Mehrfarbig emittierende, diodenerregte Aufkonversions-Laser auf Basis Pr,Yb-dotierter Fluoridglasfasern

Dissertation

zur Erlangung des Doktorgrades
des Fachbereichs Physik
der Universität Hamburg

vorgelegt von
Stefan Salewski
aus Stade

Hamburg
2005

1. Auflage 10. März 2005

www.ssalewski.de

Gutachter der Dissertation:	Prof. Dr. K. Sengstock Prof. Dr. W. Neuhauser
Gutachter der Disputation:	Priv.-Doz. Dr. V.M. Baev Prof. Dr. G. Huber
Datum der Disputation:	2. Mai 2005
Vorsitzender des Prüfungsausschusses:	Dr. K. Petermann
Vorsitzender des Promotionsausschusses:	Prof. Dr. G. Huber
Dekan des Fachbereichs Physik:	Prof. Dr. G. Huber

Kurzfassung

Gegenstand dieser Dissertation ist die Entwicklung und Charakterisierung mehrfarbig emittierender Faserlaser auf der Basis von Pr^{3+},Yb^{3+}-dotierten Fluoridglasfasern. Die Anregung erfolgt über einen mehrstufigen Prozess durch handelsübliche, im nahen Infraroten emittierende Laserdioden. Es wird Laseremission bei 635, 521 und 492 nm (RGB) mit jeweils mehr als 10 mW Emissionsleistung und stufenlose Umschaltung zwischen blauer und roter Laseremission demonstriert.

Die physikalischen und technischen Grundlagen der Faserlaser werden dargestellt: Betrachtet werden Lichtführung und Dämpfung in Glasfasern, die Besonderheiten des Wirtsmaterials Fluoridglas und die Funktionsweise optisch aktiver Fasern. Die Eigenschaften der laseraktiven Pr^{3+}- und Yb^{3+}-Ionen werden im Zusammenhang mit dem mehrstufigen Anregungsprozess beschrieben. Es folgen eine Diskussion der Anforderungen an die Laserfasern und an die übrigen optischen Komponenten und Erläuterungen zur technischen Realisierung der Laser.

Für die Lasereffizienz relevante Parameter wurden durch umfangreiche Messungen bestimmt und durch Modelle beschrieben. Dies ermöglicht die numerische Simulation des Laserprozesses und eine weitere Steigerung der Lasereffizienz.

Durch geeignete Anpassung der Faserparameter und der übrigen optischen Komponenten wurde auch bei dem schwachen, für Anwendungen jedoch sehr interessanten Laserübergang bei 492 nm ein differentieller Wirkungsgrad von mehr als 10 % erreicht, so dass im roten, grünen und blauen Spektralbereich jeweils mehr als 10 mW Laseremission bei 200 mW Pumpleistung erzielt werden.

Die Kombination direkt verspiegelter Faserendflächen mit externen Rückkoppeloptiken und die direkte Veränderung des Reflexionsverlaufs der Resonatorspiegel durch Variation der Dicke einer dielektrischen Spiegelschicht (einstellbarer Luftspalt zwischen Faserende und Resonatorspiegel) ermöglichen es, die wellenlängenabhängigen Umlaufverluste des Laserresonators zu variieren und so im Laserbetrieb kontinuierlich zwischen verschiedenen Emissionsfarben umzuschalten oder gleichzeitige Emission unterschiedlicher Laserwellenlängen einzustellen.

Farbumschaltung und zweifarbiger Laserbetrieb werden für rote und blaue Laseremission demonstriert. Das Verfahren lässt sich zur Anregung weitere Emissionswellenlängen einsetzen, so dass gleichzeitige Emission bei 635, 521 und 492 nm (oder anderen Wellenlängen) mit einstellbaren Farbanteilen erzielt werden kann.

Durch eine auf die Pumpleistung wirkende elektronische Rückkopplung wurde das Emissionsrauschen reduziert und die Ausgangsleistung stabilisiert.

Abstract

Object of this thesis is the development and characterisation of multi-colour fibre lasers based on Pr^{3+},Yb^{3+}-doped fluoride glass fibres. Inversion is achieved via a multistage pump process using ordinary laser diodes emitting in the near infrared spectral range (typically 180 mW pump power at 840 nm excitation wavelength). Laser emission of more than 10 mW output power at 635, 521 and 492 nm (RGB) and stepless switching between blue and red laser emission is demonstrated.

The fundamental physics and technical aspects of fibre lasers are presented: Light guidance and attenuation in glass fibres, the characteristics of the host material fluoride glass and the operation of optically active fibres are discussed. The properties of the laser-active Pr^{3+}- and Yb^{3+}-ions are described in combination with the multistage excitation process. A discussion of the requirements of laser fibres and other optical components for stable laser operation is followed by explanations about the technical realization of the lasers.

Various fibre parameters relevant for the laser efficiency were determined in extensive measurements and described by theoretical models. This allows numerical simulations of the laser process and a further increase of laser efficiency.

By suitable design of fibre parameters and other optical components the laser output power was optimised especially at the weak, but for applications very important laser transition at 492 nm, so that even for this emission line a differential efficiency factor above 10 % was reached and more than 10 mW laser emission at 200 mW of pumping power is obtained in the red, green and blue spectral range.

A combination of dielectric mirrors mounted on the fibre end faces with external feedback optics together with direct modification of mirror reflectivity by variation of the thickness of a dielectric mirror-layer (adjustable air gap between fibre end face and cavity mirror) enables a variation of the wavelength dependant circulation losses of the laser resonator and to switch continuously between different colours of laser emission or even to achieve simultaneously operation at different wavelengths. Colour switching and simultaneous operation is demonstrated for red and blue laser emission. This method can be used for excitation of further emission wavelengths, so that simultaneous emission at 635, 521 and 492 nm (or other wavelengths) with adjustable colour components can be obtained.

The output power was stabilised and the emission noise was reduced using electronic feedback on the pumping power.

Inhaltsverzeichnis

Abbildungsverzeichnis

Tabellenverzeichnis

Symbol- und Abkürzungsverzeichnis

$\|i\rangle$	Zustand i beim Ratengleichungsmodell
γ	Photonenverlustrate
λ_0	Vakuum-Wellenlänge
ω_0	(Gaußscher) Strahltaillenradius
τ	Lebensdauer
a	Faserkernradius
c_0	Lichtgeschwindigkeit im Vakuum, 299 792 458 m/s
cw	Dauerstrichbetrieb (engl. continuous wave)
g_i	Entartung des Energieniveaus $\|i\rangle$, $g = 2J + 1$
h	Plank-Konstante, $6{,}626\,075\,5 \cdot 10^{-34}$ J·s
k	Boltzmann-Konstante, $1{,}380\,658 \cdot 10^{-23}$ J/K
l	(Faser)-Länge
n	Brechungsindex bzw. (absolute) Brechzahl
r	Interionischer Abstand
A_i	Koeffizient für Spontanemission des Niveaus $\|i\rangle$
B_{ij}	Koeffizient für den induzierten Übergang $\|i\rangle \rightarrow \|j\rangle$
ESA	Absorption aus einem angeregten Zustand (engl. exited state absorption)
FWHM	Volle Halbwertsbreite (engl. full width at half maximum)
GSA	Absorption aus dem Grundzustand (engl. ground state absorption)
HR	Hoch Reflektierend (Spiegel)
HT	Hoch Transmittierend (Spiegel)
IPG	Faserhersteller
J	Quantenzahl des Gesamt-Drehimpulses
K_{ijkl}	Koeffizient für Kreuzrelaxation $\|i\rangle \rightarrow \|j\rangle$, $\|k\rangle \rightarrow \|l\rangle$
LVF	„Le Verre Fluore“ (Faserhersteller)
M	Anzahl der Laserphotonen im Resonator
N_i	Besetzungszahl des Energie-Niveaus $\|i\rangle$
NA	Numerische Apertur
P	Leistung
R	Spiegelreflexion
T	Spiegeltransmission
V	Verallgemeinerte Frequenz
ZBLAN	Zirkoniumfluoridglas (ZrF_4-BaF_2-LaF_3-AlF_3-NaF)

1 Einleitung

Für Laser, die sich in ihrer Emissionsfarbe umschalten lassen oder sogar gleichzeitige Emission verschiedener Wellenlängen erlauben, existiert ein großes Anwendungspotenzial – insbesondere wenn ihre Emission die vom Auge unterscheidbaren Grundfarben Rot, Grün und Blau abdeckt. Laser-Displays, Ausbelichtung von Digital-Bildern und konfokale Fluoreszenzmikroskopie sind nur einige von vielen Anwendungsmöglichkeiten. Es gibt daher ein massives Interesse, für diese Einsatzgebiete kompakte, robuste und preiswerte Laser zu entwickeln und zur Marktreife zu führen.

Im Rahmen dieser Arbeit wurden daher verschiedene Konzepte zur Realisierung von diodengepumpten, bei 492, 521 und 635 nm (auch 605 und 715 nm) gleichzeitig oder umschaltbar emittierenden Aufkonversions-Faserlasern auf Basis von Praseodym-Ytterbium-dotierten Fluoridglasfasern entwickelt. Neben fundamentalen Untersuchungen des Aufkonversions-Anregungsprozesses und der Laserdynamik bei gleichzeitig mehrfarbiger Emission bzw. bei Farbumschaltung wurde durch systematische Variation von Laser- und Faser-Parametern die Effizienz der Laseremission bei den verschiedenen Emissionswellenlängen optimiert.

Das dreifach positiv geladene Pr^{3+}-Ion im Wirtsmaterial ZBLAN (ein Fluoridglas) ist durch bis zu 12 anregbare Laserübergänge im sichtbaren Spektralbereich, darunter 492, 521 und 635 nm, gut als laseraktives Medium für einen mehrfarbig emittierenden Laser geeignet. Im Jahr 1991 wurde von Allain u. a. mit einem Praseodym-dotierten ZBLAN-Faserlaser bei Anregung durch einen Argon-Ionen-Laser mit 476,5 nm Pumpwellenlänge erstmals Laseremission im Dauerstrichbetrieb bei Zimmertemperatur mit Emissionswellenlängen um 610, 635, 695, 715, 885 und 910 nm erzielt (Allain u. a. 1991b).[1] Kurze Zeit später konnte von Smart u. a. mit einem ähnlichen Versuchsaufbau auch Laserbetrieb bei 491 und 520 nm demonstriert werden (Smart u. a. 1991a). Im selben Jahr erzielten Smart u. a. mit einer Pr^{3+}-dotierten ZBLAN-Faser durch zweistufige Anregung (Aufkonversion, engl. upconversion) mit zwei bei 1 010 und 835 nm emittierenden Ti:Saphir-Lasern ebenfalls Laseremission im sichtbaren Spektralbereich (Smart u. a. 1991b).

Für technische Anwendungen ist jedoch sowohl die Anregung durch Argon-

[1] Die Angabe von Literatur-Zitaten erfolgt in dieser Arbeit entsprechend der deutschen Norm DIN 1 505.

Ionen-Laser bei 476 nm als auch die mehrstufige Anregung durch zwei im infraroten emittierende Ti:Saphir-Laser zu aufwändig und zu ineffizient.

Bei Kodotierung mit Ytterbium-Ionen (Yb^{3+}) kann jedoch das obere Laserniveau unter Ausnutzung nicht-strahlender Energietransfers zwischen benachbarten Pr^{3+}- und Yb^{3+}-Ionen in mehreren Schritten durch eine einzige Pumplichtquelle angeregt werden. Xie und Gosnell erzielten im Jahr 1995 mit einer mit Pr^{3+} und Yb^{3+} dotierten ZBLAN-Faser bei Anregung mit einem Ti:Saphir-Laser mit 860 nm Pumpwellenlänge Laseremission bei 635, 615, 520 und 493 nm im Dauerstrichbetrieb (Xie und Gosnell 1995b).

Im selben Jahr (1995) erreichten Baney u. a. mit einer Pr,Yb-dotierten ZBLAN-Faser und Anregung mit einer um 860 nm emittierenden Laserdiode ebenfalls Laseremission bei 635 und 605 nm (Baney u. a. 1995).

Kurz darauf wurde am Institut für Laser-Physik (ILP) der Universität Hamburg von Stark durch den Einsatz direktverspiegelter Pr,Yb-dotierten ZBLAN-Fasern und einer Pump-Laserdiode mit 100 mW Ausgangsleistung bei 850 nm Emissionswellenlänge Laseremission bei 521, 603, 635 und 717 nm erzielt. Dabei konnte durch Variation der wellenlängenabhängigen Güte des Laserresonators durch einen über eine asphärische Linse angekoppelten dritten Resonatorspiegel auch die Umschaltbarkeit der Emissionswellenlänge zwischen 521, 603 und 635 nm demonstriert werden (Stark 1997).

In weiteren Experimenten am ILP-Hamburg wurde von Stark und Thurau kurze Zeit später erstmals auch Laseremission um 491 nm Emissionswellenlänge bei Anregung mit einer Laserdiode erzielt (Thurau 2000). Die mittlere Haltbarkeit der einige Milliwatt emittierenden Faserlaser war bei dieser Wellenlänge aufgrund von Endflächendefekten jedoch zunächst auf wenige Stunden begrenzt.

Basierend auf diesen Ergebnissen war es das Ziel dieser Arbeit, einerseits die Emissionsdynamik der Laser bei mehrfarbiger Emission zu untersuchen und zum anderen einen kompakten und robusten mehrfarbigen RGB-Laser mit gleichzeitiger und umschaltbarer Lichtemission zu entwickeln. Die Laser-Entwicklung wurde dabei aufgrund des großen Marktpotenzials dieses Lasertyps zunächst durch die Firma *Evotec OAI* (Hamburg) finanziell gefördert und später im Rahmen eines Kooperationsvertrages in Zusammenarbeit mit der Firma *unique-m.o.d.e AG* (Jena) durchgeführt.

Nachfolgend sind die wesentlichen Ziele dieser Doktorarbeit zusammengefasst:

- Aufbau kompakter und robuster Laserresonatoren für einfarbigen Laserbetrieb bei verschiedenen Emissionswellenlängen und Verbesserung der Langzeitlebensdauer bei grün-blauer Emission

- Erprobung verschiedener Möglichkeiten zur Selektion der Emissionswellenlängen

- Untersuchung der Laserdynamik bei ein- und mehrfarbiger Emission
- Elektronische Stabilisierung der Laserausgangsleistung
- Optimierung der Laserausgangsleistung durch Untersuchungen der Effizienz der Pumplichtabsorption, der Faserdämpfung, der Lichtverstärkung bei den Laser-Übergängen und der Lebensdauer der angeregten Energieniveaus

Diese Arbeit ist demgemäß wie folgt untergliedert: Nach dieser Einleitung folgen im zweiten Kapitel zunächst einige grundlegende Bemerkungen zum Thema Glasfasern, insbesondere wird kurz auf die Lichtführung in optischen Fasern (Modenkonzept) und auf die bei der Lichtführung auftretenden unterschiedlichen Verlustmechanismen hingewiesen. Es folgt eine Beschreibung der speziellen Eigenschaften von Fluoridglas und eine Diskussion der Vorteile von Faserlasern gegenüber anderen Lasertypen. Außerdem wird der lawinenartige Aufkonversions-Mechanismus durch nicht-strahlende Energietransfers zwischen Pr^{3+}- und Yb^{3+}-Ionen (Kreuz-Relaxation) beschrieben, der die mehrstufige Anregung durch eine im infraroten emittierende Laserdiode ermöglicht.

Das dritte Kapitel beschäftigt sich zunächst mit (diodengepumptem) einfarbigem Laserbetrieb bei verschiedenen Emissionswellenlängen. Neben der Beschreibung des Resonatordesigns und des mechanischen und optischen Aufbaus werden verschiedene Mechanismen, welche die Laser-Haltbarkeit bei Emission im blau-grünen Spektralbereich begrenzen, und Maßnahmen zur Verbesserung der Haltbarkeit diskutiert. Es folgen verschiedene Messungen zum einfarbigen Laserbetrieb.

Im vierten Kapitel werden die Eigenschaften der verschiedenen verfügbaren Fasern untersucht, unter anderem die Lichtdämpfung bei 492 und 633 nm, die Effizienz der Pumplichtabsorption und die Lebensdauer der am Anregungsprozess beteiligten Energieniveaus. Außerdem wird der Aufkonversions-Anregungsprozess durch ein Ratengleichungsmodell beschrieben und es werden erste Ergebnisse einer numerischen Simulation dieses Modells vorgestellt.

In Kapitel fünf werden dann verschiedene Methoden für die Farb-Umschaltung und für die Steuerung der Farbanteile bei gleichzeitig mehrfarbiger Lichtemission durch kontrollierte Veränderung der wellenlängenabhängigen Resonatorumlaufverluste präsentiert.

Kapitel sechs beschäftigt sich mit der Laserdynamik bei ein- und mehrfarbiger Emission, insbesondere mit den für Festkörperlaser typischen Relaxationsschwingungen und theoretischen und praktischen Maßnahmen zur Leistungsstabilisierung.

Das siebte Kapitel fasst die Ergebnisse dieser Arbeit zusammen und gibt einen Ausblick auf weitere Experimente und Untersuchungen.

Der Anhang dieser Arbeit enthält ein Verzeichnis der verwendeten Literatur und der für die Experimente benutzten Geräte und Materialien, eine Auflistung der eigenen Veröffentlichungen, den Quelltext des zur Simulation des Anregungsprozesses verwendeten Simulationsprogramms und eine ausführliche Beschreibung der für die Leistungsstabilisierung entwickelten elektronischen Schaltung.

2 Pr,Yb-dotierte Fluoridglas-Faserlaser

Dieses Kapitel beschäftigt sich mit den physikalischen Grundlagen der verwendeten Faserlaser: Neben der Lichtführung (Modenkonzept) und der Lichtdämpfung in der Faser werden die Eigenschaften von Fluoridglas, die Besonderheiten der verwendeten laseraktiven Substanzen (Praseodym und Ytterbium) und der Aufkonversions-Anregungsprozess diskutiert.

2.1 Lichtführung in Glasfasern

Für die in dieser Arbeit durchgeführten Untersuchungen wurden zylinderförmige Fasern mit stufenförmiger Variation des Brechungsindexes[1] verwendet: Im Zentrum der Faser befindet sich der Faserkern (engl. core) mit Brechungsindex n_1, umgeben vom Fasermantel (engl. cladding) mit Brechungsindex n_2. Ist $n_1 > n_2$, so können Lichtwellen im Kern durch Totalreflexion mit minimalen Dämpfungsverlusten geführt werden. In Abb. 2.1 ist die Lichtausbreitung entlang der Faserachse skizziert: Für einen auf die Faserendfläche bzw. auf die Grenzfläche zwischen Kern

[1] Der (absolute) Brechungsindex bezeichnet das Verhältnis der Vakuum-Lichtgeschwindigkeit (c_0) zur Lichtgeschwindigkeit im Medium. Neuerdings wird stattdessen oft die Bezeichnung Brechzahl verwendet, wobei aber zwischen absoluter (c_0/c_1) und und relativer (c_1/c_2) Brechzahl unterschieden werden muss (Lindner 1994).

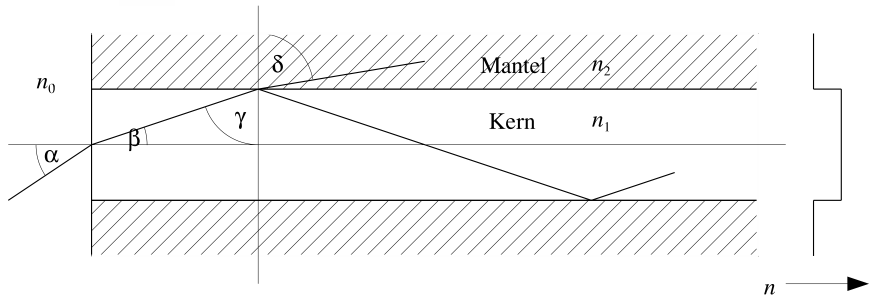

Abb. 2.1: Lichtführung in einer Stufenindexfaser.

und Mantel auftreffenden Lichtstrahl gilt nach dem Snellschen Brechungsgesetz[2]:

$$n_0 \sin\alpha = n_1 \sin\beta \quad \text{und} \quad n_1 \sin\gamma = n_2 \sin\delta\,. \tag{2.1}$$

Weil der Brechungsindex des Kernmaterials (n_1) größer als der des Mantels (n_2) ist, ist der Winkel δ nach Gleichung (2.1) größer als γ und erreicht für einen kritischen Wert $\gamma = \gamma_c$ den Wert 90°. (Dann gilt $\sin\delta = 1$ und daher $\sin\gamma_c = n_2/n_1$.) Für $\gamma \geq \gamma_c$ wird das Licht in der Faser durch Totalreflexion geführt.

Der zugehörige *maximale Akzeptanzwinkel* α_c der Faser ergibt sich wegen

$$\sin\alpha = \frac{n_1}{n_0}\sin\beta = \frac{n_1}{n_0}\cos\gamma = \frac{n_1}{n_0}\sqrt{1-\sin^2\gamma} \tag{2.2}$$

zu

$$\sin\alpha_c = \frac{n_1}{n_0}\sqrt{1-\sin^2\gamma_c} = \frac{n_1}{n_0}\sqrt{1-\left(\frac{n_2}{n_1}\right)^2} = \sqrt{\frac{n_1^2-n_2^2}{n_0^2}}\,. \tag{2.3}$$

Licht, dass unter einem Einkoppelwinkel $\alpha < \alpha_c$ in die Faser eingekoppelt wird, wird durch Totalreflexion geführt.

Oft ist das an die Faser angrenzende Medium Luft mit $n_0 = 1$, dann wird obige Größe als *numerische Apertur NA* der Faser bezeichnet:

$$NA \equiv \sin\alpha_c(n_0 = 1) = \sqrt{n_1^2 - n_2^2}\,. \tag{2.4}$$

2.2 Faser-Moden

In Abschnitt 2.1 wurde die Lichtführung in Stufenindexfasern durch klassische Strahlenoptik beschrieben. Diese anschauliche Beschreibung ist ausreichend, wenn der Kerndurchmesser groß gegen die Lichtwellenlänge ist. Liegt der Kerndurchmesser jedoch in der Größenordnung der Lichtwellenlänge, so muss die Ausbreitung des elektromagnetischen Feldes in der Faser durch die Maxwell-Gleichungen[3] der klassischen Elektrodynamik beschrieben werden.[4]

Wendet man die Maxwell-Gleichungen auf ein zylindersymmetrisches dielektrisches Medium mit der Struktur einer Stufenindexfaser an, so ergeben sich Wellengleichungen, deren Lösungen kohärente, sich entlang der Faserachse ausbreitende Feldverteilungen sind und als *Faser-Moden* bezeichnet werden. Bei den üblichen optischen Fasern unterscheiden sich die Brechungsindizes von Kern und Mantel

[2]Willibrord Snell van Rayen (1580 oder 91–1626).
[3]James Clerk Maxwell (1831–1879).
[4]Die in Abschnitt 2.1 definierte numerische Apertur wird jedoch auch bei kleinem Kerndurchmesser zur Charakterisierung der Faser verwendet.

nur wenig ($n_k - n_m \ll n_k + n_m$), man spricht von *schwacher Führung*. Eine analytische Lösung der Maxwell-Gleichungen führt dann auf Feldverteilungen, die im wesentlichen in einer transversalen Richtung polarisiert sind und daher als *LP-Moden* bezeichnet werden (Gloge 1971). Feldkomponenten entlang der Faserachse können dann gegen die transversalen Komponenten vernachlässigt werden, so dass LP-Moden Quasi-TEM-Moden beschreiben (Belanger 1993). Die einzelnen LP-Moden werden durch zwei Indizes $l = 0, 1, 2, \dots$ und $m = 1, 2, 3, \dots$ unterschieden und entsprechend als LP_{lm} gekennzeichnet.

Eine wichtige Größe für die Beschreibung der Faser-Moden ist die *verallgemeinerte* bzw. *normalisierte Frequenz* V:

$$V = 2\pi \frac{a}{\lambda_0} \sqrt{n_1^2 - n_2^2}\,. \tag{2.5}$$

V ist bei gegebenem Kernradius a und numerischer Apertur $NA = \sqrt{n_1^2 - n_2^2}$ der Faser eine Funktion der Vakuum-Wellenlänge λ_0 des geführten Lichtes. Man kann zeigen (Belanger 1993), dass von der Faser nur die zwei zueinander senkrecht polarisierten *Grund-Moden* mit der gemeinsamen Bezeichnung LP_{01} geführt werden, wenn V kleiner als 2,405 ist. Löst man Gleichung (2.5) nach λ auf und setzt für V den Wert 2,405 ein, so ergibt sich die *Abschneide-Wellenlänge* λ_{cut}:

$$\lambda_{\mathrm{cut}} = 2\pi \frac{a}{2{,}405} \sqrt{n_1^2 - n_2^2}\,. \tag{2.6}$$

Licht mit $\lambda_0 > \lambda_{\mathrm{cut}}$ wird von der Faser nur in den beiden zueinander orthogonalen Grund-Moden LP_{01} geführt, die Faser wird daher für $\lambda_0 > \lambda_{\mathrm{cut}}$ als *Monomode-Faser* (engl. *single-mode fibre*) bezeichnet.

In Abb. 2.2 ist die radiale Feldverteilung der ersten sechs LP-Moden einer schwach führenden Stufenindexfaser skizziert. Man erkennt, dass sich die LP_{01}-Grundmode gegenüber den höheren Moden durch eine nahezu gaußförmige Feldverteilung auszeichnet. Deshalb hat das aus einer Monomode-Faser austretende Licht ein ideales, nur beugungsbegrenztes Strahlprofil ($M^2 \approx 1$).

Als weiteres Ergebnis der optischen Faser-Theorie ergibt sich, dass in der Faser geführtes Licht nicht exakt auf das Kerngebiet begrenzt ist. Abb. 2.3 zeigt die Verteilung der in der Faser geführten Lichtleistung auf Kern und Mantel in Abhängigkeit von der normierten Frequenz V. Diese Leistungsverteilung ist wichtig, wenn in Abschnitt 3.1 und Abschnitt 4.3 die Überlappung von Pump- und Laser-Mode mit dem dotierten Faserkern betrachtet wird.

2.3 Lichtdämpfung in der Faser

In der Glasfaser fällt die geführte Lichtleistung P entsprechend dem *Lambert-Beerschen Gesetz* beim Durchlaufen der Strecke l vom Ausgangswert P_0 auf den

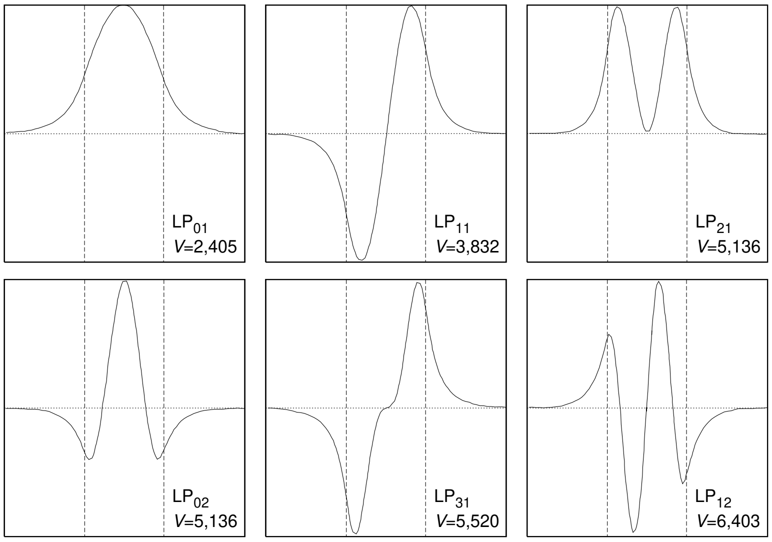

Abb. 2.2: Radiale Feldverteilung der ersten sechs Moden einer Stufenindexfaser. Die Position des Faserkerns ist durch die gestrichelten, senkrechten Linien angedeutet (Belanger 1993).

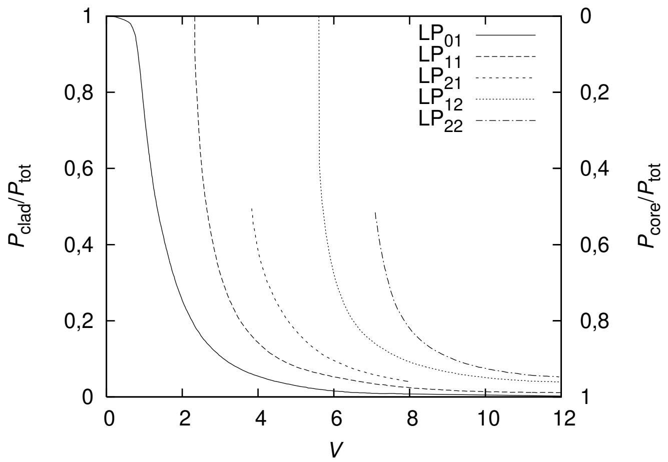

Abb. 2.3: Verteilung der von der Faser geführten Leistung auf Kern und Mantel für einige Faser-Moden niedriger Ordnung in Abhängigkeit von der normierten Frequenz V. Insbesondere erkennt man, dass für $V < 2{,}405$ nur die Grundmode LP_{01} geführt wird (Gloge 1971).

Wert $P(l)$ ab, wobei die Stärke des Abfalls durch den Dämpfungskoeffizienten κ bestimmt wird:

$$P(l) = P_0\, e^{-\kappa l}\,. \tag{2.7}$$

Oft werden Dämpfungen auch in Dezibel (dB) angegeben. Mit der Eingangsleistung P_{Ein} und der Ausgangsleistung P_{Aus} ist die Dämpfung dann durch

$$10 \log_{10} \frac{P_{\text{Ein}}}{P_{\text{Aus}}} \tag{2.8}$$

definiert. Bei Fasern ist die Spezifikation in $^{\text{dB}}/_{\text{m}}$ oder $^{\text{dB}}/_{\text{km}}$ üblich[5]. Mit $P_{\text{Ein}} = P_0$ und $P_{\text{Aus}} = P(l) = P_0\, e^{-\kappa l}$ ergibt sich die Umrechnung zwischen Dämpfungskoeffizient κ und der Dämpfung α (in dB/Längeneinheit):

$$\alpha \equiv \frac{1}{l}\, 10 \log_{10} \frac{P_{\text{Ein}}}{P_{\text{Aus}}} = \frac{1}{l}\, 10 \log_{10} \frac{P_0}{P_0\, e^{-\kappa l}} = 10\, \kappa \log_{10}(e)\,. \tag{2.9}$$

Die Dämpfungsverluste können in eine intrinsische und eine extrinsische Komponente unterteilt werden. Die *intrinsische Komponente* resultiert aus fundamentalen Glaseigenschaften und ist somit unvermeidbar. Die *extrinsische Komponente* ergibt sich durch Verunreinigungen und einen unvollkommenen Herstellungsprozess. Nachfolgend sind die wichtigsten Ursachen der Faserdämpfung angegeben:

- Intrinsische Faktoren
  - Intrinsische Absorption
    - Anregung elektronischer Übergänge
    - Anregung von Gitterschwingungen
  - Intrinsische Streuung
    - Rayleigh Streuung
    - Andere Streuprozesse (Raman, Brillouin, etc.)
- Extrinsische Faktoren
  - Absorption durch Verunreinigungen
    - Übergangsmetalle (Fe, Cu, Ni, Cr, etc.)
    - Seltene Erden (Nd, Tb, Er, etc.)

[5] Das Dezibel wird auch als Pseudoeinheit bezeichnet, da die so definierte Dämpfung eigentlich dimensionslos ist. Durch die Bezeichnung dB wird aber eindeutig klargestellt, wie die Dämpfung ermittelt wurde.

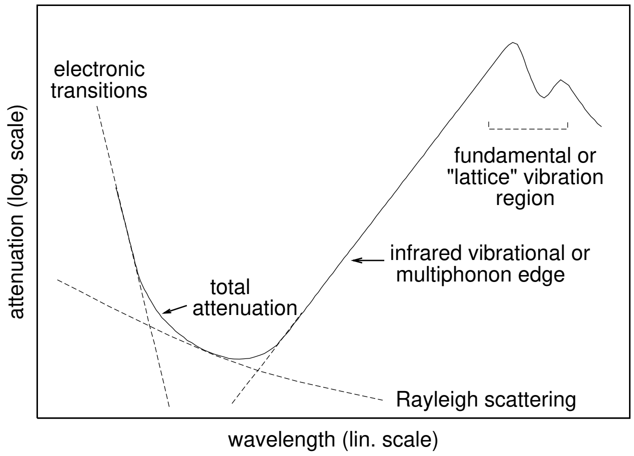

Abb. 2.4: Modellmäßige intrinsische Dämpfungsverluste in Festkörpern (France u. a. 1990).

    * OH^- und H_2O, CO, CO_2, $NH^+{}_4$, etc.
- Extrinsische Streuung
    * Gasblasen, Kristalle, Einschlüsse, etc.
    * Defekte der Grenzfläche Kern/Mantel
    * Fluktuationen des Brechungsindexes
    * Geometrische Defekte (Kerndurchmesser-Variation, Biegeverluste)

Die intrinsische Dämpfung α_i wird durch folgende Formel beschrieben:

$$\alpha_i = A\, e^{a/\lambda} + B/\lambda^4 + C\, e^{-c/\lambda}\,. \tag{2.10}$$

Dabei sind A, a, B, C, c materialabhängige Konstanten. Der erste Term in Gleichung (2.10) ergibt sich durch die im ultravioletten dominierende elektronische Absorption bzw. Anregung vom Valenz- ins Leitungsband. Der zweite Term beschreibt die Dämpfung durch *Rayleigh-Streuung*, welche aus der unvermeidlichen Granularität bzw. der nicht perfekten Homogenität des Glases resultiert. Der dritte Term stammt von der im infraroten dominierenden Anregung von *Gitterschwingungen* und begrenzt damit die Transparenz im langwelligen Spektralbereich. Dieses materialabhängige, typischerweise V-förmige Dämpfungsprofil ist in Abb. 2.4 skizziert.

Die minimale intrinsische Dämpfung ergibt sich in der Nähe des Schnittpunktes der durch den zweiten und dritten Term bestimmten Kurven (Raleigh-Streuung, Gitterschwingungen). Die maximale Frequenz der Gitterschwingungen fällt mit zunehmender Teilchenmasse und abnehmender Bindungsstärke. Deshalb haben beispielsweise Schwermetall-Fluoridgläser einen gegenüber gewöhnlichem Silikatglas ins Infrarote erweiterten Transparenzbereich und dort auch eine geringere (erwartete) minimale intrinsische Dämpfung, da die Rayleigh-Streuung bei zunehmender Wellenlänge mit λ^{-4} abnimmt.

Silikatglasfasern zeigen im Telekommunikationsfenster bei 1,3 µm und 1,5 µm heutzutage Verluste von weniger als 1 dB/km und nähern sich damit den fundamentalen Grenzen. Bei Fluoridgläsern werden ebenfalls Dämpfungen von circa 1 dB/km bei circa 2,5 µm erreicht, dies liegt jedoch noch deutlich über der erwarteten intrinsischen Grenze von 0,2 dB/km (France u. a. 1990, Seite 127).

Im sichtbaren Spektralbereich um 0,5 µm ist die intrinsische Dämpfung aufgrund der Raleigh-Streuung um den Faktor $(2{,}5/0{,}5)^4 = 625$ höher als bei 2,5 µm, man erwartet daher für Fluoridglas circa 10 dB/km. Die Dämpfungen der in dieser Arbeit verwendeten, dotierten ZBLAN-Fasern sind mit mehr als 100 dB/km deutlich größer.

Die Ursachen für die relativ hohe extrinsische Dämpfung der dotierten ZBLAN-Fasern sind vielfältig, einige mögliche Ursachen werden in Abschnitt 2.4 diskutiert.

Zum Vergleich: Bei gewöhnlichem Fensterglas beträgt die Lichtdämpfung einige 1 000 dB/km.

2.4 Fluoridgläser

Fluoridgläser auf Basis von Zirconium-Fluorid (ZrF_4) mit Anteilen von Barium-, Natrium- und Neodym-Fluorid wurden im Jahre 1974 an der Universität von Rennes (Frankreich) entdeckt (France u. a. 1990, Seite 17).[6]

Auf Interesse stießen diese Gläser u. a. wegen ihres gegenüber Silikatgläsern ins Infrarote erweiterten Transparenzbereichs, denn aufgrund der größeren Ionenmassen und der geringeren Bindungskräfte besitzen sie eine niedrigere Maximalfrequenz für Gitterschwingungen, so dass bei den Fluoridgläsern die intrinsische Lichtdämpfung durch Anregung von Gitterschwingungen erst bei längeren Wellenlängen einsetzt.

Um die Glaseigenschaften zu optimieren wurde die Zusammensetzung dieser Fluoridgläser in den folgenden Jahren von verschiedenen Forschungsgruppen systematisch variiert. Ein mit dem Akronym *ZBLAN* bezeichnetes Glas aus Zirconium-, Barium-, Lanthan-, Aluminium- und Natrium-Fluorid (ZrF_4-BaF_2-LaF_3-AlF_3-NaF), von dem erstmals 1981 berichtet wurde, erwies sich dabei als besonders brauchbar und war auch für die Herstellung optischer Fasern geeignet.

[6] Andere, damals bereits bekannte Fluoridgläser, wie das hochgiftige BeF_2 oder das instabile AlF_3, hatten keine praktische Bedeutung erlangt (France 1991).

	Fluorid-Glas	Silikat-Glas
Handelsbezeichnung	ZBLAN	Silikat-Glas
Zusammensetzung (mol %)	$53ZrF_4$,$20BaF_2$,$4LaF_3$,$3AlF_3$,20NaF	SiO_2
Max. Phononenenergie (cm^{-1})	≈525	1 250
Glasübergangstemperatur (℃)	260	1 175
Dichte (g/cm^3)	4,33	2,20
Brechungsindex (bei 589 nm)	1,499	1,458
Knoop Härte (kg/mm^2)	225	600
Wärmekapazität ($J/g{\cdot}K$)	0,633	0,750
Wärmeleitfähigkeit ($W/m{\cdot}K$)	0,628	1,38
Ausdehnungskoeffizient (K^{-1})	$17{,}2 \cdot 10^{-6}$	$0{,}55 \cdot 10^{-6}$
Transparenzbereich (µm) (1 mm Dicke, $T > 10\,\%$)	0,22. . .8,0	0,16. . .4,0

Tab. 2.1: Eigenschaften von Fluorid- und Silikat-Gläsern (France u. a. 1990).

Das bevorzugt verwendete Mischungsverhältnis dieser Komponenten ist zusammen mit einigen Glas-Eigenschaften in Tab. 2.1 angegeben.

Durch Zugabe von Blei-Fluorid (PbF_2) oder Hafnium-Fluorid (HfF_4) kann der Brechungsindex von ZBLAN geringfügig erhöht bzw. erniedrigt werden, ohne dass sich die Glaseigenschaften merklich verschlechtern. Mit diesen, dann als *ZBLANP* bzw. *ZBLANH* bezeichneten Gläsern, können daher auch lichtleitende optische Fasern hergestellt werden.

Da mit einem ins Infrarote erweiterten Transparenzbereich wegen der mit λ^{-4} abnehmenden Rayleigh-Streuung im Infraroten oft auch eine geringere minimale Lichtdämpfung verbunden ist, galt ZBLAN zunächst als aussichtsreicher Kandidat für die Produktion von extrem dämpfungsarmen Telekommunikationsfasern. Wie man in Abb. 2.5 erkennt, ist es bisher jedoch nicht gelungen, mit ZBLAN-Fasern die technisch ausgereiften Silikatglasfasern zu übertreffen.

Als Ausgangsmaterial für Faserlaser ist ZBLAN jedoch sehr interessant, da einer niedrigen Maximalfrequenz der Gitterschwingungen eine niedrige maximale Phononenenergie entspricht. Bei Silikatglas liegt diese maximale Phononenenergie bei circa 1 250 cm^{-1}, bei ZBLAN-Glas nur bei circa 525 cm^{-1}. Obwohl der typische Energieniveau-Abstand von den als laseraktive Substanzen in Festkörperlasern verwendeten Selten-Erd-Ionen mehrere tausend cm^{-1} beträgt und daher von einzelnen Phononen nicht überbrückt werden kann, können angeregte Zustände durch *Multi-Phononen-Zerfall* in tiefer liegende Niveaus übergehen. Die Wahrscheinlichkeit solcher nicht-strahlender Zerfälle ist stark vom Verhältnis der maximal vorkommenden Phononenenergie zum Abstand der Energieniveaus abhängig und in Abb. 2.6 für Silikat- und Fluoridglas als Funktion vom Energieabstand zweier benachbarter Energieniveaus skizziert.

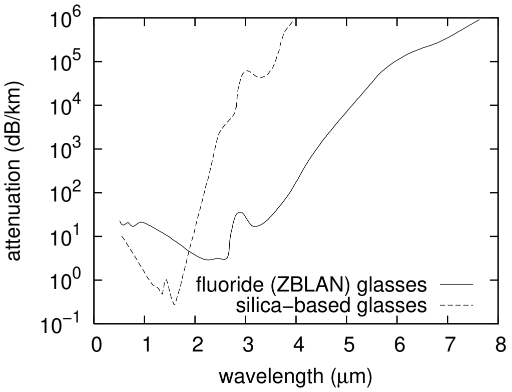

Abb. 2.5: Lichtdämpfung in ZBLAN- und Silikatgläsern (France u. a. 1990).

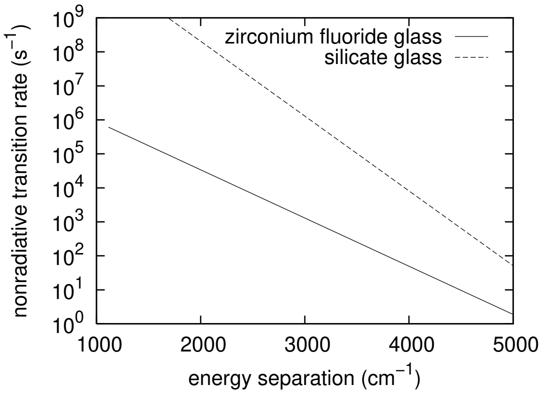

Abb. 2.6: Nicht-Strahlende Zerfallsraten für ZBLAN- und Silikat-Gläser (France 1991).

Die Konkurrenz zwischen strahlenden und nichtstrahlenden Zerfällen führt dazu, dass bei nichtstrahlenden Zerfallsraten von mehr als $10^3\,\mathrm{s}^{-1}$ kaum noch Fluoreszenz beobachtet wird. Dieser Zerfallsrate entspricht bei Silikatglas ein Energie-Abstand von $4\,600\,\mathrm{cm}^{-1}$, bei ZBLAN-Glas jedoch nur $3\,100\,\mathrm{cm}^{-1}$. Daher erwartet man in Silikatglas kein Fluoreszenzlicht mit mehr als 2,2 µm und bei ZBLAN-Glas kein Fluoreszenzlicht mit mehr als 3,2 µm Wellenlänge. Wegen der geringeren Konkurrenz durch nichtstrahlende Zerfälle beobachtet man in entsprechend dotiertem ZBLAN-Glas auch allgemein mehr fluoreszierende Übergänge als in Silikatgläsern (France u. a. 1990).

Bei Laserbetrieb kann die phononische Relaxation angeregter Zustände die Laserschwelle merklich erhöhen und die Effizienz mindern. Besonders dramatisch wirken sich Besetzungsverluste durch nichtstrahlenden Zerfall bei Lasern mit mehrstufigem Anregungsprozess aus, da hier für eine effiziente Anregung eine möglichst lange Lebensdauer der Zwischenniveaus nötig ist. Der in Abschnitt 2.8 beschriebene mehrstufige Anregungsprozess für die in dieser Arbeit verwendeten Pr,Yb-Faserlaser funktioniert daher im Wirtsmaterial ZBLAN wesentlich effizienter als etwa in Silikatglas.

Ein weiterer Nachteil hoher maximaler Phononenenergie ist auch, dass die Phononen eine (homogene) Verbreiterung der am Laserprozess beteiligten Energieniveaus bewirken und damit die Übergangsraten der induzierten Emission bzw. die Lichtverstärkung vermindern, so dass Wirtsmaterialien wie ZBLAN mit niedriger maximaler Phononenenergie auch in dieser Hinsicht Vorteile bieten.

Die Dotierung von ZBLAN-Glas mit laseraktiven Substanzen in Form von Selten-Erd-Ionen bereitet prinzipiell keine Schwierigkeiten, da das im Glas enthaltene LaF_3 durch andere, laseraktive Selten-Erd-Fluoride ersetzt werden kann, ohne die Glaseigenschaften merklich zu verschlechtern (France 1991, Seite 184).

ZBLAN besitzt gegenüber Silikatglas jedoch auch Nachteile (France u. a. 1990):

- Die komplexe Zusammensetzung erschwert das Verständnis der Glaseigenschaften und macht systematische Untersuchungen der Glas-Chemie sehr aufwändig, insbesondere wenn zusätzlich auch Blei und Hafnium zur Modifikation des Brechungsindexes und laseraktive Substanzen wie etwa Praseodym und Ytterbium hinzugefügt werden.

- Die Faserherstellung wird derzeit nur von wenigen Herstellern in akzeptabler Qualität beherrscht: Zunächst ist es aufwändig, alle Grundsubstanzen von möglicherweise absorbierenden Verunreinigungen zu befreien. Bei der Faserziehung oder auch bereits bei der Herstellung der Pre-Form (Rohling, aus dem die Faser gezogen wird) kann es dann leicht zur Bildung von Kristallen und dadurch verursachter hoher Faserdämpfung kommen. Deshalb muss bei der Faserziehung der optimale Temperaturbereich in engen Grenzen eingehalten werden und es ist eine hohe Abkühlrate erforderlich.

- Bei Kontakt mit Wasser oder bei hoher Luftfeuchtigkeit können an der Oberfläche von ZBLAN-Glas verschiedene unerwünschte chemische Reaktionen ablaufen, außerdem können Wasser-Moleküle in das Glas eindiffundieren und dort Absorption oder chemische Reaktionen bewirken. ZBLAN-Fasern werden daher unmittelbar nach der Faserziehung mit einem wasserundurchlässigen Kunststoff-Mantel überzogen. Faser-Stirnflächen müssen entsprechend (insbesondere bei Laserbetrieb, wo sich bereits minimale Absorption oder Streuung sehr nachteilig auswirkt) durch geeignete Maßnahmen vor Wasser und Luftfeuchtigkeit geschützt werden.

- Die mechanische Festigkeit ist deutlich geringer als bei Silikatglas, so dass die Faser bei Zug- oder Biegebelastung leicht bricht.

- Die Präparation planer oder leicht konvexer, rechtwinklig zur Faserachse ausgerichteter Faserendflächen hoher optischer Güte durch Ritzen und anschließendes Brechen (Cleaving) oder durch Politur ist schwieriger als bei Silikatglas.

2.5 Optisch aktive Fasern und Faserlaser

Ein Einsatzgebiet für passive lichtleitende Fasern sind industrielle oder medizinische Anwendungen, bei denen Licht leistungsstarker Laser mit den flexiblen Fasern an den Einsatzort geführt wird. Dabei werden mit Multimode-Fasern mit einigen 10 µm Kerndurchmesser Lichtleistungen bis zu einigen Kilowatt übertragen.

Eine andere wichtige Anwendung ist die optische Signalübertragung (Telekommunikation). Dabei können mit dämpfungsarmen Monomode-Fasern ohne zwischengeschaltete Verstärkerstufen Informationen über Wegstrecken von bis zu 100 km mit Datenraten von mehreren Gigabit/s mit einer einzigen optischen Faser übertragen werden. Die Übertragungsrate wird bei Monomode-Fasern vorwiegend durch die Dispersion des Fasermaterials limitiert, bei den seltener verwendeten Multimode-Fasern zusätzlich auch durch die unterschiedliche Ausbreitungsgeschwindigkeit einzelner Faser-Moden: Rechteckförmige Lichtimpulse verbreitern sich aufgrund der unterschiedlichen Phasengeschwindigkeit der einzelnen Fourier-Komponenten und überlappen daher bei hoher Pulsfolge und großer Faserlänge. Durch optimierte Pulsformen, dispersionskorrigierte Fasern (aneinander gefügte Fasern unterschiedlicher Glassorten) oder Ausnutzung nichtlinearer optischer Effekte (Solitonen) kann die Übertragungsrate jedoch noch weiter gesteigert werden. Außerdem ist es möglich, durch die Überlagerung unterschiedlicher Lichtwellenlängen, die am Ort des Empfängers durch geeignete Filter wieder in ihre spektralen Komponenten zerlegt werden, die Übertragungsrate zu vervielfachen.

Die maximale Wegstrecke der passiven Signalübertragung kann aufgrund der unvermeidlichen (intrinsischen) Lichtdämpfung jedoch nicht beliebig erhöht werden. Es sind elektrische oder optische Zwischenverstärker erforderlich. Elektrische Verstärker müssen das optische Signal zunächst in eine elektrische Größe wandeln, elektronisch verstärken und wieder ein optisches Signal generieren und dieses zur Weiterleitung wieder in eine optische Faser einkoppeln. Prinzipiell einfacher erscheint dagegen die Kompensation der Dämpfungsverluste durch den Einsatz optisch aktiver Fasern.

Aktive Fasern erhält man, indem dem Material des Faserkerns laseraktive Substanzen zugesetzt werden, beispielsweise Selten-Erd-Ionen in chemisch geeigneter Form. Durch geeignete Anregung kann in der Faser dann eine Besetzungs-Inversion der Energie-Niveaus erzeugt werden, so dass die Faser als optischer Verstärker für das von ihr geführte Licht wirken kann. Die Anregung erfolgt meist optisch durch eine Pumplichtquelle, deren Licht auf das Absorptionsband der Laser-Ionen abgestimmt ist und transversal oder longitudinal in die Faser eingestrahlt wird. Transversale Anregung kann durch eine parallel zur Faserachse angeordnete Lichtquelle, beispielsweise eine Blitzlampe, erfolgen. Üblich ist jedoch eine longitudinale Anregung, indem das Pumplicht auf die Stirnfläche der Faser fokussiert und in den Faserkern eingekoppelt wird.

In einem optischen Verstärker steigt die Besetzungsdichte des oberen Laserniveaus und der zugehörige Verstärkungskoeffizient monoton mit der Intensität der Pumpleistung. Bei herkömmlichen Festkörperlasern fokussiert man deshalb das Pumplicht in das stab- oder scheibenförmige Lasermedium. Dabei ergibt sich lediglich im Fokus eine hohe Leistungsdichte, vor und hinter dem Fokus nimmt die Leistungsdichte aufgrund der Strahldivergenz rasch ab. Bei einem ausgedehnten Medium ergibt sich damit meist nur eine geringe mittlere Pumplichtintensität. Oft reicht auch die Wegstrecke des Pumplichts im Medium für eine nahezu vollständige Absorption nicht aus, oder Pump- und Laserlicht sind unterschiedlich räumlich verteilt, so dass keine effiziente Anregung erfolgt.

Demgegenüber kann bei einem Faserlaser das Pumplicht mit einer geeigneten Optik mit guter Effizienz in den Faserkern mit nur wenigen Quadrat-Mikrometer Querschnittsfläche eingekoppelt und durch die Lichtführung der Faser auf der gesamten Faserlänge an einer Aufweitung gehindert werden. Da auch das Laserlicht im Faserkern geführt wird, ergibt sich zudem die für eine hohe Lasereffizienz nötige gute Überlappung von Pump- und Lasermoden. Daher zeichnen sich Faserlaser gegenüber anderen Festkörperlasern durch niedrige Laserschwellen und sehr gute Effizienz aus. Insbesondere bei Anwendungen, wo hohe Leistungsdichten erforderlich sind, wie Drei-Niveau-Laser, mehrstufige Anregungsprozesse oder Ausnutzung nichtlinearer optischer Effekte, besitzen Faserlaser Vorteile gegenüber anderen Lasertypen.

Der Laserresonator wird meist dadurch gebildet, dass dielektrische Spiegel in direkten Kontakt mit den senkrecht zur Faserachse ausgerichteten Faserendflächen gebracht werden. Der Einkoppelspiegel ist transparent für das Pumplicht und hochreflektierend für das Laserlicht, der Auskoppelspiegel besitzt für das Laserlicht eine frei wählbare Auskoppelrate und kann bei Bedarf für bessere Ausnutzung des Pumplichtes für dieses hochreflektierend ausgeführt werden. Durch diesen Aufbau ergeben sich geringe Umlaufverluste und ein sehr stabiler Laserresonator. Alternativ kann das divergent aus der Faser austretende Laserlicht auch mit einer Linse und einem Planspiegel oder einem Hohlspiegel in die Faser zurück reflektiert werden. Ein möglicher Aufbau eines Faserlasers ist in Abb. 2.7 skizziert, nähere Beschreibungen zu den in dieser Arbeit eingesetzten Laserresonatoren folgen in den nächsten Kapiteln.

Ein weiterer Vorteil der Faserlaser ergibt sich durch die frei wählbare Faserlänge: Auch bei schwach absorbierenden Laser-Ionen oder geringer Dotierung kann das Pumplicht bei entsprechend langer Faser gut ausgenutzt werden. Das günstige Verhältnis von Oberfläche zu Volumen führt auch zu einer guten Wärmeabgabe. Dies ist bei Drei-Niveau-Lasern mit thermischer Besetzung des unteren Laserniveaus oder bei leistungsstarken Faserlasern vorteilhaft. Schließlich ist das aus der Faser austretende Laserlicht beugungsbegrenzt ($M^2 \approx 1$), wenn die Abschneidewellenlänge der verwendeten Faser niedriger als die Laseremissionswellenlänge gewählt wird.

Nachteile der Fasergeometrie sind die hohe Leistungsdichte auf den Faserendflächen und den dort befestigten Spiegeln, woraus sich hohe Anforderungen an deren thermische Zerstörschwellen ergeben können, und die Notwendigkeit, das

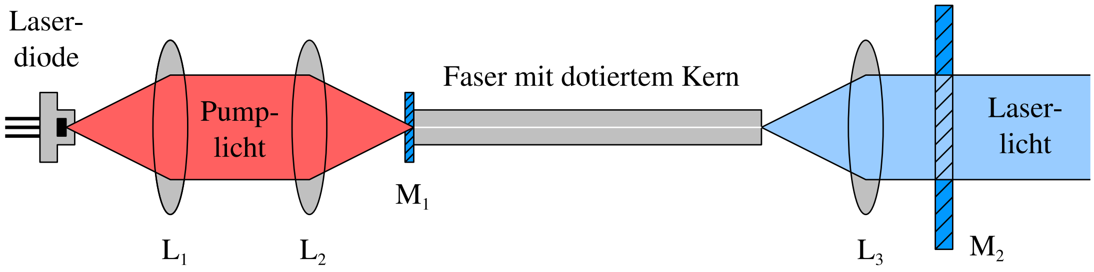

Abb. 2.7: Schematischer Aufbau eines Faserlasers: Das Pumplicht der Laserdiode wird von der Linse L_1 kollimiert und mit der Linse L_2 durch den Einkoppelspiegel M_1 in den dotierten Faserkern eingekoppelt. Die Linse L_3 kollimiert das aus der Faser austretende Laserlicht und fokussiert den vom Auskoppelspiegel M_2 reflektierten Anteil zurück in die Faser.

Pumplicht für eine effiziente Einkopplung exakt auf den Faserkern zu fokussieren.

2.6 Lanthanoide

Als *Lanthanoide* (Lanthanähnliche, früher Lanthanide, engl. lanthanides) werden die 14 chemischen Elemente bezeichnet, die im Periodensystem auf Lanthan (Ordnungszahl 57) folgen.[7] Die Lanthanoide unterscheiden sich durch die Besetzung der inneren 4f- und 5d-Schale bei identischer äußerer Elektronenhülle ($6s^2$) und verhalten sich daher chemisch sehr ähnlich.

Lanthan und die Lanthanoide bilden zusammen mit den chemisch sehr ähnlichen Gruppe-3-Elementen Scandium (Ordnungszahl 21) und Yttrium (39) die Gruppe der *Seltenen Erden*. Vereinzelt werden auch die radioaktiven *Actinoide* (engl. actinides) mit den Ordnungszahlen 90 bis 103 dieser Gruppe zugeordnet (Digonnet 1993). (Die Seltenen Erden sind übrigens nicht wirklich selten: Cer kommt häufiger als Blei vor, und in ihrer Gesamtheit sind sie am Aufbau der Erdkruste zu 0,02 Gewichtsprozent beteiligt (Quelle: www.wikipedia.org).

In Gläser oder Kristalle werden die Lanthanoide in der Regel als dreifach positiv geladene Ionen mit der Konfiguration [Xe] $4f^i$ mit $0 \leq i \leq 14$ eingebaut (Tab. 2.2). Durch die voll besetzten äußeren Schalen ($5s^2$, $5p^6$) sind die von elektronischer Anregung betroffenen 4f-Elektronen der Lanthanoide-Ionen weitgehend gegen äußere Felder abgeschirmt, so dass sich relativ scharfe Übergänge mit entsprechend schmalbandigen Linienspektren ergeben. In Gläsern oder Kristallen hebt der verbleibende Einfluss elektrostatischer Felder der Nachbar-Ionen auf die 4f-Elektronen jedoch die $(J + 1)$-fache Entartung der Energie-Niveaus

[7]In einigen Büchern (France 1991) wird Lanthan selbst auch den Lanthanoiden zugeordnet.

Z	Name	Symbol	Elektronen-konfiguration des Atoms	Elektronen-konfiguration des Ions (3+)
54	Xenon	Xe	$1s^2\,2s^2\,2p^6\,3s^2\,3p^6\,3d^{10}\,4p^6\,5s^2 4d^{10}\,5p^6$	
57	Lanthan	La	[Xe] 5d $6s^2$	[Xe]
58	Cer	Ce	[Xe] $4f^2$ $6s^2$	[Xe] $4f^1$
59	Praseodym	Pr	[Xe] $4f^3$ $6s^2$	[Xe] $4f^2$
60	Neodym	Nd	[Xe] $4f^4$ $6s^2$	[Xe] $4f^3$
61	Promethium	Pm	[Xe] $4f^5$ $6s^2$	[Xe] $4f^4$
62	Samarium	Sm	[Xe] $4f^6$ $6s^2$	[Xe] $4f^5$
63	Europium	Eu	[Xe] $4f^7$ $6s^2$	[Xe] $4f^6$
64	Gadolinium	Gd	[Xe] $4f^7$ 5d $6s^2$	[Xe] $4f^7$
65	Terbium	Tb	[Xe] $4f^9$ $6s^2$	[Xe] $4f^8$
66	Dysprosium	Dy	[Xe] $4f^{10}$ $6s^2$	[Xe] $4f^9$
67	Holmium	Ho	[Xe] $4f^{11}$ $6s^2$	[Xe] $4f^{10}$
68	Erbium	Er	[Xe] $4f^{12}$ $6s^2$	[Xe] $4f^{11}$
69	Thulium	Tm	[Xe] $4f^{13}$ $6s^2$	[Xe] $4f^{12}$
70	Ytterbium	Yb	[Xe] $4f^{14}$ $6s^2$	[Xe] $4f^{13}$
71	Lutetium	Lu	[Xe] $4f^{14}$ 5d $6s^2$	[Xe] $4f^{14}$

Tab. 2.2: Elektronenkonfiguration der Lanthanoide.

auf, so dass diese in mehrere *Stark-Niveaus*[8] aufgespalten werden, deren Anzahl von der Quantenzahl J des Gesamt-Drehimpulses und (in Kristallen) von den Symmetrie-Eigenschaften des Kristall-Feldes abhängt. Aufgrund der abschirmenden Wirkung der Elektronenhülle ist die Aufspaltung allerdings recht klein und beträgt nur einige hundert inverse Zentimeter.

In Gläsern und Kristallen führt das durch benachbarte Ionen erzeugte *Kristall-Feld* auch zu einer Aufhebung der Inversions-Symmetrie und erlaubt damit die ansonsten verbotenen elektrischen Dipol-Übergänge zwischen verschiedenen, Stark-aufgespaltenen Energie-Niveaus. Aufgrund der geringen Wechselwirkung der 4f-Elektronen mit dem Kristall-Feld ist die Oszillator-Stärke dieses Übergangs mit circa 10^{-6} allerdings sehr klein (France 1991, Seite 21).

In Gläsern erfährt jedes Ion durch die amorphe Glasstruktur ein anderes elektrostatisches Feld der Nachbar-Ionen. Deshalb erwartet man für jedes Ion individuelle Energieniveaus und daher eine inhomogene Verbreiterung der Übergänge. Tatsächlich beobachtet man bei Anregung mit schmalbandigen Lasern wegen der unterschiedlichen Absorptionswahrscheinlichkeit verschiedener Ionen-Klassen eine typische Struktur der Absorptions- und Fluoreszenz-Spektren in Abhängigkeit von der Anregungswellenlänge, und die Abnahme des Fluoreszenz-Signals erfolgt

[8] Johannes Stark (1874–1957).

nach einem kurzen Anregungspuls aufgrund der unterschiedlich langen Anregungslebensdauern der einzelnen Ionen-Klassen nicht rein exponentiell (France 1991, Seite 25).

Andererseits gibt es auch Beobachtungen, die eher auf eine homogene Verbreiterung schließen lassen: So wurde in einem Experiment mit einem bei 1,48 µm angeregten Er^{3+} Faser-Verstärker ein Verstärkungsprofil ermittelt, dessen Form typisch für rein homogene Verbreiterung ist und keine Anzeichen für das bei inhomogener Verbreiterung erwartete *spektrale Lochbrennen* zeigt. Weiterhin gibt es Experimente mit schmalbandigen Faserlasern und Faser-Verstärkern mit nahezu quantenbegrenzter Effizienz, d. h. oberhalb der Laserschwelle wird für jedes zusätzlich absorbierte Pump-Photon ein Laser-Photon emittiert. Dies bedeutet, dass das schmalbandige Laserlicht mit sämtlichen angeregten Ionen wechselwirken und dadurch sämtliche in der Besetzungs-Inversion gespeicherte Energie nutzen kann (France 1991, Seite 25).

Dieses quasi-homogene Verhalten bedeutet, dass für jedes angeregte Ion ein zur Laser-Wellenlänge passender Übergang zwischen den durch Stark-Effekt aufgespaltenen oberen und unteren Laser-Multipletts existiert und lässt sich durch thermische Kopplung der einzelnen Stark-Niveaus zu einem Quasi-Kontinuum erklären (France 1991, Seite 26).

2.7 Praseodym

Das dreifach positiv geladene Praseodym-Ion besitzt 12 optische Übergänge im sichtbaren Spektralbereich und ist damit ein vielversprechender Kandidat für die Realisierung von mehrfarbig emittierenden Lasern. Für mindestens acht dieser Übergänge (492, 521, 535, 605, 612, 635, 695, 715 nm) konnte bereits Laseremission im Dauerstrichbetrieb (engl. continuous wave, cw) bei Zimmertemperatur demonstriert werden (Smart u. a. 1991a; Allain u. a. 1991b; Xie und Gosnell 1995b; Stark 1997; Sandrock 1997; Scheife 2001). In Abb. 2.8 ist das Energieniveau-Schema des dreifach positiv geladenen Praseodym-Ions im Wirtsmaterial ZBLAN mit den zugehörigen optischen Übergängen dargestellt. Die für einen RGB-Laser besonders interessanten Laser-Übergänge bei 492, 521 und 635 nm sind farbig hervorgehoben, ebenso die Übergänge bei 605 und 715 nm, bei denen im Rahmen dieser Arbeit ebenfalls Laseremission mit mehreren Milliwatt Ausgangsleistung beobachtet wurde. (Die in Abb. 2.8 angegebenen Zahlenwerte sind (Smart u. a. 1991a) entnommen und dienen hier lediglich der groben Orientierung, die tatsächlichen Werte variieren mit der Glaszusammensetzung.)

In Abbildung 2.9 ist ein typisches Fluoreszenz-Spektrum einer der in dieser Arbeit verwendeten, mit Pr^{3+}-Ionen dotierten ZBLAN-Glasfasern dargestellt. Die unverspiegelte Faser wurde durch den im nächsten Abschnitt beschriebenen

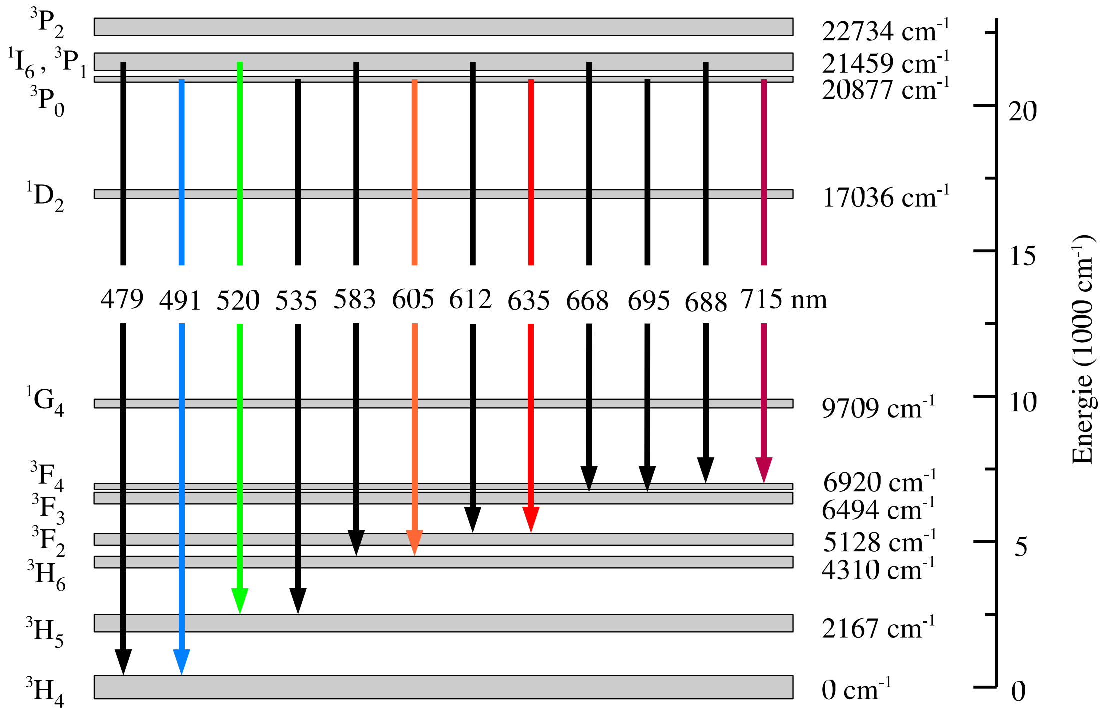

Abb. 2.8: Energieniveau-Schema des dreifach positiv geladenen Praseodym-Ions in ZBLAN-Glas (Smart u. a. 1991a; Tropper u. a. 1994).

Aufkonversions-Prozess angeregt und ist mit Yb^{3+}-Ionen kodotiert. Die Yb^{3+}-Ionen fluoreszieren im dargestellten Spektralbereich nicht, jedoch ist anzunehmen, dass das Fluoreszenz-Spektrum durch die Kodotierung beeinflusst wird. (Gemessen wurde die seitliche Fluoreszenz der Faser mit einem Spektrometer der Firma Ocean-Optics [1].)

Alle optischen Übergänge mit sichtbarer Fluoreszenz gehen von den thermisch gekoppelten Niveaus $^3P_0$ und $^3P_1$ aus. Dabei beträgt die Besetzung des $^3P_1$-Niveaus bei Zimmertemperatur circa 5 % des $^3P_0$-Niveaus. Mit dem $^3P_1$-Niveau überlappt das $^1I_6$-Niveau.

Durch blaues Licht lassen sich mit Pr^{3+}-Ionen dotierte Kristalle oder Gläser direkt anregen. Beispielsweise erzielten Allain u. a. bereits im Jahr 1991 durch direkte Anregung des $^3P_0$-Absorptionsbandes einer Pr^{3+}-dotierten ZBLAN-Faser mit einen bei 476,5 nm emittierenden Argon-Ionen-Laser Laseremission bei 610, 635, 695 und 715 nm im Dauerstrichbetrieb (Allain u. a. 1991b). Mit einem ähnlichen Aufbau erzielten Smart u. a. im selben Jahr auch Laseremission bei 491 und 520 nm Wellenlänge (Smart u. a. 1991a).

Kurze Zeit später konnten Smart u. a. auch die Durchführbarkeit einer zweistufigen Anregung demonstrieren: Mit einem bei 1 010 nm emittierenden Ti:Saphir-

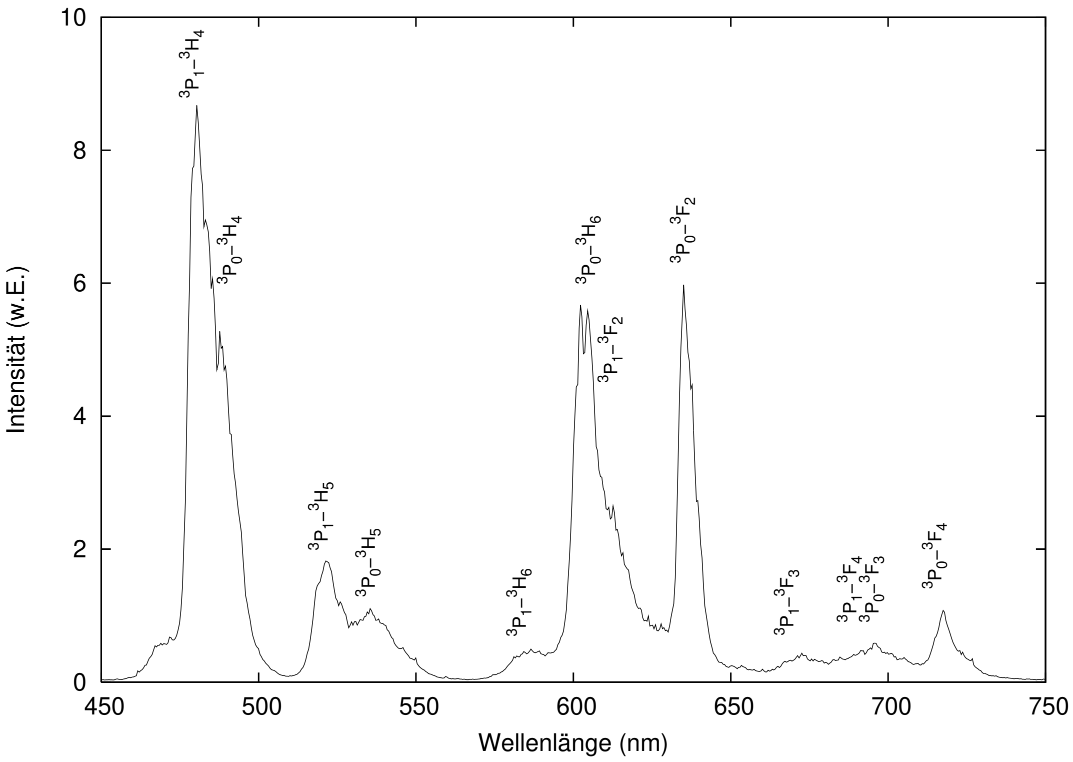

Abb. 2.9: Fluoreszenz-Spektrum der Faser LVF3b.

Laser wurde zunächst durch Grundzustands-Absorption (engl. ground state absorption, GSA) der $^1G_4$-Zustand bevölkert. Mit einem weiteren Ti:Saphir-Laser mit Emission bei 835 nm wurden die Pr^{3+}-Ionen dann weiter in die thermisch gekoppelten $^3P_0$-, $^3P_1$- und $^1I_6$-Niveaus angeregt (engl. excited state absorption, ESA).

Ebenfalls im Jahr 1991 konnte von Allain u. a. gezeigt werden, dass bei Kodotierung mit Ytterbium-Ionen auch Anregung mit nur einer einzigen, im Infraroten emittierenden Pumplichtquelle möglich ist. Die Anregung erfolgt hierbei unter Ausnutzung nichtstrahlender Energietransfers zwischen benachbarten Ytterbium- und Praseodym-Ionen. Durch Anregung einer Pr,Yb-dotierten ZBLAN-Faser mit einem einzigen Ti:Saphir-Laser mit 840 nm Emissionswellenlänge konnten dabei bis zu 20 mW Ausgangsleistung bei 635 nm Emissionswellenlänge erzielt werden. Im Jahr 1995 erzielten Xie und Gosnell mit einem ähnlichen Aufbau unter Anregung mit einem Ti:Saphir-Laser mit 860 nm Pumpwellenlänge auch Laseremission bei 493, 520 und 615 nm. Kurze Zeit später konnte von verschiedenen Gruppen gezeigt werden, dass diese Art der Anregung bei Verwendung optimierter Fasern und Spiegel auch durch eine Laserdiode erfolgen kann (Baney u. a. 1995; Stark

1997). Im Jahr 1996 erzielten Baney u. a. bei Anregung einer direktverspiegelten Pr,Yb-dotierten ZBLAN-Faser mit einer um 858 nm emittierenden Laserdiode sogar gleichzeitige Emission bei 491 und 520 nm Emissionswellenlänge. Durch diese Art der Anregung war somit der Aufbau kompakter Faserlaser mit Emission bei unterschiedlichen Wellenlängen im sichtbaren Spektralbereich möglich geworden.

2.8 Anregungsprozess

Ein Prozess, bei dem durch sequentielle Absorptionen von zwei oder mehr Photonen ein hochenergetischer Zustand angeregt wird, dessen Energie höher als die Energie der einzelnen Anregungs-Photonen ist, wird als *Aufkonversion* (engl. upconversion) bezeichnet.[9] In selten-erd-dotierten Kristallen oder Gläsern gibt es eine Vielzahl von Aufkonversions-Mechanismen, die auf direkte stufenweise Anregung eines Ions durch sequentielle Absorption oder auf Absorption und Energie-Transfer zwischen benachbarten Ionen beruhen (Scheps 1996). Die so angeregten Materialien können Fluoreszenz oder Laserlicht emittieren, das kurzwelliger ist bzw. je Photon mehr Energie besitzt als das Licht der Pumpquelle. Dadurch wird insbesondere der Einsatz relativ preiswerter IR-Laserdioden als Pumpquelle für im sichtbaren Spektralbereich emittierende Laser ermöglicht.

Drei grundlegende Aufkonversions-Mechanismen sind in Abb. 2.10 skizziert:

1. Sequentielle Anregung ohne Kreuzrelaxation: Durch Absorption eines Photons erfolgt zunächst Anregung vom Grundzustand 1 in das Niveau $2'$. Das so angeregte Ion zerfällt nichtstrahlend in das metastabile Niveau 2, von wo aus durch Absorption eines weiteren Photons Anregung ins Niveau $3'$ und nichtstrahlender Zerfall ins obere Laserniveau 3 erfolgt.[10]

2. Kooperativer Energietransfer: Zunächst erfolgt wieder eine Anregung vom Grundzustand 1 ins Niveau $2'$ durch Absorption eines Photons und anschließender nichtstrahlender Zerfall ins Niveau 2. Das so angeregte Ion überträgt nun seine Energie durch eine *Kreuzrelaxation* an ein benachbartes, sich ebenfalls im Niveau 2 befindliches Ion und regt dieses damit ins Niveau $3'$ an, von wo aus durch nichtstrahlenden Zerfall der Übergang ins obere Laserniveau 3 erfolgt.

[9] Ursprünglich wurde der Ausdruck *upconversion* für einen nichtlinearen optischen Effekt verwendet, bei dem in einem Kristall aus zwei Lichtfrequenzen Licht mit der Summenfrequenz generiert wird. In aktuellen Veröffentlichungen wird dieser Begriff allerdings auch für den hier beschriebenen mehrstufigen Anregungsmechanismus verwendet.

[10] Prinzipiell möglich wäre auch direkte Anregung von 1 über 2 nach 3 durch sequentielle Absorption zweier Photonen, ohne Umweg über die Zwischenniveaus $2'$ und $3'$. Dann ist die Anregungseffizienz jedoch deutlich schlechter und es kann keine Besetzungsinversion zwischen den Niveaus 1 und 3 aufgebaut werden.

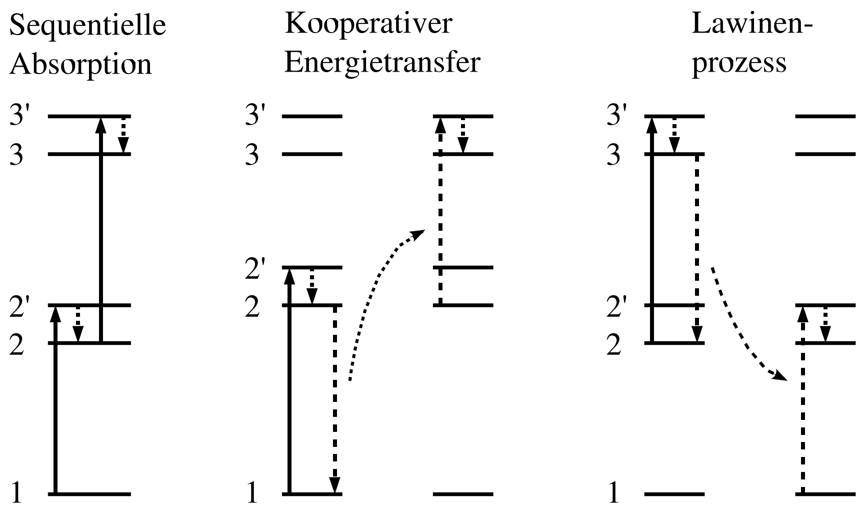

Abb. 2.10: Optische Anregung durch Aufkonversion.

3. Lawinenprozess: Es wird zunächst angenommen, dass sich mindestens ein Ion im angeregten Zustand 2 befindet. Dieses Ionen absorbiert ein Photon und wird damit ins Niveau $3'$ angeregt, von wo es nichtstrahlend ins Niveau 3 zerfällt. Nun kann dieses Ion seine Anregungsenergie an ein benachbartes Ion übertragen und jenes vom Grundzustand 1 über Niveau $2'$ nach 2 anregen. Dieser Vorgang verdoppelt jeweils die Besetzung des Niveaus 2! Dies ist jedoch nur dann möglich, wenn die Kreuzrelaxationsrate größer als die Summe aller anderen Zerfallsraten von Niveaus 3 ist. Charakteristisch für diesen Anregungsprozess ist die Existenz einer Anregungsschwelle, die dadurch bestimmt ist, dass die Rate aller nicht zum Aufkonversions-Prozess beitragenden Zerfälle der Niveaus 2 und 3 durch die Rate der Anregung in den Zustand 2 ausgeglichen wird (Scheps 1996).

Der als *Kreuzrelaxation* bezeichnete nichtstrahlende Energieübertrag von einem angeregten Ion (*Donator*) auf ein benachbartes Ion (*Akzeptor*) kann sowohl zwischen gleichartigen als auch zwischen verschiedenen Ionen stattfinden und erfolgt durch Dipol-Dipol-Wechselwirkung.

Sehr gut als Donator geeignet sind die dreifach positiv geladenen Ytterbium-Ionen. Sie besitzen ein sehr einfaches Energieniveau-Schema, das nur aus dem Grundzustand $^2F_{7/2}$ und dem energetisch höherliegenden Niveau $^2F_{5/2}$ besteht. Der Spin-erlaubte optische Übergang $^2F_{7/2} \rightarrow {}^2F_{5/2}$ im nahen Infrarot ist sehr breitbandig bei relativ langer Lebensdauer des angeregten Zustandes. Damit sind die Voraussetzungen für eine effiziente Energieübertragung an benachbarte Akzeptorionen gegeben. Das Fehlen weitere Energieniveaus schließt unerwünschte Zerfallskanäle oder störende Absorption weitgehend aus.

Bereits im Jahre 1965 wurde Yb_2O_3 von Snitzer eingesetzt, um die Effizienz eines Blitzlampen-gepumpten, Er_2O_3 dotierten Silikatglas-Faserlasers zu erhöhen. Dabei übertragen Yb^{3+}-Ionen ihre Anregungsenergie an benachbarte Er^{3+}-Ionen und regen diese dadurch vom Grundzustand ins Niveau $^4I_{11/2}$ an (Digonnet 1993, Seite 263). Nachdem 1991 von Allain u. a. erstmalig gezeigt worden war, dass durch Kodotierung mit Yb^{3+}-Ionen auch die Anregung Pr^{3+}-dotierter ZBLAN-Faserlaser mit nur einer einzigen, im infraroten emittierenden Pumplichtquelle ermöglicht wird, wurde auf diese Weise von vielen Forschungsgruppen diodengepumpter Aufkonversions-Laserbetrieb mit sichtbarer Laseremission bei verschiedenen Wellenlängen erzielt (siehe Literaturverzeichnis).

Zur Anregung von Praseodym-Ionen vom Grundzustand $^3H_4$ ins obere Laserniveau $^3P_0$ bei Kodotierung mit Yb^{3+}-Ionen sind mindestens drei Mechanismen denkbar:

1. Ein angeregtes Yb^{3+}-Ionen übertragt seine Energie an ein benachbartes Pr^{3+}-Ionen und regt dieses damit vom Grundzustand ins Niveau $^1G_4$ an. Danach überträgt ein weiteres Yb^{3+}-Ionen seine Energie ebenfalls an dieses Pr^{3+}-Ionen und regt es vom $^1G_4$-Niveau in die thermisch gekoppelten Niveaus $^3P_0$, $^3P_1$ und $^1I_6$ an. In diesem Fall sollte die effizienteste Anregung dann erfolgen, wenn das Pumplicht mit der Ytterbium-Absorption resonant ist. Dies ist jedoch nicht der Fall: In ZBLAN-Glas besitzt der Übergang $^2F_{7/2} \rightarrow {}^2F_{5/2}$ der Yb^{3+}-Ionen ein Absorptionsmaximum bei circa 980 nm, während effiziente Anregung des $^3P_0$-Niveaus in Pr,Yb-dotierten ZBLAN-Glas lediglich im Bereich zwischen 820 und 860 nm Anregungswellenlänge beobachtet wird. Damit scheidet dieser Anregungsmechanismus definitiv aus.

2. Yb^{3+}-Ionen werden von der Pumpwellenlänge zwischen 820 und 860 nm vom Grundzustand $^2F_{7/2}$ ins Niveau $^2F_{5/2}$ angeregt und regen dann durch Kreuzrelaxation Pr^{3+}-Ionen vom Grundzustand $^3H_4$ ins Niveau $^1G_4$ an. Durch das Pumplicht werden die Pr^{3+}-Ionen dann weiter vom Niveau $^1G_4$ in die thermisch gekoppelten Niveaus $^3P_0$, $^3P_1$ und $^1I_6$ angeregt. Tatsächlich lassen sich die Yb^{3+}-Ionen in diesem Wellenlängenbereich noch anregen, und der Übergang $^1G_4 \rightarrow {}^1I_6$ zeigt bei dieser Wellenlänge gute Absorption mit einem Absorptionsmaximum um 840 nm. Dieser Anregungsweg wird in frühen Veröffentlichungen angegeben und lieferte die Motivation für die Yb^{3+}-Kodotierung (Allain u. a. 1991a). Tatsächlich wird dieser Weg der Anregung je nach Pumpwellenlänge mehr oder weniger zur Gesamtanregung beitragen, er ist jedoch nicht der dominierende Anregungsmechanismus.

3. Diese Erklärung des Anregungsmechanismus geht davon aus, dass Pr^{3+}-Ionen vom Pumplicht resonant vom Niveau $^1G_4$ in den Zustand $^1I_6$ und

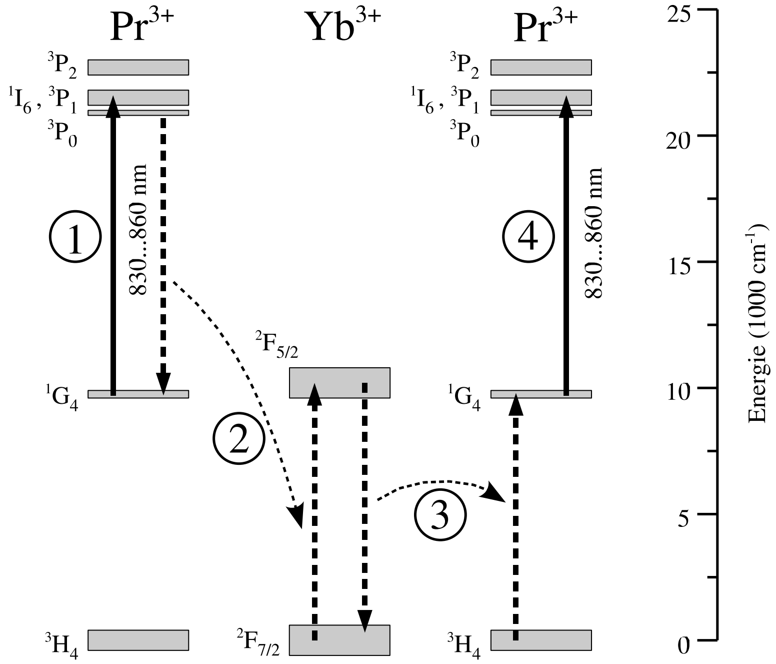

Abb. 2.11: Aufkonversions-Anregungsprozess mit Kreuzrelaxation.

die thermisch gekoppelten Zustände $^3P_1$ und $^3P_0$ angeregt werden. Ein Teil dieser so angeregten Ionen führt eine Kreuzrelaxation mit benachbarten Yb^{3+}-Ionen durch und regt diese ins Niveau $^2F_{5/2}$ an. Diese übertragen ihre Energie in einem weiteren Kreuzrelaxationsprozess wiederum an benachbarte Pr^{3+}-Ionen und regen diese vom Grundzustand ins Niveau $^1G_4$ an. Mit diesen drei, in Abb. 2.11 dargestellten Schritten verdoppelt sich jeweils die Besetzung des $^1G_4$-Niveaus.

Obwohl die letztgenannte Methode recht aufwändig erscheint und man deshalb geringe Effizienz vermuten könnte, gibt es eine Reihe von Hinweisen, dass dies doch der dominierende Prozess ist. So findet die effizienteste Anregung tatsächlich um 840 nm statt; dies ist gerade der Bereich, in dem der Übergang $^1G_4 \rightarrow {}^1I_6$ sein Anregungsmaximum besitzt. Ein weiteres wichtiges Argument für diesen Anregungsweg ist auch die deutlich erkennbare Anregungsschwelle, die gut durch den lawinenartigen Besetzungsanstieg des $^1G_4$-Niveaus erklärt werden kann: Bei kleiner Pumplichtintensität ist die Pumplichtabsorption sehr klein und keine Fluoreszenz detektierbar. Bei zunehmender Pumplichtintensität steigt die Pumplichtabsorption plötzlich stark an, während gleichzeitig Fluoreszenz einsetzt mit zunehmender Pumplichtintensität weiter ansteigt.[11]

[11]Dieses Verhalten wird in Abschnitt 4.3 durch Messungen des von Fasern transmittierten

Aufgrund dieser Beobachtungen wird in aktuellen Veröffentlichungen dieser lawinenartig verlaufende Aufkonversions-Prozess mit zweifacher Kreuz-Relaxation als dominanter Anregungsmechanismus genannt (Sandrock u. a. 1997; Zellmer u. a. 1999).

Pumplichtes und des emittierten Fluoreszenzlichtes in Abhängigkeit von der eingekoppelten Pumpleistung näher untersucht.

3 Einfarbig emittierende Laser

Dieses Kapitel beschäftigt sich zunächst mit diodengepumpten Faserlasern, deren Emissionswellenlänge durch die Resonatorspiegel vorgegeben ist. Der prinzipielle Aufbau ist in Abb. 3.1 skizziert: Dielektrische Resonatorspiegel sind an den senkrecht zur Faserachse präparierten Endflächen der Faser fixiert oder auf die Faserendfläche direkt aufgedampft bzw. aufgesputtert. Der Einkoppelspiegel M_1 ist für das Pumplicht nahezu transparent und für den anzuregenden Laserübergang hoch reflektierend, der Auskoppelspiegel M_2 besitzt für das Laserlicht einen frei wählbaren Auskoppelfaktor. Unerwünschte Laser-Übergänge werden unterdrückt, indem zumindest einer der Resonatorspiegel für die entsprechenden Wellenlängen hohe Transmission besitzt. Angeregt wird der Laser von einer Monomode-Laserdiode (engl. single-mode laser diode) mit 150 bis 220 mW Emissionsleistung bei 830 bis 850 nm Emissionswellenlänge. Das Licht der Laserdiode wird durch eine asphärische Linse kollimiert und von einer gleichartigen Linse in die Faser eingekoppelt. Für eine besonders gute Ausnutzung des Pumplichtes kann der Auskoppelspiegel für das Pumplicht hoch reflektierend ausgeführt werden. Bei einer schwach absorbierenden Faser kann es dann jedoch durch in die Laserdiode zurück reflektiertes Pumplicht zur Instabilität der Pumpleistung (Modensprünge) oder sogar zur Zerstörung der Laserdiode kommen, so dass der Einsatz einer optischen Diode erforderlich wird.

Mit dem skizzierten Aufbau kann je nach gewähltem Spiegelsatz Laseremission bei 492, 521 und 635 nm mit jeweils mehr als 10 mW Ausgangsleistung bei

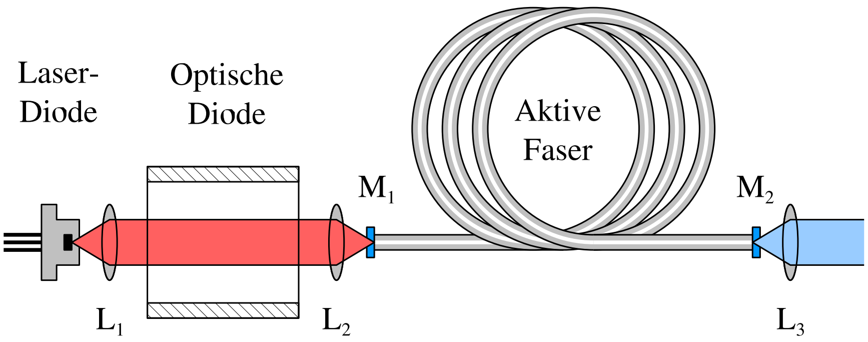

Abb. 3.1: Aufbau eines Faser-Lasers mit fester Emissionswellenlänge.

circa 200 mW Pumpleistung erzielt werden.[1] Eine detaillierte Beschreibung des Aufbaus und der verwendeten Komponenten folgt im weiterem Verlauf dieses Kapitels.

Diese Laser zeichnen sich durch folgende Eigenschaften aus:

- Kompakter, robuster Aufbau
- Gute Effizienz ⇒ geringer Energiebedarf, wenig Abwärme
- Emission von mehr als 10 mW bei 492, 521 oder 635 nm
- Beugungsbegrenzte Strahlqualität ($M^2 \approx 1$)
- Rauschen: 1 bis 5 % (RMS)
- Relativ geringe Stückkosten

Diese monochromatisch emittierenden Laser bilden einerseits die Grundlage für die im Kapitel 5 vorgestellten Mehrfarblaser, andererseits sind sie als kohärente Lichtquelle für viele Einsatzzwecke, etwa die *konfokale Fluoreszenzmikroskopie*, interessant. Besondere Bedeutung hat der Laserübergang bei 492 nm, da dieser Wellenlängenbereich bisher nur durch die unökonomischen Argon-Ionen-Laser oder seit kurzem durch frequenzverdoppelte Festkörperlaser abgedeckt wird. Da die Anregung dieses Laserübergangs und insbesondere auch der längerfristig leistungsstabile Betrieb bei dieser Wellenlänge auch die größte Herausforderung darstellt, liegt hier der Schwerpunkt der Untersuchungen.[2]

3.1 Die verwendeten Fasern

Neben den Pumplichtquellen, der Einkoppeloptik und den Resonatorspiegeln sind die Laser-Fasern das bei weitem wichtigste Element der in dieser Arbeit untersuchten Faserlaser. Obwohl diese Fasern seit nun mehr als zehn Jahren von verschiedenen Arbeitsgruppen intensiv untersucht werden, ist das Verständnis dieser Pr^{3+},Yb^{3+}-dotierten Fluorzirkonatglasfasern noch immer unvollständig. Dies betrifft insbesondere die als Degradation bezeichnete Verschlechterung der Fasereigenschaften bei blau-grünem Laserbetrieb.

[1] Auch die Anregung anderer Laserübergänge, etwa 605 oder 717 nm bei mehreren Milliwatt Ausgangsleistung, ist möglich; dies wurde in dieser Arbeit jedoch nicht näher untersucht.

[2] Sehr interessant ist natürlich auch der möglicherweise anregbare Übergang bei 479 nm. Um diesen Übergang anzuregen, müssen jedoch alle übrigen Übergänge, insbesondere auch der bei 492 nm, wirksam unterdrückt werden. Spiegel mit einer zwischen 480 und 490 nm genügend steil abfallenden Flanke und gleichzeitig geringer Reflexion bei allen anderen Laser-Übergängen waren jedoch nicht verfügbar.

Eine systematische Untersuchung verschiedener Fasertypen ist wegen deren sehr aufwändiger Herstellung nur bedingt möglich. Nach unserer Kenntnis ist die französische Firma *„Le Verre Fluore"* derzeit der einzige kommerzielle Hersteller, der dotierte ZBLAN-Fasern in der für Laserbetrieb nötigen Qualität fertigt. Im Jahr 1997 hatte unser Institut einige Fasern von der japanischen Firma *KDD* bezogen; die Fasern konnten wegen starker (Photo)-Degradation (photochemische Strukturveränderungen) jedoch nicht für blauen Laserbetrieb verwendet werden und die Firma hat die Produktion eingestellt. Im Zeitraum 1997 bis 2001 war unser Institut von der amerikanischen Firma *Galileo/IPG* mit verschiedenen, zum Teil recht guten Fasern beliefert worden. Leider hat diese Firma nach einer Verlegung des Firmensitzes die Fertigung von Fluoridglasfasern nicht wieder aufgenommen. Zu Forschungszwecken werden auch am *Institut für Hochfrequenztechnik der technischen Universität Braunschweig* aktive Fluoridglasfasern hergestellt. Eine dort gefertigte Faser, die uns freundlicherweise von Dr. Ing. R. Caspary zur Verfügung gestellt wurde, konnte von uns (aus Zeitmangel) bisher nicht näher untersucht bzw. zu Laseremission angeregt werden.

Nachfolgend sind die wichtigsten Anforderungen an die Laser-Fasern aufgeführt:

- Keine irreversible Degradation
- Hohe Anregungseffizienz
- Abschneidewellenlänge niedrig genug, um Monomode-Emission bei allen Laserwellenlängen zu garantieren
- Geringe Streuverluste innerhalb der Faser
- Keine Absorption durch Verunreinigungen bei den Laserwellenlängen

Degradation bei blauem Laserbetrieb wurde insbesondere bei den (laut Spezifikation bleifreien) KDD-Fasern beobachtet: Bei mit dieser Faser hergestellten Lasern lies die blaue Laserleistung beim erstmaligen Einschalten der Pumplichtquelle rasch nach und kam nach circa einer Minute zum erliegen (Thurau 2000, Seite 69). Ähnliche, aber weniger stark ausgeprägte Degradationseffekte zeigt auch die bleihaltige Faser LVF5.

Die Untersuchung der Ursachen für diese Degradation wäre sehr aufwändig und wurde daher in dieser Arbeit nicht durchgeführt. Ähnliche Degradationserscheinungen wurden jedoch auch bei Thulium-dotierten ZBLAN-Fasern und blauer Lichtemission beobachtet und auf *Farbzentrenbildung* zurückgeführt (Gäbler 2001; Zellmer u. a. 1999). Als mögliche Ursache wurde photoinduzierte Umwandlung ursprünglich vierwertiger Zr^{4+}-Ionen in die dreiwertige Form Zr^{3+} mit starker Absorption um 500 nm vorgeschlagen (Eichler u. a. 1998). Möglicherweise entstehen bei blauer Laseremission in den Pr^{3+},Yb^{3+}-dotierten Fluorzirkonatglasfasern ebenfalls Farbzentren und erhöhen dadurch die Faserdämpfung. Diese Farbzentrenbildung könnte durch in der Faser enthaltene Fehlstellen, Verunreinigungen, Cluster oder Kristallite begünstigt werden.

Zu Beginn dieser Arbeit wurde die auch von Thurau verwendete Faser IPG2 (siehe Tab. 3.1) eingesetzt. Sie zeigt gute Lasereffizienz und trotz Bleigehalts keine irreversible Degradation bei blauem Laserbetrieb. Allerdings erhöhen sich bei dieser Faser während einer Unterbrechung des blauen Laserbetriebs die faserinternen Verluste. Dies führt dazu, dass der Laser je nach verwendetem Spiegelsatz und eingestellter Pumpleistung beim Wiedereinschalten zunächst nicht oder aber rot emittiert. Nach wenigen Minuten setzt dann jedoch blaue Laseremission ein und erreicht nach einigen weiteren Minuten jeweils wieder nahezu die ursprüngliche Leistung der erstmaligen Inbetriebnahme. Diese *Einschaltverzögerung* wird vermutlich ebenfalls durch Farbzentren verursacht, allerdings werden diese bei dieser Faser durch blaue Fluoreszenz und einsetzenden blauen Laserbetrieb nahezu vollständig abgebaut bzw. „ausgeblichen“. Der wesentliche Nachteil dieser Faser ist jedoch die zu große Abschneidewellenlänge von 0,7 bis 0,85 µm. Dadurch werden höhere transversale Lasermoden nicht wirksam genug unterdrückt, so dass bei einigen mit dieser Faser hergestellten Lasern Laseremission höherer Moden beobachtet werden konnte. Die meisten der mit dieser Faser hergestellten Laser haben zwar nur die Grundmode emittiert, allerdings wechselte die Ausgangsleistung zufällig zwischen gering und sehr stark verrauschter Signalform (Scholle 2001, Seite 77). Ursache ist wahrscheinlich ein Anschwingen höherer Moden und Modulation der Ausgangsleistung durch Modenkopplung.

Basierend auf diesem Kenntnisstand wurde im Herbst 2001 mit der Spezifizierung einer für den beschriebenen Einsatzzweck optimierten Faser begonnen. Diese Faser sollte eine so niedrige Abschneidewellenlänge haben, dass auch bei blauer Laseremission Monomode-Laserbetrieb sicher gewährleistet ist. Da nach den Gleichungen (2.5) und (2.6) (Seite 7) eine niedrige Abschneidewellenlänge eine niedrige verallgemeinerte Frequenz ($V = 2{,}405\lambda_{\mathrm{cut}}/\lambda_0$) und damit entsprechend der Abbildung 2.3 auf Seite 8 eine geringe Überlappung der Pumplicht-LP_{01}-Mode mit dem dotierten Faserkern bedingt, sollte die Abschneidewellenlänge andererseits wiederum möglichst groß sein. Als Kompromiss wurde der Wert $\lambda_{\mathrm{cut}} = 550\,\mathrm{nm}$ gewählt. Damit ergibt sich für Laseremission bei 492 nm für die verallgemeinerte Frequenz der Wert $V = 2{,}405\lambda_{\mathrm{cut}}/\lambda_0 = 2{,}405\times550/492 = 2{,}69$. Aus Abb. 2.3 folgt damit für die Lasergrundmode LP_{01} eine Überlappung mit dem Faserkern von circa 85 % und für die nächsthöhere LP_{11}-Mode eine Überlappung von lediglich 50 %. Die LP_{01}-Grundmode sollte damit im Laserbetrieb deutlich dominieren. Für alle anderen Laserwellenlängen ist V kleiner, so dass stets Monomode-Emission gewährleistet ist. Für die Pumplichtwellenlänge um 840 nm ergibt sich $V = 1{,}57$ und entsprechend eine Überlappung der LP_{01}-Pumplichtmode mit dem Faserkern von circa 60 %.

Die Abschneidewellenlänge ist nach Gleichung (2.6) (Seite 7) durch das Produkt aus Kerndurchmesser und numerischer Apertur festgelegt. Durch einen relativ kleinen Faserkern sollte eine hohe Pumplichtintensität im Kern und dadurch eine möglichst niedrige Laserschwelle gewährleistet werden, so dass sichergestellt ist, dass auch unter ungünstigen Bedingungen diodengepumpter blauer Laserbetrieb erreicht werden kann. Nach Rücksprache mit dem Faserhersteller („Le Verre Fluore“) wurde als Kerndurchmesser der Wert 1,2 µm spezifiziert, woraus sich mit $\lambda_{\mathrm{cut}} = 550\,\mathrm{nm}$ eine numerische Apertur von 0,35 ergibt.

Für den Faserkern wurde ein Mengenanteil von 3 000 ppm Pr^{3+}-Ionen und 20 000 ppm Yb^{3+}-Ionen spezifiziert. Diese Dotierungskonzentration hat sich als recht brauchbar erwiesen und geht auf Untersuchungen von Xie und Gosnell aus dem Jahre 1995 zurück (Xie und Gosnell 1995a). (In jener Veröffentlichung wurde jedoch nur die Effizienz der Energieübertragung von angeregten Yb^{3+}-Ionen auf benachbarte Pr^{3+}-Ionen untersucht, nicht jedoch die für den Lawinenprozess ebenso wichtige Energieübertragung von den durch das Pumplicht ins obere Laserniveau angeregten Pr^{3+}-Ionen zu den Yb^{3+}-Ionen. Außerdem beziehen sich jene Resultate auf Gewichtsanteile.[3])

Die so spezifizierte Faser wird in dieser Arbeit als LVF3 bezeichnet. Sie erfüllt die oben genannten Anforderungen recht gut und wurde für die in dieser Arbeit durchgeführten Untersuchungen bevorzugt verwendet. Degradation bei blauem Laserbetrieb wurde bei dieser Faser praktisch nicht beobachtet. Allerdings zeigt auch diese Faser eine Einschaltverzögerung von einigen Sekunden, wenn der blaue Laserbetrieb unterbrochen wird. Die im Frühjahr 2002 wie spezifiziert gelieferte Charge wird in dieser Arbeit mit LVF3a bezeichnet, eine Anfang 2004 nachgelieferte Charge dieser Faser mit 1,3 µm Kerndurchmesser als LVF3b.

Die Daten dieser und einiger anderer Fasern sind in Tab. 3.1 angegeben. Die von „Le Verre Fluore“ gefertigten Faserstücke LVF5, LVF6, LVF7 und LVF8 wurden uns freundlicherweise von Herrn Mazé für verschiedene Untersuchungen zur Verfügung gestellt.

3.2 Optische Komponenten

In diesem Abschnitt werden die wichtigsten Anforderungen an die zum Aufbau der Laser verwendeten optischen Komponenten diskutiert.

[3] Die Umrechnung zwischen Mengen- und Gewichtsanteilen ist im Anhang A dieser Arbeit beschrieben.

Name	Lieferung	Kern (µm)	*NA*	Abschneide-wellenl. (µm)	Dotierung Pr (ppm)	Dotierung Yb (ppm)		Länge (m)	Herstellercode bzw. Bemerkung
KDD1	1997	$1{,}7 \pm 0{,}3$	$0{,}21 \pm 0{,}02$	$< 0{,}49$	3 000	20 000	gew.	≈ 30	
KDD2	1997	$1{,}5 \pm 0{,}1$	$0{,}27 \pm 0{,}01$	0,53	2 000	20 000	gew.	1	
IPG1	1995	1,2 … 1,7	0,39	0,7 … 0,85	1 000	10 000	gew.	2×3	Bleihaltig
IPG2	1997–2001	1,2 … 1,7	0,39	0,7 … 0,85	2 000	20 000	gew.	≈ 20	Bleihaltig
IPG3		3	0,21	0,82	500	0	mol	0,5	
LVF1	2000	3,5	0,15(3)	0,7	3 000	20 000	mol	1	
LVF2	2000	3	0,16	0,62	3 000	20 000	mol	1	
LVF3a	2002	1,2	0,35	0,55	3 000	20 000	mol	2×10	
LVF3b	2004	1,3	0,35	0,60	3 000	20 000	mol	≈ 4	
LVF3c	2004	1,53	0,35	0,70	3 000	20 000	mol	≈ 1	
LVF5	2003	1,75	0,37	0,84	3 000	20 000	mol	$\approx 0{,}5$	Bleihaltig
LVF6	2003	2	0,21	0,55	3 000	20 000	mol	$\approx 0{,}5$	
LVF7	2003	3,5	0,11	0,5	3 000	20 000	mol	$\approx 0{,}5$	
LVF8	2003	2/2,2	0,277	0,72	3 000	20 000	mol	$\approx 0{,}5$	
TUB1	2004	3 … 4	0,16	0,73	3 000	20 000	mol	≥ 10	2,5 % Blei

Tab. 3.1: Übersicht über die verfügbaren ZBLAN-Fasern.
IPG: IPG Photonics (USA)
KDD: KDD Ltd. (Japan)
LVF: „Le Verre Fluore“, Campus Ker Lann, F-36170 Bruz, Brittany
TUB: TU Braunschweig, Inst. f. Hochfrequenztechnik, Postfach 3329, D-38023 Braunschweig

3.2.1 Laserdioden

Für eine effiziente Einkopplung des Pumplichtes in den Faserkern werden Anregungslichtquellen mit guter Strahlqualität benötigt. Gut geeignet sind Monomode-Laserdioden (beugungsbegrenzte Emission, TEM_{00}-Mode), deren Licht mit einer Linse zunächst kollimiert und mit einer weiteren Linse auf den Faserkern fokussiert wird. Weitere Strahlformungsoptiken sind in diesem Fall nicht erforderlich.

Die benötigte Anregungswellenlänge liegt im Bereich von circa 820 bis 860 nm mit einem Optimum um 840 nm (Scholle 2001, Seite 59). Von der Firma *Sanyo* werden geeignete Laserdioden mit 150 mW Nennleistung bei 830 nm angeboten [2]. Deutlich teurer sind die Laserdioden von *SDL* mit 150 bis 200 mW Nennleistung bei Emissionswellenlängen von 830 bis 850 nm [3]. Seit kurzem sind auch Laserdioden der Firma *Eagleyard* mit bis zu 220 mW Nennleistung bei einer Emissionswellenlänge um 840 nm verfügbar [4].

Diese Laserdioden wurden zum Teil im Dauereinsatz über mehrere Monate bei bis zu 80 % der Nennleistung betrieben und haben dies recht gut verkraftet.[4]

Eine wichtige Eigenschaft der Laserdioden ist eine zeitlich konstante Ausgangsleistung. Insbesondere (kleine) sprunghafte Änderungen der Ausgangsleistung oder der Emissionswellenlänge (Modensprünge) können im Faserlaser Relaxations-Oszillationen anregen und somit die Stabilität der Ausgangsleistung beeinträchtigen. Während die Emission aller verwendeten Laserdioden bei freier Emission sehr stabil war, traf dies bei einer bestimmten Charge der Sanyo-Dioden und einer älteren SDL-Diode im Laserbetrieb aufgrund minimaler Rückreflexe nicht mehr zu.

Sehr vorteilhaft ist es, wenn das Strahlprofil der Laserdioden nicht oder nur minimal von der Ausgangsleistung abhängt. Anderenfalls muss bei der Aufnahme von Laserkennlinien die Einkoppeloptik permanent nachjustiert werden. Diese Nachjustierung war insbesondere bei der von mir eingesetzten Eagleyard Laserdiode nötig.

3.2.2 Optischer Isolator

Wird ein Teil des von einer Laserdiode emittierten Lichtes in diese zurück reflektiert, so kann dies zu einer Veränderung der mittleren Emissionsleistung, zu Leistungsschwankungen (Modensprünge) und bei Betrieb nahe der Nennleistung auch zur Zerstörung der Laserdiode führen. Rückreflexe können durch eine schlecht entspiegelte Einkoppelseite der Faser oder durch Verwendung eines Auskoppelspiegels mit Pumplichtreflexion in Kombination mit einer gering absorbierenden Faser auftreten. Um eine möglichst stabile und reproduzierbare Pumpleistung

[4] Mit Ausnahme zweier im Jahr 2001 erworbener Sanyo-Dioden, die bereits nach wenigen Wochen ausfielen.

zu gewährleisten, wurden daher für die Laserexperimente meist *optische Dioden* (Faraday-Isolator) eingesetzt. Verwendet wurden Dioden der Firma *EOT* mit 30 dB (Faktor 1 000) Abschwächung in Sperrrichtung und circa 10 % Abschwächung in Durchlassrichtung [5]. Grundsätzlich ist jedoch auch Laserbetrieb ohne optische Diode möglich.

3.2.3 Einkoppellinsen

Das Emissionsprofil der Laserdioden ist ellipsenförmig, die zugehörigen Öffnungswinkel der SDL- und Eagleyard-Laserdioden betragen circa 10° bzw. 30° (FWHM). Dies entspricht einer numerischen Apertur von 0,09 bzw. 0,26. Bei Verwendung der Faser LVF3 mit der numerischen Apertur 0,35 erscheint es gerechtfertigt, das Pumplicht mit zwei identischen Linsen direkt auf den Faserkern abzubilden. Mit asphärischen, für das Pumplicht entspiegelten Linsen der Firma *Geltech* ($NA = 0{,}55$, 4,5 mm Brennweite) [6] wurde bei sorgfältiger Justage ein *Einkoppelfaktor* von circa 60 % erreicht. Durch geeignete Strahlformungsoptiken (beispielsweise Zylinderlinsen) könnte der Einkoppelfaktor vermutlich auf gut 70 % gesteigert werden. Wegen der höheren Kosten und des größeren Justageaufwands wurde darauf jedoch verzichtet.

3.2.4 Resonatorspiegel

In Abschnitt 2.5 (Abb. 2.7 auf Seite 17) wurde bereits erwähnt, dass es grundsätzlich zwei verschiedene Möglichkeiten zur Gestaltung des Faserlaserresonators gibt: Laserspiegel können direkt am Faserende angebracht werden, oder das divergent aus der Faser austretende Licht kann durch geeignete optische Elemente wieder in die Faser abgebildet werden. Beide Methoden haben Vor- und Nachteile:

- Spiegel auf der Faserendfläche
  - Vorteile
    - Hohe Rückkoppeleffizienz
    - Stabiler Resonator
    - Kompakter Aufbau
  - Nachteile
    - Einfügen weiterer Komponenten in den Resonator ist unmöglich
    - Hohe Lichtintensität auf den Resonatorspiegeln
    - Resonatorlänge ist identisch mit der Faserlänge
- Externe Spiegel

- Vorteile
  - Optische Elemente können in den Resonator eingebracht werden
  - Geringere Lichtintensität auf den Resonatorspiegeln
  - Resonatorlänge ist unabhängig von der Faserlänge
- Nachteile
  - In der Regel geringere Rückkoppeleffizienz
  - Instabiler Aufbau, schwierige Justage
  - Es ist ein Hohlspiegel, eine Sammellinse oder ähnliches erforderlich

Aufgrund dieser Kriterien wurden für einfarbigen Laserbetrieb stets Fasern verwendet, bei denen die Spiegel direkt an den Faserendflächen angebracht sind. In Kapitel 5 wird jedoch auch die Verwendung externer Spiegel zur Steuerung der Emissionswellenlänge diskutiert.

Zur Herstellung der Resonatorspiegel werden transparente dielektrische Materialien verwendet, die entweder direkt auf die Faserendflächen oder auf Glassubstrate aufgedampft werden.

Fällt eine elektromagnetische Welle senkrecht auf die Grenzfläche zwischen zwei unterschiedlichen dielektrischen Medien mit den Brechungsindizes n_1 und n_2, so gilt nach den Fresnelschen Formeln für die relative Amplitude r der reflektierten Welle (Ghatak und Thyagarajan 1998, Seite 17):

$$r = \frac{n_1 - n_2}{n_1 + n_2}. \tag{3.1}$$

Der reflektierte Anteil ist umso größer, je stärker sich die Brechungsindizes der aneinander grenzenden Medien unterscheiden.

Werden mehrere dünne Schichten mit unterschiedlichen Brechungsindizes übereinander angeordnet, so entsteht durch Interferenz der einzelnen reflektierten Teilwellen ein *wellenlängenselektiver dielektrischer Spiegel*. Durch geeignete Wahl der Schichtdicken kann der Reflexionsverlauf in weiten Grenzen beeinflusst werden (Born und Wolf 1999; Stark 1997).

Für ein gegebenes Schichtsystem kann der Reflexionsverlauf durch die numerische Lösung eines linearen Gleichungssystems berechnet werden. Wie jedoch ein Schichtsystem variiert werden muss, um den gewünschten Reflexionsverlauf zu erhalten, ist nicht immer offensichtlich. Meist geht man von bereits bekannten Schichtsystemen aus und lässt diese von einem Computerprogramm variieren. Aufgrund der vielen Freiheitsgrade (m^n bei n Schichten und m möglichen Schichtdicken je Schicht) ist die Optimierung recht aufwändig.

Aufgrund des kleinen Faserkerndurchmessers (1,2 µm bei LVF3a) ergibt sich bei 10 mW Ausgangsleistung und 10 % Auskopplung eine Leistungsdichte von

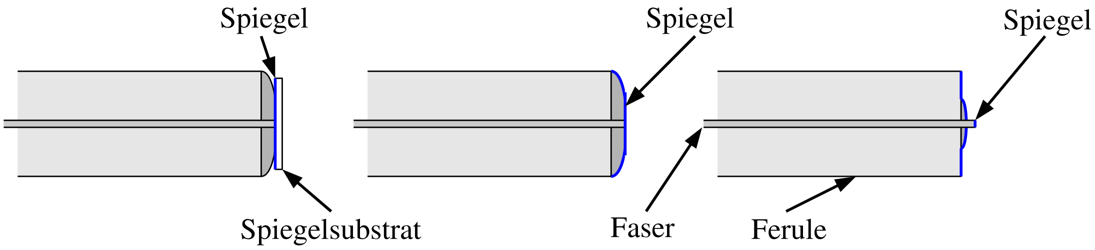

Abb. 3.2: Verspiegelung der Faserendflächen: Die Faser wurde zunächst in eine Kapillare eingeklebt. Links sieht man eine polierte Endfläche mit aufgelegtem Spiegelsubstrat, in der Mitte eine polierte Endfläche mit aufgedampftem Spiegel und rechts ein durch Cleaving präpariertes Faserende mit aufgedampftem Spiegel.

circa $10\,^{\mathrm{MW}}/_{\mathrm{cm}^2}$ auf der Faserendfläche im Bereich des Faserkern. Dies stellt recht hohe Anforderungen an die thermische Zerstörschwelle des auf die Faserendfläche aufgebrachten Spiegels.

Um geringe Umlaufverluste zu gewährleisten müssen die Faserendflächen möglichst Plan und rechtwinklig zur Faserachse präpariert werden, bevor der Spiegel aufgebracht wird. Üblich ist es, die Faser unter Zugspannung zu setzen und dann mit einem vibrierenden Diamanten anzuritzen, um einen möglichst glatten Bruch herbeizuführen (*Cleaving*), oder das Faserende in einem mehrstufigen Prozess mechanisch zu polieren. Das Cleaving wird üblicherweise mit einer elektromechanisch betriebenen „Faserschneidemaschine“ durchgeführt und ergibt eine glatte und sehr reine, aber nicht völlig plane Faserendfläche. Der Politurvorgang erreicht dagegen hohe Planheit bei höherer Restrauigkeit.[5] In Abb. 3.2 sind zur Veranschaulichung drei auf verschiedene Arten präparierte Faserendflächen dargestellt.

Für die Experimente, die A. Stark während seiner Diplomarbeit durchgeführt hat, wurden Fasern mit durch Cleaving präparierten („geschnittenen“) und danach direkt bedampften (*direktbeschichteten*) Endflächen verwendet. Da die Glasübergangstemperatur von ZBLAN circa 260 °C beträgt und eine Erwärmung der Faser über diesen Wert hinaus zu Strukturveränderungen führt, und da die Fasern zudem bei der Herstellung mit einer ebenfalls temperaturempfindlichen Kunststoffhülle (oft Urethan Acrylat) versehen wurden, wurden die Bedampfungen bei relativ niedrigen Temperaturen in einer institutseigenen Anlage durchgeführt. Als dielektrische Medien wurden Magnesiumfluorid und Zinksulfid verwendet,

[5] Zur Erhöhung der Oberflächengüte und zur Beseitigung von Verunreinigungen kann der mechanischen Politur ein chemischer Ätzprozess folgen, oder es können gepulste Laser zur Verdampfung von Verunreinigungen bzw. zum Anschmelzen der Faserstirnfläche eingesetzt werden. Beide Methoden sind aufgrund der komplexen Zusammensetzung des ZBLAN-Glases problematisch und wurden von uns bisher nicht erprobt.

weil sich diese Materialien auch bei niedrigen Temperaturen aufdampfen lassen. Mit einigen der auf diese Weise verspiegelten Fasern konnte Laseremission bei verschiedenen Wellenlängen mit einigen Milliwatt Ausgangsleistung bei circa 100 mW Pumpleistung erzielt werden (Stark 1997). Jedoch hat diese als *Softcoating* bezeichnete Beschichtung eine Reihe von Nachteilen: Die Spiegel sind weich und empfindlich, hygroskopisch und sie verändern sich mit der Zeit (Alterung) und bei Laserbetrieb (Temperung). Außerdem waren die Ergebnisse der Bedampfungen kaum reproduzierbar.

Deutlich besser reproduzierbare Resultate ergeben sich, wenn die dielektrischen Schichten zunächst auf dünne Glassubstrate aufgedampft und erst danach mit den Faserenden in Kontakt gebracht werden. Dann kann die Bedampfung bei deutlich höheren Temperaturen mit absorptionsarmen und sehr beständigen Materialien erfolgen. Da für die Faserenden nur sehr wenig Spiegelfläche benötigt wird, kann ein bedampftes Glassubstrat in viele, nahezu identische Mikrospiegel zerteilt werden.

Eine prinzipiell sehr interessante Alternative zur Verspiegelung der Faserendflächen bietet das „Einschreiben" eines so genannten *Faser-Bragg-Gitters* in eine photoempfindliche Faser. Bei diesem Verfahren wird durch ein ultraviolettes interferometrisches Belichtungsverfahren der Brechungsindex entlang der Faserachse (lokal) periodisch verändert, so dass dieses Faser-Bragg-Gitter aufgrund von Interferenzeffekten für das sich entlang der Faserachse ausbreitende Licht ähnlich wie ein dielektrischer Spiegel wirkt. Da sich das Gitter innerhalb der Faser befindet, werden Kopplungsverluste und thermische Belastungen der Faserendflächen weitgehend vermieden. Das Einprägen derartiger Gitter in ZBLAN-Fasern ist allerdings problematisch und intensives Laserlicht oder kurzwellige Fluoreszenz kann die eingeprägten Strukturen schädigen (Gäbler 2001).

3.3 Verspiegelung der Fasern

Wegen der erwähnten Nachteile der direkt auf die Faserendflächen aufgedampften Softcoating-Spiegel wurden Resonatorspiegel eingesetzt, die zunächst auf dünne Glassubstrate aufgedampft und dann an den Faserendflächen befestigt wurden.

Als Substrate wurden Glastafeln mit circa 0,2 mm Stärke verwendet. Diese Substratstärke entspricht ungefähr der Fensterstärke gekapselter Laserdioden. Daher sind die verwendeten Einkoppellinsen für eben diese Glasstärke optimiert, dickere Substrate würden die Abbildungsqualität der Linsen verschlechtern.

Für die dielektrischen Spiegelschichten wurden zunächst die für *Hardcoating-Spiegel* allgemein gebräuchlichen Materialien Siliziumoxid und Titanoxid verwendet. Zunächst wurden für blauen Laserbetrieb optimierte Spiegel hergestellt. Der Einkoppelspiegel sollte hohe Reflexion bei der Laserwellenlänge und hohe Transmission für das Pumplicht um 840 nm Wellenlänge aufweisen. Aufgrund der Erfahrungen mit den zuvor benutzten direkt aufgedampften Spiegeln sollte der Auskoppelspiegel bei 492 nm circa 90 % Reflexion besitzen. Nebenbedingungen an die Spiegel waren, dass die übrigen, unerwünschten Laserübergänge, insbesondere der starke Übergang bei 635 nm, durch geringe Spiegelreflexion wirksam unterdrückt werden. Weiterhin sollte der Auskoppelspiegel das von der Faser nicht absorbierte Pumplicht reflektieren und damit für eine bessere Pumplichtausnutzung sorgen.

Von A. Stark wurden bereits bekannte Schichtsysteme an diese Anforderungen angepasst und von einem technischen Mitarbeiter unseres Instituts (Dipl. Ing. E. Paeth) in der institutseigenen Anlage aufgedampft. Da jedoch zunächst alle mit diesen Spiegeln präparierten Laser durch Endflächendefekte ausfielen, wurde die thermische Zerstörschwelle dieser Spiegel überprüft, indem das Licht eines Argon-Ionen-Lasers auf das Schichtsystem fokussiert wurde (Scholle 2001). Es ergab sich, dass die Zerstörschwelle deutlich unterhalb des geforderten Wertes von $10\,{}^{\mathrm{MW}}/_{\mathrm{cm}^2}$ lag. Um die Zerstörschwelle zu erhöhen, wurde das Titanoxid durch das noch absorptionsärmere Hafniumoxid ersetzt, und es wurden statt gewöhnlicher, mechanisch polierter Substrate feuerpolierte Glastafeln der Firma Schott eingesetzt [7]. Dadurch konnte eine Zerstörschwelle deutlich oberhalb von $10\,{}^{\mathrm{MW}}/_{\mathrm{cm}^2}$ erreicht werden. Die Rückseite der Substrate wurden für das Pump- bzw. Laserlicht entspiegelt.

Um die Handhabung der Faserlaser zu erleichtern und eine mechanisch stabile Ankopplung an die Pumplichtquelle zu ermöglichen, wurden die Faserenden in handelsübliche FC-Faserstecker eingeklebt. Diese Faserstecker werden ansonsten für passive Lichtleiter benutzt und bestehen aus einer Keramik- oder Metallferrule (Zylinder mit circa 12 mm Länge und 2,5 mm Außendurchmesser und einer auf den Faserdurchmesser abgestimmten zentrischen Bohrung), einem Metallkörper in den die Ferrule eingepresst ist und einer Überwurfmutter, mit der der Stecker an so genannten Faserkopplern befestigt wird. Um die Fasern vor mechanischen Belastungen zu schützen werden diese in eine elastische Schutzhülle [8] eingeschoben, bevor die Faserenden in die FC-Stecker [9] eingeklebt werden.

Zur Politur der Faserendflächen wurde eine kleine, elektrisch betriebene Poliermaschine eingesetzt [10]. Die Maschine besitzt einen planen, gummibeschichteten Polierteller, der durch einen Elektromotor in Rotation versetzt wird. Auf den Teller werden Poliermatten [11] aufgelegt, die aus einer mit Korundmehl (Aluminiumoxid) beschichteten Kunststofffolie bestehen. Der zu polierende Faserstecker wird in einen über dem Teller angeordneten Arm der Maschine eingeschraubt und während des Poliervorgangs radial über den rotierenden Teller bewegt. In mehreren Polierschritten mit Matten abnehmender Korngröße kann mit dieser Maschine (und etwas Übung) eine recht glatte Faserendfläche erzielt werden. Da sich die unter der Poliermatte befindliche Gummischicht beim Poliervorgang minimal eindrückt, entsteht bei der Politur eine leicht konvexe Fläche. Dies erleichtert es, die

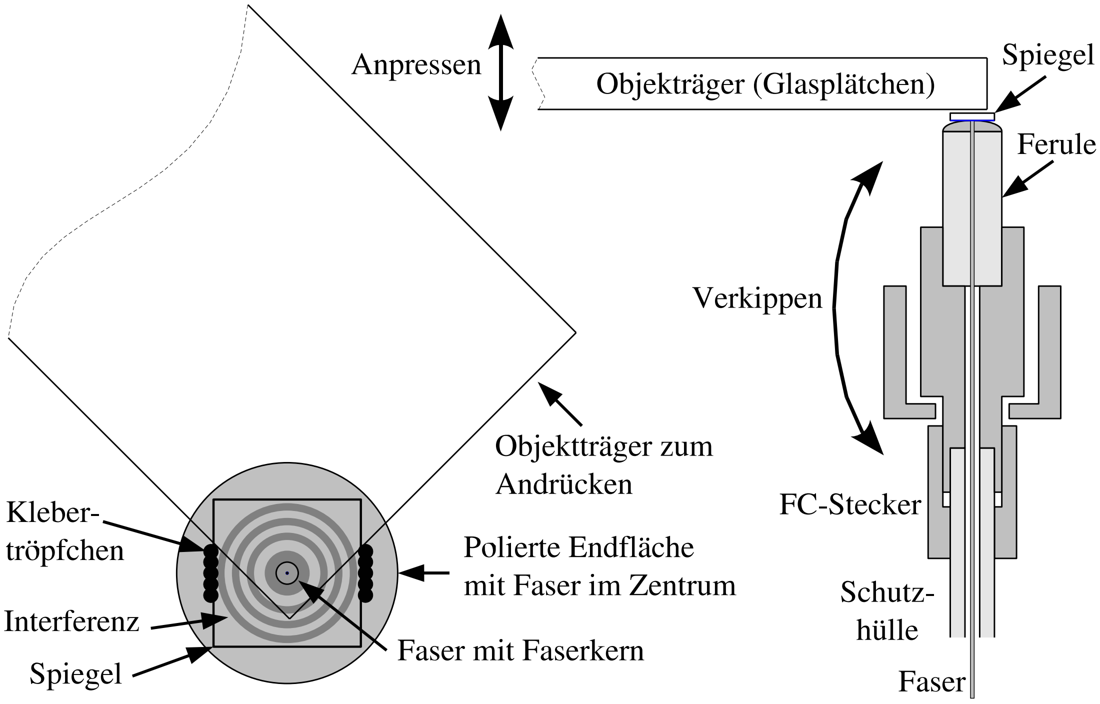

Abb. 3.3: Fixierung der Mikrospiegel: Aufsicht (links) und Seitenansicht (rechts).

Faser in guten Kontakt mit den aufzulegenden Spiegeln zu bringen

In Abb. 3.3 ist die Montage der Mikrospiegel auf der polierten Endfläche dargestellt: Das senkrecht zur Faserachse polierte Faserende ist von der Ferrule des Fasersteckers mit 2,5 mm Durchmesser bzw. einer gleichgroßen, dünnen Kleberschicht umgeben. Durch Anritzen und anschließendes Brechen werden aus den Spiegelsubstraten rechteckförmige Mikrospiegel mit circa 1,3 mm Kantenlänge hergestellt und mit der verspiegelten Seite auf die polierte Faserendfläche aufgelegt. Dabei ist es wichtig, dass der Spiegel gut an der Faser anliegt, denn bereits ein Luftspalt von einigen zehn Nanometer Dicke kann die Reflexionseigenschaften des Spiegels verändern. Der Kontakt des Spiegels zur Faserendfläche kann überprüft werden, indem die Fläche mit monochromatischem Licht beleuchtet und bei geringer Vergrößerung (circa 20-fach) unter einem Mikroskop [12] betrachtet wird. Durch Überlagerung des von der konvex polierten Oberfläche und von der Spiegelschicht reflektierten Lichtes ergibt sich die links in Abb. 3.3 dargestellte Interferenzfigur (Newtonsche Ringe). Sofern sich nicht zufällig ein Staubkorn oder ein anderer Fremdkörper zwischen der polierten Fläche und dem Spiegel befindet, definiert das Zentrum des Ringsystems die Kontaktfläche. Durch leichtes Andrücken des Spiegels mit einer Glasplatte (Objektträger) und gleichzeitiges minimales Verkippen des Steckers kann es erreicht werden, dass sich die Faser genau im Zentrum des Ringsystems befindet und somit direkter Kontakt zwischen Faser und Spiegel gewährleistet ist.[6]

Indem winzige Klebertropfen am Rand des Mikrospiegels aufgetragen werden, wird dieser fixiert. Dabei muss allerdings verhindert werden, dass der Kleber durch Kapillarkräfte unter den Spiegel und auf die Faser gesogen wird. Entweder wird ein schnell härtender, zwei-komponentiger Epoxidharzkleber [13] kurz vor seiner beginnenden Aushärtung aufgetragen, oder es wird lichthärtender Klebstoff [14] verwendet und unmittelbar nach der Zugabe mit einer UV-Lampe [15] ausgehärtet.

3.4 Einkoppelmechanik

Ein wesentliches Ziel dieser Arbeit war es, die Stabilität der Laserausgangsleistung bei Dauerbetrieb zu untersuchen bzw. zu verbessern. Dazu ist ein sehr stabiler optischer Aufbau erforderlich. Durch die direkt an den Faserendflächen befestigten Mikrospiegel kann sich der Laserresonator praktisch nicht dejustieren. Problematisch ist jedoch die leistungsstabile Einkopplung des Pumplichtes. In der Anfangsphase der Experimente erfolgte die Pumplichteinkopplung, indem die Einkoppellinse mit einem XYZ-Verschiebetisch gegenüber der auf einer Plattform fixierten Einkoppelseite der Faser justiert wurde. Eingesetzt wurden Justiertische der Firma Elliot bzw. Martock [16], bei denen die bewegliche Plattform mit Hilfe von drei Mikrometerschrauben entlang der drei Raumachsen justiert werden kann. Mit viel Fingerspitzengefühl gelingt es mit diesen Justiertischen durchaus, das Pumplicht auf den winzigen Faserkern zu fokussieren und effizient in die Faser einzukoppeln. Trotz nahezu konstanter Labortemperatur ist diese Justierung jedoch in der Regel nur für wenige Minuten stabil. Nach zehn Minuten ist die Güte der Einkopplung meist bereits deutlich abgefallen, und nach circa einer Stunde ist der Abfall der Einkoppeleffizienz bereits so stark, dass die Anregungsschwelle des Lasers unterschritten wird.

Um eine größere Stabilität zu erzielen, muss ein mechanisch stabileres oder ein System, bei dem die Justierung automatisch nachgeregelt wird, verwendet werden. Auf ein aktiv geregeltes System wurde aus Kostengründen verzichtet. Statt dessen wird ein mechanisches Einkoppelsystem benutzt, bei dem die einzelnen Komponenten recht kompakt und nahezu rotationssymmetrisch zur opti-

[6] Bei einem Luftspalt (Brechungsindex $n = 1$) der Dicke d zwischen Spiegel und polierter Oberfläche gilt für die Phasendifferenz der beiden reflektierten Teilstrahlen: $\varphi = 2\pi\frac{2nd}{\lambda} + \pi$. Für $d = 0$ ergibt sich destruktive Interferenz (dunkler Fleck), ebenso für $d = \lambda/2$. Für $d = \lambda/4$ ist $\varphi = 2\pi$, so dass sich der erste helle Ring ergibt. Befindet sich die Faser im Zentrum des Ringsystems und erscheint dunkel, so ist ihr Abstand zum Spiegel kleiner als $d = \lambda/4$.

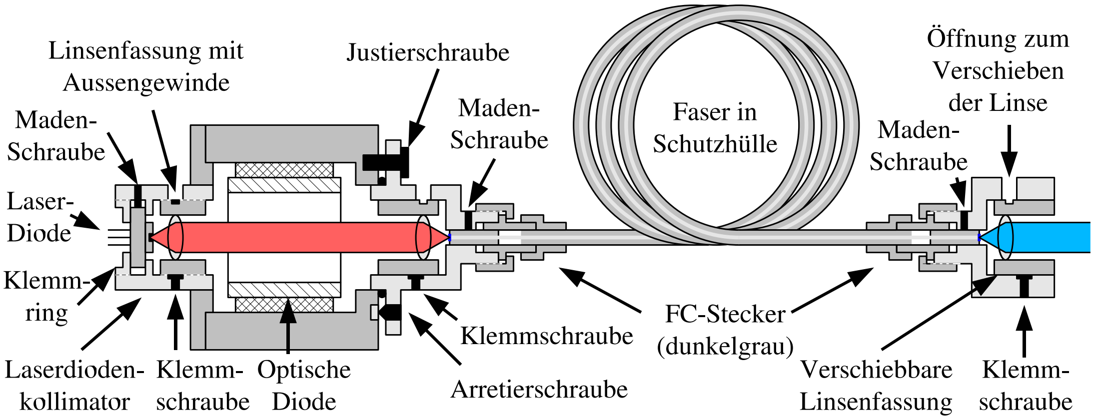

Abb. 3.4: Einkoppeleinheit.

schen Achse ausgeführt sind. Solche Systeme werden gewöhnlich zur Einkopplung von Laserdiodenlicht in passive optische Fasern eingesetzt und sind kommerziell erhältlich. Verwendet wurden vorwiegend Komponenten der Firma Schäfter&Kirchhoff [17], die aber etwas modifiziert und um in der institutseigenen Werkstatt gefertigte Teile ergänzt wurden.[7]

In Abb. 3.4 ist ein derartiger Aufbau skizziert: Die Laserdiode wird von einem Klemmring gegen einen Steg des Laserdiodenkollimatorgehäuses gepresst und kann über drei Madenschrauben zentriert werden. Unmittelbar vor der Laserdiode ist eine Kollimationslinse in einer mit einem Außengewinde versehenen Fassung angeordnet. Durch ein Loch im Kollimatorgehäuse kann die Fassung rotiert werden, wodurch sich der Abstand zur Laserdiode aufgrund des Gewindes verändert. Nach optimaler Kollimation wird die Fassung durch radial wirkende Klemmschrauben fixiert. Das Kollimatorgehäuse ist an einem Mittelteil, in dem eine optische Diode angeordnet ist, befestigt. Die Einkoppelseite der Laser-Faser ist mit der Überwurfmutter des Fasersteckers an einem so genannten Faserkoppler befestigt, wobei die Ferrule des FC-Steckers zusätzlich mit einer Madenschraube fixiert ist. Im Faserkoppler befindet sich die durch eine Bohrung longitudinal verschiebbare Fassung der Einkoppellinse, die durch zwei radial wirkende Klemmschrauben fixiert werden kann. Der Faserkoppler stützt sich an dem Mittelteil über einen elastischen Gummiring ab und kann daher über drei kreisförmig angeordnete Justierschrauben verkippt werden, wodurch sich die Position des Pumplichtfokus auf dem Faserende verändert. Nach optimaler Justage wird der Faserkoppler durch drei den Justierschrauben entgegen wirkende Arretierschrau-

[7] Zwischen Laserdiodenkollimator und Faserkoppler wurde ein vergrößertes Zwischenteil zur Aufnahme der optischen Diode eingefügt, und um die Stabilität und Justiergenauigkeit zu erhöhen, wurden an den Abstützpunkten der Arretierschrauben Einsetze aus VA-Stahl eingesetzt.

ben fixiert. Der am anderen Faserende angebrachte FC-Stecker kann auf einen ähnlichen Faserkoppler aufgeschraubt werden.

Werden die Arretierschrauben gefühlvoll und gleichmäßig angezogen und ändert sich die Labortemperatur nur wenig, so verringert sich mit diesem Aufbau die Einkoppeleffizienz über einen Zeitraum von einigen Wochen nur um wenige Prozent. Ein so aufgebauter blauer Laser (allerdings ohne optische Diode) überstand auch einen Transport von Japan nach Hamburg und konnte hier ohne Nachjustierung wieder in Betrieb genommen werden.

Für einen noch stabileren, kompakteren und preiswerteren Aufbau wird man eine Verklebung der Komponenten in Erwägung ziehen. Durch die Schrumpfung des Klebers beim Härteprozess kann es jedoch zu Dejustierungen oder mechanischen Verspannungen kommen.

3.5 Auswirkungen von Justagefehlern

Justagefehler können zu erhöhten Umlaufverlusten für das Laserlicht oder einer Beeinträchtigung der Effizienz der Pumplicht-Einkopplung führen. Zusätzlich kann ein Luftspalt zwischen Faser und Resonatorspiegel als zusätzliche dielektrische Schicht wirken und dadurch die berechneten Reflexionseigenschaften verfälschen. Dieser Effekt wird in Kapitel 5 als eine Methode zur Farbumschaltung bewusst ausgenutzt. Hier wird jedoch zunächst angenommen, dass sich der Reflexionsverlauf des Spiegels durch die Spaltgröße nicht merklich verändert.

Da von der Faser nur die Grundmode geführt wird, kann eine Dejustierung nicht, wie bei einigen anderen Lasertypen, zu einer Anregung unerwünschter höherer Laser-Moden führen.

Die Auswirkungen einer Verkippung der Faserspiegel oder eines Spalts zwischen Faserende und Spiegel auf die Resonator-Umlaufverluste wurden von Marcuse untersucht (Marcuse 1986). Da die in jener Veröffentlichung angegebenen Resultate aus analytisch nicht lösbaren Integralen bestehen, weist der Autor darauf hin, dass zur Abschätzung der Verluste auch die Formeln zur Verlust-Bestimmung bei Faser-Faser-Kopplung (splice loss) benutzt werden können, wenn bedacht wird, dass eine Spiegel-Verkippung einer doppelt so starken Verkippung der einen Faser gegen die andere entspricht. Ebenso entspricht ein Spalt zwischen Spiegel und Faser einem doppelt so großen Spalt zwischen zwei Fasern. Im folgenden werden daher die entsprechend angepassten Formeln für Faser-Faser-Kopplung bei Monomode-Fasern verwendet (Marcuse 1977; Ghatak und Thyagarajan 1998). Die einzelnen möglichen Justagefehler sind in Abb. 3.5 skizziert.

Die folgenden Verlust-Abschätzungen beruhen darauf, dass die Feld-Verteilung in Monomode-Fasern mit stufenförmigem Profil des Brechungsindexes in guter Näherung als gaußförmig angenommen werden kann. Die charakteristische Größe

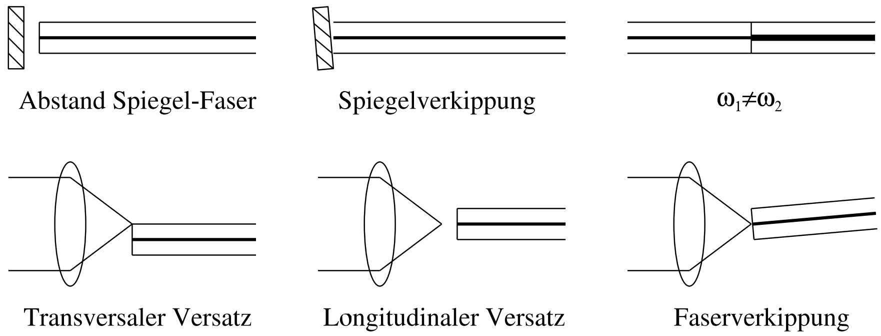

Abb. 3.5: Mögliche Justagefehler: Spalt zwischen Spiegel und Faser, Spiegel-Verkippung und unterschiedlicher Modenfelddurchmesser zweier Fasern (oben). Transversaler bzw. longitudinaler Versatz des Pumplichtfokus und Verkippung der Faser gegen die optische Achse des Pumplichtes (unten).

eines Gauß-Strahls ist der Durchmesser der Strahltaille ω_0 (engl. spot size), er bezeichnet den radialen Abstand von der Strahlachse, bei dem die Feldstärke um den Faktor $1/e$ bzw. die Intensität um den Faktor $1/e^2$ abgefallen ist. Für die gaußförmige Feldverteilung in der Faser kann dieser Durchmesser, der in die Formeln für die Verlustbestimmung eingeht, durch folgende empirische Formel ermittelt werden (Marcuse 1977, 1986):

$$\omega = a\left(0{,}65 + \frac{1{,}619}{V^{3/2}} + \frac{2{,}879}{V^6}\right) . \qquad (3.2)$$

Darin ist a der Faserkernradius und V die in Abschnitt 2.2 eingeführte verallgemeinerte Frequenz $V = 2\pi(a/\lambda_0)NA$ mit der Vakuum-Wellenlänge λ_0 des geführten Lichtes und der in Abschnitt 2.1 definierten numerischen Apertur NA.

Für den (zusätzlichen) Rückkoppel-Verlust durch einen um den Winkel θ verkippten Faserspiegel ergibt sich nach (Marcuse 1977, 1986):

$$V_{\text{SpiegelVerk.}} = 1 - \exp\left(-\left(\frac{2\pi n\omega\theta}{\lambda_0}\right)^2\right) . \qquad (3.3)$$

Dabei bezeichnet n den Brechungsindex des Mediums zwischen Spiegel und Faser. Der typische Fall ist ein nicht exakt rechtwinklig präpariertes Faserende mit einem anliegenden Spiegel (aufgedampft oder für optimalen Kontakt justiert). Der resultierende Verlust ist in Abb. 3.6 für $\lambda = 492\,\text{nm}$ und $n = 1{,}5$ (direkter Kontakt Spiegel-Faser) skizziert. Für diese und die nachfolgenden Darstellungen wurden die Parameter der Faser LVF3c mit $a = 0{,}75\,\mu\text{m}$ und $NA = 0{,}35$ verwendet.

Der (zusätzliche) Rückkoppelverlust durch einen Abstand D des Spiegels zur

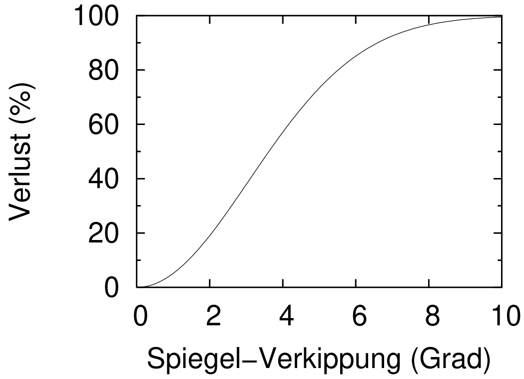

Abb. 3.6: Umlaufverlust durch einen verkippten Resonatorspiegel ($\lambda = 492\,\mathrm{nm}$, $n = 1{,}5$).

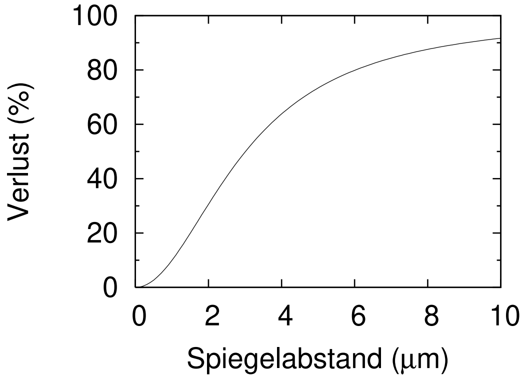

Abb. 3.7: Umlaufverlust durch Spalt zwischen Faser und Spiegel ($\lambda = 492\,\mathrm{nm}$, $n = 1$).

Faser ergibt sich zu

$$V_{\mathrm{Spalt}} = 1 - \left(1 + \left(\frac{\lambda_0 D}{\pi n \omega^2}\right)^2\right)^{-1} . \tag{3.4}$$

Dabei ist λ_0 wieder die Vakuum-Wellenlänge des geführten Lichts und n der Brechungsindex des Spaltmediums. Dieser Verlust ist in Abb. 3.7 für die Wellenlänge 492 nm und Luft als Spaltmedium ($n = 1$) skizziert.

Mit den Formeln für die Verluste bei Faser-Faser-Kopplung können auch Verluste bei der Pumplicht-Einkopplung durch schlechte Justierung abgeschätzt werden, weil das von der Einkoppeloptik fokussierte Pumplicht ebenso wie das aus einer Monomode-Faser austretende Licht durch ein gaußförmiges Strahlprofil beschrieben werden kann. Einkoppelverluste treten durch transversalen oder longitudinalen Versatz, durch Verkippung der aktiven Faser relativ zur Pumplichtquelle oder durch unpassenden Strahltaillendurchmesser auf. Im folgenden wird stets angenommen, dass die Pumplicht-Einkopplung aus Luft ($n = 1$) bei 840 nm Pumplicht-Wellenlänge erfolgt. Für den Pumplichtverlust durch longitudinalen Versatz gilt dann:

$$V_{\mathrm{Long.Vers.}} = 1 - \left(1 + \left(\frac{\lambda_0 D}{2\pi n \omega^2}\right)^2\right)^{-1} . \tag{3.5}$$

Für den Pumplichtverlust durch transversalen Versatz gilt entsprechend:

$$V_{\mathrm{Trans.Vers.}} = 1 - \exp\left(-\left(\frac{d}{\omega}\right)^2\right) . \tag{3.6}$$

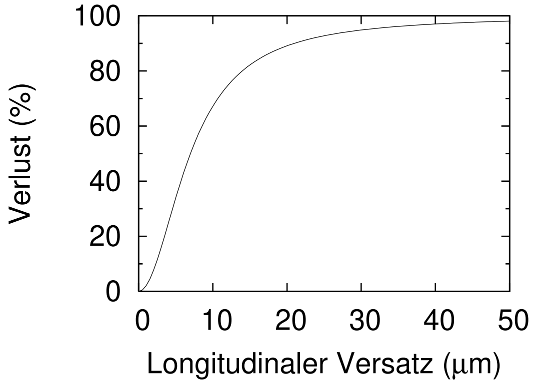

Abb. 3.8: Pumplichtverlust durch longitudinalen Versatz des Faserendes zum Pumplichtfokus.

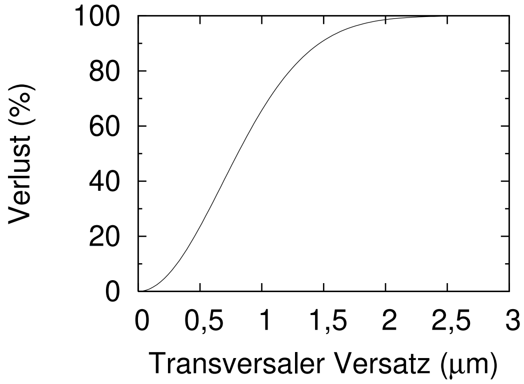

Abb. 3.9: Pumplichtverlust durch transversalen Versatz des Faserendes zum Pumplichtfokus.

Der Pumplicht-Verlust durch diesen Versatz ist jeweils in Abb. 3.8 und Abb. 3.9 skizziert.

Weitere Pumplichtverluste können durch Verkippung der Faserachse um den Winkel θ relativ zur optischen Achse der Pumplichtquelle entstehen. Für diesen in Abb. 3.10 skizzierten Verlust gilt:

$$V_{\text{Eink.Verk.}} = 1 - \exp\left(-\left(\frac{\pi n \omega \theta}{\lambda_0}\right)^2\right) . \tag{3.7}$$

Schließlich können Einkoppelverluste durch eine schlecht an die verwendete aktive Faser angepasste Strahltaille der Einkoppeloptik entstehen. Diese Verluste entsprechen den Splice-Verlusten zweier Fasern mit unterschiedlichen Modenfeld-Durchmessern und werden durch folgende Formel beschrieben:

$$V_\omega = 1 - \left(\frac{2\omega_1\omega_2}{\omega_1^2 + \omega_2^2}\right)^2 . \tag{3.8}$$

Dieser Verlust ist in Abb. 3.11 skizziert.

Bei diesen Ergebnissen muss beachtet werden, dass die verwendeten Formeln Näherungen enthalten und daher nur den für die Praxis relevanten Bereich kleiner Verluste gut beschreiben. (Für einen guten Überblick wurde in den Abbildungen dennoch auch der Bereich großer Verluste dargestellt.)

Als wichtiges Resultat dieser Betrachtungen ergibt sich, dass für die Resonatorumlaufverluste eine nicht exakt senkrecht zur Faserachse präparierte Faserendfläche sehr ungünstig ist. Bereits Abweichungen von 1° führen zu circa 5 % zusätzlichem Umlaufverlust je Faserende, bei größeren Winkelabweichungen steigen die Verluste rasant an. Beim Polieren der Faserenden muss daher sorgfältig

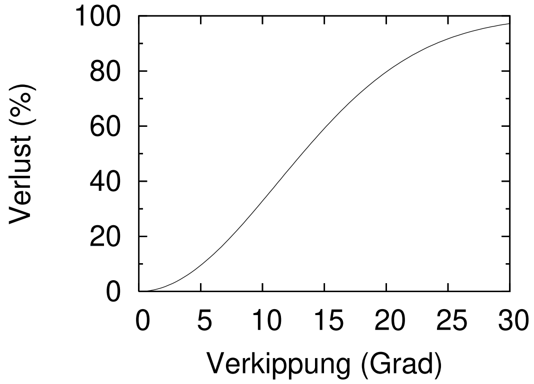

Abb. 3.10: Pumplichtverlust durch Verkippung der Faserachse zur Pumplichtquelle.

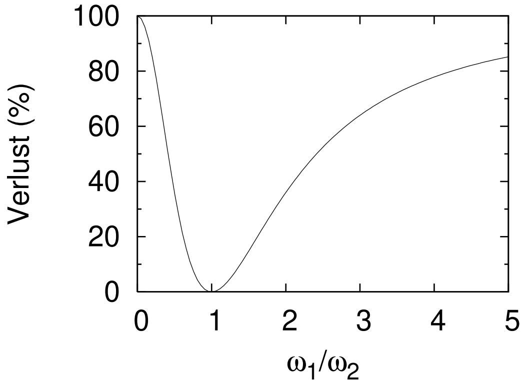

Abb. 3.11: Kopplungsverluste aufgrund unterschiedlicher Modenfelddurchmesser.

auf einen exakten rechten Winkel geachtet werden, und bei geschnittenen Fasern sollten nur Schnitte mit weniger als 1° Winkelabweichung akzeptiert werden.

Ein Spalt zwischen Faser und Spiegel von einigen hundert Nanometern erhöht die Verluste hingegen nur unwesentlich, wenn (z. B. bei Indexgel im Spalt) die Spiegelreflexion unverändert bleibt. Tatsächlich tritt bei direkt aufgedampften Spiegeln kein Spalt auf und bei am Faserende fixierten Spiegeln beträgt die Spaltgröße bei sachgerechter Montage maximal einige 10 Nanometer. (Im Kapitel fünf wird jedoch ein in der Dicke veränderbarer Luftspalt eingesetzt, um durch die Spaltgröße die Spiegelreflexion zu verändern und damit die Emissionswellenlänge auszuwählen.)

Bei der Pumplichteinkopplung ist der seitliche Versatz des Pumplichtfokus eine kritische Größe: Nur 0,3 µm Versatz führen bereits zu circa 10 % Pumplichtverlust. Dies stellt hohe Anforderungen an die Stabilität der verwendeten Einkoppelmechanik.

Longitudionale Verschiebung des Pumplichtfokus relativ zum Faserende kann durch thermische Ausdehnung oder durch (thermische) Variation der Pumpwellenlänge in Kombination mit der chromatischen Aberration der Einkoppellinsen auftreten. Der lineare Ausdehnungskoeffizient von Metall (Messing, Neusilber) liegt bei $1{,}8 \cdot 10^{-5}\,\mathrm{K}^{-1}$, durch die zwei Linsen mit je 4,5 mm Brennweite ergibt sich ein für die Ausdehnung relevanter Bereich von circa 9 mm. Bei 10 K Temperaturänderung ändert sich die Position des Pumplichtfokus um 1,62 µm; dies entspricht einem Pumplichtverlust von knapp 10 %.

Die Abhängigkeit der Fokusposition von der Pumpwellenlänge ist für die verwendeten Einkoppellinsen (Geltech 350 230) [6] in Abb. 3.12 skizziert. Man erkennt, dass sich die Position der Strahltaille um circa 0,15 µm verschiebt, wenn sich die Pumpwellenlänge um 1 nm verändert. Eine durch Erwärmung der Laser-

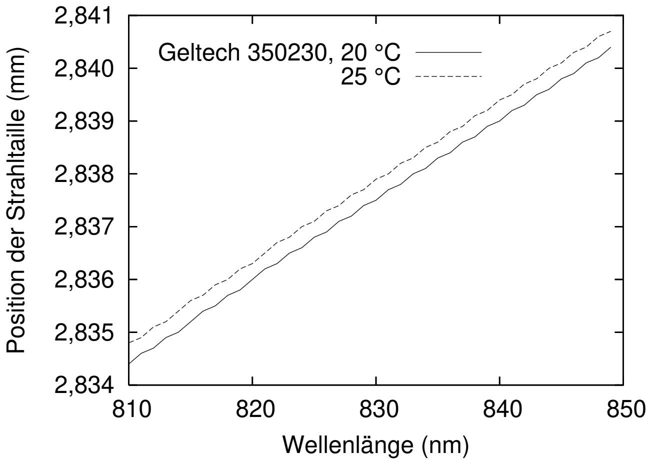

Abb. 3.12: Position der Strahltaille als Funktion der Wellenlänge für eine Linse vom Typ Geltech 350 230. (Die Daten wurden von Dr. Hünkemeier (unique-m.o.d.e AG) zur Verfügung gestellt.)

diode verursachte Veränderung der Anregungswellenlänge um 5 nm hätte daher eine durch die zwei Linsen der Einkoppeloptik bedingte Verschiebung der Strahltaille um circa 1,5 µm zur Folge, was wiederum einen Pumplichtverlust von knapp 10 % bedeutet.

Die in Abb. 3.12 ebenfalls dargestellte Abhängigkeit der Position der Strahltaille von der Linsentemperatur kann den Effekt der thermischen Ausdehnung der Linsenhalterung zum Teil kompensieren.

3.6 Laseremission bei 492 nm Emissionswellenlänge

In diesem Abschnitt werden einige Ergebnisse zum Laserbetrieb bei 492 nm Emissionswellenlänge diskutiert. Der Laserübergang erfolgt vom oberen Laserniveau $^3P_0$ in den oberen Bereich des durch Stark-Effekt verbreiterten Grundzustandes $^3H_4$. Das untere Laserniveau ist daher thermisch besetzt.

Verwendet wurden verschiedene Teilstücke der Faser LVF3 mit Längen zwischen 30 und 60 cm mit verschiedenen Auskoppelspiegeln. (Die beste Lasereffizienz ergibt sich bei 30 bis 45 cm Faserlänge, denn kürzere Fasern können nur einen kleinen Teil des Pumplichtes absorbieren, während längere Faserstücke die (Reabsorptions)-Verluste im Resonator erhöhen.)

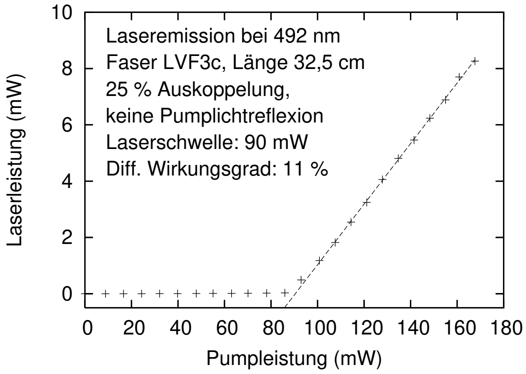

Abb. 3.13: LVF3c: Kennlinie.

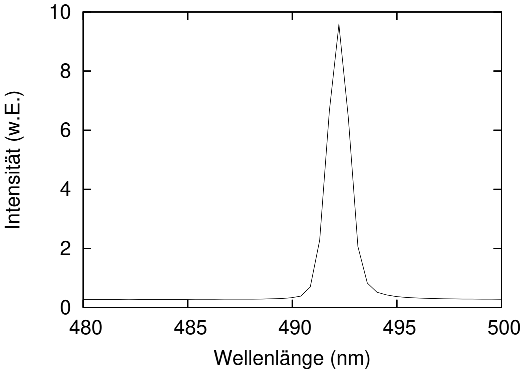

Abb. 3.14: LVF3c: Emissionsspektrum.

3.6.1 Faser LVF3c bei 25 % Auskopplung

Für die meisten der in dieser Arbeit durchgeführten Experimente zur blauen Laseremission wurde der in Abschnitt 3.3 beschriebene Auskoppelspiegel mit circa 13 % Transmission bei 492 nm und circa 80 % Pumplichtreflexion verwendet – Laserbetrieb mit diesem Spiegel wird im nächsten Unterabschnitt beschrieben. Durch die Pumplichtreflexion wird die Pumpleistung auch bei kurzen oder schwach absorbierenden Faserstücken gut ausgenutzt – allerdings muss dann zum Schutz der Laserdiode in der Regel eine optische Diode verwendet werden. Es war daher sehr interessant zu untersuchen, wie sehr die Lasereffizienz absinkt und die Laserschwelle ansteigt, wenn Auskoppelspiegel ohne Pumplichtreflexion eingesetzt werden.

Der verwendete Auskoppelspiegel ohne Pumplichtreflexion mit circa 25 % Transmission bei 492 nm wurde aufgrund langjähriger technischer Probleme mit der institutseigene Aufdampfanlage extern gefertigt; er besteht ebenfalls aus den Materialien Hafniumoxid und Siliziumoxid, die auf feuerpolierte, 0,2 mm starke Glastafeln aufgedampft wurden.

In Abb. 3.13 ist die Kennlinie einer 32,5 cm langen Faser vom Typ LVF3c (wie LVF3b, jedoch circa 1,5 µm Kerndurchmesser) dargestellt. Die Einkoppelseite der Faser ist mit einem für das Pumplicht nahezu transparenten und bei 492 nm hochreflektierenden Mikrospiegel versehen; der auskoppelseitige Mikrospiegel besitzt circa 25 % Transmission bei 492 nm Wellenlänge und ist für das Pumplicht nahezu transparent. Die Anregung erfolgt durch eine Laserdiode vom Typ Eagleyard [4] mit 840 nm Emissionswellenlänge. Die Laserschwelle liegt bei circa 90 mW, der differentielle Wirkungsgrad bei circa 11 % (bezogen auf die Pumpleistung vor der Faser bei circa 60 % Einkoppeleffizienz). Durch die etwas erhöhte Auskopplung sind mit der (derzeit) verfügbaren Pumpleistung von 200 mW auch ohne Pumplichtreflexion circa 10 mW Ausgangsleistung erreichbar, so dass in Kombination mit einem für das Pumplicht gut entspiegelten Einkoppelspiegel auf den Einsatz einer optischen Diode verzichtet werden kann. Allerdings wurde für dieses Experiment bewusst die Faser LVF3c mit 1,5 statt wie ursprünglich spezifiziert 1,2 µm Kerndurchmesser eingesetzt. Dadurch erhöht sich nach Abschnitt 2.2 die Pumplichtüberlappung mit dem Faserkern von 61 % auf 74 % und damit entsprechend die Pumplichtabsorption beim nur einfachen Durchgang durch die Faser. Trotz der durch den größeren Kerndurchmesser auf 0,7 µm erhöhten Abschneidewellenlänge wurde bei diesem Laser noch keine Emission höherer transversaler Moden beobachtet.

In den bisherigen Untersuchungen mit Fasern vom Typ LVF3 und IPG2 und Auskoppelspiegeln mit circa 13 % Auskopplung und Pumplichtreflexion zeigte sich, dass bei Faserlängen oberhalb von 40 cm das emittierte Licht in der Größenordnung 70:1 linear polarisiert ist. Bei kurzen Fasern unterhalb von 25 cm Länge war das Licht dagegen nur gering polarisiert. Bei rotem Laserbetrieb, bei dem die Auskoppelverluste in der Größenordnung von 90 % liegen, ist das emittierte Laserlicht nahezu unpolarisiert (Scholle 2001, Seite 60 f.).

Wahrscheinlich wird von der Faser eine Polarisationsrichtung etwas begünstigt (höhere Verstärkung oder geringere Verluste), so dass sich für diese Polarisationsrichtung eine etwas höhere effektive Verstärkung ergibt.

Polarisierter Laserbetrieb wird sich allerdings nur dann einstellen, wenn die Unterschiede in der effektiven Verstärkung nicht vernachlässigbar gegen die Gesamtverluste des Resonators sind. Eine Verkürzung der Faser bei unveränderten Resonatorspiegeln erhöht die Verluste pro zurückgelegter Wegstrecke in Resonator und sollte daher zu unpolarisierter Emission führen, ebenso eine größere Auskopplung bei unveränderter Faserlänge.

Bei diesem Laser wurde linear polarisierte Emission erst nach geeigneter Ausrichtung (Verdrehung) der Faserachse relativ zum ebenfalls linear polarisierten Pumplicht erzielt. Dadurch wurde die Faserachse mit der höheren effektiven Verstärkung weiter begünstigt.

Die bisherigen Untersuchungen deuten darauf hin, dass sich mit längeren Faserstücken bei nicht zu hoher Auskopplung und Ausrichtung des Pumplichtes relativ zur Faserachse linear polarisierter Laserbetrieb erzielen lässt. Durch Krümmung der Faser konnten die Polarisationseigenschaften dagegen nicht merklich beeinflusst werden – allerdings sind die Möglichkeiten zur Krümmung durch die kurzen und leicht brechenden Faserstücke recht eingeschränkt (Scholle 2001, Seite 60 f.). Um auch mit sehr kurzen Faserstücken bei hoher Auskopplung stets linear polarisiertes Laserlicht zu erhalten, wird es vermutlich nötig sein, Fasern zu verwenden, bei denen sich die Verluste oder Verstärkungen für die beiden Faserachsen deutlich unterscheiden. Denkbar wäre der Einsatz elliptischer oder doppelbrechender Fasern, eventuell auch der Einsatz polarisationsselektiver Elemente außerhalb der Faser.

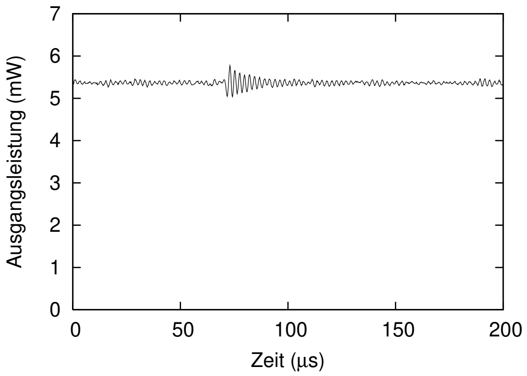

Abb. 3.15: LVF3c: Ausgangsleistung.

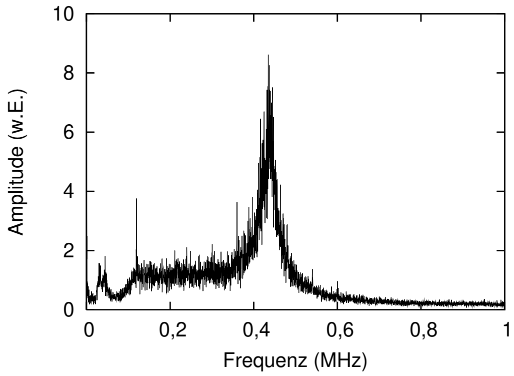

Abb. 3.16: LVF3c: Fourier-Spektrum.

In Abb. 3.14 ist das mit einem Spektrometer der Firma Ocean-Optics [1] gemessene Emissionsspektrum dieses Lasers dargestellt. Feiner aufgelöste Spektren anderer Laser werden im weiteren Verlauf dieses Kapitels präsentiert.

Abb. 3.15 zeigt einen Ausschnitt des zeitlichen Verlaufs der Emissionsleistung, Abb. 3.16 stellt das Fourier-Spektrum dieses Signals dar. (Das vom Laser emittierte Licht wurde mit einem Glasfilter [18] vom Pumplichtanteil befreit und auf eine schnelle Photodiode [19] gelenkt, deren Signal von einem Messrechner [20] mit 0,2 µs Zeitauflösung abgetastet wurde.) In dem dargestellten Ausschnitt erkennt man die Modulation der Ausgangsleistung durch die für Festkörperlaser typischen Relaxationsschwingungen, die sich im Fourier-Spektrum in einem Maximum um 450 kHz widerspiegeln. Angeregt werden diese Relaxationsschwingungen durch Quantenfluktuationen, Schwankungen der Pumpleistung (Modensprünge) und mechanische Erschütterungen. Da die Emissionsleistung der für diese Messung als Pumplichtquelle verwendeten Eagleyard-Laserdiode [4] zeitlich sehr stabil ist, liegen die Fluktuationen der Ausgangsleistung („Rauschen“) nur bei circa 1 % (RMS). (In Kapitel 6 wird gezeigt, wie die Relaxationsschwingungen durch aktive Modulation der Pumpleistung in Abhängigkeit von der Laserausgangsleistung (weiter) gedämpft werden können.)

3.6.2 Faser LVF3a bei 15 % Auskopplung

In Abb. 3.17 ist die Kennlinie einer 40 cm langen Faser vom Typ LVF3a, die mit einem Auskoppelspiegel mit circa 13 % Auskopplung und circa 80 % Pumplichtreflexion versehen ist, dargestellt. (Einkoppelseitig wurde wieder ein für das Laserlicht hochreflektierender und für das Pumplicht nahezu transparenter Mikrospiegel verwendet.) Die Faser wurde durch eine Laserdiode vom Typ SDL [3] mit 845 nm Emissionswellenlänge angeregt. Die Laserschwelle liegt bei circa 60 mW, der differentielle Wirkungsgrad bei circa 11 % (bezogen auf die Pumpleistung vor

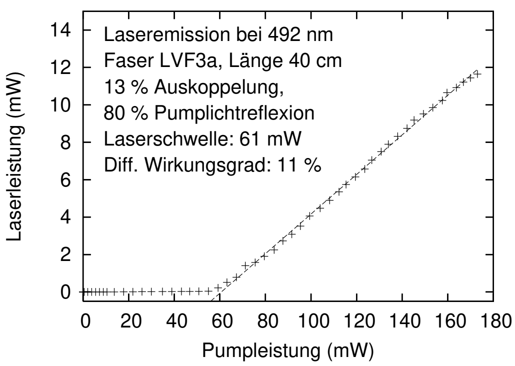

Abb. 3.17: LVF3a: Ausgangsleistung.

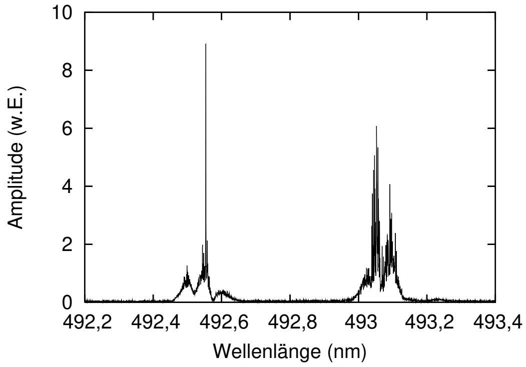

Abb. 3.18: LVF3a: Emissionsspektrum.

der Faser).

Das verwendete Teilstück der Faser LVF3a hat sich auch nach mehrmaliger Neupräparation der Faserendflächen stets durch weit überdurchschnittliche Lasereffizienz ausgezeichnet. Die Ursache dieser guten Effizienz liegt vermutlich in Toleranzen bei der Faserziehung – möglicherweise in einem optimal ausgefallenen Kerndurchmesser oder anderen, günstigen Materialparametern.

Die im Vergleich zu dem im vorangehenden Unterabschnitt betrachteten Laser deutlich niedrigere Laserschwelle wird neben der geringeren Auskopplung in erster Linie durch die Pumplichtreflexion bewirkt und ist typisch für die mit der Faser LVF3 und diesem Auskoppelspiegel präparierten Laser.

In Abb. 3.18 ist das Emissionsspektrum dieses Lasers dargestellt. Es wurde mit einem hochauflösenden Fourier-Spektrometer (Salewski 1999) bei circa 4 mW Emissionsleistung ermittelt und ergibt sich aus der Summe dreier unmittelbar nacheinander durchgeführter Einzelmessungen. Die Dauer einer Einzelmessung liegt bei diesem Spektrometer systembedingt bei mehr als 10 s, so dass aus dieser hochauflösenden Messung nicht hervorgeht, ob die Laseremission im raschen Wechsel zwischen den beiden erkennbaren Maxima springt. Die Struktur des Spektrums ist möglicherweise durch Absorption des Fasermaterials oder Interferenzeffekte beeinflusst. Da die Emissionswellenlänge mit 492 nm deutlich unter der Abschneidewellenlänge der Faser von 550 nm liegt, ist es insbesondere auch möglich, dass das Spektrum durch Interferenz der Grundmode LP_{01} mit der nicht vollständig unterdrückten nächsthöheren Transversalmode LP_{11} beeinflusst wird (Stark 1997, Kapitel 6). Die Struktur der Spektren wurde in dieser Arbeit jedoch nicht näher untersucht.

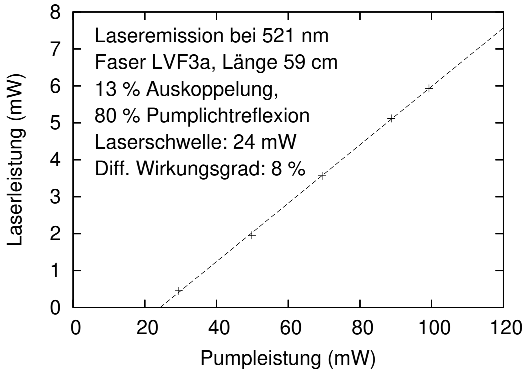

Abb. 3.19: LVF3a: Ausgangsleistung.

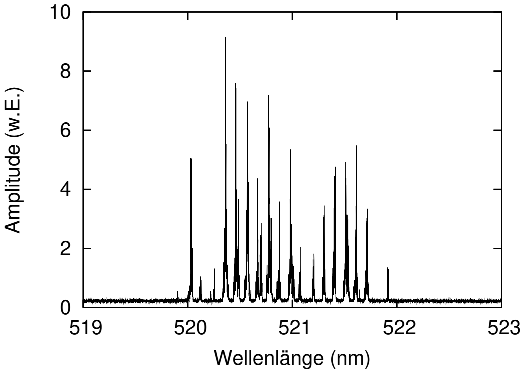

Abb. 3.20: LVF3a: Emissionsspektrum.

3.7 Laseremission bei 521 nm Emissionswellenlänge

In Abb. 3.19 ist die Kennlinie und in Abb. 3.20 das zugehörige hochaufgelöste Emissionsspektrum eines grün emittierenden Faserlasers dargestellt. Es wurde ein 59 cm langes Stück der Faser LVF3a verwendet, das von einer Sanyo-Laserdiode [2] mit 830 nm Emissionswellenlänge angeregt wird. Als Auskoppelspiegel wurde ein spezielles Teilstück des ursprünglich für blaue Laseremission hergestellten Spiegels (13 % Auskopplung, circa 80 % Pumplichtreflexion) verwendet, bei dem sich aufgrund der (ungünstigen) Anordnung des Substrates in der Aufdampfanlage das Reflexionsmaximum von 492 nach 521 nm verschoben hat. Einkoppelseitig wurde ein im Pumpwellenlängenbereich nahezu transparenter und im blau-grünen Bereich hochreflektierender Spiegel eingesetzt. Die Laserschwelle liegt bei circa 24 mW, der differentielle Wirkungsgrad bei circa 8 % (bezogen auf die Pumpleistung vor der Faser bei circa 60 % Einkoppeleffizienz).

Obwohl der Auskoppelfaktor für grüne Laseremission nicht optimiert ist, wurde für den grünen Laserübergang bei verschiedenen Fasern jeweils eine im Vergleich zum blauen Laserbetrieb niedrigere Laserschwelle und eine ähnliche Effizienz beobachtet.

Die grüne Laseremission bei 521 nm entspricht dem Übergang ${}^3P_1 \rightarrow {}^3H_5$, bei dem das untere Laserniveau unbesetzt ist (Vier-Niveau-Laser). Im thermischen Gleichgewicht wäre das obere Laserniveau ${}^3P_1$ lediglich mit circa 5 % der Bevölkerung des ${}^3P_0$-Niveaus besetzt. Aufgrund der niedrigen Laserschwelle und der guten Effizienz ist jedoch zu vermuten, dass durch den Pumpprozess ${}^1G_4 \rightarrow {}^1I_6$ und die energetische Überlappung des ${}^1I_6$-Niveaus mit dem oberen Laserniveau ${}^3P_1$ eine deutliche Störung des thermischen Gleichgewichts auftritt, so dass die tatsächliche Besetzung des oberen Laserniveaus bei grüner Laseremission deutlich höher als im thermischen Gleichgewicht ist.

Auffällig ist die in Abb. 3.20 deutlich erkennbare Kammstruktur des Emis-

Faser	Länge (cm)	Auskopplung (%)	Pumplichtrefl. (%)	Schwelle (mW)	Effizienz (%)	Emission (nm)
1 LVF3c	32,5	25	0	90	11	492
2 LVF3a	40,3	13	ca. 80	42,5	13	492
2 LVF3a	40,3	13	ca. 80	43,1	10	492
2 LVF3a	40,3	13	ca. 80	61,0	11	492
3 LVF3a	49,0	13	ca. 80	48,1	6,6	492
4 LVF3a	59,0	13	ca. 80	49,0	6,1	492
5 LVF3a	38,5	13	ca. 80	39,6	5,1	492
5 LVF3a	38,5	13	ca. 80	40,2	4,8	492
6 LVF3a	44,5	13	ca. 80	47,8	6,8	492
7 IPG2	35,0	13	ca. 80	50,0	7,9	492
4 LVF3a	59,0	13	ca. 80	24,0	8,0	521

Tab. 3.2: Effizienz der Laseremission.

sionsspektrums. Zunächst könnte man vermuten, dass diese Struktur durch ein Etalon verursacht wird. Ein Etalon wird durch zwei planparallele, reflektierende Flächen im Abstand d gebildet. Aufgrund der Interferenz der an den beiden Flächen reflektierten Lichtwellen besitzt das Etalon Transmissionsmaxima im Frequenzabstand $\Delta\nu = c_0/(2nd)$ bzw. im Wellenlängenabstand $\Delta\lambda = \lambda^2/(2nd)$. Dabei bezeichnet n den Brechungsindex des Mediums zwischen den reflektierenden Flächen und c_0 die Lichtgeschwindigkeit im Vakuum. Die im dargestellten Spektrum erkennbaren Strukturen passen zu einem Etalon der optischen Dicke $nd \approx 1{,}5$ mm. Eine derartige Struktur existiert jedoch nicht innerhalb des Laserresonators – die 0,2 mm starken Spiegelsubstrate befinden sich außerhalb des Resonators und sind deutlich dünner als das gesuchte Etalon. Denkbar wäre zunächst auch, dass die Strukturen durch Laserübergänge zwischen verschiedenen Starkniveaus verursacht werden. In der Diplomarbeit von A. Stark wurden derartige Strukturen in Fluoreszenz- und Laserspektren jedoch eingehend untersucht und auf Interferenz der Grundmode LP_01 mit höheren transversalen Fasermoden zurückgeführt (Stark 1997). Allerdings liegt die grüne Laserwellenlänge deutlich näher an der Abschneidewellenlänge der Faser als die blaue Laserwellenlänge, so dass sich bei grüner Laseremission die Interferenz mit höheren transversalen Moden eher weniger als bei blauer Emission bemerkbar machen sollte. Möglich ist jedoch auch Interferenz der beiden zueinander orthogonalen Grund-Moden LP_{01}.

In Tab. 3.2 sind einige Daten zur blauen und grünen Laseremission verschiedener Faserstücke zusammengestellt. Bei einigen Faserstücken wurden die Endflächen mehrmals neu poliert und verspiegelt. Das 40,3 cm lange Faserstück von Typ LVF3a zeichnet sich jeweils durch überdurchschnittliche Effizienz aus, die hohe Laserschwelle von 61 mW nach der dritten Präparation deutet jedoch auf eine nicht optimale Präparation hin (z. B. lokaler Spiegeldefekt). Das 38,5 cm lange Faserstück hat nach beiden Präparationen eine recht schlechte Effizienz.

Man erkennt, dass die Effizienz des Lasers stark durch das verwendete Faserstück beeinflusst wird, dass jedoch auch die Güte der Präparation oder lokale Spiegeldefekte großen Einfluss auf die Laserschwelle und Effizienz haben können.

3.8 Laseremission bei 635 nm Emissionswellenlänge

Einfarbiger Laserbetrieb bei 635 nm Emissionswellenlänge mit direkt auf den Faserendflächen fixierten Mikrospiegeln wurde nicht näher untersucht, da keine entsprechenden Spiegel verfügbar waren. Allerdings ist bekannt, dass dieser Übergang ($^3P_0 \rightarrow {}^3F_2$) bei diesem Fasertyp die weitaus beste Lasereffizienz besitzt. Dies zeigt sich auch dadurch, dass bei unverspiegelten Fasern ab einer eingekoppelten Pumpleistung von circa 50 mW mehrfach rote Laseremission aufgrund der Fresnel-Reflexion der Faserendflächen beobachtet wurde. Nähere Betrachtungen zur roten Laseremission folgen in Kapitel 5, wenn die Farbumschaltung zwischen blauer und roter Laseremission untersucht wird.

3.9 Haltbarkeit der Laser

Da dieses Projekt wesentlich durch Drittmittel finanziert wurde und von Seiten der Kapitalgeber[8] die Erwartung bestand, innerhalb eines überschaubaren Zeitraums zu einem prinzipiell marktreifen Laserprodukt zu gelangen, waren die Untersuchungen zur Dauerhaltbarkeit eine sehr wichtige und leider auch sehr zeitraubende Aufgabe.

Aufgrund der bekannten Nachteile der anfangs direkt auf die Faserendflächen aufgedampften Soft-Coating-Spiegel bestand zunächst die Erwartung, dass sich das Haltbarkeitsproblem durch an den Faserenden fixierte Hard-Coating-Spiegel leicht lösen lassen würde.

Allerdings besaßen die zunächst eingesetzten Hard-Coating-Spiegel eine zu niedrige Zerstörschwelle, so dass mit ihnen blauer Laserbetrieb nur für sehr kurze Zeit und bei geringer Intensität im Laseresonator möglich war. Ein deutliche Verbesserung erbrachte der Einsatz neuer Spiegel, die auf feuerpolierte Substrate aufgedampft wurden, und bei denen das Titanoxid durch das absorptionsärmere Hafniumoxid ersetzt wurde. Mit diesen Spiegeln gelang es, einige Laser herzustellen, die bei einer Emissionsleistung von einigen Milliwatt einige Wochen hielten. Die Mehrzahl der präparierten Laser fiel jedoch stets nach einigen Stunden oder

[8] *Evotec OAI* (Hamburg) und *unique-m.o.d.e. AG* (Jena).

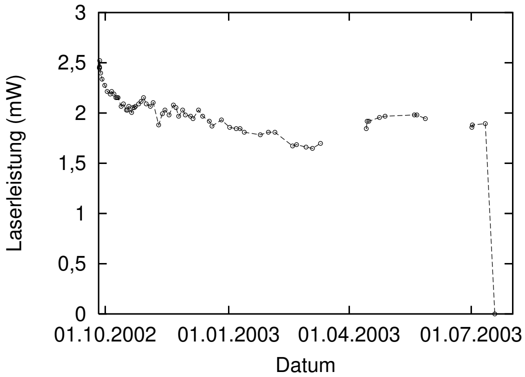

Abb. 3.21: Langzeittest einer Faser von Typ LVF3a (492 nm).

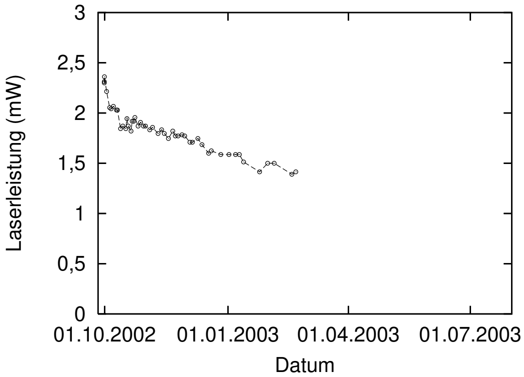

Abb. 3.22: Wie Abb. 3.21, anderes Faserstück.

Tagen durch Endflächendefekte aus. Immerhin konnten die Laser durch eine neue Politur der Endflächen und neue Spiegel jeweils wiederbelebt werden.

Um eine bessere Reproduzierbarkeit und eine weitere Optimierung des Präparationsprozesses zu ermöglichen, wurde Anfang des Jahres 2002 ein hochauflösendes Lichtmikroskop [21] beschafft, mit dem sich noch Politurriefen im Submikrometerbereich und minimale Verunreinigungen der Faserendflächen oder Mikrospiegel erkennen lassen. Damit konnte die Erfolgsrate der Präparation deutlich verbessert werden. Durch Optimierung des Politurverfahrens und der Reinigungsprozedur der Spiegel und Faserendflächen gelang es, eine Reihe von Lasern herzustellen, die über mehrere Monate im Dauereinsatz mit einigen Milliwatt Emissionsleistung bei blauer Emission betrieben werden konnten.

In den Abbildungen 3.21 und 3.22 sind zwei typische Messkurven zu diesen Haltbarkeitsuntersuchungen dargestellt. (Zur Herstellung der Laser wurden circa 50 cm lange Stücke der Faser LVF3a verwendet, die Faser wurde in eine Kunststoffschutzhülle eingeschoben und die Faserenden in FC-Faserstecker eingeklebt. Nach der Politur der Endflächen wurden Mikrospiegel aufgelegt und an den Spiegelkanten verklebt. Es wurde der Auskoppelspiegel mit circa 13 % Auskopplung und circa 80 % Pumplichtreflexion für blauen Laserbetrieb verwendet.) Die Laser wurden jeweils mit konstanter Pumpleistung (circa 90 mW) betrieben, wobei die Güte der Einkopplung im Abstand von einigen Wochen und die Emissionsleistung im Abstand von einigen Tagen überprüft wurde. Wegen der Verlegung des Instituts mussten alle sich im Dauertest befindlichen Laser im Frühjahr 2003 abgeschaltet werden. Der Laser, dessen Emissionsleistung in Abb. 3.21 dargestellt ist, wurde nach dem Umzug wieder in Betrieb genommen – wobei durch das Entstauben der Rückseite des Auskoppelspiegels zunächst ein Anstieg der

Emissionsleistung erzielt wurde.[9] Kurz nach einer weiteren technisch bedingten Betriebsunterbrechung fiel dieser Laser dann nach circa acht Monaten bzw. 5 000 Stunden Dauerbetrieb bei 2 mW Ausgangsleistung (492 nm) plötzlich aus.

Die bei den Lasern registrierte Leistungsabnahme oder der plötzliche Totalausfall sind stets durch den Defekt mindestens einer Faserendfläche bedingt. Ein plötzlicher Ausfall des Lasers führt in der Regel zu einer deutlich erkennbaren thermischen Schädigung der Faserendfläche und des anliegenden Mikrospiegels. Geringe Endflächenschädigungen, die nach einigen Wochen oder Monaten Betriebszeit zu circa 20 % Leistungsverlust führen können, lassen sich jedoch auch mit dem hochauflösenden Lichtmikroskop [21] nicht erkennen.

Werden durch erneute Politur einige Mikrometer Fasermaterial von der Faserendfläche abgetragen und neue Spiegel montiert, so erreichen alle aus den Fasern LVF3 oder IPG2 hergestellten Laser wieder ihre ursprüngliche Leistung.

Als mögliche Präparationsvariante wurde auch das Einbringen von Indexgel (engl. index matching gel) [22] in den Spalt zwischen Faser und anliegendem Spiegel erprobt. Damit konnte in einigen Fällen eine Haltbarkeit von einigen Wochen und bei einem Ti:Saphir-Laser-gepumpten Faserlaser blaue Emission von circa 25 mW über mehrere Stunden erzielt werden (Scholle 2001). Da das Indexgel aber keine wirkliche Verbesserung der Haltbarkeit erbrachte und durch Alterung und Wechselwirkung des Gels mit dem Kleber weitere Probleme zu erwarten waren, wurde fortan wieder auf Indexgel verzichtet.

In Laufe der letzten Jahre wurde eine Vielzahl von Verfahren zur Einklebung der Faser in die Ferrulen oder Kapillaren, zur Politur und Reinigung der Faserendfläche und zur Befestigung der Mikrospiegel auf dem Faserende ausprobiert und es zeigte sich, dass die verwendeten Kleber und Reinigungsmittel großen Einfluss auf die Haltbarkeit haben. Die Schädigung der Faserendflächen scheint daher im wesentlichen durch Verunreinigungen (z. B. Polierstaub), Rückstände der verwendeten Reinigungsmittel und flüssige oder gasförmige Absonderungen der verwendeten Kleber verursacht zu werden. (Auch hohe Luftfeuchtigkeit kann bei ungenügender Abkapselung der Faserendflächen zu Schädigungen führen.) Durch den optimierten Präparationsprozess gelang es, circa ein Dutzend Laser herzustellen, die jeweils über mehrere Monate im Dauerbetrieb bei 2 bis 3 mW blauer Laseremission betrieben werden konnten. Weitere, im den letzten Monaten bei unserem Kooperationspartner durchgeführte Untersuchungen belegen, dass mit diesen Lasern auch bei höherer Emissionsleistung langzeitstabiler Betrieb im blau-grünen Spektralbereich erzielt werden kann.

[9] Die Dipolkraft des divergent aus der Faser austretenden Lichtes zieht Staub in Richtung höchster Lichtintensität. Bei direktbeschichteten Faserendflächen führt Staubablagerung durch Absorption zu einer thermischen Schädigung der Spiegelschicht – auf der Rückseite des 0,2 mm starken Spiegelsubstrates besitzt das divergente Licht nur noch geringe Intensität, der Staub ist dort unkritisch.

4 Charakterisierung der Fasern

In diesem Kapitel werden einige grundlegende Untersuchungen zu den Fasereigenschaften und zu dem für die Lasereffizienz wichtigen Anregungsprozess dargestellt: Untersucht wurde die Lichtdämpfung der Fasern und die für blauen Laserbetrieb wichtigen Reabsorptionsverluste, die Stärke der Pumplichtabsorption und die Lebensdauer der am Laserprozess beteiligten Energieniveaus. Der Aufkonversions-Anregungsprozess wird durch ein Ratengleichungsmodell beschrieben, das für eine numerische Simulation des Anregungs- und Laserprozesses verwendet wird.

4.1 Dämpfungsverluste bei 633 nm

In diesem Abschnitt werden die Dämpfungsverluste der Pr,Yb-dotierten ZBLAN-Fasern bei Abwesenheit von Absorption untersucht. Für die Messung wurde das rote Licht eines Helium-Neon-Lasers bei 633 nm Wellenlänge verwendet, weil dieses weder von den Pr^{3+}- noch von den Yb^{3+}-Ionen absorbiert wird (Digonnet 1993, Seite 435 bzw. 445). Der Versuchsaufbau ist in Abb. 4.1 skizziert: Das linear polarisierte Licht eines frequenz-stabilisierten Helium-Neon-Lasers [23] mit 633 nm Emissionswellenlänge wird nach dem Durchlaufen einer optischen Diode [24] mit einer asphärischen Linse [6] in die zu untersuchende Faser eingekoppelt. Ein Teil des Lichtes wird von dem in der optischen Diode integrierten Polarisati-

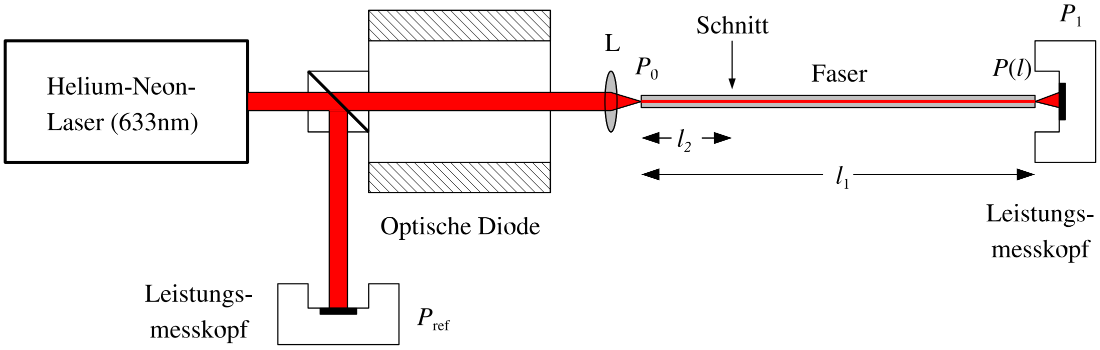

Abb. 4.1: Versuchsaufbau zur Bestimmung der Dämpfungsverluste bei 633 nm.

onsstrahlteiler auf den Messkopf [25] eines Leistungsmessgerätes [26] gelenkt und dient als Referenzsignal für die Lichtleistung. Die zuvor mit einem Faserschneidegerät [27] senkrecht zur Faserachse geschnittene Einkoppelseite der Faser ist auf einem XYZ-Verschiebetisch [16] fixiert und kann so gegenüber der fest auf der optischen Achse angeordneten Einkoppellinse justiert werden. Das andere Faserende wurde ebenfalls zuvor mit einem Faserschneidegerät senkrecht zur Faserachse geschnitten; das dort austretende Licht der Leistung P_1 wird von einem weiteren Leistungsmessgerät registriert.

Die durch die Linse L in die Faser eingekoppelte Lichtleistung P_0 ist proportional zum Referenzsignal P_{Ref}. In der Faser wird das Licht durch Streuung entsprechend dem Lambert-Beerschen Gesetz abgeschwächt: $P(l) = P_0\, e^{-\kappa l}$. Dabei ist l die Faserlänge und κ der gesuchte Dämpfungskoeffizient. Das Signal P_1 ist proportional zu der in der Faser geführten Lichtleistung $P(l)$ am Faserende. Werden P_{Ref} und $P_1(l)$ für mindestens zwei unterschiedliche Faserlängen bestimmt, so kann κ berechnet werden. Mit

$$P_0 = k_1 P_{\mathrm{Ref}} \quad \text{und} \quad P(l) = k_2 P_1(l) \tag{4.1}$$

folgt nach dem Lambert-Beerschen Gesetz für die Faserlängen l_1 und l_2:

$$P(l_1) = k_2\, P_1(l_1) = P_{01}\, e^{-\kappa l_1} = k_1\, P_{\mathrm{Ref}_1}\, e^{-\kappa l_1}\,, \tag{4.2}$$

$$P(l_2) = k_2\, P_1(l_2) = P_{02}\, e^{-\kappa l_2} = k_1\, P_{\mathrm{Ref}_2}\, e^{-\kappa l_2}\,, \tag{4.3}$$

$$\frac{P_1(l_1)}{P_1(l_2)} = \frac{P_{\mathrm{Ref}_1}}{P_{\mathrm{Ref}_2}}\, e^{\kappa(l_2 - l_1)} \quad \text{und damit} \tag{4.4}$$

$$\kappa = \ln\left(\frac{P_1(l_1) P_{\mathrm{Ref}_2}}{P_1(l_2) P_{\mathrm{Ref}_1}}\right) \frac{1}{l_2 - l_1}\,. \tag{4.5}$$

Für die Untersuchungen wurden jeweils zuvor unbenutzte Fasern verwendet, so dass eine Verfälschung der Messergebnisse durch die Vorgeschichte der Fasern, etwa Farbzentrenbildung durch Einwirkung hoher (blauer) Lichtintensität, ausgeschlossen werden kann. Bei den verschiedenen Fasertypen wurde die Messung jeweils zunächst an einem langen Faserstück durchgeführt, danach wurde die Faser einige Dezimeter hinter der Einkoppelseite abgeschnitten, ohne dabei die Einkoppelseite zu bewegen. Dadurch wurden systematische Fehler, die sich aus der Justierung der Einkoppeloptik, aus der Beschaffenheit der Einkoppelseite der Faser und aus der Orientierung der Faser (elliptischer Faserkern) ergeben können, minimiert. (Bei der Faser LVF2 war es allerdings wegen deren geringer Länge aus technischen Gründen erforderlich, die Faser für den Schnitt aus der Einkoppelhalterung zu entfernen. Sie wurde nach der Verkürzung wieder in gleicher Position und Orientierung eingebaut und erneut sorgfältig einjustiert.) Merklichen Einfluss auf die aus der Faser ausgekoppelte Leistung hat auch die Beschaffenheit

Fasertyp	P_{Ref} (µW)	$P_1(l)$ (µW)	l (m)	κ (m^{-1})	α ($^{\text{dB}}/_{\text{m}}$)
LVF3	202	238	12,1	0,0388	0,169
	202	370	0,64		
LVF2	204	507	0,61	?	?
	210	465	0,10		
IPG2	206	210	5,20	0,0638	0,277
	205	283	0,45		
KDD1	205	78,5	31,1	0,0181	0,0788
	199	132	0,81		

Tab. 4.1: Dämpfungsverluste für verschiedene Fasertypen bei 633 nm.

der Faserendfläche an der Auskoppelseite. Die Schnitte wurden stets senkrecht zur Faserachse mit einer elektromechanisch betriebenen Faserschneidemaschine [27] durchgeführt. Nach jedem Schnitt wurde die Beschaffenheit der Faserendfläche unter einem Mikroskop begutachtet, zusätzlich wurde das Strahlprofil des aus der Faser austretenden Lichts überprüft. Zur Kontrolle einer etwaigen Dejustierung der Einkopplung während des Faserschnitts wurde die Einkopplung vor der zweiten Messung jeweils nochmals sorgfältig nachjustiert.[1] Für die Untersuchung standen die Fasern KDD1, IPG2 und LVF3 in ausreichender Länge zur Verfügung. Das Faserstück LVF2 war dagegen so kurz, dass sich die Dämpfungen des ursprünglichen und des gekürzten Teilstückes nicht signifikant unterscheiden. In Tab. 4.1 sind die Ergebnisse der Messung zusammengefasst. Dabei wurde neben dem Dämpfungskoeffizienten κ auch die Dämpfung α in $^{\text{dB}}/_{\text{m}}$ angegeben (Für die Umrechnung gilt nach Gleichung (2.9) aus Abschnitt 2.3: $\alpha = 10\,\kappa \log_{10}(e)$). Die japanische Faser KDD1, mit der sich blauer Laserbetrieb jeweils nur kurzzeitig bei geringer Ausgangsleistung erzielen ließ, zeichnet sich durch die geringste Dämpfung aus. Die größte Dämpfung besitzt die amerikanische Faser IPG2 mit $\kappa = 0{,}063\,8\,\text{m}^{-1}$, dies ergibt für einen typischen Faserlaser mit circa 0,5 m Länge einen Leistungsverlust von circa 6 % pro Umlauf.

Trotz dieser nicht vernachlässigbaren Dämpfung zeichnet sich die Faser IPG2 im blauen Laserbetrieb durch die niedrigste Laserschwelle und die beste Effizienz aus. Dies deutet darauf hin, dass bei den untersuchten, relativ dämpfungsarmen Fasern diese Dämpfung nicht das entscheidende Kriterium für die Effizienz im blauen Laserbetrieb ist. Wichtiger ist vermutlich die Effizienz des Anregungsprozesses bzw. der Pumplichtabsorption, die in Abschnitt 4.3 näher untersucht wird. Bei blauer Laseremission wird die hier gemessenen Dämpfung wahrscheinlich durch Reabsorption des Laserlichts und bei einigen Fasertypen (KDD1, KDD2,

[1] Im Prinzip wäre durch mehrmaliges Kürzen der Fasern eine Reduzierung und eine bessere Abschätzung des Messfehlers möglich, jedoch erscheint der dazu nötige Aufwand und Faserverbrauch unangemessen.

LVF5) durch die Entstehung stark absorbierender Farbzentren dominiert.

Über die Abhängigkeit der Dämpfung vom Kerndurchmesser liefert diese Messung leider keine eindeutige Information, da die drei erfolgreich ausgemessenen Fasern (KDD1, IPG2 und LVF3) von unterschiedlichen Herstellern stammen und sich daher nicht nur im Kerndurchmesser, sondern auch in anderen, nicht vollständig spezifizierten Parametern unterscheiden. Immerhin lässt sich sagen, dass sich von erfahrenen Herstellern auch Fasern mit sehr kleinem Kerndurchmesser (Faser LVF3 mit circa 1,2 µm Kerndurchmesser) mit akzeptabler Dämpfung fertigen lassen. Interessant wäre der direkte Vergleich der beiden Fasern LVF2 und LVF3 von „Le Verre Fluore“ mit 1,2 µm und 3 µm Kerndurchmesser bei sonst ähnlichen Parametern gewesen. Leider war von der Faser LVF2 mit 3 µm Kerndurchmesser jedoch nur ein 0,6 m langes Stück verfügbar, welches bei dieser Länge eine so geringe Dämpfung besitzt, dass die Messergebnisse von Messfehlern (vermutlich Schnittqualität der Auskoppelseite und/oder minimale Verdrehung der Faser relativ zur Polarisationsrichtung des Helium-Neon-Lasers) dominiert werden.

Die Dämpfung der Fasern liegt weit über der nach Abschnitt 2.3 zu erwartenden intrinsischen Untergrenze und wird wahrscheinlich, wie in Abschnitt 2.3 beschrieben, durch Streuung (Kristalle, Gasbläschen, Variation des Brechungsindexes, geometrische Defekte) verursacht.

Wie stark die Dämpfung mit abnehmender Wellenlänge zunimmt lässt sich nur schwer abschätzen, da Art und Größe der Streuzentren nicht bekannt sind. Der ungünstigste Fall ergäbe sich bei Dominanz von Rayleigh-Streuung (France u. a. 1990, Seite 189 f.) mit einer Zunahme der Streuung mit λ^{-4}. Dann wären bei blauer Laseremission um den Faktor $(492/633)^{-4} = 2{,}7$ höhere Dämpfungsverluste zu erwarten.

4.2 Dämpfungsverluste bei 492 nm

Im vorangehenden Abschnitt wurde Licht der Wellenlänge 633 nm benutzt, um bei Abwesenheit von Absorption die allein durch Streuung verursachte Faserdämpfung zu ermitteln. Ergänzend dazu wird in diesem Abschnitt eine Messung vorgestellt, bei der die Dämpfung bei der Wellenlänge der blauen Laseremission (492 nm) untersucht wurde. Diese Dämpfung resultiert sowohl aus Streuung als auch aus der Anregung des Übergangs $^3H_4 \rightarrow {}^3P_0$ (Grundzustandsabsorption), was im blauen Laserbetrieb der Reabsorption des Laserlichtes entspricht. Die Messung wurde an einer Faser durchgeführt, die zuvor noch nicht hoher blauer Lichtintensität ausgesetzt war, um eine Verfälschung der Messung durch die Vorgeschichte der Faser (Farbzentrenbildung) auszuschließen.

Der Versuchsaufbau ist in Abb. 4.2 skizziert: Die unbeschichtete, senkrecht zur Faserachse geschnittene Einkoppelseite ist auf dem beweglichen Teil eines

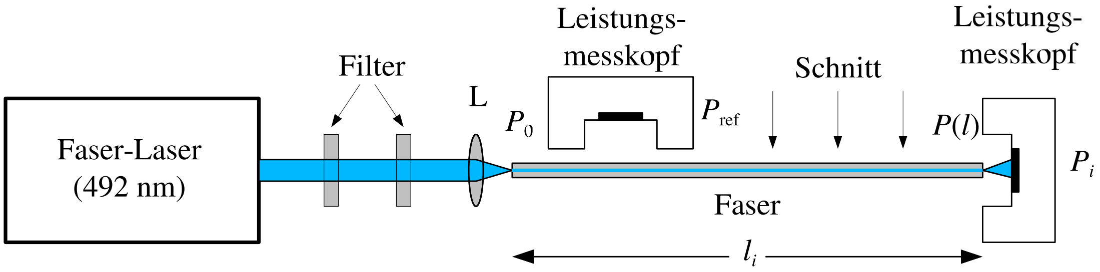

Abb. 4.2: Versuchsaufbau zur Bestimmung der Dämpfungsverluste bei 492 nm.

XYZ-Verschiebetisches [16] befestigt. Das blaue Licht eines Faserlasers wird durch zwei Filter [28], [29] von Pump- und Fluoreszenzlicht befreit und über eine auf der optischen Achse fixierte Linse L [6] in die Faser eingekoppelt. Als Referenz für die eingekoppelte Lichtleistung dient das seitliche Fluoreszenzlicht der Faser, dass durch den dicht über der Faser angeordneten Leistungsmesskopf [25] eines Leistungsmessgerätes [30] circa 30 cm hinter der Einkoppelseite bestimmt wird.

Für die Messung stand ein gut vier Meter langes Stück der Faser LVF3a zur Verfügung. Da dieses für die Herstellung von Faserlasern eh in mehrere Teilstücke unterteilt werden sollte, wurde die Faser stufenweise zurück geschnitten. Die Einkoppelseite der Faser wurde dabei nicht bewegt, der Schnitt der Auskoppelseite wurde jeweils unter dem Mikroskop [21] und anhand des Strahlprofils des austretenden Lichtes begutachtet und bei Bedarf wiederholt. Zu jeder Faserlänge wurde für sechs verschiedene (durch das Referenzsignal reproduzierbare) Einkoppelleistungen die am Faserende austretende Lichtleistung gemessen. Damit ergibt sich (nach Umordnung der Messwerte) für je eine feste Einkoppelleistung die am Faserende austretende Lichtleistung bei unterschiedlichen Faserlängen. Da anzunehmen ist, dass die Lichtintensität entlang der Faserachse exponentiell abfällt, wurde eine von der Faserlänge l abhängige Funktion der Form $I(l) = I_0\, e^{-\kappa l}$ mit dem Dämpfungskoeffizienten κ an die Messdaten angepasst. Dies ist in Abb. 4.3 dargestellt. Man erkennt, dass der Dämpfungskoeffizient κ mit Mittelwert $\langle\kappa\rangle = 0{,}517\,5\,\mathrm{m}^{-1}$ nur wenig von der in die Faser eingekoppelten Leistung abhängt. Während der Messung wurde kein Anwachsen der Dämpfung beobachtet; dies deutet darauf hin, dass bei dieser relativ geringen eingekoppelten Leistung noch keine Farbzentren erzeugt werden.

Für einen typischen, circa einen halben Meter langen Faserlaser ergibt sich durch diese Dämpfung je Umlauf eine Abschwächung der Lichtintensität im Laserresonator um den Faktor 0,6 bzw. ein Umlaufverlust von circa 40 %.

Diese starke Dämpfung resultiert im wesentlichen aus der Anregung des Übergangs $^3\mathrm{H}_4 \rightarrow {}^3\mathrm{P}_0$ und führt im blauen Laserbetrieb zu Reabsorptionsverlusten.[2]

[2]Tatsächlich kann man allein aus dieser Messung nicht eindeutig folgern, dass die Anregung des

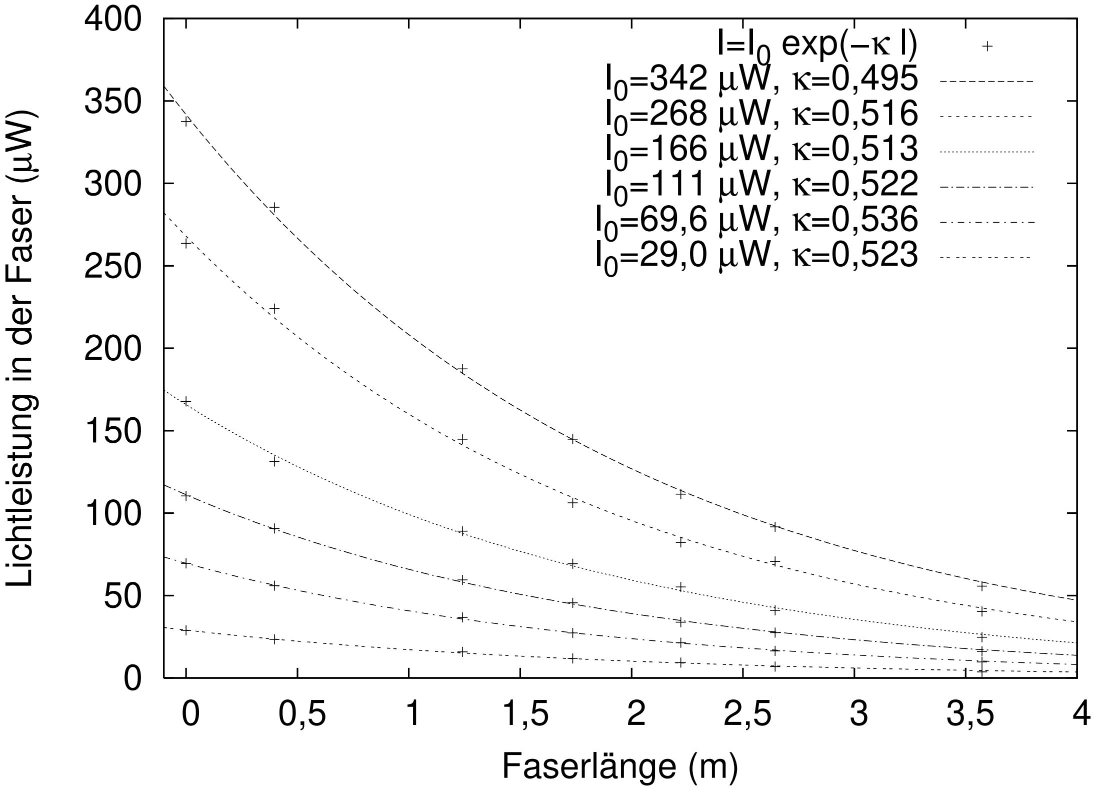

Abb. 4.3: Lichtdämpfung bei 492 nm.

Diese hohen (Re)-Absorptionsverluste darf man jedoch nicht direkt mit Streuverlusten vergleichen, denn während ein gestreutes Photon mit großer Wahrscheinlichkeit den durch die Faser gebildeten Resonator verlässt, regt ein vom Grundzustand absorbiertes Photon ein Pr^{3+}-Ion ins obere Laserniveau an, so dass durch induzierte Emission wieder ein neues Laserphoton erzeugt werden kann.

Es ist zu erwarten, dass im Laserbetrieb einerseits die Dämpfung durch Absorption bei 492 nm aufgrund der Entvölkerung des Grundzustandes durch den Pumpprozess abnimmt, andererseits kann jedoch auch durch im Laserbetrieb entstehende, zum Teil aber auch gleichzeitig ausgeblichene Farbzentren die Dämp-

Übergangs $^3H_4 \rightarrow {}^3P_0$ bei dieser Wellenlänge der dominierende Verlustprozess ist. Notwendig und interessant wären ergänzende Messungen in der Nachbarschaft dieser Absorptionslinie, insbesondere auch die Untersuchung der Dämpfung über einen größeren Spektralbereich. Eine dafür erforderliche Weißlichtquelle hoher Brillanz wurde jedoch erst vor wenigen Monaten beschafft und konnte bisher nicht eingesetzt werden. Durch Vergleich mit den Dämpfungsmessungen bei 633 nm und den Angaben des Faserherstellers, dass die Streudämpfung im sichtbaren Spektralbereich zu kürzeren Wellenlängen hin nur unwesentlich ansteigt, kann mit großer Wahrscheinlichkeit geschlossen werden, dass um 492 nm die Absorption der bei weitem dominierende Verlustmechanismus ist.

fung erhöht werden.

Daher wäre es interessant, die tatsächlichen Umlaufverluste im Laserbetrieb zu untersuchen. Dies kann beispielsweise durch Bestimmung der Resonanzfrequenzen bei verschiedenen Auskoppelgraden (und Faserlängen) geschehen. (Wegen langjähriger technischer Probleme mit der institutseigenen Aufdampfanlage und den hohen Anforderungen an die Zerstörschwelle der Resonatorspiegel konnten jedoch erst vor wenigen Monaten geeignete Spiegelsätze beschafft werden; die recht zeitaufwändigen Messungen konnten jedoch noch nicht durchgeführt werden.)

4.3 Pumplichtabsorption

Für eine gute Lasereffizienz ist es erforderlich, dass die Verstärkung des laseraktiven Mediums die internen Verluste deutlich übersteigt. Insbesondere für blauen Laserbetrieb, bei dem neben den ohnehin mit abnehmender Wellenlänge anwachsenden Streuverlusten auch Verluste durch Reabsorption auftreten, ist ein möglichst großer Verstärkungskoeffizient wünschenswert.

Eine notwendige Bedingung für eine hohe Verstärkung ist eine effiziente Absorption des Pumplichtes. (Andererseits kann effiziente Kreuzrelaxation eine hohe Besetzung des $^1G_4$-Niveaus und damit sehr gute Pumplichtabsorption bewirken, während gleichzeitig durch diese starke Kreuzrelaxation die Lebensdauer des oberen Laserniveaus $^3P_0$ so stark verkürzt ist, dass kein effizienter Laserbetrieb möglich ist und auch nur schwache Fluoreszenz beobachtet wird.)

Wie wichtig eine gute Pumplichtabsorption ist zeigt auch ein Vergleich der Lasereffizienz verschiedener Teilstücke der Faser LVF3: Die Vergrößerung des Kerndurchmessers von 1,2 (LVF3a) auf 1,3 µm (LVF3b) verbessert den Pumplichtüberlapp mit dem Faserkern und dadurch die Pumplichtabsorption und führt im Mittel zu einer deutlich besseren Laserleistung. Gleichzeitig kann die Faser IPG2 ihre im Vergleich zur Faser LVF3 höhere Dämpfung durch ihre gute Pumplichtabsorption mehr als kompensieren.

Da somit die Stärke der Pumplichtabsorption ein wesentlicher Parameter für gute Lasereffizienz ist, wurden in dieser Hinsicht insgesamt acht verschiedene Fasern untersucht.

In Abb. 4.4 ist der typische Verlauf der transmittierten Pumpleistung in Abhängigkeit von der eingekoppelten Leistung am Beispiel der Faser LVF3b aufgetragen:[3] Bei kleiner Pumpleistung wird das Pumplicht nur wenig abgeschwächt,

[3]Der für diese Darstellung nötige Einkoppelfaktor E wurde aus der Pumpleistung P_0 vor der Faser, der aus der unbeschichteten Faser austretenden Pumpleistung P_1, der Faserlänge $l = 0{,}511$ m und der Faserdämpfung κ_1 nach der Beziehung $P_1 = P_0 E e^{-\kappa l} \cdot 0{,}96$ ermittelt, wobei ausgenutzt wurde, dass die Faserdämpfung sehr gering bzw. vernachlässigbar ist, wenn die Pumpleistung deutlich kleiner als die für den Beginn des Lawinenprozesses nötige

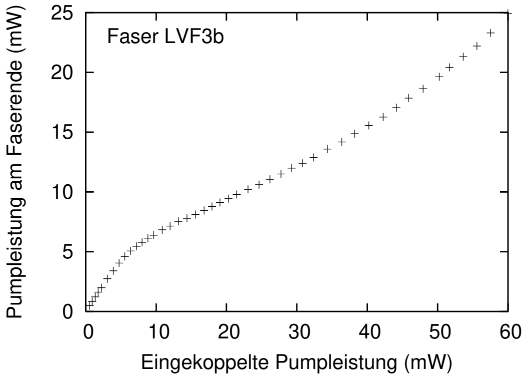

Abb. 4.4: Transmission der Faser LVF3.

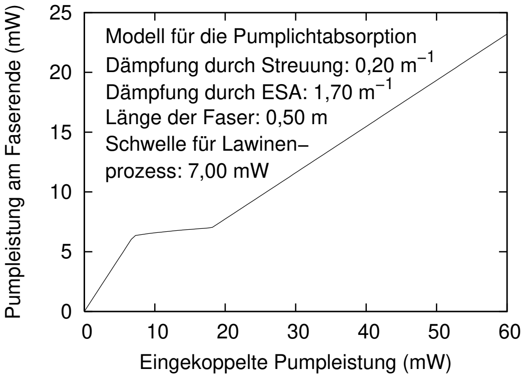

Abb. 4.5: Transmission nach Modell.

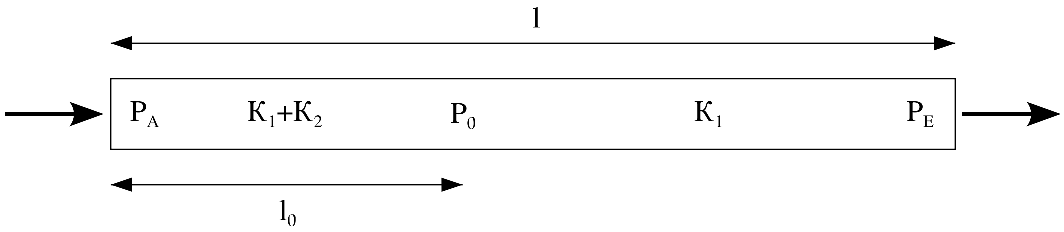

Abb. 4.6: Dämpfung des Pumplichts durch den Lawinenprozess.

die Dämpfung resultiert aus Streuung und der bei dieser Wellenlänge sehr geringen Absorption der Yb^{3+}-Ionen. Ab einer eingekoppelten Leistung von circa 5 mW nimmt die Transmissionsrate der Faser jedoch deutlich ab, während gleichzeitig (die hier nicht dargestellte) sichtbare Fluoreszenz einsetzt. Die Ursache für diese deutlich erkennbare Anregungsschwelle ist der in Abschnitt 2.8 beschriebene Lawinenprozess: Wird innerhalb des dotierten Faserkerns eine bestimmte Pumplichtintensität überschritten, so steigt die Besetzung des $^1G_4$-Niveaus (lawinenartig) stark an und das Pumplicht regt den Übergang $^1G_4 \rightarrow {}^1I_6$ an (ESA).

Aufgrund dieser deutlich erkennbaren Schwelle bzw. der lawinenartigen Besetzung des $^1G_4$-Niveaus und der daraus resultierenden, rasant ansteigenden Pumplichtabsorption ($^1G_4 \rightarrow {}^1I_6$) erscheint es gerechtfertigt, für die Faserabsorption unter und oberhalb der Schwellintensität jeweils eine konstante Dämpfung anzusetzen. Liegt die Pumplichtintensität im dotierten Faserkern unterhalb der Schwellintensität, so erfolgt die durch die Konstante κ_1 bestimmte Dämpfung fast ausschließlich durch Streuung. Oberhalb dieser Schwellintensität erfolgt zusätz-

Schwellpumpleistung ist. Für die Darstellung in Abb. 4.4 wurde der willkürliche Wert $\kappa_1 = 0{,}2$ gewählt (10 % Dämpfung in der 0,5 m langen Faser); der tatsächliche Wert ist nach Abschnitt 4.1 vermutlich kleiner – dieser Wert wird für die folgenden Auswertungen jedoch nicht benötigt.

lich starke Pumplichtdämpfung durch Anregung des Übergangs $^1G_4 \rightarrow {}^1I_6$, diese Dämpfung wird durch die Dämpfungskonstante κ_2 beschrieben. Dieses sehr einfache Modell ermöglicht die experimentelle Bestimmung der Dämpfungskonstante κ_2, die die Effizienz der Pumplichtabsorption kennzeichnet. Effekte abnehmender Pumplichtabsorption bei sehr hoher Pumpleistung machen sich bei der für diese Experimente verfügbaren Pumpleistung noch nicht stark bemerkbar und werden am Ende dieses Abschnitts diskutiert.

Bei der Bestimmung der Effizienz der Pumplichtabsorption eines Faserstückes durch Vergleich von ein- und ausgekoppelter Pumpleistung muss der Intensitätsabfall entlang der Faserachse beachtet werden: Liegt die eingekoppelte Pumpleistung nur geringfügig oberhalb der für den Lawinenprozess nötigen Schwelle, so erfolgt im vorderen Teil der Faser starke, im hinteren Teil, wo die transmittierte Leistung bereits unter den Schwellwert abgefallen ist, jedoch nur noch geringe Dämpfung. Dieser Abfall der Pumpleistung innerhalb der Faser wird nachfolgend quantitativ beschrieben: Wird mit P_A die in die Faser eingekoppelte Pumpleistung (vgl. Abb. 4.6), mit l die Faserlänge, mit l_0 diejenige Position entlang der Faserachse, an der die im Faserkern geführte Pumpleistung auf den Schwellwert P_0 abgefallen ist, mit P_E die verbliebene Pumpleistung am Faserende und mit κ_1 und κ_2 der Dämpfungskoeffizient für Streuung bzw. ESA bezeichnet, so ergeben sich für die verbliebene Pumpleistung P_E am Faserende drei Fälle:

$$P_\mathrm{A} < P_0 \qquad : P_\mathrm{E} = P_\mathrm{A}\, e^{-\kappa_1 l}\,, \tag{4.6}$$

$$P_\mathrm{A} > P_0, l < l_0 : P_\mathrm{E} = P_\mathrm{A}\, e^{-(\kappa_1+\kappa_2) l}\,, \tag{4.7}$$

$$P_\mathrm{A} > P_0, l > l_0 : P_\mathrm{E} = P_\mathrm{A}\, e^{-(\kappa_1+\kappa_2) l_0} \cdot e^{-\kappa_1 (l-l_0)}\,. \tag{4.8}$$

Dabei ergibt sich l_0 wegen

$$P_0 = P_\mathrm{A}\, e^{-(\kappa_1+\kappa_2) l_0} \quad \text{zu} \quad l_0 = \frac{1}{\kappa_1+\kappa_2} \ln \frac{P_\mathrm{A}}{P_0}\,. \tag{4.9}$$

Der durch dieses Modell gegebene Verlauf der Pumpleistung P_E am Faserende in Abhängigkeit von der in die Faser eingekoppelten Pumpleistung P_A ist in Abb. 4.5 für typische Faserparameter dargestellt. Sobald die Schwellpumpleistung P_0 überschritten wird, führt eine weitere Erhöhung der in die Faser eingekoppelten Pumpleistung zunächst nur zu einer sehr geringen Erhöhung der Pumpleistung am Faserende: Die Pumpleistung fällt durch relativ starke ESA-Dämpfung im vorderen Teil der Faser auf den Wert P_0 ab und wird dann nur noch gering gedämpft. Erst wenn die Pumplichtintensität bis zum Faserende den Schwellwert P_0 überschreitet, wird das Pumplicht wieder entsprechend dem Lambert-Beerschen Gesetz mit dem Dämpfungskoeffizienten $(\kappa_1 + \kappa_2)$ abgeschwächt.

Der für die Effizienz des Anregungsprozesses (und damit für die Lasereffizienz) wichtige ESA-Dämpfungskoeffizient κ_2 kann (auch für bereits mit Schutzhülle und Fasersteckern konfektionierte Faserstücke) sehr einfach zerstörungsfrei bestimmt werden: Die Länge des zu untersuchenden Faserstückes werde wieder mit l bezeichnet, die Dämpfungskoeffizienten für Streuung bzw. ESA wieder mit κ_1 und κ_2. Die Pumpleistung (der Laserdiode) wird nun mit P_{LD} bezeichnet, der im wesentlichen durch die Einkoppellinse bestimmte Einkoppelfaktor für das Pumplicht mit K_{Ein} und die Transmission der Faserendflächen mit T_1 und T_2.

Dann gilt für die am Faserende austretende Pumpleistung P_E bei kleiner Eingangspumpleistung P_{LD}, wenn die Schwelle des Lawinenprozesses noch nicht erreicht wird:

$$P_{E1}(P_{\mathrm{LD}}) = P_{\mathrm{LD}} K_{\mathrm{Ein}} T_1 \, e^{-\kappa_1 l} T_2 \,. \tag{4.10}$$

Ist die Pumpleistung hingegen so groß, dass die Anregungsschwelle in der gesamten Faser überschritten wird, so gilt:

$$P_{E2}(P_{\mathrm{LD}}) = P_{\mathrm{LD}} K_{\mathrm{Ein}} T_1 \, e^{-(\kappa_1+\kappa_2) l} T_2 \,. \tag{4.11}$$

Werden beide Gleichungen nach P_{LD} differenziert und durcheinander dividiert, ergibt sich:

$$\frac{P'_{E2}}{P'_{E1}} = e^{-\kappa_2 l} \quad \text{bzw.} \quad \kappa_2 = \frac{1}{l} \ln \frac{P'_{E1}}{P'_{E2}} \,. \tag{4.12}$$

P'_{E1} und P'_{E2} sind die Geradensteigungen, die sich ergeben, wenn man P_E in Abhängigkeit von der Pumpleistung P_{LD} aufträgt und für kleine bzw. große Pumpleistung jeweils eine durch den Ursprung gehende Gerade anpasst. Aus den Geradensteigungen kann nach Gleichung (4.12) der ESA-Dämpfungskoeffizient κ_2 berechnet werden.

Zur experimentellen Bestimmung der Dämpfung wurden verschiedene, jeweils circa 0,5 m lange Faserstücke verwendet. Das Pumplicht der Laserdiode [3] mit 845 nm Wellenlänge wurde mit einer asphärischen Linse [6] zunächst kollimiert und nach Durchquerung einer optischen Diode [5] jeweils über eine entsprechend der numerischen Apertur der Faser ausgewählte asphärische Linse in die zu untersuchende Faser eingekoppelt. Das am anderen Faserende austretende Licht wurde mit einer Linse kollimiert, durch einen Glasfilter [31] von sichtbarer Fluoreszenz befreit und auf den Messkopf [25] eines Leistungsmessgerätes [26] gelenkt. Die Abschwächung des Lichts durch die Kollimationslinse und den Glasfilter wurde bei der Auswertung der Daten wie üblich berücksichtigt, die Leistung der Pump-Laserdiode in Abhängigkeit vom Strom war zuvor ermittelt worden. Zusätzlich wurde auch die Stärke der Fluoreszenz bestimmt. In den Abbildungen 4.7 bis 4.14 ist die ermittelte Pumplichttransmission für verschiedene Fasern zusammen mit den an die Daten angepassten Geraden dargestellt. Um die Abbildungen

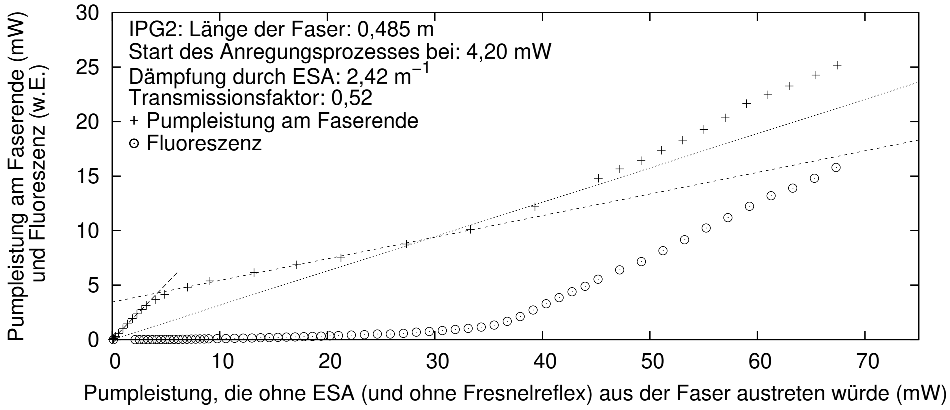

Abb. 4.7: Pumplichtabsorption und Fluoreszenz der Faser IPG2.

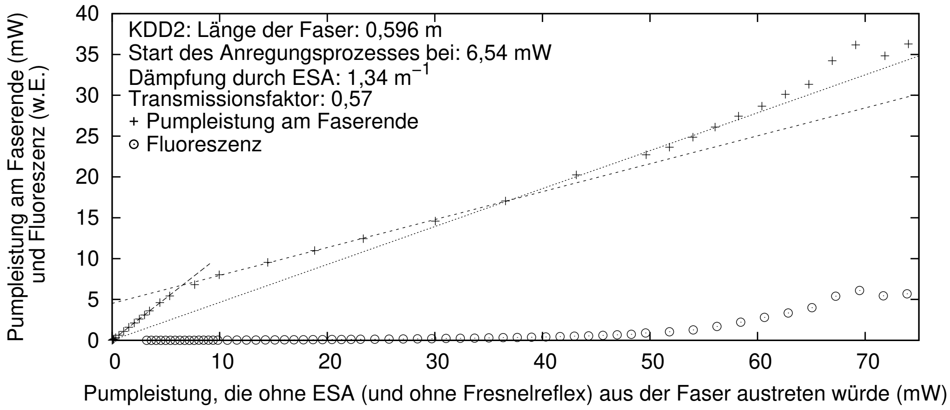

Abb. 4.8: Pumplichtabsorption und Fluoreszenz der Faser KDD2.

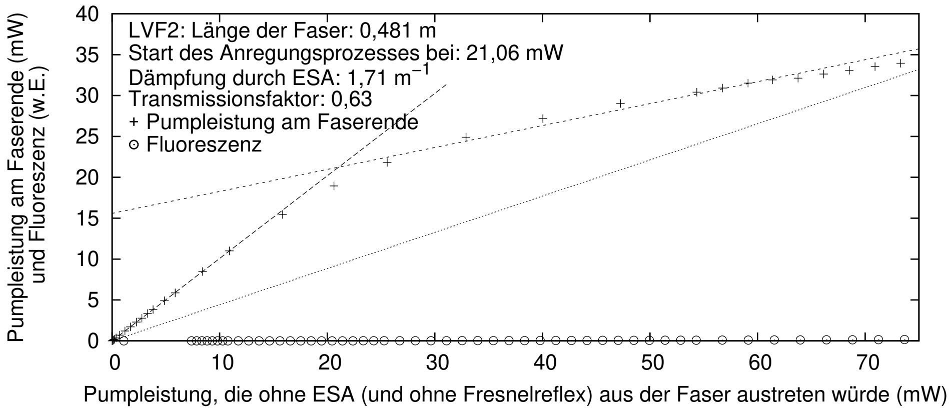

Abb. 4.9: Pumplichtabsorption und Fluoreszenz der Faser LVF2.

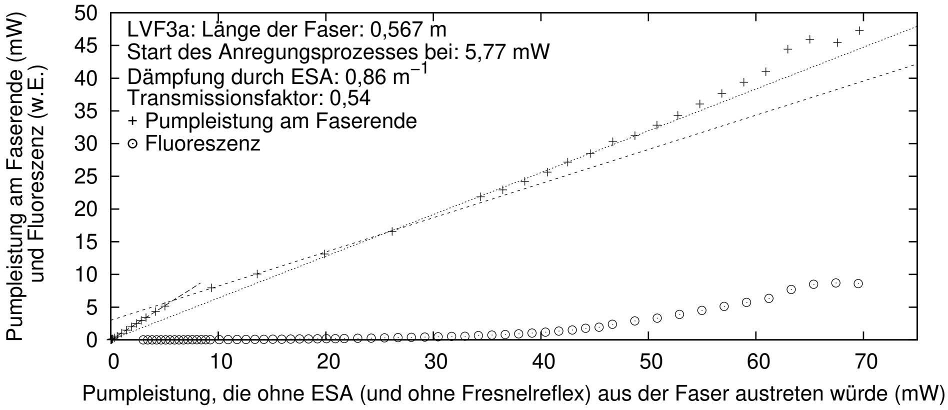

Abb. 4.10: Pumplichtabsorption und Fluoreszenz der Faser LVF3a.

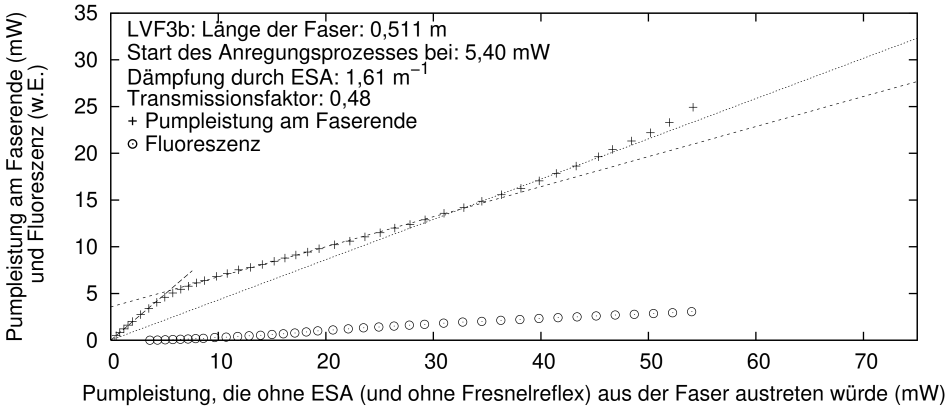

Abb. 4.11: Pumplichtabsorption und Fluoreszenz der Faser LVF3b.

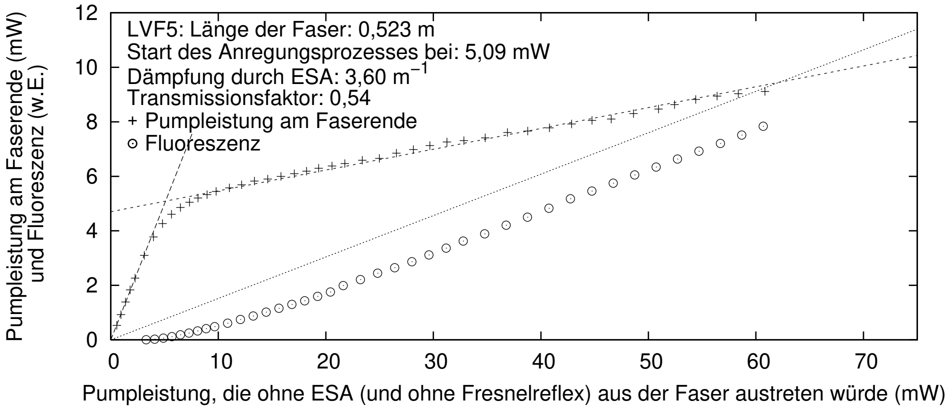

Abb. 4.12: Pumplichtabsorption und Fluoreszenz der Faser LVF5.

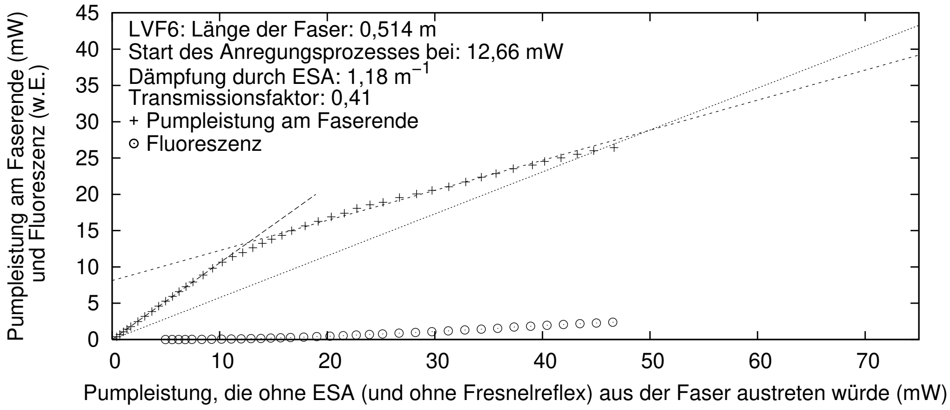

Abb. 4.13: Pumplichtabsorption und Fluoreszenz der Faser LVF6.

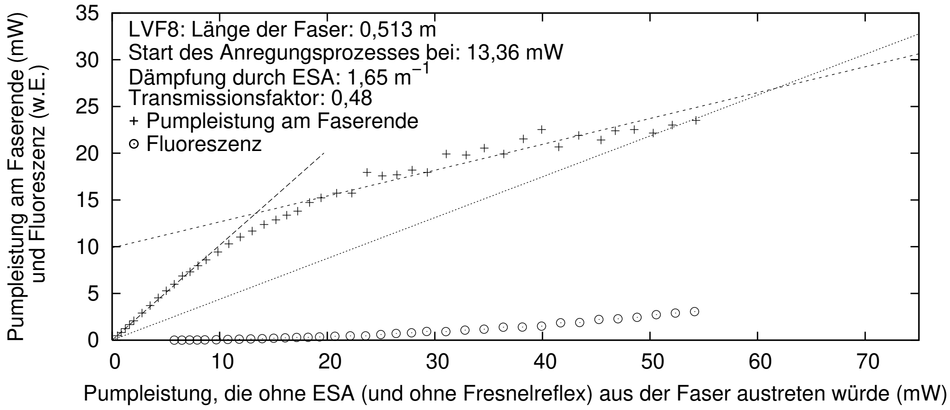

Abb. 4.14: Pumplichtabsorption und Fluoreszenz der Faser LVF8.

besser vergleichen zu können, wurde auf der Abszisse nicht die direkte Pumpleistung, sondern diejenige Leistung, welche ohne ESA (und ohne Fresnelreflex an der Auskoppelseite) aus der Faser austreten würde, aufgetragen.[4] Dadurch stört die unterschiedliche Einkoppeleffizienz (bedingt durch die Einkoppellinse und die *NA* der Faser) weniger die visuelle Interpretation der Ergebnisse. (Auf die Berechnung der ESA-Absorption hat diese Normierung keinen Einfluss, da nur der Quotient der Steigungen verwendet wird.) Auf der Ordinate ist jeweils die tatsächliche Pumpleistung am Faserende (in der Faser) aufgetragen, d. h. die Abschwächung durch Kollimationslinse, Fluoreszenzfilter und Fresnelreflex der Auskoppelseite wurde zuvor herausgerechnet. Wegen der stark unterschiedlichen Absorption der Fasern musste eine unterschiedliche Skalierung der Ordinate verwendet werden.

[4] Anders gesagt, die Pumpleistung wurde so normiert, dass sich für kleine Pumpleistung eine Kurve mit Steigung 1 (keine Dämpfung) ergibt.

Der in den Abbildungen angegebene *ESA-Dämpfungskoeffizient* wurde nach Gleichung (4.12) berechnet, der ebenfalls angegebene *Transmissionsfaktor* bezeichnet das Verhältnis der Pumpleistung vor der Faser zur Pumpleistung am Faserende bei kleiner Pumpleistung (d. h. ohne ESA) und ist wegen den Streuverlusten in der Faser etwas kleiner als der *Einkoppelfaktor*. Der Start des Anregungsprozess wurde durch dem Schnittpunkt der für kleine und mittlere Pumpleistung angefitteten Geraden bestimmt.

Zunächst standen für diese Messung nur die Fasertypen IPG2, KDD2, LVF2 und LVF3a zur Verfügung. Diese waren bereits mit einer Schutzhülle versehen und in FC-Stecker eingeklebt, die Faserendflächen waren poliert und unbeschichtet. Wegen der Schutzhülle konnte bei diesen Fasern nicht die seitliche, sondern nur die aus der Faserendfläche austretende Fluoreszenz gemessen werden. Einige Monate später waren uns von „Le Verre Fluore“ einige weitere Faserstücke zur Verfügung gestellt worden, so dass die Untersuchung nochmals an den Fasern LVF3b, LVF5, LVF6 und LVF8 durchgeführt wurde. Der Messaufbau entspricht im wesentlichen dem der ersten Messung, allerdings wurden die Fasern ohne zusätzliche Schutzhülle und mit geschnittenen Endflächen verwendet, und es wurde die seitliche Fluoreszenz gemessen. Für die Pumplichtabsorption hat dieser leicht unterschiedliche Versuchsaufbau keine Auswirkungen, jedoch kann das Fluoreszenzsignal der Fasern LVF3b, LVF5, LVF6 und LVF8 nicht direkt mit dem der übrigen vier Fasern verglichen werden.

Bei einigen Faserstücken (LVF2, 5, 6, 8) war die durch die Laserdiode begrenzte maximale Pumpleistung[5] von circa 140 mW nicht ausreichend, um auch am Faserende die Schwelle des Lawinenprozesses zu überschreiten, so dass der dritte Kurvenabschnitt mit konstanter ESA-Dämpfung nicht eindeutig erkennbar ist. Für diese Fasern kann daher nur eine untere Grenze für den ESA-Absorptionskoeffizienten angegeben werden.

Im Fluoreszenz-Signal der Fasern IPG2, KDD2 und LVF3a erkennt man einen Knick, der durch das Einsetzen roter Laseremission aufgrund der Fresnelreflexion der unbeschichteten Faserendflächen verursacht wird. Bei LVF2 wurde die Laserschwelle nicht erreicht, bei den übrigen Fasern wurde die seitliche Fluoreszenz beobachtet, so dass Laseremission nicht erkennbar ist. (Bei der Faser LVF5 wurde allerdings festgestellt, dass trotz hoher Pumplichtabsorption auch bei maximaler Pumpleistung keine rote Laseremission einsetzte.)

Bei der Beurteilung der Ergebnisse muss man bedenken, dass die Pumplichtabsorption nicht nur vom Fasermaterial, sondern auch von der Überlappung des Pumplichtes mit dem dotierten Faserkern abhängt. Um eine von der Fasergeo-

[5]Die Laserdiode [3] mit 200 mW Nennleistung war schon mehrere Jahre im Einsatz und zeigte oberhalb von circa 140 mW Emissionsleistung (gemessen hinter der optischen Diode) deutliche Nichtlinearitäten, dies ist auch in den Abbildungen 4.8 und 4.10 erkennbar.

Fasertyp	V (840 nm)	$P_{\mathrm{core}}/P_{\mathrm{tot}}$	κ_{ESA} (m^{-1})	$\kappa_{\mathrm{ESA}}/(P_{\mathrm{core}}/P_{\mathrm{tot}})$ (m^{-1})
IPG2	2,19	0,79	2,42	3,06
KDD2	1,51	0,59	1,34	2,27
LVF2	1,80	0,70	$\geq$ 1,71	$\geq$ 2,44
LVF3a	1,57	0,61	0,86	1,41
LVF3b	1,70	0,65	1,61	2,48
LVF5	2,47	0,84	$\geq$ 3,60	$\geq$ 4,29
LVF6	1,57	0,61	$\geq$ 1,18	$\geq$ 1,93
LVF8	2,07	0,77	$\geq$ 1,65	$\geq$ 2,14

Tab. 4.2: Pumplichtabsorption verschiedener Fasertypen.

metrie unabhängige Kenngröße für die Pumplichtabsorption zu gewinnen, wurde der Absorptionskoeffizient κ_{ESA} (κ_2) daher jeweils durch den für die jeweilige Faser ermittelten Pumplichtüberlapp $P_{\mathrm{core}}/P_{\mathrm{tot}}$ dividiert.[6] Diese Ergebnisse sind in Tab. 4.2 zusammengefasst. Die bleihaltige Faser LVF5 fällt durch ungewöhnlich hohe Pumplichtabsorption und recht starke Fluoreszenz auf. Allerdings war die Laseremission eines mit dieser Faser hergestellten blauen Lasers von Beginn an schwach und kam bereits nach circa einer Minute zum erliegen. Auch nach Neupräparation beider Faserendflächen ließ sich keine Laseremission mehr erzielen, so dass davon auszugehen ist, dass sich dieser Fasertyp wegen starker Farbzentrenbildung trotz der sehr guten Pumplichtabsorption nicht für blau emittierende Laser eignet. (Bereits bei der Untersuchung der Pumplichtabsorption war aufgefallen, dass bei dem circa 0,5 m langen Stück dieser Faser auch bei mehr als 60 mW eingekoppelter Pumpleistung keine rote Laseremission einsetzte. Dies ist für eine gut absorbierend Faser ungewöhnlich und deutet auf Streuzentren oder ähnliches hin.) Die ebenfalls bleihaltige Faser IPG2 besitzt ebenfalls eine recht hohe Pumplichtabsorption, während die übrigen, bleifreien Fasern das Pumplicht weniger stark absorbieren. Auffallend ist die stark unterschiedliche Pumplichtabsorption der Fasern LVF3a mit 1,2 µm Kerndurchmesser und LVF3b mit 1,3 µm Kerndurchmesser bei sonst identisch spezifizierten Eigenschaften.

Die durchgeführten Untersuchungen zeigen, dass sich unterschiedliche Fasern auch bei gleicher Dotierungskonzentration in der Pumplichtabsorption deutlich unterscheiden können. Eine Ursache hierfür ist sicherlich der unterschiedliche Pumplichtüberlapp mit dem Faserkern. Für Monomodebetrieb bei der Laserwellenlänge darf die verallgemeinerte Frequenz V nicht zu groß gewählt werden, andererseits vermindert ein zu kleiner Wert drastisch den Pumplichtüberlapp mit dem dotierten Faserkern. Die verallgemeinerte Frequenz V ist proportional zum Kerndurchmesser und liegt bei den verwendeten Monomode-Fasern für das Pumplicht

[6] Der Pumplichtüberlapp wurde in Abb. 2.3 abgelesen, nachdem mit den Faserdaten aus Tab. 3.1 und Gleichung (2.5) die verallgemeinerte Frequenz V berechnet wurde.

etwa bei zwei. Nach Abb. 2.3 ändert sich in diesem Bereich der Überlapp des Pumplichtes mit dem dotierten Kern sehr stark, so dass kleine Schwankungen des Kerndurchmessers große Veränderungen des Pumplichtüberlapps bewirken können.

Allein durch den unterschiedlichen Pumplichtüberlapp mit dem dotierten Faserkern kann die unterschiedliche Absorptionseffizienz allerdings nicht erklärt werden. Bleihaltige Fasern zeigen offenbar eine bessere Pumplichtabsorption, sind wegen der Degradation bei blauen Laserbetrieb aber nur bedingt zu verwenden. Die Fasern LVF3a und LVF3b zeigen sehr deutlich, dass kleine Variationen des Herstellungsprozesses große Auswirkungen auf die Pumplichtabsorption und Lasereffizienz haben können. (Selbst unterschiedliche Teilstücke der Faser LVF3a unterscheiden sich deutlich in der Lasereffizienz.)

Die Fasern IPG2 und LVF3b bestätigen die Vermutung, dass sich im Laserbetrieb effiziente Fasern durch eine hohe Pumplichtabsorption auszeichnen. Andererseits zeigt die Faser LVF5 sehr deutlich, dass gut absorbierende Fasern noch keinen effizienten Laserbetrieb garantieren.

In einigen der dargestellten Abbildungen erkennt man, dass die Kurve des transmittierten Pumplichtes sich bei zunehmender Pumpleistung von der angefitteten, durch den Koordinatenursprung gehenden Tangente entfernt. Dieser Sättigungseffekt ist durch die zunehmende Besetzung des $^1I_6$- und vermutlich auch durch die abnehmende Besetzung des $^1G_4$-Niveaus bedingt (Pumpprozess $^1G_4 \rightarrow {}^1I_6$). Laserbetrieb verhindert weitgehend die zunehmende Besetzung des $^1I_6$-Niveaus und wirkt damit dieser Sättigung entgegen.

4.4 Lebensdauer der angeregten Zustände

In diesem Abschnitt werden die Zerfallsraten der durch den Aufkonversions-Prozess bevölkerten Energieniveaus untersucht.[7] Die Kenntnis der Zerfallsraten und ihrer Abhängigkeit von der Dotierungskonzentration und anderen Faktoren ist für ein tieferes Verständnis des Anregungsmechanismus erforderlich und bildet die Grundlage für die Optimierung des Fasermaterials bzw. der Dotierungskonzentration und für numerische Simulationen des Anregungs- und Laserprozesses.

Während der strahlende Spontanzerfall und die phononische Abregung unerwünschte Verlustprozesse darstellen, ist der durch Dipol-Dipol-Wechselwirkung bewirkte nichtstrahlende Zerfall für den Energietransfer zwischen Pr^{3+}- und Yb^{3+}-Ionen und damit für den Anregungsprozess unverzichtbar.

Die Zerfallsrate A bzw. die Lebensdauer $T = A^{-1}$ angeregter Zustände wird vom Wirtsmaterial und von der Dotierungskonzentration beeinflusst. Sind die la-

[7] Gemeint ist hier natürlich der Zerfall der *Besetzung* des Energieniveaus, nicht der Zerfall des Niveaus selber.

seraktiven Ionen in Glas eingebaut, so kann ihre Zerfallsrate aufgrund der amorphen Glasstruktur auch von der jeweiligen Position innerhalb der Glasmatrix und vom Abstand zu benachbarten Ionen abhängen. Jede Ionen-Klasse besitzt dann eine andere Zerfallsrate, so dass der gemittelte, beispielsweise über das Fluoreszenz-Signal bestimmte Zerfall der Besetzung eine Abweichung von der erwarteten Exponentialform zeigen kann (France 1991, Seite 25), (Svelto 1998, Seite 57, 58). Erhöhung der Dotierungskonzentration vermindert den mittleren Abstand der Ionen untereinander und führt über die dadurch erhöhte Wechselwirkung in der Regel zu höheren Zerfallsraten. Bei genügend hoher Dotierung kann die Anregungsenergie durch Dipol-Dipol-Wechselwirkung auf benachbarte Ionen übertragen werden. Bei benachbarten gleichartigen Ionen mit mehreren verfügbaren Energieniveaus kann ein Ionen in einen tiefer gelegenen Energiezustand übergehen, während gleichzeitig ein benachbartes Ion in ein höher gelegenes Energieniveau angeregt wird; oder Anregungsenergie diffundiert über mehrere Gitterplätze, bis sie an ein, aufgrund seines Gitterplatzes „kurzlebiges“ Ion übertragen und von diesem rasch abgebaut wird. Bei Dotierung des Wirtsmaterials mit mehr als einer Substanz ist zu erwarten, dass die langlebigen Energieniveaus der einen Substanz durch Wechselwirkung mit kurzlebigen Niveaus der anderen Substanz bei genügend hoher Dotierungskonzentration rascher entvölkert werden.

Für die Pr^{3+},Yb^{3+}-dotierten Faserlaser sind insbesondere die Zerfallsraten des oberen Laserniveaus $^3P_0$ (bzw. $^3P_1$) und des $^1G_4$-Niveaus (Pump-Prozess $^1G_4 \rightarrow {}^1I_6$) bedeutsam (siehe Energieniveauschema in Abb. 2.8 auf Seite 20), außerdem interessiert die Zerfallsrate des $^2F_{5/2}$-Niveaus der Yb^{3+}-Ionen (siehe Abb. 2.11). Die Größenordnung der Lebensdauern dieser Niveaus ($^3P_0 \approx 50\,\mu s$, $^1G_4 \approx 80\,\mu s$, $^2F_{5/2} \approx 1{,}5\,ms$) in schwach dotiertem ZBLAN-Glas sind aus der Literatur bekannt (Xie und Gosnell 1995a; Piehler u. a. 1993), jedoch sind für die in dieser Arbeit verwendeten Fasern wegen der höheren Dotierungskonzentration und der Kreuzrelaxationsprozesse höhere Zerfallsraten zu erwarten. Die Effizienz der durch Dipol-Dipol-Wechselwirkung bewirkten Energieübertragung fällt mit zunehmendem interionischen Abstand r mit r^{-6} ab, so dass die durch Kreuzrelaxation bewirkten nichtstrahlenden Zerfälle stark von der Dotierungskonzentration beeinflusst werden (Scheps 1996, Seite 279), (Sandrock 1997, Seite 19). Wegen dieser sehr starken Abhängigkeit vom interionischen Abstand r hat auch die Homogenität der Dotierung großen Einfluss auf die Zerfallsraten, so dass sich Fasern unterschiedlicher Hersteller trotz gleicher Dotierung bezüglich der Lebensdauern (und der Anregungseffizienz) unterscheiden können. Weiterhin ist es möglich, dass auch geringfügige Modifikationen der Zusammensetzung des ZBLAN-Glases (z. B. Zugabe von Blei oder Hafnium zur Variation des Brechungsindexes) das Phononenspektrum und damit nichtstrahlende Verlustprozesse durch Multi-Phononen-Zerfälle beeinflussen.

Die Lebensdauer der thermisch gekoppelten Niveaus $^3P_0$, $^3P_1$ und $^1I_6$ der Pr^{3+}-

Ionen lässt sich bei geeigneter Anregung nach dem Abschalten der Anregungsquelle durch Aufzeichnung des abklingenden Fluoreszenz-Signals recht einfach bestimmen.

Die Bestimmung der Lebensdauer des $^1G_4$-Niveaus bereitet bei mit Yb^{3+}-Ionen kodotierten Gläsern jedoch einige Schwierigkeiten: Direkte optische Anregung des Praseodym-Grundzustand-Übergangs $^3H_4 \rightarrow {}^1G_4$ bei 1 µm Wellenlänge regt gleichzeitig den Ytterbium-Übergang $^2F_{7/2} \rightarrow {}^2F_{5/2}$ an (Digonnet 1993, Seite 435 bzw. 445). Da der Übergang $^3H_4 \rightarrow {}^1G_4$ Spin-verboten ist und sich daher nur schlecht anregen lässt, während die zudem höher dotierten Yb^{3+}-Ionen eine hohe Anregungseffizienz besitzen, erscheint eine selektive, direkte Anregung des $^1G_4$-Niveaus als nicht praktikabel. Selektiver Nachweis der Fluoreszenz des $^1G_4$-Niveaus der Praseodym-Ionen bei gleichzeitiger Ytterbium-Fluoreszenz macht den Einsatz eines Monochromators (Gitterspektrograph) erforderlich, was das ohnehin schwache Fluoreszenzsignal (Übergang in verschiedene tiefer gelegene Energieniveaus und nichtstrahlender Zerfall) weiter vermindert.

Der Ytterbium-Übergang $^2F_{7/2} \rightarrow {}^2F_{5/2}$ kann mit einer Wellenlänge um 980 nm effizient angeregt werden. Die Lebensdauer des $^2F_{5/2}$-Niveaus kann dann über das nach den Abschalten der Anregungslichtquelle abklingende Fluoreszenzsignal bestimmt werden. Da die angeregten Yb^{3+}-Ionen Anregungsenergie an benachbarte Pr^{3+}-Ionen übertragen und diese von Grundzustand ins $^1G_4$-Niveau anregen, ist die Lebensdauer des $^2F_{5/2}$-Niveaus der Yb^{3+}-Ionen verkürzt und es kann neben der Fluoreszenz der Yb^{3+}-Ionen auch Fluoreszenz der Pr^{3+}-Ionen registriert werden. (Die Auswirkungen dieser Kreuzrelaxationsprozesse für die Interpretation gemessener Lebensdauern wird nachfolgend näher diskutiert.)

Da sich das direkte Fluoreszenzsignal des $^1G_4$-Niveaus nur schwer vom Untergrund der Ytterbium-Fluoreszenz separieren lässt, wurde zur Bestimmung der Besetzung dieses Niveaus ein indirektes Verfahren angewandt: Die Faser wird wie im Laserbetrieb durch eine Laserdiode mit circa 840 nm Pumpwellenlänge angeregt, so dass das $^1G_4$-Niveau durch den bekannten Aufkonversions-Prozess bevölkert wird. Das Pumplicht wird dann ab- und nach einer einstellbaren Zeitspanne wieder eingeschaltet. Beim Wiedereinschalten wird ein Teil der noch vorhandene Besetzung des $^1G_4$-Niveaus schnell ins obere Laserniveau $^3P_0$ angeregt, so dass der dabei beobachtbare sprunghafte Anstieg der $^3P_0$-Fluoreszenz ein Maß für die Bevölkerung des $^1G_4$-Niveaus zu diesem Zeitpunkt ist.

In Abb. 4.15 ist der für diese Messung nötige Aufbau skizziert: Das Pumplicht der Laserdiode [3] wird über zwei asphärische Linsen [6] in ein kurzes, unverspiegeltes Faserstück eingekoppelt; das am anderen Faserende austretende Fluoreszenzlicht fällt nach dem Passieren eines für das Pumplicht undurchlässigen Glasfilters [29] auf eine schnelle Photo-Diode. Auf den Modulationseingang des Laserdiodentreibers [32] wird die rechteckförmige Pulsfolge eines Pulsgenerators

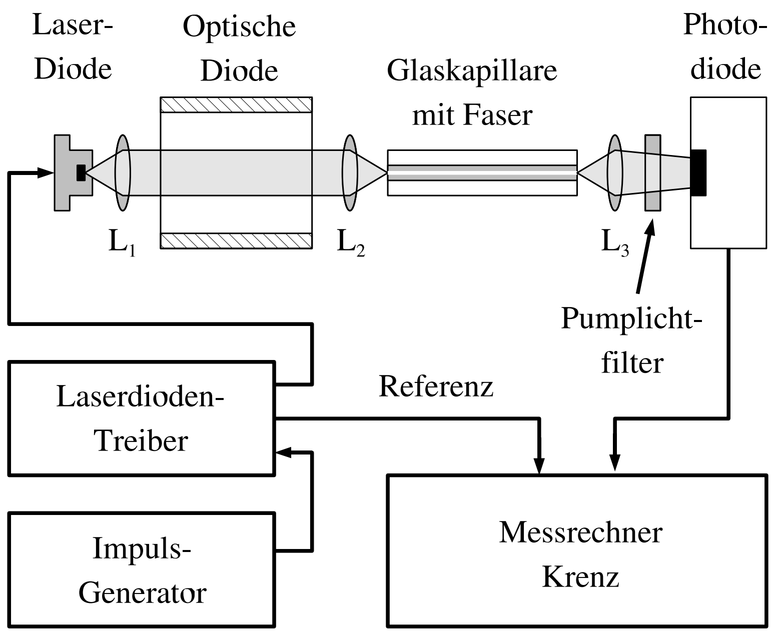

Abb. 4.15: Versuchsaufbau für die Lebensdauermessungen.

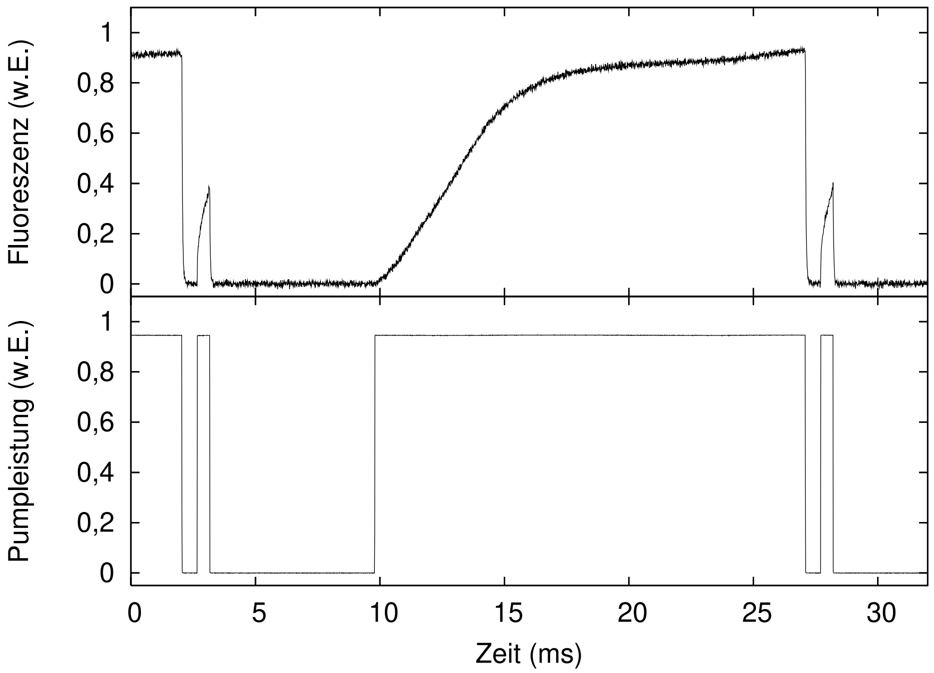

Abb. 4.16: Fluoreszenz-Signal (oben) bei modulierter Pumpleistung (unten) (LVF3).

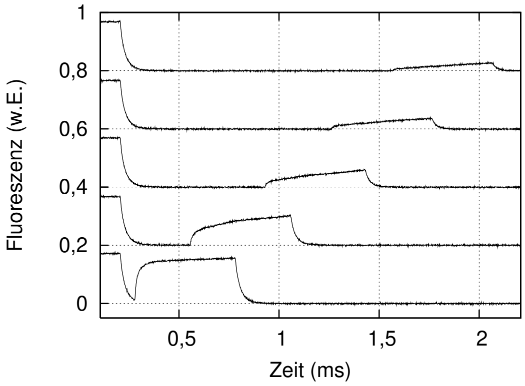

Abb. 4.17: Fluoreszenz-Signal nach kurzer Unterbrechung der Pumpleistung (LVF3).

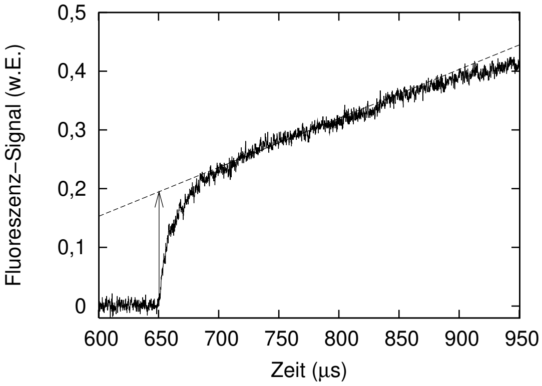

Abb. 4.18: Anstieg der Fluoreszenz nach dem Wiedereinschalten des Pumplichtes (LVF3).

[33] gegeben, so dass das Pumplicht ebenfalls rechteckförmig moduliert wird. Das Signal der Photo-Diode [34] und ein zum Laserdiodenstrom proportionales Referenzsignal des Laserdiodentreibers wird von einem Messrechner [35] aufgezeichnet.

In Abb. 4.16 ist der typische Verlauf des Fluoreszenzsignals dargestellt: Nach kurzzeitiger Pumplichtunterbrechung steigt die sichtbare Fluoreszenz sehr schnell wieder an. War die Pumplichtquelle jedoch längere Zeit abgeschaltet, so hat sich dagegen die Besetzung des $^1G_4$-Niveaus vollständig abgebaut und erneute Anregung muss über den träge verlaufenden Lawinen-Prozess erfolgen.

In Abb. 4.17 ist der Verlauf des schnellen Anstiegs der Fluoreszenz nach kurzer Pumplichtunterbrechung für Ausschaltzeiten von 0,07 bis 1,35 ms dargestellt. Dabei wurden die fünf dargestellten Kurven der Fluoreszenz-Signale für eine bessere Unterscheidbarkeit jeweils um 0,2 Skalenteile vertikal gegeneinander verschoben.

Auf den schnellen Anstieg der Fluoreszenz, der im folgenden kurz als *Sprung des Fluoreszenzsignals* bezeichnet wird, folgt ein deutlich langsamerer, näherungsweise linearer Anstieg. Um die Auswertung der Messdaten nicht unnötig zu verkomplizieren, werden nur Ausschaltzeiten von mehr als circa 80 µs berücksichtigt. Dann ist die Fluoreszenz des oberen Laserniveaus bereits vollständig abgeklungen, so dass dieser Fluoreszenzuntergrund nicht berücksichtigt werden muss.

Der Sprung des Fluoreszenzsignals entspricht dann der zu diesem Zeitpunkt noch vorhanden Besetzung des $^1G_4$-Niveaus und die Bestimmung der Sprunghöhe für verschiedene Ausschaltzeiten ermöglicht die Ermittlung der Zerfallsrate bzw. Lebensdauer dieses Niveaus.

Da das Fluoreszenzsignal nach dem Sprung zunächst nahezu linear ansteigt, erscheint es sinnvoll, zur Bestimmung der Sprunghöhe eine Funktion der Form

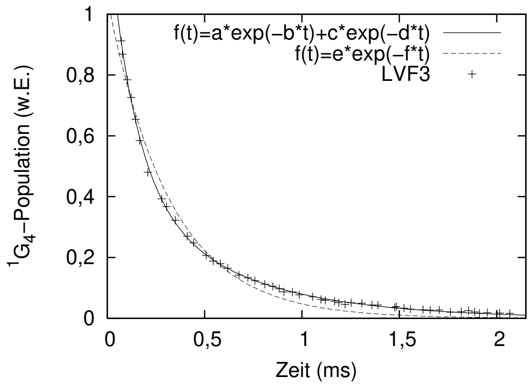

Abb. 4.19: Zerfall der Besetzung des $^1G_4$-Niveaus der Faser LVF3.

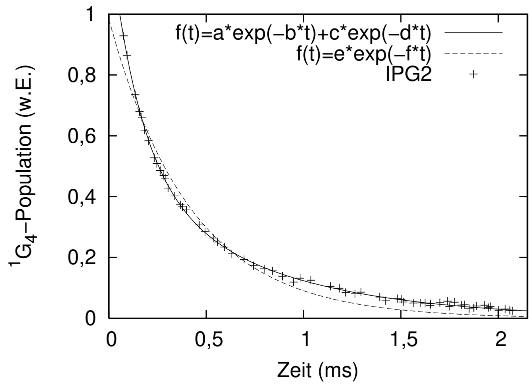

Abb. 4.20: Zerfall der Besetzung des $^1G_4$-Niveaus der Faser IPG2.

$a + b(t - t_0)$ an die Messdaten anzupassen. Dabei ist der Parameter t_0 durch den Einschaltzeitpunkt des Pumplichtes festgelegt; gefittet wurde der Zeitbereich von 50 bis 150 µs nach dem Wiedereinschalten des Pumplichtes. Der Fit-Parameter a liefert dann die Sprunghöhe und entspricht der relativen Besetzung des $^1G_4$-Niveaus für die jeweilige Ausschaltzeit.[8] Die in Abb. 4.18 dargestellte Auswertung der Sprunghöhe für eine bestimmte Ausschaltzeit liefert jeweils einen Messwert (Pfeilspitze in Abb. 4.18) für die zeitlich abklingende Besetzung, Auswertung vieler dieser Datensätze ergibt dann die Zerfallsfunktion des $^1G_4$-Niveaus. In den Abbildungen 4.19 und 4.20 ist der auf diese Weise ermittelte Zerfall der Besetzung für die Fasern LVF3 und IPG2 dargestellt. Man erkennt, dass die (gestrichelt eingezeichnete) Anpassung einer Funktion der Form $f(t) = a \exp(-t/\tau)$ ein unbefriedigendes Ergebnis liefert. Dies ist aufgrund der Wechselwirkung des $^1G_4$-Niveaus der Pr^{3+}-Ionen mit den Yb^{3+}-Ionen jedoch auch zu erwarten.

Im folgenden wird ein stark vereinfachtes Modell zur Beschreibung der zeitlichen Entwicklung der Besetzung des $^1G_4$-Niveaus nach dem Abschalten des Pumplichtes angegeben:[9]

Nach längerer Anregung bei konstanter Pumpleistung befindet sich die Besetzung des $^1G_4$-Niveaus in einem Gleichgewichtszustand: Die Verluste durch strahlende und nichtstrahlende Zerfälle und der Verlust durch den Pumpprozess ($^1G_4 \rightarrow {}^1I_6$) werden durch den Kreuzrelaxationsprozess kompensiert, die Besetzung des $^1G_4$-Niveaus ist nahezu konstant. Der Pumpprozess bedeutet für das

[8] Alternativ könnte man nach dem Wiedereinschalten über einen bestimmten Teil des Fluoreszenzsignals integrieren. Aufgrund der Signalform erscheint die erstgenannte Methode in diesem Fall allerdings als die bessere Wahl.

[9] Eine ausführlichere Beschreibung folgt im nächsten Abschnitt. Dort wird für den Laser- und Anregungsprozess ein Ratengleichungsmodell aufgestellt und damit die Laserdynamik numerisch simuliert.

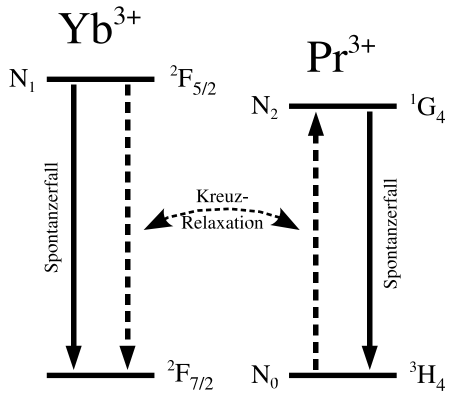

Abb. 4.21: Zerfall der Besetzung des $^1G_4$-Niveaus.

$^1G_4$-Niveau einen Verlustprozess, daher wird unmittelbar nach dem Abschalten der Pumplichtquelle die Besetzung dieses Niveaus durch die noch andauernden Kreuzrelaxationsprozesse $^3H_4$, $^2F_{5/2} \rightarrow {}^1G_4$, $^2F_{7/2}$ und $^3P_0$, $^2F_{7/2} \rightarrow {}^1G_4$, $^2F_{5/2}$ weiter ansteigen. Circa 80 µs nach Abschaltung der Pumplichtquelle ist die Fluoreszenz des oberen Laserniveaus $^3P_0$ nicht mehr nachweisbar, d. h. die thermisch gekoppelten Niveaus $^3P_0$, $^3P_1$ und $^1I_6$ sind nahezu entvölkert und können für die Beschreibung der weiteren zeitlichen Entwicklung der Besetzung des $^1G_4$-Niveaus ignoriert werden. Damit konzentriert sich die Betrachtung auf das in Abb. 4.21 dargestellte, reduzierte Niveausystem. Nach Literaturangaben (Xie und Gosnell 1995a) ist zu erwarten, dass die Lebensdauer der Pr^{3+}-Ionen im $^1G_4$-Niveau deutlich kleiner als die der Yb^{3+}-Ionen im $^2F_{5/2}$-Niveau ist, und die Energie des $^2F_{5/2}$-Niveaus liegt geringfügig oberhalb des $^1G_4$-Niveaus. Deshalb ist nach dem Ausschalten der Pumplichtquelle ein kontinuierlicher Besetzungstransfer von angeregten, langlebigen Yb^{3+}-Ionen auf die Pr^{3+}-Ionen durch den Kreuzrelaxationsprozess zu erwarten. Die in den Abbildungen 4.19 bzw. 4.20 dargestellte zeitliche Entwicklung der Besetzung des $^1G_4$-Niveaus ergibt sich dann durch den anfangs dominierenden Besetzungszerfall und durch die teilweise Kompensation des Zerfalls durch den Kreuzrelaxationsprozess. Die diesem Modell entsprechenden Ratengleichungen lauten mit den Bezeichnungen nach Abb. 4.21:

$$\dot{N}_1 = -\frac{1}{\tau_1} N_1 \,, \tag{4.13}$$

$$\dot{N}_2 = -\frac{1}{\tau_2} N_2 + k' N_0 N_1 \approx -\frac{1}{\tau_2} N_2 + k N_1 \,. \tag{4.14}$$

Die Transferrate für den Kreuzrelaxationsprozess wurde dabei wie üblich (Scheps 1996; Svelto 1998) als proportional zu der jeweiligen Besetzung der beteiligten Niveaus ($^2F_{5/2}$, $^3H_4$) angesetzt, wobei vereinfachend die Besetzung des Grundzustandes der Pr^{3+}-Ionen als konstant angenommen wurde. Der zeitliche Verlauf der Besetzung des $^2F_{5/2}$-Niveaus ergibt sich damit sofort zu

$$N_1 = N_{10}\, e^{-t/\tau_1}\,. \tag{4.15}$$

Für die Besetzung N_2 des $^1G_4$-Niveaus wird eine Summe von zwei abfallenden Exponentialfunktionen angesetzt:

$$N_2 = K_\mathrm{A}\, e^{-t/\tau_\mathrm{A}} + K_\mathrm{B}\, e^{-t/\tau_\mathrm{B}}\,. \tag{4.16}$$

Daraus ergibt sich:

$$\begin{aligned}\dot{N}_2 &= -\frac{K_\mathrm{A}}{\tau_\mathrm{A}}\, e^{-t/\tau_\mathrm{A}} - \frac{K_\mathrm{B}}{\tau_\mathrm{B}}\, e^{-t/\tau_\mathrm{B}} && (4.17)\\ &= -\frac{1}{\tau_2}(K_\mathrm{A}\, e^{-t/\tau_\mathrm{A}} + K_\mathrm{B}\, e^{-t/\tau_\mathrm{B}}) + kN_{10}\, e^{-t/\tau_1}\,. && (4.18)\end{aligned}$$

Diese Gleichung ist für beliebige Zeiten nur dann erfüllt, wenn $\tau_1 = \tau_\mathrm{B}$ (oder alternativ $\tau_1 = \tau_\mathrm{A}$) gilt. Dann folgt sofort $\tau_2 = \tau_\mathrm{A}$ und damit

$$N_2 = K_\mathrm{A}\, e^{-t/\tau_2} + K_\mathrm{B}\, e^{-t/\tau_1}\,. \tag{4.19}$$

Anpassung dieser Funktion an die Messdaten liefert daher neben der Lebensdauer τ_2 des $^1G_4$-Niveaus der Pr^{3+}-Ionen zusätzlich auch die Lebensdauer τ_1 des $^2F_{5/2}$-Niveaus der Yb^{3+}-Ionen. Dieser Funktion entspricht die in den Abbildungen 4.19 bzw. 4.20 eingezeichnete durchgezogene Kurve, die aus der Anpassung resultierenden Lebensdauern sind für diese beiden und einige andere Fasern in Tab. 4.3 am Ende dieses Abschnitts zusammengefasst.

Anpassung einer geeigneten Funktion an das nach dem Ausschalten der Pumplichtquelle rasch abfallende Fluoreszenzsignal ermöglichst unter Verwendung der gleichen Datensätze auch die gleichzeitige Bestimmung der Zerfallsrate bzw. Lebensdauer des oberen Laserniveaus $^3P_0$.[10]

Nahe liegend ist zunächst die Anpassung einer exponentiell abfallenden Funktion der Form $f(t) = a\, e^{-(t-t_0)/\tau}$; dies entspricht bei logarithmischer Darstellung der

[10] Alternativ hätte man die Lebensdauer τ durch Auswertung eines Integrals der Form $\tau = \int_0^\infty t \cdot f(t)\, dt / \int_0^\infty f(f)\, dt$ mit dem zeitlich abklingenden Fluoreszenz-Signal $f(t)$ bestimmen können (Xie und Gosnell 1995a). Bei einem stark vom exponentiellen Zerfallsgesetz abweichenden Fluoreszenzsignal wäre dies die bessere Wahl. Da die vorliegenden Daten jedoch nur geringe Abweichungen zeigen und der Vergleich der Messdaten mit der exponentiellen Kurvenform weitere Informationen liefert, wurde auf diese Methode verzichtet. Für ein Fluoreszenzsignal der Form $f(t) = a\, e^{-t/\tau_1}$ liefert übrigens die Auswertung des angegebenen Integrals gerade die Lebensdauer τ_1.

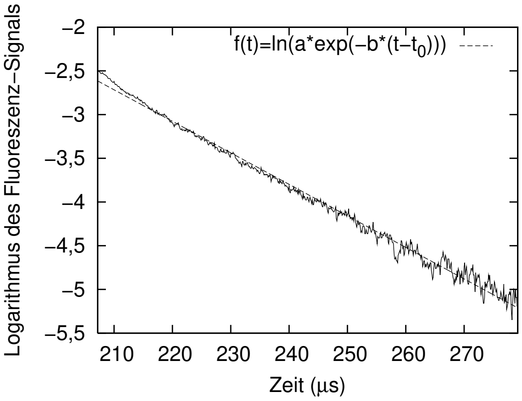

Abb. 4.22: Fluoreszenz des oberen Laserniveaus (LVF3).

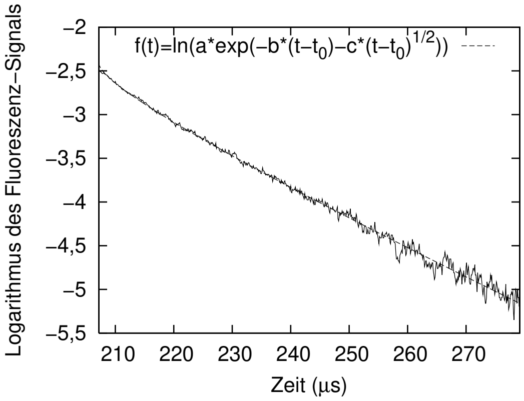

Abb. 4.23: Fluoreszenz des oberen Laserniveaus (LVF3).

Daten der Anpassung der Funktion $\ln(f(t)) = \ln(a) - (t - t_0)/\tau$.[11] In Abb. 4.22 ist die Anpassung dieser Funktion an das abklingende Fluoreszenz-Signal dargestellt. Gefitted wurde der Bereich $[t_0 \ldots t_0 + 68\,\mu\text{s}]$, wobei t_0 durch den Abschaltzeitpunkt des Pumplichtes festgelegt war.

Für kleine Zeiten ergibt sich eine deutliche Abweichung vom exponentiellen Zerfall, d. h. anfangs erfolgt der Zerfall schneller. Eine mögliche Erklärung hierfür wäre die verstärkte Spontanemission: Die verwendeten Faserstücke hatten eine Länge von jeweils 5 cm. Ein Teil des durch Spontanzerfall emittierten Fluoreszenzlichtes wird in der Faser geführt und beschleunigt durch induzierte Emission die Entvölkerung des oberen Laserniveaus. Dieser Prozess ist direkt nach dem Ausschalten der Pumplichtquelle, bei maximaler Besetzung des oberen Laserniveaus, am stärksten und nimmt danach ab.

Im folgenden soll daher kurz abgeschätzt werden, wie stark sich die verstärkte Spontanemission auswirken kann: Dabei ist es ausreichend, den roten Laserübergang zu betrachten, da dieser die weitaus höchste Verstärkung besitzt. Die Verstärkung für diesen Übergang lässt sich leicht aus der Beobachtung abschätzen, dass bei circa 30 cm langen, unverspiegelten Faserstücken bei mittlerer Pumpleistung (circa 70 mW eingekoppelte Leistung) rote Laseremission einsetzt, d. h. die Verstärkung kompensiert gerade den 96-prozentigen Auskoppelverlust der unverspiegelten Faserendfläche. Mit dem Verstärkungskoeffizienten v und der Faserlänge l gilt beim Einsetzen der roten Laseremission: $e^{l \cdot v} \cdot 0{,}04 = 1$. Für $l = 0{,}3\,\text{m}$ ergibt sich $v = -\ln(0{,}04)/l \approx 10\,\text{m}^{-1}$. Rotes Fluoreszenzlicht, das in der Mitte des 5 cm langen Faserstücks ausgesendet wird, wird daher um den

[11] Die logarithmische Darstellung wurde gewählt, damit beim Funktionsfit (beim dem die quadratischen Abweichungen minimiert werden) die Daten möglichst gleichmäßig gewichtet werden.

Faktor $e^{0{,}025\,\mathrm{m}\cdot v} = e^{0{,}25} \approx 1{,}3$ verstärkt. Dabei muss man allerdings berücksichtigen, dass nur circa 10 % ($\approx NA^2/2$) des vom dotieren Faserkern emittierten Fluoreszenzlichtes in der Faser geführt werden, und dass die Verstärkung für die übrigen Fluoreszenzwellenlängen deutlich geringer ist. Der Einfluss der verstärkten Spontanemission auf die ermittelte Lebensdauer des $^3P_0$-Niveaus ist nach dieser Abschätzung vermutlich gering, aber nicht völlig vernachlässigbar. Eine Verwendung noch deutlich kürzerer Faserstücke hätte diesen Effekt zwar weiter gemindert, aber mit den derzeit verfügbaren Photodioden und dem nicht sehr empfindlichen Messrechner [35] wäre das Fluoreszenz-Signal dann für eine Auswertung zu schwach gewesen.

Eine andere mögliche Ursache für die Abweichung vom exponentiellen Zerfall ergibt sich, wie bereits am Anfang dieses Abschnitts erwähnt, durch die amorphe Glasstruktur und die Abhängigkeit der Zerfallsraten der Ionen von ihrer Umgebung. Beispielsweise sollten angeregte Pr^{3+}-Ionen, welche sich zufällig sehr nahe an einem Yb^{3+}-Ion befinden, aufgrund der r^{-6}-Abhängigkeit der Energieübertragung durch Dipol-Dipol-Wechselwirkung sehr rasch zerfallen. Für eine statistische Verteilung der Ionen im Wirtsmaterial kann der durch den Kreuzrelaxationsprozess beeinflusste Zerfall durch folgende Formel beschrieben werden (Svelto 1998, Seite 57-58):

$$N(t) = N_0\, e^{-t/\tau_r - C\sqrt{t}}\,. \tag{4.20}$$

Hier ist τ_r die Lebensdauer für den strahlenden Spontanzerfall während die zur Akzeptor-Konzentration proportionale Konstante C den durch Kreuzrelaxation verursachten Zerfall erfasst. Anpassung dieser Funktion an die Messdaten ergibt dann die rein strahlende Zerfallsrate τ_r. Um wiederum eine gleichmäßige Gewichtung der Messdaten zu gewährleisten, wurden die Daten wieder logarithmiert und es wurde die Funktion $\ln(N(t)) = \ln(N_0) - (t-t_0)/\tau_r - C\sqrt{t-t_0}$ angepasst. Diese Anpassung ist in Abb. 4.23 dargestellt. Tatsächlich beschreibt diese Funktion, die allerdings auch einen weiteren freien Parameter besitzt, die Messdaten recht gut.

Die Ergebnisse der Untersuchungen sind in Tab. 4.3 zusammengefasst.

Bevor die Relevanz der Resultate für die Charakterisierung der unterschiedlichen Fasern betrachtet wird, sollen kurz die zu erwartenden Fehlergrenzen der ermittelten Lebensdauern diskutiert werden. Die effektiven Lebensdauern τ_2, τ_3 und τ_4 wurden durch Anpassung einer Funktion der Form $f(t) = a\, e^{-t/\tau}$ an das nach dem Abschalten der Pumplichtquelle abklingende Fluoreszenzsignal bestimmt und resultieren aus den verschiedenen, gleichzeitig wirksamen Verlustprozessen (strahlender Spontanzerfall, Kreuzrelaxation und evtl. andere nichtstrahlende Verluste). Die Anpassung einer derartigen Funktion ist ein sehr robustes Verfahren und systematische Fehler sind bei dieser Messung nicht zu erwarten, so dass die tatsächlichen Fehler in der Größenordnung der statistisch ermittelten Standardabweichungen liegen dürften. Insbesondere wird diese Anpassung

Faser	Dotierung		^{3}P$_0$				^{1}G$_4$	^{2}F$_{5/2}$	P
	N$_{\mathrm{Pr}}$ (m^{-3})	N$_{\mathrm{Yb}}$ (m^{-3})	τ_1 (µs)	τ_2 (µs)	τ_3 (µs)	τ_4 (µs)	τ_5 (µs)	τ_6 (µs)	(mW)
LVF3	$5{,}49 \cdot 10^{25}$	$3{,}66 \cdot 10^{26}$	$36{,}1 \pm 1{,}8$	$27{,}8 \pm 0{,}3$	$29{,}2 \pm 0{,}5$	$24{,}0 \pm 1{,}8$	137	568	100
LVF3″	$5{,}49 \cdot 10^{25}$	$3{,}66 \cdot 10^{26}$	$33{,}4 \pm 4{,}5$	$26{,}2 \pm 0{,}7$	$27{,}3 \pm 1{,}2$	$23{,}3 \pm 2{,}1$	158	572	60
LVF5	$5{,}49 \cdot 10^{25}$	$3{,}66 \cdot 10^{26}$	$34{,}7 \pm 0{,}7$	$24{,}1 \pm 0{,}1$	$25{,}7 \pm 0{,}2$	$20{,}7 \pm 1{,}0$	144	569	94
LVF5′	$5{,}49 \cdot 10^{25}$	$3{,}66 \cdot 10^{26}$	$34{,}8 \pm 1{,}3$	$23{,}7 \pm 0{,}2$	$25{,}3 \pm 0{,}3$	$19{,}9 \pm 1{,}4$	150	608	63
LVF5″	$5{,}49 \cdot 10^{25}$	$3{,}66 \cdot 10^{26}$	$34{,}2 \pm 1{,}8$	$23{,}3 \pm 0{,}2$	$24{,}9 \pm 0{,}4$	$20{,}3 \pm 1{,}7$	190	684	60
IPG2′	$2{,}63 \cdot 10^{25}$	$2{,}27 \cdot 10^{26}$	$35{,}3 \pm 2{,}0$	$24{,}3 \pm 0{,}3$	$25{,}9 \pm 0{,}5$	$20{,}4 \pm 1{,}6$	147	673	90
IPG2″	$2{,}63 \cdot 10^{25}$	$2{,}27 \cdot 10^{26}$	$34{,}2 \pm 4{,}4$	$23{,}7 \pm 0{,}6$	$25{,}1 \pm 1{,}0$	$20{,}1 \pm 1{,}7$	159	716	63
KDD2	$2{,}63 \cdot 10^{25}$	$2{,}27 \cdot 10^{26}$	$35{,}1 \pm 1{,}5$	$27{,}2 \pm 0{,}3$	$28{,}6 \pm 0{,}4$	$23{,}7 \pm 1{,}4$	161	662	110
LVF6	$5{,}49 \cdot 10^{25}$	$3{,}66 \cdot 10^{26}$	$36{,}4 \pm 1{,}6$	$27{,}4 \pm 0{,}2$	$28{,}8 \pm 0{,}4$	$23{,}6 \pm 2{,}0$	149	590	110
LVF6′	$5{,}49 \cdot 10^{25}$	$3{,}66 \cdot 10^{26}$	$36{,}5 \pm 3{,}7$	$26{,}7 \pm 0{,}4$	$28{,}2 \pm 0{,}9$	$23{,}1 \pm 2{,}5$	151	552	80
LVF8	$5{,}49 \cdot 10^{25}$	$3{,}66 \cdot 10^{26}$	$36{,}2 \pm 0{,}4$	$27{,}6 \pm 0{,}1$	$29{,}0 \pm 0{,}1$	$24{,}4 \pm 0{,}9$	190	662	110
LVF8′	$5{,}49 \cdot 10^{25}$	$3{,}66 \cdot 10^{26}$	$36{,}1 \pm 1{,}1$	$27{,}2 \pm 0{,}1$	$28{,}6 \pm 0{,}3$	$23{,}4 \pm 1{,}4$	182	697	63

Tab. 4.3: τ_1 bis τ_4 bezeichnen die Lebensdauer des ^{3}P$_0$-Niveaus der Pr^{3+}-Ionen. τ_1 resultiert aus der Anpassung einer Funktion der Form $f(t) = a\,e^{-(t-t_0)/\tau_1 - b(t-t_0)^{1/2}}$ über den Zeitbereich $[t_0 \ldots t_0 + 72\,\mu\mathrm{s}]$ und entspricht laut (Svelto 1998) der Lebensdauer für den strahlenden Zerfall. Dabei bezeichnet t_0 den Zeitpunkt der Pumplichtabschaltung nach langer Einschaltdauer. τ_2 resultiert aus der Anpassung einer Funktion der Form $f(t) = a\,e^{-(t-t_0)/\tau_2}$ über den selben Zeitbereich und τ_3 aus der Anpassung derselben Funktion über den Zeitbereich $[t_0 + 18\,\mu\mathrm{s} \ldots t_0 + 72\,\mu\mathrm{s}]$. Für τ_4 wurde die Funktion $f(t) = a\,e^{-(t-t_1)/\tau_4}$ über den Zeitintervall $[t_1 \ldots t_1 + 54\,\mu\mathrm{s}]$ angepasst, wobei t_1 den Zeitpunkt der Pumplichtabschaltung nach nur kurzer Einschaltdauer bezeichnet. τ_5 bezeichnet die Lebensdauer des ^{1}G$_4$-Niveaus der Pr^{3+}-Ionen und wurde wie die Lebensdauer τ_6 des ^{2}F$_{5/2}$-Niveaus der Yb^{3+}-Ionen durch Anpassung einer Funktion der Form $f(t) = a\,e^{-t/\tau_5} + b\,e^{-t/\tau_6}$ an die in den Abbildungen 4.19 und 4.20 dargestellten Daten bzw. ähnliche Datensätze anderer Fasern bestimmt. Bei einigen Fasern wurde die Messung mit verminderter Pumpleistung wiederholt; ein Strich hinter dem Fasernamen kennzeichnet leicht-, zwei Striche noch weiter reduzierte Pumpleistung. Die jeweilige Pumpleistung vor der Faser ist in der letzten Spalte der Tabelle angegeben, hiervon wurden jeweils circa 50 bis 60 % eingekoppelt.

auch von der Wahl des Fitbereichs nur wenig beeinflusst. Trotz der sichtbaren Abweichung der angepassten Funktion von den Messwerten direkt nach dem Abschalten der Pumplichtquelle unterscheiden sich τ_2 (Fitbereich $[t_0 \ldots t_0 + 72\,\mu s]$) und τ_3 (Fitbereich $[t_0 + 18\,\mu s \ldots t_0 + 72\,\mu s]$) nur um wenige Prozente, und der direkte Fit der Messdaten unterscheidet sich von dem entsprechenden Fit der zuvor logarithmisch dargestellten Daten ebenfalls nur wenig.

Grundlage der Bestimmung der Größe τ_1 war ein Modell, dass eine rein statistische, zufällige Verteilung der Ionen im Glas und eine daraus resultierende unterschiedliche Lebensdauer unterschiedlicher Ionenklassen voraussetzt. Dann sollte die Anpassung einer Funktion der Form $N(t) = N_0\, e^{-t/\tau_r - Ct^{1/2}}$ gerade die rein strahlende Zerfallsrate $\tau_r = \tau_1$ ergeben. Sämtliche auf diese Weise bestimmten Werte scheinen allerdings deutlich zu klein zu sein. Denn nach dem in Abschnitt 2.8 beschriebenen Anregungsmechanismus durch Kreuzrelaxation ergibt sich, dass mindestens die Hälfte aller Zerfälle der thermisch gekoppelten Niveaus $^3P_0$, $^3P_1$ und $^1I_6$ nichtstrahlend ins Niveau $^1G_4$ erfolgen und dabei jeweils ein Yb^{3+}-Ion anregen müssen. Bei einer geringeren Kreuzrelaxationsrate kann der Lawinenprozess nicht funktionieren. Dies bedeutet aber, dass die effektive Lebensdauer des oberen Laserniveaus durch den Kreuzrelaxationsprozess mindestens halbiert werden muss, oder andersherum, dass die rein strahlende Lebensdauer mindestens doppelt so hoch wie die ermittelten Werte τ_2 bzw. τ_3 sein müssen. Auch die in der Literatur angegebenen Lebensdauern liegen eher in der Größenordnung von 50 µs (Piehler u. a. 1993). Die der Bestimmung dieses Wertes zugrunde liegenden Modellannahmen sind daher vermutlich nicht gerechtfertigt und die Zahlenwerte der Größe τ_1 entsprechen folglich nicht der Realität. Eine mögliche Ursache für diese Unstimmigkeit könnte darin liegen, dass nur ein Teil der laseraktiven Ionen am Anregungsprozess teilnimmt. Auf diesen Umstand wird am Ende dieses Abschnittes noch näher eingegangen.

τ_4 wurde auf gleiche Weise wie τ_2 bzw. τ_3 bestimmt, allerdings nachdem die Pumplichtquelle kurz aus und dann wieder eingeschaltet wurde. Durch diesen Prozess wurde eine gewisse Vorauswahl der Ionen getroffen: Während der Ausschaltzeit gehen insbesondere diejenigen Pr^{3+}-Ionen ins Niveau $^1G_4$ über, die aufgrund ihrer räumlichen Anordnung stark mit den Yb^{3+}-Ionen wechselwirken. Beim Wiedereinschalten werden aber gerade diese Ionen wieder ins obere Laserniveau angeregt und zerfallen dann, beim erneuten Ausschalten der Pumplichtquelle, wegen ihrer stärkeren Wechselwirkung mit den Yb^{3+}-Ionen auch wieder entsprechend schneller.

Für die ermittelten Lebensdauern der Niveaus $^1G_4$ (Pr^{3+}) und $^2F_{5/2}$ (Yb^{3+}) ist ein recht großer Messfehler zu erwarten. Auch wenn die verwendete indirekte Methode der Bestimmung der Besetzung des $^1G_4$-Niveaus als recht plausibel und konsistent erscheint, ergibt sich durch die Art der Zuordnung des Fluoreszenzsignals zur relativen Besetzung des $^1G_4$-Niveaus (linearer Fit, Integration) eine gewisse Willkür und damit ein möglicher systematischer Fehler. Weiterhin ist auch die Anpassung einer Funktion der Form $f(t) = a\,e^{-t/\tau_5} + b\,e^{-t/\tau_6}$ durch die vier freien Parameter ein recht instabiles Verfahren. Je nach Wahl des Fitbereichs oder der vorherigen Logarithmierung der Daten unterscheiden sich die Ergebnisse um einige 10 Prozent. Daher sollte man die Werte τ_5 bzw. τ_6 eher als Größenordnung betrachten und einen Fehler von $\pm 50\,\%$ in Betracht ziehen. Bedenklich stimmt insbesondere auch die Tatsache, dass die bestimmte Lebensdauer des $^1G_4$-Niveaus circa doppelt so groß wie Literaturangaben (Xie und Gosnell 1995a) für gering dotiertes ZBLAN-Glas ist, da durch höhere Dotierungskonzentration und damit verbundene zusätzliche nichtstrahlende Zerfallsprozesse die Lebensdauer nicht größer werden sollte.

Letztendlich unterscheiden sich die Messergebnisse der untersuchten Fasern nur relativ wenig, so dass es schwer fällt, anhand dieser Messwerte Aussagen über die Eignung der Fasern für effizienten Laserbetrieb zu treffen. Die Fasern KDD2 und LVF5, die bei blauem Laserbetrieb starke Degradation zeigen und daher für diese Betriebsart unbrauchbar sind, unterscheiden sich in ihren Messwerten nicht eindeutig von den übrigen Fasern.

Es fällt allerdings auf, dass die beiden (bleihaltigen) Fasern IPG2 und LVF5 mit der besten Pumplichtabsorption auch die kürzeste Lebensdauer des oberen Laserniveaus besitzen. Es ist daher zu vermuten, dass durch den Bleigehalt die Effizienz des Kreuzrelaxationsprozesses und damit auch die Pumplichtabsorption verbessert wird. Statt der Faser Blei zuzusetzen, das vermutlich Farbzentrenbildung und damit Photo-Degradation begünstigt, sollte man untersuchen, ob eine Variation (Erhöhung) der Dotierungskonzentration der Pr^{3+}- oder Yb^{3+}-Ionen ebenfalls die Pumplichtabsorption und Anregungseffizienz und damit eventuell auch die Lasereffizienz verbessern kann.

Interessant ist ein Vergleich dieser Messergebnisse mit den Untersuchungen von Pope u. a. aus dem Jahre 1999 (Pope u. a. 1999): In jener Veröffentlichung wurde die Lebensdauer des oberen Laserniveaus $^3P_0$ einer der Faser IPG2 sehr ähnlichen, ebenfalls von „Galileo Electro-Optics Corporation“ gefertigten Faser bei direkter Anregung mit einem bei 488 nm emittierenden Argon-Ionen-Laser bestimmt. Das in jener Veröffentlichung angegebene Resultat von 46 µs überrascht zunächst etwas, da es deutlich größer als die Ergebnisse dieser Arbeit ist. Die Diskrepanz wird jedoch verständlich, wenn man bedenkt, dass durch die Art der Anregung eine Vorauswahl der Ionen-Klassen getroffen wird. Der in dieser Arbeit verwendete Anregungsmechanismus kann nur jene Praseodym-Ionen anregen, die durch Dipol-Dipol-Wechselwirkung mit benachbarten Ytterbium-Ionen wechselwirken. Wegen dieser Wechselwirkung zeigen diese Ionen allerdings wiederum eine verkürzte Lebensdauer des oberen Laserniveaus. In der zitierten Veröffentlichung wurden demgegenüber alle vorhandenen Ionen angeregt, insbesondere auch jene, die mit benachbarten Ytterbium-Ionen kaum wechselwirken und demzufolge keine

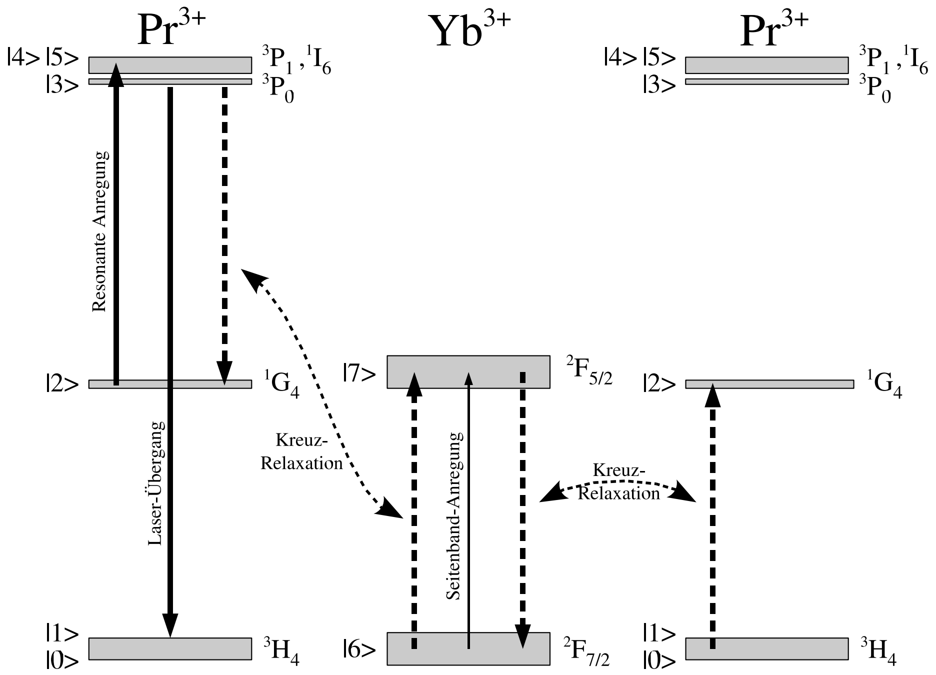

Abb. 4.24: Anregungs-Modell für die numerische Simulation.

Verkürzung der Lebensdauer aufweisen. Diese stark vom Anregungsmechanismus abhängigen Lebensdauern sind ein Indiz dafür, dass bei der verwendeten Dotierungskonzentration nur ein kleiner Teil der Praseodym-Ionen am Aufkonversions-Anregungsprozess teilnimmt!

4.5 Numerische Simulation des Anregungsprozesses

In diesem Abschnitt wird der Anregungsprozess und die Emissionsdynamik des Faserlasers mit Hilfe von Ratengleichungen beschrieben. Als Basis wird dazu das in Abschnitt 2.8 vorgestellte Modell des Aufkonversions-Anregungsprozesses (Lawinen-Prozess) verwendet. Die bekannten Ratengleichungsmodelle für Vier-Niveau-Laser (Siegman 1986; Svelto 1998) werden durch Kreuzrelaxationsterme erweitert, außerdem wird die thermische Besetzung des durch das Pumplicht resonant angeregten $^1I_6$-Niveaus berücksichtigt, und im Falle blauer Laseremission auch die thermische Besetzung des unteren Laserniveaus. Der Vergleich der numerischen Lösungen der Ratengleichungen (mit unterschiedlichen Parametersätzen) mit den in Abschnitt 4.4 vorgestellten experimentellen Untersuchungen der Laserdynamik erlaubt die Beurteilung und Verbesserung des Modells.

In Abb. 4.24 ist der Anregungsprozess skizziert: Vertikale durchgezogene Pfeile bezeichnen strahlende Übergänge aufgrund von induzierter Absorption bzw. Emission, vertikale gestrichelte Pfeile durch Kreuzrelaxation bewirkte Übergänge. Die beiden gekrümmten Pfeile deuten den Energie-Übertrag zwischen benachbarten Pr^{3+}- und Yb^{3+}-Ionen an. Nichtstrahlende Übergänge zwischen energetisch eng benachbarten, thermisch gekoppelten Niveaus und Zerfälle durch Spontanemission wurden aus Gründen der Übersichtlichkeit nicht eingezeichnet.

Bei blauer Laseremission entspricht das obere Laserniveau $|3\rangle$ dem Zustand $^3P_0$ und das untere Laserniveau $|1\rangle$ den oberen, thermisch besetzten Starkniveaus des Grundzustandes $^3H_4$. Für den roten Laserübergang entspricht das obere Laserniveau $|3\rangle$ ebenfalls dem Zustand $^3P_0$, das untere Laserniveau $|1\rangle$ dagegen dem unbesetzten Zustand $^3F_2$; grüne Laseremission erfolgt zwischen dem thermisch besetzten oberen Laserniveau $^3P_1$ und dem unbesetzten unteren Laserniveau $^3H_5$ (siehe Abb. 2.8 auf Seite 20).

In den nachfolgend angegebenen Ratengleichungen bezeichnet N_i die Bevölkerung des Energieniveaus $|i\rangle$ und M die Anzahl der Laser-Photonen im Resonator. τ_i ist die durch Spontanzerfall begrenzte Lebensdauer der Besetzung des Niveaus $|i\rangle$ und $A_i = \tau_i^{-1}$ entsprechend die spontane Zerfallsrate. Der Besetzungsverlust je Zeiteinheit durch Spontanzerfall ergibt sich damit zu N_iA_i. Der durch den Resonator bestimmte Photonenverlust je Zeiteinheit ergibt sich mit der Photonenverlustrate γ als das Produkt γM.[12] Der zur Pumpleistung proportionale Pumpfaktor wird mit P und die Koeffizienten für induzierte Absorption bzw. Emission mit B_{ij} bezeichnet, so dass $N_iB_{ij}P$ den durch das Pumplicht bewirkten Besetzungs-Transfer (pro Zeiteinheit) vom Niveau $|i\rangle$ zum Niveau $|j\rangle$ und $N_kB_{kl}M$ den durch die Laserphotonen induzierten Besetzungs-Transfer vom Niveau $|k\rangle$ zum Niveau $|l\rangle$ beschreibt. Wird mit $g_i = 2J + 1$ die Entartung[13] der Energieniveaus beschrieben, so gilt stets $g_iB_{ij} = g_jB_{ji}$ (Kneubühl und Sigrist 1995, Seite 31).[14] Energetisch eng benachbarte Niveaus sind thermisch gekoppelt, im thermischen Gleichgewicht gilt entsprechend der Boltzmann-Verteilung

[12] Die Photonenverlustrate γ ergibt sich mit der Resonatorlänge L, den Spiegelreflexionen R_1 und R_2, dem internen Verlust T_i beim einfachen Durchgang durch den Resonator und der Lichtgeschwindigkeit c im Lasermedium nach (Svelto 1998, Seite 168) zu $\gamma = -(c\ln(R_1R_2(1-T_\mathrm{i})^2))/(2L)$. Der Kehrwert dieser Größe wird auch als Lebensdauer der Resonatorphotonen (cavity photon lifetime) bezeichnet.

[13] J bezeichnet die Quantenzahl des Gesamt-Drehimpulses.

[14] In Gläsern wird die Entartung einerseits durch den Stark-Effekt (zum Teil) aufgehoben, andererseits spürt in Gläsern jedes Ion eine andere elektrische Feldstärke, so dass die thermisch gekoppelten Stark-Niveaus aller Ionen zu einem Energieband verschmelzen (France 1991, Seite 25). Diese recht komplizierten Feinheiten beeinflussen zwar die Effizienz der induzierten Übergänge, haben für die prinzipiellen Ergebnisse dieses stark vereinfachten Modells jedoch nur untergeordnete Bedeutung. Daher werden die Energieniveaus vereinfacht als entartete Energie-Bänder betrachtet, und es wird angenommen, dass bei blauer Laseremission das untere Laserniveau dem oder den oberen Starkniveau(s) des Grundzustandes entspricht.

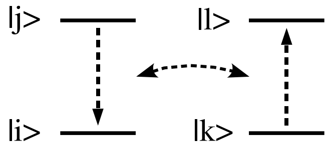

Abb. 4.25: Kreuzrelaxation.

(Kneubühl und Sigrist 1995, Seite 27):

$$\frac{N_i}{N_j} = \frac{g_i}{g_j}\, e^{-(E_i - E_j)/kT}\,. \tag{4.21}$$

Bei dem in Abb. 4.25 skizzierten Kreuzrelaxationsprozess zwischen unterschiedlichen Ionen geht ein Ion von Zustand $|j\rangle$ in den Zustand $|i\rangle$ über, während gleichzeitig ein benachbartes Ion den Übergang von $|k\rangle$ nach $|l\rangle$ vollführt. Es wird angenommen, dass die Übergangsrate für diesen Prozess jeweils proportional zur Besetzungsdichte des Ausgangszustandes beider Ionen-Klassen ist, so dass die Übergangsrate als $N_j N_k K_{jikl}$ mit dem Kreuzrelaxationskoeffizienten K_{jikl} geschrieben werden kann. Die Kreuzrelaxation wird begünstigt, wenn die Energiedifferenzen $(E_j - E_i)$ und $(E_l - E_k)$ ähnlich groß sind, die verbleibende Energielücke kann durch Phononen überbrückt werden (Scheps 1996). Es ist anzunehmen, dass der Kreuzrelaxationsprozess in beide Richtungen verläuft, dass jedoch der Schritt zum energetisch niedrigeren Endzustand begünstigt ist. Im thermodynamischen Gleichgewicht sollte die Summe der durch Kreuzrelaxation übertragenen Energie Null ergeben (principle of detailed balance, Svelto 1998, Seite 51), so dass gilt

$$N_j N_k K_{jikl} = N_l N_i K_{lkij}\,. \tag{4.22}$$

Nach der Boltzmann-Verteilung gilt aber auch

$$\frac{N_j}{N_i} = \frac{g_j}{g_i}\, e^{-(E_j - E_i)/kT} \quad \text{und} \quad \frac{N_l}{N_k} = \frac{g_l}{g_k}\, e^{-(E_l - E_k)/kT}\,. \tag{4.23}$$

Kombination der Gleichungen (4.22) und (4.23) ergibt das Verhältnis der Kreuzrelaxationskoeffizienten:[15]

$$\frac{K_{jikl}}{K_{lkij}} = \frac{N_i N_l}{N_j N_k} = \frac{g_i g_l}{g_j g_k}\, e^{((E_j - E_i) - (E_l - E_k))/kT}\,. \tag{4.24}$$

[15] Während die Bevölkerung der Energieniveaus (N_i), die Photonenzahl (M) und der zur Pumpleistung proportionale Pumpfaktor (P) in diesem Modell jeweils dimensionslos sind, haben die Koeffizienten für Spontanzerfall (A_i), für induzierte Übergänge (B_{ij}) und für Übergänge durch Kreuzrelaxation (K_{ijkl}) wie auch die Photonenverlustrate (γ) jeweils die Dimension einer reziproken Zeit (s^{-1}).

Im folgenden wird angenommen, dass das Pumplicht (830 bis 860 nm Wellenlänge) resonant den Spin-erlaubten Übergang vom Niveau $^1\mathrm{G}_4$ ins Niveau $^1\mathrm{I}_6$ ($|2\rangle \rightarrow |5\rangle$) anregt, die direkten Übergänge von $^1\mathrm{G}_4$ nach $^3\mathrm{P}_0$ bzw. $^3\mathrm{P}_1$ werden dem gegenüber vernachlässigt. Der breitbandige Ytterbium-Übergang $^2\mathrm{F}_{7/2} \rightarrow {}^2\mathrm{F}_{5/2}$ ($|6\rangle \rightarrow |7\rangle$) besitzt die höchste Anregungseffizienz bei 980 nm und wird vom Pumplicht wahrscheinlich nur minimal angeregt. Berücksichtigung dieser minimalen Anregung ist jedoch nötig, um die für den Start des Lawinenprozesses notwendige Anfangsbesetzung des $^1\mathrm{G}_4$-Niveaus zu gewährleisten. Kreuzrelaxationsprozesse mit Yb^{3+}-Ionen ($^2\mathrm{F}_{7/2} \leftrightarrow {}^2\mathrm{F}_{5/2}$, $\Delta E \approx 10\,204\,\mathrm{cm}^{-1}$) werden nur für die energetisch passenden Übergänge ($^3\mathrm{H}_4 \leftrightarrow {}^1\mathrm{G}_4$, $\Delta E \approx 9\,709\,\mathrm{cm}^{-1}$) und ($^1\mathrm{G}_4 \leftrightarrow {}^3\mathrm{P}_0$, $\Delta E \approx 11\,168\,\mathrm{cm}^{-1}$) berücksichtigt. (Aufgrund der Energiedifferenz könnte auch der Übergang ($^3\mathrm{F}_4 \leftrightarrow {}^1\mathrm{D}_2$, $\Delta E \approx 10\,116\,\mathrm{cm}^{-1}$) durch Kreuzrelaxation mit Yb^{3+}-Ionen effizient angeregt werden, dies ist wegen der geringen Ausgangsbesetzung des $^3\mathrm{F}_4$-Niveaus jedoch ein vernachlässigbarer Verlustprozess.)

Die totale Besetzungsveränderung (pro Zeiteinheit) der thermisch gekoppelten Niveaus $|3\rangle$, $|4\rangle$ und $|5\rangle$ werde mit $\dot{N}_{345}$ bezeichnet und ergibt sich zu

$$\begin{aligned}\dot{N}_{345} = {} & (N_2 B_{25} - N_5 B_{52})P - N_3 N_6 K_{3267} + N_7 N_2 K_{7623} \\ & - (N_3 B_{31} - N_1 B_{13})M - N_3 A_3 - N_4 A_4 - N_5 A_5 \,.\end{aligned} \tag{4.25}$$

Diese Gesamtveränderung verteilt sich entsprechend der Boltzmann-Statistik auf die einzelnen Energieniveaus:

$$\frac{N_4}{N_3} \equiv V_{43} = \frac{g_4}{g_3}\, e^{-(E_4-E_3)/kT} \,. \tag{4.26}$$

$$\frac{N_5}{N_3} \equiv V_{53} = \frac{g_5}{g_3}\, e^{-(E_5-E_3)/kT} \,. \tag{4.27}$$

Die Besetzung dieser Niveaus ergibt sich damit zu

$$\dot{N}_3 = \frac{\dot{N}_{345}}{(V_{43} + V_{53} + 1)} \,, \tag{4.28}$$

$$\dot{N}_4 = \frac{\dot{N}_{345}}{(V_{43} + V_{53} + 1)}\, V_{43} \,, \tag{4.29}$$

$$\dot{N}_5 = \frac{\dot{N}_{345}}{(V_{43} + V_{53} + 1)}\, V_{53} \,. \tag{4.30}$$

Für die Besetzungsänderung der übrigen Energieniveaus und die Veränderung der

Photonenzahl ergibt sich:

$$\begin{aligned}\dot{N}_2 &= (-N_2 B_{25} + N_5 B_{52})P + N_7 N_0 K_{7602} - N_2 N_6 K_{2067} \\ &\quad + N_3 N_6 K_{3267} - N_7 N_2 K_{7623} - N_2 A_2\,, \end{aligned} \tag{4.31}$$

$$\begin{aligned}\dot{N}_7 &= N_3 N_6 K_{3267} - N_7 N_2 K_{7623} - N_7 N_0 K_{7602} + N_2 N_6 K_{2067} \\ &\quad + (N_6 B_{67} - N_7 B_{76})P - N_7 A_7\,, \end{aligned} \tag{4.32}$$

$$\dot{N}_6 = -\dot{N}_7\,, \tag{4.33}$$

$$\dot{M} = (N_3 B_{31} - N_1 B_{13})(M+1) - \gamma M\,. \tag{4.34}$$

Im Falle blauer Laseremission ist das untere Laserniveau $|1\rangle$ thermisch besetzt, mit

$$\frac{N_1}{N_0} \equiv V_{10} = \frac{g_1}{g_0}\, e^{-(E_1-E_0)/kT} \tag{4.35}$$

und

$$\dot{N}_{01} \equiv \dot{N}_0 + \dot{N}_1 = -(\dot{N}_2 + \dot{N}_3 + \dot{N}_4 + \dot{N}_5) \tag{4.36}$$

ergibt sich

$$\dot{N}_0 = \frac{\dot{N}_{01}}{(V_{10}+1)} \quad \text{und} \quad \dot{N}_1 = \frac{\dot{N}_{01}}{(V_{10}+1)}\, V_{10}\,. \tag{4.37}$$

Die durch dieses Differentialgleichungssystem beschriebene zeitliche Entwicklung wurde als Funktion der Pumpleistung für verschiedene Parametersätze numerisch berechnet und ist in den nachfolgenden Abbildungen dargestellt. Einige der für die Rechnungen notwendigen Parameter wurden Veröffentlichungen entnommen: Die für die thermische Kopplung relevante Lage der Energieniveaus in Pr^{3+}-dotiertem ZBLAN-Glas ist in (Smart u. a. 1991a) angegeben ($E_2 = 9\,709\,\mathrm{cm}^{-1}, E_3 = 20\,877\,\mathrm{cm}^{-1}, E_4 = 21\,459\,\mathrm{cm}^{-1}, E_5 = 21\,459\,\mathrm{cm}^{-1}$), der Abstand der beiden Energieniveaus des Yb^{3+}-Ions folgt aus der Wellenlänge der maximalen Anregungseffizienz dieses Übergangs ($\lambda \approx 980\,\mathrm{nm}$, $E_7 = 10\,204\,\mathrm{cm}^{-1}$). Die Lebensdauer des $^1G_4$-Niveaus in schwach Pr^{3+}-dotiertem ZBLAN-Glas und die Lebensdauer des $^2F_{5/2}$-Niveaus in schwach Pr^{3+},Yb^{3+}-dotierten ZBLAN-Glas (keine merkliche Lebensdauerverkürzung durch hohe Dotierung bzw. Quenching) wurde (Xie und Gosnell 1995a) entnommen ($\tau_2 \approx 90\,\mu\mathrm{s}, \tau_7 \approx 1{,}5\,\mathrm{ms}$). Als Lebensdauer für das obere Laserniveau $^3P_0$ (bzw. $^3P_1$)[16] wird in Veröffentlichungen von Piehler u. a. (gering Pr^{3+}-dotiertes Fluoridglas) 48 µs und von Pope u. a.

[16] Die Niveaus $^3P_0$, $^3P_1$ und $^1I_6$ sind thermisch stark gekoppelt und haben daher identische Lebensdauern.

(direkte Anregung bei 488 nm einer der Faser IPG2 sehr ähnlichen Faser) ein Wert von circa 46 µs angegeben (Piehler u. a. 1993; Pope u. a. 1999). Andere Parameter ergeben sich durch eigene Messungen bzw. die Angaben des Faserherstellers (Dotierungskonzentration: 3 000 ppm Pr^{3+}, 20 000 ppm Yb^{3+}, 1,2 µm Kerndurchmesser, 30 cm Faserlänge, 15 % Auskopplung bei blauem Laserbetrieb, 10 % Umlaufverlust durch Faserdämpfung). Die nicht direkt zugänglichen Parameter wurden zunächst so angepasst, dass die Ergebnisse der Simulationsrechnungen qualitativ mit den Beobachtungen übereinstimmen. Der Koeffizient für die Pumplichtabsorption (B_{25} bzw. B_{52}) hat nur indirekt Einfluss auf den Anregungsprozess, da er stets mit der variablen Pumpleistung (Pumpfaktor P) multipliziert wird. Der Koeffizient B_{31} bestimmt die Stärke der induzierten Emission und entscheidet damit darüber, bei welcher Pumpleistung bzw. Inversion Laserbetrieb einsetzen kann – er wurde zunächst willkürlich so gewählt, dass bei einer verspiegelten Faser Laserbetrieb einsetzt. Der Koeffizient B_{67} gibt die Stärke der Pumplichtabsorption der Yb^{3+}-Ionen an – er bestimmt, wie schnell der Anregungsprozess nach dem Einschalten der Pumpleistung einsetzt, sein sonstiger Einfluss ist jedoch vernachlässigbar, sofern er deutlich kleiner als der Koeffizient B_{25} des eigentlichen Pumpübergangs gewählt wird. Verwendet wurden die Zahlenwerte $B_{31} = B_{52} = 1{,}0 \cdot 10^{-4}$ und $B_{76} = 1{,}0 \cdot 10^{-7}$.[17] Am interessantesten sind die für direkte Messungen nicht unmittelbar zugänglichen Parameter K_{ijkl} der Kreuzrelaxation, die die Effizienz der Energieübertragung zwischen benachbarten Pr^{3+}- und Yb^{3+}-Ionen beschreiben. Es zeigt sich, dass (mit obigen Parametern) die Anregungs- und die Lasereffizienz stark ansteigen, wenn die Koeffizienten K_{3267} und K_{7602} von $1{,}3 \cdot 10^{-9}$ auf $2{,}0 \cdot 10^{-9}$ erhöht werden. Für Zahlenwerte kleiner $1 \cdot 10^{-9}$ erfolgt bei unveränderter Pumpleistung keine effiziente Anregung, so dass kein Laserbetrieb einsetzen kann. Eine Erhöhung dieser Koeffizienten über $2{,}0 \cdot 10^{-9}$ hinaus verbessert die Effizienz jedoch nur noch unwesentlich. (Bei den dargestellten Simulationen wurde dem Koeffizienten für den ersten (K_{3267}, $^3P_0$, $^2F_{7/2} \rightarrow {}^1G_4$, $^2F_{5/2}$) und für den zweiten (K_{7602}, $^2F_{5/2}$, $^3H_4 \rightarrow {}^2F_{7/2}$, $^1G_4$) Schritt des Kreuzrelaxationsprozesses stets der gleiche Zahlenwert zugewiesen, da diese Werte vermutlich von ähnlicher Größenordnung sein werden und da die Verkleinerung des einen Wertes bei gleichzeitiger Erhöhung des anderen die Ergebnisse der Simulationsrechnungen nicht grundlegend verändert.) Alle Parameter und weitere Einzelheiten der numerischen Rechnung können dem im Anhang B abgedruckten Simulationsprogramm (nur vier Seiten) entnommen werden.

In Abb. 4.26 ist dargestellt, wie sich die Besetzung der Energieniveaus und die Anzahl M der Photonen im Laserresonator bei langsamer Erhöhung der Pump-

[17] Selbstverständlich sollten diese Größen für weitere Experimente genauer ermittelt werden, beispielsweise durch Messungen des Absorptionswirkungsquerschnittes für den Übergang $^1G_4 \rightarrow {}^1I_6$ und Bestimmung der Verstärkung des laseraktiven Mediums bei der Laseremissionswellenlänge.

leistung entwickeln. Dabei (wie auch in allen folgenden Darstellungen mit Laseremission) wurde angenommen, dass der Laserübergang vom $^3P_0$-Niveau in das obere Starkniveau des 9-fach entarteten Grundzustandes erfolgt (blaue Laseremission), bei 15 % Auskopplung und einem zusätzlichen Umlaufverlust von 10 % durch Dämpfung in der 30 cm langen Faser. Für die Darstellung wurden die Besetzungen der Energieniveaus so normiert, dass die Summe je Ionen-Klasse (Pr^{3+} bzw. Yb^{3+}) eins ergibt; die proportional zum oberen Laserniveau thermisch besetzten $^3P_1$- und $^1I_6$-Niveaus und das mit circa 7 % der Grundzustandspopulation thermisch besetzte untere Laserniveau wurden nicht dargestellt. Für die in Abb. 4.27 dargestellte Simulation wurde demgegenüber bei sonst gleichen Parametern die Laseremission durch 96 % Auskoppelverlust je Faserende (nur Fresnelreflexion) vollständig unterdrückt. Die Rechnungen wurden jeweils für $K_{3267} = K_{7602} = 1{,}3 \cdot 10^{-9}$ (gestrichelte Kurven, geringe Stärke der Kreuzrelaxation) und $K_{3267} = K_{7602} = 2{,}0 \cdot 10^{-9}$ (durchgezogene Kurven, höhere Kreuzrelaxationsrate) durchgeführt.

Wie erwartet setzen Fluoreszenz und Laseremission erst oberhalb einer bestimmten Pumpschwelle ein und steigen dann monoton. Dass in der Simulation die Laserschwelle nur geringfügig oberhalb der Fluoreszenzschwelle liegt, während diese beiden Schwellen im Experiment deutlich weiter voneinander entfernt sind (circa 5 bzw. 25 mW eingekoppelte Pumpleistung) kann durch die in der Simulation nicht berücksichtigte inhomogene Pumplichtverteilung innerhalb der Faser und das notwendige Ausbleichen der Farbzentren (bei blauer Laseremission) erklärt werden.

Interessant ist der starke Anstieg der Besetzung des $^1G_4$-Niveaus beim Einsetzen des Lawinenprozesses und der allmähliche Abfall dieser Besetzung bei höherer Pumpleistung. Einen derartigen Verlauf würde man zunächst nicht unbedingt erwarten – andererseits entleert der Pumpprozess das Niveau $^1G_4$, so dass dieser Besetzungsabfall bei zunehmender Pumpleistung als durchaus plausibel erscheint. Diese Entvölkerung des $^1G_4$-Niveaus bei Erhöhung der Pumpleistung erklärt auch sehr gut die beobachtete Abnahme der Pumplichtabsorption (Pumpprozess $^1G_4 \to {}^1I_6$), die bei zunehmender Pumpleistung auch im Laserbetrieb und daher nicht ansteigender Besetzung der thermisch gekoppelten Niveaus $^3P_0$, $^3P_1$ und $^1I_6$ beobachtet wird. (Vgl. insbesondere Abb. 4.7 auf Seite 67: Obwohl bereits bei circa 35 mW eingekoppelter Pumpleistung aufgrund der Fresnelreflexe der unbeschichteten Faserendflächen rote Laseremission einsetzt, nimmt die Pumplichtabsorption deutlich ab.)

Ebenfalls interessant ist die Tatsache, dass eine Variation der Stärke der Kreuzrelaxation (gestrichelte bzw. durchgezogene Kurven) die Lasereffizienz stark, die Intensität der Fluoreszenz ($\sim {}^3P_0$-Besetzung) aber nur sehr wenig verändert. Danach wäre es nicht möglich, allein aus der Stärke der Fluoreszenz eines Glas- oder Faserstückes auf die Eignung für effizienten Laserbetrieb zu schließen.

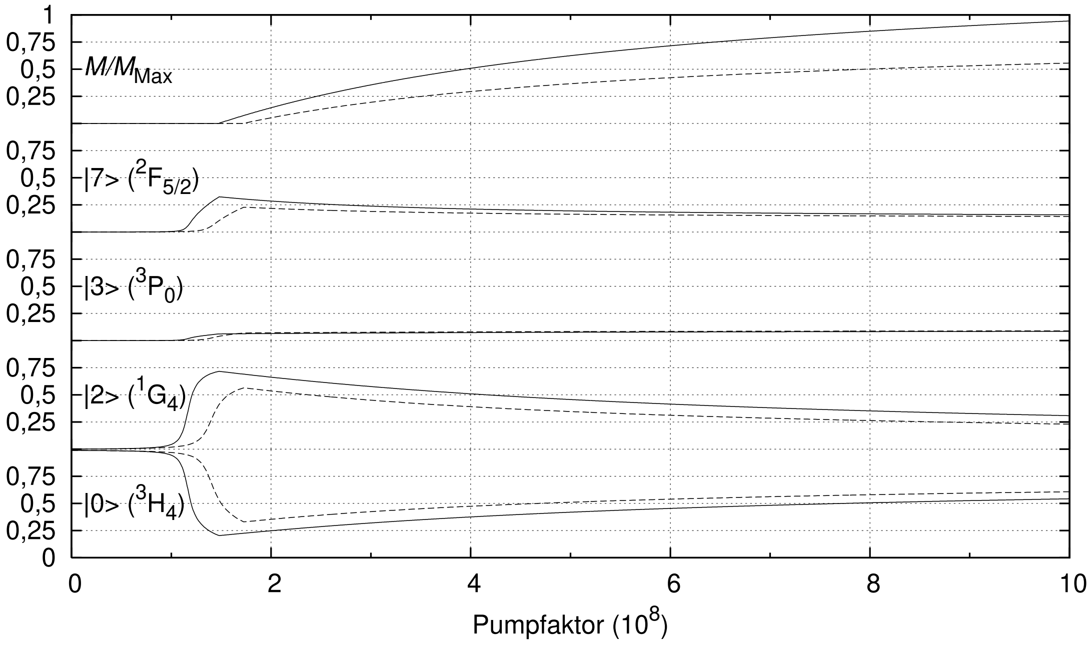

Abb. 4.26: Relative Besetzung der Energieniveaus bei (nicht unterdrückter) Laseremission. Bei allen Simulationsrechnungen entspricht das untere Laserniveau dem oberen Stark-Niveau das Grundzustandes $^3H_4$ und ist mit circa 7 % der dargestellten Grundzustandspopulation thermisch besetzt.

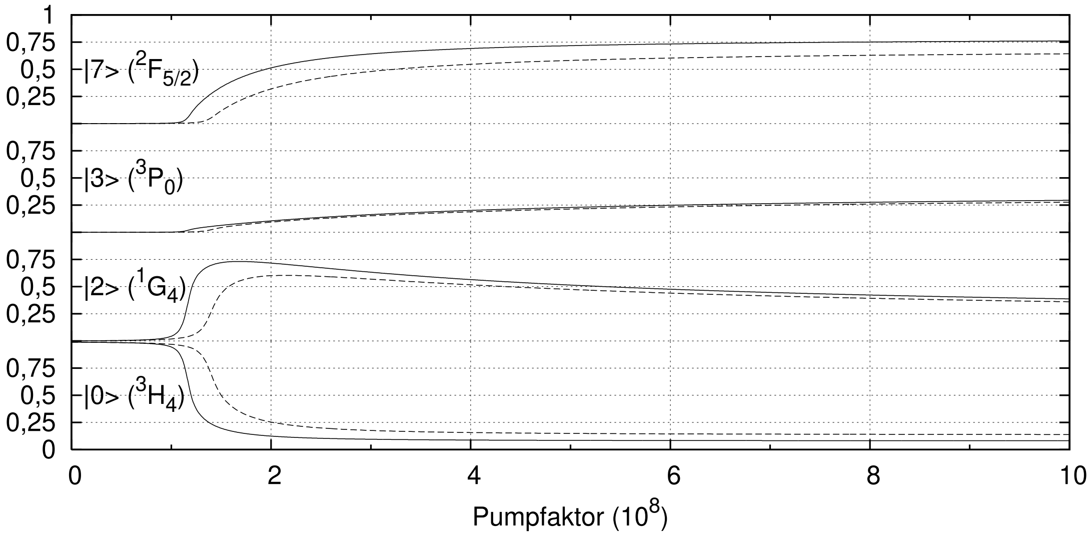

Abb. 4.27: Relative Besetzung der Energieniveaus ohne Laseremission. In dieser und in der in Abb. 4.26 dargestellten Simulation wurde der Pumpfaktor P innerhalb von einer Sekunde linear von Null auf den Maximalwert 10^9 erhöht, bei einer Rechenschrittweite von 1 ns.

Besonders charakteristisch für dieses Modell ist offensichtlich der Verlauf der Besetzung des $^1G_4$-Zustandes und die starke Entvölkerung des Grundzustandes, die für geringe Reabsorptionsverluste und damit gute blaue Lasereffizienz wünschenswert ist. Bisher konnten diese beiden Besetzungen von uns jedoch nicht experimentell bestimmt werden, so dass in dieser Hinsicht noch kein direkter Vergleich zwischen Modell und Experiment möglich ist.

Eine weitere Möglichkeit zur Überprüfung des Modells ergibt sich, wenn die Reaktion des Fluoreszenzsignals ($\sim {}^3P_0$-Besetzung) auf schnelle Pumplichtmodulationen berechnet und mit den Messungen aus Abschnitt 4.4 verglichen wird.

In den Abbildungen 4.28 und 4.29 ist dargestellt, wie sich die berechneten Besetzungen der Energieniveaus und die Zahl der Laserphotonen im Resonator bei Modulation der Pumpleistung entwickeln: Zum Zeitpunkt $t = 0$ springt die Pumpleistung von Null auf den Wert $5 \cdot 10^8$, zum Zeitpunkt $t = 2{,}5\,\text{ms}$ wird die Pumpleistung für die Dauer von 0,2 ms abgeschaltet. Für die Berechnungen wurden wiederum die selben Parameter verwendet, die gestrichelten Kurven gelten wieder für schwächere Kreuzrelaxationsraten ($K_{3267} = K_{7602} = 1{,}3 \cdot 10^{-9}$ bzw. $= 2{,}0 \cdot 10^{-9}$) und in Abb. 4.29 ist die Laseremission durch nur 4-prozentige Reflexion der Faserendflächen bei der Laserwellenlänge unterdrückt.

Interessant ist der starke Anstieg der Besetzung des $^1G_4$-Niveaus als Reaktion auf das plötzliche Abschalten der Pumpleistung: Der das $^1G_4$-Niveau entvölkernde Pumpprozess entfällt, die Besetzung der thermisch stark gekoppelten Niveaus $^3P_0$, $^3P_1$ und $^1I_6$ zerfällt rasch in den Grundzustand $^3H_4$, von wo aus sie durch Kreuzrelaxation mit den langlebigen Yb^{3+}-Ionen ins $^1G_4$-Niveau „geschaufelt“ wird; ein Teil der Besetzung des oberen Laserniveaus geht auch per Kreuzrelaxation ($^3P_0$, $^2F_{7/2} \rightarrow {}^1G_4$, $^2F_{5/2}$) direkt ins $^1G_4$-Niveau über.

Abb. 4.30 zeigt in einer vergrößerten Darstellung die zeitliche Entwicklung der Photonenzahl und der Besetzung des oberen Laserniveaus als Reaktion auf das erstmalige Einschalten der Pumpleistung. Man erkennt den typischen Einschwingvorgang der Laseremission (Spiking), Abzählen der Schwingungsperioden ergibt eine äquivalente Frequenz der Relaxationsschwingungen von circa 350 kHz und entspricht von der Größenordnung den experimentellen Beobachtungen.

In Abb. 4.31 wird das experimentell beobachtete Anwachsen des Fluoreszenzsignals (Faser LVF3) beim erstmaligen Einschalten nach langer Auszeit mit der berechneten Einschaltdynamik verglichen. Die berechnete Besetzung des $^3P_0$-Niveaus wurde dabei so skaliert, dass ihr Maximalwert mit dem des gemessenen Fluoreszenzsignals zusammenfällt. Man erkennt, dass die Besetzung des oberen Laserniveaus $^3P_0$ bzw. das hierzu proportionale Fluoreszenzsignal in der Simulation auch bei schwacher Kreuzrelaxationsstärke ($K_{3267} = K_{7602} = 1{,}3 \cdot 10^{-9}$) deutlich schneller als die experimentell bestimmte Fluoreszenz anwächst. Eine Verminderung der Ytterbium-Absorptionsrate (B_{67}) im Modell bewirkt zwar einen verlangsamten Beginn des Anregungsprozesses, ändert jedoch die Steilheit des

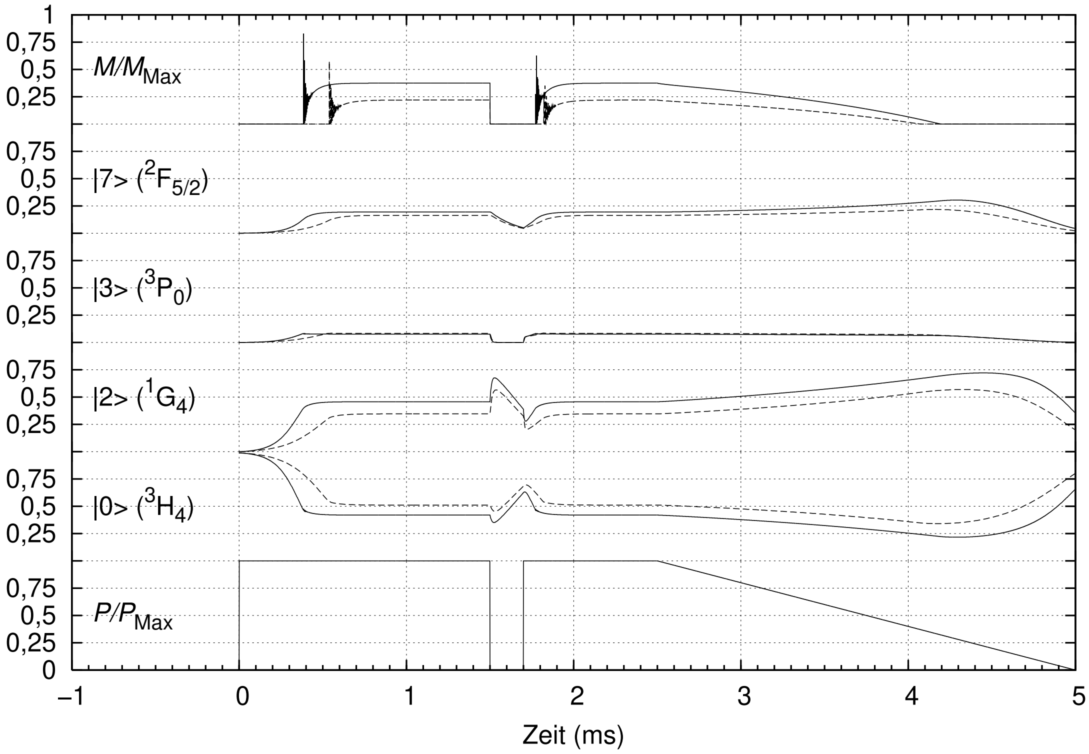

Abb. 4.28: Relative Besetzung der Energieniveaus bei Laseremission.

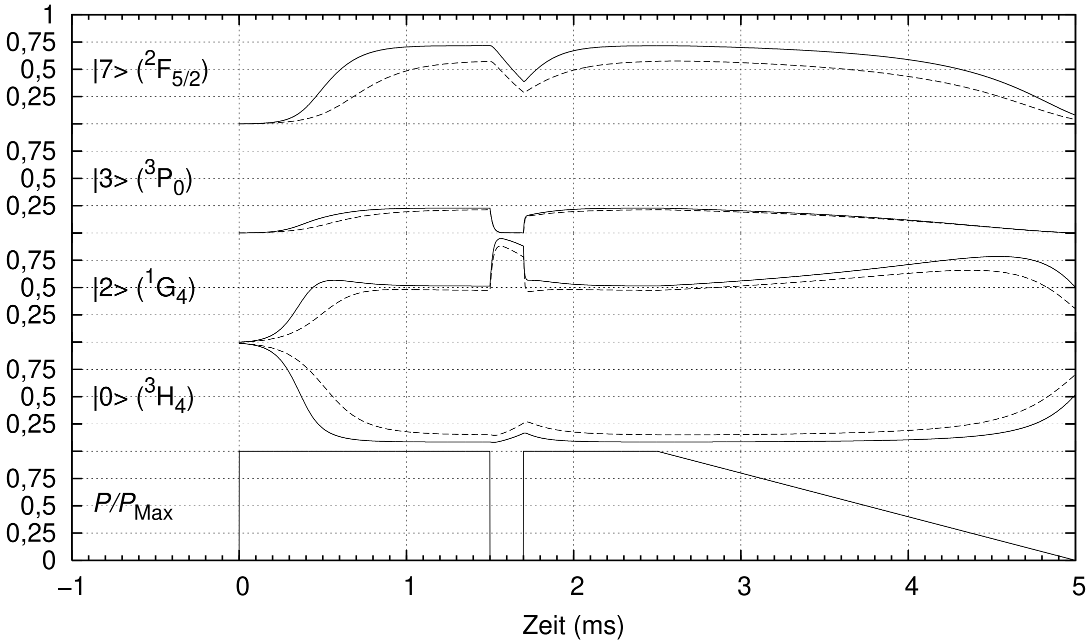

Abb. 4.29: Relative Besetzung der Energieniveaus ohne Laseremission.

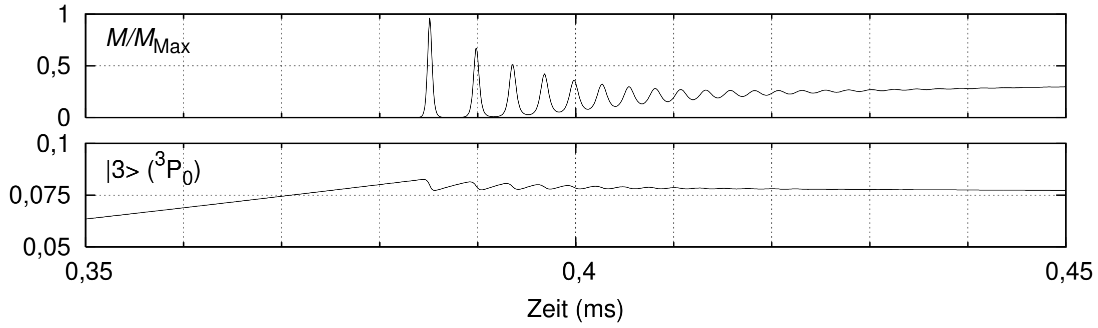

Abb. 4.30: Ausschnittsvergrößerung aus Abb. 4.28.

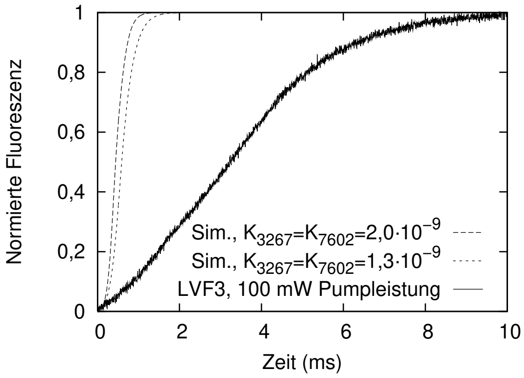

Abb. 4.31: Einschaltvorgang.

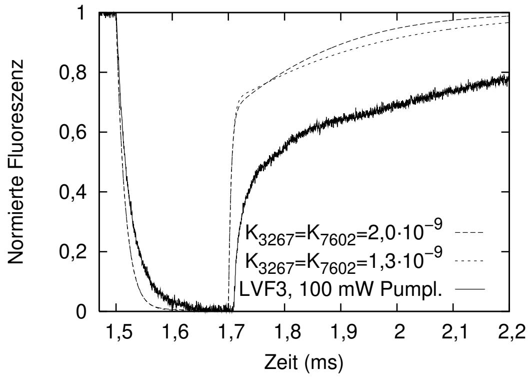

Abb. 4.32: Pumplichtunterbrechung.

Anstiegs nicht merklich. Zwar kann im Modell durch eine weitere Verringerung der Stärke der Kreuzrelaxation oder auch durch eine sehr geringe Pumprate die Anstiegsgeschwindigkeit der Fluoreszenz weiter verringert werden, jedoch wird dann nur eine schwache Besetzung des oberen Laserniveaus und daher kein Laserbetrieb erzielt. Ein Grund für die unbefriedigende Übereinstimmung könnten Diffusionsprozesse angeregter Ionen im laseraktiven Material sein: Die Konzentration der Yb^{3+}-Ionen im Faserkern ist deutlich höher als die der Pr^{3+}-Ionen, so dass zu erwarten ist, dass Anregungsenergie zunächst von einem Yb^{3+}-Ionen zu anderen Yb^{3+}-Ionen transferiert wird, bevor die Übertragung an ein Pr^{3+}-Ion stattfinden kann. Solche Diffusionsprozesse wurden in dem stark vereinfachten Modell nicht vorgesehen und sind für die Effizienz des Anregungsprozesses nicht unbedingt relevant. Daher kann man aus dieser unbefriedigenden Übereinstimmung nicht grundsätzlich auf eine Unbrauchbarkeit des Modell zur Beschreibung der Effizienz des Anregungs- bzw Laserprozesses schließen.

In Abb. 4.32 wird verglichen, wie sich die modellierte Besetzung des oberen Laserniveaus $^3P_0$ und das gemessene Fluoreszenzsignal der Faser LVF3 bei kurzer Unterbrechung der Pumpleistung verhalten. (Auch in dieser Abbildung wurden beide Kurven auf den gleichen Maximalwert skaliert.) Im Modell wie im Experiment erkennt man die näherungsweise exponentielle Abnahme der Fluoreszenz beim Abschalten und den sprunghaften Anstieg beim Wiedereinschalten der Pumpleistung aufgrund der noch vorhandenen Besetzung des $^1G_4$-Niveaus (vgl. die ausführliche Diskussion in Abschnitt 4.4). Das Modell zeigt ein etwas schnelleres Abklingen und ein stärkeres Anwachsen der Fluoreszenz beim Wiedereinschalten der Pumpleistung. Dies bedeutet, dass die experimentellen Lebensdauern des $^3P_0$-Niveaus größer und die des $^1G_4$-Niveaus kürzer als im Modell sind (wobei man stets berücksichtigen muss, dass das $^1G_4$-Niveau nach dem Abschalten des Pumplichtes durch Kreuzrelaxation mit den Yb^{3+}-Ionen „nachgefüttert" wird.). Eine starke Verringerung der Stärke der Kreuzrelaxationsraten ergibt eine etwas bessere Übereinstimmung mit dem Experiment, aber dann wird wiederum die Anregungseffizienz so gering, dass bei unveränderten übrigen Parametern keine Laseroszillation angeregt werden kann. Dass im Modell die Stärke der Kreuzrelaxation für die Reaktion auf die Pumplichtunterbrechung nur minimale, für die Lasereffizienz aber große Auswirkungen hat, ist übrigens ein Hinweis darauf, dass die in Abschnitt 4.4 durchgeführten Lebensdauermessungen nur geringe Relevanz bezüglich der Lasereffizienz besitzen könnten.

Insgesamt ergeben sich beträchtliche Differenzen zwischen den berechneten Daten und den verfügbaren Messergebnissen. Dies war aufgrund des stark vereinfachten Modells, das nur die grundlegenden Prozesse beschreiben sollte, auch zu erwarten. Dennoch liefert dieses einfache Modell eine Reihe von Informationen – insbesondere zeigt es, dass durch den zweistufigen Kreuzrelaxations-Anregungsprozess prinzipiell eine effiziente Besetzung des $^1G_4$-Niveaus und gleichzeitig eine für blauen Laserbetrieb wünschenswerte starke Entvölkerung des Grundzustandes erreicht werden kann. Interessant ist auch, wie empfindlich die Lasereffizienz auf kleine Änderungen der Stärke der Kreuzrelaxationsraten reagiert – dies lässt vermuten, dass durch Variation der Dotierungskonzentrationen (die sich bisher stets eng an Empfehlungen aus (Xie und Gosnell 1995a) orientieren) noch Steigerungen der Lasereffizienz möglich sind.

Dieses Modell sollte den Anregungsprozess in möglichst einfacher Form, mit möglichst wenig freien Parametern beschreiben. Bevor Erweiterungen, wie sie beispielsweise in (Sandrock 1997) erwähnt werden (Dreiionenprozesse, Kreuzrelaxation zwischen benachbarten Praseodym-Ionen: $^3P_0$, $^3H_4 \rightarrow {}^1G_4$, $^1G_4$) oder die inhomogene Pumplichtverteilung innerhalb der Faser, in das Modell integriert werden, sollten weitere grundlegende Untersuchungen zum Vergleich von Modell und Experiment durchgeführt werden. Dies betrifft insbesondere die experimentelle Bestimmung der Besetzung des $^1G_4$-Niveaus in Abhängigkeit von der Pumpleistung. Für eine aussagekräftige Beurteilung dieses oder anderer Modelle des Anregungsprozesses wären insbesondere auch Messdaten von Fasern oder Glasstücken mit deutlich anderer Dotierungskonzentration hilfreich.

5 Mehrfarbiger Laserbetrieb

Ein wesentlicher Vorteil der Verwendung von Pr^{3+}-Ionen als laseraktives Medium ist die Existenz einer Vielzahl von anregbaren Laserübergängen im sichtbaren und nahen infraroten Spektralbereich. In Kapitel 3 wurde gezeigt, dass insbesondere auch bei den (für Anwendungen) interessanten Wellenlängen 492 und 521 nm effiziente Laseremission möglich ist. Daneben lassen sich der sehr effiziente Übergang bei 635 nm und eine Reihe weiterer Übergänge anregen. Praseodym ist damit ein ideales Material, um einen mehrfarbig emittierenden Laser aufzubauen.

In diesem Kapitel werden verschiedene Methoden zur Farbumschaltung und zur Erzielung von gleichzeitigem bzw. durchstimmbarem Laserbetrieb diskutiert und es werden Messergebnisse zum zweifarbigen Laserbetrieb (rot-blau) und zur Umschaltdynamik zwischen zwei Emissionswellenlängen präsentiert.

Da es praktisch unmöglich ist, die Verstärkung oder die faserinternen Verluste für einen speziellen Laserübergang gezielt zu beeinflussen, müssen zur Steuerung der Emissionswellenlänge die Resonatorverluste durch Justierung optischer Elemente oder durch direkte Beeinflussung der Reflexionseigenschaften der Resonatorspiegel verändert werden.[1]

5.1 Farbumschaltung durch Justierung optischer Elemente

In Abb. 5.1 sind vier verschiedene Methoden dargestellt, mit denen durch Rückreflexion des aus der Faser austretenden Fluoreszenzlichtes prinzipiell Laseremission angeregt werden kann. Dabei kann die Reflexion durch Ausnutzung dispersiver Effekte wellenlängenselektiv erfolgen, so dass Durchstimmbarkeit der Laseremission bzw. Farbumschaltung möglich ist. Zusätzlich zu den dargestellten, vom Faserende räumlich getrennt angeordneten Elementen, kann direkt auf dem Faserende ein wellenlängenselektiver Rückkoppelspiegel angeordnet werden. Durch diesen Spiegel kann zunächst Laseremission auf einem (schwachen) Übergang angeregt werden, wobei dann durch die Justierung der Rückkoppeloptik die Re-

[1] Für die blaue Laseremission bei 492 nm könnte man die internen Verluste prinzipiell verändern, indem die thermische Besetzung des unteren Laserniveaus durch Kühlen oder Heizen der Faser gezielt beeinflusst wird.

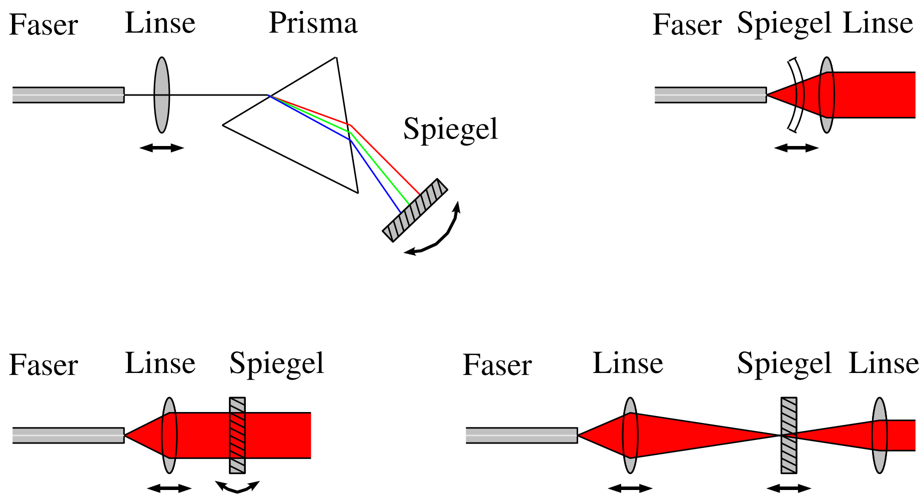

Abb. 5.1: Farbumschaltung durch Justierung optischer Elemente.

sonatorumlaufverluste für andere Emissionswellenlängen vermindert und damit kontinuierlich auf andere Emissionswellenlängen umgeschaltet werden kann. Beispielsweise kann die Faser mit Spiegeln versehen werden, die für blaues Licht mittlere bis hohe, für rotes und infrarotes Licht niedrige bis mittlere Reflexion besitzen. Die Faser emittiert dann zunächst blau, durch Rückkopplung roter Fluoreszenz mit Hilfe einer externen Optik kann dann kontinuierlich auf rote Emission umgeschaltet werden.

Links oben in Abb. 5.1 ist ein Aufbau skizziert, bei dem das aus der Faser austretende Licht von einer Linse kollimiert und nach dem Durchgang durch ein Prisma von einem Planspiegel zurück reflektiert wird. Durch Verkippung des Spiegels kann die Rückkoppeleffizienz der verschiedenen Spektralanteile eingestellt werden.

Mit einem ähnlichen Aufbau konnte von Allain u. a. unter Verwendung einer (nur) mit Pr^{3+}-Ionen dotierten ZBLAN-Faser bei Anregung mit einem bei 476 nm emittierenden Argon-Ionen-Laser bereits im Jahre 1991 Laseremission bei 610, 635, 695, 715, 885 und 910 nm Emissionswellenlänge angeregt werden. Die Emissionswellenlänge lies sich sogar jeweils um einige Nanometer durchstimmen, Laseremission bei 492 und 521 nm lies sich allerdings (vermutlich wegen zu geringer Rückkoppeleffizienz) mit diesem Aufbau nicht anregen (Allain u. a. 1991b).

Der guten Durchstimmbarkeit stehen jedoch auch einige Nachteile gegenüber: Wird dieses System (mit einem teildurchlässigen Spiegel) auf der Auskoppelseite verwendet, so haben die verschiedenen Wellenlängen eine unterschiedliche Emissionsrichtung. Damit ist der für praktische Anwendungen bedeutsame Vorteil einer gemeinsamen optischen Achse aller emittierten Emissionsfarben nicht mehr gegeben. Prinzipiell könnte dieser Aufbau auch auf der Einkoppelseite eingesetzt werden, aber es erscheint als äußerst schwierig, das Pumplicht durch das Prisma hindurch effizient in die Faser einzukoppeln. Wird zur Kollimation eine nicht chromatisch korrigierte Linse verwendet, so ist für eine gute Rückkoppeleffizienz neben der Spiegelverkippung jeweils auch eine axiale Verschiebung der Linse erforderlich.

In dem in Abb. 5.1 rechts oben dargestellten Aufbau wird ein sphärischer Hohlspiegel verwendet, um das aus der Faser austretende Licht in diese zurück zu reflektieren. Ein teildurchlässiger Spiegel könnte als Auskoppelspiegel, ein für das Laserlicht hochreflektierender und für das Pumplicht durchlässiger Spiegel als Einkoppelspiegel verwendet werden. Zwar ist mit diesem Spiegel keine spektrale Selektion der zurück gekoppelten Emissionswellenlänge möglich, aber in Verbindung mit einer verspiegelten Faserendfläche könnte durch axiale Verschiebung dieses Spiegels prinzipiell eine Farbumschaltung realisiert werden. Allerdings beeinflusst eine axiale Verschiebung des Hohlspiegels (aufgrund seiner endlichen Dicke) den Strahlengang des Pumplichtes bzw. des auszukoppelnden Laserlichtes, so dass diese Anordnung für Farbumschaltung weniger geeignet erscheint. Dieser Aufbau wurde nicht erprobt, da keine geeigneten Hohlspiegel verfügbar waren.

In dem in Abb. 5.1 links unten dargestellten Aufbau wird das aus der Faser austretende Licht von einer Linse kollimiert und von einem senkrecht zur Faserachse ausgerichteten Planspiegel in die Faser zurück reflektiert. Auch bei diesem Aufbau kann zusätzlich ein direkt auf der Faserendfläche angebrachter Spiegel verwendet werden. Die Farbumschaltung kann durch Verkippung des Spiegels oder durch Verschiebung der Linse erfolgen.

Auf der Auskoppelseite kann durch Ausnutzung der chromatischen Aberration der (asphärischen) Rückkoppellinse in Verbindung mit einem breitbandig reflektierenden Auskoppelspiegel die Güte der Rückkopplung durch axiale Verschiebung der Linse spektralselektiv eingestellt und damit die Emissionswellenlänge ausgewählt werden. Bedingt durch diesen Aufbau ist das selektierte Laserlicht auch bei Verwendung einer nicht chromatisch korrigierten Linse jeweils sehr gut kollimiert.

Mit einem für das Laserlicht hochreflektierenden und für das Pumplicht durchlässigen Spiegel ist dieser Aufbau prinzipiell auch für die Einkoppelseite geeignet. Dann darf die Farbumschaltung jedoch nur durch Spiegelverkippung erfolgen, und es muss eine chromatisch korrigierte Linse oder Pumplicht mit einstellbarer Strahldivergenz eingesetzt werden.

Bei Verwendung einer chromatisch korrigierten Linse (Achromat) könnten mit dieser Anordnung auch mehrere hintereinander angeordnete wellenlängenselektive Spiegel eingesetzt werden, um jeweils eine einzelne Emissionswellenlänge anzuregen.

Dieser Aufbau wurde von uns als Auskoppeleinheit zur Farbumschaltung zwischen blauer und roter Laseremission erprobt. Dazu wurde auf der Einkoppelseite der Faser ein Mikrospiegel mit hoher Reflexion bei 492 nm, circa 10 % Reflexion bei 635 nm und hoher Transmission bei der Pumpwellenlänge in direkten Kontakt mit der rechtwinklig zur Faserachse polierten Faserendfläche gebracht. Das andere Faserende wurde in gleicher Weise mit einem Mikrospiegel mit circa 13 % Transmission bei 492 nm, minimaler Reflexion bei 635 nm (circa 1 %) und circa 80 % Reflexion bei der Pumpwellenlänge versehen. Mit diesen an den Faserendflächen fixierten Mikrospiegeln emittiert dieser Faserlaser zunächst bei 492 nm Emissionswellenlänge. Zur Umschaltung auf rote Emission wird (an der Auskoppelseite) eine asphärische Kollimationslinse [6] und ein an einem justierbaren Spiegelhalter angebrachter Planspiegel mit geringer Reflexion bei 492 nm und mittlerer (mindestens 10 %) Reflexion bei 635 nm verwendet. Wird mit dieser Anordnung das aus der Faser austretende rote Fluoreszenzlicht in die Faser zurück reflektiert, so kann kontinuierlich auf rote Laseremission umgeschaltet werden. Ein Einkoppelspiegel mit mehr als 10 % Reflexion bei 635 nm konnte nicht eingesetzt werden, da der Laser sonst permanent Rot emittiert. Bei roter Laseremission geht bei diesem Aufbau daher rund die Hälfte der Laseremission an der Einkoppelseite verloren. Aufgrund der hohen Effizienz der Faser bei roter Emission entspricht die nutzbare rote Laseremission jedoch annähernd der blauen. (Versuchsweise wurde statt der asphärischen Rückkoppellinse auch ein Achromat eingesetzt. Wegen dessen schlechterer Abbildungsqualität ließ sich mit ihm jedoch keine rote Laseremission anregen. Die Anregung blauer oder grüner Laseremission allein durch Rückkopplung mit Linse und externem Spiegel, also ohne einen auf der Faser fixierten Mikrospiegel, ist bisher nicht gelungen. Dies liegt einerseits an der geringeren Verstärkung der Faser bei grüner und blauer Emission, andererseits aber auch daran, dass keine Rückkoppellinse mit einer für diesen Wellenlängenbereich optimierten Abbildungsqualität verfügbar war.)

Ein wesentlicher Nachteil dieses Aufbaus ist allerdings die hohe Empfindlichkeit gegen eine minimale Spiegelverkippung, so dass sich mit dem Laboraufbau ohne manuelle Nachjustierung nur für wenige Minuten rote Laseremission aufrecht erhalten ließ.

Wird bei diesem Aufbau der Abstand von Linse und Faser ein wenig und der Abstand von Linse und Spiegel deutlich vergrößert, so wird das aus der Faser austretende Licht auf den Spiegel fokussiert und aus dem Fokus in die Faser zurück reflektiert. Dieser, um eine weitere Kollimationslinse ergänzte Aufbau ist unten rechts in Abb. 5.1 abgebildet und wurde von uns zunächst auf der Auskoppelseite der Faser eingesetzt. (Verwendet wurde die selbe direktverspiegelte Faser, die selbe Linse und der selbe externe Rückkoppelspiegel.) Dieser Aufbau ist weniger empfindlich gegen eine Dejustierung, denn durch Spiegelverkippung reduziert sich in diesem Fall die Güte der Rückkopplung nur aufgrund der schlechteren

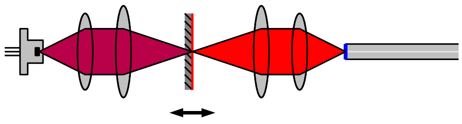

Abb. 5.2: Farbumschaltung Blau/Rot auf der Einkoppelseite.

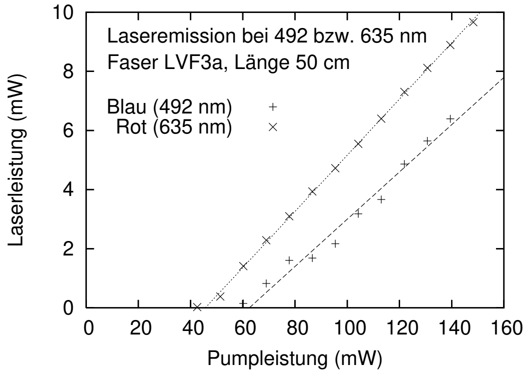

Abb. 5.3: Emissionsleistung des umschaltbaren Lasers.

Ausleuchtung der Linse, während sich bei Rückkopplung des kollimierten Lichtes auch die Fokusposition auf der Faser verändert. Durch axiale Verschiebung der Linse oder des Spiegels kann die Rückkopplung der roten Fluoreszenz optimiert und damit kontinuierlich auf rote Laseremission umgeschaltet werden. Mit einem anderen externen Rückkoppelspiegel mit circa 30 % Reflexion im Bereich zwischen 600 und 640 nm konnte durch feinfühlige Verschiebung der asphärischen, nicht chromatisch korrigierten Linse auch die Umschaltung zwischen den Emissionswellenlängen 492, 605 und 635 nm demonstriert werden. Die Emissionsleistung war in diesem Aufbau jedoch auf circa ein Milliwatt beschränkt, da der größte Teil des Laserlichtes durch den Einkoppelspiegel mit circa 10 % Reflexion bei 605 und 635 nm verloren ging.

Obwohl diese Methode der Farbumschaltung recht gut funktioniert, ist es etwas unbefriedigend, dass ein Großteil der roten Laseremission an der Einkoppelseite verloren geht. Eine bessere Effizienz ergibt sich, wenn man die Veränderung der Umlaufverluste an der Einkoppelseite vornimmt. Ein mit Mikrospiegeln für blaue Emission präparierter Laser (Einkoppelspiegel mit hoher Reflexion bei 492 nm und hoher Transmission bei 635 und 840 nm, Auskoppelspiegel mit 10 bis 25 % Transmission bei 492 nm, maximal 10 % Reflexion bei 635 nm und beliebiger Reflexion bei 840 nm) kann dann einkoppelseitig auf effizienten roten Laserbetrieb umgeschaltet werden. Dabei muss allerdings darauf geachtet werden, dass durch die Umschaltmechanik die Effizienz der Pumplichteinkopplung nicht zu stark verschlechtert wird.

Eine entsprechende Einkoppeloptik wurde in den vergangenen Monaten von O. Hellmig während seiner an unserem Institut durchgeführten Diplomarbeit aufgebaut (Hellmig 2004) und ist in Abb. 5.2 skizziert: Die für einfarbigen Laserbetrieb verwendete Einkoppeleinheit (siehe Abb. 3.4 auf Seite 41) wurde durch zwei weitere Linsen [36] ergänzt, so dass zwischen der Kollimationslinse der Laserdiode und der Einkoppellinse der Faser ein Zwischenfokus erzeugt wird. Wird ein bei 635 nm hochreflektierender und bei 840 nm nahezu transparenter Spiegel in diesen Zwischenfokus geschoben, so wird ein großer Teil des aus der Faser austretenden roten Fluoreszenzlichtes in diese zurück reflektiert und es setzt rote Laseremission ein. Durch die Verwendung eines dünnen Spiegelsubstrates mit guter Oberflächenqualität wird dabei die Pumplichteinkopplung nicht nennenswert gestört, auch die bei der Spiegelverschiebung unvermeidliche minimale Verkippung des Spiegels macht sich kaum bemerkbar. (Da alle vier Linsen chromatisch nicht korrigierte Asphären sind, ist übrigens die Position des Pumplichtzwischenfokus nicht identisch mit der Fokusposition des roten Laserlichtes.) Zur Erprobung dieser Umschaltmechanik wurde wieder eine mit Mikrospiegeln versehene Faser verwendet. Der Einkoppelspiegel der Faser ist hochreflektierend bei 492 nm und nahezu transparent bei 635 und 840 nm, der Auskoppelspiegel besitzt bei 492 nm circa 15 % Transmission, bei 635 nm circa fünf und bei 840 nm um 20 % Reflexion. In Abb. 5.3 ist je eine Kennlinie für eingestellte rote und blaue Emission bei Anregung mit einer Eagleyard-Laserdiode [4] dargestellt. Wie man sieht wird gute Effizienz bei roter Emission erreicht, ohne dass die blaue Effizienz im Vergleich zum einfarbigen blauen Betrieb merklich verschlechtert wird. (Weitere Untersuchungen zu diesem Aufbau, auch zu gleichzeitig blauer und roter Emission und zur Emissionsdynamik, werden in der Diplomarbeit von O. Hellmig dargestellt (Hellmig 2004).)

5.2 Farbumschaltung durch direkte Veränderung der Spiegelreflexion

Wie in Abschnitt 3.2.4 bereits erwähnt wurde, bestehen Laserspiegel typischerweise aus einer Anzahl dünner, aufeinander folgender dielektrischer Schichten mit unterschiedlichen Brechungsindizes. Der wellenlängenabhängige Reflexionsverlauf des Schichtsystems entsteht durch Interferenz der an den Grenzflächen der Schichten reflektierten Teilwellen. Maximale Reflexion ergibt sich, wenn die Schichtdicken in der Größenordnung eines Viertels der Wellenlänge liegen, da die einzelnen Teilwellen sich dann durch den optischen Wegunterschied von $\lambda/2$ und den zusätzlichen Phasensprung um π beim Übergang vom optisch dünneren ins optisch dichtere Medium konstruktiv überlagern. Der Einsatz von Dielektrika, die sich im Brechungsindex stark unterscheiden, ergibt hohe Reflexion je Grenzfläche und erlaubt dadurch die Herstellung hochreflektierender Spiegel mit nur wenigen Schichten.

Im einzelnen sind die optischen Eigenschaften eines Schichtsystems durch folgende Parameter bestimmt:

- Brechungsindizes der Schichten
- Dicke der Schichten
- Anzahl der Schichten
- Einfallswinkel

Um den wellenlängenabhängigen Reflexionsverlauf eines gegebenen Spiegelsystems dynamisch zu modifizieren, muss mindestens einer dieser Werte verändert werden. Da die einzelnen Schichten gewöhnlich aus absorptionsarmen dielektrischen Materialien bestehen, die schichtweise auf Glassubstrate (oder direkt auf die Faserendflächen) aufgedampft bzw. neuerdings auch aufgesputtert werden, sind die Variationsmöglichkeiten sehr eingeschränkt. Minimale Effekte, etwa die Veränderung der optischen Dichte durch Erwärmung oder durch das Anlegen eines elektrischen Feldes (Kerr-Effekt[2]) sind für die beabsichtigte Umschaltung der Emissionsfarbe des Lasers nicht ausreichend. Durch Variation des Einfallswinkels wäre prinzipiell eine größere Beeinflussung des Reflexionsverlaufs möglich, jedoch müsste der Spiegel dann räumlich getrennt vom Faserende angeordnet werden und es wären weitere optische Elemente für die effiziente Rückkopplung des Laserlichtes in die Faser erforderlich.

Eine prinzipiell recht einfache Möglichkeit für eine deutliche Veränderung des Reflexionsverlaufs ergibt sich jedoch, wenn dem Schichtsystem mindestens eine weitere Schicht einstellbarer Dicke hinzugefügt wird. Dies kann beispielsweise dadurch erfolgen, dass ein Schichtsystem in zwei Teilsysteme unterteilt wird, zwischen denen sich eine dünne Gas- oder Flüssigkeitsschicht variabler Dicke befindet. Eine auf diese Weise eingefügte *Luftschicht* der Größenordnung $\lambda/4$ kann beispielsweise den Reflexionsverlauf eines Spiegels sehr deutlich beeinflussen.

Bei einem großflächigen Spiegel wäre es technisch sehr anspruchsvoll, die zwei Teilspiegel auf der gesamten Kontaktfläche in einem definierten Abstand von einigen zehn Nanometern zu positionieren.

Bei einem direkt am Faserende angeordneten Spiegel muss dieser definierte Abstand jedoch nur für eine kleine Fläche eingestellt werden. Eine weitere technische Vereinfachung ergibt sich, wenn die variable Luftschicht zwischen der polierten Faserendfläche und der zuletzt auf das Spiegelsubstrat aufgedampften dielektrischen Schicht angeordnet wird. Das auf ein dünnes Glassubstrat aufgedampfte Schichtsystem kann dann durch ein Stellelement (z. B. Piezo-Aktor) in engen Kontakt mit der leicht konvex polierten Faserendfläche gebracht werden, so dass die Luftschicht zwischen der Faser und dem aufgedampften Schichtsystem als weitere dielektrische Schicht einstellbarer Dicke wirkt und so das Reflexionsverhalten des Gesamtsystems deutlich beeinflusst.

[2] John Kerr (1824–1907).

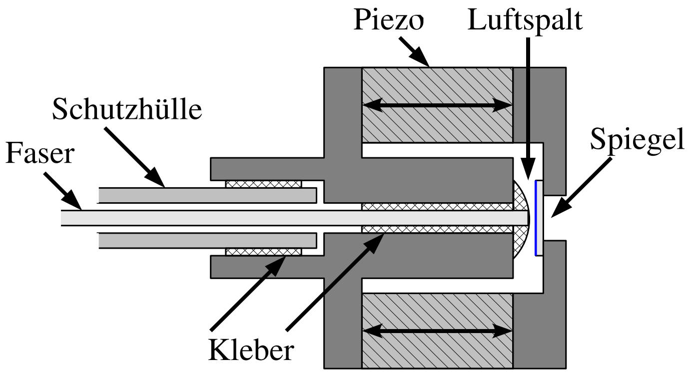

Abb. 5.4: Veränderung der Spiegelreflexion durch einen variablen Luftspalt.

Tatsächlich zeigt sich, dass bei einigen der für blaue Laseremission optimierten Spiegel die rote Reflexion durch einen Spalt von circa 100 nm zwischen Faser und Schichtsystem auf bis zu 10 % ansteigt, während sich die blaue Reflexion nur unwesentlich verändert.

Diese Methode zur Farbumschaltung wurde zunächst an der Auskoppelseite der Faser für die Umschaltung zwischen blauer und roter Laseremission erprobt. (Prinzipiell lässt sich diese Methode auch an der Einkoppelseite anwenden, allerdings muss man sich dann bemühen, ein Schichtsystem zu finden, das unabhängig von der Luftspaltdicke gute Transmission für das Pumplicht besitzt und sich dennoch bezüglich der Laseremissionswellenlängen definiert verändert.) Die an der Auskoppelseite der Faser angebrachte Umschalteinheit ist in Abb. 5.4 skizziert: Als mechanisches Stellelement wurde ein 30 mm langer, ringförmiger *Piezo-Aktor* [37] mit 22 mm Gehäusedurchmesser verwendet. Das Faserende der Auskoppelseite wurde in ein in der Institutswerkstatt gefertigtes, rotationssymmetrisches Metallteil eingeklebt, das mit einer Seite des Piezo-Gehäuses verbunden wird. Die Faserendfläche ist von einem Klebertropfen umgeben und senkrecht zur Faserachse leicht konvex poliert. Auf der gegenüber liegenden Seite des Piezo-Gehäuses wird ein Metallring, in dessen Zentrum sich ein dünnes, verspiegeltes Glassubstrat befindet, so fixiert, dass die Spiegelschichten ganz leicht die Faserendfläche berühren. Beim Anlegen einer (positiven) elektrischen Spannung dehnt sich das Piezo-Element aus, so dass sich der Spiegel um bis zu einen Mikrometer von der Faserendfläche entfernt.

Ein ursprünglich für blauen Laserbetrieb entworfener Auskoppelspiegel (mit Pumplichtreflexion) wurde etwas variiert, so dass die rote Reflexion beim Abheben des Spiegels von der Faser auf mehr als 10 Prozent ansteigt. Um eine hohe thermische Zerstörschwelle der Spiegel zu gewährleisten, wurden wieder die absorptionsarmen Materialien Siliziumdioxid und Hafniumdioxid verwendet, die auf circa 0,2 mm dünne, feuerpolierte Substrate aufgedampft wurden. Das verwendete

Schicht	HfO_2 (nm)	SiO_2 (nm)	HfO_2 (nm)	SiO_2 (nm)
01...04	167,1	110,9	127,3	124,0
05...08	138,3	101,8	100,5	163,1
09...12	100,5	081,6	202,3	084,2
13...16	078,3	058,7	069,8	077,7
17...20	073,7	062,0	070,5	078,3
21	035,9			

Tab. 5.1: Schichtsystem für Farbumschaltung: Zwischen der 21. Schicht und der Faser befindet sich der Luftspalt.

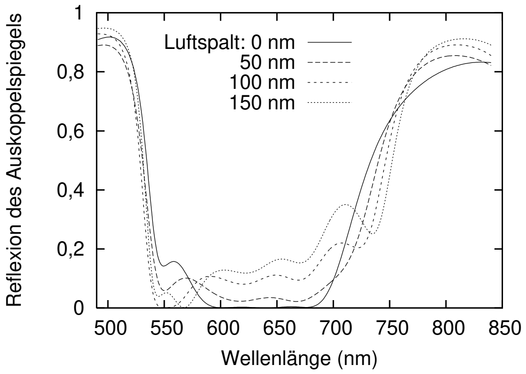

Abb. 5.5: Veränderung des Reflexionsvermögens des Auskoppelspiegels durch die Größe des Luftspaltes (berechnet).

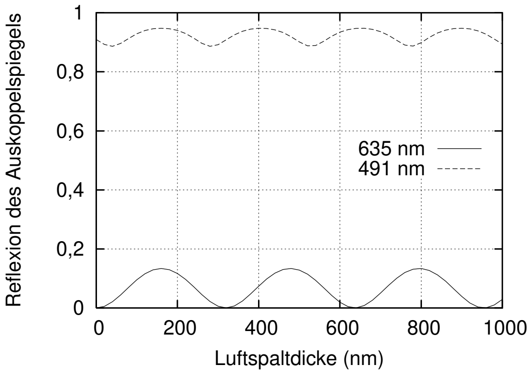

Abb. 5.6: Spiegelreflexion bei 491 und 635 nm als Funktion vom Abstand des Spiegels zur Faser (berechnet).

Schichtsystem ist in Tab. 5.1 angegeben. Der (berechnete) Reflexionsverlauf dieses Spiegels ist in Abhängigkeit von der Dicke des Luftspaltes in den Abbildungen 5.5 und 5.6 dargestellt. Wird durch Erhöhung der Piezo-Spannung der Abstand der Faser zum Schichtsystem vergrößert, so wächst die Reflexion bei 635 nm von einem Wert nahe Null auf circa 13 % bei 150 nm Spaltgröße an. Allerdings ist dann auch die Reflexion für blau recht groß. Nach Abb. 5.6 verändert sich die Reflexion für Blau und Rot nahezu periodisch, wobei sich die Extrema der Reflexion beider Farben mit zunehmender Spaltgröße gegeneinander verschieben. Bei circa 0,5 µm Spaltgröße ist die Reflexion für Rot maximal und für Blau minimal, so dass die rote Emission stark begünstigt wird.

Für die Erprobung der Umschalteinheit wurde eine circa 40 cm lange Faser vom Typ LVF3 verwendet, auf deren Einkoppelseite ein Spiegel mit hoher Reflexion bei 492 nm, hoher Transmission bei 840 nm und circa 10 % Reflexion bei 635 nm fixiert wurde.

Abb. 5.7 zeigt die Emission dieses Lasers in Abhängigkeit von der Luftspalt-größe, wenn die am Piezo-Element anliegenden Spannung von einem Frequenzgenerator langsam dreieckförmig moduliert wird. (Angeregt wurde die Faser in diesem Experiment von einer (altersschwachen) SDL-Laserdiode [3] mit circa 90 mW Pumpleistung bei 145 mA Konstantstrom. Das aus der Faser austretende Licht wurde durch eine Linse kollimiert, mit einem Prisma spektral zerlegt und auf zwei Photodioden [34] gelenkt, deren Signal zusammen mit der Piezo-Spannung von einem Messrechner [38] aufgezeichnet wurde. Die tatsächliche maximale Emissionsleistung je Farbe wurde in einer parallel durchgeführten Messung mit einem Leistungsmessgerät [26] und Schmalbandfiltern bekannter Signalabschwächung [28], [39] bestimmt und zur Skalierung der Messdaten verwendet. Die zur Piezospannung gehörige Spaltgröße wurde aus dem Ausdehnungskoeffizienten des Piezo-Elements (12 µm/150 V) berechnet; der Nullpunkt der Spaltgröße ist durch mögliche Verformungen der beteiligten Komponenten und thermische Ausdehnung mit einer Unsicherheit von einigen 10 nm behaftet.) Bei negativer Piezospannung wird der Spiegel auf die Faser gedrückt, der Laser emittiert blau. Bei circa 150 nm Abstand des Schichtsystems zur Faser wird Rot und Blau gleichzeitig emittiert, bei circa 0,5 µm Spaltgröße erfolgt ausschließlich rote Emission. Der Wechsel der Emissionsfarbe wiederholt sich wie erwartet für größere Abstände, jedoch werden die Umlaufverluste aufgrund der Divergenz des aus der Faser austretenden Lichtes größer, so dass die Emissionsleistung absinkt. Das relativ starke Rauschen der Emissionsleistung ist wahrscheinlich die Folge von Modensprüngen der Laserdiode, wodurch Relaxationsschwingungen des Faserlasers angeregt werden.

In Abb. 5.8 ist die Ausgangsleistung des Faserlasers bei Modulation der Spaltgröße mit kleiner Amplitude im Bereich um 0,5 µm dargestellt. Man erkennt, dass sich auch gleichzeitige Emission beider Farben gut über die Spaltgröße einstellen lässt.

Für die in Abb. 5.9 dargestellten Messdaten wurde am Frequenzgenerator ein rechteckförmiges Signal der Frequenz 1 kHz eingestellt. Obwohl das Piezosignal durch den aus dem Ausgangswiderstand des Generators (50 Ω) und der Piezokapazität (circa 3 µF) gebildeten Tiefpass stark verformt wird, erfolgt eine schnelle Farbumschaltung.

In den Abbildungen 5.10 und 5.11 sind die Kennlinien dieses Lasers bei maximaler blauer (Spaltgröße Null) und maximaler roter Emission (Spaltgröße circa 0,6 µm) dargestellt. Die Faser wurde mit einer (alten) Sanyo-Laserdiode [2] angeregt, das emittierte Laserlicht wurde wie üblich mit einem Filter bekannter Signalabschwächung vom Pump- und Fluoreszenzlichtanteil befreit und auf den Messkopf eines Leistungsmessgerätes gelenkt.

Die Effizienz der blauen Laseremission sollte im Prinzip in der gleichen Größenordnung wie bei den einfarbigen blauen Lasern liegen, da der Auskoppelspiegel für diese Messung in direkten Kontakt zur Faser gebracht wurde und daher vom

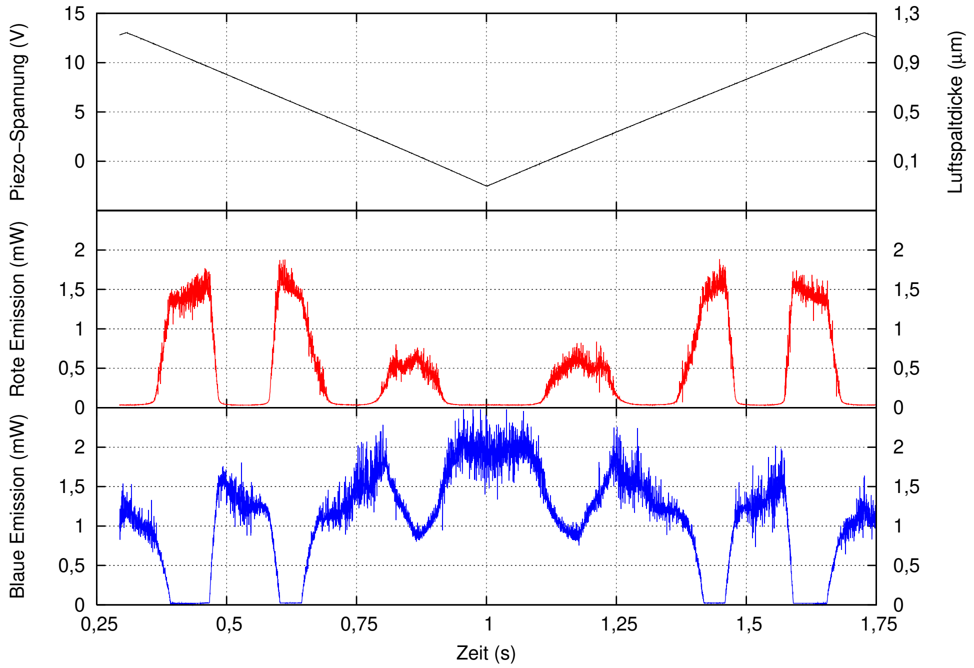

Abb. 5.7: Umschaltung der Emissionsfarbe durch Modulation des Abstandes des Auskoppelspiegels zur Faserendfläche, große Piezo-Amplitude.

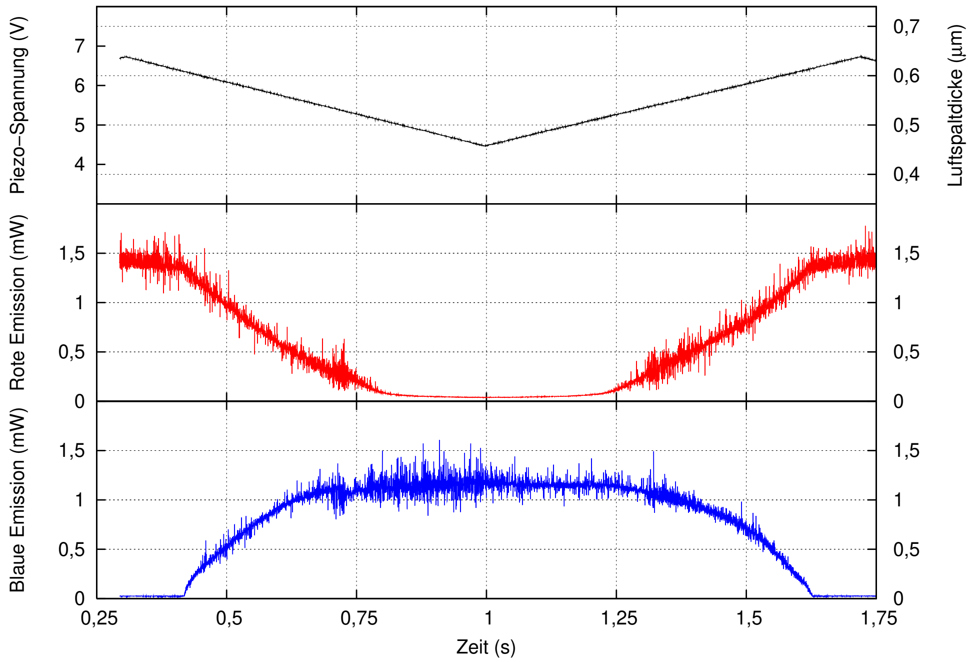

Abb. 5.8: Umschaltung der Emissionsfarbe durch Modulation des Abstandes des Auskoppelspiegels zur Faserendfläche, kleine Piezo-Amplitude.

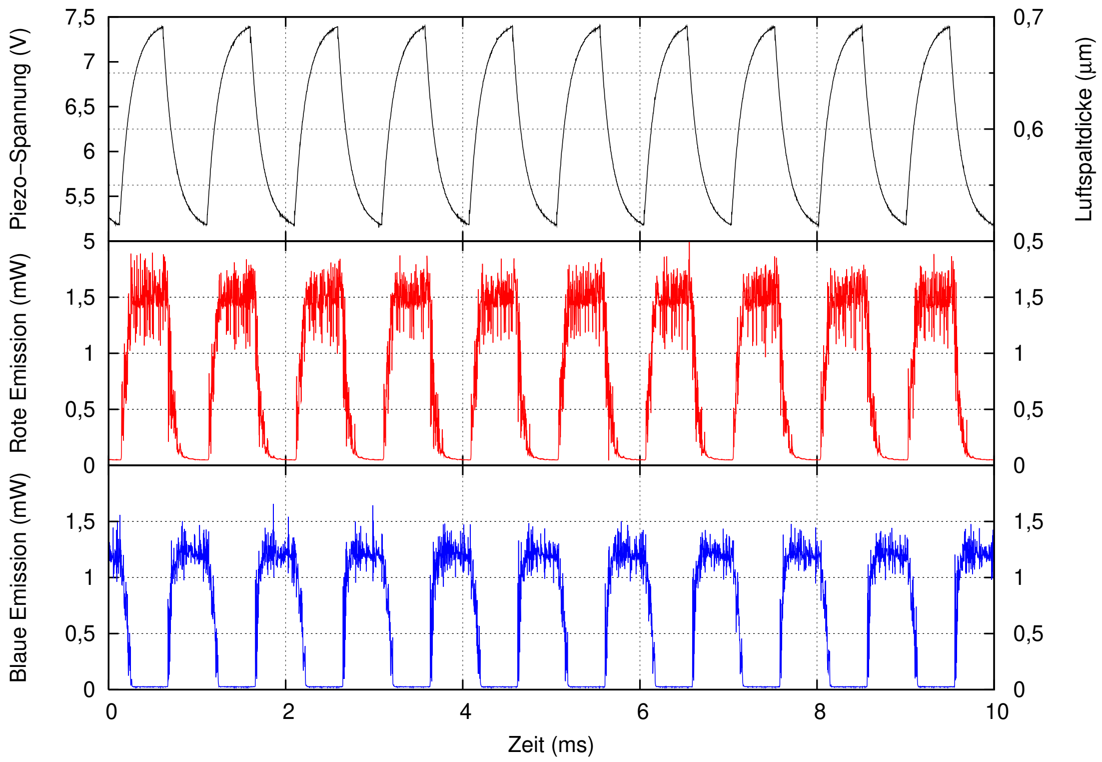

Abb. 5.9: Farbumschaltung durch schnelle Modulation der Luftspaltdicke.

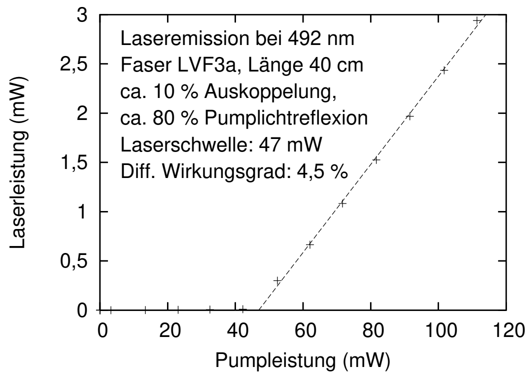

Abb. 5.10: Blaue Emission bei am Faserende anliegendem Spiegel.

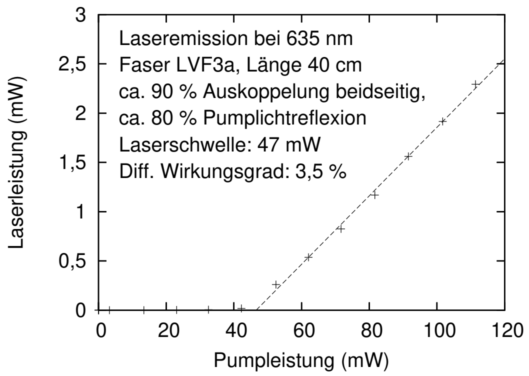

Abb. 5.11: Rote Emission bei circa 0,6 µm Spaltgröße.

Reflexionsverhalten weitgehend den in Kapitel 3 verwendeten Auskoppelspiegeln (mit Pumplichtreflexion) entspricht. Dass der differentielle Wirkungsgrad in dieser Messung nur bei circa 4,5 % liegt, könnte durch (zufällige) Verwendung eines wenig effizienten Faserstückes oder eine winzige Störstelle auf einem der Faserspiegel oder auf einer der polierten Faserendflächen zurückzuführen sein. Da die Aufnahme dieser Kennlinie erst nach der Durchführung einer Reihe von Farbumschaltungsexperimenten erfolgte, ist es auch möglich, dass das wiederholte Aufdrücken des Spiegels auf die Faser (geringfügig negative Piezospannung) zu einer minimalen Schädigung der Faserendfläche geführt hat.

Auch die rote Laser-Effizienz ist mit circa 3,5 % differentiellen Wirkungsgrad etwas geringer als erwartet und ist wahrscheinlich ebenfalls durch die schlechte Effizienz dieses speziellen Faserstückes oder einen kleinen Endflächendefekt bedingt, wenngleich man bedenken muss, dass in diesem Aufbau die Hälfte der roten Laserleistung an der Einkoppelseite verloren geht.

5.3 Ergebnisse der Farbumschaltung

Die in Abb. 5.3 dargestellten Kennlinien zeigen, dass mit der in Abb. 5.2 dargestellten Umschalteinheit einkoppelseitig sehr effizient zwischen blauer und roter Laseremission umgeschaltet werden kann. An der Auskoppelseite lässt sich die Umschaltung von blauer auf rote Emission nur mit höheren Verlusten für Rot realisieren, weil unveränderbare Einkoppelspiegel mit mehr als 10 % roter Reflexion zu permanenter roter Emission führen. (Aufgrund der hohen Verstärkung bei roter Emission steht jedoch trotz dieser Verluste für viele Anwendungen genügend rote Emissionsleistung zur Verfügung.) Die Farbumschaltung durch den in der Dicke veränderbaren Luftspalt erlaubt eine sehr kompakte Ausführung der Umschalteinheit, eine einfache elektrische Ansteuerung und einen schnellen Farbwechsel. Insbesondere kann die Änderung des Reflexionsverlaufs mit Hilfe dieses einstellbaren Luftspaltes mit geeigneten Spiegeln auch für die Farbumschaltung zwischen anderen Emissionswellenlängen eingesetzt werden. Beispielsweise konnte von O. Hellmig in seiner an unserem Institut durchgeführten Diplomarbeit mit einem modifizierten Schichtsystem und der in Abb. 5.4 dargestellten Umschalteinheit auskoppelseitig von blauer auf grüne Emission (492 nm $\leftrightarrow$ 521 nm) umgeschaltet werden. Grundsätzlich lässt sich die Veränderung der Spiegelreflexion über den einstellbaren Luftspalt auch an der Einkoppelseite der Faser durchführen, so dass an Ein- und Auskoppelseite jeweils zwischen zwei, insgesamt somit zwischen drei Farben, insbesondere zwischen 492, 521 und 635 Emissionswellenlänge umgeschaltet werden kann. Bei gleichzeitiger Verwendung des in Abb. 5.2 dargestellten Aufbaus zur einkoppelseitigen Umschaltung auf rote Emission und der in Abb. 5.4 dargestellten auskoppelseitigen Umschalteinheit mit einem für die Blau-Grün-Umschaltung geeigneten Spiegel konnte bereits zwischen Rot, Grün und Blau umschaltbare, zum Teil auch gleichzeitige Emission demonstriert werden. Erste Ergebnisse hierzu werden in der Diplomarbeit von O. Hellmig präsentiert (Hellmig 2004). Weitere Messergebnisse, insbesondere zum leistungsstabilisierten Laserbetrieb bei gleichzeitig blauer und roter Emission werden im folgenden Kapitel präsentiert.

6 Leistungsstabilisierung

Dieses Kapitel beschäftigt sich mit der Stabilisierung der Ausgangsleistung der Faserlaser bei einfarbiger und gleichzeitig mehrfarbiger Laseremission. Anhand eines Ratengleichungsmodells wird zunächst gezeigt, dass die Relaxationsschwingungen durch eine geeignete Modulation der Pumpleistung zusätzlich gedämpft werden können. Danach wird eine geeignete Stabilisierungselektronik entworfen, deren Realisierung im Anhang C dieser Arbeit detailliert beschrieben wird. Die Wirksamkeit der Stabilisierung wird sowohl bei monochromatischer Laseremission als auch bei gleichzeitiger Emission bei 492 und 635 nm experimentell überprüft.

6.1 Relaxationsschwingungen

Wird das Laserlicht der zuvor beschriebenen Faserlaser auf eine schnelle Photodiode gelenkt, so erkennt man, dass die Laseremission von periodischen Schwingungen überlagert ist. Diese so genannten *Relaxationsschwingungen* sind charakteristisch für viele Festkörperlaser und werden von Quanten-Fluktuationen, mechanischen Erschütterungen, Instabilitäten des Laserresonators und Schwankungen der Pumpleistung stets von neuem angeregt und klingen nahezu exponentiell ab.[1]

In Abb. 6.1 ist ein Ausschnitt des zeitlichen Verlaufs der Emissionsleistung eines typischen, bei 492 nm emittierenden Faserlaser dargestellt, Abb. 6.2 zeigt das zugehörige Fourierspektrum.[2]

Als Maß für die Stärke dieser Relaxationsschwingungen wird gewöhnlich die Wurzel aus der mittleren quadratischen Abweichung vom Mittelwert angegeben

[1] Periodische Relaxationsschwingungen und die als Spiking bezeichneten Leistungsspitzen als Reaktion auf größere Störungen sind charakteristisch für die meisten Festkörperlaser, Halbleiterlaser und einige andere Lasersysteme, bei denen die Besetzungsinversion auf Störungen langsamer als die Anzahl der Laserphotonen im Resonator reagiert. Für die meisten Gas-Laser ist diese Bedingung nicht erfüllt, sie zeigen daher weder Spiking noch Relaxationsschwingungen (Siegman 1986, Kapitel 25).

[2] Der gleiche Laser wurde auch für die bereits in Abb. 3.15 dargestellte Messung verwendet. (Faser LVF3c, 32,5 cm Faserlänge, circa 25 % Auskopplung, keine Pumplichtreflexion). Die Anregung erfolgt wieder mit einer Eagleyard Laserdiode bei circa 170 mW Pumpleistung. Das in Abb. 6.2 dargestellte Fourier-Spektrum wurde aus mehreren, gleichartigen Einzelmessungen berechnet, ebenso das Spektrum in Abb. 3.16. Die beiden Spektren sind daher identisch!)

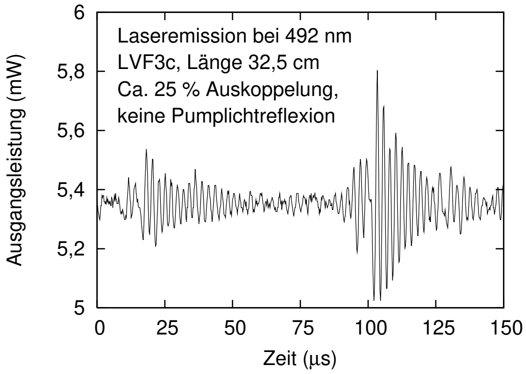

Abb. 6.1: Relaxationsschwingungen.

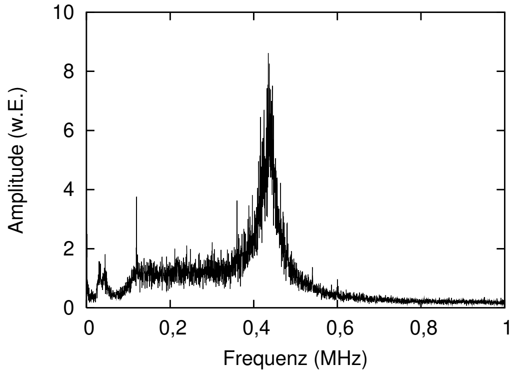

Abb. 6.2: Fourierspektrum.

($\sqrt{\langle (P - \langle P \rangle)^2 \rangle}$) und kurz als *RMS-Rauschen* (engl. root mean square) bezeichnet. Ohne aktive Leistungsstabilisierung liegt dieser (auf die mittlere Emissionsleistung bezogene) Wert bei den untersuchten blau emittierenden Lasern in der Regel zwischen 1 und 3 % und zwischen 5 und 10 % bei roter Laseremission. (Wie nachfolgend gezeigt wird, liegt das Rauschen auch bei gleichzeitig blauer und roter Emission in der selben Größenordnung.)

Für einige Anwendungen, insbesondere für die *konfokale Fluoreszenzmikroskopie*, sind diese Relaxationsschwingungen störend und müssen daher soweit wie möglich reduziert werden. Zunächst kann die Anregung dieser Relaxationsschwingungen durch äußere Störungen minimiert werden, etwa durch mechanische Entkopplung des Lasers von der Umgebung und insbesondere durch die Auswahl einer sehr leistungsstabilen Pumplaserdiode. Eine zusätzliche Stabilisierung der Ausgangsleistung kann durch ein nichtlineares Element, dessen Verluste mit der Photonenzahl im Resonator stark ansteigen, oder durch eine aktive Steuerung der Resonatorumlaufverluste oder der Pumpleistung erfolgen. Prinzipiell könnte die in Abschnitt 5.2 vorgestellte Methode der Farbumschaltung durch einen variablen Luftspalt auch zur Unterdrückung der Relaxationsschwingungen eingesetzt werden. Allerdings erscheint es wegen der mechanischen und elektrischen Trägheit handelsüblicher Piezoelemente[3] nicht praktikabel, auf diese Weise auf die hochfrequenten Relaxationsschwingungen einzuwirken. Deutlich einfacher erscheint dagegen (zumindest bei einfarbiger Laseremission) die Dämpfung der Relaxationsschwingungen durch eine geeignete Modulation der Pumpleistung über den Strom der Laserdiode. Daher wird im nächsten Abschnitt untersucht, welche Art der Pumpleistungsmodulation zu einer Stabilisierung der Laserausgangsleistung führt.

[3]Die Resonanzfrequenz der Piezo-Aktoren liegt bei einigen 10 Kilohertz, die elektrische Kapazität bei einigen Mikrofarad.

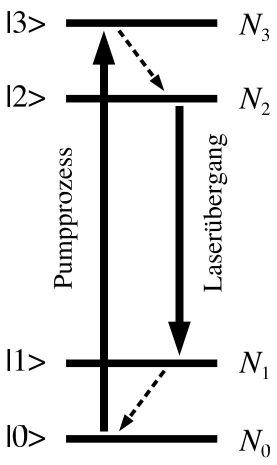

Abb. 6.3: Vier-Niveau-Laser.

6.2 Ratengleichungsmodell

In diesem Abschnitt wird gezeigt, dass Relaxationsschwingungen eines idealen Vier-Niveau-Lasers gedämpft werden können, wenn die Pumpleistung mit einem zur Ableitung der Laserausgangsleistung proportionalen Anteil moduliert wird.

Dazu wird das in Abb. 6.3 skizzierte Modell eines idealen Vier-Niveau-Systems betrachtet: Die laseraktiven Ionen werden durch das Pumplicht vom Grundzustand $|0\rangle$ ins Niveau $|3\rangle$ angeregt, von wo aus sie durch einen nichtstrahlenden Prozess schnell ins obere Laserniveau $|2\rangle$ zerfallen. Das untere Laserniveau $|1\rangle$ zerfällt ebenfalls durch einen nichtstrahlenden Prozess schnell in den Grundzustand $|0\rangle$. Die Besetzung der Niveaus $|1\rangle$ und $|3\rangle$ kann daher gegenüber der von Niveau $|2\rangle$ vernachlässigt werden. Weiterhin wird angenommen, dass die Besetzung des Grundzustandes $|0\rangle$ nahezu konstant bleibt, so dass die Pumprate P durch die Entvölkerung des Grundzustandes nicht merklich beeinflusst wird. Die *Inversion* N bezeichnet die Differenz der Besetzung des oberen und des unteren Laserniveaus.

$$N_0 \approx \text{const.}, \quad N_1 \approx 0, \quad N_2 = N_2(P), \quad N_3 \approx 0, \quad N = N_2 - N_1 \approx N_2\,. \tag{6.1}$$

Wird die Anzahl aller Laserphotonen im Resonator mit M und die Photonenverlustrate mit γ bezeichnet, so kann die zeitliche Entwicklung durch zwei gekoppelte Differentialgleichungen beschrieben werden:[4]

$$\dot{M} = BN(M+1) - \gamma M\,, \tag{6.2}$$

$$\dot{N} = -BNM - AN + P\,. \tag{6.3}$$

[4]Siehe u. a. (Siegman 1986; Svelto 1998).

Dabei wurde die spontane Zerfallsrate von Niveau $|2\rangle$ mit A und der Koeffizient für die induzierte Emission mit B bezeichnet.[5]

Bei Abwesenheit von äußeren Störungen und konstanter Pumprate $P = P_0$ ist zu erwarten, dass das System in einen stationären Gleichgewichtszustand übergeht.[6] Dann verschwindet jeweils die zeitliche Ableitung in den Gleichungen (6.2) und (6.3); Photonenzahl und Inversion nehmen einen konstanten Wert an:

$$\dot{M} = 0, \quad \dot{N} = 0, \quad M = M_0, \quad N = N_0, \quad P = P_0\,. \quad \text{(Gleichgewicht)} \tag{6.4}$$

Dann gilt nach Gleichung (6.2)

$$\dot{M}_0 = BN_0(M_0 + 1) - \gamma M_0 = BN_0M_0 + BN_0 - \gamma M_0 = 0\,, \tag{6.5}$$

und wegen $M_0 + 1 \approx M_0$ ergibt sich für die Inversion die Beziehung

$$N_0 \approx \gamma/B \tag{6.6}$$

und für die Photonenzahl im Resonator folgt

$$M_0 = \frac{BN_0}{\gamma - BN_0} = \frac{N_0}{\gamma/B - N_0} \equiv \frac{N_0}{N_{\mathrm{th}} - N_0}\,. \tag{6.7}$$

Die Größe γ/B wird als *Schwellinversion* N_{th} bezeichnet, da die Zahl der Laserphotonen im Resonator dramatisch ansteigt, wenn sich die Gleichgewichtsinversion N_0 diesem Wert nähert.[7]

Ebenso gilt im Gleichgewicht nach Gleichung (6.3)

$$\dot{N}_0 = P_0 - BN_0M_0 - AN_0 = 0\,, \tag{6.8}$$

und es ergibt sich die Gleichgewichtsinversion N_0 zu

$$N_0 = \frac{P_0}{BM_0 + A} \quad \text{bzw.} \quad P_0 = N_0(BM_0 + A)\,. \tag{6.9}$$

[5] Die Nomenklatur folgt hier (Baev u. a. 1999); in (Svelto 1998) und (Siegman 1986) werden die Parameter dieses Gleichungssystems anders bezeichnet.

[6] Im weiteren Verlauf dieses Abschnitts wird sich zeigen, dass diese Annahme in der Tat berechtigt ist, da sich als Lösung des Gleichungssystems (bei kleinen Abweichungen von Gleichgewicht) eine exponentiell abklingende harmonische Schwingung ergibt.

[7] Unterhalb dieses Schwellwertes ist die Photonenzahl sehr klein und der Besetzungsverlust durch induzierte Emission daher vernachlässigbar, so dass die Inversion N nach Gleichung (6.3) gemäß $N = P/A$ linear mit der Pumpleistung P ansteigt. Nähert sich die Inversion dagegen diesem Schwellwert, so bleibt sie nahezu konstant, und eine weitere Erhöhung der Pumpleistung führt jetzt zu einer Erhöhung der Zahl der Laserphotonen im Resonator und damit zur Erhöhung der Laserausgangsleistung.

Diejenige Pumpleistung, die nötig ist, um in einem Gleichgewichtszustand nahe der Laserschwelle (bei kleiner Photonenzahl) die Verluste durch Spontanemission zu kompensieren, wird als *Schwellpumprate* bezeichnet und ergibt sich, wenn in Gleichung (6.8) der Abbau der Inversion durch induzierte Emission (aufgrund der kleinen Photonenzahl) unberücksichtigt bleibt:

$$P_{\mathrm{th}} = AN_0\,. \tag{6.10}$$

Das Verhältnis der tatsächlichen Pumprate P zur Schwellpumprate P_{th} wird als *relative Pumprate* r bezeichnet:

$$r \equiv \frac{P}{P_{\mathrm{th}}}\,. \tag{6.11}$$

Die Photonenzahl M_0 kann auch durch die relative Pumprate r ausgedrückt werden, denn aus $P_0 = N_0(BM_0 + A)$ (Gl. 6.9) folgt:

$$M_0 = \frac{P_0 - AN_0}{BN_0} = \left(\frac{P_0}{AN_0} - 1\right)\frac{A}{B} = \left(\frac{P_0}{P_{\mathrm{th}}} - 1\right)\frac{A}{B} = (r_0 - 1)\frac{A}{B}\,. \tag{6.12}$$

Nach dieser Betrachtung des stationären Gleichgewichtszustandes werden nun dynamische Lösungen des durch die Gleichungen (6.2) und (6.3) beschriebenen Lasersystems untersucht. Um analytische Lösungen dieses nichtlinearen Differentialgleichungssystems angeben zu können, werden nur kleine Abweichungen vom Gleichgewichtszustand betrachtet und es werden die zuvor für den stationären Fall gewonnenen Beziehungen verwendet.

Dazu werden die Photonenzahl M, die Inversion N und die Pumpleistung P jeweils durch den konstanten Gleichgewichtswert und einen kleinen zeitabhängigen Term ausgedrückt:

$$M = M_0 + m(t)\,, \quad m(t) \ll M_0 \tag{6.13}$$
$$N = N_0 + n(t)\,, \quad n(t) \ll N_0 \tag{6.14}$$
$$P = P_0 + p(t)\,. \tag{6.15}$$

Einsetzen dieser Ausdrücke in Gleichung (6.2) liefert

$$\begin{aligned}\dot{M} &= B(N_0 + n(t))(M_0 + 1 + m(t)) - \gamma(M_0 + m(t)) \qquad (6.16)\\ &= \underbrace{BN_0(M_0+1) - \gamma M_0}_{=0 \text{ (nach Gl. 6.5)}} + \underbrace{(BN_0 - \gamma)}_{\approx 0} m(t) + Bn(t)\underbrace{(M_0 + 1 + m(t))}_{\approx M_0}\\ &\approx Bn(t)M_0\\ &= A(r_0 - 1)n(t)\,.\end{aligned}$$

Dabei wurde ausgenutzt, dass bei großer Photonenzahl nach Gleichung (6.6) $BN_0 - \gamma$ verschwindet, und dass nach Gleichung (6.12) $BM_0 = A(r_0 - 1)$ gilt.

Analog ergibt sich durch das Einsetzen obiger Ausdrücke in Gleichung (6.3):

$$\begin{aligned}
\dot{N} &= P_0 + p(t) - B(N_0 + n(t))(M_0 + m(t)) - A(N_0 + n(t)) && (6.17)\\
&= \underbrace{P_0 - BN_0M_0 - AN_0}_{=0 \text{ (nach Gl. 6.8)}} + p(t) - BN_0m(t) - Bn(t)\underbrace{(M_0 + m(t))}_{\approx M_0} - An(t)\\
&\approx p(t) - \underbrace{BN_0}_{\approx\gamma} m(t) - Bn(t)M_0 - An(t)\\
&\approx p(t) - \gamma m(t) - n(t)\underbrace{(BM_0 + A)}_{=Ar_0}\\
&= p(t) - \gamma m(t) - Ar_0 n(t)\,. && (6.18)
\end{aligned}$$

Dabei wurde ausgenutzt, dass nach Gleichung (6.6) $N_0 \approx \gamma/B$ gilt, und dass nach Gleichung (6.12) $BM_0 + A = Ar_0$ gilt.

Mit all diesen Näherungen ergibt sich damit für die zeitliche Veränderung von Photonenzahl und Inversion:

$$\dot{M} = \dot{m} = A(r_0 - 1)n(t)\,, \tag{6.19}$$

$$\dot{N} = \dot{n} = p(t) - \gamma m(t) - Ar_0 n(t)\,. \tag{6.20}$$

Mit Gleichung (6.19) ergibt sich

$$n(t) = \frac{1}{A(r_0 - 1)}\dot{m}\,. \tag{6.21}$$

Differenzierung obiger Gleichung und Vergleich mit Gleichung (6.20) ergibt

$$\dot{n} = \frac{1}{A(r_0 - 1)}\ddot{m} = p(t) - \gamma m(t) - Ar_0 n(t)\,. \tag{6.22}$$

Wird in obige Gleichung für $n(t)$ der Ausdruck aus Gleichung (6.21) eingesetzt, ergibt sich

$$\dot{n} = \frac{1}{A(r_0 - 1)}\ddot{m} = p(t) - \gamma m(t) - \frac{r_0}{r_0 - 1}\dot{m} \quad \text{und damit} \tag{6.23}$$

$$\ddot{m} = A(r_0 - 1)p(t) - \gamma A(r_0 - 1)m(t) - Ar_0\dot{m} \quad \text{bzw.} \tag{6.24}$$

$$\ddot{m} + Ar_0\dot{m} + \gamma A(r_0 - 1)m(t) - A(r_0 - 1)p(t) = 0\,. \tag{6.25}$$

Wir betrachten zunächst den Fall konstanter Pumpleistung mit $p(t) = 0$.

Obige Gleichung entspricht der Differentialgleichung einer gedämpften harmonischen Schwingung, die durch den Ansatz $m(t) = K\,e^{st}$ ($K = \text{const.}$) gelöst werden kann. Damit ergibt sich:

$$s^2 + Ar_0 s + \gamma A(r_0 - 1) = 0\,. \tag{6.26}$$

Als Lösung dieser quadratischen Gleichung erhält man:

$$s_{1,2} = -\frac{Ar_0}{2} \pm \sqrt{\left(\frac{Ar_0}{2}\right)^2 - \gamma A(r_0 - 1)}\,. \tag{6.27}$$

Für den Fall

$$\left(\frac{Ar_0}{2}\right)^2 - \gamma A(r_0 - 1) > 0 \tag{6.28}$$

ergeben sich zwei reelle Lösungen mit negativen Vorzeichen, d. h. eine durch eine Störung verursachte Abweichung der Photonenzahl vom Gleichgewicht klingt mit der Dämpfung $|s_{1,2}|$ entsprechend $m(t) = K\,e^{-|s_{1,2}|t}$ ab. Für den Fall $(Ar_0/2)^2 \gg \gamma A(r_0 - 1)$ kann die Näherung (Taylor-Entwicklung)

$$\sqrt{1-x} \approx 1 - \frac{x}{2} \quad \text{für } |x| < 1 \tag{6.29}$$

verwendet werden und es ergeben sich mit

$$\sqrt{\left(\frac{Ar_0}{2}\right)^2 - \gamma A(r_0 - 1)} = \frac{Ar_0}{2}\sqrt{1 - \frac{4\gamma A(r_0 - 1)}{A^2 r_0^2}} \approx \frac{Ar_0}{2} - \frac{\gamma(r_0 - 1)}{r_0} \tag{6.30}$$

die Dämpfungskonstanten

$$s_1 \approx -\frac{\gamma(r_0 - 1)}{r_0}\,, \tag{6.31}$$

$$s_2 \approx -Ar_0\,. \tag{6.32}$$

Für die Faserlaser wie für die meisten Festkörperlaser (Siegman 1986, Kapitel 25) gilt jedoch

$$\left(\frac{Ar_0}{2}\right)^2 - \gamma A(r_0 - 1) < 0\,. \tag{6.33}$$

Dann ergibt sich

$$s_{1,2} = -\frac{Ar_0}{2} \pm \sqrt{(-1)\left(\gamma A(r_0 - 1) - \left(\frac{Ar_0}{2}\right)^2\right)} \tag{6.34}$$

$$= -\frac{Ar_0}{2} \pm i\,\underbrace{\sqrt{\gamma A(r_0 - 1) - \left(\frac{Ar_0}{2}\right)^2}}_{=\omega}\,. \tag{6.35}$$

Dies bedeutet, dass eine durch eine Störung verursachte Abweichung der Photonenzahl vom Gleichgewichtswert zu einer exponentiell abklingenden Schwingung der Form

$$m(t) \sim e^{-(Ar_0/2)t} \cos(\omega t) \tag{6.36}$$

führt. Die Frequenz ω der gedämpften Relaxationsoszillationen ist durch $\omega = \sqrt{\gamma A(r_0-1) - (Ar_0/2)^2} \approx \sqrt{\gamma A(r_0-1)}$ festgelegt und die Stärke der Dämpfung wird durch die Größe Ar_0, die in Gleichung (6.25) als Vorfaktor der ersten Ableitung der Photonenzahl auftritt, bestimmt.[8] Es ist daher anzunehmen, dass die effektive Dämpfung vergrößert wird, wenn der pumpleistungsabhängige Term in Gleichung (6.25) proportional zur erstem Ableitung der Photonenzahl moduliert wird. Wird in Gleichung (6.25) die Funktion $p(t) = -\beta\dot{m}$ mit $\beta >= 0$ eingesetzt und wieder der Lösungsansatz $m(t) = K\, e^{st}$ verwendet, so ergibt sich:

$$s^2 + Ar_0 s + \gamma A(r_0-1) + A(r_0-1)\beta s = 0 \quad \text{bzw.} \tag{6.37}$$

$$s^2 + (Ar_0 + A(r_0-1)\beta)s + \gamma A(r_0-1) = 0\,. \tag{6.38}$$

Als Lösung dieser quadratischen Gleichung erhält man

$$s_{1,2} = -\frac{Ar_0 + A(r_0-1)\beta}{2} \pm \sqrt{\left(\frac{Ar_0 + A(r_0-1)\beta}{2}\right)^2 - \gamma A(r_0-1)}\,. \tag{6.39}$$

Ist der Ausdruck unter der Wurzel positiv und die Wurzel somit reell, so klingt eine durch eine Störung verursachte Abweichung der Photonenzahl vom Gleichgewicht exponentiell ab. Wird der Parameter β, der die Modulationsstärke der Pumpleistung bestimmt, genügend groß gewählt, so kann prinzipiell dieser Fall erzwungen werden, so dass sich keine Relaxationsschwingungen ausbilden können. Für den Fall

$$\left(\frac{Ar_0 + A(r_0-1)\beta}{2}\right)^2 \gg \gamma A(r_0-1) \tag{6.40}$$

[8]Dies überrascht nicht, denn Gleichung (6.25) ähnelt der Differentialgleichung einer mechanischen harmonischen Schwingung, und dort wird die Dämpfung der Bewegung durch den geschwindigkeitsabhängigen Term bzw. den Vorfaktor vor der ersten Ableitung des Ortes bewirkt.

kann wieder die Taylor-Entwicklung $\sqrt{1-x} \approx 1 - x/2$ verwendet werden. Mit

$$\begin{aligned}
&\sqrt{\left(\frac{Ar_0 + A(r_0-1)\beta}{2}\right)^2 - \gamma A(r_0-1)} \qquad (6.41)\\
&= \frac{Ar_0 + A(r_0-1)\beta}{2}\sqrt{1 - \frac{4\gamma A(r_0-1)}{(Ar_0 + A(r_0-1)\beta)^2}}\\
&\approx \frac{Ar_0 + A(r_0-1)\beta}{2}\left(1 - \frac{2\gamma A(r_0-1)}{(Ar_0 + A(r_0-1)\beta)^2}\right)\\
&= \frac{Ar_0 + A(r_0-1)\beta}{2} - \frac{\gamma(r_0-1)}{r_0 + (r_0-1)\beta}
\end{aligned}$$

ergeben sich die Dämpfungskonstanten

$$s_1 \approx -\frac{\gamma(r_0-1)}{r_0 + (r_0-1)\beta}\,, \qquad (6.42)$$

$$s_2 \approx -(Ar_0 + A(r_0-1)\beta)\,. \qquad (6.43)$$

Wird für β ein betragsmäßig kleiner Wert gewählt, so kann der Ausdruck unter der Wurzel negativ bleiben, und es ergibt sich

$$s_{1,2} = -\frac{Ar_0 + A(r_0-1)\beta}{2} \pm i\underbrace{\sqrt{\gamma A(r_0-1) - \left(\frac{Ar_0 + A(r_0-1)\beta}{2}\right)^2}}_{\omega} \qquad (6.44)$$

Das Ergebnis ist wieder eine exponentiell abklingende harmonische Schwingung der Form

$$m(t) \sim e^{-(Ar_0 + A(r_0-1)\beta)/2}\cos(\omega t)\,. \qquad (6.45)$$

Die Dämpfung der Schwingung wurde durch die Modulation der Pumpleistung jedoch von ursprünglich $Ar_0/2$ um $A(r_0-1)\beta)/2$ auf den Wert $(Ar_0+A(r_0-1)\beta)/2$ vergrößert.

6.3 Stabilisierungselektronik

Im vorangehenden Abschnitt wurde gezeigt, dass die Relaxationsschwingungen eines idealen Vier-Niveau-Lasers gedämpft werden können, wenn die Pumpleistung mit einem zur ersten Ableitung der Photonenzahl im Resonator bzw. zur Laserausgangsleistung proportionalen Anteil moduliert wird. Dabei muss das

Vorzeichen der Rückkopplung so gewählt werden, dass ein Anstieg der Laserausgangsleistung (positiver Wert der ersten Ableitung) zu einer Verminderung der Pumpleistung führt. Die Pumpleistung P_{Pump} setzt sich dann entsprechend der nachfolgenden Gleichung aus einem konstanten (oder langsam veränderbaren) Anteil P_0 und einem zur ersten Ableitung der Laserausgangsleistung P_{Laser} proportionalen Anteil zusammen:

$$P_{\mathrm{Pump}} = P_0 - k\,\dot{P}_{\mathrm{Laser}}\,. \tag{6.46}$$

Die Konstante k bestimmt dabei die Stärke der Rückkopplung und damit die Wirksamkeit der Dämpfung.

Zwar unterscheiden sich die in dieser Arbeit verwendeten Pr,Yb-dotierten Faserlaser durch den indirekten Anregungsprozess (Aufkonversion) und die thermische Besetzung des unteren Laserniveaus im blauen Laserbetrieb deutlich von einem idealen Vier-Niveau-Laser, doch führt auch bei ihnen eine Erhöhung der Pumpleistung unmittelbar zu einer Erhöhung der Besetzung des oberen Laserniveaus. Allerdings wird bei einer Erhöhung der Pumpleistung das Zwischenniveau $^1\mathrm{G}_4$ zunächst entvölkert und erst mit zeitlicher Verzögerung durch den Kreuzrelaxationsprozess wieder aufgefüllt. Insbesondere bei kleiner Besetzungsdichte dieses Zwischenniveaus könnte sich dadurch eine Beschränkung für die Wirksamkeit der Pumpleistungsmodulation ergeben. Die recht hohe Pumplichtabsorption und die ebenfalls recht hohe Lasereffizienz bei blauer Emission (geringe Reabsorptionsverluste) deuten jedoch, wie auch die in Abschnitt 4.5 dargestellten Ergebnisse der Simulationsrechnungen, auf eine eher hohe Besetzungsdichte des $^1\mathrm{G}_4$-Niveaus hin, so dass sich dieser Entvölkerungsprozess kaum bemerkbar machen sollte.

Die Modulation der Pumpleistung mit einem zur invertierten ersten Ableitung der Laserausgangsleistung proportionalen Anteil lässt sich bei den diodengepumpten Faserlasern realisieren, indem ein Teil des Laserlichtes von einem Photodetektor (Photodiode) in ein elektrisches Signal gewandelt und nach Differentiation zur Modulation des Laserdiodenstromes verwendet wird.

Die Differenzierung des Signals kann durch einen *Analog-Differenzierer*, der lediglich aus einem Operationsverstärker, einem Kondensator und einem Widerstand besteht (Horowitz und Hill 1989; Tietze und Schenk 1999), oder einen Digitalrechner (digitaler Signalprozessor) in Kombination mit einem eingangsseitigen Analog-Digital- und einem ausgangsseitigen Digital-Analog-Wandler erfolgen. Wichtig ist jedoch, dass die Pumpleistung möglichst ohne merkliche Verzögerung auf Änderungen der Laserausgangsleistung reagiert: Die Frequenz der zu dämpfenden Relaxationsschwingungen liegt in der Größenordnung von 500 kHz, die Periodendauer somit bei circa 2 µs. Während ein idealer Proportionalverstärker keinerlei Phasenverschiebung verursacht, erzeugt ein (idealer) Differenzierer bei einem sinusförmigen Eingangssignal eine „Phasenvoreilung“ von 90°. Eine durch die Gesamtheit der Rückkoppelelemente bedingte *Signalverzögerung* von 0,5 µs würde somit die Wirkung des Differenzierers vollständig zunichte machen, da die Schaltung sich dann bei der Frequenz der Relaxationsschwingungen wie ein Proportionalverstärker verhält.[9]

Aufgrund des hohen Aufwandes und der hohen Anforderungen an die Verarbeitungsgeschwindigkeit des AD-Wandlers, des DA-Wandlers und des Signalprozessors wurde eine digitale Signalverarbeitung nicht näher in Erwägung gezogen, wenngleich der Einsatz digitaler Signalprozessoren, evtl. in Kombination mit einem digitalen Frequenz-Synthesizer, weitaus flexibler ist.

Stattdessen wurde ein schneller Analog-Differenzierer in Kombination mit einem schnellen Vorverstärker für das Photodiodensignal und weiteren schnellen elektronischen Bauelementen eingesetzt. Der Analog-Differenzierer wurde mit einem parallel geschalteten Proportional- und einem Integral-Regler zur Stabilisierung langsamer Leistungsschwankungen ergänzt, so dass ein aus der Regelungstechnik bekannter *PID-Regler* entsteht, bei dem der D-Teil die Ausdämpfung der Relaxationsschwingungen übernimmt, während der P- und insbesondere der I-Teil den langsamen Veränderungen der Laserausgangsleistung entgegenwirken und somit die gewünschte mittlere Ausgangsleistung stabilisieren.

Ein PID-Regler besteht gewöhnlich aus drei Stufen: Dem eingangsseitigen Differenzverstärker für den Vergleich von Soll- und Ist-Wert, den parallel angeordneten P-, I- und D-Stufen und einem Summierer, der diese drei Teilsignale vereinigt.[10] Weiterhin wird eine rauscharme Vorverstärkerstufe für das Photodiodensignal und eine Stufe für die Ansteuerung der Laserdiode benötigt, so dass die elektrischen Signale mindestens fünf hintereinander angeordnete Stufen durchlaufen müssen. Die gesamte Signalverzögerung bzw. unerwünschte Phasenverschiebung sollte dabei betragsmäßig deutlich kleiner als die 90° Phasenvoreilung des Differenzierers sein.

---

[9] Man kann sich fragen, ob eine unerwünschte Signalverzögerung eventuell durch einen elektronischen *Phasenschieber* kompensiert werden kann. Natürlich kann ein Phasenschieber entsprechend dem Kausalitätsprinzip nicht wirklich die Verzögerung eines Signals kompensieren; andererseits ist bei einem sinusförmigen, periodischen Eingangssignal eine durch einen Phasenschieber bewirkte Verzögerung um eine dreiviertel Periode prinzipiell gleichwertig mit der Wirkung eines idealen Differenzierers. Der Nachteil eines Phasenschiebers ist, dass er nur für periodische, nicht aber für impulsförmige Signale (*Spiking*) wirksam ist, und dass er jeweils auf die pumpleistungsabhängige Frequenz der Relaxationsoszillationen abgestimmt werden muss. Bei den von uns bislang aufgebauten Stabilisierungsschaltungen wurde stets versucht, Signalverzögerungen durch den Einsatz schneller Bauelemente zu minimieren. Es wäre jedoch durchaus interessant zu untersuchen, ob sich auch mit einem (deutlich einfacher zu realisierenden) Phasenschieber eine Stabilisierungswirkung erzielen lässt.

[10] Prinzipiell lassen sich die drei parallel angeordneten P-, I- und D-Zweige auch zusammenfassen, so dass der nachfolgende Summierer entfallen kann. Dann können jedoch die Beiträge dieser drei Stufen nicht unabhängig voneinander eingestellt werden, was für die experimentelle Erprobung sehr nachteilig wäre (Tietze und Schenk 1999).

Um abzuschätzen, wie schnell die einzelnen Stufen der elektronischen Rückkoppelschaltung ausgeführt werden müssen, kann man die einzelnen Verstärkerstufen jeweils als einen durch seine *Grenzfrequenz* gekennzeichneten *Tiefpass* erster Ordnung betrachten. Bei dieser Grenzfrequenz erfolgt bereits eine Signalabschwächung um den Faktor $1/\sqrt{2}$ und eine Phasenverschiebung um $-45°$. Ist die Grenzfrequenz f_g der Verstärkerstufe bekannt, so ergibt sich die durch sie verursachte Phasenverschiebung φ bei der Signalfrequenz f zu $\varphi(f) = -\arctan(f/f_g)$. Liegt die Signalfrequenz beispielsweise bei 10 % der Grenzfrequenz, so beträgt die Phasenverschiebung noch circa $-6°$, bei 2 % der Grenzfrequenz nur noch circa $-1°$ je Verstärkerstufe. Werden die fünf hintereinander angeordneten Stufen der Rückkoppelelektronik also jeweils für eine Grenzfrequenz von 25 MHz ausgelegt, so beträgt ihre gesamte unerwünschte Phasenverzögerung bei der Frequenz der Relaxationsschwingungen nur noch $-5 \cdot \arctan(0{,}5/25) \cdot 360/(2\pi) \approx -6°$.

Aus dieser Betrachtung ergibt sich insbesondere, dass die einzig verfügbaren kommerziellen Laserdiodentreiber LDC202 der Firma Profile [32], deren Modulationseingang nur für 200 kHz Grenzfrequenz ausgelegt ist, in Verbindung mit der zu entwerfenden Stabilisierungselektronik nicht verwendet werden können. Somit wurde es notwendig, die aufzubauende Schaltung um eine schnelle Laserdiodentreiberstufe zu ergänzen und dabei die stark nichtlineare Strom-Spannungs-Kennlinie von Laserdioden und deren Empfindlichkeit auf kurze Spannungsspitzen oder Überschreitung des Maximalstromes zu berücksichtigen.

Bei dem Entwurf der Schaltung musste weiterhin bedacht werden, dass die Verstärkung des Differenzierers linear mit der Frequenz ansteigt, so dass insbesondere das hochfrequente Rauschspektrum stark hervorgehoben wird. Um zu verhindern, dass dieses Rauschen über die Pumpleistung zu einer merklichen Vergrößerung des Laserrauschens führt, wurde der Vorverstärker des Photodiodensignals möglichst rauscharm ausgeführt, und es wurde ein relativ großer Anteil des Laserlichtes auf die Photodiode gelenkt, um bereits eingangseitig ein gutes Signal- zu Rauschverhältnis zu gewährleisten.

Außerdem musste beachtet werden, dass bei einem rückgekoppelten System Schwingungen auftreten können, wenn bei einer bestimmten Frequenz die gesamte unerwünschte Phasenverschiebung $-180°$ erreicht und gleichzeitig die gesamte Schleifenverstärkung noch größer als eins ist. In diesem Fall wird die ursprünglich angestrebte *Gegenkopplung* zu einer *Mitkopplung* und das System damit zu einem Oszillator. Kritisch sind insbesondere Systeme, bei denen der Rückkoppelzweig aus mehreren, hintereinander angeordneten Verstärkerstufen ähnlicher Grenzfrequenz besteht. Ein rückgekoppeltes System, dass von einem einzelnen Tiefpass dominiert wird, ist dagegen unkritisch, da ein einzelner Tiefpass nicht mehr als $-90°$ Phasenverschiebung verursachen kann. Es wurde daher zunächst geplant, eine einzelne Stufe, beispielsweise den Vorverstärker der Photodiode oder den Treiber für den Laserdiodenstrom, deutlich langsamer als die übrigen Verstärkerstufen auszuführen, so dass sich die Gesamtschaltung weitgehend wie ein einzelner Tiefpass erster Ordnung verhält und somit keine Schwingungen auftreten können. Es stellte sich jedoch heraus, dass der durch die Faser gebildete Laserresonator selbst Tiefpass-Charakter besitzt und sich bei Frequenzen oberhalb von einigen Megahertz durch moduliertes Pumplicht nicht mehr effizient zu Schwingungen anregen lässt, so dass auf einen dominierenden Tiefpass innerhalb der elektronischen Schaltung verzichtet werden konnte.

Ein erster Prototyp einer derartigen Elektronik, mit dem die prinzipielle Wirksamkeit einer Leistungsstabilisierung für die diodengepumpten Faserlaser demonstriert werden konnte, wurde von mir bereits zu Beginn dieser Promotion aufgebaut und zusammen mit einigen Messergebnissen in der Diplomarbeit von K. Scholle vorgestellt (Scholle 2001).

In Abb. 6.4 ist das Blockschaltbild einer erweiterten Regelungselektronik dargestellt, mit der erprobt werden sollte, inwieweit sich die Relaxationsschwingungen auch bei gleichzeitig zweifarbiger Emission ausdämpfen lassen. Diese Schaltung wurde zunächst für die Stabilisierung von gleichzeitig roter und blauer Laseremission eingesetzt, wobei die Steuerung der Farbanteile wie in Abschnitt 5.2 beschrieben durch einen durch ein Piezoelement einstellbaren Luftspalt zwischen Faser und Auskoppelspiegel erfolgt.

Die aktuelle Lichtleistung wird von zwei Photodioden überwacht, von denen eine mit einem blauen, die andere mit einem roten Schmalbandfilter versehen wurde, so dass ihr Ausgangssignal jeweils proportional zur aktuellen Laserlichtleistung der jeweiligen Farbe ist. Die gewünschte Soll-Leistung wird für beide Emissionsfarben jeweils durch ein Potentiometer[11] eingestellt.

Der in Abb. 6.4 unten dargestellte Teil der Schaltung regelt über den Laserdiodenstrom die Gesamtleistung beider Farbanteile, indem die Summe der Photodiodensignale mit den durch die beiden Potentiometer eingestellten Sollwerten verglichen wird. Da die Signale beider Photodioden mit gleichem Vorzeichen auf diesen Teil der Schaltung einwirken, wird bei gleichphasigen Relaxationsschwingungen beider Emissionsfarben ein großes, bei gegenphasigen Schwingungen jedoch je nach Gewichtung der Photodiodensignale ein kleineres oder kein Regelsignal erzeugt. Auf diese Problematik wird bei der Diskussion der Ergebnisse zum stabilisierten Zweifarbbetrieb noch näher eingegangen.

Der in der oberen Bildhälfte dargestellte Teil der Schaltung hat die Aufgabe, die mit den beiden Potentiometern eingestellte Differenz der Farbanteile mit der aktuellen Differenz zu vergleichen und über einen deutlich langsameren PID-Regler und das angesteuerte Piezo-Element die Luftspaltdicke und damit die Farbanteile zu regeln. Beim Entwurf der Schaltung erschien es wünschenswert, dass das An-

[11] Nach der in dieser Arbeit meist verwendeten „Neuen deutschen Rechtschreibung“ sollte man laut www.duden.de wohl Potenziometer schreiben.

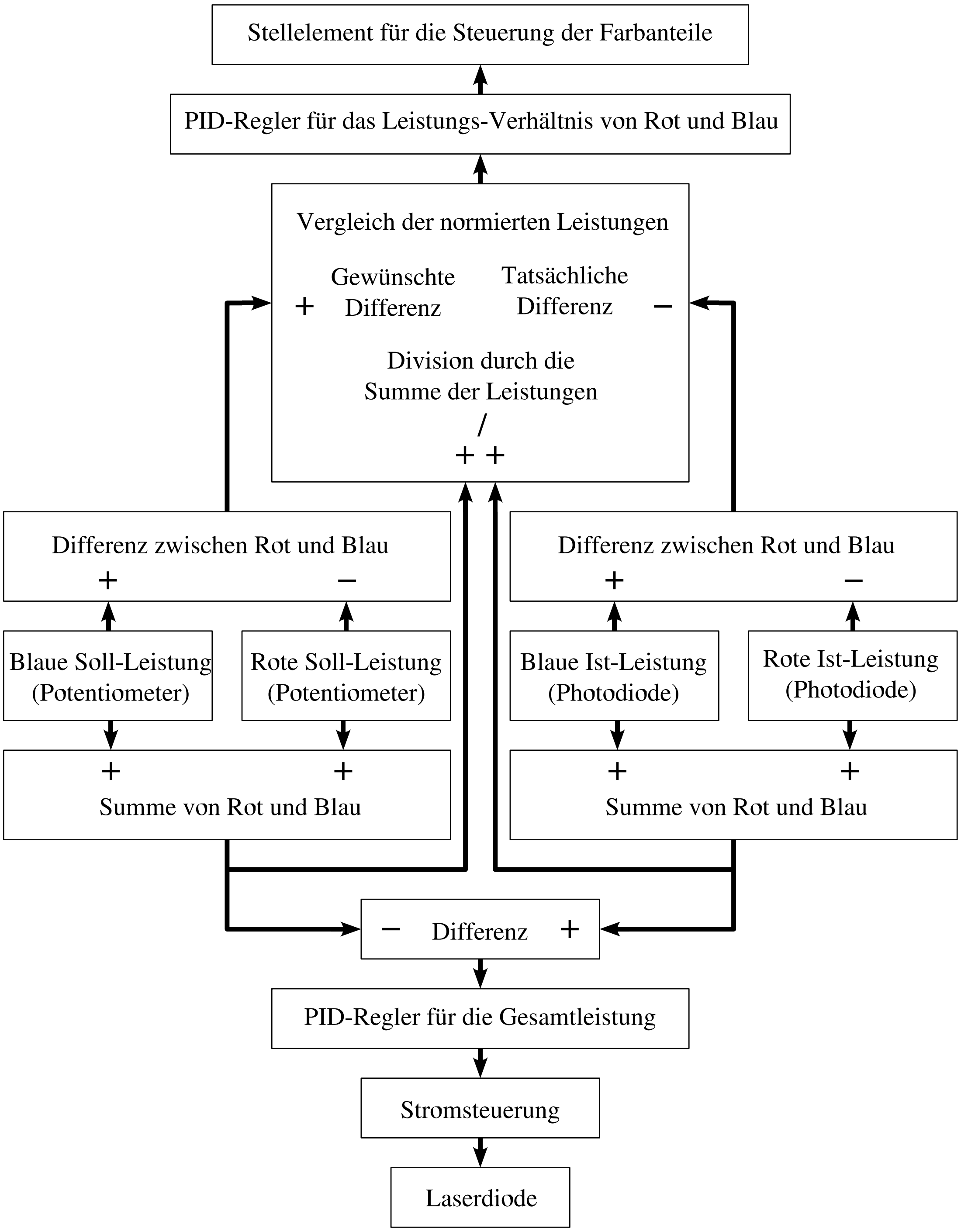

Abb. 6.4: Blockschaltbild für die Leistungsstabilisierung.

sprechverhalten dieses Teils der Regelung unabhängig von der Gesamtleistung ist, da der sinnvolle Stellweg des Piezoelements stets beschränkt ist und es daher nicht sinnvoll erscheint, dass bei höherer Gesamtleistung auch ein stärkeres Regelsignal erzeugt wird. Deshalb erfolgt eingangsseitig eine Division durch die Gesamtleistung. (Die Realisierung dieser Division mit Hilfe eines *Analog-Dividierers* ist recht aufwändig und in der Praxis vermutlich nicht erforderlich.)

Prinzipiell können bei dieser Schaltung die beiden Farbanteile unabhängig voneinander eingestellt werden, so dass die Veränderung eines Sollwertes (Potentiometer) nur die Leistung einer Emissionsfarbe verändert und die andere Emissionsleistung unverändert bleibt. Insbesondere sollte die Schaltung auch funktionieren, wenn als einer der Sollwerte Null eingestellt wird, so dass mit dieser Schaltung auch die Dämpfung der Relaxationsschwingungen bei einfarbiger Laseremission untersucht werden kann. Etwas problematisch ist jedoch die Tatsache, dass die Farbanteile sich beim Abheben des Spiegels von der Faser periodisch verändern. So könnte es etwa geschehen, dass der Regler für die Farbanteile zur Maximierung roter Emission den Spiegel immer weiter von der Faser abhebt und dabei die optimale Spaltgröße überschreitet. Dieses technische Problem wurde vorerst dadurch gelöst, dass der Stellweg des Piezoelementes durch eine feste Minimal- und Maximalspannung begrenzt wurde. Für die Erprobung der Schaltung war dies ausreichend, für den praktischen Einsatz wird man die Regelung jedoch durch intelligentere Mechanismen, etwa einem Mikrocontroller, unterstützen müssen, um beispielsweise thermische Veränderungen des Verstellbereichs des Piezoelementes zu kompensieren.

Die detaillierte Beschreibung der Regelungselektronik befindet sich zusammen mit den Schaltplänen und Listen der verwendeten Bauelemente im Anhang C dieser Arbeit.

6.4 Erprobung der Stabilisierungselektronik

Für die Erprobung der Stabilisierungswirkung der Regelungselektronik bei ein- und zweifarbiger Laseremission wurde der selbe Aufbau verwendet, der bereits in Abschnitt 5.2 für die Experimente zur Farbumschaltung durch einen in der Dicke veränderbaren Luftspalt eingesetzt wurde. Insbesondere wurde auch das selbe Faserstück und das selbe Piezoelement verwendet. Die Endflächen der Faser wurden zwischenzeitlich allerdings wegen Schädigungen neu präpariert. Einkoppelseitig wurde wieder ein Mikrospiegel mit hoher Pumplichttransmission, hoher Reflexion bei 492 nm und circa 10 % Reflexion bei 635 nm eingesetzt. Der Auskoppelspiegel besitzt den in Abb. 5.6 dargestellten Reflexionsverlauf, so dass die rote Reflexion beim Abheben des Spiegels von der Faser von nahezu Null auf über 10 % ansteigt, während sich die circa 15-prozentige blaue Transmission nur

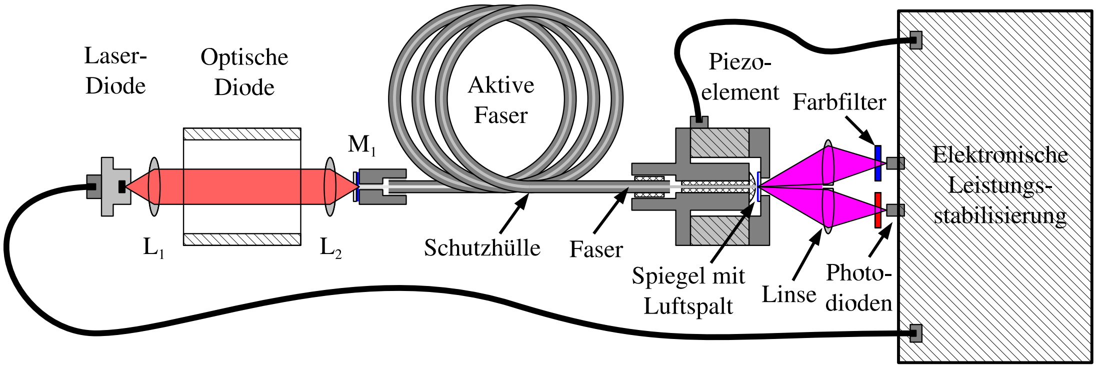

Abb. 6.5: Versuchsaufbau zur Erprobung der Leistungsstabilisierung.

wenig verändert. Für die Pumplichteinkopplung wurde die Einkoppeleinheit aus Abb. 3.4 in Kombination mit einer SDL-Laserdiode [3] mit 200 mW Nennleistung verwendet.

Der prinzipielle Versuchsaufbau ist in Abb. 6.5 skizziert. Für den praktischen Einsatz dieses mehrfarbigen, leistungsstabilisierten Lasers ist es nötig, mit Hilfe von Strahlteilern jeweils einen Teil des aus der Faser austretenden Laserlichtes auszukoppeln und auf die Photodioden der Regelungselektronik zu lenken. Da kurzfristig keine geeigneten Strahlteiler beschafft werden konnten, wurde das Laserlicht mit Hilfe zweier nebeneinander angeordneter Linsensegmente direkt auf die Photodioden gelenkt.[12] Durch die in dieser Anordnung recht schlechte Abbildung der Linsen und wegen der geringen Transmission der vor den Photodioden angeordneten Schmalbandfilter gelangt in dieser Anordnung circa ein Drittel der tatsächlichen Laserleistung auf die Photodioden – dies ist für die Funktion der Regelung aber mehr als genug.

Die Wirksamkeit der Stabilisierungselektronik wurde überprüft, indem das auf die tatsächliche Laserausgangsleistung skalierte Signal der Photodioden jeweils bei aktivierter und deaktivierter Rückkopplung von einem Messrechner [35] aufgezeichnet wurde. (Zur Auswertung wurden die Datensätze per Diskette auf einen moderneren Rechner transferiert, wo dann durch eine Fourier-Transformation das Frequenzspektrum und die Kreuz- bzw. Autokorrelationsfunktion der Ausgangsleistung ermittelt wurde.)

[12] Beim Einsatz von Strahlteilern bzw. teildurchlässigen Spiegeln können sich zusätzliche Probleme ergeben, wenn sich die Polarisation des Laserlichtes zeitlich verändert und das Teilungsverhältnis des Strahlteilers polarisationsabhängig ist, da dann Fluktuationen im Nutzlicht auftreten können, obwohl die von der Photodiode registrierte Lichtleistung von der elektronischen Regelung konstant gehalten wird. Ein ähnliches Problem kann sich ergeben, wenn die Farbfilter vor den Photodioden sehr schmalbandig sind: Ein minimaler Drift in der Emissionswellenlänge kann dann die Filtertransmission verändern und damit eine bezüglich der tatsächlichen Laserleistung falsche Reaktion der Regelung auslösen.

In einer ersten Messreihe wurde die Dämpfung der Relaxationsschwingungen durch die Modulation des Laserdiodenstromes untersucht; die langsame Regelung für die Farbanteile wurde dazu vollständig deaktiviert, indem das Piezoelement mit einer einstellbaren Gleichspannung versorgt wurde. Bei verschiedenen Einstellungen der Regelelektronik und auch bei vollständig deaktivierter Rückkopplung (konstanter Strom der Laserdiode) wurden jeweils 65 536 Messwerte bei 100 ns Zeitauflösung aufgezeichnet. Zur quantitativen Beurteilung der Stabilität der Laserausgangsleistung wurde aus den Datensätzen jeweils die mittlere quadratische Abweichung vom Mittelwert berechnet ($\sqrt{\langle(P - \langle P\rangle)^2\rangle}$). Diese Größe entspricht der Standardabweichung und wird in dieser Arbeit meist als RMS-Rauschen (engl. root mean square) bezeichnet. Da diese Größe jedoch nicht zwischen periodischen und statistischen Schwankungen unterscheidet, wurde zusätzlich stets das Fourier-Spektrum und die Autokorrelation des Signals betrachtet.

Eine recht gute Stabilisierungswirkung (siehe die nachfolgenden Darstellungen der stabilisierten Laserleistung) ergibt sich, wenn der D-Regler bei den typischen Frequenzen der Relaxationsschwingungen (circa 500 kHz, circa 3 % Amplitude) eine Pumpleistungsmodulation von ebenfalls rund 3 % verursacht. Eine stärkere Wirksamkeit des D-Reglers führt zwar zu einer etwas stärkeren Dämpfung von Störungen, dies macht sich im berechneten RMS-Rauschen jedoch kaum bemerkbar.

Aktivierung des P-Reglers führt bei vollständig deaktiviertem D-Regler zur Anfachung von periodischen Schwingungen im Frequenzbereich oberhalb von 1 MHz. In Kombination mit einem optimal eingestellten D-Regler bewirkt eine schwache Aktivierung des P-Reglers ($\Delta P_{\text{Pump}} \approx -0{,}2\Delta P_{\text{Laser}}$) jedoch eine noch etwas stärkere Reduzierung des RMS-Rauschens.

Der I-Regler war so ausgelegt worden, dass er erst auf Störungen, die länger als einige Millisekunden andauern, beispielsweise Schwankungen der Güte der Pumplichteinkopplung, anspricht. Für diese erste Messreihe, die nur einen Zeitintervall von circa 6,5 ms abdeckt, hat seine Einstellung daher praktisch keine Auswirkungen.

In den nachfolgend dargestellten Abbildungen wird jeweils ein Ausschnitt des Photodiodensignals, das aus den 65 536 Messwerten berechnetet Fourierspektrum und die Autokorrelationsfunktion dieses Signals dargestellt.[13] Verglichen wird je-

[13] Das berechnete Fourierspektrum besteht ursprünglich aus 32 768 reellen Werten im Frequenzbereich von Null bis 5 MHz. Dargestellt ist jedoch nur der interessante Bereich bis 2 MHz, wobei das Spektrum durch Faltung mit einer dreieckförmigen Gewichtsfunktion entsprechend der Transformation $\bar{A}_i = \sum_{j=i-N}^{i+N} A_j(N+1-|j-i|)/(N+1)^2$ geglättet wurde. Die Reichweite der Glättung wurde mit $N = 25$ auf 50 Nachbarwerte bzw. einen Frequenzintervall der Breite 7,5 kHz eingestellt, so dass statistische Fluktuationen geglättet werden, ohne dass die charakteristische Form des Frequenz-Spektrums beeinträchtigt wird.

weils die Laserausgangsleistung bei konstanter Pumpleistung[14] mit der durch die aktive Rückkopplung stabilisierten Laserleistung. Dabei wurde für alle Messungen mit aktiver Stabilisierung die gleiche, nach obigen Betrachtungen „optimierte“ Einstellung des PID-Reglers des Laserdiodenstroms benutzt. Die Signale beider Photodioden wurden gleich stark gewichtet, d. h. die unterschiedlichen Abschwächfaktoren der Farbfilter und die unterschiedliche Empfindlichkeit der Photodioden für die beiden Emissionsfarben wurde durch die Elektronik soweit kompensiert, dass gleich starke Leistungsschwankungen jeweils auch ein gleich starkes Regelsignal bewirken. Die Messungen wurden jeweils bei einem Laserdiodenstrom von 110 mA durchgeführt; dies entspricht einer Pumpleistung von circa 75 mW vor der Faser.[15] Um eine gute Vergleichbarkeit der Abbildungen zu gewährleisten, wurde stets die gleich Achsenskalierung verwendet, auch wenn dies in einigen Fällen zu einer nicht optimalen Darstellung führt. Die Fourier-Spektren wurden wie oben beschrieben geglättet, Photodiodensignal und Korrelationsfunktionen werden unbearbeitet dargestellt.

6.4.1 Rote Laseremission

In Abb. 6.6 ist zu erkennen, dass die periodischen Oszillationen der Laserausgangsleistung bei roter Laseremission durch die elektronische Stabilisierung sehr gut unterdrückt werden. Die Laserausgangsleistung weist allerdings weiterhin ein recht starkes Rauschen auf. Im Frequenzbereich um 2 MHz wird die Rauschamplitude durch die Regelung minimal angehoben. Obwohl die Relaxationsschwingungen durch die elektronische Rückkopplung praktisch vollständig unterdrückt werden, sinkt das aus dem Photodiodensignal berechnete Rauschen (RMS) der Ausgangsleistung jedoch nur von circa 5 % bei konstanter Pumpleistung auf circa 2 % bei aktivierter Leistungsstabilisierung.

6.4.2 Blaue Laseremission

In Abb. 6.7 ist in gleicher Weise die unstabilisierte und stabilisierte blaue Laserleistung dargestellt. Auch bei blauer Laseremission wird das Rauschen (RMS) durch die Stabilisierungselektronik von ursprünglich circa 5 % auf circa 2 % reduziert. Wie am Fourier-Spektrum und an der Autokorrelationsfunktion erkennbar

[14] Eigentlich sollte man statt „konstanter Pumpleistung“ besser „Pumpleistung bei unmoduliertem Strom der Laserdiode“ sagen, denn wegen Modensprüngen der Laserdiode, Schwankungen der Einkoppeleffizienz durch mechanische Erschütterungen und das unvermeidbare Rauschen des Laserdiodenstromes ist die Pumpleistung nicht wirklich konstant.

[15] Um sicherzustellen, dass die Laserdiode durch die direkte Ansteuerung durch die Stabilisierungselektronik nicht beschädigt werden kann, war der Maximalstrom während dieser Messungen auf rund 130 mA begrenzt.

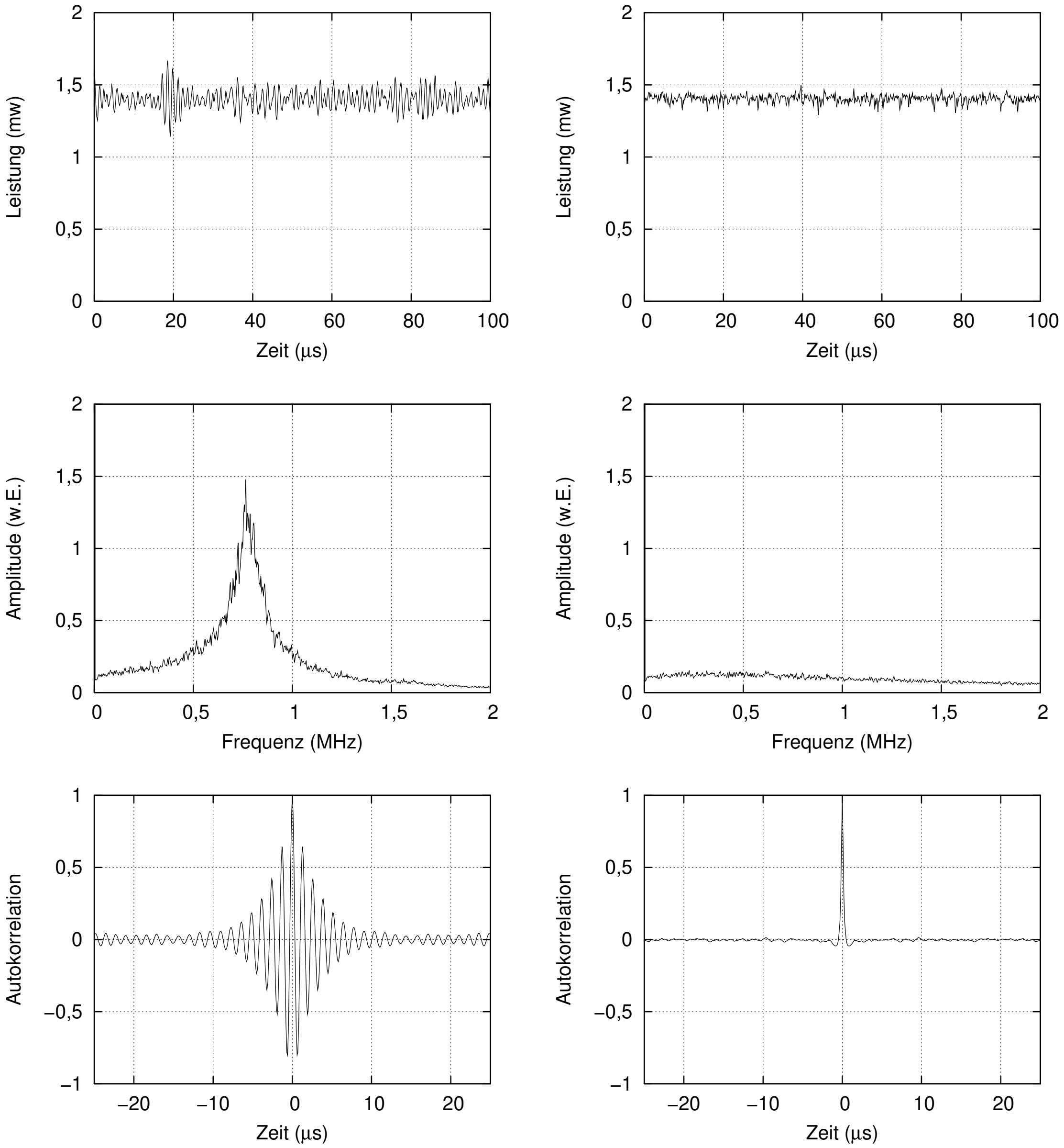

Abb. 6.6: Unstabilisierter (links) und elektronisch stabilisierter (rechts) roter Laserbetrieb. Dargestellt ist jeweils das auf die tatsächliche Laserausgangsleistung skalierte Photodiodensignal, die Fouriertransformation und die Autokorrelationsfunktion des Signals.

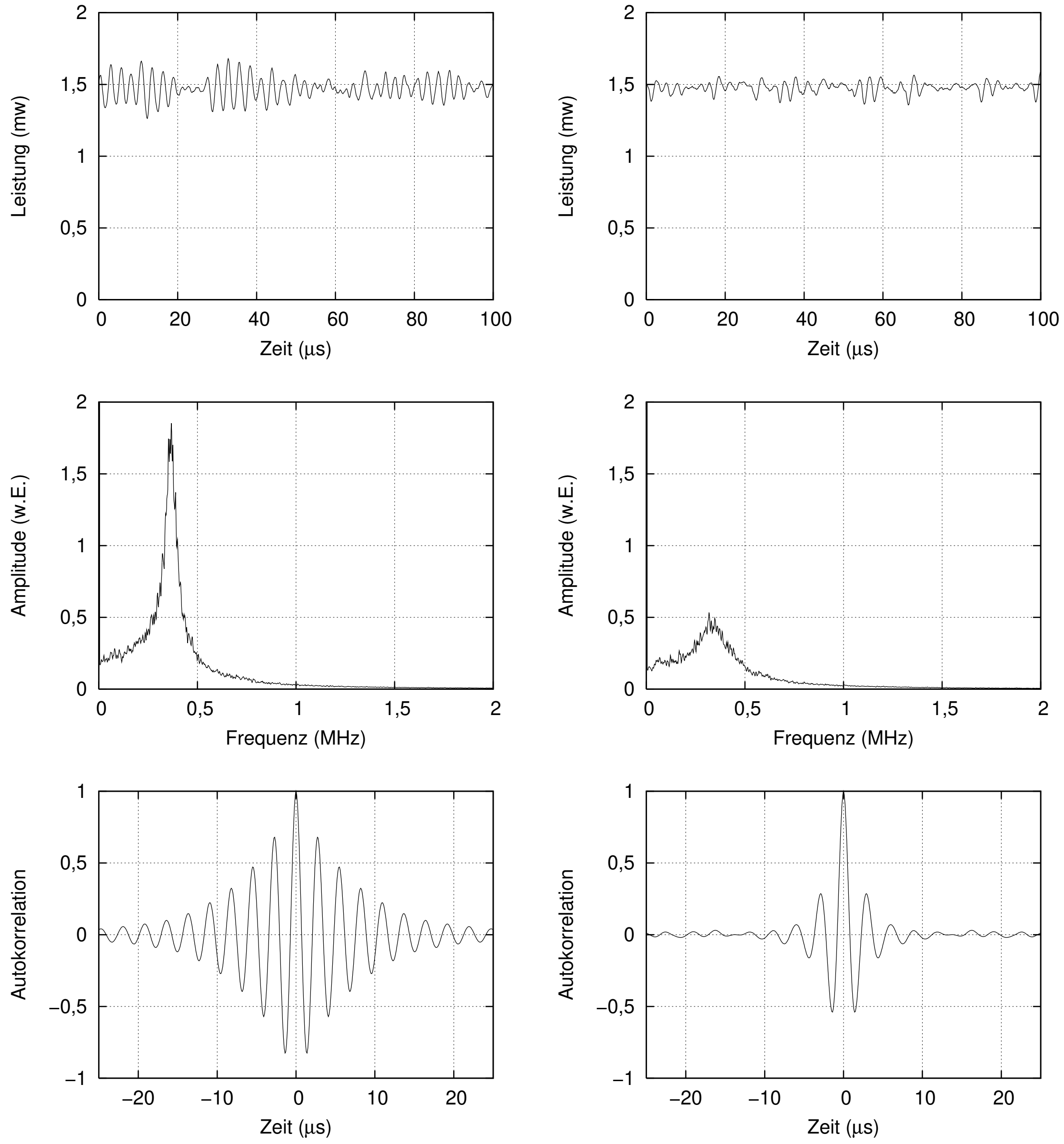

Abb. 6.7: Unstabilisierter (links) und elektronisch stabilisierter (rechts) blauer Laserbetrieb. Dargestellt ist jeweils das auf die tatsächliche Laserausgangsleistung skalierte Photodiodensignal, die Fouriertransformation und die Autokorrelationsfunktion des Signals.

ist, werden die periodischen Schwingungen hier jedoch weniger stark gedämpft.

Wahrscheinlich wäre in diesem Fall für den D-Teil der Regelung eine höhere Verstärkung erforderlich gewesen, denn entsprechend dem in Abschnitt 6.2 hergeleiteten Modell soll die Modulation der Pumpleistung ja proportional zur invertierten ersten Ableitung der *Photonenzahl im Resonator* erfolgen – die Regelung reagiert aber auf die ausgekoppelte Leistung, und bei blauer Emission ist das Verhältnis der ausgekoppelten Leistung zur Leistung im Resonator aufgrund der geringeren Auskopplung sehr viel ungünstiger. Dass eine stärkere Einstellung des D-Reglers in diesem Fall wahrscheinlich vorteilhaft gewesen wäre wurde jedoch erst nach Abschluss der Messungen bei der Datenauswertung deutlich erkennbar.

Weiter vorne in dieser Arbeit (siehe Abb. 6.1, Abb. 3.15) wurden bereits Messergebnisse zur blauen Laseremission präsentiert, bei denen das RMS-Rauschen bei konstantem Pumpstrom lediglich bei 1 bis 2 % lag. Als Pumpquelle wurde dort jedoch eine neue Eagleyard-Laserdiode [4] eingesetzt, die bei der Durchführung dieser Messungen noch nicht zur Verfügung stand. Die für diese Messung eingesetzte SDL-Laserdiode [3] verursacht bei Konstantstrombetrieb typischerweise ein deutlich stärkeres Rauschen der Faserlaserleistung als die neue Eagleyard-Diode. Ursache sind vermutlich Modenspünge der (gealterten) SDL-Laserdiode, die zu Störungen der Faserlaserleistung führen und Relaxationsschwingungen anregen. Die Stabilisierungselektronik kann die so angeregten Relaxationsschwingungen zwar dämpfen aber Leistungsschwankungen nicht völlig verhindern.

6.4.3 Gleichzeitige rote und blaue Laseremission

In Abb. 6.8 ist die Laserleistung bzw. das Photodiodensignal für gleichzeitig rote und blaue Laseremission dargestellt; links bei konstantem Strom der Laserdiode, rechts für durch die Regelungselektronik modulierten Laserdiodenstrom. Obwohl die beiden Laserübergänge konkurrierende Prozesse sind, ist die gleichzeitige Laseremission erstaunlich stabil. Durch Aktivierung der Regelung wird das Rauschen (RMS) für die rote Emission von rund 10 % auf circa 2 %, und für die blaue Emission von rund 2 % auf circa 1 % reduziert.

In Abb. 6.9 sind die zugehörigen Frequenzspektren dargestellt. Man erkennt, dass im Fourier-Spektrum der Ausgangsleistungen die Frequenzen um 200 und 750 kHz besonders stark vertreten sind. Bei aktivierter Regelung wird der hochfrequente Anteil vollständig unterdrückt, während dies bei dem niederfrequenten Anteil nur unvollständig gelingt.

Zunächst könnte man vermuten, dass die beiden dominierenden Frequenzanteile sich aus den bei einfarbiger Emission beobachteten Frequenzen additiv zusammensetzen, auch wenn das niederfrequente Maximum um 200 kHz deutlich kleiner als die typischen Relaxationsfrequenzen bei einfarbiger Laseremission ist.

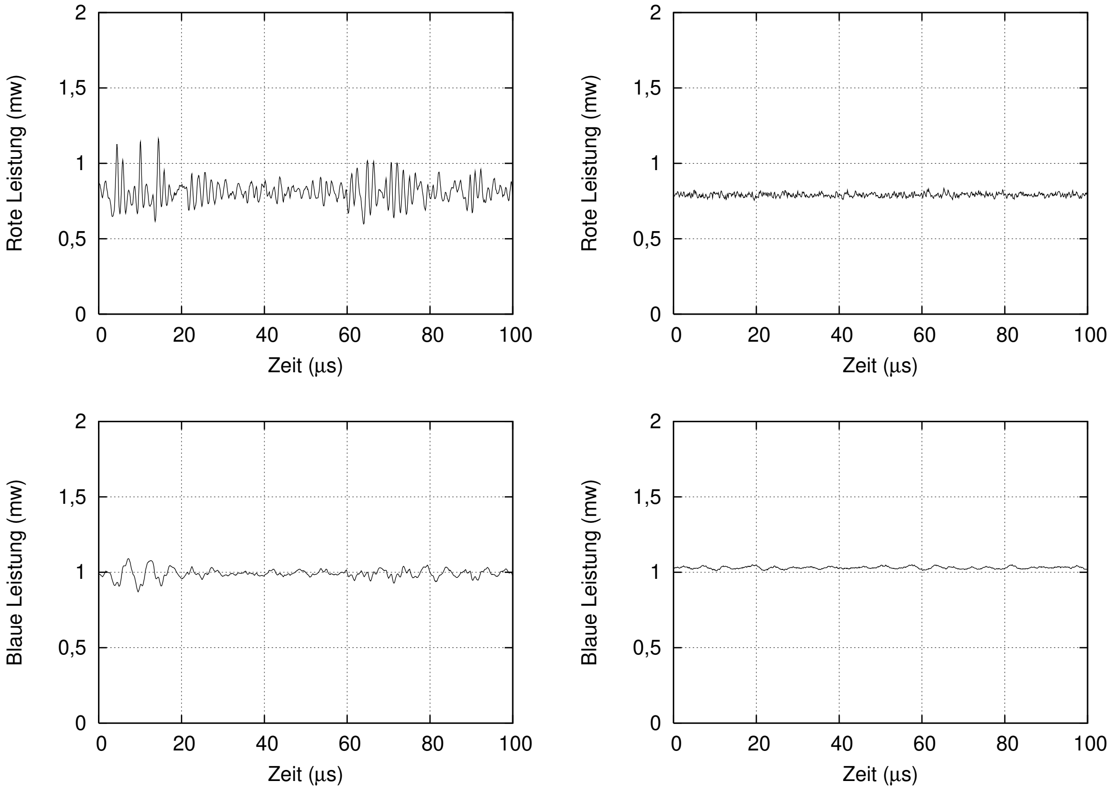

Abb. 6.8: Unstabilisierte (links) und elektronisch stabilisierte (rechts) gleichzeitige Laseremission bei 635 nm und 492 nm.

Die Betrachtung der in den Abbildungen 6.10 und 6.11 dargestellten Kreuzkorrelationsfunktionen der beiden Emissionsleistungen macht jedoch deutlich, dass die Laserdynamik bei zweifarbiger Emission eine etwas kompliziertere Struktur besitzt. In Abb. 6.10 erkennt man, dass die zweifarbige Laseremission bei konstanter Pumpleistung eine hochfrequente gleichphasige und eine niederfrequente gegenphasige Schwingungen vollführt. Die in Abb. 6.11 dargestellte Kreuzkorrelationsfunktion, die aus den bei aktivierter Regelung aufgezeichneten Photodiodensignalen berechnet wurde, zeigt lediglich den niederfrequenten gegenphasigen Anteil der Schwingungen – die gleichphasige Schwingung wird von der Regelung weitgehend unterdrückt.

Eine mögliche Erklärung für die Existenz des gleichphasigen und gegenphasigen Anteils der Leistungsschwankungen ergibt sich, wenn man gedanklich die gesamte, durch den Pumpprozess erzeugte Inversion in zwei oder drei Teile aufteilt: Einen gemeinsamen Teil, auf den die Lasermoden beider Emissionsfarben zugreifen können, und einen (kleineren) Anteil, der jeweils nur für die Verstärkung einer der beiden Emissionsfarben verfügbar ist. In diesem Fall wäre zu erwar-

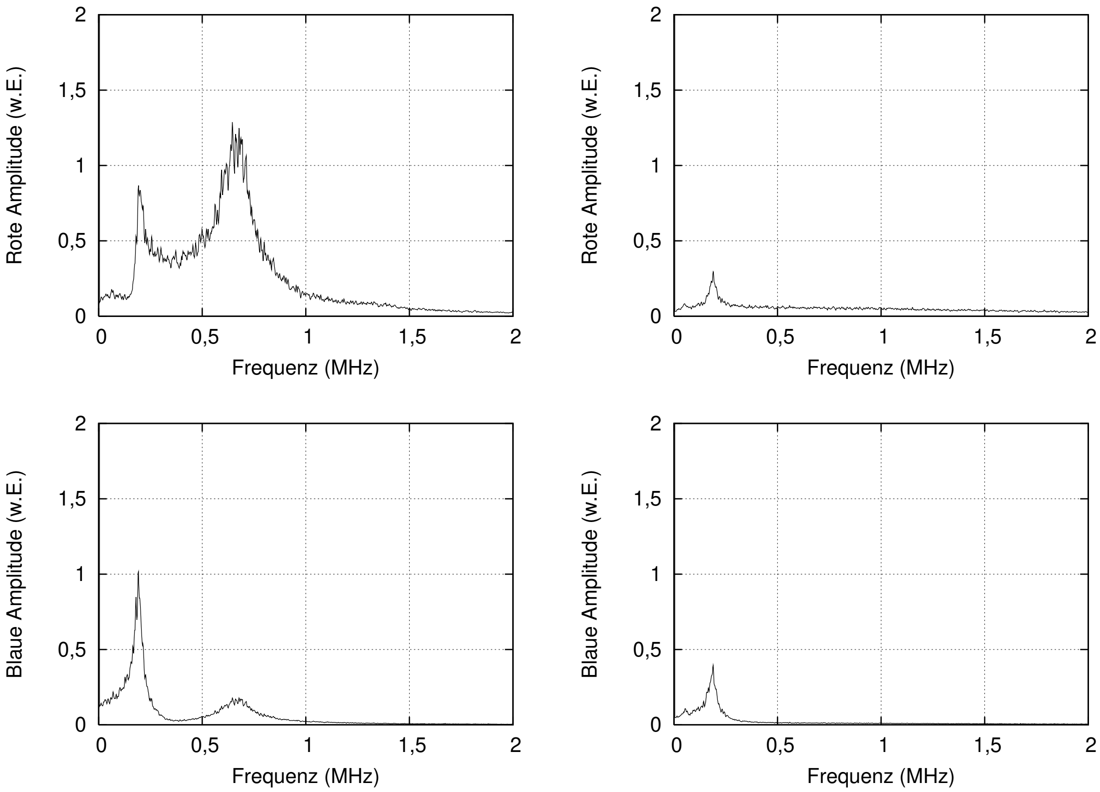

Abb. 6.9: Frequenzspektrum der Laserleistung bei unstabilisierter (links) und elektronisch stabilisierter (rechts) gleichzeitiger Laseremission bei 635 nm und 492 nm.

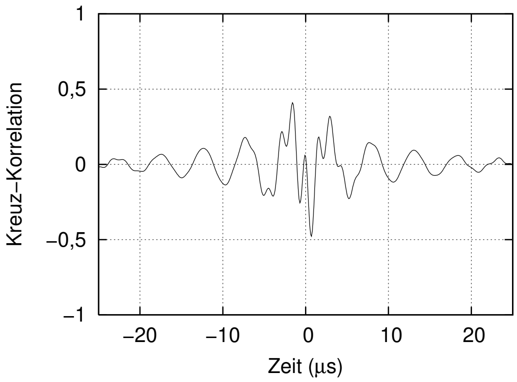

Abb. 6.10: Kreuzkorrelation der roten und blauen Laserleistung bei konstanter Pumpleistung.

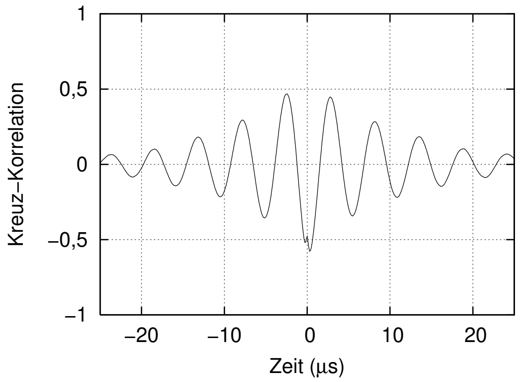

Abb. 6.11: Kreuzkorrelation der roten und blauen Laserleistung bei aktiver Leistungsstabilisierung.

ten, dass Schwankungen des gemeinsamen Anteils der Inversion zu gleichphasigen Leistungsschwankungen führen. Durch den Anteil der Inversion, der jeweils nur einer Emissionsfarbe zur Verfügung steht, entsteht eine gewisse Entkopplung der beiden Emissionsfarben bzw. der zugehörigen Lasermoden, so dass auch gegenphasige Schwingungen möglich werden.

Dass innerhalb der Faser tatsächlich Bereiche existieren, auf die ausschließlich oder vorwiegend Lasermoden einer der beiden Emissionsfarben Zugriff haben, kann durch unterschiedliche Modenfelddurchmesser der Lasermoden, unterschiedliche Polarisationsrichtungen oder die Stehwellen im Laserresonator (unterschiedliche Position der Knoten und Bäuche der Resonatormoden) erklärt werden. Zu diesem Bild passt auch die Beobachtung, dass die Summe der Emissionsleistung bei gleichzeitiger roter und blauer Laseremission größer als die Leistung bei einfarbiger Emission ist.

Angeregt durch diese Beobachtungen wurden in unserer Arbeitsgruppe von O. Back während seiner Diplomarbeit Simulationsrechnungen für mehrmodigen Laserbetrieb mit gemeinsamen und separaten Inversionsanteilen durchgeführt, deren Ergebnisse bei geeigneten Parametern qualitativ mit den Beobachtungen übereinstimmen (Back 2004).

Eine vollständige Dämpfung der gegenphasigen Schwingungen ist mit der derzeitigen Konfiguration der Stabilisierungselektronik nicht möglich, da das Signal beider Photodioden mit gleichem Vorzeichen und nahezu gleicher Gewichtung auf den D-Regler einwirkt. Durch Optimierung der Anteile beider Signale wird sich vermutlich die Wirksamkeit der Stabilisierung noch ein wenig verbessern lassen. Ob sich die gegenphasigen Schwingungen prinzipiell vollständig unterdrücken lassen, erscheint jedoch fraglich, da eine Pumpleistungsmodulation, die auf die eine Schwingung dämpfend wirkt, auf die andere, gegenphasige Schwingung verstärkend wirken kann.

Zum Abschluss dieses Kapitels ist in Abb. 6.12 eine Messung der zweifarbigen Laseremission über einen längeren Zeitintervall dargestellt, bei der neben der über die Pumpleistung geregelten Gesamtleistung auch die Farbanteile durch die zweite, auf das Piezo-Element einwirkende Regelung stabilisiert werden. Für Rot und Blau wurden zwei prinzipiell beliebige Sollwerte (Potentiometer) vorgegeben, auf deren Wert dann die mittlere Ausgangsleistung der beiden Emissionsfarben von der Stabilisierungselektronik eingeregelt wurde. Die mittlere Laserdiodenstromstärke lag bei dieser Einstellung bei circa 120 mA; dies entspricht einer Pumpleistung von rund 85 mW vor der Faser. Dargestellt ist in Abb. 6.12 ein repräsentativer Ausschnitt (20 s bei 10 ms Abtastschrittweite) aus einer deutlich längeren Datenaufzeichung. Das typische Rauschen (RMS) lag bei diesen Langzeitmessungen jeweils zwischen zwei und drei Prozent.

Wie erwartet können langsame Schwankungen der Farbanteile durch die über das Piezoelement kontrollierbare Luftspaltdicke bzw. die dadurch gesteuerten

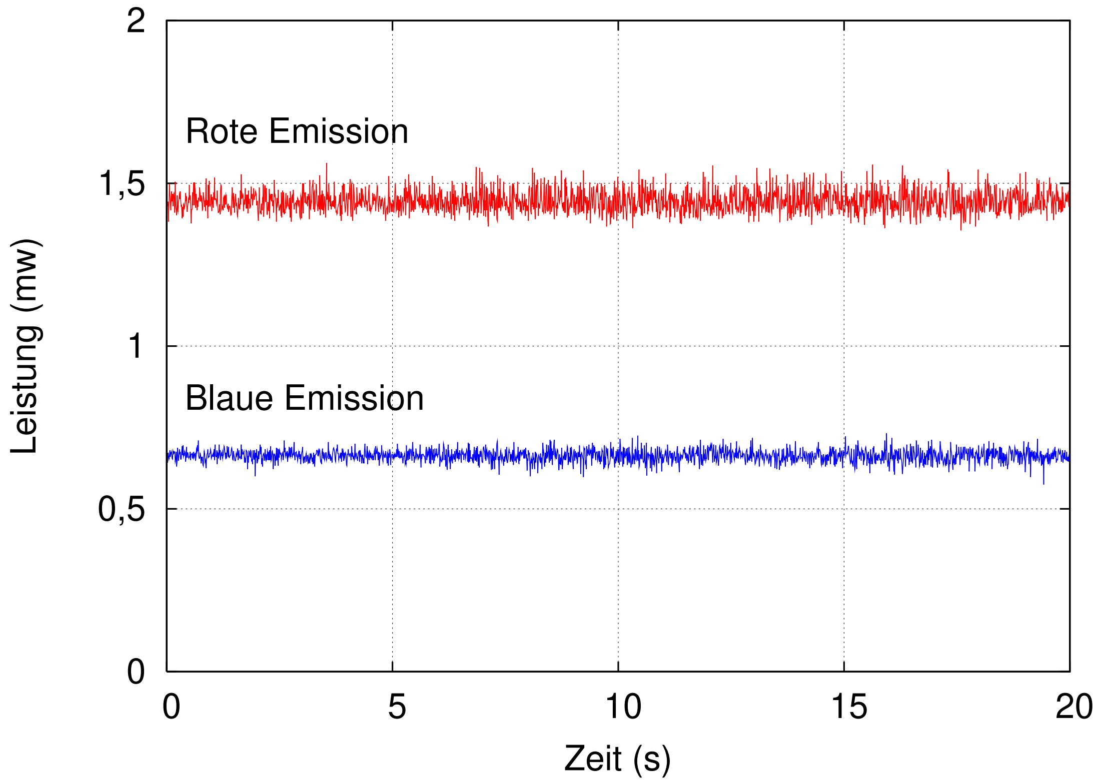

Abb. 6.12: Stabilisierung der zweifarbigen Laseremission durch Regelung des Laserdiodenstroms (Gesamtleistung) und der Piezospannung (Farbanteile).

Umlaufverluste der beiden Emissionsfarben kompensiert werden – jedenfalls solange der Stellweg des Piezoelementes und die verfügbare Pumpleistung ausreichen.

6.5 Ergebnisse der Leistungsstabilisierung

Durch die in den vorangehenden Abschnitten dargestellten Messergebnisse konnte gezeigt werden, dass sich die Relaxationsoszillationen durch eine auf die Pumpleistung wirkende Rückkopplung wirksam dämpfen lassen. Dies bedeutet, dass das in Abschnitt 6.2 für einen idealen Vier-Niveau-Laser abgeleitete Modell zur Schwingungsdämpfung auch bei den in dieser Arbeit untersuchten Faserlasern anwendbar ist. Bei roter Laseremission konnten die Relaxationsschwingungen durch die Regelungselektronik praktisch vollständig ausgedämpft werden. Das verbleibende „weiße“ Rauschen ist wahrscheinlich Folge der durch Modensprünge verursachten Pumpleistungsschwankungen und kann durch die Regelung nur wenig vermindert werden. Dies überrascht nicht, denn das Prinzip der elektronischen Rückkopplung beruht darauf, dass die Pumpleistung über den Strom der Laserdiode stetig variiert werden kann. Die Modensprünge bewirken jedoch eine sprunghafte Veränderung von Pumpleistung und Anregungswellenlänge und können durch eine Regelung nicht vollständig kompensiert werden. Für maximale Stabilität der Ausgangsleistung der Faserlaser wird man daher auch bei Anwendung der vorgestellten Stabilisierungselektronik stets bestrebt sein, sprunghafte Störungen der Pumpleistung (mechanische Erschütterungen, Modenspünge der Laserdiode) möglichst zu verhindern.

Um auch bei blauer Laseremission eine nahezu vollständige Dämpfung der Relaxationsschwingungen zu erzielen wäre wahrscheinlich eine größere Signalverstärkung erforderlich gewesen. Wie im vorangehenden Abschnitt erläutert wurde ist die für die Regelung relevante Größe die Photonenzahl im Resonator – da im verwendeten Aufbau bei roter Emission beidseitig circa 90 %, bei blauer Emission aber nur circa 10 % der Resonatorphotonen ausgekoppelt werden, wäre für das blaue Signal eine höhere Verstärkung erforderlich gewesen. Bei Entwurf der Regelung waren diese stark unterschiedlichen Auskoppelfaktoren jedoch nicht berücksichtigt worden. Dennoch war auch bei blauer Laseremission eine deutlich Dämpfung der Relaxationsoszillationen erkennbar.

Auch die gleichzeitige Emission bei 635 und 492 nm erwies sich als überraschend stabil und gut regelbar. Ob sich auch der gegenphasige Anteil der Leistungsschwankungen durch Modifikationen des Rückkoppelsystems weiter dämpfen lässt, müssen weitere Untersuchungen zeigen. Weitere Untersuchungen sind auch erforderlich, um zu klären, ob sich auch stabiler Laserbetrieb bei anderer Kombination der Emissionsfarben (Rot – Grün, Grün – Blau oder gleichzeitiger Dreifarbbetrieb Rot – Grün – Blau) erzielen lässt.

7 Zusammenfassung und Ausblick

In dieser Arbeit wurde gezeigt, dass sich mit diodengepumpten, Pr,Yb-dotierten Fluoridglas-Faserlasern effizienter einfarbiger und mehrfarbiger Laserbetrieb erzielen lässt – insbesondere auch bei den für technische Anwendungen höchst interessanten Wellenlängen 635, 521 und 491 nm (RGB-Laser).

Durch den Einsatz geeigneter Fasern, die in enger Kooperation mit verschiedenen Faserherstellern entwickelt wurden, konnte auch bei den schwächeren Laserübergängen im blau-grünen Spektralbereich effiziente und langzeitstabile Laseremission erzielt werden.

Durch im Reflexionsverlauf optimierte Laserspiegel in Kombination mit geeigneten Pump-Laserdioden und Einkoppeloptiken wurden bei 635, 521 und 492 nm jeweils mehr als 10 mW Ausgangsleistung bei einem differentiellen Wirkungsgrad von 7 bis 11 % erzielt. Die Anregung erfolgt dabei im nahen Infrarot über einen mehrstufigen Prozess (Aufkonversion) durch handelsüblich Laserdioden mit 150 bis 220 mW Nennleistung bei 830 bis 850 nm Wellenlänge.

Es wurden verschiedene Methoden entwickelt, um durch gezielte Veränderung der wellenlängenabhängigen Umlaufverluste des Laserresonators einzelne oder mehrere der insgesamt 12 optischen Übergänge des Pr^{3+}-Ions im sichtbaren Spektralbereich anzuregen. Der Schwerpunkt der Untersuchungen lag bei der Farbumschaltung zwischen blauer und roter Laseremission. Neben konventionellen Methoden der Farbumschaltung durch von der Faser räumlich getrennt angeordnete optische Rückkoppelelemente kam ein innovatives Verfahren zum Einsatz, bei dem durch die gezielte Variation der Dicke einer dielektrischen Spiegelschicht (Luftspalt der Größenordnung $\lambda/4$ zwischen Faserendfläche und Resonatorspiegel) der wellenlängenabhängige Reflexionsverlauf des am Faserende angebrachten Auskoppelspiegels und damit über die Veränderung der Resonatorumlaufverluste die Emissionsfarbe ausgewählt wurde. Umschaltung zwischen Rot und Blau mit Schaltfrequenzen bis zu 1 kHz und leistungsstabile gleichzeitige Emission bei 635 und 492 nm Wellenlänge konnte mit diesem Aufbau erstmalig demonstriert werden.

Die eingesetzten Methoden zur Farbumschaltung lassen sich auch für andere Laserübergänge anwenden. Durch Kombination von je einer Umschalteinheit an der Ein- und Auskoppelseite der Faser wird insbesondere umschaltbare oder gleichzeitige Laseremission bei 635, 521 und 492 nm Wellenlänge (rot-grün-blau) ermöglicht.

Um die Ausgangsleistung weiter zu stabilisieren und insbesondere um die für Festkörperlaser typischen Relaxationsschwingungen zu unterdrücken, wurde eine elektronische Schaltung, die die Pumpleistung der Laserdiode entsprechend einem analytischen Modell proportional zur invertierten ersten Ableitung der Laserausgangsleistung moduliert, entwickelt und bei ein- und zweifarbiger Laseremission (rot/blau) erprobt.

Hiermit konnten die Relaxationsschwingungen stark gedämpft und bei roter Laseremission nahezu vollständig unterdrückt werden, so dass die Leistungsschwankungen der Laseremission sowohl bei einfarbiger als auch bei gleichzeitig rot-blauer Laseremission auf circa 2 % reduziert wurden. Das verbleibende Rauschen der Laserleistung wird vorwiegend durch Pumplichtschwankungen (Modensprünge) verursacht und kann durch den Einsatz einer leistungsstabileren Pumplaserdiode noch weiter reduziert werden.

Ergänzend zu diesen auch für Anwendungen höchst relevanten Untersuchungen wurden insbesondere auch wichtige grundlegende Experimente zur Erforschung des Anregungsprozesses und zur Charakterisierung verschiedener Laserfasern durchgeführt: Die für die Lasereffizienz relevanten Größen Lichtdämpfung, Pumplichtabsorption und Lebensdauer der am Laserprozess beteiligten Energieniveaus wurden bestimmt und durch analytische Modelle beschrieben. Die zeitliche Entwicklung eines Modells zur Simulation des Anregungsprozesses wurde numerisch berechnet und mit experimentell bestimmten Daten verglichen.

Aufgrund der bereits recht guten Lasereffizienz bei den eher schwachen Laserübergängen um 521 und 492 nm ist zu erwarten, dass bei der Mehrzahl der übrigen anregbaren Laserübergänge mit geeigneten Resonatorspiegeln ebenfalls effizienter Laserbetrieb erzielt werden kann. Auch bei diesen Laserübergängen können die für die Farbumschaltung entwickelten Methoden eingesetzt werden.

Durch weitere Optimierungen des Fasermaterials und der Dotierungskonzentration erscheinen weitere Verbesserungen der Lasereffizienz und der Ausgangsleistung möglich – ebenso eine Skalierung auf deutlich höhere Ausgangsleistungen durch den Einsatz leistungsstärkerer Pumplichtquellen.

A Umrechnung der Dotierungskonzentration

Die Stärke der Dotierung optischer Fasern mit laseraktiven Substanzen wird von den Faser-Herstellern in der Regel in ppm (parts per million) angegeben. Diese Angabe kann sich jedoch auf das Teilchenzahl- („Le Verre Fluore") oder aber auf das Massen-Verhältnis (Galileo, KDD) beziehen. Für den Vergleich von Fasern verschiedener Hersteller ist es nötig, diese Angaben ineinander oder in die tatsächliche Teilchendichte (Teilchen/m^3) umzurechnen.

Die Dotierungsangabe ppm (gew.) bezieht sich auf den PrF_3-Gewichtsanteil an der Glasschmelze (Stark 1997). Bezeichnet m_{PrF_3} die Masse eines PrF_3-Teilchens, N_{PrF_3} die Anzahl dieser Teilchen pro Kubikmeter und ρ_{ZBLAN} die Dichte von ZBLAN-Glas ($^{kg}/_{m^3}$), so gilt bei einer Dotierungskonzentration von 1 ppm (gew.):

$$\frac{N_{PrF_3}\, m_{PrF_3}}{\rho_{ZLBAN}} = 10^{-6}\,.$$

Mit der relativen Atommasse von Praseodym und Fluor von 140,91 bzw. 19,00, der Dichte von ZBLAN-Glas von 4 330 $^{kg}/_{m^3}$ und der Atommassenkonstante $u = 1{,}661 \cdot 10^{-27}$ kg ergibt sich die Anzahl N_{PrF_3} der PrF_3-Teilchen bzw. Pr^{3+}-Ionen je Kubikmeter ZBLAN-Glas bei einer Dotierungskonzentration von 1 ppm (gew.) zu

$$N_{PrF_3} = \frac{\rho_{ZLBAN} \cdot 10^{-6}}{m_{PrF_3}} = \frac{4\,330\,^{kg}/_{m^3} \cdot 10^{-6}}{(140{,}91 + 3 \cdot 19{,}00)\; 1{,}661 \cdot 10^{-27}\,\mathrm{kg}} = \frac{1{,}317 \cdot 10^{22}}{m^3}.$$

Mit der relativen Atommasse von Ytterbium (173,04) erhält man in gleicher Weise die Dotierung mit YbF_3:

$$N_{YbF_3} = \frac{\rho_{ZLBAN} \cdot 10^{-6}}{m_{YbF_3}} = \frac{4\,330\,^{kg}/_{m^3} \cdot 10^{-6}}{(173{,}04 + 3 \cdot 19{,}00)\; 1{,}661 \cdot 10^{-27}\,\mathrm{kg}} = \frac{1{,}133 \cdot 10^{22}}{m^3}.$$

Die Dotierungsangabe ppm (mol) bezieht sich auf das Verhältnis von PrF_3-Teilchen zu allen Metall-Fluorid-Teilchen. Es muss daher die Anzahl der Metall-Fluorid-Teilchen in einem Kubikmeter ZBLAN-Glas bestimmt werden, dann entspricht 1 ppm (mol) gerade dem millionsten Teil hiervon. Die mittlere Masse m_{ZBLAN} eines Metall-Fluorid-Teilchens ergibt sich mit der Zusammensetzung von

ZBLAN ($53ZrF_4$-$20BaF_2$-$4LaF_3$- $3AlF_3$-$20NaF$) (mol %) und der relativen Atommasse der Bestandteile (F=19,00; Zr=91,22; Ba=137,33; La=138,91; Al=26,98; Na=22,99) zu

$$\begin{aligned} m_{\mathrm{ZBLAN}} = {} & (0{,}53(91{,}22 + 4 \cdot 19{,}00) + 0{,}20(137{,}33 + 2 \cdot 19{,}00) \\ & + 0{,}04(138{,}91 + 3 \cdot 19{,}00) + 0{,}03(26{,}98 + 3 \cdot 19{,}00) \\ & + 0{,}20(22{,}99 + 19{,}00))\ 1{,}661 \cdot 10^{-27}\,\mathrm{kg} = 2{,}366 \cdot 10^{-25}\,\mathrm{kg}\,. \end{aligned}$$

Mit der Dichte von ZBLAN-Glas von ρ_{ZBLAN}=4 330 $^{\mathrm{kg}}/_{\mathrm{m}^3}$ folgt dann die Anzahl N_{ZBLAN} von Metall-Fluorid-Teilchen pro Kubikmeter ZBLAN-Glas:

$$N_{\mathrm{ZBLAN}} = \frac{\rho_{\mathrm{ZBAN}}}{m_{\mathrm{ZBLAN}}} = \frac{4\,330\ ^{\mathrm{kg}}/_{\mathrm{m}^3}}{2{,}366 \cdot 10^{-25}\,\mathrm{kg}} = \frac{1{,}830 \cdot 10^{28}}{m^3}\,.$$

Damit ergibt sich die Anzahl $N_{\mathrm{PrF_3}}$ der PrF_3-Teilchen bzw. Pr^{3+}-Ionen je Kubikmeter ZBLAN-Glas bei einer Dotierungskonzentration von 1 ppm (mol) zu

$$N_{\mathrm{PrF_3}} = 1{,}830 \cdot 10^{28}\,\mathrm{m}^{-3} \cdot 10^{-6} = 1{,}830 \cdot 10^{22}\,\mathrm{m}^{-3}\,.$$

(Für die Ytterbium-Dotierung gilt der gleiche Zahlenwert.)

Bei diesen Berechnungen wurde angenommen, dass sich die Dichte von ZBLAN-Glas durch die Dotierung nicht merklich ändert. Dies ist bei den üblichen, geringen Dotierungen (maximal 20 000 ppm) hinreichend gut gewährleistet.

In der folgenden Tabelle sind die Ergebnisse zusammengefasst:

	Pr^{3+}-Ionen/m^3	Yb^{3+}-Ionen/m^3
1 ppm (mol)	$1{,}830 \cdot 10^{22}$	$1{,}830 \cdot 10^{22}$
1 ppm (gew.)	$1{,}317 \cdot 10^{22}$	$1{,}133 \cdot 10^{22}$

B Numerische Simulation des Anregungs- und Laserprozesses

```
/*
    Simulation of Upconversion−Process in Pr,Yb−doped ZBLAN−fibre−lasers
    (Blue laser emission)
    07−FEB−2005, Stefan Salewski
    linking: gcc −lm −O3 SimUC_Laser6ms.c
    usage: SimUC_Laser6m >file.txt
*/

#include <stdio.h>
#include <math.h>

#define Pi 3.1415
#define kBoltzmann 1.38e−23
#define c0Light 3.00e8
#define hPlank 6.63e−34
#define kT (kBoltzmann*TRoom)

#define TRoom 300.0
#define nFibre 1.5

#define lFibre 0.3
#define rFibre 0.65e−6
#define vFibre (rFibre*rFibre*Pi*lFibre)
#define RSpiegelA 0.85
#define RSpiegelE 0.97
#define Ti 0.05

#define Niveaus 9
#define dMdt dNdt[8]
#define M N[8]

#define NPr (3000.0*1.83e22*vFibre)
#define NYb (20000.0*1.83e22*vFibre)

#define Tau2 90e−6
#define Tau3 48e−6
#define Tau4 Tau3
#define Tau5 Tau3
#define Tau7 1.5e−3

#define A2 (1/Tau2)
#define A3 (1/Tau3)
#define A4 (1/Tau4)
#define A5 (1/Tau5)
#define A7 (1/Tau7)

/* gi=2J+1 */
#define g0 8.0 /* 9−g1 */
```

```
#define g1 1.0 /* one sublevel of ground state */
#define g2 9.0
#define g3 1.0
#define g4 3.0
#define g5 13.0
#define g6 8.0
#define g7 6.0

#define E0 0.0
#define E1 (((1/490e-9)-(1/493e-9))*hPlank*c0Light)
#define E2 (970900*hPlank*c0Light)
#define E3 (2087700*hPlank*c0Light)
#define E4 (2145900*hPlank*c0Light)
#define E5 (2145900*hPlank*c0Light)
#define E6 0.0
#define E7 ((1/(980e-9))*hPlank*c0Light)

#define B52 1.0e-4
#define B25 (B52*g5/g2)

#define B76 1.0e-7
#define B67 (B76*g7/g6)

#define B31 1.0e-4
#define B13 (B31*g3/g1)

#define K3267 2e-9
#define K7602 2e-9

void Euler (double y[], double h);
void Midpoint(double y[], double h);
void RungeKutta4 (double y[], double h);

void dN (double N[], double dNdt[]);
void Head(void);
void Out(double t, double n[]);
void Info(void);

double P, gama, V10, V43, V53, K7623, K2067;

int main (void)
{
    double TMax, PMax, t, dt, dtOut, tt;
    double nt[Niveaus];
    signed long int i;

    for (i=0; i<Niveaus; i++) nt[i]=0;
    gama=-(c0Light/nFibre)*log(RSpiegelE*RSpiegelA*(1.0-Ti)*(1.0-Ti))/(2.0*lFibre);
    V10=(exp((E0-E1)/kT)*g1/g0);
    V43=(exp((E3-E4)/kT)*g4/g3);
    V53=(exp((E3-E5)/kT)*g5/g3);
    K7623=K3267*(g3*g6/(g7*g2))*exp(((E7-E6)-(E3-E2))/kT);
    K2067=K7602*(g0*g7/(g2*g6))*exp(((E2-E0)-(E7-E6))/kT);
    PMax=5.0e8;
    dt=1e-10; /* dt=1e-9 is ok! */
    TMax=6e-3;
    dtOut=1e-6;
    tt=dtOut;
    nt[0]=NPr/(V10+1);
    nt[1]=NPr/(V10+1)*V10;
    nt[6]=NYb;
    t=0;
```

```
    Info();
    Head();
    Out(t,nt);
    while (t<=TMax)
    {
        tt-=dt;
        t+=dt;
        if (t<1.5e-3) P=PMax;
        else if (t<1.7e-3) P=0;
        else if (t<2.5e-3) P=PMax;
        else if (t<5e-3) P=PMax-PMax*(t-2.5e-3)/2.5*1e3;
        else P=0;
        /* P=PMax*t/TMax; */
        RungeKutta4(nt, dt);
        if (nt[8]<0) nt[8]=0;
        if ((tt<0.5*dt)||(0))
        {
            Out(t,nt);
            tt=dtOut;
        }
    }
        return 0;
}

/* This routine advance the vector y[] to y[]+h*dy/dt using simple Euler method. */
void Euler (double y[], double h)
{
    signed long int i;
    double dydx[Niveaus];

    dN(y,dydx);
    for (i=0; i<Niveaus; i++) y[i]+=h*dydx[i];
}

/* This routine advance the vector y[] to y[]+h*dy/dt using midpoint method */
void Midpoint(double y[], double h)
{
    signed long int i;
    double yt[Niveaus], dydx[Niveaus];

    dN(y,dydx);
    for (i=0; i<Niveaus; i++) yt[i]=y[i]+0.5*h*dydx[i];
    dN(yt, dydx);
    for (i=0; i<Niveaus; i++) y[i]+=h*dydx[i];
}

/* Fourth-order Runge-Kutta algorithm for solving n coupled first-order differential equations. */
/* This routine is based on "Press: Numerical Recipes in C", page 712 (www.nr.com) */
/* This routine advance the vector y[] to y[]+h*dy/dt using Fourth-order Runge-Kutta algorithm. */
void RungeKutta4 (double y[], double h)
{
    signed long int i;
    double hh;
    double dym[Niveaus], dyt[Niveaus], yt[Niveaus], dydx[Niveaus];

    hh=h*0.5;
    dN(y,dydx);
    for (i=0; i<Niveaus; i++) yt[i]=y[i]+hh*dydx[i];
    dN(yt, dyt);
    for (i=0; i<Niveaus; i++) yt[i]=y[i]+hh*dyt[i];
    dN(yt, dym);
    for (i=0; i<Niveaus; i++)
```

```
    {
        yt[i]=y[i]+h*dym[i];
        dym[i]+=dyt[i];
    }
    dN(yt, dyt);
    for (i=0; i<Niveaus; i++) y[i]+=hh*(dydx[i]+dyt[i]+2.0*dym[i])/3.0;
}

/* Use of temporary variables for common expressions can make this much faster */
void dN (double N[], double dNdt[])
{
    double dN345dt, dN01dt;

    dN345dt=(N[2]*B25-N[5]*B52)*P-N[3]*N[6]*K3267+N[7]*N[2]*K7623-
        (N[3]*B31-N[1]*B13)*M-N[3]*A3-N[4]*A4-N[5]*A5;
    dNdt[3]=dN345dt/(V43+V53+1);
    dNdt[4]=dN345dt/(V43+V53+1)*V43;
    dNdt[5]=dN345dt/(V43+V53+1)*V53;
    dNdt[2]=(-N[2]*B25+N[5]*B52)*P+N[7]*N[0]*K7602-N[2]*N[6]*K2067+
        N[3]*N[6]*K3267-N[7]*N[2]*K7623-N[2]*A2;
    dNdt[7]=N[3]*N[6]*K3267-N[7]*N[2]*K7623-N[7]*N[0]*K7602+
        N[2]*N[6]*K2067+(N[6]*B67-N[7]*B76)*P-N[7]*A7;
    dNdt[6]=-dNdt[7];
    dMdt=(N[3]*B31-N[1]*B13)*(M+1)-gama*M;
    dN01dt=-(dNdt[2]+dNdt[3]+dNdt[4]+dNdt[5]);
    dNdt[0]=dN01dt/(V10+1);
    dNdt[1]=dN01dt/(V10+1)*V10;
}

void Head(void)
{
printf("#␣t␣(s)␣␣␣␣␣␣P␣(w.E.)␣␣␣N0␣(3H4)␣␣␣N1␣(3H4)␣␣␣N2␣(1G4)␣␣␣N3␣(3P0)␣␣␣");
printf("N4␣(3P1)␣␣␣N5␣(1I6)␣␣␣N6␣(2F7/2)␣N7␣(2F5/2)␣M\n");
}

void Out(double t, double n[])
{
    signed long int i;

    printf("%.5E", t); printf("␣␣%.3E", P);
    for (i=0; i<Niveaus; i++) printf("␣␣%.3E", n[i]);
    printf("\n");
}

void Info(void)
{
    printf("#␣B52:␣␣␣%.5E␣␣", B52); printf("B25:␣␣␣%.5E\n", B25);
    printf("#␣B31:␣␣␣%.5E␣␣", B31); printf("B13:␣␣␣%.5E\n", B13);
    printf("#␣B76:␣␣␣%.5E␣␣", B76); printf("B67:␣␣␣%.5E␣\n", B67);
    printf("#␣K3267:␣%.5E␣␣", K3267); printf("K7623:␣%.5E\n", K7623);
    printf("#␣K7602:␣%.5E␣␣", K7602); printf("K2067:␣%.5E\n", K2067);
    printf("#␣V10:␣␣␣%.5E␣␣", V10); printf("V43:␣␣␣%.5E\n", V43);
    printf("#␣V53:␣␣␣%.5E␣␣", V53); printf("gamma:␣%.5E\n", gama);
}
```

C Elektronik für die Leistungsstabilisierung

Nachfolgend wird die elektronische Schaltung zur Stabilisierung der Laserleistung, deren prinzipielle Funktion in Kapitel 6 erläutert wurde, detailliert beschrieben.

Funktion der Regelung

Die Regelung soll einerseits durch Steuerung der Pumpleistung die Gesamtleistung des Lasers stabilisieren und zusätzlich bei zweifarbiger Laseremission die Farbanteile entsprechend den Sollwerten einstellen. Wie in Abschnitt 6.3 (Seite 119 f.) beschrieben, können für diese Aufgabe zwei PID-Regler eingesetzt werden. Die Pumpleistung wird dabei über den Strom der Laserdiode von einem schnellen Regler gesteuert, der insbesondere durch Modulation der Pumpleistung die Relaxationsschwingungen dämpfen soll. Die Farbanteile werden von einem deutlich langsameren Regler eingestellt.

Der prinzipielle Aufbau der Schaltung orientiert sich an dem in Abb. 6.4 auf Seite 124 dargestellten Blockschaltbild: Ein Teil der Laserausgangsleistung fällt auf zwei schnelle Photodioden, deren Signal proportional zur blauen bzw. roten Laserleistung ist und von der Regelelektronik mit den über zwei Potentiometer eingestellten Sollwerten verglichen wird.

Der schnelle Teil der Regelung vergleicht die Summe der Photodiodensignale mit der Summe der Sollwerte und regelt über den Strom der Laserdiode die Pumpleistung und damit die gesamte Ausgangsleistung des Lasers, wobei der D-Teil die Relaxationsschwingungen dämpft, während der P- und der I-Teil langsamere Schwankungen der Laserleistung stabilisieren. Der langsamere Regler vergleicht die Differenz der Photodiodensignale mit der Differenz der Sollwerte und erzeugt als Regelsignal eine Spannung, mit der ein Piezo-Element oder ein anderes Stellelement zur Einstellung der Farbanteile angesteuert wird.

Für die Dämpfung der Relaxationsschwingungen muss die Pumpleistung proportional zur invertierten ersten Ableitung der Laserausgangsleistung moduliert werden. Dabei ist es wichtig, dass sich der D-Teil der Regelung bei der Frequenz der Relaxationsschwingungen (circa 0,5 MHz) nahezu wie ein idealer Differenzierer verhält; d. h. die Summe aller Signalverzögerungen, die auf dem Weg von den

Photodioden zur Strommodulationsstufe entstehen, muss so gering sein, dass dadurch die vom Differenzierer erzeugte Phasenvoreilung ($90° \mathrel{\hat{=}} 0{,}5\,\mu s$) nur minimal vermindert wird. Daher ist es notwendig, diesen Signalweg möglichst kurz und die einzelnen Verstärkerstufen entsprechend schnell auszulegen (vgl. Abschnitt 6.3 ab Seite 119).

Der Aufbau der Schaltung erfolgt entsprechend dem in Abb. C.1 dargestellten Blockschaltbild, dass gegenüber der ursprünglichen Darstellung (Abb. 6.4 auf Seite 124) stärker an den elektronischen Realisierungsmöglichkeiten und den erforderlichen kurzen Signallaufzeiten im schnellen Teil der Schaltung ausgerichtet ist: Die Addition von Signalen erfolgt durch die in der Praxis üblichen invertierenden Summierer, und die Vorzeichen der Signale von Photodioden und Potentiometern wurden so gewählt, dass für die Stromregelung keine zusätzliche Invertierung erforderlich ist und der Signalweg dadurch möglichst kurz wird. Für den Teil der Schaltung, der die Farbanteile regelt, sind dann einige Signalinvertierungen erforderlich – dort stören die verlängerten Signallaufzeiten nicht.

Da keine kommerziellen Laserdiodentreiber mit genügend schnellen Modulationseingängen verfügbar waren, muss die Ansteuerung der Laserdiode direkt durch die aufzubauende Schaltung erfolgen. Dabei muss bedacht werden, dass Laserdioden sehr empfindlich auf Überschreitung der zulässigen Nennströme oder auf kurze Spannungsspitzen reagieren. Es muss daher eine zuverlässige Strombegrenzung implementiert werden, wobei die stark nichtlineare Strom-Spannungs-Kennlinie der Laserdiode berücksichtigt werden muss.

Die einzelnen Verstärkerstufen des schnellen Teils der Regelung werden jeweils für circa 30 MHz Grenzfrequenz ausgelegt. Damit ist die Verzögerung aufgrund der Signallaufzeiten so gering, dass sich bezogen auf die Frequenz der Relaxationsschwingungen von circa 0,5 MHz lediglich eine unerwünschte Phasenverschiebung von circa 10° ergibt.

Eine Besonderheit der Farbregelung ist der endliche Stellweg: Während bei den üblichen Regelungen ein großes Fehlersignal zu einer großen, nur durch technische Grenzen eingeschränkten Reaktion des Stellgliedes führen soll (z. B. großer Laserdiodenstrom), ist dies bei der Farbregelung aus physikalischen Gründen nicht sinnvoll: Es gibt für beide Farben jeweils eine optimale, von der Gesamtleistung unabhängige Endposition des Stellweges. Daher erscheint es wünschenswert, dass das Ansprechverhalten dieses Reglers nicht von der Gesamtausgangsleistung des Lasers beeinflusst wird. Deshalb wird das Fehlersignal, d. h. die Differenz der Differenzen von Soll- und Ist-Signal, durch die Summe aller Signale dividiert (normiert), bevor es dem PID-Regler zugeführt wird. Damit wird das Ansprechverhalten dieses Reglers unabhängig von der Gesamtausgangsleistung des Lasers. Diese Normierung ist allerdings recht aufwändig (Analog-Dividierer) und vermutlich nicht unbedingt erforderlich (Ohne Normierung spräche dieser Regler bei höherer Gesamtleistung stärker bzw. schneller an.). Weiterhin kann es erforderlich sein,

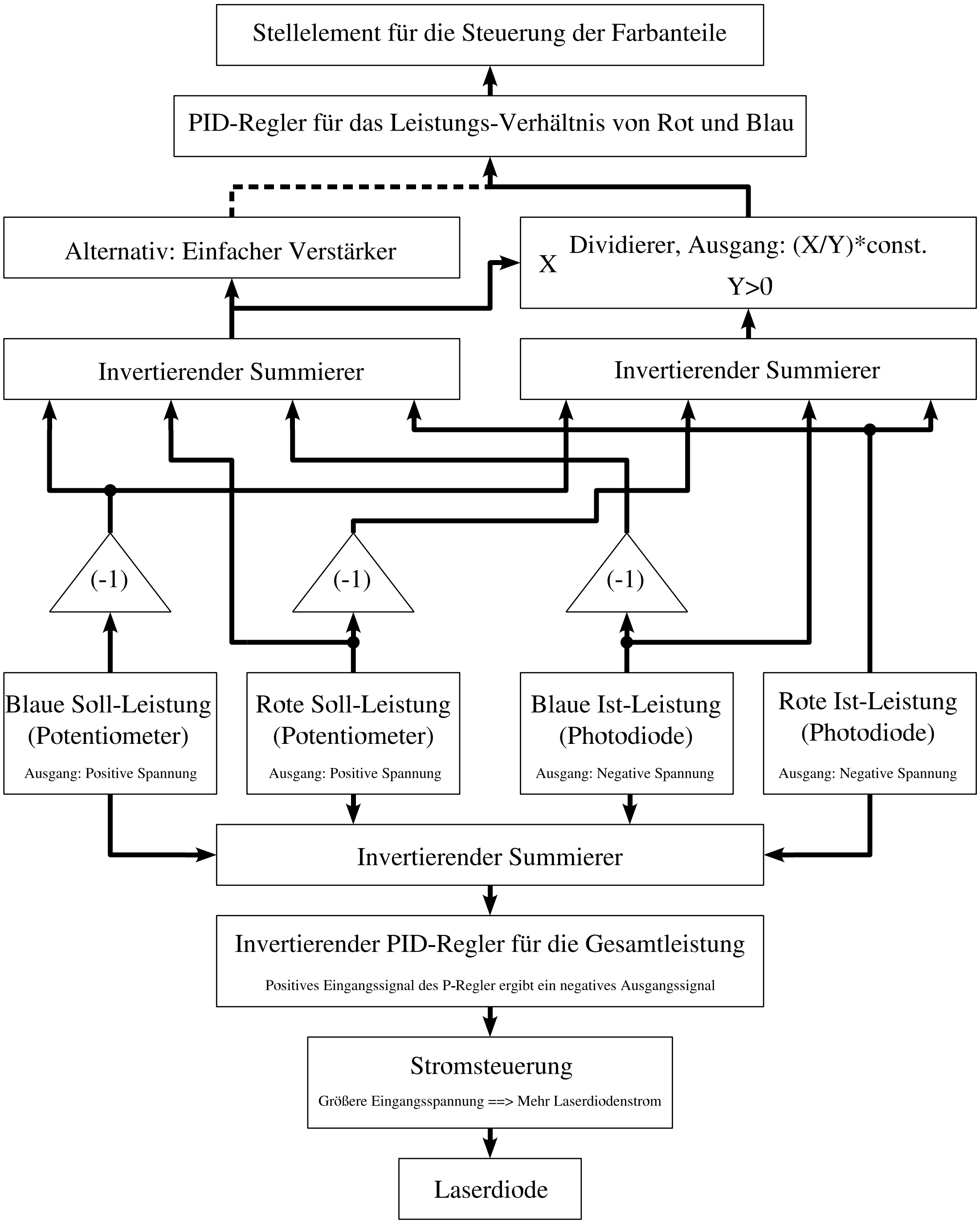

Abb. C.1: Blockschaltbild für die Leistungsstabilisierung.

den Stellweg des Farbreglers auf den Bereich zu begrenzen, in dem das Verhältnis der Farbanteile monoton der Steuerspannung folgt. Diese Stellwegbegrenzung erfolgt durch (über Potentiometer) einstellbare Minimal- und Maximalspannungen.

Aufgrund der hintereinander angeordneten Verstärkerstufen ähnlicher Grenzfrequenz ist es prinzipiell möglich, dass ab einer bestimmten Frequenz eine Phasenverschiebung von 180° auftritt während die Schleifenverstärkung noch größer als 1 ist. Um zu verhindern, dass in diesem Fall Schwingungen auftreten, kann in die Schaltung ein Tiefpass mit deutlich niedrigerer Grenzfrequenz eingefügt werden. Da sich der Faserlaser jedoch nicht zu hochfrequenten Schwingungen anregen lässt, ist dies nicht nötig.

Aufbau der Schaltung

Stromversorgungsplatine

Der Schaltplan für die Stromversorgung ist in Abb. C.2 dargestellt: Die Netzspannung wird mehrfach gefiltert, transformiert, gleichgerichtet und mit integrierten Spannungsreglern vorstabilisiert. Weitere Schaltungselemente schützen die Laserdiode beim Einschalten des Gerätes und bei plötzlichem, unerwartetem Zusammenbruch der Netzspannung vor Schädigung durch Überspannung.

Für die Pumplaserdiode wird je nach Typ ein Strom von 150 (Sanyo) bis 200 mA (SDL) benötigt. Dabei werden die Laserdioden mit einer gegen Masse negativen Versorgungsspannung von einigen Volt betrieben.[1] Für die Regelelektronik selbst werden Spannungen im Bereich ± 15 V benötigt, da dies die optimale Versorgungsspannung für die meisten Operationsverstärker ist. Einige Operationsverstärker und Logikbausteine (74HCXX) vertragen jedoch nur ± 5 V. Der Strombedarf der Elektronik liegt in der Größenordnung von 120 mA, hinzu kommen circa 60 mA für Leuchtdioden und die Displaybeleuchtung. Es wird ein Ringkerntransformator mit geteilter Primärwicklung eingesetzt. Durch einen Spannungswahlschalter können die Primärwicklungen in Reihe oder parallel geschaltet werden, so dass Betrieb bei 230 oder 115 V möglich ist. Aus den zwei Sekundärwicklungen des Trafos mit je 12 V Nennspannung können je maximal 1 A Strom entnommen werden. Die tatsächliche Belastung des positiven Ausgangs der Stromversorgung liegt bei circa 180 mA (120 mA für die Elektronik und 60 mA für Beleuchtung), die Belastung des negativen Ausgangs liegt bei maximal 320 mA (120 mA für die Elektronik und bis zu 200 mA für die Versorgung der Laserdiode.)

Um einerseits die Laserdiode vor Netzspannungsspitzen (Spikes) zu schützen

[1] Die Eagleyard-Laserdiode [4], die beim Entwurf dieser Schaltung noch nicht zur Verfügung stand, wird demgegenüber mit einer positiven Spannung betrieben und kann daher mit dieser Schaltung nicht verwendet werden!

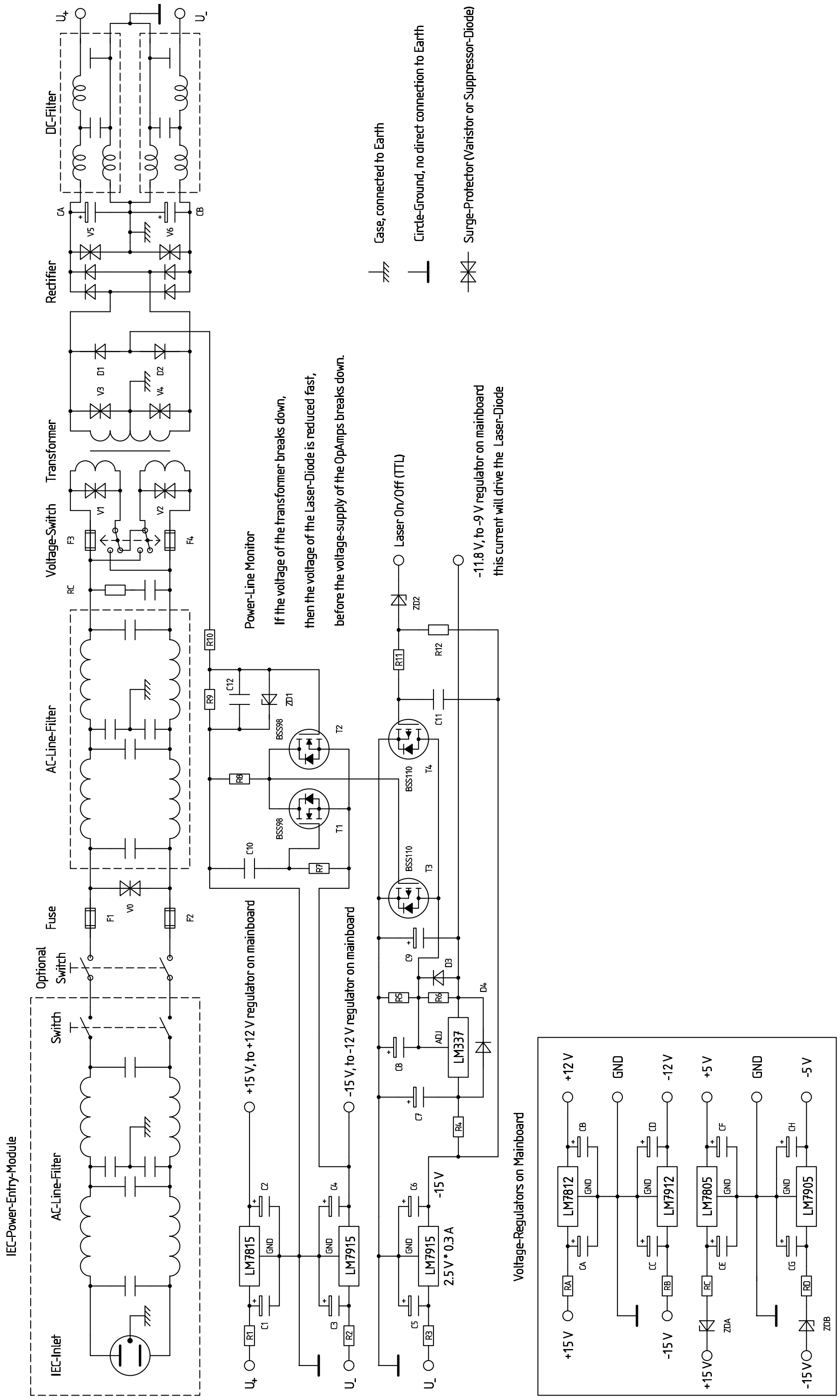

Abb. C.2: Schaltplan der Stromversorgungsplatine.

und andererseits Störsignale gut zu unterdrücken, wird die Netzspannung mehrfach gefiltert. An der Rückseite des Gerätes befindet sich zunächst ein Eingangs-Filtermodul, über welches das Gerät über ein IEC/Schutzkontakt-Kabel mit dem Stromnetz verbunden wird. Über einen Netzschalter wird die Versorgungsspannung der Stromversorgungsplatine (siehe Abb. C.2) zugeführt. Über Feinsicherungen, einen Netzfilter und den Spannungswahlschalter wird die Versorgungsspannung zur Primärwicklung des Trafos geleitet. Die Spannung der Sekundärwicklungen wird durch einen aus 4 Dioden gebildeten Brückengleichrichter gleichgerichtet und von zwei Elektrolytkondensatoren geglättet. Von diesen gelangt die Niederspannung über je ein Gleichstromfiltermodul zu Festspannungsreglern mit $\pm 15\,\mathrm{V}$ Ausgangsspannung. Parallel zu den Primär- und den Sekundärwicklungen des Trafos und auch parallel zu den Glättungskondensatoren sind Überspannungsableiter zum Kurzschließen von Spannungsspitzen angeordnet. Um möglichst ohne Kühlkörper auf den Spannungsreglern auszukommen und auch um den Energieverbrauch und die Abwärmeerzeugung möglichst gering zu halten, ist es sinnvoll die Eingangsspannung der Spannungsregler nicht unnötig hoch anzusetzen. In der Regel sollte die Eingangsspannung der Regler-ICs mindestens um $2\,\mathrm{V}$ höher als die Soll-Ausgangsspannung sein. (Diese notwendige Spannungsdifferenz wird als Dropout-Spannung bezeichnet.) Bei circa $3\,\mathrm{V}$ Eingangsspannungsdifferenz und $0{,}3\,\mathrm{A}$ Strom beträgt die Verlustleistung je IC circa $0{,}9\,\mathrm{W}$. Dies wird von den Reglern auch ohne Kühlkörper noch gut verkraftet. Um die thermische Belastung je Regler zu verringern und gleichzeitig noch mehr Reserven bei größerem Strombedarf zu haben, wurde für die negative Versorgungsspannung der Laserdiode ein separater Regler-IC verwendet. Damit liegt der Maximalstrom je Regler unter $0{,}2\,\mathrm{A}$.

Werden der positive und der negative Ausgang der Spannungsregler je mit $250\,\mathrm{mA}$ belastet, so sinkt die Spannung an den Eingängen der Regler auf circa $\pm 17\,\mathrm{V}$ ab. Dies ist etwas weniger als aufgrund der Leerlaufspannung des Trafos von $14{,}3\,\mathrm{V}$ zunächst erwartet worden war. Bei starken Netzspannungsschwankungen und hoher Stromentnahme kann es daher dazu kommen, dass es den Reglern nicht mehr gelingt, am Ausgang stabile $\pm 15\,\mathrm{V}$ bereitzustellen. Dies ist kein wirkliches Problem, da diese $15\,\mathrm{V}$-Regler in erster Linie als Spannungsbegrenzer für die nächste Stufe der Spannungsstabilisierung mit den eigentlichen Versorgungsspannungen von $\pm 12\,\mathrm{V}$ und weniger dienen. Dennoch ist es etwas unbefriedigend, dass diese Regler unter ungünstigen Umständen ihre Funktion verlieren. Würde man statt des $12\,\mathrm{V}$-Trafos bei gleichen Reglern ein $15\,\mathrm{V}$-Trafo verwenden, so wäre die Verlustleistung deutlich größer und der Einsatz von Kühlkörpern unvermeidbar. Im Nachhinein wäre eventuell der Einsatz einstellbarer Regler sinnvoll gewesen, dann wäre man nicht auf die Spannungswerte 18, 15, 12, 9 und $5\,\mathrm{V}$ der handelsüblichen Festspannungsregler festgelegt. Alternativ könnte man die Regler durch so genannte Low-Drop-Regler ersetzen; diese benötigen eine Spannungsdifferenz von weniger als ein Volt, haben sonst jedoch eher schlechtere Eigenschaften. Sinnvoll erscheint es jedoch, sicherzustellen, dass für die negative Spannung der Regler LM7915 von National Semiconductor verwendet wird. Für diesen ist im Datenblatt eine Dropout-Spannung von nur 1,1 V angegeben. Für den nächsten Aufbau könnte man den 12 V-Trafo durch einen 15 V-Trafo ersetzen und die Ausgangsspannung zunächst mit Festspannungsreglern auf ±18 V stabilisieren. Da die Spitzenspannung U_{ss} des Trafos dann um $\sqrt{2} \cdot 3\,\mathrm{V}$ höher liegt, sollte die Differenzspannung an den Spannungsreglern dann im optimalen Bereich um 3 V liegen.

Die auf −15 V vorstabilisierte Versorgungsspannung für die Laserdiode wird über einen 2 Ω Widerstand zu einem einstellbaren Spannungsregler geführt. Dessen Ausgangsspannung ist durch einen aus zwei Widerständen gebildeten Spannungsteiler auf circa −11,8 V eingestellt. Einer dieser Widerstände kann von zwei parallel angeordneten Transistoren (Tr_3 und Tr_4) überbrückt werden. Leitet mindestens einer dieser Transistoren, so wird die Ausgangsspannung des Spannungsreglers und damit die Versorgungssspannung der Laserdiode auf weniger als −1,25 V abgesenkt, die Laserdiode ist dann praktisch stromlos. Damit wird es möglich, beim Einschalten des Gerätes und bei plötzlichem Stromausfall, also in Situationen, wo die Versorgungsspannung der Schaltung und damit auch deren Funktion undefiniert ist, den Strom durch die Laserdiode auf nahezu Null abzusenken. Beim Einschalten der Versorgungsspannung wird zunächst ein Kondensator über einen Widerstand aufgeladen. Solange dieser Kondensator ungeladen ist, ist Transistor Tr_1 und damit auch Transistor Tr_3 leitend, und die Laserdiode wird nicht mit Spannung versorgt. Ähnlich funktioniert auch die Schutzschaltung für plötzlichen Stromausfall: Die großen Glättungskondensatoren sorgen dafür, dass bei Stromausfall die Versorgung der Elektronik für mindestens 0,1 s aufrechterhalten wird. Die Spannung der Sekundärwicklung des Trafos wird bereits vor dem Brückengleichrichter abgegriffen und einem Kondensator zugeführt, der sich in circa 0,05 s über einen Entladewiderstand entlädt, sobald die Spannung der Sekundärwicklung zusammenbricht. Ist der Kondensator entladen, leitet Transistor Tr_2 und damit auch Transistor Tr_3, die Spannung für die Laserdiode wird fast auf Null abgesenkt. Parallel zu Transistor Tr_3 liegt ein weiterer Transistor, über diesen ist es möglich, die Laserdiode auch über ein TTL-Logiksignal abzuschalten. Nachteil dieser Überstromsicherung für plötzlichem Stromausfall ist, dass die Glättungskondensatoren so groß dimensioniert werden müssen, dass sie die Elektronik solange mit genügend Spannung versorgen können, bis die Überwachungsschaltung der Sekundärwicklung den Stromausfall registriert hat. Diese Überwachungsschaltung darf jedoch nicht bereits nach 0,01 s ansprechen, sonst würde sie bei jedem Nulldurchgang der ungeglätteten Trafospannung wirksam werden. Man muss sich natürlich fragen, ob diese etwas aufwändige Sicherung gegen Stromausfall überhaupt nötig ist. Zunächst kann man das Gerät natürlich definiert abschalten – also zunächst die Laserdiode und erst dann die Versorgungsspannung. Insbesondere könnte man den Netzschalter durch ein Relais mit Verzögerung ersetzen, so dass das Gerät auch mit einem einzigen Schalter schonend abgeschaltet werden kann. Dies funktioniert jedoch nicht bei einem unerwarteten Stromausfall oder wenn jemand versehentlich den Netzstecker zieht. Aber kann denn beim Absinken der Versorgungsspannung die Laserdiode tatsächlich durch zu hohen Strom geschädigt werden? Der Maximalstrom wird von OP_5 (siehe Abb. C.3 auf Seite 155) kontrolliert, sein Ausgangssignal wird von OP_6 verstärkt, und mit diesem Signal wird über Transistoren der Strom der Laserdiode gesteuert. OP_5 und OP_6 arbeiten jedoch nur korrekt, solange die positive und negative Versorgungsspannung mindestens jeweils 5 V betragen. Denkbar wäre folgender Fall: Die Laserdiode wird mit sehr wenig Strom betrieben. Bei Stromausfall kann dann die positive Versorgungsspannung schneller zusammenbrechen als die negative Spannung. Ist die positive Versorgungsspannung unter +5 V abgesunken, so ist das Ausgangssignal von OP_5 und OP_6 undefiniert, es wird zwischen +5 V und der negativen Versorgungsspannung liegen. Im ungünstigsten Fall könnte das Ausgangssignal von OP_6 im Bereich von −10 V liegen, dann wären die Transistoren, welche den Strom der Laserdiode steuern, voll durchgeschaltet, der Laserdiodenstrom wäre nur noch grob durch Widerstände begrenzt. Wie sich OP_5 und OP_6 beim Absinken der Versorgungsspannung verhalten ist in den Datenblättern nicht angegeben und schwer vorhersehbar; man könnte jedoch versuchen, durch Probieren Operationsverstärker zu finden, die sich gutmütig verhalten. Im Prinzip wäre es ausreichend, nur OP_5 und OP_6 im Falle eines Stromausfalls für mindestens 0,1 s weiter mit Strom zu versorgen. Dafür wären nur deutlich kleinere Kondensatoren erforderlich, aber man würde dann im Prinzip eine separate Spannungsversorgung bestehend aus Gleichrichter, Glättungskondensator und Festspannungsregler benötigen. Die einfachste Lösung besteht jedoch vermutlich darin, dass man sicherstellt, dass die negative Versorgungsspannung stets stärker belastet wird als die positive und daher bei Stromausfall auch schneller zusammenbricht. Diese asymmetrische Lösung belastet zwar die Gleichrichterdioden und die Spannungsregler unterschiedlich, beide Sekundärwicklungen des Trafos werden jedoch gleich stark belastet.

Zahlenwerte für die Bauteile auf der Stromversorgungsplatine

Trafo: 12 V Nennspannung, 14,3 V Leerlaufspannung (U_{eff}), Strom maximal 1 A. Sicherungen: F_1, F_2: 1 A träge; F_3, F_4: 0,5 A träge. Gleichrichterdioden des Brückengleichrichters: BY550-100, 5 A, 100 V. Glättungskondensatoren: 22 mF, 35 V. Diese Elkos sollen das Gerät bei Stromausfall mindestens 0,1 s lang versorgen. Wegen $\Delta U = \Delta Q/C = I\Delta t/C$ ergibt sich: $\Delta t = C\Delta U/I \approx 22\,\text{mF} \cdot 5\,\text{V}/0{,}5\,\text{A} = 0{,}22\,\text{s}$. Kondensatoren mit 10 mF Kapazität sollten daher auch noch ausreichen.

Welligkeit (Ripple) an den Glättungskondensatoren: $\Delta U = I\Delta t/C = 0{,}5\,\mathrm{A} \cdot 0{,}01\,\mathrm{s}/22\,\mathrm{mF} = 0{,}23\,\mathrm{V}$. Festspannungsregler für die erste Stufe der Spannungsstabilisierung: LM7815, LM7915, LM7915. An den Ein- und Ausgängen dieser Regler befinden sich Kondensatoren entsprechend den Datenblättern: C_1, C_3, C_5: 4,7 µF Tantal, 35 V. C_2: 0,1 µF Tantal, 35 V. C_4, C_6: 1 µF Tantal, 35 V. Da die Eingangsspannung der Regler eher zu niedrig ist, wurden R_1, R_2 und R_3 durch Drahtbrücken ersetzt. Die auf −15 V begrenzte Versorgungsspannung für die Laserdiode wird mit einem einstellbaren Spannungsregler LM337 weiter herabgesetzt. Die Ausgangsspannung dieses Reglers ist durch R_5 und R_6 bestimmt: $U = -1{,}25\,\mathrm{V} \cdot (1 + R_5/R_6) = -1{,}25\,\mathrm{V} \cdot (1 + 2\,050\,\Omega/247\,\Omega) = -11{,}6\,\mathrm{V}$. An dem Vorwiderstand $R_4 = 2\,\Omega$ fallen bei 0,3 A 0,6 V ab, so dass an diesem Regler maximal 2,8 V verbleiben. Das entspricht maximal 0,84 W und wird vom Regler auch ohne Kühlkörper gut verkraftet. Auch an den Anschlüssen dieses Reglers befinden sich Kondensatoren entsprechend den Datenblättern: C_7, C_9: 4,7 µF Tantal, C_8: 10 µF Tantal, jeweils 35 V. D_3 und D_4 sind Schutzdioden, z. B. 1N4184. Mit den Transistoren Tr_3 und Tr_4 kann jeweils der Widerstand R_5 überbrückt werden, dann beträgt die Ausgangsspannung des Reglers nur circa −1,25 V, so dass kein Strom durch die Laserdiode fließt. Tr_4 wird direkt durch ein TTL-Signal angesteuert, Tr_3 indirekt durch Tr_1 und Tr_2. Tr_1 und Tr_2 sind N-Kanal-MOSFETs, Tr_3 und Tr_4 P-Kanal-MOSFETs. Feldeffekttransistoren wurden verwendet, weil sie keinen Basis-Vorwiderstand und auch fast keinen Steuerstrom benötigen, was viele Berechnungen (RC-Zeitglieder) vereinfacht. Beachten muss man bei diesen Transistoren, dass der Potenzialunterschied zwischen Source- und Gate-Anschluss ±20 V nicht überschreiten darf. Im stationären Betrieb, wenn der Laser eingeschaltet ist, sperren alle vier Transistoren. Der Source-Anschluss von Tr_3 und Tr_4 liegt jeweils auf Massepotenzial. Bei einem Potenzial der Steuerelektrode (Gate) $\geq 0\,\mathrm{V}$ sperren sie, bei einem Gate-Potenzial $\leq -2\,\mathrm{V}$ leiten sie. Tr_4 wird direkt über ein TTL-Signal angesteuert. Dabei fließt über die Z-Diode ZD_2 mit 4,7 V Durchbruchspannung und Widerstand R_{12} jeweils ein Strom zur negativen Versorgungsspannung (−15 V). Beträgt das TTL-Signal +5 V, so liegt am Steuereingang von Tr_4 die Spannung +0,3 V, der Transistor sperrt. Bei einem TTL-Signal von 0 V liegt am Steuereingang von Tr_4 die Spannung −4,7 V, der Transistor leitet, R_5 ist überbrückt und durch die Laserdiode fließt kein Strom. R_{12} ist mit 15 kΩ so gewählt, dass maximal 1 mA Strom fließen. R_{11} und C_{11} sorgen für ein sanftes Umschalten, die Zeitkonstante beträgt $RC = 500\,\mathrm{k\Omega} \cdot 1\,\mathrm{\mu F} = 0{,}5\,\mathrm{s}$. Tr_1 und Tr_2 sind N-Kanal MOSFETs. Ihr Source-Anschluss liegt auf −15 V. Bei einen Gate-Potenzial $\leq -15\,\mathrm{V}$ sperren sie, bei einem Gate-Potenzial $\geq -13\,\mathrm{V}$ leiten sie. Tr_1 leitet beim Einschalten der Versorgungsspannung so lange, bis sich der Kondensator C_{10} über den Widerstand R_7 von 0 V auf −13 V aufgeladen hat. Solange er leitet liegt das Gate-Potenzial von Tr_3 auf −15 V, Tr_3 leitet ebenfalls und die Laserdiode ist stromlos. Für Kondensatoraufladung gilt: $U = U_0(1 - e^{-t/RC})$. C_{10}

lädt sich beim Einschalten von 0 auf −15 V auf, nach circa 0,1 s soll er auf −14 V aufgeladen sein. Dies wird durch $C_{10} = 0{,}22\,\mu\text{F}$ und $R_7 = 200\,\text{k}\Omega$ erreicht. Der Kondensator C_{12} wird im stationären Betrieb über D_1 bzw. D_2 und R_{10} auf die negative Spitzenspannung der Sekundärwicklung, also auf etwa −18 V, aufgeladen, dann sperrt Tr_2. Die Z-Diode ZD_1 begrenzt diese Spannung auf −18 V, denn ohne Begrenzung könnte beim Einschalten, wenn der Source-Anschluss noch auf 0 V liegt, eine zu große Spannungsdifferenz den Transistor beschädigen. Der Strom durch die Z-Diode wird mit $R_{10} = 2\,\text{k}\Omega$ auf 1 mA begrenzt. Bei Stromausfall entlädt sich C_{12} über R_9. Hat sich C_{12} von −18 auf circa −14 V entladen, so beginnt Tr_2 zu leiten und der Laserdiodenstrom wird abgeschaltet. C_{12} soll sich in 5 Perioden bzw. 0,05 s von −18 auf −14 V entladen. Für die Kondensatorentladung gilt: $U = U_0\, e^{-t/RC}$, mit $C_{12} = 1\,\mu\text{F}$ ergibt sich $R_9 = 200\,\text{k}\Omega$. Mit $R_8 = 15\,\text{k}\Omega$ ist der Strom durch Tr_1 und Tr_2 auf 1 mA begrenzt. Die Kondensatoren C_{10} und insbesondere C_{12} sollten Folienkondensatoren sein, weil die Zeitkonstanten bei Verwendung von Keramikkondensatoren durch deren spannungsabhängige Kapazität deutlich zu klein werden.

Hauptplatine

Der Schaltplan der Hauptplatine ist in Abb. C.3 dargestellt. Neben den beiden PID-Reglern befinden sich auf dieser Platine die Photodiodenverstärker, eine Transistorstufe zur Wandlung des Spannungssignals des Reglers der Gesamtleistung in einen proportionalen Strom, Treiber zur Ausgabe verschiedener Signale auf BNC-Kabel und einige Logikbausteine zur wahlweisen Ausgabe verschiedener Signale auf ein LC-Display. Außerdem werden die bereits vorstabilisierten Versorgungsspannungen nochmals geglättet und auf die benötigten Werte von ±12 und ±5 V reduziert.

Stabilisierung der Versorgungsspannungen

Die von der Stromversorgungsplatine vorstabilisierte Spannung von ±15 V wird auf der Hauptplatine mit Festspannungsreglern auf ±12 und ±5 V stabilisiert. (Dieser Teil der Schaltung ist aus Platzgründen in Abb. C.2 dargestellt.) Die ±15 V gelangen über die Widerstände $R_\text{A} = 2\,\Omega$ und $R_\text{B} = 2\,\Omega$ zu den 12-Volt-Festspannungsreglern. An diesen Widerständen fallen je circa 0,2 V ab, so dass an den Eingängen der Festspannungsregler circa ±14,8 V anliegen; gleichzeitig entsteht zusammen mit den Kapazitäten $C_\text{A} = 2{,}2\,\mu\text{F}$ und $C_\text{C} = 2{,}2\,\mu\text{F}$ an den Eingängen der Regler jeweils ein Tiefpass mit der Grenzfrequenz $f_\text{g} = 1/(2\pi RC) = 36\,\text{kHz}$, wodurch hochfrequente Störungen nochmals ausgefiltert werden. Zu den ±5-Volt-Spannungsreglern gelangt die Versorgungsspannung je über eine 4-Volt Z-Diode und einen 12-Ω-Widerstand. Dadurch ist gewährleistet,

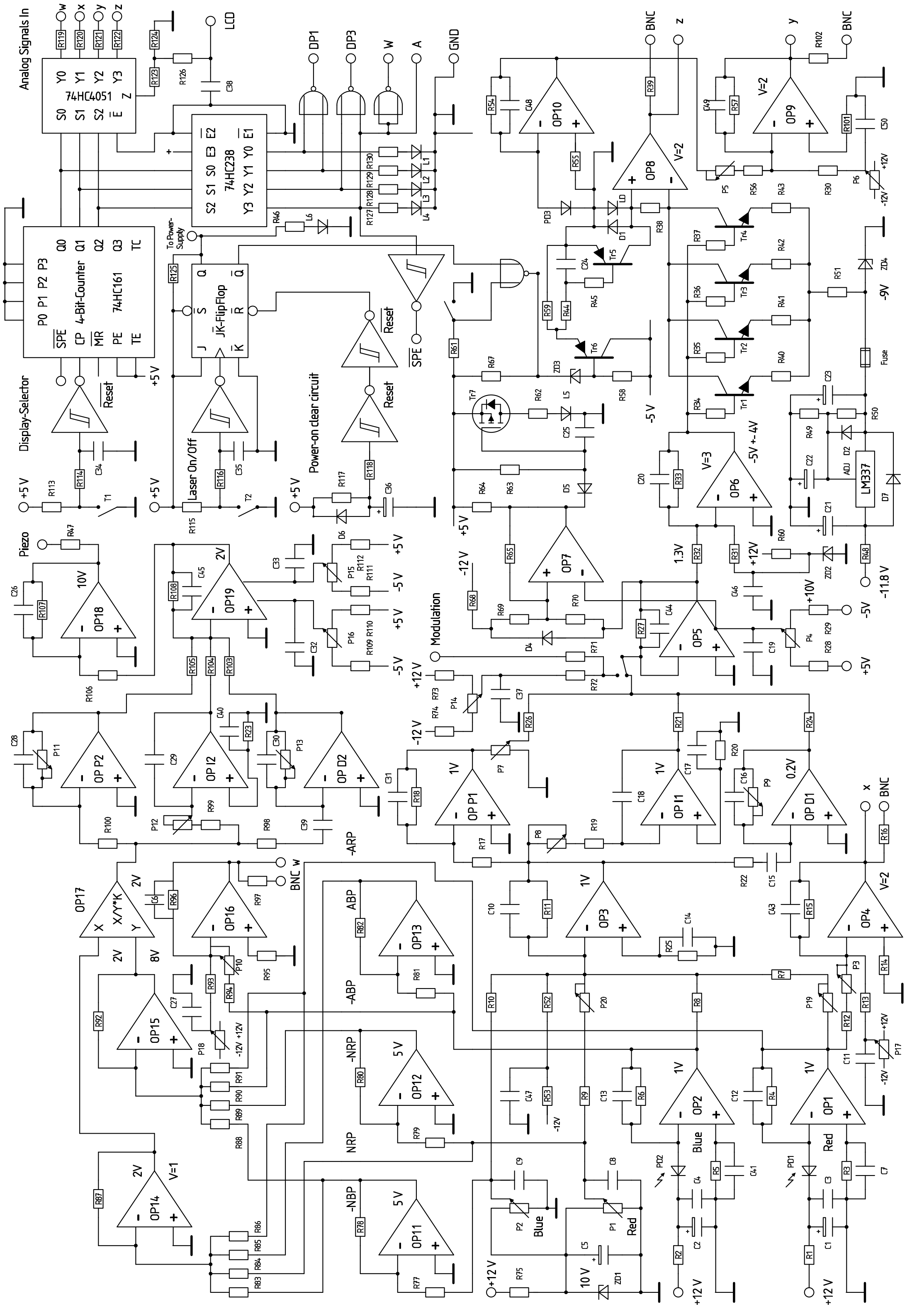

Abb. C.3: Schaltplan der Regelungselektronik.

dass diese Regler thermisch nicht überlastet werden, gleichzeitig entsteht zusammen mit den Kapazitäten $C_\mathrm{E} = 4{,}7\,\mu\mathrm{F}$ und $C_\mathrm{G} = 4{,}7\,\mu\mathrm{F}$ an den Eingängen der Regler wiederum ein Tiefpass mit 2,8 kHz Grenzfrequenz, wodurch hochfrequente Störungen unterdrückt werden. Die Kondensatoren an den Ausgängen der Spannungsregler wurden entsprechend den Datenblättern gewählt: $C_\mathrm{B} = C_\mathrm{F} = 0{,}1\,\mu\mathrm{F}$, $C_\mathrm{D} = C_\mathrm{H} = 1\,\mu\mathrm{F}$. Aus Gründen der Leitungsführung auf der Platine wurden zur Versorgung der Photodiodenverstärker zwei zusätzliche Spannungsregler eingesetzt, die aus den vorhandenen $\pm 12\,\mathrm{V}$ die benötigten $\pm 5\,\mathrm{V}$ erzeugen. An den Eingängen dieser Regler befindet sich je ein Tantalkondensator mit 2,2 µF Kapazität, am Ausgang des Positivreglers ein Kondensator mit 0,1 µF und am Ausgang des Negativreglers ein Kondensator mit 1 µF, wie von den Datenblättern empfohlen. Durch diese separaten Regler sind die Photodiodenverstärker auch gut von der übrigen Elektronik entkoppelt. Die Versorgungsspannung der Laserdiode von zunächst 11,8 V gelangt über den Widerstand $R_{48} = 1\,\Omega$ zu einem einstellbaren Spannungsregler vom Typ LM337. Durch den aus $R_{49} = 1{,}5\,\mathrm{k}\Omega$ und $R_{50} = 243\,\Omega$ gebildeten Spannungsteiler wird die Ausgangsspannung des Reglers auf 9 V eingestellt. $C_{21} = C_{23} = 4{,}7\,\mu\mathrm{F}$ und $C_{22} = 10\,\mu\mathrm{F}$ entsprechen den Vorgaben der Datenblätter, D_7 und D_2 vom Typ 1N4148 schützen den Regler. Sollte durch einen Defekt die Ausgangsspannung des Reglers auf mehr als 10 V ansteigen, so beginnt die Z-Diode ZD_4 zu leiten und die Sicherung (0,3 A flink) am Ausgang des Reglers unterbricht den Stromfluss.

Photodiodenverstärker

Es wird die Photodiode BPX65 von Siemens verwendet: Bestrahlungsempfindliche Fläche: $1\,\mathrm{mm}^2$, Kapazität circa 4 pF bei 12 V Vorspannung. Dazu kommt jedoch die Kapazität der Leitungen von circa 1 pF pro cm. Als Verstärker wird der schnelle und rauscharme CLC425 in Transimpedanzkonfiguration verwendet. Die Laserleistung liegt in der Größenordnung von 3 mW bei einfarbigem bzw. bei circa 1,5 mW je Farbe bei zweifarbigem Betrieb. Vom Laserlicht sollen je circa 10 % auf die beiden Photodioden fallen, d. h. die Lichtleistung je Photodiode beträgt maximal 0,3 mW.[2] Bei dieser Leistung soll das Ausgangssignal des Verstärkers bei circa 1 V liegen. Die maximale Empfindlichkeit der Photodioden beträgt $0{,}55\,\mathrm{A/W}$ bei 850 nm. Bei 492 nm liegt die Empfindlichkeit bei $0{,}22\,\mathrm{A/W}$, bei 635 nm bei $0{,}38\,\mathrm{A/W}$. Damit fließen durch die Photodioden maximal $0{,}22\,\mathrm{A/W} \cdot 0{,}3\,\mathrm{mW} = 66\,\mu\mathrm{A}$ bei blauem bzw. $0{,}38\,\mathrm{A/W} \cdot 0{,}3\,\mathrm{mW} = 114\,\mu\mathrm{A}$ bei rotem Lichteinfall. Damit erge-

[2] Die Regelelektronik enthält einen weiter unten beschriebenen Differenzierer mit circa 30 MHz Grenzfrequenz. Bei einem Differenzierer ist die Verstärkung proportional zur Frequenz, so dass hochfrequente Rauschanteile stark hervorgehoben werden. Daher soll das Photodiodensignal zunächst ein sehr gutes Signal- zu Rauschverhältnis haben, damit das RMS-Rauschen nach Durchlaufen des Differenzierers noch deutlich kleiner als 1 % ist.

ben sich die Rückkoppelwiderstände zu $R_{\mathrm{Blau}} = R_6 = 1\,\mathrm{V}/66\,\mu\mathrm{A} = 15\,\mathrm{k}\Omega$ und $R_{\mathrm{Rot}} = R_4 = 1\,\mathrm{V}/114\,\mu\mathrm{A} = 8\,800\,\mathrm{k}\Omega$. Um einen glatten Frequenzgang zu gewährleisten bzw. um zu verhindern, dass hochfrequente Signal- oder Rauschanteile zu stark hervorgehoben werden, wird parallel zu dem Rückkoppelwiderstand ein kleiner Kondensator angeordnet. Dieser überbrückt bei hohen Frequenzen den Rückkoppelwiderstand und setzt damit die Verstärkung herab. Dies wirkt der durch die Kapazität der Photodiode hervorgerufenen Hervorhebung hoher Frequenzen entgegen. Ein großer Wert des Kondensators schränkt die obere Grenzfrequenz des Verstärkers unnötig stark ein, ein zu kleiner Wert kann die Hervorhebung hoher Frequenzen nicht wirksam unterdrücken (Gain-Peaking). Die optimale Kapazität lässt sich nach einer in Datenblättern von Burr-Brown[3] angegebenen Formel leicht berechnen. Danach soll gelten:

$$\frac{1}{2\pi R_{\mathrm{F}} C_{\mathrm{F}}} = \sqrt{\frac{\mathrm{GBP}}{4\pi R_{\mathrm{F}} C_{\mathrm{D}}}}\,. \tag{C.1}$$

In dieser Formel bezeichnet R_{F} den Wert des Rückkoppelwiderstandes und C_{F} die Kapazität des parallel angeordnete Kondensators, C_{D} ist die Kapazität der Photodiode, und GBP ist das Verstärkungsbandbreiteprodukt des verwendeten Operationsverstärkers. Damit ergibt sich:

$$C_{\mathrm{F}} = \frac{1}{\sqrt{\mathrm{GBP}\pi R_{\mathrm{F}} C_{\mathrm{D}}}}\,. \tag{C.2}$$

Die Kapazität der Photodiode liegt bei circa 4 pF, dazu kommt jedoch noch die Leitungskapazität. Die blaue Photodiode wird so angeordnet, dass die Leitung möglichst kurz ist, mit 8 cm Leitungslänge sollte die Gesamtkapazität bei weniger als 12 pF liegen. Für die rote Photodiode sind bis zu 14 cm Leitungslänge erlaubt, dies ergibt eine Gesamtkapazität von circa 18 pF. Mit einem Verstärkungsbandbreiteprodukt von circa 800 MHz, das mit dem CLC425 erreicht wird, ergeben sich die Werte $C_{\mathrm{F}} = C_{13} = 0{,}55\,\mathrm{pF}$ bzw. $C_{12} = 0{,}9\,\mathrm{pF}$. Die Grenzfrequenz des Verstärkers ergibt sich nach Burr-Brown zu

$$f_{-3\mathrm{dB}} = \sqrt{\frac{\mathrm{GBP}}{2\pi R_{\mathrm{F}} C_{\mathrm{D}}}}\,\mathrm{Hz}\,. \tag{C.3}$$

Für Blau liefert diese Formel 26,6 MHz, für Rot 28,4 MHz. Der nichtinvertierende Eingang des Operationsverstärkers wird jeweils über einen Widerstand, dessen Wert dem Rückkoppelwiderstand entspricht, an Masse gelegt. Dadurch wird der durch den Eingangsruhestrom des Operationsverstärkers verursachte Spannungsoffset kompensiert: $R_3 = R_4 = 8\,800\,\Omega$ und $R_5 = R_6 = 15\,000\,\Omega$. Parallel zu R_3

[3] Gehört jetzt zu Texas-Instruments, www.ti.com.

und R_5 liegt jeweils ein Kondensator mit 100 nF Kapazität, dieser schließt das Widerstandsrauschen kurz. Die Vorspannung der Photodiode wird mit einem RC-Tiefpass gefiltert. Mit $R_1 = R_2 = 100\,\Omega$, $C_1 = C_2 = 4{,}7\,\mu\mathrm{F}$ und $C_3 = C_4 = 100\,\mathrm{nF}$ ergibt sich für diesen Tiefpass eine Grenzfrequenz von 340 Hz, der Spannungsabfall an diesem Widerstand beträgt maximal $114\,\mu\mathrm{A} \cdot 100\,\Omega = 10\,\mathrm{mV}$ und ist gegenüber der Vorspannung von 12 V vernachlässigbar. Die Photodiode wird über ein dünnes, abgeschirmtes Koaxialkabel mit der Platine verbunden, wobei der Photodiode die Vorspannung über die Abschirmung zugeführt wird und der Innenleiter das Signal führt. (Bei dem verwendeten Operationsverstärker vom Typ CLC425 kann der Ruhestrom von circa 15 mA verringert werden, wenn Pin 8 des Operationsverstärkers über einen entsprechenden Widerstand mit der negativen Versorgungsspannung verbunden wird. Durch einen Widerstand mit dem Wert $800\,\Omega$ wird dieser Strom auf circa 8 mA eingestellt. Damit sinkt das Verstärkungsbandbreiteprodukt auf angemessene 800 MHz, das Spannungsrauschen steigt etwas an, während das vermutlich dominierende Stromrauschen leicht sinkt.)

OP_{10}: Verstärker für die Monitorphotodiode im Laserdiodengehäuse

Für die Sanyo-Laserdiode [2] ist bei 150 mW Lichtleistung ein Photodiodenstrom von circa 0,3 mA angegeben. Daraus soll für das LCD-Anzeigeinstrument und eine BNC-Buche ein Signal von 1,5 V generiert werden. OP_{10} arbeitet als Transimpedanzverstärker und erzeugt aus den 0,3 mA zunächst ein Signal von 0,75 V, welches dann von OP_9 nochmals um einen einstellbaren Faktor verstärkt und einer BNC-Buchse und über einen Analogmultiplexer einem LCD-Anzeigeinstrument zugeführt wird. Die Kapazität der Photodiode wird im Bereich von einigen Pikofarad liegen, die Kapazität der Zuleitung könnte allerdings im ungünstigsten Fall bis zu 100 pF betragen. Es wird daher dieser ungünstigste Wert von 100 pF als Diodenkapazität angesetzt. Mit dem Rückkoppelwiderstand $R_\mathrm{F} = R_{54} = 2{,}5\,\mathrm{k}\Omega$ ergibt sich wie gefordert ein Ausgangssignal von 0,75 V bei 0,3 mA. Die Kapazität des Rückkoppelkondensators ergibt sich wieder nach der Formel von Burr-Brown:

$$C_\mathrm{F} = \frac{1}{\sqrt{\mathrm{GBP}\pi R_\mathrm{F} C_\mathrm{D}}}\,. \tag{C.4}$$

Es wird der Operationsverstärker LM6171 mit 100 MHz Verstärkungsbandbreiteprodukt (GBP) verwendet, damit ergibt sich $C_\mathrm{F} = C_{48} = 11\,\mathrm{pF}$. Die obere Grenzfrequenz liegt dann nach der Formel von Burr-Brown

$$f_{-3\mathrm{dB}} = \sqrt{\frac{\mathrm{GBP}}{2\pi R_\mathrm{F} C_\mathrm{D}}}\,\mathrm{Hz} \tag{C.5}$$

bei circa 8 MHz. $R_{55} = 2{,}5\,\mathrm{k}\Omega$ bekommt den gleichen Wert wie R_{54}, um den durch den Eingangsruhestrom des Operationsverstärkers verursachten Spannungsoffset zu kompensieren.

Einstellregler für die Soll-Lichtleistung

Die Soll-Lichtleistung für Blau und Rot kann an der Vorderseite des Gerätes über je einen Drehknopf (Potentiometer) eingestellt werden. Die Potentiometerspannung von 0 bis 10 V wird dem PID-Regler für den Laserdiodenstrom und dem PID-Regler für die Regelung der Farbanteile zugeführt. Es werden Potentiometer mit 4,7 kΩ Widerstand verwendet. Deren Eingangsspannung wird mit der Z-Diode ZD_1 und einem Kondensator mit der Kapazität $C_5 = 4{,}7\,\mu\mathrm{F}$ stabilisiert. Die Ausgangsspannung der Potentiometer wird mit $C_8 = C_9 = 0{,}1\,\mu\mathrm{F}$ nochmals geglättet. Potentiometer P_1 wird mit den Widerständen R_9, R_{79} und R_{84} belastet, Potentiometer P_2 mit den Widerständen R_{10} und R_{77}. Der Gesamtwiderstand, der parallel zur Z-Diode ZD_1 liegt, beträgt $R = P_1 \parallel P_2 \parallel R_9 \parallel R_{79} \parallel R_{84} \parallel R_{10} \parallel R_{77} = 1{,}57\,\mathrm{k\Omega}$. Der Strom beträgt daher $I = 10\,\mathrm{V}/1\,570\,\Omega = 6{,}35\,\mathrm{mA}$. Zusätzlich sollen noch circa 2 mA durch ZD_1 fließen, damit ergibt sich: $R_{75} = 2\,\mathrm{V}/8{,}35\,\mathrm{mA} = 240\,\Omega$.

OP_3: Eingangs-Addierer für den PID-Regler des Laserdiodenstroms

Die Signale der Photodiodenverstärker (OP_1 und OP_2) sollen mit dem Faktor -1, die Spannungen der Einstellregler für die blaue bzw. rote Laserleistung mit dem Faktor $-0{,}1$ verstärkt werden. Es wird der Operationsverstärker LM6171 mit 100 MHz Verstärkungsbandbreiteprodukt verwendet. Mit $R_7 = R_8 = R_{11} = 2\,\mathrm{k\Omega}$ und $R_9 = R_{10} = 20\,\mathrm{k\Omega}$ wird die geforderte Verstärkung erreicht, der maximale Stromfluss je Widerstand liegt bei 0,5 mA. Da die Widerstände R_7, R_8, R_9 und R_{10} parallel angeordnet sind, liegt die vom invertierenden Verstärker zu leistende Verstärkung knapp über 2 und damit die obere Grenzfrequenz bei circa 33 MHz. Mit $C_{10} = 2{,}6\,\mathrm{pF}$ wird sie auf 30 MHz begrenzt. Der Widerstand $R_{25} = 625\,\Omega$ hat gerade den Wert der Parallelschaltung der Widerstände R_7 bis R_{11}, dadurch wird der durch den Eingangsruhestrom des Operationsverstärkers verursachte Spannungsoffset und insbesondere der Drift dieses Offsets ausgeglichen. $C_{14} = 0{,}1\,\mu\mathrm{F}$ schließt die Rauschspannung dieses Widerstandes kurz. Mit P_{19} und P_{20} kann erreicht werden, dass die Regelung des Laserdiodenstroms auf Veränderungen der roten Lichtemission weniger stark reagiert als auf Veränderungen der blauen Lichtemission. Zunächst werden P_{19} und P_{20} jedoch durch Drahtbrücken ersetzt, so dass die Stromregelung auf beide Farben gleich stark und insbesondere auch mit gleichem Vorzeichen reagiert. Über $R_{52} = 1\,\mathrm{M\Omega}$ liegt der invertierende Eingang von OP_3 an der negativen Versorgungsspannung, wobei diese Versorgungsspannung zuvor mit $R_{53} = 0{,}1\,\mathrm{M\Omega}$ und $C_{47} = 0{,}1\,\mu\mathrm{F}$ geglättet wird. Durch diesen Offset wird gewährleistet, dass der Laserdiodenstrom wirklich auf Null geregelt wird, wenn für beide Lichtfarben die Soll-Leistung Null eingestellt ist.

OP_{D1}: Differenzierer der Laserdiodenstromregelung

Die Ausgangsspannung U_a eines Differenzierers ist über folgende Beziehung mit der Eingangsspannung U_e verknüpft (Horowitz und Hill 1989): $U_a = -RC\, dU_e/dt$. Dabei ist C die Kapazität den Kondensators am invertierenden Eingang des Operationsverstärkers und R der Wert des Rückkoppelwiderstands. Mit $U_e = A\sin(2\pi ft)$ folgt $U_a = -ARC2\pi f\cos(2\pi ft)$ und als frequenzabhängige Amplitudenverstärkung $V = 2\pi RCf$. Der Differenzierer soll ebenso wie alle übrigen Verstärkerstufen auf eine obere Grenzfrequenz von circa 30 MHz ausgelegt werden. Für die Frequenz der Relaxationsschwingungen des Faserlasers von circa 500 kHz soll die Amplitudenverstärkung V bei circa 0,2 liegen, mehr würde vermutlich den Operationsverstärker überfordern.[4] Mit der geforderten Amplitudenverstärkung $V = 0{,}2$ bei 500 kHz folgt: $RC = 0{,}2/(2\pi 500\,\mathrm{kHz}) = 6{,}4 \cdot 10^{-8}\,\mathrm{s}$. Der Rückkoppelwiderstand wird mit einem von 0 bis 4,7 kΩ einstellbaren Widerstand (P_9) realisiert. Mit $P_9 = 3\,\mathrm{k\Omega}$ ergibt sich für den Kondensator der Wert $C = C_{16} = 21\,\mathrm{pF}$. Durch $R_{22} = 250\,\Omega$ und $C_{16} = 1{,}2\,\mathrm{pF}$ wird die obere Grenzfrequenz auf circa 30 MHz begrenzt. Die von OP_{D1} zu leistende Verstärkung liegt maximal bei $4{,}7\,\mathrm{k\Omega}/0{,}25\,\mathrm{k\Omega} = 18{,}8$. Daher sollte ein schneller Operationsverstärker wie der OPA690 mit 300 MHz Verstärkungsbandbreiteprodukt eingesetzt werden.[5]

OP_{I1}: Integrierender Regler für den Laserdiodenstrom

Für diesen Regler gilt: $U_a = U_0 - 1/RC \int U_e\, dt$ (Tietze und Schenk 1999). RC ist die Zeitkonstante des Reglers – ein Signal $U_e = \mathrm{const.}$ muss für die Dauer RC anliegen, damit sich U_a um den Wert $-U_e$ verändert. RC soll von 20 µs bis 1 ms einstellbar sein. Dies wird durch einen Kondensator mit der Kapazität $C = C_{18} = 0{,}1\,\mathrm{\mu F}$ und einem einstellbaren Widerstand mit dem Maximalwert $R = P_8 = 10\,\mathrm{k\Omega}$ in Reihe mit einem unveränderbaren Widerstand mit dem Wert $R_{19} = 200\,\Omega$ erreicht. Mit $R_{20} = P_8/2 = 5\,\mathrm{k\Omega}$ wird der durch den Eingangsruhestrom des Operationsverstärkers verursachte Spannungsoffset und insbesondere der Drift des Offsets kompensiert. Die Kompensation ist allerdings nur dann gut, wenn der einstellbare Widerstand P_8 auf eben diesen Wert eingestellt

[4] Dass die Amplitudenverstärkung $V = 2\pi RCf$ proportional zur Signalfrequenz anwächst hat zur Folge, dass hochfrequente Störungen hervorgehoben werden. Diese durch den Differenzierer hervorgerufene Verschlechterung des Signal- zu Rauschverhältnisses erhöht das Rauschen des Laserdiodenstromes und damit auch das Rauschen der Ausgangsleistung des Faserlasers. Damit gewährleistet ist, dass das RMS-Rauschen des Laserdiodenstroms kleiner als 0,1 % ist, sind neben rauscharmen Photodiodenverstärkern und einer guten Filterung der Netzspannung auch eine Lichtleistung von circa 0,3 W je Photodiode erforderlich.

[5] Selbst ein Standard-Operationsverstärker wir der OP741 mit 1 MHz Verstärkungsbandbreiteprodukt differenziert in dieser Schaltung ein Testsignal mit 100 kHz noch recht gut.

ist. Um den Offsetdrift zu minimieren, ist es ratsam (zunächst) einen Präzions-Operationsverstärker wie den AD711, OP177 oder zumindest einen Operationsverstärker mit FET-Eingang wie den LF411 zu verwenden. Ist die optimale Einstellung für diesen Regler gefunden, kann der Offsetfehler durch $R_{20} \equiv P_8$ gut kompensiert und daher auch der preiswerte Standard-OP LM741 verwendet werden. $C_{17} = 0{,}1\,\mu\text{F}$ schließt das Rauschen von R_{20} kurz.

$\mathbf{OP_{I2}}$: Integrierender Regler für die Stabilisierung der Farbanteile

Dieser Regler entspricht dem I-Regler für den Laserdiodenstrom, allerdings soll er um den Faktor zehn langsamer reagieren. Dies wird durch $C = 1\,\mu\text{F}$ statt $0{,}1\,\mu\text{F}$ bei sonst gleichen Werten erreicht: $P_{12} = 10\,\text{k}\Omega$, $R_{99} = 200\,\Omega$, $C_{29} = 1\,\mu\text{F}$, $R_{23} = 5\,\text{k}\Omega$ und $C_{40} = 0{,}1\,\mu\text{F}$.

$\mathbf{OP_{P1}}$: Proportionalregler für den Laserdiodenstrom

Dieser Baustein soll sich entsprechend der Regelungstheorie bis zur oberen Grenzfrequenz der Regelstrecke wie ein idealer Proportionalverstärker verhalten. Bei der zuvor aufgebauten Regelung für einfarbigen Laserbetrieb hat dieser Baustein bereits bei geringer Verstärkung Schwingungen bei Frequenzen von einigen Megahertz angeregt und wurde daher deaktiviert. Schwingungen werden angefacht, wenn die Amplitudenverstärkung größer als eins ist und die Phasenverschiebung 180° erreicht. Es hätte wenig Sinn, diesen Baustein (durch einen Tiefpass) auf eine obere Grenzfrequenz von deutlich weniger als 1 MHz zu begrenzen, denn dann würde er oberhalb seiner Grenzfrequenz wie der I-Regler wirken, und bei niedrigen Frequenzen würde er vom I-Regler dominiert. Statt dessen wird dieser Regler so ausgelegt, dass er sich bis zur oberen Grenzfrequenz der Regelstrecke wie ein idealer Proportionalverstärker verhält. Verhält sich die Regelstrecke näherungsweise wie ein Tiefpass erster Ordnung, so erzeugt sie maximal eine Phasenverschiebung von 90° und es sollten keine Schwingungen entstehen. Es wird der OP LM6171 mit 100 MHz Verstärkungsbandbreiteprodukt verwendet. Mit $R_{117} = 1\,\text{k}\Omega$ und $R_{118} = 2\,\text{k}\Omega$ wird Verstärkung 2 eingestellt, die durch den Operationsverstärker bestimmte Grenzfrequenz sollte dann oberhalb von 30 MHz liegen. $C_{31} = 1{,}2\,\text{pF}$ erhöht die Stabilität und begrenzt die obere Grenzfrequenz auf circa 60 MHz. Mit $P_7 = 1\,\text{k}\Omega$ kann das Ausgangssignal bis auf Null abgeschwächt werden.

$\mathbf{OP_{11}}$ und $\mathbf{OP_{12}}$

Diese Operationsverstärker sollen die von den Sollleistungs-Potentiometern P_1 und P_2 gelieferte Spannung von bis zu 10 V invertieren und halbieren. Mit $R_{77} = R_{79} = 20\,\text{k}\Omega$ und $R_{78} = R_{80} = 10\,\text{k}\Omega$ wird dies erreicht. Der Maximalstrom je

Widerstand liegt bei 0,5 mA und der Spannungsoffset durch den Eingangsruhestrom der Operationsverstärkers ist noch vernachlässigbar, auch bei Verwendung der preiswerten Typen LM741.[6]

OP_{13}

Mit $R_{81} = R_{82} = 5\,\text{k}\Omega$ wird eine Signalinvertierung erreicht, es wird der Operationsverstärker LM741 verwendet.

OP_9: Ausgangsverstärker für die Monitorphotodiode in der Laserdiode

Das Signal von OP_{10} soll circa um den Faktor zwei verstärkt und dann einer BNC-Buche und über einen Analogmultiplexer dem LCD-Anzeigeinstrument zugeführt werden. Mit $R_{56} = 500\,\Omega$, $R_{57} = 2{,}5\,\text{k}\Omega$ und dem zwischen 0 und $2\,\text{k}\Omega$ veränderbaren Widerstand P_5 ergibt sich eine Verstärkung von 1 bis 5. Es wird der Operationsverstärker LM6171 mit 100 MHz Verstärkungsbandbreiteprodukt verwendet, mit $C_{49} = 2\,\text{pF}$ wird die obere Grenzfrequenz auf 30 MHz begrenzt. Über $R_{102} = 50\,\Omega$ wird das Ausgangssignal einer BNC-Buchse zugeführt. Durch $R_{101} = 833\,\Omega$ wird der durch den Eingangsruhestrom verursachte Offsetfehler und insbesondere der Drift dieses Fehlers kompensiert. Mit dem Potentiometer P_6 mit dem Widerstandswert $250\,\text{k}\Omega$, dessen Spannung mit $C_{50} = 0{,}1\,\mu\text{F}$ geglättet und über $R_{30} = 1\,\text{M}\Omega$ dem Operationsverstärker zugeführt wird, wird der Nullpunkt abgeglichen.

OP_{14}

Dieser Operationsverstärker addiert und invertiert die Signale von OP_1, OP_{11}, OP_{13} und P_1. Dabei soll die Spannung von P_1 um den Faktor zehn und die Ausgangsspannung von OP_{11} um den Faktor fünf abgeschwächt werden. Mit $R_{85} = R_{86} = R_{87} = 5\,\text{k}\Omega$, $R_{83} = 25\,\text{k}\Omega$ und $R_{84} = 50\,\text{k}\Omega$ wird dies erreicht. Der Maximalstrom je Widerstand liegt bei 0,2 mA, die Ausgangsspannung von OP_{14} liegt bei maximal 2 V.

OP_{15}

Die vier Eingangssignale sollen addiert und so verstärkt werden, dass sie jeweils mit bis zu 2 V zum Ausgangssignal beitragen. Dies wird mit $R_{88} = R_{89} = 25\,\text{k}\Omega$,

[6] Höherohmige Widerstände könnten aufgrund der Eingangskapazität der Operationsverstärker zu Instabilitäten führen – grundsätzlich ist eine Verstärkung mit Betrag kleiner eins bei einigen Operationsverstärkern etwas kritisch. Daher sollte die Schaltung hier eventuell etwas abgewandelt werden, dazu gibt es in einer Veröffentlichung der Firma Texas-Instruments eine Anmerkung (www.ti.com/sc/docs/psheets/abstract/apps/sloa058.htm).

$R_{90} = R_{91} = 5\,\mathrm{k\Omega}$ und $R_{92} = 10\,\mathrm{k\Omega}$ erreicht. Es kann der Operationsverstärker LM741 verwendet werden, das maximale Ausgangssignal beträgt 8 V.

Piezo-Element für Farbumschaltung

Derzeit wird ein Piezo-Stapelaktor [37] im Edelstahlgehäuse mit zentrischer Bohrung der Firma Pickelmann GmbH verwendet. Die zulässige Steuerspannung liegt zwischen −15 und +150 V und ermöglicht einen Verstellweg von 12 µm. Die Kapazität des Piezos beträgt 2,9 µF, die Resonanzfrequenz liegt bei 20 kHz.

OP_{18}: Ansteuerung für das Piezo-Element

Bei vielen Operationsverstärkern können kapazitive Lasten zu Instabilitäten führen. Durch den Widerstand $R_{46} = 10\,\Omega$ zwischen dem Ausgang des Operationsverstärkers und dem Piezo-Anschluss wird die Stabilität verbessert und der dadurch gebildete Tiefpass mit 5 kHz Grenzfrequenz garantiert, dass der Piezo nur unterhalb seiner Resonanzfrequenz betrieben wird. Mit $R_{106} = 10\,\mathrm{k\Omega}$ und $R_{107} = 50\,\mathrm{k\Omega}$ wird die Verstärkung 5 eingestellt, $C_{26} = 30\,\mathrm{pF}$ begrenzt die Verstärkerfrequenz auf 100 kHz und erhöht so die Stabilität der Schaltung. Es wird der Operationsverstärker LM741 verwendet, allerdings sinkt bei ihm mit zunehmender Frequenz wegen der großen kapazitiven Last die maximale Signalamplitude (10 V Amplitude bei 50 Hz, aber nur 0,1 V Amplitude bei 5 kHz). Alternativ kann beispielsweise der leistungsfähigere LM6361 verwendet werden; für diesen wird im Datenblatt Stabilität bei beliebiger kapazitiver Last garantiert.

OP_{P2}: Proportional-Regler für Farbumschaltung

Dieser Baustein soll sich für Frequenzen bis zur Resonanzfrequenz des Piezos wie ein idealer Proportionalverstärker verhalten. Mit dem einstellbaren Widerstand P_{11}, dessen Widerstandswert zwischen 0 und 5 kΩ verändert werden kann, und dem unveränderbaren Widerstand $R_{100} = 2{,}5\,\mathrm{k\Omega}$ wird eine Verstärkung zwischen 0 und 2 eingestellt. Zur Erhöhung der Stabilität wird die obere Grenzfrequenz mit $C_{28} = 160\,\mathrm{pF}$ grob auf 200 kHz begrenzt.

OP_4 und OP_{16}

Diese beiden Operationsverstärker sind Ausgangsverstärker für die Signale der Photodiodenverstärker OP_1 und OP_2. Das Eingangssignal wird um den Faktor zwei verstärkt und dann einem BNC-Anschluss (Oszilloskop oder Messkarte) und über einen Analog-Multiplexer auch dem eingebauten LCD-Anzeigeinstrument zugeführt. Das maximale Ausgangssignal von OP_4 beträgt 2 V, dies entspricht einer nutzbaren bzw. ausgekoppelten Lichtleistung von 2 mW bei 492 nm. Auch für OP_{16} liegt das maximale Ausgangssignal bei 2 V und entspricht einer nutzbaren bzw. ausgekoppelten Lichtleistung von 2 mW bei 635 nm. Um für den BNC-Monitorausgang eine gute Zeitauflösung zu gewährleisten, sollten die verwendeten Operationsverstärker nicht zu langsam sein. Es wird der Typ LM6171 verwendet, da er preiswert ist, nur 2,5 mA Ruhestrom benötigt und ein Verstärkungsbandbreiteprodukt von 100 MHz hat. Es können jedoch auch andere Operationsverstärker (z. B. EL2044 oder LM6361) verwendet werden, sofern sie die kapazitive Belastung durch das Koaxialkabel vertragen. Außerdem sollten sie zum Treiben eines mit 50 Ω terminierten Koaxialkabels mindestens 20 mA Strom liefern können (2 V/100 Ω). Mit den Widerstandswerten $R_{15} = R_{96} = 2\,\mathrm{k\Omega}$, $R_{12} = R_{94} = 500\,\Omega$ und je einem veränderbaren Widerstand (P_3 bzw. P_{10}) mit 0 bis 1 kΩ wird die Verstärkung eingestellt. Durch $C_6 = C_{43} = 2{,}6\,\mathrm{pF}$ wird die obere Grenzfrequenz auf 30 MHz begrenzt. Durch $R_{14} = R_{95} = 0{,}66\,\mathrm{k\Omega}$ wird der durch den Eingangsruhestrom verursachte Nullpunktfehler kompensiert. Das Koaxialkabel wird wie üblich über einen Widerstand, der der Kabelimpedanz entspricht, angeschlossen: $R_{16} = R_{97} = 50\,\Omega$. Mit den Potentiometern P_{17} und P_{18} mit einem Widerstand von je 250 kΩ wird über die Widerstände $R_{13} = R_{93} = 1\,\mathrm{M\Omega}$ der Nullpunkt eingestellt.

OP_5

Hier muss der spezielle Operationsverstärker OPA688 mit einstellbarer Begrenzung der Ausgangsspannung verwendet werden, denn an dieser Stelle wird die Obergrenze für den Laserdiodenstrom eingestellt. Dieser Operationsverstärker soll die Signale von OP_{P1}, OP_{I1} und OP_{D1} addieren und so stark verstärken, dass sie jeweils mit bis zu ±1,3 V zum Ausgangssignal von OP_5 beitragen. Mit $R_{27} = 2\,\mathrm{k\Omega}$, $R_{21} = R_{26} = 1{,}5\,\mathrm{k\Omega}$ und $R_{24} = 300\,\Omega$ wird dies erreicht. Damit liegt die vom Operationsverstärker zu leistende (invertierende) Verstärkung circa bei neun und mit dem im Datenblatt angegebenen Verstärkungsbandbreiteprodukt von 275 MHz liegt die obere Grenzfrequenz bei circa 27,5 MHz. Mit $C_{44} = 2{,}6\,\mathrm{pF}$ wird die obere Grenzfrequenz zusätzlich auf 30 MHz beschränkt. Mit dem Potentiometer P_4 mit 5 kΩ Widerstand kann eine Obergrenze für die Ausgangsspannung eingestellt werden, dadurch wird der maximale Laserdiodenstrom begrenzt. Der Einstellbereich des Potentiometers wird mit den Widerständen $R_{28} = R_{29} = 5\,\mathrm{k\Omega}$ auf den sinnvollen Bereich von circa −1,5 bis +1,5 V eingeschränkt. Mit $C_{19} = 0{,}1\,\mu\mathrm{F}$ wird diese Referenzspannung stabilisiert.

OP_8: Differenzverstärker für die Messung des Laserdiodenstroms

Dieser Differenzverstärker vom Typ AD830 verstärkt den am Messwiderstand $R_{38} = 5\,\Omega$ vom Laserdiodenstrom verursachten Spannungsabfall um den Faktor zwei, so dass durch 200 mA Laserdiodenstrom ein Signal von 2 V erzeugt wird, welches dann einer BNC-Buchse und über einen Analogmultiplexer einem LCD-Anzeigeinstrument zugeführt wird. Mit $R_{145} = R_{146} = R_{147} = R_{148} = 700\,\Omega \leq 1\,\mathrm{k}\Omega$ wird wie im Datenblatt angegeben eine Differenzverstärkung von zwei eingestellt. Die obere Grenzfrequenz dieses Bausteins liegt oberhalb von 30 MHz, so dass sich auch hochfrequente Strommodulationen über den BNC-Ausgang beobachten lassen. Der Messfehler wird vorwiegend durch dem Messwiderstand R_{38} bestimmt und liegt bei circa 1 %.

OP_6

Dieser Operationsverstärker soll das Ausgangssignal von OP_5 um den Faktor drei Verstärken und zusätzlich um -5 V verschieben, so dass sich ein Ausgangssignal von -5 ± 4 V ergibt, welches dann die den Laserdiodenstrom regelnden Transistoren ansteuert. Mit $R_{32} = 1{,}66\,\mathrm{k}\Omega$ und $R_{33} = 5\,\mathrm{k}\Omega$ ergibt sich die gewünschte Verstärkung. Durch $C_{20} = 1\,\mathrm{pF}$ wird die obere Grenzfrequenz auf 30 MHz begrenzt. Um die Verschiebung des Ausgangssignals um -5 V zu erreichen, wird die Versorgungsspannung von 12 V zunächst mit einer Z-Diode auf 10 V stabilisiert und dann über $R_{31} = 10\,\mathrm{k}\Omega$ mit dem Faktor $-1/2$ verstärkt. Durch $R_{60} = 1\,\mathrm{k}\Omega$ wird der Strom durch die Z-Diode auf 1 mA begrenzt, $C_{46} = 0{,}1\,\mu\mathrm{F}$ glättet die Spannung der Z-Diode. Es wird der Operationsverstärker LM6171 mit 100 MHz Verstärkungsbandbreiteprodukt verwendet. Die effektive nichtinvertierende Verstärkung (Noise-Gain) liegt bei 4,5, so dass sich als obere Grenzfrequenz 22 MHz ergeben.

OP_{D2}: Differential-Regelverstärker für die Farbanteile

Diese Stufe arbeitet bis zur Resonanzfrequenz des Piezoelements als idealer Differenzierer, die Amplitudenverstärkung liegt bei 5 kHz bei 0,5. Um gute Stabilität zu gewährleisten und hochfrequente Rausch- bzw. Störanteile nicht unnötig zu verstärken, ist die obere Grenzfrequenz durch R_{98} bzw. C_{30} auf die zehnfache Piezo-Resonanzfrequenz, d. h. auf circa 200 kHz begrenzt. Durch die Wahl $R_{98} = 2\,\mathrm{k}\Omega$ wird gewährleistet, dass die vorhergehende Verstärkerstufe (OP_{17}) kaum kapazitiv belastet wird. Mit $C_{39} = 0{,}4\,\mathrm{nF}$ ergibt sich wie gefordert 200 kHz als obere Grenzfrequenz. Aus der Beziehung für die Amplitudenverstärkung $V = 2\pi f RC = 0{,}5$ bei 5 kHz ergibt sich für den einstellbaren Widerstand P_{13} der Maximalwert von $40\,\mathrm{k}\Omega$. Mit $C_{30} = 20\,\mathrm{pF}$ wird die obere Grenzfrequenz auch hier auf circa 200 kHz begrenzt. Durch R_{98} und P_{13} ist die maximal vom Operationsverstärker zu leistende Verstärkung auf 20 beschränkt, daher kann ein Standard-Operationsverstärker verwendet werden. Der LM741 differenziert in dieser Schaltung bis zur Frequenz 20 kHz noch gut, besser ist hier jedoch der schnellere und kaum teurere TL081.

OP_{19}: Stellwegbegrenzung für das Piezo-Element

Wie in Abschnitt 6.3 erklärt wurde, gibt es für das zur Farbsteuerung verwendete Piezo-Element nur einen eingeschränkten sinnvollen Verstellbereich. Daher kann durch OP_{19} eine untere und eine obere Grenze für das Piezo-Signal, und damit für den Verstellweg des Piezos eingestellt werden. Hier wird, wie schon für die Begrenzung des Laserdiodenstroms, wieder der Operationsverstärker OPA688 verwendet. Bei ihm kann der Bereich der Ausgangsspannung über eine untere und eine obere, frei wählbare Referenzspannung begrenzt werden. Dieser Operationsverstärker soll die Signale von OP_{P2} und OP_{I2} jeweils um den Faktor 2, und das Signal von OP_{D2} um den Faktor 8 verstärken. Dies wird mit $R_{103} = 500\,\Omega$, $R_{104} = R_{105} = 2\,\mathrm{k\Omega}$ und $R_{108} = 4\,\mathrm{k\Omega}$ erreicht. $C_{45} = 1{,}5\,\mathrm{pF}$ begrenzt die obere Grenzfrequenz auf 25 MHz.[7] Die Referenzspannungen werden mit zwei Potentiometern mit den Widerstandswerten $P_{15} = P_{16} = 5\,\mathrm{k\Omega}$ eingestellt, wobei der Einstellbereich durch die Widerstände $R_{109} = R_{110} = R_{111} = R_{112} = 2\,\mathrm{k\Omega}$ auf den sinnvollen Bereich von -2 bis 2 V beschränkt ist. Mit $C_{32} = C_{33} = 0{,}1\,\mathrm{\mu F}$ werden diese Referenzspannungen stabilisiert.

OP_{22}: Virtuelle Masse

Mit einem Operationsverstärker vom Typ LM741, der als nichtinvertierender Verstärker mit Verstärkung Eins beschaltet ist (Spannungsfolger) und dessen Eingang auf Masse-Potenzial liegt, wird eine virtuelle Masse erzeugt. Ein virtueller Masseanschluss kann z. B. nützlich sein, wenn ein Masse-Potenzial benötigt wird, man aber eine Störung (Verschmutzung) der realen Masseleitung verhindern will. Piezo und Digitalvoltmeter benötigen beide einen Masseanschluss. Das Digitalvoltmeter könnte die Masseleitung durch interne Schaltimpulse belasten, der Piezo durch galvanischen Kontakt zum Gerätegehäuse. Daher wurde diese virtuelle Masse vorgesehen. Die Rückkopplung erfolgt über $R_{132} = 50\,\Omega$, weil eine direkte Rückkopplung bei einigen Operationsverstärkers Probleme verursacht. Der nichtinvertierende Eingang des Operationsverstärkers liegt über $R_{131} = 50\,\Omega$ an der realen Masse, auch eine direkte Verbindung wäre möglich. $R_{133} = 10\,\Omega$ verhindert eine direkte kapazitive Belastung des Operationsverstärkers durch den Piezo.

[7] Größere Werte für diesen Rückkoppelkondensator, z. B. 15 pF, verschlechtern das Ansprechen der Spannungsbegrenzung deutlich. Dies könnte mit dem Layout zusammenhängen, evtl. ist dies aber auch eine Eigenschaft dieses speziellen Operationsverstärkers.

OP_{20}: Invertierer für das Piezo-Signal zur Farbumschaltung

Mit OP_{20} kann das Signal zur Ansteuerung des Piezo-Elements bei Bedarf invertiert werden. Es wird ein Operationsverstärker vom Typ LM741 verwendet. Mit $R_{140} = R_{141} = 10\,\mathrm{k\Omega}$ wird Verstärkung -1 eingestellt, durch $C_{45} = 16\,\mathrm{pF}$ ist die obere Grenzfrequenz auf 1 MHz begrenzt.

OP_{21}: Invertierer zur Gegentakt-Ansteuerung des Piezos

Die verwendeten Piezo-Stapelaktoren [37] sind für elektrische Signale von -15 bis $+150\,\mathrm{V}$ ausgelegt. Eine negative Spannung kontrahiert den Piezo, eine positive Spannung expandiert den Piezo. Auf Grund der Versorgungsspannung von $\pm 12\,\mathrm{V}$ ist die Ausgangsspannung des den Piezo ansteuernden Operationsverstärkers OP_{18} auf den Bereich von -10 bis $+10\,\mathrm{V}$ beschränkt. Wird der Piezo mit einem Anschluss fest an das Masse-Potenzial angeschlossen, so kann der andere Anschluss durch OP_{18} von $-10\,\mathrm{V}$ bis $+10\,\mathrm{V}$ angesteuert werden. Dies ergibt bei den verwendeten Piezoelementen einen nutzbaren Verstellweg von 2,4 µm. Anstatt den einen Anschluss des Piezos fest auf Masse-Potenzial zu legen ist jedoch auch eine Gegentaktansteuerung möglich: Der eine Anschluss wird mit einer Spannung zwischen -10 und $+10\,\mathrm{V}$ angesteuert, der andere Anschluss mit der invertierten Spannung. Damit verdoppelt sich der mögliche Ansteuerbereich, jedoch darf die Potenzialdifferenz $-15\,\mathrm{V}$ nicht überschreiten um den Piezo nicht zu schädigen. Steuerspannungen im Bereich $\pm 7{,}5\,\mathrm{V}$ je Anschluss sind jedoch möglich, damit steigt der nutzbare Verstellweg auf 3,6 µm. Gegentaktansteuerung ist allerdings nur bei potenzialfreien Piezo-Aktoren möglich. Bei den Aktoren mit Gehäuse ist das Metallgehäuse intern galvanisch mit einer der zwei elektrischen Anschlüsse verbunden, so dass bei Gegentaktansteuerung das Piezogehäuse elektrisch isoliert aufgebaut werden muss. Um Gegentaktansteuerung nutzen zu können, wurde zusätzlich OP_{21} vorgesehen. Er invertiert das Ausgangssignal von OP_{18}. Es wird ein Operationsverstärker vom Typ LM741 verwendet, durch $R_{138} = R_{139} = 50\,\mathrm{k\Omega}$ ist Verstärkung -1 eingestellt. Durch $C_{51} = 30\,\mathrm{pF}$ ist die obere Grenzfrequenz auf 100 kHz begrenzt. Um die Kapazität des Piezos vom Ausgang des Operationsverstärkers zu entkoppeln, wird ein $10\,\Omega$-Widerstand verwendet. Das Piezo-Element kann nun entweder zwischen Masse und einem der Ausgänge von OP_{18} oder OP_{21} betrieben werden, oder bei Gegentaktansteuerung zwischen den Ausgängen von OP_{18} und OP_{21}.[8]

[8] Der ursprünglich zur Signalinvertierung vorgesehene OP_{20} ist damit im Prinzip unnötig geworden.

OP_{17}: Dividierer zur Normierung des Piezosignals

Wie in Abschnitt 6.3 dargestellt wurde, erscheint es in Prinzip sinnvoll, das Signal zur Ansteuerung des Piezos zu normieren, so dass dieses Steuersignal unabhängig von der eingestellten Laserleistung wird. Es wird der Baustein AD734 als Dividierer verwendet. Zusammen mit dem Hilfs-Operationsverstärker AD712, $R_{143} = 2\,\mathrm{M\Omega}$, $R_{144} = 200\,\mathrm{k\Omega}$ und dem einstellbaren Widerstand P_{21} mit $100\,\mathrm{k\Omega}$ Nennwiderstand entspricht die Schaltung vollständig der Figur 12 aus dem Datenblatt des AD734. Das eigentliche Steuersignal, das von der Differenz der roten und blauen Laserleistung abhängt, wird von OP_{14} geliefert. Das Signal, durch welches dividiert wird, stammt von OP_{15} und wird durch die Summe der roten und blauen Laserleistung bestimmt. P_{21} wird so justiert, dass zwischen Pin 6 und Pin 7 eine Spannung von 10 V liegt.

OP_7: Kontrollleuchte für die Aktivierung der Strombegrenzung

Sobald die durch OP_5 kontrollierte Begrenzung des Laserdiodenstroms aktiv wird, kann die Stromregelung und damit die Dämpfung der Relaxationsschwingungen nicht mehr richtig funktionieren. Daher wurde eine rote Leuchtdiode vorgesehen, die aufleuchtet, sobald sich der Laserdiodenstrom der durch P_4 festgelegten Stromobergrenze bis auf einen für die Regelung notwendigen Variationsbereich nähert. Dieser Variationsbereich wurde zunächst auf circa $\pm 5\,\%$ vom Maximalstrom festgelegt: Der durch die Emitterwiderstände der Stromsteuertransistoren $Tr_{1\text{-}4}$ begrenzte Maximalstrom liegt derzeit bei circa 170 mA. Ist mit P_4 eine Stromobergrenze von 150 mA eingestellt, so spricht die Kontrollleuchte an, wenn der Laserdiodenstrom 142 mA überschreitet. Der Komparator OP_7 vergleicht die momentane Ausgangsspannung von OP_5 mit der durch P_4 vorgegebenen Referenzspannung und schaltet abhängig davon über einen Transistor die Leuchtdiode. Das Ausgangssignal von OP_5 liegt zwischen $-1{,}3$ und $+1{,}3$ V, bei $-1{,}3$ V sind die Stromsteuertransistoren voll durchgesteuert, so dass Maximalstrom fließt, bei $+1{,}3$ V sperren die Transistoren. Der invertierende Eingang von OP_7 ist mit dem Referenzspannungseingang von OP_5 verbunden, am nichtinvertierenden Eingang liegt die um 100 mV (5 % vom Ausgangssignalbereich) ins negative verschobene Ausgangsspannung von OP_5. Diese Potenzialverschiebung um 100 mV sollte zunächst wie im Schaltplan eingezeichnet über eine durch eine Diode stabilisierte und dann unterteilte Spannungsdifferenz erfolgen. Allerdings lässt sich dieser Offset auch mit einem einfachen Spannungsteiler erzeugen. Der Offset wird bei hoher Stromobergrenze dann etwas größer, dies erscheint auch durchaus sinnvoll. Daher wurde die Diode D_4 nicht eingelötet und der Widerstand R_{68} wurde durch eine Drahtbrücke ersetzt. Der Spannungsoffset wird über einen aus den Widerständen $R_{69} = 100\,\mathrm{k\Omega}$ und $R_{70} = 825\,\Omega$ gebildeten Spannungsteiler erzeugt. Im regulären Betrieb ist die Referenzspannung am invertierenden Eingang von OP_7 negativer als die am nichtinvertierenden Eingang liegende, um 100 mV ins negative verschobene Ausgangsspannung von OP_5. Dann liegt der Ausgang von OP_7 auf 5 V (Logisch 1), Tr_7 sperrt und die Leuchtdiode ist dunkel. Nähert sich jedoch die Ausgangsspannung von OP_5 bis auf 100 mV der Referenzspannung, so geht der Ausgang von OP_7 auf 0 V (Logisch 0), der Kondensator C_{25} mit 10 nF Kapazität entlädt sich über die Diode D_5, der Steuereingang von Tr_7 liegt nun nahe am Masse-Potenzial, Tr_7 ist voll durchgesteuert und die Leuchtdiode leuchtet. Geht der Ausgang von OP_7 wieder auf 5 V zurück, so kann sich C_{25} nur langsam über $R_{63} = 10\,\mathrm{M\Omega}$ aufladen: Daher spricht die Kontrollleuchte beim erreichen der Stromgrenze sofort an, leuchtet dann jedoch für mindestens 0,1s weiter, so dass auch sehr kurzzeitige Annäherungen an die Stromobergrenze erkannt werden können. Der Pullup-Widerstand R_{64} ist bei dem verwendeten Komparator vom Typ AD830 nicht erforderlich. Mit $R_{65} = 1\,\mathrm{M\Omega}$ wurde eine minimale Hysterese von circa 5 mV eingestellt. Es wird eine Low-Currend LED mit 2 mA Nennstrom verwendet, ihr Strom wird mit $R_{62} = 2\,\mathrm{k\Omega}$ auf 1,5 mA begrenzt. Der Transistor Tr_7 ist ein P-Kanal-MOSFET vom Typ BSS110.

Transistor zur Überbrückung der Laserdiode

Durch den parallel zur Laserdiode angeordneten pnp-Transistor Tr_5 vom Typ BC327 kann die Laserdiode überbrückt werden. (Dies ist u. a. nützlich, wenn man mit dem Potentiometer P_4 die Strombegrenzung justiert.) Der Transistor Tr_5 wird über Tr_6 angesteuert, welcher wiederum über ein NOR-Gatter mit zwei Eingängen angesteuert wird. Die Eingänge des NOR-Gatters werden von einen Flip-Flop, das über einen Taster an der Frontblende des Gerätes umgeschaltet wird (Laser An/Aus), und über einen auf der Platine angeordneten Schalter angesteuert. Liegt mindestens einer der Eingänge dieses Gatters auf +5 V (Logisch 1), so liegt der Ausgang des Gatters auf 0 V (Logisch 0) und die Laserdiode ist überbrückt: Die Widerstände $R_{58} = R_{67} = 10\,\mathrm{k\Omega}$ bilden zusammen mit der Z-Diode ZD_3 mit 3 V Durchbruchspannung einen Spannungsteiler. Liegt der Ausgang des NOR-Gatters auf 5 V, so liegt die Basis von Tr_6 auf 2 V und Tr_6 sperrt. Dann liegt die Basis von Tr_5 auf Masse-Potenzial und Tr_5 sperrt ebenfalls. Liegt der Ausgang des NOR-Gatters dagegen auf Masse-Potenzial, dann liegt die Basis von Tr_6 auf −3 V, der Transistor leitet: Strom fließt über die Basis-Emitter-Diode von Tr_6, über $R_{44} = 100\,\Omega$, $R_{45} = 100\,\Omega$ und über die Basis-Emitter-Diode von Tr_5 zur Masse: $I = -3-(-0.7)-(-0{,}7)\,\mathrm{V}/(R44+R45) = -1{,}6\,\mathrm{V}/200\,\Omega = 8\,\mathrm{mA}$. Damit ist Tr_5 voll durchgesteuert und die Laserdiode überbrückt. Der Emitterwiderstand $R_{59} = 10\,\mathrm{k\Omega}$ ist eventuell unnötig, $C_{24} = 0{,}1\,\mathrm{\mu F}$ sorgt dafür, dass das Ein- und Ausschalten der Überbrückung nicht zu sprunghaft erfolgt. Auch R_{67} scheint auf den ersten Blick unnötig zu sein, allerdings würde ohne ihn Strom aus dem Ausgang des NOR-Gatters hinausfließen, wenn der Gatterausgang auf Logisch 0 liegen soll. Dieser Fall tritt sonst bei Logikbausteinen nicht auf, daher wurde R_{67} eingefügt. Etwas problematisch ist die Kapazität von Tr_5 im gesperrten Zustand, da bei hochfrequenter Modulation des Laserdiodenstroms ein Teil des Stroms durch die Transistorkapazität an der Laserdiode vorbeigeleitet wird. Die Kapazität des verwendeten Transistors BC327 liegt in der Größenordnung von einigen zehn Pikofarad, während der Widerstand der Laserdiode bei circa zehn Ohm liegt. Insbesondere ist der differentielle Widerstand der Laserdiode nochmals deutlich kleiner, so dass sich die Transistorkapazität erst bei Frequenzen weit oberhalb von 30 MHz bemerkbar machen sollte.

Laserdiode

Die Laserdiode und die im Gehäuse integrierte Monitorphotodiode besitzen eine gemeinsame Elektrode, die in der Regel auf Masse-Potenzial gelegt wird. Damit Strom durch die Laserdiode fließen kann, muss sich die andere Elektrode der Laserdiode auf einem gegenüber der Masse-Elektrode negativem Potenzial befinden. Der drei Pins der Laserdiode (Laserdiode, Masse, Photodiode) werden jeweils einzeln mit einem abgeschirmten, möglichst kurzen Kabel mit der Platine verbunden, um induktive und kapazitive Kopplungen zu vermeiden.

Transistorstufe zur Steuerung des Laserdiodenstroms

Der Laserdiodenstrom wird mit vier parallel angeordneten Transistoren, die als Emitterfolger betrieben werden, gesteuert. Der Emitterwiderstand R_E ergibt sich hier aus der Parallelschaltung der Widerstände R_{40} bis R_{43} in Serie mit R_{51} und dem geringen Widerstand der Schmelzsicherung (circa 1,8 Ω für Sicherungstyp 200 mA mittelträge). R_E liegt zwischen den Emittern der vier parallel angeordneten Transistoren und dem von einem Spannungsregler stabilisierten Potenzial von $-9\,\mathrm{V}$. In gewisser Weise kann man diese $-9\,\mathrm{V}$ als eigentliches Bezugspotenzial für die Transistoren ansehen. OP_6 steuert mit seiner Ausgangsspannung die Basis der Transistoren an, die Emitterelektrode folgt dem Basis-Potenzial U_B verschoben um die Durchlassspannung der Basis-Emitterdiode von $U_\mathrm{D} = 0{,}7\,\mathrm{V}$. Der Strom durch die Emitterwiderstände ist proportional zur Differenz des Emitter-Potenzials zum $-9\,\mathrm{V}$ Referenz-Potenzial und die Summe der vier Emitterströme entspricht dem Laserdiodenstrom I_LD. Damit hängt der Laserdiodenstrom nahezu linear von der Ausgangsspannung von OP_6 ab. Bezeichnet man das Ausgangssignal von OP_5 mit U_OP5, das Ausgangssignal von OP_6 mit U_OP6, das Basis-Potenzial mit U_B und das Emitter-Potenzial mit U_E, so kann man diesen Zusammenhang auch als Gleichung schreiben: $I_\mathrm{LD} = (-9\,\mathrm{V} - U_\mathrm{E})/R_\mathrm{E} = (-9\,\mathrm{V} - (U_\mathrm{B} - U_\mathrm{D}))/R_\mathrm{E} = (-9\,\mathrm{V} - (U_\mathrm{OP6} - U_\mathrm{D}))/R_\mathrm{E} = (-9\,\mathrm{V} - (3U_\mathrm{OP5} - 5\,\mathrm{V} - U_\mathrm{D}))/R_\mathrm{E}$.

Im Arbeitsbereich der Transistoren, d. h. solange keine Übersteuerung auftritt, liegt U_D ungefähr bei 0,7 V, dann gilt $I_{LD} = (-3{,}3\,V - 3U_{OP5})/R_E$. ($U_{OP5}$ liegt zwischen −1,3 und +1,3 V). Es wird der Transistortyp 2N4401 eingesetzt. Durch die Verwendung von separaten Basis- und Emitterwiderständen für jeden Transistor ist gewährleistet, dass jeder Transistor trotz Exemplarstreuungen gleich stark belastet wird. Durch die Parallelschaltung von vier Transistoren wird ein maximaler Laserdiodenstrom von mehr als 300 mA möglich. Zunächst sind die Emitterwiderstände jedoch für maximal 200 mA ausgelegt. Der Widerstand $R_{38} = 5\,\Omega$ dient in Verbindung mit dem Differenzverstärker OP_8 zum Messen des Laserdiodenstroms, an ihm fallen bei 200 mA 1 V ab. Die Durchlassspannung der Laserdiode liegt bei etwa 2 V. Mir $R_{40} = R_{41} = R_{42} = R_{43} = 100\,\Omega$ und $R_{51} = 15\,\Omega$ ergibt sich bei voll durchgesteuerten Transistoren ein Maximalstrom $I_{LD} = 7\,V/45\,\Omega = 155\,mA$. Diese Stromobergrenze bietet in der ersten Erprobungsphase einen zusätzlichen Schutz vor Zerstörung der Laserdiode. Der Widerstand R_{51} ist auf der Oberseite der Platine auf Lötstützpunkten befestigt, so dass er leicht verkleinert oder überbrückt werden kann. Dann sind Ströme größer 200 mA möglich. Die Basiswiderstände $R_{34} = R_{35} = R_{36} = R_{37} = 200\,\Omega$ begrenzen die Basisströme und entkoppeln den Ausgang von OP_6 von der Kapazität der Transistoren. Da die Basiskapazität der Transistoren kleiner als 30 pF ist, ergibt sich eine obere Grenzfrequenz für den so geformten Tiefpass von circa 30 MHz.

Digitalelektronik

Die Aktivierung des Lasers erfolgt über ein Flip-Flop, das beim Einschalten des Gerätes zunächst durch einen Reset-Impuls auf logisch 0 gesetzt wird. Damit ist gewährleistet, dass der Laser beim Einschalten des Gerätes stets ausgeschaltet ist und dann über einen Taster aktiviert werden kann. Ein anderer Taster sendet bei Betätigung Zählimpulse an einen Digitalzähler, welcher einen Analogmultiplexer ansteuert. Dadurch können nacheinander die blaue bzw. rote Laserleistung, der Laserdiodenstrom und die Laserdiodenleistung auf dem Anzeigeinstrument angezeigt werden.

Entprellung der Taster

Die Schaltimpulse zum Ein- und Ausschalten des Lasers und zum Weiterschalten der LCD-Anzeige werden jeweils durch Betätigung eines Drucktasters an der Frontseite des Gerätes erzeugt. Um ein definiertes Schaltverhalten zu gewährleisten müssen die Taster entprellt werden. Dies geschieht, indem der Tastimpuls durch einen Tiefpass gefiltert und dann durch einen Schmitt-Trigger in ein sauberes Digitalsignal gewandelt wird. Mit $R_{114} = R_{116} = 200\,k\Omega$ und

$C_{34} = C_{35} = 0{,}1\,\mu F$ wird jeweils ein Tiefpass mit einer RC-Konstanten von 20 ms gebildet. Der Eingang des Tiefpasses liegt bei nicht betätigtem Taster über $R_{113} = R_{115} = 5\,k\Omega$ jeweils auf +5 V (logisch 1) und bei gedrücktem Taster kurzzeitig auf 0 V (logisch 0). R_{113} und R_{115} wurden so gewählt, dass bei Betätigung des Tasters kurzzeitig ein Strom von 1 mA fließt und dadurch die Kontaktflächen des Schalters reinigt. Um aus dem Analogsignal am Ausgang des Tiefpasses ein sauberes Digitalsignal mit steiler Flanke zu erzeugen wird der invertierende Schmitt-Trigger-Baustein 74HC14 verwendet.

Resetimpuls beim Einschalten des Gerätes

Beim Einschalten der Stromversorgung soll der Laser grundsätzlich zunächst deaktiviert sein. Dies wird folgendermaßen erreicht: Beim Einschalten der Stromversorgung ist der Kondensator C_{36} zunächst ungeladen, über $R_{118} = 10\,k\Omega$ und zwei invertierende Schmitt-Trigger-Stufen liegt der Reseteingang des Flip-Flops daher zunächst auf Masse-Potenzial und das Flip-Flop wird auf logisch 0 gesetzt. Erst wenn sich der Kondensator über R_{117} aufgeladen hat, liegt der Reset-Eingang des Flip-Flops auf logisch 1 und das Flip-Flop kann über den Taster umgeschaltet werden. Mit $C_{36} = 10\,\mu F$ und $R_{117} = 200\,k\Omega$ wir die Dauer des Reset-Impulses auf circa 2 s eingestellt. Über die Diode D_6 entlädt sich der Kondensator bei Stromunterbrechung rasch, so dass der Laser nach einer kurzen Stromunterbrechung stets abgeschaltet ist. Der Widerstand $R_{118} = 10\,k\Omega$ verhindert, dass beim Ausschalten der Stromversorgung ein zu hoher Strom vom Kondensator in den Eingang des Schmitt-Trigger-Bausteins fließt und diesen schädigt.

Flip-Flop zum Ein- und Ausschalten des Lasers

Da das im Schaltplan eingezeichnete Flip-Flop vom Typ 74HC109 nicht verfügbar war, wurde der Typ 74HC112 verwendet. Die Funktion ist ähnlich, allerdings schaltet dieses Flip-Flop an der fallenden Flanke des Taktpulses. Da es wünschenswert ist, dass das Ein- oder Ausschalten beim Drücken des Tasters, und nicht erst dann, wenn man den Taster wieder los lässt, erfolgt, wird das von Taster, Tiefpass und invertierenden Schmitt-Trigger erzeugte Umschaltsignal nochmals invertiert, bevor es dem Flip-Flop zugeführt wird. Durch den weiter oben beschriebenen Resetmechanismus wird dieses Flip-Flop beim Einschalten des Gerätes immer in einen definierten Zustand versetzt, so dass der Laser zunächst immer deaktiviert ist.

Digitalzähler für die LCD-Anzeige

Es wird der Baustein 74HC161 verwendet. Wie das Flip-Flop wird auch dieser Zähler beim Einschalten des Gerätes zunächst durch einen Resetimpuls auf 0 gesetzt. Mit jedem Druck auf den Taster T_1 wird der interne Zähler heraufgezählt, nach Drei springt er wieder auf Null. Dieser Zähler steuert einen Analogmultiplexer und einen Digitalmultiplexer an. Mit dem Analogmultiplexer werden dann verschiedene Messgrößen zum Anzeigeinstrument durchgeschaltet, der Digitalmultiplexer zeigt mit je einer Leuchtdiode an, welche Messgröße gerade dargestellt wird.

Analog-Multiplexer

Vier Messgrößen sollen nacheinander zum Digitalvoltmeter durchgeschaltet werden: Blaue Laserleistung, rote Laserleistung, Leistung der Laserdiode und Strom der Laserdiode. Diese Größen haben jeweils dem Maximalwert 2 V und müssen durch einen Spannungsteiler für das Digitalvoltmeter auf ein Zehntel abgeschwächt werden. Es wird der preiswerte Baustein 74HC4051 aus der 74HC-Reihe oder der Pin- und Funktionskompatible 4051B aus der 4000-Reihe als Multiplexer verwendet. Die Signale gelangen über die Widerstände $R_{119} = R_{120} = R_{121} = R_{122} = 6{,}8\,\mathrm{k\Omega}$ zu den Eingängen des Multiplexers. Mit den Widerständen $R_{123} = 110\,\mathrm{k\Omega}$ und $R_{124} = 13\,\mathrm{k\Omega}$ ergibt sich zusammen mit dem Innenwiderstand des Multiplexers von circa $80\,\Omega$ eine Signalabschwächung auf ein Zehntel. Es müssen Widerstände mit 1 % Toleranz verwendet werden. Über den aus $R_{126} = 100\,\mathrm{k\Omega}$ und $C_{38} = 1\,\mathrm{\mu F}$ gebildeten Tiefpass mit 1,5 Hz Grenzfrequenz gelangt das ausgewählte Signal dann zum Anzeigeinstrument.

Leuchtdioden

Mit den Leuchtdioden L_1 bis L_4 wird gekennzeichnet, welche Messgröße momentan vom Anzeigeinstrument angezeigt wird. Es werden grüne Low-Current LEDs mit 4 mA Nennstrom verwendet. Durch die Widerstände $R_{127} = R_{128} = R_{129} = R_{130} = 1{,}5\,\mathrm{k\Omega}$ wird ihr Strom auf 2 mA begrenzt. Die blaue Leuchtdiode L_6 zeigt an ob der Laser ein- oder ausgeschaltet ist. Sie verträgt bis zu 50 mA, ihr Strom wird jedoch mit $R_{46} = 1\,\mathrm{k\Omega}$ auf 2 mA begrenzt. Die rote Leuchtdiode L_5, die aufleuchtet sobald sich der Laserdiodenstrom zu sehr dem eingestellten Maximalstrom nähert, ist ein Low-Current-Typ mit 2 mA Nennstrom. Ihr Strom wird von $R_{62} = 2\,\mathrm{k\Omega}$ auf 1,5 mA begrenzt.

Digitalvoltmeter-Modul

Es wird derzeit das preiswerte Modul DPM952 verwendet. Es besitzt eine dreieinhalbstellige Anzeige (0...1999) bei einer Anzeigegenauigkeit von 0,1 %. Leider ist bei diesem Modul keine Anschlussleitung für die umschaltbare Einblendung der Einheiten (mVA oder mA) vorgesehen, daher sollte besser das teurere Modul HED282 verwendet werden. Bei beiden Modulen kann der Dezimalpunkt

durch externe Ansteuerung oder durch Lötbrücken auf der Modulplatine gesetzt werden. Allerdings genügt nicht, wie zunächst angenommen, eine Ansteuerung über ein gewöhnliches Logiksignal (0 oder 5 V), sondern das Steuersignal muss mit einer vom Modul selbst erzeugten Rechteckspannung moduliert werden. Die Ansteuerung kann dann über ein externes XOR-Gatter erfolgen: An den einen Eingang des XOR-Gatters legt man die vom Modul erzeugte Rechteckspannung, an den anderen Eingang ein Steuersignal für den Dezimalpunkt. Das Steuersignal bestimmt, ob das XOR-Glied das Rechtecksignal invertiert. Je nachdem, ob das Rechtecksignal invertiert ist oder nicht ist der angesteuerte Punkt sichtbar oder unsichtbar. Auf gleiche Weise können auch die Einheitensymbole angesteuert werden. Das diese etwas umständliche Methode nur Ansteuerung der Dezimalpunkte und Einheitensymbole nötig ist geht leider aus dem Datenblatt des Moduls nicht eindeutig hervor. Daher wurde auf der Platine das notwendige XOR-Gatter nicht vorgesehen. Bei diesem Prototypen ist daher durch Lötbrücken auf der Platine des Moduls eine Anzeige der Form „x.yzw mAV“ fest eingestellt. Für die blaue und rote Laserleistung ist daher die Anzeige korrekt, bei der Anzeige der Laserdiodenleistung befindet sich der Dezimalpunkt an der falschen Position, und bei der Anzeige des Laserdiodenstroms sind auch die falschen Einheiten eingeblendet. Dies hat für die Funktion des Gerätes jedoch keine Nachteile, beim nächsten Prototyp sollte dann das XOR-Gatter ergänzt werden. Auf der Platine des Moduls wurden folgende Lötbrücken geschlossen: LK1, LK3, LK4, und LK5. Die Brücken LK2 und LK6 sind geöffnet. Durch Lötbrücken über die Spalte 2, 4, 5, 8, 10, 12, 13 16 und 18 werden die Symbole „mAV“ permanent eingeblendet. Das Modul wird mit doppelter Versorgungsspannung (±5 V) betrieben, auf die Fähigkeit des Moduls, die negative Versorgungsspannung selbst mit Hilfe eines Spannungswandlers zu generieren, wird verzichtet:
P_1 : Signal
P_3 : +5 V
P_4 : −5 V
P_5 : Masse
P_6 : +5 V für Beleuchtung
P_{11} : Masse für Beleuchtung
Der Strom für die Beleuchtung wird mit $R_{135} = 20\,\Omega$ auf circa 40 mA begrenzt. Der Pin P_{12} ist direkt mit P_9 verbunden, die Pins P_{13} und P_{14} sind direkt mit P_{10} verlötet. Die Pins P_2, P_7 und P_8 werden nicht benutzt.

Die wichtigsten der verwendeten Bauelemente sind in den nachfolgenden Tabellen aufgelistet. Angegeben sind jeweils die aktuellen Preise in € ohne Mehrwertsteuer. Einige Kleinteile, für die kein Preis angegeben ist (Transistoren, Überspannungsableiter) sind nicht mehr lieferbar und müssen durch gleichwertige Bauteile ersetzt werden.

Bauteil	Bezeichnung	Lieferant	Bestell-Nr.	Preis (€)
OP_1	CLC425	Farnell	640-736	9,30
OP_2	CLC425	Farnell	640-736	9,30
OP_3	LM6171BIN	Farnell	638-250	3,46
OP_4	LM6171BIN	Farnell	638-250	3,46
OP_5	OPA688	Neumüller		circa 5,00
OP_6	LM6171BIN	Farnell	638-250	3,46
OP_7	AD790	Farnell	404-226	9,10
OP_8	AD830AN	RS	299-389	6,43
OP_9	LM6171BIN	Farnell	638-250	3,46
OP_{10}	LM6171BIN	Farnell	638-250	3,46
OP_{11}	LM741DIP	Reichelt	uA741DIP	0,14
OP_{12}	LM741DIP	Reichelt	uA741DIP	0,14
OP_{13}	LM741DIP	Reichelt	uA741DIP	0,14
OP_{14}	LM741DIP	Reichelt	uA741DIP	0,14
OP_{15}	LM741DIP	Reichelt	uA741DIP	0,14
OP_{16}	LM6171BIN	Farnell	638-250	3,46
OP_{17}	AD734AQ	RS	263-611	34,46
OP_{18}	LM741DIP	Reichelt	uA741DIP	0,14
OP_{19}	OPA688	Neumüller		circa 5,00
OP_{P1}	LM741DIP	Reichelt	uA741DIP	0,14
OP_{I1}	OP177	RS	127-2868	2,70
OP_{D1}	OPA680	Neumüller		circa 5,00
OP_{P2}	LM741DIP	Reichelt	uA741DIP	0,14
OP_{I2}	OP177	RS	127-2868	2,70
OP_{D2}	LM741DIP	Reichelt	uA741DIP	0,14
74HC14	Hex inv. Schmitt-Trigger	Reichelt	74HC14	0,20
74HC112	Dual J-K Flip-Flop	Reichelt	74HC112	0,23
74HC161	4-Bit-Zähler	Reichelt	74HC161	0,32
74HC238	4-Bit-Digital-Multiplexer	Reichelt	74HC238	0,30
74HC4051	4-Bit-Analog-Multiplexer	Reichelt	74HC4051	0,35
Tr_1	2N4401	Farnell	358-988	0,14
Tr_2	2N4401	Farnell	358-988	0,14
Tr_3	2N4401	Farnell	358-988	0,14
Tr_4	2N4401	Farnell	358-988	0,14
Tr_5	2N2905A	Reichelt	2N2905A	0,24
Tr_6	2N2905A	Reichelt	2N2905A	0,24
Tr_7	BSS110	Farnell	932-851	0,38
Platine	25 cm∗25 cm	Conrad	529044-07	11,95
LCD	DPM952	Conrad	108316-07	16,34
Σ				142,12

Tab. C.1: Die wichtigsten Komponenten der Regelungselektronik.

R_{1}: 100 Ω	R_{41}: 100 Ω	R_{81}: 2 kΩ	R_{121}: 6,8 kΩ
R_{2}: 100 Ω	R_{42}: 100 Ω	R_{82}: 2 kΩ	R_{122}: 6,8 kΩ
R_{3}: 8,8 kΩ	R_{43}: 100 Ω	R_{83}: 25 kΩ	R_{123}: 110 kΩ 1 %
R_{4}: 8,8 kΩ	R_{44}: 100 Ω	R_{84}: 50 kΩ	R_{124}: 13 kΩ 1 %
R_{5}: 15 kΩ	R_{45}: 100 kΩ	R_{85}: 5 kΩ	R_{125}: 2 kΩ
R_{6}: 15 kΩ	R_{46}: 1 kΩ	R_{86}: 5 kΩ	R_{126}: 100 kΩ
R_{7}: 2 kΩ	R_{47}: 10 Ω	R_{87}: 10 kΩ	R_{127}: 1 kΩ
R_{8}: 2 kΩ	R_{48}: 1 Ω	R_{88}: 25 kΩ	R_{128}: 1 kΩ
R_{9}: 20 kΩ	R_{49}: 1,5 kΩ	R_{89}: 25 kΩ	R_{129}: 1 kΩ
R_{10}: 20 kΩ	R_{50}: 243 Ω	R_{90}: 5 kΩ	R_{130}: 1 kΩ
R_{11}: 2 kΩ	R_{51}: 15 Ω	R_{91}: 5 kΩ	R_{131}: 50 Ω
R_{12}: 500 Ω	R_{52}: 1 MΩ	R_{92}: 10 kΩ	R_{132}: 50 Ω
R_{13}: 1 MΩ	R_{53}: 100 kΩ	R_{93}: 1 MΩ	R_{133}: 10 Ω
R_{14}: 666 Ω	R_{54}: 2,5 kΩ	R_{94}: 500 Ω	R_{134}: 50 Ω
R_{15}: 2 kΩ	R_{55}: 2,5 kΩ	R_{95}: 666 Ω	R_{135}: 0 Ω
R_{16}: 50 Ω	R_{56}: 500 Ω	R_{96}: 2 kΩ	R_{136}: ∞ kΩ
R_{17}: 5 kΩ	R_{57}: 2,5 kΩ	R_{97}: 50 Ω	R_{137}: ∞ kΩ
R_{18}: 10 kΩ	R_{58}: 10 kΩ	R_{98}: 1 kΩ	R_{138}: 50 kΩ
R_{19}: 200 Ω	R_{59}: 10 kΩ	R_{99}: 200 Ω	R_{139}: 50 kΩ
R_{20}: 5 kΩ	R_{60}: 1 kΩ	R_{100}: 2,5 kΩ	R_{140}: 10 kΩ
R_{21}: 1,5 kΩ	R_{61}: 100 kΩ	R_{101}: 833 Ω	R_{141}: 10 kΩ
R_{22}: 250 Ω	R_{62}: 2 kΩ	R_{102}: 50 Ω	R_{142}: 510 Ω
R_{23}: 5 kΩ	R_{63}: 10 MΩ	R_{103}: 500 kΩ	R_{143}: 2 MΩ
R_{24}: 300 Ω	R_{64}: ∞ kΩ	R_{104}: 2 kΩ	R_{144}: 200 kΩ
R_{25}: 625 Ω	R_{65}: 1 MΩ	R_{105}: 2 kΩ	R_{145}: 1 kΩ
R_{26}: 1,5 kΩ	R_{66}:	R_{106}: 10 kΩ	R_{146}: 1 kΩ
R_{27}: 2 kΩ	R_{67}: 10 kΩ	R_{107}: 50 kΩ	R_{147}: 1 kΩ
R_{28}: 5 kΩ	R_{68}: 0 Ω	R_{108}: 4 kΩ	R_{148}: 1 kΩ
R_{29}: 5 kΩ	R_{69}: 100 kΩ	R_{109}: 2 kΩ	R_{149}: kΩ
R_{30}: 1 MΩ	R_{70}: 825 Ω	R_{110}: 2 kΩ	R_{150}: kΩ
R_{31}: 4,4 kΩ	R_{71}: 2 kΩ	R_{111}: 2 kΩ	R_{151}: kΩ
R_{32}: 1 kΩ	R_{72}: 12 kΩ	R_{112}: 2 kΩ	R_{152}: kΩ
R_{33}: 2 kΩ	R_{73}: 0 Ω	R_{113}: 5 kΩ	R_{153}: kΩ
R_{34}: 200 Ω	R_{74}: 0 Ω	R_{114}: 200 kΩ	R_{154}: kΩ
R_{35}: 200 Ω	R_{75}: 240 Ω	R_{115}: 5 kΩ	R_{155}: kΩ
R_{36}: 200 Ω	R_{76}: kΩ	R_{116}: 200 kΩ	R_{156}: kΩ
R_{37}: 200 Ω	R_{77}: 20 kΩ	R_{117}: 200 kΩ	R_{157}: kΩ
R_{38}: 5 Ω 1 %	R_{78}: 10 kΩ	R_{118}: 10 kΩ	R_{158}: kΩ
R_{39}: 50 Ω	R_{79}: 20 kΩ	R_{119}: 6,8 kΩ	R_{159}: kΩ
R_{40}: 100 Ω	R_{80}: 10 kΩ	R_{120}: 6,8 kΩ	R_{160}: kΩ

Tab. C.2: Widerstände auf der Hauptplatine. R_{38}, R_{123} und R_{124} sollten nur 1 % Toleranz haben. Für die übrigen Widerstände sind 5 % Toleranz zulässig.

C_1:	4,7 µF	C_{41}:	100 nF	D_1:	1N4148
C_2:	4,7 µF	C_{42}:		D_2:	1N4148
C_3:	100 nF	C_{43}:	2,6 pF	D_3:	
C_4:	100 nF	C_{44}:	2,6 pF	D_4:	entfällt
C_5:	4,7 µF	C_{45}:	16 pF	D_5:	1N4148
C_6:	2,6 pF	C_{46}:	2,6 pF	D_6:	1N4148
C_7:	100 nF	C_{47}:	100 nF	D_7:	1N4148
C_8:	100 nF	C_{48}:	11 pF	P_{21}:	100 kΩ
C_9:	100 nF	C_{49}:	2 pF		
C_{10}:	2,6 pF	C_{50}:	100 nF		
C_{11}:	100 nF	P_1:	5 kΩ		
C_{12}:	0,9 pF	P_2:	5 kΩ		
C_{13}:	0,55 pF	P_3:	1 kΩ		
C_{14}:	100 nF	P_4:	5 kΩ		
C_{15}:	21 pF	P_5:	2 kΩ		
C_{16}:	1,2 pF	P_6:	250 kΩ		
C_{17}:	100 nF	P_7:	1 kΩ		
C_{18}:	0,1 µF	P_8:	10 kΩ		
C_{19}:	100 nF	P_9:	3 kΩ		
C_{20}:	5,2 pF	P_{10}:	1 kΩ		
C_{21}:	4,7 µF	P_{11}:	5 kΩ		
C_{22}:	10 µF	P_{12}:	10 kΩ		
C_{23}:	4,7 µF	P_{13}:	10 kΩ		
C_{24}:	1 µF	P_{14}:	10 kΩ		
C_{25}:	10 nF	P_{15}:	5 kΩ		
C_{26}:	30 pF	P_{16}:	5 kΩ		
C_{27}:	100 nF	P_{17}:	200 kΩ		
C_{28}:	160 pF	P_{18}	200 kΩ		
C_{29}:	1 µF	P_{19}	0 kΩ		
C_{30}:	6,4 nF	P_{20}	0 kΩ		
C_{31}:	0,33 nF	ZD_1	11 V		
C_{32}:	100 nF	ZD_2	11 V		
C_{33}:	100 nF	ZD_3	3 V		
C_{34}:	100 nF	ZD_4	10 V 1W		
C_{35}:	100 nF	LD_1:	grün		
C_{36}:	10 µF	LD_2:	grün		
C_{37}:	100 nF	LD_3:	grün		
C_{38}:	1 µF	LD_4:	grün		
C_{39}:	32 nF	LD_5:	rot		
C_{40}:	100 nF	LD_6:	blau		

Tab. C.3: Kondensatoren und andere Kleinteile auf der Hauptplatine. Kondensatoren mit mehr als 1 µF Kapazität sind Tantaltypen für 35 V, die übrigen Kondensatoren sind Keramikkondensatoren.

Bauteil	Bezeichnung	Lieferant	Bestell-Nr.	Preis (€)
FN329E	IEC-Power-Entry-Module 1 A	RS	238-772	17,20
Trafo	$2*115$ V, $2*12$ V, 1 A	RS	223-9402	25,59
FN406	AC-Line-Filter 0,5 A	RS	217-0814	10,35
Umsch.	115 V/230 V	RS	278-9777	1,50
BNX002	DC-Filter Murata	RS	209-077	6,40
BNX002	DC-Filter Murata	RS	209-077	6,40
V_0	Varistor SIOV-S20K275 $V_{\text{eff}} = 275$ V	RS	204-2208	4,50
V_1	Varistor SIOV-S14K150 $V_{\text{eff}} = 150$ V	RS	204-2141	2,90
V_2	Varistor SIOV-S14K150 $V_{\text{eff}} = 150$ V	RS	204-2141	2,90
V_3	TransZorb SA24CA 24 V	RS	192-727	
V_4	TransZorb SA24CA 24 V	RS	192-727	
V_5	Lucas Stability IN6281 21,8 V	RS	239-539	
V_6	Lucas Stability IN6281 21,8 V	RS	239-539	
R_C	0,1 µF, 100 Ω	Conrad	456144-07	1,83
C_A	22 mF, 35 V	RS	127-486	8,84
C_B	22 mF, 35 V	RS	127-486	8,84
Tr_1	BSS98	Farnell	548-522	
Tr_2	BSS98	Farnell	548-522	
Tr_3	BSS110	Farnell	932-851	0,38
Tr_4	BSS110	Farnell	932-851	0,38
Platine	25 cm∗25 cm	Conrad	529044-07	11,95
Σ				109,96

Tab. C.4: Die wichtigsten Komponenten für die Stromversorgung.

C1:	4,7 µF	CA:	4,7 µF	ZDA:	3,9 V 1 W	R9:	280 kΩ
C2:	0,1 µF	CB:	0,1 µF	ZDB:	3,9 V 1 W	R10:	2 kΩ
C3:	4,7 µF	CC:	4,7 µF	ZD1:	18 V	R11:	500 kΩ
C4:	1 µF	CD:	1 µF	ZD2	4,7 V	R12:	15 kΩ
C5:	4,7 µF	CE:	4,7 µF	R1:	0 Ω	F1:	1 A T
C6:	1 µF	CF:	0,1 µF	R2:	0 Ω	F2:	1 A T
C7:	4,7 µF	CG:	4,7 µF	R3:	0 Ω	F3:	0,5 A T
C8:	10 µF	CH:	1 µF	R4:	2 Ω	F4:	0,5 A T
C9:	4,7 µF	RA:	2 Ω	R5:	2 kΩ	D1	1N4148
C10:	0,22 µF Folie	RB:	2 Ω	R6:	243 Ω	D2	1N4148
C11:	1 µF Folie	RC:	14 Ω 1 W	R7:	200 kΩ	D3	1N4148
C12:	1 µF Folie	RD:	14 Ω 1 W	R8:	15 kΩ	D4:	1N4148

Tab. C.5: Kondensatoren und andere Kleinteile der Stromversorgung. C_{10}, C_{11} und C_{12} sind Folien-Kondensatoren, die übrigen Kondensatoren sind Tantal-Kondensatoren für bis zu 35 V. Gleichrichterdioden: BY550-100.

Danksagung

Zunächst muss ich Prof. Sengstock, Prof. Toschek und Priv. Doz. Dr. V. M. Baev dafür danken, dass ich am Institut für Laser-Physik der Universität Hamburg meine Promotion absolvieren durfte.

Weiter danke ich den Firmen *Evotec OAI* und *unique-m.o.d.e. AG* für die Finanzierung meiner Doktorandenstelle und der Stadt Hamburg für die Gewährung eines einjährigen Abschlussstipendiums.

Mein Dank gilt natürlich auch den Diplomanden, Doktoranden und den übrigen Mitarbeitern unseres Instituts, die mich in irgendeiner Weise unterstützt haben. Namentlich erwähnen sollte ich meinen Kollegen Dipl.-Phys. A. Stark, der dieses Faserlaserprojekt bereits 1996 als Diplomand begonnen hatte und der trotz vieler anderer Verpflichtungen dieses Projekt über die Jahre aktiv unterstützt hat und nun, als Mitarbeiter der *unique-m.o.d.e. AG*, den kommerziellen Einsatz dieser Faserlaser vorantreibt.

Insbesondere möchte ich an dieser Stelle allerdings auch all denjenigen meinen Dank aussprechen, die durch die Entwicklung von freier Software im Umfeld von GNU/Linux oder ähnlicher Projekte eine echte Alternative zum Microsoft-Monopol geschaffen haben. Dadurch war es möglich, für diese Arbeit weitgehend freie und quelloffene Software einzusetzen (Debian-GNU/Linux, insbesondere LaTeX, KDE/Gnome, GCC, GnuPlot, OpenOffice (Draw), Gimp u. v. a. m.). Einige Berechnungen wurden alternativ auch mit einem neuen, freien und besonders schlanken Betriebssystem (Oberon/AOS/Bluebottle) durchgeführt, welches an der ETH-Zürich in der Programmiersprache Oberon (Nachfolger von Pascal/-Modula) entwickelt wird.

Letztendlich gilt mein Dank und meine Anerkennung all jenen, die ihr Handeln nicht einzig am persönlichen Wohlergehen orientieren und sich für eine etwas bessere und gerechtere Welt einsetzen.

Und trotz aller Sorgen und Probleme und der derzeit etwas eingetrübten Zukunftsaussichten sollte ich auch nicht vergessen, dankbar für den glücklichen Umstand zu sein, dass ich bei relativ guter Gesundheit in einem reichen, demokratischen und von Krieg und Katastrophen verschonten Land leben darf.

Stefan Salewski, im Herbst 2004

Geräteverzeichnis

[1] Spektrometer HR2000CG-UV-NIR der Firma Ocean-Optics.

[2] Laserdiode DL-8032-001 (Monomode TEM_{00}), Firma Sanyo, 150 mW Maximalleistung bei 830 nm Emissionswellenlänge. Strahldivergenz 7° bzw. 18° (FWHM).

[3] Laserdiode SDL-5431-G1 (Monomode TEM_{00}), Firma SDL, 200 mW Maximalleistung bei 850 nm Emissionswellenlänge. Emitterfläche: 1 µm×3 µm, Strahldivergenz 10° bzw. 29° (FWHM).

[4] Laserdiode EYP-RWL-0840-00220-1500-SOT02-0000 (Monomode TEM_{00}), Firma Eagleyard Photonics, 220 mW Maximalleistung bei 840 nm Emissionswellenlänge. Strahldivergenz 9° bzw. 30° (FWHM).

[5] Optische Diode (Faraday-Rotator), Firma EOT, 30 dB Abschwächung bei 850 nm.

[6] Geltech 350 230 Molded Glass Aspheric Lens, *NA* 0,55, Brennweite 4,5mm. Entspiegelte Ausführung: Thorlabs, Item#C230TM-B,
Fassung: Schäfter&Kirchhoff.

[7] Schott Displayglas, Dünnglas 0,2 mm, Typ AF 45.

[8] Faserschutzhülle mit Kevlar-Fäden, 3 mm Außendurchmesser, Firma Thorlabs, Item#FT030.

[9] FC-Stecker mit Keramik-Ferrule (single mode) 125 µm, Firma Thorlabs, Item#30126D1.

[10] Faser-Poliermaschine 12 V, Firma UltraTec (USA).

[11] Poliermatten Al_2O_3, 0,5 bis 12 µm Korngröße, Firma UltraTec (USA).

[12] Mikroskop VMZ 1x - 4x, Olympus, 20- bis 80-fache Vergrößerung.

[13] Zwei-komponentiger Epoxidharzkleber Typ F120, Firma TRA-CON.

[14] UV-Kleber Norland Optical Adhesive 63.

[15] UV-Lichtquelle, Modell Novacure N2001-A1, Firma EFOS.

[16] XYZ-Verschiebetisch, Firma Elliot bzw. Martock Design Ltd.

[17] Laserdiodenkollimator 48TE-1 bzw. 55BC, Faserkoppler 60SM Firma Schäfter&Kirchhoff.

[18] Glasfilter Blau-Grün (BG19), Abschwächfaktor 1/1,23 bei 492 nm.

[19] Photodiode Det210, Firma Thorlabs.

[20] Messrechner Fujitsu/Siemens Scenic mit Messkarte NI6115 und LabView 7.1, 4 Kanäle, 12 Bit Auflösung, 10 MHz Abtastrate.

[21] Mikroskop BX41, Olympus, Okular 10x, Objektiv UMPlanFl 100x/0.90BD.

[22] Index Matching Gel, Firma Thorlabs, Item#G608N.

[23] Frequenzstabilisierter Helium-Neon-Laser (633 nm) Modell SL 02/1, Firma SIOS GmbH.

[24] Optische Diode (Faraday-Rotator), Firma Gsänger, Modell FR 500/1100/5, durchstimmbar.

[25] Leistungsmesskopf LM-2 (VIS), Firma Coherent, für Leistungsmessgerät Fieldmaster.

[26] Leistungsmessgerät Fieldmaster FM mit Messkopf LM-2 (VIS), Firma Coherent.

[27] Faserschneidegerät FK-12, Firma York.

[28] Schmalbandfilter CWL 490,0 nm 7,38W, Firma Coherent 42-5199-000.

[29] Filter C3C23 (undurchlässig für Pumplicht, durchlässig für sichtbares Licht).

[30] Leistungsmessgerät Fieldmaster GS mit Messkopf LM-2 (VIS), Firma Coherent.

[31] Filter KC18 (durchlässig für Pumplicht, undurchlässig für sichtbares Licht).

[32] Laser Diode Controller LDC202, Firma Profile, max. 200 mA.

[33] Pulse Generator PG 5222, Firma Farnell.

[34] Photo-Diode, circa 3 MHz Grenzfrequenz, M. Teichmann.

[35] Messrechner Krenz TRB 4 000, 2 Kanäle, 10 Bit Auflösung, 10 MHz Abtastrate.

[36] Asphärische Linse A136, *NA* 0,3; Brennweite 15 mm.

[37] Piezo Ringaktor mit Gehäuse, 150/14-10/12 VS 22 (Länge 30 mm, ⌀ 22 mm), Pickelmann GmbH.

[38] Messrechner Fast TR 1202.

[39] Schmalbandfilter CWL 632,8 nm 40,08W, Firma Coherent 42-5447-000.

[40] Zwei-komponentiger Epoxidharzkleber Typ F112, Firma TRA-CON.

[41] Zwei-komponentiger Epoxidharzkleber Typ 302-3M, Firma EPO-TEK.

[42] Opti-Clean-Polymer zur Reinigung (optischer) Oberflächen, Firma Oriel.

[43] Ultraschall Reinigungsgerät Bandelin Sonorex RK100H.

[44] UV-Kleber Norland Optical Adhesive 68.

[45] Photodiode Det110, Firma Thorlabs.

[46] „Druckluft" (Einwegdose) VariAir Peca Products, Inc. VR-404.

Verzeichnis der Veröffentlichungen

Publikationen

Stark, A. ; Correia, L. ; Teichmann, M. ; Salewski, S. ; Larsen, C. ; Baev, V.M. ; Toschek, P.E.: *Intracavity Absorption Spectroscopy with Thulium-doped Fibre Laser.* In: Opt. Commun. 215, 113–123 (2003).

Konferenzbeiträge

Salewski, S. ; Stark, A. ; Baev, V.M. ; Toschek, P.E.: *Fourier-Multiplex-Spektrometer für die Analyse von Laser-Impulsen.* Frühjahrstagung der AG Quantenoptik der Deutschen Physikalischen Gesellschaft, Heidelberg, 15–19. 3. 1999; Verhandl. DPG (VI) 34, 405, Q30.4. (1999).

Stark, A. ; Correia, L. ; Salewski, S. ; Larsen, C. ; Baev, V.M. ; Toschek, P.E.: *Intracavity Absorption Spectroscopy from 1.7 to 2 µm with Thulium-doped Fibre Laser.* CLEO/Europe 2000 (Conference on Lasers and Electro-Optics/Europe, Nice, 10–15. 09. 2000), paper CWF107, Conference Digest p. 240.

Salewski, S. ; Stark, A. ; Scholle, K. ; Thurau, W. ; Baev, V.M. ; Sengstock, K. ; Toschek, P.E.: *Upconversion Pr,Yb-ZBLAN Fibre Laser.* 14. Norddeutscher Lasertag, Braunschweig, 3. 12. 2003.

Salewski, S. ; Stark, A. ; Hellmig, O. ; Scholle, K. ; Thurau, W. ; Toschek, P.E ; Sengstock, K. ; Baev, V.M.: *Umschaltbare upconversion Pr,Yb-ZBLAN Faserlaser.* Frühjahrstagung der AG Quantenoptik der Deutschen Physikalischen Gesellschaft, München, 22–26. 3. 2004; Verhandl. DPG (VI) 39, 7/105, Q4.7 (2004).

Salewski, S. ; Stark, A. ; Hellmig, O. ; Back, O. ; Toschek, P.E. ; Sengstock, K. ; Baev, V.M.: *Bicolor up-conversion fiber laser and control of its dynamics.* 13$^{\text{th}}$ International Laser Physics Workshop (LPHYS'04), Trieste, Italy, July 12–16, 2004, Book of abstracts, p.210.

Salewski, S. ; Stark, A. ; Hellmig, O. ; Toschek, P.E. ; Sengstock, K. ; Baev, V.M.: *Multicolor diode-pumped up-conversion fiber laser.* EPS-QEOD Europhotonics Conference on solid-state and fiber coherent light sources, Lausanne, Switzerland, August 29–September 3, 2004, Europhysics Conference Abstracts, Volume 28C, TuD4.

Hellmig, O. ; Salewski, S. ; Stark, A. ; Toschek, P.E. ; Baev, V.M. ; Sengstock, K.: *Mehrfarbig emittierender upconversion Pr,Yb-ZBLAN Faserlaser.* 15. Norddeutscher Lasertag, Hamburg, 8. 12. 2004.

Salewski, S. ; Back, O. ; Stark, A. ; Toschek, P.E. ; Sengstock, K. ; Baev, V.M.: *Reduzierung des Emissionsrauschens eines Vielfarben-Faserlasers.* 15. Norddeutscher Lasertag, Hamburg, 8. 12. 2004.

Hellmig, O. ; Salewski, S. ; Stark, A. ; Toschek, P.E. ; Baev, V.M. ; Sengstock, K.: *Mehrfarbig emittierender upconversion Pr,Yb-ZBLAN Faserlaser.* Frühjahrstagung der AG Quantenoptik der Deutschen Physikalischen Gesellschaft, Berlin, 4–9. 3. 2005; Verhandl. DPG (VI) 40, (2005).

Salewski, S. ; Back, O. ; Stark, A. ; Toschek, P.E. ; Sengstock, K. ; Baev, V.M.: *Reduzierung des Emissionsrauschens eines Vielfarben-Faserlasers.* Frühjahrstagung der AG Quantenoptik der Deutschen Physikalischen Gesellschaft, Berlin, 4–9. 3. 2005; Verhandl. DPG (VI) 40, (2005).

Patente

Baev, V.M. ; Stark, A. ; Salewski, S. ; Thurau, W. ; Toschek, P.E: *Fiber Laser.* WO 01/99243 A1 (2000), EP1293018A1 (2001), US020040028091A1 (2004), *Faser-Laser.* AT000000279798E (2004).

Baev, V.M. ; Salewski, S. ; Stark, A. ; Toschek, P.E: *Faser-Laser.* DE000010302031A1 (2003), *Fibre Laser.* WO002004066456A2 (2004).

Literaturverzeichnis

Allain u. a. 1991a Allain, J.Y. ; Monerie, M. ; Poignant, H.: Red upconversion Yb-sensitised Pr fluoride fibre laser pumped in 0.8 µm region. In: *Electronics Letters* 27 (1991), Nr. 13, S. 1156–1157

Allain u. a. 1991b Allain, J.Y. ; Monerie, M. ; Poignant, H.: Tunable CW lasing around 610, 635, 695, 715, 885 and 910 nm in Praseodymium-doped fluorozirconate fibre. In: *Electronics Letters* 27 (1991), Nr. 2, S. 189–191

Back 2004 Back, Oliver: *Theoretische Modellierung der Emissionsdynamik eines Vielmoden-Festkörperlasers*, Universität Hamburg, Institut für Laser-Physik, Diplomarbeit, 2004

Baev u. a. 1999 Baev, V.M. ; Latz, T. ; Toschek, P.E.: Laser intracavity absorption spectroscopy. In: *Applied Physics B* 69 (1999), S. 171–202. – DOI 10.1007/s003409900114

Baney u. a. 1996 Baney, D. M. ; Rankin, G. ; Chang, Kok W.: Simultaneous blue and green upconversion lasing in a laser-diode-pumped Pr^{3+}/Yb^{3+} doped fluoride fiber laser. In: *Appl. Phys. Lett* 69 (1996), Nr. 12, S. 1662–1664

Baney u. a. 1995 Baney, M. ; Yang, L. ; Ratcliff, J. ; Chang, Kok W.: Red and orange Pr^{3+}/Yb^{3+} doped ZBLAN fibre upconversion lasers. In: *Electronics Letters* 31 (1995), S. 1842–1843

Belanger 1993 Belanger, Pierre-A.: *Optical Fiber Theory*. Singapore : World Scientific Publishing Co. Pte. Ltd, 1993. – ISBN 981-02-1491-X

Born und Wolf 1999 Born, Max ; Wolf, Emil: *Principles of Optics: Electromagnetic Theory of Propagation, Interference and Diffraction of Light*. 7th ed. Cambridge, UK : Cambridge University Press, 1999. – ISBN 0-521-642221

Digonnet 1993 Digonnet, Michel J. F. (Hrsg.): *Rare Earth Doped Fiber Lasers and Amplifiers*. New York, Basel, Hong Kong : Marcel Dekker, Inc., 1993. – ISBN 0-8247-8785-4

Eichler u. a. 1998 EICHLER, H. J. ; HAESE, H. ; GÄBLER, V. ; LIU, B.: *Charakteristik der Degradationsproblematik in mit Thulium dotierten Fluoridfasern*. 1998. – (Vortrag)

France 1991 FRANCE, P.W.: *Optical Fibre Lasers and Amplifiers*. Glasgow and London : Blackie and Son Ltd, 1991. – ISBN 0-8493-7716-1

France u. a. 1990 FRANCE, P.W. ; DREXHAGE, M.G. ; PARKER, J.M. ; MOORE, M.W. ; WRIGHT, J.V.: *Fluoride Glass Optical Fibers*. Glasgow and London : Blackie and Son Ltd, 1990. – ISBN 0-216-92689-0

Ghatak und Thyagarajan 1998 GHATAK, Ajoy ; THYAGARAJAN, K.: *Introduction to Fiber Optics*. Cambrigde, UK : Cambridge University Press, 1998. – ISBN 0-521-57785-3

Gloge 1971 GLOGE, D.: Weakly Guiding Fibers. In: *Applied Optics* 10 (1971), Nr. 10, S. 2252–2258

Gäbler 2001 GÄBLER, Volker: *Upconversionfaserlaser im blauen Spektralbereich*, Technische Universität Berlin, Optisches Institut, Dissertation, 2001

Hellmig 2004 HELLMIG, Ortwin U.: *Dreifarbig umschaltbarer Faserlaser im sichtbaren Spektralbereich*, Universität Hamburg, Institut für Laser-Physik, Diplomarbeit, 2004

Horowitz und Hill 1989 HOROWITZ, Paul ; HILL, Winfield: *The Art Of Electronics*. 2nd ed. Cambridge, UK : Cambridge University Press, 1989. – ISBN 0-521-37095-7

Kneubühl und Sigrist 1995 KNEUBÜHL, Fritz K. ; SIGRIST, Markus W.: *Laser*. 4. Aufl. Stuttgart : Teubner, 1995. – ISBN 3-519-33032-6

Lindner 1994 LINDNER, Albrecht: *Grundkurs Theoretische Physik*. Stuttgart : Teubner, 1994. – ISBN 3-519-03095-0

Marcuse 1977 MARCUSE, D.: Loss Analysis of Single-Mode Fiber Splices. In: *Bell System Technical Journal* 56 (1977), Nr. 5, S. 703–718

Marcuse 1986 MARCUSE, D.: Coupling Efficiency of Front Surface and Multilayer Mirrors as Fiber-End Reflectors. In: *Journal of Lightwave Technology* LT-4 (1986), Nr. 4, S. 377–381

Piehler u. a. 1993 PIEHLER, D. ; CRAVEN, D. ; KWONG, N. ; ZAREM, H.: Laser-diode-pumped red and green upconversion fibre lasers. In: *Electronics Letters* 29 (1993), Nr. 21, S. 1857–1858

Pope u. a. 1999 Pope, Carlton L. ; Reddy, B. R. ; Nash-Stevenson, S. K.: Blue and violet energy upconversion emission from a ZBLAN fiber doped with praseodymium and ytterbium under dye laser excitation. In: *Proceedings of the SPIE* 3793 (1999), S. 140–147

Press u. a. 1992 Press, W.H. ; Teukolsky, S.A. ; Vetterling, W.T. ; Flannery, B.P.: *Numerical Recipes in C*. 2nd ed. Cambrigde, UK : Cambridge University Press, 1992. – ISBN 0-521-43108-5

Salewski 1999 Salewski, Stefan: *Zeitaufgelöste Fourier-Spektroskopie an IR-Faserlasern*, Universität Hamburg, Institut für Laser-Physik, Diplomarbeit, 1999

Sandrock u. a. 1997 Sandrock, T. ; Scheife, H. ; Heumann, E. ; Huber, G.: High-power continuous-wave upconversion fiber laser at room temperature. In: *Optics Letters* 22 (1997), Nr. 11, S. 808–810

Sandrock 1997 Sandrock, Thomas: *Pr^{3+}, Yb^{3+}-dotierte Upconversionlaser*, Universität Hamburg, Institut für Laser-Physik, Dissertation, 1997

Scheife 2001 Scheife, Hanno: *Faseroptische Verstärker in Selten-Erd-dotiertem Fluoridglas für den sichtbaren Spektralbereich*, Universität Hamburg, Institut für Laser-Physik, Dissertation, 2001

Scheps 1996 Scheps, Richard: Upconversion Laser Processes. In: *Progress in Quantum Electronics* 20 (1996), Nr. 4, S. 272–358

Scholle 2001 Scholle, Karsten: *Kurz- und Langzeitstabilität eines mehrfarbigen Faserlasers*, Universität Hamburg, Institut für Laser-Physik, Diplomarbeit, 2001

Siegman 1986 Siegman, Anthony E.: *Lasers*. Sausalito, California : University Science Books, 1986. – ISBN 0-935702-11-3

Smart u. a. 1991a Smart, R.G. ; Carter, J.N. ; Tropper, A.C. ; Hanna, D.C. ; Davey, S.T ; Carter, S.F. ; Szebesta, D.: CW room temperature operation of praseodymium-doped fluorozirconate glass fibre lasers in the blue-green, green and red spectral regions. In: *Optics Communications* 86 (1991), S. 333–340

Smart u. a. 1991b Smart, R.G. ; Hanna, D.C. ; Tropper, A.C. ; Davey, S.T ; Carter, S.F. ; Szebesta, D.: CW room temperature upconversion lasing at blue, green and red wavelengths in infrared-pumped Pr^{3+}-doped fluoride fibre. In: *Electronics Letters* 27 (1991), Nr. 14, S. 1307–1308

Stark 1997 STARK, Arnold: *Laserdioden-erregte Pr^{3+},Yb^{3+}-dotierte Fluoridglas-Faserlaser*, Universität Hamburg, Institut für Laser-Physik, Diplomarbeit, 1997

Svelto 1998 SVELTO, Orazio: *Principles of Lasers*. 4th ed. New York : Plenum Press, 1998. – ISBN 0-306-45748-2

Thurau 2000 THURAU, Wolfgang: *Praseodym-, Ytterbium-dotierter Aufkonversions-Faserlaser im roten und blauen Spektralbereich*, Universität Hamburg, Institut für Laser-Physik, Diplomarbeit, 2000

Tietze und Schenk 1999 TIETZE, Ulrich ; SCHENK, Christoph: *Halbleiter-Schaltungstechnik*. 11. Aufl. Berlin Heidelberg New York : Springer, 1999. – ISBN 3-540-64192-0

Tropper u. a. 1994 TROPPER, A.C. ; CARTER, J.N. ; LAUDER, R.D.T. ; HANNA, D.C. ; DAVEY, S.T. ; SZEBESTA, D.: Analysis of blue and red laser performance of the infrared-pumped praseodymium-doped fluoride fiber laser. In: *Optical Society of America* 11 (1994), Nr. 5, S. 886–893

Xie und Gosnell 1995a XIE, Ping ; GOSNELL, T.R.: Efficient sensitisation of praesodymium 1.31 µm fluorescence by optically pumped ytterbium ions in ZBLAN glass. In: *Electronics Letters* 31 (1995), Nr. 3, S. 191–192

Xie und Gosnell 1995b XIE, Ping ; GOSNELL, T.R.: Room-temperature upconversion fiber laser tunable in the red, orange, green, and blue spectral regions. In: *Optics Letters* 20 (1995), Nr. 9, S. 1014–1016

Zellmer u. a. 1999 ZELLMER, H. ; RIEDEL, P. ; TÜNNERMANN, A.: Visible upconversion lasers in praseodymium-ytterbium-doped fibers. In: *Applied Physics B* 69 (1999), S. 417–421. – DOI 10.1007/s003409900158

Index