

Inaugural-Dissertation

zur

Erlangung der Doktorwürde

der

Naturwissenschaftlich-Mathematischen

Gesamtfakultät

der Ruprecht-Karls-Universität

Heidelberg

vorgelegt von

Dipl.-Ing. Alexander Killi

aus Offenburg

Tag der mündlichen Prüfung: 6. Juli 2005

**Cavity-Dumping
in solitär modengekoppelten
Femtosekunden-Laserszillatoren**

**Gutachter: Prof. Dr. Uwe Morgner
Prof. Dr. Markus Oberthaler**

Zusammenfassung:

Das Thema dieser Dissertation ist die Erforschung und Anwendung kompakter Femtosekunden-Laseroszillatoren mit Cavity-Dumping. Diese sind von großer Relevanz, da sie, wie erstmalig demonstriert wird, eine Alternative für wesentlich komplexere Verstärkersysteme im Mikrojoule-Energiebereich sind. Darüber hinaus werden erstmals die Besonderheiten der vielschichtigen Dynamik in modengekoppelten Lasern mit Cavity-Dumping im Detail analysiert. Es werden aus den tieferen Erkenntnissen zur Pulsformungsdynamik Designkriterien für die Realisierung der Laser abgeleitet. Die theoretischen Vorhersagen decken sich in außerordentlich guter Weise mit dem tatsächlichen Verhalten der experimentell aufgebauten Systeme. Diese basieren auf dem direkt diodengepumpten Lasermaterial Ytterbium, wobei es durch Ausnutzung der theoretischen Erkenntnisse erstmalig gelingt, Femtosekunden-Pulse im Mikrojoule-Bereich bei Wiederholraten von einem Megahertz zu erzeugen. Dies sind bislang die höchsten Pulsenergien, die mittels Femtosekunden-Oszillatoren mit Cavity-Dumping erreicht werden. Das eindrucksvolle Potenzial des Konzepts wird anhand von Anwendungen aus der nichtlinearen Optik, der Biomedizin und der Mikrostrukturierung demonstriert. Die erforschten Lichtquellen ebnen den Weg für eine breite Anwendung von Femtosekunden-Pulsen mit relativ hoher Energie in vielen Bereichen von Wissenschaft und Technik.

Abstract:

The subject of this thesis is the investigation and application of compact femtosecond lasers with cavity dumping. These are of great interest, because they are an alternative for complex amplifier schemes in the microjoule energy-range as newly demonstrated in this thesis. Moreover the multifaceted dynamics in mode-locked lasers with cavity dumping were analyzed in detail for the first time. This leads to a deeper insight into the pulse shaping dynamics from which design criteria for the practical laser are deduced. The theoretical predictions almost perfectly agree with the actual performance of the realized systems. These make use of the directly diode-pumped laser medium Ytterbium, whereas by utilizing the theoretical findings it is possible for the first time to generate femtosecond pulses in the microjoule-range at repetition rates in the megahertz regime. These are currently the highest pulse energies generated with cavity dumped femtosecond lasers. The impressive potential of this approach is demonstrated for applications in the fields of nonlinear optics, biomedicine and microstructuring. The investigated light sources are paving the way to widespread applications of high energy femtosecond pulses in science and technology.

Inhaltsverzeichnis

1	Motivation	1
2	Modenkopplung von Laseroszillatoren	3
2.1	Grundlegende Begriffe und Konzepte	3
2.1.1	Der Laser	3
2.1.2	Betriebszustände von Laseroszillatoren	5
2.1.3	Cavity-Dumping	7
2.1.4	Propagation optischer Laserpulse	7
2.2	Dynamik modengekoppelter Laseroszillatoren	8
2.2.1	Soliton-Modenkopplung	10
2.2.2	Bewegungsgleichung der Pulsenergie	13
2.2.3	Numerische Behandlung der Dynamik	14
2.3	Besonderheiten Yb ³⁺ -dotierter Lasermaterialien	18
2.3.1	Schwellenbedingung in Quasi-Drei-Niveau-Lasern	19
2.3.2	Numerische Auswertung der Ratengleichungen eines Drei-Niveau-Lasers	21
3	Numerische Analyse	23
3.1	Dynamik ohne SPM, GDD	23
3.2	Dynamik beim solitär modengekoppelten Laser	27
3.2.1	Stabilitätsanalyse	27
3.2.2	Pulsformungsdynamik im transienten Regime	29
3.3	Schlussfolgerung	33
4	Experimenteller Laseraufbau	35
4.1	Yb:Glas-Laser	35
4.1.1	Pumpkonzept	35
4.1.2	Experimente ohne Cavity-Dumping	37
4.2	Yb:Glas-Laser mit Cavity-Dumping	39
4.2.1	Funktionsweise des Güteschalters	39
4.2.2	Laser-Aufbau	42
4.2.3	Experimentelle Ergebnisse	44
4.2.4	Dispersionskontrolle	53

4.2.5	Schlussfolgerung	55
4.3	Yb:KYW-Laser	56
4.3.1	Kristalleigenschaften von Yb:KxW	56
4.3.2	Pumpkonzept	61
4.3.3	Laser Setup	62
4.3.4	Experimentelle Ergebnisse	64
4.3.5	Schlussfolgerung	65
5	Anwendungen	67
5.1	Pulskompression	67
5.1.1	Numerische Simulation	68
5.1.2	Experimente zur Pulskompression	76
5.1.3	Weißlichterzeugung	78
5.2	Mikromaterialbearbeitung	79
5.2.1	Wellenleiterschreiben mittels des Yb:Glas Lasers	80
5.2.2	Herstellung eines Wellenleiterlasers	84
5.2.3	Diskussion der Ergebnisse	86
5.3	Biomedizinische Anwendungen	87
5.3.1	Multiphotonenmikroskopie	87
5.3.2	Mikrochirurgie an Chromosomen	90
5.3.3	Diskussion der Ergebnisse	91
6	Zusammenfassung	93
A	Ergänzungen	95
A.1	Nichtlineare Terme höherer Ordnung der NSE	95
A.1.1	Die Selbstaufteilung	95
A.1.2	Der Raman-Effekt	96
A.2	Dispersionsparameter von Fasern	99
	Verzeichnis der Symbole und Konstanten	111
	Publikationen	117
	Danksagung	121
	Lebenslauf	123

Kapitel 1

Motivation

Ultrakurze Laserpulse sind mittlerweile in immer mehr Forschungslabors anzutreffen. Dabei werden sie in zunehmendem Maße auch von fachfremden Disziplinen wie der Biologie, Medizin und Chemie für vielfältige Anwendungen wie z. B. der zeitaufgelösten Spektroskopie [Els01], der kohärenten Kontrolle [War93], der Mikrochirurgie [Juh99] und für bildgebende Verfahren eingesetzt [Hua91, Dre01]. Ermöglicht wurde diese Verbreitung von Femtosekunden-Lasern durch eine rasante technologische Entwicklung. Insbesondere ist die Verdrängung der Farbstofflaser [Ipp72, Kog72] durch optisch gepumpte Festkörperlaser wie des Titan:Saphir-Lasers [Mou86] und effiziente Modenkopplungstechniken wie die Verwendung von Kerr-Linsen Modenkopplung [Spe91, Sal91, Kel91, Hau92] und sättigbarer Halbleiterabsorberspiegel [Kel90, Fel91, Kel92a] hervorzuheben, die eine wesentliche Verbesserung der Robustheit der Lasersysteme ermöglichte.

Der limitierende Faktor in der Anwendung von Titan:Saphir-basierten Laserquellen ist die Notwendigkeit im grünen Spektralbereich zu pumpen, was durch die Komplexität der verfügbaren Pumplaser mit erheblichen Kosten verbunden ist. Neuere breitbandige Lasermaterialien, die direkt durch Laserdioden gepumpt werden können, versprechen hier Abhilfe. Es sollen insbesondere die seltenen Erden Neodym und Ytterbium hervorgehoben werden, wobei insbesondere bei Ytterbium-dotierten Lasermaterialien in den letzten Jahren ein gewaltiger technologischer Fortschritt zu verzeichnen ist [Hön99a, Kru00]. Die Reduktion der Komplexität durch Verwendung von leistungsstarken Diodenpumpplasern führt nicht nur zu einem erheblichen Kostenvorteil, sondern auch zu einer dramatischen Verringerung des Platzbedarfs bei gleichzeitiger Steigerung der Zuverlässigkeit.

Während in bildgebenden Verfahren, wie z. B. der optischen Kohärenztomographie, meist die Pulsenergie eines Laseroszillators (typischerweise 10 nJ) ausreichend ist, wird für eine Vielzahl von Anwendungen, z. B. in der Spektroskopie und in der nichtlinearen Optik, eine weitaus größere Pulsenergie benötigt [Cer02b]. Dies kann durch externe Verstärkung erfolgen, was allerdings, wegen der Komplexität solcher Apparaturen, mit hohen Kosten verbunden ist [Str85, Bac98]. Wie in dieser Arbeit erstmals demonstriert wird, können im mittleren Energiebereich von etwa 1 μ J Verstärkersysteme durch wesentlich einfachere Femtosekunden-Laser mit Cavity-Dumping substituiert werden. Es gibt einige Arbeiten die sich experimentell mit dieser Technologie in Verbindung mit Titan:Saphir-Oszillatoren

auseinandergesetzt haben [Ram93, Psh94, Gib96, Bal97b, Sch00b]. Allerdings wurden bisher keine systematischen Untersuchungen angestellt, welche die dynamischen Vorgänge in Femtosekunden-Oszillatoren mit Cavity-Dumping betreffen. Ziel der vorliegenden Arbeit war es daher vor allem ein theoretisches Verständnis der Dynamik zu gewinnen und daraus allgemeine Designkriterien für den Aufbau dieser Laser zu entwickeln. Darüber hinaus sollten neuartige diodengepumpte Laserarchitekturen eingesetzt werden, welche die zuvor beschriebenen Vorteile mit sich bringen.

Die vorliegende Dissertation ist wie folgt gegliedert: Im zweiten Kapitel wird die Modenkopplung von Laseroszillatoren behandelt. Es werden zunächst allgemeine Begriffe und Konzepte erläutert, die zum Verständnis der Arbeit wichtig sind. Im Detail wird auf die mathematische Beschreibung der Dynamik modengekoppelter Oszillatoren eingegangen und ein numerisches Modell zu deren Simulation entwickelt. Zuletzt werden die Besonderheiten der mit Ytterbium dotierten Lasermaterialien, die im Gegensatz zu Titan:Saphir einen Drei-Niveau-Charakter besitzen, besprochen.

Im dritten Kapitel erfolgt die Anwendung des im zweiten Kapitel entwickelten numerischen Modells auf den Spezialfall des modengekoppelten Lasers mit Cavity-Dumping [Kil04a]. Anhand der numerischen Analyse wird die Pulsformungsdynamik im Detail analysiert und es werden Designkriterien für optimale Betriebsparameter abgeleitet.

In Kapitel vier werden die experimentellen Laserapparaturen beschrieben. Es wird eine detaillierte Untersuchung aller relevanten Betriebszustände präsentiert, anhand derer die in Kapitel drei getroffenen Vorhersagen voll bestätigt werden. Basierend auf diodengepumpter Technologie und Cavity-Dumping konnten durchstimmbare Hochleistungslichtquellen und ultrakurze Laserpulse mit Spitzenleistungen im Megawattbereich bei Megahertz-Wiederholraten verwirklicht werden [Kil04b, Kil05a, Kil05b]. Dies stellt zusammen mit dem äußerst kompakten und zuverlässigen Design einen wesentlichen Schritt zum Einsatz von Femtosekunden-Oszillatoren mit Cavity-Dumping in einem weiten Feld von wissenschaftlichen, medizinischen und industriellen Anwendungen dar.

Kapitel fünf zeigt das Potenzial der Lasersysteme anhand einiger ausgewählter Anwendungen. Zunächst wird ein Experiment aus der nichtlinearen Optik, die faserbasierte Pulskompression, gezeigt. Es wird eine ausführliche numerische Behandlung des Problems dargestellt, und es werden die grundlegenden Limitationen identifiziert. Im Experiment konnte eine zeitliche Pulskompression auf 21 fs und eine damit einhergehende Steigerung der Pulsspitzenleistung um mehr als einen Faktor 7 gezeigt werden. Eine derartige Lichtquelle könnte für spektroskopische Untersuchungen sowie in der nichtlinearen Optik von Bedeutung sein. Als weitere Anwendung wird das sogenannte Wellenleiterschreiben mit Femtosekunden-Pulsen demonstriert. Dabei wird durch nichtlineare Absorption im Fokus eines intensiven Femtosekunden-Laserstrahls ein transparentes Material so manipuliert, dass eine wellenleitende Struktur entsteht. Es gelang mit dem diodengepumpten Oszillator mit Cavity-Dumping aktive Wellenleiter mit guten Eigenschaften herzustellen, so dass erstmals ein Nettogewinn bei der für die optische Nachrichtentechnik relevanten Wellenlänge von 1550 nm gezeigt werden konnte [Ose04, Tac04]. Als letztes Beispiel wird ein Einsatz in der biomedizinischen Technik vorgestellt. In diesem Feld konnte sowohl Mehrphotonenmikroskopie als auch Mikrochirurgie demonstriert werden.

Kapitel 2

Modenkopplung von Laseroszillatoren

Dieses Kapitel beschäftigt sich zunächst mit einigen Begriffen, die zum Verständnis der Erzeugung und Propagation ultrakurzer Lichtpulse wesentlich sind. Danach wird ein detailliertes theoretisches Modell vorgestellt, das die Dynamik modengekoppelter Laseroszillatoren beschreibt. Zuletzt wird auf einige besondere Aspekte Yb^{3+} -dotierter Lasermaterialien eingegangen.

2.1 Grundlegende Begriffe und Konzepte

Im Folgenden sollen die grundlegenden Begriffe und Konzepte, was die Erzeugung und Propagation ultrakurzer Lichtpulse betrifft, besprochen werden.

2.1.1 Der Laser

Prinzipiell sind zwei Voraussetzungen nötig um einen Laser zu betreiben. Erstens muss ein verstärkendes Medium vorhanden sein, das durch stimulierte Emission als “Lichtverstärker” wirkt, und zweitens ist eine geeignete Rückkopplung in Form eines Resonators nötig.

Lasermedium

Die erste Voraussetzung für Laserbetrieb ist die Existenz eines Lasermediums, welches Licht durch stimulierte Emission von Photonen phasenkohärent verstärken kann. Dazu sind besonders Übergänge zwischen vibronischen Zuständen in Molekülen und elektronischen Zuständen in Atomen geeignet. Um Verstärkung in einem Medium zu ermöglichen, ist es nötig, dass sich mehr als die Hälfte der laseraktiven Atome im oberen Laserniveau befinden. Man spricht in diesem Fall von Besetzungsinversion. Inversion wird in allen Fällen durch einen geeigneten Pumpmechanismus erzeugt, bei dem durch Zuführung von thermischer, elektrischer oder optischer Energie angeregte Energieniveaus besetzt werden. Die technische

Realisierung kann dabei sehr unterschiedliche Formen annehmen; verbreitet sind heute vor allem Halbleiter-, Gas- oder Festkörperlaser. Im Folgenden wird statt des Begriffes der Inversion meist der dazu proportionale Gewinn benutzt, wobei immer der Gewinn eines Resonatorumlaufes gemeint ist.

Die Linienbreite eines Übergangs bezeichnet die spektrale Bandbreite der Emission. Das theoretische Minimum der Linienbreite ist über die Energie–Zeit Unschärfe direkt mit der natürlichen Lebensdauer τ_L des Übergangs verknüpft. Die Lebensdauer kann je nach Medium im Bereich von ns bis hin zu einigen ms liegen. Allerdings tritt in den allermeisten Fällen eine zusätzliche Verbreiterung des Übergangs durch unterschiedliche Mechanismen auf. Es wird zwischen homogener (z. B. durch Kollisionen an Gitterphononen) und inhomogener Verbreiterung (durch Dopplereffekt in Gaslasern oder Starkverschiebung in Festkörperlasern) unterschieden. Homogene Verbreiterung bedeutet in diesem Kontext die Verbreiterung der Linienbreite aller Atome in gleicher Weise, d. h. die Linienbreite und Linienform des Mediums mit vielen Atomen ist mit der eines einzelnen Atoms identisch. Dem gegenüber wird die inhomogene Verbreiterung durch Mechanismen, welche die Resonanzfrequenz der einzelnen Atome über einen gewissen Spektralbereich verteilen, ausgelöst. Homogene Verbreiterung durch Kollisionen mit Gitterphononen kommt unter anderem bei manchen Festkörperlasern mit kristallinen Medien vor und ist stark temperaturabhängig. Dem gegenüber ist bei ionischen Gläsern und manchen Kristallen eine irreguläre lokale Verteilung der Feldstärke vorhanden. Damit ist die Stark-Verschiebung für die einzelnen Atome nicht mehr die gleiche und führt zur inhomogenen Verbreiterung. Durch die endliche Linienbreite jedes beliebigen Lasermediums erfährt ein Laserpuls beim Durchgang durch das verstärkende Medium eine spektrale Filterung, was zu einer zeitlichen Verbreiterung des Pulses führt. Dieser Effekt wird als Gewinn dispersion bezeichnet.

Laserresonator

In einem Laserresonator können nur solche Feldformen resonant erhöht werden, die sich nach einem Resonatorumlauf reproduzieren, die also eine Resonanzbedingung erfüllen. Besonders einfach wird die Modellierung beim Resonator mit planparallelen, metallischen Platten im Abstand L , dem Fabry-Perot Resonator. Am Ort der Metalloberflächen gilt die Randbedingung, dass das zu den Platten tangential elektrische Feld verschwinden muss. Eigenlösungen dieses Resonators sind stehende Wellen, wobei der Plattenabstand L_{res} einem halbzahligem Vielfachen der Wellenlänge λ entspricht. Das Frequenzspektrum eines Fabry-Perot Resonators ist durch $f = j c / (2L_{\text{res}})$ gegeben, wobei $j \in \mathbf{N}$ die jeweilige longitudinale Mode bezeichnet. Der Frequenzabstand zweier longitudinaler Moden beträgt $f_{\text{rep}} = c / (2L_{\text{res}})$ und wird als Umlauffrequenz bezeichnet. Neben den longitudinalen Moden existieren auch transversale Moden, die die laterale Verteilung der Lichtintensität bestimmen [Sve98]. Im Folgenden wird davon ausgegangen, dass jeweils nur die transversale Grundmode TEM_{00} anschwingt.

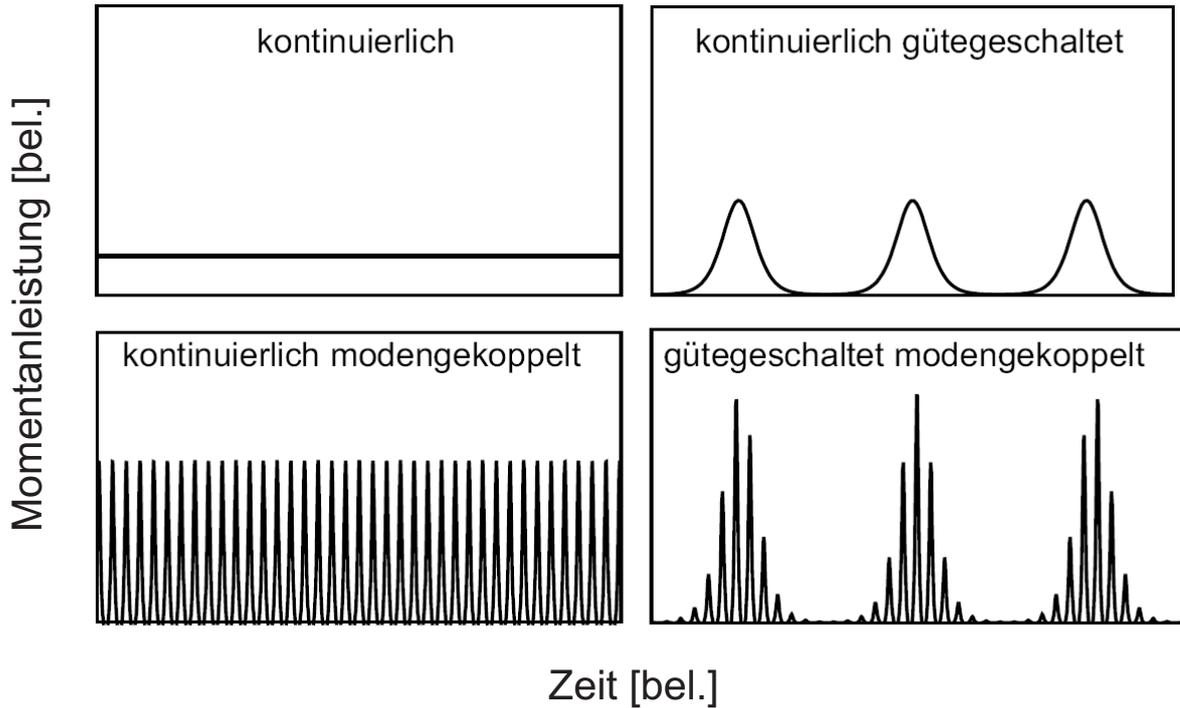


Abbildung 2.1: Schematische Darstellung der vier regulären Betriebszustände eines Lasers.

Relaxationsoszillationen

Der Laser in seiner einfachsten Form ist ein System mit zwei gekoppelten Energiereservoir, dem invertierten Lasermedium und den Photonen. Solche Systeme bilden je nach Betriebszustand nach einer Störung Schwingungen zwischen beiden Energiereservoirs um den stationären Endwert aus oder nähern sich diesem asymptotisch. In den allermeisten Fällen zeigen Festkörperlaser ausgeprägte Relaxationsoszillationen mit der Relaxationsfrequenz [Sve98]

$$f_{\text{relax}} \approx \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{1}{\tau_{\text{stim}}\tau_{\text{res}}}}. \quad (2.1)$$

Hier bedeutet τ_{stim} die stimulierte Lebenszeit des Laserübergangs und τ_{res} die Lebenszeit eines Photons im Resonator.

2.1.2 Betriebszustände von Laseroszillatoren

Abb. 2.1 zeigt die vier grundsätzlich möglichen regulären Betriebszustände eines Laseroszillators. Im kontinuierlichen Betrieb (CW, Continuous Wave) wird eine zeitlich konstante Ausgangsleistung emittiert. Für den Fall der kontinuierlichen Güteschaltung (Q-Switching, Quality Switching) werden so genannte Riesepulse von der Dauer einiger Resonatorumläufe emittiert. Eine Zeitfolge regelmäßiger Pulse mit jeweils gleicher Amplitude wird kontinuierliche Modenkopplung genannt, wenn die Pulsdauer dabei wesentlich kürzer als die

Resonatorumlaufzeit ist. Zuletzt kann noch ein Mischzustand mit gleichzeitigem Auftreten von Güteschaltung und Modenkopplung vorliegen. Unter der Einhüllenden der Riesenpulse liegen dabei die modengekoppelten Pulse. Dies ist die so genannte gütegeschaltete Modenkopplung (QSML, *Q-Switched Mode-Locking*). Neben diesen Betriebszuständen treten auch noch irreguläre Zustände, wie z. B. Intensitätsfluktuationen durch gleichzeitiges Anschwingen mehrerer longitudinaler und/oder transversaler Moden auf.

Güteschaltung

Im Gegensatz zum kontinuierlichen Betrieb, bei dem der Gewinn gesättigt ist und den Resonatorverlusten entspricht, tritt bei der Güteschaltung eine starke Modulation des Gewinns auf. Diese wird üblicherweise durch eine Modulation der Resonatorverluste (damit auch der Resonatorgüte) erreicht. Z. B. wird bei aktiver Güteschaltung der Resonator mittels eines Modulators zwischen hoher Güte (resonante Verstärkung der Lasermode möglich) und niedriger Güte (keine Ausbildung einer Laseroszillation möglich) geschaltet. Für die Phase in der die Güte niedrig ist, kann der Gewinn einen hohen Wert erreichen (maximal den Kleinsignalgewinn), der den gesättigten Gewinn um ein Vielfaches übersteigt. Diese angesammelte Energie kann in der nächsten Phase mit hoher Güte als Riesenpuls abgegeben werden. Bei passiver Güteschaltung moduliert die resonatorinterne Intensität des Lichts die Verluste mittels eines sättigbaren Absorbers selbst. Dabei können entweder sättigbare Festkörpermateriale (z. B. Cr:YAG) oder auch sättigbare Halbleiterabsorberspiegel (SESAM, *SEmiconductor Saturable Absorber Mirror*) verwendet werden.

Modenkopplung

Je nach Gewinnbandbreite eines Lasermediums und der Resonatorlänge können sehr viele, in Spezialfällen sogar Millionen longitudinaler Moden anschwingen. Bei der Modenkopplung wird nun eine feste Phasenbeziehung der einzelnen Lasermoden hergestellt, was zur Ausbildung extrem kurzer Laserpulse mit einer Zeitdauer im ps- oder fs-Bereich führt.

Im Laufe der Jahre wurden eine Vielzahl von Methoden entwickelt, um die Modenkopplung zu realisieren. Alle haben gemeinsam, dass sie auf einer periodischen Verlust- bzw. Gewinnmodulation beruhen, was zur Folge hat, dass es für den Laser energetisch günstiger ist Laserpulse zu emittieren. Es kann zwischen aktiven und passiven Methoden zur Modenkopplung unterschieden werden. Bei aktiver Modenkopplung werden entweder die resonatorinternen Verluste¹ oder aber der Gewinn² moduliert. Im Gegensatz dazu erfolgt die Verlustmodulation bei passiver Modenkopplung durch den Laserpuls selbst³. Eine Übersicht zu den verschiedenen Methoden der Modenkopplung ist in [Sve98] zu finden. In der vorliegenden Arbeit wird ausschließlich passive Modenkopplung mittels SESAMs besprochen [Kel96]. Bei kontinuierlicher Modenkopplung von Festkörperlaser ist zu be-

¹Dies kann z. B. durch ein güteschaltendes Element erfolgen.

²Z. B. durch Strommodulation bei modengekoppelten Laserdioden oder durch synchrones Pumpen.

³Z. B. bei Modenkopplung mittels eines sättigbaren Absorbers, bei der Kerr-Linsen Modenkopplung (*Kerr-Lens Mode-Locking*, KLM) und beim “Additive-Pulse Mode-Locking” (APM).

achten, dass der Gewinn in guter Näherung gesättigt ist und sich weder innerhalb eines Resonatorumlaufs, noch auf längeren Zeitskalen (wie bei Güteschaltung) ändert. Unter Vernachlässigung der Gruppenlaufzeitdispersion und nichtlinearer Effekte und unter Annahme eines schnellen Absorbers⁴ bestimmt das Verhältnis zwischen sättigbarer Absorption und Gewinn dispersion die erreichbare Pulslänge.

Es ist auffällig, dass sowohl Güteschaltung, als auch Modenkopplung durch die gleichen Ursachen hervorgerufen werden. Daher ist es auch nicht erstaunlich, dass eine Mischform beider gepulster Betriebsarten, die gütegeschaltete Modenkopplung, möglich ist. In diesem Betriebszustand werden die kurzen Pulse der Modenkopplung unter einer Einhüllenden der Riesenpulse emittiert. Daher ist bei ansonsten vergleichbarer mittlerer Leistung die maximale Spitzenleistung größer als bei der kontinuierlichen Modenkopplung. Welcher Betriebszustand im Experiment vorliegt, entscheiden die Parameter des jeweiligen Lasersystems. Kriterien, die angewandt werden können, um eine theoretische Vorhersage über den Betriebszustand zu machen, finden sich beispielsweise in [Sch00a, Hön99b].

2.1.3 Cavity-Dumping

Viele Anwendungen in Forschung und Industrie erfordern Pulsenergien, die mit einfachen modengekoppelten Laseroszillatoren nicht zu erreichen sind. Eine Steigerung der Pulsenergie kann durch Reduktion der Pulswiederholfrequenz f_{rep} bei gleichbleibender mittlerer Ausgangsleistung P_m erreicht werden; es gilt für die Pulsenergie

$$w = \frac{P_m}{f_{\text{rep}}}. \quad (2.2)$$

Technisch kann dies durch eine Vielzahl von Methoden realisiert werden. Es wären z. B. die Verlängerung des Laserresonators [Kol03, Kow03] zu nennen oder auch die regenerative Verstärkung [Hön99a]. Im Bereich $f_{\text{rep}} \approx 1$ MHz ist es jedoch von Vorteil auf alternative Konzepte überzugehen, da für diese Wiederholrate schon eine Resonatorlänge von 150 Metern notwendig ist und nach Möglichkeit die Komplexität eines externen Verstärkers gemieden werden sollte.

Es bietet sich an, die Reduktion der Pulswiederholfrequenz durch einen resonatorinternen Güteschalter zu verwirklichen. Dieser wird als künstlicher Auskoppelmechanismus verwendet und es können prinzipiell, von technischen Limitationen abgesehen, der gewünschte Auskoppelgrad und die Wiederholfrequenz frei eingestellt werden. Typischerweise wird dann der Laseroszillator ohne Auskoppelspiegel ausgelegt, und die Pulsenergie kann über einige Resonatorumläufe angesammelt werden, bevor schlagartig ein signifikanter Prozentsatz (typischerweise $> 50\%$) der resonatorinternen Pulsenergie ausgekoppelt wird.

2.1.4 Propagation optischer Laserpulse

Es sollen noch einige Begriffe eingeführt werden, die bei der Ausbreitung eines Wellenpakets in einem Medium von zentraler Bedeutung sind.

⁴Absorber, dessen Sättigung kein Gedächtnis hat.

Gruppenlaufzeitdispersion

Die Gruppenlaufzeitdispersion (*Group Delay Dispersion*, GDD) bezeichnet die Frequenzabhängigkeit der Gruppenverzögerung (*Group Delay*, GD), die wiederum die Laufzeit eines Wellenpaketes mit bestimmter Zentralfrequenz im Medium angibt. Unter dem Einfluss der GDD eines jeden Mediums (mit Ausnahme des Vakuums) wird ein Wellenpaket zerfließen, da die Gruppengeschwindigkeit der einzelnen Frequenzanteile unterschiedlich ist. Im Bereich normaler GDD propagieren rotverschobene Anteile beispielsweise schneller als blauverschobene. Das Umgekehrte ist bei anomaler GDD der Fall.

Selbstphasenmodulation

In transparenten Medien ist der Brechungsindex positiv intensitätsabhängig, genauer gesagt nimmt die Brechzahl linear mit der Laserintensität zu (so genannte Kerr-Nichtlinearität). Dies führt zu zwei Effekten: Erstens dem zeitlichen Kerr-Effekt, der auch Selbstphasenmodulation (SPM) genannt wird und zu einer Phasenmodulation des Laserpulses führt. Es ist bemerkenswert, dass sich dabei die zeitliche Pulsform nicht ändert, wohl aber neue Spektralkomponenten erzeugt werden. Zweitens resultiert der räumliche Kerr-Effekt. Dieser ist bei einer gaußförmigen Intensitätsverteilung sehr einfach zu verstehen. Die Intensität ist auf der Achse am größten und hat dort eine Phasenretardierung des Strahls zur Folge. Damit resultiert eine konkave Krümmung der Phasenflächen und somit Selbstfokussierung. Im Extremfall kann dieser Effekt zum katastrophalen Kollaps eines Pulses führen [Gae00].

Optisches Soliton

In einem Medium mit anomaler GDD und positiver SPM existiert eine ganz spezielle Pulsform (sech²-förmige Zeitabhängigkeit der Intensität), für die sich beide Effekte in einzigartiger Weise aufheben können, und der Puls ohne spektrale und zeitliche Veränderung propagieren kann [Agr95]. Diese Pulsform wird fundamentales Soliton genannt und hat bei der Erzeugung ultrakurzer Laserpulse eine große Bedeutung, da auch in einem Laserresonator SPM und GDD so eingestellt werden können, dass sich stabile fundamentale Solitonen ausbilden. Dies hat zur Folge, dass signifikant kürzere Pulse erzeugt werden können, als mit der Verwendung eines sättigbaren Absorbers allein [Mol84, Mit87, Bra91, Kär95, Kär96, Kär98].

2.2 Dynamik modengekoppelter Laseroszillatoren

Die Dynamik eines passiv modengekoppelten Laseroszillators wird gewöhnlicherweise mittels dreier Ratengleichungen beschrieben [Kär95, Kär96, Sch00a]. Eine beschreibt die langsam veränderliche Einhüllende des Laserpulses, eine die Dynamik des Gewinns und eine die Dynamik des Absorbers.

Mastergleichung

Die Mastergleichung der Modenkopplung beschreibt die zeitliche Evolution eines Laserpulses unter dem Einfluss verschiedener linearer und nichtlinearer Effekte:

$$T_R \frac{\partial}{\partial T} A(t, T) = \left[g(T) - l + D_{g,f} \frac{\partial^2}{\partial t^2} + i \frac{\beta_2}{2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} - q(t, T) - i \gamma |A(t, T)|^2 \right] A(t, T). \quad (2.3)$$

$A(t, T)$ repräsentiert die langsam veränderliche Einhüllende des elektrischen Feldes auf zwei Zeitskalen: t beschreibt den zeitlichen Verlauf eines Laserpulses innerhalb einer Resonatorumlaufzeit T_R , während T die Zeitentwicklung auf einer Skala vieler Resonatorumläufe beschreibt. β_2 bestimmt die GDD; $D_{g,f} = g/\Omega_g^2 + 1/\Omega_f^2$ ist die Gewinn-, bzw. Filterdispersion mit der Gewinnbandbreite Ω_g und der Bandbreite weiterer resonatorinterner Filterelemente Ω_f . Beide sind durch ihre HWHM-Werte gegeben (*Half Width at Half Maximum*, halbe Breite bei halbem Maximalwert). Der SPM-Koeffizient lautet:

$$\gamma = \frac{2\pi}{\lambda_0 A_L} n_2 L_L, \quad (2.4)$$

wobei λ_0 die Zentralwellenlänge, $A_L = \pi w_L^2$ die effektive Modenfläche, w_L den $1/e^2$ -Radius der Grundmode, n_2 den Koeffizienten des intensitätsabhängigen Brechungsindex und L_L die Gesamtlänge der Propagation durch das Lasermedium pro Umlauf bezeichnet. g ist der Gewinn pro Resonatorumlauf, l die linearen Verluste und q die intensitätsabhängigen Verluste.

$A(t, T)$ ist so normiert, dass die Momentanleistung

$$P(t, T) = |A(t, T)|^2 \quad (2.5)$$

resultiert;

$$w(T) = \int_{-T_R/2}^{T_R/2} |A(t, T)|^2 dt \quad (2.6)$$

ergibt dann die Pulsenergie.

Gewinn

Unter der Voraussetzung, dass sich g innerhalb eines Resonatorumlaufs nur unwesentlich ändert ($\tau_L \gg T_R$), kann eine einfache Ratengleichung für g angegeben werden:

$$T_R \frac{\partial}{\partial T} g(T) = -T_R \frac{g(T) - g_0}{\tau_L} - g(T) \frac{w(T)}{E_L}. \quad (2.7)$$

g_0 stellt den Kleinsignalgewinn⁵ dar, τ_L die Lebenszeit des oberen Laserniveaus,

$$E_L = \frac{hc}{M_r \lambda_0 \sigma_L} A_L \quad (2.8)$$

⁵Der Kleinsignalgewinn ist ein Maß für die Inversion des Lasermediums und liegt im Fall eines "geblockten" Laserresonators vor. Dabei ist g_0 der absorbierten Pumpleistung proportional.

die Sättigungsenergie mit dem effektiven Wirkungsquerschnitt für stimulierte Emission σ_L und einem Faktor M_r , der die Anzahl der Durchgänge durch das Gewinnmedium pro Umlauf bezeichnet.

Absorber

Die letzte der drei Differentialgleichungen beschreibt die Dynamik des Absorbers. Sie lautet:

$$\frac{\partial}{\partial t} q(t, T) = -\frac{q(t, T) - q_0}{\tau_q} - q(t, T) \frac{|A(t, T)|^2}{E_q}, \quad (2.9)$$

wobei $q(t, T)$ die sättigbare Absorption, q_0 die ungesättigten Verluste und τ_q die Erholzeit des Absorbers bezeichnen.

$$E_q = F_q A_q \quad (2.10)$$

ist die Sättigungsenergie des Absorbers, wobei F_q die Sättigungsenergieflussdichte und A_q die effektive Modenfläche des Strahls auf dem Absorber ist. Gl. (2.9) kann unter der Annahme eines schnellen ($\tau_q \ll \tau_{\text{FWHM}}$) beziehungsweise langsamen Absorbers ($\tau_q \gg \tau_{\text{FWHM}}$) vereinfacht werden. τ_{FWHM} bezeichnet die volle Halbwertsbreite der Momentanleistung des Laserpulses. Die Gleichungen lauten [Sch00a]:

$$q(t, T)|_{\text{langsam}} = q_0 \exp \left[-\frac{1}{E_q} \int_{-T_R/2}^t |A(t, T)|^2 dt \right], \quad (2.11)$$

$$q(t, T)|_{\text{schnell}} = \frac{q_0}{1 + \frac{|A(t, T)|^2}{P_q}}, \quad (2.12)$$

wobei $P_q = E_q/\tau_q$ die Sättigungsleistung ist.

2.2.1 Soliton-Modenkopplung

Wird nur die Dispersion zweiter Ordnung und die Selbstphasenmodulation berücksichtigt, so reduziert sich Gl. (2.3) auf die so genannte nichtlineare Schrödingergleichung:

$$T_R \frac{\partial}{\partial T} A(t, T) = \left[i \frac{\beta_2}{2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} - i \gamma |A(t, T)|^2 \right] A(t, T) = (\hat{D} + \hat{N}) A(t, T). \quad (2.13)$$

Im Bereich anomaler GDD und positiver SPM sind die Eigenlösungen dieser Gleichung so genannte optische Solitonen [Agr95, Hau93]. Diese lauten:

$$A(t, T) = A_0 \operatorname{sech} \left(\frac{t}{\tau_{\text{sech}}} \right) \exp \left(-i \psi \frac{T}{T_R} \right), \quad A_0 = \sqrt{\frac{w}{2 \tau_{\text{sech}}}}, \quad (2.14)$$

wobei

$$\psi = \frac{\beta_2}{2 \tau_{\text{sech}}^2} = \frac{\gamma A_0^2}{2} \quad (2.15)$$

die nichtlineare Phasenverschiebung pro Resonatorumlauf bezeichnet.

Eine wichtige Eigenschaft des Solitons ist das Flächentheorem, das aussagt, dass

$$A_0 \tau_{\text{sech}} = \sqrt{\frac{|\beta_2|}{\gamma}}. \quad (2.16)$$

Das Produkt aus Amplitude und Zeitdauer eines Pulses ist also konstant und durch die Materialparameter β_2 und γ gegeben. In der Praxis ist folgende Beziehung, die Energie und Zeitdauer des Pulses verknüpft, sehr nützlich:

$$w \tau_{\text{sech}} = 2 \frac{\beta_2}{\gamma}. \quad (2.17)$$

Es zeigt sich, dass in Lasern, die im Bereich anomaler GDD betrieben werden, die Pulsformung maßgeblich durch das Soliton bestimmt wird [Bra91], und daher die Pulslänge in guter Näherung mittels Gl. (2.17) bestimmt werden kann. Der Absorber ist nur noch dazu nötig, den Puls gegen ein Anwachsen des Kontinuums [Kär96], das durch die periodische Störung im Laser generiert wird, zu stabilisieren. Die periodische Störung wird neben der Auskopplung auch durch die räumlich getrennten Quellen von SPM (hauptsächlich im Lasermedium) und GDD (in der Dispersionskompensation) verursacht. Interessanterweise können durch solitäre Effekte im Fall des langsamen Absorbers signifikant kürzere Laserpulse erzeugt werden, als die Erholzeit des Absorbers eigentlich erlauben würde [Kär95, Kär98].

Es sollen noch zwei Größen eingeführt werden, die ein Maß für die benötigte Propagationslänge darstellen, nach der sich GDD bzw. SPM signifikant auf den Laserpuls auszuwirken beginnen. Zunächst ist die Dispersionslänge für bandbreitebegrenzte Pulse durch

$$L_{\text{disp}} = \frac{\tau_{\text{sech}}^2}{|\beta_2|} L_{\text{step}} = \frac{\tau_{\text{sech}}^2}{|k_2|} \quad (2.18)$$

gegeben, wobei L_{step} die Propagationslänge im Medium darstellt, und k_2 die GDD pro Längeneinheit des Mediums ist. Die nichtlineare Länge ist durch

$$L_{\text{NL}} = \frac{1}{\gamma \hat{P}} L_{\text{step}} = \frac{\lambda_0 A_L}{2\pi n_2} \frac{1}{\hat{P}} \quad (2.19)$$

gegeben und $\hat{P} = |A_0|^2$ ist die Pulsspitzenleistung. Damit wird eine einfache Abschätzung möglich, ob in einem Medium GDD oder SPM dominiert. Ist beispielsweise $L_{\text{disp}} \ll L_{\text{NL}}$, so wird der Puls durch GDD massiv verbreitert, bevor sich nichtlineare Effekte auswirken können. Für solche Probleme kann in guter Näherung \hat{N} vernachlässigt werden. Umgekehrt ist eine Vernachlässigung der GDD auch für $L_{\text{disp}} \gg L_{\text{NL}}$ nicht uneingeschränkt möglich, da im Laufe der Propagation neue Spektralkomponenten entstehen und damit automatisch die Bedeutung der GDD zunimmt. Für ein Soliton gilt: $L_{\text{disp}} = L_{\text{NL}}$.

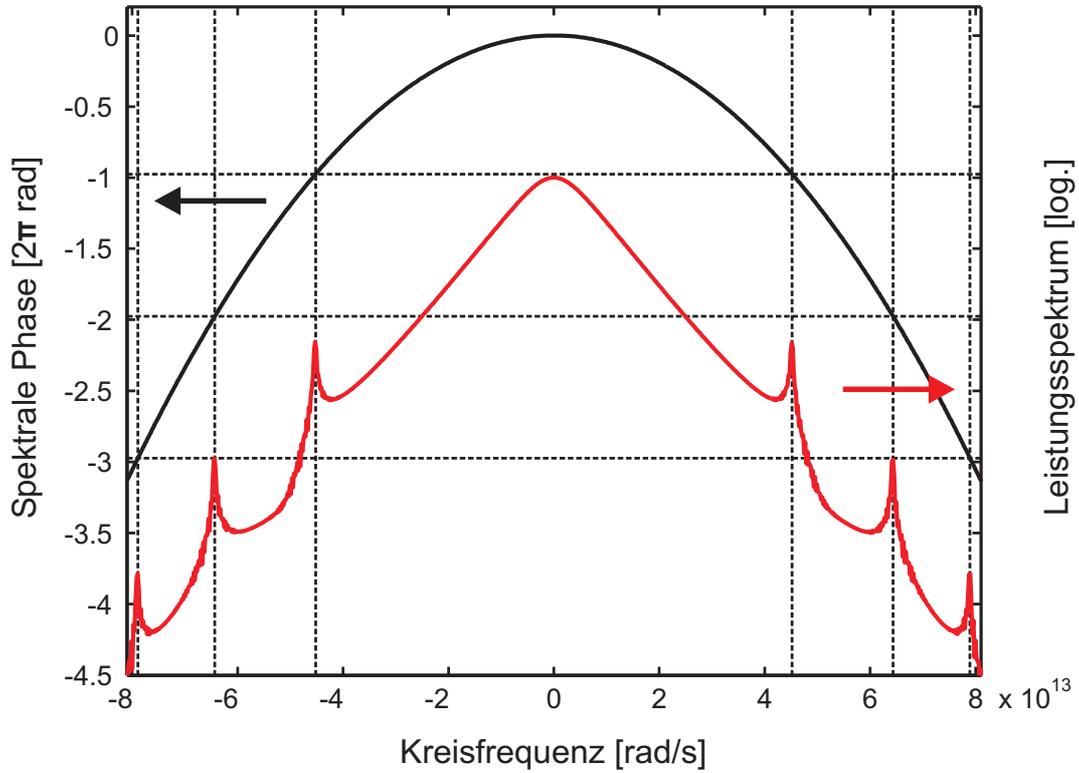


Abbildung 2.2: Simuliertes Leistungsspektrum eines solitär modengekoppelten Laseroszillators. Die Phasen Anpassung zwischen Resonatorphase und nichtlinearer Phase wird im Spektrum als Kelly-Seitenbänder sichtbar. Der Phasengang des Resonators ist als schwarze Parabel dargestellt und die nichtlineare Phase modulo 2π durch die horizontalen gestrichelten Linien. Die gestrichelten vertikalen Linien zeigen die Positionen der Phasen Anpassung zwischen nichtlinearer und linearer Phase, die mit den Seitenbändern zusammenfallen.

Parameter	Abkürzung	Einheit	Wert
Pulsdauer	τ_{sech}	fs	148
Umlaufperiode	T_R	ns	45
SPM-Parameter	γ	1/MW	0.113
GDD	β_2	fs ²	-6000
Pulsenergie	w	nJ	750

Tabelle 2.1: Numerische Parameter, die zur Berechnung von Abb. 2.2 verwendet wurden.

Kelly-Seitenbänder

Die Störung eines Solitons, z. B. durch eine Energieänderung, führt dazu, dass sich das Soliton auf die neuen Gegebenheiten einstellt, indem es einen gewissen Anteil seiner Energie in das so genannte dispersive Kontinuum abgibt, bis es wieder Gl. (2.17) erfüllt. Erfolgt diese Störung periodisch, wie z. B. in einem Laserresonator mit diskreten Elementen, so führt dies zur Kopplung des Solitons an das dispersive Kontinuum und damit zur resonanten Erhöhung phasenangepasster Spektralanteile, den Kelly-Seitenbändern. Hierbei ist zu beachten, dass das Soliton durch eine flache Phasenbeziehung, das dispersive Kontinuum jedoch durch den Phasengang des Resonators charakterisiert ist [Kel92b, Smi92, Jon98]. Die Position der Seitenbänder wird durch

$$\phi_{\text{res}}(\omega_{\pm j}) = \psi - j 2\pi, \quad j \in \mathbf{N}, \quad (2.20)$$

bestimmt, wobei $\phi_{\text{res}}(\omega)$ den Phasengang des Resonators darstellt. Dieser Zusammenhang ist in Abb. 2.2 veranschaulicht. Es wurde ein solitär modengekoppelter Laser mit den Parametern aus Tabelle 2.1 simuliert.

2.2.2 Bewegungsgleichung der Pulsenergie

Aus der Mastergleichung der Modenkopplung Gl. (2.3) kann eine Bewegungsgleichung für die Pulsenergie abgeleitet werden [Sch00a]:

$$\begin{aligned} T_R \frac{\partial w(T)}{\partial T} &= \int_{-\infty}^{\infty} \left[\left(T_R \frac{\partial A}{\partial T} \right) A^* + A \left(T_R \frac{\partial A^*}{\partial T} \right) \right] dt, \\ &= w(T) \left[2g(T) - 2l - 2\tilde{l}_F - 2\tilde{q}(w) \right]. \end{aligned} \quad (2.21)$$

Hier bedeuten

$$\tilde{l}_F = D_{g,f} \int_{-\infty}^{\infty} \left| \frac{\partial f(t)}{\partial t} \right|^2 dt \quad (2.22)$$

die Filterverluste eines Resonatorumlaufs mit der normierten Pulsform $f(t)$,

$$\int_{-\infty}^{\infty} |f(t)|^2 dt = 1. \quad (2.23)$$

Die Absorberverluste eines Resonatorumlaufs $\tilde{q}(w)$ sind durch

$$\tilde{q}(w) = \int_{-\infty}^{\infty} q(t, T) |f(t)|^2 dt \quad (2.24)$$

gegeben. Kann a priori eine gewisse Pulsform angenommen werden, so stellen Gln. (2.7, 2.21–2.24) eine Vereinfachung zur allgemeinen Lösung der Mastergleichung dar, da sich das System partieller Differentialgleichungen auf ein System gewöhnlicher Differentialgleichungen

reduzieren lässt. Für den oben diskutierten Fall eines langsamen Absorbers (Gl. (2.11)) kann Gl. (2.24) unabhängig von der Pulsform gelöst werden:

$$\tilde{q}(w) = q_0 \frac{1 - \exp[-w/E_q]}{w/E_q}. \quad (2.25)$$

Wird ein sech-förmiger Puls Gl. (2.14), $f(t) = 1/\sqrt{2\tau_{\text{sech}}} \text{sech}(t/\tau_{\text{sech}})$, angenommen, so ergeben sich für die Filter- bzw. Absorberverluste eines Resonatorumlaufs unter Annahme eines schnellen Absorbers:

$$\tilde{l}_F = 2 \left(\frac{g}{3\Omega_g^2 \tau_{\text{sech}}^2} + \frac{1}{3\Omega_f^2 \tau_{\text{sech}}^2} \right), \quad (2.26)$$

$$\tilde{q}(w) = q_0 \sqrt{\frac{1}{\alpha(1+\alpha)}} \tanh^{-1} \left(\sqrt{\frac{\alpha}{1+\alpha}} \right), \quad \alpha = \frac{w}{2P_q \tau_{\text{sech}}}. \quad (2.27)$$

Wie eben diskutiert kann durch die a priori Annahme der Pulsform die partielle Differenzialgleichung (2.3) auf eine gewöhnliche Differenzialgleichung (2.21) zurückgeführt werden und damit der numerische Aufwand erheblich reduziert werden. Wir werden dieses Modell zur Berechnung der Dynamik eines Pikosekunden-Lasers mit Cavity-Dumping anwenden (Abschnitt 3.1).

2.2.3 Numerische Behandlung der Dynamik

Split-Step-Fourier

Die nichtlineare Schrödingergleichung wird günstigerweise mit Hilfe des Split-Step-Fourier-Verfahrens gelöst [Agr95]. Formale Integration von Gl. (2.13) ergibt:

$$A(t, T + \Delta T) = \exp \left[(\hat{D} + \hat{N}) \frac{\Delta T}{T_R} \right] A(t, T). \quad (2.28)$$

Man beachte, dass \hat{D} und \hat{N} nicht kommutierende Operatoren darstellen. Mit Hilfe der Baker-Hausdorff Formel [Agr95] kann die Exponentialfunktion jedoch faktorisiert werden,

$$A(t, T + \Delta T) = \left[\exp \left(\hat{D} \frac{\Delta T}{T_R} \right) \exp \left(\hat{N} \frac{\Delta T}{T_R} \right) + O \left(\frac{\Delta T^2}{T_R^2} \right) \right] A(t, T). \quad (2.29)$$

Der Split-Step-Fourier-Algorithmus besteht nun darin, den linearen Operator $\exp(\hat{D} \Delta T/T_R)$ im Frequenzbereich und den nichtlinearen Operator $\exp(\hat{N} \Delta T/T_R)$ im Zeitbereich zu berechnen. Dies hat den Vorteil, dass die jeweiligen Operatoren Diagonalgestalt besitzen und die Rechenzeit unter Verwendung der schnellen Fouriertransformation mit $O(N \log_2 N)$ skaliert, wobei N die Zahl der Diskretisierungspunkte ist.

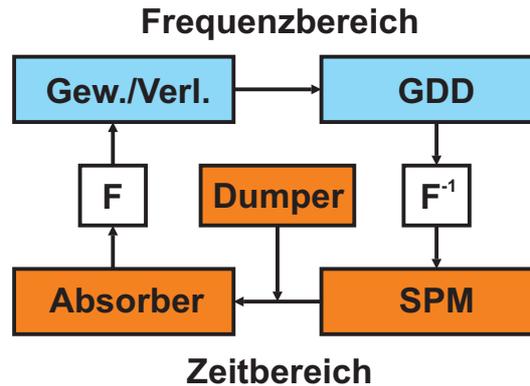


Abbildung 2.3: Flussdiagramm der Simulation. F bezeichnet die Fouriertransformation.

Überblick zur Lösung der Ratengleichungen

Im Folgenden wird ein numerisches Modell eines passiv modengekoppelten Lasers basierend auf den Gln. (2.3–2.12) vorgestellt [Sch01b]. Das Flussdiagramm in Abb. 2.3 veranschaulicht die Vorgehensweise: Einem Umlauf in Pfeilrichtung entspricht ein Resonatorumlauf des Laserpulses. Folgende Effekte wurden berücksichtigt:

- (Sättigbarer) Gewinn mit frequenzabhängiger Verstärkung
- Frequenzabhängige Verluste
- GDD (Gruppenlaufzeitdispersion)
- SPM (Selbstphasenmodulation)
- Sättigbarer Absorber
- Periodische Verluste durch Cavity-Dumping

Der Einfachheit halber wurden die Quellen von GDD und SPM jeweils für einen Umlauf zusammengefasst. Dies ist für eine nichtlineare Phasenverschiebung (Gl. (2.15)) $\psi < 0.1$ eine gute Näherung, dagegen empfiehlt es sich für $\psi > 0.1$ die Elemente des Laseroszillators gemäß ihrer tatsächlichen Reihenfolge anzuordnen. Wegen der Nichtlinearität ist es (unabhängig von ψ) i. A. auch wesentlich, in welcher Reihenfolge Verstärkermedium und SPM-Quelle durchlaufen werden, so dass es ratsam ist, gegebenenfalls das Lasermedium für großen gesättigten Gewinn in Untersegmente einzuteilen. Da wir nur mit einem Umlaufgewinn unter 10 % rechnen, können auch diese Effekte in guter Näherung vernachlässigt werden. Im Rahmen unseres Modells ist es außerdem sehr einfach möglich, im Bedarfsfall weitere physikalische Effekte, wie z. B. Dispersion höherer Ordnung, zu berücksichtigen.

Diskretisierung

Für die numerische Behandlung wird ein Zeit- bzw. Frequenzfenster mit jeweils N Diskretisierungspunkten initialisiert. Für möglichst gleichmäßige Auflösung sowohl im Zeit-, als auch im Frequenzbereich empfiehlt es sich eine erwartete Pulslänge τ_{FWHM} vorzugeben und dann wie folgt zu diskretisieren:

$$\Delta t = \sqrt{\frac{3}{N}} \tau_{\text{FWHM}}, \quad (2.30)$$

$$t_k = k \Delta t, \quad -N/2 \leq k < N/2, \quad k \in \mathbf{Z}, \quad (2.31)$$

$$\Delta \omega = \frac{2\pi}{N \Delta t}, \quad (2.32)$$

$$\omega_k = k \Delta \omega, \quad -N/2 \leq k < N/2, \quad k \in \mathbf{Z}. \quad (2.33)$$

Hier sind Δt bzw. $\Delta \omega$ die Diskretisierungsabstände in Zeit bzw. Frequenz. Die Laserumläufe werden durch den Index $j \in \mathbf{N}$ bezeichnet. Im Folgenden sind die Berechnungsvorschriften der wesentlichen Effekte angegeben.

Gewinn

Für Gl. (2.7) wird folgende Diskretisierungsvorschrift verwendet:

$$\frac{\partial g(T)}{\partial T} := \frac{g_j - g_{j-1}}{T_R}, \quad (2.34)$$

so dass aus Gl. (2.7) mit $T_L = \tau_L/T_R$ eine rekursive Bestimmungsvorschrift folgt:

$$g_j = \frac{E_L(T_L g_{j-1} + g_0)}{E_L T_L + E_L + w T_L}. \quad (2.35)$$

Um weiterhin das Gewinnfilter realisieren zu können, erfolgt die Berechnung im Frequenzbereich,

$$\check{A}_{\text{neu}}(\omega_k) = \check{A}_{\text{alt}}(\omega_k) \exp [g_j g_f(\omega_k)], \quad (2.36)$$

wobei $g_f(\omega_k)$ das Gewinnfilter als Lorentzkurve mit Bandbreite Ω_g modelliert.

Verluste

Die Implementierung der Verluste eines Resonators $l = -\ln \sqrt{1 - l_{\text{lei}}}$ ergibt sich im Falle frequenzunabhängiger Verluste sehr einfach zu:

$$\begin{aligned} A_{\text{neu}}(t_k) &= A_{\text{alt}}(t_k) \exp[-l], \\ \check{A}_{\text{neu}}(\omega_k) &= \check{A}_{\text{alt}}(\omega_k) \exp[-l], \end{aligned} \quad (2.37)$$

wobei l_{lei} die Leistungsverluste pro Resonatorumlauf darstellen. Im Falle frequenzabhängiger Verluste:

$$\check{A}_{\text{neu}}(\omega_k) = \check{A}_{\text{alt}}(\omega_k) \exp[-l_f(\omega_k)]. \quad (2.38)$$

Phasengang des Resonators (GDD)

$$\check{A}_{\text{neu}}(\omega_k) = \check{A}_{\text{alt}}(\omega_k) \exp[-i\phi(\omega_k)], \quad (2.39)$$

wobei der Phasengang ϕ durch seine Taylorentwicklung dargestellt wird und nur Terme ab der zweiten Ordnung berücksichtigt werden⁶.

$$\phi(\omega_k) = 1/2 \beta_2 \omega_k^2 + 1/6 \beta_3 \omega_k^3 + \dots \quad (2.40)$$

In dieser Darstellung können sehr einfach Dispersionsterme beliebiger Ordnung behandelt werden. β_2 entspricht der GDD und β_3 der TOD (*Third Order Dispersion*).

Selbstphasenmodulation

$$A_{\text{neu}}(t_k) = A_{\text{alt}}(t_k) \exp[-i\gamma|A_{\text{alt}}(t_k)|^2]. \quad (2.41)$$

Sättigbarer Absorber

$$A_{\text{neu}}(t_k) = A_{\text{alt}}(t_k) \exp[-q(t_k)]. \quad (2.42)$$

Es bleibt nun noch die Aufgabe $q(t_k)$ in jedem Resonatorumlauf zu berechnen.

Exakte Berechnung: Die Diskretisierung von Gl. (2.9) erfolgt nach folgender Vorschrift:

$$\frac{\partial q(t_k)}{\partial t} := \frac{q(t_k) - q(t_{k-1})}{\Delta t}, \quad (2.43)$$

$$\frac{q(t_k) - q(t_{k-1})}{\Delta t} = -\frac{q(t_k) - q_0}{\tau_q} - \frac{q(t_k)|A(t_k)|^2}{E_q}. \quad (2.44)$$

Wird nach $q(t_k)$ umgestellt, so folgt unter Verwendung von $t_q = \tau_q/\Delta t$:

$$q(t_k) = \frac{E_q(t_q q(t_{k-1}) + q_0)}{E_q t_q + E_q + |A(t_k)|^2 \Delta t t_q}, \quad q(t_{-N/2}) = q_0. \quad (2.45)$$

Langsamer Absorber: Aus Gl. (2.11) erhalten wir:

$$q(t_k) = q_0 \exp\left[-\sum_{l=-N/2}^k |A(t_l)|^2 \Delta t / E_q\right]. \quad (2.46)$$

Schneller Absorber: Mittels Gl. (2.12):

$$q(t_k) = \frac{q_0}{1 + \frac{|A(t_k)|^2}{P_q}}. \quad (2.47)$$

⁶Dies entspricht einer Normierung auf die Gruppengeschwindigkeit des Laserpulses

Zwei Photonen Absorption (TPA, *Two Photon Absorption*) ist ein zusätzlicher Verlustmechanismus, der bei hohen Intensitäten vor allem im SESAM zum Tragen kommt und zunächst unerwünscht ist, aber in den geeigneten Parameterbereichen dazu genutzt werden kann, Güteschaltungsinstabilitäten durch inverse sättigbare Absorption zu unterdrücken [Sch00a].

$$A_{\text{neu}}(t_k) = A_{\text{alt}}(t_k) \exp\left[-\beta_{\text{TPAeff}}|A(t_k)|^2\right], \quad (2.48)$$

wobei $\beta_{\text{TPAeff}} = \beta_{\text{TPA}}L_{\text{TPA}}/A_q$. β_{TPA} ist der TPA Koeffizient und L_{TPA} ist die Propagationsdistanz in einem Medium, in dem TPA von Bedeutung ist.

Cavity-Dumping

Cavity-Dumping erfolgt periodisch nach einer gewissen Anzahl von Resonatorumläufen. Falls d_{dump} der Anteil ausgekoppelter Energie ist, folgt:

$$A_{\text{neu}}(t_k) = A_{\text{alt}}(t_k) \sqrt{1 - d_{\text{dump}}}. \quad (2.49)$$

2.3 Besonderheiten Yb^{3+} -dotierter Lasermaterialien

Seit etwa einem Jahrzehnt ist ein immenser Fortschritt auf dem Gebiet diodengepumpter Festkörper-Laser auf Ytterbium-Basis zu beobachten [Kru00]. Dies liegt an einigen herausragenden Eigenschaften dieses Ions. Zunächst ist das Termschema sehr einfach, da nur zwei Niveaus beitragen: $^2F_{7/2}$ als Grundzustand und $^2F_{5/2}$ als angeregter Zustand. Die Entartung dieser Zustände wird durch Stark-Verschiebung aufgehoben, wobei sich im Kristallverbund breite Absorptions- bzw. Emissionsbanden ergeben. Stellvertretend für Yb-dotierte Lasermaterialien ist in Abb. 2.4 ein typisches Termschema für Yb:YAG mit den relevanten Laserübergängen und den entsprechenden Absorptions und Emissionsspektren dargestellt. Zwischen den einzelnen Stark-Niveaus stellt sich innerhalb kurzer Zeit⁷ eine Boltzmannverteilung ein. Diejenigen Niveaugruppen, die sich daher effektiv im thermischen Gleichgewicht untereinander befinden, sind durch Ellipsen zusammengefasst.

Ein herausragender Vorteil des Yb-Ions ist, dass weder Absorption im angeregten Zustand, noch up-conversion oder Kreuzrelaxation als zusätzliche Verlustmechanismen auftreten. Weiterhin ist kein Konzentrations-Quenching vorhanden, was extrem hohe Dotierung ermöglicht [Lac91]. Als nachteilig erweist sich die extreme Nähe der einzelnen Stark-Niveaus zueinander, da bei Raumtemperatur noch ein signifikanter Anteil (4.2 %) der Yb^{3+} -Ionen im unteren Laserniveau (bei 612 cm^{-1}) besetzt sind. Dies hat zur Folge, dass das Lasermedium erst ab einer gewissen Pumpintensität transparent wird, man sagt auch der Laser habe einen Drei-Niveau Charakter.⁸

⁷(< 10 ps [Kru00])

⁸In der Literatur werden Yb-Systeme meist als Quasi-Drei-Niveau-Laser bezeichnet. Bisweilen findet man für Yb:YAG auch den zutreffenderen Ausdruck Quasi-Vier-Niveau-Laser [Bru97].

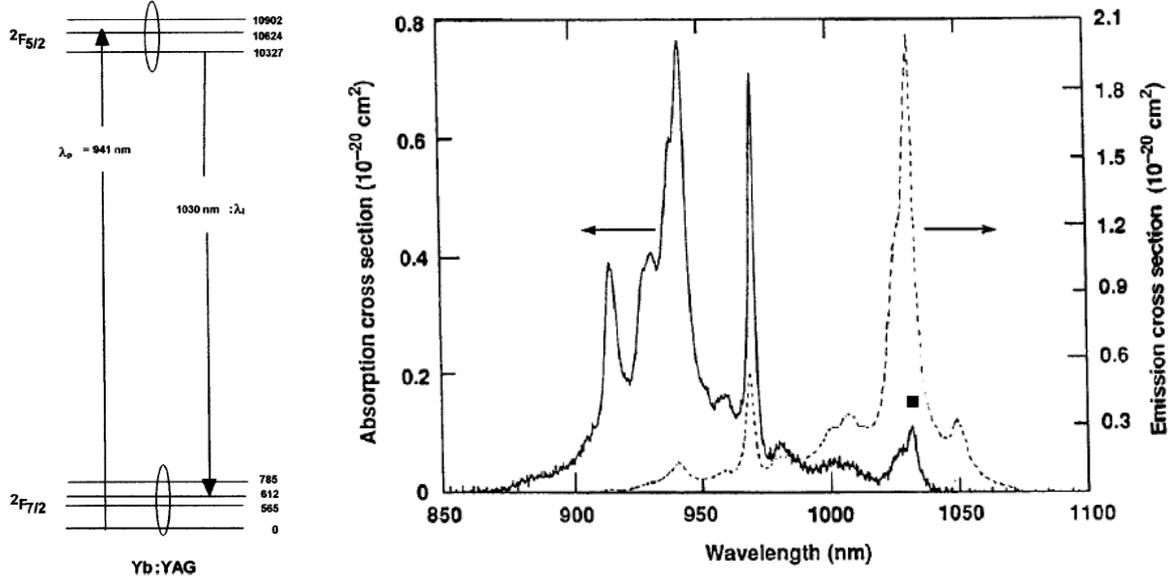


Abbildung 2.4: Termschema und Emissions-, bzw. Absorptionsspektren von Yb:YAG nach [Kru00].

2.3.1 Schwellenbedingung in Quasi-Drei-Niveau-Lasern

In diesem Abschnitt soll die Schwellenbedingung und die Effektivität eines Quasi-Drei-Niveau-Lasers angegeben werden, wobei zwei Unterniveaugruppen berücksichtigt werden [Con99]. Wir führen die Wirkungsquerschnitte des laseraktiven Ions für Absorption und Emission bei einer gegebenen Temperatur \mathcal{T} und Wellenlänge λ ein:

$$\sigma_{\text{abs}}(\lambda, \mathcal{T}) = f(\lambda, \mathcal{T})\sigma_{\text{em}}(\lambda, \mathcal{T}). \quad (2.50)$$

Der Faktor $f(\lambda, \mathcal{T})$ ist durch die Zustandssummen der beiden Niveaus gegeben,

$$f(\lambda, \mathcal{T}) = \frac{Z_{\text{oben}}}{Z_{\text{unten}}} \exp\left(\frac{hc/\lambda - E_{\text{npl}}}{k_{\text{B}}\mathcal{T}}\right). \quad (2.51)$$

Dabei sind Z_{oben} und Z_{unten} die Zustandssummen der oberen bzw. unteren Niveaugruppe; E_{npl} ist die Energie der Null-Phononen Linie und bezeichnet die Energiedifferenz der untersten Energieniveaus der beiden Niveaugruppen. Die Zustandssummen lauten:

$$Z_m = \sum_{i=0}^{n_m-1} g_{mi} \exp\left(-\frac{E_{mi} - E_{m0}}{k_{\text{B}}\mathcal{T}}\right), \quad (2.52)$$

wobei n_m die Anzahl der Energieniveaus E_{mi} innerhalb der Niveaugruppe m ist und g_{mi} die Entartung jedes Energieniveaus bezeichnet. Es sei noch angemerkt, dass die eingeführten Wirkungsquerschnitte keine spektroskopischen Wirkungsquerschnitte für Übergänge zwischen einzelnen Niveaus sind, sondern sich auf die Summe aller Übergänge eines bestimmten Wellenlängenintervalls beziehen. Der Vorteil dieser Methode ist, dass σ_{abs} sehr einfach

messtechnisch zu bestimmen ist und auch die für den Betrieb des Lasers relevante Größe darstellt.

Aufgrund der unerwünschten Reabsorption zu langer Lasermedien muss bei longitudinalem Pumpen (z -Richtung) eine Beschreibung mittels Ratengleichungen die z -Abhängigkeit der Pumpabsorption beinhalten. Die Ratengleichungen lauten für eine Diskretisierung von $z = i\Delta z$ mit einer natürlichen Zahl i , die die einzelnen Segmente benennt:

$$\frac{dn_{\text{oben},i}}{dt} = \frac{I_{p,i}\lambda_p}{hc} \frac{\eta_{\text{abs},i}}{N_{\text{ion}}\Delta z} - \frac{n_{\text{oben},i}}{\tau_L} - M_r \frac{I_{\text{res}}\lambda_{\text{las}}}{hc} [n_{\text{oben},i} \sigma_{\text{em}}(\lambda_{\text{las}}) - n_{\text{unten},i} \sigma_{\text{abs}}(\lambda_{\text{las}})], \quad i \in \mathbf{N}, \quad (2.53)$$

$$\frac{dI_{\text{res}}}{dt} = M_r I_{\text{res}} N_{\text{ion}} \sum_i \frac{c\Delta z}{2L_{\text{res}}} [n_{\text{oben},i} \sigma_{\text{em}}(\lambda_{\text{las}}) - n_{\text{unten},i} \sigma_{\text{abs}}(\lambda_{\text{las}})] - I_{\text{res}} \frac{c}{2L_{\text{res}}} [-\ln(1 - T_{\text{OC}}) - \ln(1 - l_{\text{lei}})]. \quad (2.54)$$

$n_{\text{oben},i}$, $n_{\text{unten},i}$ bezeichnen den Bruchteil der Laserionen, die sich in der oberen bzw. unteren Niveaugruppe befinden; $\eta_{\text{abs},i}$ ist der Pumpwirkungsgrad; N_{ion} ist die Dichte der laseraktiven Ionen; $I_{p,i}$, I_{res} sind die Pumpintensität bzw. die resonatorinterne Laserintensität; Die Energie eines Pumpphotons bzw. Laserphotons berechnet sich gemäß $hc/\lambda_{p,\text{las}}$; τ_L ist die Lebenszeit des oberen Laserniveaus; M_r ist die Anzahl der Durchgänge durch das Lasermedium; L_{res} ist die optische Weglänge des Resonators; T_{OC} ist die Leistungstransmission des Auskoppelspiegels; l_{lei} ist der Leistungsverlust pro Umlauf. Die Gleichung für die Pumpintensität in den einzelnen Segmenten kann sofort angegeben werden:

$$I_{p,i+1} = I_{p,i}(1 - \eta_{\text{abs},i}). \quad (2.55)$$

$$\eta_{\text{abs},i} = 1 - \exp\left\{-\Delta z N_{\text{ion}} [n_{\text{unten},i} \sigma_{\text{abs}}(\lambda_p) - n_{\text{oben},i} \sigma_{\text{em}}(\lambda_p)]\right\}. \quad (2.56)$$

Die Laserschwelle und Lasereffizienz können nun unter Annahme transversal homogener Pumpleistungsverteilung und konstanter Temperatur durch Lösen der Ratengleichungen im stationären Fall ($d/dt = 0$) berechnet werden. Der Einfachheit halber sollen die Ausdrücke für nur ein Segment ($i = 1$), d. h. im gesamten Medium ist die Inversion gleich, angegeben werden. Für den Bruchteil der angeregten Ionen an der Laserschwelle ergibt sich aus Gl. (2.54):

$$n_{\text{oben}}^{\text{th}} = n_{\text{oben}}^{\text{trans}} + n_{\text{oben}}^{\text{trans}} \frac{-\ln(1 - T_{\text{OC}}) - \ln(1 - l_{\text{lei}})}{M_r N_{\text{ion}} \Delta z \sigma_{\text{abs}}(\lambda_{\text{las}})}, \quad (2.57)$$

wobei

$$n_{\text{oben}}^{\text{trans}} = \frac{\sigma_{\text{abs}}(\lambda_{\text{las}})}{\sigma_{\text{em}}(\lambda_{\text{las}}) + \sigma_{\text{abs}}(\lambda_{\text{las}})} = \frac{f(\lambda_{\text{las}})}{1 + f(\lambda_{\text{las}})} \quad (2.58)$$

für Transparenz des Lasermediums nötig ist. Für die Pumpintensität an der Laserschwelle ergibt sich aus Gl. (2.53):

$$I_p^{\text{th}} = \frac{hc\Delta z N_{\text{ion}}}{\lambda_p \tau_L \eta_{\text{abs}}} n_{\text{oben}}^{\text{th}}. \quad (2.59)$$

Parameter	Abkürzung	Einheit	Wert
Segmente	N_i		32
Durchgänge Lasermedium	M_r		2
Länge Lasermedium	$l_{\text{xtal}} = N_i \Delta z$	mm	3.5
Modenflächen (Pumpe, Lasermode)	$A_{\text{eff},j} \quad j = \text{p, res}$	cm ²	$1.5394 \cdot 10^{-4}$
Pumpwellenlänge	λ_p	nm	976
Pumpleistung	P_p	W	3.5
Pumpintensität	$I_{p,0} = P_p/A_{\text{eff,p}}$	kW/cm ²	22.736
Resonatorverluste	l_{lei}		0.02
Auskoppelverluste	T_{OC}		0.06
Dichte der laseraktiven Ionen	N_{ion}	1/cm ³	$9 \cdot 10^{20}$
Wirkungsquerschnitte Pumpe	$\sigma_{\text{abs}}(\lambda_p) = \sigma_{\text{em}}(\lambda_p)$	cm ²	$0.70 \cdot 10^{-20}$
Wirkungsquerschnitt Em. Laser	$\sigma_{\text{em}}(1030 \text{ nm})$	cm ²	$0.21 \cdot 10^{-20}$
Wirkungsquerschnitt Em. Laser	$\sigma_{\text{abs}}(1030 \text{ nm})$	cm ²	$0.012 \cdot 10^{-20}$

Tabelle 2.2: Numerische Parameter, die zur Berechnung der Abb. 2.5 verwendet wurden.

Mittels Gl. (2.53) und Gl. (2.57) berechnet sich die ausgekoppelte Laserintensität zu:

$$I_{\text{aus}} = T_{\text{OC}} I_{\text{res}} = \eta_{\text{abs}} \eta_{\text{q}} \frac{T_{\text{OC}}}{-\ln(1 - T_{\text{OC}}) - \ln(1 - l_{\text{lei}})} (I_p - I_p^{\text{th}}), \quad (2.60)$$

wobei η_{q} den Quantendefekt $\lambda_p/\lambda_{\text{las}}$ bezeichnet.

2.3.2 Numerische Auswertung der Ratengleichungen eines Drei-Niveau-Lasers

Um die Laserschwelle bzw. -ausgangsleistung zu berechnen empfiehlt es sich, das Lasermedium, entsprechend Gln. (2.53–2.56), in Segmente einzuteilen.⁹ Im Folgenden werden die Ergebnisse einer numerischen Auswertung der Ratengleichungen am Beispiel von Yb:Glas gezeigt. Die Parameter der Simulation sind in Tabelle 2.2 zusammengefasst. Die Wellenlängenabhängigkeit der Wirkungsquerschnitte für Emission und Absorption sind in Abb. 2.6 dargestellt. Abb. 2.5(a) zeigt die Laserausgangsleistung in Abhängigkeit der Wellenlänge. Es ist klar zu erkennen, dass eine Berechnung der Laserausgangsleistung anhand von Gl. (2.60) nur eine sehr grobe Näherung darstellt. Abb. 2.5(b) verdeutlicht die starke z -Abhängigkeit des Gewinns. Es sei zu beachten, dass der Kleinsignalgewinn keinen exponentiellen Verlauf mehr aufweist, was durch die Sättigung des Pumpübergangs verursacht wird. Weiterhin ist zu den Drei-Niveau-Lasern zu bemerken, dass eine Abhängigkeit der Laserwellenlänge sowohl von den resonatorinternen Verlusten als auch von der Länge des Lasermediums besteht. Dies liegt am Verhältnis der Emission zur Reabsorption, das für

⁹Dies gilt insbesondere für nicht allzu große Pumpparameter r , da in diesem Fall der Pumpübergang noch nicht stark gesättigt ist.

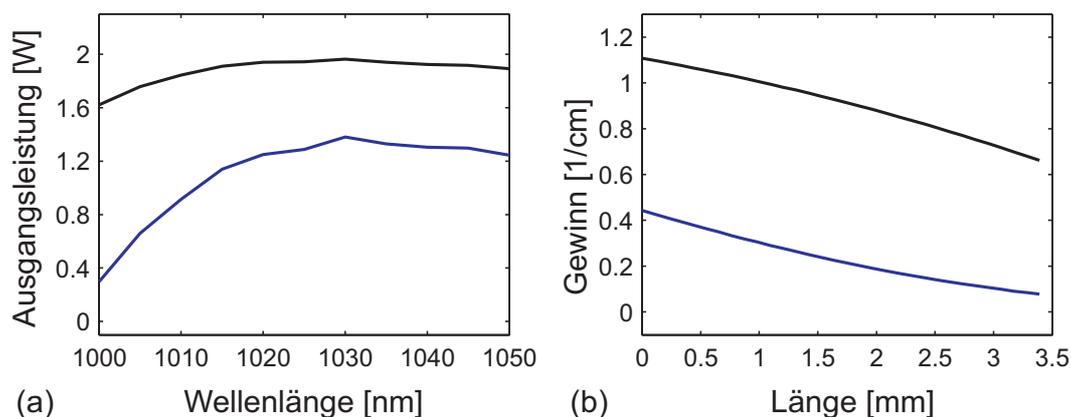


Abbildung 2.5: (a) Laserausgangsleistung für Berechnung mit analytischer Gl. (2.60) (schwarz); Numerische Berechnung bei Aufspaltung in 32 Segmente (blau). (b) Verlauf des Kleinsignalgewinns (schwarz) und des gesättigten Gewinns (blau) in Abhängigkeit von z -Position im Lasermedium.

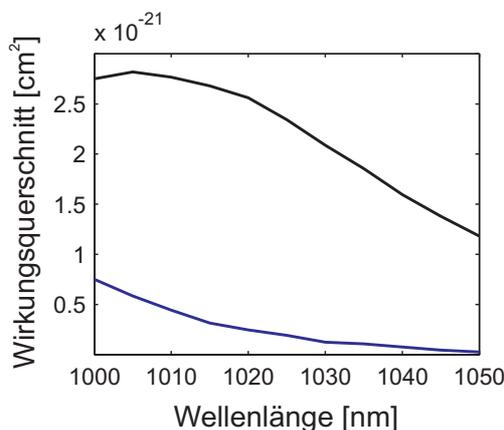


Abbildung 2.6: Wirkungsquerschnitte für Emission (schwarz) und Absorption (blau) von Yb:QX Phosphatglas in Abhängigkeit der Wellenlänge. (*Quelle:* [Gan98])

hohe Verluste bei kurzen, für niedrige Verluste bei langen Wellenlängen günstiger ist. Analog gilt, dass die Emissionswellenlänge mit der Länge des Lasermediums zunimmt. Darüber hinaus ist auch eine Abhängigkeit der Gewinnbandbreite von den Resonatorverlusten gegeben [Hön99a]. Diese Vorhersagen des Modells konnten qualitativ auch in den Experimenten (Abschnitt 4.2.3) bestätigt werden.

Kapitel 3

Numerische Analyse

Im diesem Kapitel sollen die wesentlichen Vorgänge in einem Laser mit Cavity-Dumping anhand von numerischen Analysen diskutiert werden. Es werden zwei Fälle unterschieden: Erstens die Dynamik ohne Soliton-Effekte, wie sie typischerweise in modengekoppelten ps-Lasern anzutreffen ist und zweitens die Dynamik mit Soliton-Effekten [Kil04a], wie sie typischerweise bei modengekoppelten fs-Lasern vorherrscht.

3.1 Dynamik ohne SPM, GDD

Wir behandeln die Dynamik am Beispiel eines Nd:YVO₄ ps-Lasers mit Cavity-Dumping. Abb. 3.1 zeigt die Relaxationstransienten der resonatorinternen Pulsenergie (a, b, d) und des Umlaufgewinns (c, e) nach einer Störung durch Cavity-Dumping. Die simulierten Kurven (blau) wurden durch Lösung der Ratengleichungen (2.7, 2.21–2.24) unter Annahme eines schnellen sättigbaren Absorbers und konstanter Pulsform (sech) gewonnen. Diese Annahme ist durch die sehr schwache Pulsformung des Absorbers pro Resonatorumlauf gerechtfertigt, wie im Folgenden gezeigt wird: Es gilt für kleine zeitliche Änderungen der Pulsdauer $\Delta\tau_{\text{FWHM}}$ eines Gaußpulses unter Einfluss von Dispersion bzw. Gewinn dispersion [Sve98]:

$$\frac{\Delta\tau_{\text{FWHM}}}{\tau_{\text{FWHM}}} = 1.38 \frac{g}{\Omega_g^2 \tau_{\text{FWHM}}^2} + 3.84 \frac{\beta_2^2}{\tau_{\text{FWHM}}^4}. \quad (3.1)$$

Eine Auswertung mit den numerischen Parametern der Simulation (Tabelle 3.1), $g = l$ und $\beta_2 = 3200 \text{ fs}^2$ ergibt tatsächlich einen sehr kleinen Wert von $\Delta\tau_{\text{FWHM}}/\tau_{\text{FWHM}} \approx 1.08 \cdot 10^{-3}$ für einen Resonatorumlauf. Im eingeschwungenen Zustand muss dieser Pulsverbreiterung der Absorber in gleichem Maße pulskürzend entgegenwirken. Als Abschätzung der Pulsverbreiterung wird angenommen, dass für eine Zeitdauer von $2 \mu\text{s}$, entsprechend 40 Resonatorumläufen (Zeitdauer bis zum ersten Mal in (a) die stationäre Pulsenergie erreicht wird), keinerlei Absorberwirkung vorhanden ist. Es ergibt sich für die maximal zu erwartende Pulsverbreiterung ein Wert von lediglich 4%. Damit ist die Annahme einer stationären Pulslänge auch im Fall des Lasers mit Cavity-Dumping in guter Näherung gerechtfertigt.

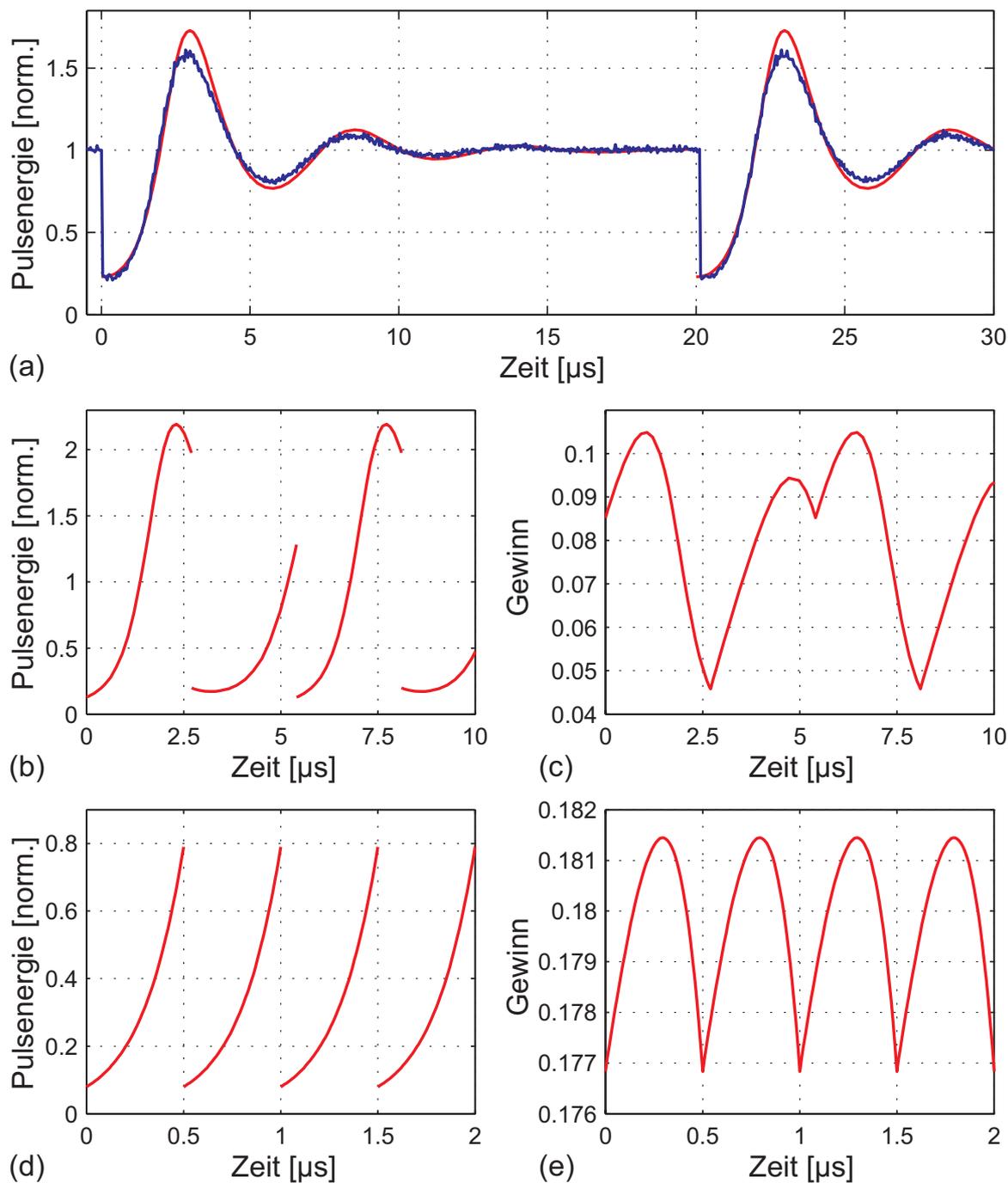


Abbildung 3.1: (a, b, d) Relaxationstransienten der resonatorinternen Pulsenergie bei verschiedenen Dumping-Frequenzen; Simulation: rot; Experiment: blau. (c, e) Relaxationstransient des Gewinns. Es können drei Regime unterschieden werden: Relaxiertes Regime (a); resonantes Regime (b, c); transientes Regime (d, e). Alle Pulsenergien wurden auf die resonatorinterne Pulsenergie ohne Cavity-Dumping normiert.

Parameter	Abkürzung	Einheit	Wert
Kleinsignalgewinn	g_0		1.89
Lineare Verluste	l		0.05
Sättigbare Verluste	q_0		0.01
Gewinnbandbreite	Ω_g	2π THz	0.159
Filterbandbreite	Ω_f	2π THz	159
Sättigungsenergie (Laser)	E_L	μJ	123
Sättigungleistung (Absorber)	P_q	MW	0.76
Lebensdauer (Laser)	τ_L	μs	50
Pulsdauer	τ_{sech}	ps	4.54
Umlaufperiode	T_R	ns	50

Tabelle 3.1: Numerische Parameter, die zur Berechnung von Abb. 3.1 verwendet wurden.

Darüber hinaus zeigt der Vergleich zur Messung an einem realen Laser (blau) [Kil05a] eine gute quantitative Übereinstimmung (a).

Es wird ersichtlich, dass der Betrieb des Lasers in verschiedenen Regimen möglich ist, die sich in ihrem dynamischen Verhalten wesentlich unterscheiden. Der kritische Parameter ist hierbei die relative Größe der Dumping-Frequenz f_{dump} zur Frequenz der Relaxationsoszillationen f_{relax} . Für $f_{\text{dump}} \ll f_{\text{relax}}$ hat das System genügend Zeit um sich auf einen stationären Endwert einzupendeln (a); daher sprechen wir im Folgenden vom relaxierten Regime. Dabei ist zu bemerken, dass die Puls-zu-Puls-Fluktuationen der ausgekoppelten Pulse sehr klein sind und wir von einem stabilen Betriebszustand sprechen können. Im Bereich $f_{\text{dump}} \approx f_{\text{relax}}$ ist eine Periodenverdopplung der Pulsenergie (b, c) möglich, was typisch für periodisch gestörte, schwingungsfähige Systeme ist [Dör04]. Die Pulsenergie ist nicht konstant, sondern einer hohen Pulsenergie folgt eine niedrige und umgekehrt; wir benennen diesen Frequenzbereich als resonantes Regime. Wird die Dumping-Frequenz weiterhin erhöht, so gibt es im Bereich $f_{\text{dump}} \gg f_{\text{relax}}$ wieder einen gänzlich stabilen Betriebszustand (d, e). Die Störung erfolgt nun so schnell, dass der Gewinn keine Zeit hat auf die Störung zu reagieren und als praktisch konstant angesehen werden kann. Allein die Pulsenergie reagiert mit einem annähernd exponentiellen Wachstum auf die Auskopplung durch Cavity-Dumping. Die Pulsenergie erreicht keinen stationären Endwert, weshalb wir diesen Betriebszustand als transientes Regime bezeichnen¹. Es ist ebenfalls eine exzellente Stabilität zu beobachten.

Abb. 3.2(a) zeigt die Energie der ausgekoppelten Pulse in Abhängigkeit der Dumping-Frequenz in einem Frequenzintervall zwischen 10 kHz und 1 MHz. Da $f_{\text{relax}} \approx 180$ kHz beträgt, kann in diesem Graph der Übergang vom relaxierten zum transienten Regime verfolgt werden. Für $f_{\text{dump}} < 50$ kHz ist die ausgekoppelte Pulsenergie näherungsweise konstant und unabhängig von f_{dump} . Wird f_{dump} jedoch weiter erhöht, so stellen wir eine zunehmende Abhängigkeit der Pulsenergie von f_{dump} fest, was daran liegt, dass die Relaxationsoszilla-

¹Man kann in diesem Zustand von einem "self-seeded" regenerativen Verstärker sprechen.

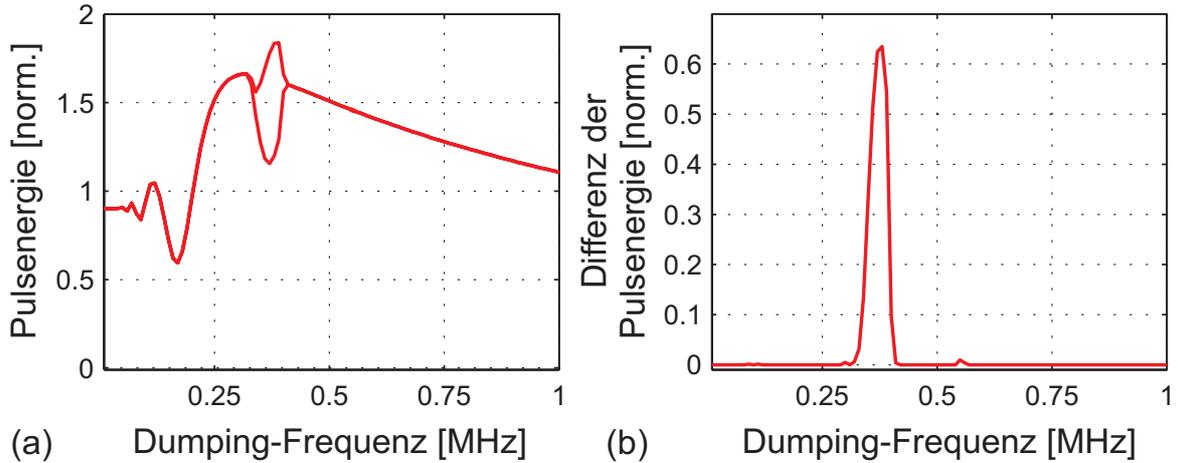


Abbildung 3.2: (a) Berechnete Abhängigkeit der ausgekoppelten Pulse von f_{dump} . Im Bereich von 350 kHz ist klar die Ausbildung einer Periodenverdopplung der Pulsenergie zu erkennen. (b) Energiedifferenz zweier aufeinanderfolgender Pulse in Abhängigkeit von f_{dump} als Maß für die Stärke der Instabilität. Alle Pulsenergien wurden auf die resonatorinterne Pulsenergie ohne Cavity-Dumping normiert.

tion nicht vollständig abgeklungen ist und somit entscheidend ist, ob zum Zeitpunkt eines relativen Maximums oder Minimums des Relaxationstransienten ausgekoppelt wird. Im Bereich $f_{\text{dump}} \approx 2 f_{\text{relax}}$ ist die ausgekoppelte Pulsenergie maximal, da der Überschwinger im Relaxationstransienten bestmöglich ausgenutzt wird. Allerdings tendiert das System in diesem Bereich zu Instabilität, was an der Ausbildung einer Periodenverdopplung der Pulsenergie für $f_{\text{dump}} \approx 280$ kHz zu erkennen ist. Für $f_{\text{dump}} > 750$ kHz befinden wir uns im transienten Regime. Es kann keine Periodenverdopplung mehr auftreten und das System ist wieder als stabil anzusehen. Die Pulsenergie nimmt nun monoton ab, was an der Zunahme der effektiven Verluste durch die steigende Dumping-Frequenz bei konstantem Kleinsignalgewinn liegt. Die Ausdehnung des instabilen Bereichs hängt stark von der Wahl der Laserparameter ab, wobei als genereller Trend gilt, dass bei Materialien mit hoher Lumineszenzlebensdauer τ_L und kleinem Wirkungsquerschnitt $\sigma_{\text{em}}(\lambda_{\text{las}})$ die Instabilitäten am ausgeprägtesten sind. Weiterhin begünstigt ein hohes Dumping-Verhältnis die Instabilität. Abb. 3.2(b) zeigt die Energiedifferenz der ausgekoppelten Pulse in Abhängigkeit von f_{dump} als Maß für die Instabilität des Systems.

Abschließend stellen wir fest, dass die Dynamik des Lasers mit Cavity-Dumping durch die relative Lage zweier charakteristischer Frequenzen bestimmt wird. Zum einen von der Eigenfrequenz f_{relax} des Systems [Gl. (2.1)] und zum anderen von der Frequenz f_{dump} der Störung. Nur im Bereich $f_{\text{dump}} \approx f_{\text{relax}}$ können Instabilitäten auftreten. Dies kann in Analogie zu einem Resonanzphänomen verstanden werden, bei dem die maximale Amplitude bei der Eigenfrequenz des Systems zu liegen kommt.

Parameter	Abkürzung	Einheit	Wert
Kleinsignalgewinn	g_0		0.21
Lineare Verluste	l		0.027
Sättigbare Verluste	q_0		0.0075
Gewinnbandbreite	Ω_g	2π THz	2
Filterbandbreite	Ω_f	2π THz	10
Sättigungsenergie (Laser)	E_L	mJ	3.8
Sättigungsenergie (Absorber)	E_q	nJ	138
Lebensdauer (Laser)	τ_L	ms	1.3
Lebensdauer (Absorber)	τ_q	ps	1.5
SPM-Parameter	γ	1/MW	0.113
GDD	β_2	fs ²	-7200
Umlaufperiode	T_R	ns	45

Tabelle 3.2: Numerische Parameter, die zur Berechnung der Graphen in Abschnitt 3.2 verwendet wurden.

3.2 Dynamik beim solitär modengekoppelten Laser

Beim solitär modengekoppelten Lasers basiert die Pulsformung maßgeblich auf der Ausbildung eines Soliton-ähnlichen Pulses durch ein Wechselspiel zwischen SPM und GDD. Dieser Mechanismus hat drastische Auswirkungen auf die Stabilität von Laseroszillatoren mit Cavity-Dumping [Kil04a]. Es zeigt sich, dass eine dritte charakteristische Frequenz, die Phasenwiederholfrequenz des Solitons f_{phase} , an der Dynamik beteiligt ist. Wir beschränken uns in der Diskussion auf das transiente Regime. Alle numerischen Analysen wurden mit dem in Abschnitt 2.2.3 beschriebenen Split-Step-Fourier-Algorithmus durchgeführt, die numerischen Parameter sind in Tabelle 3.2 zu finden.

3.2.1 Stabilitätsanalyse

Als Einführung in die Problematik sind in Abb. 3.3 die simulierten Stabilitätsbereiche eines Yb:Glas-Lasers innerhalb des transienten Regimes dargestellt. Als Stabilitätskriterium wurden nicht die Fluktuationen der Pulsenergie, sondern die der Pulsspitzenleistung gewählt², wobei helle Regionen hohe Stabilität und dunkle Regionen geringe Stabilität darstellen. In den Bereichen geringer Stabilität können sowohl Periodenverdopplung der Pulsenergie und/oder Pulsspitzenleistung als auch komplett irreguläres Verhalten auftreten. Es ist zu erkennen, dass stabile Frequenzbereiche klar gegeneinander abgetrennt sind. Weiterhin besteht der generelle Trend, dass höhere Dumping-Verhältnisse zu stärkeren Instabilitäten führen. Es ist anzumerken, dass der instabile Bereich oberhalb von $f_{\text{dump}} \approx 1$ MHz durch Güteschaltungsinstabilitäten ausgelöst wird [Hön99b, Sch00a], da die resonatorinterne Leistung bei zunehmender Auskopplung und gleichbleibendem Kleinsignalgewinn

²Damit ist es möglich sowohl Instabilitäten der Pulsenergie als auch der Pulsdauer zu erfassen.

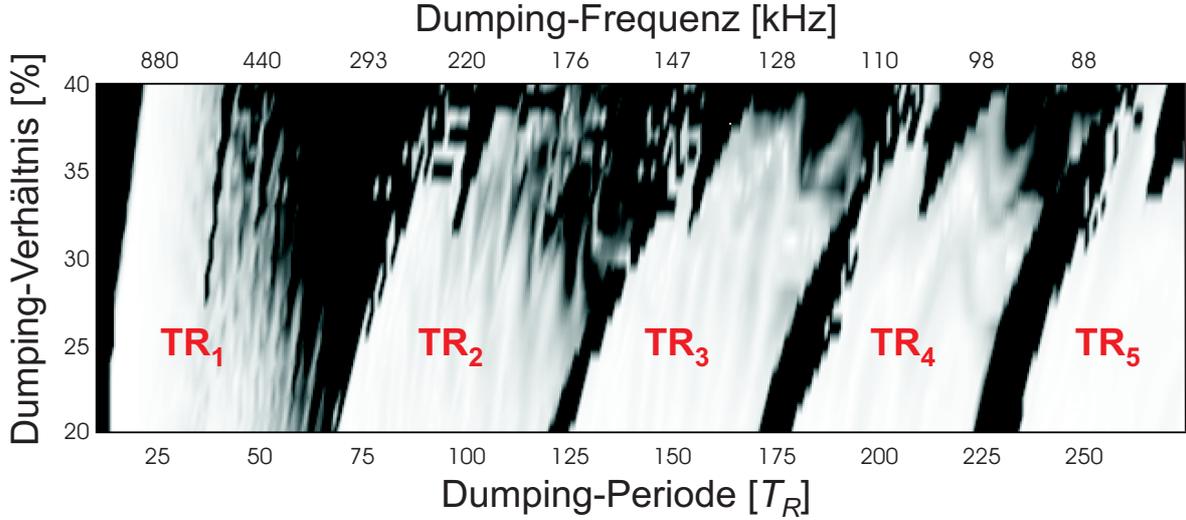


Abbildung 3.3: Numerische Berechnung der Stabilitätsbereiche des Systems im transienten Regime in Abhängigkeit von Dumping-Frequenz/Periode und Dumping-Verhältnis.

zusehends abnimmt. Dies kann durch stärkeres Pumpen oder Anpassen des Dispersionsmanagements und des Modenquerschnitts auf dem SESAM kompensiert werden.

Um die Frage zu klären, was die Ausbildung stabiler Bänder (Abb. 3.3) verursacht, betrachten wir in Abb. 3.4 den Transienten der Pulsspitzenleistung (a) bzw. die Solitonordnung (b) und den Phasengang des Pulses. Die Solitonordnung berechnet sich wie folgt [Böh03]:

$$o_{\text{sol}}(n_R) = \sqrt{\frac{L_{\text{disp}}}{L_{\text{NL}}}} = \sqrt{\frac{\gamma A_0^2(n_R) \tau_{\text{FWHM}}^2(n_R)}{|\beta_2| 1.762^2}} \quad (3.2)$$

$A_0^2(n_R)$ ist die Pulsspitzenleistung zum Zeitpunkt des Laserumlaufs n_R , $\tau_{\text{FWHM}}(n_R)$ die volle Halbwertsbreite der Pulsdauer. Für ein fundamentales Soliton ist $o_{\text{sol}} = 1$ und wir erhalten aus Gl. (3.2) das Flächentheorem,

$$A_0 \tau_{\text{sech}} = (|\beta_2|/\gamma)^{1/2}, \quad (3.3)$$

wobei der Zusammenhang $\tau_{\text{FWHM}} = 1.762 \tau_{\text{sech}}$ verwendet wurde. Die schwarze Kurve in Abb. 3.4 stellt die Phasenentwicklung der Pulsspitze dar, die gepunkteten horizontalen und vertikalen Linien verdeutlichen eine Phasenverschiebung von 2π . Die Abweichung von einer linearen Phase ist durch die Änderung der Pulsenergie während des Dumping-Zyklus begründet. Unmittelbar nach der Auskopplung ist der Puls zu kurz, um ein fundamentales Soliton zu bilden; daher gibt er Energie an das dispersive Kontinuum ab, um seine Pulslänge anpassen zu können. Die Solitonordnung — und mit ihr äquivalent auch die Pulsdauer und Spitzenleistung — reagiert mit einer gedämpften Oszillation um den stationären Endwert eins. Die Oszillationsperiode nähert sich asymptotisch der Phasenperiode

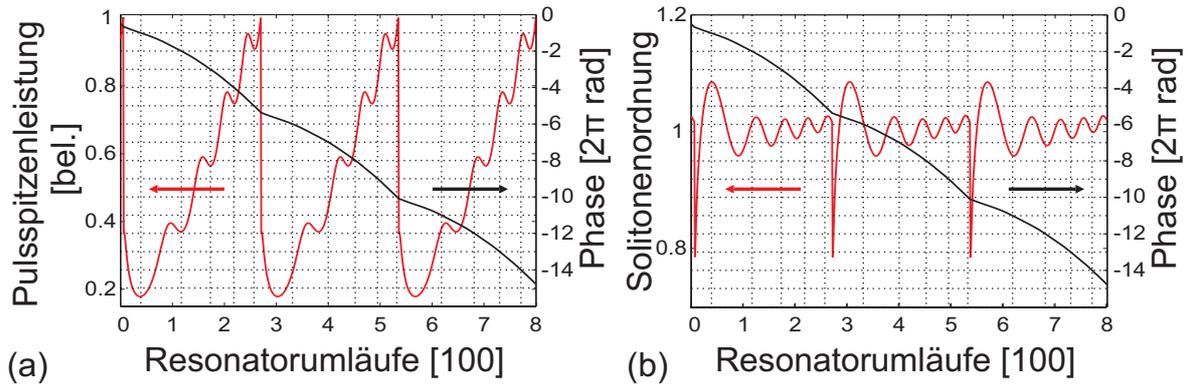


Abbildung 3.4: Transient der Pulsspitzenleistung (a) und Solitonenordnung (b) bei einer Dumping-Frequenz von 80 kHz in rot. Phasenentwicklung der Pulsspitze in schwarz; die gepunkteten horizontalen Linien zeigen eine Phasenverschiebung von 2π an. Die gepunkteten vertikalen Linien verdeutlichen die Phasenperiodizität des Pulses, wobei ihr Abstand die Anzahl von Resonatorumläufen einer Phasenperiode n_{phase} bedeutet. Die Oszillationsperiode von Pulsspitzenleistung und Solitonperiode nähern sich asymptotisch der Phasenperiode des Laserpulses.

eines fundamentalen Solitons,

$$n_{\text{phase}} = \frac{4\pi}{|\beta_2|} \frac{\tau_{\text{FWHM}}^2(n_R)}{1.762^2} = \frac{4\pi}{\hat{P}\gamma}. \quad (3.4)$$

n_{phase} ist die Anzahl der Resonatorumläufe während einer Phasenperiode. Wir folgern, dass die Phasenwiederholfrequenz des Pulses

$$f_{\text{phase}} = \frac{f_{\text{rep}}}{n_{\text{phase}}} = \frac{f_{\text{rep}}\gamma}{4\pi} \hat{P} \quad (3.5)$$

als dritte charakteristische Frequenz des Systems, gerade im transienten Regime, eine wichtige Bedeutung erlangt und bemerken, dass für $f_{\text{phase}} > f_{\text{dump}}$ komplexe dynamische Prozesse erfolgen. Die einzelnen Stabilitätsbänder können im transienten Regime anhand der Anzahl der lokalen Minima n im Transienten der Pulsspitzenleistung klassifiziert und TR_n benannt wurden. Für die praktische Konzeption eines Lasers sollte grundsätzlich $f_{\text{dump}} \gg f_{\text{phase}}$ und $f_{\text{dump}} \gg f_{\text{relax}}$ angestrebt werden (TR_1), da dort keine dynamischen Instabilitäten auftreten. Allerdings können in diesem Bereich weiterhin Güteschaltungsinstabilitäten auftreten, wenn die durchschnittliche resonatorinterne Pulsenergie unter die Schwelle für QSML abgefallen ist [Sch00a].

3.2.2 Pulsformungsdynamik im transienten Regime

Evolution innerhalb eines Zyklus

Nun soll die spektrale und zeitliche Dynamik eines Laserpulses im Verlauf des Transienten genauer untersucht werden. Für $f_{\text{dump}} = 180$ kHz (TR_2 -Regime) ist in Abb. 3.5 die

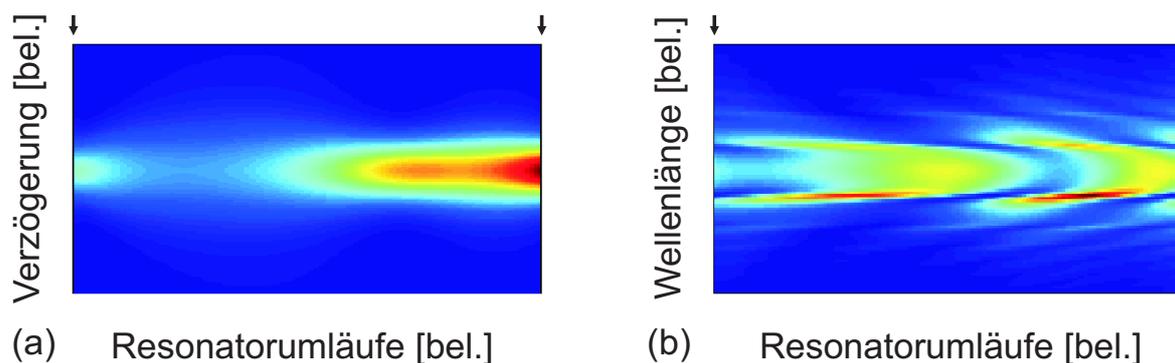


Abbildung 3.5: Simulation der zeitlichen Evolution von Autokorrelation (a) und Leistungsspektrum (b) des resonatorinternen Pulses eines kompletten transienten Zyklus. Die Zeitpunkte der Auskopplung sind durch schwarze Pfeile gekennzeichnet. (zum Vergleich siehe auch Abb. 4.13)

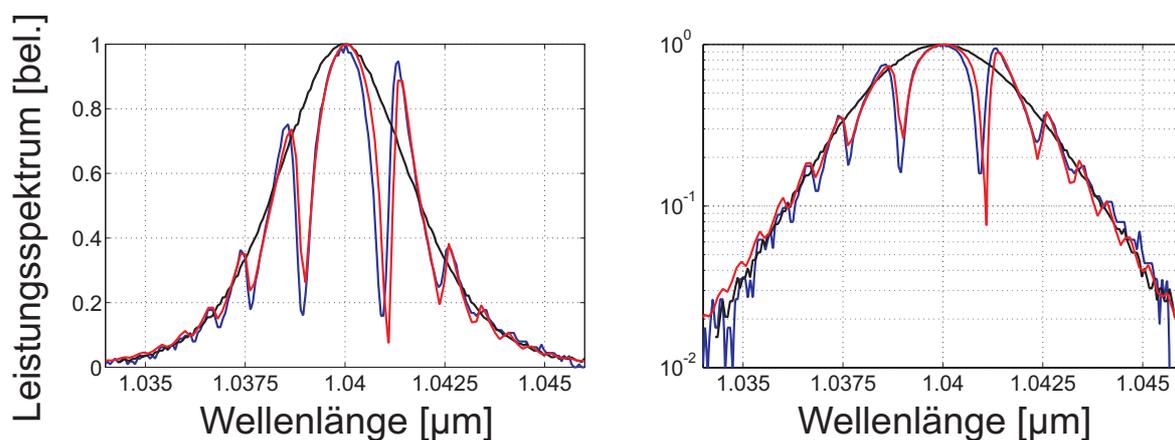


Abbildung 3.6: Leistungsspektrum der ausgekoppelten Pulse bei 180 kHz auf sowohl linearer als auch logarithmischer Skala; rot: Simulation; blau: Messung. Die schwarze Kurve ist die Messung des Spektrums ohne Cavity-Dumping. (zum Vergleich siehe Abb. 4.11)

zeitliche Evolution von simulierter Autokorrelation (a) und Leistungsspektrum (b) eines kompletten transienten Zyklus dargestellt. Anhand der Autokorrelation ist klar zu erkennen, dass sowohl Pulsspitzenleistung als auch Pulsdauer einer Oszillation unterliegen. Die Auskopplung erfolgt zu dem Zeitpunkt, an dem die Pulsdauer minimal und die Pulsenergie maximal ist. Dies ist in den stabilen Bereichen von Abb. 3.3 generell der Fall. Im Spektrum kann ebenfalls eine Oszillation, diesmal der spektralen Breite, beobachtet werden. Darüber hinaus treten spektrale Seitenbänder auf, die im Verlauf des transienten Zyklus an den Flanken des Spektrums generiert werden und sich dann zum Schwerpunkt des Spektrums hin bewegen. Diese Strukturen können als Kelly-Seitenbänder interpretiert werden, wie im folgenden Abschnitt gezeigt wird.

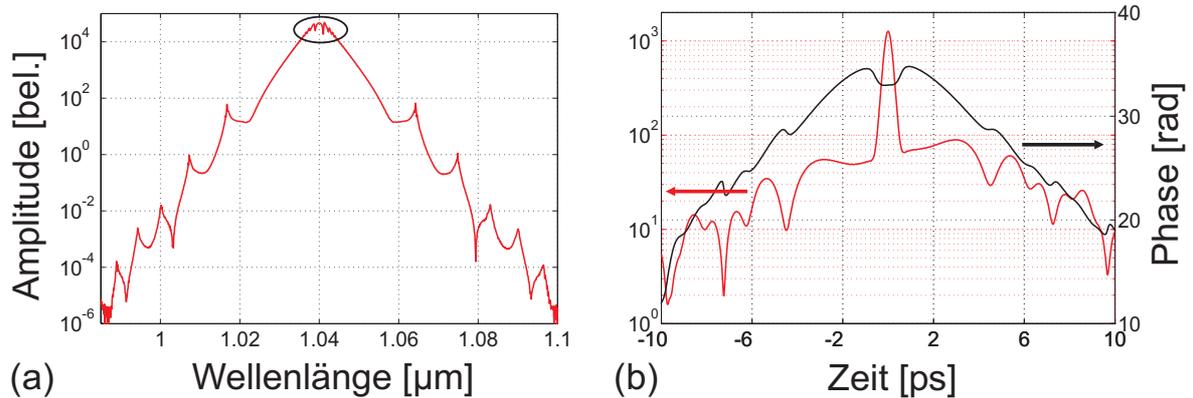


Abbildung 3.7: Simulation des Spektrums (a), der Einhüllenden (b) und Phase der ausgekoppelten Pulse bei 180 kHz. Die Ellipse markiert die dominanten Strukturen des Spektrums, die detailliert in Abb. 3.6 gezeigt sind.

Eigenschaften der ausgekoppelten Pulse

Abb. 3.6 zeigt die Leistungsspektren der ausgekoppelten Pulse sowohl auf einer linearen als auch auf einer logarithmischen Skala. Hierbei ist eine exzellente Übereinstimmung der berechneten Spektren (rot) mit den gemessenen Spektren (blau) eines Yb:Glas-Lasers, der in Abschnitt 4.2 detailliert beschrieben wird, zu beobachten. Dadurch wird ersichtlich, dass die Pulsformungsdynamik des realen Lasers sehr gut durch den Mastergleichungsformalismus beschrieben wird. Des Weiteren ist das Spektrum des Lasers ohne Cavity-Dumping (schwarz) gezeigt.

Abb. 3.7 zeigt die Amplitude des Spektrums und der Feldeinhüllenden auf einer logarithmischen Skala. Das ausgeprägte “gechirpte” Kontinuum³ (b) und die durch die Ellipse markierten Seitenbänder (a) sind ein Resultat der periodischen Auskopplung. Es sei angemerkt, dass die Amplitude der Feldeinhüllenden gezeigt ist und die Amplitude des dispersiven Hintergrunds mehr als eine Größenordnung unter der des Hauptpulses liegt. Betrachtet man also die Intensität, so ist der Nachpuls mehr als einen Faktor 100 schwächer, was einigermaßen überraschend ist, da das spektrale Profil eine extreme Modulation aufweist. Die Asymmetrie des Kontinuums kann anschaulich durch die Asymmetrie des langsamen Absorbers verstanden werden.

Kommen wir nun auf die Ursache der Seitenbänder zurück. Es ist zu bemerken, dass der Laser auf zwei Zeitskalen periodisch gestört wird. Die Störung im Takt der Resonatorumlaufzeit hat die “Standard”-Kelly-Seitenbänder zur Folge (Abschnitt 2.2.1). Sie erscheinen an den spektralen Positionen, wo die nichtlineare Phasenverschiebung pro Resonatorumlauf modulo 2π gleich dem linearen Phasengang des Resonators durch Dispersion ist. Dort ist konstruktive Interferenz des Pulses mit dem dispersiven Hintergrund möglich und daher phasenangepasste Erzeugung von spektralen Seitenbändern, den Kelly-Seitenbändern. Dies ist in Abb. 3.8(a) veranschaulicht. Durch die Störung auf der zweiten Zeitskala, der

³Als “Frequenzchirp” wird eine Zeitabhängigkeit der Momentanfrequenz bezeichnet.

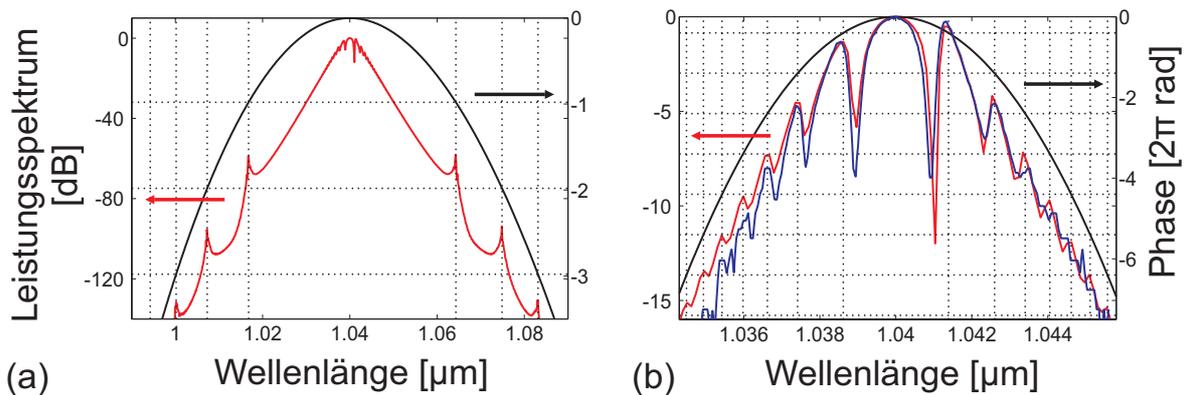


Abbildung 3.8: Phasen Anpassung zwischen linearer und nichtlinearer Phase. Dabei manifestiert sich konstruktive Interferenz des dispersiven Kontinuums und des solitären Pulses im optischen Spektrum als Kelly-Seitenbänder. (a): Seitenbänder verursacht durch die periodische Störung eines Resonatorumlaufs. (b): Seitenbänder verursacht durch die periodische Störung des Cavity-Dumping. Die roten Kurven zeigen die simulierten Spektren und die blaue Kurve die entsprechende Messung (zum Vergleich siehe Abb. 4.11). Die Phasenparabel des Resonators ist als durchgezogene schwarze Kurve gezeichnet, die nichtlineare Phase modulo 2π durch die gepunkteten horizontalen Linien. Die gepunkteten vertikalen Linien zeigen die Positionen der Phasen Anpassung zwischen nichtlinearer und linearer Phase, die mit den Seitenbändern zusammenfallen.

Dumping-Periode⁴, wird ein zweiter Satz von Seitenbändern sichtbar. Da das Kontinuum sehr viel mehr Dispersion zwischen zwei Auskoppelvorgängen aufammelt, ist die Parabel der Resonatorphase in diesem Fall steiler und die Seitenbänder erscheinen stark ausgeprägt nahe des Zentrums des Spektrums. Abb. 3.8(b) vergleicht die gemessenen und berechneten Leistungsspektren der ausgekoppelten Pulse mit der Resonatorphase. Die Seitenbänder erscheinen exakt an den Schnittpunkten von Resonatorphase und nichtlinearer Phase modulo 2π , wie von der Theorie vorausgesagt wurde.

Es gibt eine einfache Möglichkeit auf die Kelly-Seitenbänder Einfluss zu nehmen, nämlich durch die Änderung der Dumping-Frequenz. Wird die Dumping-Frequenz erhöht, so reduziert sich die angesammelte Resonatorphase pro Zyklus und als Konsequenz verschieben sich die Kelly Seitenbänder zu den Flanken des Spektrums, wie in Abb. 3.9 für eine Dumping-Frequenz von 740 kHz (a) bzw. 1480 kHz (b) bei einer Auskopplung von 40 % gezeigt ist. Die Simulation macht deutlich, dass die Seitenbänder durch die weniger effiziente Kopplung zwischen Kontinuum und Puls weniger ausgeprägt erscheinen. Abb. 3.9(c, d) stellt den Verlauf der Feldeinhüllenden und deren Phase ebenfalls für eine Dumping-Frequenz von 740 kHz (c) bzw. 1480 kHz (d) dar. Bemerkenswert ist, dass die relative Amplitude des Kontinuums im Fall der höherfrequenten Störung (d) niedriger ist als im Fall der niederfrequenten (c). Dieser Befund kann anschaulich durch die verringerte Kopplung von Kontinuum und Puls im Fall (d) verstanden werden. Um den höheren effektiven Verlust im Vergleich zu Abb. 3.8 zu kompensieren wurde der Kleinsignalgewinn von 0.21

⁴Diese ist viel größer als die Resonatorumlaufzeit.

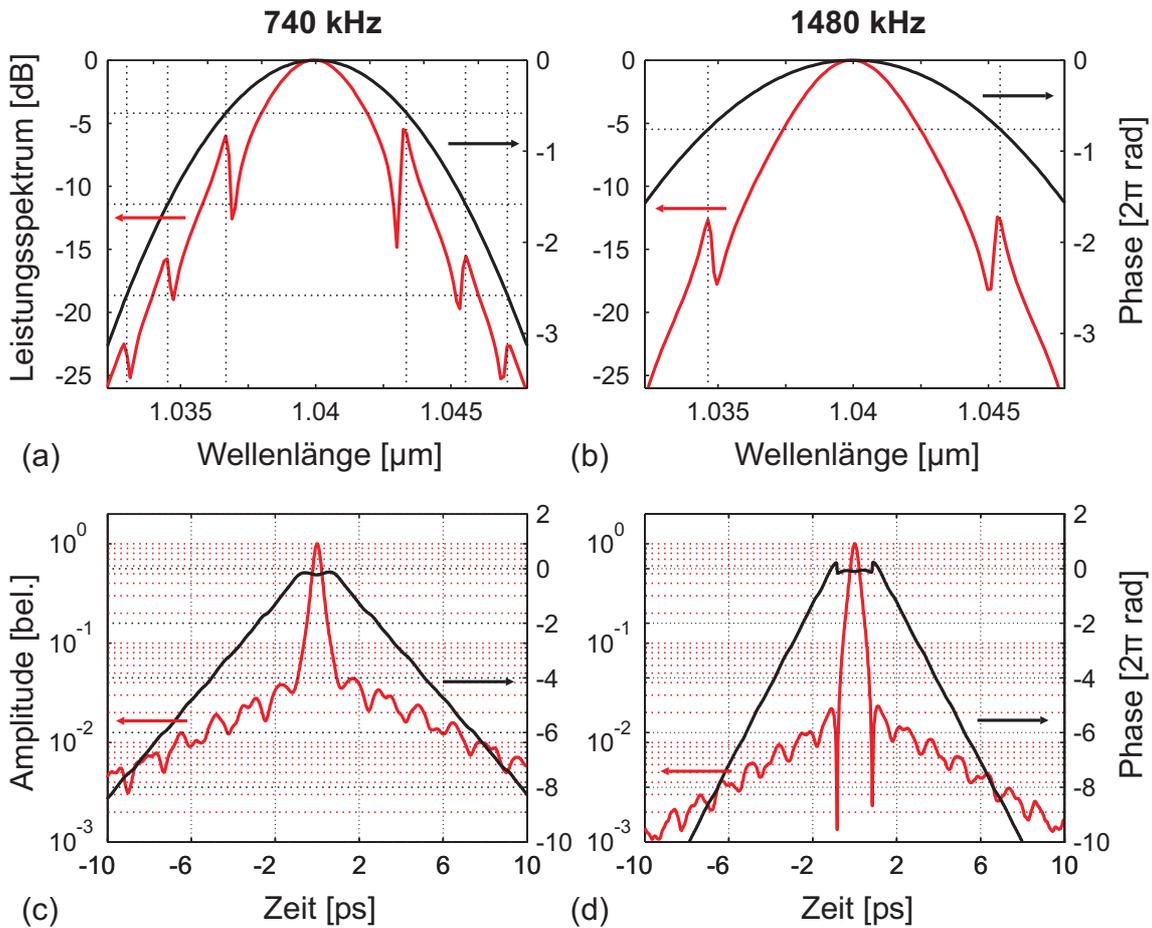


Abbildung 3.9: (a, b): Spektrale Modulation für verschiedene Dumping-Frequenzen in rot. Die Resonatorphase ist durch die schwarze Kurve, die nichtlineare Phase durch die gepunkteten horizontalen Linien gegeben. (c, d) Amplitude (rot) und Phase (schwarz) der Feldeinhüllenden. Die Dumping-Frequenzen sind 740 kHz (a, c) bzw. 1480 kHz (b, d). Die Auskopplung beträgt jeweils 40 %.

auf 0.245(a, c) bzw. 0.31(b, d) erhöht. Damit ist gewährleistet, dass die spektrale Halbwertsbreite in allen Fällen etwa die gleiche ist.

3.3 Schlussfolgerung

Es wurde eine numerischen Analyse der Ratengleichungen eines modengekoppelten Lasers mit Cavity-Dumping beschreiben vorgenommen. Dies führte in Abhängigkeit der relativen Größe von f_{dump} und f_{relax} zu einer Einteilung in unterschiedliche dynamische Regime, dem relaxierten -, dem resonanten - und dem transienten Regime. Während ersteres und letzteres stabilen Betrieb des Systems erlauben, birgt das resonante Regime eine inhärente Neigung zur Instabilität, die sich in einer Periodenverdopplung der Pulsenergie ausdrückt.

Dieses Verhalten ist typisch für periodisch gestörte Systeme, wenn die Frequenz der Störung und die Eigenfrequenz des Systems nahe beieinander liegen. Für einen effizienten Laserbetrieb sollte daher $f_{\text{dump}} \gg f_{\text{relax}}$ gelten. Es wurde gefunden, dass in solitär modengekoppelten Lasern eine weitere charakteristische Frequenz wichtig wird, die Phasenwiederhol­frequenz f_{phase} des solitären Pulses. Ist $f_{\text{dump}} < f_{\text{phase}}$, so zeigt der Laser ein sehr komplexes Stabilitätsverhalten, bei dem neben stabilen Zuständen auch Periodenverdopplung der Pulsdauer und irreguläres Verhalten möglich ist. Aus der Sicht einer Anwendung sollten diese instabilen Zustände vermieden werden, und so kann ein Designkriterium abgeleitet werden: Die Dumping-Frequenz sollte größer sein als die beiden anderen charakteristischen Frequenzen des Systems, um stabilen Betrieb und optimale Effizienz zu gewährleisten:

$$f_{\text{dump}} \gg f_{\text{relax}}, \quad f_{\text{dump}} \gg f_{\text{phase}}. \quad (3.6)$$

Limitationen der Spitzenleistung

Die Forderung $f_{\text{dump}} \gg f_{\text{relax}}$ ist kein fundamentales Problem, sofern der Güteschalter in der Lage ist genügend hohe Schaltfrequenzen zu verwirklichen. Im Fall von solitär modengekoppelten Lasern stellt jedoch die zweite Bedingung $f_{\text{dump}} \gg f_{\text{phase}}$ eine fundamentale Limitation dar, da wegen Gl. (3.5),

$$f_{\text{phase}} = \frac{f_{\text{rep}} \gamma}{4\pi} \hat{P}, \quad (3.7)$$

die Phasenwiederhol­frequenz proportional zur Spitzenleistung ist. Auf diese Bedingung kann über die Umlauffrequenz und die Selbstphasenmodulation Einfluss genommen werden und es sollten beide möglichst klein sein, wobei dabei natürlich technische Randbedingungen zu beachten sind. Für zunehmende Spitzenleistung kann gemäß Gl. (3.7) letztlich die Bedingung $f_{\text{dump}} \gg f_{\text{phase}}$ nicht mehr eingehalten werden, und die unvermeidbare Selbstphasenmodulation diktiert die Schranken der Skalierbarkeit [Kil04a].

Kapitel 4

Experimenteller Laseraufbau

In diesem Kapitel werden die im Rahmen dieser Promotion aufgebauten Lasersysteme detailliert beschrieben. Zunächst werden die theoretischen Vorhersagen aus Kapitel 3 anhand eines Yb:Glas-Lasers verifiziert. Im zweiten Teil des Kapitels werden Möglichkeiten zur Leistungsskalierung anhand eines Yb:KYW-Lasers aufgezeigt.

4.1 Yb:Glas-Laser

Ende der 90'er Jahre wurde Yb:Glas zum ersten Mal zur Erzeugung ultrakurzer Laserpulse verwendet [Hön98, Hön99a]. Dieses Material zeichnet sich durch eine relativ große Emissionsbandbreite aus, was die Erzeugung von Laserpulsen mit einer Halbwertsbreite von nur 60 fs ermöglicht hat. In allen Experimenten dieser Arbeit wurde Yb:LG760-Phosphatglas der Firma Schott verwendet, wobei die Dotierung 15 % betrug.

4.1.1 Pumpkonzept

Hochleistungs-Laserdioden sind meist als Breitstreifenemitter aufgebaut. Die Wellenführung im Halbleiter wird durch eine Wellenleiterstruktur gewährleistet, die jedoch wegen ihrer großen lateralen Ausdehnung (meist $100 \mu\text{m}$) transversal multimodig ist. Daher ist Licht, das aus solchen Dioden austritt, nur teilweise räumlich kohärent. Ein teilweise kohärenter Strahl wird durch seinen Strahlpropagationsfaktor M^2 charakterisiert [Wag04]. Der Strahl belegt M^2 -mal so viel Phasenraumvolumen als ein beugungsbegrenzter gaußscher Strahl. Das Phasenraumvolumen ist als Produkt von Strahlradius im Fokus und Divergenzwinkel im Fernfeld definiert:

$$w_{s,0}\theta = M^2 \frac{\lambda}{\pi}, \quad (4.1)$$

wobei $w_{s,0}$ der Strahlradius im Fokus¹ und θ der halbe Divergenzwinkel des Fernfelds ist. Für den gaußschen Strahl gilt $M^2 = 1$ und für jeden realen Strahl gilt $M^2 \geq 1$. Die

¹Alle Strahlradien sind im Folgenden durch das transversale zweite Moment des Feldes definiert, das für eine Gaußverteilung die halbe $1/e^2$ -Breite des Fits an die Intensität ergibt.

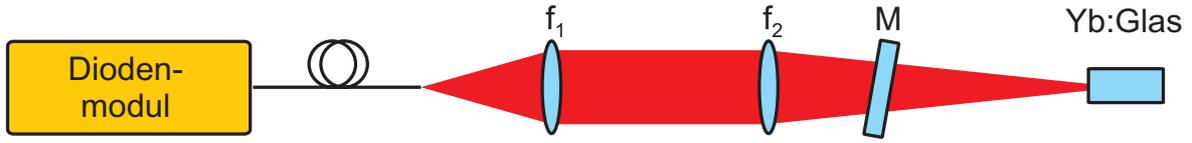


Abbildung 4.1: Pumpgeometrie im Fall des Yb:Glas-Lasers. Apertur der Faser, $50 \mu\text{m}$; numerische Apertur, 0.15; M , Dichroitischer Pumpspiegel; f_1 und f_2 sind im Text spezifiziert.

Ausbreitung eines mehrmodigen Strahls, ist durch den q -Parameter in Analogie zu dem eines gaußschen Strahls beschrieben [Bél91]:

$$\frac{1}{q} = \frac{1}{R} - i \frac{2M^2}{kw_s^2}. \quad (4.2)$$

Die Krümmung R der Phasenfront ist eine Näherung an die tatsächliche Phase eines räumlich inkohärenten Strahls; k ist die Wellenzahl und w_s der Strahlradius. Dieser q -Parameter kann durch denselben $ABCD$ -Matrizenformalismus propagiert werden wie er vom gaußschen Strahl bekannt ist,

$$q_2 = \frac{A q_1 + B}{C q_1 + D}. \quad (4.3)$$

Der konfokale Parameter b_k oder auch die doppelte Rayleighlänge $2z_R$ ist die Länge, die durch $w_s(z) \leq \sqrt{2}w_{s,0}$ definiert wird,

$$b_k = 2z_R = \frac{2\pi w_{s,0}^2}{\lambda M^2}. \quad (4.4)$$

Es wird ersichtlich, dass b_k mit zunehmendem M^2 abnimmt. Dies bedeutet im Umkehrschluss, dass Pumpdioden mit hohem M^2 es nicht erlauben, kleine Pumpquerschnitte über lange Wechselwirkungslängen zu realisieren.

In den Experimenten mit Yb:Glas wurde als Pumpquelle ein fasergekoppeltes Diodenlasermodul (Unique Mode UM5200), bestehend aus zwei einzelnen Breitstreifenemittern mit einer Ausgangsleistung von insgesamt 5.2 W bei maximalem Pumpstrom verwendet. Dies stellt mit einem M^2 -Faktor von ungefähr 14 einen sehr guten Kompromiss zwischen hoher Leistung und guter Strahlqualität dar. Die Zentralwellenlänge ist 976 nm bei einer vollen Halbwertsbreite von kleiner 3.5 nm. Die Faserfacette wurde, wie in Abb. 4.1 gezeigt, mittels zweier achromatischer Linsen auf das Lasermedium abgebildet. Die Kombinationen der Brennweiten der abbildenden Linsen waren:

- 1.) $f_1 = 30 \text{ mm}$, $f_2 = 50 \text{ mm}$,
- 2.) $f_1 = 30 \text{ mm}$, $f_2 = 75 \text{ mm}$.

Die resultierenden Strahlradien der Gauß-Anpassung an die Intensität wurde zu $w_{s,0} = 42 \mu\text{m}$ bzw. $w_{s,0} = 66 \mu\text{m}$ bestimmt. Das zur Messung verwendete Gerät war ein kommerzielles Strahlvermessungsgerät der Firma Coherent, das auf einer Klingemethode basiert (Beam-Master).

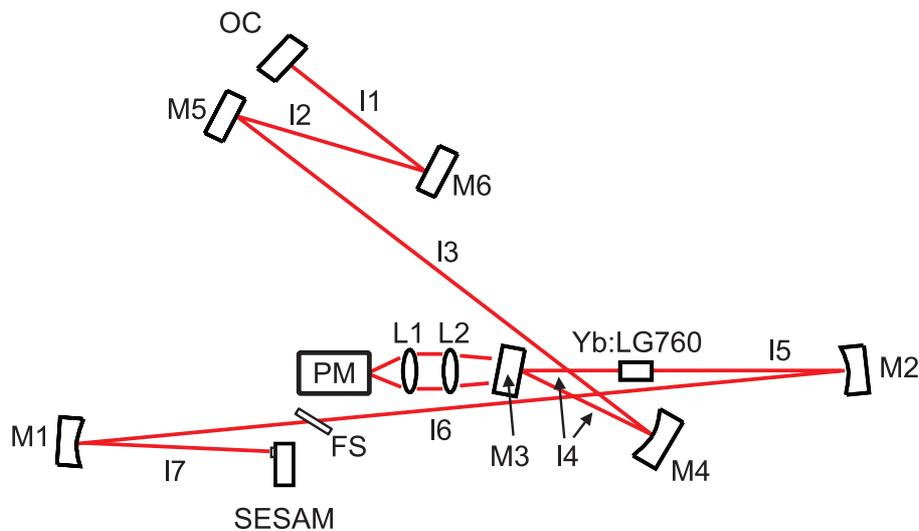


Abbildung 4.2: Schematische Darstellung des Laseraufbaus. PM: Pumpmodul; OC: Auskoppelspiegel, M3: dichroitischer Pumpspiegel; M1, M4: hochreflektierende Spiegel; M2, M5, M6: GTI-Spiegel; L1, L2: achromatische Linsen; FS: Quarzglasplatte; $I_1 = 100$, $I_2 = 200$, $I_3 = 500$, $I_4 = 106$, $I_5 = 88$, $I_6 = 730$ und $I_7 = 120$. Alle Maßangaben in mm.

Das Lasermedium wurde nicht unter dem Brewster-Winkel, sondern unter einem kleinen Einfallswinkel des Laserstrahls zur Oberflächennormalen verwendet². Dies hat den Vorteil einer höheren Pumpintensität, da nur eine vernachlässigbare elliptische Aufweitung des Pumpquerschnitts erfolgt. Allerdings wird wegen der hohen Fresnel-Verluste eine Entspiegelung (dielektrische AR-Beschichtung, Anti Reflex-Beschichtung) der Endflächen des Lasermediums notwendig. Die AR-Beschichtung war bei 1040 nm zentriert und hatte eine Transmission beider Endflächen von mehr als 99.5 % in einer Bandbreite von 100 nm.

4.1.2 Experimente ohne Cavity-Dumping

Zunächst soll anhand des Beispiels zweier Laserresonatoren gezeigt werden, dass Yb:Glas sowohl zur Erzeugung hoher mittlerer Leistungen als auch zur Erzeugung ultrakurzer Lichtpulse geeignet ist. Beide Resonatoren sind als Standard z-Resonatoren ausgelegt, bei denen die gewünschte Modengröße im Laserglas durch zwei gekrümmte Spiegel und die Armlängen des Resonators eingestellt wird. Die Laser sind durch SESAMs modengekoppelt und werden im Soliton-Regime betrieben.

Prismenloser Laser

In einem ersten Experiment wurde ein prismenloser Laser aufgebaut, d. h. die Dispersionskontrolle wurde lediglich durch dispersive Spiegel, die als dielektrische Schichtstapel

²Ein kleiner Winkel ist weiterhin notwendig, um Etalonneffekte, welche die Modenkopplung beeinträchtigen, zu vermeiden.

I_{pump}/A	P_{out}/mW	$\Delta\lambda/\text{nm}$	λ_0/nm	ΔR
2.23	91	14.9	1055.9	1 %
2.86	123	16.3	1055.7	2 %
3.10	93	18.2	1058.8	2 %
4.10	94	20.6	1061.2	2 %

Tabelle 4.1: Ergebnisse beim Laser mit Prismen

ausgelegt sind, eingestellt. Die Spiegel bestanden aus einer Struktur, die aus mehreren Gires-Tournouis Interferometern (GTIs) aufgebaut ist [Sie86]. Eine ausführliche Diskussion der Eigenschaften dieser Klasse von dielektrischen Schichtstapeln ist von Golubovic et al. durchgeführt worden [Gol00]. Dispersionskontrolle mittels dispersiver Spiegel hat den Vorteil einer verbesserten mechanischen Stabilität im Vergleich zu Lasern, die Prismen zur Dispersionskontrolle benutzen. Die GTIs waren ein kommerzielles Produkt der Firma Layertec und hatten eine Gruppenlaufzeitdispersion von jeweils -250 fs^2 . Die Krümmungsradien der Spiegel waren $r = 200 \text{ mm}$ für M1, M4 und $r = 150 \text{ mm}$ für M2. Eine schematische Darstellung des Lasers ist in Abb. 4.2 gezeigt. Als Pumpoptiken wurden achromatische Linsen L1, L2 mit einer Brennweite von 30 bzw. 50 mm verwendet. Der SESAM hatte eine Modulationstiefe von etwa $\Delta R = 1.5 \%$ und die Auskopplung betrug 5 %. Zur Feineinstellung der Dispersion standen Quarzglasplatten mit einer Dicke von 2.5 mm zur Verfügung. Bei maximalem Pumpstrom von 4.8 A wurde unter Verwendung von zwei Quarzglasplatten eine mittlere Leistung von 850 mW erreicht. Die spektrale Breite der Pulse betrug 12.0 nm bei einer Zentralwellenlänge von 1041.9 nm. Dem entspricht eine Fourierlimitierte Pulsdauer von 100 fs. Die QSML-Schwelle war bei einem Strom von 3 A erreicht und die Ausgangsleistung betrug dann noch 490 mW. Wurde nur eine Glasplatte verwendet, so konnten 925 mW mittlere Leistung bei einer spektralen Breite von 8.7 nm erreicht werden [Gor04].

Laser mit Prismen

Um eine bessere Dispersionskontrolle zu ermöglichen wurde der oben beschriebene Laser durch eine Quarz-Prismensequenz ergänzt. Dabei wurden die Glasplättchen sowie M5 und M6 entfernt und in den oberen Laserarm die Prismensequenz mit einem Apex-Abstand von 500 mm eingebaut. Darüber hinaus wurde ein doppelbrechendes Filter (BIFI), bestehend aus einem 1 mm dicken Quarzkristall, zur Frequenzabstimmung verwendet. Die Prismenstrecke kompensiert die relativ große Dispersion dritter Ordnung der GTIs. Durch diese Maßnahmen und die Verringerung der Auskopplung auf 1.6 % konnten Spektren mit wesentlich höherer Bandbreite (maximal 20.6 nm) als im prismenlosen Design (maximal 12.0 nm) erzielt werden. Die Ergebnisse sind in Tabelle 4.1 zusammengefasst. Zwei Gründe können für die signifikant breiteren Spektren angegeben werden: Zum einen gilt für die erzielbare Pulsdauer

$$\tau_{\text{FWHM}} \propto \sqrt{g_{\text{peak}}}/\Omega_{\text{g}}, \quad (4.5)$$

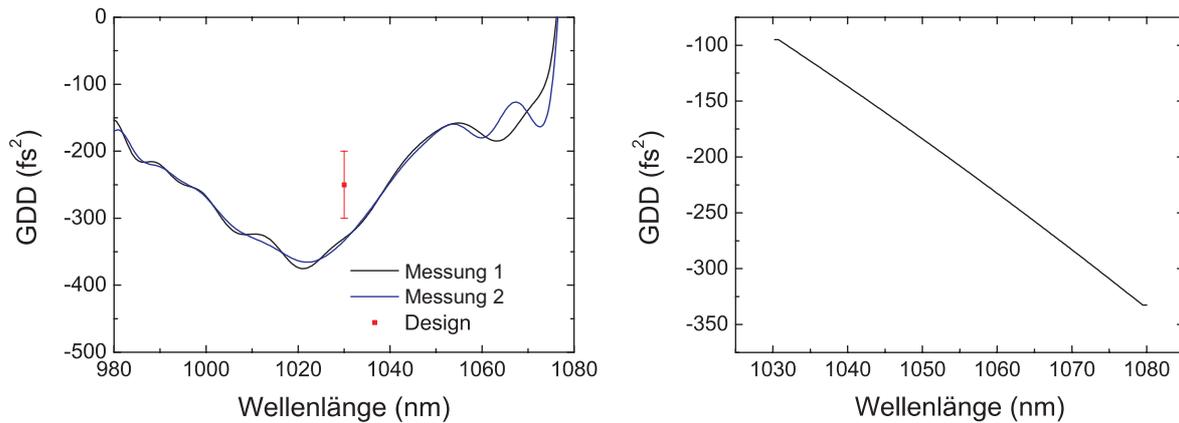


Abbildung 4.3: Links: Messung der GDD einer Spiegelreflexion (GTI, Layertec Charge: A0903052) mittels Weißlichtinterferometrie [Dra05]. Rechts: Berechnung der GDD der Prismenanordnung bestehend aus zwei Quarzprismen mit einem Apexabstand von 500 mm und einer Prismeneinbringung von 16 mm. Die Prismen waren für eine Zentralwellenlänge von 800 nm geschnitten.

d. h. für kleineren gesättigten Gewinn g_{peak} werden höhere Bandbreiten erzielt [Kär98, Hön99a, Hau91]. Ω_g ist die Gewinnbandbreite, die wie in Abschnitt 2.3.2 diskutiert, ebenfalls eine Abhängigkeit von g_{peak} aufweist. Zweitens ist durch die Quarz-Prismenstrecke eine Kompensation der Dispersion dritter Ordnung bis zu einem gewissen Grade möglich. Dies ist in Abb. 4.3 illustriert; man beachte die entgegengesetzte Steigung der GDD für die GTIs bzw. Prismenanordnung.

4.2 Yb:Glas-Laser mit Cavity-Dumping

Der Yb:Glas-Laser mit Cavity-Dumping basiert auf dem Resonatorkonzept der oben beschriebenen Laseroszillatoren [Kil05a, Kil04b]. Es gibt jedoch einige wesentliche Modifikationen. Die wohl offensichtlichste ist, dass ein güteschaltendes Element eingebaut wurde, um das Cavity-Dumping zu realisieren. Weiterhin wurde der Resonator verlängert und ohne Auskoppelspiegel betrieben, um möglichst hohe resonatorinterne Energie zu erzeugen. Eine Prinzipskizze des Aufbaus ist in Abb. 4.4 gegeben. In den folgenden Abschnitten werden zunächst die technischen Details des Laseraufbaus besprochen, und dann wird auf die Messungen am Lasersystem eingegangen.

4.2.1 Funktionsweise des Güteschalters

Der Güteschalter ist das Herzstück eines Lasers mit Cavity-Dumping und war in unserem Fall als elektro-optischer Modulator (EOM) mit einer BBO (*Beta Barium Borat*) Pockels-Zelle (PC) ausgelegt. Dies hat im Vergleich zu akusto-optischen Modulatoren (AOM), die auch sehr verbreitet für Cavity-Dumping eingesetzt werden, den Vorteil, die SPM

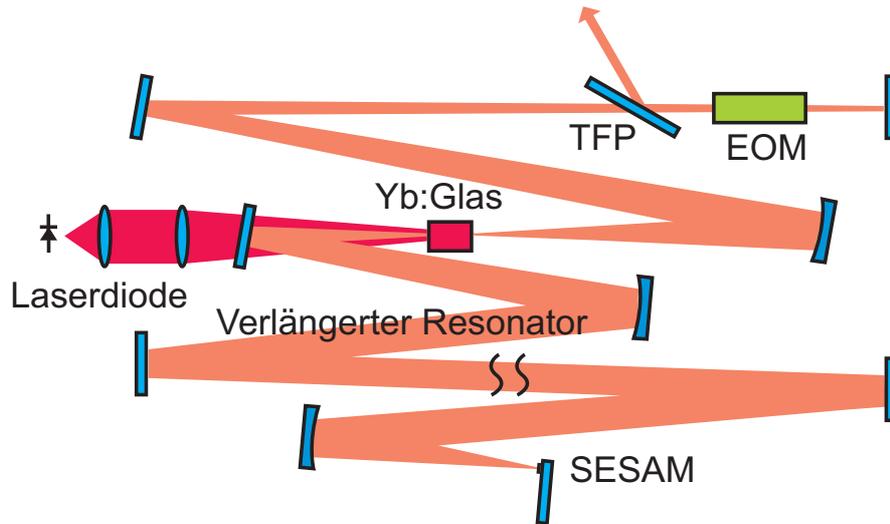


Abbildung 4.4: Skizze des Lasers mit Cavity-Dumping. TFP: Dünnschichtpolarisator; EOM: elektro-optischer Modulator; SESAM: Sättigbarer Halbleiter-Absorberspiegel.

auf einen relativ kleinen Wert zu beschränken.³ Der elektrooptische Effekt ist eine $\chi^{(2)}$ -Nichtlinearität und tritt in allen nicht inversionssymmetrischen Kristallen auf [Boy92]. In unserem Fall nutzen wir den transversalen elektro-optischen Effekt, d. h. Propagation des Lichts entlang der außerordentlichen Kristallachse und langsam veränderliches elektrisches Feld transversal zur Ausbreitung des Lichts. Die Gesamtlänge der PC war 36 mm (Cleveland Crystals, Lightgate 3) und die vom Hersteller spezifizierte Viertelwellen-Spannung 2600 V. Um die resonatorinternen Verluste möglichst gering zu halten, wurde auf Fenster zum Schutz der Kristalle verzichtet. Dies bedingt extreme Vorsicht bei der Handhabung der PC. Insbesondere dürfen keinesfalls Schmutzpartikel die Oberflächen kontaminieren, da diese nicht wieder entfernt werden können. Eine staubfreie Atmosphäre ist daher unabdingbar. Weiterhin sollte sie in einer trockenen Umgebung betrieben werden, da BBO hygroskopisch ist. Eine wesentliche Komponente des Systems ist die Ansteuerelektronik der PC. Um einzelne Pulse innerhalb eines Resonatorumlaufs auskoppeln zu können, sind Schaltflanken im ns-Bereich erforderlich, was insbesondere bei hohen Auskoppelfrequenzen im MHz-Bereich eine erhebliche Anforderung an die elektronischen Schalter darstellt. In unseren Experimenten haben wir eine kommerzielle Elektronik eingesetzt, die eigens für unsere Anforderungen entwickelt wurde. Das zugrunde liegende Schaltungsprinzip ist in Abb. 4.5 veranschaulicht.

Es werden vier Schalter verwendet, um die Pockels-Zelle anzusteuern. Dabei sind jeweils zwei Schalter (On, Off) pro Elektrode (P1, P2) der PC vorgesehen. Diese arbeiteten komplementär (so genanntes Push-Pull Prinzip), d. h. falls Schalter “On” geschlossen ist, ist Schalter “Off” geöffnet und umgekehrt. Die beiden “On”-Schalter sind mit der positiven

³Beim AOM, der für Cavity-Dumping verwendet wird, ist es aus technischen Gründen notwendig einen relativ kleinen Strahldurchmesser $w_{s,0} \approx 25 \mu\text{m}$ im Modulator zu erzeugen. Diese Limitation fällt beim EOM weg.

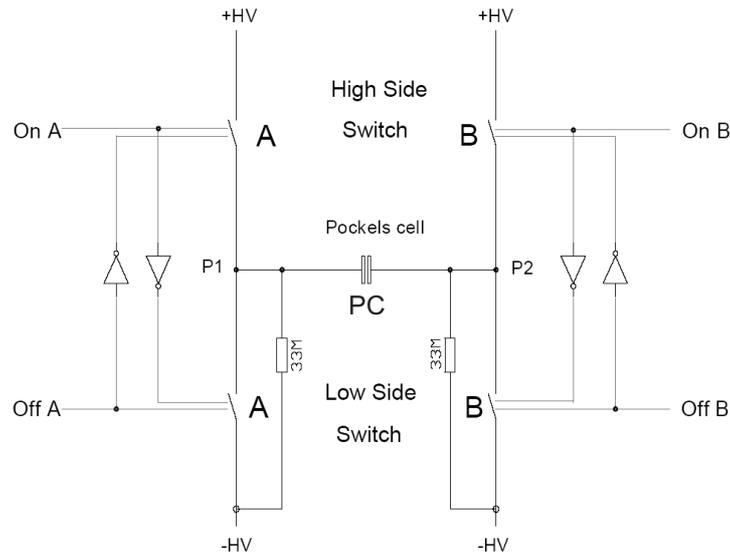


Abbildung 4.5: Prinzipschaltbild des PC-Treibers. (*Quelle:* Benutzerhandbuch des PC-Treibers)

(+HV) und die “Off”-Schalter mit der negativen (-HV) Spannungsversorgung verbunden. Der Zustand des Systems wird durch die positiven Flanken von vier TTL-Signalen gesteuert. Ein Signal am Eingang “On A” schließt den oberen Schalter und öffnet gleichzeitig den unteren. Damit liegt an der Elektrode P1 die Versorgungsspannung +HV an. In Analogie öffnet ein Signal am Eingang “Off A” den oberen Schalter und schließt den unteren. Die Elektrode P2 wird auf gleiche Weise angesteuert. In Abb. 4.6 ist beispielhaft eine Schaltsequenz angegeben, die zu positivem Spannungsabfall über der PC führt. Damit kann zwei mal pro Ansteuerperiode ausgekoppelt werden. Die Auskopplung erfolgt jeweils zu den Zeiten t_{A+} und t_{B-} . Die Spannungspulse haben eine Dauer von $\Delta t_1 = t_{B+} - t_{A+}$ bzw. $\Delta t_2 = t_{A-} - t_{B-}$. Es fällt auf, dass es möglich ist, einen im Rahmen der Schaltflanken beliebig kurzen Spannungspuls zu erzeugen, da pro Puls jeder Schalter nur einmal geschaltet

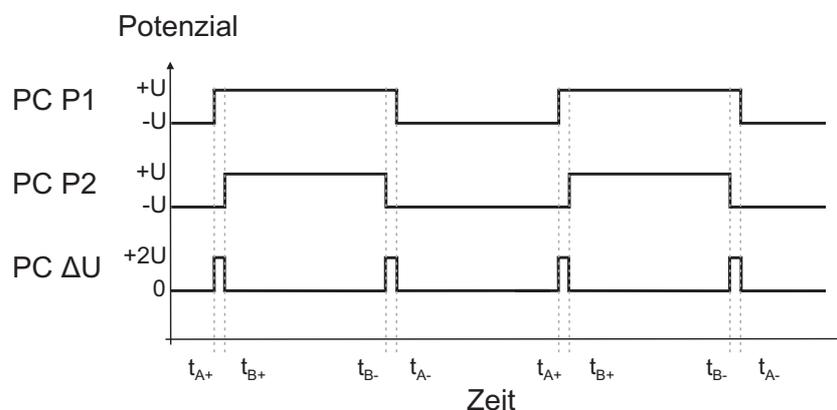


Abbildung 4.6: Schaltsequenz, die zu positiven Spannungspulsen an der PC führt.

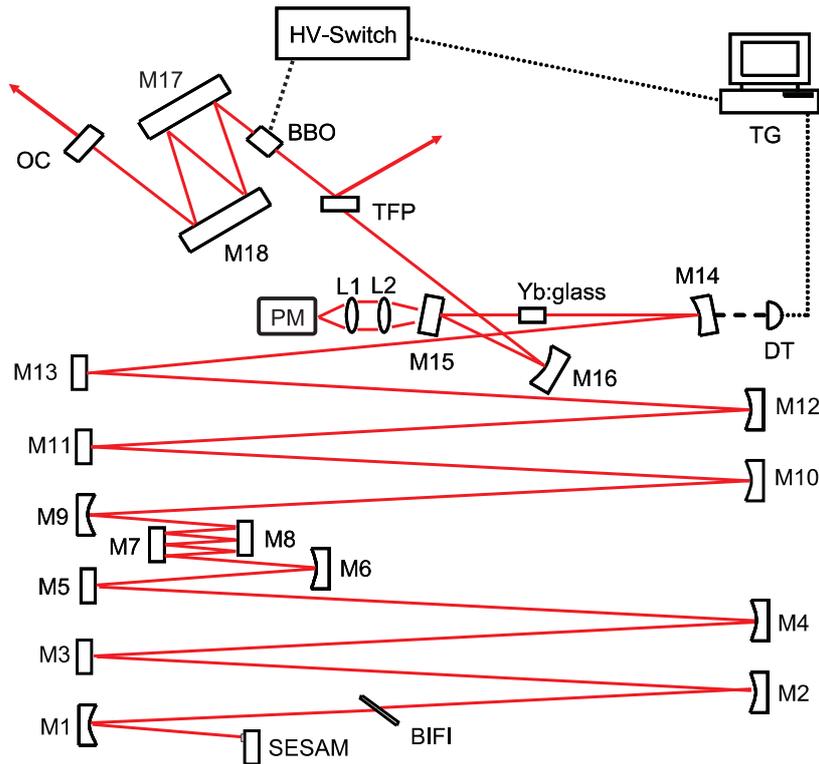


Abbildung 4.7: Skizze des Yb:Glas-Lasers mit Cavity-Dumping; PM, Pumpmodul; L1, L2, achromatische Linsen; BIFI, doppelbrechendes Filter; OC, 0.3 % Auskoppelspiegel; M15, dichroitischer Pumpspiegel; Alle anderen Spiegel: hochreflektierende, (teils) dispersive Spiegel; TFP, Dünnschichtpolarisator; TG, Trigger-Generator.

werden muss⁴.

Limitiert durch die Abwärme des Systems konnten mit Spannungen von 1.54 kV (1.21 kV) Schaltfrequenzen von 1 MHz (1.4 MHz) realisiert werden. Diese waren ausreichend, um weit über 50 % der resonatorinternen Pulsenergie auszukoppeln. Typischerweise war dabei das Verhältnis zwischen ausgekoppeltem Puls und den Nachfolgepulsen bei Verwendung eines zusätzlichen Polarisators hinter dem TFP besser als 1/2000.

4.2.2 Laser-Aufbau

Der Laserresonator, welcher in Abb. 4.7 gezeigt ist, war ein Standard z-Resonator. Dabei erzeugten zwei gekrümmte Spiegel (M14 und M16) mit den Brennweiten 75 mm bzw. 100 mm den Fokus im Lasermedium. Der durch Simulation bestimmte Strahlradius im Fokus war $\approx 40 \mu\text{m}$. Die Verlängerung des Resonators erfolgte durch resonatorinterne Teleskope. Dabei waren die verwendeten Brennweiten 500 mm (M2, M4, M10, M12) bzw. 250 mm (M6, M9); es konnte eine Wiederholfrequenz von 21 MHz erreicht werden. Das Lasermedium war wie-

⁴Es wäre sehr viel schwieriger einen Schalter in schneller Folge zu öffnen und gleich wieder zu schließen.

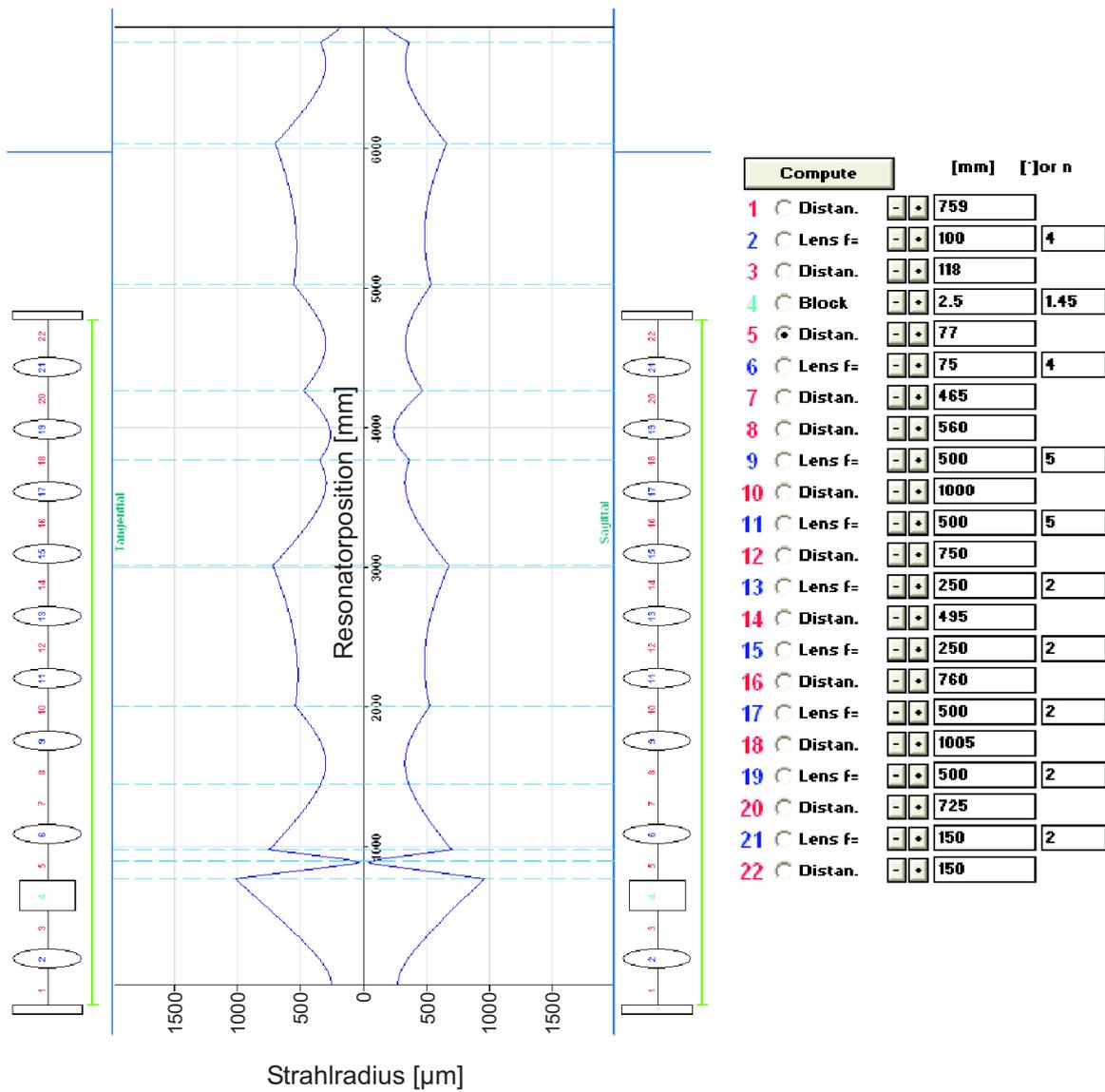


Abbildung 4.8: Simulation des Strahlradius im Yb:Glas-Laser basierend auf der ABCD-Matrizen Methode. Die Simulationen wurden mittels der kommerziellen WinLase Software durchgeführt.

derum Yb:LG760, wobei die Länge des AR-beschichteten Stabes 3.5 mm und die Dotierung 15 % betrug. Die Pumpgeometrie wurde bereits in Abschnitt 4.1.1 detailliert beschrieben; im Gegensatz zu Abschnitt 4.1.2 wurde zur Abbildung des Pumplichts eine Kombination von achromatischen Linsen mit den Brennweiten 30 mm (L1) bzw. 75 mm (L2) gewählt. Am Laserglas wurden 3.7 W optischer Pumpleistung gemessen, von denen 1.4 W im Lumineszenzbetrieb transmittiert wurden. Ein SESAM initiierte die Modenkopplung und stabilisierte den solitären Puls gegen das Kontinuum. Dabei wurde der Laser nicht selbststartend, d. h. in diesem Fall mit relativ großem Modenquerschnitt am SESAM (340 μm), ausgelegt, um einer Beschädigung des Absorbers vorzubeugen. Die Dispersionskontrolle erfolgte über dispersive Spiegel, deren GDD in Abb. 4.3 dargestellt ist. Es wurden 17 Reflexionen verwirklicht, um stabilen solitären Betrieb zu gewährleisten. Der Laser war in seiner Zentralwellenlänge mittels eines doppelbrechenden Filters (1 mm Quarzplättchen) durchstimmbar. Eine Berechnung der Strahlgrößen im Resonator wurde mit dem kommerziellen Programms WinLase durchgeführt und ist in Abb. 4.8 gegeben.

4.2.3 Experimentelle Ergebnisse

In diesem Abschnitt werden die experimentellen Ergebnisse, die mit dem Yb:Glas-Laser mit Cavity-Dumping erzielt werden konnten präsentiert. Dabei wurde der Laser mit einer Reihe von verschiedenen Auskoppelfrequenzen betrieben, so dass es möglich war die theoretische Modellierung aus Kapitel 3 und die damit gemachten Aussagen zur Stabilität und zum dynamischen Verhalten im Experiment zu verifizieren und damit zu untermauern.

Verifikation der unterschiedlichen dynamischen Regime

In Abschnitt 3.1 wurde herausgearbeitet, dass der Betrieb eines Lasers mit Cavity-Dumping, je nach relativer Lage von f_{dump} und f_{relax} , in drei Regime eingeteilt werden kann, das relaxierte, das resonante und das transiente Regime. Die Transienten der resonatorinternen Pulsenergie und Spitzenleistung sind in Abb. 4.9 gezeigt.

Für niedrige Auskoppelfrequenzen [$< 20\text{kHz}$, Abb 4.9(A, B)] ist die Zeit zwischen zwei Auskoppelvorgängen lang im Vergleich zur Relaxationsperiode ($f_{\text{relax}} \approx 40\text{kHz}$) und daher relaxiert die resonatorinterne Energie auf ihren stationären Endwert. Es ist sofort einsichtig, dass sowohl Pulslänge als auch resonatorinterne Pulsenergie der des ungestörten Resonators entsprechen. Im Experiment ist es möglich, das relaxierte Regime zu relativ hohen Frequenzen auszudehnen (bis zu 20 kHz), indem der Laser bezüglich Dispersion und Pulsenergie sehr nahe an der Multipuls-Instabilität betrieben wird. Der Überschwinger nach dem Cavity-Dumping wird durch das optimierte Verhältnis zwischen spektralem Filter und Absorberwirkung deutlich reduziert [Sch00a]. In diesem Regime ist die beobachtete Puls-zu-Puls-Stabilität exzellent und entspricht mit einem rms-Wert von 0.1 % dem eines gewöhnlichen Laseroszillators.

Im resonanten Regime [$f_{\text{dump}} \approx f_{\text{relax}}$, Abb 4.9(C, D)], tritt eine Periodenverdopplung bezüglich der Pulsenergie auf. Dieses Regime erstreckt sich etwa von 20 bis 80 kHz. Die Modulation des Transienten der Spitzenleistung bedeutet eine Oszillation der Pulslänge

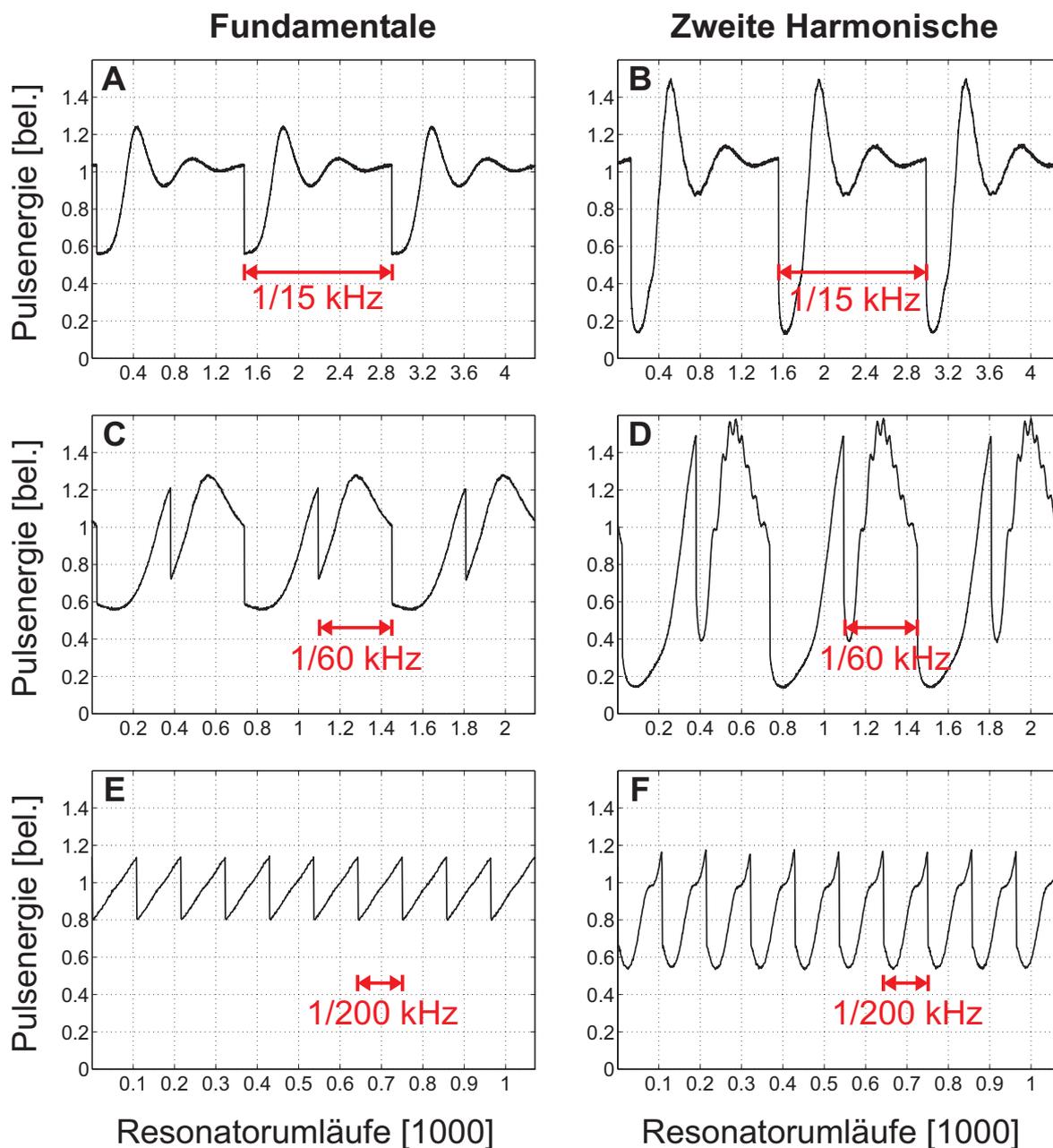


Abbildung 4.9: Resonatorinterne Energie und Spitzenleistung (mittels Pulsenergie der zweiten Harmonischen detektiert). Zur Gewinnung eines Monitor-signal wurde ein kleiner Auskoppelspiegel (0.3%) verwendet und die Detektion erfolgte mit einer Photodiode. Die roten Pfeile zeigen die Dumping-Periode an.

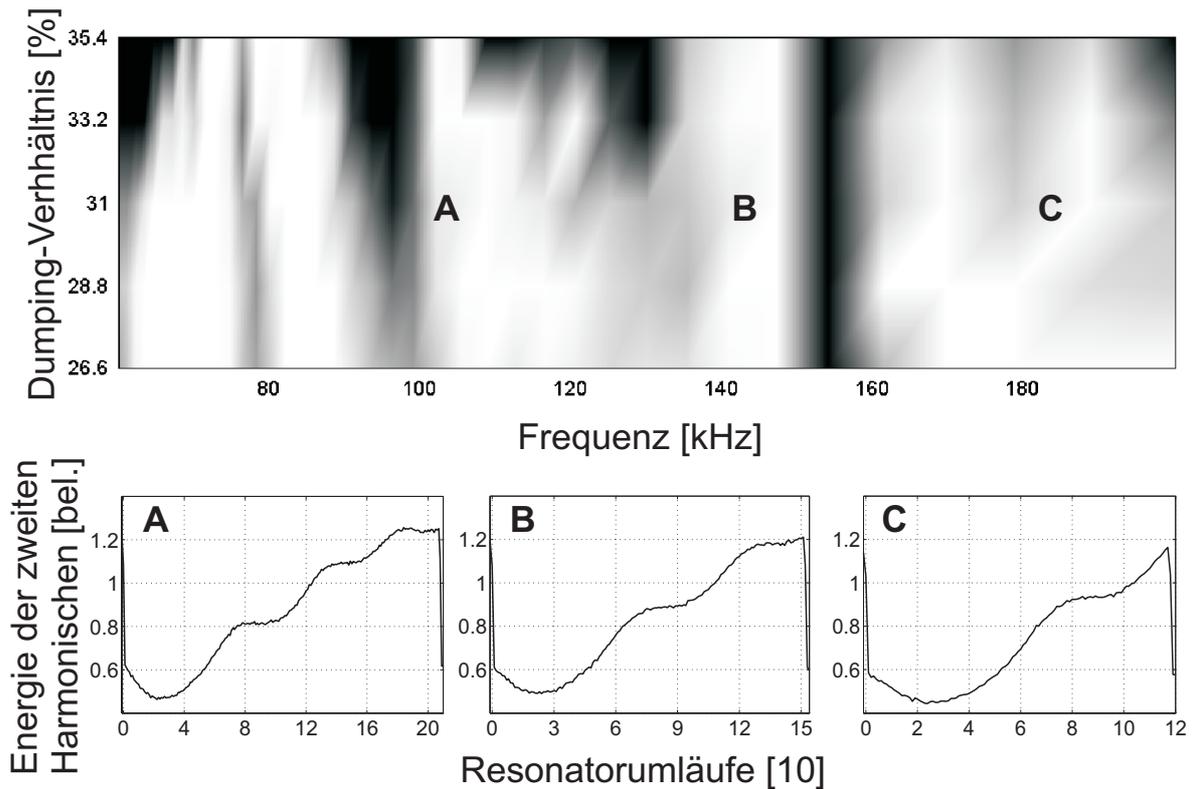


Abbildung 4.10: Oberer Teil: Gemessenes Stabilitätsdiagramm des Lasers im transienten Regime. Helle Bereiche: geringes rms-Rauschen = hohe dynamische Stabilität; dunkle Bereiche: schlechte dynamische Stabilität. Unterer Teil: Transient der zweiten Harmonischen wurde mittels einer schnellen Photodiode aufgezeichnet. Die unterschiedlichen Regime A (TR_4), B (TR_3) und C (TR_2) sind durch instabile Regionen getrennt. (Zum Vergleich siehe Abb. 3.3 und 3.4.)

innerhalb des Transienten und ist ein Effekt der dritten relevanten Zeitkonstante, nämlich der Phasenperiode des solitären Pulses. Diese dritte Zeitkonstante wird im transienten Regime von Bedeutung sein und das dynamische Verhalten dominieren.

Das transiente Regime wurde für $f_{\text{dump}} > 80$ kHz identifiziert; die Dynamik der Inversion ist zunehmend zu langsam, um der Änderung der Pulsenergie zu folgen. Daher kann wieder ein stabiler Einzelenergie-Zustand beobachtet werden, Abb. 4.9(E, F). Wieder ist eine Modulation des Transienten der Spitzenleistung zu erkennen. Wie im Folgenden gezeigt wird können die Oszillationen der Pulslänge einen wesentlichen Einfluss auf die Stabilität des Systems haben.

Stabilitätsuntersuchung im transienten Regime

Um den Einfluss der Phasenperiode des Pulses auf die Stabilität des Systems zu zeigen, ist ein gemessenes Stabilitätsdiagramm in Abb. 4.10 gezeigt. Als Maß für die Stabilität des Systems wurde das rms-Rauschen der zweiten Harmonischen in Abhängigkeit von Dumping-Verhältnis und Dumping-Frequenz aufgezeichnet. Helle Regionen zeigen Para-

meterbereiche mit hoher Stabilität und dunkle Bereiche zeigen schlechte Stabilität. Im Extremfall kann in diesen Bereichen die Modenkopplung sogar verloren gehen. Bei gewissen Dumping-Frequenzen mit hoher Stabilität ist das rms-Rauschen besser als 0.8%. Es ist offensichtlich, dass ein verringertes Dumping-Verhältnis die Störung vermindert und damit die Stabilität erhöht. Dem gegenüber wachsen bei hohen Dumping-Verhältnissen die instabilen Regionen an, bis nur noch einige wenige stabile Bereiche übrig bleiben. Instabilität tritt entweder als subharmonischer multi-Energie Zustand in der zweiten Harmonischen oder als irreguläre Energiefluktuationen auf. Im Vergleich zum berechneten Stabilitätsdiagramm Abb. 3.3 kann zumindest qualitativ eine gute Übereinstimmung festgestellt werden. Sowohl im numerisch berechneten wie auch im gemessenen Diagramm fällt die Aufspaltung in diskrete Stabilitätsbanden auf.

Die Kurven im unteren Teil von Abb. 4.10 zeigen die Spitzenleistungs-Transienten bei verschiedenen Dumping-Frequenzen in drei benachbarten stabilen Bereichen des transienten Regimes. Diese sind auch im Stabilitätsdiagramm gekennzeichnet. Es ist klar erkennbar, dass die einzelnen Stabilitätsbänder anhand der Anzahl der Perioden im Transienten klassifiziert werden können, wie schon in Abschnitt 3.2.1 diskutiert. Für hohe Dumping-Frequenzen befindet sich das System im Regime TR_2 [Abb. 4.10(C)]. Durch Verringerung der Dumping-Frequenz wird der Laser im Bereich von 155 kHz instabil und springt abrupt nach TR_3 [Abb. 4.10(B)], wo der Laser wieder stabil arbeitet. Auf gleiche Weise erfolgt der Übergang nach TR_4 [Abb. 4.10(A)] im Bereich von 120 kHz. Die Relaxationsoszillation ist für die starke Destabilisierung unter 60 kHz verantwortlich, wo wir das resonante Regime mit ausgeprägtem subharmonischem Verhalten erreichen [Abb. 4.9(C)]. Das System bleibt in diesem Bereich instabil bis das relaxierte Regime unter 20 kHz erreicht wird.

Im Gegensatz zum relaxierten Regime unterscheiden sich offensichtlich die im transienten Regime generierten Pulse in ihren spektralen und zeitlichen Eigenschaften von den Pulsen im ungestörten Fall. Diese Eigenschaften sind in Abb. 4.11 zusammengefasst. Während die zeitliche Pulsbreite konstant bleibt, ist das optische Spektrum im transienten Regime durch Kelly-Seitenbänder stark moduliert. Dieser Effekt wurde bereits in Abschnitt 3.2.2 in einiger Ausführlichkeit behandelt (Vergleich Abb. 3.6).

Pulsformungsdynamik im transienten Regime

Um die Pulsformung innerhalb eines Transienten zu klären und die Rechnung (Abb. 3.5) zu bestätigen, wurde eine Messanordnung realisiert, die es ermöglicht hat, neben den Transienten der Pulsenergie auch diejenigen der Intensitäts-Autokorrelation und des optischen Leistungsspektrums zu messen. Um dies zu erreichen wurden die resonatorinternen Pulse über einen kleinen Auskoppelspiegel (Abb. 4.4, OC 0.3%) in ein "Scanning Fabry-Perot" Interferometer und einen hintergrundfreien Intensitäts-Autokorrelator, der mit einem 300 μm dicken KNbO_3 Kristall ausgestattet war, eingekoppelt.

Die Funktionsweise eines "Scanning Fabry-Perot" Interferometers beruht, wie schon die Bezeichnung andeutet, darauf, dass durch eine Änderung des Spiegelabstands die Transmissioncharakteristik des Resonators über die Frequenzachse verschoben wird. Somit kann nach einer geeigneten Eichung der Frequenzachse das Leistungsspektrum eines Laserstrahls

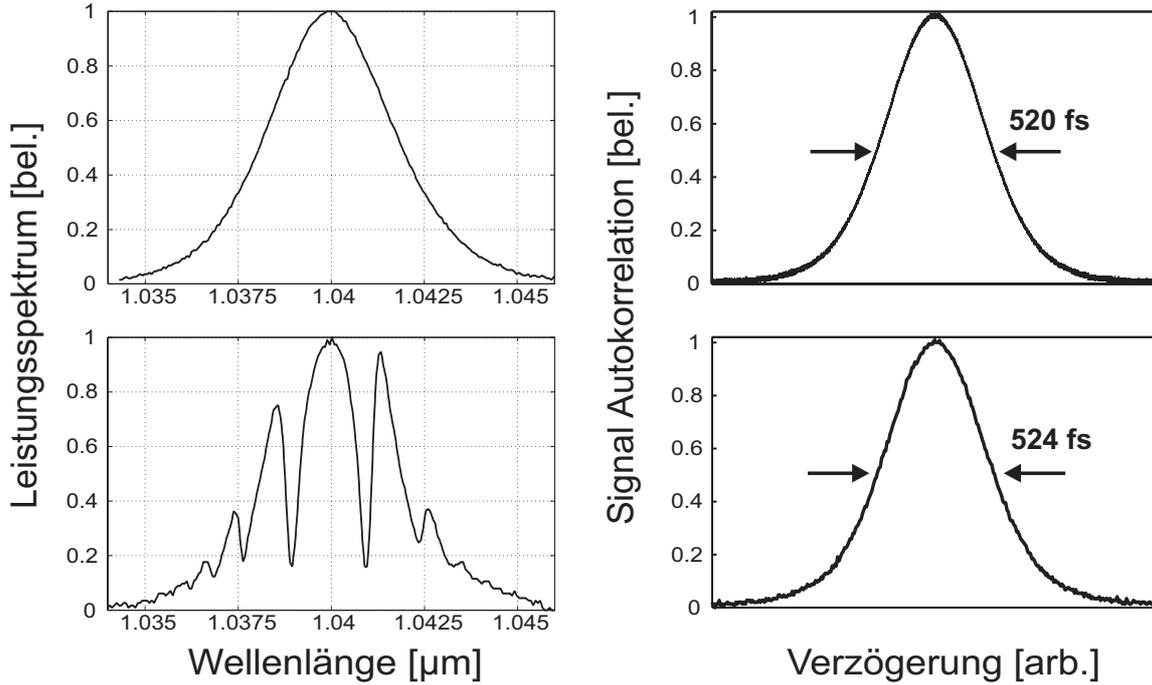


Abbildung 4.11: Messung der Spektren (links) und hintergrundfreien Intensitäts-Autokorrelationen (rechts). Die beiden oberen Graphen wurden im relaxierten Regime aufgenommen und korrespondieren zu den Ergebnissen ohne Cavity-Dumping. Die unteren Graphen wurden im transienten Regime bei 180 kHz aufgezeichnet. Der Autokorrelation mit einer Breite von 520 fs (524 fs) entspricht eine Pulslänge von 337 fs (340 fs) bei angenommener sech^2 -Form der Pulse.

mit einer Photodiode aufgezeichnet werden, indem der Abstand der Resonatorspiegel periodisch mittels eines Piezokristalls moduliert wird. Die Eichung erfolgte in unserem Fall durch Aufzeichnen der Spektren des Lasers ohne Cavity-Dumping und Vergleich mit einem kalibrierten Spektrometer. Das Spektrometer bestand aus zwei Auskoppelspiegeln mit den Reflektivitäten $R_1 = 99.2\%$ und $R_2 = 98.6\%$. Die Finesse eines idealen Fabry-Perot Interferometers berechnet sich nach [Sve98]:

$$\mathcal{F} = \frac{\pi(R_1 R_2)^{1/4}}{1 - (R_1 R_2)^{1/2}}. \quad (4.6)$$

Wir erhalten für unsere Spiegelkombination $\mathcal{F} = 284$, was allerdings eine Abschätzung nach oben ist, da in Realität zusätzliche Verluste hinzukommen. Bei einer vollen Halbwertsbreite der Spektren von 4 nm sollte ein freier Spektralbereich von mindestens $\Delta\lambda_{\text{fsr}} = 20$ nm angestrebt werden, was bei der Zentralwellenlänge $\lambda_0 = 1040$ nm einem Frequenzabstand von $\Delta f_{\text{fsr}} = 5.55$ THz und einem Abstand der Spiegel von $L_{\text{res}} = 27$ μm entspricht. Damit ergibt sich für die volle Halbwertsbreite einer longitudinalen Mode des Interferometers

$$\Delta f_{\text{res}} = \frac{\Delta f_{\text{fsr}}}{\mathcal{F}} = 19.5 \text{ GHz}, \quad (4.7)$$

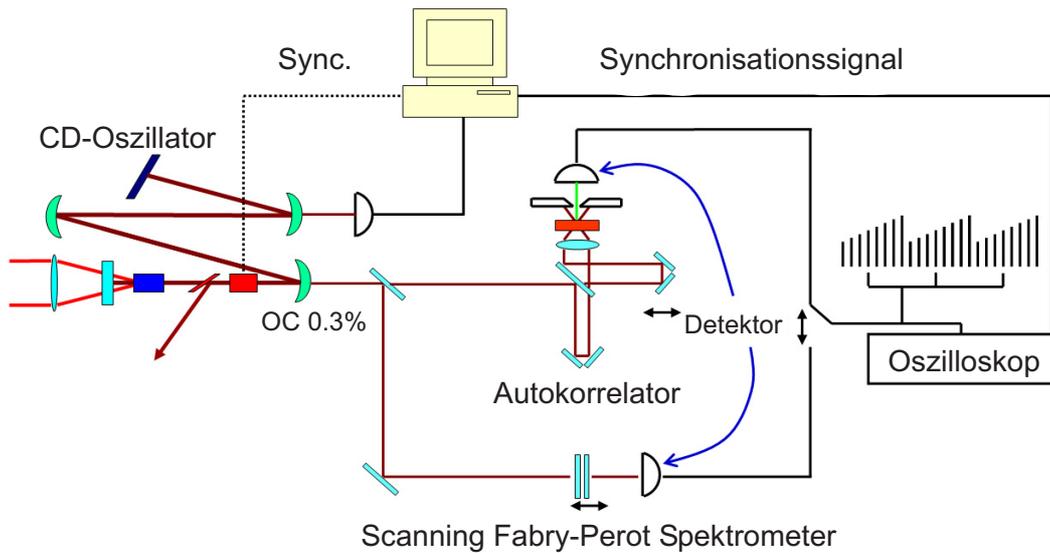


Abbildung 4.12: Experimenteller Aufbau der Messanordnung zur Aufzeichnung transientser Spektren und Autokorrelationen.

und es folgt für das theoretische Maximum der Auflösung des Interferometers $\Delta\lambda_{\text{res}} = 0.07 \text{ nm}$. Die tatsächlich Auflösung wurde im Fall des kontinuierlichen Laserbetriebs überprüft und es wurde eine obere Schranke von 0.5 nm bestimmt, was für die verfolgten Zwecke ausreichend war.

Durch eine Detektion der optischen Signale vom Spektrometer und vom Autokorrelator mittels schneller Photodioden war es möglich, aufeinanderfolgende Laserpulse des Resonators aufzulösen. Abb. 4.12 zeigt eine Skizze des Aufbaus. Ein Synchronisationssignal von der Ansteuerelektronik des Güteschalters wurde als "Sampling Clock" für das Oszilloskop⁵ verwendet. Durch Einstellung der Zeitverzögerung zwischen Triggerpuls und Dumping-Zeitpunkt war es möglich, in den stabilen Parameterbereichen das Leistungsspektrum und die Autokorrelation eines jeden Laserumlaufs aufzuzeichnen.

In Abb. 4.13 ist der Transient der Autokorrelation (a) und des Spektrums (b) bei einer Dumping-Frequenz von 180 kHz dargestellt. Auffällig ist die wohlgeformte Autokorrelation trotz des stark modulierten Spektrums. Darüber hinaus kann eine Oszillation sowohl der Pulsbreite als auch der spektralen Breite beobachtet werden. Durch Vergleich mit Abb. 4.10 können wir schlussfolgern, dass sich der Laser im TR_2 -Regime befand. Es sollte noch einmal bemerkt werden, dass sich diese Messungen in exzellenter Übereinstimmung mit den berechneten Kurven aus Abschnitt 3.2.2 befinden.

Laserbetrieb im TR_1 -Regime

Aus den numerischen Simulationen wurde in Abschnitt 3.2.1 die Schlussfolgerung gezogen, dass ein solitär modengekoppelter Laser mit Cavity-Dumping möglichst im TR_1 -Regime

⁵Verwendetes Oszilloskop: LeCroy Waverunner LT584

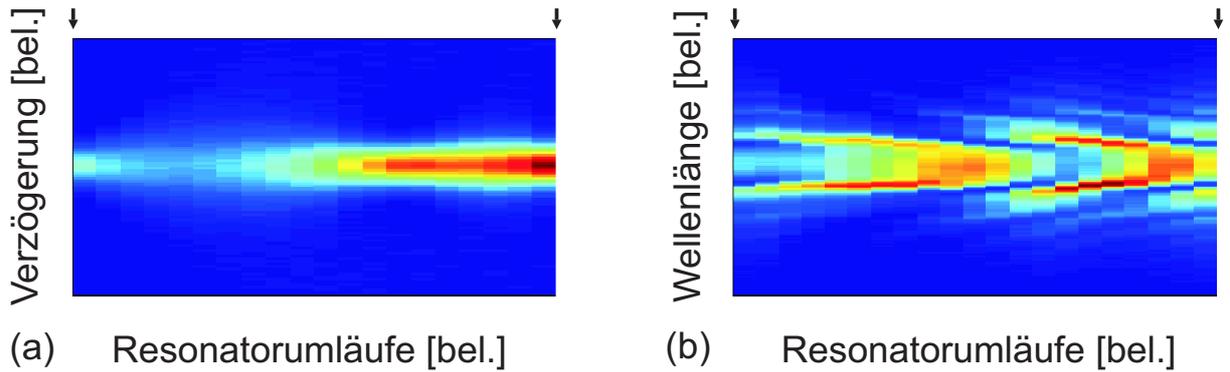


Abbildung 4.13: Messung der zeitlichen Evolution von Autokorrelation (a) und Leistungsspektrum (b) des resonatorinternen Pulses eines kompletten transienten Zyklus. Die Zeitpunkte der Auskopplung sind durch schwarze Pfeile gekennzeichnet. (zum Vergleich siehe auch Abb. 3.5)

betrieben werden sollte,⁶ um dynamische Instabilitäten zu vermeiden. In diesem Abschnitt werden wir nun diese Aussage im Experiment mit hohen Dumping-Frequenzen (> 450 kHz) verifizieren.

Abb. 4.14(a) zeigt die Leistungsspektren der ausgekoppelten Pulse für ansteigende Dumping-Frequenzen f_{dump} von 475 kHz bis 1.1 MHz. Für $f_{\text{dump}} < 475$ kHz wurde eine Destabilisierung des Systems festgestellt, da das TR_1 -Regime verlassen wurde.

Experimentell wurde festgestellt, dass eine Erhöhung der Dumping-Frequenz den spektralen Schwerpunkt des Laserpulses zu kleineren Wellenlängen hin verschob. Dieser Effekt wird durch den Quasi-Drei-Niveau-Charakter des Lasermediums ausgelöst. Eine Erhöhung von f_{dump} ist äquivalent mit erhöhten Resonatorverlusten und konsequenterweise verschiebt der Laser seine Zentralwellenlänge zu kürzeren Wellenlängen, wo für die neuen Verluste ein optimales Verhältnis zwischen Emissions- und Absorptionsquerschnitt vorherrscht. Um die Zentralwellenlänge bei 1040 nm zu fixieren, musste das Dumping-Verhältnis von 65 % auf 55 % gesenkt werden, während die Dumping-Frequenz erhöht wurde, so dass die Netto-Umlaufverluste konstant gehalten wurden.

Wie zu erwarten war, verringerte sich im erwähnten Frequenzintervall die Pulsenergie von 550 nJ auf 300 nJ, während die mittlere Leistung von 260 mW auf 330 mW anwuchs. Wiederum sind die Kelly-Seitenbänder in den Spektren klar erkennbar. Für steigende Dumping-Frequenz bewegten sich die Seitenbänder weg vom Zentrum des Spektrums (Vergleich Abb. 3.9). Dies liegt an der Verringerung der angesammelten Resonatorphase bei höherer Dumping-Frequenz. Die Breite der hintergrundfreien Intensitäts-Autokorrelation [Abb. 4.14(b)], gemessen bei 1.1 MHz, lässt auf eine Pulslänge von 250 fs schließen, was zu einem Zeitdauer-Bandbreite Produkt von 0.3 führt und auf eine transformlimitierte Pulsdauer hindeutet.

In Abb. 4.15 sind Leistungsspektrum, hintergrundfreie Intensitäts-Autokorrelation und der Transient der resonatorinternen Pulsenergie für $f_{\text{dump}} = 500$ kHz dargestellt. In diesem

⁶D. h. $f_{\text{dump}} > f_{\text{phase}}$ und $f_{\text{dump}} \gg f_{\text{relax}}$.

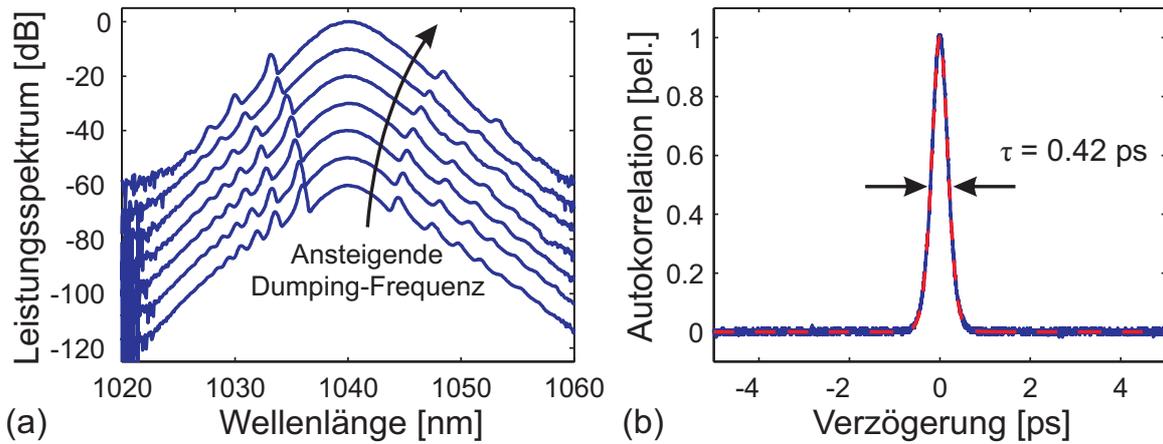


Abbildung 4.14: (a) Leistungsspektren für ansteigende Dumping-Frequenz von 475 kHz bis 1.1 MHz. (b) Hintergrundfreie Intensitäts-Autokorrelation bei 1.1 MHz. Die Autokorrelationsbreite von $\tau = 420$ fs resultiert in einer Pulsbreite von 250 fs, wobei ein sech²-förmiger Puls angenommen wurde. Der Fit an die Autokorrelation eines sech²-förmigen Pulses ist als rot gestrichelte Linie dargestellt.

Fall konnte die PC mit einer höheren Spannung betrieben werden, was zu einem verbesserten Auskoppelverhältnis und damit zu einer höheren Pulsenergie von 750 nJ und auch zu einer höheren mittleren Leistung von 375 mW führte. Das rms-Rauschen der Pulsenergie betrug 0.3%. Mit einer Pulslänge von 470 fs konnte eine Spitzenleistung von über 1.5 MW erzielt werden. Die spektrale Breite der Pulse war signifikant schmäler als im oben diskutierten Fall mit $f_{\text{dump}} = 1.1$ MHz (Abb. 4.14). Zwei Gründe können dafür angegeben werden. Zum einen hat das höhere Auskoppelverhältnis von nunmehr über 80% eine verringerte mittlere resonatorinterne Pulsenergie und damit nach Gl. (2.17) eine größere Pulsdauer zur Folge. Zum anderen verschiebt sich der spektrale Schwerpunkt des Pulses aus oben genanntem Grund hin zu kleineren Wellenlängen, wo die Netto-Dispersion betragsmäßig größer ist und damit die Pulsverlängerung noch verstärkt. Man beachte dazu den Dispersionsverlauf der verwendeten Spiegel in Abb. 4.3.

Diskussion der Ergebnisse

Der solitär modengekoppelte Yb:Glas-Laser mit Cavity-Dumping wurde in allen relevanten dynamischen Regimen untersucht, im relaxierten Regime, im resonanten Regime und im transienten Regime. Dabei konnten die Aussagen bezüglich des Stabilitätsverhaltens und der Pulsformungsdynamik aus Kapitel 3 voll bestätigt werden.

Im relaxierten Regime ($f_{\text{dump}} \ll f_{\text{relax}}$) wurde eine exzellente Stabilität beobachtet, die mit der eines modengekoppelten Oszillators ohne Cavity-Dumping vergleichbar ist. Es konnten Auskoppel-effizienzen von typischerweise 50% erzielt werden, ohne die stabile Modenkopplung zu unterbrechen. Zwei Effekte können angegeben werden, die die Auskopplung limitieren. Erstens wird die Amplitude der Relaxationsoszillation umso größer werden, je

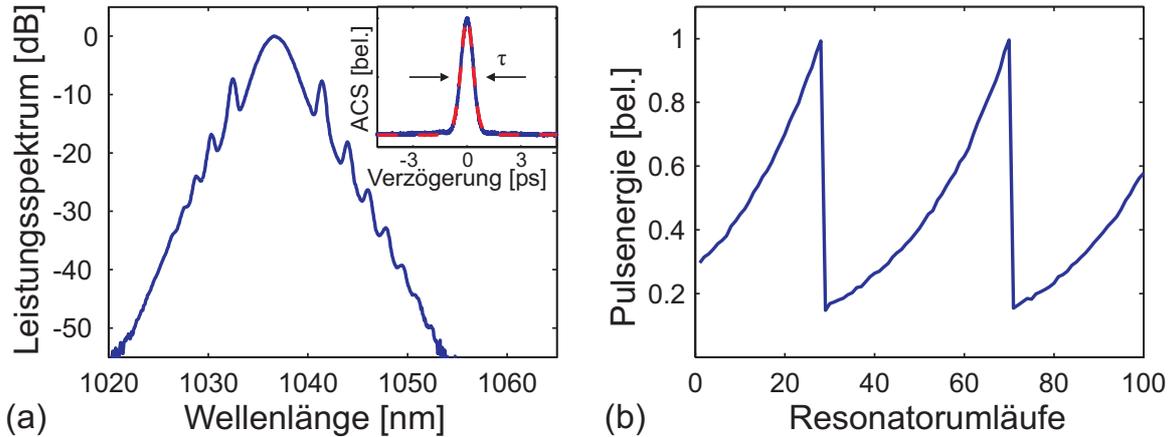


Abbildung 4.15: (a) Leistungsspektrum des 750 nJ-Pulses mit einer spektralen Breite von 2.9 nm für $f_{\text{dump}} = 500$ kHz. Der Einsatz zeigt die hintergrundfreie Intensitäts-Autokorrelation (ACS). Die Autokorrelationsbreite von $\tau = 780$ fs resultiert in einer Pulsbreite von 470 fs, wobei ein sech^2 -förmiger Puls angenommen wurde. Der Fit an die Autokorrelation eines sech^2 -förmigen Pulses ist als rot gestrichelte Linie dargestellt. (b) Relaxationstransient der Pulsenergie für $f_{\text{dump}} = 500$ kHz.

stärker die Störung ist, d. h. der solitäre Puls muss durch das Diktat des Flächentheorems [Gln. (2.16 u. 2.17)] im Maximum des Überschingers zunehmend kürzere Pulsdauern aufweisen, was im Extremfall zum Auseinanderbrechen in einen Doppelpuls führen kann. Zweitens ist es denkbar, dass die extreme Störung, mit der eine schwächere Sättigung des Absorbers (SESAMs) verbunden ist, den Nettoverlust pro Umlauf wesentlich über den Nettogewinn anhebt. Damit kann, falls der Gewinn⁷ nicht schnell genug reagieren kann⁸, die resonatorinterne Pulsenergie weiterhin abfallen und nachfolgend ein drastisches “Spiking” auslösen, was wiederum zu Doppelpulsinstabilitäten führen wird. Im Hinblick auf die Anwendung wird wohl im Fall von Yb:Glas-Lasern das relaxierte Regime wegen der auf etwa 20 kHz limitierten Wiederholfrequenz und der damit verbundenen relativ schlechten Effizienz nur bedingt Einsatz finden. Eine denkbare Anwendung wäre das “Seeden” von regenerativen Verstärkern mit hoher Pulsenergie. Dies hat eine reduzierte Verweildauer des Pulses im Verstärker zur Folge und damit eine bessere Pulsqualität und niedrigere Intensitätsfluktuationen. Eine weitere Anwendung könnte die direkte Verstärkung in Faserlasern sein. Der Vorteil des Systems mit Cavity-Dumping ist neben der hohen Anfangsenergie, dass die Wiederholrate (zumindest im relaxierten Regime) beliebig einstellbar ist.

Im resonanten Regime ($f_{\text{dump}} \approx f_{\text{relax}}$) wurde subharmonisches Verhalten beobachtet (Abb. 4.9). Auch dies ist in guter Übereinstimmung mit der numerischen Analyse des Systems in Abschnitt 3.1. Im Hinblick auf eine Anwendung ist dieses Regime wohl wenig interessant, und das Laserdesign sollte so ausgelegt werden, dass der für die Anwendung

⁷Der Gewinn entspricht vor und unmittelbar nach der Störung dem eingeschwingenen Fall ohne Cavity-Dumping.

⁸Dies ist bei Lasermaterialien mit langer Lebenszeit des oberen Laserniveaus in besonderem Maße der Fall.

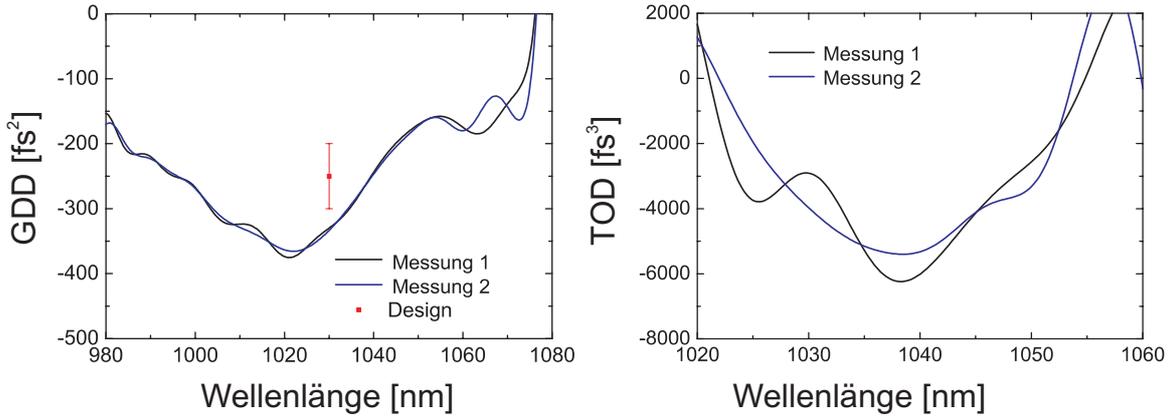


Abbildung 4.16: Links: Messung der GDD einer Spiegelreflexion (GTI, Layertec Charge: A0903052) mittels Weißlichtinterferometrie [Dra05]. Rechts: daraus berechnete TOD.

interessante Frequenzbereich nicht mit der Relaxationsfrequenz des Lasers zusammenfällt.

In Abschnitt 3.2.1 wurde eine große Bedeutung der Pulsphase im transienten Regime ($f_{\text{dump}} \gg f_{\text{relax}}$) für das Stabilitätsverhalten vorhergesagt. Dies konnte im Experiment qualitativ in guter Übereinstimmung durch Messung eines Stabilitätsdiagramms bestätigt werden (Vergleich Abbn. 4.10 u. 3.3). Die Vorhersage, dass für $f_{\text{dump}} > f_{\text{phase}}$ im transienten Regime (TR_1 -Regime) keine dynamischen Instabilitäten mehr auftreten, konnte in eindrucksvoller Weise bestätigt werden (zum Vergleich siehe auch Gl. (3.5) und die nachfolgende Diskussion).

In unserem Fall können wir mit $f_{\text{rep}} = 21 \text{ MHz}$, $\tau_{\text{FWHM}} = 250 \text{ fs}$ und $\beta_2 = -3100 \text{ fs}^2$ mittels Gln (3.4 u. 3.5) $f_{\text{phase}} \approx 260 \text{ kHz}$ abschätzen⁹. Tatsächlich erfolgte die Destabilisierung für $f_{\text{dump}} < 475 \text{ kHz}$. Im stabilen TR_1 -Regime konnten weitaus höhere Auskoppelkontraste ($> 80 \%$) verwirklicht werden als in jedem anderen Regime.

4.2.4 Dispersionskontrolle

Für einen solitär modengekoppelten Laser ist ein ausgefeiltes Dispersionsmanagement von essenzieller Bedeutung. Daher wäre es wünschenswert, neben der Dispersionsmessung der einzelnen optischen Komponenten, die sich z. B. beim Laserstab, dem doppelbrechenden Filter beziehungsweise der PC als extrem schwierig erweist, auch eine Dispersionsmessung am Gesamtsystem vornehmen zu können. Dies ist bei Lasern mit Cavity-Dumping auf sehr einfache Weise möglich. Es muss lediglich die spektrale Position $\omega_{\pm j}$ der Kelly-Seitenbänder mit der Resonatorphase in Relation gesetzt werden. Diese Relation ist gegeben durch die Formel [Vergleich Gl. (2.20)]

$$N_R \phi_{\text{res}}(\omega_{\pm j}) = \psi_{\text{dump}} - j 2\pi, j \in \mathbf{N}. \quad (4.8)$$

⁹Dies ist nur eine Abschätzung nach oben, da die Pulsbreite in Wahrheit nicht konstant ist, sondern 250 fs der kürzeste Wert im Transient bei $f_{\text{dump}} = 1.1 \text{ MHz}$ darstellt.

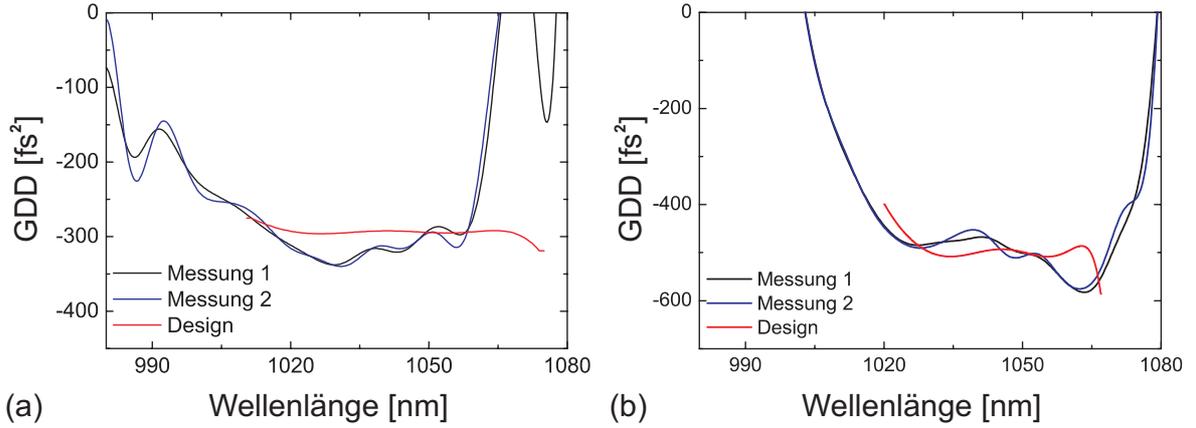


Abbildung 4.17: Messung der GDD jeweils einer Spiegelreflexion mittels Weißlichtinterferometrie (a): DACO2, Nanolayer Charge: BC41 bzw. (b): DACO3, Nanolayer Charge: BD95 [Dra05].

$N_R = f_{\text{rep}}/f_{\text{dump}}$ ist die Anzahl der Resonatorumläufe pro Dumping-Zyklus und $\phi_{\text{res}}(\omega)$ ist die angesammelte lineare Phase pro Resonatorumlauf. ψ_{dump} ist die Phasenverschiebung des Pulses pro Dumping-Zyklus [Jon98]. Die spektralen Positionen der Kelly-Seitenbänder wurden aus Abb. 4.15 genommen und an diese Daten die Resonatorphase angepasst, wobei eine kubische Phasenabhängigkeit

$$\phi_{\text{res}}(\omega) \approx \phi_{\text{res}}(\omega_0) + \beta_1(\omega - \omega_0) + 1/2 \beta_2(\omega - \omega_0)^2 + 1/6 \beta_3(\omega - \omega_0)^3 \quad (4.9)$$

angenommen wurde. Dies führte direkt zu einer resonatorinternen Gruppenlaufzeitdispersion (GDD) von $\beta_2 \approx -3100 \text{ fs}^2$ und auf eine Dispersion dritter Ordnung (TOD) von $\beta_3 \approx -90000 \text{ fs}^2$ bei der Zentralwellenlänge 1040 nm. Der große Wert der Dispersion dritter Ordnung limitiert dabei die spektrale Bandbreite des Systems.

Eine unabhängige Methode zur Bestimmung der Dispersion ist die Messung der einzelnen Komponenten des Resonators. Abb. 4.16 zeigt die GDD und TOD der verwendeten Spiegel. Mit einer Anzahl von 34 Reflexionen und einer GDD von $\beta_2 \approx -230 \text{ fs}^2$ bzw. TOD von $\beta_3 \approx -4000 \text{ fs}^3$ ergibt sich eine gesamte GDD / TOD der GTIs von $\beta_{2,\text{GTI}} \approx -7820 \text{ fs}^2$ / $\beta_{3,\text{GTI}} \approx -136000 \text{ fs}^3$. Zu diesen Werten müssen nun noch die zum Teil nicht genau bekannten Dispersionswerte der PC (72 mm BBO ordentliche Achse: $\beta_{2,\text{BBO}} \approx 3200 \text{ fs}^2$, $\beta_{3,\text{BBO}} \approx 4650 \text{ fs}^3$), der Luft (14.28 m: $\beta_{2,\text{Luft}} \approx 220 \text{ fs}^2$, $\beta_{3,\text{Luft}} \approx 130 \text{ fs}^3$), des Laserglas (7 mm Yb:LG760: Dispersion unbekannt), des TFP (Dispersion unbekannt) und des BIFI (1 mm Quarzplatte im Brewsterwinkel: Dispersion unbekannt) hinzuaddiert werden. Unter der Annahme, dass die noch nicht berücksichtigten Komponenten eine positive GDD und TOD haben, scheint zumindest eine annähernde Übereinstimmung beider Methoden gegeben zu sein.

Optimierung des Dispersionsmanagements im Yb:Glas-Laser

Durch eine Kombination von Spiegeln verschiedener Chargen konnte in einem optimierten Aufbau die Pulslänge weiter reduziert werden. Es wurden sieben GTI-Spiegel der Firma

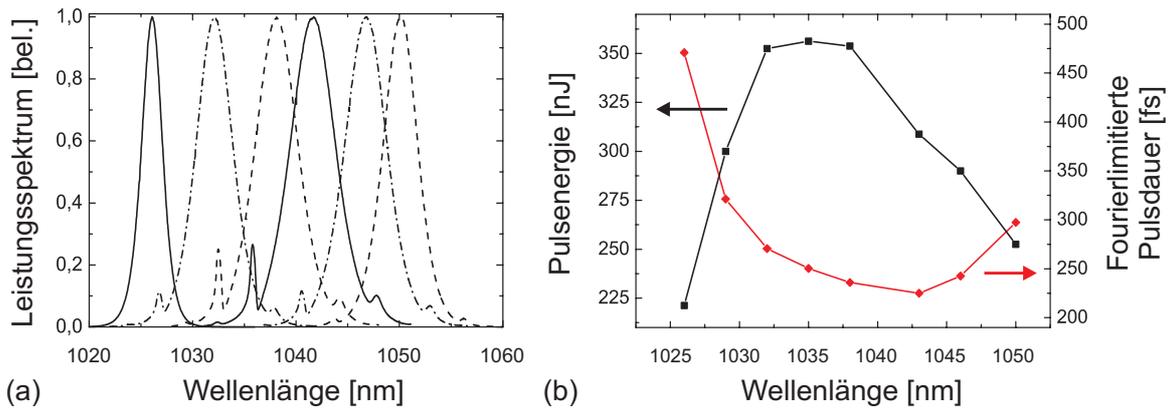


Abbildung 4.18: (a) zeigt das normierte Leistungsspektrum des Yb:Glas-Lasers für verschiedene Zentralwellenlängen. (b) zeigt die dabei erzielten Pulsenergien und die fourierlimitierte Pulsdauer in Abhängigkeit von der Zentralwellenlänge. Die Dumping-Frequenz war in allen Fällen 800 kHz.

Layertec (Abb. 4.16) und fünf GTI-Spiegel der Firma Nanolayer [DACO3 in Abb. 4.17(b)] verwendet. Damit konnte bis zu einem gewissen Grade die Dispersion dritter Ordnung kompensiert und Pulse mit einer Bandbreite von bis zu 5 nm, entsprechend einer Pulsdauer von 220 fs, bei Pulsenergien im Bereich von 300 nJ erzeugt werden. Durch den relativ flachen Verlauf der TOD war eine Durchstimmbarkeit im Bereich von 1026 bis 1050 nm gegeben.

Abb. 4.18 zeigt den Durchstimmungsbereich des optimierten Lasers. Es sind in (a) die normierten Leistungsspektren in Abhängigkeit der Wellenlänge gezeigt. (b) stellt die erzielten Pulsenergien und die zugehörige fourierlimitierte Pulsdauer in Abhängigkeit der Zentralwellenlänge dar. Die Dumping-Frequenz war in allen Fällen 800 kHz.

4.2.5 Schlussfolgerung

In diesem Abschnitt wurde der experimentelle Aufbau des solitär modengekoppelte Yb:Glas-Laser beschrieben. Dies war die erste Demonstration eines diodengepumpten Femtosekunden-Laseroszillators mit Cavity-Dumping [Kil04b]. Die Theoretischen Vorhersagen bezüglich der Pulsformungsdynamik, die in Kapitel 3 gemacht wurden, konnten in außerordentlich guter Weise bestätigt werden [Kil04a]. Das System ist in der Lage hohe Pulsspitzenleistungen im Megawatt-Bereich bei Pulswiederholraten von über einem Megahertz zu erzeugen [Kil05a].

Abb. 4.19 zeigt eine Fotografie des Lasers in seiner transportablen Version. Um einen möglichst stabilen Laserbetrieb zu garantieren und Umwelteinflüsse zu minimieren wurde der Laser in ein solides und abgedichtetes Gehäuse gepackt. Dies macht einen Transport des Systems relativ problemlos möglich; damit ist in eindrucksvoller Weise das Ziel kompakte Hochenergie-Oszillatoren zu entwickeln demonstriert worden.

Allerdings bleibt zweifelhaft, ob es mittels Yb:Glas möglich ist, in den Mikrojoule-Bereich der Pulsenergie vorzustoßen, da die thermischen Eigenschaften dieses Lasermaterials die maximale Pumplleistung stark beschränken.

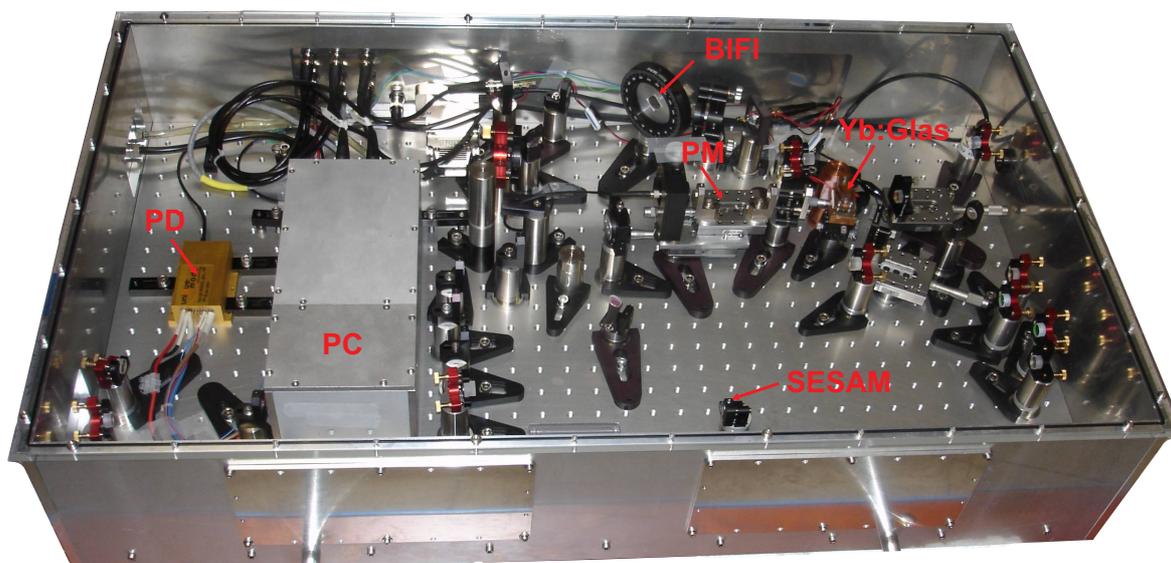


Abbildung 4.19: Foto des Yb:Glas-Lasers in seiner transportablen Version. PD, Pumpdiode; PM, Pumpmodul; BIFI, Doppelbrechendes Filter; PC, Pockels Zelle.

4.3 Yb:KYW-Laser

Um auf Pulsenergien im μJ -Bereich vorzustoßen wurde der erfolgreiche Versuch unternommen die am Yb:Glas-Laser entwickelten Konzepte auf ein geeigneteres Lasermedium anzuwenden. Dazu wurde ein neuartiges Material, ein mit Ytterbium dotiertes Wolframat $\text{KY}(\text{WO}_4)_2$ (KYW) bzw. $\text{KGd}(\text{WO}_4)_2$ (KGW), verwendet. Diese haben einige Eigenschaften, die sie für die Leistungsskalierung des Yb:Glas-Lasers interessant machen. Zum Einen zeichnen sie sich bei vergleichbarer Dotierung durch eine höhere Pumpabsorption aus und zum Anderen durch große Emissionswirkungsquerschnitte [Bre01]. Damit ist es möglich, leistungstärkere Pumpdioden mit schlechterem Strahlprofil zu verwenden, was sich positiv auf Kosten und Zuverlässigkeit der Dioden, im Vergleich zu den in Abschnitt 4.1.1 verwendeten fasergekoppelten Dioden, auswirkt. Obwohl auch der nichtlineare Brechungsindex von Yb:KxW wesentlich größer ist als der von Yb:Glas, überwiegen jedoch die Vorteile, da es möglich ist, kürzere Kristalle bei größeren Modenquerschnitten zu verwenden und damit die SPM netto zu verringern.

4.3.1 Kristalleigenschaften von Yb:KxW

Ytterbium-dotierte Wolframate werden gewöhnlicherweise in der TSSG-Methode (*Top Seeded Solution Growth*) gezogen [Mét99]. Sie gehören der kristallographischen $2/m$ -Punktgruppe an (Monoklin), d. h. sie sind biaxiale Kristalle mit Inversionszentrum. In der Literatur sind zwei Einheitszellen zur Beschreibung des Kristalls üblich. Die Parameter sind:

$$a = 1.06 \text{ nm}, \quad b = 1.04 \text{ nm}, \quad c = 0.75 \text{ nm}, \quad \beta = 131^\circ,$$

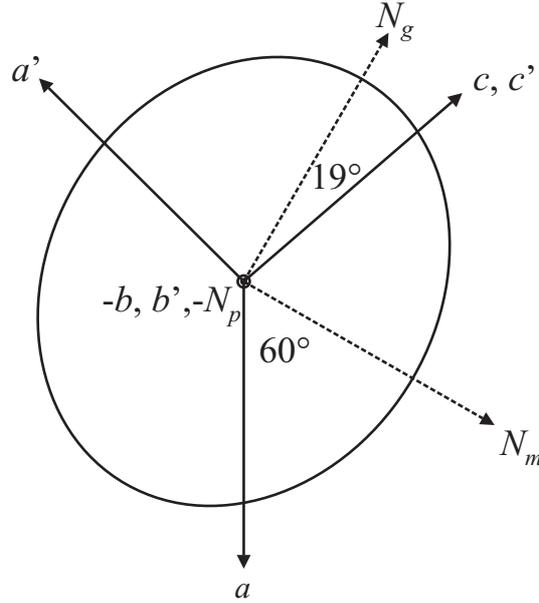


Abbildung 4.20: Orientierung der Kristallachsen und Hauptachsen der Indikatrix bei Yb:KYW in der a - c Ebene.

$$a' = 0.81 \text{ nm}, \quad b' = 1.04 \text{ nm}, \quad c' = 0.75 \text{ nm}, \quad \beta' = 94^\circ.$$

a , b bzw. c bezeichnen die Kristallachsen und damit die Abmessungen der Einheitszelle, während β den Winkel zwischen a - und c -Achse bestimmt. Analoges gilt für die gestrichelten Größen. Zur Illustration ist die Orientierung der Achsen in der a - c Ebene in Abb. 4.20 dargestellt. Die drei orthogonalen optischen Hauptachsen werden entsprechend der Größe der Brechungsindizes $n_g > n_m > n_p$ mit N_g , N_m und N_p bezeichnet.¹⁰ Die Brechungsindizes können anhand der Sellmeier-Gleichung,

$$n = A + \frac{B}{1 - \left(\frac{c}{\lambda}\right)^2} - D\lambda^2, \quad (4.10)$$

berechnet werden. Die Parameter A , B , C und D sind für undotiertes KGW in Tabelle 4.2 angegeben (Sie betragen bei einer Wellenlänge von 1040 nm $n_g = 2.06$, $n_m = 2.01$ und $n_p = 1.98$). In monoklinen Kristallen ist eine der Hauptachsen (in unserem Fall n_p) parallel zur C_2 Symmetrieachse, die mit der kristallographischen b -Achse zusammenfällt. Der Winkel zwischen c -Achse und N_g -Hauptachse in der a - c Ebene bestimmt die Orientierung der optischen Indikatrix und beträgt etwa 19° .

Die optischen Eigenschaften der Wolframate sind stark anisotrop mit großen Unterschieden in den Wirkungsquerschnitten bei Polarisation entlang der verschiedenen Achsen. Für effiziente Pumpabsorption sollten diese entlang N_m (etwa auch kristallographische a' -Achse) orientiert sein. Der Wirkungsquerschnitt beträgt dann $1.3 \times 10^{-19} \text{ cm}^2$ [Kul97] bei

¹⁰Dabei bedeuten g grand, m médian und p petit.

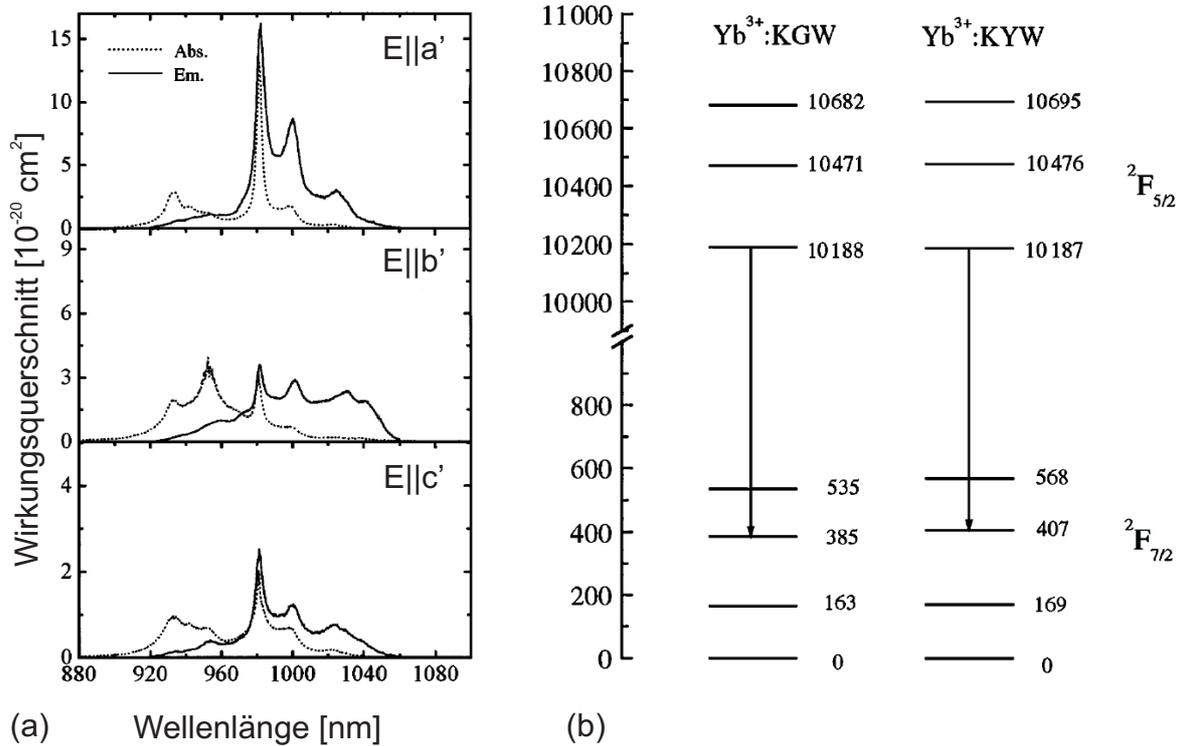


Abbildung 4.21: (a) Absorptions- (gepunktet) und Emissionsquerschnitte (durchgezogen) von Yb:KYW bei Zimmertemperatur. (b) Termschema der Stark-verbreiterten Niveaugruppen ²F_{5/2} und ²F_{7/2} von Yb:KYW und Yb:KGW bei 77 K in Wellenzahlen. Pfeile deuten die den typischen Laserübergang an. (*Quelle:* [Kul97])

981 nm und hat eine volle Halbwertsbreite von 3.5 nm. Für einen Kristall mit 5 at. % Yb³⁺-Dotierung ergibt sich eine Konzentration von $3 \times 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ und damit ein Absorptionskoeffizient von 36 cm^{-1} . Die Absorptions- und Emissionsquerschnitte sind in Abb. 4.21(a) für eine Temperatur von 295 K dargestellt. Abb. 4.21(b) zeigt ein typisches Energieniveauschema der Wolframate KGW und KYW. Es sind die Stark-verbreiterten Niveaugruppen ²F_{5/2} und ²F_{7/2} dargestellt und der typische Laserübergang ist als Pfeil angedeutet. Es fällt auf, dass wie auch im Fall von Yb:Glas ein Quasi-Drei-Niveau-Laser vorliegt und das obere Laserniveau für eine Pumpwellenlänge von 981 nm mit dem Pumpniveau identisch ist. Tabelle 4.3 listet die wesentlichen Materialparameter der beiden gebräuchlichen Wolframate Yb:KYW und Yb:KGW auf.

Effektiver Laserbetrieb ist in einer Polarisation sowohl entlang a' ($\approx N_m$) als auch entlang b' (N_p) möglich. Für einen Kristallschnitt senkrecht zu N_g können beide Polarisationen genutzt werden und je nach Bedürfnis kann Laserbetrieb um 1030 nm (N_m) und um 1040 nm (N_p) realisiert werden. Dieser Schnitt wurde auch tatsächlich in den Experimenten

¹⁰Es ist zu beachten, dass die Werte für die Fluoreszenz-Lebenszeit zu hoch sind, da in den Messungen die Reabsorption nicht in ausreichendem Maße berücksichtigt wurde. Neuere Messungen ergaben $\tau_L = 300 \mu\text{s}$ bei Yb:KYW [Dem00] und $\tau_L = 200 \mu\text{s}$ bei KYbW [Puj02].

	A	B	C [nm]	D [nm ⁻²]
n_g	1.3867	0.6573	170.02	$0.2913 \cdot 10^{-9}$
n_m	1.5437	0.4541	188.91	$2.1567 \cdot 10^{-9}$
n_p	1.5344	0.4360	186.18	$2.0999 \cdot 10^{-9}$

Tabelle 4.2: Sellmeierkoeffizienten für undotiertes KGW. (*Quelle:* [Puj99])

Parameter		Yb:KYW	Yb:KGW
λ_p	[nm]	981.2	981
$\Delta\lambda_p$	[nm]	3.5	3.7
$\sigma_{\text{abs}}(\lambda_p)$	[10 ⁻¹⁹ cm ²]	1.33	1.2
λ_{las}	[nm]	1025	1023
$\Delta\lambda_{\text{las}}$	[nm]	16	20
$\lambda_p/\lambda_{\text{las}}$		0.957	0.959
τ_L^{10}	[ms]	0.6	0.6
$\sigma_{\text{em}}(\lambda_{\text{las}})$	[10 ⁻²⁰ cm ²]	3	2.8

Tabelle 4.3: Spektroskopische Eigenschaften von Yb:KxW. (*Quelle:* [Kul97])

verwendet, wobei wir eine Polarisation des Lasers entlang N_p gewählt haben, da die für den Laser vorgesehenen Spiegel für eine Wellenlänge von 1040 nm angefertigt waren.

Die thermomechanischen Eigenschaften des Yb:KYW sind besser als die von Yb:Glas, allerdings denen von Yb:YAG unterlegen. Die Herstellerfirma EKSMA spezifiziert für Yb:KGW die in Tabelle 4.4 angegebenen Werte: Zum Vergleich wird für das Yb:QX Phosphat-Glas 0.85 W/mK [Hön99a] und für YAG 13 W/mK [Bre01] angegeben. Dotierung mit Yb³⁺ führt jedoch für YAG zu einer signifikanten Reduktion auf 6 W/mK bei Zimmertemperatur [Ste00].

Es soll noch eine außergewöhnliche Eigenschaft des Wolframate KYW herausgestellt werden. Es ist möglich den Kristall im Extremfall zu 100 % zu dotieren, wobei dann stöchiometrisches KYbW vorliegt. Es wurde sogar schon Laserbetrieb an solch einem KYbW Laserkristall gezeigt [Puj02]. Dabei wurde eine 0.5 mm dicke Kristallscheibe in einem astigmatismuskompensierten V-Resonator verwendet und Laserbetrieb entlang der N_m -Achse gewählt. Als Pumpquelle wurde ein Ti:Saphir-Laser verwendet und es konnte ein differentieller Wirkungsgrad von 41% erreicht werden. Dieses Resultat ist bemerkenswert, da es zeigt, dass zumindest im Prinzip kurze Kristalllängen durch hohe Dotierung ausgeglichen werden können. Allerdings sind dann Limitationen durch thermische Effekte zu bedenken.

Als nachteilig erweist sich der sehr hohe nichtlineare Brechungsindex n_2 der Ytterbium-dotierten Wolframate. Mit einer Polarisation entlang der a -Achse wurde für Yb:KYW bei einer Wellenlänge von 1080 nm der Wert $n_2 = 8.7 \times 10^{-16}$ cm²/W gemessen [Maj03]. Allerdings scheint für die von uns verwendeten Kristalle mit einer Dotierung von 5 % ein Wert im Bereich $n_2 = 20 - 30 \times 10^{-16}$ cm²/W eher adäquat zu sein. Unsere Abschätzung

Kristallachse		a'	b'	c'
Thermische Ausdehnung	$[10^{-6}/\text{K}]$	4	3.6	8.5
Thermische Leitfähigkeit	$[\text{W}/\text{mK}]$	2.6	3.8	3.4
dn/dT	$[10^{-6}/\text{K}]$		0.4	

Tabelle 4.4: Thermomechanische Eigenschaften von Yb:KGW. (*Quelle:* Firma EKSMA)

erfolgte mittels Gl. (2.17), was leider nur eine relativ ungenaue Messung zulässt, da die Modengröße im Kristall nicht hinreichend genau bekannt ist. Für Yb:KGW existiert eine Messung, die eher mit unseren Erfahrungen übereinstimmt. Es wurden in den Achsen N_m und N_p jeweils die Werte $n_2 \approx 20 \times 10^{-16} \text{ cm}^2/\text{W}$ und $n_2 \approx 15 \times 10^{-16} \text{ cm}^2/\text{W}$ gemessen [Maj03].

Yb:KxW im kontinuierlich modengekoppelten Betrieb

Es gibt eine Reihe von Arbeiten, die sich mit der Modenkopplung Ytterbium-dotierter Wolframate beschäftigen. Dabei konnten sowohl ultrakurze Laserpulse im Bereich unter 100 fs als auch hohe Ausgangsleistungen im Bereich von 1 W bis hin zu über 20 W erzielt werden. Hier sollen repräsentativ einige Arbeiten zitiert werden.

Der weitaus größte Teil der Arbeiten konzentrierten sich auf die Verwendung von SESAMs zur Modenkopplung. Beispielsweise konnte mittels beidseitigem Pumpen mit Breitstreifen-Laserdioden bei 980 nm und jeweils 3 W Pumpleistung eine Ausgangsleistung von 1.1 W und 176 fs-Pulse erreicht werden. Dabei wurde ein z-Resonator mit Prismen zur Dispersionskontrolle verwendet [Bru00]. Ein weiteres Beispiel ist die Verwendung von "Tapered Diodes" mit exzellentem Strahlprofil. Unter Verwendung von nur einer Diode konnten 101 fs bei 100 mW erreicht werden [Klo02]. Im Hinblick auf die Leistungsskalierung wurde ein sehr eindrucksvolles Ergebnis durch Modenkopplung eines Scheibenlasers erreicht. Es konnten 22 W in 240 fs-Pulsen und eine Spitzenleistung von 3.3 MW erzielt werden [Bru02].

Durch den hohen nichtlinearen Brechungsindex n_2 eignen sich Wolframate in besonderer Weise zur Kerr-Linsen Modenkopplung. Es konnten 71 fs bei einer Ausgangsleistung von 120 mW erzielt werden [Liu01]. Bemerkenswert dabei ist, dass auf die Verwendung einer beugungsbegrenzten Pumpquelle verzichtet werden konnte und statt dessen von beiden Seiten mit gewöhnlichen 100 μm -Breitstreifen-Emittern bei 940 nm gepumpt wurde. Der Laser konnte selbststartend betrieben werden. Im Hinblick auf die Lasereffizienz stellt [Lag04] ein Meilenstein dar. Die Autoren verwendeten eine beugungsbegrenzte fasergekoppelte Laserdiode, die etwa 500 mW Ausgangsleistung hatte und pumpeten einen Yb:KYW-Laser in einer sehr einfachen drei-Element Anordnung. Dispersionskontrolle erfolgte über ein Littrow-Prisma und den endgepumpten Kristall, der einseitig HR-beschichtet und auf der anderen Seite unter dem Brewster-Winkel geschnitten war. Es konnten Effizienzen von über 50% im modengekoppelten Betrieb und eine Pulsdauer von unter 120 fs erreicht werden.

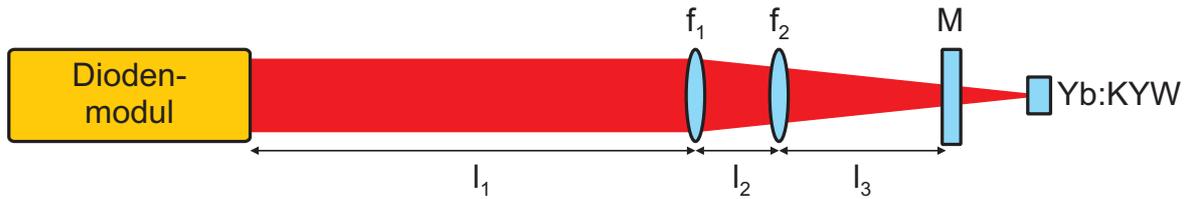


Abbildung 4.22: Pumpgeometrie im Fall von Yb:KYW. M, dichroitischer Pumpspiegel; $l_1 = 125$ mm, $l_2 = 10$ mm, $l_3 = 18$ mm; $f_1 = 30$ mm, Achromat; $f_2 = 100$ mm, Zylinderlinse.

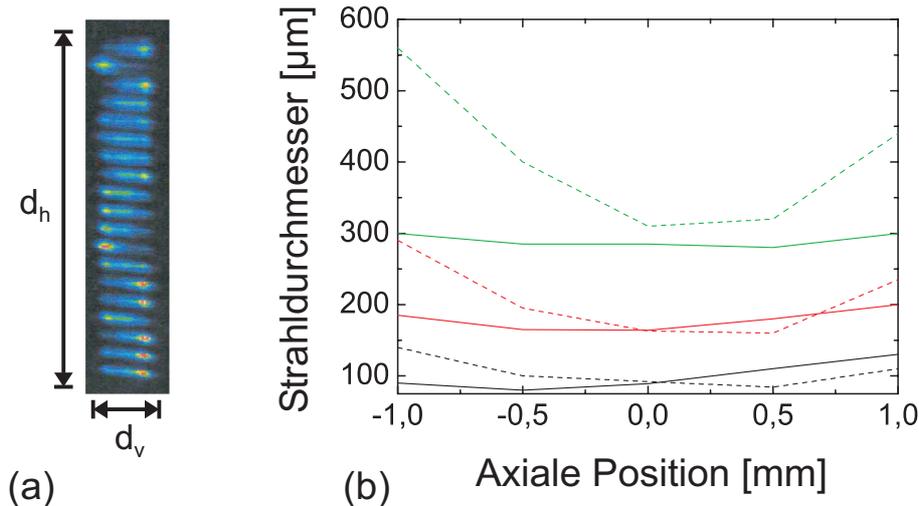


Abbildung 4.23: (a) Strahlprofil des Diodenmoduls in einem Arbeitsabstand von 20 mm. Horizontal, $d_h = 8.8$ mm; vertikal, $d_v = 1.2$ mm. (b) Strahldurchmesser in Abhängigkeit von axialer Position. Grün, 13,5 %-Wert der Leistung; rot, 50 %-Wert der Leistung; schwarz, 80 %-Wert der Leistung; horizontale Achse gestrichelt; vertikale Achse durchgezogen.

All diese Ergebnisse zeigen die exzellente Eignung der Lasermaterialien Yb:KxW zur Erzeugung ultrakurzer Lichtimpulse hoher Energie. Da mittlerweile Kristalle in guter Qualität von mehreren Herstellern verfügbar sind, fiel unsere Wahl auf diese Kristallklasse zur Erzeugung von μJ -Pulsen mittels eines Lasers mit Cavity-Dumping.

4.3.2 Pumpkonzept

In den Experimenten mit Yb:KYW wurde als Pumpquelle ein kollimierter Diodenbarren mit 19 Einzelemittlern der Firma LIMO verwendet. Dieses Modul ist in der Lage 35 W bei 981 nm und einer spektralen Breite von 3.1 nm zu liefern. Die einzelnen Emittter sind deutlich im Strahlprofil des kollimierten Pumplichts zu erkennen, Abb. 4.23(a). In einem Arbeitsabstand von 20 mm weist die Leistungsverteilung eine Abmessung von $d_h \times d_v = 8.8 \times 1.2$ mm² auf. Die entsprechenden Divergenzwinkel betragen 7.6×12.7 mrad². Abb. 4.22 zeigt den schematischen Aufbau der Pumpanordnung. Durch eine Kombination aus einem Achromaten ($f_1 = 30$ mm) und einer Zylinderlinse ($f_2 = 100$ mm, Fokussierung

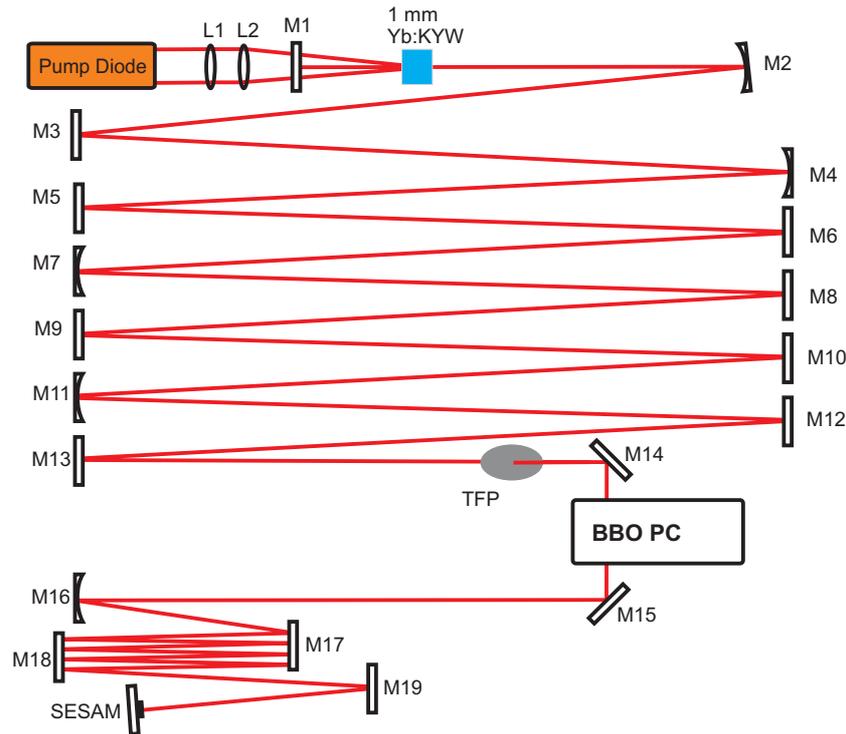


Abbildung 4.24: Skizze des Yb:KYW-Lasers mit Cavity-Dumping; L1, achromatische Linse; L2, Zylinderlinse; M1, dichroitischer Pumpspiegel; M2, M4, M7, M11, M16 gekrümmte Spiegel; M14, M15, hochreflektierende Spiegel; restliche Spiegel, dispersive, hochreflektierende Spiegel (DACO3, siehe auch Abb. 4.17); TFP, Dünnschichtpolarisator; PC, Pockels-Zelle.

erfolgt vertikal) konnte ein nahezu runder Pumpquerschnitt erzeugt werden. Die Modenquerschnitte für sowohl die horizontale als auch die vertikale Achse sind in Abb. 4.23(b) dargestellt, wobei die 13.5%-Breite der Leistungsverteilung in etwa $300 \mu\text{m}$ beträgt. Das zur Messung verwendete Gerät war ein kommerzielles Strahlvermessungsgerät der Firma Coherent, das auf einer Klingemethode basiert (Beam-Master).

4.3.3 Laser Setup

Die Prinzipskizze des Lasers ist in Abb. 4.24 gegeben. Er basierte auf einem AR-beschichteten 1 mm langem Yb:KYW-Stab, der in einer N_g -geschnittenen Geometrie vorlag, so dass die Laserpolarisation entlang der N_p -Achse (Kristallographische b-Achse) ausgerichtet war. Von der verfügbaren Pumpleistung (35 W) wurden in den Experimenten 18 W verwendet, von denen etwa die Hälfte bei Laserbetrieb absorbiert wurden. Der Durchmesser der Lasermode wird durch einen gekrümmten Spiegel mit 200 mm Radius (M2, HR) definiert, wobei der berechnete Modendurchmesser im Kristall etwa $240 \mu\text{m}$ betrug. Der Resonator wurde durch die Verwendung von vier gekrümmten Spiegeln mit den Radien 1000 mm (M4; DACO3), 3000 mm (M7, M11; HR) und 1500 mm (M16; HR) auf eine Gesamtlänge von 8.8 m verlängert. Die resultierende Umlauffrequenz war $f_{\text{rep}} = 17 \text{ MHz}$. Der Laser wurde

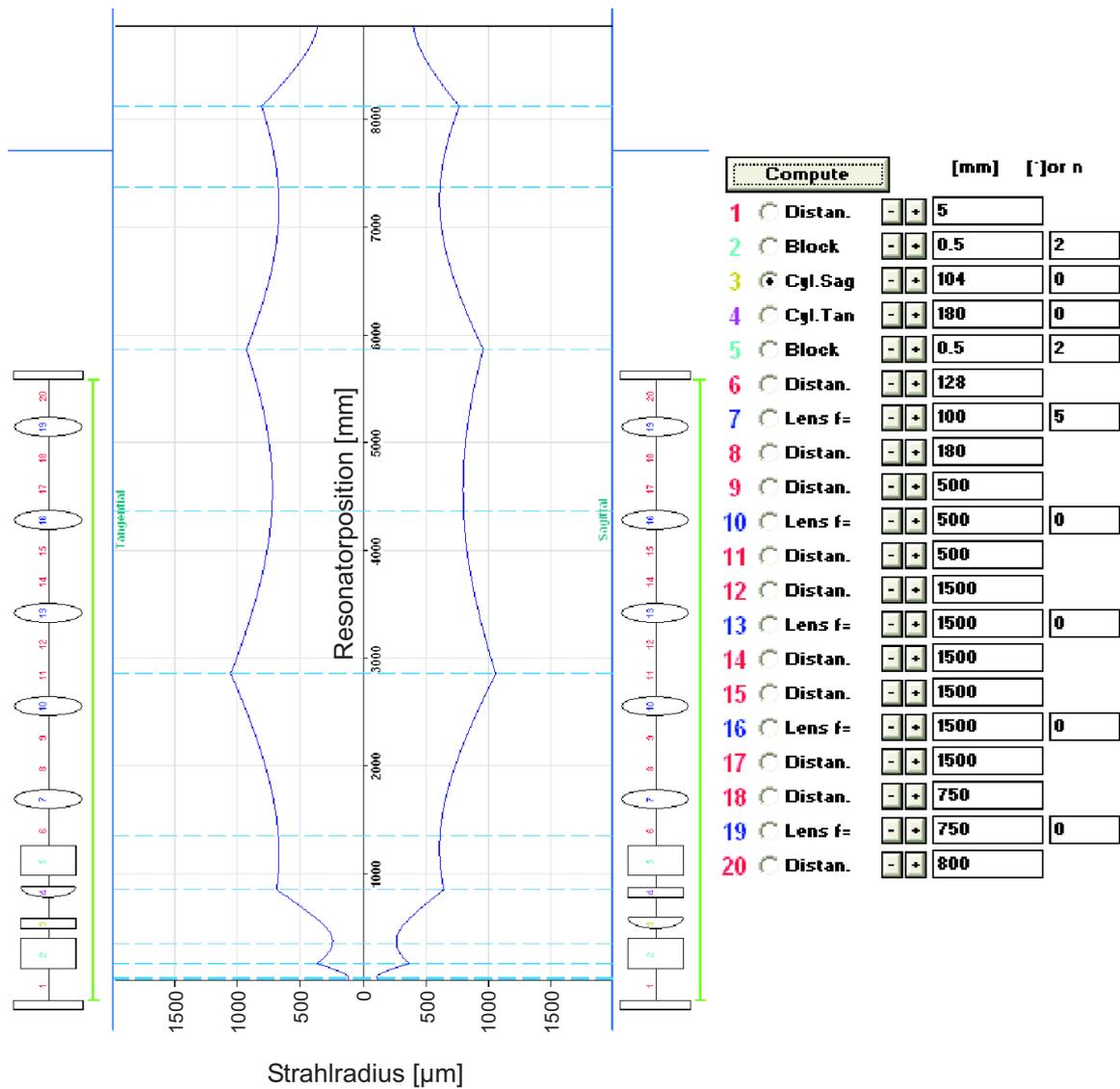


Abbildung 4.25: Simulation des Strahlradius im Yb:KYW-Laser basierend auf der ABCD-Matrizen Methode. Die Simulationen wurden mittels der kommerziellen WinLase Software durchgeführt.

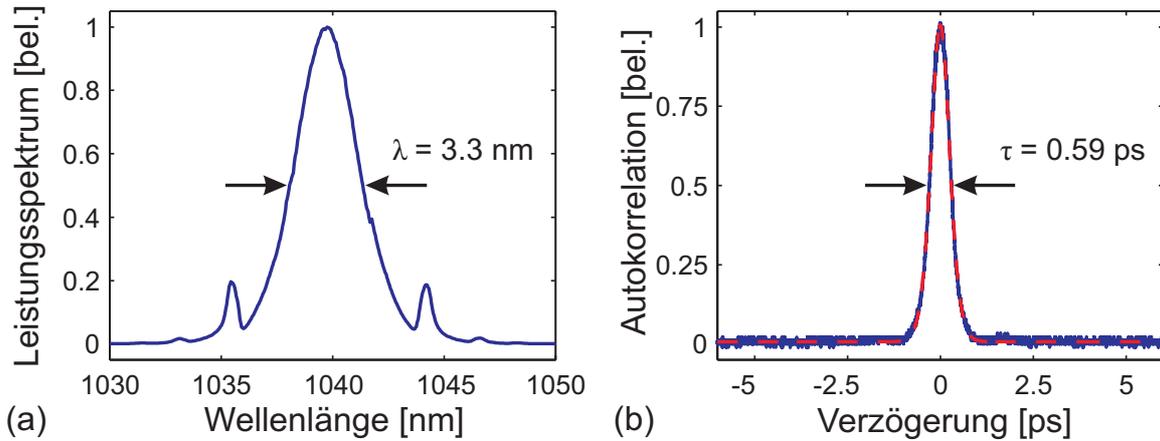


Abbildung 4.26: (a) Leistungsspektrum bei einer Dumping-Frequenz von 1 MHz. (b) Hintergrundfreie Intensitäts-Autokorrelation ebenfalls bei 1 MHz. Die Autokorrelationsbreite von $\tau = 590 \text{ fs}$ resultiert in einer Pulsbreite von 380 fs, wobei ein sech^2 -förmiger Puls angenommen wurde. Der Fit an die Autokorrelation eines sech^2 -förmigen Pulses ist als rot gestrichelte Linie dargestellt.

im Bereich anomaler Dispersion betrieben, wobei die gemessene Nettodispersion -9200 fs^2 betrug und durch die in Abschnitt 4.2.4 vorgestellte Methode bestimmt wurde. Die Dispersionscharakteristik der verwendeten Spiegel ist in Abb. 4.17 dargestellt. Der solitäre Puls wurde durch die Verwendung eines SESAMs stabilisiert und die berechnete Modengröße auf dem SESAM war $750 \mu\text{m}$. Eine Berechnung der Strahlgrößen im Resonator wurde mittels des kommerziellen Programms WinLase durchgeführt und ist Abb. 4.25 gegeben. Als Montageplatte wurde eine massive Aluminiumplatte mit den Abmaßen $89 \times 49 \times 5 \text{ cm}^3$ verwendet. Die Kühlung des Kristalls erfolgte mittels eines Peltier-Elements, was zu einer Temperatur des Kristallhalters von etwa 10°C führte. Sowohl die Laserdioden als auch die Hochspannungsschalter und die Montageplatten wurden mit einem Kältethermostat auf eine Temperatur von 22°C stabilisiert.

4.3.4 Experimentelle Ergebnisse

Laserbetrieb im TR_1 -Regime

Es war möglich, $1.35 \mu\text{J}$ bei einer Dumping-Frequenz von 1 MHz zu erzeugen. Typischerweise war die spektrale Breite 3.3 nm und die Pulslänge 380 fs, was in einer Spitzenleistung von etwa 3 MW resultiert. Das Zeit-Bandbreite-Produkt von 0.34 indiziert beinahe transformlimitierte Pulse. Abb. 4.26(a) zeigt das Leistungsspektrum, und Abb. 4.26(b) zeigt die hintergrundfreie Intensitäts-Autokorrelation. Wiederum treten klar ausgeprägte Kelly-Seitenbänder auf, was dafür spricht, dass die erzielte Spitzenleistung des Lasers in diesem Betriebszustand und bei gegebener Absorberstärke durch SPM limitiert war. Abb. 4.27(a) zeigt einen typischen Relaxationstransienten bei $f_{\text{dump}} = 1 \text{ MHz}$.

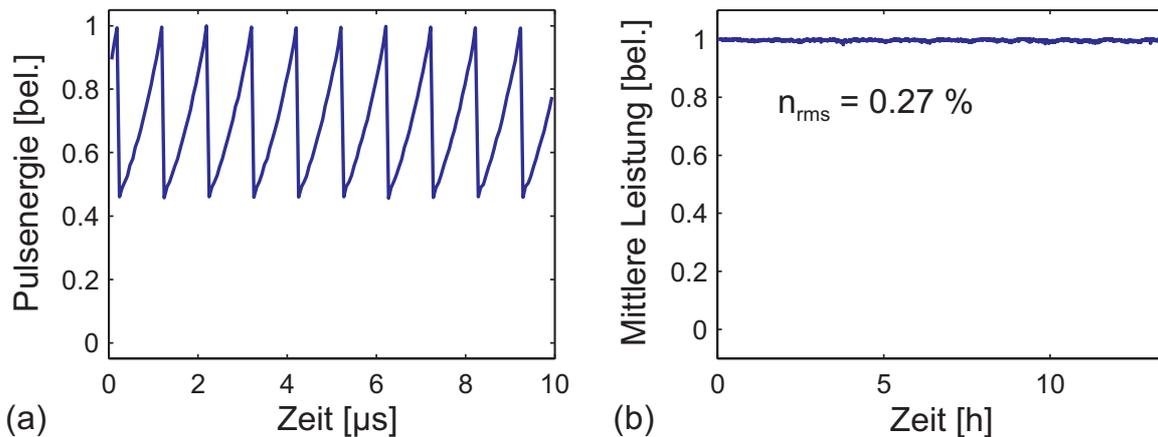


Abbildung 4.27: (a) Relaxationstransient bei 1 MHz Dumping-Frequenz. (b) Messung der Langzeitstabilität mittels eines thermischen Detektors. Es wurde ein rms-Wert der Leistungsschwankungen von 0.27 % gemessen.

Bei Dumping-Frequenzen unterhalb 1 MHz und hohen Dumping-Verhältnissen wurden Regime mit subharmonischem Verhalten, sowohl der Pulsdauer als auch der Pulsenergie, beobachtet. Dies war nach der Diskussion in den Abschnitten 3.2.1 u. 4.2.3 zu erwarten. Im Fall des Yb:KYW-Lasers berechnen wir mittels Gln (3.4 u. 3.5) $f_{\text{phase}} = 265 \text{ kHz}$, was wiederum mit dem Experiment in guter Übereinstimmung liegt. $f_{\text{relax}} \approx 40 \text{ kHz}$ wurde gemessen und ist daher für die Stabilität im TR_1 -Regime nicht von Bedeutung.

In den stabilen Regimen zeigt der Laser rms-Fluktuationen von weniger als 0.5 % und eine exzellente Langzeitstabilität, wie in Abb. 4.27(b) dargestellt. Die Messung erfolgte mittels eines thermischen Detektors (Coherent LM-3 HTD), und die periodische Modulation ist durch die Zyklen der Laborklimatisierung gegeben. Die hohe Langzeitstabilität wurde durch die Temperaturstabilisierung der Montageplatte des Lasers und vor allem durch den Einsatz eines SESAMs zur Modenkopplung möglich. Dabei wurde die Modengröße so eingestellt, dass der Laser mit maximaler Pumpleistung im kontinuierlichen Betrieb gestartet wurde und dann durch mechanische Störung des Systems in das modengekoppelte Multipuls-Regime überwechselte. Durch Einschalten der Hochspannung wurde die mittlere resonatorinterne Pulsenergie so weit verringert, dass der Laser einen Übergang in den stabilen Einzelpulsbetrieb vollzog. Dabei wurde in den endgültigen Parameterbereichen keine Beschädigung des SESAMs beobachtet.

4.3.5 Schlussfolgerung

In diesem Abschnitt wurde herausgearbeitet, dass das neuartige Lasermedium Yb:KxW sehr gut zur Realisierung eines solitär modengekoppelten Hochenergieoszillators mit Cavity-Dumping geeignet ist. Tatsächlich ist es gelungen Pulsenergien von über einem Mikrojoule und eine Pulsdauer von einigen hundert Femtosekunden zu erzeugen. Dies sind die bislang höchsten Pulsenergien, die durch Cavity-Dumping in Femtosekunden-Lasern erzeugt wer-

den konnten. Die Pulswiederholrate lag dabei bei einem Megahertz. Der Laser wurde so aufgebaut, dass eine möglichst hohe Stabilität und Verlässlichkeit erreicht werden konnte, was sich insbesondere in niedrigen Leistungsfluktuationen äußerte [Kil05b].

Kapitel 5

Anwendungen

Die Parameter der in Kapitel 4 vorgestellten Lasersysteme sind für viele Anwendungen in der nichtlinearen Optik, der Spektroskopie mit ultrakurzen Laserpulsen, der Materialbearbeitung und der Medizin interessant. Im Folgenden sollen nun einige Anwendungen beschrieben werden, die mit den besprochenen diodengepumpten Femtosekunden-Lasern mit Cavity-Dumping möglich wurden.

5.1 Pulskompression

Mit dem Aufkommen der Einmoden-Glasfaser wurde Anfang der 80'er Jahre erkannt, dass diese ideal zur spektralen Verbreiterung von Laserpulsen durch SPM geeignet ist. Durch die sehr kleinen Modendurchmesser (typischerweise $< 10 \mu\text{m}$) und die lange Wechselwirkungslänge kann eine Einmodenfaser zur spektralen Verbreiterung von relativ leistungsschwachen Laserpulsen, wie sie typischerweise ps- und fs-Oszillatoren emittieren, verwendet werden. Dabei können generell zwei Regime unterschieden werden.

Zum ersten spielt im Bereich anomaler Gruppenlaufzeitdispersion die Ausbildung von Solitonen eine Rolle. Es ist nun möglich mit geeigneter abgestimmter Pulsleistung ein Soliton höherer Ordnung (so genanntes "breather-Soliton") zu generieren, das die Eigenschaft hat spektral und zeitlich zu "atmen". Es ist lediglich nötig eine Faser mit geeigneter Länge zu verwenden, um den Puls zu dem Zeitpunkt auszukoppeln, wenn er am kürzesten ist. Dies wurde zum ersten Mal für 7 ps-Pulse in einer 700 m langen Faser gezeigt, und es konnte sowohl Pulsverkürzung unter 300 fs als auch Pulsaufspaltung gezeigt werden [Mol80, Mol83].

Zum zweiten erhält der Laserpuls im Bereich normaler Gruppenlaufzeitdispersion einen nichtlinearen "Chirp", der durch eine geeignete Dispersionskompensation wieder eliminiert werden kann. Die nichtlineare Pulsausbreitung in Glasfasern wurde für ps-Pulse von Nakatsuka et. al. beschrieben [Nak81]. Shank et. al. konnten in diesem Regime die Kompression von 90 fs-Pulsen um einen Faktor 3 durch Verwendung einer kurzen Faser (15 cm) und einer Gitteranordnung zur Dispersionskompensation zeigen [Sha82]. Ein Meilenstein in Sachen Pulskompression zeigten Fork et. al., die 50 fs-Pulse eines Kupferdampf-Lasers auf 6 fs

komprimieren konnten. Dies war durch eine extrem kurze Faser (0.9 cm) und eine Kombination aus Prismen- und Gitterkompressoren möglich, die sowohl Dispersion zweiter als auch dritter Ordnung kompensieren konnte [For87]. Dieser Pulsdauerrekord hatte bis zur Einführung des Ti:Saphir-Lasers Bestand. Ein weiteres schönes Ergebnis war die Erzeugung von 5 fs-Pulsen durch Verwendung eines Ti:Saphir Oszillators mit Cavity-Dumping, eines kurzen Stücks Einmodenfaser (3–4 mm) und wiederum einer Kombination aus Prismen- und Gitterkompressor [Bal97a]. Es gibt einige Autoren, die sich mit der Verwendung neuerer Faserarchitekturen in Verbindung mit diodengepumpten Lasermaterialien beschäftigen. Dabei sei die Verwendung von mikrostrukturierten Fasern erwähnt, die eine extrem hohe Nichtlinearität aufweisen. Diese sind von Vorteil, wenn Laseroszillatoren mit geringer Pulsenenergie als Pumpquelle verwendet werden [Dru04, Sch05]. Der mit den Experimenten dieser Arbeit wohl am nächsten verwandte Ansatz ist die Verwendung eines modengekoppelten Scheibenlasers in Verbindung mit einer photonischen-Kristall-Faser mit großem Kerndurchmesser. Dies ist bei Laserpulsen hoher Spitzenleistung notwendig, um die Spitzenintensität in der Faser zu reduzieren und damit die Zerstörschwelle zu minimieren. Es konnten 33 fs-Pulse mit einer Spitzenleistung von 12 MW erzeugt werden [Süd03].

Der Vollständigkeit halber sei erwähnt, dass zur spektralen Verbreiterung hochintensiver Pulse, wie sie üblicherweise von Ti:Saphir CPA-Systemen (Chirped Pulse Amplification) emittiert werden, mit Edelgasen gefüllte Hohlkapillarfaser verwendet werden [Nis97, Sch03].

In den hier diskutierten Experimenten wurde eine Faser mit großem Kerndurchmesser (LMA-Faser, Large-Mode-Area-Fiber) und zur Kompression eine Anordnung von Quarzprismen verwendet. Bevor jedoch auf die experimentellen Details eingegangen wird, sollen die Grenzen und insbesondere die optimalen Faserparameter anhand einer numerischen Modellierung des Vorgangs bestimmt werden.

5.1.1 Numerische Simulation

Schon bei den ersten Experimenten zur Pulskompression mittels Glasfasern und Gitterkompressoren wurde erkannt, dass eine optimale Faserlänge bei gegebenen Faserdaten und Pulsparametern existiert, die zu bester Pulsqualität (d. h. maximaler Spitzenleistung des komprimierten Pulses) führt. Insbesondere stellte sich heraus, dass unter den richtigen experimentellen Bedingungen ein näherungsweise quadratischer “Chirp” über die gesamte Pulslänge vorliegt. Dieser “Chirp” kann mit einem quadratischen Kompressor, der näherungsweise durch eine Prismenstrecke verwirklicht ist, nahezu vollständig eliminiert werden. Es ist bemerkenswert, dass das Optimum nicht bei verschwindender GDD der Faser erreicht wird, sondern dass ein gewisses Verhältnis zwischen (positiver) GDD und SPM notwendig ist, um die optimale Spitzenleistung zu erzielen [Gri82, Tom84]. Im Folgenden wird eine numerische Analyse präsentiert, die speziell auf unsere experimentellen Gegebenheiten angepasst ist. Insbesondere wurden fourierlimitierte sechsförmige Pulse am Eingang der Faser angenommen, wie sie von einem solitär modengekoppelten Laser emittiert werden. Das Modell basiert auf einer Lösung der nichtlinearen Schrödingergleichung (2.13) mittels des Split-Step-Fourier-Algorithmus (siehe auch Abschnitt 2.2.3).

Parameter	Abkürzung	Einheit	Wert
Punktzahl FFT	N		2^{14}
GDD (Glas)	k_2	fs^2/mm	18.4
Propagationsschritt	L_{step}	μm	$n \cdot 20, \quad n = 1 \dots 30$
Effektive Fläche	A_{eff}	μm^2	$n \cdot 50$
Nichtlinearer Brechungsindex	n_2	m^2/W	$3 \cdot 10^{-20}$
Zentralwellenlänge	λ_0	μm	1.04
Pulsdauer (sech-Puls)	τ_{FWHM}	fs	280
Pulsenergie	w	nJ	400

Tabelle 5.1: Numerische Parameter, die zur Berechnung der Graphen in Abschnitt 5.1.1 verwendet wurden.

Um einen Überblick über die grundlegenden physikalischen Limitationen der Pulskompression durch SPM zu erlangen wurde die Faserpropagation zunächst durch das Wechselspiel von SPM und GDD angenähert. Dispersionsterme höherer Ordnung und nicht-lineare Terme höherer Ordnung, wie sie in realen Fasern vorhanden sind, wurden nicht berücksichtigt. Die Parameter der Simulation sind in Tabelle 5.1 gegeben. Die Pulslänge der Pumppulse war 280 fs und die Pulsenergie 400 nJ, wobei weder Einkoppelverluste, noch Verluste während der Faserpropagation berücksichtigt wurden. Um die optimale Faserlänge bei gegebenem Pumpimpuls und gewünschter komprimierter Pulsdauer zu bestimmen wurde in 30 Schritten die effektive Modenfläche erhöht und gleichzeitig die Propagationslänge so angepasst, dass die fourierlimitierte Pulsbreite τ_{lim} (FWHM) nach der Faserpropagation in allen Fällen die gleiche war (21 fs). Der zur Kompression nötige Wert der GDD wurde mittels eines numerischen Optimierers ermittelt, wobei die Pulsspitzenleistung der komprimierten Pulse \hat{P}_{komp} der relevante Parameter war, nicht deren Pulsdauer τ_{komp} . In den Graphen (5.1–5.5) ist als Optimierungsparameter Ξ verwendet worden, der das Verhältnis zwischen nichtlinearer Länge Gl. (2.19)

$$L_{\text{NL}} = \frac{1}{\gamma \hat{P}} L_{\text{step}} = \frac{\lambda_0 A_{\text{eff}}}{2\pi n_2} \frac{1}{\hat{P}} \quad (5.1)$$

und Dispersionslänge Gl. (2.18)

$$L_{\text{disp}} = \frac{\tau_{\text{sech}}^2}{|k_2|} \quad (5.2)$$

der Faser (jeweils mit den Parametern der Pumppulse berechnet) bezeichnet,

$$\Xi = L_{\text{NL}}/L_{\text{disp}}. \quad (5.3)$$

Es gilt: $\Xi \propto A_{\text{eff}}$. Anschaulich bedeutet der Parameter Ξ die relative Stärke von SPM und GDD, wobei $\Xi = 0$ einen reinen SPM-Prozess beschreibt und mit zunehmendem Ξ auch die Bedeutung der GDD zunimmt.

Der Zusammenhang von Propagationslänge, die für eine gewisse fourierlimitierte Pulsdauer notwendig ist, und Ξ ist in Abb. 5.1(a) dargestellt. Die zur Kompression für jeweils

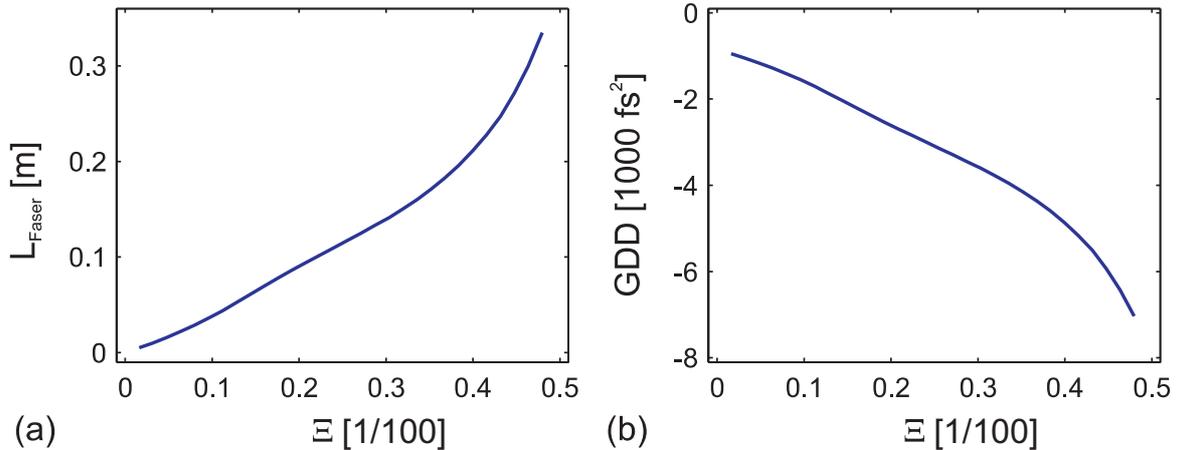


Abbildung 5.1: (a) Zusammenhang zwischen Ξ und Faserlänge, für konstante fourierlimitierte Pulsdauer (21 fs). (b) Verwendete GDD zur Kompression des Pulses in Abhängigkeit von Ξ .

ein bestimmtes Ξ notwendige Dispersion ist in Abb. 5.1(b) gegeben. Für steigende Werte von Ξ sind zunehmend längere Fasern notwendig, um einen vorgegebenen Wert τ_{lim} zu erreichen. Damit wird sogleich die physikalische Bedeutung von Ξ klar: Bei kleinem Ξ sind Effekte durch Dispersion zunächst auch klein und wachsen mit steigendem Ξ . Die Größe Ξ ist also ein Maß für die Stärke der GDD im Vergleich zur SPM bei der Faserpropagation.

Abb. 5.2(a) zeigt die Momentanleistung des spektral verbreiterten Laserpulses am Ende der Faser in Abhängigkeit von Ξ . Es ist auffällig, dass mit zunehmendem Ξ die Pulsform nicht mehr der eines sech^2 -Pulses gleicht, sondern sich immer mehr einem Rechteck annähert. Dies liegt an der zunehmenden Bedeutung der GDD im Vergleich zur SPM. Abb. 5.2(b) zeigt die Leistungsspektren in Abhängigkeit von Ξ . Hierbei sei zu beachten, dass in allen Fällen $\tau_{\text{lim}} = 21 \text{ fs}$ gilt, was auf den ersten Blick nicht offensichtlich erscheint, allerdings durch die Ausbildung eines Podests in den Flanken des Spektrums mit zunehmendem Ξ erklärt werden kann.

Abb. 5.3(a) stellt die Momentanleistung des komprimierten Pulses dar. Es ist auffällig, dass der Leistungshintergrund für mittlere Werte von Ξ am steilsten abfällt. Zusätzlich nimmt die durch Kompression erzielte Pulsdauer (FWHM) mit Ξ zu, wie auch in Abb. 5.3(b) zu sehen ist. Diese beiden Effekte erklären das klar ausgeprägte Maximum der erzielbaren Spitzenleistung \hat{P}_{komp} in Abhängigkeit von Ξ [Abb. 5.3(c)].

Erwähnenswert ist, dass für kleine Ξ $\tau_{\text{lim}} > \tau_{\text{komp}}$ gilt. Dies ist einfach zu erklären, da für verschwindende GDD im Fall des komprimierten Pulses der Leistungshintergrund wesentlich stärker ist als beim fourierlimitierten Puls und sich daher auch eine höhere Spitzenleistung beim fourierlimitierten Puls ergibt¹.

¹Nähme man als Kriterium für die Pulsdauer statt der vollen Halbwertsbreite das zweite Moment der Momentanleistung, so ergäbe sich gerade wieder das intuitive Ergebnis, dass der fourierlimitierte Puls kürzer ist.

Abb. 5.4 zeigt die maßgeblichen zeitlichen und spektralen Eigenschaften des spektral verbreiterten Laserpulses vor und nach Kompression für den optimalen Wert von $\Xi = 1.76 \cdot 10^{-3}$. Es ist klar zu erkennen, dass der zeitliche Verlauf der Momentanleistung (a) ein starkes Aufsteilen der Pulsflanken aufweist. Dieser Effekt ist durch die zunehmende Bedeutung der GDD während der Faserpropagation begründet. Der komprimierte Laserpuls weist nur minimale Seitenmaxima und ein sehr kleines Podest auf (b). Die Abweichungen der spektralen Phase von einer Parabel (c) können durch einen quadratischen Kompressor nicht eliminiert werden. Dies hat den Unterschied in der Pulsspitzenleistung des komprimierten Pulses und des zugehörigen fourierlimitierten Pulses zu Folge [Abb. 5.3(c)].

Abb. 5.5 zeigt Pulsformen und Spektren für den Fall verschwindender Dispersion, d. h. kleines Ξ , (a, c, e) und den Fall großer Dispersion, d. h. großes Ξ (b, d, f). Im Fall verschwindender Dispersion (d. h. reiner SPM-Prozess) ist die Pulsform vor und nach Faserpropagation identisch (a). Die spektrale Modulation weist die für einen reinen SPM-Prozess typischen Nullstellen auf (e) [Boy92]. Es ist zu bemerken, dass der komprimierte Puls neben ausgeprägten Seitenmaxima ein starkes Podest hat (c). Im Fall eines großen Ξ -Parameters weist die Pulsform am Faserausgang (b) neben der Rechteck-Form modulierte Ausläufer auf, die nicht komprimierbare Leistungsanteile enthalten. Dies ist klar am Verlauf der Momentanfrequenz zu erkennen, welcher in diesem Bereich sehr stark moduliert ist. Weiterhin sind Spektralanteile an den Flanken des Spektrums vorhanden (f), die durch ihren komplizierten Phasengang nicht mehr durch einen quadratischen "Chirp" komprimiert werden können. Diese sind die Ursache für die mit Ξ zunehmende Pulsdauer und dem damit verbundenen starken Abfallen der Spitzenleistung in Abb. 5.3(b, c).

Wir können folgende Schlussfolgerungen ziehen: Legt man bei der Faserpropagation nur die Effekte GDD und SPM zugrunde, so ergibt sich für gegebene Pulsparameter und eine bestimmte geforderte spektrale Verbreiterung (äquivalent: ein gefordertes τ_{lim}) in Abhängigkeit vom Verhältnis von GDD zu SPM ein Maximum der Pulsspitzenleistung nach quadratischer Kompression. Es ist also nicht der Fall, dass eine möglichst kurze Faser mit entsprechend hoher Nichtlinearität zum besten Ergebnis führt, sondern es ist die richtige Balance zwischen Dispersion und Nichtlinearität der Faser notwendig. Unabhängig davon ist es jedoch mittels eines quadratischen Kompressors nicht möglich den komplizierten SPM-induzierten Phasengang vollständig zu kompensieren². Es konnte damit im Rahmen dieser numerischen Untersuchung die grundlegenden Limitationen der Pulskompression in nichtlinearen Fasern aufgezeigt werden.

In der Realität treten weitere limitierende Faktoren auf. Diese sind unter anderem: Dispersion und nichtlineare Terme höherer Ordnung (siehe Anhang A.1), zusätzliche Randbedingungen durch die Praktikabilität des Kompressors und eventuelle Limitationen an die Faserparameter durch die Faser-Zerstörschwelle.

²Zumindest bei sech-förmigen Pumpimpulsen

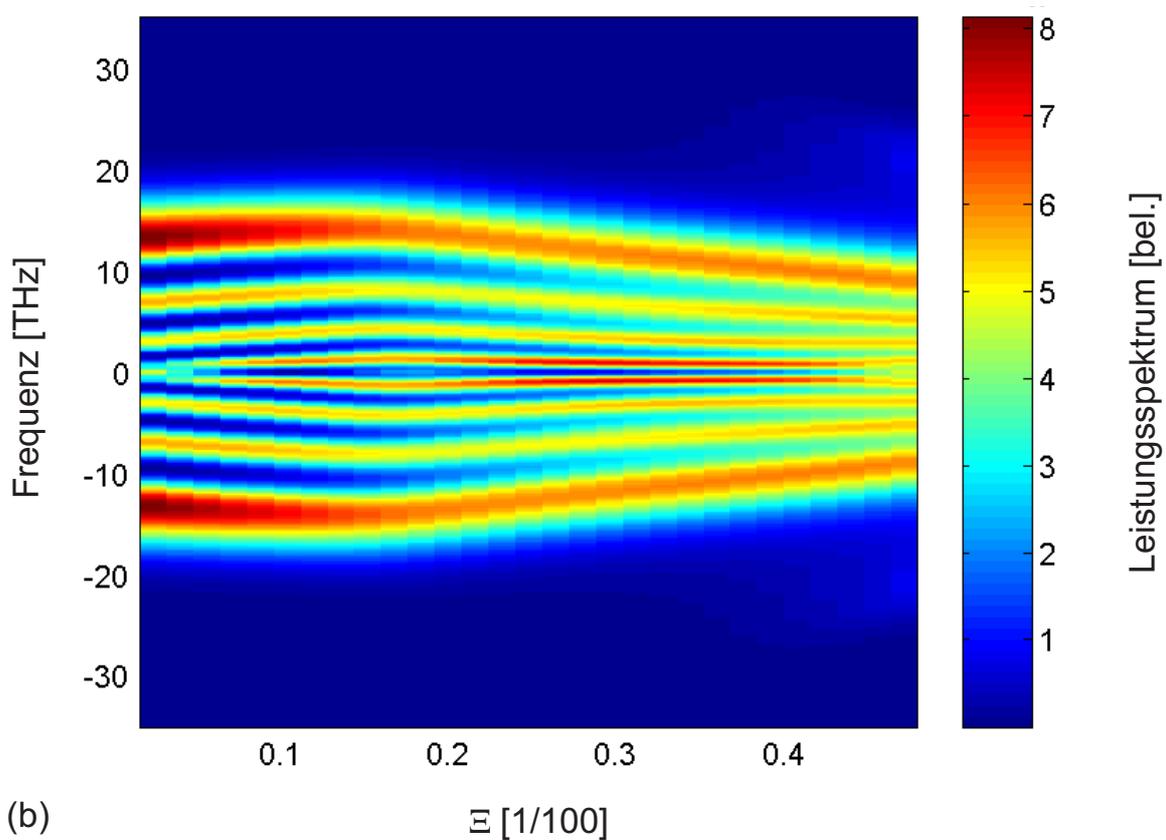
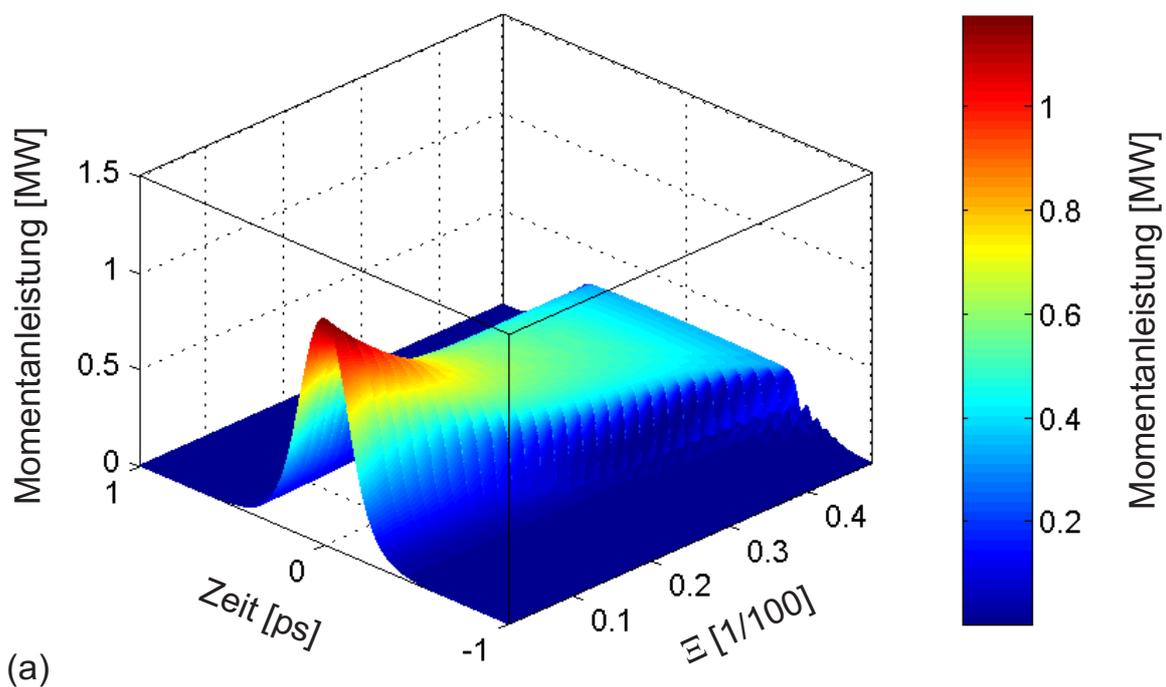


Abbildung 5.2: (a) Pulsform nach spektraler Verbreiterung durch SPM in Abhängigkeit von Ξ . (b) Leistungsspektrum des Pulses nach spektraler Verbreiterung durch SPM in Abhängigkeit von Ξ .

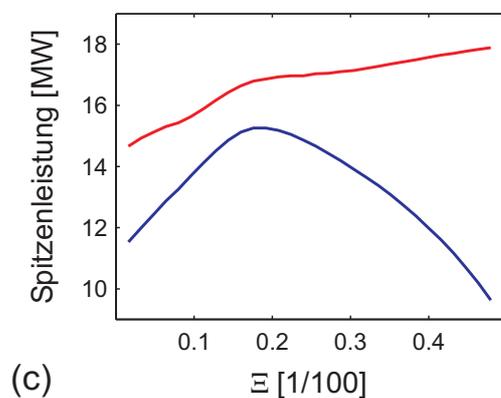
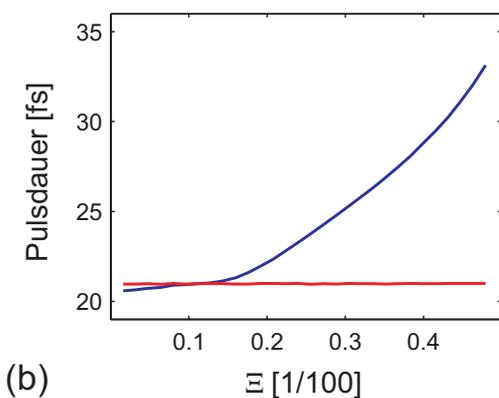
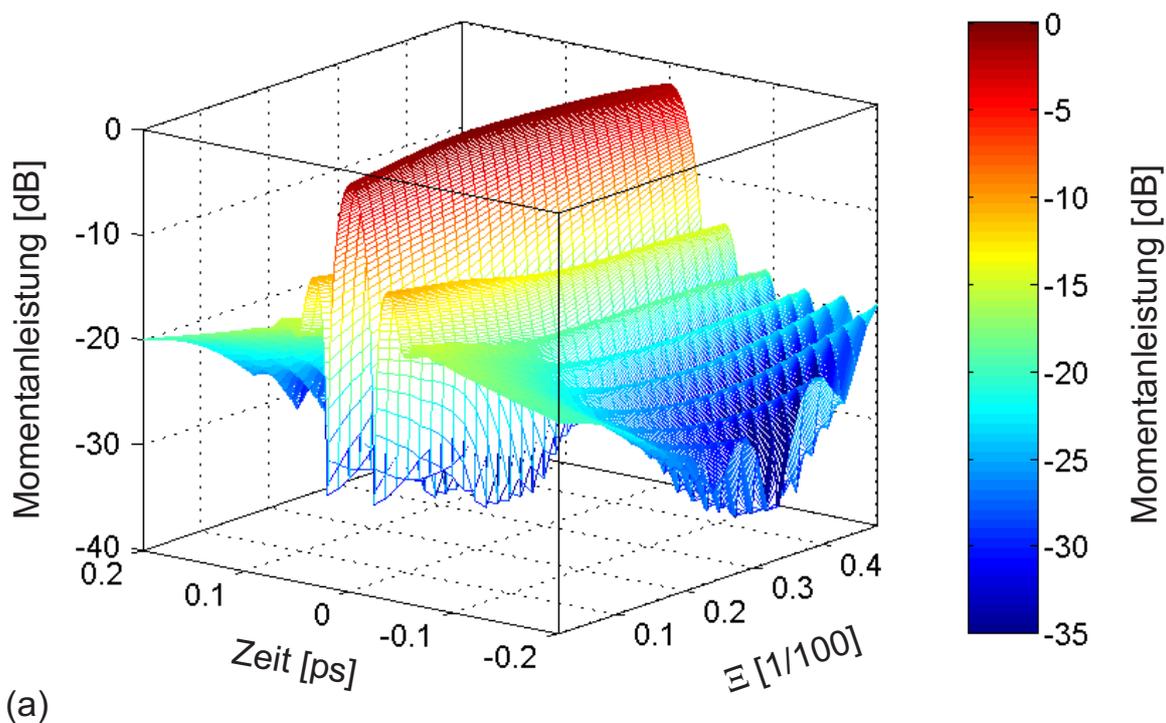


Abbildung 5.3: (a) Pulsform nach Kompression in Abhängigkeit von Ξ . (b) Pulsdauer des komprimierten Pulses (blau) und fourierlimitierte Pulsdauer (rot) in Abhängigkeit von Ξ . (c) Spitzenleistung des komprimierten Pulses (blau) und des zugehörigen fourierlimitierten Pulses (rot) in Abhängigkeit von Ξ .

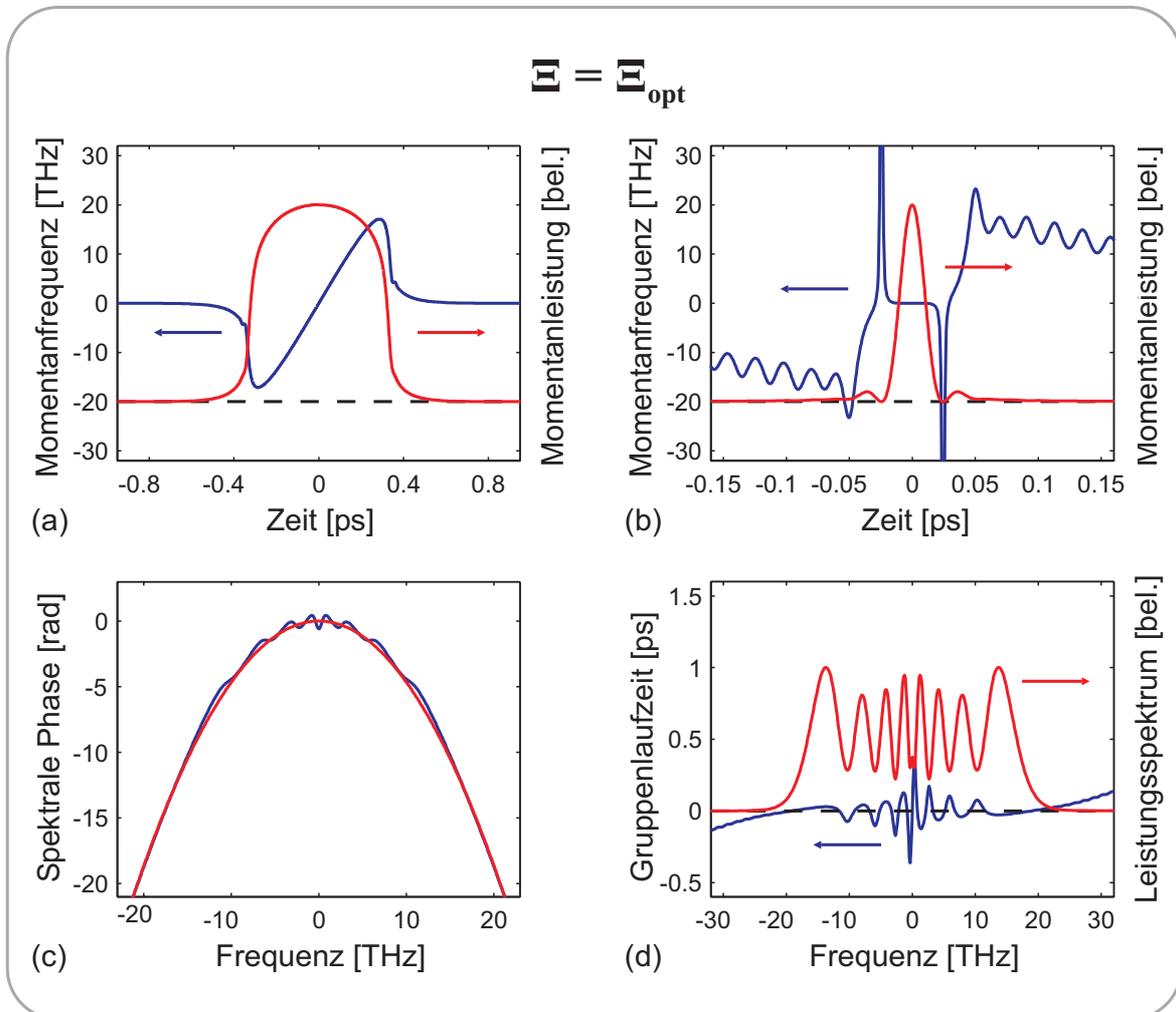


Abbildung 5.4: Für diese Graphen wurde das für die erzielte Spitzenleistung optimale Verhältnis $\Xi_{\text{opt}} = 1.76 \cdot 10^{-3}$ gewählt. (a) Pulsform (rot) und Momentanfrequenz (blau) nach spektraler Verbreiterung. (b) Pulsform (rot) und Momentanfrequenz (blau) des komprimierten Pulses. (c) Phase des Pulses nach spektraler Verbreiterung (blau) und zur Kompression verwendete Gegenphase (rot). (d) Leistungsspektrum des Pulses (rot) und Gruppenlaufzeit der einzelnen Spektralkomponenten nach Kompression (blau).

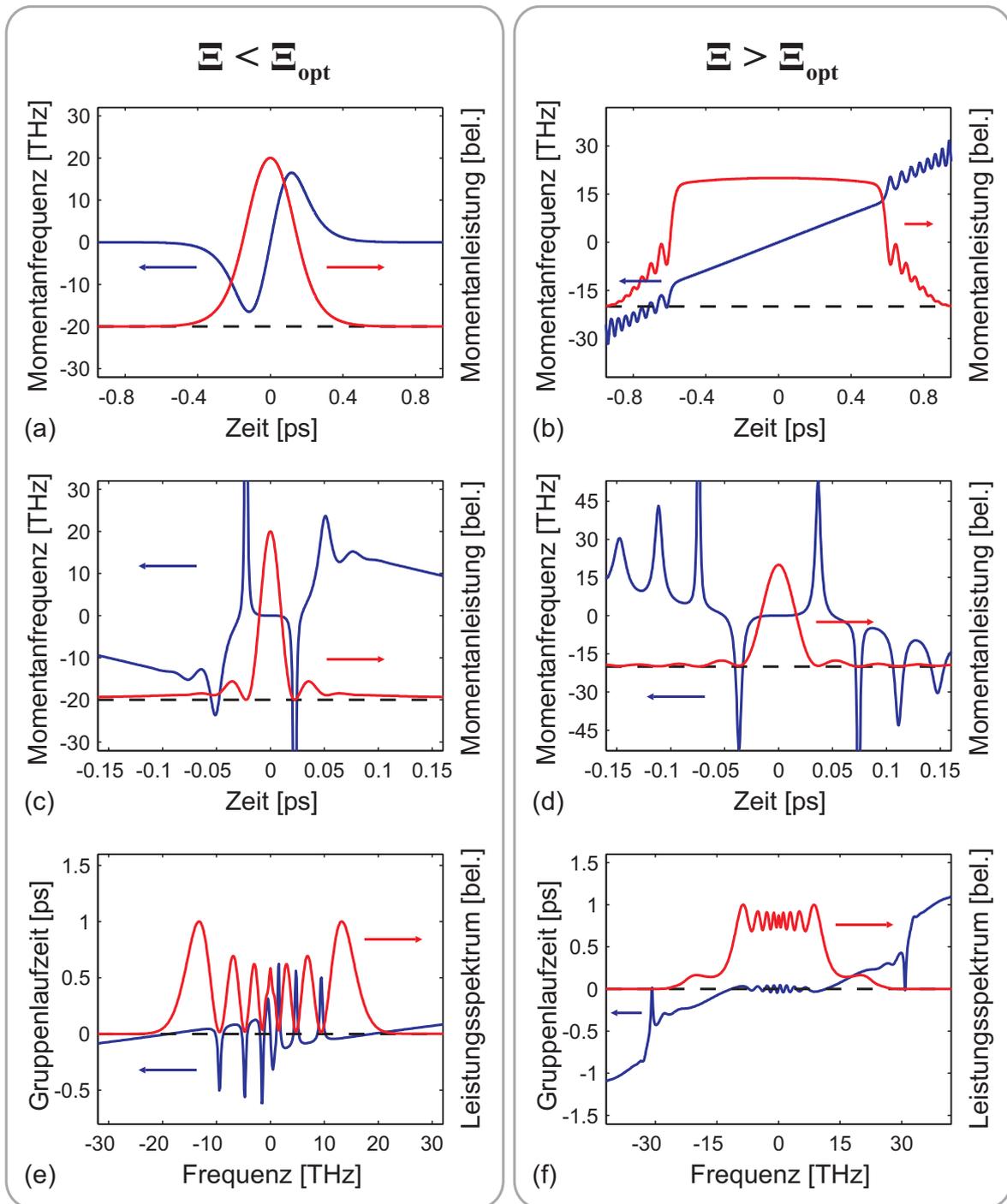


Abbildung 5.5: Für die Graphen (a, c, e) wurde $\Xi = 0.16 \cdot 10^{-3}$ gewählt, d. h. dispersive Effekte während der spektralen Verbreiterung können vernachlässigt werden (Im Wesentlichen ist nur SPM relevant). Für die Graphen (b, d, f) wurde $\Xi = 4.80 \cdot 10^{-3}$ gewählt, d. h. SPM ist im Vergleich zur GDD zu klein. (a, b) Pulsform (rot) und Momentanfrequenz (blau) nach spektraler Verbreiterung. (c, d) Pulsform (rot) und Momentanfrequenz (blau) des komprimierten Pulses. (e, f) Leistungsspektrum des Pulses (rot) und Gruppenlaufzeit der einzelnen Spektralkomponenten nach Kompression (blau).

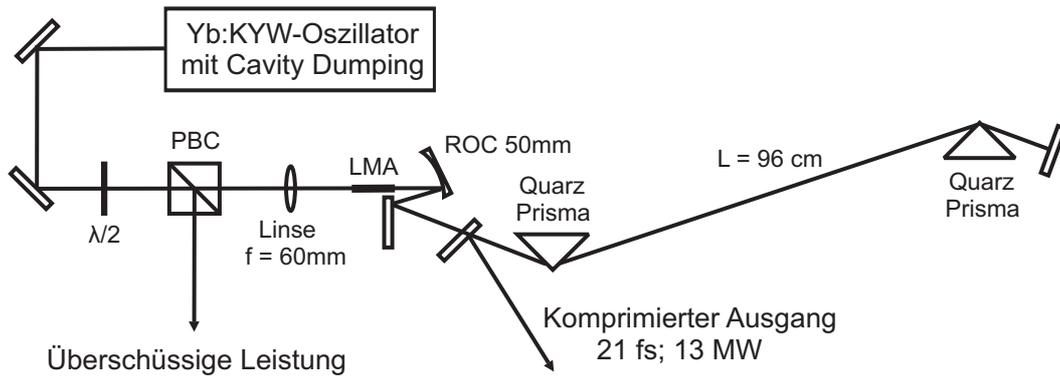


Abbildung 5.6: Experimenteller Aufbau des Faser-Prismen Kompressors: PBC, polarisierender Strahlteilerwürfel; LMA, Faser mit großer Modenfläche; ROC, Krümmungsradius.

5.1.2 Experimente zur Pulskompression

Versuchsaufbau

Wie eben demonstriert, zeigen Laserpulse hoher Spitzenleistung ein großes Potenzial zur spektralen Verbreiterung in Fasern und nachfolgender Kompression mittels eines quadratischen Kompressors. Daher ist die in Abschnitt 4.3 vorgestellte Lichtquelle in besonderer Weise geeignet, um ein Kompressionsexperiment auf Faserbasis zu betreiben. Der entscheidende Vorteil hoher Pulsspitzenleistungen beim Oszillator mit Cavity-Dumping ist die Möglichkeit kurze Faserstücke zu verwenden und so die Anforderungen an den Kompressor zu verringern. Im Experiment wurde eine LMA-Faser und ein Quarzglas-Prismenkompressor verwendet. Die Faser hatte eine Länge von 38 mm und einen Kerndurchmesser von $29 \mu\text{m}$ bei einer numerischen Apertur von $A_N = 0.054$. Aus Gründen der Verfügbarkeit haben wir auf eine mit Ytterbium dotierte Glasfaser zurückgegriffen, die jedoch bei solch kurzer Länge keine signifikanten Verluste durch Reabsorption verursacht. Die Fokussierung geschah mittels einer plankonvexen Linse mit einer Brennweite von 60 mm, und für die Kollimation am Ausgang der Faser wurde ein gekrümmter Silberspiegel mit einem Radius von 50 mm verwendet. Die Prismensequenz bestand aus zwei Quarzprismen mit einem Apexabstand von 96 cm, deren Schnittwinkel für 800 nm optimiert war. Es war kein optischer Isolator notwendig und die Pulsenergie konnte mittels einer Halbwellenplatte nullter Ordnung und eines polarisierenden Strahlteilerwürfels eingestellt werden. Eine Schemaskizze des Aufbaus ist in Abb. 5.6 gegeben.

Ergebnisse

Es konnten 550 nJ-Pulse auf die Faserendfläche fokussiert werden, ohne eine Beschädigung derselben hervorzurufen. Dabei konnte das System für Stunden betrieben werden. Die Pulsenergie nach der Prismensequenz war 400 nJ und es konnte eine exzellente Koppelungseffizienz von mehr als 70 % beobachtet werden. Die Polarisation am Ende der Faser blieb horizontal mit einem Verhältnis von 1/200. Interessanterweise führte eine substan-

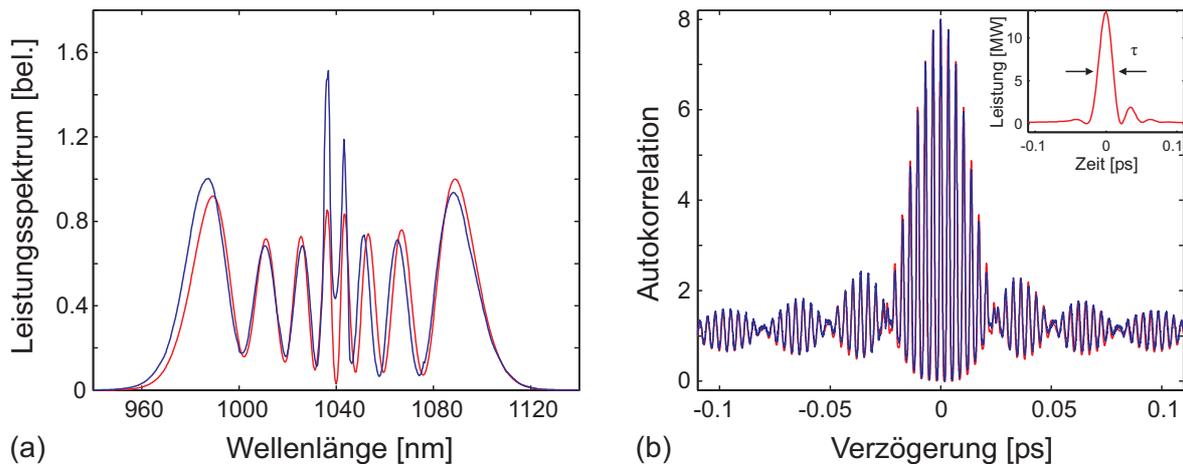


Abbildung 5.7: (a) Leistungsspektrum der Laserpulse nach spektraler Verbreiterung in der LMA-Faser. Blaue Kurve, gemessenes Spektrum; rote Kurve, Simulationsergebnis. (b) Autokorrelationssignal der komprimierten Pulse (blaue Kurve) und simulierte Autokorrelationsfunktion (rote Kurve). Der Einsatz zeigt die berechnete Momentanleistung mit einer Pulsdauer von $\tau = 21$ fs.

tielle Steigerung der Pulsenergie zu einer Beschädigung des Faserinneren und nicht der Faserfacette. Es erscheint plausibel, dass der Zerstörungsmechanismus durch katastrophale Selbstfokussierung [Boy92] eingeleitet wird, da ein heller weißer Fleck etwa 2 mm nach der Faserendfläche sichtbar wird. Daher kann erwartet werden, dass sich durch Verwendung einer Faser mit noch größerem Kerndurchmesser die Pulsenergie am Ausgang noch weiter steigern lässt. Dafür wären im Besonderen photonische-Kristall-Fasern geeignet, die mit dem geeigneten Verhältniss von Abstand und Durchmesser der Luftporen so entworfen werden können, dass sie auch für extrem große Kerndurchmesser nur den fundamentalen Modus des elektrischen Feldes unterstützen (“Endlessly Single-Mode Fibers”) [Lim04].

Das durch SPM verbreiterte Leistungsspektrum ist in Abb. 5.7(a) gezeigt. Die beiden inneren Spitzen wurden durch die überlagerten Kelly-Seitenbänder, die nicht von der Nichtlinearität betroffen sind, überhöht (Zum Vergleich siehe auch das Ausgangsspektrum des Lasers in Abb. 4.26). Die Asymmetrie des Spektrums ist durch die Verwendung einer Wellenlängenachse und durch die Effekte höherer Dispersionsterme (TOD) und der Selbstaufsteilung (Self-Steepening) begründet [Agr95]. Eine ausführliche Diskussion der Selbstaufsteilung wird in Anhang A.1.1 präsentiert. Die Pulse wurden durch eine interferometrische Autokorrelation und den Vergleich zur Modellrechnung charakterisiert [Abb 5.7(b)]. Im Vergleich zu Abschnitt 5.1.1 wurde neben GDD und SPM auch TOD und die Selbstaufsteilung des Pulses während der Propagation berücksichtigt. Es gilt hervorzuheben, dass Spektrum und Autokorrelation beinahe perfekt mit den gemessenen Größen übereinstimmen. Es ist also plausibel von der berechneten Pulsform und Spitzenleistung auf die tatsächliche zu schließen.

Parameter	Abkürzung	Einheit	Wert
Punktzahl FFT	N		2^{12}
Propagationsschritt	L_{step}	mm	1
Propagationsdistanz	L_{Faser}	mm	38
GDD (Faser)	k_2	fs ² /mm	18.4
TOD (Faser)	k_3	fs ³ /mm	41.8
GDD (Kompressor)	β_2	fs ²	-1650
TOD (Kompressor)	β_3	fs ³	3300
Effektive Fläche	A_{eff}	μm^2	314
Nichtlinearer Brechungsindex	n_2	m ² /W	$3 \cdot 10^{-20}$
Zentralwellenlänge	λ_0	μm	1.04
Pulsdauer (sech-Puls)	τ_{FWHM}	fs	280
Pulsenergie	w	nJ	400
Nichtlineare Länge	L_{NL}	mm	1.377
Dispersionslänge	L_{disp}	mm	1386
	Ξ		$1 \cdot 10^{-3}$

Tabelle 5.2: Numerische Parameter, die zur Berechnung von Abb. 5.7 verwendet wurden.

Mit einer Pulsenergie von 400 nJ berechnen wir eine Pulsdauer von 21 fs und eine Spitzenleistung von 13 MW. Der berechnete Leistungsverlauf ist als Einsatz in Abb. 5.7(b) angegeben. Es konnte die Spitzenleistung der Eingangspulse (1.7 MW) um mehr als einen Faktor 7 gesteigert werden [Kil05b]. Der Ξ -Parameter war $1 \cdot 10^{-3}$ und entsprach damit noch nicht dem optimalen Wert von $\Xi = 1.758 \cdot 10^{-3}$ (zum Vergleich siehe auch Abb. 5.3). Um Ξ weiter zu erhöhen, sollten Fasern mit größerem Kerndurchmesser verwendet werden, was zusätzlich den Vorteil einer höheren Schwellenleistung für eine Beschädigung der Faser hätte.

5.1.3 Weißlichterzeugung

Im Hinblick auf spektroskopische Anwendungen ist eine Durchstimmpbarkeit der Lichtquellen über weite Spektralbereiche wünschenswert. Ein Ansatz ist die Weisslichterzeugung durch Selbstfokussierung in transparenten Medien. Dieser Prozess wird häufig auch als Superkontinuumserzeugung (Super Continuum Generation, SCG) bezeichnet. Die maßgeblich beteiligten physikalischen Prozesse sind räumlich-zeitliche Fokussierung, Selbstphasenmodulation, Selbstaufteilung, Dispersion, Beugung, Mehrphotonenabsorption und Plasmaerzeugung. Ein mit den Experimenten konsistentes Modell ist von Gaeta entwickelt worden [Gae00]. Dort wird dargestellt, dass bei der SCG ab einer kritischen Pulsleistung, die im Bereich einiger Megawatt liegt, Selbstfokussierung zu einer räumlich-zeitlichen Fokussierung und in Verbindung mit der Selbstaufteilung zur Ausbildung einer optischen Schockfront im Rücken des Pulses führt. Mit der abrupten Phasenänderung, die mit der Schockfront verbunden ist kommt es zur Erzeugung eines blauverschobenen Podests im

Leistungsspektrum, dessen Größe etwa 20 dBc beträgt. Die “Cutoff” Wellenlänge des Podests ist durch das Einsetzen der Multiphotonenabsorption und der Plasmaerzeugung, damit also durch die Bandlücke des Mediums gegeben.

Experimentelle Arbeiten verwendeten bisher im fs-Bereich meist verstärkte Ti:Saphir Lasersysteme mit einer Pulsdauer von etwa 100 fs [Cer02b]. Dabei ist eine Pulsenergie um $1 \mu\text{J}$ notwendig um eine stabile SCG zu erhalten. In unseren Experimenten wurden zunächst direkt die 300 fs, $1 \mu\text{J}$ -Pulse verwendet, was jedoch nicht zum Ziel führte. Der Grund dafür scheint durch die von Gaeta betonte Bedeutung der Selbstaufteilung gegeben zu sein, denn diese wird bei zunehmend längeren Pulsen immer bedeutungsloser. Stabile Weisslichterzeugung konnte erst durch die Verwendung der komprimierten Pulse mit dem in Abschnitt 5.1.2 vorgestellten Faser-Prismen Kompressor erreicht werden. Dazu wurden die komprimierten Pulse in ein 3 mm dickes Saphirplättchen fokussiert und es konnte ein helles und stabiles Weisslichtpodest erzeugt werden. Um eine Abschätzung der Stabilität und der Effizienz des Prozesses zu erhalten wurde die Pulsenergie in einer Bandbreite von 20 nm um 700 nm zentriert gemessen und betrug etwa 0.3 nJ. Das rms-Rauschen in dieser Bandbreite betrug etwa 1 % und wurde mittels einer Photodiode gemessen.

Die Komplexität des Systems konnte in einem weiteren Schritt noch weiter reduziert werden, indem nicht eine Prismensequenz sondern dispersive Spiegel zur Rekompensation verwendet wurden. Dies stellt eine wesentliche Vereinfachung des Aufbaus dar. Für eine Anzahl von 12 Reflexionen auf DACO 2 Spiegeln (zum Vergleich siehe auch Abb. 4.17) und einer Pulsenergie von etwa 300 nJ konnte tatsächlich stabile Weisslichterzeugung bewerkstelligt werden.

Die in Saphir erzeugten Weisslichtkontinua sind gewöhnlicherweise nicht intensiv genug, um direkt in spektroskopischen Anwendungen Einsatz zu finden. Es ist breitbandige Verstärkung notwendig, die durch optische parametrische Prozesse erfolgen kann [Cer02b].

5.2 Mikromaterialbearbeitung

In den vergangenen Jahren wurde zunehmend das Potenzial von ultrakurzen Lichtimpulsen zur Mikromaterialbearbeitung erkannt. Diese haben im Vergleich zu ns-Pulsen, wie sie gewöhnlich von gewinn- oder gütegeschalteten Lasern erzeugt werden, den Vorteil, dass thermische Effekte am Werkstück weitestgehend vermieden werden [Chi96]. Darüber hinaus ist die erzielbare Spitzenfeldstärke um viele Größenordnungen höher, was neue Mechanismen, wie Multiphotonenabsorption und Ionisation durch Sekundärteilchen auslöst. Es konnte schon in vielen Bereichen die Überlegenheit von ultrakurzen Laserpulsen gegenüber ns-Pulsen demonstriert werden. Unter anderem wären die Mikrostrukturierung beliebiger intransparenter Medien³ [Pre95, Kor99, Kor00], Anwendungen in der Mikrochirurgie⁴ [Juh99] und das Erzeugen von Wellenleiterstrukturen in transparenten Medien⁵ [Dav96] zu nennen.

³Energiebereich für Femtosekunden-Pulse: einige μJ bis mJ.

⁴Energiebereich für Femtosekunden-Pulse: einige nJ bis μJ .

⁵Energiebereich für Femtosekunden-Pulse: einige 10 nJ bis 10 μJ .

Wellenleiterschreiben in transparenten Medien

Wellenleiterstrukturen in transparenten Festkörpern finden insbesondere in der optischen Nachrichtentechnik als integrierte optische Komponenten (z. B. Richtkoppler) Anwendung. Allerdings erfordert die Herstellung bisher komplizierte Methoden der Epitaxie und Lithographie [Hüb01]. Dies macht besonders die schnelle Erstellung von Prototypen sehr aufwändig und teuer. Daher hat sich im Laufe der letzten Jahre ein neues Anwendungsfeld für ultrakurze Laserpulse entwickelt, nämlich das optische “Schreiben” von Wellenleiterstrukturen in transparenten Medien (meist Glas). Der maßgeblich genutzte Mechanismus ist die nichtlineare Absorption im Fokus eines hochintensiven Laserstrahls. Dabei kann unter den geeigneten Parametern der Schreibgeschwindigkeit, Pulsenergie, Pulslänge und Fokussierung eine Modifikation der Glasmatrix erzeugt werden, so dass ein Brechungsverlauf resultiert, der für eine Wellenleitung geeignet ist. Neben der inhärenten Flexibilität hat diese Methode auch den Vorteil echt dreidimensionale Strukturen erzeugen zu können [Nol03].

Bisher wurden hauptsächlich zwei unterschiedliche Ansätze bezüglich der Laserparameter verfolgt. Einmal das Wellenleiterschreiben direkt mit den unverstärkten Laserpulsen eines Oszillators mit großer Resonatorlänge bei Pulswiederholraten um 10 MHz [Sch01a, Min01] und zum Zweiten die Verwendung von CPA-Systemen mit einer Pulswiederholrate von typischerweise einigen kHz [Cha01, Ose03]. Es stellt sich heraus, dass diese beiden Technologien in zwei grundsätzlich unterschiedlichen Regimen arbeiten abhängig davon, ob die Pulsperiode länger oder kürzer ist als die Zeitdauer, die benötigt wird um Wärme durch Diffusion vom Fokus wegzutransportieren: Im niederfrequenten Regime erfolgt die Modifikation des Materials jeweils durch separat zu behandelnde Einzelereignisse, wo hingegen im hochfrequenten Regime kumulative Effekte hinzukommen.

5.2.1 Wellenleiterschreiben mittels des Yb:Glas Lasers

Versuchsordnung

Für die Experimente wurde der Yb:Glas-Laser mit Cavity-Dumping (für Details siehe Abschnitt 4.2) eingesetzt [Ose04]. Abb. 5.8 zeigt den Aufbau des Experimentes. Es wurde eine transversale Geometrie zur Erzeugung der Wellenleiter gewählt, bei der das Glassubstrat im rechten Winkel zur Propagationsrichtung des Laserstrahls bewegt wird. Diese hat im Vergleich zu einer longitudinalen Geometrie den Vorteil höherer Flexibilität und die Möglichkeit beliebig lange Wellenleiter herzustellen. Es wurden zwei verschiedene Objektive verwendet: Ein 50× Objektiv (i) mit numerischer Apertur $A_N = 0.6$ und ein 100× Objektiv (ii) mit $A_N = 1.4$. Während (i) einen großen Arbeitsabstand hatte, war bei (ii) eine Anpassung des Brechungsindex von Objektiv und Glassubstrat mittels eines Indexöls notwendig. Der verwendete Verschiebeschlitten war ein computergesteuerter Polytec PI, M-511.DD. Die vertikale Position der Objektive wurde so eingestellt, dass die Region des Fokus in einer Tiefe von 170 μm zu liegen kam. Die verwendeten Substrate waren mit Er_2O_3 (2% Gewicht) und Yb_2O_3 (4% Gewicht) dotiertes QX Phosphatglas der Firma Kigre.

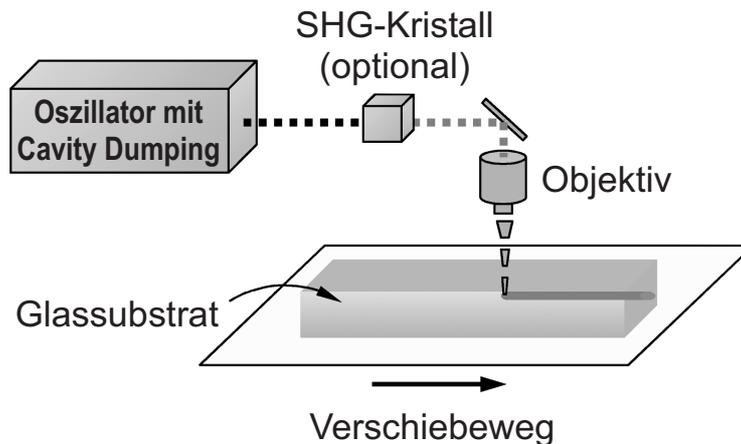


Abbildung 5.8: Skizze der experimentellen Anordnung mit transversaler Geometrie. Optional konnte ein Kristall zur Frequenzverdopplung eingesetzt werden (SHG, Second Harmonic Generation).

Ergebnisse

Es wurde für beide Objektive eine systematische Untersuchung bezüglich der optimalen Verschiebegeschwindigkeit im Bereich zwischen 20 und 20000 $\mu\text{m}/\text{s}$ durchgeführt. Die verwendete Pulsenergie war in beiden Fällen etwa 270 nJ, und es wurde die fundamentale Wellenlänge von 1.04 μm verwendet. Zur Charakterisierung wurden Laser mit den Wellenlängen 0.633 μm (Helium Neon Laser) und 1.55 μm (durchstimmbarer Diodenlaser) verwendet. Die Wellenleiter, die mittels Objektiv (i) geschrieben wurden zeigen einen stark asymmetrischen Querschnitt [Abb. 5.9 (a)]. Diese Eigenschaft der Wellenleiter ist typisch für die transversale Geometrie des Aufbaus und wurde detailliert in [Ose03] diskutiert. Keiner der unter diesen Bedingungen hergestellten Wellenleiter zeigt Wellenleitung, weder bei 1.55 μm , noch bei 0.633 μm . Dies ist wahrscheinlich eine Konsequenz der sehr kleinen lateralen Dimension der Wellenleiter ($\approx 2\mu\text{m}$) und des kleinen Brechungsindexkontrasts, was wiederum durch die niedrige Intensität im Laserfokus begründet ist (Fokussierung mit Objektiv (i)).

Falls jedoch eine wesentlich stärkere Fokussierung (Objektiv (ii)) benutzt wird, so ändert sich das experimentelle Ergebnis bei gleicher Pulsenergie dramatisch [Abb. 5.9 (b)]. Es wird ein beinahe kreisförmiger Querschnitt erzeugt und die transversale Ausdehnung des Wellenleiters ($\approx 5\mu\text{m}$) ist größer als im Fall gleicher Pulsparameter aber schwächerer Fokussierung [Abb. 5.9 (a)]. Nur diejenigen Wellenleiter, die mit einer Verschiebegeschwindigkeit von unter 1000 $\mu\text{m}/\text{s}$ hergestellt wurden zeigen gute wellenleitende Eigenschaften bei 0.633 μm . Allerdings nur diejenigen Wellenleiter, die mit einer Verschiebegeschwindigkeit von unter 100 $\mu\text{m}/\text{s}$ hergestellt wurden unterstützen eine geführte Feldmode bei 1.55 μm .

Um die Wellenleiter zu charakterisieren, wurde Stirnflächenkopplung (d. h. Kopplung im Nahfeld ohne Verwendung abbildender Optiken) mit Standard-Einmodenfasern verwendet. Die Intensitätsverteilung im Nahfeld mit den Intensitätsprofilen in x und y Richtung

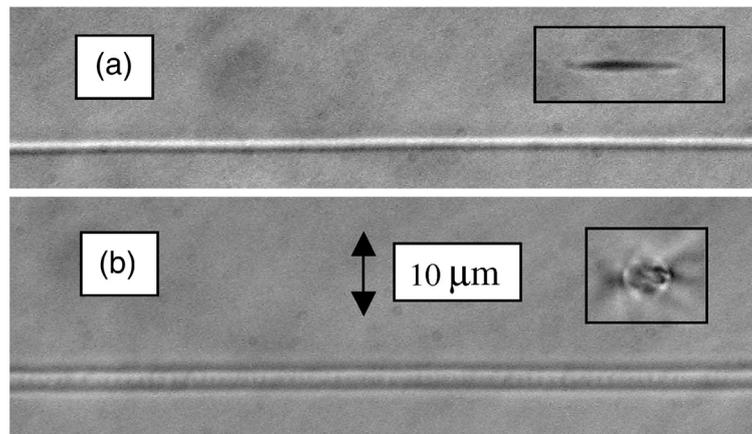


Abbildung 5.9: Abbildung der Wellenleiter von oben und Querschnitte. Zur Aufnahme der Bilder wurde Phasenkontrastmikroskopie verwendet. Die Wellenleiter wurden mit einer Verschiebegeschwindigkeit von $100 \mu\text{m/s}$ mit zwei unterschiedlichen Objektiven hergestellt: (a) $50\times$, $A_N = 0.6$ und (b) $100\times$, $A_N = 1.4$ unter Verwendung von Indexöl.

wurde mittels einer Vidicon Hamamatsu Kamera (Modell C2400) aufgezeichnet und ist in Abb. 5.10 gezeigt. Darüber hinaus sind die Intensitätsprofile der Fasern bei derselben Wellenlänge gezeigt. Zur Charakterisierung wurde die Wellenlänge $1.60 \mu\text{m}$ verwendet, um unerwünschte Absorption der Erbium-Ionen zu vermeiden. Bei Dejustage der Einkopplung wurde lediglich ein Amplitudeneffekt festgestellt, die Intensitätsverteilung am Ausgang des Wellenleiters blieb bestehen, was auf einen einmodigen Wellenleiter bei dieser Wellenlänge hindeutet. Die Modenanpassung zwischen Wellenleiter und Faser ist exzellent, und ein theoretischer Wert für die Kopplungseffizienz von 96 % wurde berechnet [Ose04]. Eine Messung der Gesamtverluste des Wellenleiters wurde durchgeführt, indem das gesamte Licht am Ausgang des fasergekoppelten Wellenleiters mit einem Objektiv hoher numerischer Apertur aufgesammelt wurde. Dasselbe Objektiv wurde für eine Referenzmessung des Lichts, was aus der Faser austritt, verwendet und das Verhältnis der beiden gemessenen Leistungen gibt die Gesamtverluste an, einschließlich Kopplungs- und Propagationsverlusten. In den Experimenten waren die Gesamtverluste für einen 12 mm langen Wellenleiter 1.35 dB. Daher kann mit den Fresnel Verlusten von 0.36 dB und den theoretischen Kopplungsverlusten von 0.18 dB eine obere Schranke für die Propagationsverluste von $\approx 0.7 \text{ dB/cm}$ angegeben werden.

Um den Indexkontrast des Wellenleiters zu berechnen, wurden numerische Simulationen mit einer kommerziellen Software durchgeführt (BeamPROP 4.0). Unter der Annahme eines gaußförmigen Brechungsindexverlaufs wurde die beste Übereinstimmung mit dem gemessenen Modenprofil für eine volle $1/e$ -Breite von $3.2 \mu\text{m}$ und eine maximale Indexänderung von $9 \cdot 10^{-3}$ erzielt.

Die Charakterisierung der 12 mm langen Wellenleiter als verstärkendes Bauelement wurde wiederum in einer Anordnung mit Stirnflächenkopplung durchgeführt, wobei in diesem Fall Indexöl zur Vermeidung der Fresnel-Reflexe verwendet wurde. Durch bidi-

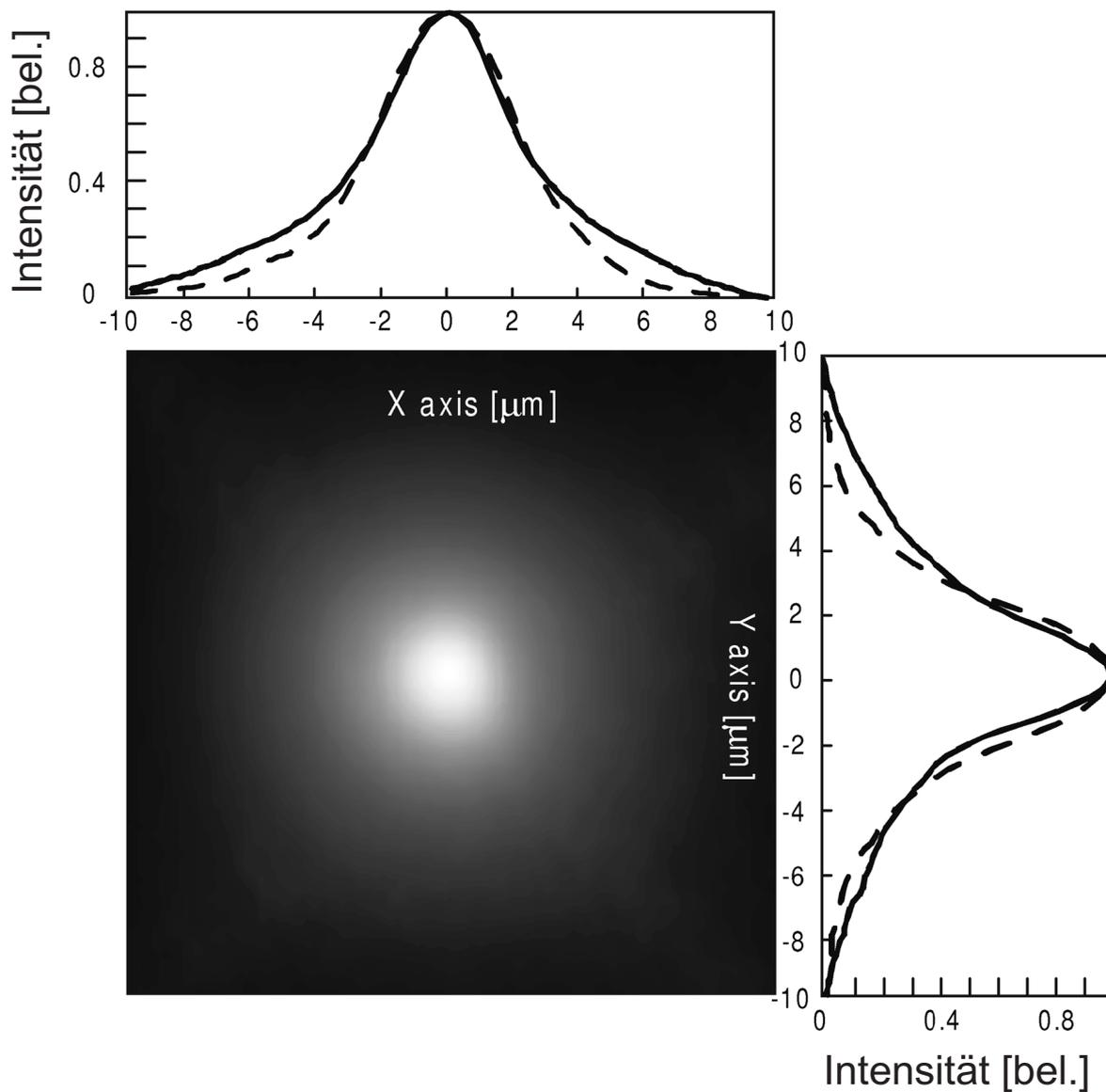


Abbildung 5.10: Intensitätsverteilung im Nahfeld der geführten Feldmode bei der Wellenlänge $1.60 \mu\text{m}$. Die Intensitätsprofile in x -Richtung und y -Richtung von sowohl Wellenleiter (durchgezogene Linie) als auch Fasermode (gestrichelte Linie) sind ebenfalls für eine Wellenlänge von $1.60 \mu\text{m}$ dargestellt.

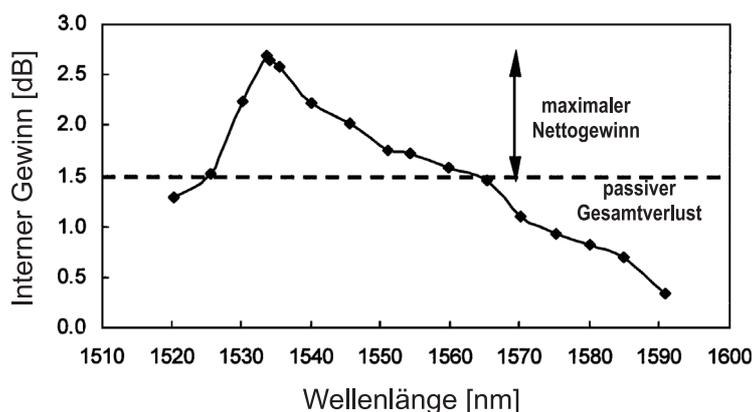


Abbildung 5.11: Die Rauten zeigen den gemessenen internen Gewinn des 12 mm langen Wellenleiters (Die Kurve soll das Auge führen.) Die gestrichelte Linie verdeutlicht die passiven Gesamtverluste der Struktur.

rektionales Pumpen bei $0.980 \mu\text{m}$ und 250 mW Pumpleistung konnte ein positiver interner Kleinsignalgewinn über das gesamte C-Band⁶ mit einem Maximum von 2.7 dB bei $1.533 \mu\text{m}$ gemessen werden (Abb. 5.11). Die Messung erfolgte durch Einkopplung eines schwachen Signals (-20 dBm) aus einem durchstimmbaren Diodenlaser. Wegen der hohen Qualität der Wellenleiter und der guten Modenanpassung an die Standard-Einmodenfasern konnte in diesem Experiment zum ersten Mal Nettoverstärkung eines realistischen Bauelements (mit Stirnflächenkopplung) im C-Band gezeigt werden. Ältere Resultate bei $1.5 \mu\text{m}$ konnten lediglich internen Gewinn demonstrieren, der die passiven Gesamtverluste nicht überschritten hat [Cer02a, Ose03].

5.2.2 Herstellung eines Wellenleiterlasers

Im vorigen Abschnitt wurde die Herstellung eines aktiven Wellenleiters mit Nettoverstärkung vorgestellt. Hier soll ein Laser, basierend auf solch einem aktiven Wellenleiter beschrieben werden [Tac04]. Der Erfolg des Experimentes war durch eine weitere Optimierung der Herstellungsparameter und der Eigenschaften des Wellenleiters möglich. Es wurden wiederum QX-Glassubstrate mit einer Er_2O_3 - (2% Gewicht) und Yb_2O_3 - (4% Gewicht) Dotierung verwendet, allerdings wurde diesmal eine Substratlänge von 20 mm gewählt, um den Gewinn weiter steigern zu können. Abb. 5.8 stellt den Versuchsaufbau dar, wobei in diesem Fall nicht die fundamentale Strahlung bei $1.04 \mu\text{m}$, sondern die Frequenzverdoppelte bei $0.52 \mu\text{m}$ zur Produktion der Wellenleiter verwendet wurde. Dies hat den Vorteil, dass wegen der doppelten Photonenenergie die nichtlineare Absorption effizienter ist und somit weniger Pulsenergie zum “Schreiben” notwendig war. Zur Verdopplung wurde ein nicht-kritisch phasenangepasster KNbO_3 Kristall eingesetzt und die Verdopplungseffizienz war

⁶Das C-Band bezeichnet das zentrale Telekommunikationsband im Wellenlängenbereich zwischen $1.530 \mu\text{m}$ und $1.562 \mu\text{m}$.

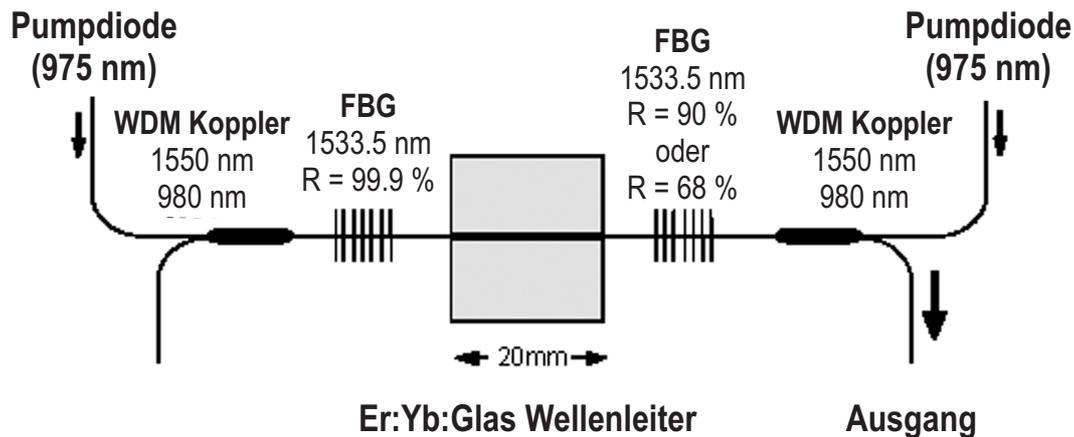


Abbildung 5.12: Aufbau des Wellenleiterlasers. FBG, Faser-Bragg-Gitter; WDM, Wellenlängenmultiplexverfahren.

$\approx 50 \%$. Es wurden Wellenleiter mit unterschiedlichen Verfahrensgeschwindigkeiten hergestellt ($20 \mu\text{m/s}$ bis $10000 \mu\text{m/s}$) und eine Pulsenergie von 130 nJ verwendet.

Die Charakterisierung erfolgte wiederum bei $1.60 \mu\text{m}$, um Absorption des Erbiums zu vermeiden. Die besten Resultate wurden bei einer Verschiebegeschwindigkeit von $500 \mu\text{m/s}$ erzielt. Die Gesamtverluste betragen 2.1 dB und mit Kopplungsverlusten von $\approx 0.25 \text{ dB}$ je Endfläche konnte ein Propagationsverlust von 0.8 dB/cm erzielt werden. In diesem Fall traten keine Fresnelreflexe auf, da Indexöl verwendet wurde.

Zur Messung des Gewinns wurden zwei InGaAs-Laserdioden bei 975 nm in einer bidirektionalen Anordnung verwendet. Die Maximalleistung betrug dabei 210 mW je Diode. In diesem Fall konnte eine maximale Nettoverstärkung von 2.3 dB bei $1.534 \mu\text{m}$ (entsprechend 4.4 dB interner Verstärkung) erreicht werden.

Der invertierte Wellenleiter wurden in einem weiteren Schritt als aktives Medium in einem linearen Laserresonator verwendet, dessen experimenteller Aufbau in Abb. 5.12 dargestellt ist. Zwei Faser-Bragg-Gitter (FBGs, *Fiber Bragg Gratings*) wurden durch Stirnflächenkopplung mit dem Wellenleiter verbunden und fungierten als Endspiegel. Das eine hatte eine spektrale Bandbreite von 1 nm und eine Reflektivität von 99.9% , das andere wurde als Auskoppler verwendet und hatte eine Bandbreite von 0.25 nm , beide waren um 1533.5 nm zentriert. Es wurden zwei unterschiedliche Werte für die Auskopplung (10% und 32%) verwendet. Die Pumpgeometrie war wieder bidirektional. Die maximal zur Verfügung stehende Pumpleistung war 420 mW . Bidirektionales Pumpen stellt kein technisches Problem dar, da wegen der starken Absorption des Wellenleiters nicht mit einem Übersprechen zwischen beiden Dioden zu rechnen ist.

Abb. 5.13 zeigt die Leistungskennlinie des Wellenleiterlasers für beide Auskoppler. Eine Erhöhung der Auskopplung führte sowohl zu einer Steigerung des differentiellen Wirkungsgrades, als auch zu einer Steigerung der absoluten Ausgangsleistung. Die maximale Ausgangsleistung betrug 1.7 mW bei 420 mW Pumpleistung und wurde mit 68% Auskopplung erreicht, was die niedrigste Reflektivität war, die zur Verfügung stand. Die Laserschwel-

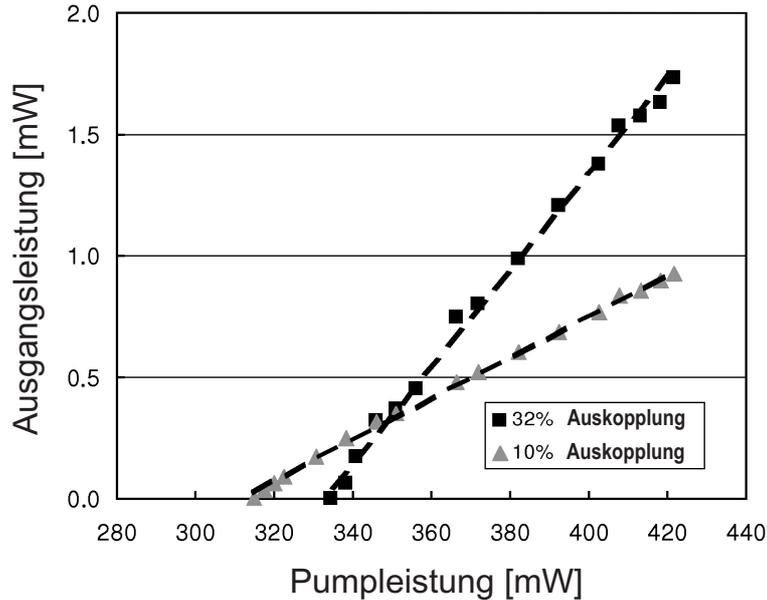


Abbildung 5.13: Leistungskennlinie des Wellenleiterlasers.

le war 335 mW und der differentielle Wirkungsgrad $\approx 2\%$. Der Kleinsignalgewinn eines Einzeldurchgangs an der Laserschwelle wurde zu 3.1 dB bestimmt, was einigermaßen in Übereinstimmung mit den gemessenen Gesamtverlusten von 2.95 dB (Einkoppelverluste, Propagationsverluste und Auskoppelverluste) ist. Wegen der relativ hohen internen Verluste ist die optimale Auskopplung höher als die maximal benutzte Auskopplung von 32%. Tatsächlich sind die Propagationsverluste um etwa einen Faktor zwei höher als die Einkoppelverluste. Dies erklärt auch die schlechte Effizienz und die hohe Laserschwelle.

5.2.3 Diskussion der Ergebnisse

Die Pulswiederholrate von 166 kHz ist, wie bereits erwähnt, zwischen den bisher hauptsächlich erforschten Bereichen, dem “niederfrequenten” (< 100 kHz) und dem “hochfrequenten” Regime (> 1 MHz). Aus der transversalen Form der mit Objektiv (i) hergestellten Wellenleiter wird ersichtlich, dass 166 kHz immer noch im Einzelpuls-Regime anzusiedeln ist. Dies ist aus der starken Asymmetrie des Wellenleiterquerschnitts ersichtlich, wobei die transversale Ausdehnung durch den konfokalen Parameter gegeben ist und die laterale Ausdehnung durch den Durchmesser des Fokus. Es werden keine thermischen Effekte beobachtet. Im Gegensatz dazu sind die Eigenschaften der mit Objektiv (ii) hergestellten Wellenleiter; sie zeigen überraschenderweise einen kreisförmigen Querschnitt mit einem Durchmesser, der wesentlich größer ist als der des Fokus. Wie zu erwarten war sind kumulative Effekte klein, da die typische Zeitkonstante der Wärmediffusion etwa $1 \mu\text{s}$ beträgt. Allerdings wird durch das sehr kleine fokale Volumen, in dem die Energie der Laserpulses deponiert wird, ein sehr starker Wärmegradient hervorgerufen. Der Querschnitt ist nicht durch den tatsächlichen Laserfokus, sondern durch die nach der Energiedeponierung erfol-

gende isotrope Wärmediffusion gegeben. Überraschenderweise wurden in diesem Regime die besten Ergebnisse bezüglich der Qualität der Wellenleiter erzielt. Neuere Ergebnisse mit dem Yb:Glas-Laser und noch höheren Pulswiederholraten um 800 kHz ermöglichten eine weitere Steigerung der Qualität der Wellenleiter. Mit anderen Verfahren (CPA und Hochenergie-Oszillator) konnten bislang keine aktiven Wellenleiter mit Nettoverstärkung hergestellt werden.

Im Rahmen dieser Arbeit konnten zum ersten Mal Nettoverstärkung und ein Wellenleiterlaser demonstriert werden, die durch Femtosekunden-Technologie hergestellt wurden. Dies ist ein Meilenstein auf dem Weg zu nützlichen Bauteilen für die optische Nachrichtentechnik. Damit scheint plausibel, dass kompakte diodengepumpte Oszillatoren mit Cavity-Dumping in Zukunft verstärkt auch industrielle Bedeutung im Bereich der Herstellung von integrierter Optik erlangen könnten. Weitere Details über diese Experimente zum Wellenleiterschreiben sind in der Zeitschrift *Optics Letters* erschienen [Ose04, Tac04] und in Vorbereitung [Val05].

5.3 Biomedizinische Anwendungen

Als letztes Beispiel für die vielfältigen Einsatzmöglichkeiten des diodengepumpten Femtosekunden-Lasers mit Cavity-Dumping sollen nun noch zwei Anwendungen aus der biomedizinischen Technik beschrieben werden. Zum einen handelt es sich um die Zweiphotonenmikroskopie und zum anderen um die Mikrochirurgie. Die hohen Pulsenergien und die gleichzeitige hohe Pulswiederholrate machen diesen Laser zu einem sehr interessanten Kandidaten, da mit einer Lichtquelle sowohl die Bildgebung, als auch die Materialablation bewerkstelligt werden kann. Die in den folgenden Abschnitten demonstrierten Experimente wurden mittels des Yb:Glas Lasers mit Cavity-Dumping in Kooperation mit dem Fraunhoferinstitut für Biomedizinische Technik, St. Ingbert durchgeführt.

5.3.1 Multiphotonenmikroskopie

Multiphotonenmikroskopie beruht auf der simultanen Absorption mehrerer Photonen in einem Medium und anschließender Detektion des resultierenden Fluoreszenzsignals [Den90]. Alternativ kann in manchen Proben auch direkt das Signal der zweiten Harmonischen detektiert werden, in diesem Fall liegt ein nicht resonanter Prozess vor, bei dem die Wellenlänge des eingestrahnten Lichts von untergeordneter Bedeutung ist. Multiphotonenprozesse können nur dann effizient erfolgen, falls die Photonendichte genügend hoch ist. Um die thermische Belastung des untersuchten Objektes klein zu halten, werden für dieses bildgebende Verfahren ausschließlich modengekoppelte Lasersysteme eingesetzt, die sehr große Spitzenintensitäten bei vergleichsweise niedriger mittlerer Leistung erzeugen können. Hierin ist auch der schlagende Vorteil dieser Methode im Vergleich zur konfokalen Mikroskopie begründet: Der Umstand, dass Licht, das eine für die Detektion geeignete Wellenlänge hat, nur im Fokus des Laserstrahls entsteht, sorgt für eine inhärente Unempfindlichkeit für außerhalb des Fokus gestreutes Laserlicht. In einem Mikroskop, das für die Multiphotonenmi-

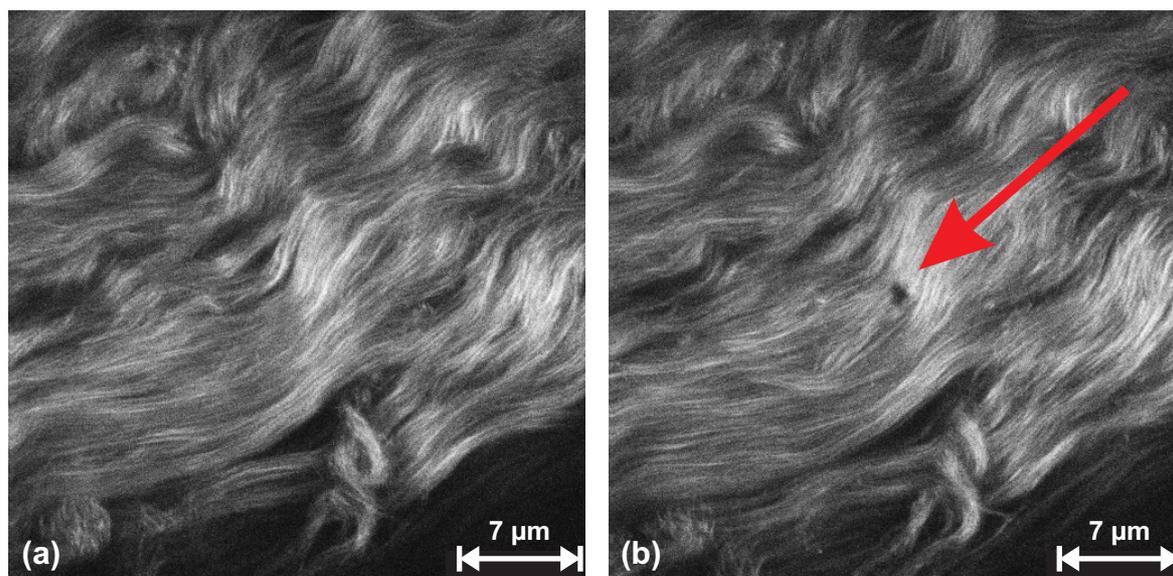


Abbildung 5.14: Zweiphotonenmikroskopische Aufnahme der Sklera vom Schwein. (a), vor Bearbeitung; (b), nach Bearbeitung. Der Pfeil deutet die Stelle der Bohrung an.

kroskopie ausgerüstet ist, wird der Laserstrahl üblicherweise mit einem Objektiv hoher numerischer Apertur im Probenvolumen fokussiert. Detektion des Fluoreszenzsignals erfolgt dann entweder in Vorwärts- oder in Rückwärtsrichtung mittels einer CCD-Kamera. Laser- und Signalwellenlänge werden dabei durch geeignete dichroitische Strahlteiler getrennt. Es erfolgt eine Abrasterung in der fokalen Ebene des Objektivs mittels eines Scanners und durch eine geeignete Synchronisation zwischen Scannereinheit und Detektionssystem, kann ein zweidimensionales Bild der Intensitätsverteilung in der fokalen Ebene erzeugt werden. Dreidimensionale Informationen lassen sich leicht durch Bewegung des Objektivs entlang seiner Achse (z -Achse) gewinnen.

Zweiphotonenmikroskopie mit simultaner Gewebearbeitung

Ein Vorteil des Lasers mit Cavity-Dumping ist die hohe Pulsenergie. Diese wird zwar für die bildgebenden Verfahren nicht benötigt, kann aber bei gewünschter Gewebeablation von Vorteil sein. Abb. 5.14 zeigt einen Schnitt durch die Sklera eines Schweineauges. In diesem Fall beruht die Aufnahme auf direkter Detektion der zweiten Harmonischen des Lasers in Rückwärtsrichtung, wobei die Pulsenergie am Gewebe etwa 1 nJ betrug, und die Repetitionsrate 640 kHz war. Das verwendete Objektiv war ein hochaperturiges PlanNeofluar 40x/1.3oil der Firma Zeiss. Deutlich sind die Kollagenfasern in sehr guter Auflösung (sub- μm) zu erkennen. Bearbeitung des Gewebes ist in Abb. 5.14 (b) gezeigt, wobei ein etwa 1 μm großes Loch in die Sklera gebohrt wurde. Dies geschah einfach durch Deaktivierung der Scannereinheit und Erhöhung der Pulsenergie auf etwa 4 nJ. Die Bohrung erfolgte über einen Zeitraum von 30 Sekunden und es ist zu erwarten, dass die Bearbeitungszeit erheblich reduziert werden kann, falls eine noch höhere Pulsenergie gewählt wird. Es konnte nach der

Bohrung sehr einfach wieder auf Scannerbetrieb umgeschaltet werden, um die Ergebnisse zu beobachten. Mit einer ausgefeilteren Steuerung von Scanner und Laserleistung wäre es sehr einfach denkbar, mit hoher Bildwiederholfrequenz zwischen Schneidvorgang und Detektion umzuschalten, so dass der Operateur quasi zeitgleich den Eingriff miterlebt und entsprechend reagieren kann. Darüber hinaus sind mit einer entsprechenden Scannerkonfiguration beliebige Schnittmuster möglich, eine Bohrung ist nur der einfachste anzunehmende Fall und als Prinzipdemonstration gedacht.

Ein Nachteil dieses Lasersystems ist die Festlegung auf einen schmalen Wellenlängenbereich (1040 ± 10 nm). Damit ist nicht für alle Materialien eine Anregung durch Zweiphotonenabsorption möglich, d. h. es entsteht kein Fluoreszenzsignal. Daher ist man auf die direkte Detektion der zweiten Harmonischen beschränkt, wie es auch im obigen Beispiel der Fall war. Abhilfe kann durch Markierung des Gewebes mit speziellen Farbstoffen geschaffen werden.

Multiphotonenmikroskopie mit erhöhter Eindringtiefe

Der Einsatz von Oszillatoren hat den Nachteil, dass für eine gegebene Durchschnittleistung nur sehr begrenzte Eindringtiefen erreicht werden können. Eine Verbesserung wird durch Reduktion der Puls wiederholrate bei Beibehaltung der mittleren Leistung erzielt. Theer et al. haben mittels eines regenerativen Ti:Saphir Verstärkersystems eine Eindringtiefe von bis zu $1000 \mu\text{m}$ in lebendes kortikales Gewebe demonstriert [The03]. Die maximale Eindringtiefe wird durch folgende Formel beschrieben:

$$z_{\max} = L_s \ln \left[\bar{P} \delta \sqrt{1 / (f_{\text{rep}} \tau_{\text{FWHM}})} \right], \quad (5.4)$$

wobei L_s die mittlere Streulänge, \bar{P} die mittlere Laserleistung und

$$\delta = \left[\eta_2 \eta_{\text{kol}}(z_{\max}) / \bar{P}(z_{\max}) \right]^{1/2}. \quad (5.5)$$

η_2 ist Fluoreszenz-Quanteneffizienz unter Zweiphotonenanregung, η_{kol} die tiefenabhängige Detektionseffizienz und $\bar{P}(z_{\max})$ ist die zur Zweiphotonenanregung benötigte Durchschnittsleistung in der fokalen Ebene. Aus Gl. (5.4) wird sofort ersichtlich, dass sowohl eine Reduktion der Pulsdauer τ_{FWHM} , als auch eine Reduktion der Puls wiederholrate f_{rep} zu einer Steigerung der Eindringtiefe führen kann. Die Limitation der Eindringtiefe dieses Verfahrens war dabei das Entstehen von parasitärer Anregung nahe der Probenoberfläche.

Unser System mit seinen einzigartigen Parametern von relativ geringen Wiederholraten bei hoher mittlerer Leistung ist ein Kandidat für solche Messungen. Werden insbesondere die Pulse durch Faserkompression noch zusätzlich verkürzt (zum Vergleich siehe Abschnitt 5.1.2, Kompression auf 21 fs), so scheint eine gute Eignung für Multiphotonenmikroskopie mit hoher Eindringtiefe gegeben zu sein. Selbstverständlich wird die ultimative Limitation dieses Verfahrens die begrenzte Schadensresistenz von lebenden Zellen sein.

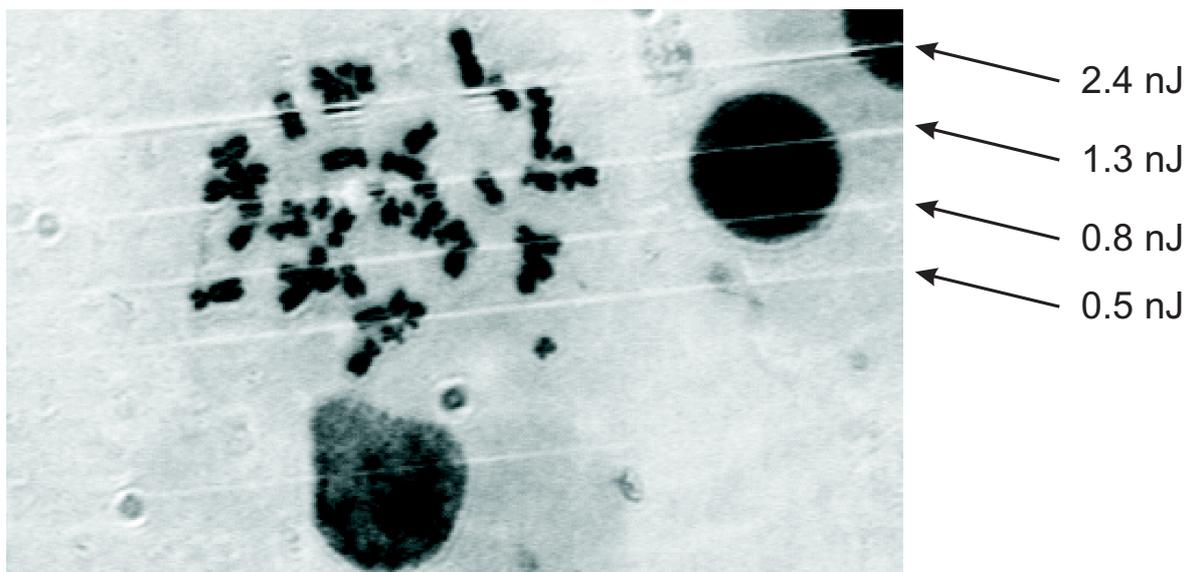


Abbildung 5.15: Lichtmikroskopische Aufnahme von Schnitten an Chromosomen in Abhängigkeit von der applizierten Pulsenergie. Im Gegensatz zu den in Abb.5.16 gezeigten Schnitten ist hier die Beleuchtungszeit nicht genau bekannt und es wurde das hochaperturige PlanNeofluar 40x/1.3oil der Firma Zeiss verwendet.

5.3.2 Mikrochirurgie an Chromosomen

Als abschließendes Beispiel für biomedizinische Anwendungen soll nun noch die Eignung zur Mikrochirurgie an Chromosomen gezeigt werden. König et al. haben demonstriert, dass es möglich ist, mit sehr hoher Präzision Chromosomen zu schneiden. Mittels Rasterkraftmikroskopie, wurden volle Halbwertsbreiten der Schnitte von 200 nm gemessen. In diesem Fall wurde ein Ti:Saphir Oszillator mit einer Pulswiederholrate von 80 MHz und einer Pulsdauer von 180 fs verwendet [Kön01].

Erste Experimente in diese Richtung wurden mit Giemsa-gefärbten Chromosomen durchgeführt. Zur Fokussierung wurde ein hochaperturiges Objektiv (PlanNeofluar 63x/253oil Ph der Firma Zeiss) eingesetzt. Die verwendeten Pulsenergien waren in diesem Fall kleiner als 3 nJ und mit Pulsenergien von unter 1 nJ konnten die besten Ergebnisse erzielt werden. Eine lichtmikroskopische Aufnahme solch eines Schneidprozesses ist in Abb. 5.15 gezeigt. Rasterkraftmikroskopische Aufnahmen eines Schnittes sind in Abb. 5.16 (a) gezeigt. Es konnte eine volle Halbwertsbreite des Schnittes von unter 600 nm erzielt werden, wobei durch weitere Optimierung der Schneidparameter noch eine Verbesserung zu erwarten ist. Die Beleuchtungszeit pro Linienscan betrug etwa 15 ms, was bei 600 kHz einer Anzahl von 9000 Laserpulsen pro Schnitt entspricht. Abb. 5.16 (b) zeigt Mikrobohrungen in den Chromosomen mit einem Durchmesser von unter 1 μm . Die Beleuchtungszeit war in diesem Fall 7 ms.

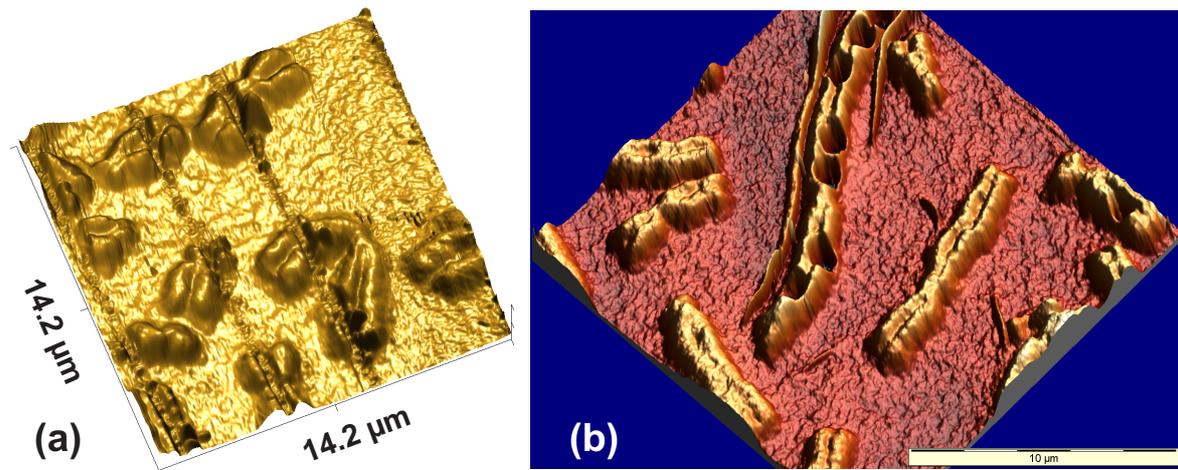


Abbildung 5.16: Rasterkraftmikroskopische Aufnahme der Schnitte (a) und Bohrungen (b) in Chromosomen.

5.3.3 Diskussion der Ergebnisse

Die Eignung des Yb:Glas Lasers mit Cavity-Dumping für unterschiedlichste Zwecke in der biomedizinischen Technik konnten demonstriert werden. Diese reichen von der Multiphotonenmikroskopie (entweder Detektion der Fluoreszenz oder der zweiten Harmonischen) bis hin zur Mikrochirurgie. Die variable Pulsfrequenz und die hohe Pulsenergie machen diesen Laser besonders für Zweiphotonenmikroskopie in tiefen Schichten interessant. Weiterhin kann prinzipiell eine quasi-gleichzeitige Bearbeitung und Bilderzeugung erfolgen. Im Vergleich zu den meisten Ti:Saphir-basierenden Systemen konnte eine deutliche Verringerung der Komplexität und eine Steigerung der Zuverlässigkeit erreicht werden.

Kapitel 6

Zusammenfassung

In dieser Arbeit wurde Cavity-Dumping zur Erzeugung hoher Pulsenergien direkt aus einem Laseroszillator sowohl theoretisch als auch experimentell erforscht. Insbesondere war dies die erste Arbeit, die die Pulsformungsdynamik modengekoppelter Oszillatoren mit Cavity-Dumping systematisch untersucht hat. Aus den Erkenntnissen zur solitären Pulsformungsdynamik wurden Designkriterien für optimalen Betrieb dieser Klasse von Lasern abgeleitet. Diese Kriterien wurden anschließend im Experiment verifiziert, wobei neue Maßstäbe, was die Pulsenergie in Femtosekunden-Oszillatoren betrifft, gesetzt werden konnten. Die Bedeutung der entwickelten Konzepte wurde anhand von Anwendungen in der nichtlinearen Optik, der Mikromaterialbearbeitung und der biomedizinischen Technik demonstriert.

Es konnte mittels einer numerischen Lösung der entsprechenden Differentialgleichungen, die Dynamik des Laserpulses unter dem Einfluss von Cavity-Dumping adäquat beschrieben werden. So konnten die für die Stabilität des Systems wesentlichen Zeitkonstanten identifiziert werden. Diese sind die Relaxationsperiode des Oszillators, die Dumping-Periode und im Fall des solitären Lasers die Phasenperiode des Pulses. In Abhängigkeit der relativen Größe dieser drei Zeitkonstanten wurden vielschichtige dynamische Effekte beobachtet, die vom regulären Einzelpulsbetrieb über die Periodenverdopplung von sowohl Pulsenergie als auch Pulsdauer bis hin zu irregulären Energiefluktuationen reichten. Anhand der theoretischen Erkenntnisse konnten Designkriterien für das Erreichen optimaler Pulsenergie und Effizienz abgeleitet werden.

Im experimentellen Teil der Arbeit wurde das erste diodengepumpte Femtosekunden-Lasersystem mit Cavity-Dumping überhaupt aufgebaut und es konnten die theoretischen Vorhersagen, was Stabilität und Dynamik angeht, in ausgezeichneter Weise bestätigt werden. Unter Berücksichtigung der zuvor abgeleiteten Kriterien konnte ein äußerst robustes und einfach zu handhabendes Lasersystem, basierend auf dem Lasermaterial Ytterbium:Glas, entwickelt werden, das Pulsenergien im Bereich von 300 Nanojoule bei Pulsdauern um 250 Femtosekunden und Wiederholraten von einem Megahertz ermöglichte. Diese Ergebnisse konnten durch den Einsatz von Ytterbium:Wolframat-Kristallen nochmals deutlich verbessert werden, und es wurden Pulsenergien von über einem Mikrojoule bei 350 Femtosekunden und Wiederholraten von einem Megahertz erzeugt. Dies sind bisher die höchsten Pulsenergien, die mittels Femtosekunden-Oszillatoren mit Cavity-Dumping er-

reicht werden konnten. Interessanterweise konnte in diesem Lasersystem ein sehr einfaches Pumpkonzept verwendet werden, welches eine hohe Zuverlässigkeit und niedrige Kosten zur Folge hat. Die Langzeitstabilität und die Rauscheigenschaften des Lasers waren exzellent und entsprachen der gewöhnlicher Oszillatoren. Die entwickelten Systeme stellen damit eine für die spätere industrielle Verwirklichung interessante Option zur Erzeugung hoher Pulsenergien dar.

Die Relevanz der entwickelten Laser konnte anhand von einigen Anwendungen demonstriert werden. Es wurde ein Experiment zur Pulscompression bestehend aus einer Faser und einer Prismenanordnung vorgestellt. Wie sowohl theoretisch als auch experimentell verifiziert wurde, sind Laserpulse von der Dauer einiger hundert Femtosekunden und einer Energie im Mikrojoule-Bereich besonders geeignet, um extreme Kompressionsverhältnisse zu erzielen. In unserem speziellen Fall konnten Pulsdauern von 21 Femtosekunden und eine Spitzenleistung von 13 Megawatt erzeugt werden. Diese Parameter sind in der nichtlinearen Optik und der Spektroskopie mit ultrakurzen Laserpulsen von Bedeutung.

Eine weitere Anwendung war das Femtosekunden-Wellenleiterschreiben, bei dem Wellenleiterstrukturen durch nichtlineare Absorption im Fokus eines intensiven Laserstrahls erzeugt werden. Es gelang dabei, nicht nur die Ergebnisse bereits etablierter und wesentlich komplexerer Verstärkersysteme zu reproduzieren, sondern es konnten durch Ausnutzung eines neuartigen Verfahrens die ersten aktiven Wellenleiter hervorragender Qualität im Wellenlängenbereich von 1550 Nanometern hergestellt werden. Dies ist von besonderer Relevanz, da dieser Wellenlängenbereich in der optischen Nachrichtenübertragung genutzt wird. Es konnten zum ersten Mal aktive Elemente mit Nettogewinn und auch ein Wellenleiterlaser demonstriert werden. Gerade zur schnellen Erzeugung von Prototypen könnte damit das beschriebene Verfahren in naher Zukunft industrielle Bedeutung erlangen.

Auch im Bereich der biomedizinischen Technik konnten die Lasersysteme mit Cavity-Dumping erfolgreich eingesetzt werden. Es wurde Multiphotonenmikroskopie an der Sklera vom Schwein gezeigt, und Mikrochirurgie an Chromosomen auf einer sub-Mikrometerskala. Die hohe Pulsenergie des Lasers macht das System besonders für die Multiphotonenmikroskopie mit hoher Eindringtiefe interessant.

Die Ergebnisse dieser Arbeit stellen einen wesentlichen Beitrag zum Verständnis der Pulsformung in modengekoppelten Lasersystemen mit Cavity-Dumping dar. Basierend auf diesen Erkenntnissen konnte eine kompakte und preisgünstige Lichtquelle für hochintensive Laserpulse entwickelt werden, was den Weg für eine weitere Verbreitung von modengekoppelter Lasertechnologie in vielen Anwendungsbereichen der Forschung und Technik bereitet.

Anhang A

Ergänzungen

A.1 Nichtlineare Terme höherer Ordnung der NSE

Gl. (2.13) soll in diesem Abschnitt um Terme erweitert werden, die eine theoretische Beschreibung der Selbstaufsteilung und des Raman-Effektes zulassen. Dazu verwenden wir im Folgenden den erweiterten nichtlinearen Operator [Agr95, Hau01]

$$\hat{N} = \underbrace{-i\gamma|A|^2}_{\hat{N}_{\text{SPM}}} - \underbrace{\frac{\gamma}{\omega_0} \frac{1}{A} \frac{\partial}{\partial t} (|A|^2 A)}_{\hat{N}_{\text{SS}}} + \underbrace{i\gamma\tau_{\text{SRS}} \frac{\partial}{\partial t} |A|^2}_{\hat{N}_{\text{SRS}}}. \quad (\text{A.1})$$

Der erste Summand ist die SPM, der zweite Summand bezeichnet die Selbstaufsteilung (SS, Self Steepening) und zuletzt steht der Term für stimulierte Raman-Streuung (SRS, Stimulated Raman Scattering). τ_{SRS} kann auf die Steigung des Raman-Gewinns zurückgeführt werden [Gor89] und ist für Quarz-Glasfasern $\tau_{\text{SRS}} \approx 3$ fs bei $1.55 \mu\text{m}$ [Ati99].

A.1.1 Die Selbstaufsteilung

Die Selbstaufsteilung resultiert daraus, dass in der Ableitung von Gl. (A.1) eine Frequenzabhängigkeit des nichtlinearen Brechungsindex berücksichtigt wird [Agr95]. Im Effekt führt die Selbstaufsteilung bei sehr kurzen Laserpulsen ($\tau_{\text{FWHM}} < 100$ fs) zu einer zeitlichen Schwerpunktsverlagerung und Asymmetrie. Dies kann folgendermaßen anschaulich verstanden werden: Wir nehmen für die Selbstaufsteilung einen intensitätsabhängigen Gruppenindex an, was zur Folge hat, dass der Schwerpunkt des Pulses langsamer propagiert als die Flanken. Dies führt aus besagtem Grund zu einer Aufsteilung im Rücken des Pulses und letztlich zur Ausbildung einer optischen Schockfront.

Die numerische Berechnung dieses Effektes kann wiederum im Rahmen des Split-Step-Fourier Algorithmus (Abschnitt 2.2.3) geschehen. Der Operator

$$\hat{N}_{\text{SS}} = -\frac{\gamma}{\omega_0} \frac{1}{A} \frac{\partial}{\partial t} (|A|^2 A) \quad (\text{A.2})$$

Parameter	Abkürzung	Einheit	Wert
Punktzahl FFT	N		2^{14}
Pulsdauer	τ_{FWHM}	fs	500 bzw. 50
Spitzenleistung	\hat{P}	MW	1
SPM-Parameter	γ	1/MW	0.1
Zentralfrequenz	ω_0	rad/s	$1.8125 \cdot 10^{15}$
Propagationsschritt	L_{step}	μm	10

Tabelle A.1: Numerische Parameter, die zur Berechnung von Abb. A.1 verwendet wurden.

wird wiederum im Zeitbereich angewandt, allerdings tritt eine Ableitung nach t auf, was die Auswertung von \hat{N}_{SS} im Vergleich zu \hat{N}_{SPM} deutlich komplizierter macht. Eine Möglichkeit ist diese Ableitung zunächst mittels eines Differenzenverfahrens numerisch durchzuführen und dann folgende Rechenvorschrift anzuwenden:

$$A_{\text{neu}}(t_k) = A_{\text{alt}}(t_k) \exp \left\{ -\frac{\gamma}{\omega_0} \left[A_{\text{alt}}(t_k) \frac{\Delta A_{\text{alt}}^*(t_k)}{\Delta t} + 2A_{\text{alt}}^*(t_k) \frac{\Delta A_{\text{alt}}(t_k)}{\Delta t} \right] \right\}. \quad (\text{A.3})$$

Hier bedeutet * die Bildung des konjugiert komplexen und $\Delta A(t_k)/\Delta t$ ist die numerische Approximation der Ableitung. Im einfachsten Fall kann sie durch die Differenz $\Delta A(t_k) = A(t_k) - A(t_{k-1})$ gebildet werden.

Selbstaufteilung kann gewöhnlicherweise für ps-Pulse im Vergleich zur SPM vernachlässigt werden, spielt jedoch für ultrakurze Laserpulse im Bereich von 100 fs eine bedeutende Rolle. Um dies zu veranschaulichen wurde die Propagation eines Sech-Pulses unter Einfluss von SPM und Selbstaufteilung numerisch für zwei Pulsdauern (500 fs, 50 fs) berechnet. Die Parameter der Simulationen sind in Tabelle A.1 angegeben. Abb A.1 zeigt den Effekt der Selbstaufteilung auf die Momentanleistung (a, 500 fs) und (b, 50 fs) und die spektrale Leistungsdichte im Basisband (c, 500 fs) und (d, 50 fs) jeweils für eine Propagation von bis zu fünfzehn nichtlinearen Längen ($L_{\text{NL}} = 100 \mu\text{m}$). Es ist deutlich zu erkennen, dass im Fall des 500 fs-Pulses die Selbstaufteilung gegenüber der SPM in guter Näherung zu vernachlässigen ist, allerdings im Fall des 50 fs-Pulses eine wesentliche Rolle spielt. Neben der Aufteilung des Pulses tritt eine Asymmetrie in der spektralen Verbreiterung auf.

A.1.2 Der Raman-Effekt

Eine wichtige Klasse nichtlinearer Effekte ist die inelastische Streuung von Photonen an einem nichtlinearen Medium, bei der Energie in Form von Phononen an das Gitter abgegeben wird [Agr95]. Diese Phänomene sind als Stimulierte Raman-Streuung und stimulierte Brillouin-Streuung (SBS, Stimulated Brillouin Scattering) bekannt, wobei der Hauptunterschied zwischen beiden ist, dass im Fall von SRS optische Phononen und im Fall von SBS akustische Phononen beteiligt sind. Eine einfache quantenmechanische Vorstellung des Prozesses ist die Konversion eines einfallenden Photons (des Pumpphotons) in ein niederfrequenteres Stokes-Photon unter Abgabe eines Gitterphonons und Einhaltung von Impuls

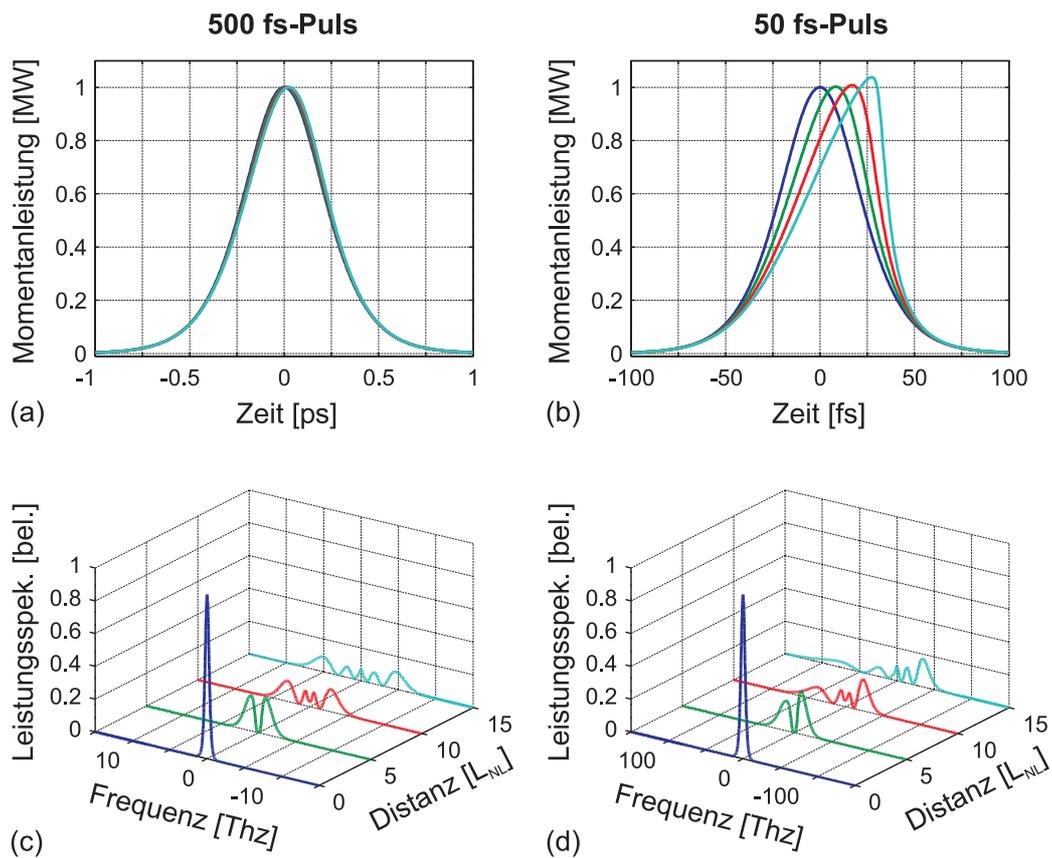


Abbildung A.1: Numerische Berechnung der nichtlinearen Pulsausbreitung unter Einfluss von SPM und Selbstaufsteilung. Es sind jeweils für einen 500 fs-Puls (a, c) und einen 50 fs-Puls (b, d) die Momentanleistung und das Leistungsspektrum in Abhängigkeit von der Propagationsdistanz aufgetragen. Es bedeuten: blau, Startpuls; grün, nach $5 \cdot L_{NL}$; rot nach $10 \cdot L_{NL}$; cyan nach $15 \cdot L_{NL}$ ($L_{NL} = 100 \mu\text{m}$).

Parameter	Abkürzung	Einheit	Wert
Punktzahl FFT	N		2^{14}
Pulsdauer	τ_{FWHM}	ps	1
SPM-Parameter	γ/L_{step}	1/(Wkm)	3
Raman-Konstante	τ_{SRS}	fs	3
GDD	$k_2 = \beta_2/L_{\text{step}}$	ps ² /km	-20
Propagationsschritt	L_{step}	m	0.8046

Tabelle A.2: Numerische Parameter, die zur Berechnung von Abb. A.2 verwendet wurden.

und Energieerhaltung. Darüber hinaus ist theoretisch auch der Umkehrprozess, bei dem ein höherfrequentes Anti-Stokes-Photon erzeugt wird, möglich.

Die SRS ist insbesondere bei der Solitonpropagation in optischen Glasfasern von Bedeutung. Für Pulslängen unter 5 ps ist die spektrale Bandbreite der Pulse groß genug, dass der rote Frequenzanteil des Pulses durch SRS mit dem blauen Frequenzanteil als Pumpe verstärkt wird, somit das Soliton kontinuierlich eine Rotverschiebung erfährt. Dieser Effekt wird Intrapuls-Raman-Streuung (IRS, *Intrapuls Raman Scattering*) genannt und in Raman-Schiebern (Raman-shifter) ausgenutzt, um die Wellenlänge eines Faser-Solitons zu längeren Wellenlängen hin zu verschieben. Dabei gilt als Abschätzung für den Frequenzversatz Δf_{IRS} durch IRS [Agr95]:

$$\Delta f_{\text{IRS}} = -\frac{4}{15\pi} \frac{|k_2| \tau_{\text{SRS}}}{\tau_{\text{sech}}^4} L_{\text{Faser}}. \quad (\text{A.4})$$

Der Operator, der die SRS beschreibt lautet (siehe Gl. (A.1))

$$\hat{N}_{\text{SRS}} = i\gamma\tau_{\text{SRS}} \frac{\partial}{\partial t} |A|^2. \quad (\text{A.5})$$

Wiederum kann eine Rechenvorschrift angegeben werden, um den Operator im Kontext von Split-Step-Fourier zu behandeln:

$$A_{\text{neu}}(t_k) = A_{\text{alt}}(t_k) \exp \left\{ i\gamma\tau_{\text{SRS}} \left[A_{\text{alt}}(t_k) \frac{\Delta A_{\text{alt}}^*(t_k)}{\Delta t} + A_{\text{alt}}^*(t_k) \frac{\Delta A_{\text{alt}}(t_k)}{\Delta t} \right] \right\}. \quad (\text{A.6})$$

Als Beispiel für den Raman-Effekt soll abschließend ein Raman-Schieber bestehend aus einer verlustfreien Standard-Einmodenfasern simuliert werden. Der Anfangspuls ist ein fundamentales Soliton der Pulsdauer $\tau_{\text{FWHM}} = 1$ ps bei einer Wellenlänge von $\lambda_0 = 1.55 \mu\text{m}$ und es wird eine Faserpropagation von 20 km simuliert. Die zugehörige Pulsenergie ist $w = 23.5$ pJ und es gilt $L_{\text{disp}} = L_{\text{NL}} = 16.1$ m. Die numerischen Parameter sind in Tabelle A.2 gegeben. Der berechnete Frequenzversatz beträgt 0.98 THz und ist in guter Übereinstimmung mit der Abschätzung Gl. (A.4), für die wir $\Delta f_{\text{IRS}} = 0.945$ THz berechnen.

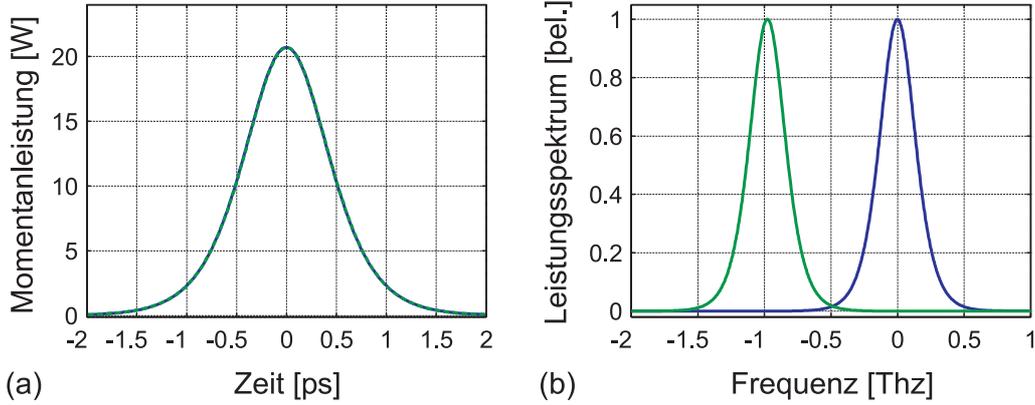


Abbildung A.2: Numerische Berechnung der Propagation eines optischen Solitons der Pulsdauer $\tau_{\text{FWHM}} = 1$ ps und Zentralwellenlänge $1.55 \mu\text{m}$ unter Einfluss von SRS für eine Standard-Einmodenfaser von 20 km Länge. (a): Momentanleistung des Pulses vor (blau) und nach (gestrichelt grün) der Propagation. (b): Leistungsspektrum vor (blau) und nach (grün) der Propagation. Zum Vergleich siehe auch [Agr95].

A.2 Dispersionsparameter von Fasern

In der optischen Nachrichtentechnik ist die Angabe der GDD in ps/(km nm) (d. h. Unterschied der Gruppenlaufzeit in ps pro km Faserpropagation und nm Wellenlängendifferenz) üblich [Gra98]. In der Kurzpulsphysik hat sich jedoch die Einheit fs²/mm durchgesetzt. Im Folgenden soll der Umrechnungsfaktor abgeleitet werden.

Die GDD einer Glasfaser wird üblicherweise über die Wellenlängenabhängigkeit des Gruppenindex n_g angegeben,

$$M_{\text{GDD}}(\lambda) = \frac{1}{c} \frac{dn_g(\lambda)}{d\lambda} = \frac{1}{c} \frac{d}{d\lambda} \left[n(\lambda) - \lambda \frac{dn}{d\lambda} \right]. \quad (\text{A.7})$$

Mit $\omega = 2\pi c/\lambda$ berechnen wir zunächst seine Frequenzabhängigkeit,

$$M_{\text{GDD}}(\omega) = \frac{1}{c} \frac{\partial \omega}{\partial \lambda} \frac{dn_g(\omega)}{d\omega} = -\frac{\omega^2}{2\pi c^2} \frac{d}{d\omega} \left[n(\omega) + \omega \frac{dn}{d\omega} \right], \quad (\text{A.8})$$

und können dann durch Vergleich mit der üblichen Definition der GDD,

$$k_2(\omega) = \frac{d^2 k(\omega)}{d\omega^2} = \frac{1}{c} \frac{d^2}{d\omega^2} \left[\omega n(\omega) \right] = \frac{1}{c} \frac{d}{d\omega} \left[n(\omega) + \omega \frac{dn(\omega)}{d\omega} \right] \quad (\text{A.9})$$

folgende Umrechnungsvorschrift für eine gewisse Zentralfrequenz $\omega_0 = 2\pi c/\lambda_0$ gewinnen:

$$M_{\text{GDD}} = -\frac{2\pi c}{\lambda_0^2} k_2. \quad (\text{A.10})$$

Literaturverzeichnis

- [Agr95] G. Agrawal, *Nonlinear Fiber Optics* (Academic Press, San Diego, 1995).
- [Ati99] A. K. Atieh, P. Myslinski, J. Chrostowski, P. Galko, *J. Lightwave Technol.* **17**, 216 (1999).
- [Bac98] S. Backus, C. G. Durfee, M. M. Murnane, H. C. Kapteyn, *High power ultrafast lasers*, *Rev. Sci. Instrum.* **69**, 1207 (1998).
- [Bal97a] A. Baltuska, Z. Wei, M. Pshenichnikov, D. Wiersma, *Optical pulse compression to 5 fs at 1 MHz repetition rate*, *Opt. Lett.* **22**, 102–4 (1997).
- [Bal97b] A. Baltuska, Z. Wei, M. Pshenichnikov, D. Wiersma, R. Szipöcs, *All solid-state cavity dumped sub-5-fs laser*, *Appl. Phys.* **B 65**, 175–88 (1997).
- [Bél91] P. A. Bélanger, *Beam propagation and the ABCD ray matrices*, *Opt. Lett.* **16**, 196–198 (1991).
- [Böh03] E.-M. Böhm, *Einfluss der Dispersion auf die nichtlineare Ausbreitung von Lichtimpulsen*, Doktorarbeit, Universität Rostock, Fachbereich Physik (2003).
- [Boy92] R. Boyd, *Nonlinear Optics* (Academic Press, New York, 1992).
- [Bra91] T. Brabec, C. Spielmann, F. Krausz, *Mode locking in solitary lasers*, *Opt. Lett.* **16**, 1961–3 (1991).
- [Bre01] A. Brenier, G. Boulon, *New Criteria to choose the best Yb³⁺-doped laser crystal*, *Europhys. Lett.* **55**, 647–652 (2001).
- [Bru97] H. W. Bruesselbach, D. S. Sumida, R. A. Reeder, R. W. Byren, *Low-heat high-power scaling using InGaAs-diode-pumped Yb:YAG lasers*, *IEEE Journ. of Sel. Topics in Quantum Electron.* **3**, 105–116 (1997).
- [Bru00] F. Brunner, G. J. Spühler, J. A. der Au, L. Krainer, F. Morier-Genoud, R. Paschotta, N. Lichtenstein, S. Weiss, C. Harder, A. A. Lagatsky, A. Abdolvand, N. V. Kuleshov, U. Keller, *Diode-pumped femtosecond Yb:KG(WO₄)₂ laser with 1.1-W average power*, *Opt. Lett.* **25**, 1119–1121 (2000).

- [Bru02] F. Brunner, T. Südmeyer, E. Innerhofer, F. Morier-Genoud, R. Paschotta, V. E. Kisel, V. G. Shcherbitsky, N. V. Kuleshov, J. Gao, K. Contag, A. Giesen, U. Keller, *240-fs pulses with 22-W average power from a mode-locked thin-disk Yb:KY(WO₄)₂ laser*, Opt. Lett. **27**, 1162–1164 (2002).
- [Cer02a] G. Cerullo, R. Osellame, S. Taccheo, M. Marangoni, D. Polli, R. Ramponi, P. Laporta, S. D. Silvestri, *Femtosecond micromachining of symmetric waveguides at 1.5 μm by astigmatic beam focusing*, Opt. Lett. **27**, 1938–40 (2002).
- [Cer02b] G. Cerullo, S. D. Silvestri, *Ultrafast optical parametric amplifiers*, Rev. Sci. Instrum. **74**, 1–18 (2002).
- [Cha01] J. W. Chan, T. Huser, S. Risbud, D. M. Krol, *Structural changes in fused silica after exposure to focused femtosecond laser pulses*, Opt. Lett. **26**, 1726–8 (2001).
- [Chi96] B. N. Chichkov, C. Momma, S. Nolte, F. von Alvensleben, A. Tünnermann, *Femtosecond, picosecond and nanosecond laser ablation of solids*, Appl. Phys. A **63**, 109–115 (1996).
- [Con99] K. Contag, M. Karszewski, C. Stewen, A. Giesen, H. Hügel, *Theoretical modeling and experimental investigations of diode-pumped thin-disk Yb:YAG laser*, Quantum Electron. **29**, 697–703 (1999).
- [Dav96] K. M. Davis, K. Miura, N. Sugimoto, K. Hirao, *Writing waveguides in glass with a femtosecond laser*, Opt. Lett. **21**, 1729–1731 (1996).
- [Dem00] A. A. Demidovich, A. N. Kuzmin, G. I. Ryabtsev, M. B. Danailov, W. Strek, A. N. Titov, *Influence of Yb concentration on Yb:KYW laser properties*, Journ. Alloys Compd. **300-301**, 238 (2000).
- [Den90] W. Denk, J. H. Strickler, W. W. Webb, *Two-Photon Laser Scanning Fluorescence Microscopy*, Science **248**, 73–6 (1990).
- [Dör04] J. Döring, A. Killi, U. Morgner, A. Lang, M. Lederer, D. Kopf, *Period doubling and deterministic chaos in continuously pumped regenerative amplifiers*, Opt. Exp. **12**, 1759–1768 (2004).
- [Dra05] S. Draxler, *Lineare und nichtlineare Interferometrie zur Präzisionsvermessung von Mikrostrukturen*, Diplomarbeit, Ruprecht-Karls-Universität Heidelberg, Max-Planck-Institut für Kernphysik Heidelberg (2005).
- [Dre01] W. Drexler, U. Morgner, R. Ghanta, F. Kärtner, J. Schuman, J. Fujimoto, *Ultra-high resolution ophthalmic optical coherence tomography*, Nature Medicine **7**, 502–507 (2001).

- [Dru04] F. Druon, P. Georges, *Pulse-compression down to 20 fs using a photonic crystal fiber seeded by a diode-pumped Yb:SYS laser at 1070 nm*, Opt. Exp. **12**, 3383–3396 (2004).
- [Els01] T. Elsaesser, S. Mukamel, M. M. Murnane, N. F. Scherer (Hg.), *Ultrafast Phenomena XII* (Springer, Berlin, 2001).
- [Fel91] J. Feldmann, J. Sacher, E. Gobel, *Mode locking using a type II multiple-quantum-well structure as a fast saturable absorber*, Opt. Lett. **16**, 241–243 (1991).
- [For87] R. L. Fork, C. H. B. Cruz, P. C. Becker, C. V. Shank, *Compression of optical pulses to six femtoseconds by using cubic phase compensation*, Opt. Lett. **12**, 483–5 (1987).
- [Gae00] A. L. Gaeta, *Catastrophic Collapse of Ultrashort Pulses*, Phys. Rev. Lett. **84**, 3582–3585 (2000).
- [Gan98] L. Gang, J. E. Anderson, M. I. Buchwald, B. C. Edwards, R. I. Epstein, M. T. Murtagh, G. H. Sigel, *Spectroscopic evaluation of Yb³⁺-doped glasses for optical refrigeration*, IEEE Journ. of Quantum Electron. **QE 34**, 1839–1845 (1998).
- [Gib96] G. N. Gibson, R. Klank, F. Gibson, B. E. Bouma, *Electro-optically cavity-dumped ultrashort-pulse Ti:sapphire oscillator*, Opt. Lett. **21**, 1055–1057 (1996).
- [Gol00] B. Golubovic, R. R. Austin, M. K. Steiner-Shepard, M. K. Reed, S. A. Diddams, D. J. Jones, A. G. V. Engen, *Double Gires Tournois interferometer negative-dispersion mirrors for use in tunable mode-locked lasers*, Opt. Lett. **25**, 275–7 (2000).
- [Gor89] J. P. Gordon, *Theory of the soliton self-frequency shift*, Opt. Lett. **11**, 662–4 (1989).
- [Gor04] S. Gorenflo, *Aktive Stabilisierung diodengepumpter Femtosekunden-Oszillatoren*, Diplomarbeit, Universität Karlsruhe (TH), Institut für Hochfrequenztechnik und Quantenelektronik (IHQ) (2004).
- [Gra98] G. Grau, W. Freude, *Optische Nachrichtentechnik* (Springer, Berlin, 1998), 3. Auflage.
- [Gri82] D. Grischkowsky, A. C. Balant, *Optical pulse compression based on enhanced frequency chirping*, Appl. Phys. Lett. **41**, 1–3 (1982).
- [Hau91] H. A. Haus, J. G. Fujimoto, E. P. Ippen, *Structures for additive pulse mode locking*, J. Opt. Soc. Am. **B 8**, 2068–76 (1991).

- [Hau92] H. A. Haus, J. G. Fujimoto, E. P. Ippen, *Analytic theory of additive pulse and Kerr lens mode locking*, IEEE Journ. of Quantum Electron. **28**, 2086–96 (1992).
- [Hau93] H. A. Haus, A. Mecozzi, *Noise of Mode-locked Lasers*, IEEE Journ. of Quantum Electron. **QE 29**, 983–996 (1993).
- [Hau01] H. A. Haus, E. P. Ippen, *Group velocity of solitons*, Opt. Lett. **26**, 1654–6 (2001).
- [Hön98] C. Hönniger, F. Morier-Genoud, M. Moser, U. Keller, L. R. Bovelli, C. Harder, *Efficient and tunable diode-pumped femtosecond Yb:glass lasers*, Opt. Lett. **23**, 126–128 (1998).
- [Hön99a] C. Hönniger, R. Paschotta, M. Graf, F. Morier-Genoud, G. Zhang, M. Moser, S. Biswal, J. Nees, A. Braun, G. Mourou, I. Johannsen, A. Giesen, W. Seeber, U. Keller, *Ultrafast ytterbium-doped bulk lasers and laser amplifiers*, Appl. Phys. **B 69**, 3–17 (1999).
- [Hön99b] C. Hönniger, R. Paschotta, F. Morier-Genoud, M. Moser, U. Keller, *Q-switching stability limits of continuous-wave passive mode locking*, J. Opt. Soc. Am. **B 16**, 46–56 (1999).
- [Hua91] D. Huang, E. Swanson, C. Lin, J. Schuman, W. Stinson, W. Chang, M. Hee, T. Flotte, K. Gregory, C. Puliafito, J. Fujimoto, *Optical Coherence Tomography*, Science **254**, 1178–81 (1991).
- [Hüb01] J. Hübner, S. Guldberg-Kjær, M. Dyngaard, Y. Shen, C. Thomsen, S. Balslev, C. Jensen, D. Zauner, T. Feuchter, *Planar Er- and Yb-doped amplifiers and lasers*, Appl. Phys. **73**, 435–438 (2001).
- [Ipp72] E. Ippen, C. V. Shank, A. Dienes, *Passive mode locking of the cw dye laser*, Appl. Phys. Lett. **21**, 348 (1972).
- [Jon98] D. J. Jones, Y. Chen, H. A. Haus, E. P. Ippen, *Resonant sideband generation in stretched-pulse fiber lasers*, Opt. Lett. **23**, 1535–1537 (1998).
- [Juh99] T. Juhasz, H. Loesel, R. M. Kurtz, C. Horvath, J. F. Bille, G. Mourou, *Corneal Refractive Surgery with Femtosecond Lasers*, IEEE Journ. of Sel. Topics in Quantum Electron. **5**, 902–910 (1999).
- [Kär95] F. X. Kärtner, U. Keller, *Stabilization of solitonlike pulses with a slow saturable absorber*, Opt. Lett. **20**, 16–18 (1995).
- [Kär96] F. Kärtner, I. Jung, U. Keller, *Soliton Mode-Locking with Saturable Absorbers*, IEEE Journ. of Sel. Topics in Quantum Electron. **2**, 540–56 (1996).
- [Kär98] F. Kärtner, J. A. der Au, U. Keller, *Mode-Locking with slow and fast saturable absorbers—what’s the difference*, IEEE Journ. of Sel. Topics in Quantum Electron. **4**, 159–168 (1998).

- [Kel90] U. Keller, W. H. Knox, H. Roskos, *Coupled Cavity Resonant Passively Modelocked (RPM) Ti:sapphire Laser*, Opt. Lett. **15**, 1377–1379 (1990).
- [Kel91] U. Keller, G. W. 'tHooft, W. H. Knox, J. E. Cunningham, *Femtosecond pulses from a continuously self-starting passively mode-locked Ti:sapphire laser*, Opt. Lett. **16**, 1022–1024 (1991).
- [Kel92a] U. Keller, W. Knox, G. tHooft, *Ultrafast solid-state modelocked lasers using resonant nonlinearities*, IEEE Journ. of Quantum Electron. **28**, 2123–33 (1992).
- [Kel92b] S. M. Kelly, *Characteristic sideband instability of periodically amplified average soliton*, Electron. Lett. **28**(15), 806–807 (1992).
- [Kel96] U. Keller, K. Weingarten, F. Kärtner, D. Kopf, B. Braun, I. Jung, R. Fluck, C. Hönninger, N. Matuschek, J. a.d.Au, *Semiconductor Saturable Absorber Mirrors (SESAM's) for Femtosecond to Nanosecond Pulse Generation in Solid-State Lasers*, IEEE Journ. of Sel. Topics in Quantum Electron. **2**, 435 (1996).
- [Kil04a] A. Killi, U. Morgner, *Solitary pulse shaping dynamics in cavity-dumped laser oscillators*, Opt. Exp. **12**, 3297–3307 (2004).
- [Kil04b] A. Killi, U. Morgner, M. J. Lederer, D. Kopf, *Diode-pumped femtosecond laser oscillator with cavity dumping*, Opt. Lett. **29**, 1288–1290 (2004).
- [Kil05a] A. Killi, J. Dörring, U. Morgner, M. J. Lederer, J. Frei, D. Kopf, *High speed electro-optical cavity dumping of mode-locked laser oscillators*, Opt. Exp. **13**, 1916 (2005).
- [Kil05b] A. Killi, A. Steinmann, J. Dörring, U. Morgner, M. J. Lederer, D. Kopf, C. Fallnich, *High peak power pulses from a cavity-dumped Yb:KYW oscillator*, Opt. Lett. accepted (2005).
- [Klo02] P. Klopp, V. Petrov, U. Griebner, G. Erbert, *Passively mode-locked Yb:KYW laser pumped by a tapered diode laser*, Opt. Exp. **10**, 108–113 (2002).
- [Kön01] K. König, I. Riemann, W. Fritzsche, *Nanodissection of human chromosomes with near-infrared femtosecond laser pulses*, Opt. Lett. **26**, 819–21 (2001).
- [Kog72] H. W. Kogelnik, E. P. Ippen, A. Dienes, C. V. Shank, *Astigmatically Compensated Cavities for CW Dye Lasers*, IEEE Journ. of Quantum Electron. **QE 8**, 373–9 (1972).
- [Kol03] V. Z. Kolev, M. J. Lederer, B. Luther-Davies, A. V. Rode, *Passive mode locking of a Nd:YVO₄ laser with an extra-long optical resonator*, Opt. Lett. **28**, 1275–1277 (2003).

- [Kor99] F. Korte, S. Nolte, B. Chichkov, T. Bauer, G. Kamlage, T. Wagner, C. Fallnich, H. Welling, *Far-field and near-field material processing with femtosecond laser pulses*, Appl. Phys. **A 69**, S7–S11 (1999).
- [Kor00] F. Korte, S. Adams, A. Egbert, C. Fallnich, A. Ostendorf, S. Nolte, M. Will, J.-P. Ruske, B. Chichkov, A. Tünnermann, *Sub-diffraction limited structuring of solid targets with femtosecond laser pulses*, Opt. Exp. **7**, 41–49 (2000).
- [Kow03] A. M. Kowalevich, A. T. Zare, F. X. Kärtner, J. G. Fujimoto, S. Dewald, U. Morgner, V. Scheuer, G. Angelow, *Generation of 150-nJ pulses from a multiple-pass cavity Kerr-lens mode-locked Ti:Al₂O₃ oscillator*, Opt. Lett. **28**, 1597–1599 (2003).
- [Kru00] W. F. Krupke, *Ytterbium solid-state lasers—the first decade*, IEEE Journ. of Sel. Topics in Quantum Electron. **6**, 1287–1296 (2000).
- [Kul97] N. V. Kuleshov, A. A. Lagatsky, A. V. Podlipensky, V. P. Mikhailov, G. Huber, *Pulsed laser operation of Yb-doped KY(WO₄)₂ and KGd(WO₄)₂*, Opt. Lett. **22**, 1317 (1997).
- [Lac91] P. Lacovara, H. K. Choi, C. A. Wang, R. L. Aggarwal, T. Y. Fan, *Room-temperature diode-pumped Yb:YAG laser*, Opt. Lett. **16**, 1089–1091 (1991).
- [Lag04] A. A. Lagatsky, C. T. A. Brown, W. Sibbett, *Highly efficient and low threshold diode-pumped Kerr-lens mode-locked Yb:KYW laser*, Opt. Exp. **12**, 3928–3933 (2004).
- [Lim04] J. Limpert, A. Liem, M. Reich, T. Schreiber, S. Nolte, H. Zellmer, A. Tünnermann, J. Broeng, A. Petersson, C. Jakobsen, *Low-nonlinearity single-transverse-mode ytterbium-doped photonic crystal fiber amplifier*, Opt. Exp. **12**, 1313–1319 (2004).
- [Liu01] H. Liu, J. Nees, G. Mourou, *Diode-pumped Kerr-lens mode-locked Yb:KY(WO₄)₂ laser*, Opt. Lett. **26**, 1723–1725 (2001).
- [Maj03] A. Major, I. Nikolakakos, J. Aitchison, A. Ferguson, N. Langford, P. Smith, *Characterization of the nonlinear refractive index of the laser crystal Yb:KGd(WO₄)₂*, Appl. Phys. **B 77**, 433–436 (2003).
- [Min01] K. Minoshima, A. M. Kowalevich, I. Hartl, E. P. Ippen, J. G. Fujimoto, *Photonic device fabrication in glass by use of nonlinear materials processing with a femtosecond laser oscillator*, Opt. Lett. **26**, 1516–8 (2001).
- [Mit87] F. Mitschke, L. Mollenauer, *Ultrashort pulses from the soliton laser*, Opt. Lett. **12**, 407–9 (1987).

- [Mol80] L. Mollenauer, R. Stolen, J. P. Gordon, *Experimental Observation of Picosecond Pulse Narrowing and Solitons in Optical Fibers*, Phys. Rev. Lett. **45**, 1095 (1980).
- [Mol83] L. Mollenauer, R. Stolen, J. P. Gordon, W. J. Tomlinson, *Extreme picosecond pulse narrowing by means of soliton effect in single-mode optical fibers*, Opt. Lett. **8**, 289–291 (1983).
- [Mol84] L. F. Mollenauer, R. H. Stolen, *The soliton laser*, Opt. Lett. **9**, 13–15 (1984).
- [Mou86] P. Moulton, *Spectroscopic and laser characteristics of Ti:Al₂O₃*, J. Opt. Soc. Am. **B 3**, 125 (1986).
- [Mét99] G. Métrat, M. Boudeulle, N. Muhlstein, A. Brenier, G. Boulon, *Nucleation, morphology and spectroscopic properties of Yb³⁺-doped KY(WO₄)₂ crystals grown by the top nucleation floating crystal method*, Journ. Cryst. Growth **197**, 883–888 (1999).
- [Nak81] H. Nakatsuka, D. Grischkowsky, A. C. Balant, *Nonlinear Picosecond-Pulse Propagation through Optical Fibers with Positive Group Velocity Dispersion*, Phys. Rev. Lett. **47** (1981).
- [Nis97] M. Nisoli, S. D. Silvestri, O. Svelto, R. Szipöcs, K. Ferencz, C. Spielmann, S. Sartania, F. Krausz, *Compression of high energy laser pulses below 5 fs*, Opt. Lett. **22**, 522–4 (1997).
- [Nol03] S. Nolte, M. Will, J. Burghoff, A. Tünnermann, *Femtosecond waveguide writing: a new avenue to three-dimensional integrated optics*, Appl. Phys. **A 77**, 109–111 (2003).
- [Ose03] R. Osellame, S. Taccheo, M. Marangoni, R. Ramponi, P. Laporta, D. Polli, S. D. Silvestri, G. Cerullo, *Femtosecond writing of active optical waveguides with astigmatically shaped beams*, J. Opt. Soc. Am. **B 20**, 1559–1567 (2003).
- [Ose04] R. Osellame, N. Chiodo, G. D. Valle, R. Ramponi, G. Cerullo, A. Killi, U. Morgner, M. Lederer, D. Kopf, *Optical waveguide writing with a diode-pumped femtosecond oscillator*, Opt. Lett. **29**, 1900 (2004).
- [Pre95] S. Preuss, A. Demchuk, M. Stuke, *Sub-picosecond UV laser ablation of metals*, Appl. Phys. **A 61**, 33–37 (1995).
- [Psh94] M. S. Pshenichnikov, W. P. de Boeij, D. A. Wiersma, *Generation of 13-fs, 5-MW pulses from a cavity-dumped Ti:sapphire laser*, Opt. Lett. **19**, 572–574 (1994).
- [Puj99] M. Pujol, M. Rico, C. Zaldo, R. Solé, V. Nikolov, X. Solans, M. Aguiló, F. Díaz, *Crystalline structure and optical spectroscopy of Er³⁺-doped KGd(WO₄)₂ single crystals*, Appl. Phys. **B 68**, 187–197 (1999).

- [Puj02] M. C. Pujol, M. A. Bursukova, F. Güell, X. Mateos, R. Solé, J. Gavaldà, M. Aguiló, J. Massons, F. Díaz, P. Klopp, U. Griebner, V. Petrov, *Growth, optical characterization, and laser operation of a stoichiometric crystal KYb(WO₄)₂*, Phys. Rev. **B 65**, 165121 (2002).
- [Ram93] M. Ramaswamy, M. Ulman, J. Paye, J. G. Fujimoto, *Cavity-dumped femtosecond Kerr-lens mode-locked Ti:Al₂O₃ laser*, Opt. Lett. **18**, 1822–1824 (1993).
- [Sal91] F. Salin, J. Squier, M. Piché, *Mode locking of Ti:Al₂O₃ lasers and self-focusing: a Gaussian approximation*, Opt. Lett. **16**, 1674–6 (1991).
- [Sch00a] T. Schibli, E. Thoen, F. Kärtner, E. Ippen, *Suppression of Q-switched mode locking and break-up into multiple pulses by inverse saturable absorption*, Appl. Phys. **B S70**, S41–9 (2000).
- [Sch00b] S. Schneider, A. Stockmann, W. Schuesslbauer, *Self-starting mode-locked cavity-dumped femtosecond Ti:sapphire laser employing a semiconductor saturable absorber mirror*, Opt. Eng. **6**, 220–226 (2000).
- [Sch01a] C. Schaffer, A. Brodeur, J. Garca, E. Mazur, *Micromachining bulk glass by use of femtosecond laser pulses with nanojoule energy*, Opt. Lett. **26**, 93–5 (2001).
- [Sch01b] T. Schibli, *Modenkopplung von Festkörperlasern mit hoher Repetitionsrate*, Doktorarbeit, Universität Karlsruhe (TH) (2001).
- [Sch03] B. Schenkel, J. Biegert, U. Keller, C. Vozzi, M. Nisoli, G. Sansone, S. Stagira, S. De Silvestri, S. O., *Generation of 3.8-fs pulses from adaptive compression of a cascaded hollow fiber supercontinuum*, Opt. Lett. **28**, 1987–1989 (2003).
- [Sch05] B. Schenkel, R. Paschotta, U. Keller, *Pulse compression with supercontinuum generation in microstructure fibers*, J. Opt. Soc. Am. **B 22**, 687–693 (2005).
- [Sha82] C. V. Shank, R. L. Fork, R. Yen, R. H. Stolen, W. J. Tomlinson, *Compression of femtosecond optical pulses*, Appl. Phys. Lett. **40**, 761–763 (1982).
- [Sie86] A. Siegman, *Lasers* (University Science Books, Mill Valley, 1986).
- [Smi92] N. J. Smith, K. J. Blow, I. Andonovic, *Sideband Generation Through Perturbations to the Average Soliton Model*, IEEE Journ. of Lightw. Technol. **10**, 1329–1333 (1992).
- [Spe91] D. Spence, P. Kean, W. Sibbett, *60-fs pulse generation from a self-mode-locked Ti:sapphire laser*, Opt. Lett. **16**, 42–44 (1991).
- [Ste00] C. Stewen, K. Contag, M. Larionov, A. Giesen, H. Hügel, *A 1-kW CW Thin Disc Laser*, IEEE Journ. of Sel. Topics in Quantum Electron. **6**, 650–657 (2000).

- [Str85] D. Strickland, G. Mourou, *Compression of amplified chirped pulses*, Opt. Commun. **56**, 219 (1985).
- [Süd03] T. Südmeyer, F. Brunner, E. Innerhofer, R. Paschotta, K. Furusawa, J. C. Baggett, T. M. Monro, D. J. Richardson, U. Keller, *Nonlinear femtosecond pulse compression at high average power levels by use of a large-mode-area holey fiber*, Opt. Lett. **28**, 1951–1953 (2003).
- [Sve98] O. Svelto, *Principles of Lasers* (Plenum Press, New York, 1998), 4. Auflage.
- [Tac04] S. Taccheo, G. D. Valle, R. Osellame, G. Cerullo, N. Chiodo, P. Laporta, O. Svelto, A. Killi, U. Morgner, M. Lederer, D. Kopf, *Er:Yb-doped waveguide laser fabricated by femtosecond laser pulses*, Opt. Lett. **29**, 2626 (2004).
- [The03] P. Theer, M. T. Hasan, W. Denk, *Two-photon imaging to a depth of 1000 μm in living bairns by use of a Ti : Al₂O₃ regenerative amplifier*, Opt. Lett. **28**, 1022–4 (2003).
- [Tom84] W. J. Tomlinson, R. H. Stolen, C. V. Shank, *Compression of optical pulses chirped by self-phase modulation in fibers*, J. Opt. Soc. Am. **1**, 139–149 (1984).
- [Val05] G. Della Valle, R. Osellame, N. Chiodo, S. Taccheo, G. Cerullo, P. Laporta, A. Killi, U. Morgner, M. Lederer, D. Kopf, *C-band waveguide amplifier fabricated by femtosecond laser writing*, Opt. Lett. submitted (2005).
- [Wag04] P. Wagenblast, *Ultrashort Pulse Generation in Kerr-Lens mode locked Colquiriite Lasers*, Doktorarbeit, Universität Karlsruhe (TH) (2004).
- [War93] W. S. Warren, H. Rabitz, M. Dahleh, *Coherent control of quantum mechanics: the dream is alive*, Science **259**, 1581 (1993).

Verzeichnis der Symbole und Konstanten

Konstanten

c	Lichtgeschwindigkeit in Vakuum, $c = 2.997\,924\,58 \cdot 10^8$ m/s
e	Elementarladung, $e = 1.602\,177\,33 \cdot 10^{-19}$ As
h	Plancksches Wirkungsquantum, $h = 6.626\,075\,5 \cdot 10^{-34}$ Ws ²
\hbar	$\hbar = h/(2\pi) = 1.054\,572\,7 \cdot 10^{-35}$ Ws ²
k_B	Boltzmannkonstante, $k = 1.380\,658 \cdot 10^{-23}$ Ws/K

Abkürzungen

AOM	Akusto-Optischer Modulator
APM	Additive-Pulse Mode-Locking
AR	antireflex
BBO	Beta Barium Borat
BIFI	BIrefringent FIlter
CPA	Chirped Pulse Amplification
Cr	Chrom
EOM	Elektro-Optischer Modulator
FBG	Fiber Bragg Grating
FWHM	Full Width at Half Maximum
GD	Group Delay
GDD	Group Delay Dispersion
GTI	Gires-Tournois Interferometer
HV	High Voltage
HWHM	Half Width at Half Maximum
IRS	Intrapuls Raman Scattering
KxW	Kx(WO ₄) ₂ , Wolframat-Kristall
LG760	Schott Phosphat-Glas
LMA	Large Mode Area

Nd	Neodym
OC	Output Coupler
PBS	Polarizing Beam Splitter
PC	Pockels-Cell
QSML	Q-Switched Mode-Locking
QX	Kiger Phosphat-Glas
RIN	Relative Intensity Noise
rms	root mean square
ROC	Radius Of Curvature
SCG	Super Continuum Generation
SESAM	SEmiconductor Saturable Absorber Mirror
SPM	Selbstphasenmodulation
TEM	transversal elektrisch magnetisch
TFP	Thin Film Polarizer
TOD	Third Order Dispersion
TPA	Two Photon Absorption
TSSG	Top Seeded Solution Growth
TTL	Transistor Transistor Logik
YAG	Y ₃ Al ₅ O ₁₂ , Yttrium Aluminium Granat
Yb	Ytterbium
YVO ₄	Vanadat-Kristall

Mathematische Symbole

α	Sättigungsparameter für schnellen Absorber, Gl. (2.27)	
β_1	GD-Koeffizient, Gl. (4.9)	[s]
β_2	GDD-Koeffizient, Gln. (2.3, 4.9)	[s ²]
β_3	TOD-Koeffizient, Gl. (4.9)	[s ³]
β_{TPA}	längenbezogener TPA-Koeffizient, Gl. (2.48)	[1/(Wm)]
β_{TPAeff}	effektiver TPA-Koeffizient, Gl. (2.48)	[1/W]
$\Delta\lambda$	spektrale Breite (FWHM), Tabelle 4.1	[m]
$\Delta\lambda_{\text{fsr}}$	freier Spektralbereich, Gl. (4.7)	[m]
$\Delta\lambda_{\text{res}}$	Linienbreite einer Resonatormode, Gl. (4.7)	[m]
$\Delta\omega$	Diskretisierungsabstand, Gl. (2.32)	[rad/s]
Δf_{fsr}	freier Spektralbereich, $\Delta f_{\text{fsr}} = f_{\text{rep}}$ Gl. (4.7)	[Hz]
Δf_{res}	Linienbreite einer Resonatormode, Gl. (4.7)	[Hz]
ΔR	Modulationstiefe SESAM (bzgl. Leistung), Tabelle 4.1	
Δt	Diskretisierungsabstand, Gl. (2.30)	[s]
ΔT	Zeitschritt für Pulspropagation, Gl. (2.28)	[s]
$\eta_{\text{abs},i}$	Pumpwirkungsgrad, Gl. (2.53)	
η_q	Quantendefekt, $\lambda_p/\lambda_{\text{las}}$	

γ	SPM-Koeffizient, Gl. (2.4)	[1/W]
λ	Wellenlänge	[m]
λ_0	Zentralwellenlänge	[m]
λ_{las}	Laserwellenlänge, Gl. (2.53)	[m]
λ_p	Pumpwellenlänge, Gl. (2.53)	[m]
ω	Kreisfrequenz, Gln. (2.20, 4.8)	[rad/s]
ω_0	Zentral-Kreisfrequenz, Gl. (4.8)	[rad/s]
ω_k	Frequenzfolge nach Diskretisierung, Gl. (2.33)	[rad/s]
Ω_f	Filterbandbreite, Gl. (2.3)	[1/s]
Ω_g	Gewinnbandbreite, Gl. (2.3)	[1/s]
$\phi_{\text{res}}(\omega)$	linearer Phasengang des Resonators, Gln. (2.20, 4.8)	[rad]
ψ	nichtlineare Pulsphase pro Resonatorumlauf, Gl. (2.15)	[rad]
ψ_{pulse}	nichtlineare Phasenverschiebung pro Dumping-Zyklus, Gl. (4.8)	[rad]
σ_{abs}	Wirkungsquerschnitt für Absorption, Gl. (2.50)	[m ²]
σ_{em}	Wirkungsquerschnitt für Absorption, Gl. (2.50)	[m ²]
σ_L	effektiver Wirkungsquerschnitt für stimulierte Emission, Gl. (2.8)	[m ²]
τ_{FWHM}	Pulsdauer der Momentanleistung, $\tau_{\text{FWHM}} = 1.7627 \tau_{\text{sech}}$,	[s]
τ_{komp}	durch Kompression erzielte Pulsdauer (FWHM), Abschnitt 5.1.1	[s]
τ_L	natürliche Lebenszeit des oberen Laserniveaus, Gl. (2.7)	[s]
τ_{im}	Fourierlimitierte Pulsdauer (FWHM), Abschnitt 5.1.1	[s]
τ_q	Erholzeit des Absorbers, Gl. (2.9)	[s]
τ_{res}	Photonenlebenszeit, Gl. (2.1)	[s]
τ_{sech}	sech-Pulsdauer, $\tau_{\text{FWHM}} = 1.7627 \tau_{\text{sech}}$, Gl. (2.14)	[s]
τ_{stim}	stimulierte Lebenszeit des oberen Laserniveaus, Gl. (2.1)	[s]
θ	halber Divergenzwinkel im Fernfeld, Gl. (4.1)	[rad]
Ξ	Optimierungsparameter $\Xi = L_{\text{NL}}/L_{\text{disp}}$, Gl. (5.3)	
a	Kristallachse, Abschnitt 4.3.1	
$A(t, T)$	langsam veränderliche Feldeinhüllende, Gl. (2.3)	$[\sqrt{W}]$
$\check{A}_{\text{alt}}(\omega_k)$	spektrale Amplitude des Pulses, Gl. (2.36, ff)	$[\sqrt{W}/\text{Hz}]$
$\check{A}_{\text{neu}}(\omega_k)$	spektrale Amplitude des Pulses, Gl. (2.36, ff)	$[\sqrt{W}/\text{Hz}]$
$A_{\text{alt}}(t_k)$	Amplitude des Pulses, Gl. (2.41, ff)	$[\sqrt{W}]$
$A_{\text{neu}}(t_k)$	Amplitude des Pulses, Gl. (2.41, ff)	$[\sqrt{W}]$
A_0	Amplitude der Feldeinhüllenden, Gl. (2.14)	$[\sqrt{W}]$
A_L	effektive Modenfläche im Lasermedium, Gl. (2.4)	[m ²]
A_N	Numerische Apertur	
A_q	effektive Modenfläche auf Absorber, Gl. (2.10)	[m ²]
b	Kristallachse, Abschnitt 4.3.1	
b_k	konfokaler Parameter, Gl. (4.4)	[m]
c	Kristallachse, Abschnitt 4.3.1	
d_{dump}	Bruchteil, ausgekoppelten Energie, Gl. (2.49)	
$D_{g,f}$	Gewinn-, Filterdispersion, Gl. (2.3)	[s ²]
\hat{D}	linearer Operator in Gl. (2.13)	

E_L	Sättigungsenergie des Lasermediums, Gl. (2.8)	[J]
E_{mi}	Energie eines bestimmten Zustandes, Gl. (2.52)	[eV]
E_{npl}	Energie der Null-Phononen Linie, Gl. (2.51)	[eV]
E_q	Sättigungsenergie des Absorbers, Gl. (2.10)	[J]
f	Frequenz	[Hz]
$f(t)$	normierte Pulsform, Gl. (2.23)	
$f(\lambda, \mathcal{T})$	Umrechnungsfaktor für Wirkungsquerschnitte, Gl. (2.50)	
f_{dump}	Dumping-Frequenz, Abschnitt 3.1	[Hz]
f_{phase}	Phasenwiederholfrequenz, Gl. (3.5)	[Hz]
f_{relax}	Relaxationsfrequenz, Gl. (2.1)	[Hz]
f_{rep}	Pulswiederholfrequenz	[Hz]
F_q	Sättigungs-Energieflussdichte des Absorbers, Gl. (2.10)	[J/m ²]
\mathcal{F}	Finesse, Gl. (4.6)	
g	Gewinn pro Resonatorumlauf, Gl. (2.3)	
g_0	Kleinsignalgewinn, Gl. (2.7)	
g_j	Gewinnfolge nach Diskretisierung, Gl. (2.34)	
g_{mi}	Entartung eines bestimmten Zustandes, Gl. (2.52)	
g_{peak}	Maximum des gesättigten Gewinns, Gl. (4.5)	
I_{aus}	Ausgekoppelte Laserintensität, Gl. (2.60)	[W/m ²]
$I_{p,i}$	Pumpintensität in Section i , Gl. (2.53)	[W/m ²]
I_{p}^{th}	Pumpintensität an Laserschwelle, Gl. (2.59)	[W/m ²]
I_{pump}	Pumpstrom, Tabelle 4.1	[A]
I_{res}	resonatorinterne Laserintensität, Gl. (2.53)	[W/m ²]
k	Wellenzahl, Gl. (4.2)	[1/m]
k_2	Längennormierte GDD, Gl. (2.18)	[s ² /m]
k_3	Längennormierte TOD, Tabelle 5.2	[s ³ /m]
l	lineare Verluste pro Resonatorumlauf, Gl. (2.3)	
l_{lei}	Leistungsverluste pro Resonatorumlauf, Gl. (2.54)	
\tilde{l}_F	Filterverluste pro Umlauf, Gl. (2.22)	
L_{disp}	Dispersionslänge, Gl. (2.18)	[m]
L_{Faser}	Propagationsdistanz in Faser, Abb. 5.1	[m]
L_L	Propagationslänge im Lasermedium, Gl. (2.4)	[m]
L_{res}	Resonatorlänge	[m]
L_{step}	Propagationsschritt, Gl. (5.2)	[m]
L_{TPA}	Länge der TPA-Region, Gl. (2.48)	[m]
M^2	Strahlpropagationsfaktor, Gl. (4.1)	
M_{r}	Anzahl der Durchgänge durch Lasermedium, Gln. (2.8, 2.53)	
n	Brechungsindex	
n_2	intensitätsabhängiger Brechungsindex, Gl. (2.4)	[m ² /W]
n_g	Brechungsindex in Richtung N_g , 'grand', Abschnitt 4.3.1	
n_m	Anzahl der Energieniveaus in einer Niveaugruppe, Gl. (2.52)	
n_m	Brechungsindex in Richtung N_m , 'médián', Abschnitt 4.3.1	

$n_{\text{oben},i}$	Bruchteil der angeregten Laserionen, Gl. (2.53)	
$n_{\text{oben}}^{\text{th}}$	Bruchteil der angeregten Ionen an Laserschwelle, Gl. (2.57)	
$n_{\text{oben}}^{\text{trans}}$	Bruchteil der angeregten Ionen für Transparenz, Gl. (2.58)	
n_p	Brechungsindex in Richtung N_p , 'petit', Abschnitt 4.3.1	
n_{phase}	Resonatorumläufe für eine Phasenperiode, Gl. (3.4)	
n_R	Laufindex, der Resonatorumlauf bezeichnet, Gl. (3.2)	
$n_{\text{unten},i}$	Bruchteil der Laserionen im Grundzustand, Gl. (2.53)	
N	Anzahl der Diskretisierungspunkte	
N_{ion}	Gesamtdichte der Ionen, Gl. (2.53)	[1/m ³]
N_g	Hauptachse des Brechungsindex, 'grand', Abschnitt 4.3.1	
N_m	Hauptachse des Brechungsindex, 'médian', Abschnitt 4.3.1	
N_p	Hauptachse des Brechungsindex, 'petit', Abschnitt 4.3.1	
N_R	Resonatorumläufe pro Dumping-Zyklus, Gl. (4.8)	
\hat{N}	nichtlinearer Operator in Gl. (2.13)	
o_{sol}	Solitonenordnung, Gl. (3.2)	
P	Momentanleistung des Pulses, $P(t, T) = A(t, T) ^2$	[W]
P_m	mittlere Leistung, Gl. (2.2)	[W]
P_{out}	mittlere Ausgangsleistung, Tabelle 4.1	[A]
P_q	Sättigungsleistung des Absorbers, Gl. (2.12)	[W]
\hat{P}	Pulsspitzenleistung, $\hat{P} = A_0 ^2$, Gl. (2.19)	[W]
\hat{P}_{komp}	Pulsspitzenleistung nach Kompression, Abschnitt 5.1.1	[W]
q	q -Parameter der Gaußschen Optik, Gl. (4.2)	[1/m]
q	sättigbare Verluste pro Resonatorumlauf, Gl. (2.3)	
q_0	ungesättigte Verluste des Absorbers, Gl. (2.9)	
$\tilde{q}(w)$	Absorberverluste pro Umlauf, Gl. (2.24)	
R	Krümmungsradius der Phasenfronten, Gl. (4.2)	[1/m]
t	Zeitvariable, Gl. (2.3)	[s]
t_k	Zeitfolge nach Diskretisierung, Gl. (2.31)	[s]
T	Zeitvariable, Gl. (2.3)	[s]
T_L	normierte Lebenszeit des oberen Laserniveaus, Gl. (2.35)	
T_{OC}	Leistungstransmission des Auskoppelspiegels, Gl. (2.54)	
T_R	Resonatorumlaufzeit, Gl. (2.3)	[s]
TR_n	Betriebszustände im transienten Regime, Abb. 3.3	
\mathcal{T}	Temperatur	[K]
w	Pulsenergie, Gln. (2.2, 2.6)	[J]
w_L	Radius der Lasermode, Gl. (2.4)	[m]
w_s	Strahldurchmesser, Gl. (4.2)	[m]
$w_{s,0}$	Strahlradius im Fokus, Gl. (4.1)	[m]
z_R	Rayleighlänge, Gl. (4.4)	[m]
Z_{low}	Zustandssumme der unteren Niveaugruppe, Gl. (2.51)	
Z_{up}	Zustandssumme der oberen Niveaugruppe, Gl. (2.51)	

Publikationen

Zeitschriftenartikel und Buchkapitel

1. A. Killi, U. Morgner, M. J. Lederer, D. Kopf, et. al., *Cavity-Dumped Diode-Pumped Femtosecond Oscillators for Waveguide Writing in Solid-State Lasers and Applications*, Editor: Alphan Sennaroglu, CRC-Press (in Vorbereitung)
2. A. Killi, A. Steinmann, J. Dörring, U. Morgner, M. J. Lederer, D. Kopf, and C. Fallnich, *High peak power pulses from a cavity-dumped Yb:KYW oscillator*, Opt. Lett. , accepted (2005).
3. A. Killi, J. Dörring, U. Morgner, M. J. Lederer, J. Frei, and D. Kopf, *High speed electro-optical cavity dumping of mode-locked laser oscillators*, Opt. Exp. **13**, 1916 (2005).
4. A. Killi and U. Morgner, *Solitary pulse shaping dynamics in cavity-dumped laser oscillators*, Opt. Exp. **12**, 3297–3307 (2004).
5. A. Killi, U. Morgner, M. J. Lederer, and D. Kopf, *Diode-pumped femtosecond laser oscillator with cavity dumping*, Opt. Lett. **29**, 1288–1290 (2004).
6. G. Della Valle, R. Osellame, N. Chiodo, S. Taccheo, G. Cerullo, P. Laporta, A. Killi, U. Morgner, M. Lederer, D. Kopf, *C-band waveguide amplifier fabricated by femtosecond laser writing*, Opt. Lett. , submitted (2005).
7. J. Teipel, D. Türke, H. Giessen, A. Killi, U. Morgner, M. Lederer, D. Kopf, and M. Kolesik, *Diode-pumped, ultrafast, multi-octave supercontinuum source at repetition rates between 500 kHz and 20 MHz using Yb:glass lasers and tapered fibers*, Opt. Exp. **13**, 1477 (2005)
8. S. Taccheo, G. D. Valle, R. Osellame, G. Cerullo, N. Chiodo, P. Laporta, O. Svelto, A. Killi, U. Morgner, M. Lederer, and D. Kopf, *Er:Yb-doped waveguide laser fabricated by femtosecond laser pulses*, Opt. Lett. **29**, 2626 (2004).
9. R. Osellame, N. Chiodo, G. D. Valle, R. Ramponi, G. Cerullo, A. Killi, U. Morgner, M. Lederer, and D. Kopf, *Optical waveguide writing with a diode-pumped femtosecond oscillator*, Opt. Lett. **29**, 1900 (2004).

10. J. Dörring, A. Killi, U. Morgner, A. Lang, M. Lederer, and D. Kopf, *Period doubling and deterministic chaos in continuously pumped regenerative amplifiers*, *Opt. Exp.* **12**, 1759–1768 (2004).
11. T. Kremp, A. Killi, A. Rieder, and W. Freude, *Split-step wavelet collocation method for nonlinear optical pulse propagation*, *IEICE Trans. Electron.*, **E85-C**, 534-543, Special Issue on Signals, Systems and Electronics Technology (2002)

Beiträge auf internationalen Konferenzen

1. A. Killi, U. Morgner, M. J. Lederer, and D. Kopf, *10 MW peak power pulses from a laser oscillator with cavity dumping*, **CLEO Europe/EQEC**, Munich (Germany), 2005.
2. A. Killi, U. Morgner, M. J. Lederer, and D. Kopf, *Microjoule Femtosecond Laser Pulses from a Cavity-Dumped Yb:KYW Oscillator*, **CLEO/QELS**, Baltimore (Maryland—USA), 2005.
3. A. Killi, J. Dörring, U. Morgner, M. J. Lederer, J. Frei, and D. Kopf, *High Speed Electro-Optical Cavity Dumping of Mode-Locked Laser Oscillators*, **ASSP**, Vienna (Austria), 2005.
4. A. Killi, U. Morgner, M. J. Lederer, and D. Kopf, *Diode-pumped femtosecond laser oscillator with cavity dumping*, **CLEO/QELS**, San Francisco (California—USA) 2004.
5. A. Killi, U. Morgner, M. J. Lederer, and D. Kopf, *Diode-pumped femtosecond laser oscillator with cavity dumping*, **Photonics Europe**, Straßburg (France) 2004.
6. A. Killi, U. Morgner, M. J. Lederer, and D. Kopf, *Diode-pumped femtosecond laser oscillator with cavity dumping*, **ASSP**, Santa Fe (New Mexico—USA) 2004.
7. **(invited)** R. Osellame, N. Chiodo, G. Della Valle, S. Taccheo, R. Ramponi, P. Laporta, G. Cerullo, A. Killi, U. Morgner, M. J. Lederer, and D. Kopf, *Waveguide amplifiers and lasers written by femtosecond laser pulses*, **Photonics West**, San José (California—USA), 2005.
8. **(invited)** R. Osellame, G. Della Valle, S. Taccheo, N. Chiodo, R. Ramponi, P. Laporta, G. Cerullo, A. Killi, U. Morgner, M. J. Lederer, and D. Kopf, *Fabrication of active photonic devices with a diode pumped femtosecond laser oscillator*, **LPM**, Colonial Williamsburg (Virginia—USA), 2005.
9. **(invited)** R. Osellame, G. Della Valle, S. Taccheo, N. Chiodo, R. Ramponi, P. Laporta, G. Cerullo, A. Killi, U. Morgner, M. J. Lederer, and D. Kopf, *Telecom photonic devices written in glass with a diode pumped femtosecond laser oscillator*, **OSA Frontiers in Optics**, Tucson (Arizona—USA), 2005.

10. J. Dörring, A. Killi, U. Morgner, M. J. Lederer, J. Frei, and D. Kopf, *Microjoule Picosecond Laser Pulses from a Diode-Pumped Oscillator with Cavity-Dumping*, **CLEO/QELS**, Baltimore (Maryland—USA), 2005.
11. I. Riemann, A. Killi, T. Anhut, R. Le Harzic, K. König, U. Morgner, *Imaging and nanosurgery of biological specimen with a new diode pumped femtosecond laser at a wavelength of about 1040 nm*, **LIM**, München (Germany) 2005.
12. T. Anhut, I. Riemann, K. König, R. Le Harzic, A. Killi, U. Morgner, *High-resolution laser-scanning-microscopy and processing of biological and technical materials using a new diode pumped solid state femtosecond laser with cavity dumping*, **Focus on Microscopy**, Jena (Germany) 2005.
13. G. Della Valle, S. Taccheo, R. Osellame, G. Cerullo, N. Chiodo, R. Ramponi, P. Laporta, A. Killi, U. Morgner, M. Lederer, and D. Kopf, *Efficient waveguide amplifier and laser operating in the full C-band directly fabricated by using ultrafast laser pulses*, **CLEO/QELS**, Baltimore (Maryland—USA), 2005.
14. J. Dörring, A. Killi, U. Morgner, M. J. Lederer, A. Lang, and D. Kopf, *Multi-Periodic Regimes and Deterministic Chaos in Regenerative Amplifiers*, **ASSP**, Vienna (Austria), 2005.
15. J. Dörring, A. Killi, U. Morgner, M. J. Lederer, J. Frei, and D. Kopf, *Design Criteria for Cavity-Dumped Mode-Locked Laser Oscillators*, **ASSP**, Vienna (Austria), 2005.
16. R. Osellame, G. Cerullo, G. Della Valle, S. Taccheo, N. Chiodo, P. Laporta, R. Ramponi, O. Svelto, A. Killi, U. Morgner, M. Lederer, and D. Kopf, *Er-Doped Waveguide Laser Fabricated by Femtosecond Pulses from a Cavity-Dumped Yb-Oscillator*, **ASSP**, Vienna (Austria), 2005.
17. R. Osellame, G. Della Valle, S. Taccheo, R. Ramponi, G. Cerullo, O. Svelto, A. Killi, U. Morgner, M. Lederer, and D. Kopf, *Waveguide laser written by a diode-pumped femtosecond oscillator*, **CLEO/QELS - Postdeadline session**, San Francisco (California—USA), 2004.
18. R. Osellame, N. Chiodo, G. Della Valle, S. Taccheo, R. Ramponi, G. Cerullo, A. Killi, U. Morgner, M. Lederer, and D. Kopf, *Writing of photonic devices and waveguide lasers by a diode-pumped femtosecond oscillator*, **Ultrafast Phenomena**, Niigata (Japan), 2004.
19. G. Della Valle, S. Taccheo, R. Osellame, N. Chiodo, G. Cerullo, R. Ramponi, P. Laporta, A. Killi, U. Morgner, M. Lederer, and D. Kopf, *Waveguide laser fabricated by ultrafast laser pulses*, **Europhoton**, Lausanne (Switzerland), 2004.
20. S. Taccheo, R. Osellame, G. Della Valle, G. Cerullo, N. Chiodo, R. Ramponi, P. Laporta, A. Killi, U. Morgner, M. Lederer, and D. Kopf, *Demonstration of a Waveguide Laser Written by Femtosecond Laser Pulses*, **ECOC**, Stockholm (Sweden), 2004.

21. R. Osellame, N. Chiodo, G. Della Valle, S. Taccheo, R. Ramponi, G. Cerullo, A. Killi, U. Morgner, M. Lederer, D. Kopf, *Waveguide Laser Written by a Diode-Pumped Femtosecond Oscillator*, **GOMD meeting**, Cape Canaveral (Florida—USA), 2004.
22. T. R. Schibli, J.-W. Kim, L. Matos, A. Killi, J. Gopinath, G. Petrich, S. Tandon, L. A. Kolodziejski, E. P. Ippen, and F. X. Kärtner, *Sub-femtosecond active synchronization of passively mode-locked lasers using balanced cross-correlation*, **CLEO/QELS**, Baltimore (Maryland—USA), 2003.
23. T. Kremp, A. Killi, A. Rieder, and W. Freude, *Adaptive multiresolution split-step wavelet collocation method for nonlinear optical pulse propagation*, **CLEO/QELS**, Long Beach (California—USA), 2002.
24. T. Kremp, A. Killi, and W. Freude, *Wavelet collocation method for nonlinear optical pulse propagation*, Workshop on Numerical Modelling of Electronic and Optoelectronic Devices, **OFC**, Anaheim (California—USA), 2001.

Beiträge auf nationalen Konferenzen

1. A. Killi, J. Dörring, U. Morgner, M. J. Lederer, and D. Kopf, *Hochrepetierendes Femtosekunden Lasersystem mit elektro-optischem Cavity-Dumping*, **DPG—Frühjahrstagung; Gruppenbericht**, Berlin, 2005.
2. A. Killi, U. Morgner, M. J. Lederer, and D. Kopf, *Diodengepumptes Femtosekunden Lasersystem mit Cavity-Dumping*, **DPG—Frühjahrstagung**, München, 2004.
3. A. Steinmann, A. Killi, S. Gorenflo, L. Jacome, U. Morgner, J. Bitschnau, M. J. Lederer, and D. Kopf, *Aktive Stabilisierung eines Yb:Glas-Laserszillators*, **DPG—Frühjahrstagung**, Berlin, 2005.
4. J. Dörring, A. Killi, U. Morgner, M. J. Lederer, J. Frei, and D. Kopf, *Elektro-optisches Cavity-Dumping eines diodengepumpten Pikosekunden-Nd : YVO₄ Lasers*, **DPG—Frühjahrstagung**, Berlin, 2005.
5. J. Teipel, D. Türke, H. Giessen, A. Killi, and U. Morgner *Diode-pumped compact broadband femtosecond white-light laser sources using tapered fibers*, **DPG—Frühjahrstagung**, Berlin, 2005.
6. S. Gorenflo, A. Killi, U. Morgner, M. J. Lederer, J. Bitschnau, and D. Kopf, *Methoden zur Stabilisierung eines Yb:Glas Femtosekunden Laseroszillators*, **DPG—Frühjahrstagung**, München, 2004.
7. W. Seitz, R. Ell, A. Killi, U. Morgner und F. X. Kärtner *Optische aktive Modenkopplung von Festkörperlasern*, **DPG—Frühjahrstagung**, Hannover, 2003.

Danksagung

An dieser Stelle möchte ich mich bei allen Freunden und Kollegen, die mich auf dem Weg der Promotion begleitet haben, herzlich bedanken. Dessen bewusst, dass ich nicht alle namentlich erwähnen kann, gilt mein Dank besonders ...

- ... Prof. Uwe Morgner, der als geduldiger Doktorvater so viele Stunden seiner Zeit für mich aufgebracht hat, stets auch für meine dummen Fragen ein offenes Ohr hatte und diese Arbeit mit so vielen Ideen bereicherte. Es war ein ganz besonderes Vergnügen unter seiner Anleitung zu arbeiten, was nicht zuletzt an seiner ungeheuer positiven Ausstrahlung und seinem Optimismus lag.
- ... Prof. Markus Oberthaler, der sich freundlicherweise bereiterklärt hat als Gutachter bei meiner Promotion mitzuwirken.
- ... meinen Kollegen der Optik-Gruppe für das ausgezeichnete Arbeitsklima und die vielen anregenden Diskussionen. Zuallererst den Doktoranden Thomas Binhammer, Sebastian Dewald und Hartmut Gimpel. Es war mir eine große Freude, mit ihnen die Labore zu teilen. Unserem Postdoc Jochen Döring, der stets bereit war, mein Englisch aufzupolieren. Den neuen Kollegen Andy Steinmann und Guido Palmer, die mich bei den Experimenten unterstützt haben. Konstantin Simeonidis für die kritische Durchsicht dieser Dissertation. Meinem Diplomanden Stefan Gorenflo und meinem Studienarbeiter Lenin Jacome für ihre tatkräftige Unterstützung bei den Untersuchungen der Güteschaltungsinstabilitäten. Den Diplomanden Eva Rittweger, Simone Traxler und Martin Siegel, die eine Bereicherung für die Arbeitsgruppe waren.
- ... Prof. Joachim Ullrich, an dessen Institut ich diese Arbeit anfertigen konnte. Unserer Sekretärin, Frau Ries. Den übrigen wissenschaftlichen und nicht-wissenschaftlichen Mitarbeitern für ihre Unterstützung.
- ... der Mechanik- und Elektronikwerkstatt, die stets auch die ausgefallensten Sonderwünsche erfüllen konnten.
- ... der Firma HighQLaser und besonders Daniel Kopf für die Möglichkeit bei einem Forschungsaufenthalt in seiner Firma so vieles über diodengepumpte Festkörperlaser zu lernen und die unkomplizierte Hilfe bei der Beschaffung so mancher Komponenten (insbesondere ein herzliches Dankeschön für die “Wunderspiegel” zur Modenkopplung). Wolfgang Seitz, der mich noch in Karlsruhe unter die Fittiche nahm. Er half

mir in seiner pragmatischen Art, den Blick auf das Wesentliche zu richten. Ganz besonderen Dank schulde ich Max Lederer, der mir so manches seltsame Gebaren der Laser erklären konnte. Bei ihm erlernte ich die so wichtigen experimentellen Fähigkeiten. Auch nachdem ich wieder nach Heidelberg zurückgekehrt war, hatte er stets ein offenes Ohr für meine Probleme und stand mit Rat und Tat zur Seite. Ich möchte mich auch bei den übrigen Mitarbeitern von HighQLaser für die schöne und lehrreiche Zeit in Hohenems bedanken.

- ... Giulio Cerullo und seinen Mitarbeitern, mit denen wir die sehr erfolgreichen Experimente zum Wellenleiterschreiben durchgeführt haben.
- ... Iris Riemann und Thiemo Anhut für die interessanten Einblicke in die Welt der Biomedizin.
- ... den Mitarbeitern des IHQ in Karlsruhe und besonders Frau Goldmann.
- ... Prof. Franz X. Kärtner und Prof. Wolfgang Freude, die schon während meines Studiums der Elektrotechnik mein Interesse an der Laserphysik geweckt haben. Ganz besonderen Dank schulde ich Tristan Kremp, der mir die wesentlichen Kenntnisse in der Numerik vermittelt hat und Thomas R. Schibli, mit dem ich während meiner Diplomarbeit so viele erhellende Diskussionen führen konnte.

Meiner Lebensgefährtin Katharina Gfrörer danke ich ganz besonders dafür, dass sie mich des öfteren in das Leben jenseits der "Laserei" zurückholte und mich aus ihrer humorvollen Art neue Kraft tanken ließ.

Der größte Dank gebührt sicherlich meinen Eltern für ihre uneingeschränkte Unterstützung während meines Studiums und darüber hinaus. Ohne sie wäre diese Arbeit sicherlich nicht möglich gewesen.

Mai, 2005

Alexander Killi

Curriculum Vitae

- geboren am 10. Juni 1977 in Offenburg, Baden-Württemberg

Schulbildung

- 1983-1987: Georg-Monsch Grund- und Hauptschule Offenburg
- 1987-1996: Schiller Gymnasium Offenburg
Abitur, 21. Juni 1996

Zivildienst

- 1996-1997: Zivildienst beim Kreisverband des DRK, Offenburg

Universitäre Ausbildung

- WS 1997: Beginn des Studiums der Elektrotechnik an der Universität Karlsruhe (TH)
- September 1999: **Abschluss des Vordiploms**
- April 1999 – September 2000: Betreuung von Übungsgruppen als wissenschaftliche Hilfskraft am Mathematischen Institut I
- April 2002 – September 2002: Diplomarbeit am “Research Laboratory of Electronics, RLE” (MIT, Cambridge, USA) zum Thema “Coherent Superposition of Mode-Locked Lasers”
- 27. September 2002: **Abschluss des Studiums der Elektrotechnik mit Auszeichnung**
- seit November 2002: Doktorand am Max-Planck-Institut für Kernphysik; Schwerpunkt ist die Erforschung, Entwicklung und Anwendung diodengepumpter Femtosekunden-Laserszillatoren mit Cavity-Dumping

Praktika

- 20. Juli – 11. September 1998: Praktikum bei Firma SIG Positec, Berger Lahr in den Bereichen Automation und Elektronikentwicklung
- 22. März – 09. April und 17. Juli – 06. August 1999: Praktikum bei Firma SIG Positec, Berger Lahr im Bereich Metallbearbeitung
- 10. September – 21. Dezember 2001: Praktikum am Fraunhofer Institut für angewandte Festkörperphysik (IAF), Freiburg in den Bereichen Hochfrequenz-Bauelemente und optoelektronische Materialien
- Februar – April 2003: Forschungsaufenthalt bei Firma HighQ Laser, Hohenems Österreich

Stipendien

- Februar 2000, Aufnahme in die Studienstiftung des deutschen Volkes
- April 2000 – Dezember 2002, Mitglied im DaimlerChrysler Stipendiaten-Programm Forschung und Technologie

Auszeichnungen

- Juni 2000: IPP-Preis für hervorragenden Abschluss der Diplomvorprüfung
- Juni 2003: Siemens-Preis für den besten Abschluss des Jahrgangs 2002
- Oktober 2003: Studienpreis der SEW-Eurodrive-Stiftung für eine hervorragende Diplomarbeit