matuscheck, D.H. Sutter, F. Morier-Genoud, G. Zhang, U. Keller, V. Scheuer, M. Tilsch, and T. Tschudi, *Self-starting 6.5fs pulses from a Ti:sapphire laser*, Opt. Lett. **22**, 1009 (1997).

[Kae95a] F.X. Kärtner and U. Keller, *Stabilization of soliton-like Pulses with a Slow saturable Absorber*, Opt. Lett. **20**, 16 (1995).

[Kae95b] F.X. Kärtner, B. Braun, and U. Keller, *Continuous-wave mode-locked solid-state lasers with enhanced spatial hole burning, Part II: Theory*, Appl. Phys. B **61**, 569 (1995).

[Kae95c] F.X. Kärtner, L.R. Brovelli, D. Kopf, M. Kamp, I. Calasso, and U. Keller, *Control of solid state laser dynamics by semiconductor devices*, Opt. Eng. **34**, 2024 (1995).

[Kae96] F.X. Kärtner, I.D. Jung, and U. Keller, *Soliton Modelocking with Saturable Absorbers*, Special Issue on Ultrafast Electronics, Photonics and Optoelectronics, IEEE J. Selected Topics in Quantum Eletronics **2**, 540 (1996).

[Kam90] A.A. Kaminskii, *Laser Crystals, their Physics and Properties*, 2nd ed., Springer Series in Optical Sciences, Springer Verlag Berlin, Heidelberg 1990.

[Kar97] H. Karlsson and F. Laurell, *Electric field poling of flux grown $KTiOPO_4$*, Appl. Phys. Lett. **71**, 3474 (1997).

[Kat90] K. Kato, *Tunable UV generation to 0.2325 $\mu m$ in $LiB_3O_5$*, IEEE J. Quant. Electron. **26**, 1173 (1990).

[Kel91] U. Keller, G.W. ´tHooft, and W.H. Knox, *Femtosecond Pulses from a Continuously Self-Starting Mode-Locked Ti:Sapphire Laser*, Opt. Lett. **16**, 1022 (1991).

[Kel96] U. Keller, K.J. Weingarten, F.X. Kärtner, D. Kopf, B. Braun, I.D. Jung, R. Fluck, C. Hönninger, N. Matuschek, and J. Aus der Au, *Semiconductor Saturable Absorber Mirrors (SESAM´s) for Femtosecond to Nanosecond Pulse Generation in Solid-State-Lasers*, IEEE J. Selected Topics in Quantum Eletronics **2**, 435 (1996).

[Ker97] M.A. Kern, *Resonator design considerations for a high-power end-pumped Nd:YAG laser operating at $1,3\mu m$*, Diplomarbeit, Universität Hamburg, Institut für Laser-Physik, 1997.

[Kle62] D.A. Kleinman, *Nonlinear dielectric polarisation in optical media*, Phys. Rev. **126**, 1977 (1962).

[Koe92] W. Koechner, *Solid-state laser engineering*, Springer Verlag, Berlin, Heidelberg, New York, 3rd ed., 1992.

[Kog66] H. Kogelnik and T. Li, *Laser beams and resonators*, Appl. Opt. **5**, 1550 (1966).

[Kop97] D. Kopf, K.J. Weingarten, G. Zhang, M. Moser, M.A. Emanuel, R.J. Beach, J. Skidmore, and U. Keller, *Hig-average-power diode-pumped femtosecond Cr:LiSAF lasers*, Appl. Phys. B **65**, 235 (1997).

[Kre97] H.M. Kretschmann, F. Heine, G. Huber, T. Halldórsson, *All-solid-state continuous-wave doubly resonant all-intracavity sum-frequency mixer*, Opt. Lett. **22**, 1461 (1997).

[Kre99] H.M. Kretschmann, *Generation of coherent radiation in the red spectral region around 620nm by sum frequency mixing of continuous wave, diode pumped, neodymium doped, solid state lasers*, Dissertation, Universität Hamburg, Institut für Laser-Physik, 1999.

[Kue98] S. Kück, L. Fornasiero, E. Mix, and G. Huber, *Excited state absorption and stimulated emission of $Nd^{3+}$ in crystals. Part I: $Y_3Al_5O_{12}$, $YAlO_3$, and $Y_2O_3$*, Appl. Phys. B **67**, 151 (1998).

[Kuw78] Y. Kuwano, *Refractive indices of $YAlO_3$:Nd*, J. Appl. Phys. **49**, 4223 (1978).

[Lac91] P. Lacovara, H.K. Choi, C.A. Wang, R.L. Aggarwal, and T.Y. Fan, *Room-temperature diode-pumped Yb:YAG laser*, Opt. Lett. **16**, 1089 (1991).

[Lu96] Y. Lu, Y. Lu, J. Zheng, C. Xue, X. Cheng, and N. Ming, *Efficient continuous wave blue light generation in optical supperlattice $LiNbO_3$ by direct frequency doubling a 978nm InGaAs diode laser*, Appl. Phys. Lett. **69**, 1660 (1996).

[Mab94] H. Mabuchi, E.S. Polzik, and H.J. Kimble, *Blue-light-induced infrared absorption in $KNbO_3$*, J. Opt. Soc. Am. B **11**, 2023 (1994).

[Mag87] V. Magni, *Multielement stable resonators containing a variable lens*, J. Opt. Soc. Am. B **4**, 1962 (1987).

[Mag93] V. Magni, G. Cerullo, S. De Silvestri, O. Svelto, L. J. Qian, M. Danailov, *Intracavity frequency doubling of a cw high-power $TEM_{00}$ Nd:YLF laser*, Opt. Lett. **24**, 2111 (1993).

[Mai60] T. Maiman, *Stimulated optical radiation in ruby*, Nature **187**, 493 (1960).

[Mat96] D.G. Matthews, R.S. Conroy, B.D. Sinclair, and N. MacKinnon, *Blue microchip laser fabricated from Nd:YAG and $KNbO_3$*, Opt. Lett. **21**, 198 (1996).

[Mey94] J.-P. Meyn, *Neodym-Lanthan-Scandium-Borat: Ein neues Material für miniaturisierte Festkörperlaser*, Dissertation, Universität Hamburg, Institut für Laser-Physik, 1994.

[Mey97] J.-P. Meyn and M.M. Fejer, *Tunable ultraviolet radiation by second-harmonic generation in periodically poled lithium tantalate*, Opt. Lett. **22**, 1214 (1997).

[Mey99] freundlicherweise zur Verfügung gestellt von J.-P. Meyn, Universität Kaiserslautern 1999.

[Mil97] G.D. Miller, R.G. Batchko, W.M. Tulloch, D.R. Weise, M.M. Fejer, and R.L. Byer, *42%-efficient single-pass cw second-harmonic generation in peiodically poled lithium niobate*, Opt. Lett. **22**, 1834 (1997).

[Miz95] K. Mizuuchi, K. Yamamoto, *Harmonic blue light generation in bulk periodically poled $LiTaO_3$*, Appl. Phys. Lett. **66**, 2943 (1995).

[Moe97] P.E.-A. Möbert, E. Heumann, G. Huber, and B.H.T. Chai, *Green $Er^{3+}$:$YLiF_4$ upconversion laser at $551nm$ with $Yb^{3+}$ codoping: a novel pumping scheme*, Opt. Lett. **22**, 1412 (1997).

[Moe98] P.E.-A. Möbert, *$Er^{3+}$:$YLiF_4$ Upconversion Lasers*, Dissertation, Universität Hamburg, Institut für Laser-Physik, 1998.

[Nak98] S. Nakamura, M. Senoh, S. Nagahama, N. Iwasa, T. Yamada, T. Matsushita, H. Kiyoku, Y. Sugimoto, T. Kozaki, H. Umemoto, M. Sana, and K. Chocho, *InGaN/GaN/AlGaN-based laser diodes with cleaved facets grown on GaN substrates*, Appl. Phys. Lett. **73**, 832 (1998).

[Nik94] D.N. Nikogosyan, *Lithium Triborate (LBO) A review of its properties and applications*, Appl. Phys. A **58**, 181 (1994).

[Oka76] M. Okada, K. Takizawa, and S. Ieiri, *Second harmonic generation by periodic laminar structure of nonlinear optical crystal*, Opt. Comm. **18**, 331 (1976).

[Osi98] J.S. Osinski, B. Lu, H. Zhao, and B. Schmitt, *High power continuous-wave operation of 630nm-band laser diode arrays*, Electron. Lett. **34**, 2336 (1998).

[Ost98] V. Ostroumov, T. Jensen, J.P. Meyn, G. Huber, M.A. Noginov, *Study of luminescence concentration quenching and energy transfer upconversion in Nd-doped $LaSc_3(BO_3)_4$ and $GdVO_4$ laser crystals*, J. Opt. Soc. Am. B **15**, 1052 (1998).

[Pas97] R. Paschotta, N. Moore, W.A. Clarkson, A.C. Tropper, D.C. Hanna, and G. Mazé, *$230mW$ of blue light from a Thulium-doped upconversion fiber laser*, IEEE J. Selected Topics in Quant. Electron. **3**, 1100 (1997).

[Pas98] V. Pasiskevicius, S. Wang, J.A. Tellefsen, F. Laurell, and H. Karlsson, *Efficient Nd:YAG laser frequency doubling with periodically poled KTP*, Appl. Opt. **37**, 7116 (1998).

[Pay92] S.A. Payne, L.L. Chase, L.K. Smith, W.L. Kway, and W.F. Krupke, *Infrared cross-section measurements for crystals doped with $Er^{3+}$, $Tm^{3+}$ and $Ho^{3+}$*, IEEE J. Quant. Electron. **28**, 2619 (1992).

[Pic93] M. Piché, F. Salin, *Gain-Guiding in Solid-State-Lasers*, Opt. Lett. **17**, 1352 (1993).

[Pie93] D. Piehler, D. Craven, N. Kwong, and H. Zarem, *Laser-diode-pumped red and green upconversion fibre lasers*, Electron. Lett. **29**, 1857 (1993).

[Pru95] V. Pruneri, R. Koch, P.G. Kazansky, W.A. Clarkson, P.St.J. Russell, and D.C. Hanna, *49$mW$ of cw blue light generated by first-order quasi-phase-matched frequency doubling of a diode-pumped 946$nm$ Nd:YAG laser*, Opt. Lett. **20**, 2375 (1995).

[Ris88] W.P. Risk, *Modeling of longitudinally pumped solid-state lasers exhibiting reabsorption losses*, J. Opt. Soc. Am. B **5**, 1412 (1988).

[Ros98] G.W. Ross, M. Pollnau, P.G.R. Smith, W.A. Clarkson, P.E. Britton, D.C. Hanna, *Generation of high-power blue light in periodically poled $LiNbO_3$*, Opt. Lett. **23**, 171 (1998).

[Rus82] K.C. Rustagi, S.C. Mehendale, and S. Meenakshi, *Optical Frequency Conversion in Quasi-Phase-Matched Stacks of Nonlinear Crystals*, IEEE J. Quant. Electron. **18**, 1029 (1982).

[Sal80] K.L. Sala, G.A. Kenney-Wallace, and G.E. Hall, *Cw Autocorrelation Measurements of Picosecond Laser Pulses*, IEEE J. Quant. Electron. **16**, 990 (1980).

[San97] T. Sandrock, H. Scheife, E. Heumann, and G. Huber, *High power continuous wave upconversion fiber laser at room temperature*, Opt. Lett. **22**, 808 (1997).

[Sho97] I. Shoji, T. Kondo, A. Kitamoto, M. Shirane, and R. Ito, *Absolute scale of second-order nonlinear-optical coefficients*, J. Opt. Soc. Am. B **14**, 2268 (1997).

[Sid95a] E. Sidick, A. Dienes, and A. Knoesen, *Ultrashort-pulse second harmonic generation. I. Transform-limited pulses*, J. Opt. Soc. Am. B **22**, 1704 (1995).

[Sid95b] E. Sidick, A. Dienes, and A. Knoesen, *Ultrashort-pulse second harmonic generation. II. Non-transform-limited pulses*, J. Opt. Soc. Am. B **22**, 1713 (1995).

[Sie90] A.E. Siegman, *New developments in laser resonators*, Proc. SPIE, **1224**, 2 (1990).

[Sma91] R.G. Smart, J.N. Carter, A.C. Tropper, D.C. Hanna, S.T. Davey, S.G. Carter, and D. Szebesta, *Cw room temperature operation of praseodymium-doped fluorozirconate glass fibre laser in the blue-green, green and red spectral regions*, Opt. Comm. **86**, 333 (1991).

[Smi70] R.G. Smith, *Theory of intracavity optical second-harmonic generation*, IEEE J. Quant. Electron. **QE-6**, 215 (1970).

[Sor97] I.T. Sorokina, E. Sorokin, E. Wintner, A. Cassanho, H.P. Jenssen, and R. Szipőcs, *Sub-20 fs pulse generation from the mirror dispersion controlled Cr:LiSGaF and Cr:LiSAF lasers*, Appl. Phys. B **65**, 245 (1997).

[Spu99] G. Spühler und J. Aus der Au, persönliche Mitteilung, Zürich 1999.

[Sut96] R.L. Sutherland, *Handbook of nonlinear optics*, Series in Optical Engineering Vol. 52, Marcel Dekker Inc., New York 1996.

[Sve68] O. Svelto and R. Polloni, *Optimum coupling for intracavity second harmonic generation*, IEEE J. Quant. Electron. , 528 (1968).

[Sve98] O. Svelto, *Principles of Lasers*, 4th ed., Plenum Press, New York 1998.

[Tay96] M. Taya, M.C. Bashaw, and M.M. Fejer, *Photrefractive effects in periodically poled ferroelectrics*, Opt. Lett. **21**, 857 (1996).

[Tuc77] A.W. Tucker, M. Birnbaum, C.L. Fincher, and J.W. Erler, *Stimulated-emission cross section at 1064nm and 1342nm in Nd:$YVO_4$*, J. Appl. Phys. **48**, 4907 (1977).

[Vel91] S.P. Velsko, M. Webb, L. Davis, and C. Huang, *Phase-matched harmonic generation in lithium triborate (LBO)*, IEEE J. Quant. Electron. **27**, 2182 (1991).

[Vic91] E.A. Victorov, I.B. Vitrishchak, G.E. Novigov, O.A. Orlov, A.A. Mak, V.A. Sokolov, V.I. Ustyugov, and M.M. Khaleev, *Instabilities and chaos in solid-state lasers as a result of mode coupling*, in *Nonlinear dynamics in optical systems*, edited by N.B. Abraham, E. Garmire, and P. Mandel, OSA Proceedings 7 (Optical Society of America, Washington, DC, 1991).

[Wan98] Y. Wang, V. Petrov, Y.J. Ding, Y. Zheng, J.B. Khurgin, and W.P. Risk, *Ultrafast generation of blue light by efficient second-harmonic generation in periodically-poled bulk and waveguide potassium titanyl phosphate*, Appl. Phys. Lett. **73**, 873 (1998).

[Web90] M.S. Webb and S.P. Velsko, *Temperature sensitivity of phase-matched second-harmonic generation in $LiJO_3$*, IEEE J. Quant. Electron. **26**, 1394 (1990).

[Web98] R. Weber, B. Neuenschwander, M. Mac Donald, M.B. Roos, and H.P. Weber, *Cooling schemes for longitudinally diode laser-pumped Nd:YAG rods*, IEEE J. Quant. Electron. **34**, 1046.

[Wig95] P.G. Wigley, Q. Zhang, E. Miesak, and G.J. Dixon, *High-power 467nm passively locked signal-resonant sum-frequency laser*, Opt. Lett. **20**, 2496 (1995).

[Wis88] F.W. Wise, I.A. Walmsley, and C.L. Tang, *Simultaneous formation of solitons and dispersive waves in a femtosecond ring dye laser*, Opt. Lett. **13**, 129 (1988).

[Yar88] A. Yariv, *Quantum Electronics*, 3rd ed., John Wiley & Sons, New York 1988.

[Yos99] M. Yoshimura, H. Furuya, T. Kobayashi, Y. Mori, and T. Sasaki, *Noncritically phase-matched frequency conversion in $Gd_xY_{1-x}Ca_4O(BO_3)_3$ crystal*, Opt. Lett. **24**, 193 (1999).

[Zar95] J.H. Zarrabi, P. Gavrilovic, and S. Singh, *Intracavity, frequency-doubled, miniaturized Nd:$YAlO_3$ blue laser at 465nm*, Appl. Phys. Lett. **67**, 2439 (1995).

[Zer73] F. Zernike and J.E. Midwinter, *Applied Nonlinear Optics*, John Wiley & Sons, New York 1973.

[Zhe98] D. Zheng, L.A. Gordon, Y.S. Wung, R.S. Feigelson, M.M. Fejer, R.L. Byer, and K.L. Vodopyanov, *16-$\mu m$ infrared generation by difference-mixing in diffusion-bonded-stacked GaAs*, Opt. Lett. **23**, 1010 (1998).

# Liste der Abkürzungen und physikalischen Symbole

| | |
|---|---|
| $A_{eff,A}$ | effektive Fläche der Lasermode auf dem SESAM |
| $A_{eff,L}$ | effektive Fläche der Lasermode im Lasermedium |
| AR | Antireflexbeschichtung |
| $\alpha$ | Absorptionskoeffizient |
| $\tilde{\alpha}$ | *Upconversion* Parameter |
| $\alpha_T$ | Koeffizient der thermischen Ausdehnung |
| $c$ | Lichtgeschwindigkeit im Vakuum |
| $cw$ | Dauerstrich (*continuous wave*) |
| CPM | kritische Phasenanpassung |
| $\chi_{ijk}^{(2)}$ | nichtlineare Suszeptibilität zweiter Ordnung |
| $d$ | Dicke der periodisch gepolten Kristalle in Richtung der spontanen Polarisation |
| $d_{ij}$ | reduzierte Schreibweise der nichtlinearen Suszeptibilität zweiter Ordnung |
| $d_{eff}$ | effektive Nichtlinearität zweiter Ordnung |
| $D_2$ | Dispersion zweiter Ordnung, GVD |
| $D_3$ | Dispersion dritter Ordnung |
| $\delta$ | SPM Koeffizient |
| $e$ | Elementarladung |
| $E_i$ | Energie des $i$-ten Starkniveaus eines Multipletts |
| $E_P$ | Pulsenergie |
| $E_{sat,L}$ | Sättigungsenergie des Lasermediums |
| $\epsilon_0$ | Influenzkonstante |
| $f_R$ | Repetitionsrate |
| $FWHM$ | *full width at half maximum* |
| $\Phi$ | Phasenverschiebung des Solitons |
| $g$ | Verstärkung |
| $\tilde{g}_0$ | Kleinsignalverstärkung |
| $g_i$ | Kramersentartung |
| GTI | Gires-Tournois-Interferometer |
| $GVD$ | Gruppengeschwindigkeitsdispersion |
| $\gamma$ | Kerrindexnichtlinearität |
| $h$ | Planck´sches Wirkungsquantum |
| $h_{BK}$ | Boyd-Kleinman-Parameter |
| $\mathcal{H}$ | Hamiltonoperator |
| $H_{Sat,A}$ | SESAM Sättigungsbestrahlung |
| $H_{Sat,L}$ | Lasermedium Sättigungsbestrahlung |
| HR | hochreflektierend |
| HT | hochtransmittierend |
| $\eta$ | differentielle Lasereffizienz |
| $\tilde{\eta}$ | Konversionseffzienz der Frequenzverdopplung |
| $\eta_p$ | Effizienz der Pumplichtabsorption |

| | |
|---|---|
| $I$ | Intensität |
| $I_s$ | Sättigungsintensität |
| $I_\omega$ | Intensität der Grundwelle |
| $I_{2\omega}$ | Intensität der zweiten Harmonischen |
| $\tilde{I}$ | Photonenfluß |
| $\varphi$ | Phasenanpassungswinkel |
| $k_B$ | Boltzmannkonstante |
| $\vec{k}_L$ | Wellenvektor des Lasers |
| $\vec{k}_\omega$ | Wellenvektor des Grundwelle |
| $\vec{k}_{2\omega}$ | Wellenvektor der zweiten Harmonischen |
| $K$ | nichtlineare Kopplungskonstante |
| $K_c$ | Wärmeleitfähigkeit |
| $K_{puls}$ | nichtlineare Kopplungskonstante für kurze Laserpulse |
| $\kappa$ | *multi-mode* Faktor bei der Frequenzverdopplung |
| $l_k$ | Kohärenzlänge |
| $L$ | Resonatorlänge |
| $L_L$ | Länge des Laserkristalls |
| $L_{NLK}$ | Länge des nichtlinearen Kristalls |
| $\tilde{L}$ | passive Resonatorverluste |
| $\Lambda$ | Gitterperiode bei der Quasiphasenanpassung |
| $\lambda$ | Wellenlänge |
| $\Delta\lambda$ | FWHM der Laser- und Fluoreszenzbandbreite |
| $\Delta\lambda_{NLK}$ | FWHM der Wellenlängenakzeptanzbandbreite |
| $m$ | Anzahl der Durchgänge durch das Lasermedium pro Resonatorumlauf |
| $\tilde{m}$ | Ordnung der Quasiphasenanpassung |
| $m_e$ | Masse des Elektrons |
| $M$ | Anzahl der longitudinalen Resonatormoden |
| $\nu_L$ | Laserfrequenz |
| $\nu_p$ | Frequenz des Pumplichtes |
| $n_e$ | außerordentlicher Brechungsindex |
| $n_o$ | ordentlicher Brechungsindex |
| $N$ | Dotierungskonzentration |
| NCPM | nichtkritische Phasenanpassung |
| $P_p$ | Pumpleistung |
| $P_{p,s}$ | Pumpleistung an der Laserschwelle |
| $P_S$ | spontane Polarisation |
| $P_\omega$ | Laserleistung |
| $P_{2\omega}$ | Leistung der zweiten Harmonischen |
| $q_P$ | sättigbarer Verlust pro Resonatorumlauf |
| $\theta$ | Phasenanpassungswinkel |
| $\Delta\theta_{NLK}$ | FWHM der Winkelakzeptanzbandbreite |
| QPM | Quasiphasenanpassung |
| $r$ | Pumpparameter |
| $r_L$ | Radius des Laserkristalls |
| $R$ | Pumprate |

| | |
|---|---|
| $\Delta R$ | maximale Modulationstiefe des SESAMs |
| $\Delta R_{ns}$ | nichtsättigbare (passive) Verluste des SESAMs |
| $\rho$ | *walk-off* Winkel |
| SESAM | sättigbarer Halbleiterspiegel |
| | Semiconductor Saturable Absorber Mirror |
| *SHG* | Frequenzverdopplung |
| | Second Harmonic Generation |
| $\sigma$ | atomarer Wirkungsquerschnitt |
| $\sigma_A$ | Absorptionswirkungsquerschnitt des sättigbaren Absorbers |
| $\sigma_{abs}$ | effektiver Absorptionswirkungsquerschnitt |
| $\sigma_{em}$ | effektiver Emissionswirkungsquerschnitt |
| $SPM$ | Selbstpasenmodulation |
| $T$ | Temperature |
| $\Delta T_{NLK}$ | FWHM der Temperaturakzeptanzbandbreite |
| $T_R$ | Resonatorumlaufzeit |
| $T_{oc}$ | Transmission des Auskoppelspiegels |
| $\tau$ | Fluoreszenzlebensdauer des Lasermediums |
| $\tau_A$ | SESAM Lebensdauer |
| $\tau_{sech}$ | Pulsbreite eines $sech^2$-Pulses |
| $\Delta\tau$ | FWHM Pulsbreite |
| $w_0$ | Radius der Lasermode im Laserkristall |
| $w_{NLK}$ | Radius der Lasermode im nichtlinearen Kristall |
| $w_p$ | Radius der Pumpmode |
| $\Psi$ | Elektronenwellenfunktion |
| $\omega$ | Kreisfrequenz |
| $z_R$ | Rayleighlänge |

# Liste der Veröffentlichungen

Teile dieser Arbeit wurden bereits veröffentlicht:

**Veröffentlichungen in Fachzeitschriften:**


- P.B.W. Burmester, T. Kellner, K. Petermann, G. Huber, R. Uecker, and P. Reiche, *Type-I non-critically phase-matched second-harmonic generation in* $Gd_{1-x}Y_xCa_4O(BO_3)_3$, Appl. Phys. B **68**, 1143 (1999).

- E. Montoya, J. Capmany, L.E. Bausa, T. Kellner, A. Diening, and G. Huber, *Infrared and self-frequency doubled laser action in* $Yb^{3+}$*-doped* $LiNbO_3$*:MgO*, Appl. Phys. Lett. **74**, 3113 (1999).

- M. Pierrou, F. Laurell, H. Karlsson, T. Kellner, C. Czeranowsky, and G. Huber, *Generation of 740mW of blue light by intracavity frequency doubling with a first order quasi-phasematched* $KTiOPO_4$ *crystal*, Opt. Lett. **24**, 205 (1999).

- G. Huber, T. Kellner, H.M. Kretschmann, T. Sandrock, and H. Scheife, *Compact diode pumped cw solid–state lasers in the visible spectral region*, Opt. Mat. **11**, 205 (1999).

- L. Fornasiero, T. Kellner, S. Kück, J.P. Meyn, P. Möbert and G. Huber,*Excited–state absorption and stimulated emission of* $Nd^{3+}$ *in crystals III:* $LaSc_3(BO_3)_4$, $CaWO_4$*, and* $YLiF_4$, Appl. Phys. B **68**, 67 (1999).

- T. Kellner, F. Heine, G. Huber, and S. Kück, *Passive Q-switching of a diode pumped 946nm Nd:YAG–laser with 1.6W average output power*, Appl. Opt. **37**, 7076 (1998).

- T. Kellner, F. Heine, G. Huber, C. Hönninger, B. Braun, F. Morier–Genoud, M. Moser, and U. Keller, *Soliton mode–locked Nd:*$YAlO_3$ *laser at 930nm*, J. Opt. Soc. of Am. B **15**, 1663 (1998).

- T. Kellner, F. Heine, and G. Huber, *Efficient laser performance of Nd:YAG at 946nm and intracavity frequency doubling with* $LiJO_3$, $\beta$*–*$BaB_2O_4$*, and* $LiB_3O_5$, Appl. Phys. B, **65**, 789 (1997).

- B. Braun, C. Hönninger, G. Zhang, U. Keller, F. Heine, T. Kellner, and G. Huber, *Efficient intracavity frequency doubling of a passively mode–locked diode–pumped neodymium lanthanum scandium borate laser*, Opt. Lett. **21**, 1567 (1996).


**Internationale Konferenzbeiträge:**


- T. Kellner, C. Czeranowsky, and G. Huber, *Laser operation of Nd:*$YVO_4$ *at 915nm and 1064nm under direct excitation of the upper laser manifold*, E-CLEO Topical Meeting, Novel Lasers and Devices, München, Deutschland, (1999).

- T. Kellner, G. Huber, J.P. Meyn, R. Wallenstein, C. Hönninger, F. Morier-Genoud, and U. Keller, *Single pass blue light generation in bulk periodically poled* $LiTaO_3$ *with a passively mode–locked Nd:*$YAlO_3$ *laser*, Conference on Lasers and Electro-Optics (CLEO), Baltimore, USA, Technical Digest, paper CtThB3 (1999).

- C. Czeranowsky, T. Kellner, and G. Huber, *All-solid-state blue light laser source with 1.3W output power at 473nm*, Conference on Lasers and Electro–Optics (CLEO), Baltimore, USA, Technical Digest, paper CMA5 (1999).

- E. Heumann, C. Czeranowsky, T. Kellner, and G. Huber, *An efficient all-solid-state* $Pr^{3+}$*:*$LiYF_4$ *laser in the visible spectral range*, Conference on Lasers and Electro–Optics (CLEO), Baltimore, USA, Technical Digest, paper CtuG1 (1999).

- E. Montoya, J.A. Sanz-Garcia, J. Capmany, L.E. Bausa, T. Kellner, A. Diening, and G. Huber, $Yb^{3+}$*:MgO:*$LiNbO_3$ *self frequency doubling laser*, Conference on Lasers and Electro-Optics (CLEO), Baltimore, USA, Technical Digest, paper CTuG6 (1999).

- T. Kellner, C. Czeranowsky, G. Huber, M. Pierrou, F. Laurell, and H. Karlsson, *High power blue light generation by intracavity frequency doubling with a first order quasi phasematched* $KTiOPO_4$ *crystal*, Conference on Advanced Solid–State Lasers, Boston, USA, Technical Digest, paper MF2 (1999).

- T. Kellner, F. Heine, G. Huber, C. Hönninger, B. Braun, F. Morier-Genoud, M. Moser, and U. Keller, *Mode-locked Nd:*$YAlO_3$ *laser on the ground state transition*, Conference on Lasers and Electro–Optics (CLEO), S. Francisco, USA, Technical Digest, paper CTuM44 (1998).

- T. Kellner, F. Heine, G. Huber, and T. Halldorsson, *Intracavity frequency-doubled cw laser diode-pumped Nd:YAG laser at 473nm*, Novel Lasers, Devices and Applications, Topical Meeting, Laser 97 München, Technical Digest p35 (1997).

- T. Kellner, F. Heine, T. Halldorsson, and G. Huber, *High power diode-pumped intracavity frequency doubled cw Nd:YAG laser at 473nm*, OSA Trends in Optics and Photonics on ASSL, **10**, 46 (1997).

- F. Heine, H. Kretschmann, T. Kellner, and G. Huber, *Diode-pumped, cw Nd-lasers with 4.9W output in the eyesafe region*, OSA Trends in Optics and Photonics on ASSL, **10**, 162 (1997).

- B. Braun, C. Hönninger, G. Zhang, U. Keller, F. Heine, T. Kellner, and G. Huber, *Efficient intracavity frequency doubling of a passively mode-locked diode-pumped Nd:LSB laser*, Conference on Lasers and Electro–Optics Europe (CLEO/Europe–EQEC), Hamburg, Deutschland, Technical Digest, paper CFI1, 348 (1996).

- T. Kellner, F. Heine, and G. Huber, *Laser–diode pumped intracavity frequency doubled Nd:YLF–laser at 455nm*, Conference on Lasers and Electro–Optics Europe (CLEO/Europe–EQEC), Hamburg, Germany, Technical Digest, paper CFI4, 349 (1996).

- T. Kellner, F. Heine, B. Struve, V. Ostroumov, K. Petermann, and G. Huber, *Efficient intracavity frequency doubling of a room temperature cw 930nm Nd:*$YAlO_3$ *laser*,OSA Trends in Optics and Photonics on ASSL, **1**, 356 (1996).

**Nationale Konferenzbeiträge:**

- T. Kellner, G. Huber, J.P. Meyn, R. Wallenstein, C. Hönninger, F. Morier-Genoud und U. Keller, *Frequenzverdopplung eines modengekoppelten Nd:YAlO$_3$ Lasers bei 930nm mit periodisch gepolten LiTaO$_3$ Kristallen*, Verhandl. DPG, Frühjahrstagung Heidelberg, FG Quantenoptik, Fachvortrag Q 32.1 (1999).
- C. Czeranowsky, T. Kellner und G. Huber, *Blauer diodengepumpter Festkörperlaser bei 473nm mit 1,3W cw-Ausgangsleistung*, Verhandl. DPG, Frühjahrstagung Heidelberg, FG Quantenoptik, Vortrag Q 9.6 (1999).
- T. Kellner, F. Heine, G. Huber, C. Hönninger, B. Braun, F. Morier-Genoud, M. Moser und U. Keller, *Modenkopplung eines Nd:YAlO$_3$ Lasers auf dem Grundzustandsübergang*, Verhandl. DPG, Frühjahrstagung Konstanz, FG Quantenoptik, Vortrag Q 28.3 (1998).
- T. Kellner, F. Heine und G. Huber, *Diodengepumpter, resonatorintern frequenzverdoppelter Nd:YAG Laser bei 473nm im Dauerstrichbetrieb*, Verhandl. DPG, Frühjahrstagung Mainz, FG Quantenoptik, Vortrag Q 8.2 (1997).
- T. Kellner, F. Heine, B. Struve, V. Ostroumov und G. Huber, *Effiziente resonatorinterne Frequenzverdopplung eines cw Nd:YAlO$_3$ Lasers auf dem $^4F_{3/2}$ - $^4I_{9/2}$ Übergang bei Raumtemperatur*, Verhandl. DPG, Frühjahrstagung Jena, FG Quantenoptik, Poster Q 26.5 (1996).

# Danksagung

Diese Arbeit entstand in den Jahren 1996–1999 im Arbeitsbereich Festkörperlaser am Institut für Laser-Physik der Universität Hamburg.
Mein Dank gilt ...
... Herrn Prof. Dr. Günter Huber für die Möglichkeit, in einem aktuellen Gebiet der Laserforschung zu arbeiten, und die gute Betreuung während der Arbeit, die sich durch die ständige Hilfsbereitschaft und viele gute Ideen und Denkanstöße auszeichnete.
... dem LADI-Konglomerat, Herrn Dr. Petermann, Herrn Dr. Frank Heine (das geht!) und Herrn Dr. Hanno M. Kretschmann (das geht nicht!), für viele hilfreiche Diskussionen und die sehr gute Zusammenarbeit.
... allen weiteren ehemaligen und jetzigen Mitglieder der Gruppe F, die aktiv oder passiv zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen haben. Ein besonderer Dank gilt hier Philipp Burmester, Christoph Czeranowsky (*for more blue light*), Dr. Andreas Diening, Dr. Livio Fornasiero (für *kick and rush* am Samstagnachmittag), Dr. Thomas Jensen, Dr. Ernst Heumann (für alle Fragen der nichtlinearen Optik) Dr. Stefan Kück (der mir zeigte, daß man mit Computern reden muß), Dr. Eric Mix (für zahlreiche relevante und irrelevante Diskussionsbeiträge) und Dr. Patrick E.-A. Möbert (für viele Diskussionen und das *Kurhaus*).
... Herrn Günter Roschewski und Herrn Robert Fischer für die technische Unterstützung und Frau Silke Frömmig (für das Korrekturlesen dieser Arbeit) und Frau Renate Seiffert für die organisatorische Unterstützung.
... Dr. Clemens Hönninger, Dr. Bernd Braun, Gabriel Spühler, Jürg aus der Au und Prof. Dr. Ursula Keller von der ETH Hönggerberg in Zürich für die interessante und erfolgreiche Zusammenarbeit im Bereich der modensynchronisierten Laser.
... Dr. Jan-Peter Meyn von der Universität Kaiserslautern für seine Hilfe und die Herstellung der periodisch gepolten $LiTaO_3$-Kristalle.
... Mattias Pierrou, Rosalie Clemens, Dr. Håkan Karlsson und Dr. Frederik Laurell vom Royal Institute of Technology in Stockholm für die gute Zusammenarbeit im Bereich der periodisch gepolten KTP-Kristalle.
... Thorsteinn Halldórsson und Paul Zeller von der DaimlerChrysler AG und dem Bundesministerium für Bildung und Forschung.
... meinen Eltern und Brüdern für die Hilfe und Unterstützung.
... Matthias Brühl, Thomas Grzib, Jens Lippinski, Jan Matzke und Sönke Wimmers.

Und vielen Dank an Yvonne.