

Florian Harth

**Hybride Konzepte für  
kurz- und ultrakurzgepulste  
Hochleistungs-Laserstrahlquellen  
mit dynamisch adaptiver  
Repetitionsrate und Impulsdauer**



**Cuvillier Verlag Göttingen**  
Internationaler wissenschaftlicher Fachverlag



Hybride Konzepte für kurz- und ultrakurzgepulste  
Hochleistungs-Laserstrahlquellen mit dynamisch adaptiver  
Repetitionsrate und Impulsdauer





# Hybride Konzepte für kurz- und ultrakurzgepulste Hochleistungs-Laserstrahlquellen mit dynamisch adaptiver Repetitionsrate und Impulsdauer

Dissertation

Florian Harth

Vom Fachbereich Physik der Technischen Universität Kaiserslautern zur Verleihung des  
akademischen Grades „Doktor der Naturwissenschaften“ genehmigte Dissertation

durchgeführt am Photonik-Zentrum Kaiserslautern e.V.

in Kaiserslautern

Betreuer: Dr. habil. J.A. L'huillier

Zweitgutachter: Prof. Dr. R. Beigang

Datum der wissenschaftlichen Aussprache: 10.04.2017

D 386



## **Bibliografische Information der Deutschen Nationalbibliothek**

Die Deutsche Nationalbibliothek verzeichnet diese Publikation in der Deutschen Nationalbibliographie; detaillierte bibliographische Daten sind im Internet über <http://dnb.d-nb.de> abrufbar.

1. Aufl. - Göttingen: Cuvillier, 2017

Zugl.: (TU) Kaiserslautern, Univ., Diss., 2017

© CUVILLIER VERLAG, Göttingen 2017

Nonnenstieg 8, 37075 Göttingen

Telefon: 0551-54724-0

Telefax: 0551-54724-21

[www.cuvillier.de](http://www.cuvillier.de)

Alle Rechte vorbehalten. Ohne ausdrückliche Genehmigung des Verlages ist es nicht gestattet, das Buch oder Teile daraus auf fotomechanischem Weg (Fotokopie, Mikrokopie) zu vervielfältigen.

1. Auflage 2017

Gedruckt auf umweltfreundlichem, säurefreiem Papier aus nachhaltiger Forstwirtschaft.

ISBN 978-3-7369-9564-2

eISBN 978-3-7369-8564-3

---

## Abstract

### Hybrid concepts for short and ultrashort high-power laser sources with dynamically adaptable repetition rate and pulse duration

In this work the realization of high power laser beam sources with dynamically adaptable pulse parameters is presented. The hybrid combination of semiconductor diode lasers in the 1  $\mu\text{m}$  wavelength region with subsequent fiber- and solid state amplifiers enabled a free adaption of pulse duration and pulse repetition rate during operation. The main focus was on realizing a variable pulse duration in the 100 ps region with repetition rates in the 100 kHz range on the one hand, and on realizing ultrashort pulses with variable pulse repetition rates in the 10 MHz range on the other hand. Both of this is not easily obtained with today's laser systems, but enables new applications like the ones shown later in this work.

The first part of this thesis focuses on the analysis of adequate pulse generation methods in diode lasers. The easiest technique to obtain a flexible repetition rate during operation with a fixed pulse duration was gain switching of DFB diode lasers. Because of the high gain factor in the semiconductor material, pumping with very short rectangular current pulses yielded ultrashort pulses with less than 60 ps pulse duration. The pulse energy obtained was in the range of some picojoule.

To obtain pulse durations below 10 ps, mode locked 3-section-DBR diode lasers were used. Here, the repetition rate initially was fixed at 1 GHz. To obtain flexible repetition rates, different semiconductor modulators were examined. The intention was to cut out single pulses of the pulse train, thus a high extinction ratio of more than 40 dB and a fast switching time of 500 ps was necessary. Furthermore, a minimal loss factor was crucial to guarantee an efficient amplification after pulse picking. Experiments based on electro-absorption showed, that the required specifications were not simultaneously achievable. Therefore, different setups with current-modulated single-stripe and tapered amplifiers were examined. By systematically taking advantage of the quantum-confined-stark-effect and by using GaN-high-electron-mobility transistors (GaN-HEMT), the rise time and the extinction ratio were optimized to 250 ps and 64 dB, respectively. The GaN-HEMT were capable of switching currents up to 500 mA in 200 ps and up to 20 A in 2 ns. Together with the mode locked seed source this combination forms the first highly integrative ultrashort pulse source with pulse energies of more than 700 pJ and nearly continuous variability of the repetition rate up to the MHz-range.

Adjustable pulse durations in the range of 400 ps to 12 ns with repetition rates of up to 1 MHz were obtained by optical modulation of a continuous diode laser beam through the same, above mentioned modulators. The pulse energies lay between 240 pJ and 12 nJ, the extinction ratio was up to 63 dB.

In the second part of this work, appropriate amplifier concepts for obtaining high pulse energies or high average powers with high beam quality and without impact on the pulse pa-

---

parameter variability are examined. High pulse energies with adjustable pulse durations between 400 ps and 1000 ps were obtained in a regenerative Nd:YVO<sub>4</sub> amplifier. As an additional seed source, the gain switched DFB diode laser was used, extending the pulse duration range to 55 ps. The high gain factor of Nd:YVO<sub>4</sub> allowed for the direct amplification of low power seed pulses to an average power of more than 45 W and a pulse energy of 256 μJ. Subsequent SHG in LBO provided a pulse energy of up to 211 μJ in the green spectral range, which corresponds to a conversion efficiency of 82,5 %.

Due to the limited switching frequency of the incorporated EOM-switch, a highly dynamic repetition rate in the 10 MHz-range was not achievable in the regenerative amplifier. Therefore, a transient Yb:YAG InnoSlab amplifier with an average output power of 190 W was used for this application. Yb<sup>3+</sup> was used as the laser active ion because of its very low stimulated emission cross section in contrast to Nd<sup>3+</sup>. Thus, a nearly constant pulse energy was obtained after amplification at fast varying repetition rates. Due to the high saturation power of Yb:YAG, an additional 3-stage Yb-doped fiber amplifier was realized, providing an output power of up to 5 W. SHG frequency conversion in LBO provided a conversion efficiency of up to 72 %.

In the last part of this thesis, a first application of the laser system with free adjustable repetition rate is presented. The highly dynamic repetition rate of the Yb:YAG-system, in conjunction with a resonant scanner, enabled the ultrafast inscription of optical scattering centers in transparent materials for illumination purposes. The laser beam was deflected line-by-line by the scanner, with a frequency of around 7,4 kHz. The scanning speed in the middle of the line was up to 800 m s<sup>-1</sup> and decreased to zero at the turning points. By means of the adjustable repetition rate, a real-time matching to the varying scanning speed allowed for a constant spatial pulse distance on the workpiece for nearly 90 % of the scan field for the first time.

The present work clearly shows the high potential of the hybrid combination of highly dynamic diode laser seed sources with established amplifier technologies.

---

## Kurzzusammenfassung

In dieser Arbeit wird die hybride Kombination von Halbleiterdiodenlasern im Wellenlängenbereich um  $1\ \mu\text{m}$  mit nachfolgenden Faser- und Festkörperlaserverstärkern zur Realisierung adaptiver Strahlquellen mit hoher mittlerer Leistung untersucht, deren Impulsdauer und Impulswiederholrate dynamisch im Betrieb anpassbar sind. Das Hauptaugenmerk lag dabei zum einen auf der Realisierung von einstellbaren Impulsdauern im Bereich einiger 100 ps mit Repetitionsraten einiger 100 kHz und zum anderen auf der Realisierung von ultrakurzen Impulsen mit variabler Repetitionsrate im Bereich von 10 MHz. Beides ist mit herkömmlichen Lasersystemen bisher nicht erreichbar, ermöglicht aber neuartige Anwendungen, wie sie in dieser Arbeit vorgestellt werden.

Der Fokus des ersten Teils der Arbeit liegt auf der Untersuchung geeigneter Impulserzeugungsmechanismen in Diodenlasern. Das einfachste Verfahren um die Repetitionsrate bei fester Impulsdauer zu variieren ist die Gewinnschaltung von DFB-Dioden. Durch die Anregung mit sehr kurzen Rechteck-Stromimpulsen und aufgrund des sehr hohen Verstärkungsfaktors im Halbleiter waren ultrakurze Impulsdauern unter 60 ps mit direkt im Betrieb adaptierbaren Repetitionsraten bis in den MHz-Bereich möglich. Die Impulsenergie betrug einige Pikojoule.

Um noch kürzere Impulsdauern kleiner 10 ps zu realisieren wurde Modenkopplung in 3-Sektions-DBR-Diodenlasern verwendet. Hier lag die Repetitionsrate zunächst fest bei 1 GHz. Zur Flexibilisierung wurden geeignete Halbleiter-Modulator-Konzepte evaluiert. Ziel war es, durch einen hohen Kontrast von mehr als 40 dB und eine schnelle Schaltzeit von etwa 500 ps einzelne Impulse aus dem Impulszug auszuschneiden. Gleichzeitig war ein minimaler Verlustfaktor essentiell um nach der Modulation eine effiziente Verstärkung sicherzustellen. Untersuchungen mit Elektroabsorptionsmodulatoren zeigten zunächst, dass die genannten Anforderungen nicht simultan zu erfüllen waren. Daher wurden unterschiedliche Aufbauten zur direkten Strommodulation in Einstreifen-, bzw. Trapez-Verstärkern untersucht. Anstiegszeit und Kontrast ließen sich durch das gezielte Ausnutzen des Quantum-Confined-Stark-Effekts und die Verwendung von GaN-Transistoren mit hoher Elektronenbeweglichkeit (GaN-HEMT) zum Schalten des Stromes sukzessive auf 250 ps und 64 dB optimieren. Die Transistoren schalteten Ströme bis zu 500 mA innerhalb von 200 ps oder bis zu 20 A innerhalb von 2 ns. Zusammen mit der modengekoppelten Seedquelle bildet diese Kombination die erste hochintegrierbare Ultrakurzimpuls-Strahlquelle mit Impulsenergien über 700 pJ und nahezu kontinuierlicher Variabilität der Repetitionsrate bis in den MHz-Bereich.

Längere, kontinuierlich einstellbare Impulsdauern zwischen 400 ps und 12 ns, mit Repetitionsraten bis zu 1 MHz, ließen sich mit Hilfe der selben Modulatoren durch die optische Modulation eines kontinuierlichen Diodenlaserstrahls aus einer DFB-Diode realisieren. Die Impulsenergie lag hier zwischen 240 pJ und 12 nJ, der Kontrast bei 63 dB.

Im zweiten Teil der Arbeit werden geeignete Konzepte evaluiert, die die Verstärkung auf hohe Impulsenergien oder hohe mittlere Leistungen, ohne Einschränkung der Impulspara-



---

metervariabilität und mit ausgezeichneter Strahlqualität, sicherstellen. Hohe Impulsenergien mit einstellbaren Impulsdauern zwischen 400 ps und 1000 ps wurden in einem regenerativen Nd:YVO<sub>4</sub>-Verstärker erzielt. Als zusätzliche Seedquelle kam eine gewinngeschaltete DBR-Diode zum Einsatz, die den Impulsdauerbereich auf 55 ps erweiterte. Der hohe Verstärkungsfaktor in Nd:YVO<sub>4</sub> erlaubte die direkte Verstärkung der Impulse aus den Seedquellen auf eine Ausgangsleistung von mehr als 45 W und eine Impulsenergie von bis zu 256 μJ. Die nachfolgende SHG in LBO lieferte eine Impulsenergie von bis zu 211 μJ im grünen Spektralbereich, was einer Konversionseffizienz von 82,5 % entspricht.

Hochdynamische Repetitionsraten im 10 MHz-Bereich sind in regenerativen Verstärkern aufgrund der limitierten Schaltfrequenz der verwendeten EOM-Schalter nicht möglich. Daher wurde für diesen Fall ein transienter Yb:YAG InnoSlab-Verstärker mit einer Ausgangsleistung von bis zu 190 W verwendet. Die Wahl des laseraktiven Mediums fiel hier u. a. auf Yb<sup>3+</sup>, da es im Vergleich zu Nd<sup>3+</sup> einen sehr viel geringeren Wirkungsquerschnitt für stimulierte Emission aufweist und dadurch eine annähernd konstante Impulsenergie nach der Verstärkung bei schnell variierenden Wiederholraten sicherstellt. Aufgrund der höheren Sättigungsleistung mussten die Seedimpulse allerdings zunächst in einem 3-stufigen Yb-dotierten Faserverstärker, der im Rahmen dieser Arbeit realisiert wurde, auf eine Ausgangsleistung von bis zu 5 W vorverstärkt werden. Ein LBO Kristall ermöglichte die Frequenzkonversion der optischen Impulse in den grünen Spektralbereich mit einer Konversionseffizienz von bis zu 72 %.

Im dritten Teil der Arbeit wird eine erste Anwendungen des in der Wiederholrate frei triggerbaren Lasersystems vorgestellt. Die hochdynamische Repetitionsrate des Yb:YAG-Systems ermöglichte in Verbindung mit einem resonant schwingenden Scanner das ultraschnelle Schreiben von optischen Streuzentren in transparente Materialien für Beleuchtungszwecke. Der resonante Scanner lenkte den Laserstrahl kontinuierlich mit einer Frequenz von etwa 7,4 kHz zeilenweise über die Probe. Die Scangeschwindigkeit variierte zwischen 800 m s<sup>-1</sup> in der Mitte der Zeile und null an den Umkehrpunkten. Die adaptive Repetitionsrate des Lasers erlaubte erstmalig eine Echtzeit-Anpassung an diese Variation, wodurch ein konstanter räumlicher Impulsabstand auf dem Werkstück über ca. 90 % des Scanbereichs gewährleistet blieb.

Die vorgestellten Arbeiten zeigen sehr deutlich das große Potential der hybriden Kombination von hochdynamischen Diodenlaser-Seedquellen mit etablierten Verstärkertechnologien.



# Publikationen

## Zeitschriftenbeiträge

1. T. Ulm, A. Klehr, G. Erbert, F. Harth, J. A. L’huillier: *Femtosecond diode laser MOPA system at 920 nm based on asymmetric colliding pulse mode-locking*, Applied Physics B 99(3): 409-414, 2010.
2. F. Harth, T. Ulm, M. Lührmann, R. Knappe, A. Klehr, Th. Hoffmann, G. Erbert, J. A. L’huillier: *High power laser pulses with voltage controlled durations of 400–1000 ps*, Optics Express 20(7):7002-7007, 2012.

## Tagungsbeiträge (international)

1. T. Ulm, F. Harth, J. A. L’huillier: *Tailoring of chirp in colliding pulse mode-locked diode laser generating 267 fs pulses after compression*, in Conference on Lasers and Electro-Optics, OSA Technical Digest (CD) (Optical Society of America, 2010), paper JTuD95.
2. M. Lührmann, F. Harth, C. Theobald, T. Ulm, R. Knappe, A. Nebel, A. Klehr, G. Erbert, J. A. L’huillier: *High average power Nd:YVO<sub>4</sub> regenerative amplifier seeded by a gain switched diode laser*, Proc. SPIE 7912, Solid State Lasers XX: Technology and Devices, 791210 (February 15, 2011).
3. T. Ulm, F. Harth, A. Klehr, G. Erbert, J. A. L’huillier: *Passively mode-locked 1 GHz MOPA system generating sub-500-fs pulses after external compression*, Proc. SPIE 8432, Semiconductor Lasers and Laser Dynamics V, 84320Y (June 1, 2012).
4. F. Harth, M. C. Piontek, T. Herrmann, J. A. L’huillier: *Ultra high-speed micromachining of transparent materials using high PRF ultrafast lasers and new resonant scanning systems*, Proc. SPIE 9736, Laser-based Micro- and Nanoprocessing X, 97360N (March 4, 2016).
5. F. Harth, M. C. Piontek, T. Herrmann, J. A. L’huillier: *Ultrafast laser with an average power of 120 W at 515 nm and a highly dynamic repetition rate in the MHz range for novel applications in micromachining*, Proc. SPIE 9726, Solid State Lasers XXV: Technology and Devices, 972612 (March 17, 2016).

---

## Tagungsbeiträge (national)

1. A. Lenhard, T. Ulm, F. Harth, J. A. L'huillier: *Zeitliche und spektrale Charakterisierung von ps-Pulsen aus Diodenlaser-MOPA-Systemen zur effizienten Frequenzkonversion*, DPG-Frühjahrstagung 2009, Q 61.4, Hamburg.
2. T. Ulm, F. Harth, A. Lenhard, J. A. L'huillier: *Passiv modengekoppeltes Oszillator-Verstärker-System zur Erzeugung von Pulsdauern unter 500 fs mittels externer Puls-kompression*, DPG-Frühjahrstagung 2009, Q 61.6, Hamburg.
3. F. Harth, M. Lührmann, C. Theobald, T. Ulm, R. Knappe, A. Nebel, A. Klehr, G. Erbert, J. A. L'huillier: *46 W regenerative amplifier based on Nd:YVO<sub>4</sub> seeded by a gain switched diode laser*, DPG-Frühjahrstagung 2011, Q 21.3, Dresden.
4. F. Harth, T. Ulm, M. Lührmann, R. Knappe, A. Klehr, Th. Hoffmann, J. A. L'huillier: *Stufenlos einstellbare Impulsdauern von 400 – 1000 ps bei 1064 nm mit einer Ausgangsleistung von bis zu 47,7 W*, DPG-Frühjahrstagung 2012, Q 40.5, Stuttgart.

## sonstige Veröffentlichungen

1. T. Herrmann, F. Harth, B. Henrich, J. L'huillier, *Ultraschnelle Laserstrahlableitung für Materialbearbeitungssysteme*, Photonik, 6/2015, pp. 38, AT-Fachverlag GmbH, Fellbach.
2. T. Ulm, F. Harth, J. A. L'huillier, *High Power Femtosecond Diode Lasers*, Ultrashort Pulse Laser Technology, Springer International Publishing, 23-46, 2016.
3. T. Herrmann, F. Harth, B. Henrich, J. L'huillier, *How to improve Efficiency in USP Laser Micromachining*, Laser Technik Journal, 1/2016, pp. 30, Wiley-VCH Verlag GmbH & Co. KGaA, Weinheim.
4. T. Herrmann, F. Harth, B. Henrich, J. L'huillier, *Ultrafast scanner for laser micromachining*, Laser+Photonik 2016, January 2016, pp. 30, AT-Fachverlag GmbH, Fellbach.
5. F. Harth, T. Herrmann, B. Henrich, J. L'huillier, *Ultrashort Pulse Laser Machining Surpasses Previous Limitations*, Photonics Spectra, 6/2016, pp. 46.



# Inhaltsverzeichnis

<b>1</b>	<b>Einleitung</b>	<b>1</b>
<b>2</b>	<b>Impulserzeugung mit variabler Impulslänge und Repetitionsrate</b>	<b>7</b>
2.1	Realisierung hochflexibler Repetitionsraten durch Gainswitching . . . . .	7
2.1.1	Grundlegende zeitliche Dynamik . . . . .	8
2.1.2	Einfluss der Pumpimpulsform . . . . .	10
2.1.3	Spektrale Kontrolle durch Interferenzgitter . . . . .	13
2.1.4	Experimenteller Aufbau . . . . .	18
2.1.5	Spektral schmalbandige Impulsemission durch DFB-Dioden . . . . .	19
2.2	Halbleiter-Modulator-Konzepte zur Realisierung von variablen Impulsdauern .	28
2.2.1	Elektroabsorptionsmodulation . . . . .	29
2.2.2	Modulation durch schnelle Verstärkungsvariation . . . . .	39
2.2.3	Ultraschnelle Modulation mit integrierter Verstärkung . . . . .	41
2.3	Passiv modengekoppelte Impulse mit flexibler Repetitionsrate . . . . .	49
2.3.1	Grundlagen der passiven Modenkopplung in Diodenlasern . . . . .	49
2.3.2	Modenkopplung in 3-Sektions-DBR-Diodenlasern . . . . .	53
2.3.3	Variation der Repetitionsrate durch Puls picking . . . . .	59
2.4	Zusammenfassung . . . . .	66
<b>3</b>	<b>Verstärkung auf hohe Energien bzw. hohe mittlere Leistungen</b>	<b>69</b>
3.1	Theoretische Grundlagen zur Verstärkung im Einfach- und Mehrfachdurchgang	70
3.2	Hohe Impulsenergie durch regenerativen Nd:YVO <sub>4</sub> -Verstärker . . . . .	74
3.2.1	Grundlagen und experimenteller Aufbau . . . . .	74
3.2.2	Verstärkung der Gainswitch-Impulse mit 55 ps Impulsdauer . . . . .	77
3.2.3	Kontinuierlich variable Impulsdauern zwischen 400 ps und 1000 ps . . .	81
3.2.4	Frequenzkonversion in den grünen Spektralbereich . . . . .	84
3.3	Linearer, mehrstufiger Faservorverstärker . . . . .	87
3.3.1	Grundlagen der Verstärkung in Yb-dotierten Fasern . . . . .	88
3.3.2	Design und Aufbau des zweistufigen Verstärkers bei 1064 nm . . . . .	94
3.3.3	Wechsel des Wellenlängenbereichs durch alternative Seedquelle . . . . .	106
3.3.4	Charakterisierung des dreistufigen Verstärkers bei 1030 nm . . . . .	110
3.3.5	Verstärkungsdynamik bei Variation der Repetitionsrate . . . . .	116



## Inhaltsverzeichnis

---

3.4	Hohe mittlere Leistung durch InnoSlab-Verstärker . . . . .	123
3.4.1	Grundlagen der InnoSlab-Technologie . . . . .	123
3.4.2	Verstärkung im InnoSlab-Verstärker und SHG-Frequenzkonversion . . . . .	125
3.4.3	Verstärkungsdynamik bei Variation der Repetitionsrate . . . . .	129
3.5	Zusammenfassung . . . . .	133
<b>4</b>	<b>Ultraschnelles Schreiben von optischen Streuzentren als Anwendungsbeispiel</b>	<b>135</b>
4.1	Übersicht über vorhandene Strahlableitungssysteme . . . . .	137
4.2	Aufbau und Eigenschaften des resonanten Scanners . . . . .	139
4.3	Experimenteller Aufbau des Gesamtsystems . . . . .	141
4.4	Erste flächige Bearbeitung mit dem resonanten Scanner . . . . .	143
4.5	Zusammenfassung . . . . .	147
<b>5</b>	<b>Zusammenfassung</b>	<b>149</b>
	<b>Literaturverzeichnis</b>	<b>153</b>
	<b>Danksagung</b>	<b>169</b>



# Kapitel 1

## Einleitung

Der Laser als Werkzeug ist mittlerweile unbestreitbar in nahezu alle technologischen Fertigungsprozesse vorgedrungen [1]. Vor allem Trenn- und Fügeverfahren, wie z. B. Schneiden, Fräßen, Drehen, Bohren, Schweißen oder Löten profitieren von der berührungslosen Bearbeitung hinsichtlich Geschwindigkeit und Präzision. Durch die Lasermikromaterialbearbeitung wird die Realisierung kleinster Strukturen möglich [2–5]. Dabei kommen in der Regel gepulste Systeme mit höchster Strahlqualität zum Einsatz, die ihre Impulsenergie zeitlich und räumlich sehr exakt lokalisiert auf dem Werkstück deponieren und dort z. B. einen Materialabtrag induzieren. Mit Hilfe von Galvanometerscannern wird der Strahl über das Werkstück gelenkt.

Neben der Ablenkgeschwindigkeit des Scanners definieren vor allem die Impulsparameter des Lasers (Impulsenergie, Impulsdauer, Wiederholrate) die erreichbare Bearbeitungsqualität und den Durchsatz [6–8]. Durch die Erhöhung der Wiederholraten und der Ablenkgeschwindigkeiten konnte in den letzten Jahren eine stetige Steigerung der Bearbeitungsgeschwindigkeit und damit ein immer wirtschaftlicherer Einsatz der Lasertechnologie erreicht werden. Es zeigte sich jedoch auch vermehrt, dass vor allem Lasersysteme mit zusätzlich adaptierbaren Impulsparametern das Potential besitzen neue Anwendungsfelder zu erschließen, bestehende Fertigungsprozesse zu verbessern und somit die Steigerung der Wirtschaftlichkeit noch weiter voranzutreiben.

So wurde beispielsweise demonstriert [9], dass bei der Bearbeitung von engen Bahnkurven mit Galvanometerscannern aufgrund der unvermeidbaren Verlangsamung der Ablenkung und dem resultierenden vergrößerten Impulsüberlapp an diesen Stellen teilweise starke Einbrände entstehen. Eine synchronisierte, kontinuierliche Anpassung der dort verwendeten kHz-Impulsrepetitionsrate an die jeweilige effektive Ablenkgeschwindigkeit des Scanners konnte diesen Effekt kompensieren. Das Ergebnis ist eine absolut gleichbleibende Bearbeitungsqualität und eine Nachbehandlung kann entfallen. Eine Skalierung dieses Vorgehens in den MHz-Bereich ist aufgrund der fehlenden Flexibilität der Strahlquellen in diesem Bereich bisher jedoch nicht möglich. Eine weitere interessante Anwendung stellt das Laserdrehen dar [10]. Hier wird das Werkstück ganz klassisch in eine schnelle Rotation versetzt und der Laser bearbeitet aus dem Rohling feine Konturen und Geometrien heraus. Durch die fehlende Zerspankraft, wie sie bei der klassischen Bearbeitung auftritt, kann das Werkstück durch das Werkzeug nicht verbogen werden und es werden größere Auspannlängen bei gleichzeitig filigraneren Geometrien möglich.



Dies könnte neue Anwendungsfelder z. B. in der Medizintechnik eröffnen. Allerdings führen die wechselnden Durchmesser eines Werkstücks zu unterschiedlichen Bahngeschwindigkeiten des Lasers auf der Oberfläche, was bei konstanter Impulswiederholrate zu einem variierenden Energieeintrag und zu wechselnden Bearbeitungsqualitäten führt. Durch eine synchronisierte Anpassung der Wiederholrate während der Bearbeitung lässt sich dieser Effekt vermeiden. Auch hier ist bisher nur eine feine Anpassung im kHz-Bereich möglich. Eine Skalierung in den MHz-Bereich erlaubt jedoch größere Drehgeschwindigkeiten und damit einen erhöhten Durchsatz.

Großflächige Laserbearbeitungen, wie z. B. die Oberflächen- oder Dünnschichtstrukturierung von Glasbeschichtungen [11], profitieren am meisten von einer Erhöhung der Impulswiederholrate und der Ablenkgeschwindigkeit des Scanners. Seit einigen Jahren werden dazu Polygonscanner [12] in Verbindung mit hochrepetierenden Ultrakurzpuls-Strahlquellen eingesetzt [7, 13]. Die Winkelgeschwindigkeiten der Laserstrahlablenkung erreicht dabei mehr als  $1000 \text{ rad s}^{-1}$ . Dies stellt gegenüber der Ablenkgeschwindigkeit von typischen Galvanometerscanner bereits eine Steigerung um einen Faktor 10 dar. Eine vielversprechende Alternative zu den Polygonscannern stellen seit kurzem resonante Scanner dar [14]. Hier führt der Ablenkspiegel eine periodische Torsionsschwingung um eine seiner Achsen aus. Dadurch wird der Laserstrahl sehr schnell periodisch sinusförmig über das Werkstück gelenkt. Im Nulldurchgang erreicht die Winkelgeschwindigkeit, abhängig von der Frequenz der Schwingung, Werte von über  $10\,000 \text{ rad s}^{-1}$ . Der Nachteil ist allerdings die kontinuierlich abnehmende Ablenkgeschwindigkeit zu den Umkehrpunkten hin was zu einem erhöhten Impulsüberlapp an diesen Stellen führt und die sinnvolle Anwendung dieser Scannertechnologie im Bereich der Lasermaterialbearbeitung bisher verhinderte. Durch eine auf die Schwingung des Scanners synchronisierte Anpassung der Impulswiederholrate lässt sich dieser Effekt jedoch vermeiden. Vor allem dieses Beispiel macht klar, dass die Entwicklung von Lasersystemen mit hohen und trotzdem kontinuierlich variablen Impulswiederholraten zur weiteren Effizienzsteigerung in der Lasermaterialbearbeitung beitragen kann.

Die bisher gängige Praxis zur Anpassung der Repetitionsrate von ultrakurzen Impulsen basiert hauptsächlich auf dem Ausschneiden einzelner Impulse aus einem modengekoppelten Impulszug (*pulse-picking*). Aufgrund der typischen Wiederholrate der meisten diodengepumpten Festkörperlaser im Bereich von 100 MHz wird so die oben erwähnte Flexibilität im kHz-Bereich möglich. Dieses Prinzip ist jedoch nicht ohne weiteres auf den MHz-Bereich erweiterbar, was folgendermaßen einsehbar ist: Zur Realisierung einer Wiederholrate von z. B. 100 kHz wird jeder 1000. Impuls ausgeschnitten. Die nächsthöhere Wiederholrate von 100,1 kHz wird erreicht, wenn jeder 999. Impuls ausgeschnitten wird. Die Diskretisierung beträgt in diesem Bereich somit 0,1 kHz bzw. 0,1 %. Um den wirtschaftlich interessanten Bereich um 10 MHz zu erreichen, muss jeder 10. Impuls ausgeschnitten werden. Hier beträgt die nächsthöhere Wiederholrate 11,1 MHz, was jedem 9. Impuls aus dem 100 MHz-Impulszug entspricht. Die Diskretisierung beträgt also 1,1 MHz bzw. 11 % und ist somit viel zu groß für eine feine Anpassung an die oben

---

erwähnten Anwendungen. Um auch im MHz-Bereich eine nahezu kontinuierliche Variation zu ermöglichen ist entweder eine dramatische Steigerung der fundamentalen Repetitionsrate in den GHz-Bereich nötig oder aber es muss eine alternative Impulserzeugungsmethode für ultrakurze Impulse, ohne die Einschränkung einer fundamentalen Wiederholrate, verwendet werden.

Neben der Flexibilisierung der Repetitionsrate von hochrepetierenden Laserstrahlquellen ist auch eine Variabilität der Impulsdauer für viele Anwendungen von Vorteil. Vor allem bei der Laserbearbeitung von Metallen besteht eine große Abhängigkeit zwischen der Impulsdauer und der erzielbaren Abtragsrate, der Oberflächenqualität und der Schmelzkratbildung [15–18]. Mit Impulsdauern unter 10 ps sind bei den meisten Materialien die höchsten Bearbeitungsqualitäten und die höchsten Abtragsraten erzielbar. Allerdings gilt dies nicht für alle Materialien. Bei der industriell am häufigsten eingesetzten Edeldstahlsorte 1.4301, aber auch z. B. bei Titan, kommt es bei der Bearbeitung mit ultrakurzen Impulsen zur Ausbildung von sog. *cone-like-protrusions* (CLPs) [19–21], d. h. kleinen säulenförmigen Erhebungen im Mikrometermaßstab, auf der verbleibenden Oberfläche. Dies erhöht signifikant die Oberflächenrauigkeit und stört vor allem bei flächigen 2.5D-Bearbeitungen, bei denen Schicht für Schicht eine bestimmte Struktur, z. B. zur Realisierung von Mikro-Prägestempeln, eingelasert wird. Bereiche mit CLPs entstehen dabei an bestimmten Stellen zunächst zufällig und dehnen sich bei weiterem Abtrag von Schicht zu Schicht weiter aus. Dies führt in der bearbeiteten Struktur zu teilweise sehr unscharfen Konturen [20]. Eine Verlängerung der Impulsdauer in den Nanosekundenbereich eliminiert dieses Problem. Allerdings führen sehr lange Impulsdauern zu starken thermischen Schäden. In der Literatur finden sich Hinweise [19,20], dass gerade im Impulsdauerbereich von einigen 100 ps ein optimaler Bereich existiert, der die bestmögliche Qualität gewährleistet. Da in diesem Impulsdauerbereich bisher nur sehr wenige Lasersysteme existieren, fordern die Autoren in [20] z. B. explizit die Entwicklung einer Laserstrahlquelle mit variabler Impulsdauer im Bereich von 100 ps bis 1 ns. Wichtig für eine wirtschaftliche Bearbeitung ist dabei vor allem auch eine hohe mittlere Leistung und eine hohe Repetitionsrate um die stark verringerte Abtragsrate im Vergleich zur Bearbeitung mit kürzeren Impulsen zu kompensieren.

Bisherige Lasersysteme, die diesen Impulsdauerbereich mit ausreichender Ausgangsleistung adressieren, basieren vor allem auf der Güteschaltung [22–24]. Allerdings ist die Impulsdauer hier nur in sehr engen Grenzen variabel und die industriell eingesetzten Systeme liefern nur eine sehr begrenzte Repetitionsrate im zweistelligen kHz-Bereich, was eine wirtschaftliche Anwendung verhindert. Höhere Repetitionsraten sind durch Cavity-Dumping erreichbar [25,26]. Allerdings ist hier die Impulsdauer fest und hauptsächlich durch die Resonatorlänge vorgegeben. Eine interessante Möglichkeit zur Realisierung von Impulsdauern im Bereich von einigen 100 ps basiert auf der spektralen Einschränkung der Verstärkungsbandbreite von modengekoppelten Festkörperlaser. Dazu werden z. B. gekippte Etalons in den Resonator eingebracht die eine spektrale Filterung und damit eine zeitliche Verbreiterung der Impulse bewirken. Wäh-



rend in [18] so eine Einstellmöglichkeit der Impulsdauer zwischen 10 ps und 100 ps erreicht wurde, konnte durch Lührmann [27] der komplette Bereich zwischen 34 ps und 1 ns adressiert werden. Der Vorteil ist dabei die hohe verfügbare Repetitionsrate, der Nachteil allerdings der erhöhte technologische Aufwand bei der mechanischen Verkippung der Etalons. In letzter Zeit rückt vor allem die hybride Kombination von gewinngeschalteten Diodenlasern mit nachfolgenden Faserverstärkern in den Fokus der Entwicklung [28–30]. Faserverstärker besitzen den Vorteil eines sehr großen Oberflächen/Volumenverhältnisses wodurch eine aufwendige Kühlung, wie sie bei den meisten anderen Verstärkerkonzepten nötig ist, entfallen kann. Durch die Führung der Leistung im dotierten Faserkern werden sehr große Wechselwirkungslängen erreicht, was teilweise zu einer sehr hohen optisch-optischen Effizienz der Verstärkung von über 80 % führt und eine ausgezeichnete Strahlqualität sicherstellt. Zusammen mit der effizienten und technologisch einfachen Methode der Gewinnschaltung von Diodenlasern ist somit eine sehr robuste Strahlquelle realisierbar. Allerdings ist die Einstellmöglichkeit der Impulsdauer auch hier noch sehr begrenzt.

In dieser Arbeit sollen nun neue bzw. erweiterte hybride Konzepte bei der Realisierung von gepulsten Lasersystemen untersucht und realisiert werden, die die bestehenden Grenzen bezüglich der Variabilität von Impulsdauer und Repetitionsrate erweitern. Zur Impulserzeugung kommen dabei durchgehend Halbleiter-Einstreifendiodenlasern mit geringer mittlerer Ausgangsleistung zum Einsatz. In Diodenlasern sind eine Vielzahl von Impulserzeugungsmethoden realisierbar, womit durch wenige Komponenten ein großer Impulsparameterbereich abgedeckt werden kann. So sind z. B. durch Modenkopplung in Mehrsektionsdioden ultrakurze Impulse im 10 ps-Bereich realisierbar [31], bei denen die Wiederholrate durch die sehr geringen Resonatorlängen typischerweise im GHz-Bereich liegt [32–34]. Wie zuvor erwähnt ist dies die Voraussetzung für die Realisierung von fein einstellbaren Repetitionsraten im MHz-Bereich durch *pulse-picking*. Aufgrund der geringen optischen Leistung sind elektrooptische Schalter mit sehr schnellen Schaltzeiten wie z. B. Elektroabsorptionsmodulatoren [35–37] für das *picking* anwendbar. Diese weisen Anstiegszeiten im Bereich von wenigen 100 ps auf, womit die Modulation der GHz-Impulszügen möglich wird. Alternativ bietet die Gewinnschaltung von Diodenlasern eine Methode um ultrakurze Impulse zu realisieren ohne dass eine Diskretisierung der Repetitionsrate vorliegt [38–40]. Die Realisierung von Impulsdauern im Bereich von einigen 100 ps kann durch die schnelle Modulation eines kontinuierlichen Laserstrahls geringer Leistung erreicht werden, wodurch die Repetitionsrate und die Impulsdauer unabhängig voneinander und völlig frei, auch während des Betriebs, einstellbar wird.

Die nötige Nachverstärkung muss in geeigneten diodengepumpten Festkörperlasermaterialien bewerkstelligt werden um die für die Anwendung erforderlichen hohen Impulsenergien zu erhalten. Dieses mehrstufige Konzept stellt gegenüber herkömmlichen Lasersystemen kein Mehraufwand dar, da diese ebenfalls zumeist im sogenannten MOPA (*master oscillator power amplifier*)-Design realisiert sind und somit mehrere Stufen beinhalten. Bei der Verstärkung der geringen Ausgangsleistungen aus den Diodenlaserkomponenten auf Werte im 100 W-Bereich

---

müssen Verstärkermaterialien und -konzepte identifiziert werden, die zum einen eine sehr hohe Verstärkung von 60 dB-70 dB bereitstellen und zum anderen die Impulsparameter und die Strahlqualität selbst bei den höchsten Ausgangsleistungen beibehalten.

Einen sehr effizienten Betrieb versprechen dabei regenerative Verstärker, da sie, vor allem basierend auf Nd:YVO<sub>4</sub>, einen sehr hohen Verstärkungsfaktor liefern und somit potentiell die direkte Verstärkung der Impulse aus den Diodenlaserkomponenten ohne weiteren Vorverstärker ermöglichen [41]. Der Nachteil ist allerdings die limitierte Repetitionsrate, die durch die maximale Schaltfrequenz der elektrooptischen Schalter (Pockels-Zelle) vorgegeben ist. Zur Verstärkung von ultrakurzen Impulsen mit variablen Repetitionsraten im Bereich um 10 MHz müssen daher transiente Verstärker eingesetzt werden. Hierfür eignen sich Faser- oder Slab-Laserverstärker, wobei vor allem durch die InnoSlab-Geometrie sehr hohe mittlere Ausgangsleistungen erzielt werden können [42]. Alle genannten Verstärkerkonzepte werden untersucht und auf ihre Eignung für die Realisierung von hybriden Laserstrahlquellen mit adaptierbaren Impulsparametern hin charakterisiert.

Am Ende der Arbeit wird exemplarisch die Anwendung eines in der Repetitionsrate frei triggerbaren Lasersystems mit hoher mittlerer Ausgangsleistung im Bereich der großflächigen Oberflächenbearbeitung von *Light-Guiding-Plates* [14] in Verbindung mit einem resonanten Scanner demonstriert.



## Kapitel 2

# Impulserzeugung mit variabler Impulslänge und Repetitionsrate

In diesem ersten Teil der Arbeit werden Impulserzeugungsverfahren in kantenemittierenden Diodenlasern für die Realisierung variabler Impulslängen und Repetitionsraten entwickelt bzw. untersucht. Die wichtigsten Merkmale der Strahlquellen sind jeweils die zeitliche und spektrale Stabilität, der Kontrast gegenüber einem möglichen zeitlichen Leistungsuntergrund, sowie die Ausgangsleistung bzw. die erreichbare Impulsenergie. Das einfachste der behandelten Impulserzeugungsverfahren, die Gewinnschaltung (*Gainswitching*), wird im ersten Unterabschnitt behandelt. Hier war vor allem die spektrale Stabilität ein herausragendes Ziel um die Verstärkung in einem Nd:YVO<sub>4</sub>-basierten Verstärker zu ermöglichen. Anschließend wird die externe Modulation eines kontinuierlichen Laserstrahls behandelt. Hier war ein möglichst hoher Kontrast und eine schnelle Schaltzeit von ausschlaggebender Bedeutung um durch die Modulation ultrakurze Impulse zu generieren. Beim letzten vorgestellten Verfahren, der Modenkopplung, war eine Flexibilisierung der Repetitionsrate nötig. Diese ist prinzipbedingt zunächst konstant und durch die Resonatorlänge fest vorgegeben. Eine fein einstellbare Variabilität bis in den MHz-Bereich konnte durch die Verwendung eines ultraschnellen Pulspickers realisiert werden.

### 2.1 Realisierung hochflexibler Repetitionsraten durch Gainswitching

Gainswitching ist eines der einfachsten Impulserzeugungsverfahren bei Diodenlasern. Es wird neben dem eigentlichen Diodenlaser-Chip kein spezieller Resonator benötigt, d. h. zusätzliche optische Bauteile entfallen und es ist keine empfindliche Justage notwendig. Das Verfahren zielt darauf ab, den Pumpstrom sehr schnell einzuschalten und dadurch extrem stark ausgeprägte Relaxationsoszillationen anzuregen (Spiking). Allerdings wird direkt nach dem ersten Spike der Pumpstrom wieder abgeschaltet, wodurch ein optischer Impuls entsteht, der sehr viel kürzer als der Stromimpuls sein kann. Dieses Verfahren ist bezüglich Stabilität gegen äußere Einflüsse, Flexibilität und erreichbarer Impulsdauer nahezu allen anderen Verfahren weit überlegen. So wurden bereits in den 1980er Jahren mit diesem Verfahren Impulsdauern im

Bereich von etwa 10 ps erzeugt [38, 43–45]. Erreicht wurde dies z. B. durch eine extreme Verkürzung der Resonatorlänge auf wenige 100  $\mu\text{m}$ , die Optimierung der Pumpstromstärke bzw. des Biasstroms oder die Verringerung der Reflektivitäten der Diodenfacetten durch Antireflexbeschichtungen. Allerdings beschränkten sich zu dieser Zeit noch alle Anstrengungen auf die beiden Materialsysteme InGaAsP für Telekommunikationsanwendungen oder AlGaAs für den Wellenlängenbereich um 800 nm, und auch die Ausgangsleistung war relativ beschränkt. Das Materialsystem InGaAs, welches Bandlückenenergien im Bereich von 1,2 eV aufweist und damit Wellenlängen ermöglicht, die mit denen von Seltenen-Erden-dotierten Festkörperlaser für Hochleistungsanwendungen (z. B. 1030 nm oder 1064 nm) übereinstimmt, ist erst seit neuerer Zeit in den Fokus gerückt [28, 30, 46–49]. Eine für die effiziente Nachverstärkung ausreichende Ausgangsleistung wird dabei vor allem bei längeren Impulsdauern im Bereich von 100 ps erreicht. Sogar eine gewisse Variabilität durch Anpassung der Betriebsparameter ist möglich [50].

Im Hinblick auf eine günstige, effiziente und wartungsarme Laserstrahlquelle weist das Verfahren Gainswitching also die größten Vorteile auf und stellt hinsichtlich der Impulsdauer gleichzeitig das Bindeglied zwischen der Modenkopplung (vgl. Abschn. 2.3) und der externen Modulation (vgl. Abschn. 2.2) dar. Im Folgenden wird genauer auf diese Methode eingegangen.

### 2.1.1 Grundlegende zeitliche Dynamik

Die Impulserzeugung im Diodenlaser kann durch Ratengleichungen beschrieben werden, die die Ladungsträgerdichte  $N$  und die Photonendichte  $P$  mit ihren jeweiligen zeitlichen Änderungsraten verknüpfen [51]:

$$\begin{aligned} \frac{dN}{dt} &= -g_0(N - N_t)P - \frac{N}{\tau_s} + \frac{j(t)}{ed} \\ \frac{dP}{dt} &= \gamma g_0(N - N_t)P - \frac{P}{\tau_{ph}} + \frac{\beta N}{\tau_s}. \end{aligned} \quad (2.1)$$

Dabei beschreibt  $g_0$  den differentiellen Gainkoeffizienten,  $N_t$  die Transparenzladungsträgerdichte,  $j$  die Injektionsstromdichte,  $e$  die Elementarladung,  $d$  die effektive Dicke der aktiven Zone,  $\gamma$  den optischen Confinement-Faktor,  $\beta$  den Kopplungsfaktor der spontanen Emission und  $\tau_s$  und  $\tau_{ph}$  die Lebensdauer der Ladungsträger bzw. der Photonen. Der optische Confinement-Faktor gibt an, welcher Anteil der Lasermode auf die aktive Zone entfällt, und liegt im Bereich von 10 %. Der Kopplungsfaktor der spontanen Emission gibt an, welcher Anteil von spontan emittierten Photonen auf die Lasermode entfällt und somit Verstärkung erfährt. Das Gleichungssystem (2.1) stellt eine relativ starke Vereinfachung der tatsächlichen Gegebenheiten dar, genügt aber, um zunächst ein anschauliches Bild der grundlegenden zeitlichen Dynamik bei der Impulserzeugung zu erhalten.

So gilt der obige Zusammenhang z. B. nur für den spektralen Einmodenbetrieb. Die Verteilung der Leistung auf mehrere Moden kann dadurch nicht beschrieben werden. Eine Erweiterung der Gleichungen kann aber wie bei Marcuse und Lee beschrieben [52] geschehen.

## 2.1 Realisierung hochflexibler Repetitionsraten durch Gainswitching

**Tabelle 2.1:** Verwendete Parameter zur Berechnung von Gl. (2.1)

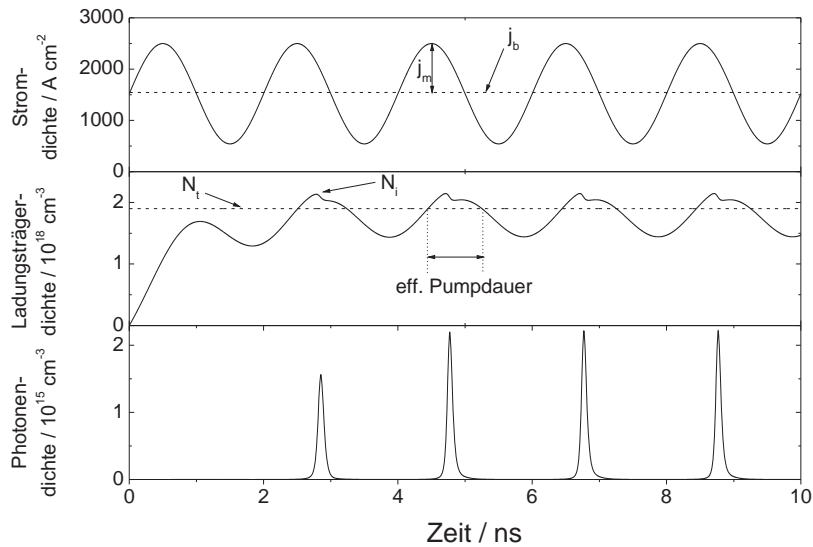
Parameter	Beschreibung	Wert	Einheit
$g_0$	differentieller Gainkoeffizient	$5,5 \cdot 10^{-6}$	$\text{cm}^3 \text{s}^{-1}$
$N_t$	Transparenzladungsträgerdichte	$1,9 \cdot 10^{18}$	$\text{cm}^{-3}$
$e$	Elementarladung	$1,6 \cdot 10^{-19}$	C
$d$	Dicke der aktiven Schicht	50	nm
$\tau_s$	Ladungsträgerlebensdauer	1	ns
$\tau_{ph}$	Photonenlebensdauer	10	ps
$\gamma$	Optischer Confinement-Faktor	0,1	
$\beta$	Kopplungsfaktor der sp. Emission	$3 \cdot 10^{-4}$	

Außerdem gilt die Gleichung nur für Impulse mit zeitlichen Längen, die viel größer als die Resonatorumlaufzeit sind, sodass keine räumliche Variation der Verstärkung oder der Impulseinhüllenden auftritt. Soll dieses Verhalten modelliert werden, muss ein *travelling wave*-Ansatz, wie von Wong et. al. [53] beschrieben, verwendet werden. Als letztes wird angenommen, dass die Verstärkung linear von der Ladungsträgerdichte abhängt, d. h. dass  $g_0$  konstant ist und keinerlei Sättigung erfährt. Ein Ansatz zur Berücksichtigung der Verstärkungssättigung wurde von Channin vorgeschlagen [54] und wurde seitdem auch immer weiter verfeinert [47, 55].

Zur Berechnung der zeitlichen Dynamik bei der Impulserzeugung muss die Injektionsstromdichte  $j(t)$  in Gl. (2.1) auf geeignete Weise moduliert werden. Das Ziel ist dabei die Anregung von möglichst ausgeprägten Relaxationsoszillationen (Spikes). Dies geschieht typischerweise durch eine möglichst schnelle und starke Änderung des Pumpstroms. Die technisch einfachste Art ist dabei die sinusoidale Modulation. Die Injektionsstromdichte wird dazu gemäß

$$j(t) = j_b + j_m \cdot \sin(\omega t) \quad (2.2)$$

moduliert, wobei  $j_b$  eine Biasstromdichte und  $j_m$  die Modulationsstromdichte beschreibt. Der Biasstrom ist notwendig, um bei festem Modulationsstrom die effektive Pumpdauer, d. h. die Zeit, in der der Laser mit einer Stromdichte über der Schwellstromdichte betrieben wird, gezielt einstellen zu können. Abb. 2.1 zeigt die Lösung von Gl. (2.1) für eine solche sinusoidale Modulation. Die Parameter, die in der Simulation verwendet wurden, sind in Tab. 2.1 aufgeführt. Sie stellen typische Werte für einen quantenfilmbasierten, kantenemittierenden Diodenlaser dar. Nach einer kurzen Einschwingzeit von 3 Zyklen ergeben sich kurze optische Impulse mit einer zeitlichen FWHM-Breite von 85 ps. Die Impulse stellen jeweils das erste Maximum der Relaxationsoszillationen dar, wobei die effektive Pumpdauer so gewählt ist, dass keine zweite Schwingung mehr entsteht. Die Impulsdauer wird dabei nach [56] vor allem von der maximal erreichten Inversion  $N_i$  kurz vor dem Impulsaufbau und der Photonenlebensdauer  $\tau_{ph}$  bestimmt. Die maximal erreichte Inversion bestimmt dabei maßgeblich, wie schnell und bis zu welcher Spitzenleistung sich der Impuls aufbaut, und hängt ab von der differen-



**Abbildung 2.1:** Zeitliche Dynamik im Diodenlaser bei idealer, sinusförmiger Modulation der Stromdichte gemäß Gl. (2.2) mit  $j_b = 1520 \text{ mA cm}^{-2}$  und  $j_m = 978 \text{ mA cm}^{-2}$  und einer Frequenz von  $f_{rep} = 500 \text{ MHz}$ . Die sonstigen Parameter können Tabelle 2.1 entnommen werden.

tiellen Verstärkung  $g_0$ , dem Kopplungsfaktor der spontanen Emission  $\beta$ , der Ladungsträger- und Photonenlebensdauer  $\tau_s$  und  $\tau_{ph}$  und der Pumpstromdichte  $j$ . Die Photonenlebensdauer bestimmt, wie schnell die Photonen aus dem Resonator austreten können und damit die Abfallzeit des optischen Impulses. Sie hängt ab von den resonatorinternen Streuverlusten  $\alpha$ , der Reflektivität der Facetten  $R$ , der Gruppengeschwindigkeit  $v_g$  und der Resonatorlänge  $L$ :

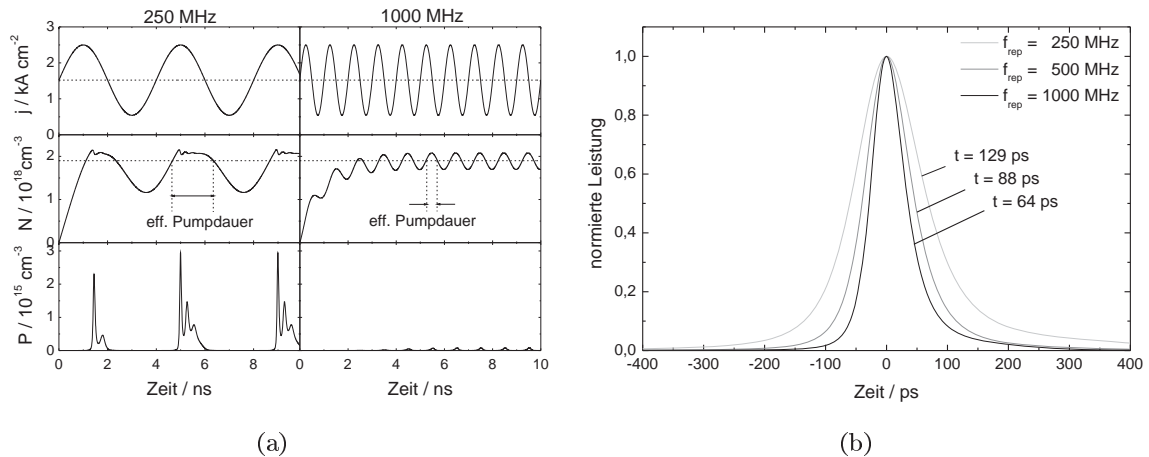
$$\tau_{ph} = \frac{1}{v_g \left( \frac{1}{L} \cdot \ln\left(\frac{1}{R}\right) + \alpha \right)}. \quad (2.3)$$

Um sehr kurze Impulse zu erhalten muss demnach die Resonatorlänge möglichst kurz und die Reflektivität der Facetten möglichst gering sein. Da dadurch die Anzahl von Umläufen im Resonator abnimmt, verringert dies allerdings auch die erreichbare Leistung.

### 2.1.2 Einfluss der Pumpimpulsform

Die sinusoidale Variation der Stromdichte stellt vor allem bei fester Wiederholrate eine sehr einfache Möglichkeit dar, um optische Impulse zu erzeugen. Diese Methode erlaubt auch die Realisierung von sehr hohen Wiederholraten bis in den GHz-Bereich [57]. Allerdings wird bei einer Variation der Repetitionsrate, wie sie in dieser Arbeit angestrebt wird, eine kontinuierliche Anpassung der Biasstromdichte nötig, da sonst entweder im Extremfall kleiner Repetitionsraten Mehrfachimpulse entstehen oder aber bei größeren Wiederholraten die Lasertätigkeit überhaupt nicht einsetzen kann. Dieses Verhalten ist in Abb. 2.2(a) gezeigt. Die Simulationsparameter sind, bis auf die Repetitionsrate, identisch zur Berechnung aus Abb. 2.1. Bereits

## 2.1 Realisierung hochflexibler Repetitionsraten durch Gainswitching



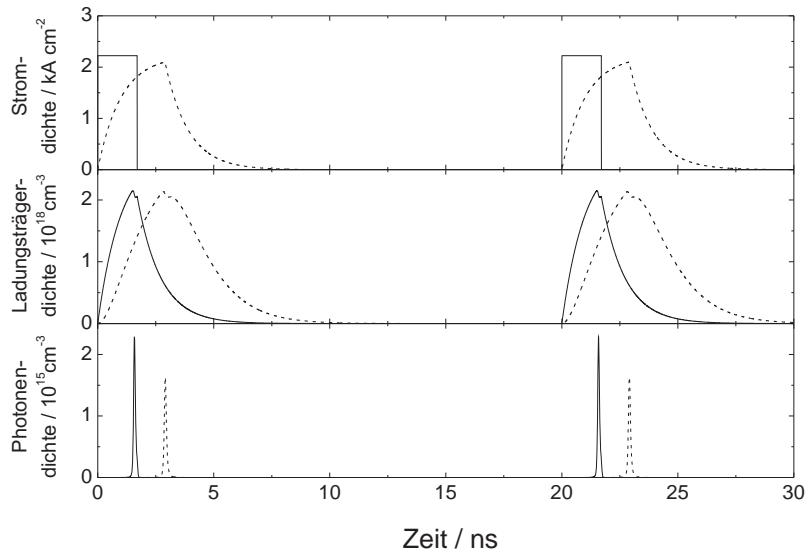
**Abbildung 2.2:** a) Variation der Repetitionsrate ohne Anpassung des Biasstroms. b) Impulsdauer bei unterschiedlichen Repetitionsraten mit Anpassung des Biasstroms. Weitere Erklärungen jeweils im Text. Sonstige Simulationsparameter wie in Abb. 2.1.

bei der halben Wiederholrate von 250 MHz ist die effektive Pumpdauer so lang, dass bis zu 3 Impulse entstehen. Bei der doppelten Wiederholrate von 1000 MHz hat sich die effektive Pumpdauer so weit verkürzt, dass nur noch sehr schwache Impulse entstehen können.

Aber auch mit einer jeweiligen Anpassung des Biasstromes zeigen sich Abhängigkeiten der Impulsform von der Repetitionsrate. Durch die Verringerung der Steigung des Pumpstromdichteverlaufs bei kleineren Wiederholraten verlängert sich die FWHM-Breite der optischen Impulse teils beträchtlich, wie in Abb. 2.2(b) gezeigt ist. Ein weiterer Nachteil bei der sinusoidalen Ansteuerung der Laserdiode ist, dass bei den meisten heutigen Anwendungen, z. B. in der Materialbearbeitung, die Repetitionsrate auf den unteren MHz-Bereich limitiert ist. Zum einen soll zwar möglichst schnell bearbeitet werden, bei sehr hohen Repetitionsraten sinkt jedoch die Impulsenergie aufgrund der begrenzten mittleren Ausgangsleistungen unter den für die Anwendung benötigten Wert. Außerdem können heutige Scannersysteme zumeist nicht schnell genug ablenken, um einen ausreichenden Vorschub bei sehr hohen Repetitionsraten zu gewährleisten. In diesem Bereich der Repetitionsrate von wenigen MHz ändert sich der Pumpstrom bei der sinusoidalen Modulation aber relativ zu allen anderen Zeitkonstanten bereits so langsam, dass es nur zu sehr schwachen Relaxationsoszillationen kommt und die Photonendichte quasi proportional dem Pumpstrom folgt. Es werden daher keine kurzen Impulse mehr emittiert. Um auch bei diesen Wiederholraten steile Flanken zu generieren, müssen z. B. Avalanchetransistor-Pulsgeneratoren eingesetzt werden, die Rechteckimpulse mit beliebiger Wiederholfrequenz erzeugen.

Eine Simulation mit einem idealen Rechteckimpuls ist in Abb. 2.3 (durchgezogene Linien) gezeigt. Die Pumpdauer wird dabei direkt durch die zeitliche Länge des elektrischen Impulses eingestellt. In der gezeigten Rechnung wurde bei einer Pumpdauer von 1,7 ns Einzelimpulsemission erreicht. Die maximale Stromdichte beträgt  $2,2 \text{ kA cm}^{-2}$ . Die Impulsdauer liegt bei





**Abbildung 2.3:** *Durchgezogene Linien:* Zeitliche Dynamik im Diodenlaser bei idealer rechteckförmiger Modulation der Stromdichte und einer Frequenz von  $f_{rep} = 50$  MHz. *Gestrichelte Linien:* Vergrößerung der Anstiegszeit des Stromimpulses auf 1 ns durch parasitäre Induktivitäten mit entsprechenden Konsequenzen auf die Ladungsträgerdichte und die Photonendichte.

87 ps. Es wird prinzipiell kein zusätzlicher Biasstrom benötigt, auch wenn dadurch ein leichter Einfluss auf die Impulslänge genommen werden könnte [43, 50].

Es ist zu beachten, dass die ideale Form des Rechteckimpulses durch parasitäre Induktivitäten in der Zuleitung zur Laserdiode immer eine endliche Anstiegszeit aufweist. Die zeitliche Entwicklung des Stromes durch die aktive Zone der Laserdiode wird im einfachsten Fall durch den Zusammenhang

$$I(t) = \frac{U_0}{R} \left( 1 - \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right) \right) \quad (2.4)$$

beschrieben, wobei  $U_0$  die angelegte Spannung,  $R$  den Reihenwiderstand und  $\tau$  eine Zeitkonstante bedeuten. Die Zeitkonstante  $\tau$  wird dabei durch die parasitäre Induktivität und den Reihenwiderstand bestimmt:

$$\tau = \frac{L}{R}. \quad (2.5)$$

In Abb. 2.3 (gestrichelte Linien) ist der Einfluss einer endlichen Anstiegszeit auf die Dynamik in der aktiven Zone dargestellt. Die Zeitkonstante  $\tau$  betrug in der Rechnung  $\tau = 1$  ns, was eine typische Anstiegszeit für Aufbauten mit diskreten Komponenten darstellt. Durch den langsameren Aufbau der Inversionsdichte muss zunächst die Pumpdauer um 70 % auf 2,9 ns verlängert werden um die Ladungsträgerdichte über das Schwellniveau zu pumpen. Dadurch wird der optische Impuls erst zu einem späteren Zeitpunkt emittiert. Durch den langsameren Aufbau der Inversionsdichte reduziert sich auch die maximal erreichte Inversion kurz vor dem Impulsaufbau, wodurch die Impulsenergie des Impulses leicht sinkt und die Impulsdauer sich

vergrößert. In diesem Beispiel ergibt sich eine Impulsdauer von 103 ps, was einer Verlängerung um 18 % entspricht. Um also möglichst kurze Impulse zu generieren ist neben den Anforderungen an den Resonator (vgl. Gl. (2.3)) auch die elektrische Ansteuerung und Zuleitung zu optimieren. Dies war allerdings nicht das hauptsächliche Ziel dieser Arbeit, weshalb in den vorgestellten Experimenten nicht die kürzestmöglichen Impulsdauern realisiert wurden.

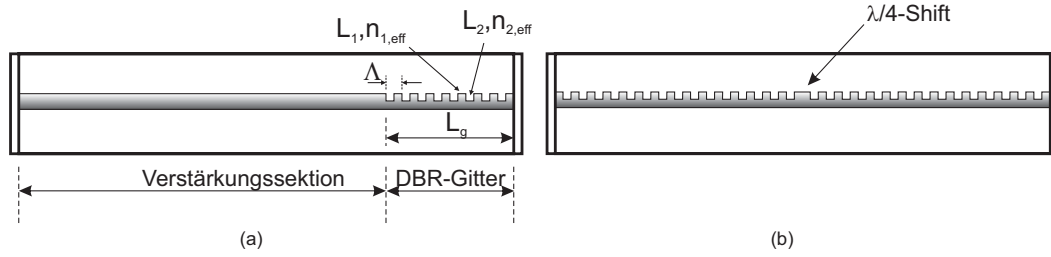
### 2.1.3 Spektrale Kontrolle durch Interferenzgitter

Bisher wurde die zeitliche Dynamik beim Gainswitching nur für eine longitudinale Mode betrachtet. Eine typische Fabry-Perot Laserdiode weist allerdings ein relativ breites Verstärkungsspektrum von mehreren 10 nm auf, was bereits im kontinuierlichen Betrieb zu einer Vielzahl von zeitgleich schwingenden longitudinalen Moden führen kann. Im gepulsten Betrieb hat die starke zeitliche Variation der Ladungsträgerdichte zusätzlich einen großen Einfluss auf die spektralen Eigenschaften des Verstärkungsmediums [58], wodurch es zu Modensprüngen und Instabilitäten kommen kann.

Da beim Gainswitching jeder Laserimpuls aus der spontanen Emission startet, zeigt sich keinerlei spektrale Korrelation zwischen den Impulsen. Die jeweils anschwingenden Moden fluktuieren von Impuls zu Impuls, was z. B. bei spektral selektiver Nachverstärkung, wie es in Nd:YVO<sub>4</sub> Verstärkern der Fall ist, zu großen Leistungsschwankungen führen kann. Daher ist es wichtig die Lasermoden spektral einzuschränken. Bei Diodenlasern geschieht dies typischerweise durch in den Resonator eingebrachte Interferenzgitter, welche durch effektive Brechzahlvariationen im Wellenleiter realisiert werden (Abb. 2.4).

Periodische Störungen in der Nähe des Wellenleiters modulieren räumlich den effektiven Brechungsindex. Bei der Bragg-Wellenlänge, der doppelten Länge einer Gitterperiode, addieren sich alle Teilreflexionen der Unstetigkeitsstellen phasenrichtig auf und es ergibt sich eine sehr hohe Gesamtreflektivität. Abweichende Wellenlängen erfahren hingegen durch destruktive Interferenz reduzierte Reflektivitäten, wodurch die spektrale Selektivität gewährleistet ist. Aber auch bei Harmonischen der Bragg-Wellenlänge können hohe Reflektivitäten auftreten. Dies erlaubt die Fertigung der Gitter mit höherer Ordnung d. h. der mehrfachen Periodenlänge, wodurch sich die Herstellung vereinfachen lässt [59]. In Abb. 2.4 sind schematisch zwei Ausführungen solcher Gitter zu sehen. Abb. 2.4(a) zeigt ein sogenanntes DBR-Gitter (Distributed Bragg Reflector). Es befindet sich am hinteren Ende des Wellenleiters und wirkt als wellenlängenselektiver Resonatorspiegel. Abbildung 2.4(b) zeigt ein DFB-Gitter (Distributed Feedback) welches über den gesamten Wellenleiter verteilt ist und nur die Ausbreitung einzelner, diskreter Moden erlaubt. Die Herstellung erfolgt jeweils durch Ätzverfahren. In beiden Ausführungsformen der Interferenzgitter wird im Laserbetrieb durch spektrale Modenkonkurrenz Einmodenbetrieb gewährleistet.

Zur numerischen Modellierung eines DBR-Gitters kann die Theorie der Transmissionsmatrizen herangezogen werden [60]. Die Matrixelemente beschreiben zusammen die Amplituden- und Phasenänderung einer elektromagnetischen Welle beim Durchgang durch eine einzelne



**Abbildung 2.4:** Schematischer Aufbau von kantenemittierenden Laserdioden mit eingebrachtem Interferenzgitter. a) DBR-Diode: Verstärkung und Gitter liegen in zwei getrennten Sektionen. b) DFB-Diode: Das Interferenzgitter verteilt sich über den gesamten Wellenleiter.

Periode, d.h. einen Übergang von Segment 2 auf Segment 1, eine Propagation um die Länge  $L_1$ , einen Übergang von Segment 1 auf Segment 2 und eine Propagation um die Länge  $L_2$ . Sie können, mit der Annahme gleichwertiger Verluste in den unterschiedlichen Segmenten  $\alpha_1 = \alpha_2 = \alpha$ , folgendermaßen geschrieben werden [60]:

$$\begin{aligned}
 T_{11} &= \frac{1}{t^2} \left[ \exp \left( +i\beta\Lambda + \alpha \frac{\Lambda}{2} \right) - r^2 \right], \\
 T_{12} &= \frac{r}{t^2} \left[ \exp \left( +i\beta\Lambda + \alpha \frac{\Lambda}{2} \right) - 1 \right], \\
 T_{21} &= \frac{r}{t^2} \left[ \exp \left( -i\beta\Lambda - \alpha \frac{\Lambda}{2} \right) - 1 \right], \\
 T_{22} &= \frac{1}{t^2} \left[ \exp \left( -i\beta\Lambda - \alpha \frac{\Lambda}{2} \right) - r^2 \right],
 \end{aligned} \tag{2.6}$$

wobei  $r = \frac{n_2 - n_1}{n_2 + n_1}$  den Amplitudenreflexionskoeffizienten,  $t$  den Amplitudentransmissionskoeffizienten,  $\Lambda$  die Periodenlänge und  $\beta$  die gemittelte Propagationskonstante

$$\frac{1}{\beta} = \frac{1}{2} \left[ \frac{1}{\beta_1} + \frac{1}{\beta_2} \right] \tag{2.7}$$

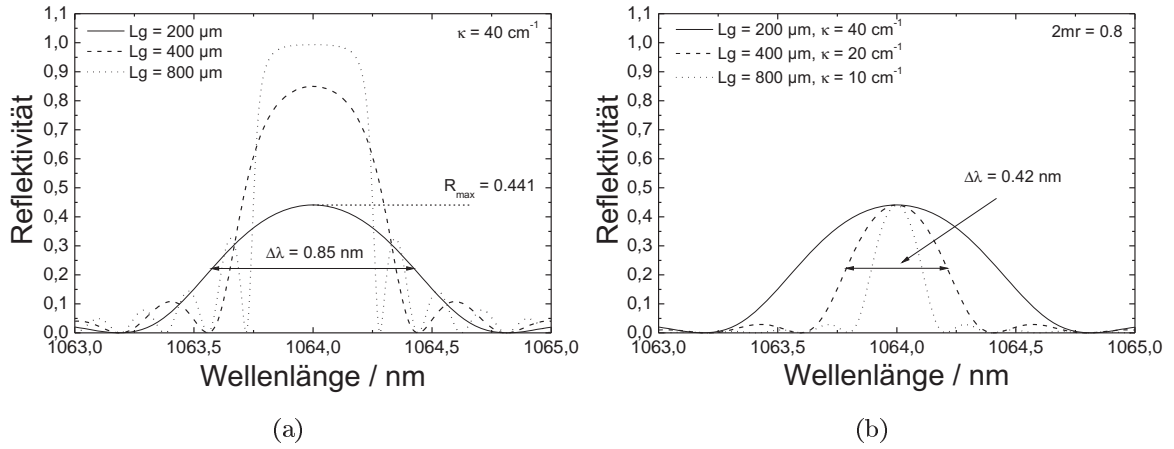
bedeuten. Die Propagationskonstanten  $\beta_1$  und  $\beta_2$  in den unterschiedlichen Sektionen sind gegeben durch  $\beta_i = \frac{2\pi n_{i,eff}}{\lambda}$ , mit den jeweiligen effektiven Brechungsindizes  $n_{i,eff}$ . Die Transmission durch eine Kaskade von  $m$  Perioden wird beschrieben durch

$$\mathbf{T}_g = \begin{bmatrix} T_{11} & T_{12} \\ T_{21} & T_{22} \end{bmatrix}^m = \begin{bmatrix} T_{g11} & T_{g12} \\ T_{g21} & T_{g22} \end{bmatrix}, \tag{2.8}$$

woraus sich die Reflektivität  $R = |r_g|^2$  der gesamten DBR-Struktur gemäß  $r_g = T_{g21}/T_{g11}$  berechnen lässt [60]. Zusammengefasst ergibt sich

$$r_g = \frac{T_{21}}{T_{11}} m_{eff} \frac{1 + i\Delta}{1 + i\Delta m_{eff}}, \tag{2.9}$$

## 2.1 Realisierung hochflexibler Repetitionsraten durch Gainswitching



**Abbildung 2.5:** Reflektivität verschiedener DBR Gitterstrukturen. a) Bei einer reinen Verlängerung des Gitters erhöht sich die Gesamtreflektivität, aber die spektrale Breite nimmt nicht nennenswert ab. b) Durch parallele Verringerung des Koppelkoeffizienten bleibt die Reflektivität konstant und es wird eine spektrale Einschränkung erreicht.

wobei  $m_{eff}$  eine effektive Anzahl von Perioden darstellt und  $\Delta$  den *generalisierten detuning Parameter* beschreibt, der die Abweichung zur Braggwellenlänge angibt. Die beiden Parameter sind gegeben durch

$$\begin{aligned} \Delta &:= i \frac{T_{22} - T_{11}}{T_{22} + T_{11}}, \\ m_{eff} &:= \frac{\tanh m\xi}{\tanh \xi}, \\ \pm \xi &:= \ln \left( \frac{1}{2}(T_{11} + T_{22}) \pm \sqrt{\frac{1}{4}(T_{11} + T_{22})^2 - 1} \right), \end{aligned} \quad (2.10)$$

wobei  $\xi$  eine diskrete Propagationskonstante darstellt, die bestimmt, ob ein elektrisches Feld durch die DBR-Struktur nur eine Phasenänderung erfährt ( $\xi$  rein imaginär) oder auch eine Abschwächung durch Reflexion ( $\xi$  reell). Bereiche mit reellem  $\xi$  werden als Stopppande bezeichnet, da eine elektromagnetische Welle mit der entsprechenden Wellenlänge in der Struktur nicht ausbreitungsfähig ist.

Zur Charakterisierung von Bragg-Gittern in kantenemittierenden Laserdioden wird häufig der sogenannte Koppelkoeffizient

$$\kappa = \frac{2mr}{L_g}, \quad (2.11)$$

mit der geometrischen Gitterlänge  $L_g$  verwendet. Dieser gibt die Reflexion pro Gitterlänge an und liegt typischerweise im Bereich von  $40 \text{ cm}^{-1}$ . Das Produkt  $\kappa L_g = 2mr$  wird auch Reflexionsparameter genannt und ist ein Maß für die maximale Reflexion des Gitters.

Abb. 2.5 zeigt, durch Berechnung von Gl. (2.9), die spektrale Reflektivität verschiedener Gitterstrukturen unter Vernachlässigung der Verluste  $\alpha$ . Dabei wurden die Gitterparameter so angepasst, dass die Bragg-Wellenlänge bei 1064 nm auftritt. Bei einer Gitterlänge von

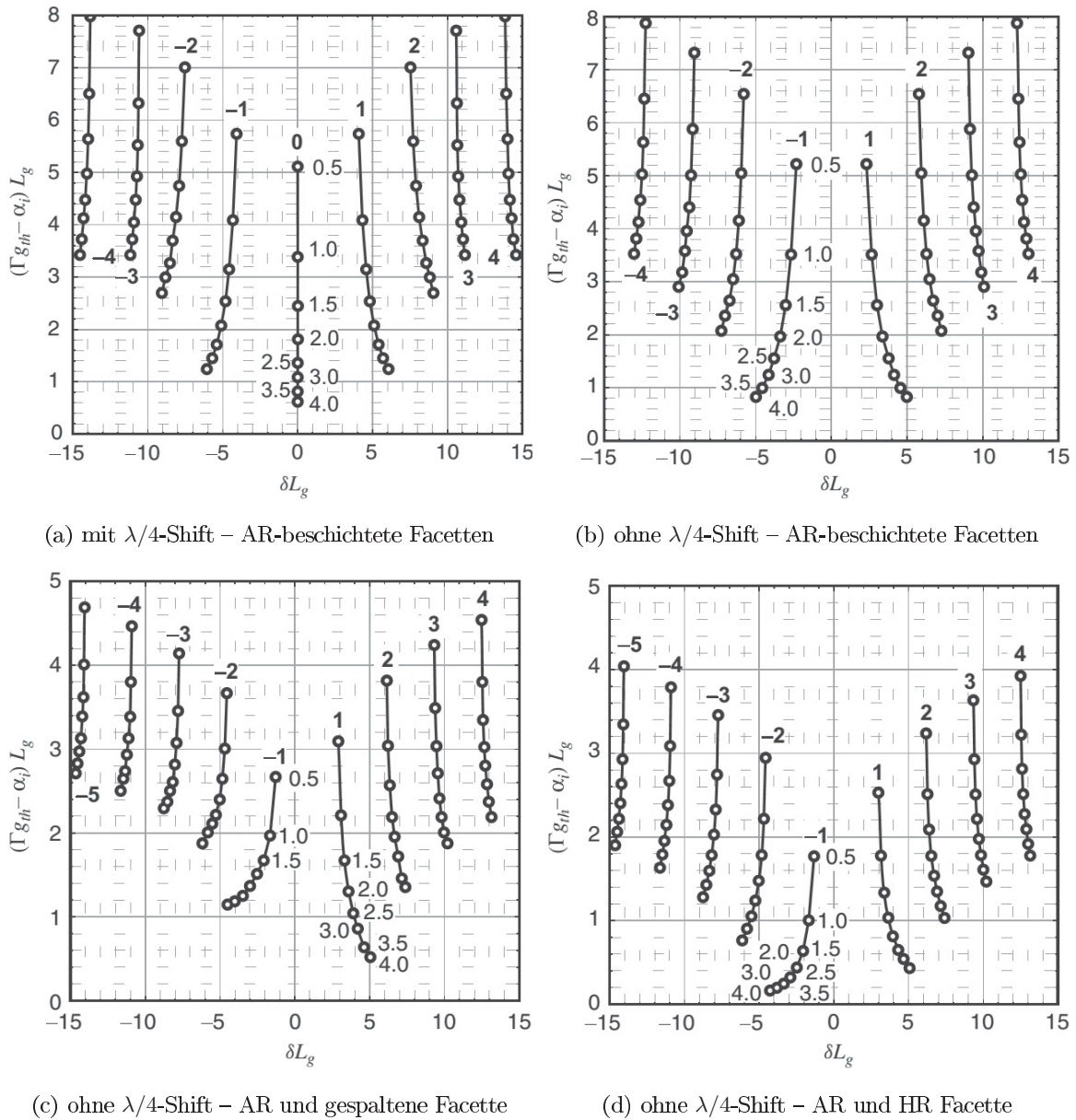
z. B.  $200\ \mu\text{m}$  und einem Koppelkoeffizienten von  $40\ \text{cm}^{-1}$  ergibt sich damit eine maximale Reflektivität von etwa 44% und eine spektrale FWHM-Breite von  $0,85\ \text{nm}$  (vgl. Abb. 2.5(a), durchgezogene Linie). Eine Laserdiode mit einer Länge von  $1\ \text{mm}$  und einem effektivem Brechungsindex im Wellenleiter von  $n_{eff} = 3,6$  führt innerhalb dieser Breite etwa 5 Moden. Im kontinuierlichen Betrieb der Diode führt diese Einschränkung durch spektrale Modenkonkurrenz nach kurzer Zeit zum Ausbilden einer einzigen Mode. Im gepulsten Betrieb allerdings, wenn die Laseremission bei jedem Impuls aus spontaner Emission neu starten muss, bleiben typischerweise nicht genügend Resonatorumläufe zur Ausbildung eines monomodigen Betriebes und es schwingen mehrere Moden simultan oder im Wechsel an.

Zur weiteren spektralen Einschränkung muss die Anzahl der Gitterperioden  $m$  erhöht werden, was durch die Verlängerung des Gitters erreichbar ist (Abb. 2.5(a)). Allerdings steigt damit auch der Wert des Reflexionsparameters, wodurch die Gesamtreflektivität des Gitters immer weiter zunimmt. Bei vollständiger Reflexion der elektromagnetischen Welle hat eine weitere Verlängerung des Gitters dann keinen Einfluss mehr und die zusätzlichen Gitterperioden führen zu keiner weiteren spektralen Einschränkung. Eine spektrale Einschränkung bei gleichbleibender Reflektivität wird nur erreicht, wenn parallel zur Verlängerung des Gitters auch eine Verringerung des Koppelkoeffizienten vorgenommen wird (Abb. 2.5(b)). Somit bleibt der Reflexionsparameter  $\kappa L_g$  konstant und alle Gitterperioden tragen zur Reflexion bei. Soll also z. B. die spektrale Breite des zuvor diskutierten Gitters ( $L_g = 200\ \mu\text{m}$ ,  $\kappa = 40\ \text{cm}^{-1}$ ) bei gleichbleibender Reflektivität verringert werden, so bietet sich die Verlängerung auf z. B.  $400\ \mu\text{m}$  und die Verringerung des Koppelkoeffizienten auf  $20\ \text{cm}^{-1}$  an. Die spektrale FWHM-Breite der Reflexion beträgt dann  $0,42\ \text{nm}$  (vgl. Abb. 2.5(b), gestrichelte Linie).

Die konsequente Weiterentwicklung dieses Vorgehens ist die Realisierung der DFB-Diode, wie sie in Abb. 2.4(b) dargestellt ist. Hier ist das Gitter über den gesamten aktiven Bereich ausgedehnt und bewirkt eine verteilte Rückkopplung des elektrischen Feldes im gesamten Wellenleiter (Distributed Feedback). In der Mitte der Struktur kann ein Phasenshift von  $\lambda/4$  integriert sein, wodurch beide Seiten als voneinander getrennte DBR-Gitter angesehen werden können [60]. Die Berechnung der modalen Schwellverstärkung, der Verstärkung ab der der Laserbetrieb einsetzt, aller ausbreitungsfähigen Moden in der Nähe der Braggbedingung für eine solche Struktur ist in Abb. 2.6(a) gezeigt [60]. Als Parameter ist zusätzlich der Reflexionsparameter  $\kappa L_g$  zwischen 0,5 und 4,0 angegeben. Höhere Reflexionsparameter führen prinzipiell zu einer Verringerung der Schwelle. Die Braggmode weist allerdings immer die geringste Schwelle auf, sodass sie auch im gepulsten Betrieb stark bevorzugt anschwingt.

Ohne einen Phasenshift von  $\lambda/4$  ist die Braggmode in der Struktur nicht ausbreitungsfähig (Abb. 2.6(b)). Es bildet sich ein Stoppband aus, innerhalb dessen überhaupt keine Ausbreitung einer Welle möglich ist. Die Breite des Stoppbandes wird hauptsächlich durch den Koppelkoeffizienten bestimmt [61]. Je größer die Kopplung, desto breiter das Stoppband. An das Stoppband anschließend ergeben sich beidseitig symmetrisch jeweils gleichberechtigte Moden mit identischer modaler Schwelle. Ein Einmodenbetrieb ist mit diesen Komponenten

## 2.1 Realisierung hochflexibler Repetitionsraten durch Gainswitching



**Abbildung 2.6:** Normierte modale Schwellverstärkung als Funktion der normierten Wellenlänge  $\delta L_g = (\beta - \beta_0)L_g$  für verschiedene Ausführungsformen von DFB-Dioden (a-d). Es sind jeweils die Schwellverstärkungen für die ersten vier Moden ( $-4 - 4$ ) auf beiden Seiten der Braggwellenlänge (0) aufgetragen. Zusätzlich ist der Einfluss des Reflexionsparameters  $\kappa L_g = 0,5 - 4,0$  gezeigt (entnommen aus [60]).

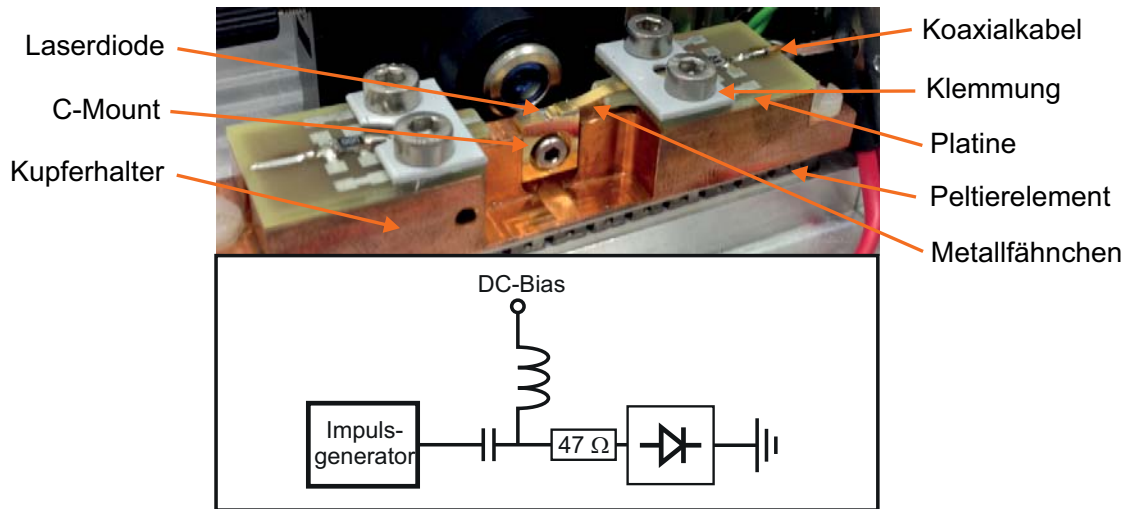


Abbildung 2.7: Optischer Aufbau der Dioden und elektrische Kontaktierung.

nicht möglich. Um auch hier eine einzelne Mode zu bevorzugen, kann die Reflektivität der Facetten durch geeignete Beschichtungen asymmetrisch verändert werden. Abbildung 2.6(c) zeigt die modale Schwellverstärkung im Falle einer Diode, bei der eine Facette mit einer AR-Beschichtung versehen wurde und die andere nach der Abspaltung vom Wafer unbehandelt blieb. Die Reflektivität der unbehandelten Facette liegt bei Berücksichtigung des Brechungsindex von InGaAs von  $n = 3,6$  bei etwa  $R = 56\%$ . Es zeigt sich eine starke Verschiebung der Symmetrie, mit einer signifikanten Verringerung der Schwelle für eine der zum Stopband benachbarten Moden. Eine extreme Form dieses Vorgehens ist die AR-Beschichtung der Ausgangsfacette mit einer HR-Beschichtung der Rückfacette, was in Abb. 2.6(d) dargestellt ist. Genau dieses Design wurde auch in der vorliegenden Arbeit verwendet, da dadurch, neben den spektralen Vorteilen, eine vollständig einseitige Emission der optischen Leistung gewährleistet wird.

### 2.1.4 Experimenteller Aufbau

Zur Impulserzeugung mittels Gainswitching wurde eine DFB-Diode vom Projektpartner *Ferdinand Braun Institut, Leibniz Institut für Höchstfrequenztechnik, Berlin* bezogen. DFB-Dioden weisen, wie im vorigen Abschnitt erläutert, gegenüber DBR-Dioden eine bessere spektrale Selektivität auf. Die Laserdiode wurde im Materialsystem InGaAs gefertigt, um durch ein optimiertes Verhältnis von Indium zu Gallium eine Bandlückenenergie im Bereich von 1,16 eV, bzw. eine Emissionswellenlänge von 1064 nm, zu erreichen. Die Länge der DFB-Diode betrug 1,5 mm. Die Breite des Wellenleiters lag bei  $2,2\ \mu\text{m}$ . Die vertikale Ausdehnung des Wellenleiters betrug  $3,6\ \mu\text{m}$ . Das Gitter der Diode war ein Gitter zweiter Ordnung, das die Emissionswellenlänge auf 1064 nm festlegte.

Die experimentelle Umsetzung des Gainswitch-Seedlasers ist in Abb. 2.7 dargestellt. Die Laserdiode war auf einen C-Mount gelötet und über Bonddrähte mit einem Metallföhnchen verbunden. Das Metallföhnchen wurde auf eine Leiterbahn einer kleinen Platine geklemmt, an der auch das stromführende Koaxialkabel angelötet war. Auf diese Weise konnte die Diode mit einem kontinuierlichen Pumpstrom und/oder einer HF-Leistung versorgt werden. Die Platine ermöglichte es z. B. Widerstände parallel oder seriell zur Diode zu verschalten. Im vorliegenden Fall wurde bei allen Messungen ein  $47\ \Omega$ -Widerstand, zur Anpassung an den  $50\ \Omega$ -Wellenwiderstand der Zuleitung und der Ausgangsimpedanz des Impulsgenerators, in Reihe zur Diode aufgelötet [40, 45].

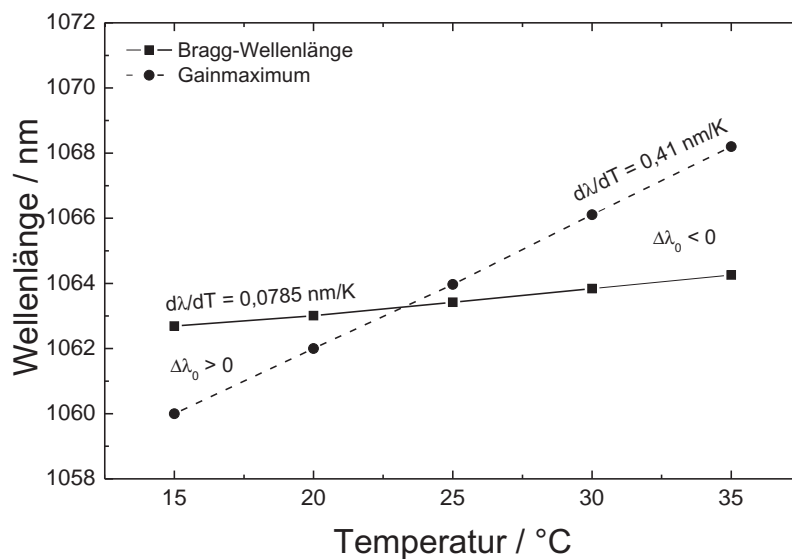
Als Impulsgenerator kam ein Rechteckgenerator der Firma AvTech Electrosystems Ltd. (AVM-1-C) zum Einsatz. Dieser lieferte Spannungsimpulse mit einer Anstiegszeit von unter  $100\ \text{ps}$  und einer Spitzenspannung von  $5\ \text{V}$ . Die Impulsdauer war im Bereich von  $0,25 - 10\ \text{ns}$  kontinuierlich einstellbar. Die Repetitionsrate konnte im Bereich von Einzelimpuls bis  $10\ \text{MHz}$  gewählt werden. Der maximale Strom des Impulsgenerators lag bei  $100\ \text{mA}$ . Über ein Bias-T konnte zusätzlich ein kontinuierlicher Strom beaufschlagt werden um die Dioden bis kurz vor die Schwelle zu pumpen.

Der C-Mount war auf einen Kupferhalter zur Wärmedissipation geschraubt, der auf der Unterseite mit einem Peltierelement versehen war. Dies ermöglichte die Regelung der Diodentemperatur. Asphärische Linsen mit einer Brennweite von  $4,5\ \text{mm}$  kollimierten den Strahl aus dem Wellenleiter. Die Diode emittierte in Vorwärtsrichtung, die vordere Kollimatorlinse in Abb. 2.7 ist zur besseren Übersicht ausgebaut. Die hintere Kollimatorlinse erlaubt den Betrieb bei Komponenten mit beidseitiger Emission oder auch eine Einkopplung von Laserleistung in den Wellenleiter beim Betrieb von Verstärker- oder Modulatordioden (vgl. Abschn. 2.2).

### 2.1.5 Spektral schmalbandige Impulsemission durch DFB-Dioden

Die Anpassung der Emissionswellenlänge der DFB-Diode an das Verstärkungsmaximum von  $\text{Nd:YVO}_4$  bei  $1064\ \text{nm}$  geschah über die Temperatur der Kupferwärmesenke. Die thermische Ausdehnung des Gitters verschiebt die Braggwellenlänge gemäß  $d\lambda_B/dT = 0,0785\ \text{nm K}^{-1}$ . Allerdings variiert aufgrund der temperaturabhängigen Bandlückenenergie [62] auch das Verstärkungsmaximum der Diode mit  $d\lambda_G/dT = 0,41\ \text{nm K}^{-1}$ . Abbildung 2.8(a) zeigt den Verlauf der beiden Werte für eine Variation der Temperatur zwischen  $15\ ^\circ\text{C}$  und  $35\ ^\circ\text{C}$ . Die Messung erfolgte anhand von Spektren kurz über der Schwelle im cw-Betrieb, wobei die Braggwellenlänge  $\lambda_B$  dem Hauptmaximum entsprach und die Lage des Verstärkungsmaximums  $\lambda_G$  mit dem Maximum des ASE-Untergrundes gleichgesetzt wurde [49]. Bei Variation der Temperatur ändert sich die relative Lage von Braggwellenlänge und Verstärkungsmaximum  $\Delta\lambda_0 = \lambda_B - \lambda_G$  also mit  $d\Delta\lambda_0/dT = -0,3315\ \text{nm K}^{-1}$ . Die vorliegende DFB-Diode wurde ursprünglich für den kontinuierlichen Betrieb unter hohen Pumpströmen bei Zimmertemperatur ( $T < 23\ ^\circ\text{C}$ ) entworfen. Dabei heizt sich die Diode im Betrieb auf, wodurch sich das Verstärkungsmaximum in Richtung der Braggwellenlänge verschiebt, sodass die maximale Verstärkung bei der gewünschten Wellenlänge vorliegt. Im gepulsten Betrieb erfährt die Diode im Vergleich zum





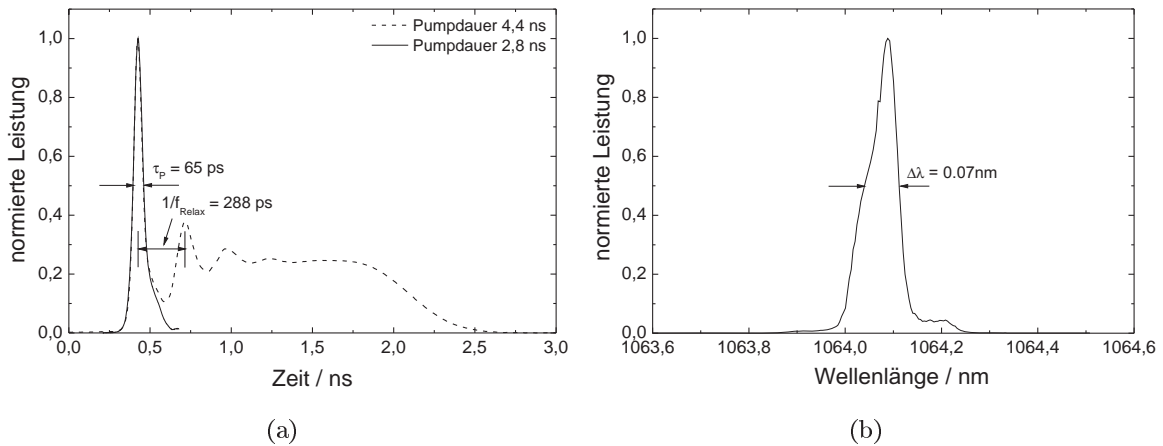
**Abbildung 2.8:** Spektrale Lage von Gainmaximum und Braggwellenlänge für unterschiedliche Temperaturen. Bei kleinen Temperaturen ist die DFB-Diode eher für kontinuierlichen Betrieb geeignet, bei hohen Temperaturen eher für gepulsten Betrieb, siehe Text.

kontinuierlichen Betrieb allerdings eine viel kleinere thermische Last, wodurch ein anderer Effekt wichtiger wird: Die kurzzeitige Erhöhung der Ladungsträgerdichte verschiebt das Verstärkungsmaximum zu kürzeren Wellenlängen [63]. Ein negativer Wert für  $\Delta\lambda_0$  ist daher für einen effizienten, gepulsten Betrieb zu bevorzugen.

Liegt das Verstärkungsmaximum im Betrieb allerdings zu weit von der Braggwellenlänge entfernt, können zusätzlich Fabry-Perot-Moden anschwingen, die die spektrale Reinheit der Impulse stark reduzieren. Spektral reine Impulse unter Gainswitch-Betrieb können nach [49, 63] nur erzeugt werden, wenn die Bedingung  $-10 \text{ nm} < \Delta\lambda_0 < 0 \text{ nm}$  erfüllt ist. Eine Zentralwellenlänge von 1064,1 nm wird nach Abb. 2.8 bei einer Temperatur von 35 °C erreicht. Der Unterschied zwischen Braggwellenlänge und Gainmaximum liegt dann bei  $\Delta\lambda_0 = -3,94 \text{ nm}$ , was einen effizienten Impulsbetrieb verspricht.

Abbildung 2.9(a) zeigt den zeitlichen Verlauf der Laseremission der DFB-Diode bei Einspeisung eines elektrischen Pumpimpulses mit einer Spannung von  $U_0 = 5 \text{ V}$  und einer Dauer von  $t_{pump} = 4,4 \text{ ns}$  bzw.  $t_{pump} = 2,8 \text{ ns}$ . Gemessen wurde der zeitliche Verlauf mit einer Fotodiode (New Focus, Modell 1454, Anstiegszeit 18,5 ps) und einem Communications Signal Analyzer von Tektronix (CSA 803A, Sampling-Kopf SD-26, Anstiegszeit 17,5 ps). Der Nullpunkt der Zeitachse im Diagramm ist willkürlich gewählt. Es wurde kein weiterer Biasstrom beaufschlagt, da Tests zeigten, dass das qualitative Verhalten der Impulsemission annähernd unabhängig davon war. Bei längerer Pumpdauer ist deutlich das anfängliche Spiking-Verhalten zu sehen, welches eine Frequenz von  $f_{Relax} = 3,47 \text{ GHz}$  zeigt. Durch Verkürzung der Pumpdauer verbleibt nur das erste Relaxationsmaximum als optischer Impuls. Die Impulsantwort des

## 2.1 Realisierung hochflexibler Repetitionsraten durch Gainswitching



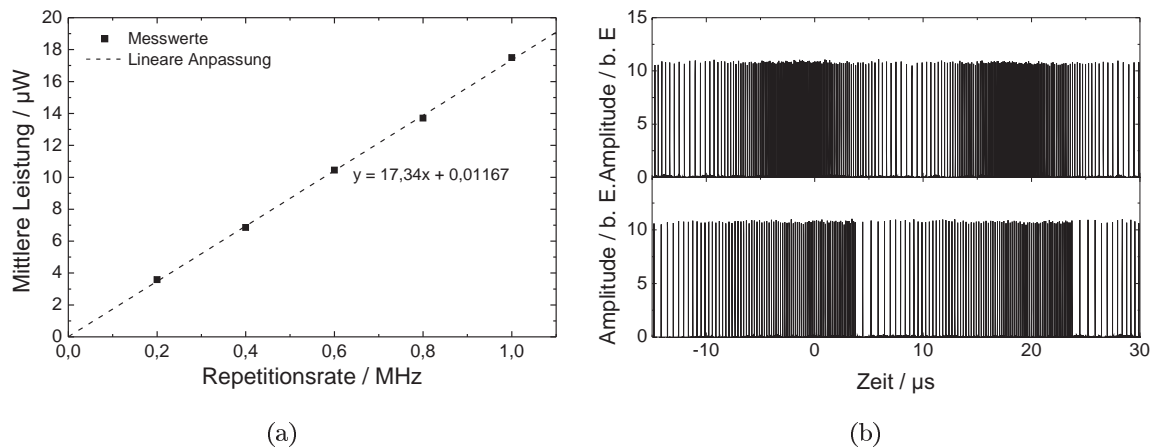
**Abbildung 2.9:** a) Impulserzeugung durch Gainswitching der DFB-Diode. Bei einer Pumpdauer von 4,4 ns zeigt sich ein ausgeprägtes Spiking-Verhalten. Durch Reduktion der Pumpdauer auf 2,8 ns verbleibt nur das erste Relaxationsmaximum als optischer Impuls. b) Zeitlich gemitteltes Emissionsspektrum bei einer Temperatur der Wärmesenke von  $T = 35\text{ °C}$ , entsprechend einer Zentralwellenlänge von 1064,1 nm.

Systems Fotodiode – Sampling-Kopf wurde zuvor mit einem Titan:Saphir-Laser (Impulsdauer ca. 100 fs) vermessen, wodurch eine annähernd gaußförmige Funktion mit einer zeitlichen Breite von  $\tau_{sys} = 34,4\text{ ps}$  bestimmt wurde. Bei der Annahme einer gaußförmigen Impulsform der Gainswitch-Impulse können die gemessenen Impulse gemäß

$$\tau_{real} = \sqrt{\tau_{gem}^2 - \tau_{sys}^2} \quad (2.12)$$

entfaltet werden und es zeigt sich eine tatsächliche Impulsdauer von  $\tau = 55,2\text{ ps}$ . Abbildung 2.9(b) zeigt das zugehörige, zeitlich gemittelte optische Spektrum, gemessen mit einem optischen Spektrum Analysator von Yokogawa (Modell AQ6373, spektrale Auflösung 0,02 nm) nach der Einkopplung in eine Singlemodefaser. Die gemessene spektrale FWHM-Breite beträgt  $\Delta\lambda = 0,07\text{ nm}$  und liegt somit sehr nahe am Auflösungsvermögen des Messgerätes. Trotzdem ist neben dem Hauptmaximum noch ein kleines Nebenmaximum zu erkennen, auf das später noch eingegangen wird. Die mittlere Ausgangsleistung im Einzelimpulsbetrieb als Funktion der Repetitionsrate ist in Abb. 2.10(a) gezeigt. Die Impulsenergie beträgt 17,3 pJ, was für eine effiziente Nachverstärkung bereits eine ausreichende Energie darstellt (vgl. Abschn. 3.2.1).

Da gemäß Abb. 2.3 bereits etwa 10 ns nach der Impulsemision alle Ladungsträger vollständig wieder abgebaut sind, liegen für Impulse mit einer Repetitionsrate von bis zu 100 MHz immer die gleichen Startbedingungen vor. Damit sollten für Wiederholraten bis in diesen Bereich die Impulsparameter immer identisch bleiben. Allerdings heizt sich im Experiment bei einem solchen Betrieb die Komponente stark auf, was u. a. Einfluss auf die spektrale Emission hat. Auch die elektrische Pumpimpulsform kann typischerweise nicht ohne weiteres bis in diesen Bereich exakt beibehalten werden. Für Werte im einstelligen MHz-Bereich ist allerdings eine



**Abbildung 2.10:** a) Mittlere Ausgangsleistung der Gainswitch-Diode als Funktion der Repetitionsrate. b) Sinusförmige und lineare Variation der Repetitionsrate während des Betriebs.

gleichbleibende Impulsemission zu erwarten, wodurch sich die Repetitionsrate beliebig, auch während des Betriebes, variieren lässt. In Abb. 2.10(b) sind solche Variationsmöglichkeiten gezeigt. Mit Hilfe eines Funktionsgenerators (Tektronix AFG3021B), der die entsprechenden Triggersignale lieferte, wurde eine sinusförmige Variation zwischen 2,5 MHz und 7,5 MHz und eine linear steigende Repetitionsrate von 1 MHz auf 7 MHz realisiert. Eine solche Anpassung der Repetitionsrate während des Betriebs ermöglicht interessante Anwendungen [9,10,14] und wird in Kap. 4 näher beschrieben.

Da im Gainswitch-Betrieb jeder Impuls neu aus spontaner Emission entstehen muss, besteht keinerlei Korrelation zwischen den Impulsen. Dies führt zu einer Reihe von Schwankungen bestimmter Impulseigenschaften (Jitter), die für eine stabile Nachverstärkung, aber auch in der Endanwendung nachteilig sein können. Wichtige Jitterarten in diesem Zusammenhang sind der zeitliche Jitter, der Amplitudenjitter und der Wellenlängenjitter.

### zeitlicher Jitter

Ein zeitlicher Jitter führt zu dem, dass der Eintreffzeitpunkt auf dem Werkstück nicht exakt bestimmt ist, was bei extrem schnellen Laserscannern zu ungleichmäßigen Punktrastern auf der Probe führt. Andererseits ist die zeitliche Unbestimmtheit auch bei der optischen Verstärkung nachteilig, da unterschiedliche Zeiten zwischen den Impulsen zu unterschiedlich starken Inversionen und damit Verstärkungen führen. Bei Verstärkern mit Inversionsaufbauzeiten in der Größenordnung des zeitlichen Jitters, wie sie bei Halbleiterverstärkern vorkommen, kann dies zu großen Amplitudenschwankungen führen.

Zur Messung des zeitlichen Jitters wurde ein Teil des Pumpimpulses mit Hilfe eines 20 dB-Richtkopplers kurz vor der Diode abgezweigt und als Triggersignal an ein Echtzeit-Oszilloskop (LeCroy WaveRunner, 104Xi-A, Bandbreite 1 GHz) angeschlossen. Der optische Impuls wurde über die *New Focus* - Fotodiode auf einem zweiten Kanal des Messgerätes dargestellt. Eine

## 2.1 Realisierung hochflexibler Repetitionsraten durch Gainswitching

---

interne Auswertefunktion des Oszilloskops vermaß den zeitlichen Abstand der ansteigenden Flanken von Pumpimpuls und optischem Impuls und berechnete die Standardabweichung über 1000 Messungen. Der zeitliche Jitter konnte auf diese Weise auf einen Wert von

$$\sigma_{time} = 18,3 \text{ ps} \quad (2.13)$$

bestimmt werden. Dieser Wert ist ausreichend klein, um keine der oben genannten unerwünschten Effekte zu erzeugen. Allerdings ist zu beachten, dass dieser Wert nur für die Schwankung zwischen Pumpimpuls und optischem Impuls gilt. Bei einer externen Triggereung können die beteiligten Pulsgeneratoren einen zusätzlichen Jitter aufprägen, sodass dies bei jeder experimentellen Realisierung genau beachtet werden muss.

### Amplitudenjitter

Ein Amplitudenjitter ist für die meisten Anwendungen ebenfalls nachteilig. Bei flächiger Laserbearbeitungen kann es dadurch z. B. zu starker Verringerung der Oberflächenqualität kommen. Optische Verstärker werden zwar bevorzugt im Sättigungsbereich betrieben, um genau diese kleineren Schwankungen der Eingangsleistung zu glätten, eine zu große Amplitudenschwankung kann jedoch auch durch die Verstärkungssättigung nicht vollständig eliminiert werden.

Die Messung der Amplitudenschwankung geschah ebenfalls mit dem *LeCroy* - Echtzeitoszilloskop. Eine interne Auswertefunktion vermaß auch hier jeweils mehr als 1000 Impulse und berechnete die Standardabweichung der Amplitude. Es ergab sich ein Wert von

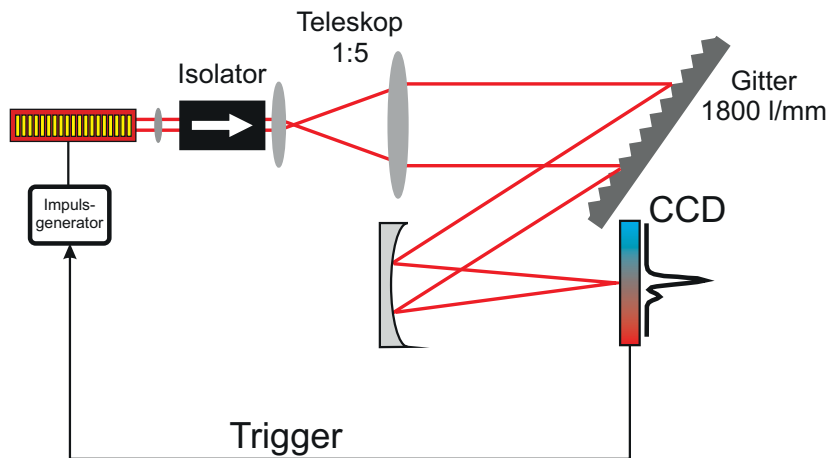
$$\sigma_{amp} = 2,0 \%. \quad (2.14)$$

Dieser Wert ist größer als die Amplitudenschwankung von z. B. hochstabilen, modengekoppelten Festkörperlasern. Allerdings kann die Schwankung, vor allem im Zusammenhang mit der hier verwendeten Impulserzeugungsmethode, als ausreichend gering angesehen werden.

### Wellenlängenjitter

Ein Wellenlängenjitter ist immer dann von Nachteil, wenn sehr schmalbandige Verstärkungsmedien verwendet werden. So kann die Verstärkung von Impuls zu Impuls sehr stark schwanken, je nachdem wie groß der Überlapp zwischen momentan schwingender Lasermode und Verstärkungsspektrum ist.

In Abb. 2.9(b) zeigt das zeitlich gemittelte Spektrum der Impulse neben dem eigentlichen Hauptmaximum ein Nebenmaximum. Der spektrale Abstand beider Maxima liegt im Bereich von 0,1 nm. Es könnte sich hierbei also um zwei getrennte Fabry-Perot-Moden handeln. Durch Integration des spektralen Verlaufs berechnet sich der Anteil der beiden Moden zu jeweils 95 % und 5 % von der Gesamtleistung. Es bleibt zu prüfen, ob diese beiden Moden zeitlich simultan und stabil schwingen oder aber zeitlich alternierend, was zu einer starken Leistungsschwankung nach einem schmalbandigen Verstärker führt. Zur Überprüfung wurde eine zeitlich aufgelöste, spektrale Messung gemäß Abb. 2.11 realisiert. Der Strahl aus der Diode

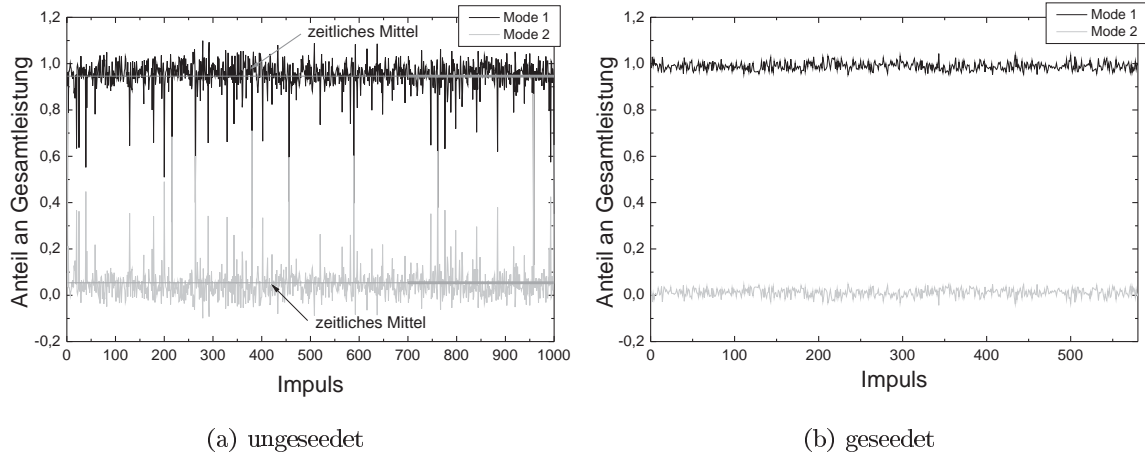


**Abbildung 2.11:** Zeitaufgelöste spektrale Messung der Impulse aus der DFB-Laserdiode. Die CCD-Kamera erzeugt ein Triggersignal, welches den Pulsgenerator aktiviert und einen optischen Impuls erzeugt. Eine geeignete Einstellung von Verzögerung und Integrationszeit der Kamera ermöglicht die Vermessung eines einzelnen Impulses.

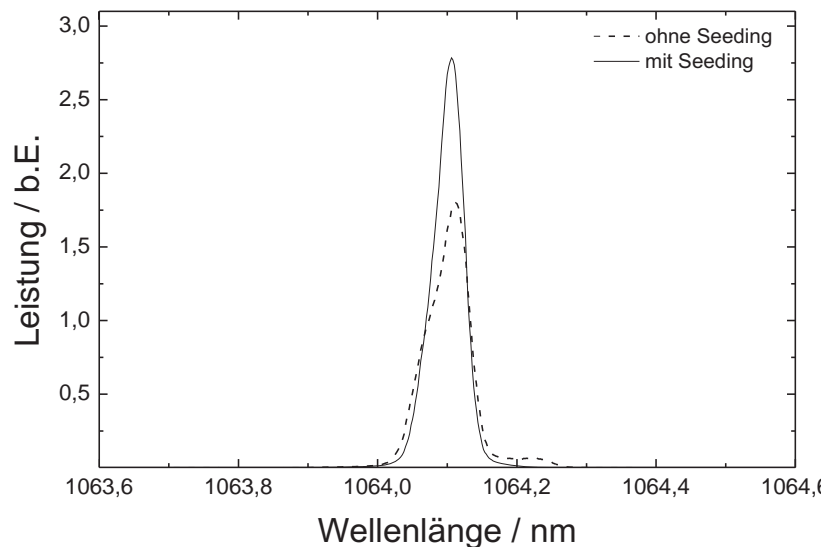
wurde zunächst mit einem Teleskop aufgeweitet und anschließend mit Hilfe eines Blazegitters (Thorlabs GR25-1210, Blazewellenlänge 1000 nm, 1200 Linien/mm) räumlich spektral zerlegt. Ein konkaver Spiegel mit einem Krümmungsradius von  $r = 100$  mm bildete das Spektrum anschließend auf einer CCD-Kamera (WinCamD von DataRay) ab. Die zeitliche Auflösung eines einzelnen Impulses wurde erreicht, indem die Kamera ein Triggersignal erzeugte, welches einmalig den Impulsgenerator aktivierte. Die DFB-Diode erzeugte einen optischen Impuls, welcher nach einer bestimmten Laufzeit auf der Kamera eintraf. Die optimale Einstellung der Aufnahmeverzögerung und der anschließenden Integrationszeit erlaubte somit die spektrale Vermessung eines einzelnen Impulses. Das Ergebnis für eine Messung von 1000 Impulsen ist in Abb. 2.12(a) zu sehen. Aufgetragen ist für jeden Impuls der Anteil beider Moden an der Gesamtleistung. Den Großteil der Zeit schwingt Mode 1 alleine und vereint somit die gesamte Leistung des Impulses auf sich. Zu statistisch willkürlichen Zeiten allerdings schwingt zum Teil auch Mode 2 an, wodurch Mode 1 an Leistung abgibt. Die Aufteilung der Leistung innerhalb eines einzelnen Impulses kann dabei beliebig sein, wobei im zeitlichen Mittel gerade 95 % der Leistung auf Mode 1 und 5 % auf Mode 2 entfällt, was der zeitlich gemittelten Messung aus Abb. 2.9(b) entspricht.

Zur Eliminierung des Wellenlängenjitters kann ein Seeding der DFB-Diode durch eine zweite, kontinuierlich emittierende DFB-Diode verwendet werden. Dabei wird ein kleiner Teil der optischen Leistung aus der zweiten DFB-Diode, deren Emissionswellenlänge über die Temperatur genau an die Hauptmode der Impuls-DFB-Diode angepasst wird, von vorne in die Diode eingestrahlt. Als Strahlteiler zwischen Seedstrahl und Impulsstrahl dient dabei der Faraday-Isolator direkt nach der Impuls-DFB-Diode. Eine Seedleistung von  $30 \mu\text{W}$  reicht aus, um die Impuls-Diode stabil auf eine Emissionswellenlänge zu zwingen. Wie in Abb. 2.12(b) zu er-

## 2.1 Realisierung hochflexibler Repetitionsraten durch Gainswitching



**Abbildung 2.12:** Zeitlich aufgelöste spektrale Messung der Gainswitch-Impulse aus der DFB-Diode. Mode 1 entspricht dabei der kurzwelligen Mode, Mode 2 der langwelligen Mode aus Abb. 2.9(b).



**Abbildung 2.13:** Zeitlich gemitteltetes Spektrum der Gainswitch-Impulse mit und ohne Seeding. Durch das Seeding verschwindet die zweite Mode vollständig. Der Wellenlängenjitter wird eliminiert.

kennen, ist dann keinerlei Wellenlängenjitter mehr messbar. Abbildung 2.13 zeigt das zeitlich gemittelte Spektrum nach dem Seeding im Vergleich zum Spektrum ohne Seeding. Die Seitenmode ist vollständig eliminiert. Das Spektrum ist nun auch um etwa 30 % schmaler geworden, was einen Hinweis auf einen reduzierten Chirp darstellt [64]. Auch wenn die spektrale Abweichung der beiden genannten Moden recht klein erscheint, so hat der Wellenlängenjitter doch einen beträchtlichen Einfluss auf die nachfolgende Verstärkerdynamik. In Abschn. 3.2.2 wird dieser Effekt noch näher diskutiert.

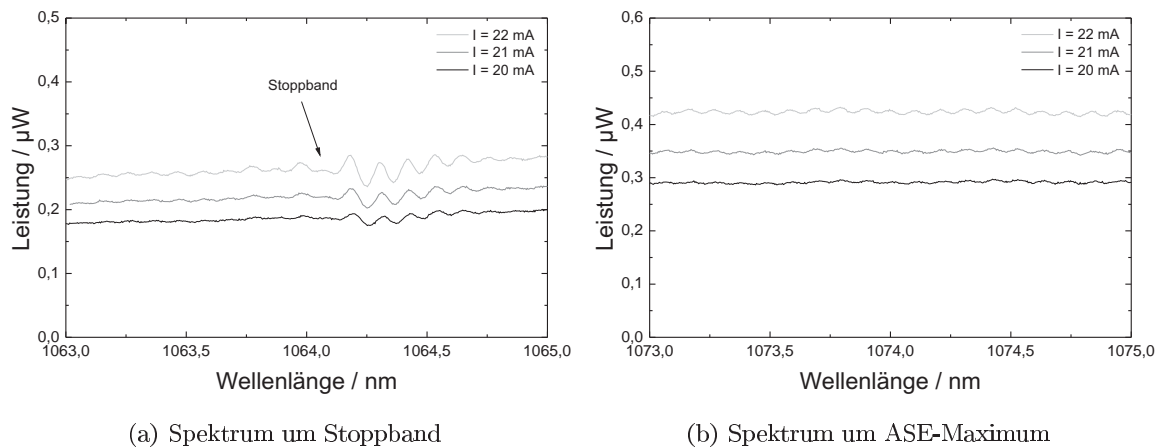
### Erklärung des Wellenlängenjitters trotz DFB-Struktur

Eine DFB-Diode ohne  $\lambda/4$ -Shift, mit einer HR/AR-Beschichtung der Facetten wurde (im Gegensatz zu anderen Realisierung aus Abb. 2.6) gezielt ausgewählt, da damit eine einseitige Emission der Leistung gewährleistet ist. Gemäß Abb. 2.6(d) sollte auch bei diesen Komponenten im Impulsbetrieb eine Mode stark bevorzugt gegenüber allen anderen Moden anschwingen. Um zu klären, warum dies im vorliegenden Fall nicht stattfand, kann das ASE-Spektrum vor der Laserschwelle untersucht werden. Die quantitative Auswertung des Spektrums erlaubt die Bestimmung wichtiger Parameter der DFB-Diode, wie z. B. des Koppelkoeffizienten, der Reflektivitäten der Facetten oder der Phase des Gitters an den Enden der Diode [65]. Alle genannten Parameter haben dabei einen deutlichen Einfluss auf die spektrale Lage und Reinheit der anschwingenden Moden.

Beim Design von DFB-Dioden muss ein Kompromiss bei der Wahl des Koppelkoeffizienten eingegangen werden. Ein großer Koppelkoeffizient bedeutet zwar stark ausgeprägte Braggmoden und eine gute Seitenmodenunterdrückung, führt allerdings zu einem starken Einschluss der Leistung im Resonator. Für hohe Ausgangsleistungen ist daher ein möglichst kleiner Koppelkoeffizient wünschenswert, was die spektrale Reinheit wiederum verringert. Eine hohe Restreflektivität der Frontfacette kann zusätzlich auch bei passendem Koppelkoeffizienten die spektrale Reinheit merklich reduzieren, da dadurch die Fabry-Perot-Moden eine starke Bevorzugung erfahren. Der teilweise deutliche Einfluss der Gitterphase am rückseitigen Ende der Komponente ist in [66] nachzulesen und legt unter anderem fest, welche der Moden um das Stoppband tatsächlich die größte Verstärkung erfährt.

Abbildung 2.14 zeigt Ausschnitte aus dem ASE-Spektrum um das Stoppband und in der Nähe des ASE-Maximums. Eine quantitative Auswertung gestaltete sich im vorliegenden Fall allerdings schwierig, da der Koppelkoeffizient der Komponenten sehr klein zu sein scheint. Zu erkennen ist dies in Abb. 2.14(a) an den extrem gering ausgeprägten Moden um das Stoppband herum. Durch Abschätzung und Vergleich mit anderen in der Literatur veröffentlichten ASE-Spektren kann ein Wert von  $\kappa < 1 \text{ cm}^{-1}$  angenommen werden [65, 66]. Anhand von Abb. 2.14(b) kann allerdings wiederum abgeschätzt werden, dass die Restreflektivität der Frontfacette sehr gering sein muss, da ansonsten deutlichere Modulationen der Fabry-Perot-Moden zu sehen wären. Zusammenfassend lässt sich festhalten, dass die mangelnde spektrale Reinheit im Impulsbetrieb hauptsächlich auf den geringen Koppelkoeffizienten zurückzuführen

## 2.1 Realisierung hochflexibler Repetitionsraten durch Gainswitching



**Abbildung 2.14:** ASE-Spektren in der Nähe des Stoppbandes und in der Nähe des ASE-Maximums. Aus den spektralen Verläufen können der Koppelkoeffizient und die Restreflektivität der Frontfacette ermittelt werden. Die Laserschwelle im kontinuierlichen Betrieb liegt bei  $I_{thr} = 40 \text{ mA}$ .

ren ist. Ein noch gezielteres Design von DFB-Dioden mit passenderen Eigenschaften könnte somit ein externes Seeding überflüssig machen.

Insgesamt zeigten die Experimente, dass mittels Gainswitching in einer DFB-Diode sehr stabile, spektral schmalbandige Impulse mit Impulsenergien im zweistelligen  $\text{pJ}$ -Bereich erzeugt werden können. Weiterhin wurde gezeigt, worauf bei der Realisierung der DFB-Dioden geachtet werden muss, um diese Stabilität zu erreichen. Ein herausragendes Merkmal dieses Verfahrens ist die frei wählbare Repetitionsrate, die einen vollständigen *Pulse-On-Demand*-Betrieb, ohne Diskretisierung der Repetitionsrate, erlaubt.



## 2.2 Halbleiter-Modulator-Konzepte zur Realisierung von variablen Impulsdauern

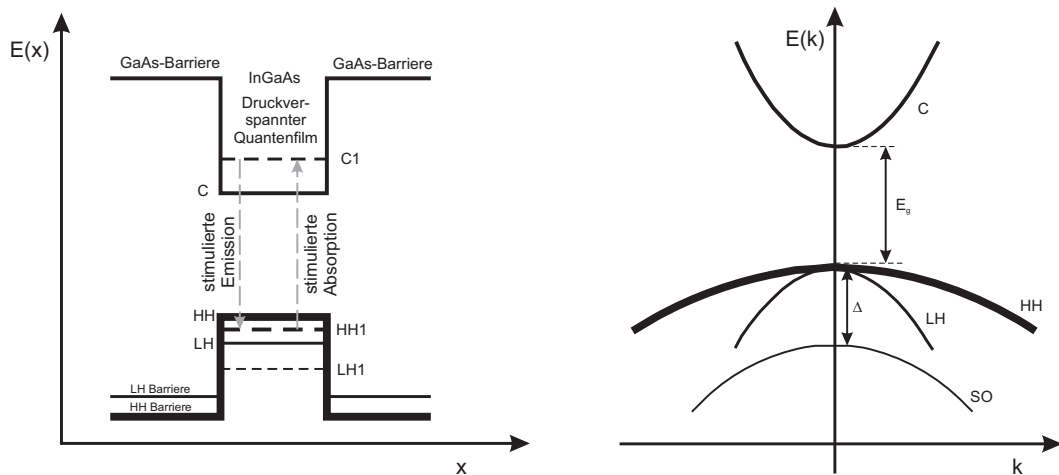
Die externe Modulation von geringen kontinuierlichen Leistungen mit nachfolgender Verstärkung weist interessante Vorteile gegenüber anderen Impulserzeugungsarten auf. Durch die direkte elektrische Ansteuerung eines externen Modulators ist die Impulsform und -dauer, sowie die Repetitionsrate in einem sehr weiten Bereich, sogar während des Betriebes, nahezu beliebig einstellbar. Dies ermöglicht die Realisierung von hochdynamischen, bisher nur schwer realisierbaren Strahlquellen.

Wichtige Modulatoren sind vor allem der Elektroabsorptionsmodulator (EAM) [36, 37, 67] und der Mach-Zehnder-Modulator auf Basis von  $\text{LiNbO}_3$  (LN-MZM) [67–69]. Während EAMs auf direkter Absorption beruhen, basieren LN-MZMs auf der interferometrischen Überlagerung zweier Teilwellen. Beide Modulationsarten ermöglichen eine sehr kurze Anstiegszeit, was die Voraussetzung für ultrakurze Impulse darstellt, und eine gute Unterdrückung. In beiden Fällen werden nur sehr geringe Schaltspannungen von wenigen Volt benötigt.

LN-MZMs weisen allerdings gegenüber EAMs gewisse Nachteile auf. So zeigt sich z. B. ein intrinsischer Drift u. a. aufgrund der Photorefraktivität von  $\text{LiNbO}_3$  [69–73], der durch Stabilisierungsschaltungen kompensiert werden muss, und eine relativ große Bauform, die eine Integration erschwert. EAMs hingegen zeigen keinerlei Drift und erlauben eine hochintegrierte Realisierung, bei der sogar ein kantenemittierender Halbleiter-Seedlaser und der Modulator in einem Element gefertigt werden kann [36, 74]. Während LN-MZMs aber für einen großen Wellenlängenbereich verfügbar sind, sind EAMs momentan nur bei den typischen Telekom-Wellenlängen von  $1,3 \mu\text{m}$  und  $1,5 \mu\text{m}$  kommerziell erhältlich. Für Strahlquellen im Wellenlängenbereich um  $1 \mu\text{m}$  ist daher die Realisierung eigener Modulatoren auf Basis der Elektroabsorption zwingend erforderlich.

Die Anforderungen an Modulatoren zur Impulserzeugung in der Materialbearbeitung sind dabei äußerst hoch. So muss neben der möglichst kurzen Anstiegszeit auch die Unterdrückung (*Extinction Ratio*, ER) einen sehr hohen Wert annehmen. Bei der Erzeugung von Impulsen mit einer Impulsdauer von  $1 \text{ ns}$  und einer Repetitionsrate von  $1 \text{ MHz}$  liegt das Testverhältnis bei  $1:1000$ . Dadurch ist eine Unterdrückung von  $ER \geq 30 \text{ dB}$  nötig, damit die Energie im Impuls die zeitlich gemittelte, unterdrückte Leistung zwischen den Impulsen überschreitet. Signifikante Leistung zwischen den Impulsen führt im ungünstigsten Fall zur Reduktion der Impulsverstärkung in nachfolgenden Verstärkern, und bei der Bearbeitung zu unerwünschten Materialschädigungen zwischen den Impulsen.

Im Verlauf der Experimente stellte sich heraus, dass die reine EAM nur bedingt die hohen Anforderungen erfüllt. Trotzdem sollen die Experimente hier gezeigt werden, da wichtige theoretische Grundlagen direkt mit diesem Verfahren verbunden sind. Im weiteren Verlauf werden die Grenzen der EAM durch erweiterte Verfahren der Modulation aufgehoben, was die



**Abbildung 2.15:** *Links:* Bänderschema eines druckverspannten Quantenfilms. HH und LH bezeichnen die Valenzbandpositionen für schwere und leichte Löcher, C bezeichnet die Leitungsbandposition. C1, HH1 und LH1 bezeichnen die ersten Energieniveaus für Elektronen, schwere Löcher und leichte Löcher. Energieniveaus nicht maßstabsgetreu [67]. *Rechts:* Bänderschema im  $k$ -Raum ohne Verspannung. Entartung des HH- und LH-Bandes bei  $k = 0$ , herabgesetztes split-off Band (SO) [60].

Erzeugung von Impulsen mit einer großen Bandbreite von Impulsdauern und Repetitionsraten ermöglicht.

### 2.2.1 Elektroabsorptionsmodulation

Elektroabsorptionsmodulatoren basieren, ähnlich wie Fabry-Perot Laserdioden, auf einer p-n-Halbleitergrenzschicht und einem oder mehreren Quantenfilmen. Anders als dort werden die Komponenten allerdings ausschließlich in Sperrichtung betrieben. Die elektrische Feldstärke bestimmt dabei die Höhe der Absorption im Quantenfilm. Eine AR-Beschichtung der Eingangs- und Ausgangsfläche ermöglicht die verlustfreie Transmission des zu modulierenden Lichtstrahls durch die Komponente.

#### 2.2.1.1 Theoretische Grundlagen zur Absorption in Quantenfilmen

In Abbildung 2.15 ist das vereinfachte Bänderschema eines einzelnen Quantenfilms gezeigt. Realisiert wird eine solche Struktur, indem bei der Epitaxie unterschiedliche Materialzusammensetzungen wechselnd aufeinander abgeschieden werden. Im Wellenlängenbereich um 1064 nm kann das z. B. die Kombination GaAs/ $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ /GaAs sein, wobei  $x$  den Indium-Anteil angibt und im Bereich von etwa 0,2 liegt [75]. InGaAs zeigt je nach Indiumgehalt eine verringerte Bandlücke im Gegensatz zu reinem GaAs, wodurch bei entsprechender Dicke der Schicht von etwa 8 nm ein Potenzialtopf für Elektronen und Löcher entsteht. Elektronen (und Löcher) können innerhalb des Potenzialtopfes nur diskrete Energien annehmen. Quantenme-

chanische Auswahlregeln erlauben dabei optische Übergänge durch Absorption oder stimulierte Emission nur zwischen Niveaus mit gleicher Quantenzahl [76], wodurch hauptsächlich Übergänge zwischen dem energetisch niedrigsten Elektronen- und dem energetisch höchsten Löcherniveau stattfinden.

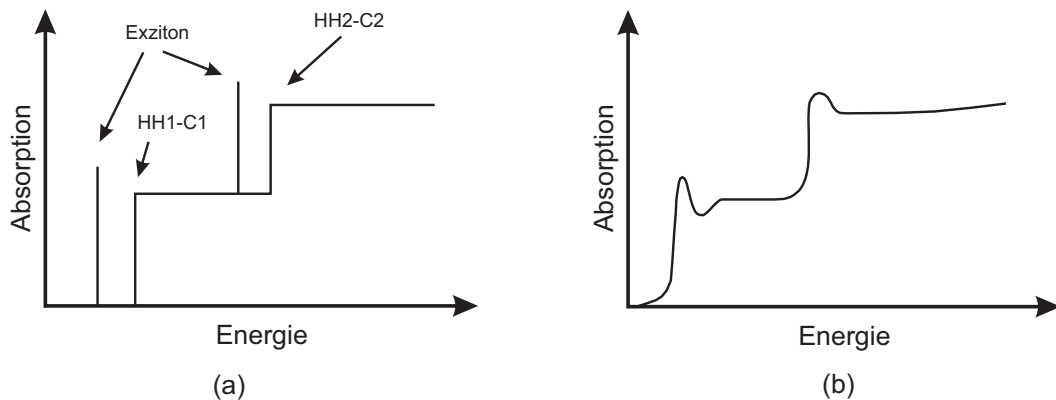
Es ist zu beachten, dass bei der Realisierung von Quantenfilmen in der GaAs/InGaAs/GaAs-Struktur teilweise starke Verspannungen entstehen. Der Grund liegt in der etwas größeren Gitterkonstante von InGaAs gegenüber reinem GaAs [60]. Beim Aufwachsen sehr dicker Schichten kann dies zu starken Versetzungen bis hin zum Ablösen der Struktur führen. Bei den typischen Dicken der Quantenfilme von wenigen Nanometern passt sich allerdings die Gitterkonstante des InGaAs an die Gitterkonstante des GaAs-Substrats an. Der Quantenfilm ist dann druckverspannt (*compressive strained*), was sehr deutliche Auswirkungen auf die Bandstruktur der Löcher im Valenzband hat. Dieses besteht gemäß Abbildung 2.15(rechts) bei genauerer Betrachtung aus 3 Subbändern, die sich in der effektiven Masse der beteiligten Löcher unterscheiden [76]: Dem *heavy-hole*(HH) Band und dem *light-hole*(LH) Band, welche im Normalfall bei  $k = 0$  energetisch entartet sind und dem *split-off*(SO) Band, welches gegenüber den anderen Bändern um die Energie  $\Delta$  abgesenkt ist und daher nur eine untergeordnete Rolle bei optischen Übergängen spielt. Bei druckverspannten Quantenfilmen erfährt das HH-Band eine energetische Anhebung gegenüber dem LH-Band, wodurch die Entartung aufgehoben wird und die HH-Niveaus näher an das Leitungsband rücken [60]. Optische Übergänge finden daher bei druckverspannten Quantenfilmen bevorzugt zwischen dem Leitungsband C und dem HH-Band statt, was in Abb. 2.15 links dargestellt ist.

Die Stärke des C-HH-Übergangs ist stark polarisationsabhängig. Zu erkennen ist dies am entsprechenden Übergangsmatrixelement [60, 76]

$$|M_T|_v^2 = |M|^2 \cdot \frac{1}{2} \left( 1 - |\hat{\mathbf{k}} \cdot \hat{\mathbf{e}}|^2 \right), \quad (2.15)$$

wobei  $M$  das materialspezifische *momentum matrix element* angibt und  $\hat{\mathbf{k}}$  und  $\hat{\mathbf{e}}$  jeweils Einheitsvektoren in Richtung des  $\mathbf{k}$ -Vektors des Elektrons und des  $\mathbf{E}$ -Vektors des Photons sind. Im Quantenfilm ist der Betrag des  $\mathbf{k}$ -Vektors in Richtung der Schichtenfolge (z. B. in der  $x$ -Richtung) quantisiert, was gleichzeitig bedeutet, dass die Komponente des  $\mathbf{k}$ -Vektors in dieser Richtung niemals verschwindet (Nullpunktenergie). Übergänge an der Bandkante finden dann bei  $\mathbf{k} = (k_x, 0, 0)$  statt. Der letzte Term in Gl. 2.15 maximiert durch das Skalarprodukt also die Kopplung für Photonen mit einer Polarisationsrichtung  $\hat{\mathbf{e}} = (0, 1, 0)$  in der QW-Ebene, wenn die  $z$ -Richtung der Laufrichtung der Welle entspricht.

Diese richtungsabhängige Kopplung führt dazu, dass die Absorption im druckverspannten Quantenfilm eine starke Polarisationsabhängigkeit zeigt und Photonen mit einer Polarisierung senkrecht zur QW-Ebene nahezu nicht absorbiert werden. Dies ist von Nachteil, wenn unpolarisiertes Licht moduliert werden soll. Wenn die Lichterzeugung allerdings in einer identischen Schichtenfolge geschieht, sorgt die gleiche Richtungsabhängigkeit bei Übergängen durch stimulierte Emission dafür, dass direkt Photonen mit der passenden Polarisierung erzeugt werden.



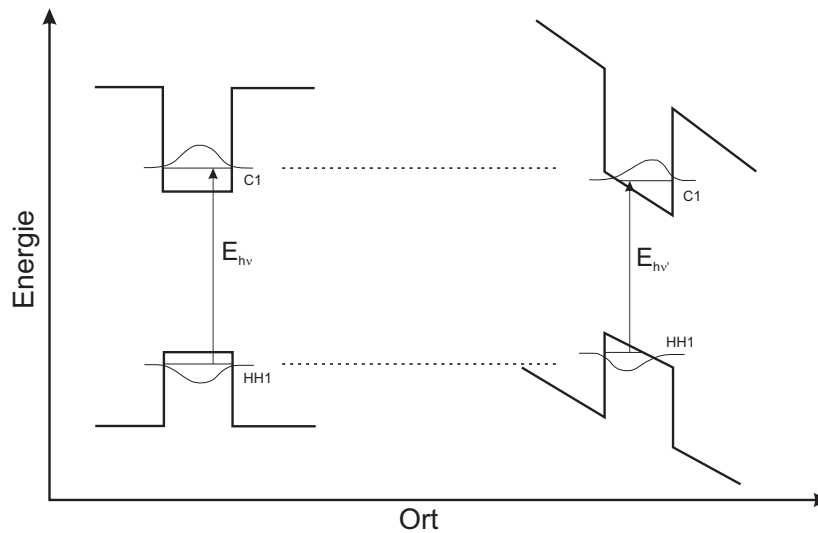
**Abbildung 2.16:** a) Idealisiertes und b) verbreitertes optisches Absorptionsspektrum eines Quantenfilms. Es sind nur die HH-Exzitonresonanzen und die entsprechenden nichtexzitonischen Interbandübergänge gezeigt [67].

Das Absorptionsspektrum einer QW-Struktur zeigt aufgrund der Diskretisierung der Energieniveaus einen stufenförmigen Verlauf. Dies ist schematisch in Abb. 2.16(a) dargestellt. Für Photonenenergien, die kleiner als die Bandlücke sind, kann keine Absorption stattfinden. Bei Erhöhung der Energie kann ab einem gewissen Punkt der Übergang HH1-C1 angeregt werden und die Absorption steigt rapide an. Bei weiterer Erhöhung der Energie kann zusätzlich an den Übergang HH2-C2 gekoppelt werden und die Absorption erfährt einen weiteren Sprung.

Zusätzlich zeigt sich bereits vor der eigentlichen Absorptionskante eine scharfe Resonanz. Dies ist auf die Ausbildung sogenannter Exzitonen zurückzuführen, bei denen das angeregte Elektron mit dem zurückgelassenen Loch eine Bindung ähnlich der des Wasserstoffatoms eingeht [77]. Die benötigte Anregungsenergie ist daher gegenüber der Bandlücke um die Bindungsenergie des Exzitons im Bereich von etwa 10 meV reduziert. Aufgrund der endlichen Lebensdauer des Exzitons ist die Resonanz leicht verbreitert, was insgesamt zum Absorptionsspektrum aus Abb. 2.16(b) führt.

### 2.2.1.2 Funktionsweise eines Elektroabsorptionsmodulators

In Abb. 2.17 sind die Wellenfunktionen von Elektron und Loch für die jeweiligen Grundniveaus im Quantenfilm gezeigt. Photonen, deren Energie nicht ausreicht um die Elektronen aus dem unteren in das obere Niveau zu pumpen, werden beim Durchlaufen des Quantenfilms nicht absorbiert. Durch ein externes elektrisches Feld jedoch, d. h. durch Anlegen einer Spannung in Sperrrichtung des pn-Übergangs, verkippen die Bandkanten und es ergeben sich neue effektive Potenzialtöpfe mit neuen Energieniveaus (Abb. 2.17 rechts). Die Niveaus von Elektron und Loch nähern sich dabei mit Erhöhung des Feldes kontinuierlich an. In gleichem Maße erfährt die Exzitonresonanz eine Rotverschiebung und bleibt dabei durch das quantenmechanische *confinement* auch bei relativ hohen Feldstärken stabil. Dieser Effekt wird als *quantum confined stark effect* (QCSE) [78] bezeichnet. Durch die Stabilität der Resonanz bleibt die steile

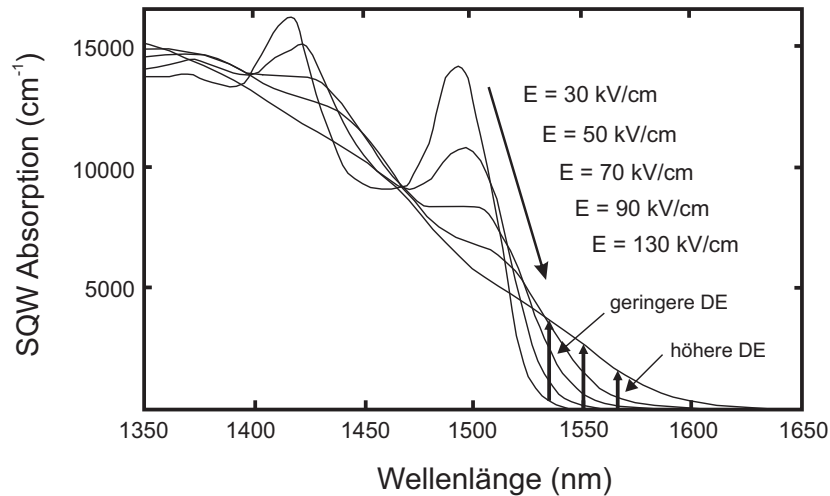


**Abbildung 2.17:** *Links:* Quantenfilm und Energieniveaus mit resultierender Wellenfunktion der Ladungsträger. *Rechts:* Durch Anlegen eines elektrischen Feldes in Richtung der Wachstumsrichtung verkippen die Bandkanten, die Niveaus nähern sich an, die Wellenfunktionen trennen sich räumlich leicht.

Absorptionskante zunächst auch bei hohen Feldstärken erhalten. Ab einer gewissen Sperrspannung ist die Annäherung der beiden Niveaus so stark, dass die eingestrahlten Photonen nun absorbiert werden. Die Variation der Gegenspannung am Quantenfilm ermöglicht somit eine Modulation der transmittierten optischen Leistung.

Bei genauerer Betrachtung bleibt allerdings die Stärke der Resonanz nicht bei allen Feldstärken und allen Rotverschiebungen konstant. Bei hohen Gegenspannungen verringert sich die Ladungsträgerlebenszeit im Quantenfilm, vor allem aufgrund von Tunneleffekten, wodurch die Resonanz eine Verbreiterung erfährt. Weiterhin reduziert sich die Kopplungsstärke durch die leichte räumliche Trennung der Wellenfunktionen von Elektron und Loch (vgl. Abb. 2.17 rechts), wodurch sich die Absorption ab einer gewissen Feldstärke wieder verringert.

Abb. 2.18 zeigt eine Berechnung der resultierenden spektralen Absorption von InGaAsP-Quantenfilmen bei unterschiedlichen Feldstärken im Wellenlängenbereich um  $1,5\ \mu\text{m}$  [67]. Deutlich sind die Exzitonresonanzen, die Rot-Verschiebung, die Verbreiterung und auch die Abnahme der Absorption, für bestimmte Wellenlängen, bei Erhöhung des externen Feldes zu erkennen. Die Wahl der zu modulierenden Wellenlänge kann sich in einem recht breiten Bereich bewegen (dargestellt durch Pfeile). Eine geringere *detuning energy* (DE) (energetischer Unterschied zwischen Signalphotonen und Bandlücke des Modulators) erlaubt dabei höhere Änderungen der Absorption bereits mit sehr geringen Feldstärken. Allerdings muss dann eine gewisse Restabsorption im feldfreien Fall in Kauf genommen werden (Leerlaufverluste). Bei größerer DE verringern sich die Leerlaufverluste stark, allerdings sind dann höhere Felder zum Schalten des Modulators und zum Erreichen eines ausreichenden Kontrastes nötig, was, wie



**Abbildung 2.18:** Berechnete Absorptionsspektren eines einfachen Quantenfilms [67]. Bei Erhöhung der externen Feldstärke nimmt die Exzitonresonanzstärke ab und zeigt zusätzlich eine kontinuierliche Verbreiterung. Die zu modulierende Wellenlänge kann sich in einem recht breiten Bereich bewegen.

Eingangs erwähnt, eine der wichtigsten Kenngrößen für Strahlquellen in der Mikromaterialbearbeitung ist.

### 2.2.1.3 Experimentelle Realisierung

Um einen möglichst hohen Kontrast zu erreichen, wurde als Modulator zunächst ein 1,5 mm langer GaAs-Wellenleiter mit einem einzelnen  $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ -Quantenfilm ( $x = 0,2$ ) (SQW) gewählt. Der Wellenleiter hatte eine laterale und vertikale Dimension von  $3,0 \mu\text{m} \times 3,6 \mu\text{m}$ . Der schematische Aufbau und die Verschaltung ist in Abb. 2.19 dargestellt. Der  $47 \Omega$ -Widerstand musste nun für eine bessere Impedanzanpassung parallel zur Diode verschaltet werden, da die Diode negativ vorgespannt war. Der zu modulierende optische Strahl wurde mit Hilfe einer asphärischen Linse mit einer Brennweite von  $f = 4,5 \text{ mm}$  in den Wellenleiter eingekoppelt. Der Ausgangsstrahl wurde mit einer gleichartigen Linse kollimiert und der Diagnostik zugeführt.

Die Einstellung der DE geschah über die Temperatur des Halbleiterchips bzw. der Kupferwärmesenke, wobei gemäß [62] eine Variation der Bandlückenenergie des Modulators von  $dE/dT = -4,5 \cdot 10^{-4} \text{ eV K}^{-1}$  zu erwarten ist. Als Seedlaser kam die cw-DFB-Diode aus Abschn 2.1.5 zum Einsatz, deren Emissionswellenlänge durch geeignete Temperaturanpassung auf 1064 nm eingestellt wurde.

Zur ersten Optimierung des Modulators wurde zunächst das Absorptionsverhalten unter Gegenspannung für verschiedene Temperaturen bestimmt. Die optische Eingangsleistung betrug 20 mW. In Abb. 2.20(a) ist diese Messung dargestellt. Die minimale Temperatur von  $10^\circ\text{C}$  wurde gewählt um Taubildung auf der Komponente durch Luftfeuchtigkeit im Labor zu verhindern. Zunächst ist zu erkennen, dass die Transmission durch den Modulator bei

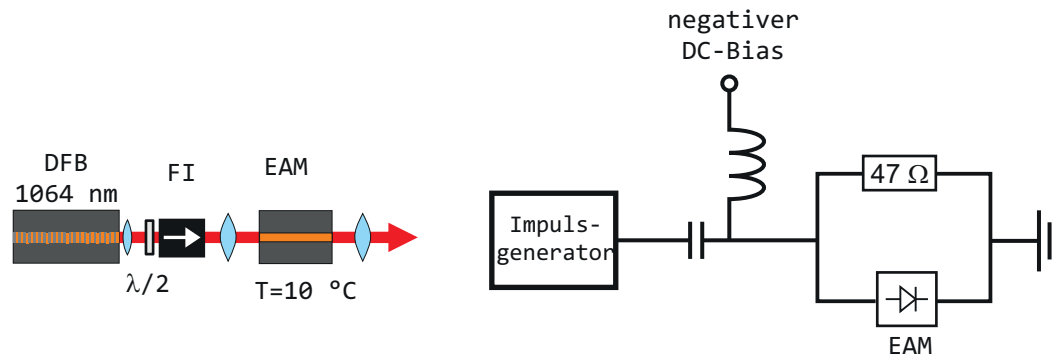


Abbildung 2.19: Schematischer Aufbau und elektrische Verschaltung zur Charakterisierung des Elektroabsorptionsmodulators.

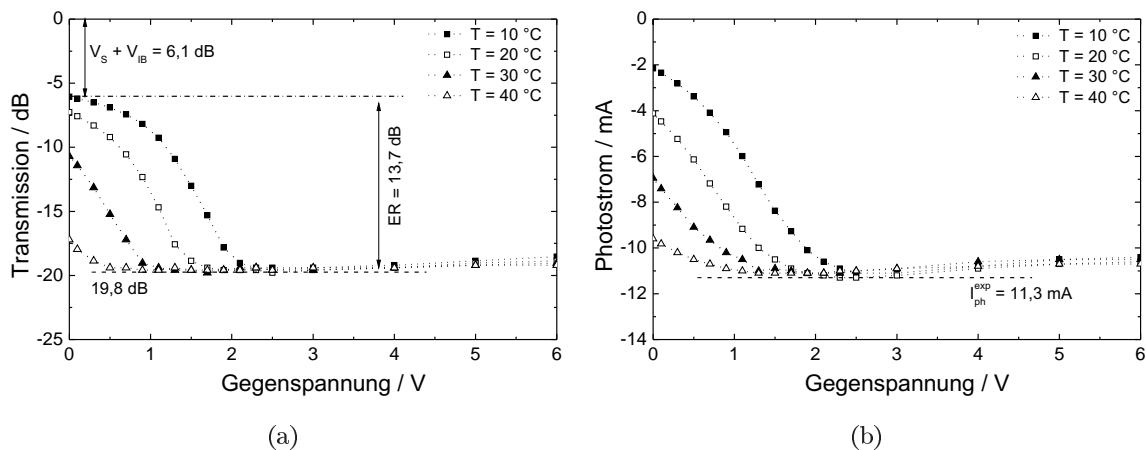


Abbildung 2.20: a) Optische Transmission des Wellenleiters bei Variation der Gegenspannung für unterschiedliche Temperaturen. b) Resultierender Photostrom.

Vergrößerung der Spannung bei allen Temperaturen erwartungsgemäß sinkt. Weiterhin ist zu erkennen, dass bei Verringerung der Temperatur, und einer damit einhergehenden Vergrößerung der DE, die Transmission im feldfreien Fall stark ansteigt und damit die Verluste stark sinken. Bei der maximal möglichen DE war dabei auch die größte Gegenspannung erforderlich, allerdings mit maximal 2,5 V noch leicht zu erreichen. Die Transmissionsverluste liegen im Minimum bei  $V_{ges} = 6,1$  dB und setzen sich zusammen aus Verlusten, die keine Ladungsträger generieren, wie z. B. die Koppelverluste an den Facetten oder Streuverluste im Wellenleiter (zusammengefasst als  $V_s$ ), und den restlichen Interbandabsorptionsverlusten (Leerlaufverluste)  $V_{IB}$ , bei denen durch Absorption im QW Ladungsträger und ein Photostrom entstehen.

Eine Abschätzung der Verlustanteile kann durch die Betrachtung von Abb. 2.20(b) geschehen. Hier ist der jeweils resultierende Photostrom gezeigt. Deutlich ist die Korrelation zwischen optischer Transmission des Modulators und generierten Ladungsträgern zu erkennen. Eine ge-

ringe Transmission (hohe Absorption) resultiert in einem hohen (negativen) Photostrom. Der maximale Betrag des Photostroms bei steigender Gegenspannung ist dabei unabhängig von der Temperatur. Das bedeutet, dass selbst bei großer DE ab einer gewissen Gegenspannung alle erzeugten Elektron-Loch-Paare durch Tunneleffekte aus dem QW abgezogen werden und zum Photostrom beitragen [79]. Die absorbierte Leistung folgt daher ohne Annahme von sonstigen Verlusten dem Zusammenhang

$$P_{abs} = \frac{h\nu I_{ph}}{e^-}, \quad (2.16)$$

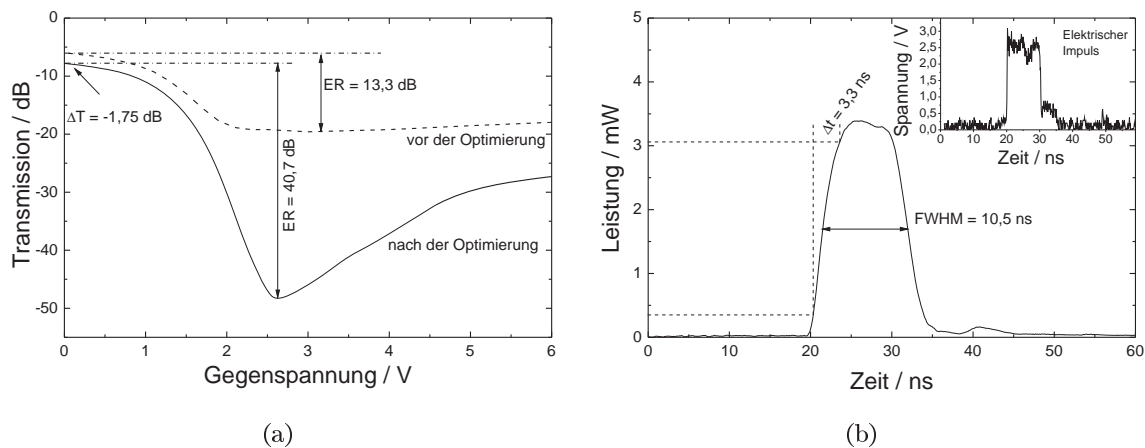
wobei  $I_{ph}$  den Photostrom,  $e^-$  die Elektronenladung und  $h\nu$  die Photonenenergie darstellt. Im Experiment war ein maximaler Photostrom von  $I_{ph}^{exp} = 11,3 \text{ mA}$  zu messen, was gemäß Gl. (2.16) einer absorbierten Leistung von  $P_{abs} = 13,2 \text{ mW}$  entspricht. Die gemessenen Transmissionsverluste betragen in diesem Fall allerdings  $19,8 \text{ dB}$  ( $\hat{=}$   $98,95 \%$ ), was einer gesamten Verlustleistung von  $P_{loss} = 19,79 \text{ mW}$  entspricht. Die Differenz  $P_{loss} - P_{abs}$  ist daher auf den zuvor genannten Anteil an Koppel- und Streuverlusten zurückzuführen, welcher nicht zum Photostrom beiträgt und sich folgendermaßen berechnen lässt:

$$V_s = 10 \log \left( \frac{P_{loss} - P_{abs}}{P_{ein}} \right) = 4,8 \text{ dB}. \quad (2.17)$$

Diese Verluste sind unabhängig vom angelegten Feld und liegen daher auch bei einer Gegenspannung von  $0 \text{ V}$  vor. Die Interbandabsorptionsverluste im feldfreien Fall betragen daher bei einer Temperatur von  $10^\circ \text{C}$   $V_{IB} = V_{ges} - V_s = 1,3 \text{ dB}$ . Dieser Anteil könnte nur durch eine weitere Vergrößerung der DE (Verringerung der Temperatur) reduziert werden, was allerdings auch eine größere Schaltspannung zum Erreichen der maximalen Unterdrückung bedeuten würde. Die vorliegende Schaltspannung und die recht geringen Verlusten von  $1,3 \text{ dB}$  ( $26 \%$ ) erscheinen als guter Kompromiss.

Der Kontrast in Abb. 2.20(a) liegt bei der maximalen DE ( $T = 10^\circ \text{C}$ ) mit  $13,7 \text{ dB}$  noch weit unter dem angestrebten Wert von mindestens  $30 \text{ dB}$ . Wie im vorigen Absatz gezeigt, könnte dieser Wert auch bei vollständiger Eliminierung aller Verluste lediglich um  $V_{ges} = 6,1 \text{ dB}$  erhöht werden. Allerdings stellte sich heraus, dass die maximale Absorption zum einen gemäß Abschn. 2.2.1.1 extrem empfindlich auf die Polarisierung des zu modulierenden Lichtstrahls reagierte, zum anderen, dass der Ausgangsstrahl des Modulators von einem diffusen Untergrund überlagert war, der unabhängig von der angelegten Gegenspannung war. Dieser Untergrund bestand aus gestreutem Licht, das außerhalb des Wellenleiters geführt wurde. Eine exakte Optimierung des Polarisationszustandes vor dem Modulator und eine räumliche Filterung nach dem Modulator durch Einkopplung in eine Single-Mode-Faser verbesserten den Kontrast erheblich. Die Transmission dieses Aufbaus als Funktion der Gegenspannung ist in Abb. 2.21(a) dargestellt. Die maximale Transmission verringerte sich nun durch die Fasereinkopplung um die Kuppel-effizienz von  $-1,75 \text{ dB}$ , allerdings verbesserte sich die maximale Unterdrückung auf  $48,5 \text{ dB}$ , wodurch ein Kontrast von insgesamt  $40,7 \text{ dB}$  möglich wurde. Anhand der neuen Transmissionskurve wird nun auch der Effekt der Reduktion der Exziton-Resonanzstärke bei



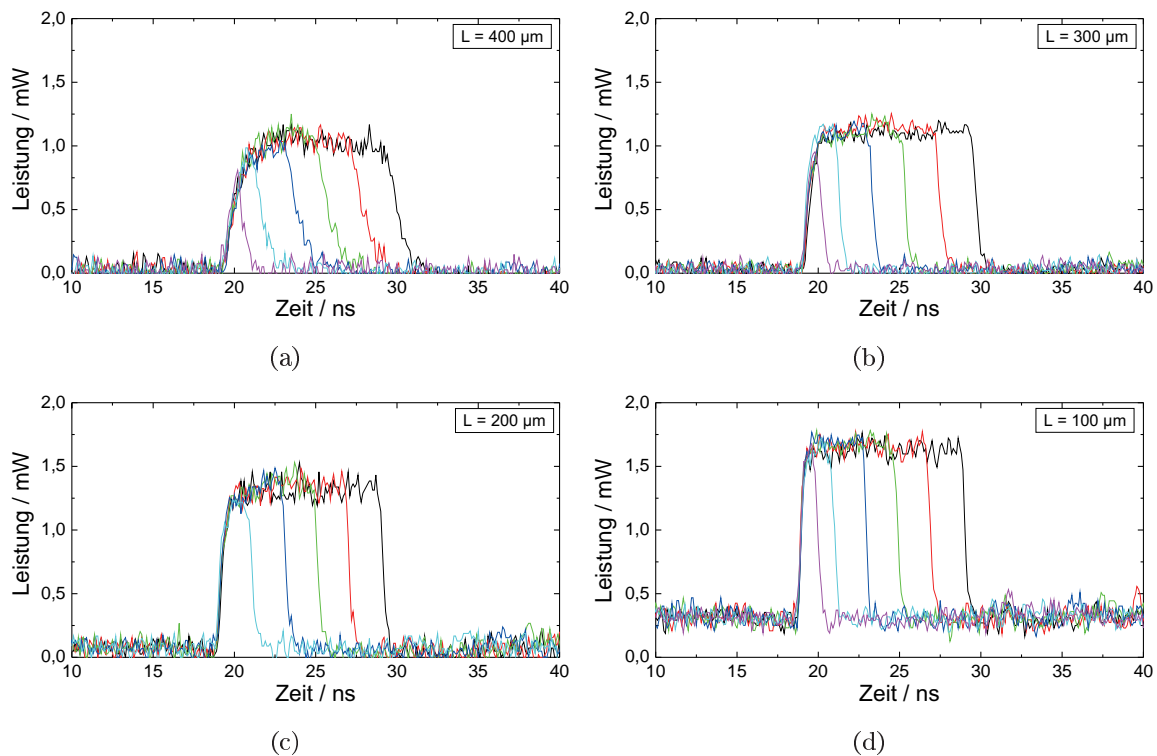


**Abbildung 2.21:** a) Durch die Optimierung des Polarisationszustandes und die räumliche Filterung des Ausgangsstrahls war eine beträchtliche Verbesserung des Kontrastes möglich. b) Resultierender optischer Impuls bei Ansteuerung des Modulators mit einem elektrischem Impuls von 10 ns Dauer und einer Spannung von 2,6 V (siehe Einsatz) und einer Biasspannung von  $-2,6 \text{ V}$ .

großen Gegenspannungen sichtbar (vgl. Abb. 2.17). Durch die starke Bandverbiegung trennen sich die Wellenfunktionen von Elektron und Loch räumlich so stark, dass die Absorption nach dem Erreichen eines Maximums wieder abnimmt. Es zeigt sich im vorliegenden Fall ein optimaler Arbeitspunkt von  $U_{Bias} = -2,6 \text{ V}$ .

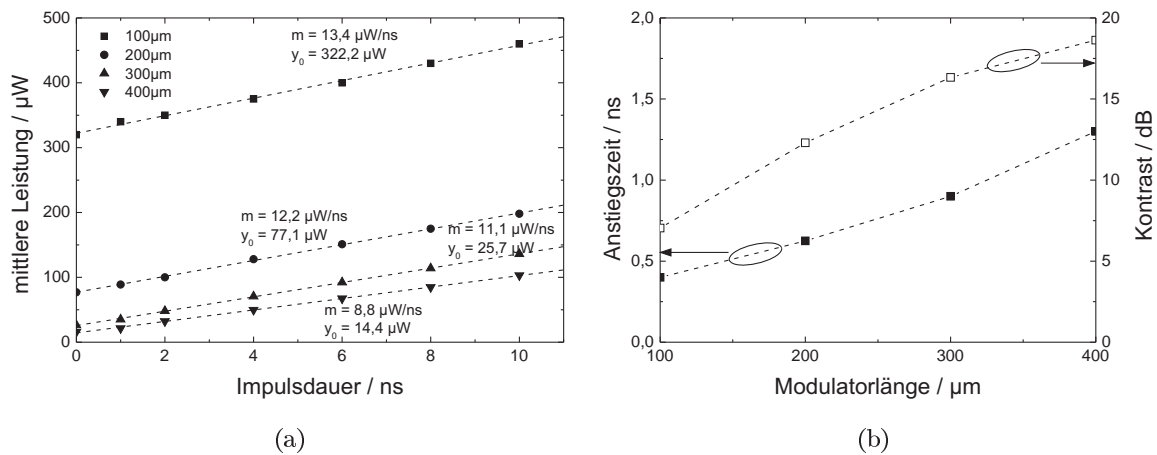
Zur Erzeugung von optischen Impulsen wurde nun mit dem Impulsgenerator eine kurzzeitige Vorwärtsspannung von etwa  $+2,6 \text{ V}$  über das Bias-T auf den Modulator aufmoduliert. Die transmittierte Leistung nach der SM-Faser wurde mit der Fotodiode aus Abschn. 2.1.5 und einem Echtzeitoszilloskop mit 2 GHz Bandbreite (LeCroy WaveRunner 204Xi) gemessen. Das Ergebnis ist in Abb. 2.21(b) zu sehen. Die elektrische Impulsbreite (siehe Einsatz) war in diesem Beispiel auf 10 ns eingestellt, was aufgrund der etwas länger abfallenden Flanke des optischen Impulses eine FWHM-Breite von 10,5 ns ergab. Der optische Impuls zeigt außerdem einen kleinen Satellitenimpuls, der dem Hauptimpuls nachläuft. Dieser ist vermutlich auf Reflexionen der HF-Leistung zwischen Modulator und Impulsgenerator zurückzuführen. Eine verbesserte, vor allem breitbandigere, Auslegung der Impedanzanpassung des Modulators an den  $50 \Omega$ -Wellenwiderstand der Leitung könnte hier Abhilfe schaffen. Die Anstiegszeit des optischen Impulses lag bei 3,3 ns (10 % auf 90 %), was für den anvisierten Impulsdauerbereich von unter 1 ns noch um einiges zu lang ist. Limitierender Faktor für die Anstiegszeit bei EAMs ist die Kapazität des Modulators [35, 80, 81]. In Abb. 2.21(b) ist an den Flanken daher auch jeweils die typische Lade- und Entladekurve eines Kondensators zu erkennen. Die Kapazität ist proportional zur Fläche der aktiven Zone. Der hier verwendete Modulator ist mit einer Länge von 1,5 mm relativ lang im Vergleich zu typischen Modulatoren in der Telekommunikation, deren Längen im Bereich von wenigen  $100 \mu\text{m}$  liegen.

## 2.2 Halbleiter-Modulator-Konzepte zur Realisierung von variablen Impulsdauern



**Abbildung 2.22:** Impulserzeugung durch EAM mit kürzeren Komponenten. Die verringerte Anstiegszeit erlaubte eine Impulsdauer zwischen 10 ns und 1 ns. Die Biasspannung betrug  $-2$  V, die Modulationsspannung  $+2$  V. Bei den kürzesten Komponenten ist der verringerte Kontrast anhand des Untergrundes deutlich zu erkennen.

Als Alternative zum beschriebenen Modulator wurden daher auch kürzere Komponenten, mit Wellenleiterlängen zwischen  $400\ \mu\text{m}$  und  $100\ \mu\text{m}$ , untersucht. Die aktive Zone bestand dabei aus einem dreifachen Quantenfilm (TQW). Die Materialzusammensetzung war ähnlich der des beschriebenen Modulators, wobei die DE bei der minimalen Temperatur von  $10\ ^\circ\text{C}$  etwas kleiner ausfiel. Somit zeigten sich ohne Gegenspannung bereits leicht erhöhte Verluste, die allerdings durch die kürzeren Wellenleiter wieder teilweise kompensiert wurden. Abbildung 2.22 zeigt das Resultat der Impulserzeugung für unterschiedliche Impulsdauern bei einer optischen Eingangsleistung von  $10\ \text{mW}$ . Die kürzesten Modulatoren zeigten aufgrund der reduzierten Absorption wie erwartet auch die größte Spitzenleistung. Allerdings stieg auch der Untergrund bei diesen Komponenten stark an. Die Absorption pro Länge reichte also nicht aus um die komplette Lichtleistung zu absorbieren. Zur Bestimmung des Kontrastes wurde für alle Modulatoren die transmittierte mittlere Leistung bei unterschiedlichen Impulsdauern gemessen. Abbildung 2.23(a) zeigt das Ergebnis dieser Messung. Eine Impulsdauer von  $0\ \text{ns}$  entspricht dabei jeweils dem ausgeschalteten Modulator, nur beaufschlagt mit der Biasspannung. Die transmittierte Leistung an diesen Punkten gibt die Untergrundleistung an. Der Kontrast lässt sich aus den Parametern der jeweiligen Leistungskennlinie bestimmen:



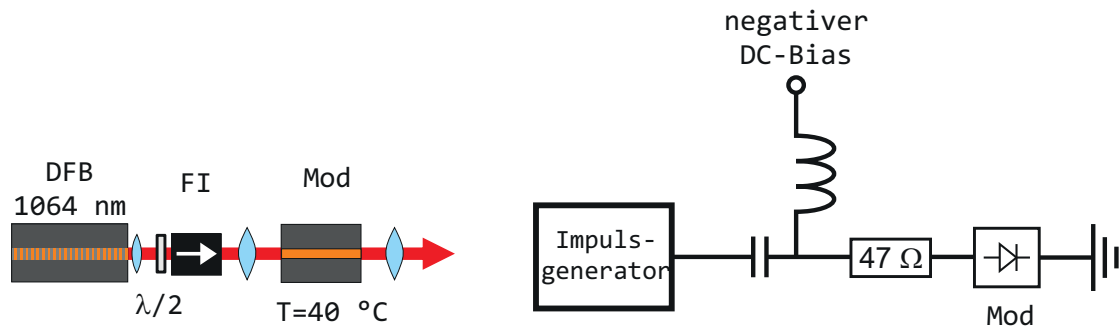
**Abbildung 2.23:** a) Mittlere Leistung nach den Modulatoren bei unterschiedlichen Impulsdauern. Gemessen für alle vorliegenden Modulatorlängen bei 10 MHz. b) Berechneter Kontrast und gemessene Anstiegszeit (10 % auf 90 %) bei den verschiedenen Modulatorlängen.

$$ER = 10 \cdot \log \left( \frac{m}{y_0 \cdot f} \right), \quad (2.18)$$

wobei  $m$  die Steigung der Geraden,  $y_0$  deren y-Achsenabschnitt und  $f$  die Repetitionsrate angibt, die bei der Messung  $f = 10$  MHz betrug.

Abbildung 2.23(b) zeigt den Verlauf des Kontrastes zusammen mit der Anstiegszeit für die unterschiedlichen Modulatorlängen. Die kürzeste Anstiegszeit konnte mit der 100  $\mu\text{m}$  langen Komponenten erreicht werden und betrug 400 ps. Damit werden Impulsdauern von unter 800 ps ohne weiteres möglich. Allerdings zeigte diese Komponente auch den schlechtesten Kontrast von lediglich 6,19 dB. Eine Verlängerung der Modulatoren verbessert den Kontrast auf bis zu 17,9 dB, wobei allerdings die Anstiegszeit wieder über 1 ns ansteigt. Für Anwendungen in der Materialbearbeitung ist dieser Kontrast, wie zuvor bereits beschrieben, nicht ausreichend. Mit diesen Komponenten ist in der vorliegenden Verschaltung daher keine Erzeugung von ultrakurzen Impulsen mit gleichzeitig hohem Kontrast möglich.

Eine andere Verschaltungsmöglichkeit wäre die Realisierung als *travelling wave electroabsorption modulator* (TWEAM) [36,82,83]. Hier wird die elektrische HF-Leistung parallel zum optischen Wellenleiter geführt, was den Einfluss der Schichtkapazität minimieren kann und dadurch auch bei längeren Komponenten kurze Anstiegszeiten erlaubt. Der Kontrast nimmt durch die vergrößerte Absorptionslänge entsprechend zu. Allerdings bleibt dabei ein genereller Nachteil der Elektroabsorptionsmodulatoren bestehen: Die Modulation basiert auf Absorption, d. h. der Strahl erfährt immer eine relativ starke Abschwächung. Eine optimale Anpassung der DE kann zwar die Verluste minimieren, für eine effiziente Nachverstärkung ist jedoch eine



**Abbildung 2.24:** Schematischer Aufbau und elektrische Verschaltung zur Charakterisierung des Verstärkungsmodulators.

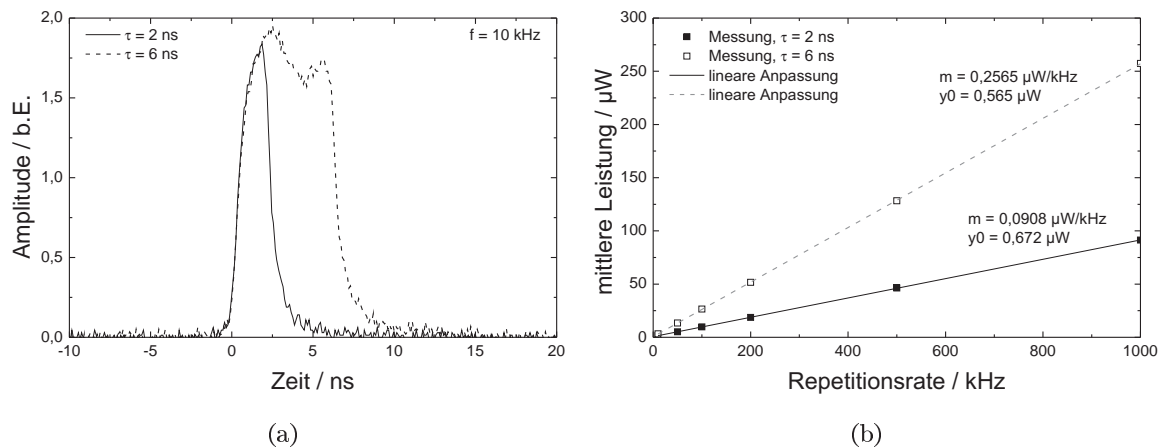
möglichst hohe mittlere Leistung bzw. Impulsenergie nach der Modulation wünschenswert. Daher wird im Folgenden ein alternativer Ansatz gewählt.

### 2.2.2 Modulation durch schnelle Verstärkungsvariation

Eine Möglichkeit die Leistung dramatisch zu erhöhen, ergibt sich durch die Modulation der Verstärkung anstatt der Absorption. Die sehr schnelle Ladungsträgerdynamik im Halbleiter-Quantenfilm im Bereich von ps bis ns [84] erlaubt eine Variation der Transmission direkt durch schnelle Variation des elektrischen Pumpstroms. Im Gegensatz zu Elektroabsorptionsmodulatoren, wo zum Aufbau des elektrischen Feldes nur sehr geringe Ströme fließen, sollte die Schaltzeit zwar prinzipiell etwas länger sein, trotzdem sollten Impulse mit Anstiegszeiten im ns-Bereich erreichbar sein, deren zeitlicher Verlauf nur von der elektrischen Ansteuerung und der Güte der Zuleitungen bzw. der Impedanzanpassung abhängt. Außerdem sind bedeutend höhere Ausgangsleistungen zu erwarten, da bei der Modulation direkt eine Verstärkung des Seedstrahls erreicht wird.

Die experimentelle Realisierung erfolgte mit dem 1,5 mm langen SQW-Modulator aus Abschn. 2.2.1.3. Im Gegensatz zum Betrieb dort, wird die Komponente nun aber bei  $40\text{ °C}$  betrieben (Abb. 2.24), um eine möglichst geringe DE zu erhalten. Bei dieser Temperatur stimmt das Verstärkungsmaximum der Halbleiterkomponente sehr gut mit der Energie der Signalphotonen überein und eine hohe Verstärkung ist zu erwarten. Aufgrund des hauptsächlichsten Betriebs der Diode in Durchlassrichtung musste der  $47\ \Omega$ -Widerstand nun für eine verbesserte Impedanzanpassung wieder seriell zur Diode verlötet werden. Zusätzlich kann über ein Bias-T eine negative Vorspannung angelegt werden, was zu einer erhöhten Absorption zwischen den Impulsen führt. Dadurch wird der Kontrast weiter verbessert. Im Experiment stellte sich die maximale Unterdrückung bei einer Biasspannung von  $-1\text{ V}$  ein. Dieser Wert ist geringer als die Biasspannung aus Abb. 2.21, da durch die geringere DE, bei der höheren Temperatur, das Verstärkungsmaximum nun näher an der Energie der Signalphotonen liegt. Insgesamt wurde somit zwischen  $U_1 = -1\text{ V}$  und  $U_2 = 2\text{ V}$  moduliert. Abbildung 2.25(a) zeigt die Impulsform

## Kapitel 2 Impulserzeugung mit variabler Impulslänge und Repetitionsrate



**Abbildung 2.25:** a) Zeitliche Impulsform für Impulse mit einer Länge von 2 ns und 6 ns. b) Mittlere Leistung als Funktion der Repetitionsrate. Aus den Geraden können die Untergrundleistung und der Kontrast bestimmt werden.

für Impulse mit einer Länge von 2 ns und 6 ns. Gemessen wurde wieder mit der Fotodiode und dem Oszilloskop. Die Einbrüche in der Leistung bei dem längeren Impuls sind auf die elektrische Impulsform zurückzuführen, die den gleichen Einbruch zeigte. Abbildung 2.25(b) zeigt die mittlere Leistung nach dem Modulator bei verschiedenen Repetitionsraten für die beiden Impulsdauern. Eine lineare Anpassung an die Messwerte erlaubt die Bestimmung der Impulsenergie  $E_p$ , der Spitzenleistung  $P_{peak}$ , des Untergrundes  $P_{ug}$  und des Kontrastes  $ER$ . Dabei gilt:

$$\begin{aligned}
 E_p &= m, \\
 P_{peak} &= E_p / \tau, && \text{(rechteckige Impulsform)} \\
 P_{peak} &= E_p / \tau \cdot 0,9394, && \text{(gaußförmige Impulsform)} \\
 P_{ug} &= y_0, \\
 ER &= 10 \cdot \log \left( \frac{P_{peak}}{P_{ug}} \right),
 \end{aligned} \tag{2.19}$$

wobei  $m$  die Steigung der Geraden,  $\tau$  die Impulsdauer und  $y_0$  den y-Achsenabschnitt darstellt. Bei der Bestimmung der Spitzenleistung wird bei einer Impulsdauer von 6 ns eine rechteckige Impulsform angenommen, bei einer Impulsdauer von 2 ns eine gaußförmige Impulsform. Der Kontrast beträgt dann bei beiden Impulsdauern annähernd  $ER = 48$  dB, was einer beträchtlichen Steigerung gegenüber dem Betrieb als Elektroabsorptionsmodulator mit  $ER = 40,7$  dB entspricht. Auch die Spitzenleistung erfuhr eine immense Steigerung von 3,39 mW auf 42,7 mW. Sogar die Anstiegszeit liegt nun mit 1,25 ns unter dem vorherigen Wert von 3,3 ns. Das bedeutet, dass die Wirkung der Induktivität, welche den Ladungsträgerfluss hemmt, geringer ist als die Wirkung der Kapazität, welche einer Änderung der Spannung entgegenwirkt. Eine weitere, starke Verringerung der Induktivität kann somit die Anstiegs-

zeit unter einen Wert von 1 ns reduzieren, was die Erzeugung von elektrisch einstellbaren ultrakurzen Impulsen im ps-Bereich mit sehr hohem Kontrast und hoher mittlerer Leistung ermöglicht. Wie dies erreichbar ist, wird im nächsten Abschnitt behandelt.

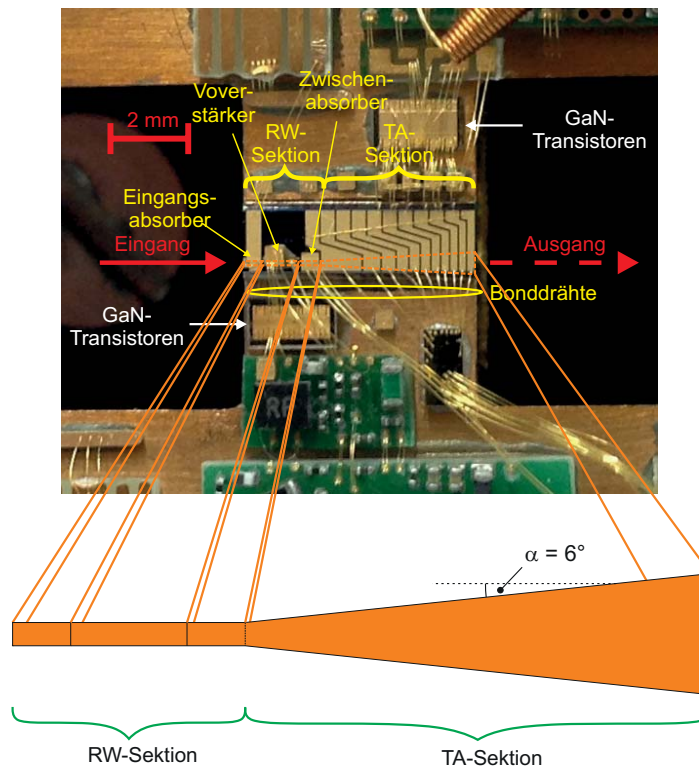
### 2.2.3 Ultraschnelle Modulation mit integrierter Verstärkung

Aufgrund der guten Ergebnisse im letzten Abschnitt wurde die Modulation durch Verstärkungsschaltung im weiteren Verlauf genauer untersucht. Dabei stand vor allem die weitere Verringerung der Anstiegszeit und die Steigerung der Ausgangsleistung im Vordergrund.

In allen vorherigen Aufbauten wurde versucht, die zu modulierende Diode mit geeigneten elektrischen Bauteilen an die Impedanz des Impulsgenerators und der Zuleitung ( $50\ \Omega$ ) anzupassen. Dadurch sollten Leitungsreflexionen minimiert werden, die die Impulsform verfälschen können. Allerdings ist neben einer optimalen Impedanzanpassung auch eine möglichst geringe Dämpfung von hohen Frequenzen in der Zuleitung wichtig. Durch diese Dämpfung vergrößert sich die Anstiegszeit einer Anfangs sehr steilen Flanke mehr und mehr. Die Dämpfung ist abhängig von der Leitungslänge, sodass kürzeste Anstiegszeiten nur erreicht werden, wenn Treiber und Verbraucher extrem nahe beieinander liegen. Aber auch wenn der verwendete Avalanchetransistor-Impulsgenerator durch geeignete Aufbautechnik entsprechend nahe zum Bauteil platziert werden könnte, wäre dieser für höhere Leistungen ungeeignet, da er lediglich einen maximalen Strom von 100 mA liefert, was zu wenig war für die weitere Erhöhung der optischen Ausgangsleistung.

Eine geeignete Alternative wurde beim Projektpartner FBH realisiert. Die Basis stellen *High-Electron-Mobility Transistoren* auf Basis von GaN (GaN-HEMT) dar, die eine sehr hohe Schaltfrequenz und gleichzeitig sehr hohe Ströme erlauben [85]. Mit diesem Aufbau waren Stromimpulse von bis zu 500 mA Spitzenstrom und einer Impulsbreite von wenigen 100 ps bis 1 ns möglich. In einer weiteren Ausbaustufe der Elektronik waren Spitzenströme von bis zu 20 A bei einer Impulsbreite von 2 ns bis 14 ns schaltbar.

Die Transistoren wurden mit einem Abstand von wenigen Millimetern direkt neben dem optischen Chip befestigt und über Bonddrähte an die aktive Zone angeschlossen. Dadurch wurden Dämpfungen hoher Frequenzen effizient minimiert. Um höhere optische Ausgangsleistungen zu erreichen, wurde der Modulator gemäß Abb. 2.26 erweitert. Neben dem zuvor schon verwendeten Einstreifen-Verstärker (RW-Sektion) wurde das Gesamtmodul um einen zusätzlichen *Tapered Amplifier* (TA-Sektion) erweitert [86, 87]. In dieser Sektion verbreitert sich die Lasermode trapezförmig unter einem Winkel von  $6^\circ$ , was aufgrund des resultierenden, vergrößerten lateralen Wellenleiterquerschnitts eine höhere Ausgangsleistung ermöglicht. Die Lasermode wird dabei durch die Trapezform der elektrischen Kontaktierung bestimmt (*gain-guiding*). Die langsame, kontinuierliche Verbreiterung sorgt für eine möglichst gleichbleibende, sehr gute Strahlqualität [88, 89]. Das Gesamtmodul war insgesamt 6 mm lang, wobei auf die erste Sektion 2 mm entfielen und auf die zweite Sektion 4 mm. Die RW-Sektion war durch separate Kontaktierung in drei Untersektionen unterteilt. Die erste Untersektion mit einer Länge

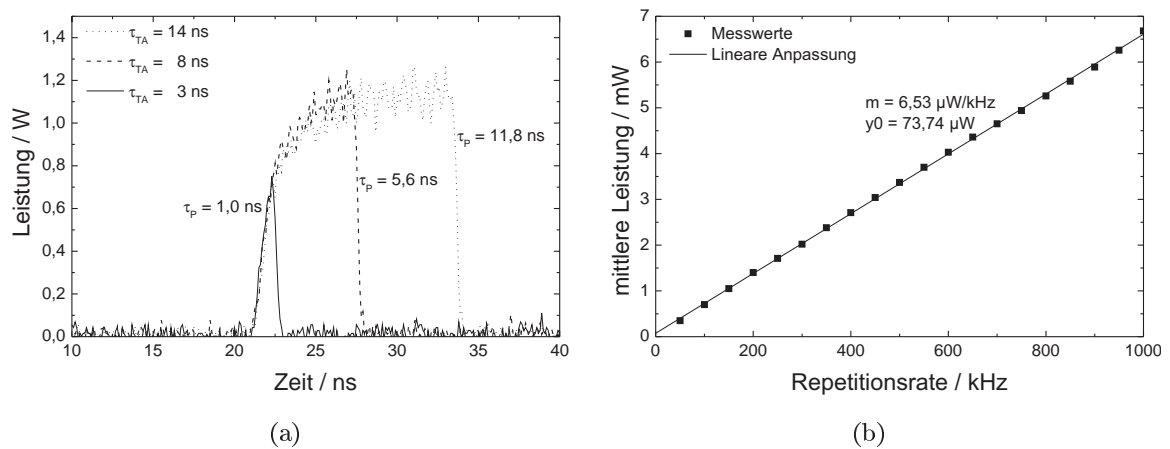


**Abbildung 2.26:** Aufbau des mehrstufigen Modulators. Der Modulator besteht aus einer dreiteiligen Vorverstärkersektion (RW-Sektion, s. Text) und einer Leistungsendstufe (TA-Sektion). GaN-Transistoren steuern die Sektionen getrennt voneinander an und können so Impulse aus einem kontinuierlichen Laserstrahl ausschneiden.

von  $500\ \mu\text{m}$  stellte einen Eingangsabsorber dar um eine eventuell zu hoch gewählte Eingangsleistung zu reduzieren und ein Ausbleichen der folgenden Sektionen zu verhindern. Die zweite Sektion stellte den eigentlichen, gepulst betriebenen Vorverstärker dar und hatte eine Länge von  $1\ \text{mm}$ . Um eine möglichst hohe Unterdrückung zwischen den Impulsen zu erreichen wurde diese Sektion wieder mit einer Biasspannung von  $-1\ \text{V}$  betrieben. Die dritte Sektion war ebenfalls ein  $500\ \mu\text{m}$  langer Absorber und verhinderte, dass rückwärtslaufende ASE aus der TA-Sektion den Vorverstärker ausbleicht. Zur Ansteuerung der Sektionen kamen die erwähnten GaN-Transistoren zum Einsatz, d. h. der Vorverstärker konnte mit bis zu  $500\ \text{mA}$  und die TA-Sektion mit bis zu  $20\ \text{A}$  Spitzenstrom betrieben werden. Durch die ultrakurze Anregung der unterschiedlichen Sektionen werden somit in Verbindung mit einer kontinuierlichen optischen Leistungseinkopplung einstellbare Impulsdauern im unteren ns- oder sub-ns-Bereich möglich.

Durch eine leicht modifizierte elektrische Ansteuerung war es auch möglich die RW-Sektion mit einem kontinuierlichen Strom in Durchlassrichtung zu betreiben und nur die Leistungsendstufe mit Stromimpulsen zu beaufschlagen. Die Leerlaufabsorption in der TA-Sektion reichte dabei, wie im weiteren beschrieben, aus um den Eingangsstrahl, trotz der Vorverstärkung in

## 2.2 Halbleiter-Modulator-Konzepte zur Realisierung von variablen Impulsdauern



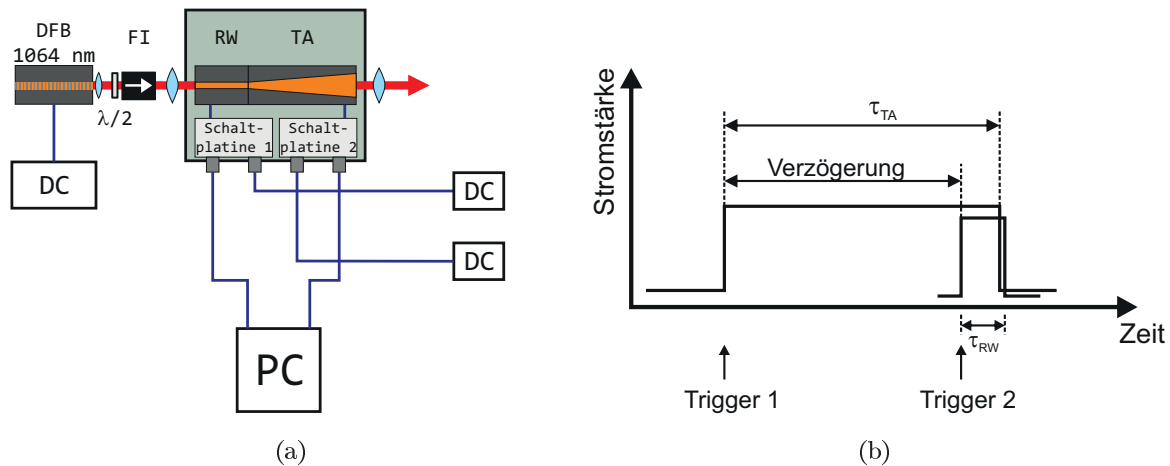
**Abbildung 2.27:** a) Optische Impulserzeugung durch schnelle Strommodulation der TA-Sektion. (b) Ausgangsleistung als Funktion der Repetitionsrate bei einer TA-Pumpstromdauer von 8 ns (optische Impulsbreite: 5,6 ns).

der RW-Sektion, in hohem Maße zu unterdrücken. Durch die Modulation des TA-Stroms waren Impulse mit zeitlichen FWHM-Breiten im einstelligen ns-Bereich möglich. Eine variable Spannung ermöglichte die Einstellung der Stromimpulsbreite zwischen etwa 2 ns und 14 ns.

Abbildung 2.27(a) zeigt den zeitlichen Verlauf der optischen Impulse für unterschiedliche Pumpimpulsdauern. Die Eingangsleistung betrug 20 mW, die RW-Sektion wurde kontinuierlich mit 200 mA betrieben. Der maximale Spitzenstrom an der TA-Sektion war in diesem Beispiel 10 A. Dieser Wert ergab sich aus der Limitierung des mittleren Stromes am Transistor auf 150 mA aufgrund der auftretenden elektrischen Verlustleistung und der damit einhergehenden Aufheizung der Komponente. Beim Betrieb musste sichergestellt sein, dass das Produkt aus Maximalstrom und Tastverhältnis unterhalb dieses Wertes blieb.

Ein Pumpimpuls mit einer Länge von 3 ns resultierte in einem optischen Impuls von 1 ns FWHM-Breite. Die Ursache dieser Zeitdifferenz ist u. a. im Inversionsaufbau innerhalb der TA-Sektion begründet. Außerdem sind vermutlich noch Restinduktivitäten vorhanden, die die Anstiegszeit vergrößern. Auch die Kapazität der recht großen Sektion spielt vermutlich eine Rolle. Zum Aufbau einer Inversion war somit eine minimale Pumpdauer von 2 ns nötig. Die Anstiegszeit der optischen Impulse liegt im Bereich von etwa 4,5 ns, ist also etwas länger als bei den Modulatoren, die im vorherigen Abschnitt beschrieben wurden. Trotzdem ist dies ein ausgezeichneter Wert, da hier im Gegensatz zum vorherigen Abschnitt ein sehr großer Strom von 10 A geschaltet wird. In Abb. 2.27(b) ist die mittlere Ausgangsleistung nach dem Modulator als Funktion der Repetitionsrate gezeigt. Die Pumpimpulsdauer war in diesem Beispiel 8 ns, was einer optischen Impulsdauer von 5,6 ns entsprach. Analog zu Abb. 2.25 erlauben die Gleichungen (2.19) die Bestimmung des Kontrastes der Impulse. Aus der Steigung der Geraden, dem y-Achsenabschnitt und der optischen Impulsdauer ergibt sich ein Kontrast von  $ER = 42,0$  dB, wobei näherungsweise eine rechteckige Impulsform angenommen wurde.





**Abbildung 2.28:** a) Ansteuerung der beiden Sektionen durch Delay-Generator-PCI-Karte. b) Zeitlicher Ablauf der Triggersignale und Pumpströme in den Sektionen.

Dieser Wert ist geringer als im vorherigen Abschnitt, was damit zusammenhängt, dass das Eingangssignal in der RW-Sektion eine kontinuierliche Vorverstärkung erfährt und somit die TA-Sektion zwischen den Impulsen eine bedeutend höhere Leistung absorbieren muss. Die Spitzenleistung steigerte sich durch die Verwendung der TA-Geometrie und der erhöhten elektrischen Stromzufuhr durch die GaN-Transistoren von ursprünglich 42,7 mW auf etwa 1,2 W. Dies erlaubt eine sehr effiziente Nachverstärkung.

Um noch kürzere Impulse zu erhalten wurde nun zusätzlich zur TA-Sektion auch die RW-Sektion gepulst betrieben. Diese Sektion war bereits bei bedeutend geringeren Strömen transparent bzw. lieferte Verstärkung, weshalb die Transistorschaltung mit der ps-Torbreite als Ansteuerung diente. Die Schaltung konnte Torbreiten mit maximal 1 ns Länge liefern, wodurch die resultierende optische Impulsdauer ebenfalls auf diesen Wert limitiert war. Der maximale Pumpstrom wurde in dieser Sektion zu 400 mA gewählt. Die untere Grenze der Impulsdauer war durch die Anstiegszeit der Stromimpulse gegeben. Wie im vorigen Absatz diskutiert und in Abb. 2.27(a) deutlich zu sehen, liegt die vollständige Inversion bzw. Verstärkung in der TA-Sektion erst nach einigen Nanosekunden vor. Um die ausgeschnittenen ps-Impulse aus der RW-Sektion optimal zu verstärken muss daher der Pumpstrom in der TA-Sektion entsprechend früher eingeschaltet werden. Die Ansteuerung erfolgte mit einer Delay-Generator-PCI-Karte (BME - Bergmann Messgeräte Entwicklung KG), die die jeweiligen Sektionen getrennt voneinander und mit einstellbarer Verzögerung triggerte.

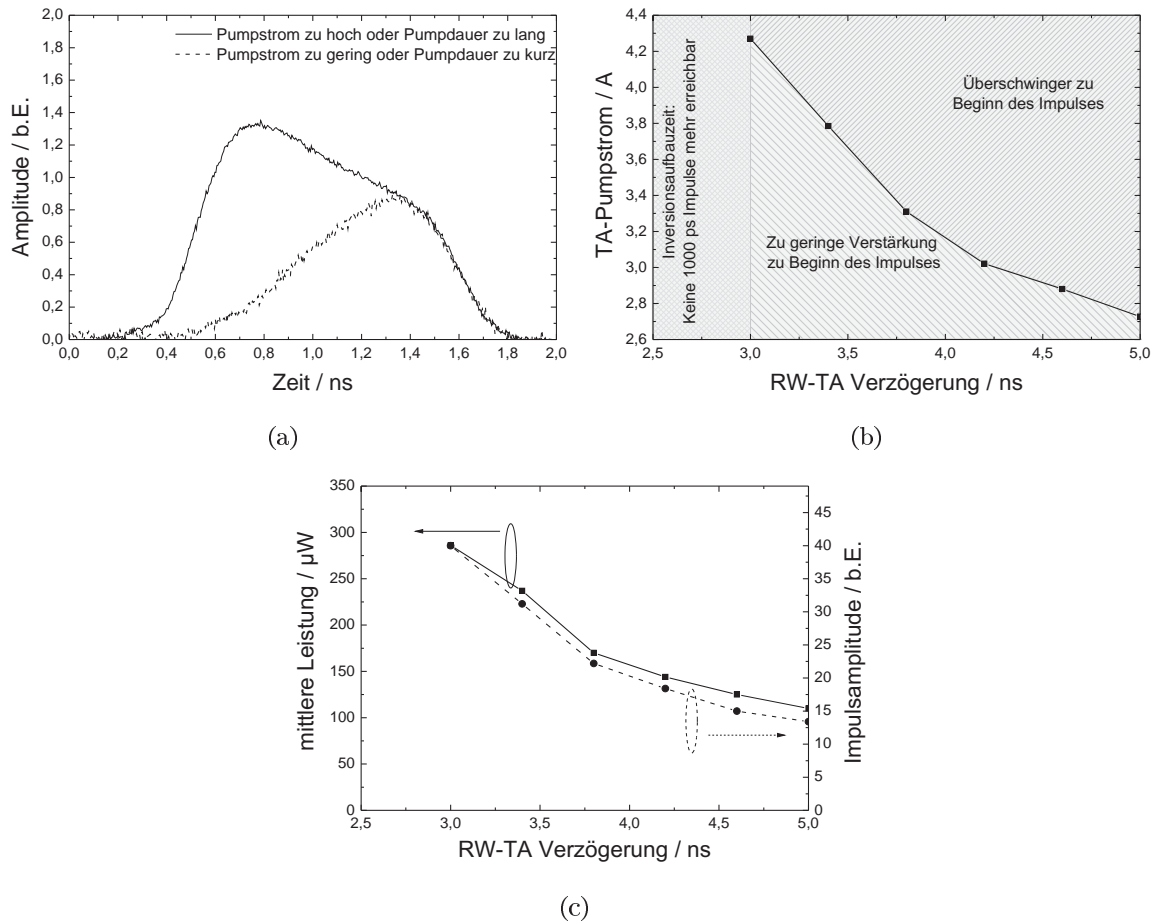
Abbildung 2.28 zeigt schematisch den Aufbau und den zeitlichen Verlauf der Stromstärken. Mit dem ersten Triggervorgang startet der Pumpstrom in der TA-Sektion mit einer einstellbaren Dauer von  $\tau_{TA}$ . Nach einer gewissen Verzögerung startet ein zweiter Trigger den Pumpvorgang der RW-Sektion mit einer Länge von  $\tau_{RW}$ . Die transmittierte Leistung nach der RW-Sektion erfährt dadurch in der TA-Sektion eine weitere Verstärkung und bildet den optischen Impuls aus. Die hintere Flanke des optischen Impulses wurde durch das Ab-

schalten des TA-Pumpstromes definiert. Durch die Variation von  $\tau_{TA}$  war so die Variation der Impulsdauer möglich. Die Pumpdauer  $\tau_{RW}$  blieb konstant auf  $\tau_{RW} = 1$  ns. Dies hatte den Vorteil, dass mit Ende des optischen Impulses auch die Verstärkung in der TA-Sektion komplett erlosch. Ein längerer Betrieb der TA-Sektion über die Impulsdauer der RW-Sektion hinaus würde zu unerwünschter ASE führen, die den zeitlich gemittelten Kontrast nach dem Modulator verschlechterte. Ein Pumpen der RW-Sektion über die resultierende Impulsdauer hinaus liefert hingegen aufgrund der hohen Absorption in der TA-Sektion nur einen extrem geringen Untergrund und stellt daher kein weiteres Problem dar.

Die Wahl des maximalen Pumpstromes und der Verzögerung zeigen einen signifikanten Einfluss, vor allem auf die Form der längeren optischen Impulse mit 1 ns Impulsdauer (vgl. Abb. 2.29(a)). Bei einem zu hohen Strom oder einer zu großen Verzögerung steigt die Inversion in der TA-Sektion, aufgrund der zunächst fehlenden Eingangsleistung, immer weiter an. Die führende Flanke erfährt dadurch bei Eintreffen eine signifikant höhere Verstärkung als die nachlaufenden Flanke, da sich erst während des Impulstransits ein Gleichgewicht zwischen dem Inversionsaufbau durch den Pumpstrom und dem Inversionsabbau durch die stimulierte Emission einstellt. Bei zu geringem Pumpstrom oder zu kurzer Verzögerung hingegen hat die Inversion bei Eintreffen des Impulses noch nicht ihren endgültigen Wert erreicht, wodurch die führende Flanke eine geringere Verstärkung erfährt als die nachlaufenden Flanke. Für jede Verzögerung zwischen RW- und TA-Impuls ergibt sich ein optimaler Pumpstrom, für den eine konstante Verstärkung während des kompletten optischen Impulses vorliegt. Das jeweilige Optimum ist in Abb. 2.29(b) dargestellt. Bei einer Verringerung der Verzögerung unter einen Wert von 3 ns, konnten keine Impulse mehr mit einer Länge von 1000 ps erreicht werden. Die vordere Flanke wurde bei dieser Verzögerung auch bei sehr hohen Strömen nicht mehr ausreichend verstärkt. Der Grund ist die Inversionsaufbauzeit von mindestens 2 ns, die im Zuge der Beschreibung von Abb. 2.27(a) bestimmt wurde.

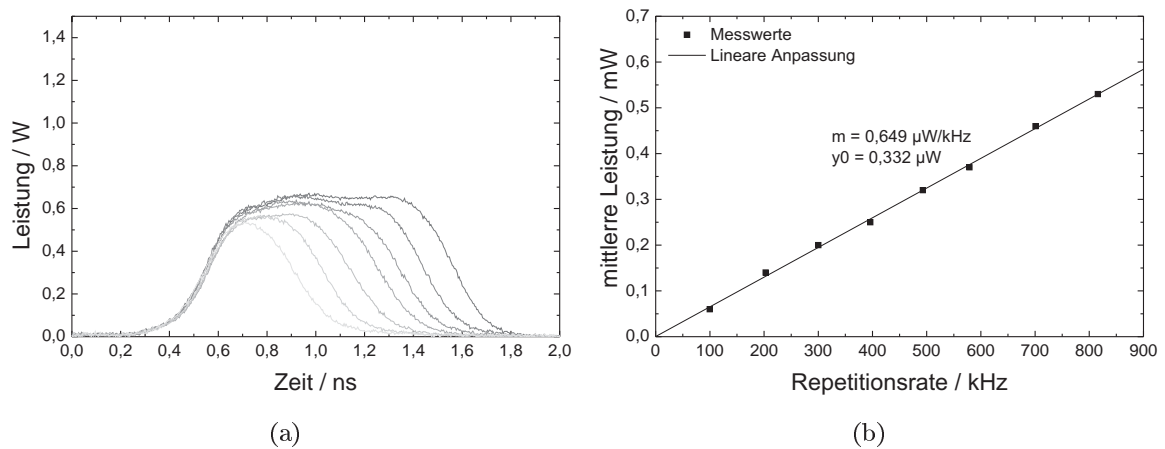
Der maximale Pumpstrom wurde gemäß Abb. 2.29(b) bei einer Einschaltverzögerung von 3 ns möglich und betrug 4,27 A. Die mittlere Ausgangsleistung war annähernd proportional zum maximalen Pumpstrom und ist in Abb. 2.29(c) dargestellt. Bei der Messung wurde eine Repetitionsrate von 500 kHz und eine Impulsdauer von 750 ps gewählt. Zusätzlich ist die Impulsamplitude, gemessen mit der Fotodiode und dem Oszilloskop, aufgetragen. Bei großen Einschaltverzögerungen sinkt die Amplitude stärker als die mittlere Leistung, was darauf zurückzuführen ist, dass durch das längere Pumpen der TA-Sektion bereits ein gewisser Anteil an Leistung in Form von ASE emittiert wird. Im weiteren Verlauf wurde daher eine Einschaltverzögerung von 3 ns gewählt.

Bei optimaler Wahl der Parameter konnten nun Impulse mit einer Länge von 400 ps bis 1000 ps erreicht werden, wobei die untere Grenze durch die Anstiegszeit der elektrischen Pumpimpulse gegeben war. Abbildung 2.30(a) zeigt Impulse in diesem Impulsdauerbereich mit jeweils 100 ps Abstand. Da der TA-Pumpstrom in dieser Realisierung von 10 A auf 4,27 A verringert werden musste, ist die Spitzenleistung der Impulse nun gegenüber Abb. 2.27 um



**Abbildung 2.29:** a) Impulsformung bei unpassenden Kombinationen:  $I_{TA} = 3,8 \text{ A}$ ,  $\Delta t = 4,0 \text{ ns}$  (durchgezogene Kurve),  $I_{TA} = 2,9 \text{ A}$ ,  $\Delta t = 3,4 \text{ ns}$  (gestrichelte Kurve). b) Optimale Kombination zwischen Pumpstrom und Einschaltverzögerung der Sektionen. c) Mittlere Leistung und Impulsamplitude bei unterschiedlichen Einschaltverzögerungen und entsprechenden TA-Pumpströmen. Repetitionsrate: 500 kHz, Impulsdauer: 750 ps.

## 2.2 Halbleiter-Modulator-Konzepte zur Realisierung von variablen Impulsdauern



**Abbildung 2.30:** a) Optische Impulse mit Impulslängen von 400 ps bis 1000 ps. b) Mittlere Leistung als Funktion der Repetitionsrate bei einer Impulsdauer von 1000 ps.

etwa 46 % herabgesetzt und beträgt etwa 650 mW. Abb. 2.30(b) zeigt die mittlere Leistung für eine Impulsdauer von 1000 ps als Funktion der Repetitionsrate. Durch die Steigung und den y-Achsenabschnitt ergibt sich gemäß Gl. (2.19), bei Annahme einer rechteckigen Impulsform, ein Kontrast von  $ER = 62,9$  dB, was gegenüber dem Betrieb aus Abb. 2.27(b) einer Verbesserung um den Faktor 130 entspricht. Die gepulste Anregung der RW-Sektion führt somit zu einer drastischen Verbesserung der Unterdrückung des kontinuierlichen Seedlasers. Die Impulsenergie beträgt 649 pJ.

Die externe Modulation stellt somit insgesamt eine äußerst geeignete Impulserzeugungsmethode für Impulse zwischen 400 ps und 12 ns dar. Dabei ist die Impulsdauer stufenlos einstellbar und auch die Repetitionsrate kann annähernd beliebig gewählt werden. Eine obere Limitierung bzgl. der Repetitionsrate ergibt sich aufgrund des bereits erwähnten Maximalstromes am TA-Treibertransistor auf  $\langle I \rangle = 150$  mA. Bei einem bestimmten Maximalstrom  $I_{TA}$  ist das Tastverhältnis (engl. *Duty Cycle*) limitiert auf  $DC = \langle I \rangle / I_{TA}$ . Der optimale Strom von 4,27 A erlaubt daher einen Duty Cycle von  $DC = 3,5$  %, was bei einer Pumpdauer von etwa 4,2 ns eine maximale Repetitionsrate von 8,4 MHz bedeutet. Dies ermöglicht im Bereich der Materialbearbeitung bereits sehr hohe Prozessgeschwindigkeiten [90, 91]. Beim Betrieb mit langen Impulsdauern reduziert sich entsprechend die maximal mögliche Repetitionsrate. Bei einer Pumpdauer der TA-Sektion von 14 ns und einem Maximalstrom von 10 A ergibt sich eine maximale Repetitionsrate von 1,1 MHz.

Wie bei der Gewinnschaltung ist auch hier die Inversion kurz nach jedem optischen Impuls wieder vollständig abgebaut, was eine variable Repetitionsrate während des Betriebs ohne Änderung der sonstigen Impulsparameter erlaubt. Prinzipiell ist auch eine dynamische Anpassung der Impulsdauer während der Bearbeitung denkbar um z. B. jeweils den optimalen Wert bei wechselnden Materialien oder bei wechselnden Qualitätsansprüchen einzustellen [15]. Um den erreichbaren Impulsdauerbereich noch weiter zu vergrößern, kann die DFB-Diode ne-



## Kapitel 2 Impulserzeugung mit variabler Impulslänge und Repetitionsrate

---

ben dem kontinuierlichen Betrieb auch mittels Gainswitching betrieben werden. Der Modulator wirkt dann bei entsprechender Triggerung als Verstärker. Die erreichbare Impulsdauer überspannt dann mehr als eine Größenordnung, von 55 ps bis 12 ns.

## 2.3 Passiv modengekoppelte Impulse mit flexibler Repetitionsrate

Für die Erzeugung von sehr kurzen Impulsen im Bereich von 10 ps bietet sich die passive Modenkopplung an. Kantenemittierende Diodenlaser weisen dazu einige äußerst passende Eigenschaften auf. Zum Beispiel ermöglicht das typischerweise sehr breite Verstärkungsspektrum die Erzeugung von Impulsdauern bis zu wenigen 100 fs [92,93]. Durch eine Einschränkung des Verstärkungsspektrums mit Hilfe von resonatorinternen Gittern (vgl. Abschn. 2.1.3) wird aber auch die Erzeugung von definierten ps-Impulsen mit sehr guter spektraler Stabilität ermöglicht. Weiterhin führt die optische Wellenleitung zu einer sehr guten Strahlqualität. Zuletzt ergibt sich bei monolithischer Realisierung des Resonators eine extrem miniaturisierte und robuste Strahlquelle, bei der keinerlei Justage oder Wartung notwendig ist.

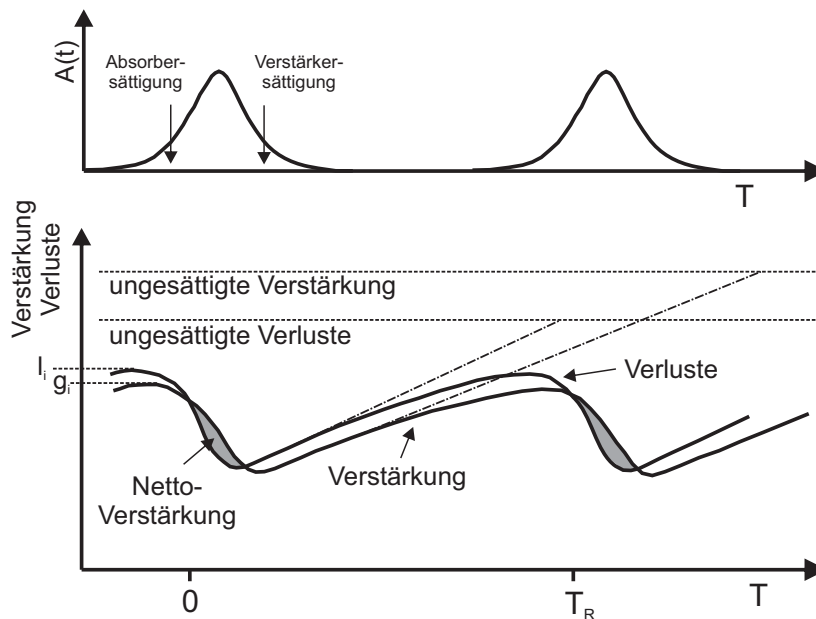
Für Anwendungen in der Materialbearbeitung ergeben sich aufgrund der relativ kurzen Bauform der Komponenten und der resultierenden hohen Repetitionsrate im GHz-Bereich allerdings auch Nachteile. Zum einen würde bei einer direkten Verstärkung auf eine bestimmte mittlere Leistung, in einem geeigneten linearen Verstärker, nur eine begrenzte Impulsenergie erreicht. Zum anderen können Impulse mit einer Repetitionsrate im GHz-Bereich mit keinem derzeitigen Scanner ausreichend schnell und sinnvoll auf einem Werkstück verteilt werden. In diesem Abschnitt soll daher, neben der Erzeugung von modengekoppelter Strahlung aus kantenemittierenden Diodenlasern, auch eine Möglichkeit zur Flexibilisierung der Repetitionsrate durch ultraschnelle Modulation (*Pulspicking*) vorgestellt werden. Zunächst werden jedoch die Grundlagen der passiven Modenkopplung in Diodenlasern zusammengefasst.

### 2.3.1 Grundlagen der passiven Modenkopplung in Diodenlasern

Bei der passiven Modenkopplung läuft ein Impuls in einem Resonator kontinuierlich um, wobei in der Regel einmal pro Umlauf ein Teil der Leistung an einem teildurchlässigen Spiegel ausgekoppelt wird. Um diesen Betriebszustand zu erreichen muss ein geeigneter sättigbarer Absorber im Resonator eingebracht sein [94–98]. Die sättigbare Absorption induziert eine intensitätsabhängige Änderung der Verluste, wodurch anfängliche Intensitätsspitzen eine erhöhte Nettoverstärkung erfahren. Im Idealfall setzt sich eine dieser Intensitätsspitzen nach einer gewissen Anzahl von Umläufen gegen alle anderen durch und bildet schließlich den optischen Impuls. Im stabilen Betrieb halten sich die impulsverkürzenden Prozesse durch die sättigbare Absorption und die impulsverbreiternden Prozesse, wie z. B. die Bandbreite-Limitierung der Verstärkung oder die Dispersion, die Waage. Der entstehende Impulszug kann beschrieben werden durch

$$E(t) = A(t) \exp(i\omega_0 t + i\varphi(t)). \quad (2.20)$$

Dabei ist  $A(t)$  die, im Vergleich zum E-Feld, langsame zeitliche Einhüllende des Impulszuges. Der zeitliche Abstand der Impulse entspricht jeweils der Resonatorraumlaufzeit  $T_R$ .  $\varphi(t)$  ist eine zusätzliche, zeitabhängige Phase und beschreibt einen möglichen *Chirp* [99].

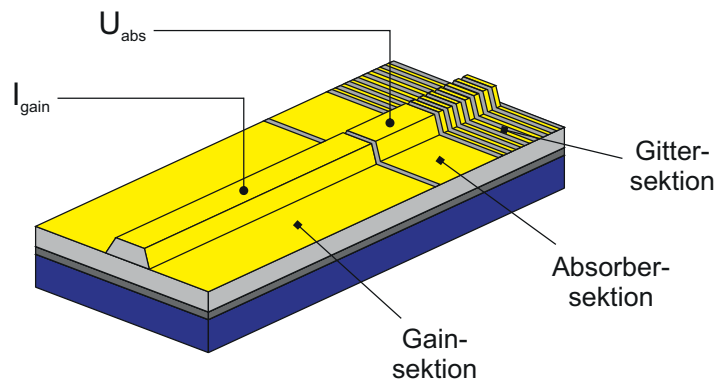


**Abbildung 2.31:** Passive Modenkopplung mit Hilfe eines langsamen sättigbaren Absorbers [97].

Die Fouriertransformation des Impulszuges erlaubt die Zerlegung in seine spektralen Anteile. Es ergibt sich ein Kamm von äquidistanten Moden mit einem Abstand von jeweils  $\Delta\omega = 2\pi/T_R$ . Die Einhüllende der spektralen Verteilung entspricht der Fouriertransformation von  $A(t)$ . Zwischen allen jeweils benachbarten Moden besteht eine konstante Phasenbeziehung, was die Bezeichnung *Modenkopplung* prägte.

Es werden prinzipiell zwei Absorbertypen unterschieden. Schnelle Absorber [95] weisen eine im Vergleich zur Impulsdauer kürzere Relaxationszeit auf, reagieren also nahezu instantan auf den einfallenden Impuls. Ein Beispiel ist die Kerr-Linsen-Modenkopplung (KLM) in Titan:Saphir-Lasern [100–102] oder die Modenkopplung durch sättigbare Halbleiter-Absorberspiegel (SESAM) in diodengepumpten Festkörperlaser [103,104]. Schnelle Absorber reagieren so schnell, dass sie sowohl die führende als auch die nachfolgende Flanke formen.

Langsame Absorber [94] erreichen hingegen nach dem Ausbleichen durch einen intensiven optischen Impuls nur langsam wieder ihre volle Absorption. Bei kantenemittierenden Diodenlasern stellen die verwendeten Absorber langsame Absorber dar [105]. Durch die im Vergleich zur Impulsdauer langsame Relaxation, würde sich der Impuls allerdings ohne weitere dynamische Prozesse immer weiter nach hinten verlängern und dadurch keinen stationären Zustand erreichen. Eine notwendige Bedingung für Modenkopplung mit langsamen sättigbaren Absorbern ist daher, dass zusätzlich eine Verstärkungssättigung auftritt. Dies wurde zuerst von New entdeckt [106]. Die theoretische Beschreibung wurde anschließend vor allem durch Haus [94,96,97,107] und andere [108–110] immer weiter optimiert. Die zeitliche Dynamik des Gesamtprozesses ist schematisch in Abb. 2.31 dargestellt. Die führende Flanke eines jeden Impulses erfährt eine Abschwächung durch den Absorber, sättigt diesen aber im weiteren Verlauf.



**Abbildung 2.32:** Schematischer Aufbau der in dieser Arbeit verwendeten dreifach sektionierten DBR-Laserdioden.

Die nachfolgende Flanke erfährt Verluste aufgrund der Verstärkungssättigung. Bis zum nächsten Eintreffen des Impulses nach der Resonatorumlaufzeit  $T_R$  erholen sich die Verstärkung und die Absorption zum Teil, und der Prozess beginnt erneut.

Anhand von Abb. 2.31 werden drei wichtige Bedingungen sichtbar. Zunächst muss für eine selbststartende Modenkopplung die ungesättigte Verstärkung größer als der ungesättigte Verlust sein. Zusätzlich muss die Relaxationszeit des Absorbers kürzer als die Relaxationszeit der Verstärkung sein. Nur so liegt bei Eintreffen des Impulses die anfängliche Absorption  $l_i$  über der anfänglichen Verstärkung  $g_i$ , und die führende Flanke erfährt eine Abschwächung. Als letztes muss die Sättigungsenergie des Absorbers geringer sein als die des Verstärkungsmediums, da nur so eine Nettoverstärkung für die Impulsspitze und eine Absorption für die nachlaufende Impulsflanke erreicht wird.

Die in dieser Arbeit für die Modenkopplung verwendeten kantenemittierenden Diodenlaser bestanden aus 3 Sektionen (Abb. 2.32). Dabei sorgt die Gainsektion durch einen Strom in Durchlassrichtung für Verstärkung. Die Absorbersektion liefert durch eine Spannung in Gegenrichtung die sättigbare Absorption (vgl. Abschn. 2.2.1.1). Ein DBR-Gitter sorgt für spektral selektive Rückkopplung am hinteren Ende der Komponente (vgl. Abschn. 2.1.3). Das Gitter legt zum einen die Zentralwellenlänge der emittierten Impulse fest, zum anderen schränkt es die spektrale Bandbreite ein, die in Diodenlasern typischerweise mehrere Nanometer beträgt. Die Festlegung der Wellenlänge ist nötig um die spektralen Anforderungen des nachfolgenden Verstärkers zu erfüllen (vgl. Abschn. 3.2.2). Die Einschränkung der spektralen Breite ist nötig um den Chirp der Impulse zu verringern und die spektrale Leistungsdichte zu erhöhen. Dies begünstigt Prozesse wie z.B. die nichtlineare Frequenzkonversion. Bei Komponenten ohne Gitter entsteht der Chirp vor allem durch die starke Kopplung zwischen Ladungsträgerdichte und Brechungsindex im Halbleitermaterial [58]. Beim Impulstransit durch die aktive Zone reduziert sich dort die Ladungsträgerdichte durch stimulierte Emission, was mit einer Erhöhung bzw. einer schnellen Änderung des Brechungsindex einhergeht. Dies führt zu starker Selbstphasenmodulation und resultiert u. a. in einer Verbreiterung des Spektrums. Die uner-



wünschten Frequenzanteile am Rand des Spektrums werden am Gitter nicht reflektiert, was wieder eine schmale Emissionbandbreite zur Folge hat. Die Reflexion an einem DBR-Gitter prägt den Impulsen im Allgemeinen eine zusätzliche frequenzabhängige Phase auf. Diese ist allerdings für nicht allzu lange Gitter linear und erzeugt damit keine Impulsverbreiterung [60].

Die für die Modenkopplung wichtigen Parameter, die *Relaxationszeit* und die *Sättigungsenergie* des Absorbers und des Verstärkungsmediums, werden folgendermaßen beeinflusst:

### Relaxationszeit

Durch eine Gegenspannung am Absorber verkippen die QW-Niveaus in der aktiven Zone gemäß Abb. 2.15, wodurch die durch Absorption ins Leitungsband gehobenen Ladungsträger ab einer gewissen Spannung aus dem Quantenfilmen heraus tunneln können (*carrier sweep-out*) [111]. Der Betrag der Gegenspannung bestimmt dabei die *sweep-out time* und damit die Relaxationszeit des Absorbers. Die Relaxationszeit liegt typischerweise im Bereich von mehreren 10 ps [105, 112].

Die Relaxationszeit des Verstärkungsmediums liegt im Bereich von 0,2 ns bis 1 ns [110] und ist gegeben durch die Ladungsträgertransportzeit durch die p- und n- Schicht der aktiven Zone und der Lebensdauer des oberen Laserniveaus.

### Sättigungsenergie

Die Sättigungsenergie ist gegeben durch [105]

$$E_{sat} = \frac{h\nu A}{\partial g / \partial N}, \quad (2.21)$$

mit der Photonenenergie  $h\nu$ , dem Modenquerschnitt  $A$ , der differentiellen Verstärkung  $\partial g / \partial N$  und der Ladungsträgerdichte  $N$ . Der Modenquerschnitt ist durch die Wellenführung in Gain- und Absorbersektion identisch. Die differentielle Verstärkung sinkt allerdings mit steigender Ladungsträgerdichte gemäß  $\partial g / \partial N \approx g_0 / N$  [60], womit sich für die Gainsektion, in der eine bedeutend höhere Ladungsträgerdichte vorliegt, prinzipiell eine größere Sättigungsenergie ergibt. Die Sättigungsenergie der Gainsektion liegt im Bereich weniger 10 pJ [60], die der Absorbersektion weit darunter.

Somit sind die notwendigen Anforderungen an die passive Modenkopplung, das Verhältnis der Relaxationszeiten und Sättigungsenergien zwischen Absorber und Verstärkungsmedium, bereits intrinsisch erfüllt. Trotzdem ist für eine stabile Modenkopplung eine genaue Anpassung von Absorberspannung und Gainstrom nötig. Bei einem zu hohen Strom etwa, steigt die resonatorinterne Leistung auf Werte, ab denen der Absorber permanent gesättigt ist. In diesem Fall entstehen keine kurzen Impulse mehr. Aber auch schon bei moderater Überhöhung des Stromes kann es z.B. zur Ausbildung mehrerer Impulse im Resonator kommen. Der hohe Strom ermöglicht dann bereits vor Eintreffen des umlaufenden Impulses ein weiteres Fenster der positiven Nettoverstärkung, die Repetitionsrate verdoppelt sich dadurch [113, 114].

**Tabelle 2.2:** Eigenschaften der verwendeten 3-Sektions-DBR-Diodenlaser für die Modenkopplung.

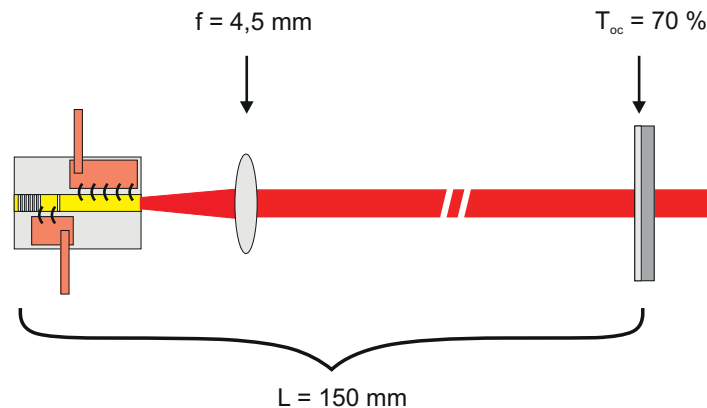
Parameter	Charge 1	Charge 2
Verstärkung	InGaAs DQW	InGaAs DQW
Dicke QW	7 nm	7 nm
Vertikale Wellenleiterausdehnung	n-Wellenl. 1,8 $\mu\text{m}$	n-Wellenl. 4,0 $\mu\text{m}$
	p-Wellenl. 1,8 $\mu\text{m}$	p-Wellenl. 2,5 $\mu\text{m}$
Laterale Wellenleiterausdehnung	5 $\mu\text{m}$	5 $\mu\text{m}$
Verstärkungsmaximum	1061 nm	1050 nm
Länge Gainsektion	1300 $\mu\text{m}$	1400 $\mu\text{m}$
Länge Absorbersektion	100 $\mu\text{m}$	100 $\mu\text{m}$
Länge DBR-Sektion	200 $\mu\text{m}$	500 $\mu\text{m}$
Designwellenlänge DBR-Sektion	1064 nm	1060 nm, 1062 nm, 1064 nm
Koppelkoeffizient	40 $\text{cm}^{-1}$	27 $\text{cm}^{-1}$

Weiterhin ist zu beachten, dass die Gegenspannung am Absorber gemäß Abb. 2.18 auch eine simultane Rotverschiebung der Absorptionsbandkante bewirkt. Dies hat Einfluss auf die Sättigungsenergie, da sich die differentielle Verstärkung mit Variation der Wellenlänge ändert. Eine unabhängige Optimierung von Relaxationszeit und Sättigungsenergie des Absorbers ist somit nicht möglich. Bereits bei der Herstellung der Komponenten muss daher darauf geachtet werden, dass die DBR-Wellenlänge in einem optimalen Abstand auf der langwelligen Seite des Verstärkungsmaximums liegt. Nur so ist gewährleistet, dass nach der Rotverschiebung eine optimale Sättigungsenergie vorliegt [115].

Einen weiteren wichtigen Einfluss auf die Sättigungsdynamik hat die Reflektivität der DBR-Sektion. Da ein optischer Impuls mit einer zeitlichen Länge von 10 ps im Halbleitermaterial einer räumliche Länge von etwa 900  $\mu\text{m}$  entspricht, kann der Absorber zwischen dem hinlaufenden und dem rücklaufenden Impuls nicht unterscheiden. Die Sektion „sieht“ nur einen einzigen Impuls. Da der Betrag der Reflektivität die reflektierte Impulsenergie beeinflusst, sorgt eine hohe Reflektivität daher für eine stärkere Sättigung des Absorbers.

### 2.3.2 Modenkopplung in 3-Sektions-DBR-Diodenlasern

Die verwendeten Diodenlaserkomponenten wurden vom Projektpartner FBH gefertigt. Es standen Komponenten aus zwei unterschiedlichen Chargen zur Verfügung. Tabelle 2.2 fasst die wichtigsten Eigenschaften der Komponenten zusammen. Die aktive Zone bildete jeweils ein InGaAs-Doppelquantenfilm. Bei den Komponenten der ersten Charge lag das Verstärkungsmaximum bei etwa 1061 nm. Die Gainsektion hatte eine Länge von 1300  $\mu\text{m}$ , die Absorberlänge betrug 100  $\mu\text{m}$ , die DBR-Sektion war 200  $\mu\text{m}$  lang. Der Koppelkoeffizient der DBR-Sektion betrug  $\kappa = 40 \text{ cm}^{-1}$ , womit sich eine maximale Gitter-Reflektivität von etwa  $R_1 = 44 \%$  bei



**Abbildung 2.33:** Aufbau der 3-Sektions-DBR-Laser im externen Resonator.

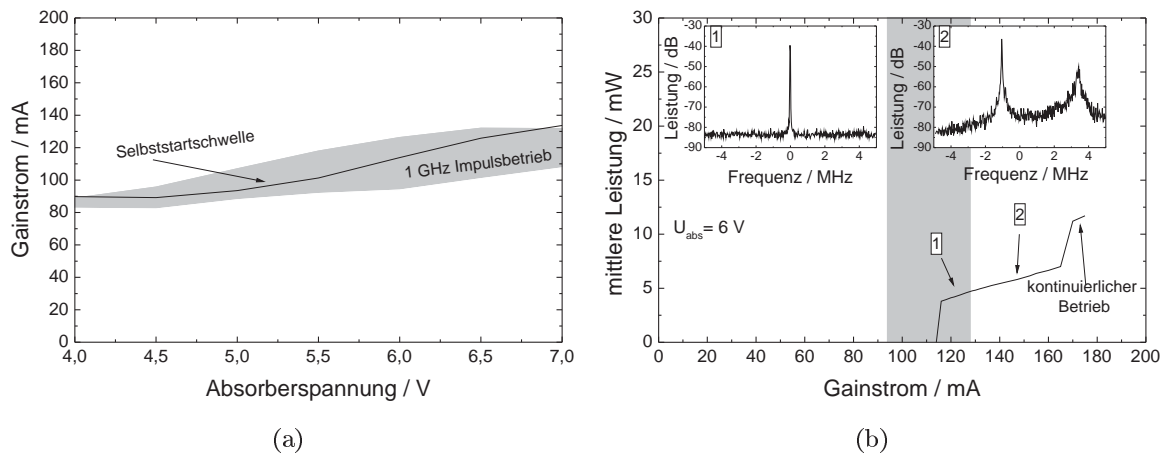
einer spektralen Breite von  $\Delta\lambda_1 = 0,85 \text{ nm}$  ergab (vgl. Abb. 2.5). Die Wellenleiterbreite betrug  $5 \mu\text{m}$ , die Höhe  $3,6 \mu\text{m}$ , wobei die vertikale Wellenleiterausdehnung symmetrisch zwischen n- und p-Gebiet lag. Bei der zweiten Charge lag das Verstärkungsmaximum bei etwa  $1050 \text{ nm}$ . Die Länge der Gain-, Absorber- und DBR-Sektion war jeweils  $1400 \mu\text{m}$ ,  $100 \mu\text{m}$  und  $500 \mu\text{m}$ . Die Breite und Höhe des Wellenleiters war  $5 \mu\text{m}$  und  $6,5 \mu\text{m}$ , wobei die vertikale Ausdehnung asymmetrische im n- und p-Gebiet verteilt war. Der Koppelkoeffizient des Gitters lag bei diesen Komponenten bei  $\kappa = 27 \text{ cm}^{-1}$ , womit sich rechnerisch eine Reflektivität von  $R_2 = 76 \%$  bei einer spektralen Breite von  $\Delta\lambda_2 = 0,44 \text{ nm}$  ergab. Durch die stärkere spektrale Einengung sollten die Komponenten der zweiten Charge etwas längere Impulse emittieren.

Zur Halterung wurde wieder ein C-Mount verwendet (vgl. Abb. 2.7) wobei nun zwei Föhnchen die Zuführung von Injektionsstrom und Absorberspannung sicherstellten. Die vordere Facette der Laserdioden war jeweils mit einer Anti-Reflex-Beschichtung versehen um die Ausbildung eines Resonators im optischen Chip zu verhindern. Den Injektionsstrom stellte ein Stromcontroller von Thorlabs (LDC205C) bereit. Der Maximalstrom betrug  $500 \text{ mA}$ . Für den Betrieb des Absorbers kam eine in unserer Arbeitsgruppe von T. Ulm [92] selbstentwickelte, batteriebetriebene Konstantspannungsquelle zum Einsatz, die eine Einkopplung von Netzstörungen verhinderte. Die Maximalspannung betrug  $9 \text{ V}$ .

Der kritische Parameter bei allen verwendeten Lasern war die Lage der Emissionswellenlänge, die durch das Design des DBR-Gitters festgelegt wurde. Die Emissionswellenlänge musste genau mit dem Verstärkungsmaximum von  $\text{Nd:YVO}_4$  übereinstimmen um eine effiziente Verstärkung sicherzustellen. Bei der ersten Charge basierte die Herstellung der Gitter auf holographischer Belichtung, weshalb hier nur eine Gitterperiode zur Verfügung stand. Die Herstellung der Gitter der zweiten Charge basierte auf der flexibleren Elektronenstrahlolithografie, sodass hier drei Designwellenlängen verfügbar waren.

Bei allen folgenden Experimenten wurde durch eine externe Verlängerung des Resonators eine Repetitionsrate von  $1 \text{ GHz}$  realisiert um die Anforderungen an den nachgeschalteten Modulator bezüglich Schaltzeit und Kontrast zu reduzieren. Eine weitere Reduktion der Re-

## 2.3 Passiv modengekoppelte Impulse mit flexibler Repetitionsrate



**Abbildung 2.34:** a) Bereich der 1 GHz Impulsemission in Abhängigkeit von Absorberspannung und Gainstrom für Charge 1. b) Mittlere Leistung bei Variation des Gainstromes für eine Absorberspannung von 6 V. Für die markierten Bereiche „1“ und „2“ ist als Einsatz das HF-Spektrum in der Nähe des fünften Maximums bei 5 GHz gezeigt.

petitionsrate auf Werte weit unter 1 GHz ist aufgrund der Relaxationszeit der Verstärkung nicht möglich. Ist die Umlaufzeit der Impulse länger als die Relaxationszeit bildet sich typischerweise ein zweiter, synchron umlaufender Impuls aus, der die überschüssige Verstärkung abbaut und die effektive Repetitionsrate wieder erhöht. Der Strahl aus dem Wellenleiter wurde durch eine asphärische Linse mit einer Brennweite von  $f = 4,5$  mm kollimiert und durch einen breitbandigen, dielektrischen Spiegel mit einer Auskopplung von  $T_{oc} = 70\%$  zurückgekoppelt (vgl. Abb. 2.33). Die Resonatorlänge betrug 150 mm.

Um mit den beschriebenen Komponenten Impulsbetrieb zu erreichen, müssen gemäß Abschn. 2.3.1 Kombinationen zwischen Gainstrom und Absorberspannung gefunden werden, bei denen die Sättigungsenergie und die Relaxationszeit von Verstärkung und Absorption eine stabile Modenkopplung ermöglichen. Abbildung 2.34(a) zeigt die Charakterisierung dieses zweidimensionalen Parameterfeldes für Komponenten der ersten Charge. Die Absorberspannungen wurde zwischen 4 V und 7 V, der Gainstrom zwischen 0 mA und 200 mA variiert. Die schwarze Linie stellt die Laserschwelle dar, d. h. den Gainstrom ab der die Lasertätigkeit bei Erhöhung des Stromes selbstständig startet. Im weiteren Verlauf wird diese Schwelle als Selbststartschwelle bezeichnet. Gemäß Abb. 2.31 steigt ab diesem Injektionsstrom die ungesättigte Verstärkung über den Wert der ungesättigten Verluste. Die Schraffur markiert die Parameterkombinationen, in denen eine vollständige Modenkopplung vorliegt. Sowohl über der Schwelle, als auch unter der Schwelle ist Modenkopplung möglich. Es zeigt sich also eine Hysterese.

Der Grund für die Hysterese liegt in den sättigbaren Verlusten des Absorbers und in der Dynamik der passiven Modenkopplung. Beim Vergleich mit Abb. 2.31 zeigt sich, dass im Impulsbetrieb immer ein kurzes zeitliches Fenster existiert, während dessen eine Nettoverstär-

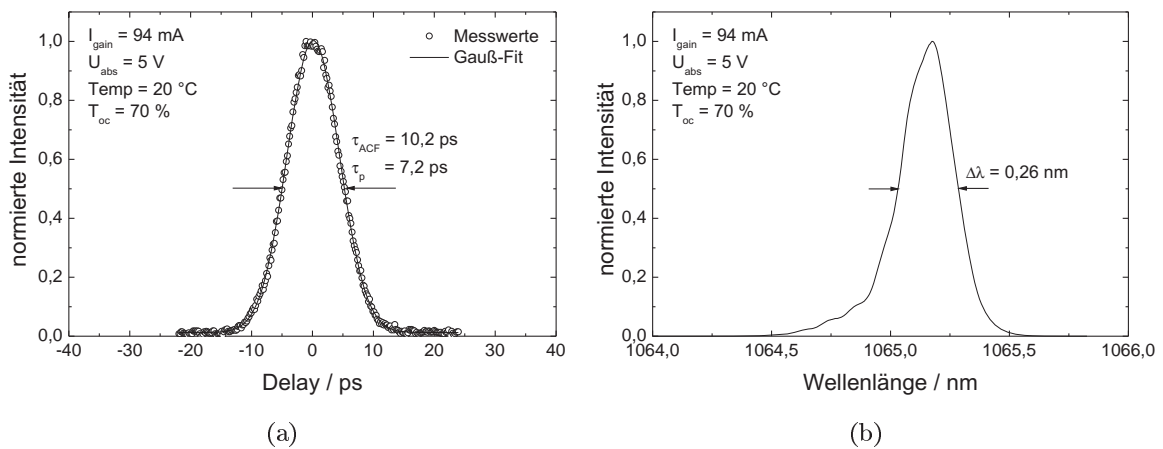
kung vorliegt. Bei Verringerung des Gainstromes unter die Selbststartschwelle bleibt dieses Fenster, jeweils durch die starke Sättigung des Absorbers, zunächst erhalten. Erst bei weiterer Reduktion des Stromes sinkt irgendwann die Verstärkung auch während des Fensters so stark ab, dass keine Nettoverstärkung bleibt und die Lasertätigkeit vollständig erlischt. Ein Betrieb in diesem Bereich unter der Selbststartschwelle ist allerdings nicht sinnvoll, da die Lasertätigkeit nach einer Unterbrechung, z. B. durch äußere Störungen, nicht selbstständig wieder starten kann.

Abbildung 2.34(b) zeigt den Verlauf der mittleren Ausgangsleistung im ausschließlich stabilen Bereich für eine feste Absorberspannung von 6 V. Bei etwa 114 mA startet der Impulsbetrieb. Die mittlere Leistung beträgt hier 3,8 mW. Eine weitere Erhöhung des Stromes führt zu einer kontinuierlichen Erhöhung der mittleren Leistung bis bei etwa 165 mA ein Sprung auftritt und der Laser kontinuierlich emittiert. Hier ist die resonatorinterne Leistung so hoch, dass der Absorber vollständig ausbleicht und nicht mehr relaxieren kann.

Allerdings tritt schon viel früher eine Störung der Modenkopplung auf. Ab einem Gainstrom von etwa 128 mA, dem Ende des grau-schraffierten Bereichs, kommt es zu einem Amplitudenjitter und einem zeitlichen Jitter, der den Impulsbetrieb stört. Sichtbar wird dies unter anderem im HF-Spektrum, welches als Einsatz in Abb. 2.34(b) zu sehen ist. Das HF-Spektrum wurde mit der in Abschn. 2.1.5 beschriebenen Fotodiode und einem HF-Spektrum Analysator von Agilent (Modell HP E4407B) aufgenommen. Im HF-Spektrum zeigt sich bei vollständiger, stabiler Modenkopplung bei jeder Harmonischen der Grundfrequenz eine deltaförmige Spitze. Jegliche Verbreiterung oder zusätzliche Signalanteile deuten auf eine periodische Störung oder einen Jitter hin. In den Abbildungen ist jeweils das Signal in einem Bereich von etwa 10 MHz um das fünfte Maximum bei 5 GHz zu sehen. Im Spektrum bei Arbeitspunkt 1, innerhalb des grau-schraffierten Bereichs, sind keinerlei zusätzliche Signale zu erkennen. Die Unterdrückung beträgt hier mindestens 45 dB. Außerhalb des schraffierten Bereichs, bei Arbeitspunkt 2, tritt neben einer starken Verbreiterung und einer Verschiebung der Spitze, ein zusätzlicher Signalanteil bei höheren Frequenzen auf. Abhängig vom Betrag der Verstärkung wird hier also die Modenkopplung immer mehr gestört, bis schließlich der Absorber vollständig und permanent gesättigt ist.

Parameterkombinationen innerhalb des schraffierten Bereichs über der Selbststartschwelle liefern somit einen stabilen modengekoppelten Impulszug. Abbildung 2.35 zeigt die Autokorrelationsfunktion (aufgenommen mit einem Autokorrelator von APE, Modell PulseCheck) und das Spektrum für einen Gainstrom von 94 mA und eine Absorberspannung von 5 V. Die Impulsdauer beträgt, bei Annahme eines gaußförmigen Verlaufs,  $\tau_P = 7,2$  ps. Die spektrale Breite beträgt  $\Delta\lambda = 0,26$  nm. Damit liegt das Zeit-Bandbreiteprodukt bei  $TBP = 0,49$ . Für einen fourierlimitierten, gaußförmigen Impuls beträgt das Zeit-Bandbreiteprodukt  $TBP = 0,44$ , womit die Impulse aus dieser Komponente einen sehr geringen Chirp aufweisen. Die Zentralwellenlänge der Impulse liegt bei etwa 1065,2 nm, was etwas zu langwellig für das Verstärkungsspektrum von Nd:YVO<sub>4</sub> ist. Die gezeigten Messungen wurden bei einer Temperatur von

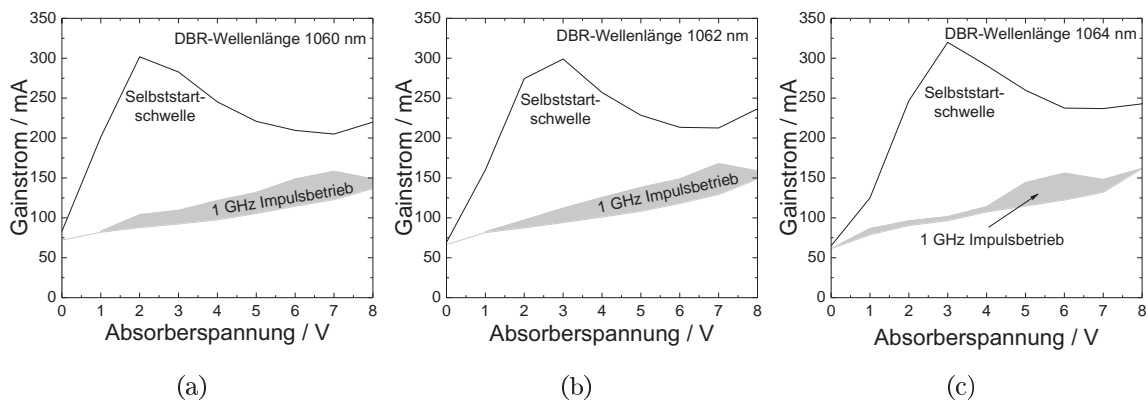
## 2.3 Passiv modengekoppelte Impulse mit flexibler Repetitionsrate



**Abbildung 2.35:** Autokorrelation und Spektrum der Impulse aus den Komponenten der Charge 1. Der Gainstrom betrug 94 mA, die Absorberspannung 5 V.

20 °C durchgeführt. Eine Reduktion der Temperatur erlaubt zwar prinzipiell eine Anpassung der Braggwellenlänge des Gitters mit  $d\lambda/dT = 0,07 \text{ nm K}^{-1}$ , allerdings bestand bei Temperaturen unter 10 °C die Gefahr der Taubildung auf der Komponente, weshalb diese Anpassung zunächst nicht vorgenommen wurde.

Eine genauere Einhaltung der Designwellenlänge konnte durch das verbesserte Verfahren der Gitterherstellung bei den Komponenten aus Charge 2 realisiert werden. Um darüber hinaus einer möglichen Abweichungen der Emissionswellenlänge im Impulsbetrieb entgegenzuwirken, wurden drei verschiedene Gitterperioden realisiert. Rechnerisch lagen diese bei 1060 nm, 1062 nm und 1064 nm. Abbildung 2.36 zeigt, in welchem Strom-Spannungs-Bereich eine Modenkopplung mit 1 GHz Wiederholrate demonstriert werden konnte. Die Bereiche decken sich bei allen drei Ausführungen mit dem der Komponenten aus Charge 1. Allerdings ist die Selbststartschwelle nun extrem hoch und zeigt, je nach DBR-Wellenlänge, ein Maximum bei Absorberspannungen zwischen 2 V und 3 V. Die Ausbildung und die Variation dieses Maximums bei unterschiedlichen DBR-Wellenlängen ist durch den QCSE begründet (vgl. Abschn. 2.2.1.2). Bei Erhöhung der Absorberspannung schiebt die Exziton-Resonanz im Absorber, also der Wellenlängenbereich mit maximaler Absorption, immer weiter zu längeren Wellenlängen. Da die DBR-Wellenlänge auf der längerwelligen Seite der Resonanz liegt, erhöhen sich die Verluste im Absorber entsprechend, bis die Resonanz genau mit der DBR-Wellenlänge übereinstimmt. Dies ist bei den Komponenten mit 1064 nm Gitterwellenlänge erst bei höheren Spannungen der Fall als bei den Komponenten mit 1060 nm DBR-Wellenlänge. Bei weiterer Erhöhung der Absorberspannung bewirkt die Verbreiterung der Exzitonresonanz durch den *carrier sweep-out* und die Reduktion der Resonanzstärke durch die räumliche Trennung der Wellenfunktionen innerhalb der QWs (vgl. Abb. 2.17) eine Abnahme der Absorption und die Schwelle sinkt wieder. Dieses prinzipielle Verhalten wurde auch bei den Komponenten aus Charge 1 beobachtet. Dort lag die Resonanz, aufgrund des kleineren Abstandes zwischen Absorptions-

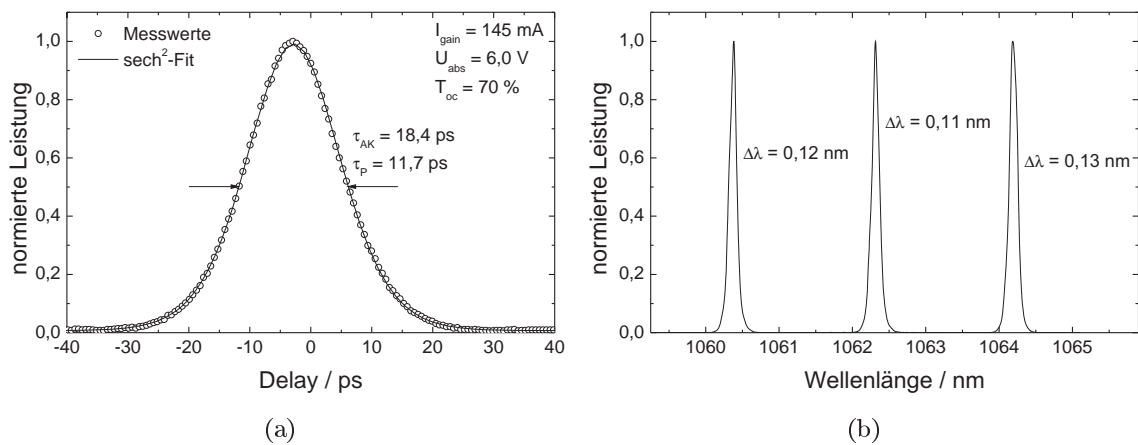


**Abbildung 2.36:** Bereich der 1 GHz Impulsemission in Abhängigkeit von Absorberspannung und Gainstrom für Komponenten der Charge 2. a) - c) unterschiedliche Gitterwellenlängen.

bandkante und DBR-Wellenlänge (vgl. Tab. 2.2, Lage des Verstärkungsmaximums), bereits bei einer Absorberspannung von 1 V. Die Ursache der insgesamt sehr viel höheren Schwelle der Komponenten der zweiten Charge konnte allerdings nicht zweifelsfrei bestimmt werden. Eine Vermutung ist, dass durch den größeren Abstand zwischen Verstärkungsmaximum und DBR-Wellenlänge eine geringere Verstärkung bei der Emissionswellenlänge vorliegt und dadurch, zum Erreichen der Selbststartschwelle, ein weit höherer Injektionsstrom nötig ist. Nachdem die Lasertätigkeit gestartet ist, muss der Strom wieder reduziert werden um einen Wechsel aus der kontinuierlichen Laseremission in den Betriebszustand der passiven Modenkopplung zu ermöglichen.

Aufgrund des ausschließlich instabilen modengekoppelten Betriebs waren diese Komponenten für den weiteren Verlauf der Experimente nicht geeignet. Trotzdem zeigte eine Charakterisierung der zeitlichen und spektralen Eigenschaften der Impulse den prinzipiellen Vorteil der Elektronenstrahlolithografie gegenüber holografischen Verfahren bei der Gitterherstellung. In Abb. 2.37 sind exemplarisch die Autokorrelationsfunktion der Impulse aus der Komponente mit 1064 nm Emissionswellenlänge und das Spektrum aller drei Komponenten für einen Gainstrom von 145 mA und eine Absorberspannung von 6 V gezeigt. Die Impulsdauer beträgt bei Annahme einer  $\text{sech}^2$ -förmigen Impulsform 11,7 ps. Durch das längere Gitter und die stärkere spektrale Einschränkung der Emission, im Vergleich zu den Komponenten aus Charge 1, liegt die spektrale Breite bei allen Gitterausführungen bei etwa 0,12 nm. Das Zeit-Bandbreiteprodukt beträgt je nach Wellenlänge etwa  $\text{TBP} = 0,37$ . Bei fourierlimitierten,  $\text{sech}^2$ -förmigen Impulsen liegt dieser Wert bei  $\text{TBP} = 0,32$ , womit auch bei diesen Komponenten nur ein sehr geringer Chirp vorliegt. Die spektrale Lage stimmt, abgesehen von einer jeweiligen leichten Rotverschiebung, sehr gut mit den Designwellenlängen des Gitters überein, wodurch prinzipiell eine sehr genaue Auslegung der Komponenten auf die spektralen Anforderungen nachfolgender Verstärker möglich wird.

## 2.3 Passiv modengekoppelte Impulse mit flexibler Repetitionsrate



**Abbildung 2.37:** Autokorrelationsfunktion bei 1064 nm und Spektrum aller drei Komponenten von Charge 2 bei jeweils 145 mA Gainstrom und 6 V Absorberspannung.

Für die weiteren Experimente mussten die Komponenten aus Charge 1 verwendet werden. Die unpassende Wellenlänge erlaubte zwar keine Verstärkung in Nd:YVO<sub>4</sub>-basierten Verstärkern im zweiten Teil der Arbeit, trotzdem können mit Hilfe dieser Komponenten zunächst die grundlegenden Experimente zur Variation der Repetitionsrate durchgeführt und die Anforderungen der nachfolgenden Modulation definiert werden.

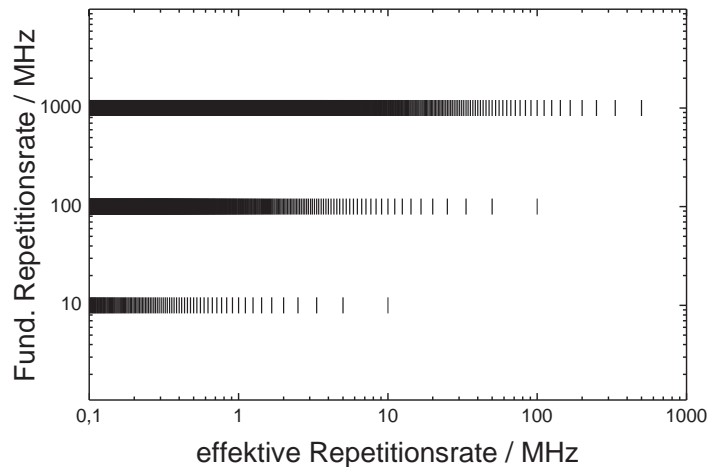
### 2.3.3 Variation der Repetitionsrate durch Pulspicking

Da die Repetitionsrate bei der passiven Modenkopplung durch die Resonatorlänge fest vorgegeben ist, schränkt dies grundsätzlich die Flexibilität für die Anwendung stark ein. Bei modengekoppelten, diodengepumpten Festkörperlasern werden daher elektrooptische oder akustooptische Modulatoren eingesetzt deren Schaltzeiten ausreichen, um durch das Ausschneiden einzelner Impulse aus den dort typischen 100 MHz-Impulszügen, unterschiedliche effektive Repetitionsraten im kHz-Bereich zu erhalten.

Master-Oszillatoren mit Wiederholraten im GHz-Bereich erfordern allerdings Modulatoren, deren Schaltzeiten um mindestens eine Größenordnung schneller sind. Dieser technologische Mehraufwand lohnt sich aber, da die erreichbaren Repetitionsraten im interessanten Bereich um 10 MHz dadurch sehr viel dichter verteilt sind und somit eine sehr feine Anpassung an die Anwendung ermöglicht wird. Abbildung 2.38 zeigt die erreichbaren effektiven Repetitionsraten durch Pulspicking bei unterschiedlichen Fundamentalraten. Da immer nur ganzzahlige Teilungsverhältnisse der fundamentalen Wiederholrate möglich sind, liegen die effektiven Repetitionsraten umso dichter, je höhere diese ist.

Mit den Komponenten aus Charge 1 des letzten Abschnittes standen stabile, spektral schmalbandige Impulsquellen mit einer Impulsdauer von unter 10 ps und einer Repetitionsrate von 1 GHz zur Verfügung, mit denen die ultraschnelle Modulation eines Impulszuges durch





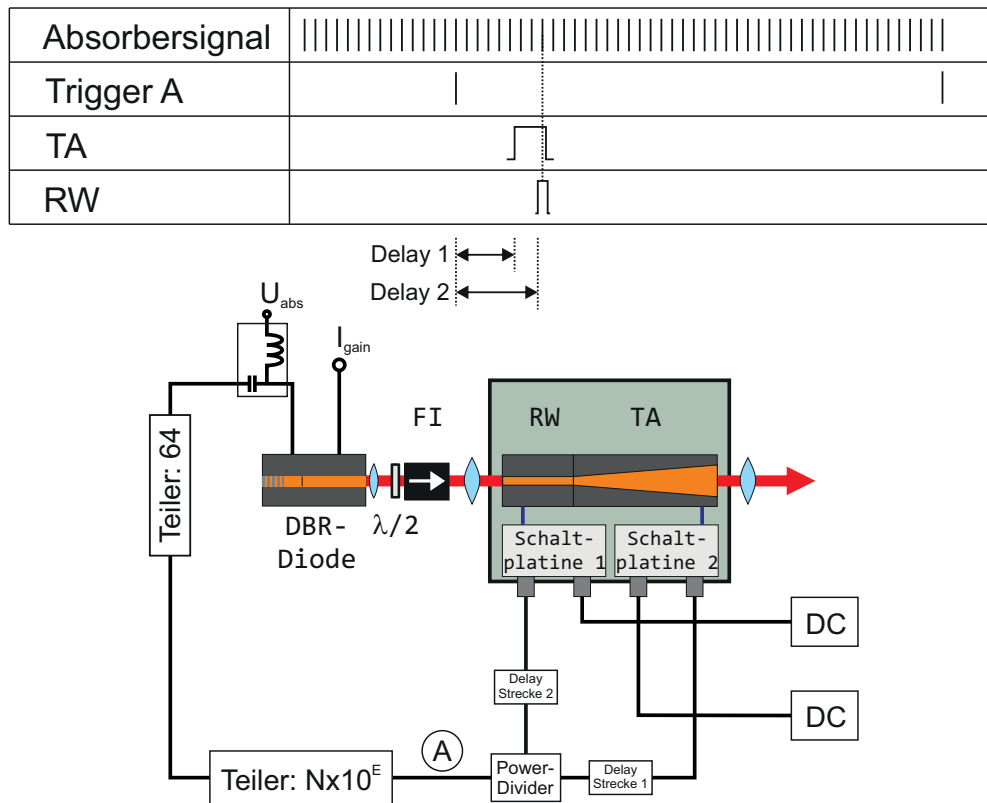
**Abbildung 2.38:** Erreichbare effektive Repetitionsrate durch Puls picking bei unterschiedlichen fundamentalen Repetitionsraten. Je größer die Fundamentalrate, desto dichter liegen die erreichbaren Werte. Die somit verfügbare große Variabilität im MHz-Bereich beschleunigt Bearbeitungsprozess um mindestens eine Größenordnung.

einen geeigneten Modulator untersucht werden konnte. Als Modulator kam das Modul aus Abschn. 2.2.3 zum Einsatz, da dieses die schnellste Anstiegszeit und den besten Kontrast lieferte. Den eigentlichen Impulspicker bildete dabei die gepulste RW-Sektion, da diese Fensterbreiten von unter 1 ns ermöglichte. Die TA-Sektion verstärkte den ausgeschnittenen Impuls weiter.

Zur gezielten Selektion einzelner Impulse aus einem Impulszug muss der Modulator auf die Impulse synchronisiert sein. Nur eine zeitlich definierte Position der Impulse, möglichst in der Mitte des RW-Fensters, verhindert eine Amplitudenschwankung, verursacht durch die endliche Anstiegszeit der Fensterflanken. Da die Impulserzeugung rein passiv erfolgte, stand kein externer Taktgeber für die Synchronisierung zur Verfügung. Daher wurde der im Absorber generierte Fotostrom als Synchronisationssignal verwendet. Ein Impuls erzeugt beim Durchgang durch den Absorber Ladungsträger, die aufgrund der externen Spannung abgezogen werden. Ein Bias-T erlaubt die Auskopplung dieses Stromimpulses, sowie gleichzeitig das Anlegen der notwendigen DC-Spannung. Abbildung 2.39 zeigt den schematischen Aufbau des Komplettsystems. Das Absorbersignal wird zunächst durch einen Frequenzteiler mit einem festen Teilungsverhältnis von 64 auf eine Frequenz von 15,6 MHz geteilt. Der Frequenzteiler bestand aus drei aufeinanderfolgenden 10EL33-ICs (Divide by four)<sup>1</sup>, die am Ausgang jeweils ein Rechtecksignal mit einer Spannungsamplitude von  $\pm 0,5$  V zur Verfügung stellen. Ein variabler Frequenzteiler (*Optronis OptoScope, Low Jitter Frequency Divider*) ermöglicht nun ein einstellbares Teilungsverhältnis von  $N \cdot 10^E$ , mit  $N = 1, 2, \dots, 10$  und  $E = 1, 2, \dots, 10$ . Da gemäß Abschn. 2.2.3 für den Betrieb des Modulators zwei Triggersignale mit einer optimierten

<sup>1</sup>Freundlicherweise aufgebaut durch Patrick von Löwis of Menar, Xiton Photonics

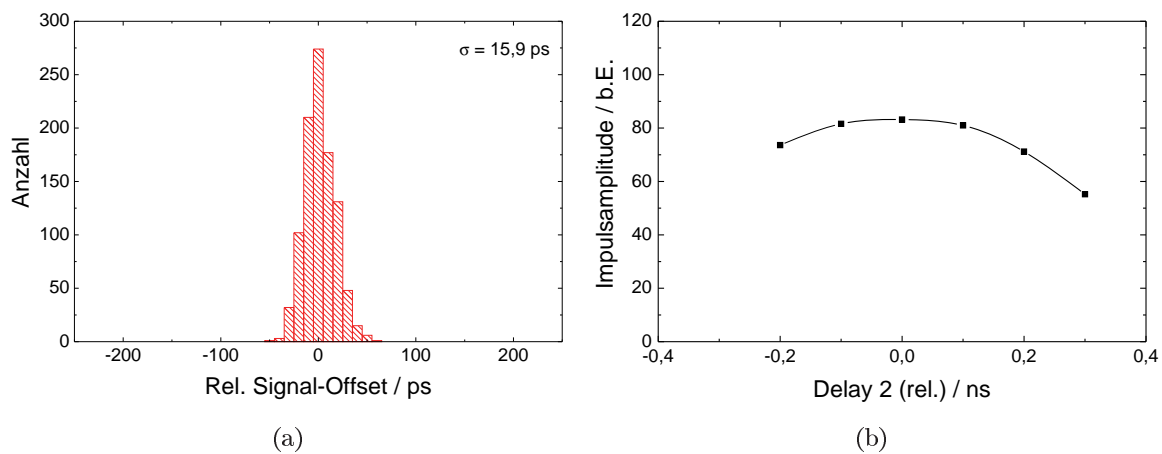
### 2.3 Passiv modengekoppelte Impulse mit flexibler Repetitionsrate



**Abbildung 2.39:** Unten: Schematischer Aufbau des Pulspicker-Moduls. Das zu den Impulsen synchrone Absorbersignal wirkt als Taktgeber für den Modulator. Nach der Teilung der Frequenz auf den erwünschten Wert, erlauben unterschiedliche Verzögerungsstrecken die Variation der Einschaltzeitpunkte der verschiedenen Sektionen. Oben: Zeitlicher Ablauf der unterschiedlichen Einschaltzeitpunkte.

Verzögerung notwendig sind, läuft das Signal nach der Teilung durch einen Leistungsteiler durch zwei passive Verzögerungsstrecken (Koaxialkabel unterschiedlicher Längen), die eine genaue Anpassung aller Einschaltzeitpunkte ermöglichen.

Passive Verzögerungsstrecken wurden gewählt um den Jitter zwischen den Triggersignalen und den optischen Impulsen zu minimieren. Auch die Frequenzteiler wurden bzgl. eines minimalen Jitters ausgewählt. Nur so war sichergestellt, dass die ausgeschnittenen Impulse immer an der gleichen Stelle im RW-Fenster liegen. Um die zeitliche Stabilität der gesamten Signalverarbeitung nachzuweisen, wurde zunächst mit einem Oszilloskop (LeCroy WaveRunner, 204Xi-A, Bandbreite 2 GHz) eine Jitterbestimmung zwischen den optischen Impulsen und dem zeitlichen Trigger des Fensters durchgeführt. Abbildung 2.40(a) zeigt das Ergebnis. In Form eines Histogramms ist dargestellt, wie groß der relative zeitliche Abstand beider Signale während 1000 Messungen war. Die Standardabweichung der zeitlichen Unsicherheit betrug lediglich 16 ps, was nahe an der Grenze der Messgenauigkeit des Oszilloskops lag. Die aktiven Frequenzteiler prägen also nur eine vernachlässigbare Unsicherheit auf.

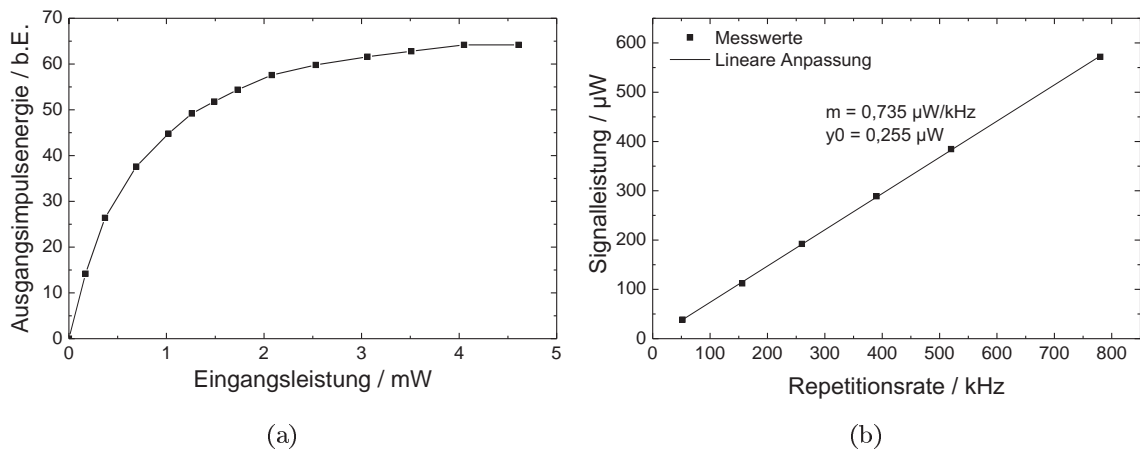


**Abbildung 2.40:** a) Relativer zeitlicher Abstand zwischen Trigger A und optischem Impuls. Das Diagramm zeigt das Ergebnis von 1000 Messungen als Histogramm. b) Impulsamplitude nach der Modulation bei Verschiebung des RW-Fensters.

Die Breite des RW-Fensters war über eine Transistorspannung variabel. Für einen optimalen Betrieb sollte die Fensterbreite im Bereich von etwa 1 ns liegen. Bei kürzeren Fenstern könnte durch die endliche Anstiegszeit die Transmission nicht den maximalen Wert erreichen. Bei längeren Fensterbreiten bestand die Gefahr, dass benachbarte Impulse den Pulspicker passieren können. Im vorliegenden Fall wurde eine Breite von etwa 800 ps gewählt. Die Variation von Delay 2 in Abb. 2.39 erlaubte dabei eine Verschiebung des Fensters relativ zu den Impulsen. Abbildung 2.40(b) zeigt die resultierende Impulsamplitude, gemessen mit einer Fotodiode und dem Oszilloskop. Es zeigte sich bereits für Abweichungen von etwa 100 ps zum Optimum eine Verringerung der Transmission der RW-Sektion um 3 %. Durch den geringen Jitter von 16 ps lässt sich der optimale Delay allerdings sehr genau einstellen.

Aufgrund der sehr kurzen optischen Impulse war hier, im Gegensatz zu Abschn. 2.2.3, die Inversionsüberhöhung zu Beginn des TA-Pumpvorgangs kein Problem. Dies erlaubte die Erhöhung des Pumpstromes auf 14 A, bei gleichzeitiger Verringerung der Pumpdauer auf 2,3 ns. Die Vorlaufzeit der TA-Sektion gegenüber der RW-Sektion war ebenfalls 2,3 ns, womit der zu verstärkende Impuls genau am Ende des TA-Pumpvorgangs eintraf. In Abb. 2.41(a) ist das Maximum des Fotodiodensignals (proportional zur Impulsenergie), nach dem Modulator gegenüber der Eingangsleistung dargestellt. Die maximal verfügbare Eingangsleistung betrug 4,6 mW. Bereits ab etwa 2 mW beginnt die Verstärkung im TA zu sättigen, wodurch ein sehr effizienter Betrieb gewährleistet ist. Abbildung 2.41(b) zeigt die Ausgangsleistung bei Variation der Repetitionsrate. Gemäß Gln. (2.19) ergibt sich eine Impulsenergie von 735 pJ. Dies entspricht einer Verstärkung gegenüber der Ausgangsimpulsenergie von etwa 22 dB. Der Untergrund liegt bei lediglich  $P_{ug} = 0,255 \mu\text{W}$ . Wird angenommen, dass der Untergrund nur aus dem unterdrückten 1 GHz-Impulszug besteht und keine ASE-Leistung emittiert wird, so berechnet sich die Unterdrückung aus

### 2.3 Passiv modengekoppelte Impulse mit flexibler Repetitionsrate



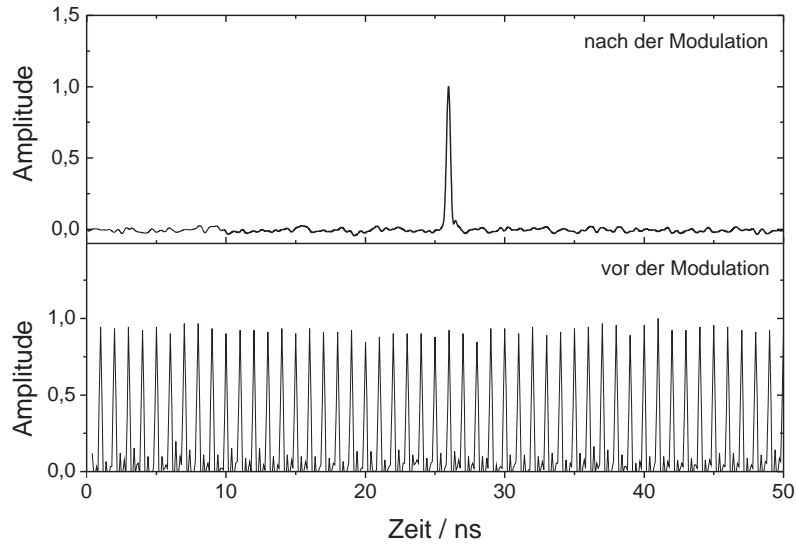
**Abbildung 2.41:** a) Ausgangsimpulsenergie nach der Modulation als Funktion der Eingangsleistung. Ab einer Eingangsleistung von etwa 2 mW beginnt der Verstärker bereits zu sättigen. b) Ausgangsleistung als Funktion der Repetitionsrate. Die Impulsenergie beträgt 735 pJ, der Untergrund ist vernachlässigbar.

$$ER = 10 \log \left( \frac{E_P \cdot 1 \text{ GHz}}{P_{ug}} \right) \quad (2.22)$$

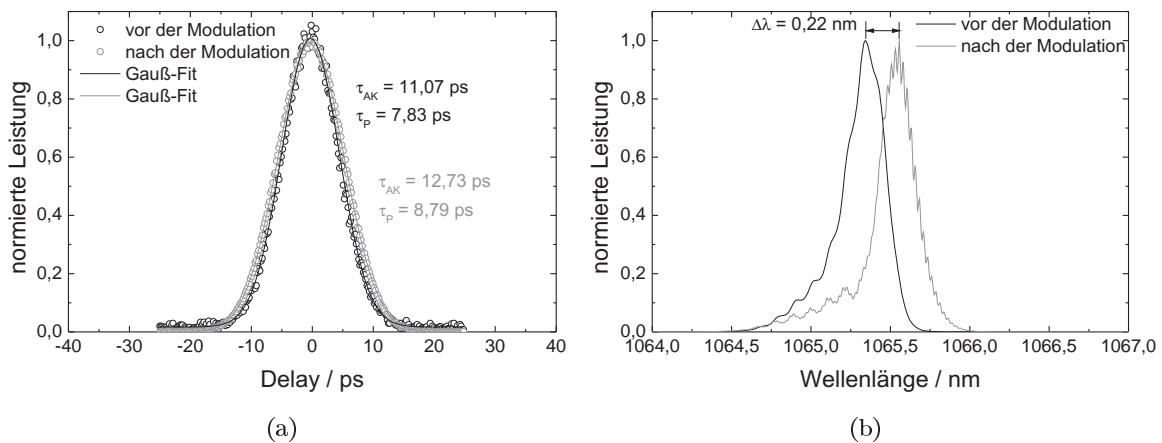
zu  $ER = 64,6 \text{ dB}$ . Abbildung 2.42 zeigt den zeitlichen Verlauf der Laserleistung nach der Reduktion der Repetitionsrate auf 780 kHz im Vergleich zur 1 GHz-Impulsemission des Masterszillators. Durch den hohen Kontrast und die schnelle Schaltzeit des RW-Fensters sind keinerlei benachbarten Impulse zu erkennen.

In Abb. 2.43 sind die Autokorrelationsfunktion und das Spektrum vor und nach dem Modulator gezeigt. Durch den rapiden Ladungsträgerabbau während der Verstärkung kommt es zu einer starken Selbstphasenmodulation, welche das Spektrum leicht zu längeren Wellenlängen verschiebt [116]. Der Betrag der Rotverschiebung ist dabei annähernd proportional zum gewählten Pumpstrom. Die Impulsdauer verbreitert sich leicht auf 8,8 ps. Durch die Rotverschiebung der Zentralwellenlänge im Modulator wurde eine nachfolgende Verstärkung in Nd:YVO<sub>4</sub>-Verstärkern, trotz der sehr hohen Impulsenergie, weiter erschwert. In nachfolgenden Realisierungen muss daher diese Verschiebung berücksichtigt werden, indem bereits die Gitterwellenlänge des Masterszillators entsprechend kurzwelliger gewählt wird.

Trotz der zunächst unpassenden Wellenlänge zeigt diese Technologie ein enormes Potential bezüglich einer extrem flexiblen Ultrakurzpuls-Strahlquelle mit Impulsdauern im einstelligen ps-Bereich. Alle Komponenten können auf einer mikrooptischen Bank integriert werden, was eine Strahlquelle mit räumlichen Abmessungen im Millimeterbereich ermöglicht. In der vorliegenden Realisierung war die Repetitionsrate durch die interne Triggerung und die Verwendung der Frequenzteiler noch auf relativ wenige Werte limitiert. Um eine nahezu beliebige Repetitionsrate zu erreichen, müsste der Pulpicker extern triggerbar sein und trotzdem die relative



**Abbildung 2.42:** Oszilloskop-Aufnahme der optischen Impulse vor dem Modulator bei 1 GHz und nach dem Modulator bei 780 kHz Repetitionsrate. Neben dem ausgeschnittenen Impuls sind keinerlei benachbarten Impulse zu erkennen.

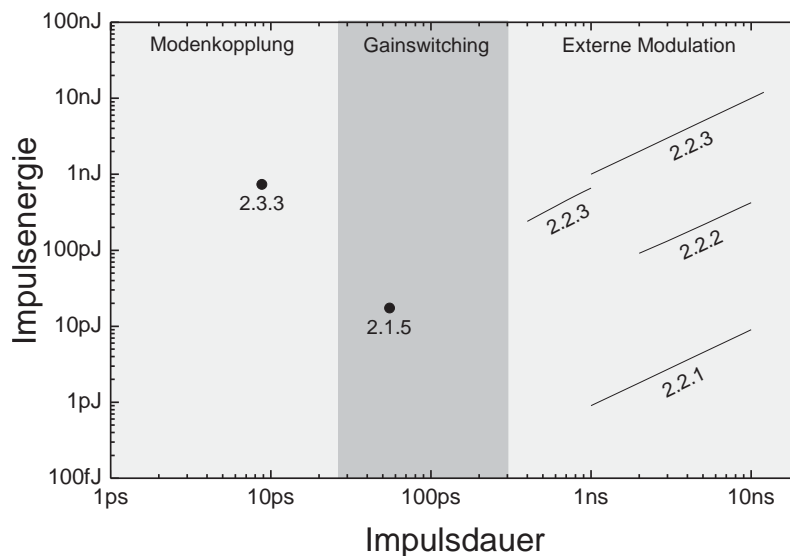


**Abbildung 2.43:** Autokorrelationsfunktion und Spektrum vor dem Modulator bei 1 GHz und nach dem Modulator bei 780 kHz Repetitionsrate. Durch die starke Änderung der Zahl der Ladungsträger während des Verstärkungsprozesses kommt es zu einer leichten Rotverschiebung der Zentralwellenlänge.

### 2.3 Passiv modengekoppelte Impulse mit flexibler Repetitionsrate

---

Lage zwischen optischem Impuls und Picker-Fenster exakt beibehalten. Ein Ansatz wäre eine Komparatorschaltung, die das optische Impulssignal der DBR-Diode am Absorber mit einem längeren externen Triggerimpuls vergleicht. Sobald beide Signale positiv sind, löst die Schaltung die zeitlich versetzte Triggerung des Impulspickers und des TA-Verstärkers aus. Der resultierende zeitliche Jitter zwischen dem externen Triggerimpuls und der Emission des optischen Impulses läge dann bei 1 ns, entsprechend des fundamentalen Puls-zu-Puls Abstandes des Masterszillators. Dies stellt für die meisten Anwendungen keine Limitierung dar, zumal der Jitter bei einer weiteren Steigerung der fundamentalen Repetitionsrate entsprechend abnimmt. Gemäß Abb. 2.38 werden somit Repetitionsraten mit sehr feiner Diskretisierung bis in den MHz-Bereich erreichbar.



**Abbildung 2.44:** Zusammenfassung der realisierten Impulsquellen bzgl. der Impulsdauer und der erreichten Impulsenergie. Die Ziffern geben die Abschnitte an, in denen diese behandelt wurden.

## 2.4 Zusammenfassung

Die Impulserzeugung in Diodenlasern ermöglicht durch die schnelle Ladungsträgerdynamik die Realisierung einer großen Bandbreite an Impulsdauern und Repetitionsraten. Gainswitching z. B. ermöglicht Impulsdauern im sub 100 ps-Bereich mit völlig frei wählbarer Repetitionsrate, was eine exakte Anpassung an die jeweiligen experimentellen Anforderungen ermöglicht. Durch die schnelle, direkte Strommodulation von RW- und TA-Verstärkern lässt sich ein kontinuierlicher Laserstrahl mit sehr hohem Kontrast modulieren, wodurch optische Impulse mit variabler Impulsdauer zwischen 400 ps und 12 ns erreicht werden. Da in beiden Fällen die gleiche DFB-Diode zum Einsatz kommt, lassen sich die Verfahren auch modular kombinieren, sodass aus einer einzigen Strahlquelle Impulsdauern zwischen 55 ps und 12 ns möglich werden.

Kürzere Impulse sind durch Modenkopplung erreichbar. Um auch hier eine große Variabilität der Repetitionsrate zu gewährleisten, kommt ein Pulpicker mit nachfolgendem, selektiv schaltbarem TA-Verstärker zum Einsatz. Durch die hohe fundamentale Repetitionsrate von Diodenlasern liegen die erreichbaren effektiven Repetitionsraten nach dem *Picking* im wichtigen Bereich um 1 MHz sehr dicht verteilt, was gegenüber herkömmlichen modengekoppelten Festkörperlaser eine immense Steigerung der Flexibilität bedeutet.

Abbildung 2.44 stellt die erreichten Impulsdauern mit den entsprechenden Impulsenergien und der Angabe der Abschnitte in denen die Systeme behandelt wurden noch einmal gegenüber. Es steht nun eine große Bandbreite an Impulsparametern zur Verfügung, die je nach Anwendung auf hohe Impulsenergien oder hohe mittlere Leistungen nachverstärkt werden



können. Der nächste Abschnitt soll sich auf zwei wichtige Fälle konzentrieren. Zum einen die Realisierung von variablen Impulsdauern einiger 100 ps Länge mit hoher Impulsenergie und Repetitionsraten im Bereich von 100 kHz. Zum anderen eine hohe Variabilität der Repetitionsrate im Bereich von 10 MHz mit Impulsdauern im Bereich von unter 60 ps.





## Kapitel 3

# Verstärkung auf hohe Energien bzw. hohe mittlere Leistungen

In diesem zweiten Teil der Arbeit erfolgt die Realisierung und die Charakterisierung der Verstärkung der Impulse aus den zuvor realisierten Strahlquellen. Hauptsächlich werden zwei Zielrichtungen verfolgt.

Zunächst wird die Verstärkung auf hohe Impulsenergien mit variabler Impulsdauer von mehreren 100 ps im 100 kHz-Bereich untersucht. Dazu kommen die Gainswitch-Diode und die extern modulierte Laserdiode als Seed-Quelle zum Einsatz. Variable Impulsdauern im Bereich einiger 100 ps sind mit herkömmlichen Strahlquellen zumeist nur schwer erreichbar, ermöglichen aber z.B. Anwendungen in der *optical parametric chirped pulse amplification* (OPCPA) [117] oder grundlegende Untersuchungen und Optimierungen im Bereich der Mikromaterialbearbeitung [19–21]. Für die Verstärkung kommt ein regenerative Verstärker auf Basis von Nd:YVO<sub>4</sub> zum Einsatz.

Danach wird die Verstärkung auf hohe mittlere Leistungen mit variabler Repetitionsrate im 10 MHz-Bereich mit Impulsdauern unter 60 ps behandelt. Ultrakurze Impulse mit sehr hohen, variablen Repetitionsraten im 10 MHz-Bereich ermöglichen z.B. die Steigerung des Durchsatzes in der Oberflächenstrukturierung transparenter Materialien mittels Lasermikromaterialbearbeitung [14]. Hier kam ein Yb:YAG basierter Multipass-Verstärker (*InnoSlab*) zum Einsatz, der eine sehr hohe mittlere Leistung zur Verfügung stellte. Aufgrund der erhöhten Sättigungsleistung des Multipass-Verstärkers war in diesem Fall allerdings ein zusätzlicher Vorverstärker auf Basis von Yb-dotierten Fasern nötig.

Da die Impulsenergien aus den Diodenlaserkomponenten des ersten Teils der Arbeit im pJ-Bereich liegen, ist in beiden Fällen eine sehr hohe Gesamtverstärkung bis in den  $\mu$ J-Bereich notwendig, um die Abtragschwelle der meisten Materialien bei der Laserbearbeitung zu überschreiten. Zunächst werden daher die theoretischen Grundlagen der Verstärkung auf hohe mittlere Leistungen bzw. hohe Impulsenergien zusammengefasst.

### 3.1 Theoretische Grundlagen zur Verstärkung im Einfach- und Mehrfachdurchgang

Bei der optischen Verstärkung in einem laseraktiven Material wird durch einen in der Regel optischen Pumpprozess Energie in Form einer Besetzungsinversion im oberen Laserniveau gespeichert. Die gespeicherte Energiedichte berechnet sich zu:

$$E_D^{stored} = h\nu n, \quad (3.1)$$

mit der Photonenenergie  $h\nu$  und der Besetzungsinversionsdichte  $n$ . Die gespeicherte Energie wird durch stimulierte Emission während des Verstärkungsprozesses auf den Laserimpuls übertragen. Die maximale Effizienz, d. h. die bestmögliche Konversion zwischen Pumpleistung und Signalleistung, wird dabei nur erreicht, wenn die vollständige Energie aus dem Medium extrahiert werden kann.

#### Impulsenergiebetrachtung

Typischerweise ist die zu verstärkende Impulsdauer  $\tau_P$  viel kürzer als die Lebensdauer des oberen Laserniveaus  $\tau$  oder die inverse Pumprate  $W_P^{-1}$ . Bei der Beschreibung des Verstärkungsprozesses können daher beide Mechanismen, die die Besetzung des oberen Laserniveaus beeinflussen, vernachlässigt werden. Die Änderung der Inversionsdichte während des Verstärkungsprozesses lässt sich somit schreiben als [118]

$$\frac{\partial n}{\partial t} = -\gamma n c \sigma \phi, \quad (3.2)$$

mit dem Wirkungsquerschnitt für stimulierte Emission  $\sigma$  und der Photonendichte  $\phi$ .  $\gamma$  gibt an, ob es sich um ein 3-Niveau ( $\gamma=2$ ) oder ein 4-Niveau-System ( $\gamma=1$ ) handelt. Für Quasi-3-Niveau-Systeme liegt  $\gamma$  zwischen 1 und 2. Die zeitliche Änderung der Photonendichte innerhalb eines Volumenelements ist gegeben durch

$$\frac{\partial \phi}{\partial t} = c n \sigma \phi - \frac{\partial \phi}{\partial x} c. \quad (3.3)$$

Dabei beschreibt der erste Term die Erzeugung zusätzlicher Photonen durch stimulierte Emission und der zweite Term die Abnahme der Photonendichte durch den Fluss der Photonen aus dem Volumenelement heraus.

Diese Differentialgleichungen wurden von Frantz und Nodvik [119] für unterschiedliche Impulsformen gelöst. Für eine rechteckige Impulsform ergibt sich

$$F_{out}(F_{in}) = F_s \ln \left[ 1 + \exp(g_0 l) \left( \exp\left(\frac{F_{in}}{F_s}\right) - 1 \right) \right]. \quad (3.4)$$

Diese Gleichung gibt die Fluenz  $F_{out}$ , also die Energie pro Fläche, als Funktion der Fluenz  $F_{in}$  nach dem Transit durch ein Verstärkungsmedium der Länge  $l$  an.  $g_0$  beschreibt den Kleinsignalverstärkungskoeffizienten  $g_0 = n\sigma$ . Die Sättigungsfluenz  $F_s$  ist gegeben durch

$$F_s = \frac{h\nu}{\gamma\sigma}. \quad (3.5)$$

### 3.1 Theoretische Grundlagen zur Verstärkung im Einfach- und Mehrfachdurchgang

Aufgrund der relativ geringen Wirkungsquerschnitte der meisten Festkörperlasermaterialien im Bereich von  $\sigma = 10^{-19} \text{ cm}^2$  liegt die Sättigungsfluenz zumeist im Bereich von etwa  $1 \text{ J cm}^{-2}$ . Die Extraktionseffizienz lässt sich berechnen aus dem Quotienten der aus dem Verstärkungsmedium extrahierten und der im Medium gespeicherten Energie:

$$\eta_E = \frac{F_{out} - F_{in}}{lE_D^{stored}} = \frac{F_{out} - F_{in}}{g_0 l F_s}. \quad (3.6)$$

Dabei gilt das zweite Gleichheitszeichen nur für 4-Niveau Systeme.

Für sehr kleine Eingangsfluenzen  $F_{in}/F_s \ll 1$  und  $\exp(g_0 l) F_{in}/F_s \ll 1$  lässt sich Gl. (3.4) vereinfachen zu

$$F_{out} = F_{in} \exp(g_0 l), \quad (3.7)$$

In diesem Regime (Kleinsignalverstärkung) ist die Anzahl der eintreffenden Photonen so gering, dass die Inversion während der Verstärkung des optischen Impulses nahezu konstant bleibt. Es tritt keine Verstärkungssättigung auf. Jedes Photon erfährt durch stimulierte Emission Verstärkung. Dadurch steigt die Impulsenergie exponentiell mit der Länge des Verstärkungsmediums an und es werden sehr hohe Verstärkungswerte erreicht. Allerdings verbleibt in diesem Regime der Hauptteil der gespeicherten Energie weiterhin im oberen Laserniveau, was zu einer sehr geringen Extraktionseffizienz von (einsetzen von Gl. (3.7) in Gl. (3.6))

$$\eta_E = \frac{F_{in} \exp(g_0 l) - F_{in}}{F_s} \frac{1}{g_0 l} \ll 1 \quad (3.8)$$

führt. Im Grenzfall sehr großer Eingangsfluenzen  $F_{in}/F_s \gg 1$  lässt sich Gl. (3.4) vereinfachen zu

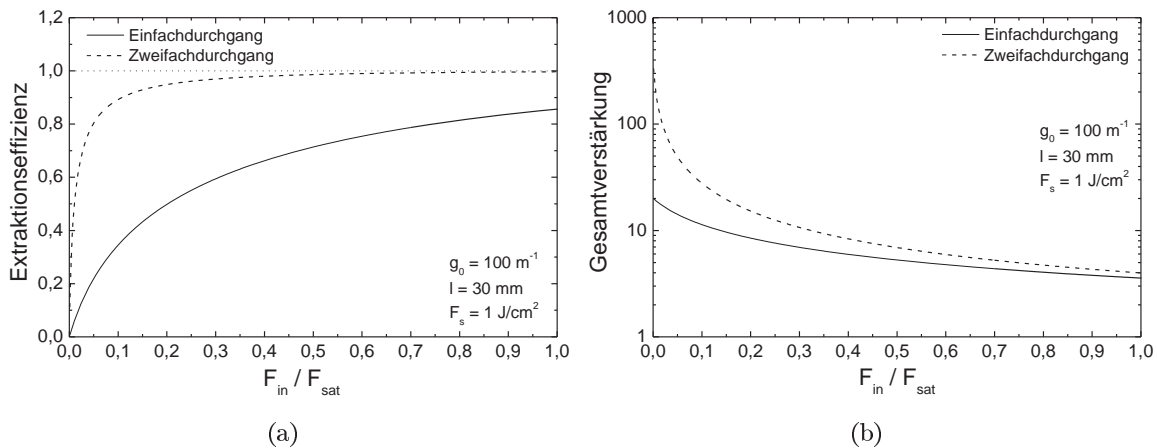
$$F_{out} = F_{in} + g_0 l F_s, \quad (3.9)$$

woraus sich direkt eine Extraktionseffizienz von

$$\eta_E = 1 \quad (3.10)$$

ergibt. In diesem Regime ist die Eingangsimpulsenergie so groß, dass die Inversion vollständig abgebaut wird. Nahezu die komplette gespeicherte Energie kann extrahiert werden [120,121], womit sehr hohe Ausgangsimpulsenergien erreichbar sind. Allerdings steigt die Impulsenergie in diesem Regime nur noch linear mit der Länge des Verstärkungsmediums an, d. h. die Verstärkung ist gegenüber dem Regime der Kleinsignalverstärkung stark reduziert und beträgt im Grenzfall Eins.

Es wird ersichtlich, dass bei einem Einfachdurchgang durch ein verstärkendes Medium prinzipiell niemals eine hohe Verstärkung simultan mit einer hohen Extraktionseffizienz erreichbar ist. Dies ändert sich allerdings bei einem Mehrfachdurchgang durch das aktive Medium. Bei einem zweiten Durchgang durch das gleiche Medium gilt weiterhin Gl. (3.4), allerdings muss nun als neue Eingangsfluenz die Ausgangsfluenz des ersten Durchgangs angesetzt werden.



**Abbildung 3.1:** a) Extraktionseffizienz eines verstärkenden Mediums im Einfach- und Zweifachdurchgang als Funktion der normierten Eingangsfluenz. b) Resultierende Gesamtverstärkung  $G = F_{out}/F_{in}$ .

Läuft der Strahl auf der gleichen Achse durch das Medium, so ist die Verstärkung durch den ersten Durchgang um die Extraktionseffizienz reduziert:

$$g'_0 = (1 - \eta_E)g_0. \quad (3.11)$$

Abbildung 3.1 zeigt den Verlauf der Extraktionseffizienz und der Gesamtverstärkung  $G = F_{out}/F_{in}$  als Funktion der normierten Eingangsfluenz für den Einfach- und den Zweifachdurchgang. Dabei wurde ein Kleinsignalverstärkungskoeffizient von  $g_0 = 100 \text{ m}^{-1}$ , eine Länge des aktiven Mediums von  $l = 30 \text{ mm}$  und eine Sättigungsfluenz von  $F_s = 1 \text{ J cm}^{-2}$  angenommen. Durch den erneuten Durchgang durch das Medium steigt die Extraktionseffizienz stark an und auch die Kleinsignalverstärkung multipliziert sich. Durch die Realisierung von weiteren Durchgängen wird schließlich auch bei sehr geringen Eingangsfluenzen eine sehr hohe Verstärkung mit gleichzeitig hoher Extraktionseffizienz erreicht.

Die höchste Anzahl von Durchgängen wird typischerweise durch die Verwendung von regenerativen Verstärkern erreicht (vgl. Abschn. 3.2). Hier läuft ein Impuls in einem Resonator um, bis er schließlich durch einen optischen Schalter ausgekoppelt wird. Umlaufzahlen von etwa 50 können so problemlos erzielt werden [122].

Eine andere Möglichkeit ist die mehrfache Faltung des Strahles durch das aktive Medium, wie es z. B. im InnoSlab-Verstärker realisiert ist (vgl. Abschn. 3.4). Dabei läuft der Strahl unter verschiedenen Winkeln durch das Medium. Hierbei handelt es sich genau genommen um einen Singlepass-Verstärker, da in jedem Umlauf ein neuer Bereich des aktiven Mediums gesättigt wird [42]. Durch die begrenzten Dimensionen des Laserkristalls sind hier weniger Umläufe als im regenerativen Verstärker möglich. Typische Umlaufzahlen liegen zwischen 5 und 10. Aufgrund der geringeren Anzahl von Umläufen muss für eine ausreichende Extraktionseffizienz bereits eine erhöhte Eingangsfluenz vorliegen.

### 3.1 Theoretische Grundlagen zur Verstärkung im Einfach- und Mehrfachdurchgang

Eine alternative Möglichkeit zur Erzielung einer hohen Extraktionseffizienz, ohne einen Mehrfachdurchgang durch das gleiche Medium, ist die Verstärkerkette. Vor allem Faserverstärker bieten sich hier an (vgl. Abschn. 3.3). Dabei kommen in der ersten Stufe Fasern mit sehr kleinem Kerndurchmesser im Bereich weniger Mikrometer zum Einsatz, wodurch auch bei kleiner Impulsenergie eine Fluenz in der Nähe der Sättigungsfluenz erzielt wird. Ist die Verstärkung in der Faser nach einer gewissen Länge gesättigt, folgt in einer zweiten Stufe eine Faser mit vergrößertem Kerndurchmesser. Dadurch ist die Eingangsfluenz wieder reduziert und die Verstärkung entsprechend erhöht. Bei optimiertem Design und ausreichender Anzahl von Stufen sind so sehr hohe Verstärkungen und Effizienzen erreichbar.

Es ist allerdings zu beachten, dass eine zu starke Sättigung der Verstärkung auch Nachteile mit sich bringt. Vor allem bei rechteckigen Impulsformen, wie sie in Abschn. 2.2 erzeugt wurden, führt die Sättigung während des Impulses zu einer stark reduzierten Verstärkung der abfallenden Impulsflanke. Daraus resultiert eine Impulsverformung, die die effektive Impulsdauer reduziert [123, 124].

#### Betrachtung der mittleren Leistung

Bei hoch repetierenden Lasersystemen, bei denen der Puls-zu-Puls Abstand viel kürzer als die Lebensdauer des oberen Laserniveaus  $\tau$  ist, ist die Betrachtung der mittleren Leistung zumeist sinnvoller. Die Einzelimpulsenergie ist dann üblicherweise sehr viel geringer als die Sättigungsenergie. Eine starke Sättigung während eines einzelnen Impulses findet nicht statt, so besteht auch nicht die Gefahr der Impulsverformung. Trotzdem erfährt das Verstärkungsmedium durch den gesamten Impulszug eine Sättigung, welche über die Intensität der einfallenden Strahlung definiert wird. Die Sättigungsintensität eines Verstärkungsmediums ist gegeben durch

$$I_s = \frac{h\nu}{\gamma\sigma\tau}, \quad (3.12)$$

mit der Lebensdauer des oberen Laserniveaus  $\tau$ . Analog zu den obigen Ausführungen ist die Ausgangsintensität für kleine Eingangsintensitäten  $I_{in} \ll I_s$

$$I_{out} = I_{in} \exp(g_0 l), \quad (3.13)$$

und für große Eingangsleistungen  $I_{in} \gg I_s$

$$I_{out} = I_{in} + g_0 l I_s. \quad (3.14)$$

Trotz der relativ langen Fluoreszenzlebensdauern der meisten Festkörperlasermaterialien im Bereich von Mikro- bis Millisekunden, liegt die Sättigungsintensität zumeist bei einigen Kilowatt pro Quadratzentimeter. Somit gelten die gleichen Restriktionen bei der Verstärkung kleiner Leistungen wie zuvor. Alle zuvor gezeigten Rechnungen bezüglich Gesamtverstärkung und Extraktionseffizienz gelten hier analog. Durch einen Mehrfachdurchgang durch das selbe Medium oder eine Verstärkerkette mit jeweils angepassten Modenradien können auch hier bei kleinen Leistungen sehr viel höhere Werte als bei einem Einfachdurchgang erzielt werden.

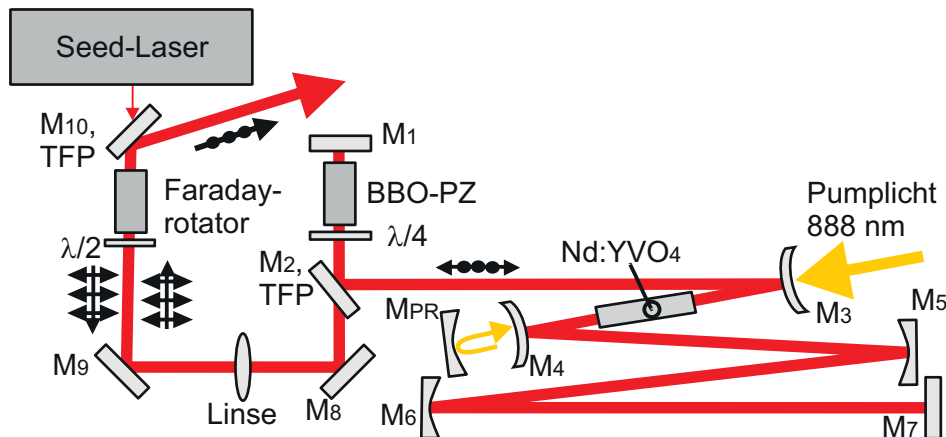


Abbildung 3.2: Experimenteller Aufbau des regenerativen Verstärkers [41].

## 3.2 Hohe Impulsenergie durch regenerativen Nd:YVO<sub>4</sub>-Verstärker

Die Wahl des Lasermaterials für den regenerativen Verstärker fiel auf Neodym-dotiertes Yttrium-Orthovanadat (Nd:YVO<sub>4</sub>). Dieses Material hat sich, neben wenigen anderen, aufgrund seiner hervorragenden Verstärkungseigenschaften im Wellenlängenbereich um 1  $\mu\text{m}$  für industrielle Anwendungen in der Materialbearbeitung durchgesetzt. Das Material zeichnet sich durch einen besonders hohen Wirkungsquerschnitt für stimulierte Emission  $\sigma$  aus [125, 126]. Außerdem sind die optischen und thermo-optischen Eigenschaften des Kristalls für die Leistungsskalierung besonders geeignet [41]. Das Material ist natürlich doppelbrechend, wodurch thermisch induzierte Depolarisationseffekte entfallen [127]. Wird eine Pumpwellenlänge von 888 nm gewählt [25, 128–131], so ist die Absorption, im Gegensatz zum Absorptionsmaximum bei 808 nm, nahezu unabhängig von der Polarisation der Pumpleistung und um nahezu eine Größenordnung reduziert. Dadurch wird der Einsatz von langen Kristallen in Kombination mit sehr hohen Pumpleistungen möglich, ohne dass eine starke thermische Linse die Strahlqualität beeinflusst oder thermisch induzierte Spannungen den Kristall zerstören. Insgesamt kann so eine hohe Inversion  $n$  über eine große Kristalllänge  $l$  erreicht werden, was gemäß  $g = n\sigma l$  zu einer sehr hohen Verstärkung führt.

### 3.2.1 Grundlagen und experimenteller Aufbau

Der verwendete regenerative Verstärker wurde im BMBF-Projekt *Cora* von M. Lührmann während dessen Promotion realisiert. Eine ausführliche theoretische und experimentelle Beschreibung des gesamten Aufbaus ist in Ref. [41] zu finden. In diesem Abschnitt soll daher nur auf die wichtigsten Grundlagen eingegangen werden.

Abbildung 3.2 zeigt den experimentellen Aufbau des Verstärkers. Die optischen Impulse durchlaufen einen Dünnschichtpolarisator (M<sub>10</sub>), einen Faraday-Rotator und eine Halbwell-

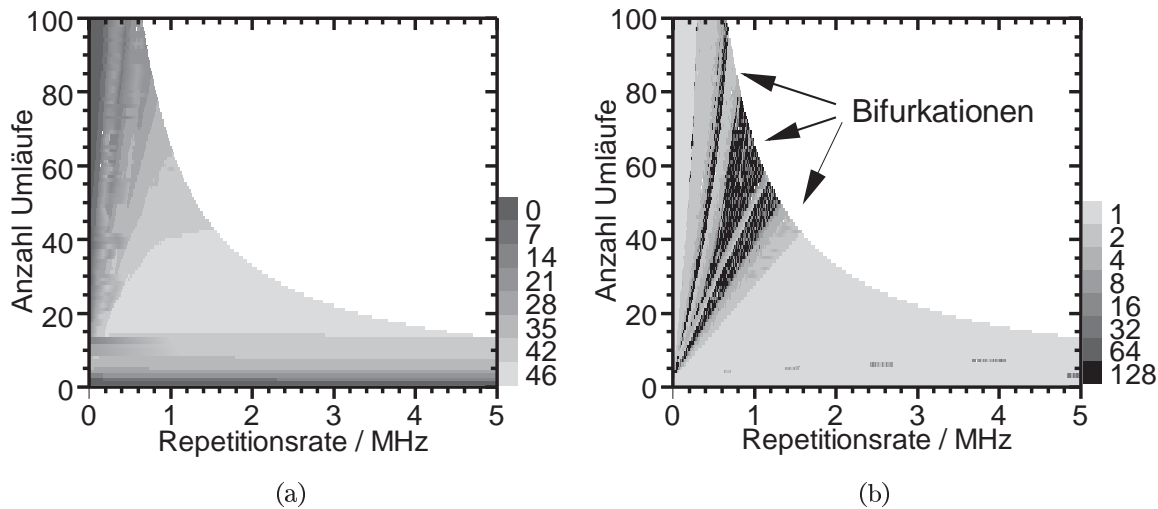
## 3.2 Hohe Impulsenergie durch regenerativen Nd:YVO<sub>4</sub>-Verstärker

lenplatte, um den rücklaufenden Strahl nach der Verstärkung durch die Drehung der Polarisation abzutrennen. Die nachfolgende Linse dient der Modenanpassung zwischen Eingangsstrahl und Resonatormode. Die folgende Kombination des zweiten Dünnschichtpolarisators ( $M_2$ ), der Viertelwellenplatte und der  $\beta$ -Bariumborat(BBO)-Pockelszelle erlaubt schließlich das Schalten der Resonatorgüte. Bei fehlender Hochspannung an der Pockelszelle ist die Güte sehr gering und es baut sich, durch den kontinuierlichen Pumpvorgang, eine hohe Inversion auf (Pumpzyklus). Wird die Pockelszelle geschaltet, so bewirkt die zusätzliche Polarisationsdrehung eine sehr hohe Güte, womit ein zuvor eingekoppelter Impuls im Resonator mehrfach umläuft (Verstärkungszyklus). Der Nd:YVO<sub>4</sub>-Kristall hat eine Dimension von  $4 \times 4 \times 30 \text{ mm}^3$  und ist longitudinal gepumpt mit einer Leistung von 110 W bei einer Wellenlänge von 888 nm. Der Strahlradius im Kristall beträgt  $520 \mu\text{m}$ . Zur Kompensation der thermischen Linse weisen die Spiegel  $M_3$  und  $M_4$  einen Krümmungsradius von  $r = 1000 \text{ mm}$  auf. Die Spiegel  $M_5$  und  $M_6$  verlängern den Resonator auf eine Gesamtlänge von 2,3 m um sicherzustellen, dass die Pockelszelle, mit einer Anstiegszeit von etwa 3 ns, zwischen zwei Umläufen des Impulses vollständig schaltet. Die Schaltzeitpunkte der Pockelszelle und der Seeddiode werden durch Delay-Generator-PCI-Karten (BME - Bergmann Messgeräte Entwicklung KG) definiert und müssen genau optimiert werden. Diese Optimierung ist bei regenerativen Verstärkern aufgrund der zugrundeliegenden Dynamik für einen stabilen Betrieb ausschlaggebend, was im Folgenden diskutiert wird.

Bei sehr kleinen Repetitionsraten erreicht die Verstärkung während des Pumpzyklus immer den maximalen Wert. Jeder Impuls sieht dann die gleiche Verstärkung und läuft solange im Resonator um, bis die gesättigte Verstärkung während des Verstärkungszyklus unter den Betrag der Resonatorverluste fällt. Weitere Umläufe würden dann die Impulsenergie wieder verringern. Wird die Dauer der Pumpzyklen allerdings kürzer als die Relaxationszeit der Verstärkung, was bereits bei Repetitionsraten über 10 kHz der Fall ist, so wird die volle Inversion während des Pumpzyklus nicht mehr erreicht. Der Betrag der Inversion nach dem Pumpzyklus ist dann abhängig vom Betrag des Inversionsabbaus während des vorherigen Verstärkungszyklus. Bei ungünstiger Wahl der Eingangsimpulsenergie, der Repetitionsrate und der Dauer des Verstärkungszyklus kann es somit zu alternierenden Impulsenergien nach der Verstärkung (Bifurkation) oder vollständig chaotischem Verhalten kommen [132–134].

Die optimalen Betriebsparameter lassen sich z. B. wie in Ref. [132, 133] berechnen. Dabei wird jeweils der Inversionsaufbau während des Pumpzyklus und der Inversionsabbau während des Verstärkungszyklus getrennt voneinander betrachtet. Details zur Rechnung und die verwendeten Simulationsparameter finden sich in [41]. Abbildung 3.3 zeigt als Ergebnis der Rechnung die zu erwartende Ausgangsleistung in Watt und die Anzahl der Einzel-Impulsenergien durch Bifurkation als Funktion der Repetitionsrate und der Anzahl von Umläufen. Aufgrund der begrenzten Eingangsimpulsenergie der Seedquellen aus dem ersten Teil wurde die Rechnung für eine Impulsenergie von 5 pJ durchgeführt. Die weißen Bereiche in Abb. 3.3 sind nicht zugänglich, da dort die Umlaufzeit der Impulse im Resonator länger als der zeitliche

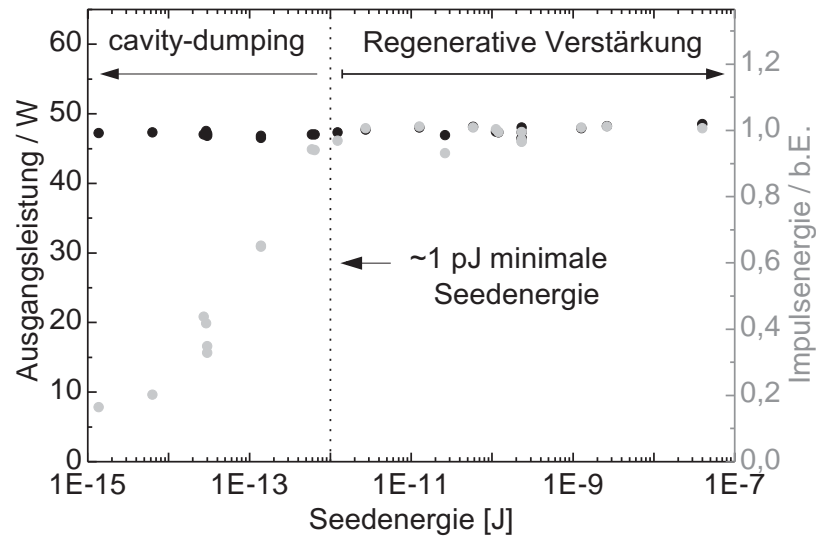




**Abbildung 3.3:** Simulationsergebnisse für eine Impulsenergie von 5 pJ zur Bestimmung der optimalen Betriebsparameter des regenerativen Verstärkers. a) Ausgangsleistung in Watt und b) Impulsenergie-Bifurkationen (Anzahl der Einzel-Impulsenergien) als Funktion der Repetitionsrate und der Anzahl von Umläufen.

Abstand der eintreffenden Impulse wäre. In Abb. 3.3(b) sind zwei Bereiche mit stabiler Impulsenergie, markiert in hellem Grau, zu erkennen. Ein Bereich liegt bei kleinen Repetitionsraten unter 200 kHz und hohen Umlaufzahlen über 20, der andere bei höheren Repetitionsraten und eher geringeren Umlaufzahlen. Der obere Bereich beschreibt einen Betrieb, bei dem der Impuls durch die hohe Anzahl von Umläufen während des Verstärkungszyklus immer die komplette Verstärkung abbaut. Der Inversionsaufbau startet dann bei jedem Pumpzyklus bei Null. Dadurch ist die Ausgangsleistung eher begrenzt, was in Abb. 3.3(a) dargestellt ist. Bei höheren Repetitionsraten und geringen Umlaufzahlen wird hingegen nicht die komplette Verstärkung abgebaut. Es bildet sich ein dynamisches Gleichgewicht zwischen Inversionsabbau während des Verstärkungszyklus und Inversionsaufbau während des Pumpzyklus. Die mittlere Inversion liegt dadurch viel höher als beim Betrieb mit vielen Umläufen. Dadurch ist auch die Verstärkung beim ersten Durchlauf eines Impulses bereits um ein Vielfaches höher, wodurch sich insgesamt eine höhere Leistung bei weniger Umläufen erzielen lässt. Bei passender Wahl der Parameter sind Ausgangsleistungen von bis zu 46 W zu erwarten. Allerdings ist hier zu beachten, dass bei jeder Repetitionsrate eine maximale Anzahl von Umläufen existiert, ab der der Betrieb instabil wird und Bifurkationen der Impulsenergie auftreten. Vor allem bei kleineren Repetitionsraten im Bereich von 100 kHz sind nur noch sehr wenige Umläufe möglich, was die erreichbare Ausgangsleistung etwas limitiert.

Neben einer möglichst hohen Ausgangsleistung und einem stabilen Betrieb war auch der Kontrast der verstärkten Impulse eine wichtige Kenngröße. Bei der Verstärkung von sehr geringen Impulsenergien ist besonders darauf zu achten, dass die Verstärkung vollständig gesättigt ist. Bei unvollständiger Sättigung kann der regenerative Verstärker ansonsten in einen *Cavity-*



**Abbildung 3.4:** Ausgangsleistung und Impulsenergie als Funktion der Eingangsimpulsenergie [41].

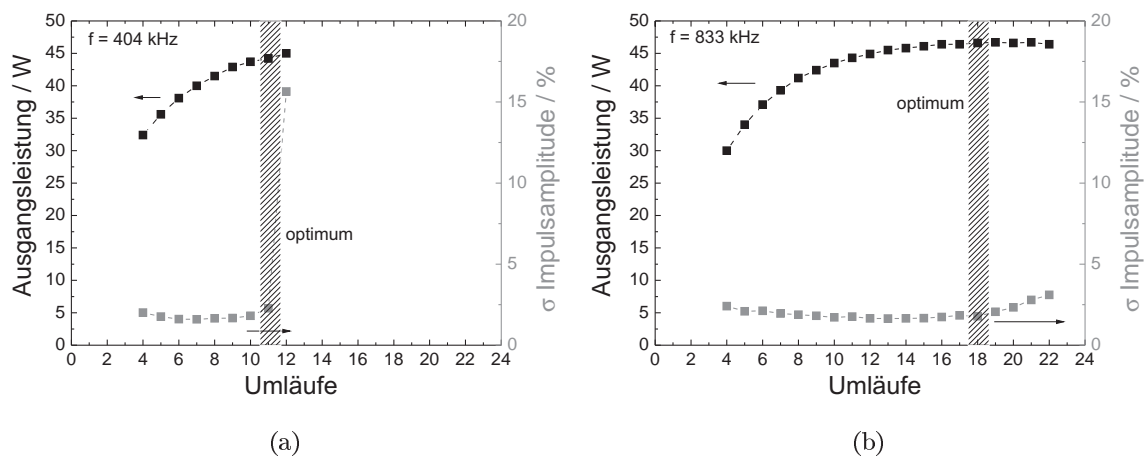
*Dumping*-Betrieb übergehen [25]. In diesem Betrieb erfährt die spontane Emission aus dem Laserkristall so viel Verstärkung, dass zusätzlich zu den verstärkten Impulsen ein zeitlicher Untergrund mit der Länge der Resonatorumlaufzeit emittiert wird. Der Übergang ist dabei fließend. Die Ausgangsleistung bleibt bei abnehmender Seedenergie annähernd konstant. Die Untergrundleistung steigt aber langsam auf Kosten der verstärkten Impulsenergie an.

In Abb. 3.4 ist dieser Übergang gezeigt [41]. Bei der Messung kam ein passiv modengekoppelter Nd:YVO<sub>4</sub>-Oszillator zum Einsatz, da dieser eine hohe Impulsenergie bereitstellt und somit eine Variation der Eingangsimpulsenergie über viele Größenordnungen ermöglicht. Die Ausgangsleistung bleibt wie erwartet annähernd konstant. Für Eingangsimpulsenergien von unter 1 pJ reduziert sich die Impulsenergie der verstärkten Impulse, wie Messungen mit einer Fotodiode und einem Oszilloskop gezeigt haben. Dieser Bereich stellt den Übergang zum *Cavity-Dumping* dar. Die zur Verfügung stehenden Impulsenergien aus den in Kap. 2 vorgestellten Impulsquellen liegen alle deutlich über diesem Wert und sind somit ausreichend um den Verstärker zu sättigen. Ein Leistungsuntergrund ist nicht zu erwarten.

### 3.2.2 Verstärkung der Gainswitch-Impulse mit 55 ps Impulsdauer

Die Energie der Impulse aus der DBR-Diode im Gainswitch-Betrieb (vgl. Abschn. 2.1.5) betrug ohne Nachverstärkung  $E_P = 17,3$  pJ. Der Strahl wurde über eine SM-Faser in den Resonator des regenerativen Verstärkers eingekoppelt. Die Koppeffizienz am Fasereintritt betrug 60 %, womit nach der Faser noch eine Impulsenergie von 10,3 pJ zur Verfügung stand. Gemäß Abb. 3.4 ist diese Energie ausreichend um den regenerativen Verstärker in Sättigung zu betreiben.

Die Emissionswellenlänge der Diode wurde bezüglich des spektralen Verstärkungsprofils des Verstärkers bereits in Abschn. 2.1.5 optimiert. Die spektrale Lage und die Breite der



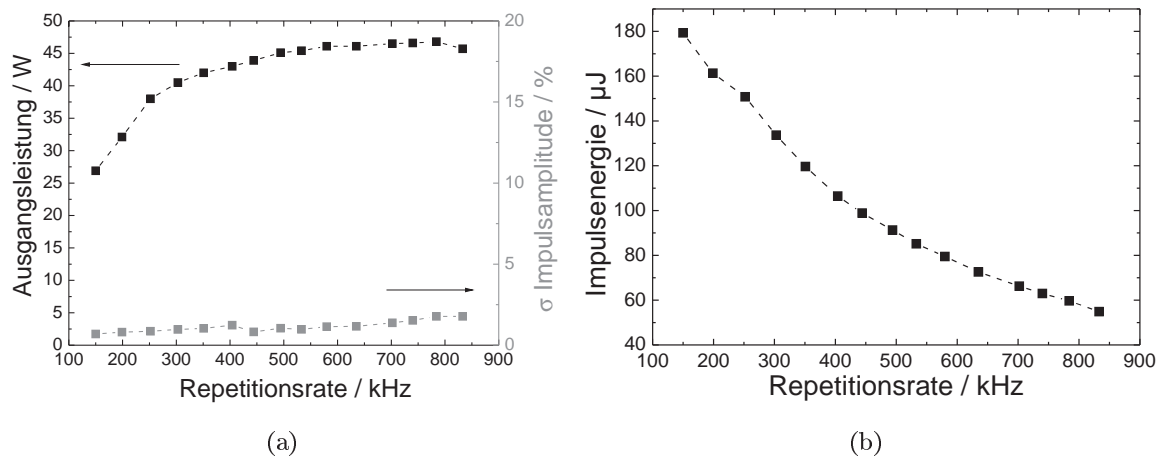
**Abbildung 3.5:** Ausgangsleistung und Amplitudenstabilität als Funktion der Zahl der Umläufe im regenerativen Verstärker bei a) 404 kHz und b) 833 kHz.

Impulse sind dem Verstärkungsspektrum von Nd:YVO<sub>4</sub> bei 1064,1 nm optimal angepasst. Der zuvor aufgetretene Wellenlängenjitter konnte durch das externe Seeding der Diode eliminiert werden. Im weiteren Verlauf dieses Abschnittes wird der Einfluss des Jitters auf die Stabilität der verstärkten Impulse noch einmal näher behandelt.

Für einen stabilen Betrieb bei maximaler Ausgangsleistung war zunächst die Optimierung der Anzahl von Umläufen nötig. Als Abschätzung diente dabei die in Abb. 3.3 dargestellte Simulation, wonach bei Repetitionsraten im Bereich von mehreren 100 kHz eine Anzahl von etwa 10-20 Umläufen die höchste Ausgangsleistung ohne Bifurkationen liefern sollte. Abbildung 3.5 zeigt die Ausgangsleistung und die jeweilige Impulsamplitudenstabilität als Funktion der Umlaufzahl für eine Repetitionsrate von 404 kHz und 833 kHz. Die Amplitudenstabilität wurde, wie bereits zuvor, mit einer Fotodiode und der entsprechenden Auswertefunktion des Oszilloskops gemessen. Angegeben ist jeweils die Standardabweichung der Impulsspitzenleistung für 10 000 aufeinanderfolgende Impulse. Die untere Grenze der Umlaufzahl ist auf die Limitierung der Pockelszelle zurückzuführen, die eine Mindest-Einschaltzeit von 40 ns aufwies. Bei beiden Repetitionsraten wird eine Ausgangsleistung von mehr als 45 W erreicht. Die höhere Repetitionsrate von 833 kHz erlaubt in Übereinstimmung mit Abb. 3.3(b) eine große Anzahl von Umläufen, ohne dass sich die Amplitudenstabilität nennenswert verschlechtert. Bei einer Repetitionsrate von 404 kHz stellt sich hingegen bereits bei einer Umlaufanzahl von 12 eine rapide Verschlechterung der Stabilität ein, was ebenfalls in Übereinstimmung mit der Simulation liegt. Hier beginnt langsam die Aufspaltung der Impulsenergie in zwei unterschiedliche Werte. Die Stabilität an den Arbeitspunkten beträgt in beiden Fällen etwa 2 %, was der Amplitudenschwankung des Eingangssignals entspricht (Abschn. 2.1.5) und für die meisten Prozesse in der Materialbearbeitung einen ausreichend kleinen Wert darstellt.

In den von der Pockelszelle definierten Grenzen konnte nun die Repetitionsrate nahezu beliebig gewählt werden. Abbildung 3.6(a) zeigt die entsprechende Ausgangsleistung und den

### 3.2 Hohe Impulsenergie durch regenerativen Nd:YVO<sub>4</sub>-Verstärker

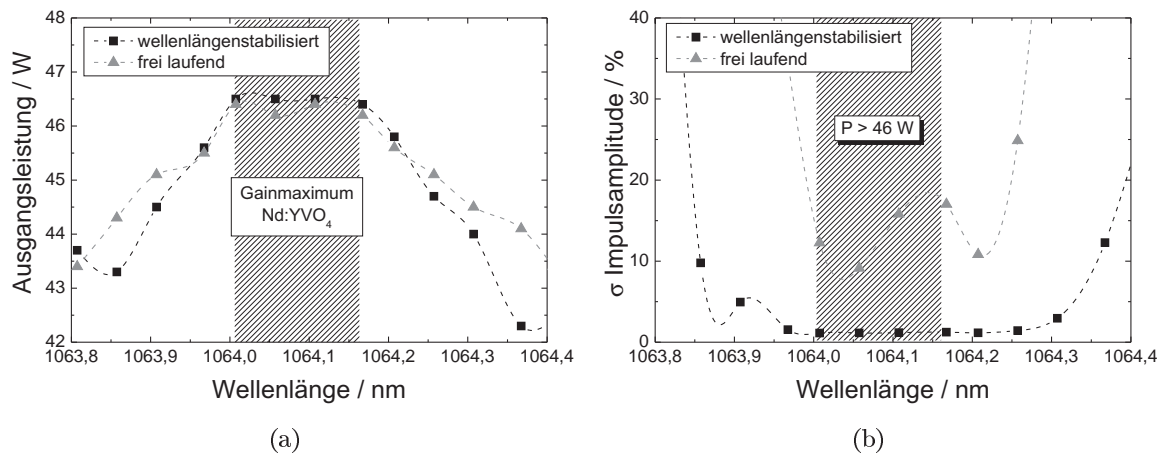


**Abbildung 3.6:** a) Ausgangsleistung und Amplitudenstabilität als Funktion der Repetitionsrate. Bei kleinen Repetitionsraten war eine Verringerung der Zahl von Umläufen im Verstärker auf bis zu 4 nötig. b) Resultierende Impulsenergie bei Variation der Repetitionsrate.

Verlauf der Amplitudenstabilität. Aufgrund der nur geringen Anzahl von möglichen Umläufen bei kleinen Repetitionsraten, verringert sich dort die extrahierbare Leistung auf einen Wert von 27 W bei 150 kHz. Die Zahl der Umläufe betrug in diesem Grenzfall noch 4. Die Standardabweichung der Impulsenergieschwankung liegt bei allen Messungen unter 2%, bei kleinen Repetitionsraten bei nur 0,7%. Abbildung 3.6(b) zeigt die Impulsenergie als Funktion der Repetitionsrate. Die maximale Impulsenergie bei 150 kHz liegt bei 180 μJ, bei 833 kHz werden noch 55 μJ erreicht. Die Gesamtverstärkung im regenerativen Verstärker beträgt also zwischen 67,3 dB und 72,4 dB.

Bei allen Messungen war die Zentralwellenlänge der Impulse durch die optimierte Temperaturanpassung der DFB-Diode und die Wellenlängenstabilisierung durch das externe Seeding auf das Verstärkungsmaximum von Nd:YVO<sub>4</sub> bei 1064,1 nm festgelegt. Eine Abweichung der Temperatur, verursacht z. B. durch wechselnde Umgebungsbedingungen, könnte aufgrund des schmalen Verstärkungsspektrums den stabilen Betrieb des Gesamtsystems gefährden. Daher war eine Charakterisierung der Verstärkungseigenschaften bei Variation der Wellenlänge nötig. Die Zentralwellenlänge der DBR-Diode konnte gemäß Abb. 2.8 mit  $d\lambda/dT = 0,0785 \text{ nm K}^{-1}$  variiert werden. Eine Variation der Temperatur um 10 °C erlaubte somit die Vermessung des gesamten Verstärkungsspektrums von Nd:YVO<sub>4</sub>.

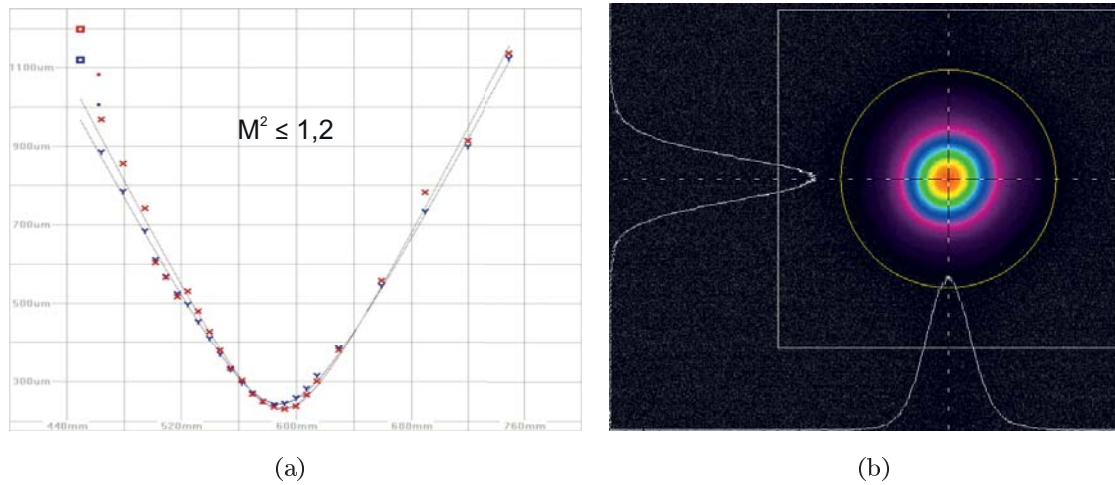
Abbildung 3.7 zeigt die Ausgangsleistung und die Amplitudenstabilität als Funktion der Eingangswellenlänge. Zusätzlich ist auch eine Messung ohne die Wellenlängenstabilisierung der DFB-Diode aufgetragen. Als Zentralwellenlänge wurde immer die Lage der Hauptmode verwendet (vgl. Abb. 2.9). Die Repetitionsrate bei der Messung betrug 635 kHz bei 16 Umläufen im Resonator. Die maximale Ausgangsleistung wird in einem Bereich von etwa 0,16 nm um eine Zentralwellenlänge von 1064,08 nm erreicht. Mit frei laufender Seed-Diode ist die Aus-



**Abbildung 3.7:** a) Ausgangsleistung und b) Amplitudenstabilität des regenerativen Verstärkers als Funktion der Wellenlänge mit der wellenlängenstabilisierten und der frei laufenden Seed-Diode.

gangsleistung nur geringfügig kleiner. Außerhalb dieses Bereichs reduziert sich die Leistung leicht. Hier wechselt der Betrieb des Verstärkers langsam in einen *Cavity-Dumping*-Betrieb. Die Ausgangsleistung im vollständigen *Cavity-Dumping*-Betrieb, d. h. ohne Seed-Impuls, war 42,6 W. Die Amplitudenstabilität (Abb. 3.7(b)) liegt mit der frei laufenden Seed-Diode zwischen 10 % und 20 %, was die negative Wirkung des Wellenlängenjitter stark verdeutlicht. Hier emittierte die DFB-Diode zeitlich willkürlich auf zwei unterschiedlichen Moden, deren spektraler Abstand etwa 0,1 nm betrug. Die Hauptmode, auf die 95 % der zeitlich gemittelten Leistung entfiel, lag gemäß Abb. 2.9(b) auf der kurzwelligeren Seite. Dadurch ergibt sich der asymmetrische Verlauf der Amplitudenstabilität innerhalb des schraffierten Bereichs in Abb. 3.7(b). Liegt die Hauptmode am rechten Rand dieses Bereichs, so erfährt die Nebenmode eine stark verringerte Verstärkung, was zu einer höheren Amplitudenschwankung führt. Liegt die Hauptmode hingegen am linken Rand des Bereichs erfahren beide Moden annähernd die gleiche Verstärkung, wodurch die Schwankung abnimmt. Durch die Wellenlängenstabilisierung der DFB-Diode wird die Nebenmode vollständig unterdrückt, was zu einer beträchtlichen Steigerung der Gesamtstabilität führt. In einem Bereich von etwa 0,2 nm liegt die Schwankung dann unter 1,2 %. Insgesamt zeigt sich, dass die Lage der Wellenlänge innerhalb eines Bereichs von 0,16 nm um das Optimum liegen sollte. Hier wird die höchste Ausgangsleistung mit der geringsten Amplitudenschwankung erzielt. Dies entspricht einem Temperaturintervall von 2,04 °C, welches durch die Verwendung geeigneter Peltierelemente, auch bei wechselnden Umgebungsbedingungen, recht einfach zu stabilisieren ist.

Der spektrale Bereich, in dem ein stabiler Betrieb möglich ist, ist bedeutend schmaler als das Verstärkungsspektrum von Nd:YVO<sub>4</sub> mit einer Breite von etwa  $\Delta\lambda = 0,8 \text{ nm}$  [135]. Die Ursache liegt im *gain-narrowing* während der Verstärkung [136]. Die spektral selektive Verstärkung in einem Laserkristall kann als spektraler Filter mit der Filterfunktion



**Abbildung 3.8:** Kaustik und Strahlprofil des Strahls aus dem regenerativen Verstärker bei einer Repetitionsrate von 635 kHz und 16 Umläufen im Resonator. Die Beugungsmaßzahl berechnet sich zu  $M_x^2 = 1,19$  und  $M_y^2 = 1,20$ .

$$G(\omega) = \exp\left(-\frac{2g_a}{\Delta\omega_a^2}(\omega - \omega_0)^2\right) \quad (3.15)$$

angesehen werden. Dabei beschreibt  $g_a$  den Verstärkungsfaktor der spektralen Amplitude pro Umlauf,  $\Delta\omega_a$  die Verstärkungsbandbreite und  $\omega_0$  die Zentralwellenlänge. Bei mehreren Umläufen multipliziert sich die Filterfunktion zu

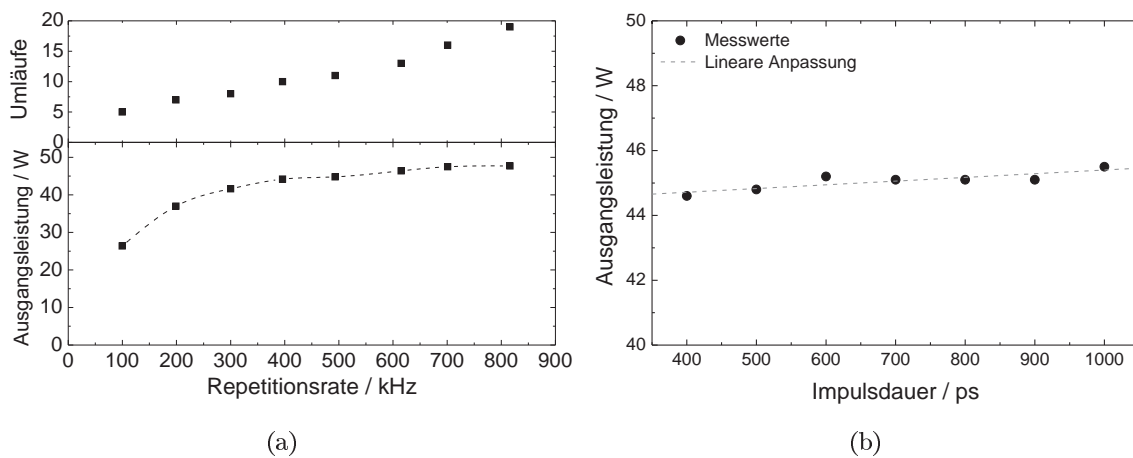
$$G_N(\omega) = \exp\left(-\frac{2Ng_a}{\Delta\omega_a^2}(\omega - \omega_0)^2\right) = \exp\left(-\frac{2g_a}{(\Delta\omega_a/\sqrt{N})^2}(\omega - \omega_0)^2\right), \quad (3.16)$$

mit der Anzahl von Umläufen  $N$ . Bei der Messung in Abb. 3.7 wurden 16 Umläufe im Resonator verwendet. Dies schränkt die Bandbreite um einen Faktor 4 ein.

Abbildung 3.8(a) zeigt die Kaustik des Ausgangsstrahls in beiden Raumrichtungen, aufgenommen mit einem Strahlanalysesystem von Ophir-Spiricon ( $M^2$ -200). Die daraus berechnete Strahlqualität liegt bei  $M^2 \leq 1,2$ . Es ist kein Astigmatismus und nur eine minimale Elliptizität zu erkennen. Abbildung 3.8(b) zeigt das transversale Strahlprofil. Beide Richtungen weisen einen nahezu idealen gaußförmigen Verlauf auf.

### 3.2.3 Kontinuierlich variable Impulsdauern zwischen 400 ps und 1000 ps

Die Verstärkung der längeren Impulse aus Abschn. 2.2.3 geschah völlig analog zum vorherigen Abschnitt. Da die Lebensdauer des oberen Laserniveaus in Nd:YVO<sub>4</sub> mit etwa 100 µs viel länger als die Impulsdauer von nun einigen 100 ps ist, ergibt sich keinerlei Änderung bezüglich der Verstärkungseigenschaften. Auch die Variation der Impulsdauer während des Betriebes



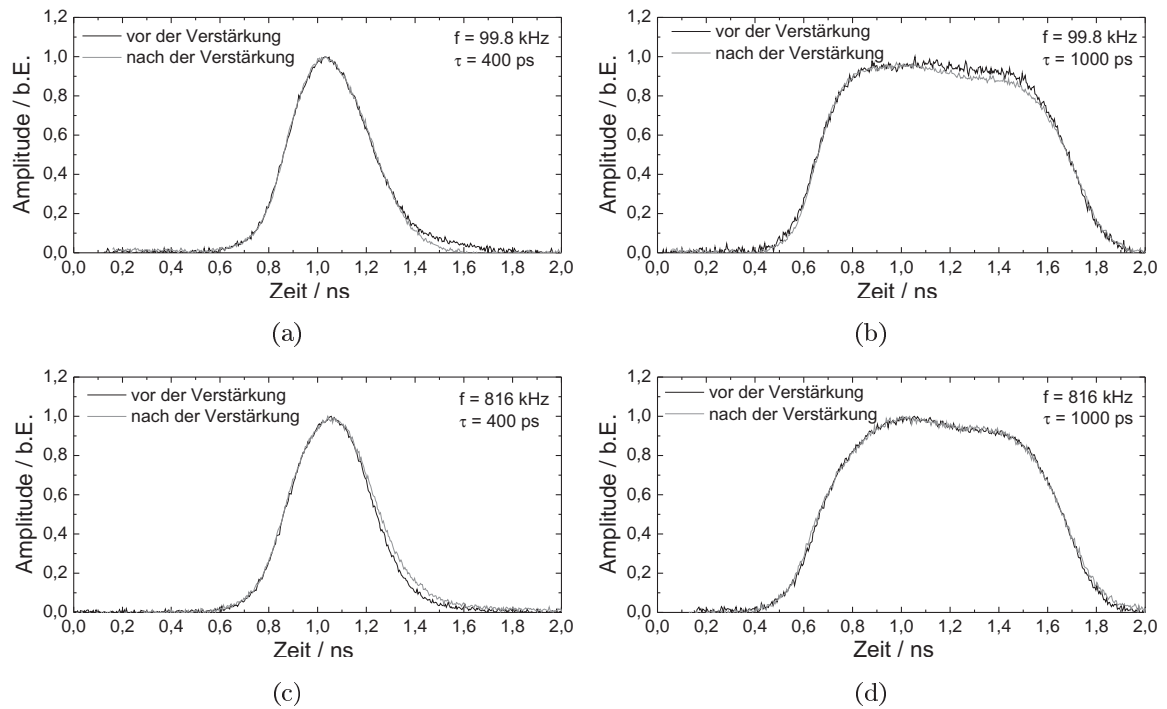
**Abbildung 3.9:** a) Ausgangsleistung und optimale Anzahl von Umläufen als Funktion der Repetitionsrate bei einer Impulsdauer von 400 ps. b) Ausgangsleistung als Funktion der Impulsdauer bei einer Repetitionsrate von 493 kHz.

stellt kein grundlegendes Problem dar. Die zur Verfügung stehende Impulsenergie war nun um mehr als eine Größenordnung höher (zwischen 240 pJ und 660 pJ), sodass auch nach einer Fasereinkopplung eine vollständige Unterdrückung des *Cavity-Dumping*-Betriebs zu erwarten war.

In Abb. 3.9(a) ist die mittlere Ausgangsleistung und die Anzahl der gewählten Umläufe als Funktion der Repetitionsrate gezeigt. Die Impulsdauer der Eingangsimpulse betrug bei dieser Messung 400 ps. Wie bereits zuvor ist die mittlere Leistung bei kleinen Repetitionsraten (99,8 kHz) aufgrund der geringen Anzahl von Umläufen auf etwa 26,4 W begrenzt, was einer Impulsenergie von 264,5  $\mu\text{J}$  entspricht. Bei höheren Repetitionsraten und der entsprechend höheren Umlaufzahl steigt die mittlere Ausgangsleistung auf bis zu 47,7 W bei 816 kHz an, was einer Impulsenergie von 58,5  $\mu\text{J}$  entspricht. Abbildung 3.9(b) zeigt den Verlauf der Ausgangsleistung bei Variation der Impulsdauer. Die Repetitionsrate betrug bei der Messung 493 kHz. Es ist ein leichter Anstieg der Ausgangsleistung für längere Impulsdauern zu erkennen. Begründen könnte dies die leicht erhöhte Eingangsimpulsenergie bei längeren Impulsdauern oder auch die begrenzte Lebensdauer des unteren Laserniveaus in Nd:YVO<sub>4</sub>. Diese liegt bei 650 ps [137], womit bei langen Impulsen während der Impulsverstärkung eine Entvölkerung des unteren Niveaus stattfindet, und somit die Extraktionseffizienz des Verstärkers steigt [120, 138].

Die Impulsform vor und nach der Verstärkung für die verwendeten Minimal- und Maximalwerte der Impulsdauer bzw. Repetitionsrate ist in Abb. 3.10 dargestellt. Es treten nur sehr geringe Impulsverformungen auf. Bei einer Repetitionsrate von 99,8 kHz (Abb. 3.10(a) und (b)) ist jeweils eine leicht reduzierte Verstärkung der nachlaufenden Flanke des Impulses zu erkennen. Dies könnte auf eine beginnende Verstärkungssättigung während des letzten Umlaufs zurückzuführen sein. Die Sättigungsfluenz für Nd:YVO<sub>4</sub> liegt gemäß Gl. (3.5) mit

### 3.2 Hohe Impulsenergie durch regenerativen Nd:YVO<sub>4</sub>-Verstärker



**Abbildung 3.10:** Impulsform vor und nach der Verstärkung für die Eckpunkte des Parameterfeldes Impulsdauer-Repetitionsrate. Es treten nur sehr geringe Impulsverformung auf.

$\sigma = 1200 \cdot 10^{-21} \text{ cm}^2$  [125] bei  $F_s = 0,156 \text{ J cm}^{-2}$ . Mit dem Strahlradius im Kristall von  $w_0 = 520 \mu\text{m}$  und der Impulsenergie  $E_p = 266 \mu\text{J}$  ergibt sich eine maximale Fluenz in der Mitte des Gauß-Strahls von

$$F_0 = \frac{2E_p}{\pi w_0^2} = 0,063 \text{ J cm}^{-2}, \quad (3.17)$$

was etwa 40 % der Sättigungsfluenz entspricht.

Bei einer Repetitionsrate von 816 kHz (Abb. 3.10(c) und (d)) liegt die Maximalfluenz bei  $F_0 = 0,014 \text{ J cm}^{-2}$ , oder etwa 9 % der Sättigungsfluenz, weshalb hier keine Sättigung zu erkennen ist. Bei einer Impulsdauer von 400 ps ist hier hingegen eine leicht verlängerte nachfolgende Impulsflanke zu erkennen. Dies könnte bereits auf den Effekt des *gain-narrowing* zurückzuführen sein, da bei dieser Repetitionsrate 19 Umläufe im Resonator eingestellt waren und die spektrale Einengung eines optischen Impulses typischerweise zu einer zeitlichen Verlängerung führt.

Insgesamt beeinflusst die Verstärkung im regenerativen Verstärker die Impulsform nur leicht, womit die Impulsdauer im gesamten Bereich zwischen 400 ps und 1000 ps erhalten bleibt.



### 3.2.4 Frequenzkonversion in den grünen Spektralbereich

Anwendungen in der Mikromaterialbearbeitung profitieren zumeist von einer Erhöhung der Photonenenergie bzw. einer Verkleinerung der Wellenlänge im Vergleich zur erzeugten Strahlung bei 1064 nm. Kleinere Wellenlänge erlauben prinzipiell ein kleineres Strahlparameterprodukt

$$\theta w_0 = \frac{\lambda}{\pi}, \quad (3.18)$$

was bei gleicher Divergenz  $\theta$ , d. h. gleicher Fokussierung und somit gleichem Arbeitsabstand, einen kleineren Fokussdurchmesser  $2w_0$  ermöglicht. Weiterhin begünstigen hohe Photonenenergien die Lichtabsorption im Werkstück durch Mehrphotonenprozesse, was die Bearbeitung von transparenten Materialien erleichtert [139].

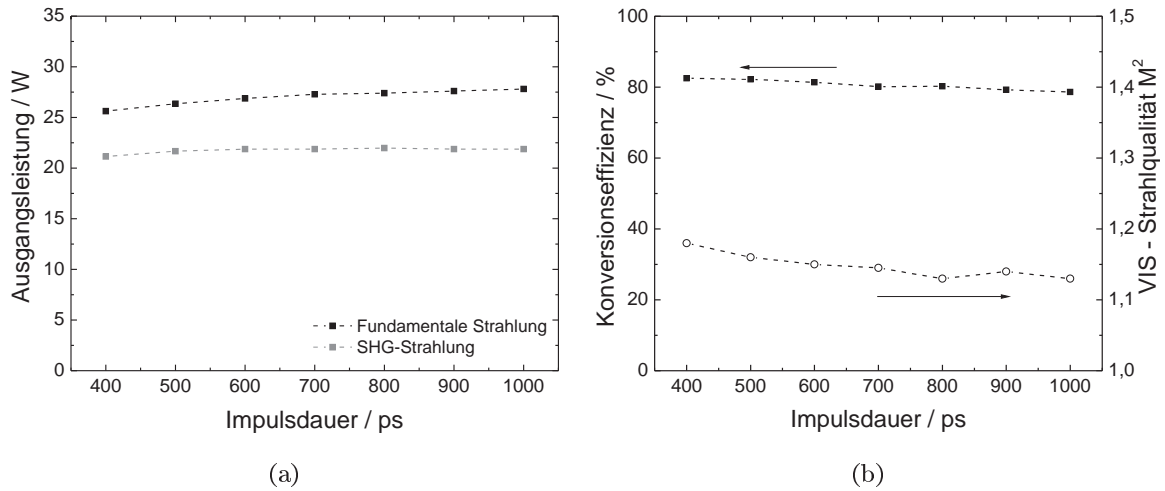
Die Erhöhung der Photonenenergie geschieht durch die nichtlineare Frequenzkonversion SHG (*second harmonic generation*) vom infraroten Spektralbereich bei 1064 nm in den grünen Spektralbereich bei 532 nm. Eine ausführliche theoretische Beschreibung der SHG findet sich in der Literatur [140–142]. Besonderheiten bei hohen Konversionseffizienzen sind z. B. in [143] zu finden.

Zur Konversion kam ein 18 mm langer, kritisch phasenangepasster Lithiumtriborat(LBO)-Kristall zum Einsatz. Die Schnittwinkel für eine Konversion von 1064 nm, bei einer Temperatur von etwa 30 °C, sind  $\Theta = 90^\circ$  und  $\phi = 11,4^\circ$ . Die Winkelakzeptanz beträgt 2,7 mrad, der *walk-off*-Winkel liegt bei  $\rho = 6,8$  mrad [144].

Prinzipiell wäre eine SHG-Konversion aller Impulsdauern (55 ps bis 1000 ps) aus dem regenerativen Verstärker wünschenswert. Da die Konversionseffizienz aber abhängig von der Spitzenintensität der Impulse ist, kann mit einem festen Strahldurchmesser im Kristall prinzipiell keine gleichbleibend hohe Effizienz bei allen Repetitionsraten und Impulsdauern erreicht werden. Aufgrund der mit 55 ps deutlich abweichenden Impulsdauer der Impulse aus der DFB-Diode wurde die SHG daher zunächst nur auf die längeren Impulse mit Impulsdauern zwischen 400 ps und 1000 ps optimiert. Allerdings liegt auch hier der Unterschied der resultierenden Spitzenleistungen bei einem Faktor 10 zwischen den kürzesten Impulsen bei 99,8 kHz Repetitionsrate und den längsten Impulsen bei 816 kHz. Da zusätzlich bei Überschreiten einer bestimmten Spitzenintensität Rückkonversionsprozesse im SHG-Kristall auftreten [41], die die zeitliche und räumliche Impulsform stören, musste der Konversionsprozess für die maximale Spitzenleistung optimiert werden. Dadurch reduziert sich zwar die Konversionseffizienz bei Verlängerung der Impulsdauer oder bei Vergrößerung der Repetitionsrate, es wird aber bei allen Impulsparametern die bestmögliche Strahlqualität erreicht.

Die Optimierung der Konversionseffizienz geschah experimentell, indem die Intensität im LBO-Kristall durch kontinuierliche Verringerung des Strahlradius immer weiter erhöht und dabei die SHG-Leistung beobachtet wurde. Dabei muss darauf geachtet werden, dass die Intensität unter der Zerstörschwelle des Kristalls von etwa 5 GW cm<sup>-2</sup> [145] für die fundamentale und etwa 2,5 GW cm<sup>-2</sup> [145] für die verdoppelte Wellenlänge bleibt. Die Spitzenleistung bei

### 3.2 Hohe Impulsenergie durch regenerativen Nd:YVO<sub>4</sub>-Verstärker



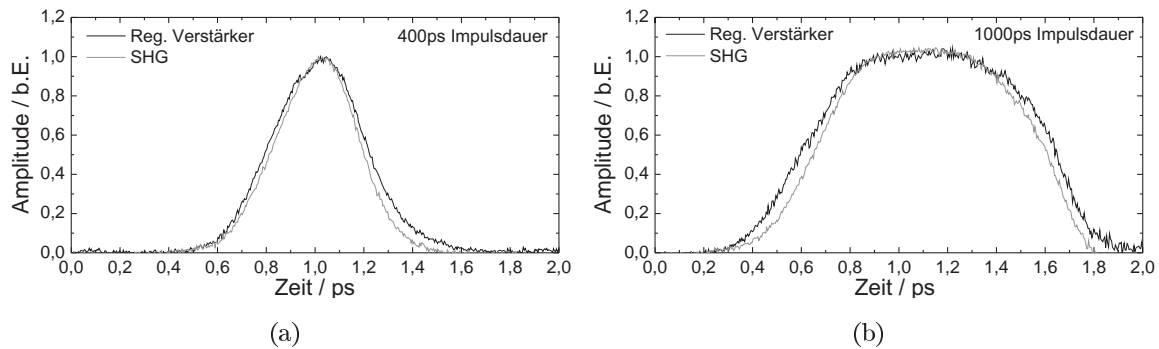
**Abbildung 3.11:** a) Mittlere Leistung der fundamentalen und verdoppelten Strahlung bei Variation der Impulsdauer bei einer Repetitionsrate von 99,8 kHz. b) Konversionseffizienz und Strahlqualität der konvertierten Strahlung.

einer Impulsdauer von 400 ps und einer Repetitionsrate von 99,8 kHz beträgt 622 kW. Die Zerstörschwelle würde daher ab einem Strahlradius von  $w_0 = 89 \mu\text{m}$  erreicht. Allerdings läge dann auch die Divergenz der Strahlung, unter Berücksichtigung der Strahlqualität  $M^2 = 1,2$  bei  $\theta = 4,6 \text{ mrad}$  und somit weit über der Winkelakzeptanz des Kristalls. Die optimale Fokussierung bezüglich maximaler SHG-Ausgangsleistung bei guter Strahlqualität  $M^2 < 1,2$  lag bei  $w_0 = 155 \mu\text{m}$ . Die Divergenz liegt dann bei  $\theta = 2,6 \text{ mrad}$  und somit nur minimal unter der Winkelakzeptanz. Es war noch kein Einfluss des *walk-off* zu beobachten, der für ein Auseinanderlaufen von fundamentaler und konvertierter Strahlung sorgt. Bei zu großer räumlicher Trennung beider Strahlen reduziert sich die Konversionseffizienz und die Strahlqualität der SHG-Strahlung verschlechtert sich. Bei schwach fokussierten Gauß-Strahlen erlaubt der Zusammenhang [118]

$$l_a = \frac{w_0 \sqrt{\pi}}{\rho} \quad (3.19)$$

eine Abschätzung nach welcher Länge beide Strahlen vollständig voneinander getrennt sind. Bei der gewählten Fokussierung von  $w_0 = 155 \mu\text{m}$  ergibt sich eine Länge von  $l_a = 40,4 \text{ mm}$ , was etwa der doppelten Länge des Kristalls entspricht.

Abbildung 3.11(a) zeigt den Verlauf der Ausgangsleistung von fundamentaler und konvertierter Strahlung bei Variation der Impulsdauer und einer Repetitionsrate von 99,8 kHz. Aufgrund der endlichen Lebensdauer des unteren Laserniveaus ist wieder ein leichter Anstieg der Ausgangsleistung der fundamentalen Strahlung von 25,6 W auf 27,8 W zu erkennen. Die mittlere SHG-Leistung ist annähernd konstant und liegt bei etwa 22,0 W. Abbildung 3.11(b) zeigt die Konversionseffizienz und die Strahlqualität als Funktion der Impulsdauer. Die aufgetragene Strahlqualität stellt jeweils den Mittelwert für die Strahlqualität zwischen x- und



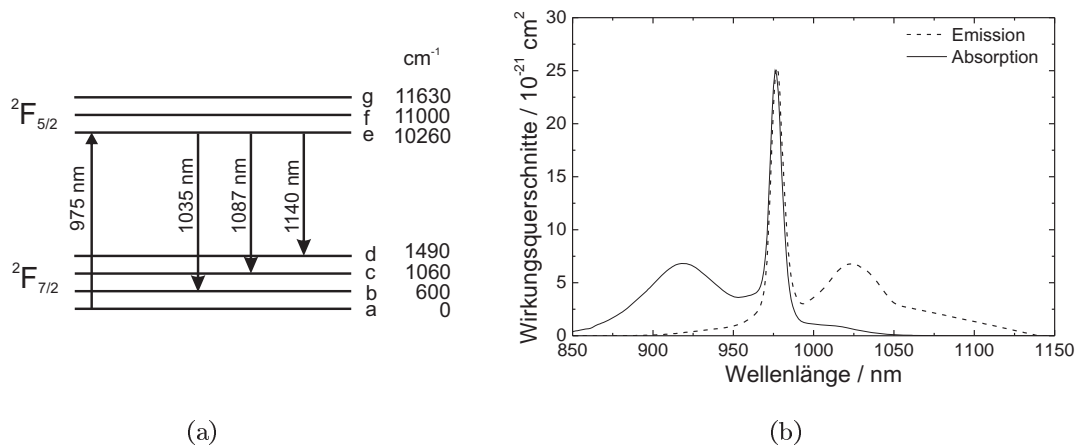
**Abbildung 3.12:** Impulsform vor und nach der SHG-Konversion bei einer Repetitionsrate von 99,8 kHz.

y-Richtung des Strahls dar. Die Konversionseffizienz liegt zwischen 82,5 % bei 400 ps und 78,7 % bei 1000 ps. Da die Randbereiche des Strahls durch die geringe Intensität eine geringe Konversionseffizienz aufweisen, wird die Strahlqualität durch die Konversion etwas besser und liegt zwischen  $M^2 = 1,18$  bei 400 ps und  $M^2 = 1,13$  bei 1000 ps.

Abbildung 3.12 zeigt den zeitlichen Impulsverlauf vor und nach der Konversion bei 99,8 kHz und einer Impulsdauer von 400 ps und 1000 ps. Die Flanken der Impulse erfahren bei der Konversion jeweils eine verringerte Effizienz, wodurch die Impulsdauer um etwa 10 % abnimmt. Die Anstiegszeit der Impulse, sichtbar vor allem bei den Impulsen mit 1000 ps, hatte sich bei diesen Experimenten gegenüber Abb. 3.10 nahezu verdoppelt. Diese Vergrößerung der Anstiegszeit lag bereits direkt nach der Impulserzeugung vor, d. h. die effektive Schaltzeit des Modulators hatte sich reduziert. Als Ursache könnte eine nicht optimale Einstellung der Betriebsparameter in Frage kommen (Delay und TA-Pumpstrom, vgl. Abb. 2.29).

Zusammenfassend wurde die SHG-Frequenzkonversion der Impulse mit einer sehr hohen Konversionseffizienz im Bereich von 80 % und einer sehr guten Strahlqualität  $M^2 < 1,2$  gezeigt. Die Verringerung der Impulsdauer bei der Konversion schränkte den erreichbaren Impulsdauerbereich nur unwesentlich auf etwa 360 ps bis 900 ps ein. Dieser Impulsdauerbereich, vor allem zusammen mit der extremen Flexibilität und der hohen Impulsenergie, ermöglicht z. B. die Optimierung des flächigen Abtrags von Edelstahl, wo bei der Verwendung von ultrakurzen Impulsen mit Impulsdauern unter 10 ps typischerweise sog. *cone-like-protrusions* (CLPs) auftreten [19–21], die die Oberflächenqualität reduzieren. Auch der Einsatz als Pumpquelle in optical-parametric-chirped-pulse-amplification(OPCPA)-Konzepten ist denkbar, wo zur Steigerung der Effizienz eine genaue Einstellung der Pumpimpulsdauer auf den zeitlich verbreiterten zu verstärkenden Impuls nötig ist [117]. In beiden Fällen ist vor allem die einfache und schnelle Variabilität der Impulsdauer von entscheidendem Vorteil gegenüber anderen Lasersystemen mit Impulsdauern in diesem Bereich.

In den nächsten Abschnitten wird nun der zweite Schwerpunkt dieser Arbeit, die Verstärkung von ultrakurzen Impulsen mit hochdynamischen Repetitionsraten im 10 MHz-Bereich,



**Abbildung 3.13:** a) Energieniveaus von  $\text{Yb}^{3+}$  und wichtige Übergänge mit entsprechenden Wellenlängen [146]. b) Effektive Wirkungsquerschnitte der stimulierten Emission und Absorption als Funktion der Wellenlänge [147].

vorgestellt. Dazu war ein mehrstufiger Verstärker notwendig, bestehend aus einem Faservorverstärker und einem InnoSlab-Leistungsverstärker. Der folgende Abschn. 3.3 behandelt daher zunächst die Entwicklung des Faserverstärker, während im anschließenden Abschn. 3.4 die Verstärkung auf hohe mittlere Leistungen im InnoSlab-Verstärker charakterisiert wird.

### 3.3 Linearer, mehrstufiger Faservorverstärker

Dynamisch variable Repetitionsraten im Bereich von 10 MHz sind aufgrund der limitierten Schaltfrequenz der EOM-Schalter und der teilweise langen Umlaufzeit in regenerativen Verstärkern nicht ohne weiteres erreichbar. Daher müssen für diese Aufgabe transiente Verstärker eingesetzt werden. In diesen durchläuft der Impuls das aktive Medium nur einmal, weshalb sie prinzipiell eine höhere Sättigungsleistung aufweisen. Dadurch wird eine Vorverstärkung der Impulse aus den Seedquellen auf Werte im Bereich von etwa 5 W nötig.

Als Vorverstärker wurde ein mehrstufiger  $\text{Yb}^{3+}$ -dotierter Faserverstärker realisiert.  $\text{Yb}^{3+}$ -dotierte Fasern sind für die effiziente Verstärkung auf hohe mittlere Leistungen von Strahlung im Wellenlängenbereich um  $1 \mu\text{m}$  besonders geeignet. Der Grund dafür liegt vor allem in dem extrem einfachen Termschema, das gemäß Abb. 3.13(a) für die betrachteten Wellenlängen nur aus dem Grundniveau  $^2F_{7/2}$  und dem ersten angeregten Niveau  $^2F_{5/2}$  besteht. Die Niveaus sind jeweils in drei bzw. vier Stark-Unterniveaus aufgespalten, zwischen denen die Laserübergänge stattfinden. Bei einer Pumpwellenlänge von 976 nm handelt es sich also um ein direkt gepumptes Quasi-3-Niveau-System [148]. Durch das Fehlen weiterer Niveaus kommt es zu keinerlei *excited-state-absorption*, *energy-transfer-upconversion* oder Kreuzrelaxation [149–156], die die Effizienz des Verstärkungsprozesses durch die Entvölkerung des oberen Laserniveaus reduzieren würden. Aufgrund des großen Abstandes zwischen Grundniveau und angeregtem

Niveau von etwa  $10\,000\text{ cm}^{-1}$  finden keine Multiphononenübergänge statt, da die maximale Phononenenergie der meisten Gläser zwischen  $700\text{ cm}^{-1}$  und  $1400\text{ cm}^{-1}$  liegt [157]. *Quenching*-Effekte [158, 159], die die Lebensdauer des oberen Laserniveaus reduzieren und die Effizienz bzw. die Verstärkung des Mediums herabsetzen, werden dadurch wirkungsvoll unterdrückt.

### 3.3.1 Grundlagen der Verstärkung in Yb-dotierten Fasern

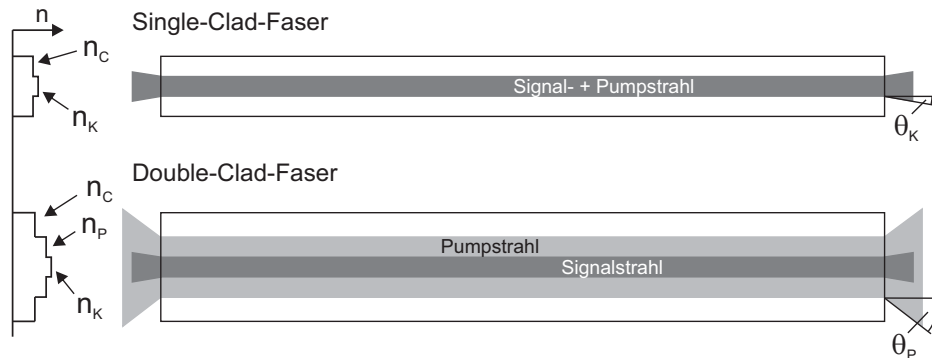
Abbildung 3.13(b) zeigt die effektiven Wirkungsquerschnitte für stimulierte Emission  $\sigma_e$  und stimulierte Absorption  $\sigma_a$  von  $\text{Yb}^{3+}$  in Glasfasern als Funktion der Wellenlänge bei Raumtemperatur [147]. Die Werte berücksichtigen bereits die thermische Besetzung der Stark-Unterniveaus, weshalb sie prinzipiell temperaturabhängig sind. Durch das Konzept der effektiven Wirkungsquerschnitte kann das gesamte System als 2-Niveau-System behandelt werden, mit der Besetzungsdichte  $N_2$  des oberen Niveaus  ${}^2F_{5/2}$  und der Besetzungsdichte  $N_1$  des unteren Niveaus  ${}^2F_{7/2}$ . Die Gesamtionendichte beträgt  $N_0 = N_1 + N_2$  und liegt je nach Dotierung typischerweise im Bereich von  $10^{25}\text{ m}^{-3}$  bis  $10^{26}\text{ m}^{-3}$ .

Wegen des ausgeprägten Maximums der Absorption bei  $976\text{ nm}$  wird diese Wellenlänge typischerweise als Pumpwellenlänge genutzt. Eine sehr starke, hauptsächlich homogene Verbreiterung [160] der Laserübergänge sorgt für eine breitbandige Verstärkung in einem Bereich zwischen  $1000\text{ nm}$  und etwa  $1100\text{ nm}$ . Durch die relative Nähe von Pump- und Laserwellenlänge liegt der Quantendefekt für eine Laserwellenlänge von  $1064\text{ nm}$  lediglich bei  $8,4\%$ , für eine Laserwellenlänge von  $1030\text{ nm}$  bei nur  $5,3\%$ . Der Nachteil dieser relativen Nähe ist allerdings die nicht verschwindende Reabsorption der Signalstrahlung, vor allem im Bereich um  $1030\text{ nm}$ . Der zugrundeliegende Laserübergang e-b (Abb. 3.13(a)) endet in einem Abstand von nur  $600\text{ cm}^{-1}$  zum Grundniveau. Gemäß der Boltzmann-Statistik

$$\frac{N_j}{N_0} = \exp\left(\frac{-E_j}{k_B T}\right) \quad (3.20)$$

berechnet sich die thermische Besetzung dieses Niveaus bei  $T = 300\text{ K}$  zu  $N_j/N_0 = 5,6\%$ , was die erreichbare Inversion etwas verringert und durch eine höhere Pumpleistung kompensiert werden muss. Dadurch verringert sich die Effizienz der Verstärkung um  $1030\text{ nm}$  verglichen mit längeren Signalwellenlängen. Das nächste energetisch höhere Niveau c ist nur noch mit  $0,6\%$  thermisch besetzt, womit in diesem Wellenlängenbereich prinzipiell eine sehr hohe Effizienz möglich ist.

Die Vorteile der Fasergeometrie gegenüber anderen Geometrien (*Rod*, *Slab*, *Disk*) sind neben der guten Wärmedissipation und der guten Strahlqualität vor allem der gleichbleibend hohe Modenüberlapp zwischen Pumpstrahl und Signalstrahl über große Längen. Dies ist in Abb. 3.14 dargestellt. Bei der Verwendung von Single-Clad-Fasern (SC-Fasern) wird sowohl der Pumpstrahl als auch der Signalstrahl in den selben Faserkern eingekoppelt. Somit ist vor allem bei der Verstärkung von kleinen Leistungen im Milliwatt-Bereich eine sehr hohe differentielle Effizienz erreichbar. Bei der Verstärkung von Leistungen im Watt-Bereich kommen



**Abbildung 3.14:** Schematischer Aufbau von Stufen-Index Single-Clad- und Double-Clad-Fasern.

Double-Clad-Fasern (DC-Fasern) zum Einsatz, bei denen die Pumpstrahlung in einem den Signalkern umschließenden Pumpkern geführt wird.

Die numerische Apertur

$$NA = \sin(\Theta) = \sqrt{n_K^2 - n_C^2} \quad (3.21)$$

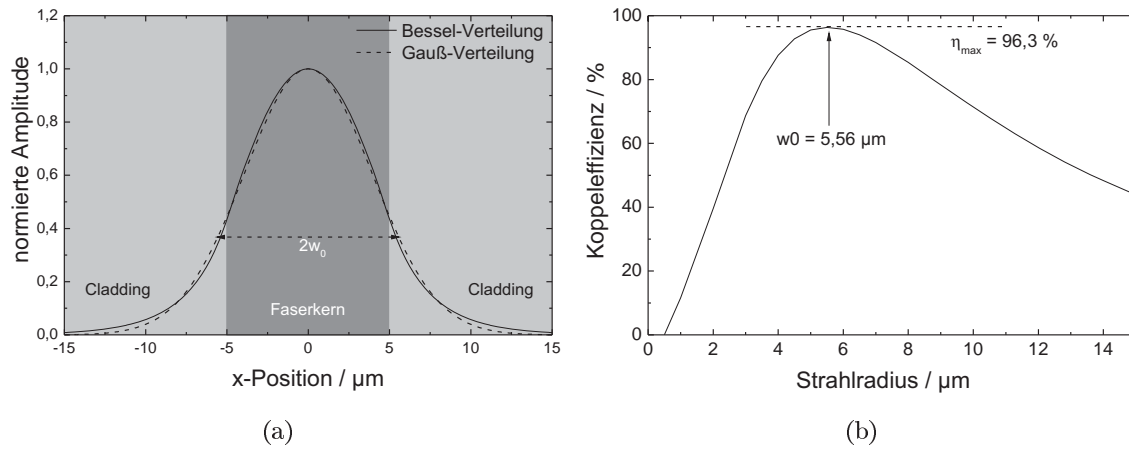
gibt den Maximalwinkel an, unter dem das in die Faser eingekoppelte Licht noch durch Totalreflexion eine Wellenführung erfährt. Der Pumpkern von DC-Fasern weist typischerweise eine sehr hohe NA auf, sodass auch mit leistungsfähigen Pumpdioden, die eine etwas schlechtere Strahlqualität aufweisen, eine effiziente Einkopplung erreicht wird. Die NA gibt in Verbindung mit dem Kerndurchmesser  $r_K$  auch an, wie viele ausbreitungsfähige Moden im Wellenleiter existieren. Liegt der Parameter

$$V = \frac{2\pi}{\lambda} r_K NA \quad (3.22)$$

unterhalb von  $V = 2,405$  so ist nur eine einzige Mode, die Grundmode  $LP_{01}$ , ausbreitungsfähig. Die Faser heißt dann Single-Mode-Faser (SM-Faser). Die transversalen Eigenmoden der Faser werden durch Besselfunktionen beschrieben, die durch die Lösung der charakteristischen Gleichung für schwach führende Fasern ( $n_K - n_C \ll 1$ ) berechnet werden können [161]. Zur Vereinfachung kann die Grundmode jedoch sehr gut durch eine gaußförmige Funktion angenähert werden, wobei nach Marcuse [162]

$$w_0 = r_K \left( 0,65 + \frac{1,619}{V^{3/2}} + \frac{2,879}{V^6} \right) \quad (3.23)$$

die transversale 1/e-Halbwertsbreite angibt. Abbildung 3.15(a) zeigt das transversale Profil der Grundmode bei einer Wellenlänge von 1064 nm in einer Faser mit einem Kerndurchmesser von  $D_K = 10 \mu\text{m}$  und einer numerischen Apertur von  $NA = 0,08$ . Der V-Parameter beträgt 2,36, die nach Gl. (3.23) berechnete 1/e-Halbwertsbreite ist  $w_0 = 5,56 \mu\text{m}$ . Die Übereinstimmung der tatsächlichen Feldverteilung mit der gaußförmigen Annäherung wird mit Hilfe des Überlappintegrals



**Abbildung 3.15:** a) Vergleich der tatsächlichen transversalen Feldverteilung und der gaußförmigen Annäherung nach Marcuse in einer Faser mit  $D_K = 10\ \mu\text{m}$  und  $NA = 0,08$ . b) Maximal erreichbare Kopplungseffizienz eines Gauß-Strahls in die gleiche Faser bei unterschiedlichen Strahlradien und unter Berücksichtigung der Fresnelreflektivität der Eingangsfacette.

$$\eta_0 = \frac{\left( \int_0^\infty U_{gauss}(r) \cdot U_{bessel}(r) \cdot r \, dr \right)^2}{\int_0^\infty (U_{gauss}(r))^2 \cdot r \, dr \cdot \int_0^\infty (U_{bessel}(r))^2 \cdot r \, dr} \quad (3.24)$$

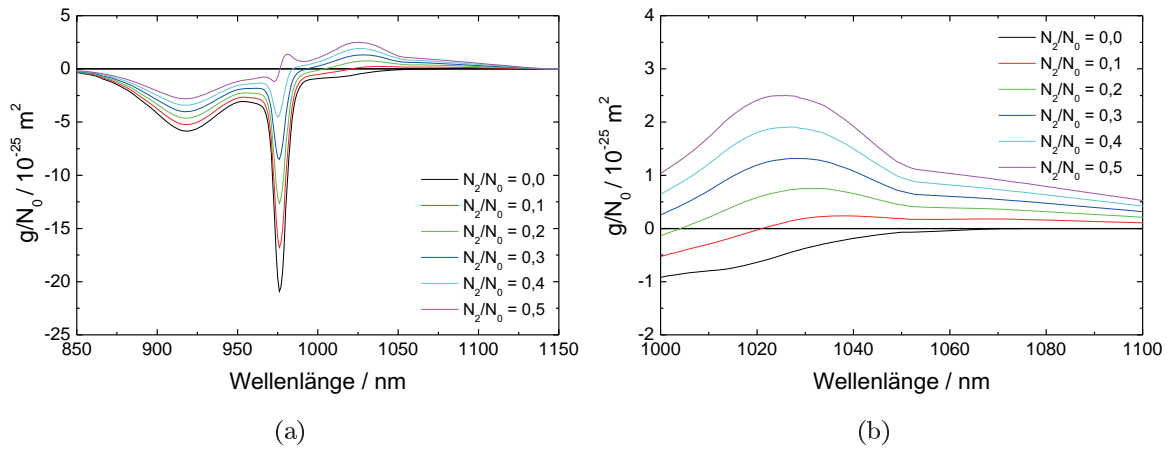
berechnet. Das Überlappintegral im gezeigten Beispiel beträgt  $\eta_0 = 99,6\%$ . Bei der Einkopplung eines Laserstrahls in eine SM-Faser muss die transversale Feldverteilung möglichst genau mit der Eigenmode der Faser übereinstimmen. Daher gibt das Überlappintegral auch direkt die maximal mögliche Kopplungseffizienz an, wenn die Fresnelreflektivität der Eintrittsfacette  $(1 - R_e)$  berücksichtigt wird. Abbildung 3.15(b) zeigt die maximale Kopplungseffizienz als Funktion des Strahlradius eines Gauß-Strahls. Die maximale Kopplungseffizienz in die gezeigte Faser liegt bei 96,3%. Eine Abweichung von 10% zum optimalen Strahlradius reduziert die Effizienz um etwa 1%.

Die Mode innerhalb der Faser wird gemäß Abb. 3.15(a) zu einem großen Teil außerhalb des dotierten Faserkerns geführt. Um in Berechnungen die Variation der Besetzungsdichte über den Strahlquerschnitt zu berücksichtigen wird der Füllfaktor

$$\Gamma_s = 1 - \exp\left(-2 \frac{r_K^2}{w_0^2}\right) \quad (3.25)$$

mit dem nach Gl. (3.23) und (3.22) wellenlängenabhängigen  $w_0$ , eingeführt. Der Füllfaktor gibt den tatsächlich im Kern geführten Anteil der Lasermode an. Im gezeigten Beispiel beträgt  $\Gamma_s = 0,801$ . Der Verstärkungskoeffizient ist dann um diesen Faktor reduziert und beträgt

$$g(\lambda, z) = \Gamma_s(\lambda) [\sigma_e(\lambda) N_2(z) - \sigma_a(\lambda) N_1(z)]. \quad (3.26)$$



**Abbildung 3.16:** a) Verstärkungskoeffizient als Funktion der Wellenlänge für unterschiedlich starke Besetzungen des oberen Niveaus. b) Detaillierte Ansicht zwischen 1000 nm und 1100 nm.

Die Ortsabhängigkeit in Längsrichtung ist bei der Beschreibung der Verstärkung innerhalb der Faser ebenfalls wichtig, da die Besetzungsdichte aufgrund der Pumplichtabsorption entlang des aktiven Mediums sehr stark variieren kann.

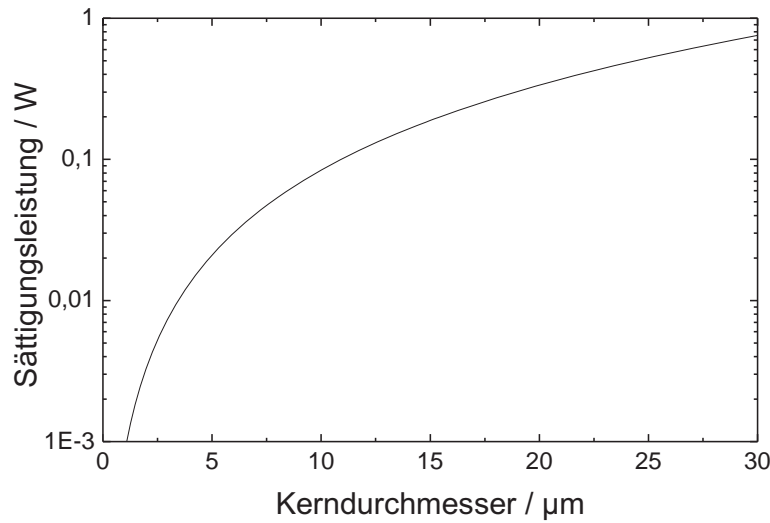
Aufgrund der identischen Wirkungsquerschnitte für Emission und Absorption bei der Pumpwellenlänge von 976 nm kann nur maximal die Hälfte aller Ionen in den angeregten Zustand versetzt werden. Bei weiterer Pumpleistungserhöhung ist die Wahrscheinlichkeit für stimulierte Pumpabsorption gleich der Wahrscheinlichkeit für stimulierte Pumpemission und die Absorption ist gesättigt. Dies tritt allerdings zumeist nur in SC-Fasern auf. In DC-Fasern liegt die Pumpleistungsintensität aufgrund des sehr viel größeren Pumpkerns im Vergleich zum dotierten Signalkern typischerweise weit unter der Sättigungsintensität.

Abbildung 3.16 zeigt den auf die Gesamtionendichte normierten Verstärkungskoeffizienten gemäß Gl. (3.26) als Funktion der Wellenlänge für unterschiedlich starke Besetzungen  $N_2/N_0$  des oberen Niveaus:

$$\frac{g(\lambda)}{N_0} = \Gamma_s(\lambda) \left[ (\sigma_e(\lambda) + \sigma_a(\lambda)) \frac{N_2}{N_0} - \sigma_a(\lambda) \right] \quad (3.27)$$

Ohne Inversion ist das starke Absorptionsmaximum bei 976 nm zu erkennen. Aber auch bis zu einer Wellenlänge von etwa 1070 nm absorbiert die Faser die eintreffende Strahlung aufgrund der thermischen Besetzung der jeweiligen unteren Laserniveaus. Bei Erhöhung der Inversion steigt die Verstärkung in allen Wellenlängenbereichen zwischen 1000 nm und 1100 nm stark an, wobei im Wellenlängenbereich um 1030 nm aufgrund der Reabsorption zunächst eine gewisse Schwelleninversion nötig ist um eine positive Verstärkung zu erhalten. Das Verstärkungsspektrum ist sehr breit und erlaubt prinzipiell die Verstärkung von spektral breiten Impulsen ohne allzu starke spektrale Deformation.





**Abbildung 3.17:** Sättigungsleistung bei einer Wellenlänge von 1064 nm in  $\text{Yb}^{3+}$ -dotierten Fasern als Funktion des Kerndurchmessers. Parameter siehe Text.

Für die effiziente Verstärkung kleiner Leistungen muss gemäß Abschn. 3.1 die Sättigungsleistung möglichst gering sein. Bei Faserverstärkern wird daher in der ersten Stufe ein möglichst kleiner Kerndurchmesser gewählt. Die Sättigungsleistung berechnet sich aus

$$P_s = \frac{h\nu A}{\Gamma_s(\sigma_{as} + \sigma_{es})\tau}, \quad (3.28)$$

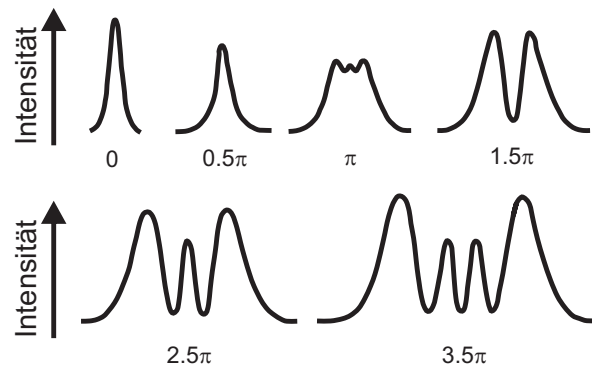
mit der Modenfläche  $A = \pi w_0^2$ , dem Füllfaktor  $\Gamma_s$  und den Wirkungsquerschnitten für stimulierte Absorption und Emission bei der Signalwellenlänge  $\sigma_{as}$  und  $\sigma_{es}$ .  $\tau$  gibt die Lebensdauer des oberen Laserniveaus an. Als Lebensdauer kann die rein radiative Lebensdauer

$$\frac{1}{\tau_{rad}} = 8\pi n^2 c \int \frac{\sigma_e(\lambda)}{\lambda^4} d\lambda \quad (3.29)$$

verwendet werden, da aufgrund der Eingangs erwähnten einfachen Energiestruktur von  $\text{Yb}^{3+}$  keine lebensdauerverkürzenden Prozesse wie z. B. Quenching auftreten [146]. Mit dem Brechungsindex  $n$  des Faserkerns von etwa 1,45 und der aus Abb. 3.13(b) entnommenen Wirkungsquerschnitte ergibt sich aus Gl. (3.29):

$$\tau = 0,85 \text{ ms}. \quad (3.30)$$

Abbildung 3.17 zeigt den Verlauf der Sättigungsleistung bei einer Wellenlänge von 1064 nm gemäß Gl. (3.28) bei Variation des Kerndurchmessers bis zu einem Durchmesser von 30  $\mu\text{m}$ . Dabei wurde die numerische Apertur jeweils so angepasst, dass bei jedem Kerndurchmesser SM-Betrieb gewährleistet ist. Der V-Parameter betrug jeweils  $V = 2,4$ . Die Wirkungsquerschnitte wurden Abb. 3.13(b) entnommen und betragen bei 1064 nm  $\sigma_{es} = 2,5 \cdot 10^{-21} \text{ cm}^{-1}$  und  $\sigma_{as} = 2,95 \cdot 10^{-23} \text{ cm}^{-1}$ . Bei einem Kerndurchmesser von 30  $\mu\text{m}$  liegt die Sättigungsleistung bei 755 mW und reduziert sich bei Verringerung des Kerndurchmessers auf z. B. 4  $\mu\text{m}$



**Abbildung 3.18:** SPM-induzierte spektrale Verbreiterung eines fourierlimitierten gaußförmigen Impulses. Die nichtlineare Phasenverschiebung ist jeweils als Parameter angegeben [164].

auf 13,4 mW. Ist die Eingangsleistung sehr viel geringer als die Sättigungsleistung, so liegt am Anfang der Faser das Regime der Kleinsignalverstärkung mit der entsprechend hohen Gesamtverstärkung vor. Aufgrund des sehr breiten Verstärkungsspektrums der Yb-dotierten Fasern erfahren hier allerdings auch unerwünschte spektrale Anteile wie ASE eine hohe Verstärkung, die durch die Wellenführung in beide Faserrichtungen laufen und ihrerseits die Inversion für die Signalwellenlänge reduzieren. Die maximale theoretische Verstärkung, ohne Berücksichtigung der ASE, ist somit im Regime der Kleinsignalverstärkung nicht erreichbar. Beim Design der Verstärkerstufen, vor allem der ersten Stufe, muss daher ein Kompromiss zwischen hoher Verstärkung und geringer ASE-Leistung gefunden werden.

Neben einer optimalen Verstärkung in den unterschiedlichen Stufen ist weiterhin darauf zu achten, dass die Gesamtfaserlänge möglichst kurz gehalten wird. Aufgrund der hohen Intensitäten im kleinen Faserkern und der großen Interaktionslänge von z. T. mehreren Metern werden ansonsten nichtlineare Effekte wie die Selbstphasenmodulation (SPM) begünstigt [163], die die Impulse spektral stark verbreitert. Übersteigt die spektrale Breite die Breite des Verstärkungsspektrums eines nachfolgenden Verstärkers, so kann es durch die spektral selektive Verstärkung zu einer Impulsdeformation kommen, die die Ausbildung von zeitlichen Satellitenimpulsen bewirken kann. Als Maß für die SPM wird die maximale, kumulierte nichtlineare Phasenverschiebung

$$\Phi_{NL}^{max} = n_2 k \int_0^L \hat{I}(z) dz \quad (3.31)$$

verwendet (B-Integral). Dabei beschreibt  $n_2$  den nichtlinearen Brechungsindex,  $k$  den Betrag des Wellenvektors und  $\hat{I}(z)$  die durch die Verstärkung ortsabhängige Spitzenintensität. Abbildung 3.18 zeigt die spektrale Verbreiterung eines fourierlimitierten, gaußförmigen Impulses für unterschiedliche Beträge von  $\Phi_{NL}^{max}$ . Bereits ab einer Phasenverschiebung von etwa  $0,5\pi$  zeigt sich eine leichte Verbreiterung. Um die nichtlineare Phasenverschiebung gering zu halten, muss allerdings nicht nur die Faserlänge möglichst kurz gewählt werden, sondern vielmehr das

gesamte Integral in Gl. (3.31). Dies wird durch antiparalleles Pumpen der Faser erreicht, da dadurch die höchste Verstärkung erst am Ende der Faser vorliegt und erst dort die höchste Signalleistung entsteht.

### 3.3.2 Design und Aufbau des zweistufigen Verstärkers bei 1064 nm

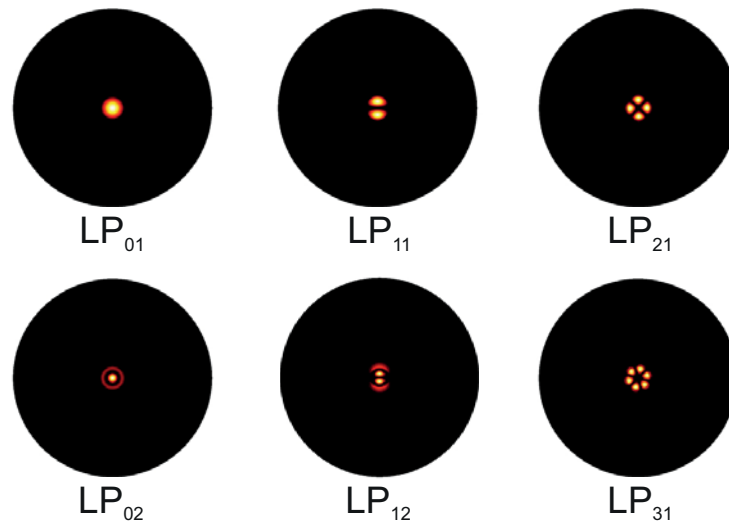
#### Vorüberlegungen

Entsprechend der Ausgangsleistung der modengekoppelten Seedquelle aus Abschn. 2.3 lag die zu verstärkende mittlere Leistung bei einer Repetitionsrate von etwa 10 MHz im Bereich weniger Milliwatt. Die erforderliche Ausgangsleistung sollte im Bereich von etwa 5 W liegen, was einer Gesamtverstärkung von etwa 30 dB entspricht. Aufgrund der zuvor genannten ASE ist die Verstärkung pro Faserstufe jedoch typischerweise auf etwa 20 dB limitiert, weshalb mindestens 2 Stufen benötigt werden. In der ersten Stufe sollte daher eine Verstärkung auf etwa 150 mW erfolgen, in der zweiten Stufe dann auf 5 W, was jeweils etwa 15 dB Verstärkung entspricht.

Um eine ausreichende Sättigung in den Faserstufen zu erhalten sollte der Kerndurchmesser in beiden Fällen möglichst gering sein. Zur Vermeidung von Nichtlinearitäten, vor allem der SPM, sollte hingegen ein möglichst großer Kerndurchmesser gewählt werden. Als Kompromiss wurden die Fasern so ausgewählt, dass die Sättigungsleistung immer gegen Ende der Faser erreicht wird. In der ersten Stufe, mit der geplanten Ausgangsleistung von etwa 150 mW, sollte daher ein Kerndurchmesser von etwa  $13,5 \mu\text{m}$  verwendet werden (vgl. Abb. 3.17). In der zweiten Faser könnte ein Kerndurchmesser von über  $30 \mu\text{m}$  zum Einsatz kommen. Allerdings führen Fasern mit solch großen Kerndurchmessern typischerweise sehr viele Moden was die Strahlqualität stark verringert. Gemäß Gl. (3.22) müsste zur Erhaltung des Single-Mode Betriebs bei Vergrößerung des Kerndurchmessers die numerische Apertur NA, die sich gemäß Gl. (3.21) aus der Differenz der Brechungsindizes von Kern und Cladding ergibt, immer kleiner werden. Aufgrund von Fertigungstoleranzen ist dies jedoch nicht beliebig möglich. Die technologisch beherrschbare Grenze liegt bei etwa  $NA = 0,05$ . Zwar sind mittlerweile photonische Kristallfasern kommerziell erhältlich [165], die bezüglich der Modenföhrung den „traditionellen“ Fasern weit überlegen sind, jedoch sind diese nur mit hohem technologischen Aufwand polier- oder konfektionierbar. Um eine möglichst hohe Flexibilität bei der Realisierung der Verstärkerstufen sicherzustellen, wurden diese Fasern daher zunächst nicht berücksichtigt.

Fasern mit einem Kerndurchmesser von  $30 \mu\text{m}$  stellen einen geeigneten Kompromiss zwischen reinen Single-Mode Fasern und Multi-Mode Fasern dar. Bei der minimal möglichen NA sind etwa die ersten 6-10 Moden ausbreitungsfähig, weshalb diese Fasern auch als *few-mode-fibers* bezeichnet werden. Trotz der vorhandenen höheren Moden ist noch eine ausschließliche Anregung und Erhaltung der Grundmode erreichbar, was im Folgenden gezeigt wird.

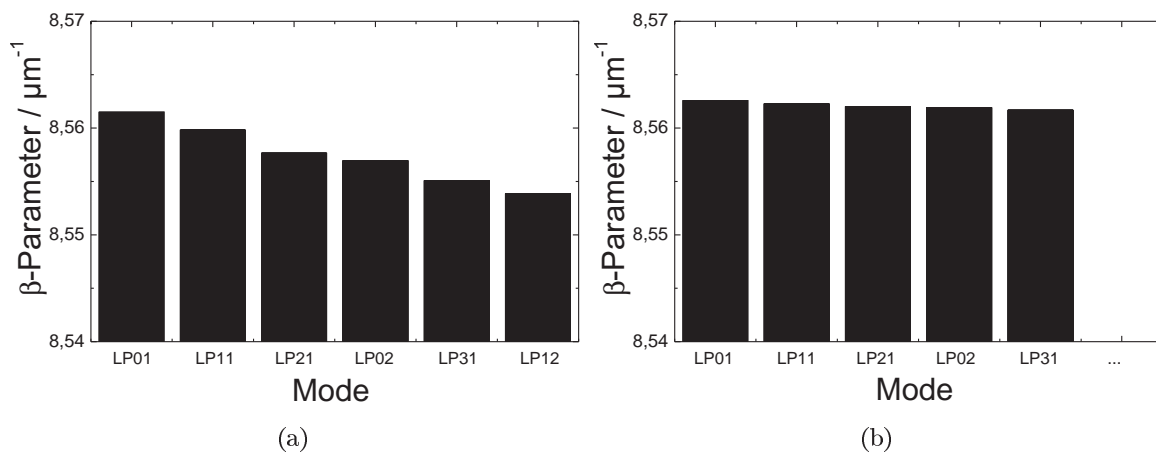
Weitere wichtige Punkte bei der Auswahl der Fasern war die Erhaltung der linearen Polarisation der Seedquelle und eine möglichst hohe Dotierung, um auch mit einer kurzen Faser eine ausreichende Verstärkung zu erzielen.



**Abbildung 3.19:** Berechnete transversale Intensitätsverteilung der geführten Moden in der verwendeten Faser (Yb1200-30/250DC-PM) bei einer Wellenlänge von 1064 nm.

#### Auswahl der Faser für die Leistungsstufe

Zunächst wurde die Faser für die zweite Stufe ausgewählt. Dies erlaubte die Bestimmung der minimal nötigen Eingangsleistung zur Unterdrückung der ASE, was die Auslegung der ersten Stufe erleichterte. Von allen betrachteten Herstellern (Liekki, Nufern, NKT, Coractive) lieferte eine Faser von Liekki (Yb1200-30/250DC-PM) die höchste Pumpabsorption von  $16,3 \text{ dB m}^{-1}$ . Um eine komplette Absorption der Pumpleistung sicherzustellen, wurde eine Faserlänge von 1,5 m gewählt. Die numerische Apertur betrug  $\text{NA} = 0,07$ , der V-Parameter bei 1064 nm somit  $V = 6,2$ . Mit Hilfe der charakteristischen Gleichung für schwach führende Fasern [161] lassen sich damit die Propagationskonstanten  $\beta_{\text{eff}}$  und die transversalen Intensitätsverteilungen der ausbreitungsfähigen Moden innerhalb der Faser berechnen. Abbildung 3.19 zeigt die entsprechenden Moden. Jede mögliche Intensitätsverteilung am Ende der Faser lässt sich als Linearkombination dieser Moden darstellen. Eine sehr gute Strahlqualität von  $M^2 < 1,2$  lässt sich allerdings nur bei ausschließlicher Führung der Grundmode  $\text{LP}_{01}$  erreichen. Die Anregung der Grundmode wird durch optimale Einkopplung eines Gauß-Strahls gemäß Abb. 3.15 erreicht. Kommt es zu Modenmischprozessen verschlechtert sich die Strahlqualität wieder. Modenmischung tritt allerdings nur auf, wenn die unterschiedlichen Propagationskonstanten  $\beta_{\text{eff}}$  der Moden z.B. durch äußere oder innere Störungen der Wellenführung den gleichen Wert annehmen [166], d.h. wenn Phasen Anpassung  $\Delta\beta_{\text{eff}} = 0$  vorliegt. Bei der vorliegenden *few-mode*-Faser liegen die Propagationskonstanten so weit auseinander, dass bei optimaler Einkopplung über eine Länge von 1,5 m kein Übersprechen stattfindet. Abbildung 3.20 zeigt die berechneten Propagationskonstanten der Moden in der vorliegenden Faser im Vergleich zu einer Multi-Mode-Faser mit einem Kerndurchmesser von  $200 \mu\text{m}$  und einer numerischen



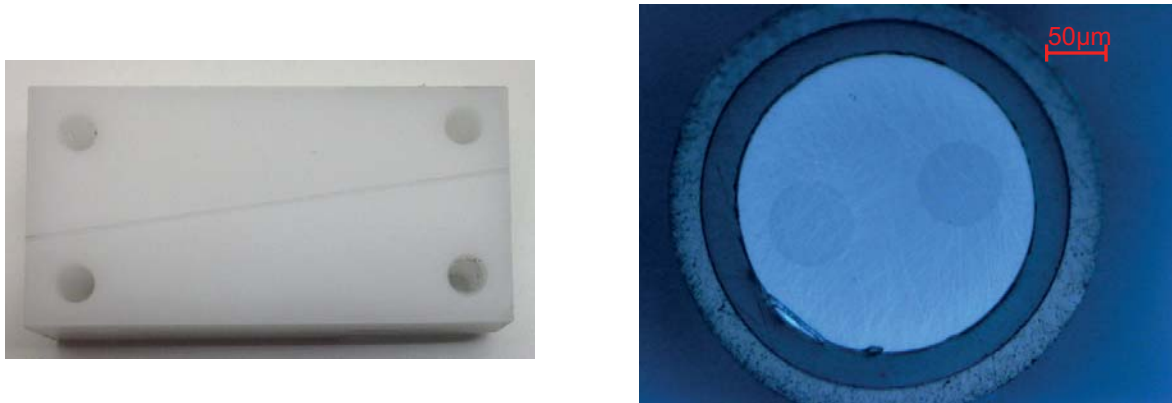
**Abbildung 3.20:** a) Propagationskonstanten der Moden in der vorliegenden Faser und b) in einer Multi-Mode-Faser mit einem Kerndurchmesser von  $200 \mu\text{m}$  und einer numerischen Apertur von 0,22.

Apertur von 0,22. In der Multi-Mode-Faser führen bereits sehr kleine Abweichungen von der idealen Wellenführung zu einem Übersprechen zwischen den Moden.

### Politur und Vermeidung von Rückreflexen

Bei der Realisierung des Faserverstärkers sind Rückreflexe an den Faserfacetten unbedingt zu vermeiden. Die normale Fresnelreflektion beträgt bei einem Brechungsindex von etwa 1,45  $R = 3,4 \%$ . Aufgrund der hohen Verstärkung in der Faser reicht diese Rückkopplung bereits aus, um ab einer relativ moderaten Pumpleistung Laserbetrieb zu ermöglichen. Aber auch ohne parasitären Laserbetrieb führt die reflektierte, rückwärtslaufende Leistung zu einer starken Reduktion der Inversion in der Faser, was die erreichbare Netto-Verstärkung reduziert. Daher wird typischerweise die Faserfacette unter einem Winkel  $\alpha$  abgeschrägt. Ist der Reflexionswinkel  $2\alpha$  größer als die numerische Apertur, so wird das reflektierte Licht nicht mehr in der Faser geführt und die Rückkopplung ist unterdrückt. Bei einer numerischen Apertur von  $NA = 0,07$  müsste die Facette unter einem Winkel von mindestens  $\alpha = 0,035 \text{ rad} = 2^\circ$  abgeschrägt werden. Der Industriestandard liegt bei  $\alpha = 8^\circ$  um auch bei Fasern mit höherer NA eine effektive Unterdrückung der Reflexion zu erreichen. Die vorliegende Faser wurde daher ebenfalls unter  $8^\circ$  abgeschrägt, womit eine äußerst geringe Restreflektion zu erwarten war.

Alle untersuchten Fasern wurden selbst poliert um möglichst flexibel bei der Optimierung der Faserstufen agieren zu können. Dazu wurde ein Polierblock aus Polyoxymethylen (POM) mit einer jeweils passenden Nut für die zu polierenden Fasern gefertigt (Abb. 3.21(a)). Mit Hilfe von kommerziell erhältlichen Polierfolien (z. B. Thorlabs LF1P) unterschiedlicher Körnung zwischen  $30 \mu\text{m}$  und  $0,5 \mu\text{m}$  wurde die Faserfacette sukzessive auf optische Qualität poliert. Abbildung 3.21(b) zeigt exemplarisch die Politur einer Facette. Es ist der Glaskörper zu erkennen, der den Signalkern, den Pumpkern und die Spannungsstäbe für die Doppelbrechung



**Abbildung 3.21:** a) Untere Hälfte des Politurblocks mit Nut zum Haltern der Faser unter  $\alpha = 8^\circ$  während des Polierens. b) Faserfacette nach der Politur. Deutlich sichtbar sind die Spannungsstäbe, die die Doppelbrechung zur Polarisationserhaltung bewirken. Der Faserkern ist nicht sichtbar.

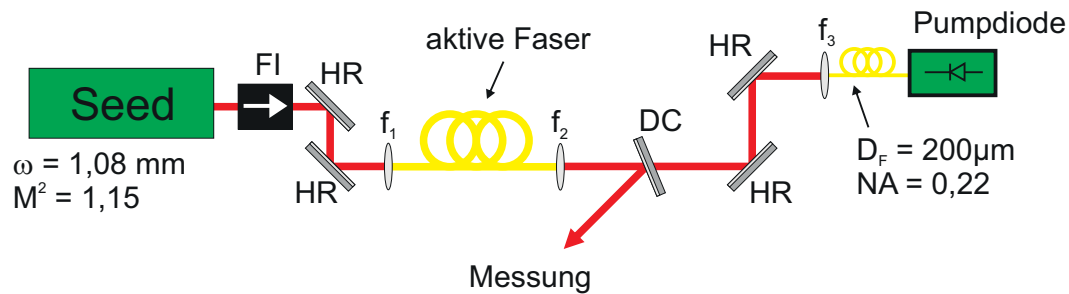
enthält und ein Polymer-Doppel-Schutzmantel zum Schutz der Faser und zur Wellenführung der Pumpstrahlung. In der gezeigten Facette ist noch eine deutliche aber sehr feine Schraffur zu erkennen, die sich bei manueller Politur nicht vollständig vermeiden lässt. Diese Schraffur vermindert potentiell die Einkoppeleffizienz. Allerdings wurden trotzdem sehr gute Werte erzielt, was später noch gezeigt wird.

### Experimenteller Aufbau

Der experimentelle Aufbau zur Charakterisierung der Faser ist schematisch in Abb. 3.22 gezeigt. Als Seedlaser wurde ein kontinuierlich emittierender Nd:YAG-Laser verwendet, der eine maximale Ausgangsleistung von 350 mW liefert und somit eine Charakterisierung für einen großen Eingangsleistungsbereich ermöglichte. Da die Repetitionsrate im späteren gepulsten Betrieb bei etwa 10 MHz liegt und die Lebensdauer des oberen Laserniveaus in der Yb-dotierten Faser annähernd eine Millisekunde beträgt, liefert die Verstärkung des kontinuierlichen Strahls äquivalente Informationen bezüglich Verstärkungsfaktor und ASE-Untergrund. Eine Analyse des Seedlaserstrahls (Spiricon M<sup>2</sup>-200) ergab einen Strahlradius von  $w = 1080 \mu\text{m}$  bei einer Strahlqualität von  $M^2 = 1,15$ . Eine optimale Einkopplung in den 30  $\mu\text{m}$ -Kern der Faser wird gemäß Gl. (3.23) bei einem Strahldurchmesser von  $2w_{0f} = 22,6 \mu\text{m}$  erreicht. Die benötigte Brennweite der Fokussierung berechnet sich zu

$$f = \frac{w_{0f} \pi w}{\lambda M^2} = 31,3 \text{ mm}, \quad (3.32)$$

weshalb eine Brennweite von  $f_1 = 30 \text{ mm}$  gewählt wurde. Als Pumpquelle wurde eine fasergekoppelte Diode mit einer Emissionswellenlänge von 976 nm und einer maximalen Leistung von 20 W verwendet. Die spektrale Breite lag bei etwa 3 nm. Die Pumpfaser hatte einen Kerndurchmesser von 200  $\mu\text{m}$  und eine numerische Apertur von 0,22. Der Pumpkerndurchmesser und die numerische Apertur der aktiven Faser waren jeweils mit 250  $\mu\text{m}$  und 0,46 etwas größer,



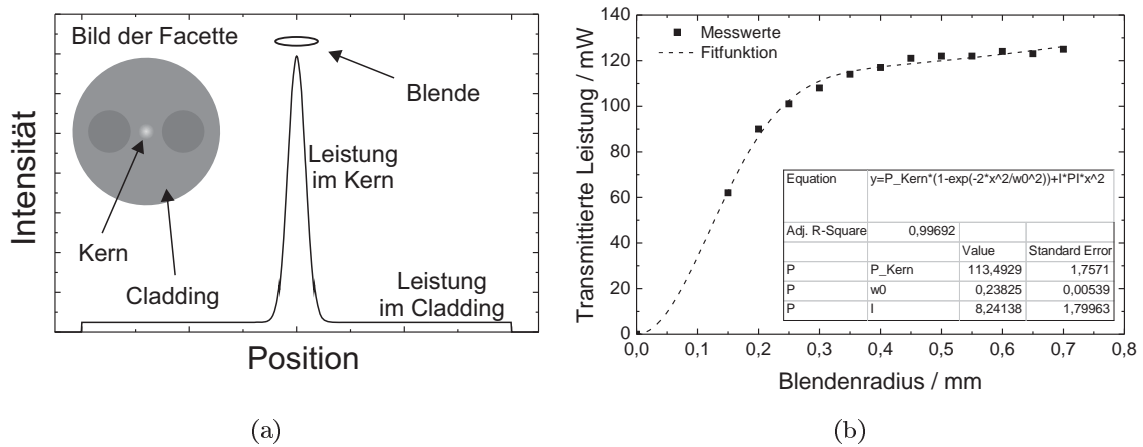
**Abbildung 3.22:** Experimenteller Aufbau zur Charakterisierung der verwendeten Fasern. Um einen möglichst großen Eingangsleistungsbereich abdecken zu können wurde ein kontinuierlich emittierender Nd:YAG Laser als Seedquelle verwendet.

weshalb durch eine 1:1 Abbildung mit  $f_3 = f_2 = 15 \text{ mm}$  eine gute Pumpeinkopplung erreicht wird. Ein Langpassfilter (DC) trennte die verstärkte Signalstrahlung vom Strahlengang der Pumpstrahlung. Ohne Seedstrahlung trat bis zu einer Pumpleistung von 20 W keinerlei Lasertätigkeit auf, was die sehr gute Unterdrückung der Rückreflexe an den Faserfacetten durch die abgeschrägte Politur unterstreicht.

### Bestimmung der Kopplungseffizienz

Die experimentelle Bestimmung der Signaleinkopplungseffizienz in den Faserkern gestaltet sich aufgrund der *Double-Clad*-Geometrie der Faser und aufgrund der nicht verschwindenden Reabsorption generell schwierig. Eine einfache Bestimmung des Verhältnisses zwischen Ausgangsleistung und Eingangsleistung würde aufgrund der im Cladding geführten Streuteile einen erhöhten Wert ergeben, die Reabsorptionsverluste wiederum verringern den so ermittelten Wert. Eine genauere Messung der Koppeffizienz muss daher beide Fehlerquellen berücksichtigen.

Um zunächst die Pumpkerneinkopplung zu bestimmen, die maßgeblich von der Qualität der Facettenpolitur abhängt und keine spezielle Modenanpassung erfordert, wurde eine Eingangsleistung von  $P_{ein} = 320 \text{ mW}$  bei einer Wellenlänge von 1064 nm in den Pumpkern eingestrahlt. Am Ausgang wurde eine maximale Leistung von  $P_{aus} = 265 \text{ mW}$  gemessen. Dies entspricht einer Transmission von 82,8%. Bei Berücksichtigung der Fresnelreflektionen von  $R = 3,4\%$  und bei Vernachlässigung der Reabsorption und sonstiger Verluste innerhalb des Wellenleiter ergibt sich als obere Abschätzung für die Streuverluste an den Facetten gemäß  $T = (1 - R)^2(1 - V_s)^2$  jeweils etwa  $V_s = 6\%$ . Die Reabsorption ist vernachlässigbar, da sie nur im dotierten Signalkern stattfindet und das Flächenverhältnis von Signalkern zu Pumpkern bei der vorliegenden Faser bei lediglich 1,44% liegt. Eine starke Abschwächung des Signals bei Einkopplung in den Pumpkern sollte daher nicht auftreten. Auch wenn die tatsächlichen Streuverluste  $V_s$  aufgrund der genannten Annahmen vermutlich kleiner sind, wird im Folgenden mit  $V_s = 6\%$  gerechnet.



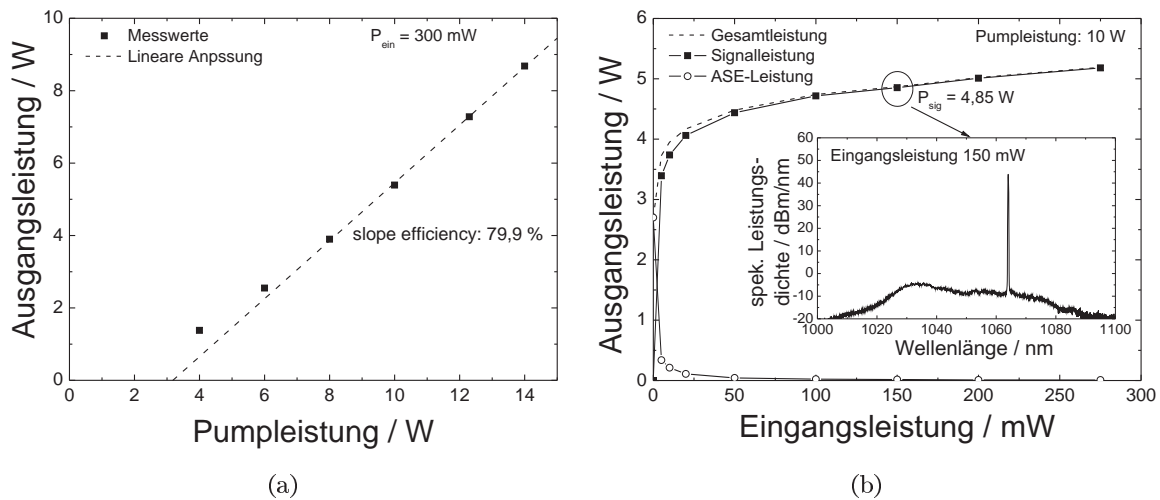
**Abbildung 3.23:** a) Schematisches Abbild der Facette mit der Intensitätsverteilung bei optimaler Signalkerneinkopplung. b) Transmission durch Blenden unterschiedlicher Durchmesser zur Bestimmung der im Kern geführten Leistung. Siehe Text.

Zur Bestimmung der Signalkerneinkopplung müssen die im Kern und die parasitär im Cladding geführten Leistungsanteile voneinander getrennt werden. Dazu wurde die Ausgangsfacette mit Hilfe der 15 mm-Linse ( $f_2$ ) in einem Abstand von etwa 400 mm auf einem Schirm abgebildet. In der vergrößerten Abbildung konnte sehr deutlich zwischen der Leistung im Kern und der Streustrahlung im Cladding unterschieden werden, was auch die Optimierung der Einkopplung ermöglichte. Abbildung 3.23(a) zeigt schematisch das Bild der Facette und den Verlauf der Intensität über den Querschnitt. Bei optimaler Einkopplung liegt in der Mitte, an der Stelle des Kerns, die höchste Leistung vor. Die Streustrahlung füllt den kompletten Pumpkern aus. Zur Bestimmung der Leistung im Kern wurden Blenden mit unterschiedlichem Durchmesser in der Bildebene positioniert und jeweils die transmittierte Leistung als Funktion des Blendenradius bestimmt. Abbildung 3.23(b) zeigt den Verlauf für eine Eingangsleistung von  $P_{ein} = 320$  mW. Die Messwerte wurden mit der Funktion

$$P_{trans}(r) = P_{Kern} \left( 1 - \exp\left(-\frac{2r^2}{w_0^2}\right) \right) + I_{Clad} \cdot \pi r^2 \quad (3.33)$$

angepasst, die die transmittierte Leistung eines Gaußstrahls mit zusätzlichem räumlichen Untergrund durch eine Blende mit Radius  $r$  angibt. Der Anpassungsparameter  $P_{Kern}$  gibt direkt die aus dem Kern emittierte Leistung  $P_{Kern} = 113,5$  mW an. Diese Leistung entspricht aufgrund der Reabsorption entlang der Faser allerdings nicht der eingekoppelten Leistung. Diese kann aber nun indirekt bestimmt werden. Die komplett aus der Faser emittierte Leistung, d. h. die Leistung ohne Blende, betrug  $P_{ges} = 154$  mW. Im Pumpkern werden daher bei optimaler Signalkerneinkopplung noch  $P_{Clad}^{opt} = P_{ges} - P_{Kern} = 40,5$  mW geführt. Diese Leistung stellt zusammen mit den Streu- und Fresnelverlusten an der Eingangsfacette von insgesamt  $V_F = 1 - (1 - R)(1 - V_s) = 9,2\%$  den Verlustanteil bei der Einkopplung in den Kern dar. Somit errechnet sich die Einkoppeleffizienz zu





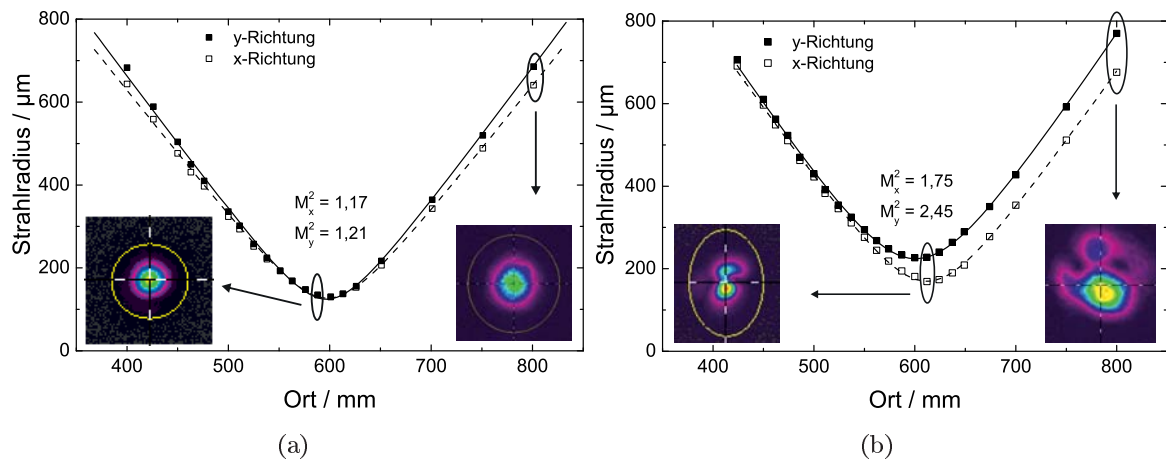
**Abbildung 3.24:** a) Ausgangsleistung als Funktion der Pumpleistung in der Faser Liekki Yb1200-30/250DC-PM bei einer Eingangsleistung von 300 mW. b) Signal- und ASE-Leistung nach der Verstärkung als Funktion der Eingangsleistung. Als Einsatz ist exemplarisch das Spektrum bei einer Eingangsleistung von 150 mW gezeigt.

$$\eta_S = \frac{(1 - V_F) \cdot P_{\text{ein}} - P_{\text{Clad}}^{\text{opt}}}{P_{\text{ein}}} = 78,1 \%. \quad (3.34)$$

Da bei der Berechnung keinerlei Reabsorptions- oder Streuverluste im Wellenleiter berücksichtigt wurden stellt dieser Wert eine untere Abschätzung der Einkopplungseffizienz dar. Die theoretisch maximal erreichbare Effizienz kann gemäß Gl. (3.24) berechnet werden und liegt unter Berücksichtigung der Fresnelreflektion bei 95,6%. Aufgrund der etwas reduzierten Qualität der Faserfacette, der nicht beliebig anpassbaren Fokussierung und der Einkopplung eines Strahls mit  $M^2 > 1$  stellt die erreichte Effizienz trotzdem einen sehr guten Wert dar.

### Charakterisierung der Verstärkung in der Leistungsstufe

Zur Charakterisierung der Verstärkung wurde zunächst die Ausgangsleistung als Funktion der Pumpleistung bei einer Eingangsleistung von 300 mW bestimmt (Abb. 3.24(a)). Die Pumpkonversionseffizienz lag bei 79,9%, wodurch bereits bei einer Pumpleistung von 10 W eine Ausgangsleistung von  $> 5 \text{ W}$  erreicht wurde. Bei dieser Pumpleistung wurde anschließend die Signal- und ASE-Leistung nach der Verstärkung als Funktion der Eingangsleistung bestimmt (Abb. 3.24(b)). Der Anteil der ASE wurde anhand der aufgenommenen Spektren ermittelt, indem der breitbandige ASE-Untergrund über das Signalmaximum interpoliert und anschließend integriert wurde. Bei einer Eingangsleistung von 150 mW liegt das Signal-ASE-Verhältnis bei über 24 dB. Die Ausgangsleistung beträgt 4,85 W. Somit tritt trotz des ungesättigten ersten Teils der Faser eine sehr geringe ASE-Leistung auf und diese Faser erfüllt bei einer Pumpleistung von 10 W alle Voraussetzungen bezüglich ASE-Unterdrückung und Verstärkung. Die

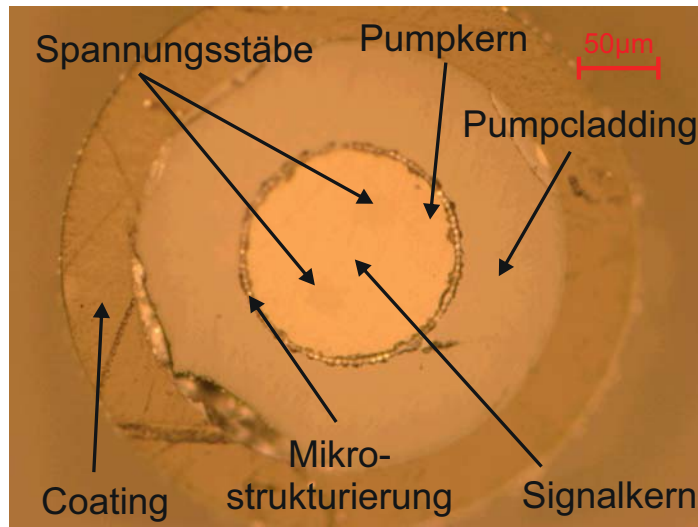


**Abbildung 3.25:** Strahlkaustik nach der Faser Liekki Yb1200-30/250DC-PM zur Bestimmung der Strahlqualität,  $P_{pump} = 10\text{ W}$ ,  $P_{ein} = 100\text{ mW}$ . Als Einsatz ist jeweils das transversale Strahlprofil an den markierten Stellen gezeigt. a) Optimale Justage b) Anregung höherer Moden durch versetzte Einkopplung.

Strahlqualität am Ausgang der Faser hängt, wie bereits zuvor bemerkt, von der Justage des Eingangsstrahls ab. Dies konnte im Experiment sehr deutlich festgestellt werden. Abbildung 3.25 zeigt die Strahlkaustik (aufgenommen mit Spiricon M<sup>2</sup>-200) und die berechnete Strahlqualität bei einer Pumpleistung von 10 W und einer Eingangsleistung von 200 mW bei zwei unterschiedlich optimierten Einkopplungen. Bei optimaler Justage und ausschließlicher Anregung der Grundmode LP<sub>01</sub> emittiert die Faser eine sehr gute Strahlqualität von  $M^2 \approx 1,2$ . Bei versetzter Einkopplung wird im gezeigten Beispiel vor allem die Mode LP<sub>11</sub> zusätzlich angeregt. Versetzte Anregung bedeutet im vorliegenden Fall entweder eine Winkeländerung des Eingangsstrahls oder auch eine laterale Verschiebung, wobei die Winkeländerung einen deutlicheren Einfluss auf die Anregung höherer Moden hatte. Die Strahlqualität verschlechtert sich dadurch rapide auf Werte größer 2. Durch die Verwendung von Mikrometerschrauben stellte die Optimierung der Justage allerdings keine größere Herausforderung dar.

#### Auswahl und Politur der Faser für die erste Stufe

Wie bereits zuvor beschrieben sollte der Kerndurchmesser der ersten Stufe im Bereich von 13,5 µm liegen. Dies erlaubt eine möglichst gute Unterdrückung der SPM bei gleichzeitiger Sättigung der Verstärkung zumindest des hinteren Teils der Faser. Eine entsprechende Faser von Liekki (Yb1200-12/125DC-PM) mit einem Kerndurchmesser von 12 µm wies zwar eine relativ hohe Pumpabsorption von 11,1 dB m<sup>-1</sup> auf, war allerdings leicht multimodig mit einem V-Parameter von 2,835. Um vor der zweiten Stufe eine optimale Strahlqualität zu gewährleisten, wurde daher eine Faser von NKT (DC135/14-PM-Yb) mit einem Kerndurchmesser von 14 µm verwendet. Der V-Parameter dieser Faser lag bei 2,274 und führte dadurch ausschließlich die Grundmode. Die Pumpabsorption war allerdings mit 7 dB m<sup>-1</sup> etwas geringer, weshalb eine Faserlänge von 3 m gewählt wurde.



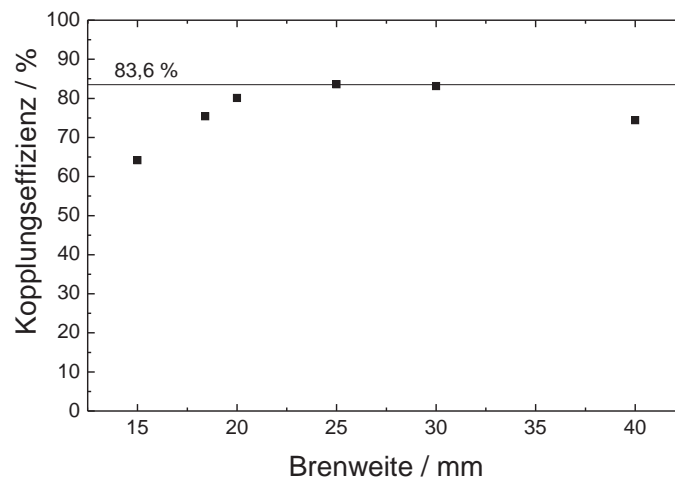
**Abbildung 3.26:** Faserfacette der NKT-Faser nach der Politur. Die Spannungsstäbe sind sehr schwach zu erkennen. Der Kern ist nicht sichtbar. Die Politurschäden am Rand der Faser beeinflussen die Wellenführung im Kern und im Pumpkern nicht.

Die Faser wurde auf die gleiche Weise poliert wie die Liekki-Faser. Abbildung 3.26 zeigt die Facette nach der Politur. Bei dieser Faser wird der Brechungsindexsprung zwischen Pumpkern und Pumpcladding durch eine schmale mikrostrukturierte Zone definiert. Die Stege zwischen den Luftlöchern wurden bei der Politur leicht beschädigt. Allerdings betrifft dies nur das direkte Ende der Faser, wodurch die Wellenführung der Pumpleistung im Rest der Faser nicht beeinträchtigt ist. Hier wird allerdings deutlich, dass die manuelle Politur von durchgehend mikrostrukturierten Pumpkernen sehr große Probleme verursachen kann, da dies bei einer Beschädigung direkt die Emission der Signalstrahlung beeinflusst. Die Politurqualität im wichtigen Teil um den Signalkern ist im vorliegenden Beispiel sehr gut.

### Charakterisierung der Verstärkung in der ersten Stufe

Der Modenradius nach Gl. (3.23) in der Faser beträgt  $w_{0f} = 8 \mu\text{m}$ . Gemäß Gl. (3.32) erfordert die optimale Einkopplung eine Linse mit  $f_1 = 22,2 \text{ mm}$ . Da diese Brennweite genau zwischen den verfügbaren Brennweiten von 20 mm und 25 mm lag, wurde zunächst die Kopplungseffizienz nach dem bereits gezeigten Verfahren für eine Reihe unterschiedlicher Linsenbrennweiten vermessen. Abbildung 3.27 zeigt die Kopplungseffizienz für Brennweiten zwischen 15 mm und 40 mm. Der theoretisch zu erwartende Verlauf gemäß Abb. 3.15(b) ist gut zu erkennen. Die maximale Kopplungseffizienz wurde bei einer Brennweite von  $f_1 = 25 \text{ mm}$  erreicht und beträgt 83,6 %. Das theoretische Maximum für eine Brennweite von 22,2 mm liegt bei 96,2 %.

Da der Pumpkern mit einem Durchmesser von  $135 \mu\text{m}$  kleiner als der Durchmesser der Pumpfaser mit  $200 \mu\text{m}$  war, wurde die Pumpstrahlung nun mit einer kürzeren Brennweite von  $f_2 = 8 \text{ mm}$  (vgl. Abb. 3.22) in den Pumpkern eingekoppelt. Da nur eine Ausgangsleistung von 150 mW erzielt werden musste, wurde zunächst eine Pumpleistung von 1 W bzw. 2 W ge-



**Abbildung 3.27:** Experimentell bestimmte Kopplungseffizienz in den Signalkern der NKT-Faser bei unterschiedlichen Fokussierungen.

wählt. Abbildung 3.28 zeigt die entsprechenden Leistungskennlinien für Signal und ASE. Die Trennung der Leistungsanteile erfolgte wieder anhand der parallel aufgenommenen Spektren. Bei einer Pumpleistung von 1 W wird die erforderliche Ausgangsleistung bei einer Eingangsleistung von etwa 7 mW mit einem Signal-ASE-Verhältnis von 36 dB erzielt. Bei Erhöhung der Pumpleistung wird die Ausgangsleistung schon bei Eingangsleistungen kleiner 1 mW erreicht, allerdings mit deutlich höherem ASE-Untergrund von etwa 50 % der Gesamtleistung, was einem Signal-ASE-Verhältnis von 0 dB entspricht. Für die weiteren Experimente wurde daher eine Pumpleistung zwischen 1 W und 2 W gewählt.

Abbildung 3.29 zeigt die Messung der Strahlqualität bei einer Pumpleistung von 2 W und einer Eingangsleistung von 100 mW. Aufgrund der ausschließlichen Führung der Grundmode ist die Strahlqualität unabhängig von der Justage und beträgt immer  $M^2 \approx 1,15$ . Der Strahl aus dem Kern ist gaußförmig, im Fernfeld transformiert er in eine leicht achteckige Form.

### Aufbau und Charakterisierung des zweistufigen Verstärkers

Der Aufbau des zweistufigen Verstärkers ist in Abb. 3.30 gezeigt. Die optimale Kopplung von erster und zweiter Stufe wurde mit einer Brennweite von  $f_3 = 20$  mm erzielt. Die Kopplungseffizienz lag bei 85 %. Zum Pumpen der beiden Stufen wurde die selbe Pumpdiode wie zuvor verwendet. Ein Teil der Pumpstrahlung wurde mit einem Strahlteiler abgetrennt und über eine Transportfaser zwischen den Stufen verteilt. Die Transportfaser hatte die gleichen Faserparameter wie die Pumpfaser, sodass die frühere Pumpfokussierung in der ersten Stufe beibehalten werden konnte. Die Pumpleistung direkt vor den jeweiligen Stufen ist in Abb. 3.31(a) als Funktion des Diodenstroms gezeigt. Das Leistungsverhältnis betrug 1 : 5,7. Bei einer Pumpleistung von 10 W in der zweiten Stufe betrug die Pumpleistung in der ersten Stufe somit 1,75 W.

Die Charakterisierung der Gesamtverstärkung wurde bei einer Eingangsleistung von 1 mW und 10 mW durchgeführt. Abbildung 3.31(b) zeigt die entsprechende Signalleistung und das

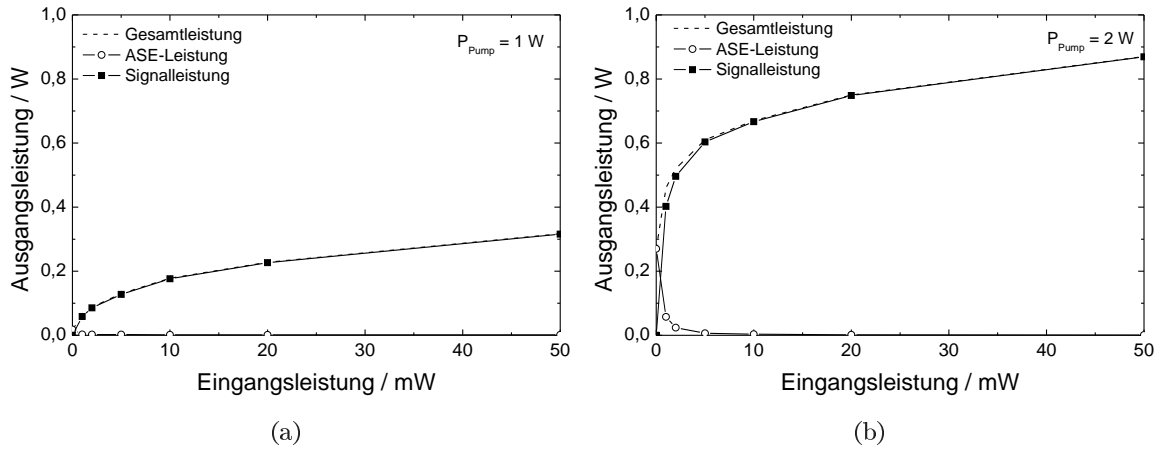


Abbildung 3.28: Signal- und ASE-Leistung nach der Verstärkung in der Faser NKT DC135/14-PM-Yb als Funktion der Eingangsleistung. a) Pumpleistung 1 W und b) Pumpleistung 2 W.

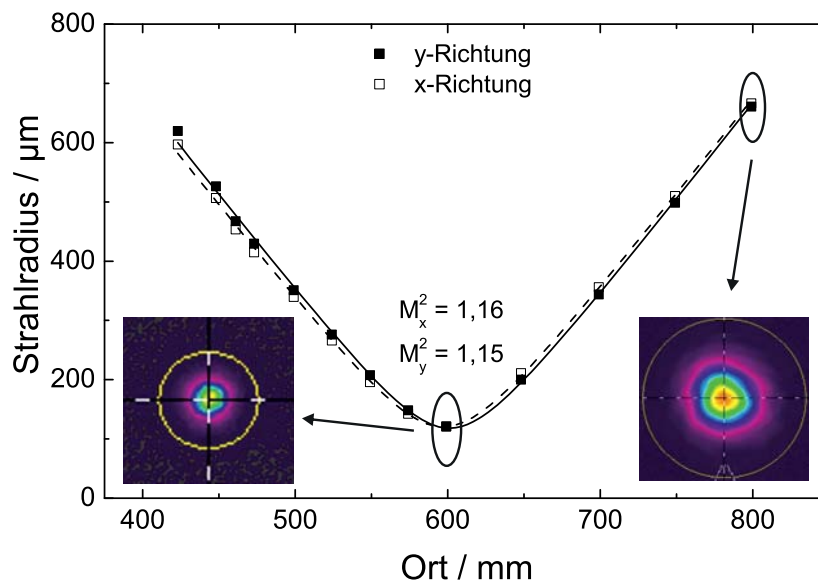


Abbildung 3.29: Strahlkaustik nach der Faser NKT DC135/14-PM-Yb,  $P_{\text{pump}} = 2 \text{ W}$ ,  $P_{\text{ein}} = 100 \text{ mW}$ . Als Einsatz ist jeweils das transversale Strahlprofil an den markierten Stellen gezeigt.

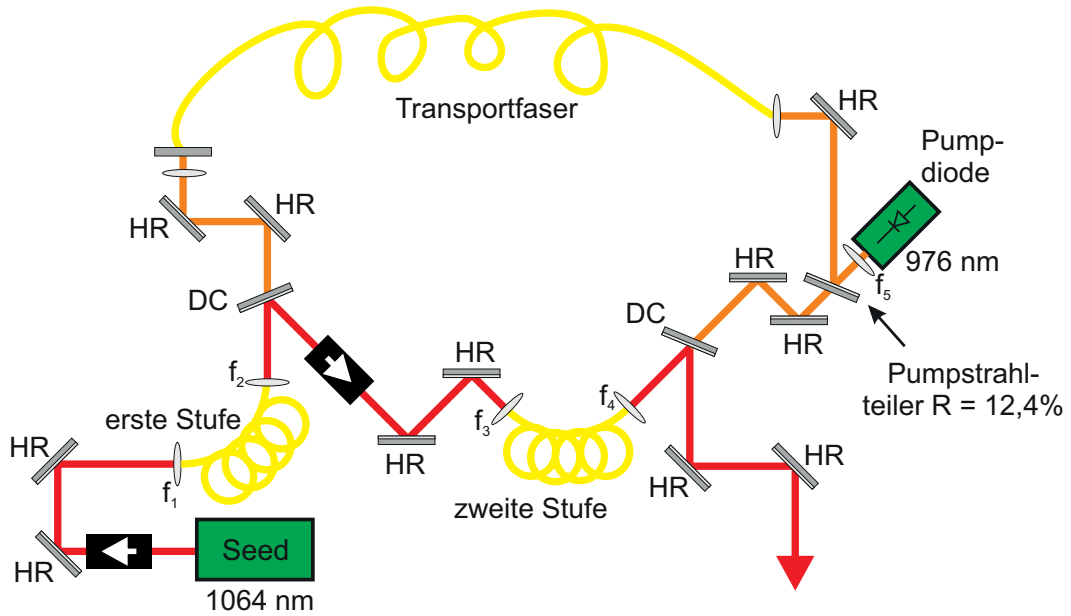


Abbildung 3.30: Experimenteller Aufbau des 2-stufigen Faserverstärkers.

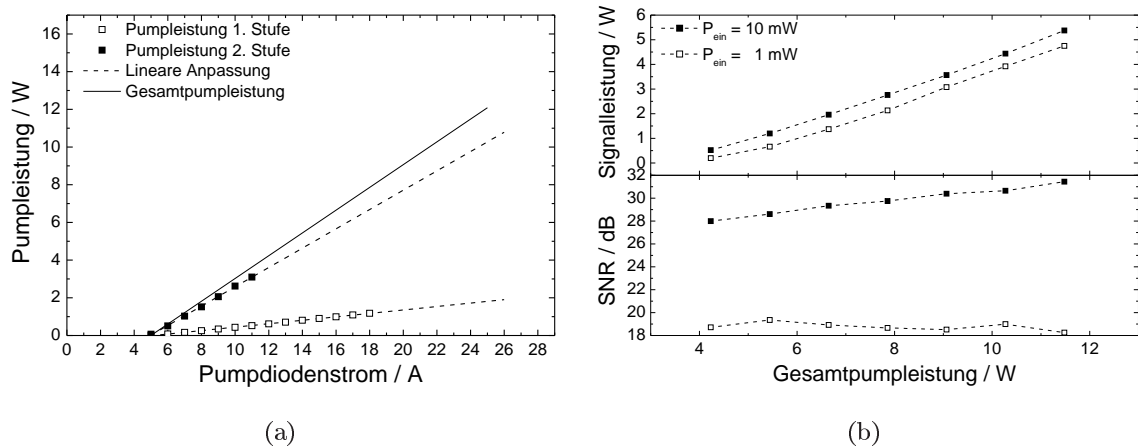


Abbildung 3.31: a) Pumpleistung der ersten Stufe und der zweiten Stufe als Funktion des Pumpstroms. b) Signalleistung und Signal-ASE-Verhältnis (SNR) als Funktion der Gesamtpumpleistung für eine Eingangsleistung von 1 mW und 10 mW.

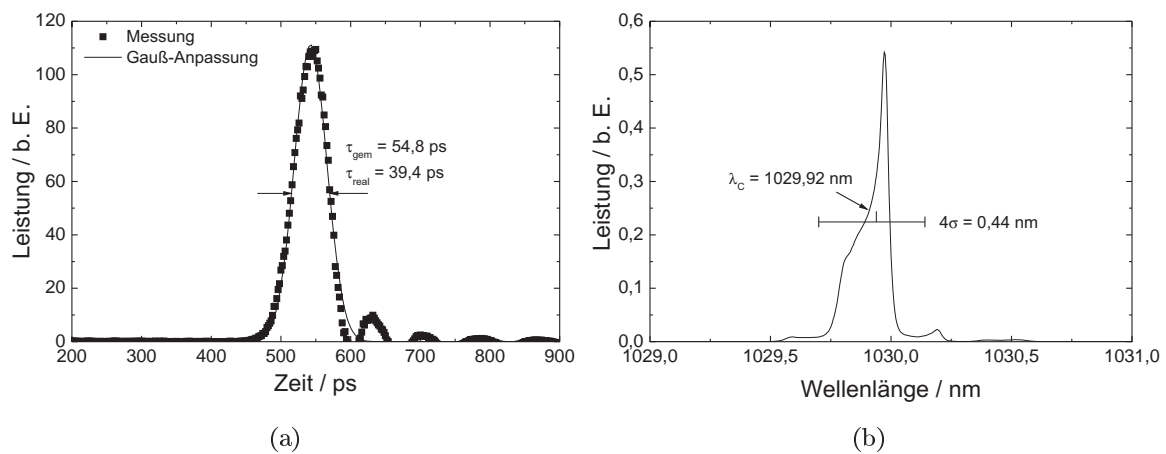
Signal-ASE-Verhältnis (SNR) als Funktion der Gesamtpumpleistung. Die Trennung des Signal- und ASE-Anteils erfolgte wieder über die Integration der entsprechenden Spektren. Bei einer Gesamtpumpleistung von 11,5 W beträgt die verstärkte Leistung 4,75 W bzw. 5,38 W. Der ASE-Untergrund ist bei einer Eingangsleistung von 10 mW um etwa 28 dB bis 31,4 dB unterdrückt. Die Unterdrückung steigt mit Erhöhung der Pumpleistung, was zunächst ungewöhnlich erscheint, da die Rauschleistung im 1-stufigen Verstärker normalerweise bei höheren Pumpleistungen stärker steigt als die Signalleistung. Im vorliegenden Fall emittiert allerdings die erste Stufe bei einer Eingangsleistung von 10 mW nahezu keine ASE (vgl. Abb. 3.28), wodurch eine Erhöhung der Pumpleistung hauptsächlich die Eingangsleistung der zweiten Stufe rapide erhöht. Dadurch sättigt diese stärker, was zu der stärkeren Unterdrückung der ASE-Leistung führt. Bei einer Eingangsleistung von 1 mW emittiert die erste Stufe, abhängig von der Pumpleistung, bereits einen gewissen Anteil an ASE, der in der zweiten Stufe ebenfalls Verstärkung erfährt. Das Signal-ASE-Verhältnis ist dann verringert, mit 18 dB allerdings weiterhin sehr gut.

Der nächste Schritt wäre nun die weitere Verstärkung der Laserstrahlung in einem geeigneten transienten Hochleistungsverstärker. Dazu kommen prinzipiell Slab- oder Disk-Laser in Frage, die die Leistungsskalierung durch optimiertes Temperaturmanagement und eine Aufweitung des Laserstrahls erreichen. Die Wellenlänge der verfügbaren Technologien liegt vor allem bei 1030 nm oder 1064 nm. Der realisierte Faservorverstärker deckt durch das breite Verstärkungsspektrum beide Wellenlängenbereiche ab. Zum Zeitpunkt der Realisierung stand ein Yb:YAG InnoSlab-Verstärker zur Verfügung, der für den weiteren Verlauf exzellent geeignet war. Dieser weist allerdings eine abweichende Zentralwellenlänge der Verstärkung von 1030 nm auf. Um eine Neuanschaffung oder Neuentwicklung eines Verstärkers bei 1064 nm zu umgehen wurde im weiteren dieser Verstärker verwendet. Die modengekoppelte Seedquelle aus Abschn. 2.3 wurde durch einen Gainswitch-Seedlaser bei 1030 nm ersetzt, der die gleiche Flexibilität mit etwas längerer Impulsdauer zur Verfügung stellt. Im Folgenden wird daher zunächst der Aufbau und die Charakterisierung des Vorverstärkers bei der neuen Wellenlänge gezeigt.

### 3.3.3 Wechsel des Wellenlängenbereichs durch alternative Seedquelle

Als alternative Seedquelle kam eine Gainswitch-DFB-Diode (Alphas Picopwer-LD) mit einer Emissionswellenlänge von 1030 nm zum Einsatz. Der mitgelieferte Stromtreiber pumpte die Diode mit einer festen Impulsdauer von etwa 300 ps. Durch geeignete Wahl des Maximalstroms wurde die ausschließliche Anregung des ersten Relaxationsmaximums sichergestellt. Diese Strahlquelle ermöglichte die prinzipielle Charakterisierung der Verstärkung von Impulszügen mit variabler Repetitionsrate. Ein Nachteil ist die etwas längere Impulsdauer im Vergleich zur passiven Modenkopplung.

Abbildung 3.32(a) zeigt die zeitliche Impulsform aus der Diode, aufgenommen mit einer Fotodiode (EOT ET-3500, Anstiegszeit 25 ps) und dem Communications Signal Analyzer von



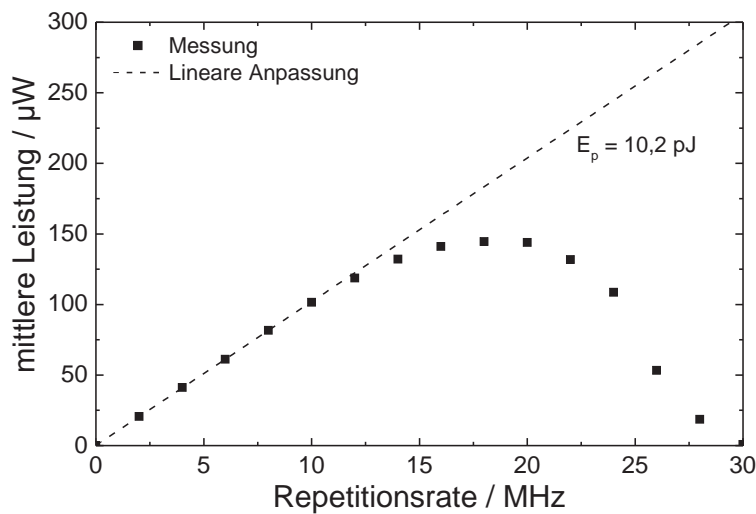
**Abbildung 3.32:** Zeitliche und spektrale Impulsform der Impulse aus der 1030 nm-DFB-Diode.

Tektronix (CSA 803A, Sampling-Kopf SD-26, Anstiegszeit 17,5 ps). Die Überschwinger am Ende des Impulses sind durch die Fotodiode verursacht, die im Gegensatz zur New-Focus-Fotodiode nicht zeitbereichsoptimiert ist [167]. Die zuvor mit einem Titan:Saphir-Laser (Impulsdauer ca. 100 fs) gemessene Impulsantwort der Kombination Fotodiode - Sampling-Kopf war trotzdem annähernd gaußförmig mit einer zeitlichen Breite von  $\tau_{sys} = 38,1$  ps. Die reale zeitliche Dauer des optischen Impulses bei Annahme einer gaußförmigen Impulsform betrug somit  $\tau_{real} = \sqrt{\tau_{gem}^2 - \tau_{sys}^2} = 39,4$  ps. Die spektrale Impulsform ist in Abb. 3.32(b) gezeigt. Die  $4\sigma$ -Breite betrug aufgrund eines spektral breiten Sockels 0,44 nm. Gemäß Abschn. 2.1.5 könnte der Grund dafür ein etwas zu schwach ausgebildetes DFB-Gitter mit einem zu geringen Koppelkoeffizienten sein. Trotzdem wurde kein externes Seeding der Diode unternommen, da die Verstärkungsbandbreite im Yb:YAG-InnoSlab-Verstärker mit etwa 5 nm [168] bedeutend größer als in Nd:YVO<sub>4</sub> ist.

Die mittlere Ausgangsleistung der Diode als Funktion der Repetitionsrate ist in Abb. 3.33 gezeigt. Bis 10 MHz beträgt die Impulsenergie 10,2 pJ. Bei höheren Repetitionsraten sinkt die Impulsenergie, was durch eine manuelle Erhöhung des Pumpstroms wieder kompensiert werden konnte. Vermutlich führte eine Bandbreitelimitierung des Stromtreibers zur Abschwächung der Stromimpulse bei hohen Repetitionsraten. Eine Erhöhung des Stromes führt allerdings zu mehrfachen Relaxationsoszillationen bei geringeren Repetitionsraten. Im späteren Betrieb mit variabler Repetitionsrate wäre die erforderliche kontinuierliche Anpassung des Pumpstromes eher nachteilig. Da im weiteren Verlauf allerdings eine maximale Repetitionsrate von 10 MHz angestrebt wurde, konnte der Pumpstrom bei allen Werten kleiner 10 MHz fest gewählt werden.

Bei 10 MHz beträgt die mittlere Leistung 101,5  $\mu$ W. Bei dieser Eingangsleistung wäre der bisher realisierte Faserverstärker stark ungesättigt, weshalb eine weitere Faserstufe nötig war, die die Leistung der Diode auf einige Milliwatt verstärkt. Aufgrund der sehr geringen Ein-



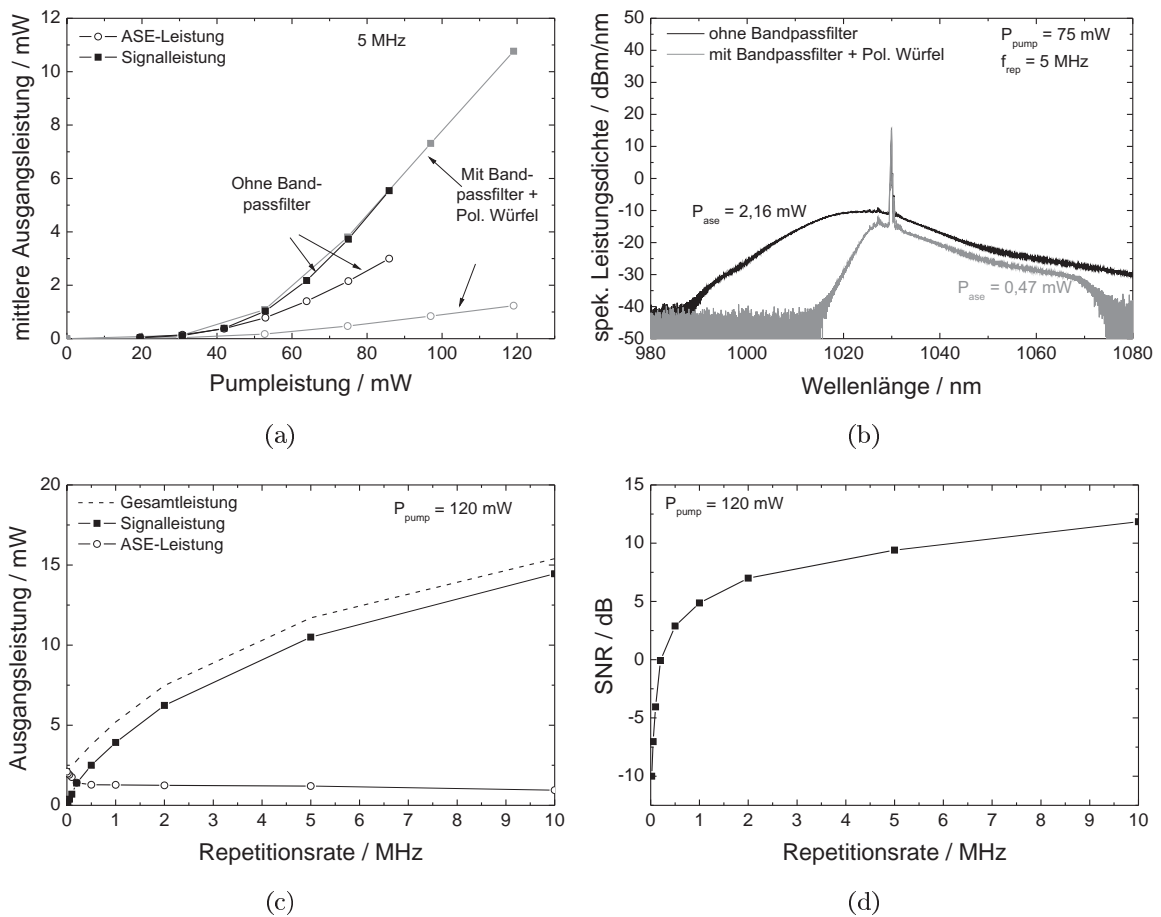


**Abbildung 3.33:** Mittlere Ausgangsleistung der Gainswitch-Diode als Funktion der Repetitionsrate bei festem Pumpstrom. Die Impulsenergie für Repetitionsraten kleiner 10 MHz beträgt 10,2 pJ.

gangsleistung wurde eine *Single-Clad*-Faser mit einem Modenfelddurchmesser von 4 µm und einer numerischen Apertur von 0,22 gewählt (Coractive Yb198). Die berechnete Sättigungsleistung bei 1030 nm beträgt 3,95 mW, womit die zu verstärkende Leistung noch um einen Faktor 40 darunter liegt und somit ein gewisser Anteil an ASE-Leistung zu erwarten ist. Fasern mit noch kleinerem Kerndurchmesser sind allerdings nicht praktikabel, da diese z. B. zu hohen Koppelverlusten führen oder starke Nichtlinearitäten verursachen. Die spezifizierte Pumpabsorption der Faser lag bei 1073 dB m<sup>-1</sup>, weshalb eine Länge von 40 cm für eine vollständige Pumpkonversion ausreicht. Die Faser wurde wie zuvor mit einem Winkel von 8° poliert und gemäß der schematischen Zeichnung in Abb. 3.22 rückwärts gepumpt. Als Pumpdiode kam eine fasergekoppelte SM-Pumpdiode (EM4, P162-300-976A) mit einer maximalen Leistung von 300 mW zum Einsatz. Die Pumpfaser hatte einen Kerndurchmesser von 6,6 µm.

Eine experimentelle Bestimmung der Kopplungseffizienz der Pumpstrahlung in die dotierte Faser war aufgrund der sehr hohen Pumpabsorption nicht möglich. Daher wurde eine Abbildung mit  $f_3 = 4,5$  mm und  $f_2 = 4,03$  mm durchgeführt. Durch die hohe Pumpleistung war die Verstärkung auf wenige Milliwatt auch bei größeren Kopplungsverlusten sichergestellt.

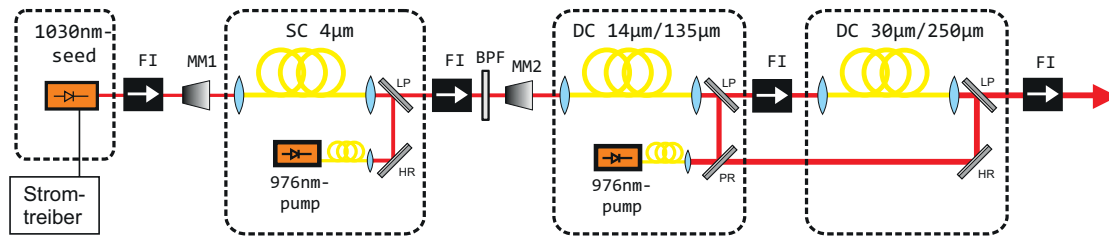
Bei der Signaleinkopplung verhinderte die hohe Reabsorption ebenfalls die experimentelle Bestimmung der Effizienz. Aufgrund der sehr geringen Eingangsleistung waren hier allerdings hohe Kopplungsverluste zu vermeiden. Daher wurde der stark elliptische Strahl aus der Diode zunächst mit einem Zylinderteleskop ( $z f_1 = 80$  mm,  $z f_2 = 25,4$  mm) in ein möglichst rundes Strahlprofil konvertiert. Mit einem weiteren Teleskop ( $f_a = 11$  mm,  $f_b = 18,4$  mm) wurde der Strahl auf einen Durchmesser von 1,28 mm aufgeweitet. Eine anschließende Strahlqualitätsmessung ergab für beide Richtungen einen Wert von  $M^2 \approx 1,2$ . Daher wurde gemäß



**Abbildung 3.34:** a) Signal- und ASE-Leistung nach der SC-Faserstufe mit und ohne ASE-Filterung. b) Spektrum nach der SC-Faser mit und ohne ASE-Filterung. c) Signal- und ASE-Leistung aus der SC-Faser als Funktion der Repetitionsrate bei einer Pumpleistung von 120 mW. d) Resultierendes Signal-ASE-Verhältnis als Funktion der Repetitionsrate.

Gl. (3.32) eine Linse mit einer Brennweite von  $f_1 = 3,5 \text{ mm}$  verwendet, was theoretisch zu einer Fokussierung auf einen Strahldurchmesser von  $4,3 \mu\text{m}$  führt.

Zur Charakterisierung der Verstärkung wurde zunächst die Ausgangsleistung der aktiven Faser als Funktion der Pumpleistung für eine Repetitionsrate von 5 MHz gemessen. Abbildung 3.34(a) (Ohne Bandpassfilter) zeigt den entsprechenden Verlauf. Aufgrund der sehr geringen Eingangsleistung emittiert die Faser einen hohen Anteil an ASE-Leistung, der die Verstärkung des Signals in den weiteren Stufen stark limitieren würde. Daher wurde ein Bandpassfilter (Edmund Optics 1050-50 OD4) mit einer Zentralwellenlänge von 1050 nm und einer spektralen Breite von 50 nm zur Unterdrückung des Untergrundes nach der Verstärkung verwendet. Die Transmission des Filters lag bei  $>97\%$ . Zusätzlich wurde ein Polarisations-Strahlteilerwürfel nach dem Bandpassfilter eingebaut, der die unpolarisierte ASE-Leistung



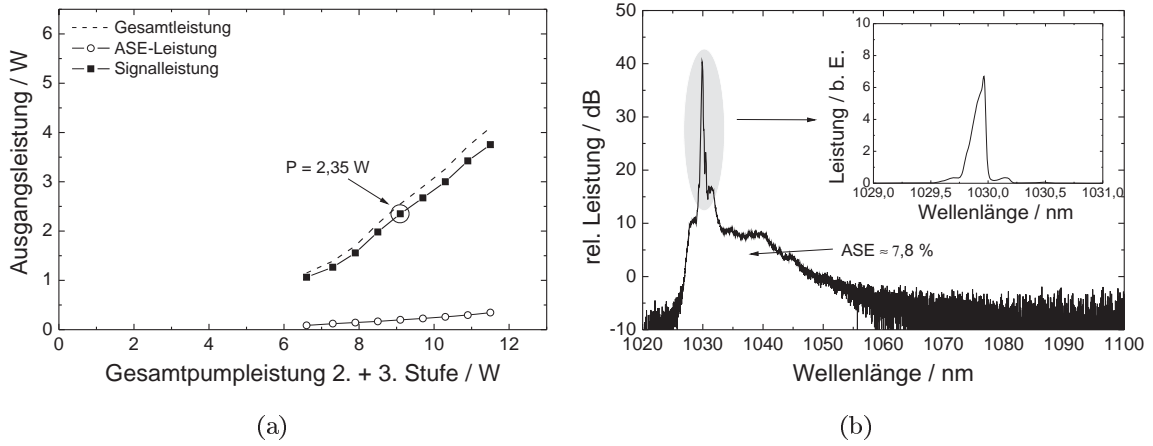
**Abbildung 3.35:** Schematischer Aufbau des dreistufigen Faserverstärkers. FI: Faraday Isolator, MM: Mode-Matching-Teleskop, LP: Langpassfilter, PR: Partial-Reflektor.

breitbandig um weitere 50 % unterdrückt. Abbildung 3.34(b) zeigt den Effekt der ASE-Filterung auf den spektralen Verlauf der Emission aus der Faserstufe. Insgesamt wurde die ASE-Leistung um etwa 78 % reduziert. Im späteren Verlauf der Experimente wurde der Bandpassfilter durch einen schmalere Filter mit einer Zentralwellenlänge von 1030 nm ersetzt (Semrock, MaxLine Laser Line Filter, LL01-1030-12.5, Bandbreite 4 nm), wodurch sich die Gesamtunterdrückung allerdings nur unwesentlich auf 81 % steigern ließ. In Abb. 3.34(a) (Mit Bandpassfilter + Pol. Würfel) ist der Verlauf der Signal- und ASE-Leistung mit dem Edmund Optics Filter gezeigt. Eine Signalleistung von mehr als 10 mW wurde bei einer Pumpleistung von etwa 120 mW erreicht. Abbildung 3.34(c) und 3.34(d) zeigt den Verlauf der Signal- und ASE-Leistung, sowie das Signal-ASE-Verhältnis als Funktion der Repetitionsrate bei dieser Pumpleistung. Bei 10 MHz beträgt die Signalleistung 14,5 mW bei einem SNR von 11,8 dB. Bei 1 MHz beträgt die Signalleistung noch 3,9 mW bei einem SNR von 4,9 dB. Ein Betrieb innerhalb dieser Grenzen sorgt für eine ausreichende Gesamtausgangsleistung nach der Verstärkung in den zwei nachfolgenden Faserstufen.

### 3.3.4 Charakterisierung des dreistufigen Verstärkers bei 1030 nm

Der experimentelle Aufbau des dreistufigen Faserverstärkers ist schematisch in Abb. 3.35 dargestellt. Die Abbildungsoptik MM1 besteht aus dem in Abschn. 3.3.3 beschriebenen zylindrischen und sphärischen Teleskop. Die ASE-Filterung nach der ersten Stufe wird durch den im Farady-Isolator enthaltenen Polarisations-Strahlteilerwürfel und den Bandpassfilter (BPF) sichergestellt. Das Teleskop MM2 ( $f_1 = 30$  mm,  $f_2 = 25$  mm) passt den Strahldurchmesser für eine optimale Kopplung in die zweite Stufe an. Die zweite und dritte Stufe wurde im Vergleich zu Abb. 3.30 nicht verändert. Die Pumpleistung der ersten Stufe wurde in allen nachfolgenden Experimenten zu 120 mW gewählt. Die Ausgangsleistung des Gesamtverstärkers bei einer Repetitionsrate von 10 MHz als Funktion der Gesamtpumpleistung der zweiten und dritten Stufe ist in Abb. 3.36(a) dargestellt. Durch das ausgeprägte 3-Niveau-Verhalten bei 1030 nm reduziert sich die Inversion gegenüber dem Betrieb bei 1064 nm um die thermische Besetzung des unteren Laserniveaus. Damit sinkt die Signalleistung bei einer Gesamtpumpleistung von 11,5 W um etwa 1 W und beträgt nun 3,75 W. Da der nachfolgende Yb:YAG-InnoSlab-

### 3.3 Linearer, mehrstufiger Faservorverstärker



**Abbildung 3.36:** a) Signal- und ASE-Leistung als Funktion der kombinierten Pumpleistung in der 2. und 3. Stufe bei 10 MHz. b) Spektrum nach dem Verstärker bei einer Signalleistung von 2,35 W und einer Repetitionsrate von 10 MHz.

Verstärker bereits bei einer Eingangsleistung von 2 W gesättigt war, stand trotzdem noch eine ausreichende Leistung zur Verfügung. Im weiteren Verlauf wurde eine Gesamtpumpleistung von 9,1 W gewählt, bei der die Signalleistung 2,35 W beträgt. Abbildung 3.36(b) zeigt das Spektrum nach dem Verstärker bei dieser Pumpleistung und einer Repetitionsrate von 10 MHz. Deutlich ist der Einfluss des schmalen Bandpassfilters mit  $\Delta\lambda = 4$  nm zu erkennen. Der ASE-Anteil liegt bei 7,8 % der Gesamtleistung, entsprechend einem Signal-ASE-Verhältnis von 10,7 dB. Als Einsatz ist das Spektrum in linearer Darstellung gezeigt. Im Vergleich zu Abb. 3.32(b) ist bereits eine leichte Verbreiterung durch SPM zu erkennen.

Um eine Abschätzung zu erhalten, in welchen Stufen die größte Verbreiterung stattfindet und ob der Bandpassfilter eventuell spektrale Anteile blockieren könnte, wird Gl. (3.31) mit den entsprechenden Faser- und Leistungsdaten gelöst. Näherungsweise wird dabei eine exponentielle Steigerung der Intensität in den Faserstufen angenommen:

$$\hat{I}(z) = \hat{I}_{ein} \exp(\bar{g} \cdot z). \quad (3.35)$$

Dies gilt genau genommen nur bei gleichbleibender Inversion über die gesamte Faserlänge, soll aber als Abschätzung genügen. Einsetzen von Gl. (3.35) in Gl. (3.31) ergibt

$$\begin{aligned} \Phi_{NL}^{max} &= n_2 k \hat{I}_{ein} \int_0^L \exp(\bar{g} \cdot z) dz \\ &= \frac{2n_2 P_{ein}}{\lambda w_0^2 \tau_p f_{rep}} F \cdot \frac{[\exp(\bar{g}L) - 1]}{\bar{g}}, \end{aligned} \quad (3.36)$$

mit dem nichtlinearen Brechungsindex  $n_2 = 2,7 \cdot 10^{-20} \text{ m}^2 \text{ W}^{-1}$  [169], der mittleren Eingangsleistung  $P_{ein}$ , dem Modenradius  $w_0$ , der Impulsdauer  $\tau_p = 39,4$  ps, der Repetitionsrate  $f_{rep} = 10$  MHz und dem Skalierungsfaktor  $F = 0,9394$  für gaußförmige Impulse. Bei der Be-

**Tabelle 3.1:** Abschätzung der nichtlinearen Phasenverschiebung in den Faserstufen bei einer Repetitionsrate von 10 MHz.

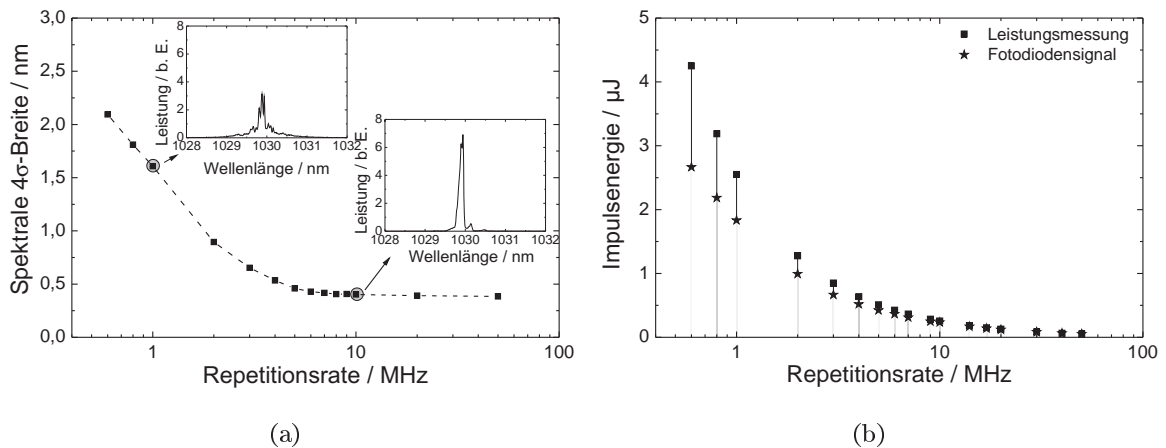
Parameter	erste Stufe	zweite Stufe	dritte Stufe
$w_0$	2 $\mu\text{m}$	8 $\mu\text{m}$	11,3 $\mu\text{m}$
$P_{\text{ein}}$	102 $\mu\text{W}$	14,5 mW	213 mW
$P_{\text{aus}}$	14,5 mW	213 mW	2,35 W
$L$	0,4 m	3 m	1,5 m
$\bar{g}$	12,4 $\text{m}^{-1}$	0,90 $\text{m}^{-1}$	1,6 $\text{m}^{-1}$
$\Phi_{NL}$	0,01 $\pi$	0,14 $\pi$	0,42 $\pi$

rechnung werden keine Verluste bei der Kopplung zwischen den Stufen berücksichtigt, d. h. die Ausgangsleistung jeder Stufe ist die Eingangsleistung der nachfolgenden Stufe.

Tabelle 3.1 zeigt die verwendeten Parameter und die daraus berechnete nichtlineare Phasenverschiebung in den einzelnen Stufen. Der Verstärkungskoeffizient  $\bar{g}$  wurde dabei jeweils so angepasst, dass die entsprechende Ausgangsleistung erzielt wird. In der ersten Stufe beträgt die nichtlineare Phasenverschiebung nur  $0,01\pi$ , d. h. hier findet nahezu keine spektrale Verbreiterung statt und der Bandpassfilter schneidet auch bei kleineren Repetitionsraten keine Leistungsanteile ab. Die größte nichtlineare Phasenverschiebung wird in der dritten Stufe aufgesammelt und beträgt  $0,42\pi$ . Die gesamte NL-Phasenverschiebung beträgt  $0,57\pi$ , was gemäß Abb. 3.18 die leichte Verbreiterung in Abb. 3.36(b) erklärt.

Für kleinere Repetitionsraten steigt die NL-Phasenverschiebung und somit die spektrale Breite weiter an. In Abb. 3.37(a) ist die spektrale  $4\sigma$ -Breite der emittierten Impulse als Funktion der Repetitionsrate gezeigt. Bei den Repetitionsraten  $>10$  MHz wurde der Pumpstrom in der Seed-Diode jeweils so angepasst, dass eine gleichbleibende Impulsenergie vor der Verstärkung vorlag (vgl. Abb. 3.33). Bis zu einer Repetitionsrate von 1 MHz liegt die spektrale Breite nach der Verstärkung noch unter 2 nm und somit innerhalb des Verstärkungsspektrums des Yb:YAG-Verstärkers. Eine zeitliche Impulsverbreiterung trat aufgrund der geringen Gesamtlänge der Fasern nicht auf.

Die Bestimmung des ASE-Untergrundes war aufgrund der starken spektralen Verbreiterung bei kleinen Repetitionsraten mit der bisher verwendete Methode nicht mehr möglich. Im Spektrum konnte ab einer gewissen Verbreiterung nicht mehr eindeutig zwischen Signal und ASE-Untergrund unterschieden werden. Daher wurde eine Messung der mittleren Ausgangsleistung und eine parallele Messung der Impulse mit einer im Vergleich zur Impulsdauer langsamen Fotodiode (Alphas UPD-300-SD) durchgeführt. Der Maximalwert des Fotodiodensignals war somit proportional zur Impulsenergie. Die mittlere Gesamtleistung betrug für alle Repetitionsraten näherungsweise 2,35 W. Unter der Annahme verschwindender ASE bei sehr hohen Repetitionsraten lassen sich die Werte aus der Fotodioden-Messung auf die aus



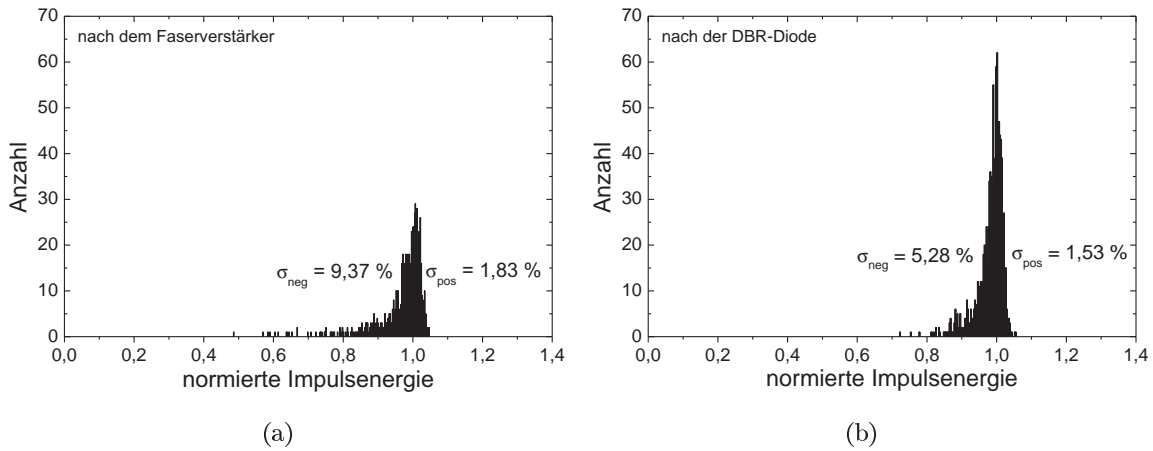
**Abbildung 3.37:** a) Spektrale Verbreiterung der Impulse im Fasererstärker als Funktion der Repetitionsrate. b) Bestimmung des ASE-Untergrundes für unterschiedliche Repetitionsraten.

der Leistungsmessung gemäß  $E_P = P_{avg}/f_{rep}$  ermittelten Werte skalieren. Abbildung 3.37(b) zeigt die aus den beiden Methoden ermittelten Werte. Durch die Skalierung geben die Werte aus der Fotodioden-Messung direkt die reale Impulsenergie an. Der relative ASE-Untergrund berechnet sich zu

$$\frac{P_{ase}}{P_{ges}} = 1 - \frac{E_P^{Foto}}{E_P^{Leistung}}. \quad (3.37)$$

Der so bestimmte ASE-Untergrund bei 10 MHz liegt bei 8,3 % und stimmt sehr gut mit der Untergrundbestimmung aus Abb. 3.36(b) überein. Bei einer Repetitionsrate von 1 MHz liegt der ASE-Untergrund bereits bei 28 %. Dieser Untergrund ist allerdings nur zum Teil bei der Verstärkung im InnoSlab-Verstärker hinderlich, da das schmalere Verstärkungsspektrum den spektral breiten Anteil der ASE nicht verstärkt.

Zur Charakterisierung der Impulsenergiestabilität wurde wieder die Amplitude von 1000 Impulsen mit der Fotodiode und dem Oszilloskop vermessen. Abbildung 3.38(a) zeigt die ermittelten Werte in Form eines Histogramms, normiert auf die wahrscheinlichste Impulsenergie. Es ist eine stark asymmetrische Schwankung der Impulsenergie zu beobachten. Diese Asymmetrie wurde zwar auch direkt nach der DBR-Diode festgestellt (Abb. 3.38(b)), allerdings war die Gesamtschwankung dort um einen Faktor 1,8 bzw. 1,2 geringer. Die Ursache für die Verschlechterung der Stabilität könnte, wie früher bei der Verstärkung der Gainswitch-Impulse im regenerativen Verstärker, ein spektraler Jitter sein. Zwar ist die Verstärkungsbandbreite in  $\text{Yb}^{3+}$ -dotierten Fasern, wie in Abb. 3.16 gezeigt, typischerweise sehr breit, allerdings hängt der genaue Verlauf durch das zugrundeliegende Quasi-3-Niveau System stark von der Inversion und damit von der Pumpleistung ab. Für sehr geringe Inversionslevel kann die spektrale Verstärkung für kleinere Wellenlängen auch negativ werden. Dies ist in Abb. 3.16 für eine relative Inversion von  $N_2/N_0 = 0,1$  gut zu erkennen. Liegt das Spektrum eines optischen Impulses



**Abbildung 3.38:** Messung der Impulsenergie für 1000 aufeinanderfolgende Impulse. a) Nach dem Faserverstärker. b) Nach der DBR-Diode.

genau an einem solchen Übergang von positiver zu negativer Verstärkung führt ein spektraler Jitter zu einer zeitlich sehr starken Verstärkungsvariation. Da die Inversion entlang der Faser aufgrund der Pumpabsorption stark variiert, kann beim Übergang von stark gepumpten zu schwach gepumpten Bereichen genau dieser Zustand vorliegen.

Eine Abschätzung der mittleren relativen Inversion  $\bar{N}_2/N_0$  in den unterschiedlichen Fasern lässt sich mit der über die Faserlänge gemittelten Gl. (3.26) erhalten:

$$\bar{g} = \Gamma_s [\sigma_{es}\bar{N}_2 - \sigma_{as}\bar{N}_1], \quad (3.38)$$

mit den effektiven Wirkungsquerschnitten für stimulierte Emission und stimulierte Absorption bei 1030 nm von  $\sigma_{es} = 6,43 \cdot 10^{-25} \text{ m}^2$  und  $\sigma_{as} = 4,53 \cdot 10^{-26} \text{ m}^2$ . Mit  $\bar{N}_2 + \bar{N}_1 = N_0$  ergibt sich:

$$\frac{\bar{N}_2}{N_0} = \frac{\bar{g} + \Gamma_s \sigma_{as} N_0}{\Gamma_s (\sigma_{es} + \sigma_{as})}. \quad (3.39)$$

Der Verstärkungskoeffizient  $\bar{g}$  wird dabei aus Tab. 3.1 entnommen. Die Dotierungskonzentration  $N_0$  lässt sich aus der vom Faserhersteller spezifizierten Pumpabsorption  $\alpha_{dB}$  berechnen. Für die Pumpabsorption in einer ungesättigten Faser gilt

$$\begin{aligned} \alpha_{dB} &= -\frac{10}{L} \log(\exp(-\alpha L)) \\ &= -\frac{10}{L} \log(\exp(-\Gamma_p \sigma_{ap} N_0 L)), \end{aligned} \quad (3.40)$$

mit dem Wirkungsquerschnitt der Pumpabsorption  $\sigma_{ap} = 2,5 \cdot 10^{-24} \text{ m}^2$ . Die Dotierungskonzentration beträgt somit

$$N_0 = \frac{\alpha_{dB}}{10\Gamma_p \sigma_{ap}} \ln(10), \quad (3.41)$$

**Tabelle 3.2:** Abschätzung der über die Faserlänge gemittelten relativen Inversion  $\bar{N}_2/N_0$ .

Parameter	erste Stufe	zweite Stufe	dritte Stufe
$\bar{g}$	12,4 m <sup>-1</sup>	0,90 m <sup>-1</sup>	1,6 m <sup>-1</sup>
$\alpha_{dB}$	1073 dB m <sup>-1</sup>	7 dB m <sup>-1</sup>	16,3 dB m <sup>-1</sup>
$N_0$	11,4 · 10 <sup>25</sup> m <sup>-3</sup>	6 · 10 <sup>25</sup> m <sup>-3</sup>	10,4 · 10 <sup>25</sup> m <sup>-3</sup>
$\Gamma_p$	0,867	0,0108	0,0144
$\Gamma_s$	0,822	0,799	0,971
$\bar{N}_2/N_0$	0,26	0,09	0,09

mit dem jeweiligen Füllfaktor für SC-Fasern und DC-Fasern

$$\begin{aligned}
\Gamma_p &= 1 - \exp\left(-2 \frac{r_K^2}{w_0(\lambda_p)^2}\right) && \text{SC - Faser,} \\
\Gamma_p &= \frac{A_{\text{Signalkern}}}{A_{\text{Pumpkern}}} && \text{DC - Faser.}
\end{aligned} \tag{3.42}$$

Die für die unterschiedlichen Stufen berechneten Werte sind in Tab. 3.2 zusammengefasst. Die mittlere Inversion  $\bar{N}_2/N_0 = 0,26$  in der ersten Stufe ist aufgrund der SC-Geometrie und der resultierenden hohen Pumpintensität im Faserkern bedeutend größer als in der zweiten und dritten Stufe. Da allerdings in SC-Fasern am Ende der Pumpeinkopplung typischerweise die maximale Inversion  $N_2/N_0 \approx 0,5$  vorliegt, besteht auch hier die Möglichkeit, dass sehr schwach gepumpte Bereiche mit negativer Verstärkung vorliegen. In der zweiten und dritten Stufe beträgt die mittlere Inversion nur etwa  $\bar{N}_2/N_0 = 0,09$ . Durch Vergleich mit Abb. 3.16 lässt sich abschätzen, dass innerhalb dieser Fasern sehr wahrscheinlich ein Wechsel von positiver zu negativer Verstärkung stattfindet, was die Verschlechterung der Impulsenergiestabilität erklärt. Bei der Verstärkung von Impulsen mit spektralem Jitter ist daher eine ausreichend hohe Pumpleistung und die einhergehende Vermeidung von ungepumpten Bereichen essentiell.

Insgesamt steht nun eine Ultrakurzpuls-Strahlquelle mit kontinuierlich variabler Repetitionsrate im Bereich von etwa 1 MHz bis 10 MHz mit einer Ausgangsleistung von über 2 W zur Verfügung. Im Vergleich zur modengekoppelten Seedquelle aus Abschn. 2.3 sind die Impulse zwar um einen Faktor 4 länger, die grundlegende Verstärkerdynamik bei Variation der Repetitionsrate lässt sich aber trotzdem untersuchen. Auch die praktische Anwendbarkeit wird durch die längere Impulsdauer nicht beeinflusst, was in Kap. 4 demonstriert wird. Es lässt sich allerdings auch festhalten, dass die Verstärkung der modengekoppelten Impulse zu einer um einen Faktor 4 stärkeren SPM führen würde mit der entsprechenden starken spektralen Verbreiterung.



### 3.3.5 Verstärkungsdynamik bei Variation der Repetitionsrate

Eine Variation der Repetitionsrate bewirkt gemäß Abb. 3.37(b) eine Variation der Impulsenergie. Mit steigender Repetitionsrate kommt es zu einer immer größeren Verstärkungssättigung, was zu einer abnehmenden Einzelimpulsverstärkung führt. Die mittlere Leistung bleibt dabei näherungsweise konstant. Für die Laserbearbeitung ist dies von Nachteil, da nur durch eine konstante Impulsenergie ein gleichbleibender Abtrag erreicht wird. Prinzipiell ließe sich diese Konstanz durch einen erhöhten technischen Aufwand wie z. B. durch einen auf den Betrag der Repetitionsrate synchronisierten elektrooptischen Schalter bewerkstelligen, der die mittlere Leistung antiproportional abschwächt. Da aber die Sättigung und auch die Relaxation der Verstärkung bei Variation der Repetitionsrate nicht instantan erfolgen, kann bei einer schnellen Variation eventuell auf einen solchen Modulator verzichtet werden. Im Folgenden wird die Verstärkungsdynamik daher genauer betrachtet.

Die Verstärkung eines Impulses im Faserverstärker wird nach Gl. (3.38) durch die Inversion  $N_2/N_0$  und die Wirkungsquerschnitte für stimulierte Emission und stimulierte Absorption  $\sigma_{es}$  und  $\sigma_{as}$  bestimmt. Ein einzelner Impuls ändert die Inversion im vorliegenden Fall nur sehr gering, da die Impulsenergie aufgrund der hohen Repetitionsrate weit unter der Sättigungsenergie

$$E_s = \frac{h\nu A}{\Gamma_s(\sigma_{es} + \sigma_{as})} \quad (3.43)$$

liegt.  $A$  gibt die effektive Modenfläche  $\pi w_0^2$  an. Die Sättigungsenergie in den einzelnen Stufen berechnet sich zu

$$E_s^{(1)} = 3,9 \mu\text{J}, \quad E_s^{(2)} = 62,4 \mu\text{J}, \quad E_s^{(3)} = 124,7 \mu\text{J}. \quad (3.44)$$

Die maximale Impulsenergie bei 10 MHz liegt gemäß Tab. 3.1 jeweils bei

$$E_{p,max}^{(1)} = 1,45 \text{ nJ}, \quad E_{p,max}^{(2)} = 21,3 \text{ nJ}, \quad E_{p,max}^{(3)} = 235 \text{ nJ}. \quad (3.45)$$

Für die Sättigung der Verstärkung ist daher die mittlere Leistung ausschlaggebend, weshalb bei allen folgenden Betrachtungen die zeitliche Struktur des Impulszuges vernachlässigt wird und nur Zeiten viel größer als der Impulsabstand berücksichtigt werden.

Zur Berechnung der zeitlichen Dynamik können die über die Faserlänge gemittelte Werte verwendet werden [170]. Der zeitliche Verlauf der Verstärkung  $\bar{g}(t)$  für die Signalwellenlänge ist gegeben durch (vgl. Gl. 3.38)

$$\frac{d\bar{g}(t)}{dt} = \Gamma_s(\sigma_{es} + \sigma_{as}) \frac{d\bar{N}_2(t)}{dt} \quad (3.46)$$

und somit durch den zeitlichen Verlauf der Besetzungsdichte  $\bar{N}_2(t)$  definiert. Die über die Faserlänge  $l$  gemittelte Besetzungsdichte  $\bar{N}_2(t)$  lässt sich unter Vernachlässigung der ASE über den folgenden Zusammenhang berechnen [170]:

$$\begin{aligned}
 \frac{d\bar{N}_2(t)}{dt} = & -\frac{\bar{N}_2(t)}{\tau} && \text{(spontaner Zerfall)} \\
 & + \frac{\lambda_p}{hclA} P_{pump} && \text{(eintretende Pumpphotonen)} \\
 & - \frac{\lambda_p}{hclA} P_{pump} \exp \left\{ \Gamma_p [(\sigma_{ep} + \sigma_{ap})\bar{N}_2(t) - \sigma_{ap}N_0] l \right\} && \text{(austretende Pumpphotonen)} \\
 & + \frac{\lambda_s}{hclA} P_{sig}(t) && \text{(eintretende Signalphotonen)} \\
 & - \frac{\lambda_s}{hclA} P_{sig}(t) \exp \left\{ \Gamma_s [(\sigma_{es} + \sigma_{as})\bar{N}_2(t) - \sigma_{as}N_0] l \right\} && \text{(austretende Signalphotonen)}.
 \end{aligned} \tag{3.47}$$

Dabei beschreibt  $A$  die effektive Modenfläche und  $l$  die Faserlänge. Die Leistungen  $P_{sig}$  und  $P_{pump}$  geben die jeweils eingestrahelte Signal- und Pumpleistung an. Somit beschreiben die Terme nacheinander den spontanen Zerfall, die Dichte der in die Faser ein- und austretenden Pumpphotonen und die Dichte der ein- und austretenden Signalphotonen. Da die Verstärkung für die Pumpwellenlänge negativ ist, ist die Summe aus dem zweiten und dritten Term positiv und die Pumpleistung baut Inversion auf. Die Summe aus dem vierten und fünften Term ist negativ, womit die Signalleistung Inversion abbaut. Im zeitlichen Mittel, d. h. bei konstanter Eingangsleistung  $P_{sig}(t) = P_{sig}$ , bleibt die Inversion  $\bar{N}_2(t)$  und damit die Verstärkung  $\bar{g}(t)$  konstant.

Die Lösung von Gl. (3.47) kann nur numerisch erfolgen. Allerdings ist für den Spezialfall einer instantanen Änderung der Eingangsleistung, was aufgrund der konstanten Impulsenergie aus der Gainswitch-Diode gleichbedeutend mit einer instantanen Änderung der Repetitionsrate ist, eine Abschätzung der qualitativen Zusammenhänge möglich:

Eine plötzliche Änderung der Repetitionsrate von  $f_1$  auf  $f_2$  entspricht einer Änderung der mittleren Signalleistung von  $P_{sig}$  auf  $P'_{sig}$ , mit

$$\begin{aligned}
 P'_{sig} &= \frac{f_2}{f_1} P_{sig} = P_{sig} + \frac{f_2 - f_1}{f_1} P_{sig} \\
 &= E_p^{in} f_1 + (f_2 - f_1) E_p^{in}.
 \end{aligned} \tag{3.48}$$

Dabei wurde beim dritten Gleichheitszeichen der Zusammenhang  $P_{sig} = E_p^{in} f_1$  verwendet, der gerechtfertigt ist, da nur Zeiten viel länger als der Impulsabstand betrachtet werden. Vor dem Umschaltvorgang galt Gl. (3.47) mit  $\frac{d\bar{N}_2(t)}{dt} = 0$ . Die Änderung der Repetitionsrate wird nun durch Einsetzen von Gl. (3.48) in Gl. (3.47) beschrieben, wobei sich die ursprünglichen Terme zunächst weiterhin aufheben und die neue Änderungsrate der Besetzungsinversion kurzzeitig nur durch die zwei zusätzlichen Terme definiert wird:

$$\begin{aligned}
 \frac{d\bar{N}_2(t)}{dt} &= \frac{\lambda_s}{hclA} (f_2 - f_1) E_p^{in} - \frac{\lambda_s}{hclA} (f_2 - f_1) E_p^{in} \exp \left\{ \Gamma_s [(\sigma_{es} + \sigma_{as})\bar{N}_2(t) - \sigma_{as}N_0] l \right\} \\
 &= \left( \frac{\lambda_s}{hclA} \right) (f_2 - f_1) E_p^{in} [1 - \exp(\bar{g}l)].
 \end{aligned} \tag{3.49}$$

$E_p^{in}$  und  $\bar{g}$  beschreiben dabei jeweils die ursprüngliche Eingangsimpulsenergie und Verstärkung. Einsetzen von Gl. (3.49) in Gl. (3.46) ergibt:

$$\frac{d\bar{g}(t)}{dt} = \Gamma_s(\sigma_{es} + \sigma_{as}) \left( \frac{\lambda_s}{hcA} \right) (f_2 - f_1) E_p^{in} [1 - \exp(\bar{g}l)]. \quad (3.50)$$

Dies ist die Änderungsrate der Verstärkung direkt nach dem Umschalten der Repetitionsrate. Es wird ersichtlich, dass sich auch bei einer instantanen Änderung der Eingangsparameter nur eine allmähliche Anpassung der Verstärkung auf die neuen Gegebenheiten einstellt. Bei positiver Verstärkung  $\bar{g}$  führt eine Erhöhung der Repetitionsrate  $f_2 > f_1$  zu einer Reduktion der Einzelimpulsverstärkung  $\frac{d\bar{g}(t)}{dt} < 0$  durch die zusätzliche Sättigung. Eine Verringerung der Repetitionsrate  $f_2 < f_1$  führt zu einer Erhöhung der Einzelimpulsverstärkung  $\frac{d\bar{g}(t)}{dt} > 0$  durch die Relaxation, was jeweils im Einklang mit der Erwartung liegt. Aus  $E_p^{out} = E_p^{in} \exp(\bar{g}l)$  kann der zeitliche Verlauf der Einzelimpulsenergie bestimmt werden:

$$\begin{aligned} \frac{dE_p^{out}(t)}{dt} &= E_p^{in} \exp(\bar{g}l) \frac{d\bar{g}(t)}{dt} l \\ &= \left( \frac{\lambda_s}{hcA} \right) (f_1 - f_2) (E_p^{in})^2 \cdot \Gamma_s(\sigma_{es} + \sigma_{as}) [\exp(2\bar{g}l) - \exp(\bar{g}l)]. \end{aligned} \quad (3.51)$$

Dieser Zusammenhang erlaubt nun die folgenden qualitativen Aussagen:

1. Bei einer plötzlichen Änderung der Repetitionsrate von  $f_1$  auf  $f_2$  ist die Änderungsrate der Impulsenergie unabhängig von der Faserlänge  $l$ , wenn das Produkt  $\bar{g}l$  konstant gehalten wird. Eine kurze Faser mit hoher Pumpleistung zeigt somit die gleiche Dynamik wie eine lange Faser mit niedriger Pumpleistung.
2. Wird die selbe Ausgangsimpulsenergie, d. h.  $\bar{g}l$  wie zuvor, hingegen durch ein Medium mit größerem  $\sigma_{es}$  erreicht, so sättigt und relaxiert die Verstärkung entsprechend schneller.
3. In einer Faser mit gleicher Verstärkung  $\bar{g}l$  und gleicher Eingangsimpulsenergie  $E_p^{in}$ , aber größerer effektiver Modenfläche  $A$ , ist die Änderungsrate der Impulsenergie nach einem Wechsel der Repetitionsrate langsamer.
4. In einem mehrstufigem Verstärker mit jeweils gleicher Einzel-Verstärkung  $\bar{g}_i l_i$  steigt die Änderungsrate von Stufe zu Stufe an, da die Impulsenergie  $E_{p,i}^{in}$  typischerweise sehr viel stärker steigt als die Modenfläche  $A_i$  und zusätzlich noch quadratisch eingeht.

Um also insgesamt eine möglichst langsame Änderung der Impulsenergie beim Wechsel der Repetitionsrate zu erhalten, sollte das laseraktive Medium einen sehr geringen Wirkungsquerschnitt  $\sigma_{es}$  besitzen und die Modenfläche möglichst groß sein. Das bedeutet, dass die Eingangsleistung weit unter der Sättigungsleistung liegen sollte. Dies ist auch anschaulich klar, da dann die „Interaktion“ des Lichtfeldes mit dem laseraktiven Medium minimal ist.

Allerdings ist dies nach Abschn. 3.1 nicht mit einer hohen Extraktionseffizienz vereinbar. Jedoch wird hier deutlich, dass  $\text{Yb}^{3+}$  aufgrund der eher geringen Wirkungsquerschnitte für diese Problemstellung besonders geeignet ist. Dies unterstreicht die Eignung des in Abschn. 3.4 verwendeten Yb:YAG-InnoSlab-Verstärkers als Leistungsendstufe. Andere Verstärkungsmedien wie z. B. Nd:YAG, mit einem um eine Größenordnung höheren Wirkungsquerschnitt, würden zu einer sehr schnellen Änderung der Impulsenergie nach dem Repetitionsratenwechsel führen, was für die Anwendung sehr nachteilig wäre.

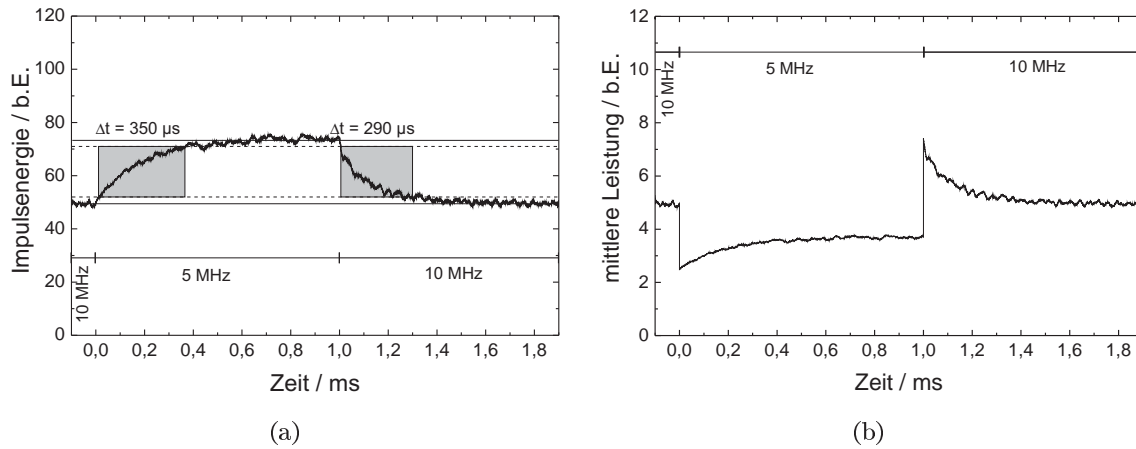
Mit Hilfe von Gl. (3.51) kann nun die erwartete Änderungsrate der Impulsenergie bei einem Wechsel der Repetitionsrate von z. B. 10 MHz auf 5 MHz in der ersten Stufe abgeschätzt werden. Die mittlere Verstärkung beträgt  $\bar{g} = 12,4 \text{ m}^{-1}$  (Tab. 3.2). Die Faserlänge ist 0,4 m. Die Eingangsimpulsenergie beträgt  $E_p^{in} = 10,4 \text{ pJ}$  (Tab. 3.1). Alle sonstigen Werte sind ebenfalls bekannt. Die Änderungsrate berechnet sich somit zu:

$$r = \frac{dE_p^{out}(t)}{dt} = 2,4 \text{ pJ } \mu\text{s}^{-1}. \quad (3.52)$$

Vor dem Umschalten liegt die Ausgangsimpulsenergie bei  $E_p^{out} = 1,45 \text{ nJ}$  (Tab. 3.1), d. h. die Änderung der Impulsenergie beträgt lediglich 0,17 % pro Mikrosekunde. Bei einem schnellen kontinuierlichen Wechsel zwischen 5 MHz und 10 MHz wird das jeweilige Verstärkungsgleichgewicht somit nicht erreicht und es ergibt sich eine starke Glättung der Impulsenergievariation.

Zur experimentellen Untersuchung der Änderungsraten in der Faserverstärkerkette wurde der Impulsenergieverlauf nach der Verstärkung mit der Fotodiode und dem Oszilloskop vermessen. Die Repetitionsrate wurde dabei instantan von 10 MHz auf 5 MHz verringert und anschließend wieder auf 10 MHz erhöht. In Abb. 3.39(a) sind die Messwerte der einzelnen Impulsenergien in Abhängigkeit der Zeit dargestellt. Die Messung wurde nach der ersten Stufe durchgeführt. Aufgrund der in Abschn. 3.3.4 behandelten Puls-zu-Puls Schwankung wurde bei der Darstellung jeweils der gleitende Durchschnitt über 100 Punkte angewandt. Abbildung 3.39(b) zeigt die aus der Impulsenergie und der Repetitionsrate berechnete mittlere Leistung. Am Umschaltzeitpunkt reduziert sich die mittlere Ausgangsleistung der ersten Stufe, entsprechend der Repetitionsratenänderung, instantan auf die Hälfte. Durch die verringerte Eingangsleistung relaxiert die Verstärkung nun innerhalb von  $350 \mu\text{s}$ , d. h. während 1750 Impulsen, vom ursprünglichen zum neuen Sättigungsgrad, was zur allmählichen Erhöhung der Impulsenergie am Ausgang führt.

Beim Wechsel zurück auf 10 MHz erhöht sich kurzzeitig die mittlere Ausgangsleistung des Verstärkers auf das Doppelte und die Verstärkung sättigt innerhalb von  $290 \mu\text{s}$  (2900 Impulse) zum ursprünglichen Gleichgewichtswert. Die Sättigungszeit ist um 17 % kürzer als die Relaxationszeit. Dies liegt daran, dass die Sättigung (Inversionsabbau) vor allem durch die Signalphotonen geschieht, die Relaxation (Inversionsaufbau) aber durch die Pumpphotonen. Dabei kann ein einzelnes Signalphoton die Inversion durch den Avalanche-Effekt bei der Verstärkung deutlich stärker ändern als ein einzelnes Pumpphoton. Ein einzelnes Pumpphoton ändert die Besetzungsdichte  $\bar{N}_2$  nur um 1.



**Abbildung 3.39:** a) Zeitliche Entwicklung der Impulsenergie beim Wechsel der Repetitionsrate nach der ersten Faserverstärkerstufe. b) Entsprechender zeitlicher Verlauf der mittleren Leistung.

Die Impulsenergieanpassung bei der Kaskadierung mehrere Verstärkerstufen kann ähnlich zur bisher beschriebenen Argumentation berechnet werden. Allerdings ist zu beachten, dass nun die zeitabhängige Ausgangsimpulsenergie der ersten Stufe die Eingangsimpulsenergie der zweiten Stufe ist. Mit den Indizes 1 und 2 für die jeweiligen Stufen ergibt sich somit statt Gl. (3.51):

$$\frac{dE_{p2}^{out}(t)}{dt} = \frac{dE_{p1}^{out}(t)}{dt} \exp(\bar{g}_2 l_2) + E_{p1}^{out}(0) \exp(\bar{g}_2 l_2) \frac{d\bar{g}_2(t)}{dt} l_2. \quad (3.53)$$

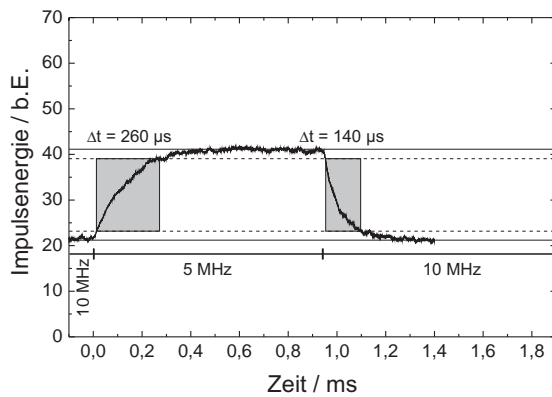
Die Änderungsrate der zweiten Stufe im Fall konstanter Eingangsimpulsenergie (zweiter Term) erhöht sich durch die sich ändernde Eingangsimpulsenergie (erster Term).

Die Messung der Sättigungs- und Relaxationszeiten nach der zweiten und dritten Stufe erfolgte analog zur Messung nach der ersten Stufe. Die Ergebnisse sind in Abb. 3.40 dargestellt. Die Sättigung ist auch hier durchgehend schneller als die Relaxation. Insgesamt stellt sich nach den weiteren Stufen gemäß Gl. (3.53) und der Interpretation von Gl. (3.51) (Punkt 4) eine immer schnellere Dynamik ein. Am Ende der Verstärkerkette liegt die Relaxationsszeit bei  $92 \mu\text{s}$  (460 Impulse) und die Sättigungszeit bei  $50 \mu\text{s}$  (500 Impulse).

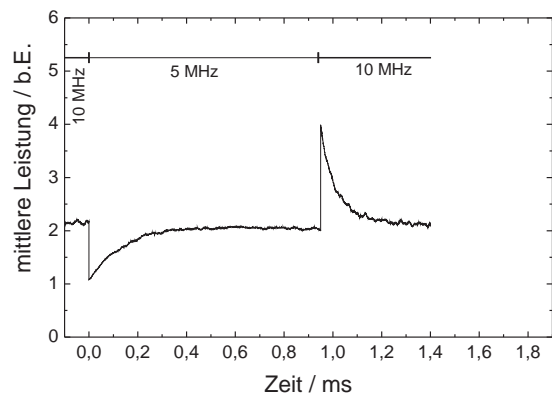
Die verzögerte Sättigung und Relaxation der Verstärkung bei einer Änderung der Repetitionsrate kann als ausgeprägte Tiefpasscharakteristik angesehen werden. Das bedeutet, dass bei einer sinusförmigen Variation der Repetitionsrate gemäß  $f_{rep}(t) = f_0 + f_M \cdot \sin(2\pi f_m t)$  die Impulsenergievariation mit der Variationsfrequenz  $f_m$  abnimmt. Der Frequenzgang der zugrundeliegenden Tiefpass-Filterfunktion kann aus der Fouriertransformation der Impulsantwort, die wiederum die zeitliche Ableitung der Stufenantwort ist, berechnet werden [171]. Die Stufenantwort wurde in Abb. 3.39 und Abb. 3.40 gemessen und lässt sich für  $t > 0$  durch folgenden Verlauf anpassen [172]:

$$E_p(t) = E_{p,max} - \Delta E_p \exp(-t/\tau_e). \quad (3.54)$$

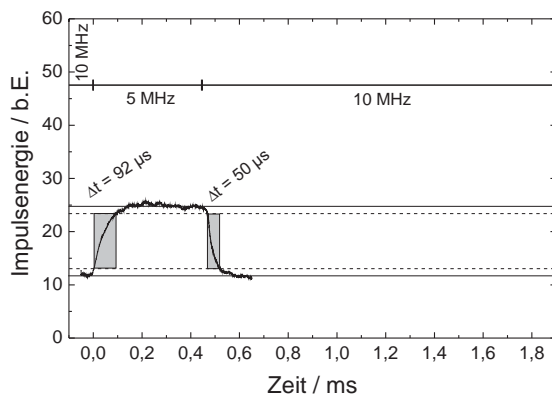
### 3.3 Linearer, mehrstufiger Faservorverstärker



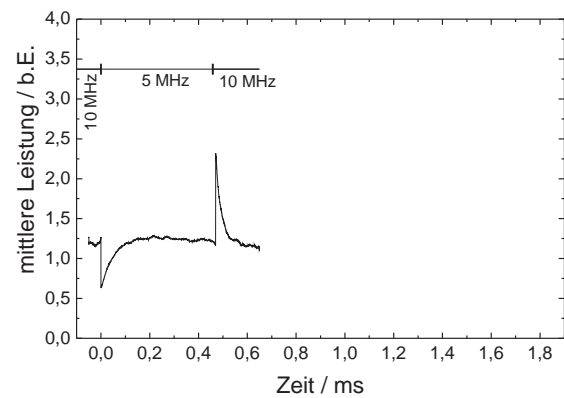
(a) Impulsenergie, zweite Stufe



(b) Mittlere Leistung, zweite Stufe

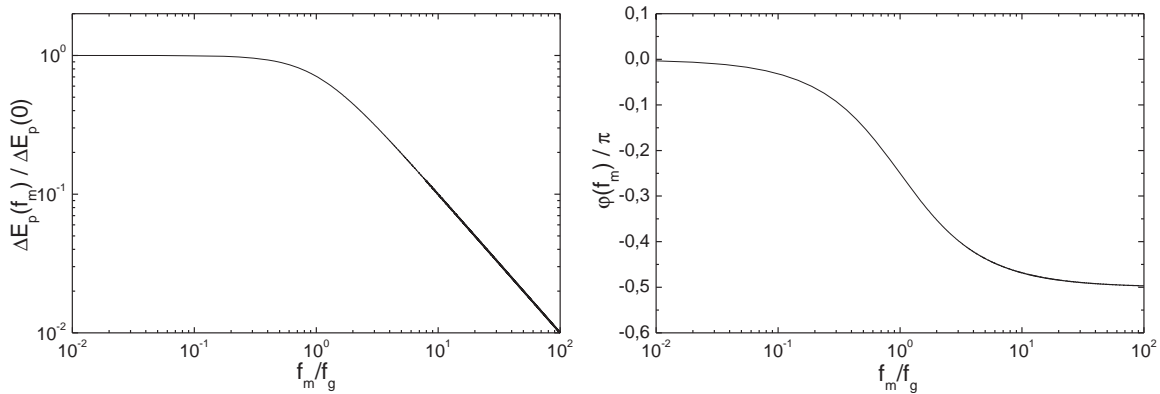


(c) Impulsenergie, dritte Stufe



(d) Mittlere Leistung, dritte Stufe

**Abbildung 3.40:** Zeitliche Entwicklung der Impulsenergie und der mittleren Leistung beim Wechsel der Repetitionsrate nach der zweiten und dritten Faserverstärkerstufe.



**Abbildung 3.41:** Amplituden- und Phasengang eines Butterworth-Filters 1. Ordnung.

Die Impulsenergie steigt um den Wert  $\Delta E_p$  auf den Wert  $E_{p,max}$  mit der exponentiellen Zeitkonstanten  $\tau_e$ . Die Zeitkonstante  $\tau_e$  berechnet sich aus der in Abb. 3.39 und Abb. 3.40 verwendeten 10...90 %-Anstiegszeit  $T_a$  über

$$\tau_e = \frac{T_a}{\ln(9)}. \quad (3.55)$$

Der Frequenzgang berechnet sich somit aus Gl. (3.54) zu

$$X(\omega_m) = \Delta E_p \left( \frac{1}{1 + (\omega_m \tau_e)^2} - i \frac{\omega_m \tau_e}{1 + (\omega_m \tau_e)^2} \right), \quad (3.56)$$

mit der Variationsfrequenz der Repetitionsrate  $\omega_m = 2\pi f_m$ . Der Amplituden- und Phasengang ist gegeben durch

$$\begin{aligned} \Delta E_p(\omega_m) &= |X(\omega_m)| = \frac{\Delta E_p}{\sqrt{1 + (\omega_m \tau_e)^2}} \\ \varphi(\omega_m) &= -\arctan(\omega_m \tau_e). \end{aligned} \quad (3.57)$$

Dieser Zusammenhang beschreibt einen Butterworth-Filter 1. Ordnung [173], dessen Amplituden- und Phasengang, normiert auf die Grenzfrequenz  $f_g = \frac{1}{2\pi\tau_e}$ , in Abb 3.41 dargestellt ist. Bei einer Variationsfrequenz der Repetitionsrate von  $f_m = f_g$  sinkt die Impulsenergieschwankung  $\Delta E_p(f_m)$  auf  $\frac{1}{\sqrt{2}} \approx 70\%$  des ursprünglichen Wertes  $\Delta E_p(0)$ . Die Grenzfrequenz liegt nach dem Faserverstärker bei  $f_g = 3,8$  kHz. Bei noch schnellerer Variation und einer noch stärkeren Glättung könnte somit eine externe Impulsenergie-Stabilisierung entfallen. In Abschn. 3.4.3, nach der Verstärkung im InnoSlab-Verstärker, wird die Gültigkeit dieses Zusammenhangs am Beispiel einer sinusförmigen Variation der Repetitionsrate bestätigt.

## 3.4 Hohe mittlere Leistung durch InnoSlab-Verstärker

Um die für die Materialbearbeitung nötigen Impulsenergien von einigen  $10\ \mu\text{J}$  zu erhalten, muss die mittlere Leistung bei einer Repetitionsrate von 10 MHz bis in den 100 W-Bereich verstärkt werden. Die weitere Verstärkung in laseraktiven Glasfasern ist aufgrund der auftretenden SPM allerdings nicht mehr möglich. Es müssen skalierbare Festkörperverstärker mit großem Modenradius eingesetzt werden. Die dabei nötige hohe Pumpleistung führt jedoch prinzipiell zu einem hohen Wärmeeintrag in das Lasermedium, was vor allem bei Stab-Lasern zur Ausbildung einer starken thermischen Linse führt [127, 174]. Dies limitiert die Ausgangsleistung, wenn gleichzeitig eine sehr gute Strahlqualität gefordert ist.

Neben dem Einsatz von Disk-Lasern konnten vor allem auch durch die Entwicklung der InnoSlab-Technologie [175–178] die negativen thermischen Einflüsse bei der Verstärkung weitgehend minimiert werden. Dadurch wurden sehr viel höhere Pumpleistungen möglich. Mit Hilfe der InnoSlab-Geometrie sind mittlerweile fs-Impulse mit mittleren Ausgangsleistungen von mehr als 1000 W erreichbar [179].

In dieser Arbeit wurde ein InnoSlab-Verstärker (Amphos) auf Basis von Yb:YAG verwendet, der eine mittlere Ausgangsleistung von über 190 W zur Verfügung stellt. Bei Wiederholraten im Bereich von 10 MHz werden so Impulsenergien von bis zu  $20\ \mu\text{J}$  erreicht. Die nötige mittlere Eingangsleistung für einen gesättigten Betrieb war 2 W. Diese wurde durch den Faservorverstärker aus Abschn. 3.3 bereitgestellt.

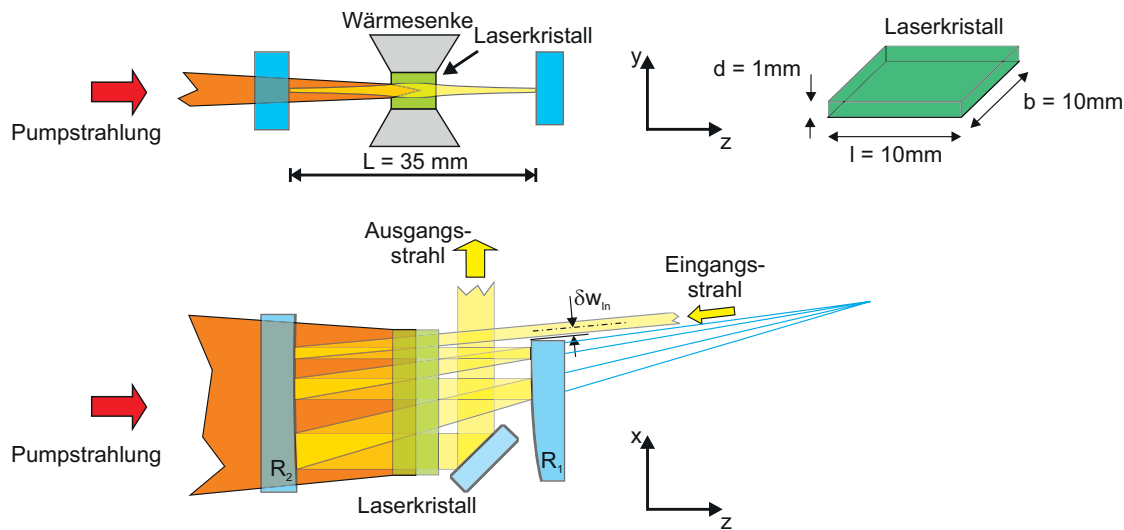
Im Folgenden werden zunächst die Grundlagen der InnoSlab-Technologie vorgestellt. Danach wird die Verstärkung der Impulse und die SHG-Frequenzkonversion behandelt. Die Konversion in den grünen Spektralbereich erleichtert die Bearbeitung von transparenten PMMA-Platten, wie sie in Kap. 4 vorgestellt wird. Am Ende des Abschnittes folgt die Charakterisierung der Verstärkungsdynamik bei Variation der Repetitionsrate.

### 3.4.1 Grundlagen der InnoSlab-Technologie

Die Slab-Geometrie eines aktiven Mediums zielt wie die Disk-Geometrie darauf ab, die thermische Belastung eines Laserkristalls durch verbesserte Kühlmöglichkeiten zu minimieren und den Wärmefluss im Hinblick auf die thermische Linse und die thermisch induzierte Depolarisation zu optimieren [180–182]. Dazu wird das aktive Medium jeweils als dünne Scheibe ausgelegt, wodurch bei einer Kühlung über die großen Seitenflächen ein nahezu eindimensionales Temperaturprofil entsteht. Während bei Disk-Lasern und -Verstärkern [183] der Strahl senkrecht durch die Scheibe und somit parallel zum Wärmefluss läuft, wird beim Slab-Verstärker der Strahl parallel zur Scheibenoberfläche eingekoppelt. Dadurch verbleibt zwar eine zylindrische thermische Linse, jedoch ist die Verstärkung pro Umlauf bedeutend höher als im Disk-Laser.

In ersten Realisierungen der Slab-Geometrie wurde das komplette aktive Medium mit Hilfe von Blitz- oder Bogenlampen durch die großen Seitenflächen gepumpt um die nötige Inver-





**Abbildung 3.42:** Exemplarisches Setup eines InnoSlab Verstärkers in y-Richtung (oben) und x-Richtung (unten) [168].

sion zu erreichen [180–182]. Zur Kompensation der thermischen Linse wurde der Laserstrahl in einem Zick-Zack-Weg (zig-zag-slab) zwischen den großen Seitenflächen durch interne Totalreflektion geführt. Dadurch zeigte diese Konfiguration bei der Leistungsskalierung großes Potential gegenüber den herkömmlichen Rod-Geometrien, bei denen eine Kompensation der thermischen Linse nur sehr eingeschränkt möglich ist. Ein Nachteil war allerdings, dass sich zwischen den großen, optisch polierten Flächen parasitäre Laseroszillationen ausbilden konnten.

Mit dem Aufkommen von leistungsfähigen Diodenlaserarrays konnte die optische Pumpleistung durch die schmalen Seiten- oder Endflächen eingestrahlt werden [184]. Dadurch mussten die großen Seitenflächen keine optische Qualität mehr aufweisen und auch die Kühlung wurde vereinfacht. Außerdem konnten die Slab-Dimensionen nun aufgrund der erhöhten Absorptionslänge verringert werden, wodurch sich die Effizienz des noch immer vollständig gepumpten Mediums stark verbesserte.

Die InnoSlab-Geometrie unterscheidet sich nun in zwei wichtigen Punkten von den herkömmlichen Slab-Geometrien (vgl. Abb. 3.42). Zum einen wird das Medium longitudinal in einem nur sehr schmalen Bereich gepumpt, was zu einem sehr guten Überlapp zwischen Pump- und Signalstrahlung führt und die Effizienz weiter erhöht. Zum anderen wird der Laserstrahl mit Hilfe von Faltungsspiegeln mehrfach durch den gepumpten Bereich gefaltet. In y-Richtung bildet sich dabei durch die thermische Linse und das Verstärkungsprofil ein stabiler Resonator aus, was zu einer nahezu beugungsbegrenzten Strahlqualität führt (Abb. 3.42, oben). Die Brennweite der thermischen Linse kann dabei sehr kurz sein, weshalb eine sehr kurze Resonatorlänge gewählt wird. Aufgrund des sehr geringen Strahlquerschnitts im Kristall beeinflussen Abweichungen vom parabolischen Temperaturprofil die Strahlqualität nur sehr gering.

In x-Richtung, in der keine thermische Linse vorliegt, wird durch eine konfokale Anordnung eine sukzessive Verbreiterung des Strahlquerschnitts realisiert (Abb. 3.42, unten). Diese Verbreiterung führt dazu, dass die Intensität und damit die Verstärkungssättigung bei jedem Durchlauf durch das Medium annähernd konstant bleibt und so eine sehr hohe Gesamteffizienz erreicht wird. Gleichzeitig bleibt die Intensität unter der Zerstörschwelle des Kristalls und Nichtlinearitäten werden minimiert.

Es ergeben sich allerdings auch Nachteile durch diese Geometrie. Aufgrund der konstanten Pumpintensität in x-Richtung würde ein gaußförmiger Strahl durch die geringere Verstärkungssättigung in den Strahlflanken eine erhöhte Verstärkung erfahren, was zu Abweichungen vom gaußförmigen Profil führt und die Strahlqualität reduziert. Daher müssen die Teilstrahlen mit einem hohen Überlapp durch den Kristall gefaltet werden, wodurch idealerweise überall die gleiche Intensität vorliegt [168]. Dies führt allerdings zu sehr geringen Abständen der Teilstrahlen auf den Faltungsspiegeln, sodass ab einem gewissen Punkt eine starke Beugung bei der Ein- oder Auskopplung des Strahls an einem der Spiegel auftritt. Eine vollständige Vermeidung der beiden gegensätzlichen Effekte kann nicht erreicht werden. Daher ist die Strahlqualität in x-Richtung prinzipiell reduziert und liegt typischerweise im Bereich von etwa  $M^2 = 1,25$ .

### 3.4.2 Verstärkung im InnoSlab-Verstärker und SHG-Frequenzkonversion

Der experimentelle Aufbau des Komplettsystems, bestehend aus Gainswitch-DBR-Diode, 3-stufigen Faserververstärker, InnoSlab-Leistungsverstärker und SHG-Konversionsstufe, ist in Abb. 3.43 gezeigt. Die Anpassung des Strahls aus dem Faserververstärker an die Mode des InnoSlab-Verstärkers wird durch das Teleskop MM3 erreicht. Die verstärkte Strahlung wird anschließend durch eine Kombination aus einem Teleskop MM4 und einer Linse in einen 6 mm langen, kritisch phasenangepassten LBO Kristall mit den Schnittwinkeln  $\theta = 90^\circ$  und  $\phi = 11,5^\circ$  fokussiert. Zwei dichroitische Spiegel trennen anschließend die konvertierte Strahlung von der fundamentalen Reststrahlung.

Abbildung 3.44(a) zeigt die Ausgangsleistung nach dem InnoSlab-Verstärker als Funktion der Repetitionsrate. Für Repetitionsraten über 2 MHz liegt die mittlere Ausgangsleistung konstant bei 192 W. Unterhalb von 2 MHz ist ein leichter Abfall der mittleren Ausgangsleistung zu erkennen. Als Ursache für diesen Leistungsabfall kommt die reduzierte Signalleistung nach dem Faserververstärker durch das Ausbilden der spektral breit verteilten ASE in Frage. Bei 1 MHz liegt der ASE-Anteil nach der letzten Faserstufe bei 28 %, was bei einer Gesamtleistung von 2,55 W zu einer Signalleistung von 1,84 W führt. Eine ausreichende Sättigung des InnoSlab-Verstärkers war allerdings erst bei 2 W Eingangsleistung sichergestellt.

Um den genauen Untergrundanteil nach dem InnoSlab-Verstärker zu bestimmen wurde wie in Abb. 3.37(b) die Impulsenergie aus der Messung der mittleren Leistung bestimmt und mit einer Fotodiodenmessung verglichen. Bei Repetitionsraten über 2 MHz ist nahezu kein Untergrund feststellbar. Bei kleineren Wiederholraten steigt der Untergrund auf bis zu 17 %

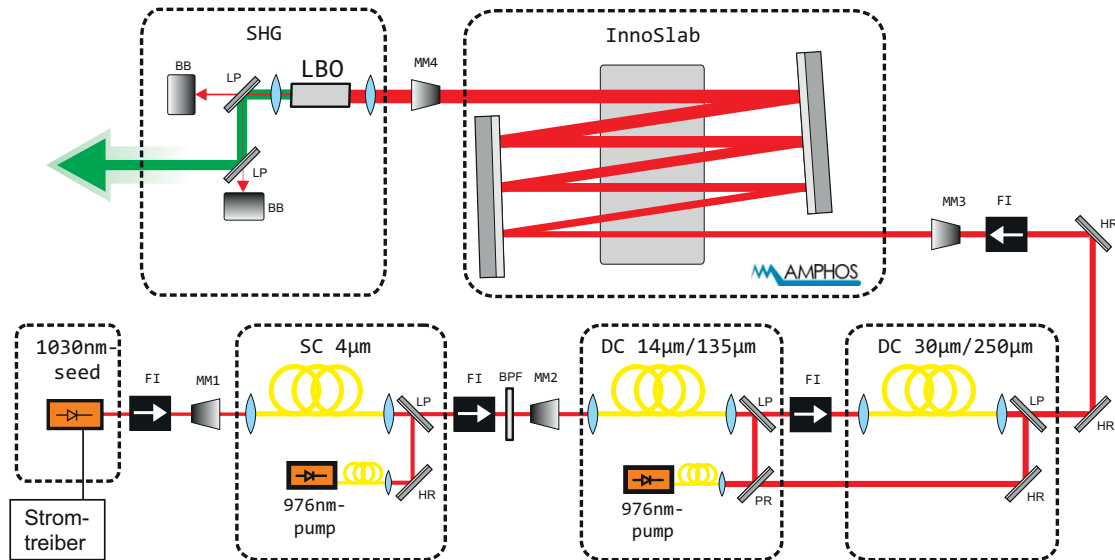


Abbildung 3.43: Experimenteller Aufbau des Komplettsystems, bestehend aus DBR-Gainswitch-Diode, 3-stufigem Faservorverstärker, InnoSlab-Leistungsverstärker und SHG-Konversionsstufe.

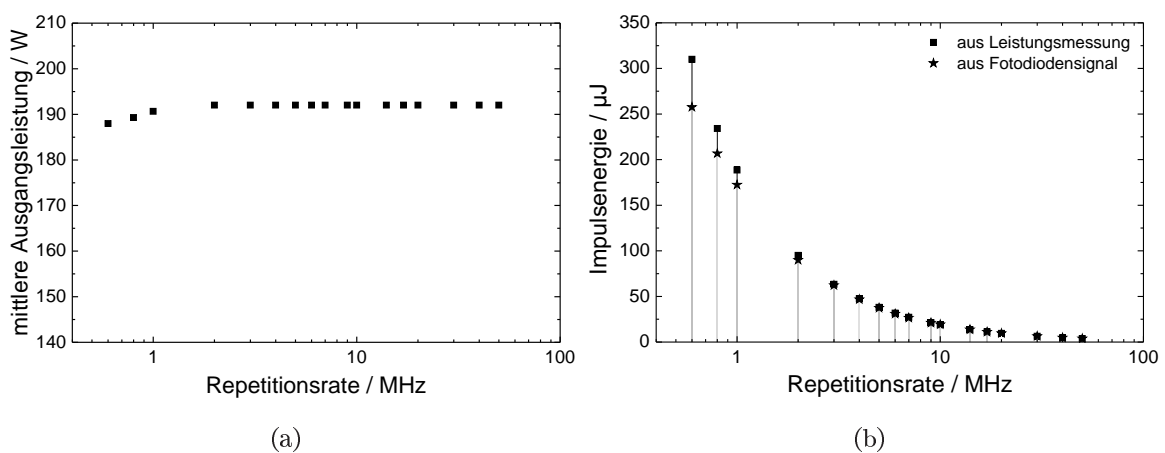
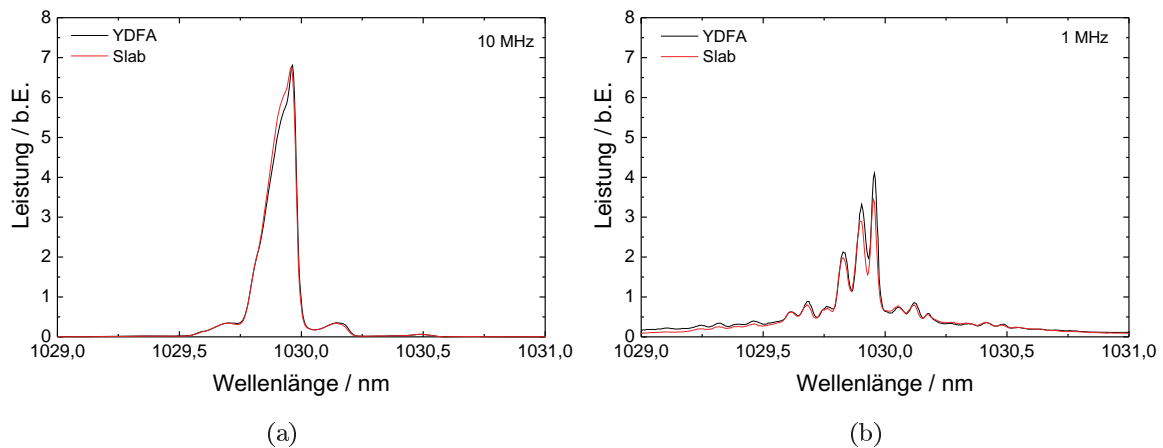


Abbildung 3.44: a) Mittlere Ausgangsleistung und b) Bestimmung des Untergrundes des InnoSlab-Verstärkers als Funktion der Repetitionsrate.

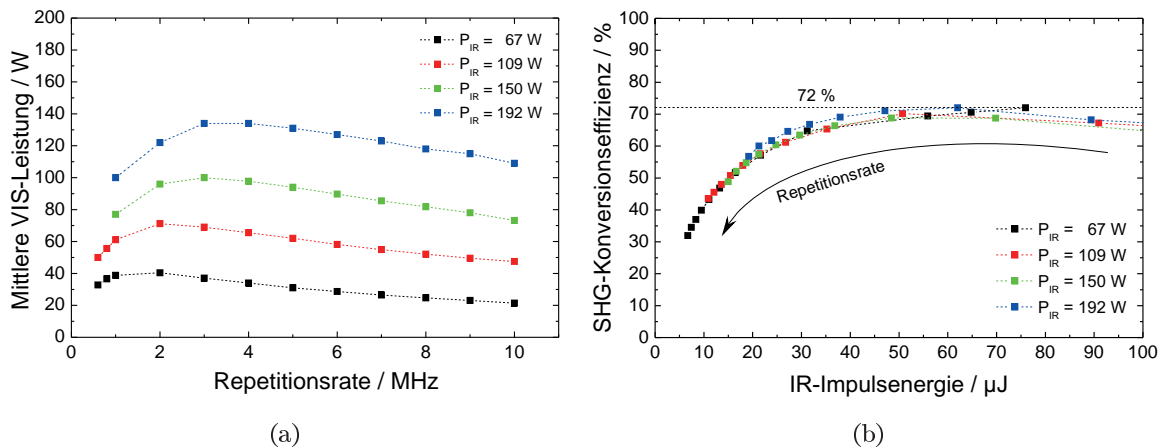


**Abbildung 3.45:** Spektrum vor und nach der Verstärkung im InnoSlab-Verstärker. a) Bei 10 MHz Repetitionsrate. b) Bei 1 MHz Repetitionsrate.

bei 600 kHz an. Abbildung 3.45 zeigt exemplarisch das Spektrum vor und nach der Verstärkung im InnoSlab-Verstärker bei einer Repetitionsrate von 10 MHz bzw. 1 MHz. Es ist nur ein sehr geringer spektraler Einfluss durch die Verstärkung zu erkennen.

Zur Optimierung der Frequenzkonversion wurde rein experimentell vorgegangen. Durch Anpassung des Teleskops MM4 und der Brennweite der nachfolgenden Linse wurde der Strahldurchmesser im LBO-Kristall schrittweise verringert und die Konversionseffizienz beobachtet. Dabei ist zu beachten, dass ab einem gewissen Punkt Rückkonversion von der erzeugten sichtbaren Strahlung in die fundamentale Ausgangsstrahlung auftritt. Die Rückkonversion tritt räumlich und zeitlich zuerst in der Impuls- bzw. Strahlmitte auf. Im konvertierten Strahl führt dies zum einen zu einer Reduktion der Strahlqualität und zum anderen zum Absenken der zeitlichen Impulsspitze, was in einer effektiven Impulsverbreiterung resultiert. Die Optimierung zielte daher darauf ab, die maximale Effizienz kurz vor der Rückkonversion zu erhalten. Aufgrund der Abhängigkeit der Konversionseffizienz von der Spitzenleistung der Impulse ist keine gleichbleibend hohe Effizienz für alle Repetitionsraten erreichbar. Für die Anwendung in Kap. 4 war allerdings zunächst nur ein Bereich von etwa 5 MHz bis 10 MHz nötig, weshalb die Konversion genau für diesen Bereich optimiert wurde.

Der experimentell ermittelte, optimale Fokusbereich betrug 200  $\mu\text{m}$ . Abbildung 3.46(a) (blaue Kurve) zeigt die mittlere Ausgangsleistung der konvertierten Strahlung als Funktion der Repetitionsrate. Bei einer Repetitionsrate von 5 MHz beträgt die mittlere Leistung 131 W und verringert sich auf 109 W bei einer Repetitionsrate von 10 MHz. Die maximale SHG-Leistung wird bei 3 MHz bzw. 4 MHz erreicht und beträgt 134 W. Bei weiterer Verringerung der Wiederholrate sinkt die konvertierte Leistung durch die Rückkonversion rapide ab. Um Ausschließen zu können, dass die Reduktion der Leistung nicht auch durch die spektrale Verbreiterung der Impulse im Faserverstärker und die begrenzte spektrale Bandbreite des SHG-Kristalls verursacht wird, wurde die Leistung der konvertierten Strahlung auch mit ab-

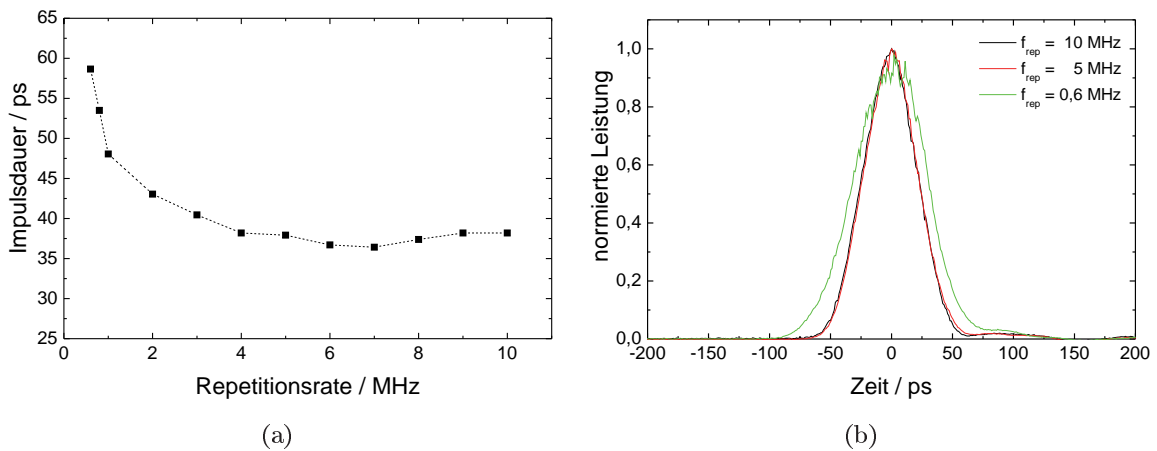


**Abbildung 3.46:** a) Mittlere SHG-Leistung als Funktion der Repetitionsrate für unterschiedliche Fundamentalleistungen. b) Korrigierte Konversionseffizienz als Funktion der realen Impulsenergie.

geschwächter Fundamentalleistung aufgenommen. Hier tritt die Rückkonversion erst bei noch kleineren Repetitionsraten, d. h. bei annähernd gleicher Impulsenergie auf, woraus sich folgern lässt, dass die spektrale Verbreiterung in der Faser noch keinen Einfluss auf die SHG-Effizienz hat.

Bei der Bestimmung der genauen Konversionseffizienz ist zu beachten, dass bei kleinen Repetitionsraten zusätzlich ein ASE-Untergrund auftritt (vgl. Abb. 3.44(b)). Die resultierende Effizienz als Funktion der so korrigierten IR-Impulsenergie ist in Abb. 3.46(b) aufgetragen. Die Kurven für die unterschiedlichen IR-Fundamentalleistungen sind näherungsweise deckungsgleich, was ebenfalls die Unabhängigkeit der Effizienz von der spektralen Breite unterstreicht. Die maximale Konversionseffizienz liegt bei 72 %.

Abbildung 3.47(a) zeigt die Impulsdauer der konvertierten Strahlung als Funktion der Repetitionsrate bei maximaler IR-Leistung. Für Repetitionsraten über 4 MHz beträgt die Impulsdauer etwa 38 ps, was annähernd dem Wert direkt nach der Gainswitch-Diode entspricht (vgl. Abb. 3.32). Die Verstärkung im Faserverstärker, im InnoSlab-Verstärker und die SHG-Frequenzkonversion zeigen somit nur einen minimalen Einfluss auf die Impulsdauer. Eine merkliche Impulsverbreiterung durch Rückkonversion tritt in Übereinstimmung mit Abb. 3.46(a) für Repetitionsraten unter etwa 4 MHz auf. In Abb. 3.47(b) ist exemplarisch die Impulsform an den Grenzen des anvisierten Bereichs von 5 MHz bis 10 MHz und zusätzlich bei 600 kHz gezeigt. Die Aufnahme wurde mit der New Focus-Fotodiode und dem Sampling-Oszilloskop durchgeführt (Impulsantwort:  $\tau_{sys} = 34,4\text{ ps}$ ), weshalb bei der verbreiterten Impulsform der erwartete Einbruch an der Spitze des Impulses nicht vollständig aufgelöst wird. Ein Einfluss der Rückkonversion auf die zeitliche Impulsform im Bereich zwischen 5 MHz und 10 MHz ist nicht zu erkennen.



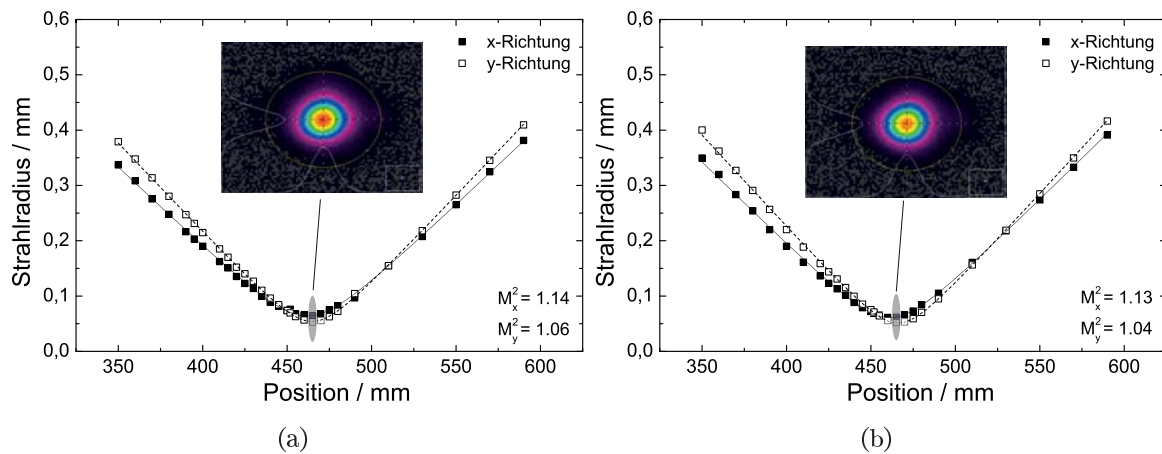
**Abbildung 3.47:** a) Impulsdauer als Funktion der Repetitionsrate. Unterhalb von etwa 4 MHz tritt eine Impulsverbreiterung aufgrund von Rückkonversion auf. b) Impulsform für Repetitionsraten von 10 MHz, 5 MHz und 600 kHz.

Die Charakterisierung der Strahlqualität wurde im Hinblick auf die Anwendung ebenfalls bei 5 MHz und 10 MHz durchgeführt. Abbildung 3.48 zeigt die jeweilige Strahlkaustik, aufgenommen mit dem Strahlanalysesystem von Ophir-Spiricon ( $M^2$ -200). Die Strahlqualität in y-Richtung ist mit  $M^2 \leq 1,06$  sehr gut. In x-Richtung ist die Strahlqualität aufgrund der in Abschn. 3.4.1 genannten Effekte bei der Verstärkung im InnoSlab-Verstärker etwas reduziert, mit  $M^2 \leq 1,14$  aber noch immer gut. Das Strahlprofil ist leicht elliptisch. Ein Einfluss der Rückkonversion ist somit auch im räumlichen Strahlprofil noch nicht zu erkennen.

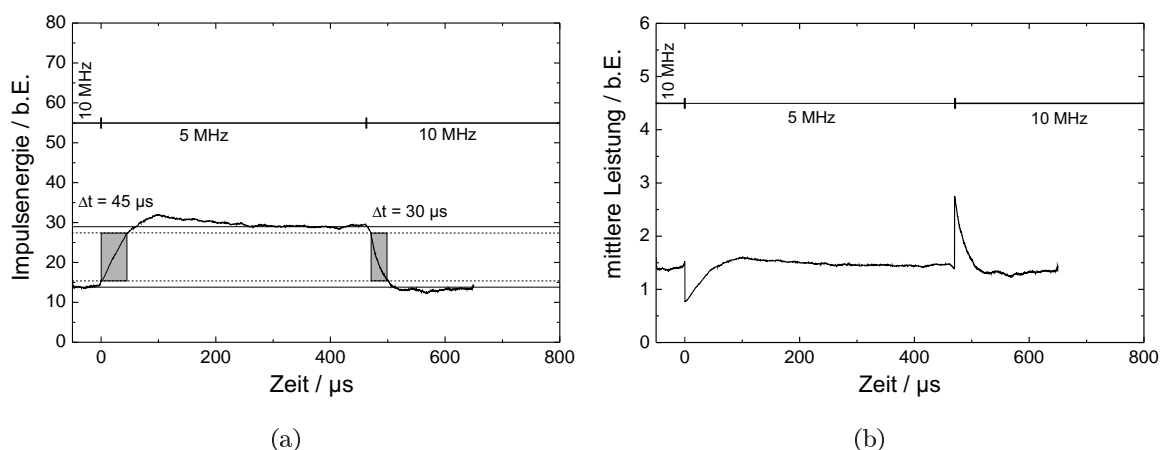
Zusammenfassend steht nun ein Ultrakurzpuls-Lasersystem mit einer festen Impulsdauer von 38 ps und einer beliebig einstellbaren Repetitionsrate zwischen 5 MHz und 10 MHz zur Verfügung. Die Impulsenergie liegt zwischen  $26,2 \mu\text{J}$  und  $10,9 \mu\text{J}$ , was einem Verhältnis von 2,4:1 entspricht. Bei einer flächigen Laserbearbeitung mit variabler Repetitionsrate führt dies zu stark unterschiedlichen Abtragstiefen. Allerdings stellt sich dieses Impulsenergieverhältnis nur bei langsamer Variation der Repetitionsrate ein. Für Anwendungen in denen eine schnelle Variation angestrebt wird, kann gemäß Abschn. 3.3.5 eine Glättung erwartet werden. Dies wird im folgenden Abschnitt weiter untersucht.

### 3.4.3 Verstärkungsdynamik bei Variation der Repetitionsrate

Wie bereits in Abschn. 3.3.5 dargestellt reagiert die Inversion in einem laseraktiven Medium auf eine Änderung der mittleren Eingangsleistung mit einer gewissen Relaxationszeit. Die Relaxationszeit wird vor allem durch die Wirkungsquerschnitte  $\sigma_{es}$  und  $\sigma_{as}$ , durch die effektive Modenfläche  $A$  und die zu verstärkende Impulsenergie  $E_p^{in}$ , d. h. insgesamt durch den Sättigungsgrad des Verstärkungsmediums bestimmt (vgl. Gl. 3.51). Eine geringe Sättigung führt zu einer langsamen Relaxation, was bei einer schnellen Änderung der Repetitionsrate eine Glättung der Impulsenergievariation bedeutet. Zum Erreichen von hohen mittleren



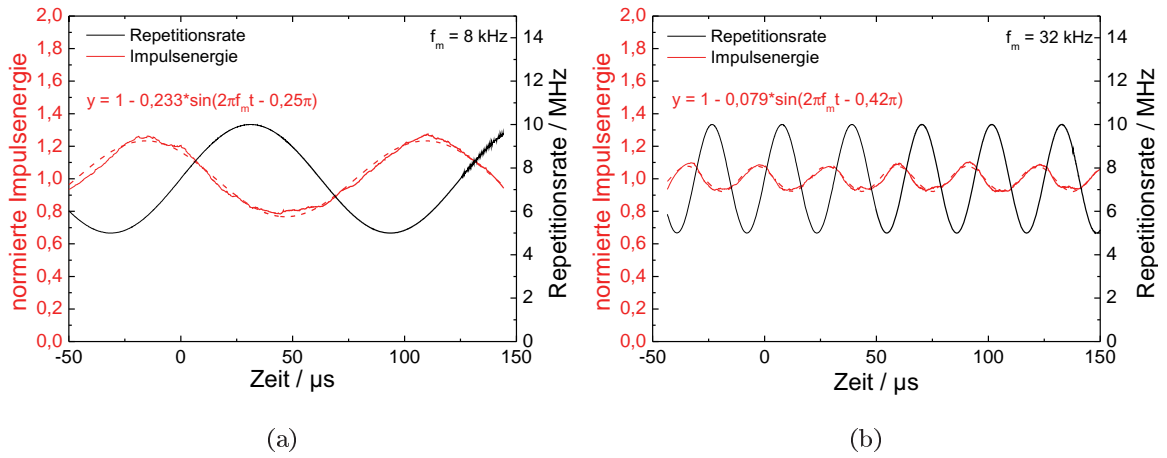
**Abbildung 3.48:** Strahlkaustik und Strahlprofil nach der SHG bei a) 5 MHz und b) 10 MHz. Die Strahlqualität ist sehr gut. Das Strahlprofil ist leicht elliptisch.



**Abbildung 3.49:** Zeitliche Entwicklung der Impulsenergie (a) und der mittleren Leistung (b) beim Wechsel der Repetitionsrate nach dem InnoSlab-Verstärker.

Ausgangsleistungen nach der Verstärkung ist allerdings eine starke Sättigung nötig, um eine hohe Extraktionseffizienz zu erzielen. Da der InnoSlab-Verstärker genau in diesem Regime der starken Sättigung arbeitet, wird die Relaxationszeit gegenüber dem Ergebnis nach dem Faserverstärker weiter verkürzt.

Zur Bestimmung der Relaxationszeit nach dem InnoSlab-Verstärker wurde wieder der Verlauf der Impulsenergie nach einer instantanen Änderung der Repetitionsrate zwischen 5 MHz und 10 MHz aufgenommen. Abbildung 3.49 zeigt das Ergebnis. Die Sättigungs- und Relaxationszeit ist gegenüber den Werten nach dem Faserverstärker erwartungsgemäß weiter verringert und beträgt nun 30  $\mu\text{s}$  bzw. 45  $\mu\text{s}$ . Zusätzlich ist ein Überschwinger beim Erreichen der jeweiligen Impulsenergien zu erkennen. Dies resultiert aus der Kombination der steigenden (fallenden) Verstärkung und der parallel steigenden (fallenden) Eingangsleistung. Nach dem



**Abbildung 3.50:** Normierter Impulsenergieverlauf nach dem InnoSlab-Verstärker und Verlauf der Repetitionsrate bei unterschiedlichen Modulationsfrequenzen  $f_m$ . Gestrichelt aufgetragen sind Anpassungskurven mit den jeweils angegebenen Funktionen.

Erreichen der neuen Verstärkung steigt die Eingangsleistung weiter an, was zum beobachteten Überschwinger führt. Dies liegt im Einklang mit der erwarteten schnellen Dynamik des InnoSlab-Verstärkers. Nach der zweiten und dritten Stufe des Faserverstärkers wurde dieser Überschwinger nicht beobachtet, da diese jeweils weit unter der Sättigungsleistung betrieben wurden und somit nur eine sehr langsame Dynamik aufweisen.

Der erwartete Impulsenergieverlauf bei einer sinusförmigen Variation der Repetitionsrate gemäß

$$f_{rep}(t) = f_0 + f_M \cdot \sin(2\pi f_m t) \quad (3.58)$$

kann unter Berücksichtigung des Amplituden- und Phasengangs des Tiefpasses, Gl. (3.57), durch den folgenden Zusammenhang beschrieben werden:

$$\begin{aligned} E_p^{aus}(t) &= E_{p,0} - \Delta E_p \cdot \sin(2\pi f_m t + \varphi) \\ &= E_{p,0} - \frac{\frac{f_M}{f_0} \cdot E_{p,0}}{\sqrt{1 + \left(\frac{f_m}{f_g}\right)^2}} \cdot \sin\left(2\pi f_m t - \arctan\left(\frac{f_m}{f_g}\right)\right). \end{aligned} \quad (3.59)$$

Der Betrag der Impulsenergie setzt sich zusammen aus dem arithmetischen Mittel der verstärkten Impulsenergie  $E_{p,0}$  und einem zeitlich variablen Term, dessen Amplitude  $\Delta E_p$  dem Repetitionsratenverhältnis  $\frac{f_M}{f_0} \cdot E_{p,0}$  entspricht und mit der Modulationsfrequenz  $f_m$  gemäß der Filterfunktion sinkt. Zusätzlich hinkt der Verlauf der Impulsenergie durch die verzögerte Verstärkungsanpassung um  $\varphi = -\arctan\left(\frac{f_m}{f_g}\right)$  gegenüber dem Verlauf der Repetitionsrate nach.

Zur experimentellen Verifikation dieses Zusammenhangs wurde die Repetitionsrate der Gainswitch-Diode mit Hilfe eines frequenzmodulierten Triggersignals eines Funktionsgenerators (Tektronix AFG3021B) gemäß Gl. (3.58), mit  $f_0 = 7,5 \text{ MHz}$  und  $f_M = 2,5 \text{ MHz}$  zwischen



**Tabelle 3.3:** Amplituden- und Phasenwerte der Impulsenergieschwankung in Gl. (3.59) für  $f_M = 2,5$  MHz und  $f_0 = 7,5$  kHz.

	$f_m \ll f_g$	$f_m = 8$ kHz	$f_m = 32$ kHz
$\Delta E_p$	$0,333 E_{p,0}$	$0,233 E_{p,0}$	$0,079 E_{p,0}$
$\varphi$	0	$0,25 \pi$	$0,42 \pi$

10 MHz und 5 MHz variiert. Mit Hilfe der New-Focus Photodiode und dem LeCroy-Oszilloskop wurden die jeweiligen Maximalwerte der Impulse (proportional zur Impulsenergie) als Funktion der Zeit aufgenommen. Abbildung 3.50 zeigt den Verlauf der normierten Impulsenergie und der Repetitionsrate für die zwei Modulationsfrequenzen  $f_m = 8$  kHz und  $f_m = 32$  kHz (durchgezogene Linien). Aufgrund der Puls-zu-Puls-Energieschwankung (vgl. Abschn. 3.3.4) sind die entsprechenden Kurvenverläufe durch einen Savitzky-Golay-Filter 2. Ordnung [185] über 100 Punkte geglättet. Dieser Glättungsfilter erhält die ursprüngliche Kurvenform sehr viel besser als ein gleitender Durchschnitt.

Die Grenzfrequenz nach dem InnoSlab-Verstärker liegt bei  $f_g = \frac{\ln(9)}{2\pi T_a} = 7,8$  kHz, womit sich für Gl. (3.59) die Amplituden und Phasenverschiebungen in Tab. 3.3 berechnen lassen. In Abb. 3.50 sind die entsprechenden Funktionen, normiert auf die Impulsenergie  $E_{p,0}$ , gestrichelt dargestellt. Die Übereinstimmung ist sehr gut. Bei einer Modulationsfrequenz von 8 kHz sinkt die Impulsenergieschwankung von den anfänglichen 33,3 % auf 23,3 %. Bei einer Modulationsfrequenz von 32 kHz auf 7,9 %.

Durch den einfachen Zusammenhang zwischen Modulationsfrequenz und Impulsenergieglättung gemäß Gl. (3.59) lässt sich z. B. vorhersagen, dass bei einer Modulationsfrequenz von  $f_m = 10f_g$  die Impulsenergie nur noch um 3,3 % um den arithmetischen Mittelwert schwankt. Bei einem noch gezielteren Design des Verstärkers kann somit je nach Anwendung eine externe Energiekompensation entfallen.

### 3.5 Zusammenfassung

Durch die Kombination von sehr leistungsschwachen aber hochflexiblen Diodenlasern mit geeigneten kristall- oder faserbasierten Verstärkern ist die Realisierung von effizienten Strahlquellen mit mittleren Leistung im 100 W-Bereich bzw. mit hohen Impulsenergien im 100  $\mu$ J-Bereich mit gleichzeitig großer Variabilität an Impulsparametern möglich.

Durch die Kombination von direkt modulierten RW- und TA-Halbleiterverstärkern mit einem regenerativen Nd:YVO<sub>4</sub>-Verstärker war die Realisierung einer Strahlquelle mit einer im Betrieb kontinuierlich variierbaren Impulsdauer zwischen 400 ps und 1 ns möglich. Die hohe Kleinsignalverstärkung von Nd:YVO<sub>4</sub> erlaubte die direkte Verstärkung der Impulse aus den Diodenlasern in den Mikrojoule-Bereich ohne weiteren Vorverstärker. Die maximale Impulsenergie betrug 264,5  $\mu$ J bei 99,8 kHz bzw. 58,5  $\mu$ J bei 816 kHz bei ausgezeichneter Strahlqualität. In einer nachfolgenden SHG-Frequenzkonversion wurde eine Konversionseffizienz von über 80 % erreicht.

Für höhere Repetitionsraten im MHz-Bereich sind regenerative Verstärker aufgrund der Limitierungen der elektrooptischen Schalter und der Umlaufzeit im Resonator nicht mehr geeignet. Hierfür wurde eine Kombination aus einem Yb-dotierten Faservorverstärker und einem Yb-YAG InnoSlab-Verstärker verwendet. Der Vorverstärker war dreistufig ausgelegt um den ASE-Untergrund bei der Verstärkung der Impulse aus der Diodenlaser-Seedquelle zu minimieren. Die Ausgangsleistung betrug mehr als 2 W. Der InnoSlab-Verstärker lieferte eine maximale Ausgangsleistung von 192 W bei ausgezeichneter Strahlqualität. Nach einer SHG-Frequenzkonversion standen bis zu 134 W mittlere Leistung zur Verfügung. Es wurde eine kontinuierliche Variation der Impulswiederholrate zwischen 5 MHz und 10 MHz mit einer Modulationsfrequenz von 8 kHz und 32 kHz demonstriert. Die relativ langsame Sättigung der Verstärkung in den Yb-dotierten Verstärkungsmedien führte zu einer Glättung der Impulsenergie am Ausgang des Verstärkers, welche mittels einer Tiefpassfunktion mit der Grenzfrequenz  $f_g$  beschrieben werden kann. Im vorliegenden Fall betrug die Grenzfrequenz der Verstärkerkette  $f_g = 7,8$  kHz, wodurch bei einer Modulationsfrequenz von 32 kHz die Impulsenergievariation auf 7,9 % abnimmt.



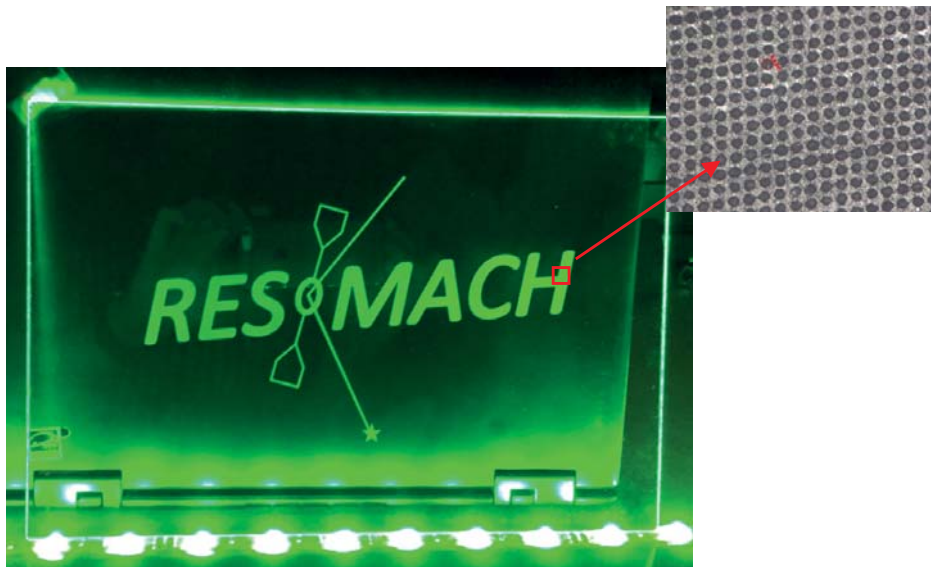
## Kapitel 4

# Ultraschnelles Schreiben von optischen Streuzentren als Anwendungsbeispiel

In vielen Beleuchtungsanwendungen wie z. B. der Hintergrundbeleuchtung von Edge-LED-Displays oder bei beleuchteten Interieurleisten in PKWs (Cockpit, Einstiegsleisten etc.) werden sogenannte Light-Guiding-Plates (LGP) aus PMMA (Plexiglas) verwendet (vgl. Abb. 4.1). In diesen streuen lokale und optimal verteilte Streuzentren im Mikrometer-Maßstab das typischerweise seitlich eingekoppelte Licht in alle Richtungen, womit der Eindruck einer flächigen Lichtquelle entsteht. Während bei der Display-Anwendung eine möglichst homogene Ausleuchtung über die ganze Fläche erwünscht ist, können für Design-Anwendungen auch graduelle Lichtverläufe oder einzelne Schriftzüge realisiert werden.

Die Realisierung solcher LGPs basiert typischerweise auf der Spritzguss- oder Prägetechnik [186,187]. Mit diesen Verfahren sind prinzipiell hohe Durchsatzraten erreichbar. Allerdings ist die Flexibilität stark eingeschränkt. Zur Individualisierung oder Personalisierung vor allem im Design-Bereich wäre es daher von Vorteil die benötigten Streuzentren mit Hilfe von Laserimpulsen direkt in das Material einzuschreiben. Um bezüglich des Durchsatzes gegenüber den herkömmlichen Verfahren konkurrenzfähig zu sein, bedarf es dabei einer extrem hohen Schreibgeschwindigkeit von mehr als 1 Millionen Streuzentren pro Sekunde. Dies entspricht bei einem äquidistanten Abstand der Zentren von z. B.  $30\ \mu\text{m}$  einer Fläche von  $30 \times 30\ \text{mm}^2$ . In einer Minute wäre somit die vollständige Bearbeitung einer Fläche in der Größe einer DIN A4-Seite möglich.

Dabei ist einerseits zu beachten, dass aufgrund der begrenzten Abtragstiefe pro Impuls häufig mehrere Überfahrten pro Streuzentrum notwendig sind, andererseits ist das Arbeitsfeld bei der Laserbearbeitung typischerweise auf einige 10 mm Kantenlänge limitiert, sodass großflächige Strukturen durch das Aneinandersetzen mehrere Felder realisiert werden müssen (*Stitching*). Beide Effekte führen zu einem zeitlichen Mehraufwand, der durch die Erhöhung der Impuls-Wiederholrate in den Bereich von etwa 10 MHz kompensiert werden muss. Heutige Lasersysteme können die notwendige Wiederholrate der Impulse mit der benötigten Impulsenergie für eine wirtschaftliche Realisierung des Direktschreibens prinzipiell liefern. Die hohe Wiederholrate führt allerdings dazu, dass die Ablenkeinheit, die den Laserstrahl über die Probe führt, eine extrem hohe Winkelgeschwindigkeit erreichen muss, um den notwendi-



**Abbildung 4.1:** Logo des BMBF-Projekts innerhalb dessen das Lasersystem aus Abschn. 3.4 zum Einsatz kam, geschrieben auf eine PMMA-Platte durch Direktschreiben optischer Streuzentren. Eine grüne LED-Leiste am unteren Rand beleuchtet die Platte.

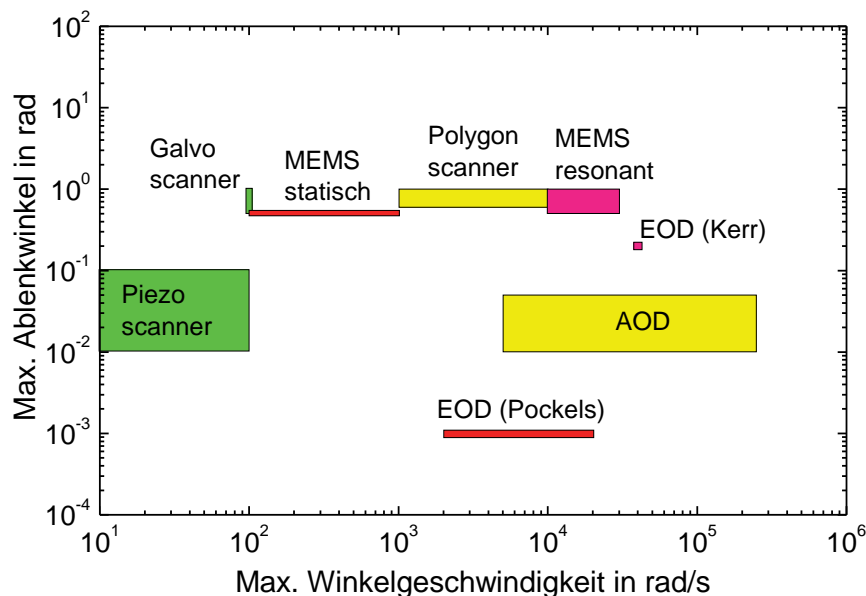
gen räumlichen Abstand der einzelnen Impulse zu gewährleisten. Im genannten Beispiel der Struktur mit  $30\ \mu\text{m}$  Raster und einer Repetitionsrate der Impulse von  $10\ \text{MHz}$  beliefe sich die Scangeschwindigkeit auf  $v_{scan} = 300\ \text{m s}^{-1}$ , was bei einer Brennweite der fokussierenden Optik von  $100\ \text{mm}$  einer Winkelgeschwindigkeit von etwa  $\dot{\Theta}_{scan} = 3000\ \text{rad s}^{-1}$  entspricht. Diese Geschwindigkeit ist mit Galvanometer-Scannern nicht realisierbar (vgl. Abschn. 4.1), sondern nur mit speziellen Ablensystemen erreichbar. Werden größere Punktabstände benötigt, vergrößert sich die benötigte Scangeschwindigkeit entsprechend, sodass schnell Winkelgeschwindigkeiten von über  $\dot{\Theta}_{scan} = 10\ 000\ \text{rad s}^{-1}$  nötig werden. Dies grenzt die Auswahl an verfügbaren Scannertechnologien weiter ein.

Die Scangeschwindigkeit auf der Probe ließe sich zwar prinzipiell leicht skalieren, indem der Arbeitsabstand durch eine längere Brennweite erhöht wird. Allerdings steigt dadurch zum Erreichen eines bestimmten Fokusbereichs  $2w_{0f}$  auch der benötigte Aperturdurchmesser des Scanners  $2w$ , der bei vielen Scannertechnologien auf wenige Millimeter limitiert ist. Gemäß Gl. (3.32) gilt der Zusammenhang

$$w = f \cdot \frac{\lambda M^2}{\pi w_{0f}}, \quad (4.1)$$

mit der Brennweite der Optik  $f$ . Bei einer Brennweite von  $100\ \text{mm}$ , einer Wellenlänge von  $515\ \text{nm}$  und  $M^2 = 1,0$  liegt die benötigte Apertur zum Erreichen eines Fokusbereichs von  $10\ \mu\text{m}$  bei  $2w = 6,5\ \text{mm}$ .

Im Rahmen des Projekts *Resomach* wurde daher vom Projektpartner *Femotech* ein neuartiger resonanter Scanner entwickelt, der eine vielversprechende Alternative zu den verfügbaren Scannertechnologien darstellt. Die nichtlineare Spiegelschwingung wird dabei durch das La-



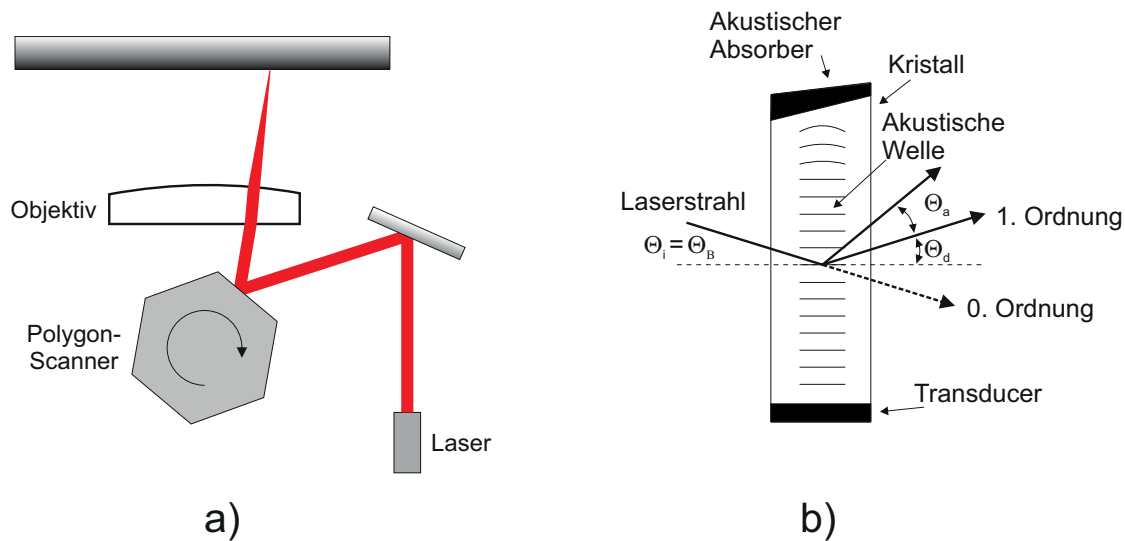
**Abbildung 4.2:** Verfügbare Scannertechnologien im Wellenlängenbereich um  $1\ \mu\text{m}$ , dargestellt als Funktion des maximalen Ablenkungswinkels und der maximalen Winkelgeschwindigkeit. Farblich dargestellt ist die jeweilige zur Verfügung stehende Aperturgröße (rot: 0,5 mm-2,5 mm, gelb: 1 mm-12 mm, grün: 7 mm-30 mm). Daten aus [188].

sersystem mit variabler Repetitionsrate so kompensiert, dass äquidistante Punkte auf der Probe sichergestellt sind. Dies erlaubt potentiell die Geschwindigkeitsskalierung großflächiger Oberflächenbearbeitungen um mindestens eine Größenordnung.

Zur Einordnung des neuen Scanners wird im Folgenden zunächst ein kurzer Überblick über die verfügbaren Scannertechnologien gegeben. Danach erfolgt eine kurze Vorstellung des neuen Scanners und die Beschreibung des experimentellen Laboraufbaus. Am Ende werden erste Ergebnisse der Laserbearbeitung vorgestellt.

### 4.1 Übersicht über vorhandene Strahlableitungssysteme

Die am weitest verbreiteten Ablenkssysteme am Markt basieren auf den äußerst flexiblen Galvanometer-Scannern. Daneben gibt es aber auch eine Reihe weiterer Strahlableitungssysteme, die den wachsenden Bedarf an erhöhter Scangeschwindigkeit adressieren (vgl. Abb. 4.2). Sehr erfolgreich werden z. B. seit wenigen Jahren Polygonscanner [12] eingesetzt, bei denen ein rotierender Polygonspiegel den Laserstrahl periodisch entlang einer Zeile ablenkt (vgl. Abb. 4.3(a)). Die Winkelgeschwindigkeit des Spiegels wird aktiv stabilisiert. Der Laserstrahl fährt immer die komplette Zeile ab (Raster-Scan). Bei fester Repetitionsrate der Laserimpulse sind die Bearbeitungspunkte äquidistant verteilt, durch optische Schalter können einzelne Punkte oder Bereiche selektiv bearbeitet oder übergangen werden. Mit dieser Methode



**Abbildung 4.3:** a) Prinzipieller Aufbau eines Polygon-Scanners [12]. b) Funktionsweise eines akustooptischen Deflektors [192].

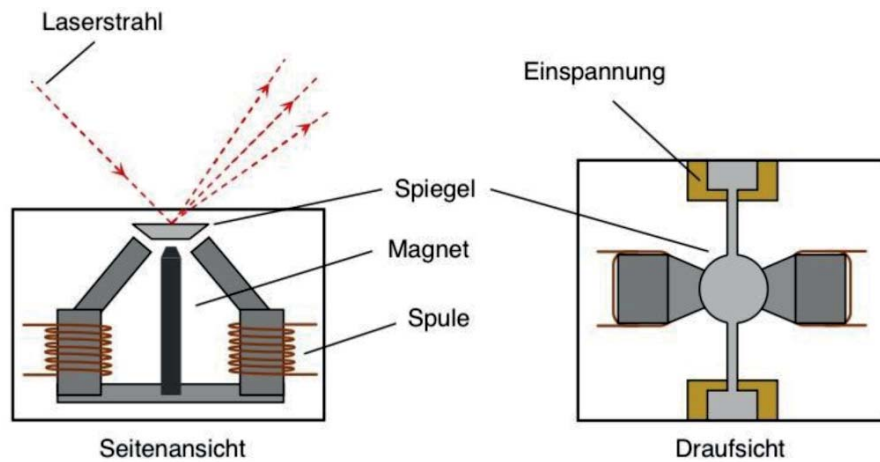
können nur Rastergrafiken geschrieben werden, was die Flexibilität gegenüber Galvanometer-Scanner, mit denen beliebige Vektoren abefahren werden können (Vektor-Scan), etwas einschränkt. Da aber die dort unumgänglichen Beschleunigungs- und Abbremsphasen entfallen, werden sehr hohe Geschwindigkeiten erreicht. Nachteil dieser Technologie ist vor allem der hohe Fertigungsaufwand bei der exakten Politur der Facetten.

Ein sehr schneller Vektor-Scan ist mit akustooptischen oder elektrooptischen Deflektoren (AOD, EOD) möglich, da hier keine mechanischen Spiegel bewegt werden müssen. Erfolgreich eingesetzt werden vor allem AODs [188–191], deren Funktionsweise in Abb. 4.3(b) dargestellt ist. Der Ablenkwinkel ist gegeben durch

$$\Theta_d = \frac{\lambda f_a}{2 n v_a}, \quad (4.2)$$

mit der optischen Wellenlänge  $\lambda$ , der akustischen Frequenz  $f_a$ , dem Brechungsindex des Materials  $n$  und der Schallgeschwindigkeit  $v_a$ . Durch Variation der akustischen Frequenz wird der Ablenkwinkel variiert. Ein grundlegender Nachteil von AODs ist allerdings, dass bei der Variation der akustischen Frequenz und festem Einfallswinkel  $\Theta_i$  die Braggbedingung mehr und mehr verletzt wird, was zu einer Reduktion der Beugungseffizienz bei großen Ablenkwinkeln  $\Theta_a$  führt. Daher ist die maximale Ablenkung limitiert. Weiterhin sind hohe Änderungsraten des Ablenkwinkels nur bei kleinen Aperturgrößen möglich, da die akustische Welle für eine Änderung vollständig den Strahldurchmesser durchlaufen muss. Eine kleine Apertur limitiert neben dem erreichbaren Fokusbereich auf der Probe aber zusätzlich die maximale optische Leistung aufgrund der Zerstörschwelle des Kristalls.

Ebenfalls sehr hohe Ablenkgeschwindigkeiten werden durch *Micro-Electro-Mechanical Systems* (MEMS) Scanner erreicht [193, 194], vor allem wenn diese resonant mit ihrer Eigen-



**Abbildung 4.4:** Prinzipieller Aufbau des neuartigen resonanten Scanners.

frequenz schwingen. Hier sind die verfügbaren Aperturgrößen jedoch selten größer als 1 mm und somit für die Lasermaterialbearbeitung nicht geeignet. Im beschriebenen Projekt *Reso-mach* wurde nun seitens des Projektpartners *Femotech* das Prinzip des resonanten Scanners aufgegriffen und auf makroskopische Bauformen skaliert.

## 4.2 Aufbau und Eigenschaften des resonanten Scanners

Der prinzipielle Aufbau des resonanten Scanners ist in Abb. 4.4 gezeigt. Der Spiegel, der für die Laserstrahlableitung sorgt, ist in eine Torsionshalterung eingespannt. Unter dem Spiegel erzeugt ein Permanentmagnet ein statisches Magnetfeld. Zusätzlich sind links und rechts zwei Elektromagnete mit gegensinniger Wicklung angebracht. Bei einem Stromdurchfluss wird auf der einen Seite das Magnetfeld verstärkt und auf der anderen Seite abgeschwächt. Dies führt zu einem Drehmoment auf den Spiegel, was zu einer Torsion der Stege zwischen Spiegel und Einspannung führt. Durch Anlegen eines Wechselstroms schwingt der Spiegel mit der von außen vorgegebenen Frequenz, zunächst allerdings nur mit begrenzter Amplitude. Große Auslenkungen werden erreicht, wenn die Frequenz mit der Eigenfrequenz der Torsionsschwingung übereinstimmt (Resonanz). Die Resonanzfrequenz der Schwingung wird durch die Dimensionierung der Stege, deren Materialeigenschaften und die Masse bzw. Massenverteilung des Spiegels bestimmt.

Es standen Spiegel mit Resonanzfrequenzen zwischen 7 kHz und 16 kHz zur Verfügung. Durch Anpassung der maximalen Stromstärke und aktive Regelung des Antriebs auf die Resonanz war eine maximale Spiegelauslenkung von etwa  $\varphi_{mech} = \pm 5^\circ$  ( $\cong 87,3 \text{ mrad}$ ) erreichbar. Die maximale Auslenkung des Laserstrahls auf der Probe berechnet sich somit näherungsweise zu

$$x_0 = f \cdot 2\varphi_{mech}, \quad (4.3)$$



mit der Brennweite der Optik  $f$ . Der optische Ablenkwinkel entspricht dem doppelten mechanischen Ablenkwinkel. Aufgrund der sinusförmigen Ansteuerung der Spiegelauslenkung berechnet sich die momentane Auslenkung und die Scangeschwindigkeit des Laserstrahls auf der Probe zu

$$\begin{aligned} x(t) &= x_0 \sin(\omega_{scan} t) \\ v(t) &= \omega_{scan} x_0 \cos(\omega_{scan} t) \end{aligned} \quad (4.4)$$

mit der einseitigen maximalen Auslenkung  $x_0$  und der Schwingungsfrequenz des Spiegels  $\omega_{scan}$ . Bei einer Brennweite von 100 mm, einer maximalen Auslenkung von  $5^\circ$  und einer Schwingungsfrequenz von 7 kHz liegt die maximale Scangeschwindigkeit bei  $v_0 = 768 \text{ m s}^{-1}$ , bei einer Schwingungsfrequenz von 16 kHz sogar bei  $1755 \text{ m s}^{-1}$ . In einer weiteren Ausbaustufe soll die Resonanzfrequenz auf 32 kHz gesteigert werden, was zu Scangeschwindigkeiten von über  $3500 \text{ m s}^{-1}$  führt.

Ein deutlicher Nachteil resonanter Ablensysteme ist die nichtkonstante Bahngeschwindigkeit des Laserfokus auf dem Werkstück. Ein äquidistantes Punktraster auf der Probe ist bei fester Repetitionsrate  $f_{rep}$  des Lasers nicht möglich. Der Punktabstand der einzelnen Laserimpulse  $s_{pp}$  auf der Probe berechnet sich zu

$$s_{pp} = \frac{v_{scan}(t)}{f_{rep}} \quad (4.5)$$

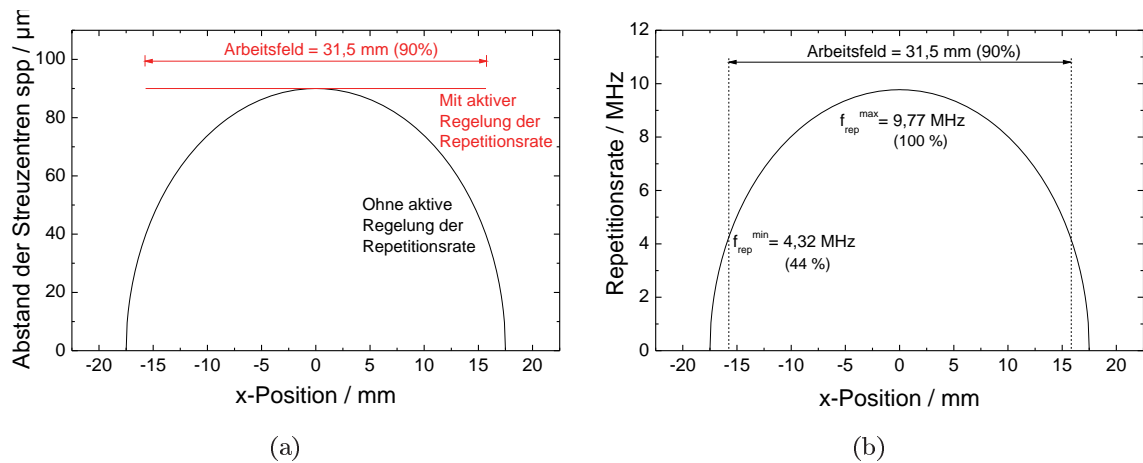
und variiert somit ebenfalls sinusförmig über das Arbeitsfeld. Durch die synchronisierte Anpassung der Repetitionsrate  $f_{rep} = f_{rep}(t)$  kann dieser Effekt nun aber erstmalig kompensiert werden.

Abbildung 4.5(a) (schwarze Kurve) zeigt zur Verdeutlichung den berechneten Abstand der Streuzentren ohne Kompensation als Funktion der Position auf der Probe. Die maximalen Auslenkung beträgt  $x_0 = 17,5 \text{ mm}$ , die Spiegelfrequenz 8 kHz und die Repetitionsrate des Lasers  $f_{rep} = 9,77 \text{ MHz}$ . Im Nulldurchgang, bei der höchsten Ablenkgeschwindigkeit, beträgt der Abstand der Streuzentren  $s_{spp} = 90 \text{ }\mu\text{m}$ . Außerhalb des Nulldurchgangs verringert sich der Abstand sehr schnell und geht an den Umkehrpunkten aufgrund der Richtungsumkehr der Spiegelauslenkung gegen Null. Eine solche Bearbeitung würde dazu führen, dass an den Umkehrpunkten eine sehr viel höhere Streudichte auf der LGP auftritt, was durch das *Stitching* der einzelnen Felder zu einer periodischen Helligkeitsschwankung über die gesamte Probe führt.

Eine synchronisierte Anpassung der Repetitionsrate gemäß Abb. 4.5(b) kompensiert diesen Effekt exakt, wodurch ein äquidistantes Punktraster über einen sehr großen Bereich des Scanfeldes möglich wird (Abb. 4.5(a), rote Kurve). Dabei ist bereits bei einer Absenkung der Repetitionsrate auf etwa 44 % in der Nähe der Umkehrpunkte eine Kompensation über 90 % des Scanfeldes erreichbar.

Hier wird auch sehr deutlich, dass die Kompensation durch ein herkömmliches Lasersystem nicht in diesem Maße realisierbar wäre. Die gleichmäßige Kompensation der nichtlinearen Spiegelschwingung ist nur möglich, da die Repetitionsrate des Lasersystems aus Abschn. 3.4

### 4.3 Experimenteller Aufbau des Gesamtsystems

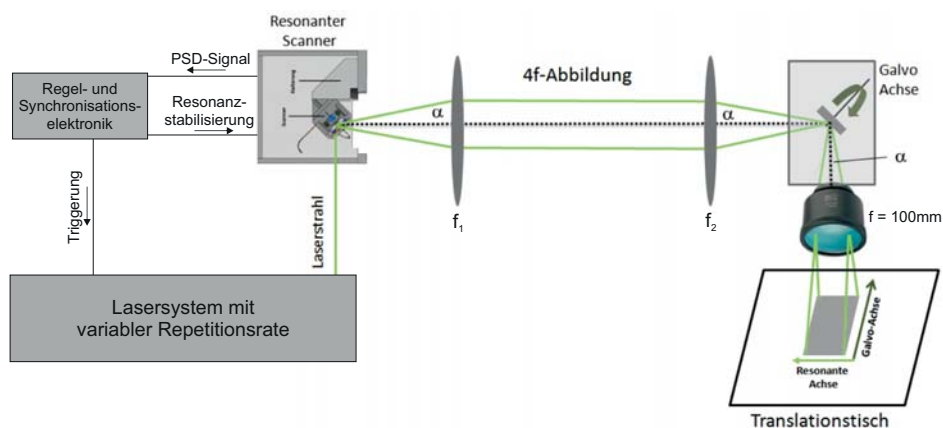


**Abbildung 4.5:** a) Schwarze Kurve: Variierender Abstand der Streuzentren auf der Probe bei einer Spiegelschwingfrequenz von 8 kHz und einer festen Repetitionsrate von 9,77 MHz. Rot: Konstanter Abstand über 90 % des Scanfeldes nach der Kompensation. b) Erforderliche Variation der Repetitionsrate zur Kompensation der nichtlinearen Spiegelschwingung.

in den definierten Grenzen beliebige Werte annehmen kann. Bei modengekoppelten Lasersystemen mit Pulspicker sind jedoch im MHz-Bereich nur einzelne diskrete Werte einstellbar, die nur eine schrittweise Kompensation mit variierendem Fehler ermöglichen (vgl. Abb. 2.38).

### 4.3 Experimenteller Aufbau des Gesamtsystems

Die experimentelle Realisierung des Gesamtaufbaus ist schematisch in Abb. 4.6 gezeigt. Um die Spiegelschwingung auf die Resonanzfrequenz zu stabilisieren wird die Auslenkung mit Hilfe eines Pilotlasers und eines PSD (*position sensitive detector*) in Echtzeit detektiert. Eine



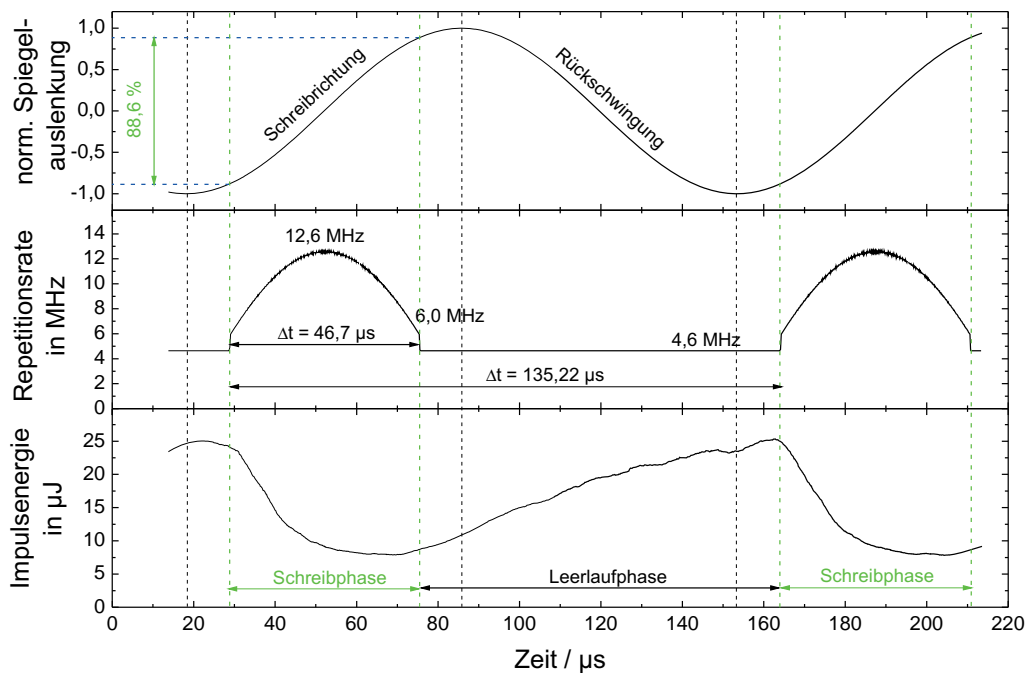
**Abbildung 4.6:** Schematischer Aufbau des Systems.

Regelelektronik des Projektpartners ABK Technology regelt die antreibende Wechselstromfrequenz permanent auf den Wert der maximalen Auslenkung. Da die Resonanzfrequenz durch den Spiegel vorgegeben ist, wird bei der Synchronisation zwischen Spiegelschwingung und Repetitionsrate des Lasers der Spiegel als Taktgeber verwendet. Eine Elektronik (ebenfalls realisiert von ABK) berechnet jeweils für einen gewünschten Punktabstand auf der Probe die Zeitpunkte, an denen der Laser einen Impuls aussenden muss.

Da der resonante Scanner nur eine Ablenkung in einer Dimension ermöglicht, ist für das Schreiben von 2-dimensionalen Feldern eine weitere Achse nötig. Die Ablenkgeschwindigkeit in dieser Achse kann sehr viel langsamer erfolgen. Daher wurde an dieser Stelle ein kommerzieller Gavanometer-Scanner eingesetzt (IntelliSCAN<sub>se</sub> von SCANLAB). Bei einem solchen 2-Achsen-System werden die Spiegel typischerweise sehr nahe nacheinander platziert, sodass trotz der Ablenkung durch den ersten Spiegel der zweite Spiegel noch zu jeder Zeit getroffen wird. In der vorliegenden Realisierung wurde jedoch ein alternatives Konzept verwendet. Zwischen den Ablenkspiegeln wurde eine 4-f-Abbildung realisiert, bei der der resonante Scanner in der Gegenstandsebene und der Galvanometer-Scanner in der Bildebene positioniert ist (vgl. Abb. 4.6). Dadurch wird zum einen, trotz des Ablenkwinkels  $\alpha$ , der Galvanometer-Spiegel immer an der selben Stelle getroffen, zum anderen konnte durch Anpassung der Brennweiten  $f_1$  und  $f_2$  eine Vergrößerung des Strahldurchmessers auf dem Galvo-Spiegel erreicht werden. Dies war notwendig, da in ersten Realisierungen des resonanten Scanners der freie Spiegeldurchmesser noch auf  $D = 4 \text{ mm}$  limitiert war. Größere Spiegel zeigten eine teilweise starke Verformung an den Umkehrpunkten der Schwingung durch die resultierenden Trägheitskräfte. Dies prägte dem reflektierten Strahl eine komatische Verzerrung auf, die die Strahlqualität und damit die Fokussierbarkeit stark verringerte. Der maximal applizierbare Strahldurchmesser des resonanten Spiegels (Aperturgröße) lässt sich zu

$$2w \approx \frac{D}{\sqrt{2} \cdot 1,8} = 1,57 \text{ mm} \quad (4.6)$$

abschätzen, wobei der Faktor  $\sqrt{2}$  durch den unter  $45^\circ$  einfallenden Strahl begründet ist und der Faktor 1,8 einen typischen Sicherheitsfaktor zur Vermeidung von Beugungseffekten darstellt. Nach der Fokussierung mit der 100 mm-Optik läge somit nur ein Fokusbereich von  $2w_{0f} = 41,8 \mu\text{m}$  vor, der für einen effizienten Abtrag des transparenten Materials nicht die benötigte Fluenz sicherstellt. Durch eine Vergrößerung mit  $f_1 = 75 \text{ mm}$  und  $f_2 = 300 \text{ mm}$  liegt vor der fokussierenden Optik ein maximaler Strahldurchmesser von  $2w = 6,3 \text{ mm}$  vor, der nach der Fokussierung zu einem Fokusbereich von etwa  $2w_{0f} = 10,4 \mu\text{m}$  führt. Ein Nachteil dieses Vorgehens ist die Verringerung des Scanfeldes, da der Winkel  $\alpha$  um den Vergrößerungsfaktor abnimmt. Es müssen beim *Stitching* somit mehr Einzelfelder aneinandergesetzt werden. Das *Stitching* geschieht durch einen Translationstisch, auf dem die Probe befestigt ist.

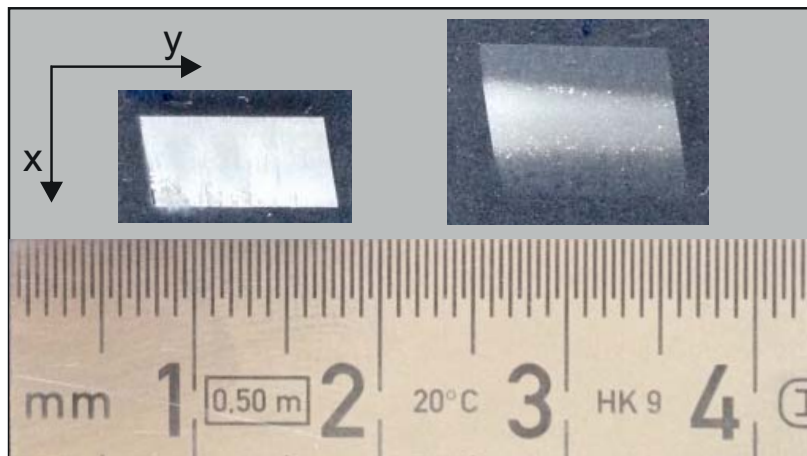


**Abbildung 4.7:** a) Berechnete Spiegelauslenkung des resonanten Scanners als Funktion der Zeit. b) Berechnete und das an Lasersystem übergebene zeitlich variierende Repetitionsrate. c) Gemessene, zeitliche Variation der Impulsenergie.

### 4.4 Erste flächige Bearbeitung mit dem resonanten Scanner

Abbildung 4.7 zeigt exemplarisch den zeitlichen Ablauf der Repetitionsrate bei einer Bearbeitung mit dem Gesamtsystem gegenüber der Spiegelauslenkung, zusammen mit der resultierenden Impulsenergie (gemessen mit Fotodiode und Oszilloskop). Die Repetitionsrate wird in diesem Beispiel zwischen 12,6 MHz und 6,0 MHz variiert, was zu einem adressierbaren Arbeitsfeld von 88,6% des Scanfeldes führt. Zwischen den Schreibphasen wurde eine Leerlauf-Repetitionsrate von 4,6 MHz eingehalten um den Inversionsaufbau im Verstärker zu limitieren. Ein vollständiges Auslassen der Impulse während dieser Zeit könnte beim erneuten Einschalten zu Beschädigungen des Verstärkers führen. Ein elektrooptischer Schalter (EOM) blockiert den Laserstrahl zwischen den Schreibphasen, sodass durch den Galvanometerscanner der Zeilenwechsel durchgeführt werden kann.

Die Impulsenergie baut sich zwischen den Schreibphasen aufgrund der gering gewählten Leerlauf-Repetitionsrate langsam auf (vgl. Absch. 3.4.3) und reduziert sich während den Schreibphasen rasch wieder. Um eine konstantere Impulsenergie zu erhalten sollte daher in zukünftigen Realisierungen eine Leerlauf-Repetitionsrate von 12,6 MHz gewählt werden. Dies hält die Impulsenergie zwischen den Schreibphasen auf einem niedrigen Wert und auch wäh-

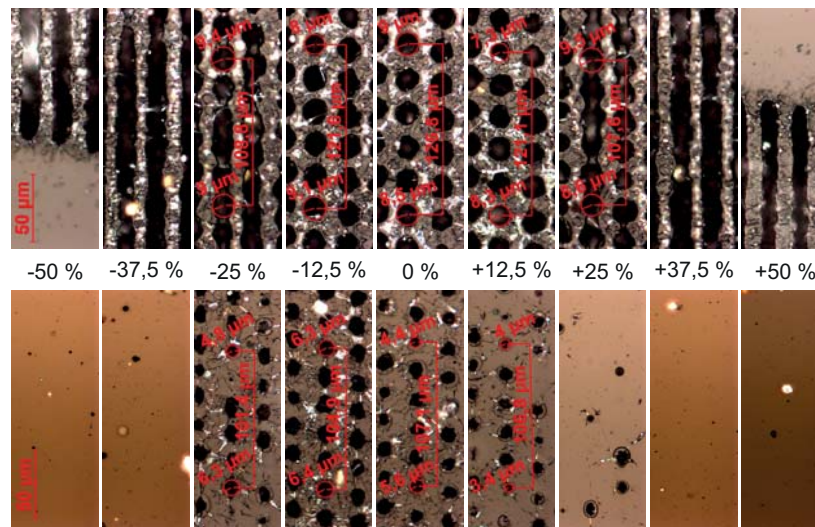


**Abbildung 4.8:** Testweise Bearbeitung zweier Felder auf PMMA mit dem resonanten Scanner.

rend der kurzzeitigen Verringerung der Repetitionsrate auf 6 MHz zu Beginn und am Ende einer Schreibphase würde keine signifikante Energieänderung stattfinden.

Die Resonanzfrequenz des Spiegels lag bei 7,395 kHz. Die Breite des Scanfeldes konnte durch Ändern der Wechselstromamplitude im resonanten Scanner angepasst werden. Die Brennweiten der Abbildungslinsen betragen  $f_1 = 75$  mm und  $f_2 = 300$  mm. Es wurden zwei Felder bearbeitet, die in Abb. 4.8 dargestellt sind. Die x-Ablenkung wurde durch den resonanten Scanner realisiert, die y-Ablenkung durch den Galvanometer-Spiegel. Jede Zeile wurde jeweils vier mal überfahren, bevor ein Zeilenwechsel durch den Galvo stattfand. Bei der ersten Bearbeitung (links im Bild) wurde eine feste Repetitionsrate von 4,44 MHz gewählt. Die Feldgröße war 4,8 mm x 10 mm. Bei der zweiten Bearbeitung (rechts im Bild) wurde ein Punktabstand von 21,5  $\mu$ m vorgegeben. Die Feldgröße war 8,5 mm x 10 mm. Die Elektronik berechnete aus diesen Werten die nötige, zeitlich variierende Repetitionsrate. Die Felder sind aufgrund einer herstellerspezifischen Neigung des Galvanometer-Spiegels (Scanlab) relativ zur optischen Achse nicht rechteckig, was der Anwendung jedoch nicht schadet.

Ohne Anpassung der Repetitionsrate erscheint das Feld zunächst sehr gleichmäßig, wohingegen mit der Anpassung die Ränder in x-Richtung nicht vollständig geschrieben scheinen und die Breite des mittleren hellen Bereichs in y-Richtung abnimmt. Zusätzlich ist eine leichte Asymmetrie des hellen Bereichs in negative x-Richtung (dem Beginn der Schreibphase) zu erkennen. Zur genaueren Beurteilung wurden daher jeweils entlang einer Linie in x-Richtung Mikroskop-Aufnahmen angefertigt (Abb. 4.9). Da die Feldgröße in beiden Fällen unterschiedlich war, wurde zur besseren Vergleichbarkeit jeweils an bestimmten prozentualen Positionen, ausgehend von der Mitte, gemessen. Im Falle konstanter Repetitionsrate ist deutlich zu erkennen, dass die Streuzentren am Rand des Scanfeldes durch die sinkende Ablenkgeschwindigkeit des resonanten Scanners stark überlappen. An den Stellen wo noch eine Trennung der einzelnen Abtragskrater erkennbar war wurde der Abstand vermessen und der gleitende

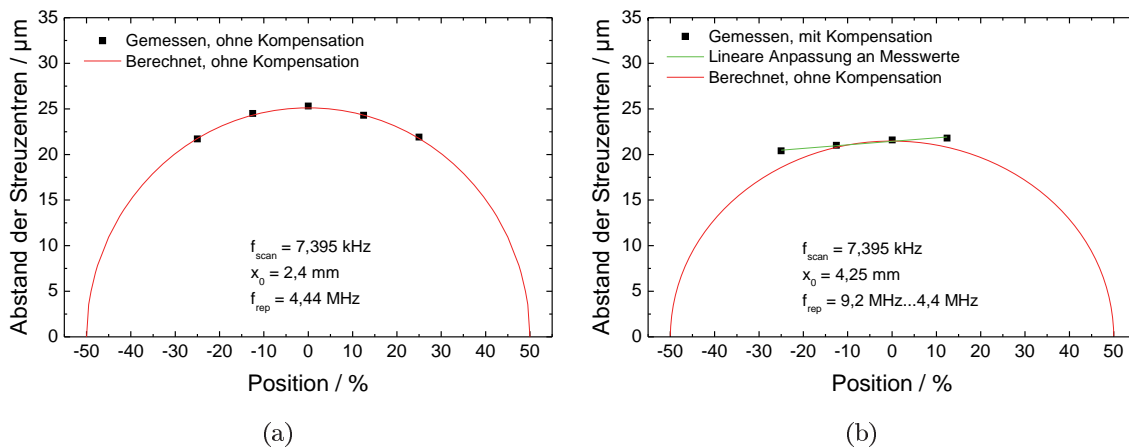


**Abbildung 4.9:** Streuzentren an unterschiedlichen Positionen entlang der resonanten Achse. Oben: Bei fester Repetitionsrate 4,44 MHz. Unten: Bei variabler Repetitionsrate.

Durchschnitt über 5 Punkte ermittelt. Abbildung 4.10(a) zeigt das Ergebnis im Vergleich zum berechneten Streuzentrenabstand mit  $f_{rep} = 4,44$  MHz,  $f_{scan} = 7,395$  kHz und  $x_0 = 2,4$  mm. Die Übereinstimmung zwischen der Rechnung und den experimentell bestimmten Werten ist sehr gut.

Zur Einhaltung des eingestellten Punktabstandes bei der zweiten Bearbeitung wurde durch die Elektronik eine Variation der Repetitionsrate zwischen 9,2 MHz und 4,4 MHz vorgegeben. Dadurch ist die mittlere Impulsenergie geringer als bei der ersten Bearbeitung, was sich in verkleinerten Abtragskratern äußert (Abb. 4.9, unten). Außerdem ist erkennbar, dass in der Tat die Randbereiche des Scanfeldes nicht geschrieben wurden. Die sichtbare Schattierung bis an die Umkehrpunkte in Abb. 4.8 ist auf eine leichte Materialveränderung auf der Rückseite der Platte zurückzuführen. Der Grund für die nicht geschriebenen Punkte wird nachfolgend noch erläutert. Weiterhin ist zu erkennen, dass der beschriebene Bereich weiter in negative y-Richtung ragt, was durch die erhöhte Impulsenergie zu Beginn der Schreibphase begründet ist. Die leichte Abnahme der Breite des beschriebenen Bereichs in y-Richtung (Abb. 4.8) ist vermutlich auf thermische Linseneffekte aufgrund der hohen mittleren Leistung in einer der beteiligten Komponenten und des damit verbundenen leichten Drifts der Fokusposition zurückzuführen [195].

Zunächst wurden die Abstände der geschriebenen Streuzentren, ebenfalls über 5 Punkte gemittelt, vermessen. In Abb. 4.10(b) sind die Abstände gegenüber den berechneten Werten ohne Variation der Repetitionsrate mit  $f_{rep} = 9,2$  MHz,  $f_{scan} = 7,395$  kHz und  $x_0 = 4,25$  mm dargestellt. Die nichtlineare Variation der Streuzentrenabstände ist durch die Kompensation vollständig eliminiert. Es verbleibt jedoch eine lineare Variation, die vermutlich durch eine



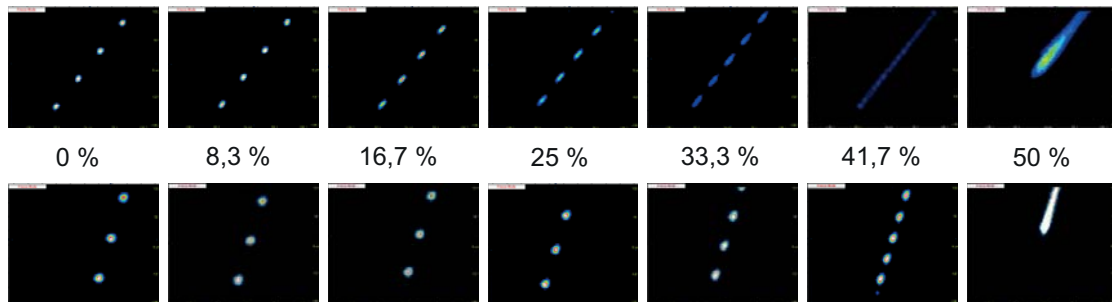
**Abbildung 4.10:** a) Berechneter und gemessener Streuzentrenabstand als Funktion der Position auf der Probe ohne Kompensation und b) mit Kompensation durch die Wiederholrate des Lasers zwischen 9,2 MHz und 4,4 MHz.

ungenaue Justage des Strahls relativ zum Spiegel begründet ist. Dies erfordert noch weitergehende Untersuchungen.

Als Ursache für die nicht geschriebenen Punkte an den Rändern in x-Richtung wurden Abbildungsfehler durch die 4-f-Abbildung identifiziert. In der ersten Realisierung des Aufbaus wurden sphärische Linsen verwendet, die durch den schrägen Einfall an den Rändern des Feldes einen starken Astigmatismus erzeugen. Der Fokus auf der Probe wird dadurch in Scanrichtung verbreitert. Abbildung 4.11(oben) zeigt den Fokus entlang der positiven x-Achse an ausgewählten Positionen, aufgenommen mit einer Strahlanalyse-Kamera ( $\mu$ -Beam-Analyzer von Duma Optonics). Bereits ab etwa 16,7% des Scanfeldes ist eine leichte Verbreiterung zu erkennen. Dies reduziert die Fluenz bei größeren Ablenkwinkeln so weit, dass ab einem gewissen Punkt die Abtragsschwelle des Materials unterschritten wird. Bei der ersten Bearbeitung, ohne Anpassung der Repetitionsrate, wird dieser Effekt teilweise durch den vergrößerten Impulsüberlapp und die höhere Impulsenergie in diesem Bereich kompensiert, weshalb der Abtrag trotzdem bis zu den Umkehrpunkten stattfand.

Eine starke Verbesserung der Abbildungseigenschaften wird erreicht, wenn statt der ersten sphärischen Linse z.B. ein F-Theta-Objektiv eingesetzt wird, das eine astigmatische Korrektur beinhaltet. Abbildung 4.11(unten) zeigt zum Vergleich den Fokus in diesem Fall. Die astigmatische Verzerrung ist deutlich reduziert und somit eine Bearbeitung über das gesamte Feld möglich. Die Zwischenabbildung und die damit verbunden Probleme entfallen, sobald der Durchmesser des Scanner-Spiegels in späteren Realisierungen auf Werte größer 10 mm vergrößert wird.

Die maximale Bahngeschwindigkeit des Fokus auf der Probe lag bei der hier verwendeten Spiegelresonanz von 7,395 kHz und der Feldbreite von 8,5 mm bei etwa  $200 \text{ m s}^{-1}$ . Die über eine Zeile gemittelte Scangeschwindigkeit beträgt somit etwa  $126 \text{ m s}^{-1}$ . Ohne die 4-f-



**Abbildung 4.11:** Vergleich des Fokus auf der Probe bei unterschiedlichen 4-f-Aufbauten. Oben: Abbildung mit zwei sphärischen Linsen. Unten: Abbildung mit F-Theta-Objektiv und sphärischer Linse. Bei beiden Aufnahmen fand keine Anpassung der Repetitionsrate statt.

Abbildung verbreitert sich das Feld auf 34 mm und die maximale Ablenkgeschwindigkeit steigt auf etwa  $800 \text{ m s}^{-1}$ , was einer mittleren Geschwindigkeit von  $503 \text{ m s}^{-1}$  entspricht. Um den gleichen Punktabstand beizubehalten müsste die Repetitionsrate ebenfalls um einen Faktor 4 auf etwa 40 MHz steigen. Dies stellt bei dem hier vorgestellten Lasersystem kein grundsätzliches Problem dar. Die zur Beibehaltung der Impulsenergie nötige Erhöhung der mittleren Ausgangsleistung des Verstärkers auf mehr als 800 W wurde z. B. von Russbuedt et. al. bereits demonstriert [179]. Durch Scanner mit höherer Resonanzfrequenz lässt sich somit die Fertigungszeit von großflächigen LGPs weiter reduzieren. Damit wird die Laserstrukturierung konkurrenzfähig zu den bestehenden Fertigungsverfahren, besitzt gleichzeitig aber eine bedeutend höhere Flexibilität, denn die Fertigung von Spritzgießwerkzeugen oder Stempeln entfällt. Das Lasersystem mit frei einstellbarer Wiederholrate im MHz-Bereich stellt dabei einen Schlüsselfaktor bei der Realisierung des Gesamtsystems dar.

## 4.5 Zusammenfassung

Bei der Geschwindigkeitsskalierung von großflächigen, laserbasierten Oberflächenbearbeitungen liegt die Limitierung zurzeit vor allem in der Verfügbarkeit geeigneter Scannersysteme. Im gezeigten Beispiel der Bearbeitung von Light-Guiding-Plates aus PMMA wird die Laserbearbeitung nur durch eine Erhöhung der Winkelgeschwindigkeit auf mehr als  $10\,000 \text{ rad s}^{-1}$  konkurrenzfähig zu bestehenden Fertigungsverfahren. Potentiell geeignete Ablenksysteme basieren z. B. auf der resonanten Schwingung von makroskopischen Spiegeln mit großer Winkelablenkung. Die inhärente Nichtlinearität der resultierenden Bahngeschwindigkeit auf dem Werkstück muss aber z. B. durch eine dynamische Anpassung der Repetitionsrate des verwendeten Lasersystems kompensiert werden. Dabei genügt eine Variation der Wiederholrate zwischen 100 % und 44 % um über etwa 90 % des Scanfildes ein äquidistantes Punktraster zu erhalten. Mit Hilfe von akustooptischen Schaltern lassen sich einzelne Punkte oder Bereiche



selektiv zuschalten, was das Schreiben von großflächigen Rastergrafiken ermöglicht, die durch *Stitching* beliebig erweiterbar sind.

Das hier vorgestellte System basierte auf einem resonanten Scanner mit einer Resonanzfrequenz von 7,395 kHz und einer maximalen Winkelauslenkung von  $\pm 5^\circ$ . Bei einer Brennweite der Fokussieroptik von 100 mm ergibt dies eine maximale Bahngeschwindigkeit von etwa  $800 \text{ m s}^{-1}$ , was die Geschwindigkeit bestehender Systeme um etwa eine Größenordnung übertrifft. Da der freie Spiegeldurchmesser noch auf 4 mm limitiert war, wurde eine Zwischenabbildung realisiert, die den Strahldurchmesser nach dem resonanten Scanner vergrößerte und so einen Fokusbereich im Bereich von  $10 \mu\text{m}$  ermöglichte. Die Feldgröße verringerte sich dadurch allerdings, wodurch mehr Einzelfelder beim *Stitching* notwendig werden und die Bearbeitungszeit zunimmt. Die Feldgröße bei einer ersten Bearbeitung betrug  $8,5 \text{ mm} \times 10 \text{ mm}$ , mit einem Punktabstand von  $21,5 \mu\text{m}$ . Hierzu wurde die Repetitionsrate des Lasers zwischen 9,2 MHz und 4,4 MHz stufenlos an die jeweilige Ablenkgeschwindigkeit angepasst. In späteren Realisierungen mit größerem Spiegeldurchmesser kann die Zwischenabbildung entfallen wodurch sich der gesamte Geschwindigkeitsvorteil des Scanner ausnutzen lässt.

Durch das Lasersystem mit frei triggerbarer Wiederholrate lässt sich nicht nur ein äquidistantes Punktmuster realisieren, sondern auch eine Anpassung an beliebige Schwingungsfrequenzen des Scanners erreichen. Das bedeutet, dass auch bei einem leichten Drift der Resonanzfrequenz oder einem Austausch des Scanners immer ein fester Punktabstand auf dem Werkstück gewährleistet bleibt.

# Kapitel 5

## Zusammenfassung

Gegenstand dieser Arbeit war die Realisierung, Charakterisierung und die exemplarische Anwendung von hybriden Konzepten für kurz- und ultrakurzgepulste Hochleistungs-Laserstrahlquellen mit dynamisch adaptiver Repetitionsrate und Impulsdauer im Wellenlängenbereich um 1  $\mu\text{m}$ . Strahlquellen mit in Echtzeit anpassbaren Impulsparameter bereiten den Weg zu neuen Anwendungsfeldern und tragen signifikant zur Durchsatzsteigerung und somit zur Erhöhung der Wirtschaftlichkeit der Lasermikromaterialbearbeitung bei. Das Ziel war einerseits eine Ultrakurzpuls-Strahlquelle mit sehr schnell variabler und fein diskretisierter Repetitionsrate im MHz-Bereich und andererseits eine Strahlquelle mit variabler Impulsdauer im Bereich von einigen 100 ps bei gleichzeitig hoher Wiederholrate und Energie der Impulse. Beides ist mit den derzeitig eingesetzten Lasersystemen in der industriellen Fertigung nicht möglich.

Um die genannte Flexibilität zu erreichen, mussten zunächst geeignete Impulserzeugungsmethoden und laseraktive Medien evaluiert werden, die eine entsprechend große Bandbreite an Impulsparametern erlauben. Als hervorragend geeignet wurden dabei Halbleiterdiodenlaser identifiziert, die neben der sehr schnellen direkten Modulation auch viele wichtige Impulserzeugungsmethoden wie die Gewinnschaltung oder die Modenkopplung erlauben. Zur Verstärkung auf die notwendigen hohen Impulsenergien mussten geeignete Verstärkermaterialien und -konzepte identifiziert werden, die einen hohen Verstärkungsfaktor liefern, die Variabilität der Impulsparameter beibehalten und eine ausgezeichnete Strahlqualität sicherstellen.

Bei der Realisierung der unterschiedlichen Impulserzeugungsmethoden war eine der größten Herausforderungen die spektrale Anpassung der Seedquellen auf die nachfolgenden Verstärkermaterialien. Da Diodenlaser typischerweise in einem sehr breiten spektralen Bereich emittieren und diodengepumpte Festkörperlaserverstärker oft nur ein schmales Verstärkungsspektrum aufweisen, war der Einsatz von wellenlängenstabilisierten Komponenten nötig. Im Falle der Gewinnschaltung von Diodenlasern konnte dies durch den gezielten Einsatz von DFB-Dioden erreicht werden. Die Notwendigkeit der exakten Einhaltung einer sehr engen spektralen Toleranz wurde während der Experimente äußerst deutlich. Trotz der Wellenlängenstabilisierung in den DFB-Dioden trat bei der Gewinnschaltung noch ein sehr geringer spektraler Jitter auf, der bei der nachfolgenden Verstärkung in Nd:YVO<sub>4</sub> zu einer signifikanten Energieschwankung von Impuls zu Impuls führte. Dieser Jitter wurde erst durch eine zeitlich aufgelöste Charak-

terisierung der Impulsemission deutlich. Durch ein zusätzliches Seeding der gepulsten Diode durch eine zweite, kontinuierlich betriebene Diode, lies sich diese Schwankung anschließend vollständig eliminieren.

Die spektrale Stabilität der modengekoppelten Strahlquellen wurde durch den gezielten Einsatz von DBR-Dioden erreicht. Die optimierte Länge der Gittersektion definiert die Emissionsbandbreite. Die spektrale Lage unterliegt jedoch Fertigungstoleranzen, was die Anpassung an den Verstärker erschwert. Zusätzlich induzierte der nachfolgende, im Rahmen dieser Arbeit realisierte, Halbleiter-Impulspicker eine Rotverschiebung, die eine Verstärkung der Impulse in Nd-dotierten Materialien ausschloss. Der Betrag der Verschiebung hing dabei von den Betriebsparametern des Pickers ab. Durch die erzielten Ergebnissen lassen sich nun jedoch Kriterien für die zukünftige Realisierung von DBR-Dioden ableiten um eine optimale Anpassung zwischen Seedquelle und Verstärker zu gewährleisten.

Ein weiterer essentieller Aspekt bei der Flexibilisierung der kurzen und ultrakurzen Impulse aus den Diodenlaserkomponenten war die Realisierung eines ultraschnellen Halbleitermodulators. Mit Hilfe des Modulators wurden zum einen einzelne Impulse mit Impulsdauern zwischen 400 ps und 12 ns aus einem kontinuierlichen Laserstrahl ausgeschnitten, zum anderen, zur gezielten Einstellung der Wiederholrate, einzelne Impulse aus einem modengekoppelten Impulszug ausselektiert. In beiden Fällen bestimmt der Kontrast den Anteil an unerwünschter Leistung bzw. Energie zwischen den Impulsen. Eine zu hohe Untergrundleistung führt bei der Laserbearbeitung zu unerwünschter Schädigung des Werkstücks zwischen den Impulsen. Modulatoren auf dem herkömmlichen Konzept der Elektroabsorption konnten keinen ausreichenden Kontrast bei der gleichzeitig hohen Anforderung an die Anstiegszeit liefern. Durch gezieltes Ausnutzen des *Quantum-Confined-Stark-Effects*(QCSE) und die Verwendung von GaN-Transistoren mit hoher Elektronenbeweglichkeit (GaN-HEMT) zum Schalten des Stromes im Modulator wurde jedoch sukzessive eine signifikante Steigerung des Kontrast auf 64 dB erreicht, was zu einer ausgezeichneten Unterdrückung des Untergrundes führte. Die Anstiegszeit des Modulators wurde durch die Optimierung des Aufbaus auf etwa 250 ps verringert.

Zur Verstärkung der Impulse wurden unterschiedliche Konzepte untersucht. Dabei wurde ein regenerativer Verstärker auf Basis von Nd:YVO<sub>4</sub> als ideal geeignet für die Verstärkung von Impulsen mit geringer Impulsenergie identifiziert, da er einen sehr hohen Verstärkungsfaktor liefert und dadurch die direkte Verstärkung der Impulse aus den Diodenlaserkomponenten ohne weiteren Vorverstärker ermöglicht. Durch die gezielte Wahl der Seedquelle wurde so eine Strahlquelle mit variabler Impulsdauer zwischen 400 ps und 1 ns realisiert. Die mittlere Ausgangsleistung betrug bis zu 47 W bei einer Repetitionsrate von 833 kHz. Zusätzlich wurde der Verstärker mit der gewinngeschalteten DFB-Diode betrieben, was den verfügbaren Impulsdauerbereich auf 55 ps erweiterte. Es wurde deutlich, dass durch die Kombination von wenigen Diodenlaserkomponenten mit einem regenerativen Nd:YVO<sub>4</sub>-Verstärker eine prinzipiell einfache, leistungsstarke und sehr flexible Strahlquelle realisierbar ist, deren Impulsparametervariabilität in dieser Form von herkömmlichen Lasersystemen nicht erreicht wird.

---

Für die Impulsdauern zwischen 400 ps und 1 ns wurde zusätzlich eine Frequenzkonversion in den grünen Spektralbereich realisiert. Die maximale Konversioneffizienz betrug über 80 %, wobei der verfügbare Impulsdauerbereich nach der Konversion nur geringfügig abnahm. Mit diesem System ist nun z. B. die exakte, systematische Optimierung der Bearbeitungsqualität von Edelstahl oder Titan bei der Lasermikrobearbeitung für unterschiedliche Impulsdauern und Wellenlängen möglich. Die reduzierte Abtragsrate bei der Verwendung von Impulsen im Bereich von einigen 100 ps im Vergleich zu z. B. 10 ps wird durch die hohe Wiederholrate und die hohe Ausgangsleistung der Impulse kompensiert.

Der zweite Schwerpunkt der Arbeit war die Realisierung von ultrakurzen Impulsen mit noch höheren und schnell variablen Wiederholraten. Hierfür wurde eine transiente Verstärkerkette, bestehend aus einem Faservorverstärker und einem Yb-InnoSlab-Verstärker als ideal geeignet identifiziert. Der Faserverstärker wurde im Rahmen dieser Arbeit realisiert und zur gezielten Optimierung der Effizienz zwei- bzw. dreistufig ausgelegt. Dadurch wurde die Sättigungsenergie der einzelnen Stufen schrittweise erhöht und an die jeweils verstärkte Impulsenergie angepasst. Zusätzlich wurde so die Ausbildung eines ASE-Untergrundes nahezu vollständig verhindert. Die realisierte Ausgangsleistung betrug etwa 5 W bei 1064 nm und etwa 2,6 W bei 1030 nm bei jeweils ausgezeichneter Strahlqualität von  $M^2 < 1,2$ . Der InnoSlab-Verstärker verstärkte die Leistung weiter auf bis zu 190 W.

Als Seedlaser zur Erzeugung von ultrakurzen Impulsen ist sowohl die modengekoppelte als auch die gewinngeschaltete Quelle exzellent geeignet. Während die modengekoppelte DBR-Diode, in Verbindung mit dem ultraschnellen Impulspicker, ultrakurze Impulse mit zeitlichen Dauern unter 10 ps mit sehr feiner Wiederholratendiskretisierung im Bereich um 10 MHz erlaubt, ermöglicht die gewinngeschaltete Diode eine völlig kontinuierliche Anpassung der Wiederholrate bei einer etwas längeren Impulsdauer von etwa 40 ps. Demonstriert wurde das Lasersystem mit variabler Wiederholrate mit der gewinngeschalteten Diode als Seedlaser. Das System ermöglichte erstmalig die schnelle, und vollständig stufenlose Modulation der Wiederholrate zwischen 5 MHz und 10 MHz bei einer Ausgangsleistung von über 190 W. Zusätzlich wurde auch hier eine Frequenzkonversion in den grünen Spektralbereich mit einer Effizienz von bis zu 72 % realisiert.

Ein wichtiger Punkt bei der Variation der Repetitionsrate betrifft deren Einfluss auf die Sättigung des laseraktiven Mediums im Verstärker. Die Änderung der Wiederholrate führt prinzipiell zu einer Änderung des Sättigungsgrads und damit zu einer Änderung der Impulsenergie nach der Verstärkung. Für die Anwendung ist dies zumeist von Nachteil, da unterschiedliche Impulsenergien zu unterschiedlichen Bearbeitungsqualitäten oder Abtragsvolumina führen. Im Rahmen dieser Arbeit wurde daher der genaue Einfluss der Repetitionsratenvariation auf die Sättigung untersucht und die Dynamik der Verstärkungsanpassung bestimmt. Es wurde demonstriert, dass sich die Sättigung der Verstärkung im Lasermedium nur mit einer relativ langsamen Zeitkonstante an die neue Wiederholrate anpasst und es so nur zu einer langsamen Anpassung der Impulsenergie nach einem Wechsel kommt. Bei einer schnellen Variation

zwischen unterschiedlichen Wiederholraten kommt es daher zu einer starken Glättung der Impulsenergievariation. Es wurde eine kontinuierliche, sinusförmige Variation der Repetitionsrate zwischen 5 MHz und 10 MHz mit einer Modulationsfrequenz von 8 kHz und 32 kHz demonstriert. Die Schwankung der Impulsenergie sank mit Erhöhung der Modulationsfrequenz. Bei einer Modulationsfrequenz von 8 kHz betrug die Impulsenergieschwankung noch 23,3 %, bei einer Modulationsfrequenz von 32 kHz nur noch 7,9 % um den arithmetischen Mittelwert. Dies erleichtert viele Anwendungen, in denen eine sehr schnelle Variation der Repetitionsrate angestrebt wird, da zur Einhaltung einer konstanten Impulsenergie kein zusätzlicher elektro-optischer Modulator nötig ist.

Als Anwendungsbeispiel dieses Lasersystems mit stufenlos variabler Repetitionsrate wurde die Kompensation der nichtlinearen Spiegelschwingung eines resonanten Scanners bei der Lasermaterialbearbeitung gewählt. Resonante Laserscanner führen eine periodische Kippschwingung um eine ihrer Achsen aus, womit ein reflektierter Laserstrahl zwar eine extrem schnelle Ablenkung erfährt, die resultierende kosinusförmige Geschwindigkeitsverteilung führt allerdings zu einem variierenden Punktabstand der Laserimpulse auf dem Werkstück. An den Umkehrpunkten der Schwingung überlappen die applizierten Laserimpulse durch die Verlangsamung zusätzlich so stark, dass eine starke Schädigung des Materials resultiert. Durch die synchronisierte Anpassung der Wiederholrate an die Spiegelschwingung war es nun erstmalig möglich diesen Effekt exakt zu kompensieren. Somit wurden Ablenkgeschwindigkeiten von bis zu  $800 \text{ m s}^{-1}$  bei einer Brennweite der fokussierenden Optik von 100 mm erzielt. Dies entspricht einer Geschwindigkeitssteigerung um etwa eine Größenordnung gegenüber herkömmlichen Systemen, was am Beispiel der Oberflächenstrukturierung von *Light-Guiding-Plates* aus PMMA behandelt wurde. Die Impulsenergie kann, aufgrund der gezeigten Trägheit der Sättigung, durch geschickte Wahl der Leerlauf-Repetitionsrate zwischen den Zeilenwechseln näherungsweise während der gesamten Bearbeitung konstant gehalten werden.

Zusammenfassend wurde in dieser Arbeit das große Potential der hybriden Kombination unterschiedlicher Lasertechnologien aufgezeigt, die es ermöglicht wichtige Impulsparameter wie z.B. die Impulsdauer oder die Wiederholrate stark zu flexibilisieren und trotzdem sehr hohe Ausgangsleistungen und -energien zu erhalten. Diodenlaser als Seedquellen stellen dabei die Schlüsselkomponenten für die Strahlquellen dar, da sie die höchsten und gleichzeitig flexibelsten Repetitionsraten und die größte Bandbreite an Impulsdauern erlauben.



## Literaturverzeichnis

- [1] H. Hügel and T. Graf, *Laser in der Fertigung* (Springer, 2009).
- [2] C. Momma, S. Nolte, B. N. Chichkov, F. v. Alvensleben, and A. Tünnermann, “Precise laser ablation with ultrashort pulses,” *Applied surface science* **109**, 15–19 (1997).
- [3] R. R. Gattass and E. Mazur, “Femtosecond laser micromachining in transparent materials,” *Nature photonics* **2**, 219–225 (2008).
- [4] N. H. Rizvi, “Femtosecond laser micromachining: Current status and applications,” *Riken review* pp. 107–112 (2003).
- [5] J. Cheng, C.-s. Liu, S. Shang, D. Liu, W. Perrie, G. Dearden, and K. Watkins, “A review of ultrafast laser materials micromachining,” *Optics & Laser Technology* **46**, 88–102 (2013).
- [6] L. Desbiens, M. Drolet, V. Roy, M. M. Sisto, and Y. Taillon, “Arbitrarily-shaped bursts of picosecond pulses from a fiber laser source for high-throughput applications,” *Proc. SPIE* **7914**, 791,420 (2011).
- [7] B. Jaeggi, B. Neuenschwander, M. Zimmermann, L. Penning, K. Weingarten, A. Oehler *et al.*, “High-throughput and high-precision laser micromachining with ps-pulses in synchronized mode with a fast polygon line scanner,” *Proc. SPIE* **8967**, 89,670Q (2014).
- [8] B. Neuenschwander, B. Jaeggi, M. Schmid, V. Rouffiange, and P.-E. Martin, “Optimization of the volume ablation rate for metals at different laser pulse-durations from ps to fs,” *Proc. SPIE* **8243**, 824,307 (2012).
- [9] GFH GmbH, “UKP-Laser mit hoher Bahngeschwindigkeit,” *Mikroproduktion* **4**, 42–44 (2013).
- [10] GFH GmbH, “Der Laserstrahl als Drehwerkzeug,” *Mikroproduktion* **1**, 34–37 (2016).
- [11] R. De Loor and R. Slagle, “Mega-speed and precision laser micromachining,” *Industrial laser solutions for manufacturing* **6** (2014).
- [12] R. De Loor, “Polygon scanner system for ultra short pulsed laser micro-machining applications,” *Physics Procedia* **41**, 544–551 (2013).

- [13] U. Loeschner, J. Schille, A. Streek, T. Knebel, L. Hartwig, R. Hillmann, and C. Endisch, “High-rate laser microprocessing using a polygon scanner system,” *Journal of Laser Applications* **27**, S29,303 (2015).
- [14] F. Harth, M. C. Piontek, T. Herrmann, and J. A. L’huillier, “Ultra high-speed micro-machining of transparent materials using high PRF ultrafast lasers and new resonant scanning systems,” *Proc. SPIE* **9736**, 97,360N (2016).
- [15] B. N. Chichkov, C. Momma, S. Nolte, F. Von Alvensleben, and A. Tünnermann, “Femto-second, picosecond and nanosecond laser ablation of solids,” *Applied Physics A* **63**, 109–115 (1996).
- [16] C. Momma, B. N. Chichkov, S. Nolte, F. von Alvensleben, A. Tünnermann, H. Welling, and B. Welleghausen, “Short-pulse laser ablation of solid targets,” *Optics communications* **129**, 134–142 (1996).
- [17] B. Le Drogoff, F. Vidal, S. Laville, M. Chaker, T. Johnston, O. Barthélemy, J. Margot, and M. Sabsabi, “Laser-ablated volume and depth as a function of pulse duration in aluminum targets,” *Applied optics* **44**, 278–281 (2005).
- [18] B. Jaeggi, B. Neuenschwander, M. Schmid, M. Mural, J. Zuercher, and U. Hunziker, “Influence of the pulse duration in the ps-regime on the ablation efficiency of metals,” *Physics Procedia* **12**, 164–171 (2011).
- [19] B. Neuenschwander, B. Jaeggi, M. Schmid, and G. Hennig, “Surface structuring with ultra-short laser pulses: Basics, limitations and needs for high throughput,” *Physics Procedia* **56**, 1047–1058 (2014).
- [20] S. Brüning, G. Jenke, K. Du, and A. Gillner, “High precision laser processing of steel surfaces with sub-ns-lasers,” *Physics Procedia* **56**, 919–926 (2014).
- [21] M. Tsukamoto, T. Kayahara, H. Nakano, M. Hashida, M. Katto, M. Fujita, M. Tanaka, and N. Abe, “Microstructures formation on titanium plate by femtosecond laser ablation,” *Journal of Physics: Conference Series* **59**, 666 (2007).
- [22] J. J. Degnan, “Optimization of passively Q-switched lasers,” *IEEE Journal of Quantum Electronics* **31**, 1890–1901 (1995).
- [23] G. Spühler, R. Paschotta, R. Fluck, B. Braun, M. Moser, G. Zhang, E. Gini, and U. Keller, “Experimentally confirmed design guidelines for passively Q-switched microchip lasers using semiconductor saturable absorbers,” *JOSA B* **16**, 376–388 (1999).
- [24] D. Nodop, J. Limpert, R. Hohmuth, W. Richter, M. Guina, and A. Tünnermann, “High-pulse-energy passively Q-switched quasi-monolithic microchip lasers operating in the sub-100-ps pulse regime,” *Optics letters* **32**, 2115–2117 (2007).

- [25] L. McDonagh, R. Wallenstein, and R. Knappe, “47 W, 6 ns constant pulse duration, high-repetition-rate cavity-dumped Q-switched TEM<sub>00</sub> Nd:YVO<sub>4</sub> oscillator,” *Optics Letters* **31**, 3303–3305 (2006).
- [26] X. Yu, C. Wang, Y. Ma, F. Chen, R. Yan, and X. Li, “Performance improvement of high repetition rate electro-optical cavity-dumped Nd:GdVO<sub>4</sub> laser,” *Applied Physics B* **106**, 309–313 (2012).
- [27] M. Lührmann, C. Theobald, R. Wallenstein, and J. A. L’huillier, “Efficient generation of mode-locked pulses in Nd:YVO<sub>4</sub> with a pulse duration adjustable between 34 ps and 1 ns,” *Optics express* **17**, 6177–6186 (2009).
- [28] P. Dupriez, A. Piper, A. Malinowski, J. Sahu, M. Ibsen, B. Thomsen, Y. Jeong, L. Hickey, M. Zervas, J. Nilsson, and D. J. Richardson, “High average power, high repetition rate, picosecond pulsed fiber master oscillator power amplifier source seeded by a gain-switched laser diode at 1060 nm,” *IEEE Photonics Technology Letters* **18**, 1013–1015 (2006).
- [29] K. K. Chen, J. H. Price, S.-u. Alam, J. R. Hayes, D. Lin, A. Malinowski, and D. J. Richardson, “Polarisation maintaining 100 W Yb-fiber MOPA producing  $\mu$ J pulses tunable in duration from 1 to 21 ps,” *Optics Express* **18**, 14,385–14,394 (2010).
- [30] S. Kanzelmeyer, H. Sayinc, T. Theeg, M. Frede, J. Neumann, and D. Kracht, “All-fiber based amplification of 40 ps pulses from a gain-switched laser diode,” *Optics Express* **19**, 1854–1859 (2011).
- [31] S. Schwertfeger, A. Klehr, A. Liero, G. Erbert, and G. Trankle, “High-power picosecond pulse generation due to mode-locking with a monolithic 10-mm-long four-section DBR laser at 920 nm,” *IEEE Photonics Technology Letters* **23**, 1889–1891 (2007).
- [32] O. Brox, T. Prziwarka, A. Klehr, F. Bugge, M. Matalla, H. Wenzel, and G. Erbert, “Integrated 13 GHz ps-pulse-source at 1064 nm,” *Semiconductor Science and Technology* **28**, 045,015 (2013).
- [33] R. Kaiser and B. Huttel, “Monolithic 40-GHz mode-locked MQW DBR lasers for high-speed optical communication systems,” *IEEE Journal Of Selected Topics In Quantum Electronics* **13**, 125–135 (2007).
- [34] E. Avrutin, J. Marsh, and E. Portnoi, “Monolithic and multi-GigaHertz mode-locked semiconductor lasers: Constructions, experiments, models and applications,” *IEEE Proceedings-Optoelectronics* **147**, 251–278 (2000).
- [35] T. Ido, S. Tanaka, M. Suzuki, M. Koizumi, H. Sano, and H. Inoue, “Ultra-high-speed multiple-quantum-well electro-absorption optical modulators with integrated waveguides,” *IEEE Journal of Lightwave Technology* **14**, 2026–2034 (1996).



- [36] V. Kaman, Y.-J. Chiu, T. Liljeberg, S. Z. Zhang, and J. E. Bowers, “Integrated tandem traveling-wave electroabsorption modulators for >100 Gbit/s OTDM applications,” *IEEE Photonics Technology Letters* **12**, 1471–1473 (2000).
- [37] E. Lach, K. Schuh, and M. Schmidt, “Application of electroabsorption modulators for high-speed transmission systems,” *Journal of Optical and Fiber Communications Research* **2**, 140–170 (2005).
- [38] H.-F. Liu, M. Fukazawa, Y. Kawai, and T. Kamiya, “Gain-switched picosecond pulse (<10 ps) generation from 1.3  $\mu\text{m}$  InGaAsP laser diodes,” *IEEE Journal of Quantum Electronics* **25**, 1417–1425 (1989).
- [39] R. J. Helkey and Y. Arakawa, “Cavity optimization for minimum pulsewidth of gain-switched semiconductor lasers,” *IEEE photonics technology letters* **7**, 272–274 (1995).
- [40] M. Poelker, “High power gain-switched diode laser master oscillator and amplifier,” *Applied Physics Letters* **67**, 2762–2764 (1995).
- [41] M. Lührmann, “Diodengepumpte Ultrakurzplus-Verstärkersysteme großer mittlerer Leistung mit hoher Energie und Wiederholrate der Impulse auf Basis von Nd:YVO<sub>4</sub>,” Ph.D. thesis, Technische Universität Kaiserslautern (2010).
- [42] P. Russbuedt, D. Hoffmann, M. Höfer, J. Löhring, J. Luttmann, A. Meissner, J. Weitenberg, M. Traub, T. Sartorius, D. Esser *et al.*, “Innoslab Amplifiers,” *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics* **21**, 447–463 (2015).
- [43] P. M. Downey, J. E. Bowers, R. S. Tucker, and E. Agyekum, “Picosecond dynamics of a gain-switched InGaAsP laser,” *IEEE Journal of Quantum Electronics* **23**, 1039–1047 (1987).
- [44] R. A. Elliott, H. DeXiu, R. K. DeFreez, J. M. Hunt, and P. G. Rickman, “Picosecond optical pulse generation by impulse train current modulation of a semiconductor laser,” *Applied Physics Letters* **42**, 1012–1014 (1983).
- [45] G. Aspin, J. Carroll, and R. Plumb, “The effect of cavity length on picosecond pulse generation with highly rf modulated AlGaAs double heterostructure lasers,” *Applied Physics Letters* **39**, 860–861 (1981).
- [46] M. Ryser, M. Neff, S. Pilz, A. Burn, and V. Romano, “Gain-switched laser diode seeded Yb-doped fiber amplifier delivering 11-ps pulses at repetition rates up to 40-MHz,” *Proc. SPIE* **8237**, 82,373I (2012).
- [47] S. Chen, M. Yoshita, T. Ito, T. Mochizuki, H. Akiyama, and H. Yokoyama, “Gain-switched pulses from InGaAs ridge-quantum-well lasers limited by intrinsic dynamical gain suppression,” *Optics Express* **21**, 7570–7576 (2013).

- [48] A. Klehr, H. Wenzel, O. Brox, S. Schwertfeger, R. Staske, and G. Erbert, “Dynamics of a gain-switched distributed feedback ridge waveguide laser in nanoseconds time scale under very high current injection conditions,” *Optics Express* **21**, 2777–2786 (2013).
- [49] S. M. Riecke, H. Wenzel, S. Schwertfeger, K. Lauritsen, K. Paschke, R. Erdmann, and G. Erbert, “Picosecond spectral dynamics of gain-switched DFB lasers,” *IEEE Journal of Quantum Electronics* **47**, 715–722 (2011).
- [50] N. Onodera, H. Ito, and H. Inaba, “Generation and control of bandwidth-limited, single-mode picosecond optical pulses by strong RF modulation of a distributed feedback InGaAsP diode laser,” *IEEE Journal of Quantum Electronics* **21**, 568–575 (1985).
- [51] P. M. Boers, M. T. Vlaardingerbroek, and M. Danielsen, “Dynamic behaviour of semiconductor lasers,” *Electronics Letters* **11**, 206–208 (1975).
- [52] D. Marcuse and T.-P. Lee, “On approximate analytical solutions of rate equations for studying transient spectra of injection lasers,” *IEEE Journal of Quantum Electronics* **19**, 1397–1406 (1983).
- [53] Y. L. Wong and J. E. Carroll, “A travelling-wave rate equation analysis for semiconductor lasers,” *Solid-State Electronics* **30**, 13–19 (1987).
- [54] D. J. Channin, “Effect of gain saturation on injection laser switching,” *Journal of Applied Physics* **50**, 3858–3860 (1979).
- [55] J. Huang and L. W. Casperson, “Gain and saturation in semiconductor lasers,” *Optical and Quantum Electronics* **25**, 369–390 (1993).
- [56] K. Y. Lau, “Short-pulse and high-frequency signal generation in semiconductor lasers,” *Journal of Lightwave Technology* **7**, 400–419 (1989).
- [57] C. Zalto, “Verwendung hochfrequenzmodulierter Laserdioden zur Erzeugung spinpolarisierter Elektronen am Mainzer Mikrotron,” Master’s thesis, Johannes Gutenberg-Universität Mainz (1998).
- [58] C. Henry, R. Logan, and K. Bertness, “Spectral dependence of the change in refractive index due to carrier injection in gas lasers,” *Journal of Applied Physics* **52**, 4457–4461 (1981).
- [59] A. M. Shams-Zadeh-Amiri, J. Hong, X. Li, and W.-P. Huang, “Second- and higher-order resonant gratings with gain or loss,” *IEEE Journal of Quantum Electronics* **36**, 1421–1437 (2000).
- [60] L. A. Coldren, S. W. Corzine, and M. L. Mashanovitch, *Diode Lasers and Photonic Integrated Circuits* (John Wiley & Sons, 2012), 2nd ed.

- [61] H. Kogelnik and C. V. Shank, “Coupled-wave theory of distributed feedback lasers,” *Journal of Applied Physics* **43**, 2327–2335 (1972).
- [62] J. S. Blakemore, “Semiconducting and other major properties of gallium arsenide,” *Journal of Applied Physics* **53**, R123–R181 (1982).
- [63] K. Kamite, H. Ishikawa, and H. Imai, “Single-longitudinal-mode operation of DFB lasers in gain-switched operating conditions,” *Electronics Letters* **24**, 933–934 (1988).
- [64] C. Lin, T. Lee, and C. Burrus, “Picosecond frequency chirping and dynamic line broadening in InGaAsP injection lasers under fast excitation,” *Applied Physics Letters* **42**, 141–143 (1983).
- [65] H. Wenzel, “Green’s function based simulation of the optical spectrum of multisection lasers,” *IEEE Journal of selected topics in quantum electronics* **9**, 865–871 (2003).
- [66] H. Wenzel, A. Klehr, M. Braun, F. Bugge, G. Erbert, J. Fricke, A. Knauer, P. Ressel, B. Sumpf, M. Weyers, and G. Traenkle, “Design and realization of high-power DFB lasers,” *Proc. SPIE* **5594**, 110–123 (2004).
- [67] G. L. Li and P. K. L. Yu, “Optical intensity modulators for digital and analog applications,” *IEEE Journal of Lightwave Technology* **21**, 2010 (2003).
- [68] K. Noguchi, “Ultra-high-speed LiNbO<sub>3</sub> modulators,” *Journal of Optical and Fiber Communications Reports* **4**, 1–13 (2007).
- [69] E. L. Wooten, K. M. Kissa, A. Yi-Yan, E. J. Murphy, D. A. Lafaw, P. F. Hallemeier, D. Maack, D. V. Attanasio, D. J. Fritz, G. J. McBrien *et al.*, “A review of lithium niobate modulators for fiber-optic communications systems,” *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics* **6**, 69–82 (2000).
- [70] H. Nagata, “Activation energy of DC-drift of x-cut LiNbO<sub>3</sub> optical intensity modulators,” *IEEE Photonics Technology Letters* **12**, 386–388 (2000).
- [71] H. Nagata, “DC drift failure rate estimation on 10 Gb/s X-cut lithium niobate modulators,” *IEEE Photonics Technology Letters* **12**, 1477–1479 (2000).
- [72] J. P. Salvestrini, L. Guilbert, M. Fontana, M. Abarkan, and S. Gille, “Analysis and Control of the DC Drift in LiNbO<sub>3</sub>-Based Mach–Zehnder Modulators,” *Journal of Lightwave Technology* **29**, 1522–1534 (2011).
- [73] C. M. Gee, G. D. Thurmond, H. Blauvelt, and H. W. Yen, “Minimizing DC drift in LiNbO<sub>3</sub> waveguide devices,” *Applied Physics Letters* **47**, 211–213 (1985).

- [74] H. Kawanishi, Y. Yamauchi, N. Mineo, Y. Shibuya, H. Mural, K. Yamada, and H. Wada, “EAM-integrated DFB laser modules with more than 40-GHz bandwidth,” *IEEE Photonics Technology Letters* **13**, 954–956 (2001).
- [75] R. E. Nahory, M. A. Pollack, W. D. Johnston Jr, and R. L. Barns, “Band gap versus composition and demonstration of Vegard’s law for  $\text{In}_{1-x}\text{Ga}_x\text{As}_y\text{P}_{1-y}$  lattice matched to InP,” *Applied Physics Letters* **33**, 659–661 (1978).
- [76] P. S. Zory, *Quantum well lasers* (Academic Press, 1993).
- [77] H. Ibach and H. Lüth, *Festkörperphysik: Einführung in die Grundlagen* (Springer-Verlag, 2009).
- [78] D. A. B. Miller, D. S. Chemla, T. C. Damen, A. C. Gossard, W. Wiegmann, T. H. Wood, and C. Burrus, “Band-edge electroabsorption in quantum well structures: the quantum-confined Stark effect,” *Physical Review Letters* **53**, 2173 (1984).
- [79] J. Shim, B. Liu, and J. E. Bowers, “Dependence of transmission curves on input optical power in an electroabsorption modulator,” *IEEE Journal of Quantum Electronics* **40**, 1622–1628 (2004).
- [80] O. Mitomi, I. Kotaka, K. Wakita, S. Nojima, K. Kawano, Y. Kawamura, and H. Asai, “40-GHz bandwidth InGaAs/InAlAs multiple quantum well optical intensity modulator,” *Applied Optics* **31**, 2030–2035 (1992).
- [81] K. Wakita and I. Kotaka, “Multiple-quantum-well optical modulators and their monolithic integration with DFB lasers for optical-fiber communications,” *Microwave and Optical Technology Letters* **7**, 120–128 (1994).
- [82] Y. Chiu, S. Z. Zhang, V. Kaman, J. Piprek, and J. E. Bowers, “High-speed traveling-wave electro-absorption modulators,” *Proc. SPIE* **4490**, 1–10 (2001).
- [83] M. Chaciński, U. Westergren, B. Stoltz, L. Thylén, R. Schatz, and S. Hammerfeldt, “Monolithically Integrated 100 GHz DFB-TWEAM,” *Journal of Lightwave Technology* **27**, 3410–3415 (2009).
- [84] A. Othonos, “Probing ultrafast carrier and phonon dynamics in semiconductors,” *Journal of Applied Physics* **83**, 1789–1830 (1998).
- [85] A. Liero, A. Klehr, S. Schwertfeger, T. Hoffmann, and W. Heinrich, “Laser driver switching 20 A with 2 ns pulse width using GaN,” in “Microwave Symposium Digest (MTT), 2010 IEEE MTT-S International,” (Anaheim, CA, 2010), pp. 1110–1113.
- [86] X. Wang, G. Erbert, H. Wenzel, P. Crump, B. Eppich, S. Knigge, P. Ressel, A. Ginolas, A. Maassdorf, and G. Trankle, “17-W near-diffraction-limited 970-nm output from a

- tapered semiconductor optical amplifier,” *IEEE Photonics Technology Letters* **25**, 115–118 (2013).
- [87] M. Chi, O. B. Jensen, J. Holm, C. Pedersen, P. E. Andersen, G. Erbert, B. Sumpf, and P. M. Petersen, “Tunable high-power narrow-linewidth semiconductor laser based on an external-cavity tapered amplifier,” *Optics express* **13**, 10,589–10,596 (2005).
- [88] A. K. Hansen, O. B. Jensen, B. Sumpf, G. Erbert, A. Unterhuber, W. Drexler, P. E. Andersen, and P. M. Petersen, “Generation of 3.5 W of diffraction-limited green light from SHG of a single tapered diode laser in a cascade of nonlinear crystals,” *Proc. SPIE* **8964**, 896,406 (2014).
- [89] D. Jędrzejczyk, P. Asbahr, M. Pulka, B. Eppich, and K. Paschke, “Coupling of DBR tapered diode laser radiation into a single-mode-fiber at high powers,” *Proc. SPIE* **8965**, 89,651A (2014).
- [90] B. Neuenschwander, G. F. Bucher, C. Nussbaum, B. Joss, M. Muralt, U. W. Hunziker, and P. Schuetz, “Processing of metals and dielectric materials with ps-laserpulses: results, strategies, limitations and needs,” *Proc. SPIE* **7584**, 75,840R (2010).
- [91] G. Račiukaitis, M. Brikas, P. Gečys, B. Voisiat, and M. Gedvilas, “Use of high repetition rate and high power lasers in microfabrication: How to keep the efficiency high?” *JLMN- Journal of Laser Micro/Nanoengineering* **4**, 186–191 (2009).
- [92] T. Ulm, A. Klehr, G. Erbert, F. Harth, and J. L’huillier, “Femtosecond diode laser MOPA system at 920 nm based on asymmetric colliding pulse mode-locking,” *Applied Physics B* **99**, 409–414 (2010).
- [93] J. Balzer, T. Schlauch, A. Klehr, G. Erbert, G. Tränkle, and M. Hofmann, “High peak power pulses from dispersion optimised modelocked semiconductor laser,” *Electronics Letters* **49**, 1 (2013).
- [94] H. A. Haus, “Theory of mode locking with a slow saturable absorber,” *IEEE Journal of Quantum Electronics* **11**, 736–746 (1975).
- [95] H. A. Haus, “Theory of mode locking with a fast saturable absorber,” *Journal of Applied Physics* **46**, 3049–3058 (1975).
- [96] H. A. Haus, “Theory of modelocking of a laser diode in an external resonator,” *Journal of Applied Physics* **51**, 4042–4049 (1980).
- [97] H. A. Haus, “Modelocking of semiconductor laser diodes,” *Japanese Journal of Applied Physics* **20**, 1007 (1981).

- [98] U. Keller, “Recent developments in compact ultrafast lasers,” *Nature* **424**, 831–838 (2003).
- [99] J.-C. Diels and W. Rudolph, *Ultrashort laser pulse phenomena* (Academic press, 2006).
- [100] D. E. Spence, P. N. Kean, and W. Sibbett, “60-fsec pulse generation from a self-mode-locked Ti:Sapphire laser,” *Optics Letters* **16**, 42–44 (1991).
- [101] H. A. Haus, J. G. Fujimoto, and E. P. Ippen, “Analytic theory of additive pulse and kerr lens mode locking,” *IEEE Journal of Quantum Electronics* **28**, 2086–2096 (1992).
- [102] U. Morgner, F. X. Kärtner, S.-H. Cho, Y. Chen, H. A. Haus, J. G. Fujimoto, E. P. Ippen, V. Scheuer, G. Angelow, and T. Tschudi, “Sub-two-cycle pulses from a Kerr-lens mode-locked Ti:sapphire laser,” *Optics Letters* **24**, 411–413 (1999).
- [103] L. Sun, L. Zhang, H. Yu, L. Guo, J. Ma, J. Zhang, W. Hou, X. Lin, and J. Li, “880 nm LD pumped passive mode-locked TEM<sub>00</sub> Nd:YVO<sub>4</sub> laser based on SESAM,” *Laser Physics Letters* **7**, 711 (2010).
- [104] L. Li, . J. Liu, . M. Liu, S. Liu, F. Chen, W. Wang, and Y. Wang, “532 nm continuous wave mode-locked Nd:GdVO<sub>4</sub> laser with SESAM,” *Laser Physics Letters* **6**, 113 (2008).
- [105] D. J. Derickson, R. J. Helkey, A. Mar, J. R. Karin, J. G. Wasserbauer, and J. E. Bowers, “Short pulse generation using multisegment mode-locked semiconductor lasers,” *IEEE Journal of Quantum Electronics* **28**, 2186–2202 (1992).
- [106] G. H. C. New, “Pulse evolution in mode-locked quasi-continuous lasers,” *IEEE Journal of Quantum Electronics* **10**, 115–124 (1974).
- [107] H. A. Haus and Y. Silberberg, “Theory of mode locking of a laser diode with a multiple-quantum-well structure,” *JOSA B* **2**, 1237–1243 (1985).
- [108] O. Martinez, R. Fork, and J. P. Gordon, “Theory of passively mode-locked lasers including self-phase modulation and group-velocity dispersion,” *Optics Letters* **9**, 156–158 (1984).
- [109] E. P. Ippen, “Principles of passive mode locking,” *Applied Physics B* **58**, 159–170 (1994).
- [110] R. G. M. P. Koumans and R. Van Roijen, “Theory for passive mode-locking in semiconductor laser structures including the effects of self-phase modulation, dispersion, and pulse collisions,” *IEEE Journal of Quantum Electronics* **32**, 478–492 (1996).
- [111] A. M. Fox, D. A. B. Miller, G. Livescu, J. E. Cunningham, and W. Y. Jan, “Quantum well carrier sweep out: relation to electroabsorption and exciton saturation,” *IEEE Journal of Quantum Electronics* **27**, 2281–2295 (1991).

- [112] J. Karin, R. Helkey, D. J. Derickson, R. Nagarajan, D. Allin, J. Bowers, and R. Thornton, “Ultrafast dynamics in field-enhanced saturable absorbers,” *Applied Physics Letters* **64**, 676–678 (1994).
- [113] A. H. Quarterman, K. G. Wilcox, V. Apostolopoulos, Z. Mihoubi, S. P. Elsmere, I. Farrer, D. A. Ritchie, and A. Tropper, “A passively mode-locked external-cavity semiconductor laser emitting 60-fs pulses,” *Nature Photonics* **3**, 729–731 (2009).
- [114] S. Arahira, Y. Matsui, and Y. Ogawa, “Mode-locking at very high repetition rates more than terahertz in passively mode-locked distributed-Bragg-reflector laser diodes,” *IEEE Journal of Quantum Electronics* **32**, 1211–1224 (1996).
- [115] J. Javaloyes and S. Balle, “Mode-locking in semiconductor fabry-perot lasers,” *IEEE Journal of Quantum Electronics* **46**, 1023–1030 (2010).
- [116] G. P. Agrawal and N. A. Olsson, “Self-phase modulation and spectral broadening of optical pulses in semiconductor laser amplifiers,” *IEEE Journal of Quantum Electronics* **25**, 2297–2306 (1989).
- [117] S. Witte and K. S. Eikema, “Ultrafast optical parametric chirped-pulse amplification,” *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics* **18**, 296–307 (2012).
- [118] W. Koechner, *Solid-State Laser Engineering* (Springer-Verlag, 2006), 6th ed.
- [119] L. M. Frantz and J. S. Nodvik, “Theory of pulse propagation in a laser amplifier,” *Journal of Applied Physics* **34**, 2346–2349 (1963).
- [120] C. Bibeau, J. B. Trenholme, and S. A. Payne, “Pulse length and terminal-level lifetime dependence of energy extraction for neodymium-doped phosphate amplifier glass,” *IEEE Journal of Quantum Electronics* **32**, 1487–1496 (1996).
- [121] R. Beach, P. Reichert, W. Bennett, B. Freitas, S. Mitchell, A. Velsko, J. Davin, and R. Solarz, “Scalable diode-end-pumping technology applied to a 100-mJ Q-switched Nd<sup>3+</sup>:YLF laser oscillator,” *Optics Letters* **18**, 1326–1328 (1993).
- [122] P. Bado, M. Bouvier, and J. S. Coe, “Nd:YLF mode-locked oscillator and regenerative amplifier,” *Optics letters* **12**, 319–321 (1987).
- [123] M. W. Wright and G. C. Valley, “Yb-doped fiber amplifier for deep-space optical communications,” *Journal of Lightwave Technology* **23**, 1369 (2005).
- [124] X. Délen, F. Balembois, and P. Georges, “Direct amplification of a nanosecond laser diode in a high gain diode-pumped Nd:YVO<sub>4</sub> amplifier,” *Optics letters* **39**, 997–1000 (2014).

- [125] A. Tucker, M. Birnbaum, C. Fincher, and J. Erler, “Stimulated-emission cross section at 1064 and 1342 nm in Nd:YVO<sub>4</sub>,” *Journal of Applied Physics* **48**, 4907–4911 (1977).
- [126] Y.-F. Chen and Y. Lan, “Comparison between c-cut and a-cut Nd:YVO<sub>4</sub> lasers passively Q-switched with a Cr<sup>4+</sup>:YAG saturable absorber,” *Applied Physics B* **74**, 415–418 (2002).
- [127] H. J. Eichler, A. Haase, R. Menzel, and A. Siemoneit, “Thermal lensing and depolarization in a highly pumped Nd:YAG laser amplifier,” *Journal of Physics D: Applied Physics* **26**, 1884 (1993).
- [128] L. McDonagh, R. Wallenstein, R. Knappe, and A. Nebel, “High-efficiency 60 W TEM<sub>00</sub> Nd:YVO<sub>4</sub> oscillator pumped at 888 nm,” *Optics Letters* **31**, 3297–3299 (2006).
- [129] L. McDonagh, R. Wallenstein, and A. Nebel, “111 W, 110 MHz repetition-rate, passively mode-locked TEM<sub>00</sub> Nd:YVO<sub>4</sub> master oscillator power amplifier pumped at 888 nm,” *Optics Letters* **32**, 1259–1261 (2007).
- [130] L. McDonagh and R. Wallenstein, “Low-noise 62 W CW intracavity-doubled TEM<sub>00</sub> Nd:YVO<sub>4</sub> green laser pumped at 888 nm,” *Optics Letters* **32**, 802–804 (2007).
- [131] L. McDonagh, “888 nm pumping of Nd:YVO<sub>4</sub> for High-power TEM<sub>00</sub> Lasers,” Ph.D. thesis, Technische Universität Kaiserslautern (2008).
- [132] J. Dörring, A. Killi, U. Morgner, A. Lang, M. Lederer, and D. Kopf, “Period doubling and deterministic chaos in continuously pumped regenerative amplifiers,” *Optics Express* **12**, 1759–1768 (2004).
- [133] M. Grishin, V. Gulbinas, and A. Michailovas, “Dynamics of high repetition rate regenerative amplifiers,” *Optics Express* **15**, 9434–9443 (2007).
- [134] M. Grishin, V. Gulbinas, and A. Michailovas, “Bifurcation suppression for stability improvement in Nd:YVO<sub>4</sub> regenerative amplifier,” *Optics Express* **17**, 15,700–15,708 (2009).
- [135] C. Fincher and R. Fields, “Test Report on 1% Nd:YVO<sub>4</sub>,” ITI Electro-Optics Corporation (1993).
- [136] J. Coe, P. Maine, and P. Bado, “Regenerative amplification of picosecond pulses in Nd:YLF: Gain narrowing and gain saturation,” *Journal of the Optical Society of America B* **5**, 2560–2563 (1988).
- [137] C. Bibeau, S. A. Payne, and H. T. Powell, “Direct measurements of the terminal laser level lifetime in neodymium-doped crystals and glasses,” *JOSA B* **12**, 1981–1992 (1995).



- [138] T. Y. Fan, "Effect of finite lower level lifetime on Q-switched lasers," *IEEE Journal of Quantum Electronics* **24**, 2345–2349 (1988).
- [139] B. Stuart, M. Feit, A. Rubenchik, B. Shore, and M. Perry, "Laser-induced damage in dielectrics with nanosecond to subpicosecond pulses," *Physical Review Letters* **74**, 2248 (1995).
- [140] F. Zernike and J. E. Midwinter, *Applied nonlinear optics* (Courier Corporation, 2006).
- [141] R. W. Boyd, *Nonlinear optics* (Academic press, 2003).
- [142] R. L. Sutherland, *Handbook of nonlinear optics* (CRC press, 2003).
- [143] R. Eckardt and J. Reintjes, "Phase matching limitations of high efficiency second harmonic generation," *IEEE journal of quantum electronics* **20**, 1178–1187 (1984).
- [144] Software SNLO, <http://www.as-photonics.com/snlo>.
- [145] Castech, "Herstellerangabe," <http://www.castech.com>.
- [146] H. M. Pask, R. J. Carman, D. C. Hanna, A. C. Tropper, C. J. Mackechnie, P. R. Barber, and J. M. Dawes, "Ytterbium-doped silica fiber lasers: versatile sources for the 1-1.2  $\mu\text{m}$  region," *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics* **1**, 2–13 (1995).
- [147] Zur Verfügung gestellt von nLight, Inc.
- [148] Y. Sato and T. Taira, "Saturation factors of pump absorption in solid-state lasers," *IEEE Journal of Quantum Electronics* **40**, 270–280 (2004).
- [149] P. R. Morkel and R. I. Laming, "Theoretical modeling of erbium-doped fiber amplifiers with excited-state absorption," *Optics Letters* **14**, 1062–1064 (1989).
- [150] R. I. Laming, S. B. Poole, and E. J. Tarbox, "Pump excited-state absorption in erbium-doped fibers," *Optics Letters* **13**, 1084–1086 (1988).
- [151] S. Kück, L. Fornasiero, E. Mix, and G. Huber, "Excited state absorption and stimulated emission of  $\text{Nd}^{3+}$  in crystals. Part I:  $\text{Y}_3\text{Al}_5\text{O}_{12}$ ,  $\text{YAlO}_3$ , and  $\text{Y}_2\text{O}_3$ ," *Applied Physics B* **67**, 151–156 (1998).
- [152] L. Fornasiero, S. Kück, T. Jensen, G. Huber, and B. H. T. Chai, "Excited state absorption and stimulated emission of  $\text{Nd}^{3+}$  in crystals. Part 2:  $\text{YVO}_4$ ,  $\text{GdVO}_4$ , and  $\text{Sr}_5(\text{PO}_4)_3\text{F}$ ," *Applied Physics B* **67**, 549–553 (1998).
- [153] L. Fornasiero, T. Kellner, S. Kück, J. P. Meyn, P.-A. Möbert, and G. Huber, "Excited state absorption and stimulated emission of  $\text{Nd}^{3+}$  in crystals. Part3:  $\text{LaSc}_3(\text{BO}_3)_4$ ,  $\text{CaWO}_4$ , and  $\text{YLiF}_4$ ," *Applied Physics B: Lasers and Optics* **68**, 67–72 (1999).

- [154] S. Taccheo, G. Sorbello, S. Longhi, and P. Laporta, “Measurement of the energy transfer and upconversion constants in Er–Yb-doped phosphate glass,” *Optical and quantum electronics* **31**, 249–262 (1999).
- [155] P. Hardman, W. Clarkson, G. Friel, M. Pollnau, and D. Hanna, “Energy-transfer upconversion and thermal lensing in high-power end-pumped Nd:YLF laser crystals,” *IEEE Journal of Quantum Electronics* **35**, 647–655 (1999).
- [156] J. F. Philipps, T. Töpfer, H. Ebendorff-Heidepriem, D. Ehrert, and R. Sauerbrey, “Energy transfer and upconversion in erbium–ytterbium-doped fluoride phosphate glasses,” *Applied Physics B* **74**, 233–236 (2002).
- [157] C. B. Layne, W. H. Lowdermilk, and M. J. Weber, “Multiphonon relaxation of rare-earth ions in oxide glasses,” *Physical Review B* **16**, 10 (1977).
- [158] R. Wyatt, “Spectroscopy Of Rare Earth Doped Fibres,” *Proc. SPIE* **1171**, 54–64 (1990).
- [159] P. Myslinski, D. Nguyen, and J. Chrostowski, “Effects of concentration on the performance of erbium-doped fiber amplifiers,” *Journal of Lightwave Technology* **15**, 112–120 (1997).
- [160] R. Paschotta, J. Nilsson, A. C. Tropper, and D. C. Hanna, “Ytterbium-doped fibre amplifiers,” *IEEE Journal of Quantum Electronics* **33**, 1049–1056 (1997).
- [161] B. E. Saleh and M. C. Teich, *Grundlagen der Photonik* (John Wiley & Sons, 2008).
- [162] D. Marcuse, “Loss Analysis of Single-Mode Fiber Splices,” *Bell System Technical Journal* **56**, 703–718 (1977).
- [163] G. W. Agrawal, *Nonlinear Fiber Optics* (Academic Press Inc., 2001), 3rd ed.
- [164] R. H. Stolen and C. Lin, “Self-phase-modulation in silica optical fibers,” *Physical Review A* **17**, 1448 (1978).
- [165] NKT-Photonics, <http://www.nktphotonics.com>.
- [166] D. Marcuse, *Theory of dielectric optical waveguides* (Academic Press Inc., 1991), 2nd ed.
- [167] Newport, “High Speed Detector Terminology,” <https://www.newport.com/t/high-speed-detectors>. Abgerufen am 07.10.2016.
- [168] P. Russbuedt, T. Mans, G. Rotarius, J. Weitenberg, H. Hoffmann, and R. Poprawe, “400 W Yb:YAG Innoslab fs-amplifier,” *Optics Express* **17**, 12,230–12,245 (2009).
- [169] D. Milam, “Review and assessment of measured values of the nonlinear refractive-index coefficient of fused silica,” *Applied Optics* **37**, 546–550 (1998).

- [170] Y. Sun, J. Zyskind, and A. Srivastava, "Average inversion level, modeling, and physics of erbium-doped fiber amplifiers," *IEEE Journal of selected topics in quantum electronics* **3**, 991–1007 (1997).
- [171] J. Ohm and H. D. Lüke, *Signalübertragung: Grundlagen der digitalen und analogen Nachrichtenübertragungssysteme* (Springer-Verlag, 2010).
- [172] A. Bononi and L. A. Rusch, "Doped-fiber amplifier dynamics: A system perspective," *IEEE Journal of Lightwave Technology* **16**, 945–956 (1998).
- [173] S. Butterworth, "On the theory of filter amplifiers," *Wireless Engineer* **7**, 536–541 (1930).
- [174] W. Koechner, "Thermal lensing in a Nd:YAG laser rod," *Applied Optics* **9**, 2548–2553 (1970).
- [175] K. Du, "Optically pumped intensifying agent, in particular a solid intensifying agent," (2002). US Patent 6 351 477.
- [176] K. Du, P. Loosen, and R. Poprawe, "Optical amplifier arrangement for a solid state laser," (2003). US Patent 6 654 163.
- [177] C. Schnitzler, M. Hofer, J. Luttmann, D. Hoffmann, and R. Poprawe, "A cw kW-class diode end pumped Nd:YAG slab laser," in "Proc. Tech. Dig. CLEO," (2002), pp. 766–768.
- [178] D. Li and K. Du, "Picosecond laser with 400W average power and 1mJ pulse energy," *Proc. SPIE* **7912**, 79,120N (2011).
- [179] P. Russbuedt, T. Mans, J. Weitenberg, H. Hoffmann, and R. Poprawe, "Compact diode-pumped 1.1 kW Yb:YAG Innoslab femtosecond amplifier," *Optics Letters* **35**, 4169–4171 (2010).
- [180] W. S. Martin and J. P. Chernoch, "Multiple internal reflection face-pumped laser," (1972). US Patent 3 633 126.
- [181] W. Jones, L. Goldman, J. Chernoch, and W. Martin, "The mini-FPL - A face-pumped laser: Concept and implementation," *IEEE Journal of Quantum Electronics* **8**, 534–535 (1972).
- [182] G. J. Hulme and W. B. Jones, "Total Internal Reflection Face Pumped Laser: Concept And Design Consideration," *Proc. SPIE* **0069**, 38–44 (1975).
- [183] A. Giesen, H. Hügel, A. Voss, K. Wittig, U. Brauch, and H. Opower, "Scalable concept for diode-pumped high-power solid-state lasers," *Applied Physics B* **58**, 365–372 (1994).

- [184] T. Brand and F. Hollinger, “Diode-pumped slab and rod lasers with high cw output power,” in “Laser in Research and Engineering,” (Springer, 1996), pp. 367–370.
- [185] A. Savitzky and M. J. Golay, “Smoothing and differentiation of data by simplified least squares procedures,” *Analytical Chemistry* **36**, 1627–1639 (1964).
- [186] Y.-K. Shen, W. Wu, S. Yang, H. Jian, and C.-C. Chen, “Study on numerical simulation and experiment of lightguide plate in injection molding,” *Journal of Reinforced Plastics and Composites* **23**, 1187–1206 (2004).
- [187] C.-H. Wu and C.-H. Lu, “Fabrication of an LCD light guide plate using closed-die hot embossing,” *Journal of Micromechanics and Microengineering* **18**, 035,006 (2008).
- [188] G. Römer and P. Bechtold, “Electro-optic and acousto-optic laser beam scanners,” *Physics procedia* **56**, 29–39 (2014).
- [189] B. A. Ngoi, K. Venkatakrishnan, B. Tan, P. Stanley, and L. Lim, “Angular dispersion compensation for acousto-optic devices used for ultrashort-pulsed laser micromachining,” *Optics Express* **9**, 200–206 (2001).
- [190] S. Bruening, G. Hennig, S. Eifel, and A. Gillner, “Ultrafast scan techniques for 3D- $\mu\text{m}$  structuring of metal surfaces with high repetitive ps-laser pulses,” *Physics Procedia* **12**, 105–115 (2011).
- [191] P. Bechtold, R. Hohenstein, and M. Schmidt, “Beam shaping and high-speed, cylinder-lens-free beam guiding using acousto-optical deflectors without additional compensation optics,” *Optics Express* **21**, 14,627–14,635 (2013).
- [192] S. Zeng, Q. Luo, D. Li, and X. Lü, “Femtosecond pulse laser scanning using Acousto-Optic Deflector,” *Science in China Series G: Physics, Mechanics and Astronomy* **52**, 685–692 (2009).
- [193] A. D. Yalcinkaya, H. Urey, D. Brown, T. Montague, and R. Sprague, “Two-axis electromagnetic microscanner for high resolution displays,” *Journal of Microelectromechanical Systems* **15**, 786–794 (2006).
- [194] W. Piyawattanametha, P. R. Patterson, D. Hah, H. Toshiyoshi, and M. C. Wu, “Surface- and bulk-micromachined two-dimensional scanner driven by angular vertical comb actuators,” *Journal of Microelectromechanical Systems* **14**, 1329–1338 (2005).
- [195] N. Harrop, S. Wolf, O. Maerten, K. Dudek, S. Ballach, and R. Kramer, “Absorption driven focus shift,” *Proc. SPIE* **9741**, 97,410P (2016).



## Danksagung

Ich danke ganz herzlich Herrn Prof. Dr. Richard Wallenstein für die Möglichkeit diese Arbeit in seiner Arbeitsgruppe unter hervorragenden Bedingungen beginnen zu können.

Herrn Dr. habil. Johannes L'huillier danke ich für die Möglichkeit diese Arbeit am Photonik-Zentrum abschließen zu können. Weiterhin bedanke ich mich für die Betreuung und ständige Diskussionsbereitschaft und das mir entgegengebrachte Vertrauen und die Unterstützung bei der Durchführung der Experimente.

Herrn Prof. Dr. René Beigang danke ich für die Bereitschaft zur Erstellung des Zweitgutachtens.

Für die kritische Durchsicht des Manuskripts, die vielen Verbesserungsvorschläge und Diskussionen danke ich ganz herzlich Dr. Christian Theobald und Dr. Thorsten Ulm.

Dr. Thorsten Ulm gilt mein besonderer Dank für die vielen Diskussion und Hilfestellungen in der Zeit als wir noch Bürokollegen waren. Maßgeblich zur guten Büroatmosphäre beigetragen haben auch Mareike Stolze und Melissa Piontek, bei denen ich mich nicht nur für alles bedanken möchte, sondern auch explizit entschuldigen muss für meinen chaotischen Schreibtisch zwischen den zwei wohl ordentlichsten Plätzen im ganzen Zentrum.

Für die angenehmen Mittagspausen möchte ich mich besonders bedanken bei Dr. Peter Koch, Christian Fries, Alexander Feist, Dr. Christian Theobald, Dr. Thorsten Ulm und Benjamin Weigand. Auch die vielen fachlichen und nicht-fachlichen Diskussionen mit allen aktuellen und vergangenen Mitarbeitern des Photonik-Zentrums waren für mich immer eine große Bereicherung. Insbesondere möchte ich Liane Backes-Kreckmann danken für ihre freundliche und fröhliche Art, die uns allen oft den Tag verschönt.

Bei Dr. Andreas Klehr und allen anderen Mitarbeitern des Ferdinand-Braun-Instituts für Höchstfrequenztechnik (FBH) in Berlin möchte ich mich für Bereitstellung der Komponenten und die stets sehr gute Zusammenarbeit bedanken.

Bei Denis Brück und Michael Adam von der abk-technology GmbH und Günter Herr und Andreas Rose von der Femotech GmbH sowie bei Dr. Thomas Herrmann möchte ich mich für die gute Zusammenarbeit im Projekt Resomach bedanken.



Mein Dank gilt auch Dr. Markus Lührmann für die gute Zusammenarbeit bei den Experimenten mit dem regenerativen Verstärker.

Patrick von Löwis of Menar danke ich für seine vielen Erläuterungen und Realisierungen der kleinen und großen elektrischen Schaltungen die zum Erfolg dieser Arbeit beigetragen haben.

Ein großer Dank gilt meinen Eltern und meiner Großmutter, die mich immer unterstützt und immer an mich geglaubt haben.

Zuletzt gilt mein ganz besonderer Dank meiner Carmen, deren Unterstützung so liebevoll und aufopfernd war, dass ich hoffe dies auch irgendwann in angemessener Weise zurückgeben zu können.



# Lebenslauf

## PERSÖNLICHE DATEN

Name	Florian Harth
Geburtsdatum	17. Juli 1980
Geburtsort	Kaiserslautern
Familienstand	ledig
Staatsangehörigkeit	deutsch

## SCHULBILDUNG

September 1987 – Juni 1991	Grundschule Olsbrücken
August 1991 – Juni 2000	Albert-Schweitzer Gymnasium Kaiserslautern
	<b>Abschluss: Allgemeine Hochschulreife</b>

## WEHRDIENST

September 2000 – Juni 2001	4./Instandsetzungsbataillon 310, Kusel
----------------------------	--

## HOCHSCHULBILDUNG

Oktober 2001 – Juli 2007	Physik Studium an der TU Kaiserslautern
	<b>Abschluss: Diplom-Physiker</b>

## BERUFLICHE TÄTIGKEITEN

August 2007 – September 2009	Wissenschaftlicher Mitarbeiter an der TU Kaiserslautern in der Arbeitsgruppe „Laserphysik und nichtlineare Optik“
------------------------------	---

seit Oktober 2009	Wissenschaftlicher Mitarbeiter am Photonik-Zentrum Kaiserslautern e.V. im Bereich „Lasersentwicklung“
-------------------	---







