



seit 1558

Friedrich-Schiller-Universität Jena

Räumlich-zeitliche Optimierung der Laserimpulse Yb^{3+} -basierter Hochleistungs-Lasersysteme

DISSERTATION

zur Erlangung des akademischen Grades
doctor rerum naturalium (Dr. rer. nat.)

vorgelegt dem Rat der Physikalisch-Astronomischen Fakultät der
Friedrich-Schiller Universität Jena

von Dipl.-Ing. (FH) Sebastian Keppler
geboren am 01.06.1983 in Leipzig

Gutachter:

1. Prof. Dr. Malte C. Kaluza

Institut für Optik und Quantenelektronik Jena
Friedrich Schiller Universität Jena, Deutschland

2. Prof. Dr. Franz X. Kärtner

Center for Free-Electron Laser Science
Deutsches Elektronen Synchrotron (DESY) Hamburg

3. Prof. Dr. Ulrich Schramm

Institut für Strahlenphysik
Helmholtz-Zentrum Dresden-Rossendorf

Tag der Disputation: 04.07.2017

Vorwort

Seit der ersten experimentellen Realisierung des Prinzips der *Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation* (Laser) durch Theodore Maiman im Jahre 1960 [1] wurden Laser im Verlauf der letzten Jahrzehnte kontinuierlich weiterentwickelt. Im Mittelpunkt der Forschung stehen vor allem neuartige Lasermaterialien für ein erweitertes Spektrum an Wellenlängen als auch die stetige Steigerung der Durchschnitts- sowie der Spitzenleistung. Für industrielle und wissenschaftliche Anwendungen wurden bis heute Systeme mit Durchschnittsleistungen bis in den Kilowatt (kW)-Bereich entwickelt [2].

Durch die Entwicklung der modengekoppelten Erzeugung ultrakurzer Laserimpulse im Femtosekundenbereich [3, 4], sowie des Prinzips der *Chirped Pulse Amplification* (CPA) [5] konnten darüber hinaus in den vergangenen Jahren Lasersysteme mit Spitzenleistungen von einigen Petawatt (PW) realisiert werden [6]. Aufgrund der mit diesen Systemen erreichbaren fokussierten Spitzenintensitäten von über 10^{22} W/cm^2 [7] wird jede Art von Materie im Fokus des Laserimpulses ionisiert, sodass ein laserinduziertes Plasma entsteht. Dies stellt die Grundlage der Laser-Plasma-Physik dar. Über die Wechselwirkung des Laserimpulses mit den freien Elektronen im Plasma können elektrische Feldstärken von einigen TV/m entstehen, welche auf Zeitskalen der Laserimpulsdauer und teilweise darüber hinaus erhalten bleiben. Durch diese Felder konnten geladene Teilchen auf kinetische Energien von bis zu 4 GeV für Elektronen [8] und 86 MeV für Protonen [9] beschleunigt werden. Weiterhin konnte durch Experimente der Laser-Plasma-Physik die Erzeugung von hohen Harmonischen der Laserwellenlänge bis in den extremen ultravioletten Spektralbereich (XUV) [10] sowie die Erzeugung von Röntgenstrahlung [11] demonstriert werden. Aufgrund der Vielzahl der physikalischen Phänomene ist die Laser-Plasma-Physik von stetig wachsendem Interesse.

Lasersysteme mit hoher Spitzenintensität, welche aktuell für Experimente der Laser-Plasma-Physik zur Verfügung stehen, können in zwei Haupttypen unterteilt werden: Zum einen Hochenergie-Lasersysteme auf Basis von Nd^{3+} -dotierte Gläsern (Nd:Glas) mit Impulsenergien bis zu mehreren Kilojoule, Impulsdauern im Nano- bis in den sub-Pikosekundenbereich und Repetitionsraten von ca. 1 Schuss pro Stunde [12, 13] und zum anderen Lasersysteme auf der Basis von Ti^{3+} -dotierten Saphirkristallen (Ti:Saphir) mit Impulsdauern von wenigen 10 Femtosekunden, Impulsenergien bis zu mehreren zehn Joule und Repetitionsraten bis zu 10 Hz [14, 15]. Eine weitere Option für beide Impulsdauerregime bieten Lasersysteme basierend auf Optisch-Parametrischer Verstärkung [16] welche jedoch gleichzeitig leistungsstarke PumpLasersysteme benötigen.

Als Alternative zu den bereits etablierten Typen von Hochleistungslasersystemen werden direkt diodengepumpte Petawatt-Lasersysteme auf der Basis Yb^{3+} -dotierter Lasermaterialien entwickelt, welche sowohl Impulsenergien von mehr als 100 J als auch Impulsdauern von weniger als 100 fs erzeugen können [17, 18]. Yb^{3+} -basierte Hochintensitätslaser befinden sich bezüglich der Laserparameter somit zwischen den bereits etablierten Haupttypen. Die

Verwendung von schmalbandigen Hochleistungslaserdioden als Pumplichtquelle erlaubt eine effiziente Anregung des Lasermaterials. Im Vergleich zu direkt Blitzlampen-gepumpten Systemen, wie beispielsweise Nd:Glas-Systeme, wird hierdurch die thermische Belastung des Lasermaterials verringert und somit eine signifikante Erhöhung der Repetitionsrate ermöglicht. Für die erfolgreiche Anwendung der Impulse Yb^{3+} -basierter Systeme in Laser-Plasma-Experimenten müssen diese jedoch sowohl räumlich als auch zeitlich in Hinsicht auf die erforderlichen Experimentparameter optimiert werden. Hierbei sind vor allem eine maximale fokussierte Spitzenintensität, sowie ein höchstmöglicher zeitlicher Intensitätskontrast von Bedeutung. Ein geringer Intensitätskontrast, beispielsweise aufgrund von parasitären Laserimpulsen welche sich zeitlich vor dem eigentlichen Hauptlaserimpuls befinden, können zu signifikanten Veränderungen der Experimentbedingungen führen, oder die gewünschte Laser-Plasma-Wechselwirkung gar vollständig unterbinden.

Im Rahmen der vorliegenden Arbeit werden die Möglichkeiten für die räumlich-zeitliche Optimierung der Impulse Yb^{3+} -basierter Lasersysteme untersucht und verschiedene Methoden für die Optimierung der Laserimpulse bezüglich der Spitzenintensität als auch des zeitlichen Intensitätskontrasts entwickelt. Die Untersuchung werden hierbei anhand des POLARIS-Lasersystems durchgeführt, welches an der Friedrich-Schiller-Universität Jena und am Helmholtz-Institut Jena entwickelt und betrieben wird. Im Anschluss an die Einleitung werden im ersten Kapitel die physikalischen Grundlagen der durchgeführten Untersuchungen vorgestellt. Den Schwerpunkt bildet hierbei die Verstärkung breitbandiger Laserimpulse in Yb^{3+} -dotierten Materialien. Weiterhin werden die thermische Begrenzung der Wiederholrate, pumpinduzierte Aberrationen sowie die Leistungs- und Intensitätsbegrenzungen der Laserimpulsverstärkung ausführlich erläutert. Im zweiten Kapitel wird anschließend die Auswirkung der spektralen Eigenschaften Yb^{3+} -dotierter Materialien auf das verstärkte Spektrum der Laserimpulse untersucht. Daraus abgeleitet wird die Entwicklung von spektralen Transmissionsfiltern vorgestellt, welche zu einer größeren verstärkten Bandbreite und somit zu einer Verringerung der Impulsdauer führen. Die räumliche Optimierung der Laserimpulsverstärkung wird anschließend in Kapitel drei vorgestellt. Hierfür werden die Einflüsse des räumlichen Verstärkungsprofils und der pumpinduzierten Phasenaberrationen detailliert untersucht und die Auswirkung auf das Intensitätsprofil der Laserimpulse analysiert. Die Optimierung des Intensitätsprofils wird anschließend zum einen durch die adaptive Anpassung des Verstärkungsprofils und zum anderen durch die Entwicklung einer neuartigen, abbildenden Verstärkeranordnung demonstriert. Im Kapitel vier wird schließlich die Optimierung des zeitlichen Intensitätskontrasts vorgestellt. Durch detaillierte Kontrastmessungen werden zunächst die Ursachen intensiver Vorpulse sowohl im Nanosekunden- als auch im Pikosekundenbereich ermittelt und anschließend die Optimierung mittels neu entwickelter Methoden dargestellt. Weiterhin wird eine detaillierte Analyse der Erzeugung und Verstärkung spontaner Emission in Hochleistungslasersystemen vorgestellt. Das hierfür hergeleitete analytische Modell wird anhand umfangreicher Messungen verifiziert und ermöglicht erstmalig eine umfassende Konzeptionierung von Kontrastverbesserungsmaßnahmen, welche in Lasersystemen mit hohen Spitzenleistungen unumgänglich sind. Die erzielten Ergebnisse dieser Arbeit werden in Kapitel fünf zusammengefasst.

Inhaltsverzeichnis

1	Verstärkung ultrakurzer Laserimpulse auf hohe Energien	5
1.1	Verstärkung in Yb ³⁺ -dotierten Materialien	6
1.1.1	Yb ³⁺ -dotierte Breitbandmaterialien	8
1.1.2	Optisches Pumpen	11
1.1.3	Laserverstärkung	12
1.2	Räumlich-zeitliche Betrachtung ultrakurzer Laserimpulse	14
1.2.1	Femtosekunden-Laserimpulse	14
1.2.2	Räumliche Ausbreitung & Fokussierung	15
1.3	Pumpinduzierte Limitierungen der Laserverstärkung	17
1.3.1	Thermomechanische Begrenzung der Wiederholrate	17
1.3.2	Thermisch erzeugte optische Weglängendifferenzen	20
1.3.3	Elektronisch erzeugte optische Weglängendifferenzen	21
1.4	Hochleistungslasersysteme hoher Energie	22
1.4.1	Leistungs- und Intensitätsbegrenzungen	23
1.4.2	Zeitliches Strecken und Komprimieren	24
1.4.3	Zeitlicher Intensitätskontrast	25
1.5	Das POLARIS-Lasersystem	26
2	Spektrale Optimierung der Laserimpulse	28
2.1	Spektrale Verstärkung von Yb:FP15 und Yb:CaF ₂	29
2.2	Kontrolle der spektralen Verstärkung	30
2.2.1	Resonatorinterne Kompensation durch spektrale Spiegel	32
2.2.2	Resonatorinterne Kompensation durch einstellbare spektrale Filter	33
2.2.3	Kompensation der Hauptverstärker	37
2.3	Schlussfolgerung & Ausblick	38
3	Räumliche Optimierung des Intensitätsprofils	39
3.1	Limitierungen Tophat-förmiger Intensitätsprofile	40
3.1.1	Intensitätsprofil im Nah- und Fernfeld	41
3.1.2	Propagation eines Tophat-förmigen Intensitätsprofils	42
3.2	Optimierung des Verstärkungsprofils	42
3.2.1	Multispot Pumpanordnung	42
3.2.2	Homogenisierung des Verstärkungsprofils	43
3.3	Pumpinduzierte optische Weglängendifferenzen	46
3.3.1	Räumlich-zeitliche Charakterisierung der <i>OPD</i>	46
3.3.2	Ermittlung der thermischen Anteile	48
3.3.3	Ermittlung des elektronischen Anteils	53
3.3.4	Vergleich der einzelnen Anteile	54

3.4	Propagation der Laserimpulse in der Verstärkeranordnung	56
3.4.1	Optimierung mittels Adaptierung des Verstärkungsprofils	60
3.5	Entwicklung einer abbildenden Verstärkeranordnung	61
3.5.1	Abbildungskonzept	62
3.5.2	Kompensation pumpinduzierter Phasendifferenzen	64
3.5.3	Kompensation pumpinduzierter Depolarisation	65
3.5.4	Optimierung der Spitzenintensität	66
3.6	Schlussfolgerung & Ausblick	67
4	Optimierung des zeitlichen Intensitätskontrastes	69
4.1	Vorpulse auf Nanosekunden-Zeitskalen	70
4.1.1	Optimierung des POLARIS-Frontends	72
4.1.2	Synchronisierung der Resonatorumlaufzeiten	73
4.2	Vorpulse auf Pikosekunden-Zeitskalen	75
4.2.1	Entstehung von Vorpulsen durch Nachpulse	75
4.2.2	Vollständig reflektiver $\lambda/2$ -Polarisationsrotator	77
4.2.3	Vollständig reflektive $\lambda/4$ -Spiegelanordnung	79
4.3	Verstärkte spontane Emission	80
4.3.1	Analytische Betrachtung	81
4.3.2	Untersuchung der verschiedenen Einflussfaktoren	83
4.3.3	Vergleich verschiedener Lasermaterialien	87
4.3.4	Experimentelle Validierung des analytischen Modells	88
4.3.5	Vollständige Charakterisierung des POLARIS-Systems	90
4.3.6	Skalierung von Hochkontrast-Frontends	94
4.4	Schlussfolgerung & Ausblick	95
5	Zusammenfassung & Ausblick	97
	Literaturverzeichnis	101
A	Ergänzende Betrachtungen	112
A.1	Eigenschaften von Yb:FP15 und Yb:CaF ₂	113
A.2	Thermo-mechanische Berechnungen für gepumpten Lasermaterialien	114
A.2.1	Spannung und Verformung in homogen gepumpten Lasermaterialien	114
A.2.2	Spannungs-induzierte Brechzahländerungen	115
A.3	Eigenschaften der in Kapitel 4.3.3 betrachteten Lasermaterialien	116

1 Verstärkung ultrakurzer Laserimpulse auf hohe Energien

Aufgrund der zunehmenden Verfügbarkeit leistungsstarker Laserdiodenanordnungen konnten innerhalb der letzten zwei Dekaden effiziente und leistungsstarke diodengepumpte Lasersysteme entwickelt werden. Durch die Verwendung von Yb^{3+} -dotierten Lasermaterialien fallen die Absorptionsbanden, welche sich je nach Wirtsmaterial zwischen 900 nm und 1000 nm befinden, mit den Emissionswellenlängen von Indium-Gallium-Arsenid (InGaAs)-Laserdioden zusammen. Mit der hierdurch möglichen direkten Anregung des Lasermaterials konnten Energien der verstärkten Laserimpulse von bis zu $E = 100\text{J}$ realisiert werden [19–23]. Unter Verwendung verschiedener breitbandiger Yb^{3+} -dotierter Materialien wurden überdies Impulsdauern von $\tau_p \leq 100\text{fs}$ demonstriert [24–28]. Die Kombination breitbandiger Yb^{3+} -dotierter Lasermaterialien mit der Verstärkung der Laserimpulse zu hohen Energien verspricht hier erreichbare Spitzenleistungen von $P > 1\text{PW}$, welche für viele experimentelle Anwendungen benötigt werden [8, 10, 29–31].

Durch die Entwicklung des auf hohe Spitzenleistung ausgelegten POLARIS Lasersystems [32] am Institut für Optik und Quantenelektronik der Universität Jena und des Helmholtz-Institutes Jena, wird die diodengepumpte Lasertechnologie für die Anwendung in Hochintensitätsexperimenten im Bereich der Laser-Plasma-Physik zur Verfügung gestellt. Hierbei stellen jedoch die materialspezifischen Eigenschaften der Yb^{3+} -dotierten Breitbandmaterialien eine besondere Herausforderung dar. Zum einen führt die hohe Verstärkungsbandbreite und die lange Fluoreszenzlebensdauer zu vergleichsweise geringen Werten für die Emissionswirkungsquerschnitte. Zum anderen verursacht der geringe spektrale Abstand der Emissions- und Absorptionsbande Reabsorption im spektralen Bereich der zu verstärkenden Laserimpulse. Aufgrund der hieraus resultierenden geringen Verstärkungsfaktoren wird für die Verstärkung der Laserimpulse auf hohe Energien eine hohe Anzahl an Durchgängen durch das aktive Lasermaterial benötigt. Die hieraus folgenden langen Propagationswege der Impulse in den einzelnen Verstärkeranordnungen stellen somit erhöhte Anforderungen an die räumliche Qualität der Laserimpulse im Vergleich zu Lasermaterialien mit hohen Verstärkungsfaktoren wie bspw. Ti:Saphir [33] und einer demzufolge geringeren Anzahl an Materialdurchgängen. Für die Erzeugung ultrakurzer Laserimpulse hoher Energie ist weiterhin eine möglichst gleichmäßige Verstärkung von Impulsen mit einer hohen Bandbreite von entscheidender Bedeutung. Die spektralen Verstärkungseigenschaften der Lasermaterialien führen ohne eine geeignete Kompensationsmethode zu einer kontinuierlichen Einschnürung des Spektrums und somit zu einer Verlängerung der Laserimpulse. Für die erfolgreiche Anwendung der Laserimpulse in Hochintensitätsexperimenten ist zudem der zeitliche Intensitätskontrast von entscheidender Bedeutung. Laserstrahlung, welche zeitlich vor dem eigentlichen Hauptimpuls auf das Target trifft, kann dessen Eigenschaften stark beeinflus-

sen und sogar bis zur Zerstörung des Targets vor der Ankunft des eigentlichen Hauptimpulses führen.

Im folgenden Kapitel werden die physikalischen Grundlagen für die im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten räumlich-zeitlichen Optimierung der Laserimpulse vorgestellt. Nach einer einleitenden Beschreibung des Laserprozesses erfolgt die Betrachtung der verwendeten Lasermaterialien sowie der für die Verstärkung relevanten Pump- und Extraktionsprozesse. Im Anschluss erfolgt eine grundlegende Betrachtung ultrakurzer Laserimpulse sowie deren räumliche Ausbreitung und Fokussierung. Daran anschließend werden durch das Pumpen induzierte Limitierungen der Wiederholrate und der räumlichen Impulsqualität hergeleitet und deren Auswirkungen auf die zu verstärkenden Laserimpulse diskutiert. Im Weiteren werden die Grundlagen für die Realisierung von Lasersystemen hoher Spitzenleistungen erörtert, wobei hier ein besonderer Schwerpunkt der zeitliche Intensitätskontrast darstellt. Abschließend wird das POLARIS-Lasersysteme vorgestellt, an welchem die wissenschaftlichen Untersuchungen im Rahmen dieser Arbeit durchgeführt wurden.

1.1 Verstärkung in Yb^{3+} -dotierten Materialien

Albert Einstein legte 1917 mit seiner Publikation *Zur Quantentheorie der Strahlung* [34] die Grundlage für heutige Lasersysteme. Anhand der Wechselwirkung eines einfallenden elektromagnetischen Feldes mit einem idealen 2-Niveau System, bestehend aus einem unteren Energieniveau E_1 und einem oberen Niveau E_2 , beschrieb er drei stattfindende Prozesse: *Absorption*, *spontane Emission* und *stimulierte Emission*. Durch Absorption eines Photons aus dem einfallenden Feld kann ein Elektron aus dem unteren Energieniveau E_1 in das obere Energieniveau E_2 angeregt werden. Die somit erzeugte Besetzung des oberen Niveaus kann anschließend unter der Emission eines Photon spontan zerfallen; die Emission eines Photons kann allerdings auch durch ein weiteres einfallendes Photon stimuliert werden. Die Wahrscheinlichkeit mit der diese Prozesse auftreten, ist von der Besetzungsdichte N_i des betrachteten Energieniveaus und im Falle stimulierter Emission beziehungsweise Absorption auch von der Strahlungsdichte $\rho(\nu)$ des einfallenden Feldes mit der Frequenz ν abhängig. Als Proportionalitätsfaktor führte er die sogenannten Einsteinkoeffizienten für die Absorption B_{12} , die spontane Emission A_{21} sowie die stimulierte Emission B_{21} ein [35]:

$$\frac{dN_2}{dt} = -\frac{dN_1}{dt} = \underbrace{B_{12} N_1 \rho(\nu)}_{\text{Absorption}} - \underbrace{A_{21} N_2}_{\text{spontane Emission}} - \underbrace{B_{21} N_2 \rho(\nu)}_{\text{stimulierte Emission}}. \quad (1.1)$$

Der Einsteinkoeffizient A_{21} beschreibt hierbei den Abbau der Anregungsdichte N_2 durch spontanen Zerfall mit der Lebensdauer $\tau_f = 1/A_{21}$. Ohne einfallende Strahlung ist das System im thermischen Gleichgewicht und das Verhältnis der Besetzungsdichten der Energieniveaus ist durch die Boltzmannverteilung bestimmt [35]:

$$\frac{N_2}{N_1} = \exp\left(-\frac{E_2 - E_1}{k_B T}\right), \quad (1.2)$$

wobei k_B der Boltzmannkonstante und T der Temperatur des Systems entspricht. Unter konstanten Temperaturbedingungen nimmt mit zunehmender Energiedifferenz $E_2 - E_1$ die

Besetzungsdichte des oberen Niveaus ab. Aufgrund der hieraus folgenden höheren Besetzungsdichte der unteren Energieniveaus ist Absorption der dominierende Prozess.

Unter Berücksichtigung der Gleichungen 1.1, 1.2 und des Planckschen Strahlungsgesetzes lassen sich folgende Zusammenhänge zwischen den Einsteinkoeffizienten zeigen [35]:

$$\frac{A_{21}}{B_{21}} = \frac{8\pi\nu^2 h\nu}{c^3} \quad (\text{a}) \quad \text{und} \quad B_{12} = B_{21} \quad (\text{b}), \quad (1.3)$$

wobei h dem Planckschen Wirkungsquantum und c der Vakuumlichtgeschwindigkeit entspricht. Aus Gleichung 1.3 b folgt, dass bei gleicher Besetzungsdichte der Energieniveaus $N_2 = N_1$ die Wahrscheinlichkeit der Absorption gleich der Wahrscheinlichkeit der stimulierten Emission ist. Einfallende Strahlung wird zu gleichen Teilen absorbiert und stimuliert emittiert und scheint somit das System unbeeinflusst zu durchdringen. Eine weitere Erhöhung der Besetzungsdichte N_2 ist daher nicht möglich. Für eine kohärente Verstärkung einfallender Strahlung durch stimulierte Emission ist jedoch eine Besetzungsinversion ($N_2 > N_1$) notwendig. Diese kann in einem idealen, nicht-entarteten Zwei-Niveau-System nicht erreicht werden, wodurch hiermit keine Verstärkung möglich ist.

Yb^{3+} , als bevorzugtes laseraktives Ion für diodengepumpte Lasersysteme, besteht aus einem Zwei-Niveausystem, in dem beide Niveaus durch den Stark-Effekt mehrfach aufgespalten sind und jeweils ein Multiplett bilden. Wie in Abbildung 1.1 dargestellt, ist das untere $^2F_{7/2}$ -Multiplett vierfach und das obere $^2F_{5/2}$ -Multiplett dreifach aufgespalten [36]. Innerhalb des oberen und unteren Multipletts sind Übergänge durch das An- und Abregen von Phononen innerhalb des Wirtsmaterials möglich. Da diese Übergänge auf Zeitskalen < 1 ns stattfinden [37], kann im Vergleich zur Fluoreszenzlebensdauer des Lasermaterials, welche je nach Wirtsmaterial im Bereich von einigen hundert Mikrosekunden bis einige Millisekunden liegt, stets von einem thermischen Gleichgewicht innerhalb dieser Multipletts ausgegangen werden. Hieraus resultiert eine höhere Besetzungsdichte des jeweils untersten Niveaus der beiden Multipletts. Bei der Betrachtung eines breitbandigen, eingehenden Strahlungsfeldes folgt daher eine vorrangige Anregung des oberen Niveaus des $^2F_{5/2}$ -Multipletts aus dem unteren Niveau des $^2F_{7/2}$ -Multipletts, wodurch sich eine optimale Anregungswellenlänge um 940 nm ergibt (siehe 1.1). Emission findet analog dazu vorwiegend zwischen dem unteren $^2F_{5/2}$ -Multiplett und dem oberen $^2F_{7/2}$ -Multiplett statt und resultiert in einer optimalen Zentralwellenlänge des zu verstärkenden Laserimpulses um 1030 nm.

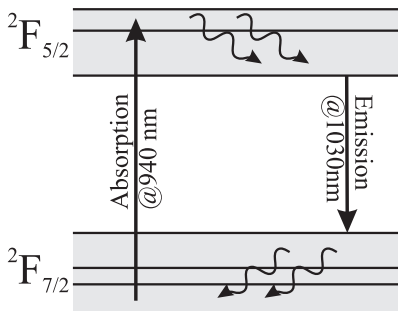


Abbildung 1.1: Energieniveauschema des Yb^{3+} -Ions mit den typischen Absorptionsübergängen um 940 nm und spontanen beziehungsweise stimulierten Emissionsübergängen um 1030 nm. Innerhalb des oberen und unteren Multipletts (graue Bereiche) sind Übergänge aufgrund von Phononenwechselwirkungen möglich (gewellte Pfeile).

1.1.1 Yb³⁺-dotierte Breitbandmaterialien

Übergänge zwischen den verschiedenen Energieniveaus innerhalb eines Systems sind nicht unendlich scharf. Neben der natürlichen Linienverbreiterung, welche aufgrund der begrenzten Lebensdauer der Übergänge auftritt, führen thermische Gitterschwingungen des Wirtsmaterials zu Veränderungen der Resonanzfrequenzen der laseraktiven Ionen. Aufgrund der Temperaturabhängigkeit führt dies zu einer homogenen, temperaturabhängigen Linienverbreiterung, die vor allem bei kristallinen Wirtsmaterialien zu beobachten ist. In Yb³⁺-dotierten Materialien führt allerdings hauptsächlich die Kopplung der Yb³⁺-Ionen mit dem Wirtsmaterial zu einer spektralen Linienverbreiterung der Übergänge. Verschiedene Einbaupositionen der Ionen innerhalb des Wirtsmaterials führen zu unterschiedlich starken Feldern in der lokalen Umgebung der Ionen. Aufgrund der statischen Felder führt dies zu einer temperaturunabhängigen inhomogenen Linienverbreiterung. Zur Beschreibung der Verbreiterung wird die normierte Linienfunktion $g(\nu, \nu_0)$ verwendet. Existiert eine Besetzungsdichte N_2 im oberen Energieniveau, so entspricht die spektrale Verteilung der angeregten Ionen um die Übergangsfrequenz ν_0 [35]:

$$N(\nu) = N_2 g(\nu, \nu_0), \quad \text{mit der Bedingung} \quad \int_0^{\infty} g(\nu, \nu_0) d\nu = 1. \quad (1.4)$$

Temperaturabhängige homogen verbreiterte Übergänge besitzen ebenso wie natürlich verbreiterte Übergänge eine Lorentz-förmige Linienfunktion $g_L(\nu)$ und temperaturunabhängige inhomogen verbreiterte Übergänge eine Gauß-förmige Linienfunktion $g_G(\nu)$ [35]:

$$g_L(\nu) = \left(\frac{\Delta\nu}{2\pi} \right) \left[(\nu - \nu_0)^2 + \left(\frac{\Delta\nu}{2} \right)^2 \right]^{-1}; \quad (\text{a}) \quad g_G(\nu) = \frac{2}{\Delta\nu} \left(\frac{\ln 2}{\pi} \right) \exp \left[- \left(\frac{\nu - \nu_0}{\Delta\nu/2} \right)^2 \ln 2 \right], \quad (\text{b}) \quad (1.5)$$

wobei $\Delta\nu$ der Halbwertsbreite des verbreiterten Überganges entspricht. Bei Überlagerung homogener und inhomogener Verbreiterungsanteile, wie sie bspw. bei Übergängen in Gläsern auftreten, wird die Linienform durch ein Voigtprofil $g_V(\nu)$ als Faltung des Gauß-förmigen $g_G(\nu)$ und des Lorentz-förmigen Linienprofils $g_L(\nu)$ beschrieben:

$$g_V(\nu) = \int_{-\infty}^{\infty} g_G(\nu') \cdot g_L(\nu - \nu') d\nu'. \quad (1.6)$$

Die spektralen Eigenschaften des Lasermaterials sind schließlich aus der Überlagerung der verschiedenen Linienprofile der Übergänge $g(\nu) = \sum_{i=1}^n g_i(\nu)$ bestimmt.

Zur quantitativen Beschreibung der frequenzabhängigen Übergangswahrscheinlichkeiten eines Lasermaterials werden häufig Wirkungsquerschnitte

$$\sigma_{ij}(\nu) c \Phi = B_{ij} \varrho(\nu) \quad (1.7)$$

verwendet. Hier entspricht c der Vakuumlichtgeschwindigkeit und Φ der Photonendichte der einfallenden Strahlung. Diese ist mit der Intensität über $c \Phi = I/(h\nu)$ verknüpft. Der Absorptionswirkungsquerschnitt $\sigma_{12} = \sigma_{\text{abs}}$ lässt sich experimentell aus dem dem Absorptions-

koeffizienten $\alpha_{\text{abs}}(\nu)$ unter Berücksichtigung der Dotierungsdichte der Ionen $N_0 = N_1 + N_2$, bestimmen [35] (vgl. Kapitel 1.1.2):

$$\sigma_{\text{abs}}(\nu) = \frac{\alpha_{\text{abs}}(\nu)}{N_0}. \quad (1.8)$$

Der Wirkungsquerschnitt für die stimulierte Emission $\sigma_{21} = \sigma_{\text{em}}$ ergibt sich unter Berücksichtigung von Gleichung 1.3 und $g(\nu, \nu_0)$ zu:

$$\sigma_{\text{em}}(\nu) = \frac{\nu_0^2}{8\pi c_n^2 \tau_{\text{rad}}} g(\nu, \nu_0), \quad (1.9)$$

wobei c_n der Lichtgeschwindigkeit im Lasermedium entspricht. Gleichung 1.9 wird in der Literatur auch Füchtbauer-Ladenburg-Gleichung genannt [38]. Aufgrund der Normierung der Linienfunktion folgt ein direkter Zusammenhang zwischen dem Emissionswirkungsquerschnitt und der spektralen Bandbreite. Je breiter die spektrale Linienfunktion und somit die Verstärkungsbandbreite des Lasermaterials, desto geringer sind die Emissionswirkungsquerschnitte. Dies gilt aufgrund des reziproken Verhältnisses auch für die Lebensdauer eines Lasermaterials. Eine lange Lebensdauer resultiert ebenfalls in einem geringeren Emissionswirkungsquerschnitt.

Für die Erzeugung ultrakurzer Laserimpulse hoher Energie ist die Verstärkung einer hohen Bandbreite allerdings von entscheidender Bedeutung (siehe Kapitel 1.2.1). Siebold *et al.* haben die Emissionswirkungsquerschnitte verschiedener Lasermaterialien in Abhängigkeit der minimal zu erreichenden Impulsdauer und der Lebensdauer dargestellt (siehe Abb. 1 in [39]). Hieraus ergibt sich, dass Yb^{3+} -dotiertes Fluorid-Phosphat-Glas [40, 41] und Kalziumfluorid [42–44] als Lasermaterial für die diodengepumpte Verstärkung von Laserimpulsen mit einer Impulsdauer von $\tau_p \leq 100$ fs geeignet sind.

Fluorid-Phosphat-Gläser [40, 41] sind aufgrund eines weiten Transmissionsbereiches und vor allem aufgrund der geringen Absorption im nahen Infrarotbereich sehr gut als Wirtsmaterial für Yb^{3+} geeignet. Der Phosphatanteil innerhalb des Glases reduziert hierbei stark die Kristallisationsneigung bei der Abkühlung der Glasschmelze, was eine sehr gute optische Qualität bei der Herstellung ermöglicht. Der prozentuale Anteil (Mol%) des Phosphatgehaltes hat hierbei Auswirkungen sowohl auf die Wirkungsquerschnitte als auch auf die Lebensdauer des Materials. Im Rahmen dieser Arbeit wurden Gläser mit einem Anteil von 15 Mol% Phosphat verwendet, weshalb im weiteren Text auch die Bezeichnung Yb:FP15 verwendet wird. Weiterhin verfügt Yb:FP15 über eine geringe Dispersion und einen geringen nicht-linearen Brechungsindex (siehe Abschnitt 1.4.1). Beides ist für die Verstärkung breitbandiger Laserimpulse von entscheidender Bedeutung. In Abbildung 1.2 a sind die Absorptions- und Emissionswirkungsquerschnitte für Yb:FP15 mit einer Dotierung von $6 \cdot 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ dargestellt. Yb:FP15 zeichnet sich durch die für Yb^{3+} in Gläsern typische breite Absorptionsbande zwischen 920 nm und 960 nm und einer langen Lebensdauer von 1,4 ms aus und ist somit gut für die Anregung mit InGaAs-Hochleistungslaserdioden, welche Impulsdauern im Mikrosekunden (μs)- bis Millisekunden (ms)-Bereich emittieren, geeignet (siehe Abschnitt 1.1.2). Die sehr breite und strukturarme Emissionsbande des Yb:FP15 um 1030 nm ermöglicht eine breitbandige Verstärkung von Laserimpulsen mit $\tau_p \leq 100$ fs [25].

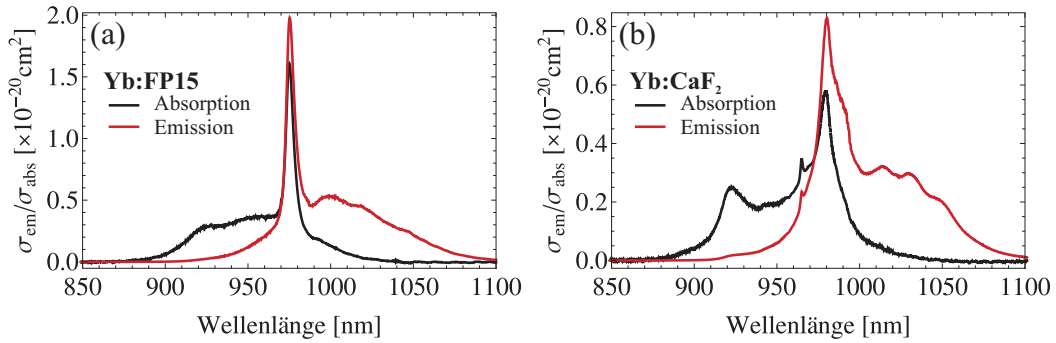


Abbildung 1.2: Wirkungsquerschnitte für die Emission und Absorption von (a) Yb:FP15 und (b) Yb:CaF₂ für Raumtemperatur ($T = 300 \text{ K}$).

Im Gegensatz zu Yb:FP15-Glas ist Yb³⁺-dotiertes Kalziumfluorid (Yb:CaF₂) [42–44] ein Kristall mit einer kubisch flächenzentrierten Kristallstruktur. Hier ersetzen jeweils 2 Yb³⁺-Ionen 3 Ca²⁺-Ionen, was zu einer komplexen Gitterstruktur führt. Die hieraus resultierende inhomogene Linienverbreiterung führt zu einer breiten Emissionsbande und ermöglicht ebenfalls das Verstärken von Laserimpulsen mit $\tau_p \leq 100 \text{ fs}$ [26]. Die Absorptions- und Emissionswirkungsquerschnitte sind in Abbildung 1.2 b dargestellt. Wie bei Yb:FP15 ermöglicht auch hier eine breite Absorptionsbande zwischen 920 nm und 980 nm und die lange Lebensdauer von 1,9 ms ein effizientes Anregen mit Hochleistungslaserdioden. In der Lithographie wird CaF₂ vor allem aufgrund seiner hohen UV-Transmission eingesetzt. Die hier entwickelten Techniken ermöglichen die Herstellung von großen Kristallen mit einer sehr guten optischen Qualität. Bei der Herstellung von Yb³⁺-dotierten CaF₂ können allerdings lokale Kristallfehler, wie bspw. Kleinwinkelkorngrenzen, die optische Qualität des Materials limitieren [45]. Aufgrund der kristallinen Struktur bietet Yb:CaF₂ im Vergleich zu Yb:FP15 verbesserte thermomechanische Eigenschaften, was eine höhere Impulswiederholrate im Laserbetrieb ermöglicht (siehe Kapitel 1.3.1).

Aufgrund der Füchtbauer-Ladenburg-Relation (siehe Gleichung 1.9) führen lange Lebensdauern und breite Emissionsbanden zu geringen Emissionswirkungsquerschnitten. Die Werte für Yb:FP15 und Yb:CaF₂ sind mit $\sigma_{em} \sim 0,3 \times 10^{-20} \text{ cm}^2$ aus diesem Grund deutlich geringer als bspw. die Werte für Nd:Glas ($3 \times 10^{-20} \text{ cm}^2$ [35]) oder Ti:Saphir ($43 \times 10^{-20} \text{ cm}^2$ [33]). Hierdurch werden für die Realisierung einer hohen Gesamtverstärkung deutlich mehr Ma-

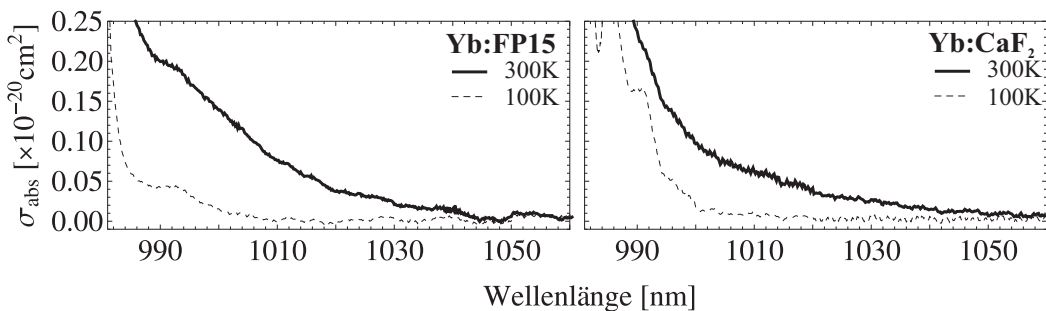


Abbildung 1.3: Absorptionswirkungsquerschnitte für Yb:FP15 (a) und Yb:CaF₂ (b) im Bereich der Emissionsbande um 1030 nm für $T = 300 \text{ K}$ und $T = 100 \text{ K}$. Das bei Raumtemperatur thermisch bevölkerte obere ²F_{7/2}-Niveau führt zu Reabsorption innerhalb der Emissionsbande. Dies kann bei kryogenen Temperaturen reduziert werden.

terialdurchgänge benötigt, was die Komplexität der Verstärkeranordnungen signifikant erhöht. In Yb^{3+} -dotierter Materialien führt zudem die vergleichsweise schmale Aufspaltung des oberen und unteren Multipletts zu einem geringen Abstand zwischen der Absorptions- und Emissionsbande. Durch thermische Anregung können somit auch jeweils höhere Niveaus besetzt werden, was bei Raumtemperatur zu einem geringen Teil an Restabsorption innerhalb der Emissionsbande führt. Abbildung 1.3 zeigt die Absorptionswirkungsquerschnitte im Bereich der Emission für zwei verschiedene Temperaturen. Wird das Lasermaterial bei kryogenen Temperaturen betrieben, können die oberen Niveaus entvölkert und die Reabsorption reduziert werden. Hierdurch wird die Realisierung effizienterer Laserverstärker ermöglicht [36].

1.1.2 Optisches Pumpen

In gepulsten Laserverstärkern kann die optische Anregung, auch optisches Pumpen genannt, unabhängig von der Verstärkung des eigentlichen Laserimpulses der Laserwellenlänge $\lambda_1 = c/\nu_1$ betrachtet werden, da beide Prozesse nacheinander und somit separat stattfinden. Aufgrund der Pumpwellenlänge der im Rahmen dieser Arbeit verwendeten Hochleistungslaserdioden von $\lambda_p = c/\nu_p = 940 \text{ nm}$, findet die Anregung durch Absorption vorwiegend zwischen dem unteren $^2F_{7/2}$ -Niveau und dem oberen $^2F_{5/2}$ -Niveau statt. Während die einfallende Pumpstrahlung absorbiert wird, wird allerdings Strahlung sowohl durch spontane als auch durch stimulierte Emission abgegeben. Beides verringert die Anregungsdichte des oberen Pumpniveaus für eine gegebene Intensität der Pumpstrahlung. Gleichung 1.1 lässt sich mit 1.7 bezogen auf die Pumpfrequenz ν_p schreiben als:

$$\frac{\partial N_2}{\partial t} = -\frac{\partial N_1}{\partial t} = c \cdot \Phi_p \cdot \sigma_{p, \text{abs}} (N_1 - N_2) - c \cdot \Phi_p \cdot \sigma_{p, \text{em}} (N_2 - N_1) - \frac{N_2}{\tau}. \quad (1.10)$$

Φ_p entspricht hier der Photonendichte der einfallenden Pumpstrahlung. Unter Betrachtung des thermischen Gleichgewichtes ($\partial N_2/\partial t = -\partial N_1/\partial t \approx 0$) lässt sich bei geringer Pumpanregung $N_1 + N_2 = N_0 \approx N_1$ zeigen, dass [46]:

$$\beta = \frac{N_2}{N_0} = \frac{1}{1 + I_{p, \text{sat}}/I_p}, \quad (1.11)$$

wobei $I_p = c \cdot \Phi_p \cdot h\nu$ der Pumpintensität entspricht. In Gleichung 1.11 entspricht β , häufig auch als Inversion bezeichnet, dem Verhältnis der Anregungsdichte zur Dichte der aktiven Ionen und $I_{p, \text{sat}}$ der Pumpsättigungsintensität

$$I_{p, \text{sat}} = \frac{h\nu}{(\sigma_{p, \text{em}} + \sigma_{p, \text{abs}}) \cdot \tau}. \quad (1.12)$$

$I_{p, \text{sat}}$ ist somit ein materialspezifisches Maß für das Verhältnis der Besetzung beider Niveaus bezogen auf eine gegebene Pumpintensität I_p . Mit steigender Pumpintensität und somit sinkendem Verhältnis $I_{p, \text{sat}}/I_p$, nimmt das Besetzungsverhältnis N_2/N_0 und dadurch auch die Anregungsdichte des oberen Pumpniveaus kontinuierlich zu. Demzufolge können Materialien mit einer niedrigen Sättigungsintensität auch durch eine niedrigere Pumpintensi-

tät effektiv angeregt werden. Die lange Lebensdauer von 1,4 ms für Yb:FP15 und 1,9 ms für YbCaF₂ resultiert hier in geringen Pumpsättigungsintensitäten von 39 kW/cm² beziehungsweise 50 kW/cm². Beide Materialien lassen sich somit durch Hochleistungslaserdioden mit Pumpimpulsen von μ s- bis ms-Dauer effektiv anregen, wodurch ein sehr kompakter Aufbau zur Pumpanregung möglich ist. Wird beispielsweise Ti:Saphir als Lasermaterial betrachtet, so führt die kurze Lebensdauer von 3,2 μ s [33] zu einer Sättigungsintensität von 2,6 MW/cm². Dies kann nur durch Pumpimpulse im ns-Bereich erfolgen, weshalb für die effektive Anregung für Ti:Saphir selber hochintensive Lasersysteme, wie z.B. frequenzverdoppelte Yb:YAG Laser, notwendig sind. Eine effektive Anregung von Ti:Saphir mit Hochleistungslaserdioden ist mit dem aktuellen Stand der Technik noch nicht möglich.

Für die Verteilung der Pumpintensität entlang der Materialdicke d eines Lasermediums gilt [46]:

$$\frac{dI_p}{dz} = - \frac{\alpha_{p, \text{abs}}}{1 + I_p/I_{p, \text{sat}}} I_p. \quad (1.13)$$

Hierbei entspricht $\alpha_{p, \text{abs}} = \sigma_{p, \text{abs}} \cdot N_0$ dem Absorptionskoeffizienten bei der Pumpfrequenz, wobei $N_0 = N_{\text{dot}}$ der Gesamtzahl der aktiven Ionen pro Volumen entspricht. Für Pumpintensitäten weit unterhalb der Sättigungsintensität ($I_p \ll I_{p, \text{sat}}$) geht Gleichung 1.13 in das Lambert-Beer-Gesetz über: $dI_p/dz = -\alpha_{p, \text{abs}} I_p$.

Bei höheren Pumpintensitäten und bei der Anregung mit Pumpfrequenzen ν_p mit hohen Emissionswirkungsquerschnitten $\sigma_{p, \text{em}}$ ist diese vereinfachte Betrachtung allerdings nicht mehr möglich. Hier müssen die Übergänge innerhalb des oberen und unteren Niveausystems berücksichtigt werden. Weiterhin kann die räumliche Verteilung der absorbierten Pumpstrahlung in Propagationsrichtung $I_p(z)$ nicht getrennt von der optischen Anregung betrachtet werden. Die Beschreibung der zeitlichen und räumlichen Änderung der Anregungsdichte und der optischen Anregungsstrahlung ergeben hier ein System aus gekoppelten Differentialgleichungen. Die maximal zu erreichende Inversion β_{eq} , ab der Transparenz eintritt, ergibt sich in diesem Fall zu:

$$\beta_{\text{eq}} = \frac{N_2}{N_{\text{dot}}} = \frac{f_{p, 1}}{f_{p, 1} + f_{p, 2}} = \frac{\sigma_{p, \text{abs}}}{\sigma_{p, \text{abs}} + \sigma_{p, \text{em}}}, \quad (1.14)$$

wobei $f_{p, 1}$ und $f_{p, 2}$ den Boltzmann-Besetzungsfaktoren der bei der Anregung beteiligten oberen und unteren Pumpniveaus entsprechen. Eine vollständige Darstellung der Absorption unter Berücksichtigung der Niveaufspaltung findet sich in [36].

1.1.3 Laserverstärkung

Während für das optische Pumpen Yb³⁺-dotierter Materialien Pumpdauern im Bereich der Fluoreszenzlebensdauer, welche im Millisekundenbereich liegen, verwendet werden, findet die Laserverstärkung durch stimulierte Emission innerhalb von Nanosekunden bis wenigen Mikrosekunden statt. Aufgrund der deutlich längeren Lebensdauer kann während der Energieextraktion der Inversionsabbau durch spontane Emission vernachlässigt werden. Ebenfalls wird während der Energieextraktion keine weitere Anregung durch die Pumpstrahlung berücksichtigt (vgl. Kapitel 1.1.2). Bei der Verstärkung von Laserimpulsen mit geringer Photonendichte ist die Anzahl stimulierter Übergänge gering gegenüber der Besetzungsdichte

N_2 . Hier kann die Inversion β und somit auch die Anregungsdichte N_2 während der Energieextraktion als konstant angenommen werden. Gleichung 1.1 reduziert sich dann auf:

$$\frac{\partial N_2}{\partial t} = -\frac{\partial N_1}{\partial t} = c \cdot \Phi_1 \cdot \sigma_{l, \text{abs}} N_1 - c \cdot \Phi_1 \cdot \sigma_{l, \text{em}} N_2. \quad (1.15)$$

Bei Vernachlässigung parasitärer nicht strahlender Übergänge entspricht die Änderung der Anregungsdichte der Änderung der Photonendichte $\Delta N_2 = \Delta \Phi_1$. Mit der Inversion $\beta = N_2/N_{\text{dot}}$ und $dx/dt = c$ ergibt sich somit die ungesättigte Kleinsignalverstärkung $g_0 = I_{z=d}/I_0$ nach dem Durchgang durch ein angeregtes Medium der Dicke d zu

$$g_0 = \frac{I_{z=d}}{I_0} = \exp \left\{ d N_{\text{dot}} [\beta \sigma_{l, \text{em}} - (1 - \beta) \sigma_{l, \text{abs}}] \right\}. \quad (1.16)$$

Aufgrund der Frequenzabhängigkeit der Wirkungsquerschnitte (siehe Abbildung 1.2) ergibt sich eine Frequenzabhängigkeit des Verstärkungsfaktors $g_0(\nu)$. Somit wird das Spektrum des zu verstärkenden Laserimpulses entsprechend dieser spektralen Abhängigkeit beeinflusst. Wird der Laserimpuls in mehreren Materialdurchgängen verstärkt, so führt das zu einer Einschnürung der Bandbreite, was häufig auch als „*gain narrowing*“ bezeichnet wird. Im Falle Yb^{3+} -dotierter Materialien führt die Reabsorption zusätzlich zu einer Abhängigkeit der spektralen Verstärkung von der Intensität der Pumpstrahlung.

Bei Laserimpulsen hoher Photonendichten Φ_1 wird der Verstärkungsfaktor während des Durchganges durch das gepumpte Lasermaterial durch den Inversionsabbau allerdings signifikant beeinflusst, weshalb hier kein konstanter Kleinsignalverstärkungsfaktor mehr angenommen werden kann. Die vordere zeitliche Flanke des Laserimpulses erfährt eine höhere Verstärkung als die hintere Flanke, wodurch in diesem Fall der zeitliche Verstärkungsfaktor $g(t)$ von der zeitlichen Impulsform abhängig ist. Für eine zeitliche Betrachtung der Verstärkung unter Berücksichtigung der Impulsform muss einerseits die Änderung der Anregungsdichte und andererseits die Photonentransportgleichung berücksichtigt werden:

$$\frac{\partial N_2}{\partial t} = -c \cdot \Phi_1 \cdot \sigma_{l, \text{em}} (N_2 - N_1) \quad (1.17)$$

$$\frac{\partial \Phi_1}{\partial t} + c \cdot \frac{\partial \Phi_1}{\partial z} = c \cdot \Phi_1 \cdot \sigma_{l, \text{em}} (N_2 - N_1). \quad (1.18)$$

L. M. Frantz und J. S. Nodvik haben eine analytische Lösung der gekoppelten Differentialgleichungen für verschiedene Impulsformen ohne Berücksichtigung von Reabsorption ($\sigma_{l, \text{abs}} \approx 0$) hergeleitet [47]. Ausgehend von dieser Lösung lässt sich zeigen, dass der Gesamtverstärkungsfaktor des Laserimpulses

$$g = \int_{-\infty}^{\infty} \Phi_{\text{out}} dt / \int_{-\infty}^{\infty} \Phi_{\text{in}} dt \quad (1.19)$$

unabhängig von der Impulsform ist. Unter der Verwendung der Definition der Sättigungs-

fluenz $F_{l,\text{sat}}$ der Laserverstärkung:

$$F_{l,\text{sat}} = \frac{h\nu}{\sigma_{l,\text{abs}} + \sigma_{l,\text{em}}}, \quad (1.20)$$

ergibt sich die Gesamtverstärkung nach dem Durchgang durch das angeregte Medium zu:

$$g = \frac{F_{l,\text{sat}}}{F_{\text{in}}} \ln \left\{ 1 + g_0 \left[\exp \left(\frac{F_{\text{in}}}{F_{l,\text{sat}}} \right) - 1 \right] \right\}. \quad (1.21)$$

Die Eingangsfluenz, F_{in} , beschreibt hier die auf die Querschnittsfläche bezogene Energie des Eingangspulses. Für eine vollständige Betrachtung der Verstärkung unter Berücksichtigung der Reabsorption muss weiterhin die Besetzung innerhalb des oberen und unteren Niveausystems berücksichtigt werden [36].

1.2 Räumlich-zeitliche Betrachtung ultrakurzer Laserimpulse

Für Hochintensitätsexperimente im Bereich der Laser-Plasma-Physik sind hohe Spitzenintensitäten und somit ultrakurze Laserimpulse notwendig. Als *ultrakurz* werden Laserimpulse mit einer Dauer im Bereich von einigen Femtosekunden (fs) bis einigen Pikosekunden (ps) bezeichnet. Ultrakurze Laserimpulse besitzen ein breites Spektrum und werden in modengekoppelten Oszillatoren erzeugt [48].

1.2.1 Femtosekunden-Laserimpulse

Für die Betrachtung des zeitlichen Profils ultrakurzer Laserimpulse an einem festen Ort wird zunächst ein Gauß-förmiges Profil des elektrischen Feldes angenommen [46]:

$$E(t) = E_0 \exp \left(-2 \ln 2 \frac{t^2}{\tau_p^2} \right) \cdot \exp(-i\omega_0 t) = A(t) \cdot \exp(-i\omega_0 t), \quad (1.22)$$

wobei E_0 der Amplitude, und τ_p der zeitlichen Impulsdauer bezüglich der Halbwertsbreite des Intensitätsprofils $I(t)$ entspricht. Der Term $\exp(-i\omega_0 t)$ beschreibt die zeitliche Oszillation des elektrischen Feldes mit der zentralen Frequenz des Laserimpulses $\omega_0 = 2\pi\nu_0$. Das zeitliche Intensitätsprofil ergibt sich aus dem Betragsquadrat des zeitlich gemittelten Laserimpulses und lässt sich somit aus der langsam veränderlichen Amplitude $I(t) \propto |A(t)|^2$ ermitteln [46]. Aus der Fourier-Transformation von Gleichung 1.22 ergibt sich das Spektrum des Laserimpulses zu:

$$E(\omega) = E_0 \tau_p \sqrt{\frac{\pi}{2 \ln 2}} \exp \left(-\frac{\tau_p^2}{8 \ln 2} (\omega - \omega_0)^2 \right). \quad (1.23)$$

Die zeitliche Impulsdauer τ_p und die Halbwertsbreite $\Delta\omega$ des spektralen Intensitätsprofils, $I(\omega) \propto |E(\omega)|^2$, sind somit über $\Delta\omega \cdot \tau_p = 4 \ln 2$ verknüpft. Üblicherweise wird dieser Zu-

sammenhang durch die Laserfrequenz ν anstatt der Kreisfrequenz ω angegeben und als Impulsdauer-Bandbreite-Produkt Gauß-förmiger Laserimpulse bezeichnet [46]:

$$\Delta \nu \cdot \tau_p = \frac{2 \ln 2}{\pi} = 0,441. \quad (1.24)$$

Aus dem hieraus resultierenden, indirekt proportionalem Zusammenhang folgt, je kürzer die gewünschte Impulsdauer ist, desto breiter ist die erforderliche spektrale Bandbreite. Dies gilt unter der Voraussetzung einer konstanten oder linear von ω abhängigen spektralen Phase $\phi(\omega)$ [46]. Gauß-förmige Laserimpulse, welche Gleichung 1.24 erfüllen, werden als bandbreitenbegrenzte oder auch Fourier-limitierte Laserimpulse bezeichnet. Für bandbreitenbegrenzte Laserimpulse mit einer Impulsdauer von $\tau_p = 100$ fs ergibt sich eine notwendige spektrale Bandbreite von $\Delta \nu = 4,4$ THz, welche bei einer Zentralwellenlänge von $\lambda = 1030$ nm $\Delta \lambda = 15,6$ nm entspricht. Bei der Betrachtung weiterer, nicht Gauß-förmiger zeitliche Impulsformen ergeben sich abweichende Werte des Impulsdauer-Bandbreite-Produktes. Für die im weiteren Verlauf der vorliegenden Arbeit betrachteten bandbreitenbegrenzten Impulsdauern wurde das spektrale Profil stets berücksichtigt.

1.2.2 Räumliche Ausbreitung & Fokussierung

Für die räumliche Beschreibung der Laserimpulse wird zunächst eine allgemeine, frequenz-unabhängige komplexe räumliche Amplitudenverteilung des elektrischen Feldes $u(x, y, z)$ eingeführt:

$$u(x, y, z) = u_A(x, y, z) \cdot \exp[i\Phi(x, y, z)], \quad (1.25)$$

mit der räumlichen Amplitudenverteilung $u_A(x, y, z)$ und der räumlichen Phasenverteilung $\Phi(x, y, z)$. Die komplexe Amplitude ist in Analogie zu Kapitel 1.2.1 über das Betragsquadrat mit dem räumlichen Intensitätsprofil verknüpft $I(x, y, z) \propto |u(x, y, z)|^2$, welches im Folgenden auch als Nahfeldverteilung bezeichnet wird. Bei der räumlichen Ausbreitung der Laserimpulse, auch als Propagation bezeichnet, führen Beugungseffekte zu einer Veränderung der komplexen Amplitude und somit auch zu Änderungen des Intensitätsprofils. Das Profil der komplexen Amplitude nach der Propagation um die Länge z_{prop} lässt sich hierbei im allgemeinen Fall durch das Rayleigh-Sommerfeld Beugungsintegral beschreiben [46]:

$$u(x, y, z_{\text{prop}}) = \frac{1}{(2\pi)^2} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} U(k_x, k_y, 0) \cdot \exp[i(k_x x + k_y y)] \cdot \left[-i z_{\text{prop}} \sqrt{k_0^2 - k_x^2 - k_y^2} \right] dk_x dk_y, \quad (1.26)$$

mit den Raumfrequenzen (k_x, k_y, k_z) und der Wellenzahl $k_0 = \omega_0/c = 2\pi/\lambda_0$. Hierbei entspricht $U(k_x, k_y, 0)$ dem Spektrum der Raumfrequenzen am Ort $z_0 = 0$, welches durch eine Fourier-Transformation mit der komplexen Amplitudenverteilung verknüpft ist:

$$U(k_x, k_y, 0) = \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} u(x, y, 0) \cdot \exp[-i(k_x x + k_y y)] dx dy. \quad (1.27)$$

Gleichung 1.26 entspricht somit einer inversen Fourier-Transformation des mit einem Phasenfaktor multiplizierten Spektrums der Raumfrequenzen. Die aufeinander folgende Anwendung einer Fourier-Transformation (Gleichung 1.27) und einer inversen Fourier-Transformation (Gleichung 1.26) ermöglicht hier die Berechnung der Ausbreitung beliebiger Intensitätsprofile mit hoher numerischer Auflösung. Für eine exakte Beschreibung muss jedoch die Abhängigkeit der Wellenzahl von der Wellenlänge, $k = k(\lambda)$ berücksichtigt werden. Da innerhalb des in dieser Arbeit betrachteten spektralen Bereiches von $\Delta\lambda = \lambda_0 \pm 15$ nm bei einer Zentralwellenlänge von $\lambda_0 = 1030$ nm die relative Abweichung $1 - k(\lambda)/k(\lambda_0)$ jedoch nur $\pm 1,5\%$ beträgt, ist hierfür die Betrachtung der Propagation des Laserimpulses bei der Zentralwellenlänge λ_0 ausreichend.

Ein Sonderfall bei der räumlichen Ausbreitung von Laserimpulsen stellt auch hier das Gauß-förmige Amplitudenprofil dar. Bei der Betrachtung geringer Raumfrequenzen k_x und k_y kann über die paraxiale Näherung [46] die Propagation des Gauß-förmigen Amplitudenprofils in Abhängigkeit des Profilradius $w(z)$ und des Krümmungsradius $R(z)$ einer sphärisch gekrümmten räumlichen Phase $\Phi(x, y, z)$ beschrieben werden [46]:

$$u(x, y, z) = u_0 \frac{w_0}{w(z)} \exp\left(-\frac{x^2 + y^2}{w(z)^2}\right) \cdot \exp[i\Phi(x, y, z)] \quad \text{mit:} \quad \Phi(x, y, z) = k_0 \frac{x^2 + y^2}{2R(z)}, \quad (1.28)$$

wobei u_0 die Amplitude und w_0 den Radius des Gauß-förmigen Profils nach dem $1/e$ -Kriterium in der Taille am Ort $z = 0$ beschreibt. Die Abhängigkeit des Profilradius $w(z)$ und des Krümmungsradius $R(z)$ von der Propagationslänge z wird durch die Rayleigh-Länge z_R beschrieben, welche wiederum durch den Radius der Taille w_0 und die Wellenlänge λ definiert ist [46]:

$$w(z) = w_0 \sqrt{1 + \frac{z^2}{z_R^2}} \quad (\text{a}) \quad \text{und} \quad R(z) = z \left(1 + \frac{z^2}{z_R^2}\right) \quad (\text{b}) \quad \text{mit:} \quad z_R = \frac{\pi w_0^2}{\lambda}. \quad (\text{c}) \quad (1.29)$$

Aus Gleichung 1.28 folgt, dass sich während der Propagation nur die Profilgröße und der Krümmungsradius der Phase $\Phi(x, y)$ verändert, wohingegen das Gauß-förmige Amplitudenprofil erhalten bleibt. Aufgrund von Amplitudenmodulationen durch das räumliche Verstärkungsprofil $g_0(x, y)$ (siehe Gleichung 1.16) und Aberrationen $\Delta\Phi(x, y)$ verändert sich das Gauß-förmige Amplitudenprofil allerdings während der Propagation innerhalb der Verstärkeranordnungen. Im Rahmen dieser Arbeit werden deshalb auch Super-Gauß-förmige Amplitudenprofile betrachtet [49]:

$$u_A(x, y, z) \propto \exp\left\{-\left(\frac{x^2 + y^2}{w(z)^2}\right)^{n^*}\right\}, \quad (1.30)$$

wobei $n = 2n^*$ der Ordnung des Super-Gauß-förmigen Amplitudenprofils entspricht¹. Ein Profil der Ordnung $n = 2$ entspricht hierbei einem Gauß-förmigen Profil. Eine ausführliche Betrachtung der Propagation Super-Gauß-förmiger Intensitätsprofile erfolgt in Kapitel 3.1.

Für die Anwendung in Hochintensitätsexperimenten werden die verstärkten Laserimpulse mit einer Parabel der Brennweite f fokussiert. Die räumliche Intensitätsverteilung im Fo-

¹In verschiedenen Veröffentlichungen wird auch n^* als Ordnung bezeichnet.

kus $u_{\text{FF}}(x, y)$, im Folgenden auch als Fernfeld (FF) bezeichnet, lässt sich erneut über eine Fourier-Transformation der Nahfeldverteilung $u_{\text{NF}}(x, y, z = 0) = u_{\text{A}}(x, y, z = 0)$ über die Ersetzung $k_x = (k_0/f) \cdot x$ und $k_y = (k_0/f) \cdot y$ ermitteln:

$$u_{\text{FF}}(x, y) = U\left(\frac{k_0}{f}x, \frac{k_0}{f}y\right) = \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} u_{\text{NF}}(x, y, 0) \cdot \exp[-i(k_x x + k_y y)] dx dy. \quad (1.31)$$

1.3 Pumpinduzierte Limitierungen der Laserverstärkung

Wie in Kapitel 1.1 beschrieben, muss für die Verstärkung der Laserimpulse das laseraktive Material optisch gepumpt werden. Dies führt neben der Erzeugung der notwendigen Besetzungsinversion allerdings auch zu Veränderungen der Materialeigenschaften. Hierbei werden sowohl die Wiederholrate der Laserimpulsverstärkung, als auch die Transmissionseigenschaften des Lasermaterials beeinflusst.

1.3.1 Thermomechanische Begrenzung der Wiederholrate

Während des optischen Pumpens wird neben der Erzeugung der Besetzungsinversion auch Wärme in das aktive Medium eingebracht. Der Wärmeeintrag resultiert hauptsächlich aus strahlungslosen Übergängen innerhalb des oberen $^2\text{F}_{5/2}$ und des unteren $^2\text{F}_{7/2}$ -Multipletts (siehe Abbildung 1.1). Die resultierende Energiedifferenz zwischen dem anregenden Pumpphoton und dem extrahierten Laserphoton normiert auf die Energie des Pumpphotons, wird als Quantendefekt η_{QD} bezeichnet:

$$\eta_{\text{QD}} = \frac{1}{h\nu_p} (h\nu_p - h\nu_l). \quad (1.32)$$

Bei Laserverstärkern mit geringer Extraktionseffizienz wird der Hauptteil der gespeicherten Energie durch spontane Emission unter Aussendung von Fluoreszenzlicht abgegeben. Da die Emissionsfrequenzen entsprechend des Fluoreszenzspektrums stark von der Laserfrequenz abweichen können, muss hier eine effektive Emissionsfrequenz ν_{eff} bestimmt werden. Diese ergibt sich als Schwerpunkt des Fluoreszenzspektrums. Zusätzlich zum Quantendefekt verursachen Verunreinigungen einen weiteren Wärmeeintrag. In Yb^{3+} dotierten Materialien ist vor allem der OH^- -Gehalt des Lasermaterials von entscheidender Bedeutung [50, 51]. Weiterhin können auch parasitäre nicht-strahlende Übergänge wie z.B. Multiphotonenrelaxation oder Absorption aus dem angeregten $^2\text{F}_{5/2}$ -Niveau¹ zu einem direkten Wärmeeintrag führen. Für Yb^{3+} -dotierte Materialien können diese Effekte aufgrund des einfachen Energieniveausystems allerdings vernachlässigt werden [52].

Bei der Betrachtung homogen dotierter scheibenförmiger Lasermaterialien entspricht die räumliche Verteilung der eingebrachten Wärmeleistung \dot{Q} während des Pumpprozesses der räumlichen Intensitätsverteilung der einfallenden Pumpstrahlung. Für eine vereinfachte Be-

¹engl. „excited state absorption“

trachtung werden das Pumpprofil und das Lasermedium als rotationssymmetrisch angenommen. Die zeitabhängige räumliche Temperaturverteilung $T = T(r, z, t)$ kann somit aus der eingebrachten thermischen Leistungsdichte $q_{\text{th}} = \dot{Q}/V = q_{\text{th}}(r, z, t)$ über die winkelunabhängige Wärmeleitungsgleichung [53]

$$\frac{\partial T}{\partial t} = \frac{K}{c_p \rho} \left(\frac{\partial^2 T}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial T}{\partial r} + \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} \right) + \frac{q_{\text{th}}}{c_p \rho} \quad (1.33)$$

berechnet werden. Hierbei entsprechen K der Wärmeleitfähigkeit, ρ der Dichte und c_p der spezifischen Wärmekapazität des Lasermediums.

Um den Einfluss der eingebrachten Wärme auf das Lasermaterial zu minimieren, werden diese während des Laserbetriebes durch verschiedene Mechanismen gekühlt. Hierbei ist in Gleichung 1.33 zusätzlich der Wärmetransport durch die Kühlfläche zu berücksichtigen, welcher durch den Wärmeübergangskoeffizienten h beschrieben wird. Bei vernachlässigbarer Wärmestrahlung über die Stirnseiten und Kühlung durch die Mantelflächen ergeben sich die Randbedingungen für die Lösung der Differentialgleichung zu:

$$\left. \frac{\partial T}{\partial z} \right|_{z=\pm d/2} = 0 \quad \text{und} \quad \left. \frac{\partial T}{\partial r} \right|_{r=r_0} = -\frac{h}{K} (T(r_0) - T_0). \quad (1.34)$$

Hierbei beschreibt T_0 die Kühltemperatur an den Mantelflächen eines scheibenförmigen Lasermediums mit der Dicke d und dem Radius r_0 .

Aufgrund der eingebrachten Wärme und der daraus resultierenden Temperaturverteilung kommt es innerhalb des Lasermaterials zu lokalen Spannungen σ_{ij} und Verformungen ϵ_{ij} . Die Indizes i und j werden in diesem Zusammenhang gemäß der Einstein'schen Summenkonvention verwendet. Diagonalelemente des Spannungstensors (σ_{ij} mit $i = j$) repräsentieren in dieser Darstellung Druck- und Zugkräfte und nicht-Diagonalelemente (σ_{ij} , $i \neq j$) Scherkräfte. Bei einer rotationssymmetrischen Temperaturverteilung kann allerdings auch die Verteilung der Spannungen als rotationssymmetrisch angenommen werden, weshalb Scherkräfte vernachlässigt werden können und sich die Spannung auf einen radialen Anteil σ_r und einen tangentialen Anteil σ_φ reduziert. Weiterhin kann bei dünnen Scheibengeometrien bis zu einem Aspektverhältnis $d/2r_0 \sim 1,5$ [54] eine spannungsfreie Ausdehnung entlang der z -Achse angenommen werden ($\sigma_z \approx 0$). Der radiale und tangential Anteil der Spannung errechnet sich hierbei zu [55]:

$$\sigma_r = \alpha_T E \cdot \left(\frac{1}{r_0^2} \int_0^{r_0} T(r) r dr - \frac{1}{r^2} \int_0^r T(r) r dr \right) \quad (1.35)$$

$$\sigma_\varphi = \alpha_T E \cdot \left(-T(r) + \frac{1}{r_0^2} \int_0^{r_0} T(r) r dr + \frac{1}{r^2} \int_0^r T(r) r dr \right) \quad (1.36)$$

wobei E dem Elastizitätsmodul und α_T dem thermischen Ausdehnungskoeffizienten entspricht. Bei kleinen Werten der Verformung gilt ein linearer Zusammenhang zwischen der

Verformung und der Spannung. Dieser wird durch das Hook'sche Gesetz beschrieben [54]:

$$\varepsilon_r = \frac{1}{E} \{ \sigma_r - \nu(\sigma_\varphi + \sigma_z) \} + \alpha_T(T - T_0) \quad (1.37)$$

$$\varepsilon_\varphi = \frac{1}{E} \{ \sigma_\varphi - \nu(\sigma_r + \sigma_z) \} + \alpha_T(T - T_0) \quad (1.38)$$

$$\varepsilon_z = \frac{1}{E} \{ \sigma_z - \nu(\sigma_\varphi + \sigma_r) \} + \alpha_T(T - T_0), \quad (1.39)$$

mit der Poissonzahl ν^1 . Werden der Wärmeeintrag, und somit die induzierte Spannung und Verformung, komplexere Materialgeometrien oder auch Profile der anregenden Pumpstrahlung betrachtet, werden hier komplexere Berechnungsmethoden auf Basis der *finite Elemente Methode* (FEM) benötigt.

Die temperaturbedingte Spannung innerhalb des Lasermaterials kann bei Überschreitung eines Grenzwertes zur mechanischen Zerstörung führen. Zur Beschreibung dieses Grenzwertes wird die Temperaturwechselbeständigkeit R definiert [56]:

$$R = \frac{\sigma_{\max} K}{\alpha_T E}. \quad (1.40)$$

σ_{\max} entspricht hier der maximalen Spannung innerhalb des Lasermaterials, ab der ein Zerbrechen des Materials auftreten kann. Unter Berücksichtigung der Temperaturwechselbeständigkeit lässt sich eine obere Grenze für die thermisch eingebrachte Leistungsdichte q_{th} bestimmen. Am Beispiel eines homogen, mit konstanter Leistung gepumpten Lasermaterials (siehe Anhang A.2.1) ist die höchste Spannung in der Mitte des Materials bei $\sigma_{\max} = \sigma_{r/\varphi}(r = 0)$, weshalb sich die obere Grenze der eingetragenen Wärmeleistung zu:

$$q_{\text{th,max}} = 16 \frac{R}{r_0^2} \quad (1.41)$$

ergibt. Da die eingebrachte Wärmeleistungsdichte direkt über den Quantendefekt mit der Pumpleistung verknüpft ist, kann eine Reduzierung von $q_{\text{th,max}}$ nur über die eingebrachte Durchschnittsleistung und somit über eine Reduzierung der Wiederholrate der Impulsverstärkung erfolgen. Die Temperaturwechselbeständigkeit eines Lasermaterials limitiert somit die Wiederholrate im gepulsten Laserbetrieb. Die inverse quadratische Abhängigkeit der eingebrachten Wärmeleistungsdichte von dem Radius des Lasermaterials $q_{\text{th}} \sim r_0^{-2}$ führt weiterhin zu einer Reduzierung der maximalen Wiederholrate bei einer Vergrößerung des Materialdurchmessers. Somit reduziert sich mit steigender Ausgangsenergie eines Laserverstärkers auch die maximal realisierbare Wiederholrate. Tabelle A.1 zeigt die Temperaturwechselbeständigkeit für undotiertes FP15-Glas und CaF_2 . CaF_2 zeigt hier einen deutlich höheren Wert als FP15, weshalb mit CaF_2 auch höhere Wiederholraten realisierbar sind. Fluoridische Materialien weisen jedoch generell niedrige Werte der Temperaturwechselbeständigkeit auf [40], weshalb die Werte für FP15 und CaF_2 deutlich geringer sind als bspw. für Saphir ($R = 3400 \text{ W/m}$ [57]). Durch Restspannungen des Lasermaterials im ungepumpten Zustand, bspw. durch die Dotierung, antireflex-Beschichtungen oder kleine Vorschädigungen, kann

¹Man beachte, dass σ und ν entgegen der Verwendung in den bisherigen Unterkapiteln hier die Spannung bzw. die Poissonzahl beschreiben.

die Temperaturwechselbeständigkeit jedoch stark von den Literaturwerten abweichen. Aus diesem Grund ist eine empirische Bestimmung der maximalen Wiederholrate unvermeidbar.

1.3.2 Thermisch erzeugte optische Weglängendifferenzen

Das durch optisches Pumpen erzeugte Temperaturprofil und die hieraus resultierende Spannung und Verformung des Lasermaterials führen zu einer lokalen Änderung des Brechungsindex n_0 , zum anderen aber auch zu einer lokal Änderung der Materialdicke d . Die hieraus resultierende optische Weglängendifferenz:¹

$$OPD = \Delta n \cdot d_0 + n_0 \cdot \Delta d \quad (1.42)$$

verursacht während der Transmission des Laserimpulses durch das gepumpte Material Aberrationen $\Delta\Phi(x, y)$ der räumlichen Phase $\Phi(x, y)$ (siehe Kapitel 1.2.2).

Die Änderung der optischen Weglänge mit der Temperatur wird hauptsächlich durch den thermooptischen Koeffizienten $\partial n / \partial T$ und die spannungsfreie Verformung ϵ_z beschrieben. Allerdings führen auch durch Spannung induzierte Verformungen zu einer Änderung des Brechungsindex und somit zu einer optischen Weglängenänderung. Nach Gleichung 1.35 und 1.36 erzeugt ein radialsymmetrisches Temperaturprofil unterschiedliche Spannungen in radialer und tangentialer Richtung, was zu einer thermisch induzierten Anisotropie und somit zu Spannungsdoppelbrechung führt. Eine schematische Darstellung der Orientierungen findet sich in Abbildung 1.4. Die Änderung des Brechungsindex ergibt sich aus den partiellen Ableitungen der Brechzahl nach den Verformungen zu:

$$\Delta n_{r/\varphi} = \frac{\partial n_{r/\varphi}}{\partial \epsilon_r} \epsilon_r + \frac{\partial n_{r/\varphi}}{\partial \epsilon_\varphi} \epsilon_\varphi + \frac{\partial n_{r/\varphi}}{\partial \epsilon_z} \epsilon_z. \quad (1.43)$$

Der Zusammenhang zwischen der spannungsbedingten Verformung und der Brechzahländerung wird durch den elastooptischen Tensor p_{ij} beschrieben (siehe Anhang A.2.2). Bei der Betrachtung eines ursprünglich isotropen Mediums und unter Annahme einer parabolischen, rotationssymmetrischen Temperaturverteilung $T(r)$ (siehe Anhang A.2.1) ergibt sich $\Delta n_{r/\varphi}$ zu [53]:

$$\Delta n_{r/\varphi} = 2n_0^3 \alpha_T C_{r/\varphi} T(r) \quad (1.44)$$

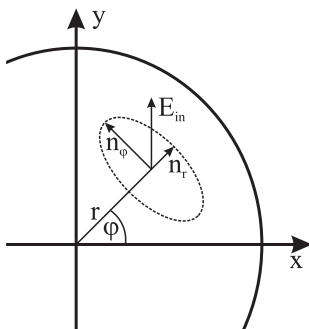


Abbildung 1.4: Schematische Darstellung der Orientierung thermisch induzierter Spannungsdoppelbrechung in dünnen Laserscheiben.

¹engl. *optical path difference OPD*

mit

$$C_r = -\frac{(1+\nu)}{16}(3p_{11} + 5p_{12}) \quad \text{und} \quad C_\varphi = -\frac{(1+\nu)}{48}(7p_{11} + 17p_{12} - 8p_{44}). \quad (1.45)$$

C_r und C_φ entsprechen den materialspezifischen photoelastischen Konstanten, welche von Koechner *et al.* eingeführt wurden [35]. Hier wurden allerdings lange zylinderförmige Lasermaterialien betrachtet. Aufgrund des sehr großen Aspektverhältnisses $d/2r_0 \gg 1,5$ ist hier die räumliche Deformation von der Mittelachse zum Rand ($\varepsilon_z(r) - \varepsilon_z(r_0)$) klein gegenüber der durch Spannung induzierten Doppelbrechung. Koechner *et al.* haben aus diesem Grund eine ausdehnungsfreie Spannung $\varepsilon_z \approx 0$ bei der Betrachtung der photoelastischen Konstanten angenommen. Aufgrund der verschiedenen Ausgangsbedingungen weicht die hier gewählte Definition von $C_{r/\varphi}$ von [35] ab. Eine ausführliche Diskussion der Annahmen ist in [53] zu finden.

Die optische Weglängenänderung lässt sich unter Berücksichtigung des thermooptischen Koeffizienten, der thermischen Ausdehnung und der radialen Komponente der spannungsinduzierten Doppelbrechung schreiben als:

$$OPD(r) = \left(\frac{\partial n}{\partial T} + (n_0 - 1)(1 + \nu)\alpha_T + 2n_0^3\alpha_T C_r \right) \int_0^d (T(r, z) - T(r_0, z)) dz. \quad (1.46)$$

Spannungsdoppelbrechung führt weiterhin zu einer räumlich inhomogenen Depolarisierung von polarisierten Laserimpulsen. Wird das elektrische Feld eines einfallenden, linear polarisierten Laserimpulses (siehe Abb. 1.4) ebenfalls in einen radialen Anteil \vec{E}_r und einen tangentialen Anteil \vec{E}_φ zerlegt, so erzeugt die Brechzahldifferenz eine Verzögerung zwischen beiden Polarisationskomponenten [35]:

$$\Delta\varphi_{\text{Pol}} = \frac{2\pi}{\lambda} d(\Delta n_\varphi - \Delta n_r). \quad (1.47)$$

Dies führt zu elliptisch polarisierten Anteilen innerhalb des räumlichen Intensitätsprofils und tritt über den gesamten Querschnitt mit Ausnahme der vertikalen und horizontalen Achsen auf. Entlang dieser Achsen besitzt der einfallende Laserimpuls nur eine Polarisationskomponente \vec{E}_r beziehungsweise \vec{E}_φ und erfährt somit keine Verzögerung.

1.3.3 Elektronisch erzeugte optische Weglängendifferenzen

Der Brechungsindex eines Materials beschreibt die Wechselwirkung des elektromagnetischen Feldes des einfallenden Laserimpulses mit dem Lasermaterial. Hier werden gebundene Elektronen durch das Laserfeld ausgelenkt und führen anschließend in diesem Feld erzwungene Schwingungen um ihre Ruhelage aus. Die zeitabhängige Verschiebung $\vec{x}(t) - \vec{x}_0$ induziert aufgrund der Ladung q der Elektronen ein oszillierendes Dipolmoment $\vec{p}_{\text{ind}}(t)$, welches über die Polarisierbarkeit α_p mit dem lokalen elektrischen Feld \vec{E}_{lokal} verknüpft ist [58]:

$$\vec{p}_{\text{ind}}(t) = q \cdot (\vec{x}(t) - \vec{x}_0) = \alpha_p \cdot \vec{E}_{\text{lokal}}. \quad (1.48)$$

Das lokale elektrische Feld \vec{E}_{lokal} entspricht in dielektrischen Medien einer Überlagerung des extern einfallenden Laserfeldes und zusätzlicher Felder aufgrund benachbarter Dipole. Die Polarisierbarkeit α_p ist nach Gleichung 1.48 somit ein materialspezifisches Maß für die Verschiebbarkeit von Ladungen beim Anlegen eines äußeren elektrischen Feldes. Schwere Atome besitzen bspw. eine hohe Polarisierbarkeit, da die äußeren Elektronen weiter vom Kern entfernt sind als bei leichteren Atomen, und somit einfacher verschiebbar sind. Die Polarisierbarkeit ist mit dem Brechungsindex eines dielektrischen Mediums über die Lorentz-Lorenz-Gleichung verknüpft [58]:

$$\frac{n^2 - 1}{n^2 + 2} = \frac{4\pi}{3} N_T \alpha_p. \quad (1.49)$$

N_T beschreibt in diesem Zusammenhang die Teilchendichte der an der Wechselwirkung beteiligten gebundenen Elektronen und α_p eine über alle Teilchen und Richtungen gemittelte makroskopische Polarisierbarkeit.

Werden Elektronen im Lasermaterial durch optisches Pumpen angeregt, so verändert sich auf mikroskopischer Ebene die räumliche Ladungsverteilung und resultiert daher in einer Änderung der makroskopischen Polarisierbarkeit. Die hieraus resultierende Brechzahländerung Δn_e ist somit durch die Differenz der Polarisierbarkeit zwischen dem unteren und oberen Laserniveau $\Delta\alpha_p$ sowie der erzeugten Anregungsdichte N_2 bestimmt [59]:

$$\Delta n_e = \frac{2\pi}{n_0} F_L^2 \Delta\alpha_p N_2, \quad (1.50)$$

mit dem Lorenzfaktor $F_L = (n_0^2 + 2)/3$. Die Gesamtbrechzahl des angeregten Lasermaterials $n = n_0 + \Delta n_e$ ist somit abhängig von dem räumlichen Profil der Anregungsdichte N_2 . Inhomogenitäten des Anregungsprofils verursachen daher nicht nur eine inhomogene Verstärkung, sondern resultieren auch in Aberrationen des zu verstärkenden Laserimpulses und beeinflussen über die räumliche Propagation somit zusätzlich das räumliche Profil des Intensitätsprofils.

1.4 Hochleistungslasersysteme hoher Energie

In Hochleistungslasersystemen werden Laserimpulse eines Kurzpulsoszillators durch aufeinanderfolgende Laserimpulsverstärker mit großer Bandbreite verstärkt. Mit diesen Systemen können ultrakurze Laserimpulse mit hohen Ausgangsenergien, und somit hohen Spitzenleistungen erzeugen werden. Für die Anwendung in Laser-Plasma-Experimenten werden diese Impulse anschließend mit einer Parabel fokussiert. Als Oszillatoren werden häufig Ti:Saphir-basierte, Kerr-Linsen modengekoppelte Oszillatoren [60] verwendet, mit denen Laserimpulse mit Impulsdauern von weniger als 5 fs und Pulsenergien von einigen Nanojoule (nJ) erreicht werden können [61]. Aufgrund der hohen Wiederholrate von üblicherweise einigen 10 MHz, müssen nach der Erzeugung die zu verstärkenden Impulse aus diesem Impulszug z.B. mittels einer Pockelszelle ausgewählt werden. Für die Verstärkung der nJ-Laserimpulse bis in den Millijoule (mJ) Bereich werden häufig regenerative Verstärker verwendet. Diese Art der Verstärkeranordnung besitzt einen stabilen Resonator, wodurch

während der Verstärkung das transversale Modenprofil erhalten bleibt und folglich eine hohe Anzahl an Durchgängen durch das aktive Medium ermöglicht. Die Ein- und Auskoppung des Laserimpulses wird hier ebenfalls durch Pockelszellen realisiert. Allerdings kann die Energie eines Laserimpulses innerhalb einer Verstärkeranordnung nicht beliebig erhöht werden. Zum einen begrenzt die Sättigungsfluenz F_{sat} die mögliche Ausgangsenergie und zum anderen limitiert die laserinduzierte Zerstörschwelle (siehe Kapitel 1.4.1) die maximale Ausgangsintensität des Verstärkers. Um eine Zerstörung zu vermeiden, muss zum einen der Durchmesser des räumlichen Intensitätsprofils auf die Ausgangsenergie des Verstärkers angepasst und zum anderen die Intensität während der Verstärkung durch das zeitliche Strecken des Laserimpulses (siehe Kapitel 1.4.2) verringert werden. Da große Profildurchmesser in regenerativen Verstärkern allerdings nur durch sehr lange Resonatoren erreicht werden können, sind regenerative Verstärker für hohe Energien nicht mehr anwendbar. Daher werden für die Verstärkung der Laserimpulse zu Energien > 100 mJ Anordnungen mit mehreren separaten Einzeldurchgängen durch das Lasermaterial entwickelt. Diese sogenannten Multipassverstärkeranordnungen sind hierbei beliebig skalierbar und ermöglichen somit hohe Ausgangsenergien. Allerdings ist die Qualität des räumlichen Intensitätsprofils hier ein häufiges Problem bei der Verstärkung.

1.4.1 Leistungs- und Intensitätsbegrenzungen

Aufgrund des nicht-linearen Anteil des Brechungsindex n_2 von optischen Materialien ist der Brechungsindex n abhängig von der lokalen Intensität des Laserimpulses [35]

$$n(I) = n_0 + n_2 I, \quad (1.51)$$

wobei n_0 dem linearen Anteils des Brechungsindex entspricht. Aus Gleichung 1.51 folgt, dass bei hohen Intensitäten sowohl ein räumlich inhomogenes Intensitätsprofil des Laserimpulses $I(x, y)$, als auch ein räumlich inhomogenes Profil des nicht-linearen Brechungsindex $n_2(x, y)$, welches schon durch geringen Inhomogenitäten des Lasermaterials hervorgerufen werden kann, zu Aberrationen der räumlichen Phase $\Delta\Phi(x, y)$ führen kann. Hauptsächlich, im Vergleich zum Laserimpuls, kleinskalige Inhomogenitäten führen durch nicht-lineare Effekte wie Selbstfokussierung oder Filamentierung zu einer Beeinträchtigung der weiteren Propagation des Laserimpulses. Weiterhin können aufgrund des zeitlichen Intensitätsprofils $I(t)$ eines zeitlich gestreckten Laserimpulses (siehe Kapitel 1.4.2) bei hohen Intensitäten ebenfalls Aberrationen der frequenzabhängigen Phase $\Delta\phi(\omega)$ auftreten. Durch nicht-lineare Selbstphasenmodulation kann hierbei das zeitliche Intensitätsprofil und somit die Impulsdauer τ_p , erheblich beeinträchtigt werden. Als Maß für die, nach dem Durchgang durch ein Medium der Dicke d akkumulierte nicht-lineare Phase wird das B-Integral verwendet [35]:

$$B = \frac{2\pi}{\lambda} \int_0^d n_2 I dz. \quad (1.52)$$

Um signifikante Aberrationen und somit eine Beeinträchtigung des räumlich-zeitlichen Intensitätsprofils der Laserimpulse zu vermeiden, sollte die akkumulierte Phase innerhalb des gesamten Lasersystems weniger als einige Radian betragen [62].

Weiterhin führt bereits ein geringer Teil an Absorption des zu verstärkenden Laserimpulses innerhalb eines optischen Mediums zu einem lokalen Aufheizen, wobei hier die durch Elektronen absorbierte Laserenergie durch Elektron-Phonon-Kopplung an das Festkörpergitter übertragen wird [63]. Bei hohen eingebrachten Leistungen können somit Schäden innerhalb des Materials bis hin zu einem lokalen Aufschmelzen stattfinden. Die Zerstörwahrscheinlichkeit ist zum einen durch die Impulsdauer τ_p und zum anderen durch die Wärmeleitfähigkeit K des optischen Mediums bestimmt. Je länger die Impulsdauer ist, desto mehr Zeit verbleibt, um die eingebrachte Wärme aus dem Absorptionsbereich über die Wärmeleitung abzuführen und desto geringer ist demzufolge die Zerstörwahrscheinlichkeit. Dieser Zusammenhang wird über eine materialspezifische Grenzfluenz beschrieben, welche in Abhängigkeit der Impulsdauer angegeben wird. Die Grenzfluenz F_z , bis zu dieser bei einer gegebenen Impulsdauer keine Schäden zu beobachten sind, wird als laserinduzierte Zerstörschwelle definiert. Die Skalierung mit der Impulsdauer τ_p entspricht für Impulsdauern von 0,1...100 ns $F_z \propto \tau_p^{1/2}$ [63]. Bei Impulsdauern ≤ 20 ps ist die Zeit der Absorption allerdings zu gering, um durch Elektron-Phonon-Kopplung das Medium effektiv aufzuheizen. In diesem Bereich dominieren Ionisationsprozesse, welche zur Erzeugung von Plasmen und somit ebenfalls zu Zerstörungen führen. Die Zerstörschwelle F_z fällt in diesem Bereich mit zunehmender Impulsdauer τ_p langsamer ab. In optischen Gläsern wirken sich zudem Materialdefekte, bspw. Einschlüsse, Blasen und Kristallite, aufgrund einer erhöhten Absorption vermindern auf die optische Zerstörschwelle aus. In Kristallsystemen verursachen Fehlordnungen ebenfalls eine erhöhte Absorption und somit eine größere Zerstörwahrscheinlichkeit.

Um nicht-lineare Prozesse sowie die Zerstörung der Verstärkungsmedien durch intensive Laserimpulse zu umgehen, muss die Intensität während der Verstärkung signifikant gesenkt werden. Da allerdings für eine effiziente Laserverstärkung Energiedichten im Bereich der Sättigungsfluenz erforderlich sind, kann die Intensität durch eine Vergrößerung des Strahldurchmessers nur bedingt gesenkt werden. Erst das zeitliche Strecken ermöglicht eine signifikante Reduzierung der Intensität und somit den Zugang zu Energiedichten im Bereich der Sättigungsfluenz.

1.4.2 Zeitliches Strecken und Komprimieren

Die Möglichkeit der zeitlichen Streckung vor der eigentlichen Verstärkung der Laserimpulse und das anschließende Komprimieren wird als „*chirped pulse amplification*“ (CPA) bezeichnet und ist von Donna Strickland und Gerard Mourou erstmals demonstriert worden [5]. Für die Beschreibung der Impulsstreckung wird die frequenzabhängige Phase $\phi(\omega)$ in eine Taylor-Reihe um die Schwerpunktfrequenz $\omega_0 = 2\pi \nu_0$ entwickelt:

$$\begin{aligned} \phi(\omega) &= \sum_{n=0}^{\infty} \frac{\phi^{(n)}(\omega_0)}{n!} (\omega - \omega_0)^n \quad \text{mit} \quad \phi^{(n)}(\omega_0) = \left. \frac{\partial^n \phi(\omega)}{\partial \omega^n} \right|_{\omega_0} \\ &= \phi(\omega_0) + \phi'(\omega_0)(\omega - \omega_0) + \frac{1}{2} \phi''(\omega_0)(\omega - \omega_0)^2 + \mathcal{O}((\omega - \omega_0)^3). \end{aligned} \quad (1.53)$$

In Gleichung 1.53 beschreibt $\phi(\omega_0)$ die absolute Phase der Schwerpunktfrequenz und $\phi'(\omega_0)$ eine zeitliche Verzögerung des Laserimpulses, ohne dass sich das zeitliche Profil verändert.

Höhere Ordnungen führen zu einer zeitlichen Profilveränderung, wobei $\phi''(\omega_0)$, im englischen bezeichnet als „chirp“, maßgeblich die Verlängerung der Impulsdauer bewirkt. Für eine zeitliche Streckung eines Laserimpulses der Dauer $\tau_p = 100$ fs um den Faktor $> 10^4$, muss eine zeitliche Phase von $\phi''(\omega_0) \sim 10^8$ fs² erreicht werden [46]. Streckungsfaktoren in dieser Größenordnung werden momentan nur durch Gitteranordnungen erreicht. Die hierbei verwendeten Gitterkompressoren erzeugen aufgrund des frequenzabhängigen Beugungswinkels negative Werte der Dispersion ($\phi(\omega_0) < 0$). Für eine optimale Komprimierung vor allem höherer Phasenordnungen, muss der Impulsstreckter somit eine positive Dispersion erzeugen ($\phi(\omega_0) > 0$). Dies wird durch abbildende Systeme innerhalb der Streckeranordnung erreicht, wobei sich ein Gitter innerhalb der Brennweite eines abbildenden Systems befindet. Aufgrund der begrenzten Beugungseffizienz verfügen auf Gitter basierende Strecker- und Kompressoranordnungen allerdings nur über eine limitierte Transmissionseffizienz η [64].

Neben dem Streckungsfaktor und höheren Aberrationstermen der spektralen Phase ist die räumlich- und winkelaufgelöste Verteilung der einzelnen Spektralkomponenten von entscheidender Bedeutung. Winkeldispersion [65], die einem Laserimpuls bspw. aufgrund nicht paralleler Gitter aufgeprägt wird, verursacht eine signifikante Verringerung der maximalen Intensität des fokussierten Laserimpulses. Die Winkeldispersion C_a wird definiert als Änderung der Ausbreitungsrichtung α bezogen auf die Frequenz der einzelnen Spektralkomponenten (Gleichung 1.54 a). Neben nicht parallelen Gittern können auch gekeilte Transmissionsoptiken innerhalb des Lasersystems einen signifikanten Betrag an Winkeldispersion erzeugen. Aus diesem Grund ist die präzise Korrektur der Winkeldispersion für Hochintensitätslasersysteme von hoher Bedeutung [66]. Ein räumlicher Versatz dx der einzelnen Spektralkomponenten bezogen auf die Frequenz wird auch als räumliche Dispersion C_s bezeichnet [67] (siehe Gleichung 1.54 b):

$$C_s = \left. \frac{dx}{d\omega} \right|_{\omega_0} \quad (\text{a}) \quad \text{und} \quad C_a = \left. \frac{d\alpha}{d\omega} \right|_{\omega_0} \quad (\text{b}). \quad (1.54)$$

1.4.3 Zeitlicher Intensitätskontrast

Für die Anwendung ultrakurzer Laserimpulse hoher Energie in Experimenten der Laser-Plasma-Physik werden die Impulse mit einer Fokussierparabel auf eine kleine Fläche fokussiert. Die hierbei erzeugten Intensitäten von bis zu $I = 2 \times 10^{22}$ W/cm² [7] übersteigen die Ablations- und Ionisationsschwellen der verwendeten Targets um mehrere Größenordnungen. Die ansteigende Flanke des Laserimpulses führt hierdurch bereits vor dem Eintreffen des Hauptpulses zu einer Ionisation des Targets, welches für die zu untersuchende Wechselwirkung in den Fokus des Laserimpulses platziert wird. Der Hauptpuls wechselwirkt anschließend mit dem erzeugten Plasma und bildet die Grundlage für den Forschungsbereich der Laser-Plasma-Physik. Aufgrund der hohen fokussierten Intensitäten können Laserimpulse mit einem Bruchteil der Spitzenintensität, welche das Target zeitlich vor dem Hauptimpuls erreichen, schon zu einer Targetmodifikation oder sogar zur Zerstörung des Targets führen [68–70]. Diese Art von Laserimpulsen werden im Weiteren als Vorpulse bezeichnet. Vorpulse entstehen als Replika des Hauptimpulses aufgrund von verbleibenden Oberflächenreflexionen von Transmissionsoptiken, Streuung in optischen Komponenten oder durch nicht-lineare Effekte [71]. Die zeitliche Dauer der Vorpulse kann hier als ver-

gleichbar mit der Impulsdauer des Hauptimpulses angenommen werden. Neben intensiven Vorpulsen können allerdings auch die zeitliche Ausdehnung der Anstiegsflanke des Hauptimpulses und die verstärkte spontane Emission des angeregten Lasermaterials, welche als ASE¹ abgekürzt wird, zu einer signifikanten Targetmodifikation während der Experimente führen.

Der zeitliche Intensitätskontrast TIC ist definiert als das Verhältnis zwischen der Intensität des Hauptimpulses I_0 und der Intensität $I(t)$ zu Zeiten vor ($t < 0$) oder nach ($t > 0$) dem Eintreffen des Hauptimpulses:

$$TIC(t) = \frac{I_0}{I(t)} \geq 1. \quad (1.55)$$

In der Literatur wird für die Charakterisierung der Laserimpulse üblicherweise die auf den Hauptimpuls normierte Vorpulsintensität $TIC^{-1} \leq 1$ angegeben. Aus diesem Grund wird auch in dieser Arbeit der invertierte zeitliche Intensitätskontrast TIC^{-1} in den folgenden mathematischen Ableitungen und Messungen verwendet. Bei dieser Terminologie entspricht ein „hoher Kontrast“ geringen Werten des invertierten Kontrastes.

1.5 Das POLARIS-Lasersystem

Das POLARIS Lasersystem (**P**etawatt **O**ptical **L**aser **A**mplifier for **R**adiation **I**ntensive **E**xperiments) wird seit 1999 am Institut für Optik und Quantenelektronik der Friedrich-Schiller-Universität und seit 2009 gemeinsam mit dem Helmholtz-Institut in Jena entwickelt. Es ist das weltweit erste vollständig diodengepumpte Hochleistungslasersystem auf Basis von Yb:FP15 sowie Yb:CaF₂ und stellt die Grundlage dieser wissenschaftlichen Untersuchung dar. Abb. 1.5 zeigt einen schematischen Überblick über den Stand des POLARIS-Lasersystems zu Beginn dieser Arbeit.

In einem Ti:Saphir-Oszillator werden Impulse mit einer Dauer von 85 fs erzeugt und durch 5 Verstärkerstufen (A1-A4, inkl. A2,5) bis auf 6,5 J verstärkt. Hierbei entsprechen A1 und A2 regenerativen Verstärkeranordnungen und A2,5-A4 Multipassagenverstärkeranordnungen. Um während der Verstärkung nicht-lineare Effekte oder gar die Zerstörung des Lasermaterials zu vermeiden (siehe Kapitel 1.4.1), werden die Impulse durch eine Streckeranord-

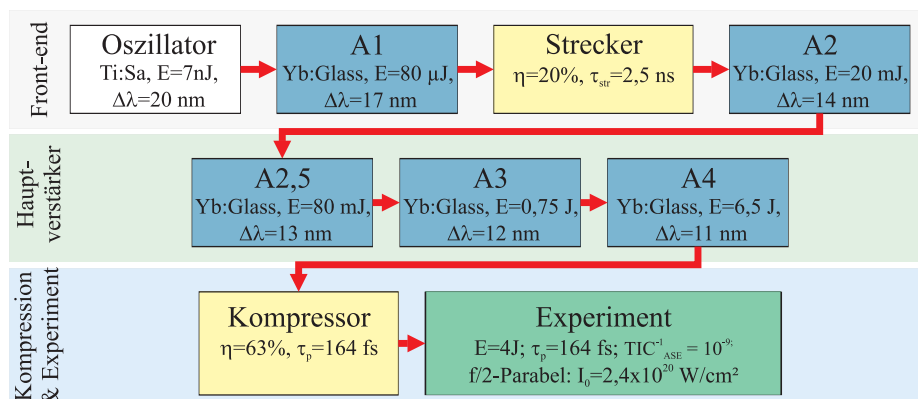


Abbildung 1.5: Schematischer Überblick über das POLARIS-Lasersystems zu Beginn dieser Arbeit.

¹engl. „*amplified spontaneous emission*“

nung nach der ersten Verstärkerstufe auf 2,5 ns gestreckt. Nach der endgültigen Verstärkung konnten die Laserimpulse auf eine Dauer von 164 fs komprimiert und mit einer $f/2$ -Parabel fokussiert werden. Mit dem POLARIS-System konnten somit Laserimpulse mit einer Spitzenintensität von $2,4 \times 10^{20} \text{ W/cm}^2$ für Experimente zur Verfügung gestellt werden [17]. Der Intensitätskontrast wurde mittels eines kommerziell erhältlichen dritter-Ordnung-Kreuzkorrelators (*Sequoia*¹) vermessen und betrug bzgl. der ASE $TIC_{\text{ASE}}^{-1} = 10^{-9}$. Der Vorpulskontrast betrug durch das Auftreten intensiver Vorpulse $TIC_{\text{VP}}^{-1} = 10^{-3}$.

Für die im Rahmen dieser Arbeit durchgeführte Optimierung der Laserimpulse wurde auch die Architektur des POLARIS-Systems optimiert. Zum einen wurde das Frontend, welches den Oszillator und alle nachfolgenden Verstärker einschließlich des A2 umfasst, durch ein zusätzliches CPA-System und einer anschließenden Kontrastverbesserungsmethode basierend auf kreuzpolarisierter Wellenerzeugung (XPW) erweitert (siehe Kapitel 4). Zum anderen wurden die Hauptverstärker A2,5 und A3 durch eine neu entwickelten Verstärkeranordnung $A3_{\text{neu}}$ ersetzt und eine weitere Verstärkeranordnung A5 in Betrieb genommen (3). Ein Überblick über den aktuellen Stand des POLARIS-Lasersystems ist in Kapitel 5 dargestellt. Da die vorliegende Arbeit nicht chronologisch entsprechend der durchgeführten Änderungen des POLARIS-Systems sondern thematisch entsprechend der Optimierung der Laserparameter organisiert ist, kommt es in den folgenden Kapiteln zur Beschreibung unterschiedlicher Konfigurationen. Aus Gründen der Übersichtlichkeit wird an entscheidenden Stellen auf die jeweilige POLARIS-Konfiguration separat hingewiesen.

¹Amplitude Technologies, 2-4 rue de Bois Chaland, CE 2926 91029, EVRY Cedex, Frankreich.

2 Spektrale Optimierung der Laserimpulse

Aus der spektralen Abhängigkeit der Emissions- und Absorptionswirkungsquerschnitte, $\sigma_{\text{em}}(\lambda)$ und $\sigma_{\text{abs}}(\lambda)$, folgt über Gleichung 1.16 eine Abhängigkeit des Verstärkungsfaktors von der Wellenlänge $g_0 = g_0(\lambda)$. Aufgrund der für Yb^{3+} -dotierte Materialien typischen Reabsorption ergibt sich eine zusätzliche spektrale Abhängigkeit von der Inversion β , wodurch $g_0 = g_0(\lambda, \beta)$. Um dies zu verdeutlichen, kann die Kleinsignalverstärkung g_0 als Produkt eines durch Reabsorption bedingten, inversionsunabhängigen Verlustterms $L(\lambda)$ und einer theoretischen, verlustfreien Verstärkung $\tilde{g}_0(\lambda, \beta)$ beschrieben werden:

$$\begin{aligned} g_0(\lambda, \beta) &= \{1 - L(\lambda)\} \cdot \tilde{g}_0(\lambda, \beta) \\ &= \exp\{-d N_{\text{dot}} \sigma_{\text{abs}}(\lambda)\} \cdot \exp\{d N_{\text{dot}} \beta [\sigma_{\text{em}}(\lambda) + \sigma_{\text{abs}}(\lambda)]\}, \end{aligned} \quad (2.1)$$

wobei der Verlustterm $L(\lambda) = 1 - \exp\{-d N_{\text{dot}} \sigma_{\text{abs}}(\lambda)\}$ Reabsorption nach dem Lambert-Beer-Gesetz beschreibt. Die spektrale Abhängigkeit der Reabsorption ist somit über $\sigma_{\text{abs}}(\lambda)$ bestimmt, welche für den spektralen Bereich der Impulsverstärkung in Abbildung 1.3 dargestellt ist. Die spektrale Charakteristik von $\tilde{g}_0(\lambda, \beta)$ ändert sich mit zunehmender Inversion β nicht, allerdings ändert sich das Verhältnis der theoretischen, verlustfreien Verstärkung und des inversionsunabhängigen Verlustterms $\tilde{g}_0(\lambda, \beta) / \{1 - L(\lambda)\}$ und somit auch die spektrale Charakteristik des Kleinsignalverstärkungsfaktors $g_0(\lambda)$. Somit wird aufgrund der spektralen Abhängigkeit der Wirkungsquerschnitte und der Abhängigkeit der Kleinsignalverstärkung von der erzeugten Inversion das Spektrum eines eingehenden Laserimpulses bei jedem Materialdurchgang beeinflusst. Bei einer hohen erforderlichen Gesamtverstärkung wird hierdurch das Spektrum signifikant eingeschnürt. Dieser Effekt wird häufig auch als „*gain narrowing*“ bezeichnet.

Ein Einschnüren der Bandbreite führt zu einer Verlängerung der, durch den Gitterkompressor komprimierten, Femtosekunden (fs)-Laserimpulse. Aufgrund des zeitlichen Streckens der Laserimpulse während der Verstärkung führt ein Einschnüren der Bandbreite zum anderen aber auch zu einer Verkürzung der gestreckten Nanosekunden (ns)-Laserimpulse. Durch die Impulsdauerabhängigkeit der optischen Zerstörschwelle (siehe Kapitel 1.4.1) verringert sich hierdurch die maximale Fluenz, welche bei der Verstärkung zerstörungsfrei erreicht werden kann. Somit führt ein Einschnüren der Bandbreite zu einer längeren fs-Impulsdauer und einer geringeren maximal möglichen Energie der Laserimpulse. Beides reduziert die Intensität, welche für Hochintensitätsexperimente zu Verfügung gestellt werden kann. Aus diesem Grund muss bei der Verstärkung kurzer Impulse zu hoher Energie ein Einschnüren der Bandbreite möglichst verhindert und durch geeignete Maßnahmen kompensiert werden.

Im Folgenden wird die spektrale Verstärkung der im Rahmen dieser Arbeit betrachteten Materialien Yb:FP15 und Yb:CaF₂ analysiert und die Anwendbarkeit verschiedener Kompensationsmethoden diskutiert. Die Kompensation des *gain narrowing* in den regenerativen Verstärkern A1 und A2 sowie in den Hauptverstärkern A3 bis A5 des POLARIS-Lasersystems wird anschließend anhand speziell entwickelter spektraler Spiegel und neuartiger einstellbarer spektraler Filter beschrieben. Die Ergebnisse dieses Kapitels wurden in [72], in [73] sowie in [74] veröffentlicht.

2.1 Spektrale Verstärkung von Yb:FP15 und Yb:CaF₂

Für die Charakterisierung der spektralen Verstärkung von Yb:FP15 und Yb:CaF₂ wurde das Spektrum eines Laserimpulses nach der Verstärkung im regenerativen POLARIS-Verstärker A2 mit dem jeweiligen Lasermaterial in Abhängigkeit von der Anzahl der Materialdurchgänge gemessen. Eine schematische Darstellung der regenerativen POLARIS-Verstärker A1 und A2 findet sich in Abbildung 2.1¹. Für die Charakterisierung wurde über die Schaltzeit der resonatorinternen Pockelszelle die Umläufe des Laserimpulses, und somit die Anzahl der Materialdurchgänge, zwischen 5 und 25 Umläufen variiert. Innerhalb des Verstärkers befindet sich das Lasermaterial direkt vor einem 0°-Endspiegel, weshalb pro Umlauf zwei Materialdurchgänge realisiert werden. Aus der Änderung der Form des Spektrums pro Umlauf und der Impulsenergie, welche für jeden Umlauf separat gemessen wurde, lässt sich die spektral abhängige Kleinsignalverstärkung $g_0(\lambda, \beta)$ bestimmen. Die hierdurch gemessene Kleinsignalverstärkung ist in Abbildung 2.2 für beide Materialien dargestellt. Um weiterhin den Einfluss der Reabsorption bei verschiedenen Werten der Inversion β bestimmen zu können, wurde die Pumpintensität während der Messung variiert. Yb:FP15 zeichnet sich bei einer Inversionen von $\beta = 0,1$ durch ein homogenes spektrales Verstärkungsprofil aus. Im Bereich von 1025 nm... 1045 nm tritt hier nur ein Abfall der maximalen Verstärkung um ca. 1,5 % auf. Mit zunehmender Inversion β entsteht ein immer deutlicheres Maximum der Ver-

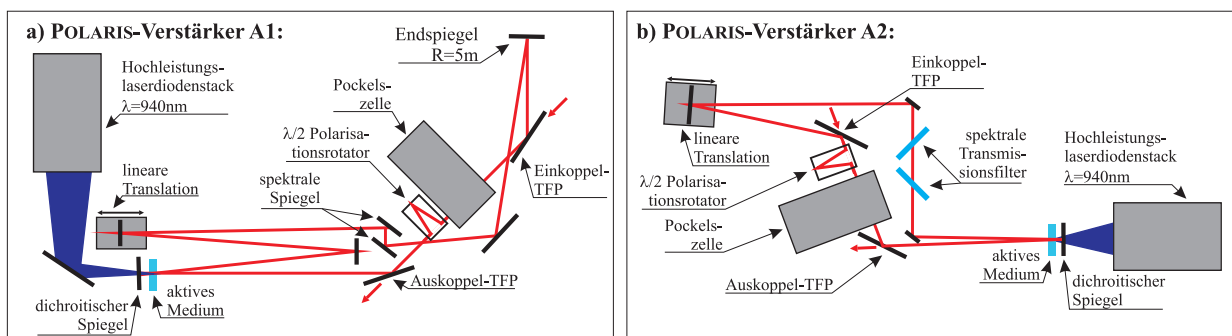


Abbildung 2.1: Schematische Darstellung der regenerativen POLARIS-Verstärker A1 (a) und A2 (b) einschließlich der Dünnschichtpolarisatoren (TFP) zur Ein- und Auskoppelung des Laserimpulses. Die Implementierung und Notwendigkeit der linearen Translation zur Anpassung der Resonatorlänge und des $\lambda/2$ -Polarisationsrotators werden in Kapitel 4.1 und 4.2 beschrieben. Die Verwendung der spektralen Spiegel sowie der spektralen Transmissionsfilter wird in diesem Kapitel vorgestellt.

¹Man beachte, dass die spektralen Spiegel im A1 sowie die spektralen Transmissionsfilter im A2 erst im Anschluss an die Charakterisierung eingefügt wurden.

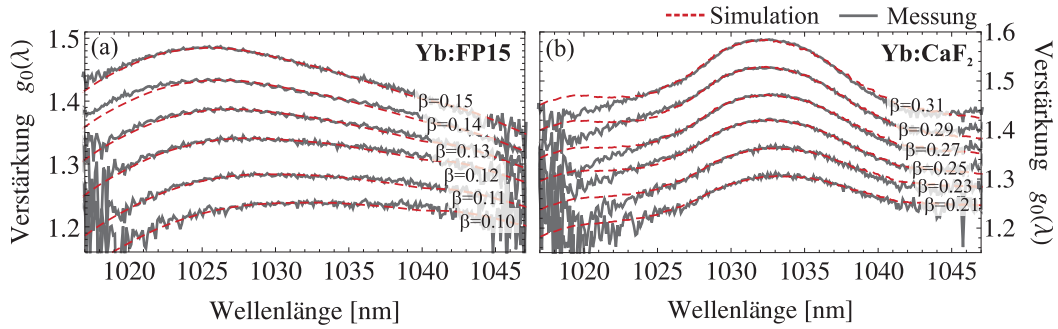


Abbildung 2.2: Spektrales Profil der Kleinsignalverstärkung $g_0(\lambda, \beta)$ für Yb:FP15 (a) und Yb:CaF₂ (b) für verschiedene Werte der Inversion β . Die Simulation der spektralen Verstärkung (rote, gestrichelte Linie) basiert auf den Emissions- und Absorptionswirkungsquerschnitten (siehe Kapitel 1.1.1) unter Verwendung von Gleichung 1.16.

stärkung, welches sich zu kürzeren Wellenlängen verschiebt. Hierdurch kommt es sowohl zu einer Einschnürung der Bandbreite als auch zu einer Verschiebung der Zentralwellenlänge des Laserimpulses mit jedem Materialdurchgang. Yb:CaF₂ zeigt im Vergleich zu Yb:FP15 ein deutlich ausgeprägteres Verstärkungsmaximum, wodurch das Spektrum des Laserimpulses stärker eingeschnürt wird.

In Abb. 2.2 ist die simulierte spektrale Verstärkung, welche aus den Emissions- und Absorptionswirkungsquerschnitten (siehe Kapitel 1.1.1) bestimmt wurde, rot dargestellt. Zur Berechnung wurde die Kleinsignalverstärkung nach Gleichung 1.16 verwendet, wobei die über die Dicke $2d$ gemittelten Anregungsdichten β aus den Messwerten bestimmt wurde. Die um den Faktor 2 erhöhte Materialdicke ist durch den zweifachen Materialdurchgang pro Umlauf begründet. Die Fluenz der verstärkten Laserimpulse F_{out} war während der Messung sehr klein gegenüber der Sättigungsfluenz F_{sat} , weshalb die Betrachtung der Kleinsignalverstärkung hier gerechtfertigt ist. Interne Verluste der Verstärkeranordnung wurden zu $< 5\%$ pro Umlauf bestimmt und in der Berechnung berücksichtigt. Die Materialdicken betragen $d_{\text{Yb:FP15}} = 6.5 \text{ mm}$ und $d_{\text{Yb:CaF}_2} = 11 \text{ mm}$ und die Dotierung entspricht $N_{\text{dot, Yb:FP15}} = 6 \times 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ und $N_{\text{dot, Yb:CaF}_2} = 3,3 \times 10^{20} \text{ cm}^{-3}$. Die sehr gute Übereinstimmung des spektralen Profils zwischen der Simulation und der Messung zeigt, dass keine zusätzlichen Einflüsse, wie bspw. die spektrale Abhängigkeit der Reflektivität oder Transmission weiterer optischer Komponenten, berücksichtigt werden müssen. Die zunehmende Abweichung der gemessenen Verstärkung für Yb:CaF₂ zu kleinen Wellenlängen ist durch die Einschnürung der Bandbreite und dem limitierten Dynamikumfang des Spektrometers begründet. Dieser Bereich des Spektrums wird weniger verstärkt und befinden sich für die letzten Materialdurchgänge unterhalb der Detektionsgrenze des Spektrometers.

2.2 Kontrolle der spektralen Verstärkung

Um ein Einschnüren der Bandbreite zu vermeiden, muss die inhomogene spektrale Form der Verstärkung ausgeglichen werden. Durch das gezielte Hinzufügen spektraler Verluste ist eine Kontrolle und somit auch eine Kompensation fast jeglicher spektraler Verstärkungsformen möglich. Da das Einschnüren der Bandbreite einer Verstärkeranordnung allerdings sehr stark vom Lasermaterial, der Pumpintensität und vor allem von der Anzahl der Mate-

rialdurchgänge abhängt, ist eine individuelle Betrachtung der konkreten Verstärkeranordnung notwendig. Aufgrund der hohen Anzahl an Materialdurchgängen und der daraus resultierenden hohen Gesamtverstärkung liegt der Hauptschwerpunkt der spektralen Kompensation auf den regenerativen Verstärkeranordnungen. Diese Art der Verstärker werden in Kurzpulslasersystemen hoher Energie häufig für die Verstärkung von nJ-Laserimpulsen bis in den mJ-Bereich verwendet.

Eine Möglichkeit der spektralen Kontrolle ist eine Vorkompensation der Bandbreiteneinschnürung. Hier werden den Laserimpulsen bereits vor dem ersten Verstärkerdurchgang spektrale Verluste hinzugefügt, welche invers zum spektralen Verstärkungsprofil sind. Aufgrund der hohen Gesamtverstärkung der regenerativen Verstärker sind die notwendigen Verluste allerdings sehr hoch. Für die Kompensation eines regenerativen Verstärkers auf Basis von Yb:CaF₂ mit einer Gesamtverstärkung von $G = 10^5$ müssen beispielsweise Verluste in Höhe von 90% für die Wellenlänge des Verstärkungsmaximum $\lambda_{\max} = 1032$ nm hinzugefügt werden. Eine Reduzierung der Eingangsenergie führt allerdings in gleichem Maße zu einer Verschlechterung des zeitlichen Intensitätskontrastes bzgl. der verstärkten spontanen Emission (ASE) des Verstärkers. Da in der Laser-Plasma-Physik der zeitliche Intensitätskontrast jedoch einen signifikanten Einfluss auf die experimentellen Beobachtungen hat, ist ein übermäßiges Ansteigen der ASE unbedingt zu vermeiden. Eine ausführliche Untersuchung der Erzeugung verstärkter spontaner Emission verschiedener Verstärkeranordnungen befindet sich in Kapitel 4.3.

Eine weitere Möglichkeit bietet die Kompensation des spektralen Verstärkungsprofils innerhalb der Verstärkeranordnung nach jedem Materialdurchgang. Die hinzugefügten spektralen Verluste beeinflussen hier den Laserimpuls und die verstärkte spontane Emission gleichermaßen, wodurch ein übermäßiges Ansteigen des relativen ASE-Kontrasts vermieden wird. Im Gegensatz zur Vorkompensation müssen die Verluste allerdings sehr präzise auf das spektrale Verstärkungsprofil angepasst werden. Dies kann mit dünnen Fabry-Pérot-Étalons [75] oder auch doppelbrechenden Filtern in Kombination mit einem Polarisator [76] erfolgen. Aufgrund von Doppelreflexionen innerhalb der hierbei verwendeten planparallelen Platten werden allerdings Nachpulse erzeugt, welche während der weiteren Verstärkung Vorpulse generieren [71]. Diese limitieren erneut den zeitlichen Intensitätskontrast und müssen somit vermieden werden. Eine ausführliche Beschreibung der Erzeugung von Vorpulsen aufgrund von Nachpulsen ist in Kapitel 4.2 zu finden. Eine weitere Möglichkeit der spektralen Verstärkungskompensation stellen akustooptische programmierbare Verstärkungsfilter¹ dar [77]. Hierbei wird in einem Tellurdioxid (TeO₂)-Kristall eine modulierte akustische Welle erzeugt, welche spektral abhängige Beugungsverluste erzeugt. Aufgrund der geringen Zerstörschwelle und der limitierten verfügbaren Größe der TeO₂-Kristalle ist diese Methode allerdings nicht für große Strahldurchmesser geeignet. Zusätzlich erzeugen die Kristalle signifikante Dispersion höherer Ordnung, welche das zeitliche Profil und die Dauer der komprimierten Laserimpulse stark beeinflusst. Für die im Rahmen dieser Arbeit durchgeführte spektrale Optimierung der Laserimpulse wurde aus diesen Gründen ein kontrastoptimierter Ansatz auf der Basis dielektrischer Schichtsysteme verfolgt. Für die spektrale Verstärkungskompensation können spezielle dielektrische Schichtsysteme verwendet werden, welche in ihrer Reflexion [78] oder Transmission [79] auf das Lasermaterial ange-

¹engl. „*acousto-optic programmable gain control filter*“, AOPGCF

passt sind.

2.2.1 Resonatorinterne Kompensation durch spektrale Spiegel

Für die Kompensation der spektralen Verstärkung des ersten regenerativen Verstärkers (A1) des POLARIS-Systems (siehe Abbildung 2.1 a) wurden Kompensationsspiegel entwickelt, die aufgrund ihrer spektral abhängigen Reflektivität der Bandbreiteneinschnürung entgegenwirken. Der Verstärker A1 wird auf Basis von Yb:FP15 mit einer Dicke von 6.5 mm und einer mittleren Anregungsdichte von $\beta = 0,17$ betrieben. Pro Umlauf werden hier ebenfalls zwei Materialdurchgänge realisiert. Die hieraus resultierende unkompensierte spektrale Verstärkung ist in Abbildung 2.3 a blau dargestellt. Der Eingangslaserimpuls mit einer spektralen Halbwertsbreite von 20 nm wird innerhalb von 24 Umläufen von 2 nJ auf 38 μ J verstärkt. Hierdurch ergibt sich ein eingeschnürtes verstärktes Ausgangsspektrum mit einer Halbwertsbreite von 12 nm und einer Zentralwellenlänge von 1024 nm, welches in Abbildung 2.4 dargestellt ist.

Für die spektral abhängige Reflektivität der Kompensationsspiegel wurde eine Zielfunktion ermittelt, welche sowohl das Einschnüren der Bandbreite als auch die Verschiebung der Zentralwellenlänge kompensiert. Um eine flexiblere Anwendung der Kompensation auch in zukünftigen regenerativen Verstärkeranordnungen mit veränderter Inversion zu ermöglichen, wurde die Zielfunktion auf die spektrale Reflektivität von zwei aufeinanderfolgenden 45°-Spiegeln aufgeteilt. Abbildung 2.3 b zeigt die Zielfunktion (grün) für eine und zwei Reflexionen. Die Kompensationsspiegel wurden durch die Optimierung verschiedener dielektrischer Schichten auf dem Spiegelsubstrat erzeugt. Durch dielektrische Beschichtungen können genau definierte optische Interferenzen zwischen den an den verschiedenen Schichten reflektierten beziehungsweise transmittierten Teilstrahlen des einfallenden Laserimpulses hervorgerufen werden. Hierdurch können fast beliebige spektrale Transmissions- und Reflexionsverläufe realisiert werden. Die Optimierung des Schichtdesigns und die Herstellung der Kompensationsspiegel wurde durch die Firma Layertec GmbH (Mellingen) realisiert. Die schwarze Kurve in Abbildung 2.3 b zeigt hier eine Messung des Verlaufs der spektralen Reflektivität der Kompensationsspiegel unter einem Einfallswinkel von $\alpha_{in} = 46^\circ$. Die Vergleichsmessung wurde mit einem *Shimadzu Solid Spec-3700*-Spektrometer durchge-

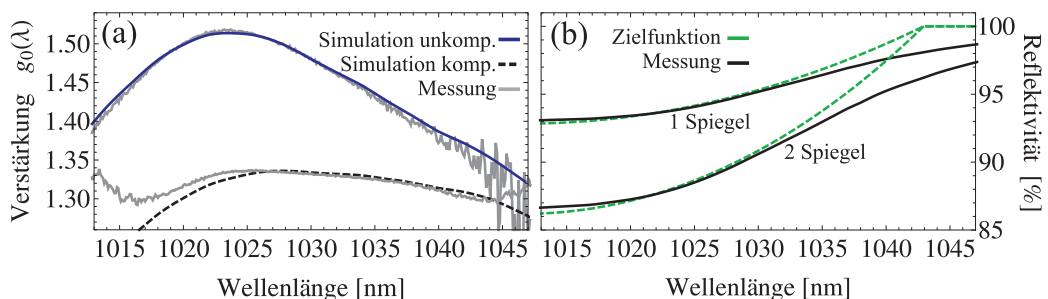


Abbildung 2.3: (a) Simulation und Messung des spektralen Verstärkungsprofils des ersten regenerativen Verstärkers (A1) des POLARIS-Lasersystems mit (schwarz) und ohne (blau) spektraler Kompensation; (b) spektrale Zielfunktion (grün) und Messung der Reflektivität (schwarz) für einen und zwei Kompensationsspiegel. Die Simulation der kompensierten Verstärkung (a, schwarz) wurde mit der gemessenen Reflektivität (b, schwarz) der Kompensationsspiegel durchgeführt.

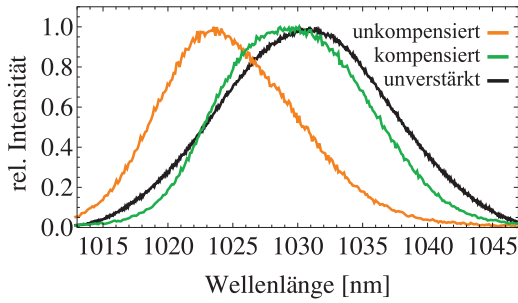


Abbildung 2.4: Relatives Intensitätsspektrum des unverstärkten Eingangsimpulses (schwarz), des unkompenzierten, verstärkten Ausgangsimpulses (orange) und des kompensierten, verstärkten Ausgangsimpulses (grün) des ersten regenerativen Verstärkers (A1) des POLARIS-Lasersystems.

führt. Die erzeugte spektrale Reflektivität zeigt bei kleineren Wellenlängen eine gute Übereinstimmung, weicht jedoch zu größeren Wellenlängen hin von der Zielfunktion ab. Aufgrund der Abhängigkeit des spektralen Reflexionsverlaufes dielektrischer Schichtsysteme vom Einfallswinkel ist eine sehr präzise Justage des Winkels notwendig. Zusätzlich kann der für die Kompensation optimale Einfallswinkel durch Beschichtungstoleranzen vom Zielwert abweichen. Die Referenzmessung in Abbildung 2.3 b zeigt beispielsweise die Übereinstimmung zwischen der Zielfunktion und der gemessenen spektralen Reflektivität unter einem Einfallswinkel, welcher um 1° vom Zielwert des Einfallswinkels abweicht. Aus diesem Grund wurde die Justage unter Berücksichtigung des transmittierten Spektrums durchgeführt. Bei vernachlässigbarer Absorption des Spiegelsubstrates lässt sich der transmittierte Anteil $T(\lambda)$ über $T(\lambda) = 1 - R(\lambda)$ aus dem reflektierten Anteil $R(\lambda)$ des Laserimpulses berechnen. Hierdurch ist eine Justage des Einfallswinkels möglich, ohne zusätzliche Optiken zur Messung des Spektrums innerhalb des Resonators zu verwenden.

Mittels der spektralen Anpassung des A1 durch 2 spektrale Kompensationsspiegel (siehe Abb. 2.1 a) konnte die verstärkte Bandbreite von 12 nm auf 18.5 nm erhöht werden, während die verringerte Verstärkung durch eine Erhöhung der Umläufe von 24 auf 35 ausgeglichen werden konnte. Die spektrale Verschiebung der Zentralwellenlänge wurde ebenfalls deutlich verringert. Abbildung 2.4 zeigt das kompensierte, verstärkte Spektrum des A1 bei einer Zentralwellenlänge von 1029 nm. Zur Vermeidung von Vor- und Nachpulsen aufgrund von Reflexionen an der Spiegelrückseite, wurde diese durch eine Antireflex (AR) Schicht entspiegelt. Zusätzlich wurde das Spiegelsubstrat mit einem Keilwinkel von $0,5^\circ$ versehen.

2.2.2 Resonatorinterne Kompensation durch einstellbare spektrale Filter

Mit der Entwicklung der spektralen Kompensationsspiegel konnte das Einschnüren der Bandbreite reduziert, allerdings nicht vollständig kompensiert werden. Zum einen führen Herstellungstoleranzen bei der Beschichtung der Kompensationsspiegel zu Abweichungen der Reflektivität von der Zielfunktion und zum anderen führt eine ungenaue Justage des Einfallswinkels zu Abweichungen der spektralen Kompensation. Eine verbesserte Justage anhand des verstärkten Ausgangsspektrums des Verstärkers würde bei jeder Iteration eine vollständige Neujustage des regenerativen Verstärkers zur Folge haben. Weiterhin können Änderungen der Pumpintensität, bspw. durch Alterungsprozesse der Hochleistungslaserdioden, ebenfalls zu einer Änderung der spektralen Verstärkung führen. Hierbei wäre eine erneute Anpassung der Zielfunktion und somit die aufwändige Herstellung neuer Kompensationsspiegel notwendig. Aus diesen Gründen ist eine variable und präzise justierbare Methode

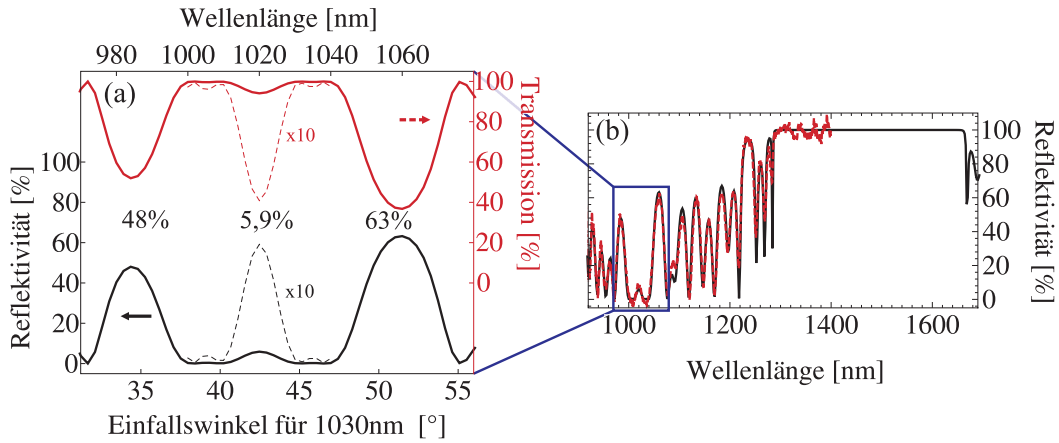


Abbildung 2.5: (a) simulierte (schwarz) und gemessene (rot, gestrichelt) Reflektivität eines TSF_{Yb:CaF₂} unter einem Einfallswinkel von $\alpha_{in} = 45^\circ$; (b) Reflektivität (schwarz) und Transmission (rot, gestrichelt) des TSF_{Yb:CaF₂} im Wellenlängenbereich der Verstärkung (die mittlere Kurve ist um den Faktor 10 überhöht dargestellt). Die obere Abszissenachse stellt die Wellenlänge für $R(\lambda)|_{\alpha_{in}=45^\circ}$ dar. Die untere Achse indiziert den notwendigen Einfallswinkel, um den Wert der Reflektivität um die Zentralwellenlänge von 1030 nm zu zentrieren $R(\alpha_{in})|_{\lambda=1030\text{ nm}}$.

zur Kompensation der spektralen Verstärkung in regenerativen Verstärkeranordnungen erforderlich.

Zu diesem Zweck wurden spezielle, einstellbare, spektrale Filter (TSF¹) entwickelt [72]. TSFs sind teilreflektierende, dielektrische Filter, welche in Transmission verwendet werden. Der Laserimpuls propagiert durch diese Filter und aufgrund des reflektierten Anteils erleidet der transmittierte Impuls spektrale Verluste. Zur Erzeugung der notwendigen spektralen Form dieser Verluste wurden Seitenbandoszillationen eines dielektrischen Spiegels, welcher eigentlich für die Reflexion deutlich größerer Wellenlänge konzipiert ist, optimiert. Abbildung 2.5 b zeigt beispielhaft die spektrale Reflektivität eines TSF², welcher für die Kompensation von Yb:CaF₂ entwickelt wurde. Hier können drei verschiedene Seitenbandoszillationen für die Kompensation verwendet werden. Die Auswahl und Justage der gewünschten Seitenbande erfolgt über die Justage des Einfallswinkels α_{in} . Werden verschiedene TSFs hintereinander positioniert und somit nacheinander vom Laserimpuls durchlaufen, kann die spektrale Form und die Modulationstiefe der Verluste eingestellt werden. Hierdurch kann durch ein TSF, oder auch eine Kombination von mehreren TSFs, die spektrale Verstärkung sehr präzise auf die gewünschte Form angepasst werden. TSFs können zudem für verschiedene Verstärkermaterialien optimiert werden.

Im Rahmen dieser Arbeit wurden zwei verschiedene Filter realisiert, welche speziell auf die spektrale Verstärkung von Yb:FP15 und Yb:CaF₂ angepasst wurden. Für die Kompensation der spektralen Verstärkung des zweiten regenerativen Verstärkers (A2) des POLARIS-Systems wurde eine Seitenbandoszillation eines TSF speziell für die resonatorinterne Kompensation von Yb:FP15 bei einem Einfallswinkel um $\alpha_{in} \sim 45^\circ$ optimiert (siehe Abbildung 2.6). Die Gauß-förmige Verlustkurve eines einzelnen TSF_{Yb:FP15} ist hierbei durch eine Halbwertsbreite

¹Abkürzung TSF entstammt aus dem engl. „tunable spectral filter“

²Alle folgenden spektralen Reflektivitäten wurden mit einem Shimadzu Solid Spec-3700-Spektrometer vermessen. Aufgrund der sehr guten Übereinstimmung und aus Gründen der Übersichtlichkeit, wurde im weiteren Verlauf allerdings auf die Darstellung weiterer Messungen verzichtet.

von $\Delta\lambda = 26.5$ nm und eine maximale Reflektivität von $R_{\max,40^\circ} = 4,7\%$ bei einem Einfallswinkel von $\alpha_{\text{in}} = 40^\circ$ und einer Zentralwellenlänge von $\lambda = 1039$ nm charakterisiert. Die spektrale Verschiebung bei der Änderung des Einfallswinkels entspricht $3,9$ nm/ $^\circ$ und die maximale Reflektivität erhöht sich leicht zu $R_{\max} = 5,5\%$ bei der Vergrößerung des Einfallswinkels zu $\alpha_{\text{in}} = 45^\circ$. Für eine präzise Kompensation der spektralen Verstärkung wurden zwei TSF_{Yb:FP15} direkt hintereinander positioniert. Eine Skizze der Anordnung ist innerhalb der Grafiken in Abb. 2.6 dargestellt. Durch eine präzise Einstellung des Einfallswinkels beider TSF_{Yb:FP15} lassen sich hierdurch die Verlustkurven beider TSFs zueinander und im Bezug auf die Zentralwellenlänge der spektralen Verstärkung präzise justieren. Die spektrale Gesamttransmission $T_{\text{total}}(\lambda)$ durch beide TSFs berechnet sich hierbei zu:

$$\begin{aligned}
 T_{\text{total}}(\lambda) &= 1 - R_{\text{total}}(\lambda) \\
 &= 1 - R_{\text{TSF1}}(\lambda) - \{1 - R_{\text{TSF1}}(\lambda)\} R_{\text{TSF2}}(\lambda),
 \end{aligned} \tag{2.2}$$

wobei $R_{\text{TSF1}}(\lambda)$ und $R_{\text{TSF2}}(\lambda)$ der spektralen Reflektivitätsfunktion des TSF 1 und 2 entsprechen. Abbildung 2.6 stellt die simulierte spektrale Reflektivität (schwarz) beider Filter für die Einfallswinkel $\alpha_{\text{in,TSF1}}/\alpha_{\text{in,TSF2}}$ von (a) $45^\circ/40^\circ$, (b) $42^\circ/40^\circ$, und (c) $40^\circ/40^\circ$ innerhalb des Wellenlängenbereichs der spektralen Verstärkung dar. Die schwarze gestrichelte Linie entspricht der Gesamtreflektivität $R_{\text{total}}(\lambda)$ und die rote gestrichelte Linie der Gesamttransmission $T_{\text{total}}(\lambda)$ eines Laserimpulses nach der Propagation durch beide TSFs. Die paarweise Anordnung ermöglicht die Kompensation der spektralen Verstärkung im Bereich von $5\% \dots 10\%$ über die gesamte spektrale Bandbreite von 1010 nm \dots 1050 nm, welche durch die spektrale Reflektivität der Spiegel innerhalb des Resonators bestimmt wird. Um ungewollte Vor- und Nachpulse zu vermeiden, sind beide TSFs mit einem Keil von $0,5^\circ$ versehen. In Transmission erzeugen verkippte und gekeilte Optiken allerdings eine nicht vernachlässigbare Winkeldispersion C_a sowie einen räumlichen Versatz der Spektralkomponenten C_s . Bei einer Substratdicke von 3 mm und einem Einfallswinkel von 50° wird bei einem Keilwinkel von $0,5^\circ$ eine Winkeldispersion von $0,2$ $\mu\text{rad}/\text{nm}$ erzeugt. Da hierdurch die fokussierte Intensität verringert wird, muss dieser Betrag kompensiert werden. Aus diesem Grund werden bei der paarweisen Verwendung zweier TSFs die Keilwinkel entgegengesetzt orientiert angeordnet. Hierdurch reduziert sich die verbleibende Winkeldispersion in Abhängigkeit der Differenz des Einfallswinkels $\Delta\alpha_{\text{in}}$ beider TSFs. Durch die entgegengesetzte Anordnung lässt

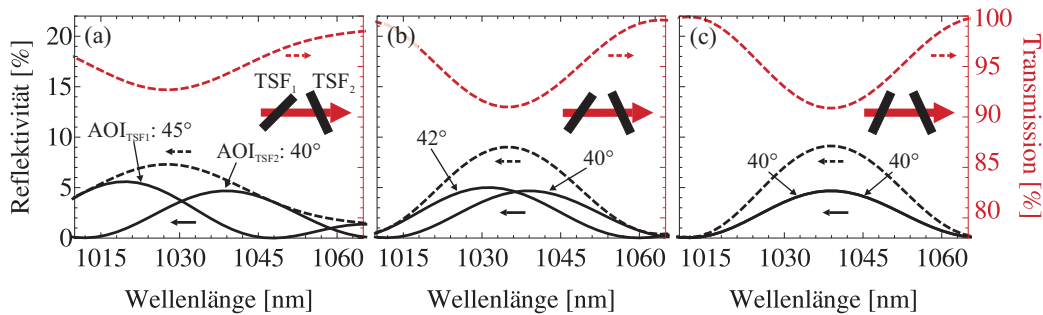


Abbildung 2.6: Simulierte spektrale Reflektivität $R(\lambda)$ (schwarz) der TSF_{Yb:FP15} 1 und 2 für drei verschiedene Einfallswinkel (a)-(c); Berechnete Reflektivität $R_{\text{total}}(\lambda)$ (schwarz, gestrichelt) und Transmission $T_{\text{total}}(\lambda)$ (rot, gestrichelt) einer paarweisen Verwendung zweier Filter.

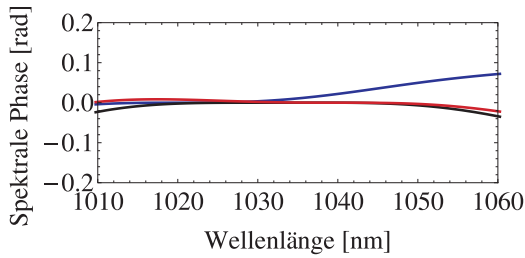


Abbildung 2.7: Simulierte, transmittierte spektrale Phase eines $\text{TSF}_{\text{Yb:FP15}}$ unter einem Einfallswinkel von 45° ; Die Phasenterme ϕ , ϕ' und ϕ'' wurden von der Simulation für die Zentralwellenlängen 1020 nm (blau), 1030 nm (schwarz) und 1040 nm (rot) subtrahiert.

sich die Winkeldispersion zu $C_a/\Delta\alpha_{\text{in}} = 3,4 \times 10^{-3} \mu\text{rad}/(\text{nm} \cdot ^\circ)$ und der räumliche Versatz der Spektralkomponenten zu $C_s/\Delta\alpha_{\text{in}} = 5,8 \times 10^{-4} \mu\text{m}/(\text{nm} \cdot ^\circ)$ minimieren. Eine Reduzierung der fokussierten Spitzenintensität im Experiment wird somit vermieden.

Die simulierte spektrale Phase der Transmission eines $\text{TSF}_{\text{Yb:FP15}}$ ist in Abbildung 2.7 dargestellt. Die Phasenterme ϕ , ϕ' und ϕ'' wurden hierbei von der Simulation für die Zentralwellenlängen 1020 nm (blau), 1030 nm (schwarz) und 1040 nm (rot) subtrahiert. Die subtrahierten Werte für die zweite Ordnung (ϕ'') betragen 11 fs^2 (blau), 66 fs^2 (schwarz) und 47 fs^2 (rot). Die geringen Werte der spektralen Phase ermöglichen eine optimale Komprimierung der gestreckten Laserimpulse, weshalb sich TSFs sehr gut für den Einsatz in Lasersystemen für die Erzeugung ultrakurzer Impulse eignen.

Die paarweise Anordnung der $\text{TSF}_{\text{Yb:FP15}}$ wurde erfolgreich in den zweiten regenerativen Verstärker (A2) des POLARIS-Lasersystems (siehe Abb. 2.1 b) implementiert. Die hierbei verringerte Verstärkung konnte durch eine Erhöhung der Anzahl der Umläufe von 24 auf 39 ausgeglichen werden. Das Spektrum des Eingangsimpulses besitzt eine Halbwertsbreite von 27 nm und ist in Abbildung 2.8 a schwarz dargestellt. Die im Vergleich zum A1 erhöhte Bandbreite sowie die Asymmetrie zu kürzeren Wellenlängen wird durch die asymmetrische spektrale Verbreiterung des XPW-Filters zwischen den Verstärkern A1 und A2 verursacht [73] (siehe Kapitel 1.5). Das unkompenzierte Ausgangsspektrum des A2 (Abb. 2.8 a, orange) besitzt eine Halbwertsbreite von 11,5 nm, was einer bandbreitenbegrenzten Impulsdauer von 135 fs entspricht. Die Kompensation der spektralen Verstärkung durch zwei $\text{TSF}_{\text{Yb:FP15}}$ konnte hier die Halbwertsbreite um den Faktor 2,5 auf 30 nm erhöhen (Abb. 2.8 a, grün). Die Asymmetrie des Eingangsspektrums konnte ebenfalls kompensiert werden. Hierfür wurde der Einfallswinkel beider TSFs leicht verstellt, sodass ein Abfall der Verstärkung zu kürzeren Wellenlängen realisiert werden konnte. Die vermessene spektrale Verstärkung des kompensierten

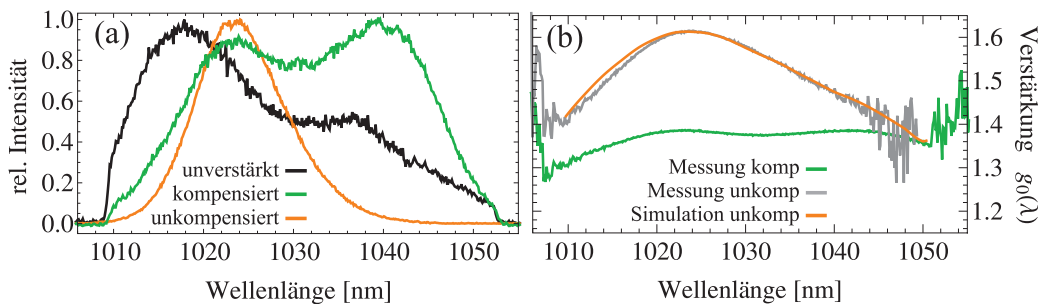


Abbildung 2.8: (a) relatives Intensitätsspektrum des unverstärkten Eingangsimpulses (schwarz), des unkompenzierten, verstärkten Ausgangsimpulses (orange) und des kompensierten, verstärkten Ausgangsimpulses (grün); (b) Simulation (orange) und Messung (grau) der unkompenzierten spektralen Verstärkung; Messung der kompensierten spektralen Verstärkung (grün) des zweiten regenerativen Verstärkers (A2) des POLARIS-Lasersystems.

A2 ist in Abbildung 2.8 b dargestellt. Das kompensierte Ausgangsspektrum mit einer Halbwertsbreite von 30 nm ermöglicht eine bandbreitenbegrenzte Impulsdauer von 71 fs. Spektrale Verluste bei der Strahlführung der A2-Ausgangsimpulse zum Gitterkompressor führten jedoch zu einer etwas verlängerten komprimierten Impulsdauer von 86 fs [73]. Im Vergleich zum unkompensierten A2 Spektrum entspricht dies einer Verkürzung der Impulsdauer und somit einer Erhöhung der fokussierten Intensität der A2-Impulse um 34%.

2.2.3 Kompensation der Hauptverstärker

Bei der weiteren Verstärkung der A2-Impulse durch die Hauptverstärker A3-A5 muss die Einschnürung der Bandbreite ebenfalls berücksichtigt werden. Im Gegensatz zu regenerativen Verstärkern besitzen die auf Yb:FP15 basierten Hauptverstärker A3 mit 20 und A4 mit 9 eine geringere Anzahl an Materialdurchgängen. Zudem ist die Anregungsdichte beider Verstärker geringer als in den regenerativen Verstärkern, was die Einschnürung der Bandbreite ebenfalls verringert. Die verstärkten A4 Ausgangsimpulse zeigen hierdurch eine spektrale Halbwertsbreite von 25 nm, welche komprimierte Impulsdauern < 100 fs ermöglicht. Der Verstärker A5 wird jedoch auf Basis von Yb:CaF₂ mit 17 Materialdurchgängen betrieben. Aufgrund des bei Yb:CaF₂ stärker ausgeprägten Verstärkungsmaximum wird die Bandbreite während der Verstärkung hier von 25 nm auf 14 nm eingeschnürt (vgl. Abb. 2.9). Eine für den ASE-Kontrast günstigere Kompensation nach jedem Materialdurchgang ist aufgrund der getrennten Strahlwege der einzelnen Materialdurchgänge und aufgrund der Strahlgröße von 42 mm nicht mehr möglich. Die spektrale Verstärkung muss in diesem Fall vorkompensiert werden. Im Gegensatz zur resonatorinternen Kompensation der regenerativen Verstärker werden hierfür größere Verluste anstelle einer hohen Genauigkeit des spektralen Kompensationsverlaufes benötigt. Aufgrund der Extraktionsfluenzen von > 6 J/cm² [74] im Hauptverstärker A5 ist für die Kompensation weiterhin eine hohe Zerstörschwelle notwendig, welche allerdings durch die TSFs zur Verfügung gestellt werden kann.

Für die Anwendung zur Vorkompensation wurden ebenfalls die Seitenbandoszillation eines TSF für den Yb:CaF₂-basierten Hauptverstärkers A5 optimiert. Abbildung 2.5 zeigt drei verschiedene Seitenbanden des TSF_{Yb:CaF₂}, welche hier für die Vorkompensation verwendet werden können. Verglichen mit dem TSF_{Yb:FP15}, wurde die spektrale Breite der Seitenbanden durch eine Verdoppelung der Dicke des dielektrischen Layersystems angepasst, wodurch sich die spektrale Verschiebung auf 4,4 nm/° erhöht. Die Vorkompensation des A5 ist durch zwei TSF_{Yb:CaF₂} unter einem Einfallswinkel $\alpha_{\text{TSF1}} = 42,5^\circ$ und $\alpha_{\text{TSF2}} = 34,5^\circ$ realisiert worden. Die hierbei erzeugten Gauß-förmigen Verluste mit einem Spitzenwert von 51% für das Verstärkungsmaximum von CaF₂ bei $\lambda = 1032$ nm wurden direkt vor den Hauptverstär-

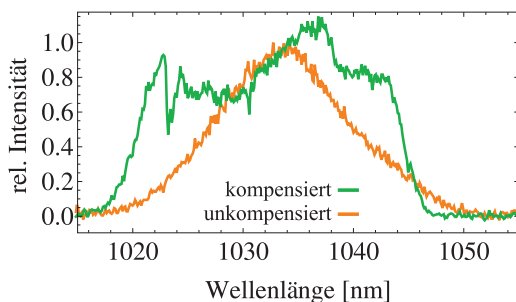


Abbildung 2.9: Messung des relativen Intensitätsspektrums des fünften POLARIS-Verstärkers (A5) mit (grün) und ohne (orange) Vorkompensation durch TSFs. Die schmalbandige Kerbe des kompensierten A5-Spektrums wurde durch eine defekte Streckeroptik verursacht.

kern A3-A5 eingefügt. Abbildung 2.9 zeigt das unkompenzierte (orange) und kompenzierte (grün) Ausgangsspektrum des A5, wobei durch die Kompensation eine spektrale Verbreiterung um 70% von 14 nm auf 23,9 nm erreicht wurde. Das Spektrum ermöglicht eine bandbreitenbegrenzte Komprimierung auf eine Impulsdauer von 79 fs. Aufgrund von spektralen Phasenaberrationen durch die Strecker- und Kompressorordnung sowie dispersiver optischer Komponenten innerhalb des Lasersystems weichen die gemessenen Impulsdauern allerdings von der bandbreitenbegrenzten Impulsdauer ab. Im experimentellen Betrieb konnten bisher komprimierte Impulsdauern von 98 fs demonstriert werden [74].

2.3 Schlussfolgerung & Ausblick

Die Kontrolle der spektralen Verstärkung durch die im Rahmen dieser Arbeit entwickelten Methoden ermöglichen eine Kompensation der Einschnürung der Bandbreite sowohl für die Verstärker auf Basis von Yb:FP15 als auch Yb:CaF₂. Die in diesem Zusammenhang entwickelten, spektral einstellbaren Filter bieten eine hohe Flexibilität aufgrund der Anwendbarkeit bei der Vorkompensation von Hauptverstärkern als auch der resonatorinternen Kompensation in regenerativen Verstärkern. Die hohe Präzision und Justierbarkeit ermöglichen ein einfaches, individuelles Anpassen der spektralen Verstärkung auf veränderte Verstärkungsbedingungen. Durch die TSFs wird die Erzeugung von Vor- und Nachpulsen vermieden. Weiterhin zeichnen sie sich durch eine geringe spektrale Phase sowie eine hohe Zerstörschwelle aus. Durch die präzise resonatorinterne Kompensation des A2 konnte eine verstärkte Bandbreite von 30 nm und somit Laserimpulse mit einer Dauer von 86 fs und einer Energie von 35 mJ realisiert werden. Im weltweiten Vergleich besitzen diese Laserimpulse die aktuell kürzesten Impulsdauern bei einer Laserenergie im mJ-Bereich, welche bisher durch ein diodengepumptes, Yb³⁺-basiertes Lasersystem erzeugt wurden [73]. Die aufgrund der spektralen Kompensation des Hauptverstärkers A5 erzielte Bandbreite von 23,9 nm und die hierdurch erzielte Impulsdauer von 98 fs, stellt ebenfalls die aktuell kürzeste Impulsdauer direkt diodengepumpter Verstärkersysteme auf der Basis von Yb³⁺-dotierten Materialien für Laserimpulse mit Energien > 10 J dar [74].

Das Prinzip der TSFs ist auf andere Lasermaterialien übertragbar und somit auch für den Einsatz in kontrastoptimierten, Hochleistungslasersystemen auf Basis von Ti:Saphir oder Nd:Glas geeignet. Durch den Einsatz von TSFs kann in diesen Systemen zusätzlich die Einschnürung der Bandbreite aufgrund von Verstärkungssättigung kompensiert werden. Durch das sättigungsbedingte Absinken der Verstärkung während des Materialdurchganges werden frühe Wellenlängen gestreckter Laserimpulse stärker verstärkt als spätere. Hier ist die Justage des Ausgangsspektrums im vollverstärkenden Betrieb möglich. Da die TSFs eine passive Methode der spektralen Kontrolle darstellen, ist nach einmaliger Justage auch keinerlei aktive Regelung oder Kontrolle mehr notwendig. Die Anfälligkeit von Hochintensitätslasersystemen, welche häufig über eine computergestützte, aktive Regelungen der spektralen Bandbreite verfügen [77], gegenüber Systemfehlern oder Systemausfällen kann hierdurch reduziert werden.

3 Räumliche Optimierung des Intensitätsprofils

Das räumliche Profil der Intensitätsverteilung $I(x, y)$ ¹ ist ein entscheidender Parameter bei der Verstärkung von Laserimpulsen auf hohe Energien. Wie in Kapitel 1.4.1 diskutiert, können lokale Intensitätsüberhöhungen die weitere Propagation der Laserimpulse stark beeinflussen oder gar zur Zerstörung des Lasermaterials führen. Um bei einem Auftreten von Intensitätsüberhöhungen die Zerstörung während der Verstärkung zu vermeiden, muss hier die Ausgangsenergie reduziert werden. Für eine maximale Ausgangsenergie ist demzufolge eine geringe lokale Spitzenintensität und somit ein homogenes Tophat-artiges Profil der Intensität erstrebenswert. In Hochintensitätslasersystemen wird die Verstärkung bis in den mJ-Bereich häufig durch regenerative Verstärkeranordnungen realisiert, welche ein Gaußförmiges Profil erzeugen. Für die Verstärkung zu hohen Energien muss das Intensitätsprofil der regenerativen Verstärker zunächst in ein Tophat-artiges Profil umgewandelt werden. Dieses Profil ist jedoch nicht selbsterhaltend, sodass sich die Profilform während der Propagation der Laserimpulse verändert [80, 81].

Während der Verstärkung der Laserimpulse in Multipassagenanordnungen wird das Intensitätsprofil weiterhin durch das räumliche Profil der Pumpstrahlung beeinflusst. Inhomogenitäten im Pumpstrahlprofil prägen sich hier über die Verstärkung direkt auf das Intensitätsprofil der verstärkten Laserimpulse auf. Im Gegensatz zu regenerativen Verstärkeranordnungen besitzen Multipassagenanordnungen, welche für die Verstärkung zu hohen Energien verwendet werden, keinen stabilen Resonator. Hierdurch bleiben räumliche Moden höherer Ordnungen, welche durch eine räumlich inhomogene Verstärkung erzeugt werden können, während der Verstärkung erhalten. Eine Besonderheit besteht in der Erzeugung des Verstärkungsprofils des POLARIS-Verstärkers A4, welches aus 40 einzelnen, in das Lasermedium fokussierten Hochleistungslaserdioden zusammengesetzt ist. Eine nicht optimierte Anordnung kann durch die komplexe Geometrie leicht räumliche Inhomogenitäten des Verstärkungsprofils verursachen, welche zu starken Deformationen des Intensitätsprofils der verstärkten Laserimpulse führen.

Bei auf Freifeldpropagation basierten Multipassagenanordnungen, in Folge als Freifeld-Verstärkeranordnungen bezeichnet, wird das Intensitätsprofil weiterhin durch die räumliche Phase des Laserimpulses beeinflusst. Hierbei treten im Lasermaterial durch das Pumpen induzierte optische Weglängendifferenzen $OPD(x, y)$ auf, welche wiederum Aberrationen der räumlichen Phase des Laserimpulses erzeugen (siehe Kapitel 1.3.2) und somit das Intensitätsprofil während der Propagation ebenfalls stark beeinflussen. Diese Aberrationen sind in Yb^{3+} -basierten Freifeld-Verstärkeranordnungen von besonderer Bedeutung.

¹In diesem Kapitel wird von einer konstanten Impulsdauer τ_p ausgegangen, sodass das Intensitätsprofil äquivalent zum Profil der Fluenz verwendet werden kann.

Aufgrund der geringen Kleinsignalverstärkung sind eine hohe Anzahl an Materialdurchgängen und somit große Propagationslängen notwendig, was die Anforderungen an die Freifeld-Verstärkeranordnungen im Vergleich zu Materialien mit hoher Verstärkung und demzufolge geringerer Anzahl an Materialdurchgängen deutlich erhöht. Beispielsweise besitzt der im Rahmen dieser Arbeit betrachtete POLARIS-Hauptverstärker A4 eine freie Propagationslänge von 30 m bei einem Strahldurchmesser von 18 mm. Bei der Betrachtung des Intensitätsprofils muss in diesem Verstärker die räumliche Ausbreitung der Laserimpulse berücksichtigt werden. Zudem ist die Fluenz des zu verstärkenden Laserimpulses klein gegenüber der Sättigungsfluenz des Lasermaterials, weswegen Sättigungseffekte nicht zu einer Homogenisierung des Intensitätsprofils führen können [14, 15, 82]. Im Gegensatz dazu ist aufgrund des geringen Quantendefekts Yb^{3+} -dotierter Materialien von $\eta_{\text{QD}} \approx 9\%$ ¹ der direkte Wärmeeintrag in das Lasermaterial pro Pumpimpuls geringer als beispielsweise bei Ti^{3+} - ($\eta_{\text{QD}} \approx 33\%$) oder Nd^{3+} - ($\eta_{\text{QD}} \approx 24\%$) dotierten Materialien. Dies resultiert in einem verringertem Anteil an pumpinduzierten *OPD*. Aufgrund des reduzierten thermischen Anteils erhält allerdings der elektronische Anteil der *OPD* eine zunehmende Bedeutung. Yb:FP15 besitzt mit $-8,3 \times 10^{-6} \text{ K}^{-1}$ [40] überdies einen negativen thermooptischen Koeffizienten, wodurch es zu einer teilweisen Kompensation der durch thermische Ausdehnung und Spannungsdoppelbrechung erzeugten *OPD* kommt (siehe Kapitel 1.3.2). Hierdurch kann bei der Charakterisierung der pumpinduzierten *OPD* der elektronische Anteil nicht vernachlässigt werden.

Im folgenden Kapitel werden zunächst die Limitierungen Tophat-förmiger Intensitätsprofile in Freifeld-Verstärkeranordnungen betrachtet. Darauf aufbauend wird anschließend die räumliche Optimierung des Intensitätsprofils anhand des POLARIS-Verstärkers A4 beschrieben. Hierfür wird die Optimierung des Verstärkungsprofils wie auch die Charakterisierung der pumpinduzierten *OPD* vorgestellt und die daraus folgenden verstärkerinternen Profilveränderungen beschrieben. Die Optimierung des Intensitätsprofils erfolgt im Anschluss über eine adaptive Anpassung des Verstärkungsprofils. Weiterhin wird eine im Rahmen dieser Arbeit entwickelte alternative Verstärkeranordnung zur weiteren Verbesserung des Intensitätsprofils des POLARIS Verstärkers A3 vorgestellt. Die Ergebnisse dieses Kapitels wurden in [83], in [84] sowie in [17, 74, 85] veröffentlicht.

3.1 Limitierungen Tophat-förmiger Intensitätsprofile

Für die Verstärkung der Laserimpulse auf hohe Energien ist ein Tophat-förmiges Intensitätsprofil während des letzten Materialdurchganges erstrebenswert. Da in Hochleistungslasersystemen die Verstärkung bis in den mJ-Bereich jedoch häufig durch regenerative Verstärkeranordnungen realisiert wird, weisen die Eingangsimpulse der Hauptverstärker meist ein Gauß-förmiges Intensitätsprofil auf. Für die Profilformung eines Gauß-förmigen in ein Tophat-förmiges Intensitätsprofil in Hochleistungslasersystemen wurden verschiedene Techniken entwickelt. Zum einen kann durch eine gezackte Apertur der homogene, zentrale Bereich des Gaußprofils isoliert werden [86]. Hierbei auftretende Beugung kann anschließend durch eine Raumfilterblende eliminiert werden, sodass ein Tophat-förmiges Profil mit fast beliebiger Kantensteilheit erzeugt werden kann. Die Profilformung kann zum anderen

¹Der hier angegebene Quantendefekt bezieht sich auf die jeweilige Zentralwellenlänge der Laserverstärkung.

allerdings auch durch räumliche Phasenmanipulation realisiert werden, welche durch statische [87] oder adaptive Spiegel [88] oder auch durch asphärische Linsen [89] erzeugt werden kann.

3.1.1 Intensitätsprofil im Nah- und Fernfeld

Eine gezielte Beeinflussung des Intensitätsprofils im Nahfeld limitiert jedoch auch das Intensitätsprofil des fokussierten Laserimpulses, welches als Fernfeld bezeichnet wird. Für die Anwendung von Hochleistungslasersystemen in Laser-Plasma-Experimenten ist hier eine hohe mittlere Intensität \bar{I} im fokussierten Laserimpuls notwendig. Bei einer konstanten Impulsdauer τ_p wird die mittlere Intensität durch die verstärkte Energie des Laserimpulses E beschrieben, welche auf eine Fläche A , die über die Halbwertsbreite (FWHM) definiert ist, fokussiert wird:

$$\bar{I} = \frac{q \cdot E}{\tau_p \cdot A}. \quad (3.1)$$

q entspricht hier einem zusätzlichen Parameter, welcher den relativen Energieanteil innerhalb der Fokusfläche $E_A = \int_A E dA$ bezogen auf die Gesamtenergie angibt: $q = E_A / E_{\text{total}}$. Abbildung 3.1 zeigt die über Gleichung 1.31 berechnete Intensitätsverteilung im Fernfeld für verschiedene Nahfeldprofile mit einer begrenzender Apertur des Radius $x = w_0$ ausgehend von einem Gauß-förmigen Intensitätsprofil ($n = 2$) bis zu einem Super-Gauß-förmigen Profil der Ordnung $n = 50$. Der relative Einfluss der einzelnen Parameter auf die mittlere fokussierte Intensität ist hierbei in Abbildung 3.1 c dargestellt. Mit steigender Ordnung des Super-Gauß-förmigen Nahfeldprofils n steigt der relative Anteil der Ausgangsenergie bezogen auf ein Profil der 50. Ordnung $(E/E_{50})_{\text{Nahfeld}}$ kontinuierlich an, wodurch eine Steigerung der Ausgangsenergie bis zu einem Faktor 2,2 erreicht werden kann. Gleichzeitig steigt jedoch auch die Fläche des Fokus $(A/A_{50})_{\text{Fernfeld}}$ um den Faktor 2 an, was wiederum zu einer Reduzierung der mittleren Intensität führt. Der q -Faktor verändert sich hingegen nur um ca. 10% und zeigt ein Maximum bei $n = 4$. Die resultierende Abhängigkeit des Anteils der mittleren Intensität $(\bar{I}/\bar{I}_{50})_{\text{Fernfeld}}$ ist in Abbildung 3.1 c rot dargestellt und zeigt ein lokales Maximum bei $n = 2$, welches mit zunehmender Ordnung aufgrund der vergrößerten Fokusfläche ab-

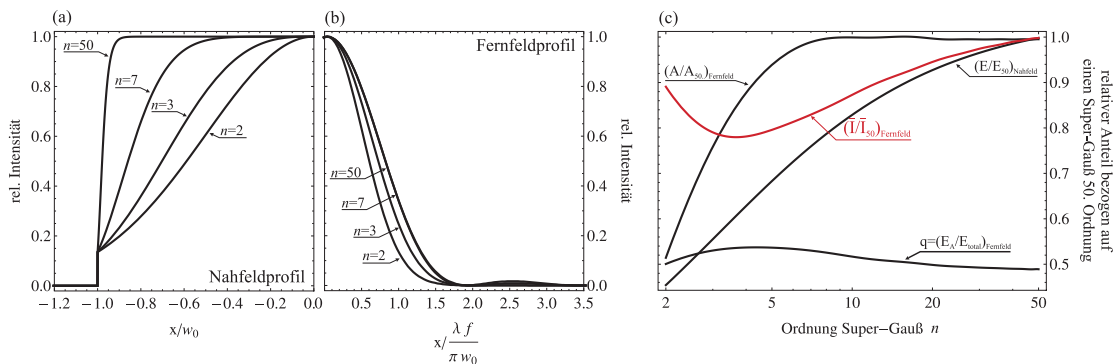


Abbildung 3.1: (a) Darstellung der Querschnitte Super-Gauß-förmiger Nahfeldintensitätsprofile verschiedener Ordnungen n , (b) aus den Nahfeldprofilen simulierte Fernfeldintensitätsprofile; (c) relative Abhängigkeit der mittleren fokussierten Intensität $(\bar{I}/\bar{I}_{50})_{\text{Fernfeld}}$ (rot), sowie der maximalen Energie $(E/E_{50})_{\text{Nahfeld}}$, der Fokusfläche $(A/A_{50})_{\text{Fernfeld}}$ und des q -Parameters von der Ordnung n des Super-Gauß-förmigen Nahfeldprofils.

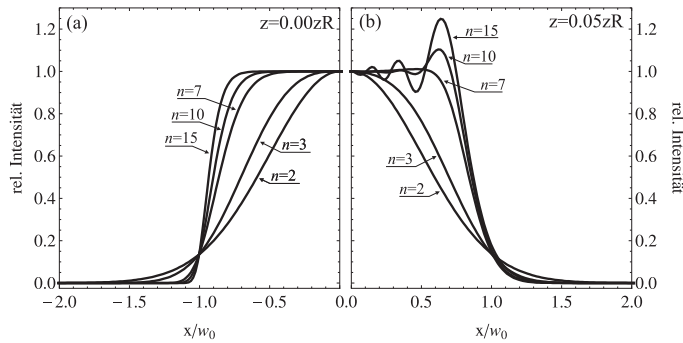


Abbildung 3.2: Darstellung der Querschnitte Super-Gauß-förmiger Nahfeldintensitätsprofile verschiedener Ordnungen n vor (a) und nach (b) der Propagation der Länge $z = 0,05 \cdot z_R$

nimmt. Für höhere Ordnungen passt sich der Verlauf der Energieskalierung an, sodass die maximale mittlere Intensität im Fernfeld bei einem idealen Tophat-förmigen Nahfeldprofil erreicht wird.

3.1.2 Propagation eines Tophat-förmigen Intensitätsprofils

In Freifeld-Verstärkeranordnungen treten bei einem Super-Gauß-förmigen Intensitätsprofil höherer Ordnung n jedoch beugungsbedingte Intensitätsüberhöhungen während der Propagation auf [80, 81], welche die maximale Ausgangsenergie begrenzen. Abbildung 3.2 zeigt das Intensitätsprofil nach der Propagation von 5% der Rayleigh-Länge ($z = 0,05 z_R$) für fünf verschiedene Ordnungen n . Für ein Profil der 7. Ordnung treten bei dieser Propagationslänge nur sehr geringe Profilveränderung von $< 2\%$ auf, wohingegen bei Ordnungen $n > 7$ der lokale Anstieg der Spitzenintensität nach der Propagation mehr als 20% betragen kann. Für die Optimierung des räumlichen Intensitätsprofils von Freifeld-Verstärkeranordnungen muss somit zusätzlich das Verhältnis zwischen der Propagationslänge und dem räumlichen Nahfeldprofil berücksichtigt werden. Bei der Betrachtung der POLARIS-Verstärkeranordnung A4 entspricht der Profildurchmesser von 18 mm einer Rayleigh-Länge von $z_R = 247$ m. Ein Laserimpuls mit einem Super-Gauß-förmigen Nahfeldprofil der 7. Ordnung kann somit eine Länge von $z = 0,05 \cdot z_R = 12,4$ m propagieren, ohne dass eine Erhöhung der lokalen Spitzenintensität von mehr als 2% aufgrund des Nahfeldprofils auftritt. 12,4 m entsprechen ca. vier Materialdurchgängen im Verstärker A4.

3.2 Optimierung des Verstärkungsprofils

Im Folgenden wird die räumliche Optimierung des Intensitätsprofils anhand des POLARIS-Verstärkers A4 beschrieben (siehe Abbildung 1.5). Der A4 ist eine Freifeld-Verstärkeranordnung, welche für eine Verstärkung der Laserimpulse bis zu einer Energie von 10 J ausgelegt ist. Hierfür wird ein Yb:FP15-Glas mit einem Durchmesser von 45 mm und einer Dicke von 13 mm mit einer Pumpleistung von 100 kW symmetrisch von beiden Seiten gepumpt. Der Durchmesser des gepumpten Gebietes beträgt 18 mm.

3.2.1 Multispot Pumpanordnung

Die Pumpleistung wird durch 40 einzelne Hochleistungslaserdiodenmodule mit einer Leistung von jeweils 2,5 kW erzeugt [91], welche rotationssymmetrisch um das Lasermaterial

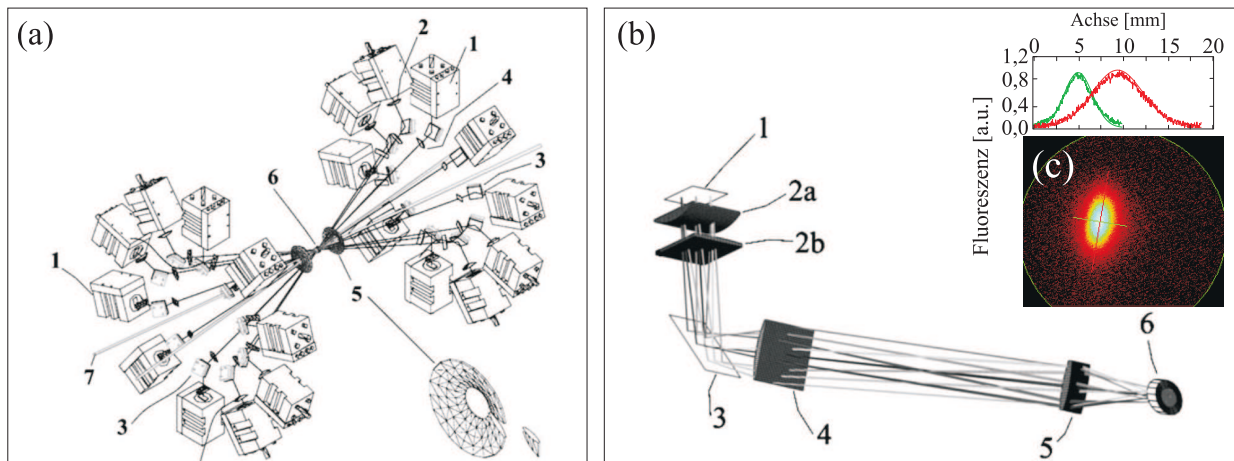


Abbildung 3.3: (a) Rotationssymmetrische Anordnung der Hochleistungslaserdiodenmodule des POLARIS-Verstärkers A4; (b) Strahlführung der Pumpstrahlung eines Laserdiodenmoduls in das Lasermedium: (1) Hochleistungslasermodul; (2a,4) *slow axis* Kollimationslinsen, (2b) *fast axis* Fokussierlinse, (3) Umlenkspiegel, (5) *slow axis* Fokussierlinse, (6) Verstärkungsmedium Yb:FP15, (7) Strahlweg des zu verstärkenden Laserimpulses; (c) Darstellung des Fluoreszenzprofils eines Einzelspots. Aus Gründen der Übersicht sind in Abb. (a) nur 20 der 40 Hochleistungslasermodule eingezeichnet. (Grafik (a) und (b) mit Genehmigung entnommen aus [90])

angeordnet sind [90] (siehe Abbildung 3.3 a). Aufgrund der durch Beugung bedingten stark unterschiedlichen Öffnungswinkel der Pumpstrahlung in horizontaler und vertikaler Achse¹, werden beide Achsen separat mit Zylinderlinsen zunächst kollimiert und anschließend in das Lasermedium fokussiert. Abbildung 3.3 b zeigt exemplarisch die Strahlführung der Pumpstrahlung eines Hochleistungslaserdiodenmoduls in das Lasermedium. Das Intensitätsprofil der Einfokuli, im weiteren auch als Pumpspots bezeichnet, entspricht einer elliptischen, zweidimensionalen Gauß-Verteilung mit einer mittleren Halbwertsbreite der großen Halbachse von $(4,5 \pm 0,9)$ mm und der kleinen Halbachse von $(2,9 \pm 0,5)$ mm (siehe Abbildung 3.3 c). Aufgrund der starken Variation der Strahlparameter und auch der tatsächlich emittierten Leistung der einzelnen Laserdiodenmodule weichen sowohl die Größe als auch die maximale Intensität der einzelnen Pumpspots stark vom Mittelwert ab. Aus diesem Grund ist für die Erzeugung eines homogenen Verstärkungsprofils die Bestimmung der individuellen Position jedes Pumpspots entscheidend.

3.2.2 Homogenisierung des Verstärkungsprofils

Die Homogenisierung des Verstärkungsprofils und somit die Bestimmung der individuellen Spotpositionen wurde anhand des räumlichen Fluoreszenzprofils $I_f(x, y)$ durchgeführt [83]. Fluoreszenzlicht entspricht spontan emittierter Strahlung aufgrund der durch optisches Pumpen erzeugten relativen Anregungsdichte des oberen Laserniveaus $I_f(x, y) \propto \beta(x, y)$. Da bei der Homogenisierung die räumliche Abweichung von der mittleren relativen Anregungsdichte $\Delta\beta(x, y) = \beta(x, y) - \beta_0$ betrachtet wird, kann für die Berechnung der Kleinsi-

¹Die horizontale und vertikale Achse beziehen sich auf die Orientierung der einzelnen Laserdiodenbarren und werden häufig auch als *slow axis* und *fast axis* bezeichnet. Hierbei bezeichnet die *slow axis* die Achse mit dem geringeren und die *fast axis* mit dem entsprechend größeren Öffnungswinkel der emittierten Strahlung.

gnalverstärkung Gleichung 1.16 um β_0 genähert werden:

$$g_0(x, y) \approx \exp\{f(\beta_0)\} \cdot \{1 + f'(\beta_0)\} \cdot \Delta\beta(x, y), \quad (3.2)$$

mit $f(\beta) = d N_{\text{dot}} \{\beta \sigma_{l, \text{em}} - (1 - \beta) \sigma_{l, \text{abs}}\}$. Die mittlere relative Anregungsdichte des POLARIS-Verstärkers A4 entspricht $\beta_0 = 0,12$, was zu einem relativen Fehler der Näherung bei einer theoretisch angenommenen Abweichung von $\beta_0 \pm \beta_0/2$ von $< 3\%$ führt. Somit kann das Fluoreszenzprofil innerhalb dieses Bereiches als direkt proportional zum räumlichen Profil der Verstärkung $g_0(x, y)$ angenommen und als Messgröße für die Homogenisierung verwendet werden.

Für die Messung des Verstärkungsprofils wurde die Oberfläche des Lasermaterials auf eine CCD-Kamera abgebildet und das über die Materialdicke akkumulierte Fluoreszenzprofil mit einer minimalen Integrationszeit von $30 \mu\text{s}$ zum Zeitpunkt der Laserverstärkung aufgenommen. Messungen von beiden Seiten des Lasermaterials ergaben hierbei identische Ergebnisse. Um Einflüsse der deutlich intensiveren Pumpstrahlung auf die Messung zu vermeiden, wurden dielektrische Kantenfilter mit einer Kantenwellenlänge von 1000 nm verwendet, wodurch die Pumpstrahlung bei einer Wellenlänge von 940 nm um 6 Größenordnungen abgeschwächt werden konnte. Weiterhin wurde das über die Materialdicke akkumulierte Fluoreszenzprofil für alle 40 Einzelspots für die Optimierung des Verstärkungsprofils aufgenommen. Aufgrund vernachlässigbarer Pumpsättigungseffekte lässt sich über die Addition der Einzelprofile das aus allen 40 Spots zusammengesetzte vollständige Fluoreszenzprofil ermitteln. Abbildung 3.4 zeigt den Vergleich des über die Addition der Einzelprofile berechnete Profil (b, schwarze Linie) sowie das gemessene Gesamtprofil (c, rot gestrichelte Linie) der Fluoreszenz. Beide ermittelten Profile zeigen eine sehr gute Übereinstimmung.

Für die Homogenisierung des Verstärkungsprofils wurde die Ausgangsposition der Einzelspots und der maximale Verstellbereich anhand der geometrischen Anordnung der Strahlführung ermittelt. Im A4-Verstärker sind jeweils 20 Hochleistungslaserdioden auf jeder Seite des Lasermaterials angeordnet, weshalb die initiale Einstellung auch für jede Seite einzeln erfolgte. Die jeweils 20 Laserdioden sind auf einer Kreisbahn angeordnet und werden unter einem Einfallswinkel von 21° in das Lasermedium fokussiert. Abbildung 3.5 zeigt die daraus resultierende initiale Anordnung der Einzelspots im Lasermedium. Hierbei wurde abwechselnd ein Spot auf einer äußeren und um eine innere Kreisbahn herum positioniert. Die Einstellung um die innere Kreisbahn erfolgte wiederum abwechselnd, wobei jeweils ein Spot innerhalb und ein Spot außerhalb der Kreisbahn angeordnet wurde. Für die Optimierung des Verstärkungsprofils ist weiterhin der maximale Bereich entscheidend, in dem ein Einzelspot positioniert werden kann. Dieser Bereich ist durch die Apertur des Strahlführungssystems (siehe 3.3 b) vorgegeben und in Abbildung 3.5 beispielhaft für zwei Pumpspots eingezeichnet. Das aus der initialen Einstellung resultierende Fluoreszenzprofil ist in Abbildung 3.4 dargestellt.

Für die Optimierung der Positionen der Einzelspots, ausgehend von der Initialeinstellung, wurde ein LabView¹-basierter evolutionärer Algorithmus [92] verwendet. Basierend auf den Fluoreszenzprofilmessungen der Einzelspots wurden hier die Positionen virtuell mehrfach zufällig innerhalb des maximalen Bereiches variiert und ergaben somit zufällig veränder-

¹© National Instruments Corporation

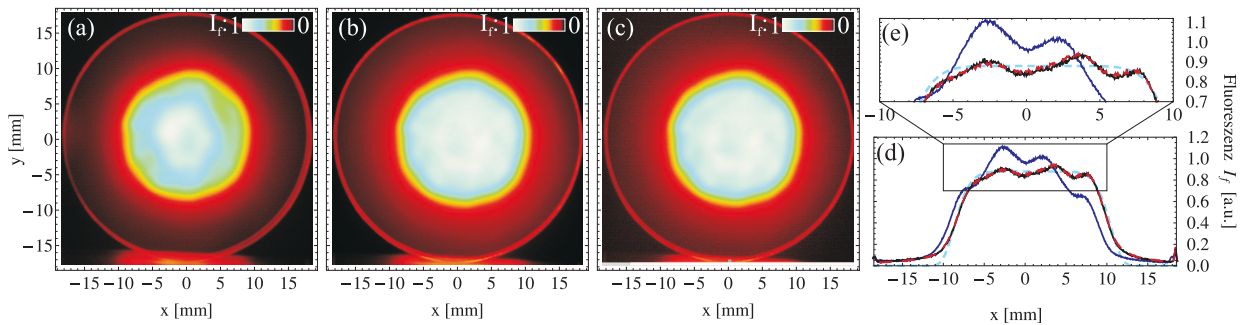


Abbildung 3.4: Messungen des Fluoreszenzprofils (a-c) mit dazugehörigem Querschnitt (d,e): Fluoreszenzprofil vor der der Optimierung (a, blaue Linie), und nach der Optimierung (c,d) der Spotpositionen, wobei (c, schwarze Linie) der aufsummierten Messung der Einzelspots und (d, rote, gestrichelte Linie) der Messung des gesamten Fluoreszenzprofils entspricht; (hellblau, gestrichelt) Zielfunktion des Optimierungsalgorithmus; (e) zeigt einen vergrößerten Ausschnitt von Grafik (d).

te Gesamtprofile, welche auch als Mutationen bezeichnet werden. Diese wurden über das quadratische Mittel mit einer Zielfunktion verglichen, wobei die Mutationen mit der geringsten Abweichung von der Zielfunktion als Ausgangsposition für die nächste Generation an Mutationen diente. Dieser Prozess wurde mehrfach wiederholt bis keine Veränderungen zwischen den einzelnen Generationen mehr festzustellen war. Als optimale Zielfunktion wurde ein Super-Gauß-förmiges Profil der 8. Ordnung mit einer Halbwertsbreite von 18 mm ermittelt (siehe Abb. 3.4 d, hellblau gestrichelt). Die Ordnung des Super-Gauß-förmigen Profils wird hierbei durch das Intensitätsprofil der Einzelspots im Randbereich des Verstärkungsprofils definiert. Die in der letzten Generation verwendeten Positionen der Einzelspots dienen anschließend als Zielpositionen für die Justage des Verstärkungsprofils. Da bei der Einstellung der Positionen sich die Form des über die Materialdicke akkumulierten Fluoreszenzprofils der Einzelspots durch die veränderten Einfallswinkel geringfügig ändert, wurde die Optimierung durch den evolutionären Algorithmus iterativ angewendet. Bei jeder Iteration wurde hierbei der maximale Bereich, in dem ein Einzelspot positioniert werden kann, weiter eingeschränkt. Abbildung 3.4 zeigt das Gesamtprofil der Fluoreszenz vor (a) und nach (b,c) der Optimierung. Durch den entwickelten Algorithmus konnte das Fluoreszenzprofil und somit das Verstärkungsprofil der Zielfunktion angepasst und die maximale Abweichung des Fluoreszenzprofils von der Zielfunktion im Bereich $-10 \text{ mm} \leq x \leq 10 \text{ mm}$ auf $\pm 5\%$ gesenkt werden. Wie in Abbildung 3.4 e zu sehen ist, verbleiben allerdings auch nach der Homogenisierung Modulationen mit einer Breite, welche der Größe der Einzelspots entspricht. Diese konnten nicht durch eine Justage der Position oder einer Anpassung der Intensität der Einzelspots verringert werden. Für eine weitere Homogenisierung müssten daher

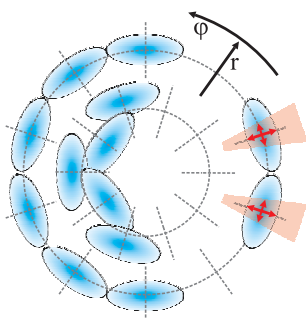


Abbildung 3.5: Schematische Darstellung der initialen Positionierung der 20 Einzelspots einer Pumpseite: Die einzelnen Positionen und der maximale Bereich der Verschiebung (roter Bereich) sind durch die Aperturen der Optiken der Pumpstrahlführung definiert (siehe Abb. 3.3). Aus Gründen der Übersicht sind nicht alle 20 Einzelspots dargestellt. Der maximale verschiebbare Bereich ist beispielhaft für zwei Einzelspots eingezeichnet.

die Größen der entsprechenden Einzelspots angepasst werden. Durch Einfügen von zusätzlichen langbrennweitigen Linsen in die Strahlführung der einzelnen Hochleistungslaserdioden (siehe Abb. 3.3) konnte dies bereits demonstriert werden, eine detaillierte Charakterisierung hierzu steht allerdings noch aus.

3.3 Pumpinduzierte optische Weglängendifferenzen

Für die Optimierung des räumlichen Intensitätsprofils müssen weiterhin die pumpinduzierten optischen Weglängendifferenzen (*OPD*) charakterisiert werden. Wie in Kapitel 1.3.2 beschrieben, werden diese durch thermomechanische und auch elektronische Veränderungen des Materials während des optischen Pumpens induziert. Der thermische Anteil setzt sich hierbei aus der temperaturbedingten Änderung des Brechungsindex, der thermischen Ausdehnung und der Spannungsdoppelbrechung zusammen und kann über Gleichung 1.46 aus der Temperaturverteilung zum Zeitpunkt der Laserverstärkung bestimmt werden. Der Anteil der Spannungsdoppelbrechung wurde allerdings in bisherigen Simulationen vernachlässigt, weshalb für Yb:FP15 kein Wert des photoelastischen Koeffizienten C_r verfügbar ist und somit bestimmt werden muss. Aufgrund des geringen Quantendefekts und des negativen thermooptischen Koeffizienten muss bei Yb:FP15 weiterhin der elektronische Anteil der *OPD* berücksichtigt werden. Dieser lässt sich über Gleichung 1.50 unter Verwendung des räumlichen Profils der Anregungsdichte $\beta(x, y)$ (siehe Kapitel 3.2.2) und der Polarisierbarkeitsdifferenz ermitteln. Die Polarisierbarkeitsdifferenz ist allerdings sehr stark vom Wirtsmaterial des Yb^{3+} -Ions abhängig und reicht von $1,95 \times 10^{-26} \text{ cm}^3$ für Yb:YAG [59] bis zu $10,3 \times 10^{-26} \text{ cm}^3$ für Yb:KGW [93]. Literaturangaben für Yb:FP15 sind hier ebenfalls nicht verfügbar. Aus diesem Grund wurde die *OPD* des POLARIS-Verstärkers A4 zeitaufgelöst vermessen. Wie im Folgenden dargestellt, wurde weiterhin zur Bestimmung des thermischen Anteils die zeitabhängige Temperaturverteilung auf Basis von Temperaturmessungen simuliert. Aus dem Vergleich der Simulation mit der Messung konnte sowohl der Anteil der Spannungsdoppelbrechung, als auch der elektronische Anteil der *OPD* bestimmt werden.

3.3.1 Räumlich-zeitliche Charakterisierung der *OPD*

Das räumliche Profil der *OPD* wurde zu verschiedenen Zeiten während des Pumpimpulses mit einem Shearing-Interferometer [94] vermessen. Bei dieser Art von Interferometer besitzen beide für die Interferenz benötigten Teilstrahlen gemeinsame Strahlwege. Aufgrund der räumlichen Abmessung der Verstärkeranordnung A4 von $(2 \times 6) \text{ m}^2$ würden bei einem Zweibegeinterferometer beide Teilstrahlen lange Distanzen getrennt voneinander propagieren, wobei durch Brechzahlvariationen der Umgebungsluft, bspw. in der Umgebung des erwärmten Lasermediums, große Phasenabweichungen auftreten können. Dies kann durch ein Shearing-Interferometer vermieden werden, sodass sehr präzise und zeitlich stabile Messungen realisiert werden können. Wie in Abbildung 3.6 schematisch dargestellt ist, propagiert bei der verwendeten Messanordnung ein aufgeweiteter Dauerstrichlaser mit einer Wellenlänge von $\lambda = 532 \text{ nm}$ durch das gepumpte Lasermedium, wobei sich die pumpinduzierten *OPD* auf die Phase des Dauerstrichlasers aufprägen. Anschließend wurden zwei interferierende Teilstrahlen mittels der Reflexion an der Vorder- und Rückseite einer plan-

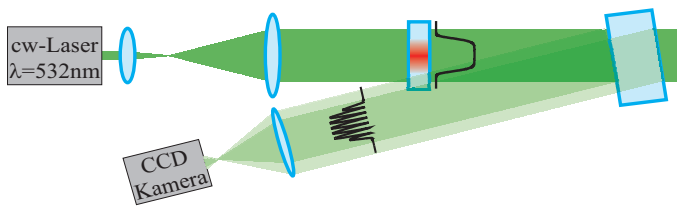


Abbildung 3.6: Schematische Darstellung des Shearing-Interferometers zur Vermessung pumpinduzierter *OPD*, bestehend aus einem aufgeweiteten Dauerstrichlaser und einer planparallelen Platte zur Erzeugung zweier interferierender Teilstrahlen.

parallelen Platte erzeugt. Das hierdurch generierte Interferogramm wurde durch eine CCD-Kamera detektiert wodurch die dem Dauerstrichlaser aufgeprägten pumpinduzierten *OPD* analysiert werden konnten. Um eine Beeinflussung der Messung durch Phasenveränderungen während der Propagation der getrennten Teilstrahlen auszuschließen, wurde die Ebene der Glasoberfläche mit einem Objektiv auf die CCD-Kamera abgebildet. Die intensive Pump- und Fluoreszenzstrahlung konnte während der Messung durch die Verwendung eines Spektralfilters vollständig unterdrückt werden. Um weiterhin die Beeinflussung der Messung durch die Wellenfront des verwendeten Dauerstrichlasers sowie durch Imperfektionen der Optiken und der planparallelen Platte zu vermeiden, wurde eine Referenzmessung des ungedumpten Lasermediums zeitlich vor dem ersten Pumpimpuls durchgeführt. Diese wurde von jeder in Folge dargestellten Messung subtrahiert, sodass ausschließlich Phasenänderungen durch optische Weglängendifferenzen des Lasermaterials aufgrund des Pumpens vermessen werden konnten.

Für die Realisierung der Zeitauflösung wurde eine CCD-Kamera mit einer Integrationszeit von $t_{\text{CCD}} = 30 \mu\text{s}$ verwendet, welche zu verschiedenen Zeiten während des Pumpimpulses getriggert wurde. Wärmetransport kann in diesem Zeitbereich aufgrund der geringen Wärmeleitfähigkeit von Yb:FP15 von $0,9 \text{ W/mK}$ vernachlässigt werden. Die zeitliche Änderung des elektronischen Anteils ist durch die Dauer der Pumpimpulse von $2,7 \text{ ms}$ und der Fluoreszenzlebensdauer von $1,4 \text{ ms}$ bestimmt und kann somit ebenfalls vernachlässigt werden. Da mit einer interferometrischen Messung keine Informationen über die absolute Phase $\Phi(x, y) = \Phi_0 + \Delta\Phi(x, y)$ und somit nur relative Phasenprofile $\Delta\Phi(x, y)$ messbar sind, müssen einzelne Messungen einander absolut zugeordnet werden. Um dies zu gewährleisten, muss die räumliche Phase an einem Ort zu allen Zeiten einen vergleichbaren Wert besitzen. Die Simulation des thermischen Anteils der *OPD*, welche im folgenden Abschnitt vorgestellt wird, zeigt, dass ab einem Radius von $x \geq 15 \text{ mm}$ während des Pumpimpulses und auch während der Abkühlphase zwischen aufeinanderfolgenden Pumpimpulsen im thermischen Gleichgewicht keine Änderungen der *OPD* zwischen verschiedenen Zeiten auftreten (siehe Abbildung 3.7). Aus diesem Grund wurde für die Interferometermessung der Messstrahl des Dauerstrichlasers mittels eines Teleskops auf die freie Apertur der Halterung des Yb:FP15-Glases angepasst. Das Glas wird innerhalb der Halterung von der Vorder- und der Rückseite über zwei Dichtungsringe fixiert, sodass für einen optimalen Wärmekontakt das Kühlwasser direkt die Mantelflächen des Yb:FP15-Glases umspülen kann. Aufgrund dieser Konstruktion besitzt die Halterung einen im Vergleich zum Glasdurchmesser (45 mm) verringerte Apertur von 37 mm . Weiterhin betrug der Strahlversatz beider Teilstrahlen des Interferometers $\Delta x = 2,6 \text{ mm}$. Es konnte somit eine kreisförmige freie Apertur von $31,8 \text{ mm}$ gemessen werden, wodurch die *OPD*-Messungen für verschiedene Zeiten einander zugeordnet werden konnten.

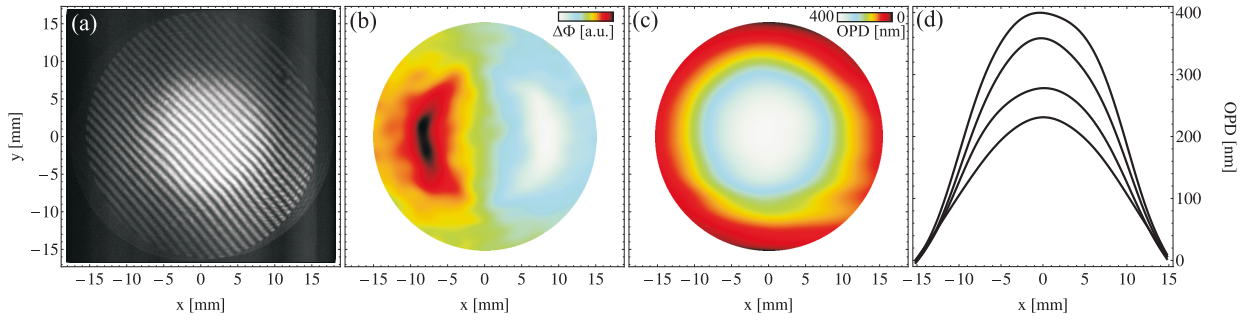


Abbildung 3.7: (a) Mittels des Shearing-Interferometers gemessenes Interferogramm; (b) hieraus extrahiertes Phasenprofil $\Delta\Phi(x, y)$ des zur Messung verwendeten Dauerstrichlasers; (c) aus der Phase ermittelte, pumpinduzierte optische Weglängendifferenz (*OPD*) des gepumpten Lasermaterials zum Zeitpunkt der Laserverstärkung $t = t_0$ im thermischen Gleichgewicht. Für die Bestimmung der *OPD* wurde die Phase im ungepumpten Zustand subtrahiert; (d) Querschnittsprofil der gemessenen *OPD* zu vier verschiedenen Zeiten während des Pumpimpulses: $t_1 = t_0 - 2,7$ ms, $t_2 = t_0 - 1,8$ ms, $t_3 = t_0 - 1,2$ ms, $t_4 = t_0$. Der Maximalwert der *OPD* nimmt von t_1 bis t_4 stetig zu.

Abbildung 3.7 a zeigt ein Interferogramm, welches im thermischen Gleichgewicht nach 30 Pumpimpulsen zum relativen Zeitpunkt der Laserverstärkung $t = t_0^1$ aufgenommen wurde. Die hieraus extrahierte Phasendifferenz $\Delta\Phi$ (Abbildung 3.7 b) entspricht der entlang des Strahlversatzes räumlich abgeleiteten Phase des Dauerstrichlasers und kann durch Integration entlang des horizontalen Strahlversatzes in die pumpinduzierte optische Weglängendifferenz (*OPD*) umgerechnet werden [94]. Da während der Integration hochfrequentes Rauschen der gemessenen Phase zu einer Formveränderung der *OPD* führt, wurden hier hohe Ortsfrequenzen der gemessenen Phase durch einen Tiefpassfilter entfernt. Die gemessene *OPD* zum Zeitpunkt der Laserimpulsverstärkung ($t = t_0$) ist in Abbildung 3.7 c dargestellt und zeigt ein rotationsymmetrisches Profil mit einer maximalen Weglängendifferenz von 450 nm, was bei einer Zentralwellenlänge von $\lambda = 1030$ nm etwas weniger als $\lambda/2$ entspricht.

3.3.2 Ermittlung der thermischen Anteile

Für die Bestimmung des thermischen Anteils der *OPD* ist zunächst die Temperaturverteilung innerhalb des Lasermaterials zum Zeitpunkt der Laserverstärkung $t = t_0$ von Bedeutung. Wie in Kapitel 1.3.2 beschrieben, verursacht das optische Pumpen über den Quantendefekt einen Wärmeeintrag, der sich mit jedem Pumpimpuls wiederholt. Aufgrund der begrenzten Wärmeleitung kann diese eingetragene Wärme zwischen den einzelnen Pumpimpulsen jedoch nicht vollständig abgeführt werden. Somit verbleibt eine Restwärme im Lasermaterial, welche durch die Wärmeleitung einen radialen Temperaturgradienten vom gepumpten Gebiet hin zu den kühlenden Mantelflächen erzeugt. Aufgrund der direkten Proportionalität zwischen der Wärmeleitung und dem Temperaturgradienten erhöht sich die Restwärme und somit auch der Temperaturgradient solange, bis ein Gleichgewicht zwischen eingetragener und abgeführter Wärme erreicht wird. Über die Wärmeleitung (Gleichung 1.33) ergibt sich hierbei ein zeitabhängiges Temperaturprofil. Die Verteilung innerhalb des Lasermaterials zum Zeitpunkt t_0 ist somit durch das Temperaturprofil zum Zeit-

¹Der Zeitpunkt $t = t_0$ bezieht sich auf den relativen Zeitpunkt der Laserimpulsverstärkung pro Pumpimpuls und entspricht somit keiner absoluten Zeitangabe.

punkt vor dem Eintreffen des Pumpimpulses ($t_0 - \Delta\tau$) und dem Profil durch die pro Pumpimpuls eingetragene Wärme bestimmt.

Charakterisierung des Profils der eingetragenen Wärme

Aufgrund der Pumpanordnung des POLARIS-Verstärkers A4 und dem daraus folgenden grossen Einfallswinkel der Pumpstrahlung von 21° , kann die Temperaturverteilung der pro Pumpimpuls eingetragenen Wärme nicht als homogen verteilt angenommen werden. Daher wurden zur Bestimmung des Temperaturprofils räumlich aufgelöste Temperaturmessung mit einer Wärmebildkamera durchgeführt. Die verwendete Wärmebildkamera *FLIR P620* [95] besitzt 640×480 Pixel und eine thermische Empfindlichkeit von $0,04$ K. Die Kamera basiert auf einem Mikrobolometerarray, dessen elektrischer Widerstand abhängig von der Temperatur ist. Durch das Abbilden von IR-Strahlung im Bereich von $8-12 \mu\text{m}$ auf das Array, kann eine lokale Änderung des Widerstandes aufgrund absorbiertes Strahlung und somit die lokale Temperatur detektiert werden. Entscheidend für die Temperaturmessung ist hierbei der Emissionsgrad ε des zu vermessenden Objektes. Dieser gibt an, wie viel Wärmestrahlung das Objekt im Vergleich zum idealen Wärmestrahler, einem schwarzen Strahler ($\varepsilon = 1$), abgibt. Unabhängige Kalibrationsmessungen, bei denen die Temperatur von Yb:FP15 zwischen 20°C und 50°C mit einem Temperaturfühler vergleichend gemessen wurden, ergaben hierbei einen Emissionsgrad von $\varepsilon = 0,94$. Dieser Wert ist durch die hohe Absorption von Yb:FP15 im Wellenlängenbereich von $8-12 \mu\text{m}$ [41] zu erklären. Hierdurch kann nur Strahlung aus einem sehr kleinen Volumen an der Oberfläche durch die Wärmebildkamera detektiert werden, weshalb während der Messung nur die Oberflächentemperatur erfasst wird. Die Wärmebildkamera besitzt weiterhin einen minimalen zeitlichen Abstand von 30 ms zwischen zwei aufeinanderfolgenden Messungen. Dies ermöglicht das Messen des Temperaturprofils der Oberfläche zeitlich vor und nach dem Eintreffen des Pumpimpulses. Aus der Differenz $\Delta T = T(t_0) - T(t_0 - \Delta\tau)$ ergibt sich das Temperaturprofil aufgrund der pro Schuss eingetragenen Wärme an der Oberfläche des Lasermaterials. Wärmeleitung zwischen beiden Messungen konnte aufgrund des geringen Wärmeleitungskoeffizienten von Yb:FP15 vernachlässigt werden.

Für eine vollständige, dreidimensionale Charakterisierung des Temperaturprofils, welches durch die pro Pumpimpuls eingetragene Wärme verursacht wird, wurde die Temperaturdifferenz der verschiedenen Einzelspots gruppenweise an beiden Oberflächen vermessen. Die erste Gruppe bildeten hierbei alle Einzelspots, welche von einer Seite in das Lasermedium fokussiert werden und initial auf der äußeren Kreisbahn angeordnet wurden (siehe Abbildung 3.5). Die zweite Gruppe beinhaltete alle Einzelspots derselben Seite, welche um die innere Kreisbahn positioniert wurden. Die Einteilung in die Gruppen 3 und 4 wurde äquivalent mit den Einzelspots der anderen Einstrahlrichtung vorgenommen. Abbildung 3.8 zeigt die Differenzmessung der Temperatur der ersten Gruppe für die Vorderseite (a, $z = -6.5$ mm) und die Rückseite (b, $z = +6.5$ mm) des 13 mm dicken Yb:FP15-Glases. Als Vorderseite wird hier die der Laserdioden zugewandte Seite des Lasermediums bezeichnet. Die Pumpstrahlung dringt hierbei auf der Vorderseite in das Material ein und der nicht absorbierte Anteil der Pumpstrahlung tritt auf der Rückseite wieder aus. Die initiale, kreisförmige Anordnung ist hier in Abbildung 3.8 a und b für beide Seiten deutlich zu erkennen. Aufgrund

des hohen Einfallswinkels der Einzelspots von 21° verringert sich der Durchmesser hierbei von 18 mm auf der Vorderseite zu 8 mm auf der Rückseite. Unter der Annahme der direkten Strahlausbreitung und Absorption entsprechend des Lambert-Beer-Gesetzes (siehe Kapitel 1.1.2), lässt sich hieraus die Temperaturdifferenzverteilung innerhalb des Lasermediums pro Gruppe bestimmen. In Abbildung 3.8 c ist die berechnete Temperaturdifferenzverteilung innerhalb des Lasermaterials beispielhaft für die erste Gruppe der Einzelspots dargestellt. Für die Berechnung der Temperaturverteilung innerhalb des Lasermaterials wurde Rotations-symmetrie angenommen.

Die Temperaturdifferenz ΔT ist mit der spezifischen Wärmekapazität c_p und der Masse m durch die eingetragenen Wärme Q bestimmt:

$$Q = c_p m \cdot \Delta T. \quad (3.3)$$

Aufgrund der direkten Proportionalität lässt sich die gesamte Temperaturdifferenz pro Pumpimpuls als Summe der Temperaturdifferenzen der einzelnen Spotgruppen berechnen. Abbildung 3.8 d zeigt eine dreidimensionale Darstellung der Simulation der gesamten Temperaturdifferenz, welche durch einen Pumpimpuls, bestehend aus allen 40 Einzelspots, erzeugt wird. Die inhomogene Verteilung der Wärme aufgrund der Anordnung der einzelnen Pumpspots ist hierbei deutlich zu erkennen. Die maximale Temperaturdifferenz befindet sich im Mittelpunkt ($x = y = z = 0$) des Lasermaterials und beträgt $\Delta T_{\max} = 5 \text{ K}$, wohingegen die Temperaturdifferenz auf den Oberflächen bei $x = y = 0$ und $z = \pm 6.5 \text{ mm}$ lediglich $\Delta T = 3,5 \text{ K}$ beträgt. In Abbildung 3.8 d ist ebenfalls eine räumliche Einschnürung der Temperaturverteilung entlang der Dicke (z -Achse) des Lasermaterials zu erkennen, welche aus der räumlichen Geometrie der Pumpanordnung resultiert. Das Einschnüren führt zu einer Verringerung der Flankensteilheit des thermischen Anteils der induzierten *OPD*.

Weiterhin ergibt sich aus der dreidimensionalen Temperaturdifferenz über Gleichung 3.3

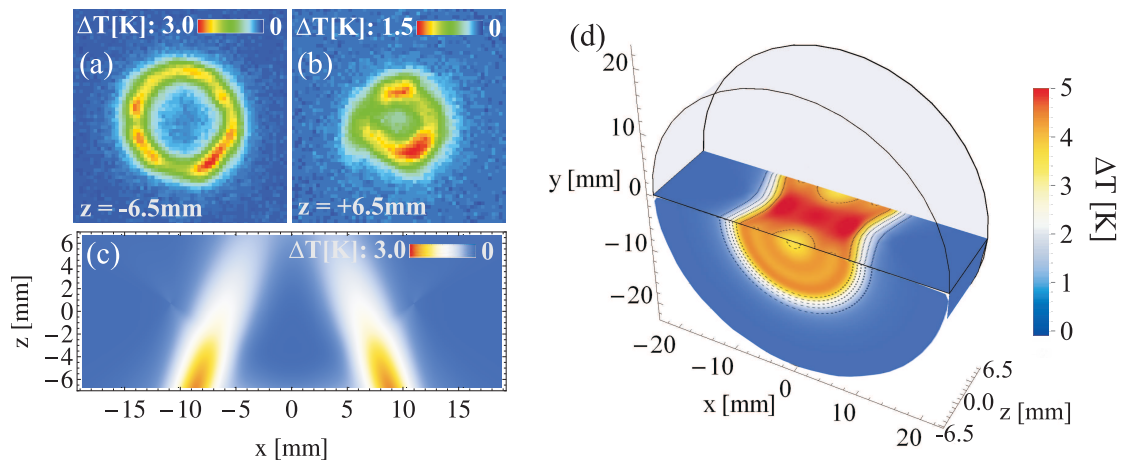


Abbildung 3.8: Räumliche Messung des Profils der Temperaturdifferenz $\Delta T = T(t_0) - T(t_0 - \Delta\tau)$ der ersten Gruppe der Einzelspots auf der Vorder- (a) und Rückseite (b) des Lasermaterials; (c) aus den Messungen (a) und (b) simuliertes Profil der Temperaturdifferenz innerhalb des Lasermaterials; (d) dreidimensionale Darstellung der simulierten Temperaturdifferenzverteilung, welche durch die Absorption eines Pumpimpulses verursacht wird. Für die Simulation wurde Rotations-symmetrie angenommen.

eine pro Pumpimpuls eingetragene Wärme von 47 J. Die vom Lasermaterial absorbierte Pumpenergie entspricht 90% der gesamten Pumpenergie von $40 \times (7 \pm 0,5)$ J, woraus sich der in Wärme umgewandelte Anteil der Pumpenergie zu 18,7% ergibt. Da der Quantendefekt von Yb:FP15, unter Berücksichtigung der effektiven Fluoreszenzwellenlänge $\lambda_{\text{eff}} = 994$ nm (siehe Kapitel 1.3.1), bei einer Pumpwellenlänge von 940 nm aber nur 5,5% beträgt, deutet dies auf einen zusätzlichen Wärmeeintrag durch Verunreinigungen im Lasermaterial hin. Vergleichbare Werte wurden bereits von anderen Gruppen veröffentlicht, wobei die Ursache hier auf die Konzentration der OH-Verbindungen im Lasermaterial zurückgeführt wurde [50, 51].

Zeitliche Simulation der Temperaturverteilung

Aus der dreidimensionalen Verteilung der pro Pumpimpuls erzeugten Temperaturdifferenz lässt sich über die Wärmeleitungsgleichung 1.33 das zeitaufgelöste dreidimensionale Temperaturprofil im Lasermaterial berechnen. Die eingetragene Leistungsdichte der Wärme q_{th} wurde hierbei aus der Temperaturdifferenzmessung unter Berücksichtigung des zeitlichen Profils der Pumpimpulse und der Wiederholrate ermittelt. Das zeitliche Profil der Pumpimpulse entspricht bei der Verstärkeranordnung A4 einem Rechteckimpuls mit einer Impulsdauer von $\Delta\tau = 2,7$ ms, welche mit einer Wiederholrate von 1/40 Hz das Lasermaterial pumpen. Weiterhin muss für die Simulation der zeitlichen Temperaturverteilung die Kühlung des Lasermaterials berücksichtigt werden. Das Yb:FP15-Glas des Verstärkers A4 wird über die Mantelfläche ($r = r_0$) gekühlt, welche direkt von Kühlwasser der Temperatur $T_0 = 22^\circ\text{C}$ umflossen ist. Aufgrund des hierdurch erzielten idealen Wärmekontaktes konnte während der Simulation eine konstante Temperatur der Mantelflächen von $T(r_0) = T_0$ angenommen werden. Kühlung über die Stirnseiten aufgrund von Konvektion oder Wärmestrahlung wurde vernachlässigt.

Die Simulation der Temperaturverteilung wurde für 30 Pumpimpulse durchgeführt, was einer Zeitdauer von 20 min entspricht. Währenddessen steigt die Maximaltemperatur im Zentrum des Lasermaterials ($x = y = z = 0$) zum relativen Zeitpunkt ($t_0 - \Delta\tau$) von 22°C auf 40°C an. Nach 30 Pumpimpulsen wird ein Gleichgewicht zwischen eingetragener und über die Mantelflächen abgeführter Wärme erreicht, sodass das verbleibende Temperaturprofil vor dem Eintreffen der jeweils nachfolgenden Pumpimpulse als vergleichbar angenommen werden kann. Abbildung 3.9 d zeigt die simulierte, dreidimensionale Temperaturverteilung im thermischen Gleichgewicht zur Zeit ($t_0 - \Delta\tau$), welche entlang der Materialdicke eine konstante Temperatur aufzeigt. Aufgrund der Wärmeleitung wurden räumliche Inhomogenitäten, welche durch die pro Pumpimpuls eingetragene Wärme verursacht wurden, ausgeglichen. Zur Verifizierung der Simulation wurde weiterhin das Temperaturprofil an der Oberfläche des Lasermediums nach 30 aufeinanderfolgenden Pumpimpulsen vermessen. Abbildung 3.9 c stellt hierbei die sehr gute Übereinstimmung des simulierten (gestrichelte Linie) und des gemessenen (durchgezogene Linie) Profils der Oberflächentemperatur zum Zeitpunkt vor (rot) und nach (schwarz) dem Eintreffen des Pumpimpuls im thermischen Gleichgewicht dar. Abweichungen des Profils zum Zeitpunkt t_0 (schwarz) sind hierbei durch die vereinfachte Annahme der Rotationssymmetrie der pro Pumpimpuls eingetragene Temperaturdifferenz begründet. Die Abweichung der Oberflächentemperatur zum

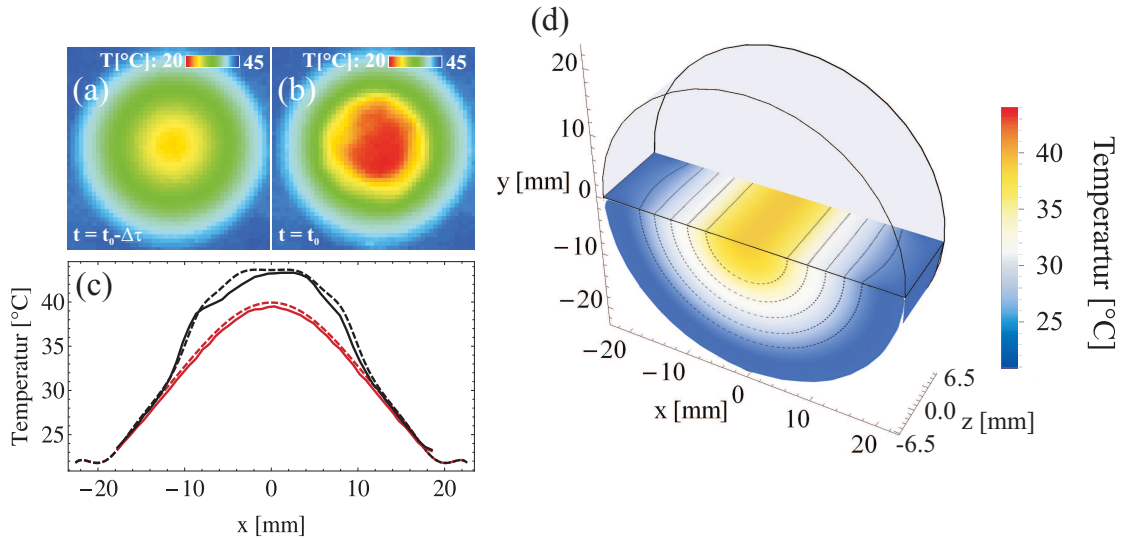


Abbildung 3.9: Messung und Simulation der Temperaturverteilung im Lasermaterial nach 30 Pumpimpulsen des POLARIS-Verstärkers A4: (a) Messung des Profils der Oberflächentemperatur mit einer Wärmebildkamera zur Zeit (a) vor ($t_0 - \Delta\tau$) und (b) nach (t_0) dem Eintreffen des Pumpimpulses; (c) Querschnitt des simulierten (gestrichelte Linie) und des gemessenen (durchgezogene Linie) Temperaturprofils zur Zeit vor ($t_0 - \Delta\tau$) (rot) und nach (t_0) (schwarz) dem Pumpimpuls; (d) dreidimensionale Darstellung des Temperaturprofils zur Zeit ($t_0 - \Delta\tau$).

Zeitpunkt ($t_0 - \Delta\tau$) beträgt im Maximum 0,5 K und ist durch die vernachlässigte Konvektionskühlung der Stirnflächen zu erklären.

Aufgrund der detaillierten Charakterisierung der pro Pumpimpuls eingetragenen Wärme konnte das zeitaufgelöste, räumliche Profil der Temperaturverteilung sehr präzise bestimmt werden. Durch die hohe thermische Empfindlichkeit der Wärmebildkamera von 0,04 K [95] kann für die Temperaturmessung ein sehr geringer Fehler angenommen werden. Statistische Messungen ergaben hier eine maximale Abweichung pro Pumpimpuls von $< 0,1$ K. Aufgrund der vereinfachten Annahme der Rotationssymmetrie konnte das räumliche Profil der eingetragenen Wärme jedoch nicht vollständig berücksichtigt werden. Der hieraus resultierende Fehler wurde zu $\pm 5\%$ abgeschätzt, woraus eine maximale Unsicherheit der Temperatursimulation von ± 1 K resultiert.

Untersuchung der thermischen *OPD*-Anteile

Zeitlich vor dem Pumpimpuls ($t_0 - \Delta\tau$) ist das Profil der Weglängendifferenz $OPD(x, y)$ des Lasermediums nur durch den thermischen Anteil bestimmt, welcher sich wiederum aus der thermischen Brechzahländerung, der thermischen Ausdehnung und der zu bestimmenden Spannungsdoppelbrechung zusammensetzt. Gleichung 1.46 beschreibt hierbei den Zusammenhang zwischen dem Profil der Weglängenänderung $OPD(x, y)$ und der über die Materialdicke integrierten Temperaturverteilung. Für die Bestimmung der Spannungsdoppelbrechung wurde das über Gleichung 1.46 berechnete Profil $OPD_{sim}(x, y)$ an das in Abschnitt 3.3.1 gemessene Profil $OPD_{mess}(x, y)$ angefitet. Hierbei wurde der photoelastische Koeffizient C_r und die Absolutphase Φ_0 , welche durch die Interferometermessung nicht bestimmbar ist, als Fitparameter verwendet. Die für die Simulation verwendeten Materialparameter sind in Tabelle A.1 zusammengefasst. Abbildung 3.10 zeigt das Querschnittsprofil (schwarz) des

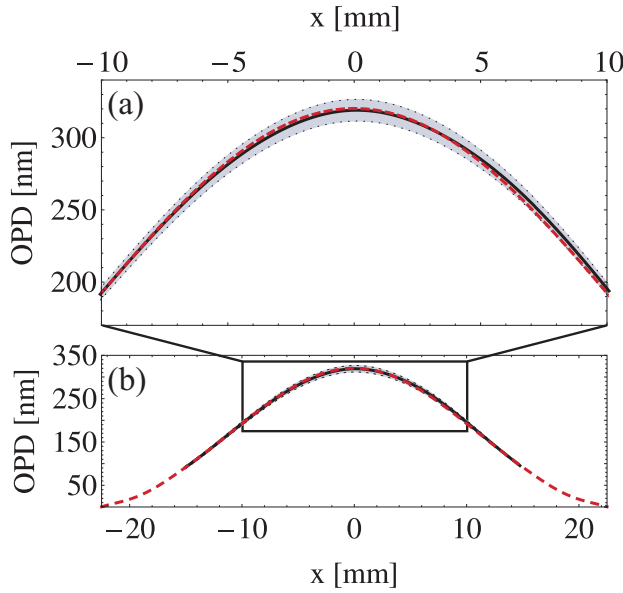


Abbildung 3.10: Querschnittsprofil des in Abschnitt 3.3.1 zur Zeit $(t_0 - \Delta\tau)$ gemessenen Profils der optischen Weglängendifferenz $OPD_{\text{mess}}(x, y)$ (schwarze Linie). Das Querschnittsprofil ist über 10 Messungen gemittelt, wobei die maximale Abweichung der Einzelmessung vom Mittelwert durch den grauen Bereich dargestellt ist; angefittetes Profil $OPD_{\text{sim}}(x, y)$ zur Bestimmung des photoelastischen Koeffizienten (rote Linie). Das simulierte Profil $OPD_{\text{sim}}(x, y)$ wurde über die simulierte Temperaturverteilung zur Zeit $(t_0 - \Delta\tau)$ unter Verwendung von Gleichung 1.46 berechnet. Abbildung (a) zeigt einen vergrößerten Ausschnitt der Abbildung (b).

in Abschnitt 3.3.1 gemessenen Profils $OPD_{\text{mess}}(x, y)$ als Mittelwert von 10 aufeinanderfolgenden Messungen. Die maximalen Abweichungen der einzelnen Messungen vom Mittelwert sind als grau hinterlegter Bereich dargestellt und betragen im Maximum $\pm 8,5$ nm. Das angefittete Profil $OPD_{\text{sim}}(x, y)$ ist rot gestrichelt dargestellt und zeigt über den gesamten Bereich des gemessenen Profils eine sehr gute Übereinstimmung. Unter Berücksichtigung der Maximalabweichung des gemessenen Profils $\Delta OPD_{\text{mess}} = \pm 8,5$ nm und einer angenommenen maximalen Abweichung des simulierten Temperaturprofils von $\Delta T = \pm 1$ K ergibt sich der photoelastische Koeffizient für Yb:FP15 zu $C_r = 0,9 \times 10^{-3} \pm 7,5\%$ und ist vergleichbar mit Werten für Yb³⁺-dotiertem Phosphat- und Silikatglas ($C_r = 1 \times 10^{-3}$) [96]. Der Anteil der Spannungsdoppelbrechung bezüglich des gesamten Anteils der thermischen OPD ergibt sich somit zu 6.7%. Die temperaturbedingte Brechzahländerung zusammen mit der thermischen Ausdehnung bildet demzufolge den Hauptanteil der thermisch bedingten Weglängenänderungen in Höhe von 93,3%.

3.3.3 Ermittlung des elektronischen Anteils

Der elektronische Anteil der optischen Weglängenänderung lässt sich über Gleichung 1.50 aus der räumlichen Anregungsdichte $\beta(x, y)$ ermitteln. Da der zeitliche Abfall der Anregungsdichte durch die Fluoreszenzlebensdauer von $\tau_f = 1,4$ ms [40] bestimmt ist, kann der elektronische Anteil von der deutlich langsamer abfallenden thermischen Komponente der OPD unterschieden werden. Für die Charakterisierung des elektronischen Anteils wurde daher die zeitliche Entwicklung der optischen Weglängendifferenz während des Pumpimpulses im Bezug auf das Profil vor dem Eintreffen des Pumpimpulses $\Delta OPD(t) = OPD(t) - OPD(t_0 - \Delta\tau)$ untersucht. Für eine vereinfachte Betrachtung wurde hierbei nur die Weglängendifferenz in der Mitte des Lasermaterials ($x = y = 0$) berücksichtigt. Abbildung 3.11 zeigt die über jeweils fünf Messungen gemittelten Werte der $\Delta OPD(t)$ für den untersuchten Zeitbereich von $-2,7$ ms $\leq t \leq 10$ ms. Für die Zeiten $t = 5$ ms und $t = 10$ ms war nur jeweils ein Wert verfügbar. Die Messung zeigt eine zeitliche Änderung der ΔOPD im Bereich von Millisekunden (ms), welche nicht durch den thermischen Anteil zu erklären ist.

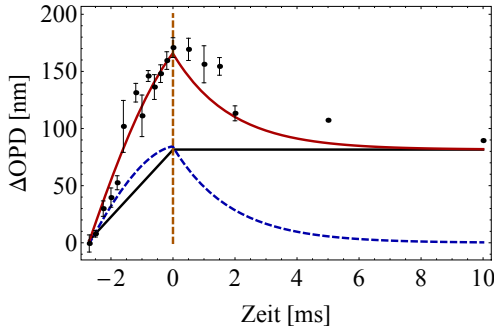


Abbildung 3.11: Darstellung der in Abschnitt 3.3.1 gemessenen $\Delta OPD_{\text{mess}}(t)$ am Ort $x = y = 0$ während des Pumpimpulses (schwarze Messpunkte); simulierter thermischer ($\Delta OPD_{\text{therm}}(t)$, schwarze Linie) und elektronischer Anteil ($\Delta OPD_{\text{el}}(t)$, blaue Linie); durch den Fit ermitteltes zeitliches Gesamtprofil ($\Delta OPD_{\text{total}}(t)$, rote Linie).

Aufgrund des proportionalen Zusammenhangs der Anregungsdichte β mit der Kleinsignalverstärkung g_0 (siehe Gl. 3.2) konnte das zeitliche Profil der Anregungsdichte über die Fluoreszenz mittels einer Photodiode ermittelt werden. Die intensive Pumpstrahlung bei $\lambda = 940\text{ nm}$ wurde hierbei erneut durch einen dielektrischen Kantenfilter mit einer Kantenwellenlänge von 1000 nm um sechs Größenordnungen unterdrückt. Das zeitliche Fluoreszenzprofil wurde anschließend über Gleichung 1.16 unter Berücksichtigung der Kleinsignalverstärkung des A4 von $g_0 = 1,34$ der Reabsorption in das zeitliche Profil der Anregungsdichte $N_2(t)$ umgerechnet. Die Kleinsignalverstärkung wurde hierbei durch einen verkleinerten Laserimpuls im zentralen Bereich des Verstärkungsprofils gemessen. Zur Bestimmung der Polarisierbarkeitsdifferenz wurde der elektronische Anteil $\Delta OPD_{\text{el}}(t)$ (Gl. 1.50) zusammen mit dem thermischen Anteil der Weglängendifferenz $\Delta OPD_{\text{therm}}(t)$ an die in Abbildung 3.11 dargestellten Messwerte angefitet. Hieraus wurde eine Polarisierbarkeitsdifferenz von $\Delta\alpha_p = 1,0 \times 10^{-26} \pm 6.5\%$ für Yb:FP15 ermittelt.

In Abbildung 3.11 sind der thermische Anteil $\Delta OPD_{\text{therm}}(t)$ (schwarze Linie), der elektronische Anteil $\Delta OPD_{\text{el}}(t)$ (blaue, gestrichelte Linie) und der aus der Addition resultierende Gesamtverlauf $\Delta OPD(t)$ (rote Linie) dargestellt. Die Messwerte zeigen eine gute Übereinstimmung mit der Simulation. Die verbleibenden Abweichungen sind durch die Bestimmung der zeitlichen Anregungsdichte $N_2(t)$ durch die Fluoreszenz begründet. Wie in Kapitel 3.2.2 beschrieben, ist die Näherung des Anregungsprofils nur im Bereich der maximalen Anregungsdichte β_0 gültig. Für eine verbesserte Charakterisierung muss die zeitliche Anregungsdichte $N_2(t)$ daher direkt aus der zeitlichen Messung der Kleinsignalverstärkung mittels eines Dauerstrichlasers der Wellenlänge $\lambda = 1030\text{ nm}$ durchgeführt werden.

3.3.4 Vergleich der einzelnen Anteile

Aus dem in Abschnitt 3.2.2 bestimmten räumlichen Anregungsprofil $\Delta\beta(x, y)$ lässt sich das räumliche Profil des elektronischen Phasenanteils berechnen und somit das Gesamtprofil der pumpinduzierten OPD ermitteln. Abbildung 3.12 zeigt das Querschnittsprofil der in Abschnitt 3.3.1 gemessenen optischen Weglängendifferenzen $OPD_{\text{mess}}(x, y)$ (schwarze Linie) und der aus den Einzelanteilen zusammengesetzten simulierten $OPD_{\text{sim}}(x, y)$ (rote, gestrichelte Linie) für vier verschiedene Zeiten während des Pumpimpulses $t - \Delta\tau \leq t \leq t_0$. Der Maximalwert der OPD nimmt hierbei zu späteren Zeiten hin kontinuierlich zu. Der Gesamtverlauf der Weglängendifferenz wird durch die Summe der Einzelanteile sehr gut repräsentiert. Abweichungen im Bereich der Flanken zum Zeitpunkt t_0 resultieren aus dem genähernten Anregungsprofil, wobei geringe Anregungsdichten mit einem höheren Fehler belastet

Tabelle 3.1: Zusammenfassung der *OPD*-Anteile für Yb:FP15.

<i>thermisch erzeugte OPD</i>	$\times \int \Delta T dz$	$\frac{\partial}{\partial T}$ (10^{-6})K $^{-1}$	$\Delta T_{A4} = 25$ K $\Delta n_{A4} (\times 10^{-6})$	relativer A4-Anteil
Brechungsindex	$\partial n / \partial T$	-8,3	-207,5	} 31,8 78,8%
Ausdehnung	$\alpha_T (n_0 - 1)(1 + \nu)$	9,6	239,3	
Spannungsdoppelbrechung	$2n_0^3 \alpha_T C_T$	0,09	2,3	5,7%
<i>elektronisch erzeugte OPD</i>	$\times N_2$	$\frac{\partial}{\partial N_2}$ (10^{-26})	$\beta_{A4} = 0,12$ $\Delta n_{A4} (\times 10^{-6})$	
	$2\pi/n_0 \cdot F_L^2 \Delta \alpha_p$	8,7	6,3	15,5%

sind als im Bereich der mittleren Anregungsdichte β_0 . Die Abweichung im mittleren Bereich könnten durch Reabsorption des spontan emittierten Fluoreszenzlicht erklärt werden.

Die in diesem Abschnitt ermittelten Anteile der pumpinduzierten *OPD* sind in Tabelle 3.1 zusammengefasst. Die dritte und vierte Spalte zeigt das Verhältnis im POLARIS-Verstärker A4. Die thermische Ausdehnung und die temperaturbedingte Änderung des Brechungsindex bilden hier den größten Anteil der Weglängenunterschiede. Trotz der teilweisen Kompensation aufgrund des unterschiedlichen Vorzeichens verursachen beide Anteile 78,8% der gesamten *OPD*. Der Anteil der Spannungsdoppelbrechung beträgt hingegen nur 5,7%. Der elektronische Anteil der *OPD* beträgt 15,5% und muss somit in zukünftigen Simulationen berücksichtigt werden. Bei Verstärkeranordnungen mit verbesserten Kühlkonzepten und einer hierdurch verringerten Maximaltemperatur im Lasermedium [21, 22] gewinnt der elektronische Anteil darüber hinaus zunehmend an Bedeutung.

Im Anschluss an die hier vorgestellten Messungen wurde die Wiederholrate der Pumpimpulse des A4 von 1/40Hz auf 1/50Hz gesenkt. Aufgrund der verlängerten Abkühlphase verringert sich die Temperatur vor dem Erreichen des Pumpimpulses um 1,2K. Da dies die Weglängenunterschiede jedoch nur um 4,8% verringert, wurde für die folgenden Berechnungen das *OPD*-Profil als vergleichbar angenommen.

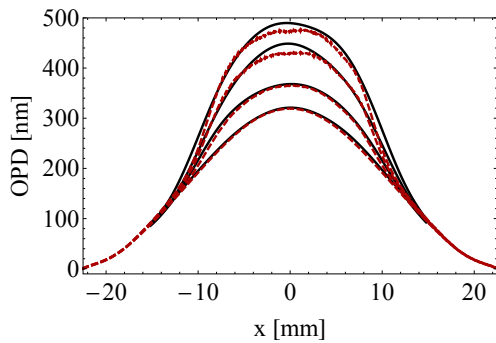


Abbildung 3.12: Darstellung der im Kapitel 3.3.1 gemessenen ($OPD_{\text{mess}}(x, y)$, schwarze Linie) und der aus den Einzelanteilen simulierten ($OPD_{\text{sim}}(x, y)$, rot gestrichelte Linie) pumpinduzierten optischen Weglängenänderung für Zeiten während des Pumpimpulses: $t_1 = t_0 - 2,7$ ms, $t_2 = t_0 - 1,8$ ms, $t_3 = t_0 - 1,2$ ms, $t_4 = t_0$ ms. Der Maximalwert der *OPD* nimmt von t_1 bis t_4 stetig zu.

3.4 Propagation der Laserimpulse in der Verstärkeranordnung

Abbildung 3.13 zeigt eine schematische Darstellung des POLARIS-Verstärkers A4. Der zu verstärkende Laserimpuls wird mittels eines Teleskops (Linse L1 und L2) im Durchmesser an den Verstärker angepasst und durchläuft anschließend mehrmals das gepumpte Yb:FP15-Glas. Nach dem fünften Materialdurchgang trifft der Laserimpuls auf einen adaptiven Endspiegel (aE) [97], welcher den Laserimpuls in sich zurück reflektiert. Die Polarisationsrichtung des zurücklaufenden, linear polarisierten Laserimpulses ist hierbei aufgrund des doppelten Durchganges durch einen reflektiven $\lambda/4$ -Polarisationsrotator (PR, siehe Kapitel 4.2) um 90° gedreht, sodass dieser nach dem neunten Materialdurchgang mittels eines Dünnschichtpolarisators (TFP) vom eingehenden Laserimpuls getrennt werden kann. Der adaptive Endspiegel (aE) [97] besteht aus einem ebenen Spiegel, welcher ausschließlich am Rand fixiert ist. Ein rückseitig angebrachter ringförmiger Stempel verursacht über einen Piezoaktuator eine Kraft im zentralen Bereich des Spiegels, sodass innerhalb des ringförmigen Bereiches eine konvexe sphärische Deformation der Spiegeloberfläche erzeugt wird.

Um den Einfluss der Propagation innerhalb der Verstärkeranordnung zu untersuchen wurden die pumpinduzierten Phasendifferenzen $\Delta\Phi(x, y)$ aus den optischen Weglängendifferenzen ($OPD(t_0)$) über

$$\Delta\Phi(x, y) = \Delta\Phi_f(x, y) + \Delta\Phi_{SG}(x, y) = -\frac{2\pi}{\lambda} OPD(x, y) \quad (3.4)$$

mit $\lambda = 1030 \text{ nm}$ berechnet. Um die Simulation der Propagation zu vereinfachen wurden die über die OPD -Messung ermittelten (siehe Kap. 3.3.1) Phasendifferenzen $\Delta\Phi(x, y)$ als Superposition zweier analytischer Phasenfunktionen beschrieben. Hierfür wurde zum einen ein sphärischer Phasenanteil $\Delta\Phi_f$ mit einer Brennweite von $f = +592 \text{ m}$ und zum anderen ein Super-Gauß-förmiger Anteil der 4. Ordnung mit einer Amplitude von $\Delta\Phi_{SG} = -1,2 \text{ rad}$ und einer Halbwertsbreite von $w_{SG} = 9.3 \text{ mm}$ verwendet. Abbildung 3.14 zeigt beide Phasenanteile (schwarz und blau gestrichelt) und die sich hieraus ergebende simulierte Gesamtphase $\Delta\Phi_{sim}$ (rot, gestrichelt) in guter Übereinstimmung zu jener in Kapitel 3.3.1 gemessenen Phasendifferenz $\Delta\Phi_{mess}$ (schwarz, durchgezogene Linie). Der sphärische Anteil $\Delta\Phi_f$ resultiert hauptsächlich aus dem Temperaturprofil zum Zeitpunkt vor dem Pumpimpuls $T(t_0 - \Delta\tau)$, welcher in Abbildung 3.9 dargestellt ist. Das Super-Gauß-förmige Profil $\Delta\Phi_{SG}$ hingegen wird vorwiegend durch die pro Pumpimpuls induzierten OPD erzeugt. Die im Vergleich zum Ver-

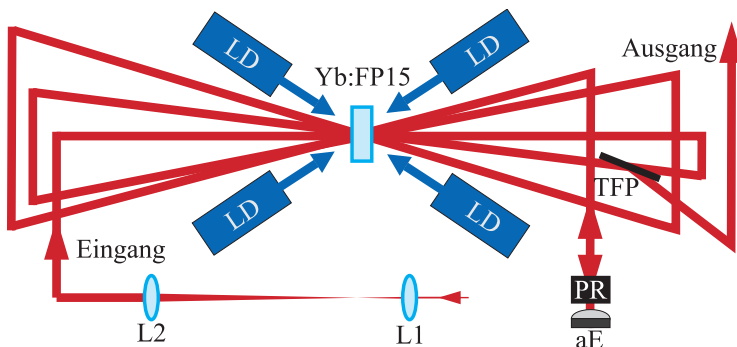


Abbildung 3.13: Schematische Darstellung des POLARIS-Verstärkers A4 mit dem Eingangsteleskop (Linse L1 und L2), dem adaptiven Endspiegel (aE), einem $\lambda/4$ Polarisationsrotator (PR) und einem Dünnschichtpolarisator (TFP) zur Separation des eingehenden und ausgehenden Laserimpulses.

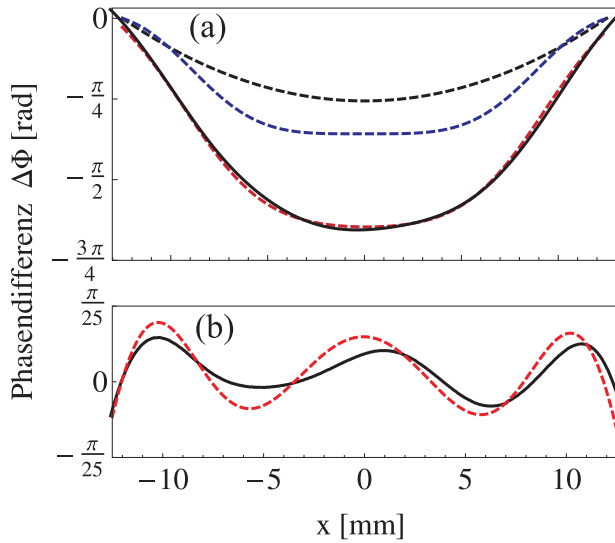


Abbildung 3.14: (a) Darstellung der während der Simulation der Propagation angenommenen Phasendifferenz $\Delta\Phi_{\text{sim}} = \Delta\Phi_f + \Delta\Phi_{\text{SG}}$ (rot, gestrichelt) bestehend aus einem sphärischem Anteil $\Delta\Phi_f$ (schwarz, gestrichelt) mit einer Brennweite von $f = +592\text{ m}$ und einem Super-Gauß-förmigen Anteil der 4. Ordnung (blau, gestrichelt) mit einer Amplitude von $\Delta\Phi_{\text{SG}} = -1,2\text{ rad}$ und einer Halbwertsbreite von $w_{\text{SG}} = 9.3\text{ mm}$. Die in Kapitel 3.3.1 gemessene Phase $\Delta\Phi_{\text{mess}}$ ist zum Vergleich dargestellt (schwarz, durchgezogene Linie); (b) Verbleibende Phasenaberration nach Abzug der sphärischen Gesamtphase ($\Delta\Phi_{\text{Aberr}} = \Delta\Phi - \Delta\Phi_{f\text{-total}}$) entsprechend einer Brennweite von $f = +230\text{ m}$ von der simulierten (rot) und der gemessenen (schwarz) Phasendifferenz.

stärkungsprofil reduzierte Ordnung des Super-Gauß-Profiles resultiert aus der entlang der Materialdicke inhomogenen pro Pumpimpuls eingetragenen Temperaturverteilung (siehe Abbildung 3.8).

Während der Propagation eines Gauß-förmigen Laserimpulses verursacht eine sphärische Phasenkrümmung keine Änderung der Profilform sondern lediglich eine Änderung der Profilgröße. Abweichungen der Phase von der sphärischen Krümmung, welche als Aberrationen $\Delta\Phi_{\text{Aberr}}$ bezeichnet werden, führen jedoch direkt zu Formveränderungen des Intensitätsprofils. Um die profilverändernde Wirkung während der Propagation zu verdeutlichen, wurde eine sphärische Gesamtphase $\Delta\Phi_{f\text{-total}}$ entsprechend einer Brennweite von $f = +230\text{ m}$ von der Phasendifferenz subtrahiert. Abbildung 3.14 b zeigt die hieraus resultierenden simulierten ($\Delta\Phi_{\text{Aberr, sim}} = \Delta\Phi_{\text{sim}} - \Delta\Phi_{f\text{-total}}$) (rot) und gemessenen Aberrationen ($\Delta\Phi_{\text{Aberr, mess}} = \Delta\Phi_{\text{mess}} - \Delta\Phi_{f\text{-total}}$) (schwarz). Das räumliche Profil der Aberrationen resultiert in einer defokussierenden Wirkung im zentralen Bereich des Gauß-förmigen Intensitätsprofils sowie in einer fokussierenden Wirkung in den Randbereichen. Dies führt während der Propagation zu einer Änderung des Gauß-förmigen zu einem Super-Gauß-förmigen Intensitätsprofil. Die Amplitude der Aberrationen ist mit $0,16\text{ rad}$ sehr gering, weshalb nach einem Materialdurchgang keine Profilveränderungen zu erwarten sind. Aufgrund der neun Materialdurchgänge und der langen Propagationswege sind innerhalb des POLARIS-Verstärkers A4 die Profilveränderungen jedoch signifikant.

Um die vollständige Profilveränderung innerhalb der Verstärkeranordnung A4 zu demonstrieren, wurde das Intensitätsprofil des zu verstärkenden Impulses am Ort des Lasermaterials sukzessive für jeden Materialdurchgang simuliert. Für die Simulation des zweiten Materialdurchgangs wurde hierbei das Eingangsprofil mit dem Verstärkungsprofil multipliziert und die aus den pumpinduzierten Weglängenunterschieden berechneten Phasendifferenzen $\Delta\Phi_{\text{sim}}$ zu dem Phasenprofil der komplexen Amplitude $u(x, y, z)$ addiert. Anschließend wurde das Intensitätsprofil des zweiten Materialdurchgangs über Gleichung 1.26 berechnet. Dies wurde für jeden Materialdurchgang wiederholt, wobei zwischen den einzelnen Durchgängen Propagationslängen von $z_{\text{prop}} = 3,5\text{ m}$ berücksichtigt wurden. Im Ge-

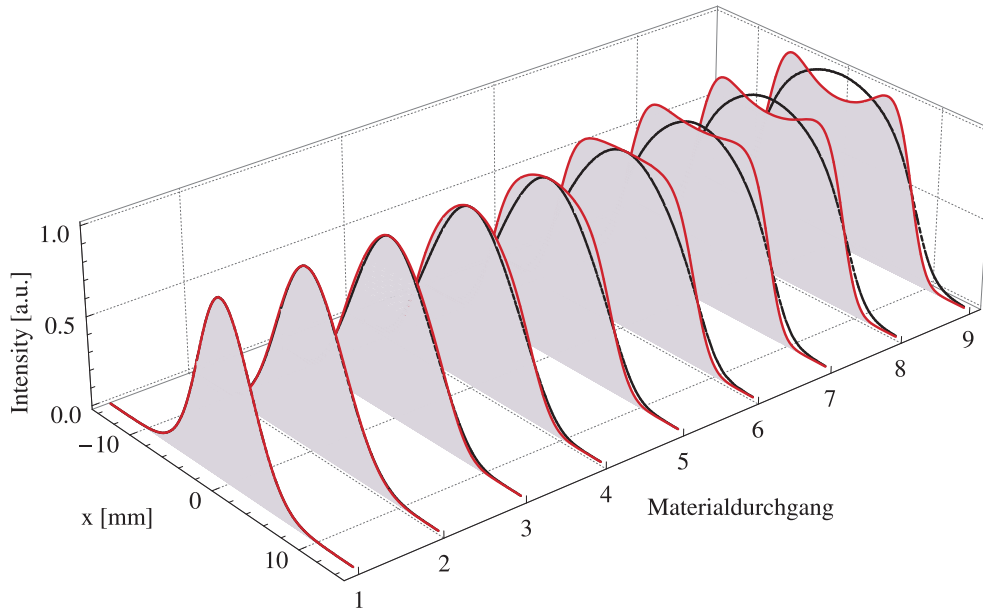


Abbildung 3.15: Simulation des Intensitätsprofils am Ort des Lasermaterials während der Verstärkung durch die neun Materialdurchgänge des POLARIS-Verstärkers A4 mit (rot) und ohne (schwarz) Berücksichtigung der Phasenaberration $\Delta\Phi_{\text{Aberr, sim}}$.

gensatz zum Phasenprofil wurde für das Verstärkungsprofil ein Super-Gauß-förmiges Profil der 8. Ordnung angenommen, welches ebenfalls als Zielfunktion während der Homogenisierung des Verstärkungsprofils (siehe Kapitel 3.2.2) verwendet wurde. Für eine hohe Überlappung des Eingangsprofils mit dem Verstärkungsprofil, welches eine Halbwertsbreite von $w_{\text{FWHM}} = 11,5 \text{ mm}$ gewählt, wurde ein Gauß-förmiges Intensitätsprofil mit einer Halbwertsbreite von mindestens 18 mm notwendig ist, wurde die Profilgröße durch eine divergente Propagation innerhalb der Verstärkeranordnung sukzessive vergrößert. Hierfür wurde eine Eingangsdivergenz äquivalent zu einer Zerstreuungslinse mit einer Brennweite von $f_{\text{Eingang}} = -15 \text{ m}$ gewählt, welche über das Eingangsteleskop (Linse L1 und L2 in 3.13) eingestellt wurde. Zusätzlich wurde nach dem fünften Materialdurchgang über den adaptiven Endspiegel (aE in 3.13) eine Divergenz äquivalent zu einer Zerstreuungslinse mit einer Brennweite von $f_{5\text{Pass}} = -20 \text{ m}$ hinzugefügt.

Die Entwicklung des Intensitätsprofils während der neun Materialdurchgänge des A4 ist in Abbildung 3.15 mit (rot) und ohne (schwarz) Berücksichtigung der Aberrationen ($\Delta\Phi_{\text{Aberr}}$, vgl. Abb. 3.14 b) dargestellt. Während der ersten drei Materialdurchgänge ist in beiden Fällen nur eine Verbreiterung des Gauß-förmigen Eingangsimpuls aufgrund der Eingangsdivergenz erkennbar. Dieser Trend setzt sich für die Betrachtung ohne Aberrationen weiter fort, wobei die Randbereiche sich zunehmend der Form des Verstärkungsprofils anpassen. Bei Berücksichtigung der Phasenaberration tritt ab dem vierten Materialdurchgang eine deutliche Abweichung des Intensitätsprofils auf. Zum einen kann hierbei eine größere Flankensteilheit der Randbereiche und zum anderen ein Abflachen des zentralen Intensitätsbereiches beobachtet werden, sodass bei dem sechsten Materialdurchgang ein Super-Gauß-förmiges Intensitätsprofil der 5. Ordnung erreicht wird. Aufgrund der weiteren Propagation und Materialdurchgänge erhöht sich die Ordnung bis zum neunten Materialdurchgang auf

$n = 7$, wobei im zentralen Bereich eine Reduzierung der Spitzenintensität auftritt, welche nach dem neunten Materialdurchgang eine relative Modulationstiefe von 14% erreicht hat. Da innerhalb der Verstärkeranordnung A4 die Aberrationen sowie die Anzahl der Materialdurchgänge und die Propagationswege nicht verändert werden können, ohne die Gesamtverstärkung signifikant zu verringern, muss diese Intensitätsmodulation für eine weitere Optimierung über eine adaptive Anpassung des Verstärkungsprofils kompensiert werden.

Experimentelle Ergebnisse

Abbildung 3.16 zeigt das unter Berücksichtigung der Aberrationen simulierte (a) im Vergleich zum gemessenen (c) Intensitätsprofil des neunten Materialdurchganges. Bei der mittels einer CCD-Kamera durchgeführten Messung wurde entsprechend der Simulation ein Gauß-förmiges Eingangsprofil der Breite $w_{\text{FWHM}} = 11,5 \text{ mm}$ und die im vorangegangenen Abschnitt ermittelte Divergenzeinstellung verwendet. Hierfür wurden die Gauß-förmigen Laserimpulse des zweiten regenerativen Verstärkers (A2, vgl. Abb. 1.5) direkt in den A4 eingekoppelt, ohne zuvor weitere Verstärkeranordnungen zu durchlaufen. Die Vertiefung des Intensitätsprofils ist sowohl in der Simulation (Abb. 3.16 a) als auch in der Messung (Abb. 3.16 c) erkennbar, wobei die Modulationstiefe der Messung deutlich größer ist. Dies ist durch verbleibende Modulationen des Verstärkungsprofils nach der Homogenisierung erklärbar. Wie in Kapitel 3.2.2 ausgeführt, verbleiben nach der Optimierung der Spotpositionen der einzelnen fokussierten Hochleistungslaserdioden Restmodulationen im Bereich von $\pm 5\%$, welche durch den Homogenisierungsalgorithmus nicht verringert werden konnten (siehe Abbildung 3.4). Um dies zu verifizieren, wurde die Simulation des Intensitätsprofils mit dem über das Fluoreszenzprofil gemessenen Verstärkungsprofil, welches in 3.4 b und c dargestellt ist, wiederholt. In dieser Simulation wurde zudem Beugung an der freien Apertur des Lasermaterials berücksichtigt, welche einen Durchmesser von 37 mm besitzt. Weiterhin wurde die Orientierung des Verstärkungsprofils bzgl. des Laserimpulses in die Simulation mit einbezogen. Aufgrund der Anordnung der verschiedenen Propagationswege (siehe Abbildung 3.13) wird der Laserimpuls nach jedem Materialdurchgang um die vertikale Achse gespie-

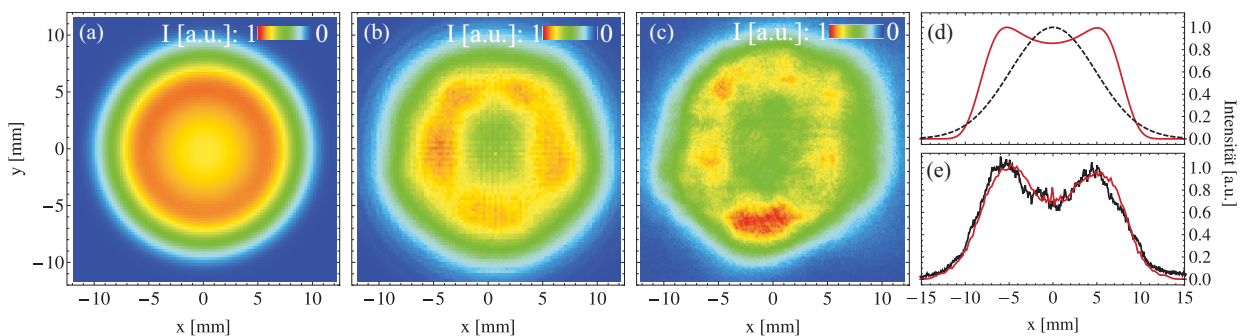


Abbildung 3.16: Zweidimensionale Darstellung (a-c) und entsprechende Querschnitte (d,e) des simulierten und gemessenen Intensitätsprofils nach der Propagation der Laserimpulse durch den POLARIS-Verstärkers A4: Simuliertes Intensitätsprofil unter der Annahme: (a und d, rote Linie) eines idealen Verstärkungsprofils und (b und e, rote Linie) des in Kapitel 3.2.2 charakterisierten realen Verstärkungsprofils; (c und e, schwarze Linie) CCD-Messung des A4-Intensitätsprofils nach dem neunten Materialdurchgang; Gauß-förmiges Intensitätsprofil des Eingangsimpulses (d, schwarze gestrichelte Linie).

gelt, sodass Inhomogenitäten des Verstärkungsprofils zum Teil kompensiert werden können. Symmetrische Vertiefungen im zentralen Bereich des Verstärkungsprofils, welche in Abbildung 3.4 e deutlich zu erkennen sind, werden hierdurch allerdings nicht kompensiert und ergeben einen zusätzlichen Anteil der Modulationstiefe des Intensitätsprofils. Die in Abbildung 3.16 b dargestellte Simulation des neunten Materialdurchganges zeigt eine gute Übereinstimmung mit dem tatsächlich gemessenen Intensitätsprofil (Abb. 3.16 c), wobei Abweichungen zum gemessenen Profil durch zusätzliche Aberrationen aufgrund leichter Verformungen der Spiegeloberflächen oder auch durch einen geringen Versatz des Laserimpulsprofils bzgl. des Verstärkungsprofils in den einzelnen Materialdurchgängen verursacht werden. Die Homogenität des Intensitätsprofils der Laserimpulse ist somit auch durch die Homogenität des Verstärkungsprofils limitiert. Unter Berücksichtigung der laserinduzierten Zerstörschwelle von Yb:FP15 von $F_z = 3 \text{ J/cm}^2$ können die Laserimpulse innerhalb des A4 aufgrund der entstehenden Nahfeldverteilung nur bis zu einer Ausgangsenergie von 7 J verstärkt werden.

3.4.1 Optimierung mittels Adaptierung des Verstärkungsprofils

Sowohl für eine weitere Steigerung der maximalen Ausgangsenergie des A4, als auch für die weitere Verstärkung der Laserimpulse innerhalb der nachfolgenden Verstärkeranordnung A5 ist eine weitere Optimierung des Intensitätsprofils des Verstärkers A4 notwendig. Hierfür wurde im weiteren Verlauf dieser Arbeit die Adaptierung des Verstärkungsprofils untersucht. Für eine Kompensation der Vertiefung des Intensitätsprofils ist eine gezielte Erhöhung der Verstärkung im zentralen Bereich des Verstärkungsprofils notwendig. Um dies zu demonstrieren, wurden zusätzliche acht Hochleistungslaserdiodenmodule, welche paarweise über jeweils einen Dünnschichtpolarisator kombiniert wurden, symmetrisch von beiden Seiten in das Lasermaterial fokussiert. Abbildung 3.17 a zeigt das hierdurch erzeugte zusätzliche Verstärkungsprofil, welches dem in Kapitel 3.2.2 charakterisierten Verstärkungsprofil im zentralen Bereich hinzugefügt wurde. Die räumliche Anordnung der Einzelspots wurde hierbei der Vertiefung des gemessenen Intensitätsprofils (vgl. 3.16 d) angepasst. Die acht Laserdiodenmodule wurden jeweils bei 12% ihrer maximalen Leistung von $P_{\text{max}} = 2,5 \text{ kW}$ betrieben, was einer zusätzlichen Pumpleistung von 2,4 kW und somit 2,4% der Gesamt-

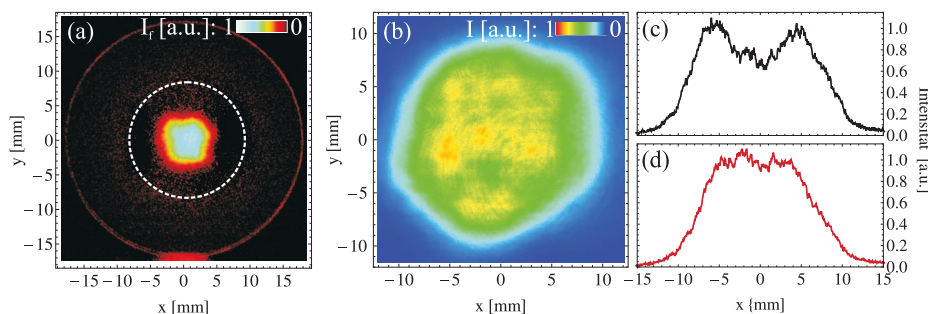


Abbildung 3.17: Adaptierung des A4-Verstärkungsprofils: (a) Fluoreszenzprofil der acht zusätzlich installierten Laserdiodenmodule, der weiße Ring zeigt den Rand des gesamten Verstärkungsprofils; (b) gemessenes Intensitätsprofil nach dem neunten Materialdurchgang nach der Adaptierung des Verstärkungsprofils; Querschnitt des gemessenen Intensitätsprofils vor (c) und nach (d) der Adaptierung des Verstärkungsprofils.

pumpleistung des Verstärkers A4 entspricht. Aufgrund der geringen zusätzlichen Pumpleistung ist eine Temperaturerhöhung des Lasermaterials von ca. 0,5K zu erwarten, wodurch Änderungen der optische Weglängendifferenz (*OPD*) des Lasermaterials vernachlässigt werden können. Das aus der Adaptierung folgende Intensitätsprofil ist in Abbildung 3.17 b und c dargestellt. Die räumliche Vertiefung konnte über die adaptive Anpassung des Verstärkungsgebietes fast vollständig kompensiert werden. Aufgrund der steilen Flanken des zusätzlichen Verstärkungsprofils ergibt sich allerdings auch eine leicht verringerte Profilgröße, weshalb hier keine Verringerung der Spitzenintensität erreicht werden konnte. Die geplante Ausgangsenergie des A4 von ~ 10 J erfordert jedoch eine Senkung der Spitzenintensität um 30%, wodurch eine weitere Optimierung des POLARIS-Verstärkers A4 notwendig ist. Hierfür ist in weiteren Untersuchungen die optimale Zielfunktion für den Homogenisierungsalgorithmus (vgl. 3.2.2) zu ermitteln und über die Position der einzelnen Pumpspots einzustellen. Weiterhin ist eine Verringerung der Modulationen des Verstärkungsgebietes notwendig, welche durch eine Anpassung der Profilgrößen der einzelnen Pumpspots erfolgen kann.

3.5 Entwicklung einer abbildenden Verstärkeranordnung

Wie im vorangegangenen Abschnitt (Kapitel 3.4) ausgeführt, erfolgt durch die Propagation des Laserimpulses innerhalb der Verstärkeranordnung A4 eine Veränderung des Intensitätsprofils von einem Gauß-förmigen zu einem Super-Gauß-förmigen Profil, welches für die Verstärkung zu hohen Energien auch erstrebenswert ist. Um diese Profilformung zu nutzen erfordert der Verstärker somit ein Gauß-förmiges Eingangsprofil. Für eine aktuell mögliche Ausgangsenergie des A4 von 7J ist allerdings eine Eingangsenergie von 750mJ und somit eine weitere Verstärkung der Gauß-förmigen Ausgangsimpulse der regenerativen Verstärkeranordnung A2 notwendig. Wird dies erneut durch eine Freifeld-Verstärkeranordnung realisiert kommt es hier allerdings zu einer zusätzlichen Änderung des Intensitätsprofils, sodass für den A4 kein Gauß-förmiges Eingangsprofil zur Verfügung steht. Aus diesem Grund wurde im weiteren Rahmen dieser Arbeit, in Zusammenarbeit mit dem Max-Planck-Institut für Quantenoptik¹, eine neuartige abbildende Verstärkeranordnung (A3) entwickelt [83, 84]. In dieser Anordnung wird der Laserimpuls von einer definierten Eingangsebene, in der sich das aktive Medium befindet, nach einem Materialdurchgang wieder in sich selbst abgebildet. Hierdurch können Änderungen des Intensitätsprofils aufgrund der räumlichen Phase und der langen Propagationswege vermieden werden. Das Eingangsprofil wird während der Verstärkung somit nur durch das Verstärkungsprofil beeinflusst.

Aufgrund der im Vergleich zum A4 verringerten Ausgangsenergie des A3 ist hier allerdings ein kleineres Verstärkungsprofil und somit auch eine geringere Anzahl an Hochleistungslaserdiodenmodule erforderlich. Inhomogenitäten des Verstärkungsprofils aufgrund des Profils der einzelnen Pumpspots können hierdurch nur in begrenztem Maße mit einer Optimierung der Pumpspotanordnung ausgeglichen werden. Bei einer zu geringen Anzahl führt allerdings vor allem die starke Elliptizität der Einzelspots zu einer ovalen Verformung des Verstärkungsprofils und somit auch zu einem elliptischen Intensitätsprofil der Laserim-

¹Max-Planck-Institut für Quantenoptik, Hans-Kopfermann-Str. 1, 85748 Garching

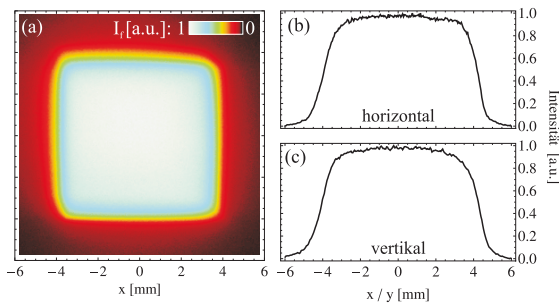


Abbildung 3.18: Fluoreszenzprofil der Verstärkeranordnung A3 (a) mit dem entsprechenden horizontalen (b) und vertikalen (c) Querschnittsprofil.

pulse. Um Modulationen des Intensitätsprofils aufgrund des Verstärkungsprofils innerhalb des A3 zu vermeiden, wurden für die Erzeugung eines homogenen Verstärkungsprofils zwei Pumpmodule *PM19.2* der Firma Lastronics GmbH¹ verwendet. Die Pumpmodule besitzen jeweils eine optische Ausgangsleistung von 16 kW und wurden über die Polarisation gekoppelt. Sie verfügen weiterhin über ein homogenisiertes Intensitätsprofil, welches mittels eines Mikrolinsenarrays [98] erzeugt wurde. In einem Arbeitsabstand von 7 cm wird hierdurch ein Tophat-förmiges Profil mit einer Größe von $17 \times 17 \text{ mm}^2$ (FWHM) zur Verfügung gestellt, welches über ein 2:1 verkleinerndes Teleskop in das Yb:FP15-Glas abgebildet wurde. Das hieraus resultierende homogene Verstärkungsprofil mit einer Größe von $8,5 \times 8,5 \text{ mm}^2$ ist in Abbildung 3.18 dargestellt.

3.5.1 Abbildungskonzept

Abbildung 3.19 zeigt eine schematische Darstellung der Verstärkeranordnung A3. Der eingehende Laserimpuls wird von einer definierten Eingangsebene außerhalb des Verstärkers durch ein $4f$ -Abbildungsteleskop, bestehend aus der Linse L1 und dem sphärischen Spiegel S1, in das Verstärkungsmedium abgebildet. Die Brennweite der verwendeten Abbildungsoptiken beträgt jeweils $f = 1 \text{ m}$. Um Rückreflexionen sowie chromatische Aberrationen durch

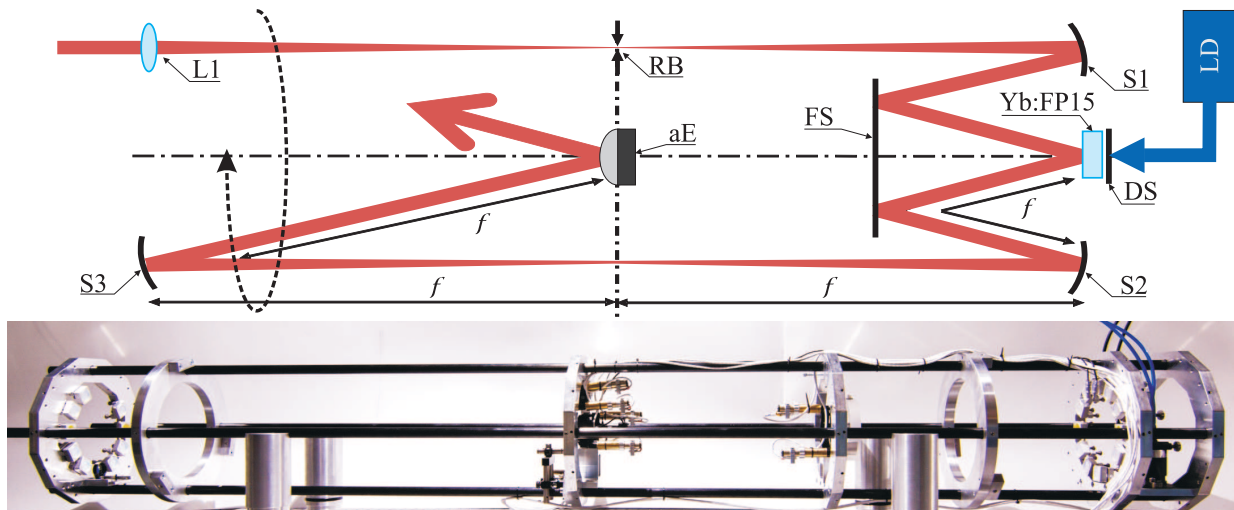


Abbildung 3.19: Schematische Darstellung (oben) und Fotografie (unten) des Abbildungskonzepts des A3 mit der Eingangslinse (L1), der Raumfilterblende (RB), dem adaptiven Endspiegel (aE), dem Faltungsspiegel (FS), dem dichroitischen Spiegel (DS) und dem Laserdiodenmodul (LD).

¹Lastronics GmbH, Winzerlaer Str. 2, 07745 Jena; <http://www.lastronics.com>

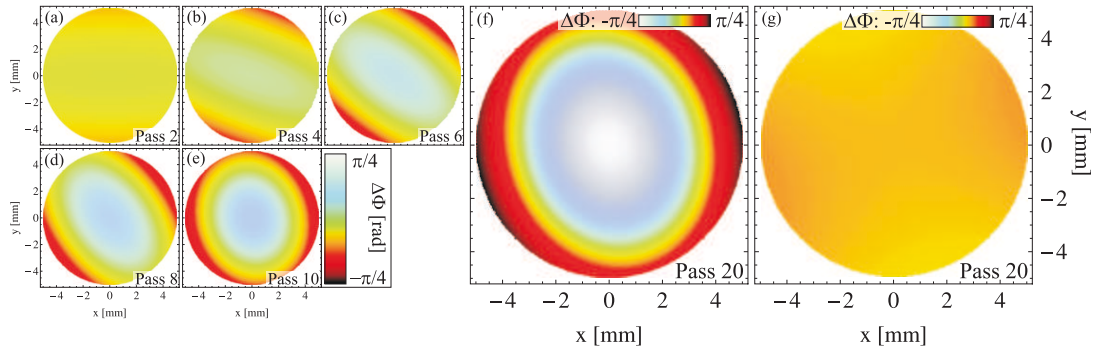


Abbildung 3.20: Simulation der durch die Abbildung des A3 erzeugten, akkumulierten Aberrationen nach 2, 4, 6, 8, 10 (a-e) und 20 (f) Materialdurchgängen; (g) zeigt die verbleibenden Aberrationen nach Abzug einer sphärischen Phase äquivalent zu einer Linse mit einer Brennweite von $f = 70$ m.

Linsen zu vermeiden und um die akkumulierte nichtlineare Phase (siehe Kapitel 1.4.1) zu minimieren, wurden für die Abbildung sphärische Spiegel verwendet. Als aktives Material wurde Yb:FP15 mit einer Dicke 13 mm und einem Durchmesser von 28 mm verwendet. Nach einem doppelten Durchgang durch das Verstärkungsmedium wird der Laserimpuls anschließend über die sphärischen Spiegel S2 und S3 auf einen adaptiven Endspiegel (aE) abgebildet. Um eine hohe Anzahl an Materialdurchgängen zu realisieren, ist die optische Achse zwischen den Spiegeln S2 und S3 leicht geneigt, sodass sich der Spiegel S3 außerhalb der Ebene befindet, welche durch die Spiegel S1, S2, das Yb:FP15 und den adaptiven Endspiegel (aE) aufgespannt wird. Der Spiegel S3, das Yb:FP15 und der aE definieren somit eine neue Ebene mit einem weiteren doppelten Materialdurchgang. Durch dieses Prinzip konnten fünf doppelte Materialdurchgänge rotationssymmetrisch angeordnet werden. Anschließend wird der Laserimpuls durch einen zusätzlichen ebenen Rückspiegel (in Abb. 3.19 nicht eingezeichnet) in sich zurück reflektiert, und nach fünf weiteren doppelten Materialdurchgängen über eine Pockelszelle und ein Dünnschichtpolarisator vom eingehenden Laserimpuls getrennt. Durch die neu entwickelte abbildende Verstärkeranordnung konnten 20 Materialdurchgänge realisiert werden, was einem Gesamtverstärkungsfaktor von 100 bei einer Kleinsignalverstärkung pro Materialdurchgang von $g_0 = 1,26$ entspricht. Da die aufeinanderfolgenden Abbildungen der einzelnen Materialdurchgänge jedoch einen Fokus bei jedem Umlauf erzeugen, muss die Verstärkeranordnung im Vakuum betrieben werden. Hierfür wurde der gesamte Verstärker (siehe Fotografie in Abbildung 3.19) im Inneren einer Vakuumröhre installiert und bei einem Druck von 3×10^{-6} mbar betrieben.

Bei nicht senkrechtem Einfall eines Laserimpulses auf einen sphärischen Spiegel wird jedoch Astigmatismus [99] verursacht, welcher mit jeder weiteren Reflexion auch weiter zunimmt. Abbildung 3.20 zeigt eine Simulation der durch die Abbildung entstehenden Aberrationen nach jedem doppelten Materialdurchgang (a-e). Aufgrund der Rotationssymmetrie wird der Astigmatismus bei jedem doppelten Materialdurchgang unter einer anderen Orientierung erzeugt. Nach Durchlaufen der ersten fünf Doppeldurchgänge kompensiert sich dieser nahezu vollständig zu einer sphärischen Krümmung der Phase (Abb. 3.20 e). Nach 20 Materialdurchgängen (Abb. 3.20 f) ergibt sich eine maximale sphärische Phasendeformation (peak-to-peak) von $\Delta\Phi_{\max} = 1,1$ rad, was äquivalent zu einer fokussierenden Linse mit $f = 70$ m ist. Nach Abzug dieser sphärischen Deformation verbleiben ein Restwert an Aberrationen in Höhe von 0,4 rad, und ist bei $\lambda = 1030$ nm somit unterhalb von $\lambda/10$ (Abb. 3.20 g).

3.5.2 Kompensation pumpinduzierter Phasendifferenzen

Neben Aberrationen aufgrund der optischen Abbildung über die sphärischen Spiegel, verursachen auch hier pumpinduzierte optische Weglängenunterschiede (*OPD*) innerhalb des Verstärkungsmediums eine Phasendifferenz $\Delta\Phi$. Aufgrund der Abbildung addiert sich $\Delta\Phi$ zur Phase des Laserimpulses mit jedem Materialdurchgang ohne durch die Propagation beeinflusst zu werden und kann somit am Ausgang des Verstärkers als Gesamtphasendifferenz charakterisiert werden. Dies wurde mit Hilfe eines Shack-Hartmann-Sensors der Firma Metrolux GmbH¹ (*ML4560*) durchgeführt [100]. Durch den Wellenfrontsensor wird der Laserimpuls über ein Mikrolinsenarray auf einen CCD-Chip fokussiert, wodurch anschließend, aus der Abweichung der einzelnen Fokuspositionen im Bezug zu einer vorher detektierten Referenzmessung, das Phasenprofil rekonstruiert werden kann. Der verwendete Sensor besitzt eine Fläche von $25 \times 36 \text{ mm}^2$, wodurch die Phase des gesamten Laserimpulses vermessen werden konnte. Abbildung 3.21 a zeigt die gemessene Phasendifferenz $\Delta\Phi$ des vollständig verstärkten Laserimpulses. Als Referenz wurde der transmittierte Eingangsimpuls der ungepumpten Verstärkeranordnung verwendet, sodass nur die pumpinduzierten Phasendifferenz vermessen werden konnte. Wie bereits in Kapitel 3.3 beschrieben, besteht $\Delta\Phi$ hauptsächlich aus einem sphärischen Anteil, welcher im A3 nach 20 Materialdurchgängen einer Linse mit einer Brennweite von $f = +3,5 \text{ m}$ und somit pro Materialdurchgang einer Brennweite von $f = +74 \text{ m}$ entspricht. Aufgrund dieses sphärischen Anteils kommt es innerhalb des abbildenden Teleskops zu einer longitudinalen Verschiebung der Fokusposition von $26,3 \text{ mm}$ pro doppelten Materialdurchgang. Nach 20 Durchgängen addiert sich diese Verschiebung zu 213 mm und entspricht somit mehr als 20% der Brennweite der sphärischen Spiegel. Hierdurch wird zum einen erneut Aberrationen erzeugt, zum anderen reduziert sich die Profilgröße auf dem jeweils zweiten sphärischen Spiegel des abbildenden Teleskops, sodass es hier zu einer signifikanten Erhöhung der Spitzenintensität kommt. Da diese die Ausgangsenergie des Verstärkers erneut limitiert, muss der sphärische Anteil der pumpinduzierten Phasendifferenz nach jedem zweiten Materialdurchgang kompensiert werden.

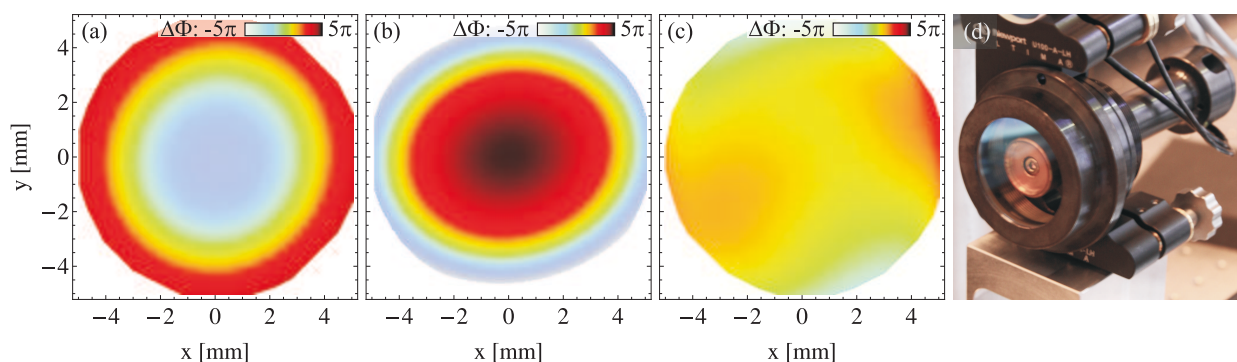


Abbildung 3.21: Kompensation der pumpinduzierten Phasendifferenzen durch den adaptiven Endspiegel: (a) Messung der über die 20 Materialdurchgänge akkumulierten, pumpinduzierten Phasendifferenz; (b) Messung der über den adaptiven Spiegel erzeugten Phasendifferenz; (c) Messung der kompensierten Phase des verstärkten Laserimpulses. Die Messung wurden am Ausgang des A3 mittels eines Shack-Hartmann-Sensors in Referenz zum transmittierten Laserimpuls durchgeführt. (d) zeigt eine Fotografie des verwendeten adaptiven Spiegels.

¹Metrolux GmbH, Bertha-von-Suttner-Strasse 5, 37085 Göttingen; <http://www.metrolux.de>

Hierfür wurde ein adaptiver Endspiegel (aE, siehe 3.21 d) [97], welcher ebenfalls bei der Verstärkeranordnung A4 verwendet wurde, in die zweite Abbildungsebene des Verstärkers eingefügt. Da die sphärische Deformation des aE über ein Piezoaktuator sehr präzise einstellbar ist, konnte hierdurch die pumpinduzierte sphärische Phasendifferenz vollständig kompensiert werden. Abbildungen 3.21 b und c stellen die Phasennessung des Laserimpulses am Ausgang des A3 im ungepumpten (b) und gepumpten (c) Zustand dar, wobei die Phasendeformation in Abbildung (b) durch den adaptiven Endspiegel erzeugt wurde. Durch den aE konnte der sphärische Anteil vollständig kompensiert werden, sodass keine longitudinalen Verschiebungen der Foki innerhalb der Abbildung mehr auftreten. Jedoch verursacht der aE einen Anteil an Astigmatismus, welcher als Restphase nach der Verstärkung erhalten bleibt. Da das Profil der A3 Impulse jedoch bei der Einkopplung in den Verstärker A4 um den Faktor 2,5 vergrößert wird, konnte keine Auswirkung der Restphase auf das Intensitätsprofil bei der weiteren Verstärkung durch den A4 festgestellt werden.

3.5.3 Kompensation pumpinduzierter Depolarisation

Zusätzlich zu der pumpinduzierten Phasendifferenz wird durch die thermisch induzierte Spannungsdoppelbrechung auch eine räumlich inhomogene Depolarisation der äußeren Bereiche des Intensitätsprofil erzeugt (siehe Gleichung 1.47). Nach der Transmission des verstärkten Laserimpulses durch einen Dünnschichtpolarisator am Ausgang des A3 werden die depolarisierten Anteile vom Laserimpuls getrennt, was zu einem Verlust an Ausgangsenergie und auch zu einer Deformation des Intensitätsprofils führt. Der Energieverlust des A3 beträgt aufgrund des geringen Anteils der Spannungsdoppelbrechung (siehe Tabelle 3.1) pro Materialdurchgang zwar nur 0,5%, dies führt nach 20 Materialdurchgängen allerdings zu einem Gesamtverlust von 9%.

Die pumpinduzierte Depolarisation wurde durch ein $\lambda/4$ -Plättchen, welches vor dem adaptiven Endspiegel positioniert wurde, kompensiert [101]. Hierbei wurde das $\lambda/4$ -Plättchen mit seiner langsamen Achse parallel zur eingehenden Polarisationsrichtung (E_y) ausgerichtet, sodass nach dem Durchlaufen des $\lambda/4$ -Plättchen keine Änderung der Polarisation des Laserimpulses auftritt. Die außer-axialen depolarisierten Bereiche besitzen jedoch einen zur eingehenden Polarisationsrichtung senkrechten Anteil der Polarisation (E_x), wodurch diese Bereiche eine relative Phasenverschiebung durch das $\lambda/4$ -Plättchen erfahren. Für den Bereich der maximalen Depolarisation ($E_x = E_y$) beträgt die Phasenverschiebung aufgrund des doppelten Durchganges durch das $\lambda/4$ -Plättchen $\Delta\varphi = \pi$, weshalb dieser Anteil vollständig kompensiert werden kann. Abbildung 3.22 zeigt das verstärkte Intensitätsprofil des A3 ohne (a) und mit (b) der Kompensation durch das $\lambda/4$ -Plättchen. Die Profildeformation durch die Depolarisationsverluste ist hier in Abbildung 3.22 a deutlich zu erkennen. Durch die Kompensationsmethode konnten die Energieverluste des A3 auf unter 0,5% gesenkt werden.

Aufgrund von Doppelreflexionen innerhalb des planparallelen $\lambda/4$ -Plättchens werden allerdings Nachpulse (NP) erzeugt, welche während der weiteren Verstärkung Vorpulse (VP) generieren [71] (siehe Kapitel 4.2). Unter der Annahme einer verbleibenden Reflektivität des entspiegelten $\lambda/4$ -Plättchens von 0,5% ergibt sich ein Nachpulscontrast am Ausgang des A3 von $I_{NP}/I_0 = 5 \times 10^{-4}$. Aufgrund des nachfolgenden B-Integrals, welches hauptsächlich durch Pockelszellen und Faraday-Rotatoren nach den Verstärkeranordnungen A3, A4 und A5 ver-

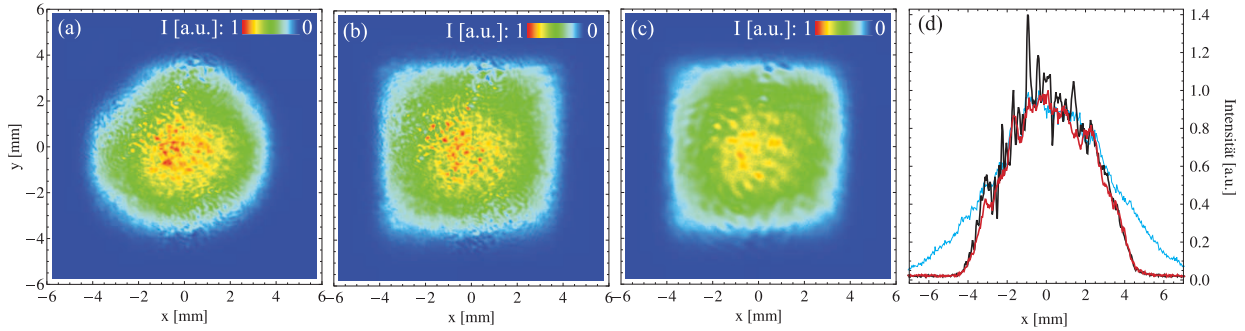


Abbildung 3.22: Charakterisierung des verstärkten Intensitätsprofils des A3: Intensitätsprofil ohne (a) und mit (b) Depolarisationskompensation durch ein $\lambda/4$ -Plättchen; Intensitätsprofil ohne (b) und mit (c) Filterung der hohen Raumfrequenzen durch eine Raumfilterblende mit einem Durchmesser von 1,5 mm; (d) Querschnitt des Intensitätsprofils des verstärkten Laserimpulses ohne (schwarz) und mit (rot) Raumfilterblende sowie des Eingangsimpulses (blau).

ursacht wird, ergibt sich hierdurch ein Vorpulskontrast [71] von $I_{VP}/I_0 < 5 \times 10^{-5}$ und kann somit die Ergebnisse von Laser-Plasma-Experimenten beeinflussen. Um dies zu vermeiden, wurde ein $\lambda/4$ -Plättchen mit einer Dicke von $150 \mu\text{m}$ gewählt. Hierdurch befindet sich der entstehende Vorpuls zeitlich 1,5 ps vor dem Hauptpuls. Zu dieser Zeit beträgt der inverse Intensitätskontrast $TIC^{-1} = 1 \times 10^{-4}$ und ist durch die ansteigende Flanke des Hauptpulses dominiert. Vorpulse, welche durch das $\lambda/4$ -Plättchen entstehen, können somit vernachlässigt werden. Eine ausführliche Beschreibung der Erzeugung von Vorpulsen aufgrund von Nachpulsen ist in Kapitel 4.2 zu finden.

3.5.4 Optimierung der Spitzenintensität

Durch Beugung und Streuung an kleinskaligen Inhomogenitäten innerhalb des Lasermaterials und auf den Oberflächen der optischen Spiegel kommt es zu kleinskaligen Intensitätsmodulationen, welche durch Selbstfokussierung stark anwachsen können [102]. Aufgrund der Zerstörschwelle der optischen Komponenten limitieren diese Modulationen die maximale Ausgangsenergie des Laserverstärkers. Wird das Gesamtprofil der Intensität $I(x, y)$ als Superposition aus kleinskaligen, Gauß-förmigen Modulationen $I_M(x, y)$ mit einem Radius w_M und einem Gauß-förmigen Intensitätsprofil des Laserimpulses $I_L(x, y)$ mit dem Radius w_L ($I(x, y) = I_M(x, y) + I_L(x, y)$) beschrieben, so folgt aus dem Strahlparameterprodukt $\theta_{M/L} \cdot w_{M/L} = \lambda/\pi = \text{const.}$ [46], dass die Modulationen aufgrund ihrer geringen räumlichen Ausdehnung $w_M \ll w_L$ eine höhere Divergenz $\theta_M \gg \theta_L$ als der Laserimpuls besitzen. Bei Freifeld-Verstärkeranordnungen führt dies zu einer Glättung des Intensitätsprofils. Innerhalb des A3 bleiben jedoch aufgrund der wiederholten optischen Abbildung des Intensitätsprofils die kleinskaligen Modulationen während der Verstärkung erhalten und führen zu einer lokalen Erhöhung der Spitzenintensität. Abbildungen 3.22 b und d (schwarz) zeigen das verstärkte Intensitätsprofil am Ausgang des A3. Die kleinskaligen Inhomogenitäten sind hier deutlich sichtbar und führen zu einer Erhöhung der Spitzenintensität von bis zu 40%. Um dies zu vermeiden, wurde vor dem letzten doppelten Materialdurchgang eine Raumfilterblende (RB, siehe Abbildung 3.19) eingefügt. Der Fokussdurchmesser des Laserimpulses innerhalb der Abbildung des A3 beträgt $150 \mu\text{m}$ (FWHM) und die Raumfilterblende kann

mit einer Genauigkeit von ca. $\pm 250 \mu\text{m}$ positioniert werden. Bei ausführlichen Messungen mit verschiedenen Lochgrößen ergab sich hier ein optimaler Durchmesser von 1,5 mm. Abbildungen 3.22 c und d (rot) veranschaulichen das verstärkte Ausgangsprofil des A3 unter Verwendung der 1,5 mm großen Raumfilterblende. Die Überhöhung der Spitzenintensität um 40% konnte durch diese vollständig vermieden werden.

Das Intensitätsprofil des A3-Eingangsimpulses entspricht einem Gaußprofil mit einer Halbwertsbreite von 6,7 mm (Abb. 3.22 d, orange). Aufgrund der Abbildungen zwischen den einzelnen Materialdurchgängen bleibt dieses Profil im zentralen Bereich des verstärkten Laserimpulses für $-2,5 \text{ mm} \leq x \leq 2,5 \text{ mm}$ erhalten und entspricht somit dem optimalen Eingangsprofil für die Verstärkeranordnung A4. In den Randbereichen $|x| \geq 2,5 \text{ mm}$ wird das Intensitätsprofil durch das Verstärkungsprofil beeinflusst, weshalb hier ein steilerer Abfall im Vergleich zum Eingangsprofil zu erkennen ist. Das optimierte Intensitätsprofil des A3 (Abb. 3.22 c) besitzt eine Halbwertsbreite von 6 mm und ermöglicht eine Ausgangsenergie von 750 mJ bei einer Spitzenfluenz von 2 J/cm^2 . Da der zeitlich gestreckte Laserimpuls allerdings deutlich länger ist als der Abstand des Yb:FP15-Glases zum dichroitischen Spiegel (DS, siehe Abb. 3.19), befindet sich der jeweils zeitlich vordere und hintere Teil des Laserimpulses gleichzeitig im Verstärkungsmaterial. Hierdurch erhöht sich die Spitzenfluenz um den Faktor $1 + 1/g_0$, auf $3,5 \text{ J/cm}^2$. Ein einstündiger Test der Verstärkeranordnung bei der erforderlichen maximalen Ausgangsenergie von 750 mJ ergab hier einen zerstörungsfreien, stabilen Betrieb, wobei die Impuls-zu-Impuls Schwankungen der Laserenergie $\pm 3\%$ betragen.

3.6 Schlussfolgerung & Ausblick

Durch die im Rahmen dieser Arbeit entwickelten Methoden für (i) die Homogenisierung des durch Einzelspots erzeugten Verstärkungsprofils, (ii) die Optimierung des Intensitätsprofils mittels Adaptierung des Verstärkungsprofils und (iii) der Entwicklung einer abbildenden Verstärkeranordnung für die Erzeugung eines optimalen Eingangsprofils konnte ein Super-Gauß-förmiges Profil der durch die Freifeld-Verstärkeranordnung A4 verstärkten Laserimpulse erzeugt werden. Aufgrund der optimierten Profilveränderung während der Propagation innerhalb des A4 konnte, ausgehend von einem Gauß-förmigen Eingangsprofil, ein Super-Gauß-förmiges Ausgangsprofil der 7. Ordnung erzeugt werden. Abbildung 3.23 b zeigt das resultierende Intensitätsprofil des A4, wobei in dieser Messung die Ausgangsimpulse des A3 (Abb. 3.23 a) durch den A4 weiter verstärkt wurden. Aufgrund der Inhomogenitäten des A4 Verstärkungsprofils verbleiben jedoch Intensitätsmodulationen von $\pm 20\%$, welche durch eine Anpassung der Fokussierung der einzelnen Pumpspots weiter reduziert werden können.

Das optimierte Intensitätsprofil der verstärkten A4 Impulse ist mit bisherigen veröffentlichten Ergebnissen vergleichbar. So wurde beispielsweise am HERKULES-Lasersystem der Universität von Michigan ein Super-Gauß-förmiges Profil der 6. Ordnung erreicht [7]. Das HERKULES-System enthält drei Freifeld-Verstärkeranordnungen auf der Basis von Ti:Saphir, welche die Laserimpulse auf eine Energie von 20 J verstärken. Aufgrund der hohen Kleinsignalverstärkung von Ti:Saphir sind hierbei allerdings zwei Materialdurchgänge der beiden letzten Freifeld-Verstärker notwendig. Die freie Propagationslänge ist somit signifikant geringer als im POLARIS-Verstärker A4, was zu geringeren Profilveränderungen während der Verstärkung führt.

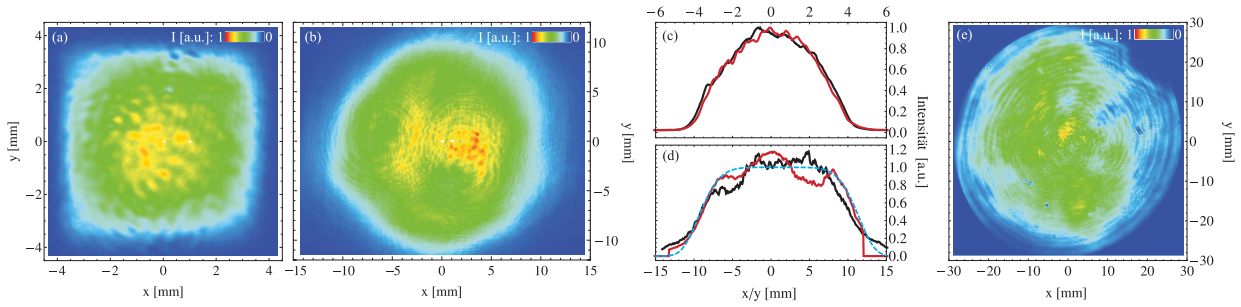


Abbildung 3.23: Optimierte Intensitätsprofile der Ausgangsimpulse der Verstärkeranordnung A3 (a,c) und A4 (b,d) mit den entsprechenden horizontalen (schwarz) und vertikalen (rot) Querschnittsprofilen; das blau, gestrichelte Profil in (d) entspricht einem Super-Gauß-förmigen Profil der 7. Ordnung; (e) Intensitätsprofil der POLARIS Verstärkeranordnung A5 bei einer Ausgangsenergie von 50 J.

Eine weitere Verbesserung des Intensitätsprofils zu einem Super-Gauß-förmigen Profil höherer Ordnung n ist in Freifeld-Verstärkeranordnungen mit geringen Propagationslängen durch die Optimierung der Verstärkungssättigung möglich. Lasermaterialien mit einer niedrigen Sättigungsfluenz wie bspw. Ti:Saphir ($F_{\text{sat}} = 0,6 \text{ J/cm}^2$ [33]) ermöglichen hier ein Super-Gauß-förmiges Intensitätsprofil der 10. [82] oder sogar 20. Ordnung [14, 15]. Außerdem konnte ein Profil der 20. Ordnung mit einem auf Yb:YAG basierten abbildenden Verstärkeranordnung gezeigt werden [20, 21]. Bei Profilen höherer Ordnung können räumliche, kleinskalige Intensitätsmodulationen jedoch nicht mehr durch eine Raumfilterblende eliminiert werden. Das blocken von hohen Raumfrequenzen würde hierbei ebenfalls zu einer Beeinflussung der Profilform führen, weshalb bei diesen Profilen meist hochfrequente Modulationen von bis zu 20 % der Spitzenintensität verbleiben [14, 15, 20, 21, 82].

Durch die räumliche Optimierung des A4 Intensitätsprofils konnte weiterhin das Eingangsprofil der fünften POLARIS-Verstärkeranordnung (A5 [85], siehe Abbildung 1.5) verbessert werden. Der A5 basiert auf Yb:CaF₂ und entspricht ebenfalls einer Freifeld-Verstärkeranordnung mit 17 Materialdurchgängen. Über ein Vergrößerungsteleskop wurde hier die Profilgröße des A4 mit einer Halbwertsbreite von 19 mm auf 40 mm vergrößert, wodurch sich die Rayleigh-Länge auf 1,2 km erweitert. Hierdurch treten bei einer Propagationslänge von $z = 0,05 \cdot z_R = 61 \text{ m}$ innerhalb des A5 nur geringe Profilveränderungen aufgrund der verbleibenden Intensitätsmodulationen auf, was bei einer Länge von 6 m pro Materialdurchgang neun Durchgängen entspricht. Innerhalb der nachfolgenden Materialdurchgängen treten allerdings Modulationen auf, welche bei einer zukünftigen Optimierung des A5 minimiert werden müssen. In einem Verstärkungstest konnte durch die Verstärkeranordnung A5 eine maximale Ausgangsenergie von 54 J erzeugt werden, was weltweit der höchsten Energie Yb³⁺-basierter Kurzpulslasersysteme entspricht [74]. Abbildung 3.23 e zeigt das gemessene Intensitätsprofil des durch den A5 verstärkten Laserimpulses. Das Profil wurde hier hauptsächlich durch die begrenzende Apertur des CaF₂-Kristalls von 58 mm limitiert, welche zu signifikanten, beugungsbedingten Modulationen führte. Für eine Optimierung der durch den A5 verstärkten Laserimpulse ist ein CaF₂-Kristall mit einer größeren freien Apertur notwendig. Eine weitere Verbesserung des Intensitätsprofils kann durch die Verwendung eines adaptiven Spiegels erzielt werden. Hierbei kann die räumliche Phase aktiv kontrolliert und nach der Propagation innerhalb der Verstärkeranordnung ein homogenes Intensitätsprofil erzielt werden [88].

4 Optimierung des zeitlichen Intensitätskontrastes

Schlüsselparameter von Hochleistungslasersystemen, welche für die experimentellen Anwendungen der Laserimpulse relevant sind wie z. B. die Wellenlänge, die Impulsdauer und die Impulsenergie, sind gut verstanden und können bezüglich einer bestimmten Laser-Plasma-Wechselwirkung optimiert werden. Es hat sich jedoch herausgestellt, dass der zeitliche Intensitätskontrast (TIC¹) ein weiterer entscheidender Parameter für Hochintensitätsexperimente ist. Intensive Vorpulse und verstärkte spontane Emission (ASE), welche das Target vor dem Eintreffen des Hauptimpulses erreichen, können ein Vorplasma auf der Vorderseite erzeugen und somit die Targeteigenschaften signifikant verändern oder sogar zur Zerstörung führen [68–70]. Experimentelle Beobachtungen werden hierdurch massiv gestört oder sogar unmöglich. Durch ein umfassendes Verständnis der verschiedenen Ursachen intensiver Vorpulse, sowie der Erzeugung der ASE kann der Kontrast allerdings auch als variabler Parameter im Experiment verwendet werden. Durch eine kontrollierte Veränderung können verschiedene Vorplasmaeigenschaften und somit verschiedene Experimentbedingungen erzeugt werden. Das Verständnis sowie die Optimierung des zeitlichen Intensitätskontrastes sind somit für Hochintensitätslaser Systeme von höchstem Interesse.

Die verschiedenen Beiträge, welche den zeitlichen Intensitätskontrast beeinflussen, lassen sich in vier Kategorien unterteilen:

- (i) **Vorpulse auf Nanosekunden (ns)-Zeitskalen** werden häufig durch die Architektur des Lasersystems erzeugt. Zur optischen Isolierung von Einzelimpulsen, bspw. aus der MHz-Impulsfolge des Oszillators, werden Pockelszellen zusammen mit Polarisatoren verwendet. Aufgrund des limitierten Auslöschungsverhältnisses der Polarisatoren verbleibt jedoch ein geringer Anteil der Impulsfolge innerhalb des Lasersystems und wird durch die nachfolgenden Verstärkeranordnungen weiter verstärkt. Zusätzlich kann Streulicht innerhalb des Lasermaterials zu weiteren Vorpulsen im ns-Zeitbereich führen. Werden mehrere Materialdurchgänge in einem Multipassverstärker mit einem geringen relativen Winkel zueinander realisiert, führt die Winkelverteilung des im Lasermaterial erzeugten Streulichtes zu Impulsanteilen in Richtung aller nachfolgenden Materialdurchgänge des Verstärkers. Hierdurch werden Vorpulse mit einem zeitlichen Abstand äquivalent zu einem Vielfachen der Passlängen mit einem inversen Kontrast im Bereich von $\sim 10^{-8}$ erzeugt.
- (ii) **Vorpulse auf Pikosekunden (ps)-Zeitskalen** werden hauptsächlich durch Nachpulse erzeugt, welche den selben zeitlichen Abstand zum Hauptimpuls besitzen. Aufgrund der während der Verstärkung akkumulierten nicht-linearen Phase generieren diese

¹Man beachte, dass für die folgenden Untersuchungen der inverse Intensitätskontrast TIC^{-1} betrachtet wird.

Nachpulse wiederum Vorpulse und beeinflussen somit den *TIC* im erheblichen Maße. Nachpulse im ps-Bereich werden hauptsächlich durch Doppelreflexionen innerhalb von planparallelen Transmissionsoptiken erzeugt [71, 103].

- (iii) **Verstärkte spontane Emission (ASE)** wird durch die begrenzte Lebensdauer eines Lasermaterials und somit durch die Emission von Fluoreszenzlicht innerhalb der verschiedenen Verstärkeranordnungen verursacht. Fluoreszenz, welche innerhalb des Laserfrontends emittiert wird, wird analog zum Hauptimpuls durch alle nachfolgenden Verstärkeranordnungen verstärkt und kann somit eine hohe Energiedichte auf dem Target erreichen.
- (iv) **Die zeitliche Ausdehnung der Anstiegsflanke** des Hauptimpulses wird vor allem durch spektrale Phasenanteile höherer Ordnung [104] sowie durch Streuprozesse [105] und spektral begrenzenden Aperturen [106] innerhalb der Strecker- und Kompressoranordnung verursacht. Eine quantitative Herleitung der Anstiegsflanke durch die genannten Ursachen ist bis heute noch nicht gelungen und die Gründe der zeitlichen Ausdehnung werden momentan an verschiedenen Lasersystemen untersucht.

Intensive Vorpulse gemäß (i) und (ii) entstehen hauptsächlich innerhalb eines Hochintensitätslasersystems als Replik des Hauptimpulses selbst. Hierdurch besitzen diese eine vergleichbare spektrale Bandbreite und lassen sich auch auf zum Hauptimpuls vergleichbare Impulsdauern komprimieren. Aufgrund der möglichen hohen fokussierten Intensitäten des Hauptimpulses von über 10^{21} W/cm^2 führen auch geringe relative Vorpulsintensitäten zu einer signifikanten Beeinflussung der Targeteigenschaften vor dem Erreichen des Hauptimpulses. Bei Impulsdauern des Hauptimpulses und somit auch der Vorpulse von $\sim 100 \text{ fs}$ dominieren hierbei Ionisationsprozesse welche von der Ionisationsenergie und somit vom Targetmaterial abhängig sind. In der Literatur werden Grenzwerte zwischen 10^9 W/cm^2 [107] und 10^{10} W/cm^2 [108] angegeben, was bei einer Hauptpulsintensität von 10^{21} W/cm^2 zu einem notwendigen inversen Intensitätskontrast von $TIC^{-1} = 10^{-11} \dots 10^{-12}$ führt.

In diesem Kapitel werden zunächst die Ursachen für die Entstehung intensiver Vorpulse im POLARIS-Lasersystem gemäß (i) und (ii) untersucht und im Rahmen dieser Arbeit entwickelte Methoden zur vollständigen Vermeidung dieser vorgestellt. Anschließend wird eine allgemeine analytische Betrachtung der Erzeugung von ASE (iii) in Hochintensitätslasersystemen präsentiert und anhand der Charakterisierung des POLARIS-Systems experimentell validiert. Hieraus werden die verschiedenen Einflussfaktoren abgeleitet und die minimal zu erreichende ASE für verschiedene Yb^{3+} -dotierte sowie weiterer häufig verwendeter Lasermaterialien verglichen. Anhand der Berechnungen wird abschließend die notwendige Skalierung von kontrastverbessernden Maßnahmen bzgl. der fokussierten Intensität diskutiert. Die Ergebnisse dieses Kapitels wurden in [109–113] sowie in [32, 73, 114, 115] veröffentlicht.

4.1 Vorpulse auf Nanosekunden-Zeitskalen

Wie in Abschnitt 1.4 beschrieben, bestehen Hochleistungslasersysteme üblicherweise aus einem Oszillator gefolgt von einem oder mehreren regenerativen Verstärkern (RVs). Der Os-

zillator emittiert eine kontinuierliche Folge von einzelnen Laserimpulsen, welche zeitlich durch die Umlaufzeit eines Impulses im Resonator separiert sind. Wie auch bei einem RV ist die Umlaufzeit des Oszillators hierbei durch die optische Weglänge innerhalb des Resonators bestimmt. Um die Folgefrequenz der Oszillatorimpulse auf die Wiederholrate der Impulsverstärkung des RVs anzupassen sowie die zu verstärkenden Laserimpulse in den RV ein- und wieder auszukoppeln, werden Pockelszellen (PZs) in Kombination mit Polarisatoren verwendet. Aufgrund des begrenzten Extinktionsverhältnisses der Polarisatoren und eines geringen verbleibenden Anteils an Depolarisation innerhalb der PZs kann der Kontrast eines solchen optischen Schalters nicht beliebig erhöht werden. Ein geringer Anteil der zu eliminierenden Impulse leckt somit durch den Schalter, obwohl sich die PZ im ausgeschalteten Zustand befindet. Infolgedessen gelangen diese parasitären Laserimpulse zeitlich vor oder nach dem Hauptimpuls in den nachfolgenden RV und werden hier ebenfalls weiter verstärkt. Parasitäre Laserimpulse können ebenfalls bei der Auskopplung des Hauptimpulses aus dem RV entstehen. Aufgrund des limitierten Extinktionsverhältnisses des Polarisators innerhalb des RV verbleibt wiederum ein geringer Anteil des Hauptimpulses im Resonator und durchläuft diesen mindestens ein zusätzliches Mal. Hierdurch entsteht erneut eine Folge von parasitären Laserimpulsen, welche zeitlich durch die Umlaufzeit des RVs separiert sind.

Bei der Betrachtung eines parasitären Impulses direkt vor dem eigentlichen Hauptimpuls ergibt sich der zeitliche Abstand Δt zum Hauptimpuls innerhalb eines nachfolgenden RV zu:

$$\Delta t = \Delta t_{\text{cav}2} - \Delta t_{\text{cav}1}, \quad (4.1)$$

wobei $\Delta t_{\text{cav}1}$ der Umlaufzeit des ersten Resonators (z.B. Oszillator) und $\Delta t_{\text{cav}2}$ der des zweiten Resonators (z.B. nachfolgender RV) entspricht. Der betrachtete parasitäre Impuls wird in den nachfolgenden RV eingekoppelt und durchläuft dessen Resonator einmal bevor der Hauptimpuls eingekoppelt wird. Ist die Umlaufzeit des zweiten Resonators größer als die des ersten ($\Delta t_{\text{cav}2} > \Delta t_{\text{cav}1}$) befindet sich der Impuls zeitlich hinter dem Hauptimpuls. Ist die Umlaufzeit $\Delta t_{\text{cav}2}$ jedoch kleiner ($\Delta t_{\text{cav}1} > \Delta t_{\text{cav}2}$) befindet sich der parasitäre Impuls zeitlich vor dem Hauptimpuls und kann somit den TIC^{-1} signifikant verschlechtern. Bei der Betrachtung eines parasitären Impulszuges führt dies zu periodischen Vor- und Nachpulsen innerhalb des nachfolgenden RVs mit einer Periodizität von Δt . Man beachte, dass Gleichung 4.1 nur für $|\Delta t| < \Delta t_{\text{cav}1/2}$ Gültigkeit besitzt. Entspricht die Umlaufzeit eines Resonators mehr als dem Doppelten des anderen muss in Gl. 4.1 das Vielfache der Umlaufzeit des kürzeren Resonators berücksichtigt werden.

Zur Verbesserung des TIC^{-1} können mehrere PZs zusammen mit Polarisatoren genutzt werden. Bei einem üblicherweise erreichbaren Schaltkontrast von $1 : 10^3 \dots 1 : 10^4$ [110] sind für die Isolation eines Einzelimpulses mit einem TIC^{-1} von 10^{-12} jedoch mindestens 3 PZs notwendig. Der erreichbare Schaltkontrast ist zudem von der Anstiegszeit der PZ und der Zeitdifferenz Δt abhängig, wodurch Vorpulse im Zeitbereich der Anstiegsflanke nicht mit dem höchstmöglichen Kontrast unterdrückt werden können. Ein weiteres Problem in einem CPA-System ist die Dauer der gestreckten Laserimpulse. Im POLARIS-Lasersystem werden die Impulse um 150 ps/nm gestreckt, was bei einer Bandbreite von 30 nm einer Dauer von 4,5 ns entspricht [73]. Vorpulse in diesem Zeitbereich können aufgrund des zeitlichen Überlappens mit dem Hauptimpuls nicht mit PZ/Polarisator-Kombinationen reduziert werden.

4.1.1 Optimierung des POLARIS-Frontends

Um die parasitären Laserimpulse bei der Isolation des Hauptimpulses aus einer Impulsfolge auf den notwendigen TIC^{-1} von 10^{-12} zu unterdrücken, wurden im Rahmen dieser Arbeit eine Reihe von PZ/Polarisator-Kombinationen in das Frontend des POLARIS-Systems eingefügt. Eine schematische Darstellung des Frontends mit den für den ns- TIC^{-1} relevanten Angaben ist in Abb. 4.1 zu finden¹. Der ns- TIC^{-1} ist hierbei definiert als der inverse Kontrast zu Zeiten $t > 6$ ns, was der Anstiegszeit² der verwendeten PZs entspricht (siehe [110] für Details). Der Pulspicker wählt einen Laserimpuls pro Sekunde aus der Impulsfolge des Oszillators mit einem Kontrastverhältnis von $1 : 10^3$ aus, wodurch ein Restanteil des Oszillatorimpulszuges von $TIC^{-1} = 10^{-3}$ um den Hauptimpuls verbleibt. Der Dünnschichtpolarisator (TFP), durch den die ausgewählten Laserimpulse anschließend in den A1 eingekoppelt werden³, besitzt ein Extinktionsverhältnis von $1 : 200$ und erhöht den inversen ns-Kontrast somit auf $\sim 10^{-5}$. Im A1 führen vor allem die im gepumpten Lasermedium induzierten Spannungen zu einer Depolarisation der Laserimpulse. Hierdurch wird zum einen bei jedem Umlauf während der Verstärkung ein geringer Anteil des Hauptimpulses als Vorpuls ausgekoppelt, zum anderen werden bei der Auskopplung des Hauptimpulses aus dem A1 allerdings auch mehrere Nachpulse erzeugt. Der inverse Kontrast ist somit erneut durch das limitierte Extinktionsverhältnis des Auskoppel-TFPs und die im Resonator erzeugten Depolarisation auf 10^{-2} begrenzt. Um den inversen ns-Kontrast wieder auf 10^{-5} zu verbessern und gleichzeitig die im A1 erzeugte ASE zu unterdrücken, wurde nach dem Verstärker A1 eine schnelle Pockelszelle (sPZ) installiert. Man beachte, dass die Impulsdauer durch die Gruppengeschwindigkeitsdispersion der Transmissionsoptiken (z.B. PZs) nach dem A1 nur leicht auf ca. 1 ps verlängert wird. Nach Durchlaufen des Streckers und des zweiten regenerativen Verstärkers A2 verschlechtert sich der inverse Kontrast erneut auf 10^{-2} . Um einen inversen Kontrast von $< 10^{-9}$ nach dem A2 zu ermöglichen, wurden hier zwei PZ/Polarisatoren-Kombinationen mit einem jeweiligen Schaltkontrast von $1 : 10^4$ installiert.

Um den für die Laserplasmaexperimente notwendigen ns- TIC^{-1} von 10^{-12} zu erreichen, ist

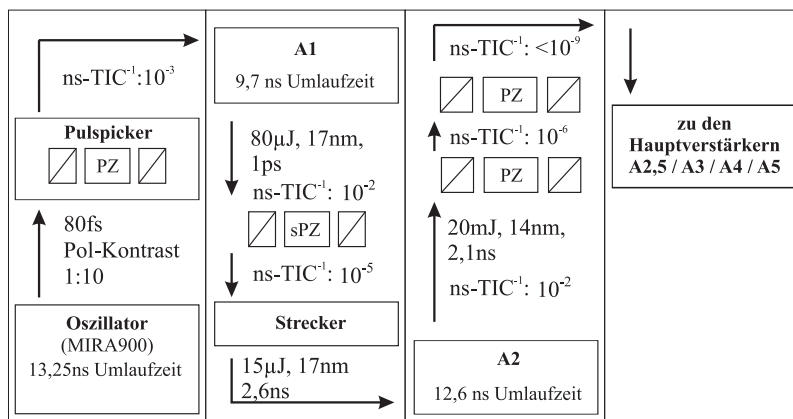


Abbildung 4.1: Darstellung der ns- TIC^{-1} -Optimierung des POLARIS-Frontends für Zeiten > 6 ns. Die Anstiegszeit der Pockelszellen (PZs) ist 6 ns und der schnellen PZ (sPZ) ~ 200 ps.

¹Man beachte, dass die hier dargestellte Charakterisierung des ns-Kontrasts zeitlich vor dem Einbau des Doppel-CPA mit dem XPW-Filter durchgeführt wurde.

²Die Anstiegszeit entspricht der Dauer zwischen 10% und 90% Transmission durch die PZ/Polarisator-Anordnung.

³Eine schematische Darstellung der beiden regenerativen POLARIS-Verstärker A1 und A2 findet sich in Abbildung 2.1.

nach dem Verstärker A3 eine weitere PZ/Polarisator-Kombination mit einem Schaltkontrast von $1 : 10^3$ installiert worden. In den Hauptverstärkern A4 und A5 verursacht Streulicht zudem zusätzliche Vorpulse mit einem $\text{TIC}^{-1} < 10^{-8}$. Aufgrund der Passlängen von 3,5 m bzw. 6 m befinden sich diese zeitlich > 10 ns vor dem Hauptimpuls. Durch weitere PZ/Polarisator-Kombinationen mit einem Schaltkontrast von $1 : 100$ jeweils nach den Verstärkern A4 und A5 konnten diese Vorpulse ebenfalls unterdrückt werden (in Abb. 4.1 nicht dargestellt).

4.1.2 Synchronisierung der Resonatorumlaufzeiten

Wie im vorangegangenen Abschnitt beschrieben, ergibt sich aufgrund des limitierten Extinktionsverhältnisses der verwendeten Dünnschichtpolarisatoren (TFPs) bei der Auskoppelung des Laserimpulses aus einem RV eine Folge von parasitären Nachpulsen mit dem zeitlichen Abstand der RV-Umlaufzeit. Die Nachpulse, welche bei der Auskopplung des Hauptimpulses aus dem A1 erzeugt werden, besitzen einen zeitlichen Abstand gemäß $\Delta t_{A1} = 9,7$ ns und werden dementsprechend später in den nachfolgenden A2 eingekoppelt. Wie in Abbildung 4.1 dargestellt, besitzen die Resonatoren des Oszillators mit $\Delta t_{\text{Osz}} = 13,25$ ns, des A1 mit $\Delta t_{A1} = 9,7$ ns und des A2 mit $\Delta t_{A2} = 12,6$ ns jedoch unterschiedliche Umlaufzeiten. Da die Umlaufzeit des A2 hierbei länger ist als die des A1 ($\Delta t_{A2} > \Delta t_{A1}$) befinden sich die Nachpulse des A1 innerhalb des A2 zeitlich vor dem Hauptimpuls und werden somit zu Vorpulsen¹. In Abbildung 4.2 ist eine relative Intensitätsmessung dargestellt, welche nach dem Kompressor durchgeführt wurde. Die Messung zeigt einen Vorpuls bei einer Zeit von $\Delta t_{A1-A2} = -2,9$ ns mit einem inversen Kontrast von 4×10^{-5} (VP_1) und einen weiteren bei $2 \times \Delta t_{A1-A2} = -5,8$ ns mit einem entsprechend geringeren Intensitätskontrast (VP_2). Die im Zeitbereich $-3 \text{ ns} \leq t \leq 0 \text{ ns}$ auftretenden Signale sind auf ein Nachschwingen des Photodiodenmesssignals zurückzuführen und entsprechen keinen weiteren Laserimpulsen. Der Intensitätskontrast wurde mit einer fasergekoppelten schnellen Photodiode (Thorlabs, D400FC) und einem 8 GHz-Oszilloskop (Tektronix DPO 80804) mit einer zeitlichen Auflösung von 150 ps gemessen. Der Hauptimpuls wurde für eine vergleichende Messung mit referenzierten Neutraldichte (ND)-Filtern abgeschwächt und ist in den Abbildungen 4.2 a und b ebenfalls dargestellt.

Da der zeitliche Abstand der Vorpulse zum Hauptimpuls kleiner als 6 ns ist und sich der Vorpuls somit innerhalb der Anstiegsflanke der PZs befindet, können diese nicht weiter durch PZ/Polarisator-Kombinationen unterdrückt werden. Aus diesem Grund wurde eine

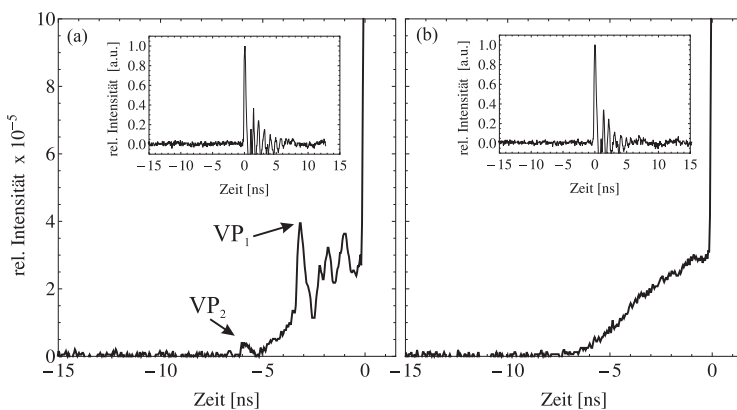


Abbildung 4.2: Photodiodenmessung des Intensitätskontrasts vor (a) und nach (b) der Synchronisierung der Umlaufzeiten des A1 und A2. Der Hauptimpuls wurde im Vergleich mit zusätzlichen ND-Filtern gemessen und ist in der jeweiligen Grafik dargestellt.

¹Man beachte, dass im Gegensatz zur Herleitung von Gl. 4.2 hier parasitäre Nachpulse betrachtet werden.

alternative Kontrastverbesserungsmethode entwickelt, bei der die Vorpulse zeitlich verschoben werden. Durch die sorgfältige Synchronisation der Resonatorlängen der Verstärker A1 und A2 mit der Resonatorlänge des Oszillators fallen die Vorpulse mit dem Hauptimpuls zusammen, sodass alle Impulse zeitgleich das Target erreichen [109]. Eine Änderung der Targeteigenschaften zeitlich vor dem Hauptimpuls kann somit vermieden werden. Um die Umlaufzeit der Verstärker auf den Oszillator anzupassen, wurde der Resonator des A1 um 1,064 m und des A2 um 19,5 cm verlängert, wobei die hochgenaue Einstellung der Länge über die Messung des Vorpulskontrasts mittels eines 3. Ordnung-Kreuzkorrelators (*Sequoia*) kontrolliert wurde. Wie in Abb. 4.2 b dargestellt, konnten die Vorpulse bei -5,8 ns und -2,9 ns hierdurch vollständig eliminiert werden. Bei dieser Messung wurde aufgrund der im Vergleich zur Impulsdauer von $\tau_p = 150$ fs limitierten Zeitauflösung des Photodioden/Oszilloskop-Setups von $\tau_{\text{Mess}} = 150$ ps das relative Intensitätslevel der ASE allerdings um den Faktor $F_{\text{korrr}} = \tau_{\text{Mess}}/\tau_p = 10^3$ zu hoch detektiert. Eine Messung von Vorpulsen mit einem TIC^{-1} von $< 10^{-5}$ ist mit dieser Messmethode nicht möglich. Durch die Synchronisation aller Resonatorlängen des POLARIS-Frontends konnte allerdings sichergestellt werden, dass jeder weitere Vorpuls bei einem Vielfachen der Umlaufzeitdifferenzen und einem inversen Intensitätskontrast $< 10^{-5}$ ebenfalls unter den Hauptimpuls geschoben wurde.

Um jedoch die Synchronisation der einzelnen Verstärker des POLARIS-Frontends während der Experimente aufrechtzuerhalten, müssen kleine Änderungen der Resonatorlängen auf einer täglichen Basis kontrolliert und auch justiert werden. Für das POLARIS-Frontend betragen die relativen täglichen Längenänderungen $\Delta l/l$ des Oszillators und der Verstärker 2×10^{-5} bzw. 10^{-4} , was zu einer zeitlichen Verschiebung der Vorpulse von Tag zu Tag von etwa 300 fs für den Oszillator und 1,3 ps für die Verstärker führt. Um die tägliche Synchronisation zu vereinfachen, wurde eine auf spektrale Interferenz basierte Justagemethode entwickelt. Hierfür wird die MHz-Impulsfolge des Oszillators in den zu justierenden RV eingekoppelt. Über eine Halbwellenplatte ($\lambda/2$ -Platte) wird die Polarisation des Impulszuges innerhalb des RV so gedreht, dass ein Anteil der Impulsfolge direkt wieder aus dem RV ausgekoppelt wird und ein Anteil für einen Umlauf im RV verbleibt. Nach diesem Umlauf trifft der zweite Anteil erneut auf die $\lambda/2$ -Platte, sodass die Polarisation erneut gedreht und ein weiterer Teil aus dem RV ausgekoppelt wird. Beide Anteile der Oszillator-Impulsfolge sind somit zeitlich durch die Umlaufzeit des RV separiert. Entspricht die Umlaufzeit des RV in etwa der Folgefrequenz der Impulsfolge, welche durch die Umlaufzeit des Oszillators gegeben ist, führt das Überlagern beider Anteile zu spektraler Interferenz, wobei die Abstände der Interferenzmaxima durch die Differenz der beiden Resonatorumlaufzeiten bestimmt ist. Die Synchronisierung der Resonatorlängen kann somit mittels eines Spektrometers über die Minimierung der Interferenzmaxima und -minima realisiert werden.

Abbildung 4.3 zeigt drei Interferenzspektren, welche bei drei verschiedenen Umlaufzeitdifferenzen aufgenommen wurden. Die spektrale Modulation ist in 4.3 a und b deutlich zu erkennen und entspricht einer Differenz von 600 fs bzw. 300 fs. In Abb. 4.3 c ist das Interferenzspektrum nach der Synchronisation beider Resonatoren dargestellt. Modulationen konnten durch die Synchronisierung vollständig unterdrückt und die Zeitdifferenz beider Resonatoren somit einander angeglichen werden. Die Genauigkeit der Synchronisierung hängt hierbei von der spektralen Breite der Oszillatorimpulse ab. Der POLARIS-Oszillator besitzt ein Spektrum mit einer Halbwertsbreite von 20 nm, wodurch die Resonatoren auf 100 fs

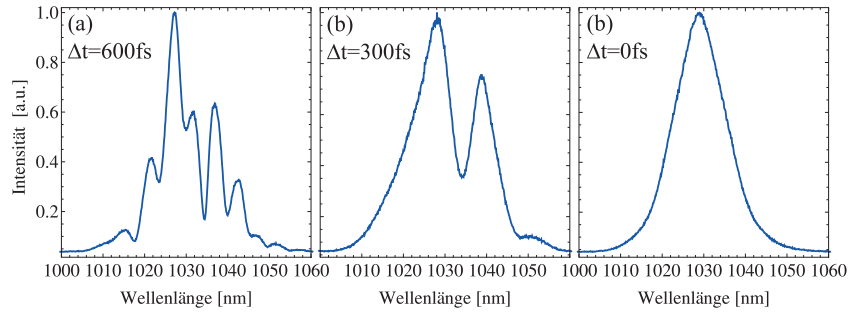


Abbildung 4.3: Drei verschiedene Interferenzspektren, welche bei verschiedenen Einstellungen der Umlaufzeitdifferenzen zwischen dem Oszillator und einem RV aufgenommen wurden. Die Zeitdifferenzen betragen (a) 600 fs und (b) 300 fs. (c) zeigt das Interferenzspektrum nach erfolgreicher Synchronisation beider Resonatoren.

genau synchronisiert werden können, was der minimal detektierbaren Differenz der Umlaufzeiten entspricht. Die maximale detektierbare Umlaufzeitdifferenz ist durch die spektrale Auflösung des Spektrometers gegeben. Mit dem verwendeten Spektrometer lassen sich aufeinanderfolgende Interferenzmaxima mit einem spektralen Abstand von $\Delta\lambda_{\min} \approx 1 \text{ nm}$ auflösen, was zu einer maximalen detektierbaren Umlaufzeitdifferenz von $\Delta t_{\max} \approx 3,5 \text{ ps}$ führt. Durch die spektrale Interferenz ist somit eine einfache Synchronisation der Umlaufzeiten aller aufeinanderfolgenden Resonatoren mit einer für den täglichen Betrieb ausreichenden Genauigkeit möglich.

4.2 Vorpulse auf Pikosekunden-Zeitskalen

4.2.1 Entstehung von Vorpulsen durch Nachpulse

Um einen bestmöglichen Vorpuls- TIC^{-1} zu erreichen ist auch die Vermeidung von Nachpulsen von Bedeutung. Nachpulse beeinflussen die Laserexperimente nicht direkt. Wenn jedoch die Dauer des zeitlich gestreckten Hauptimpulses τ_{str} in einem CPA-System um mehrere Größenordnungen länger ist als die Zeitdifferenz zwischen Haupt- und Nachpuls Δt_{NP} , kommt es zu einer zeitlichen Überlappung der beiden Impulse innerhalb der Verstärkerkette. Hierbei führen spektrale Phasendifferenzen, vor allem aber die Verzögerung zwischen beiden Impulsen zu Modulationen im Spektrum aufgrund von spektraler Interferenz. Ist die gesteckte Impulsdauer τ_{str} groß gegenüber der ursprünglichen komprimierten Impulsdauer ($\tau_{\text{str}} \gg \tau_p$) entspricht das spektrale Profil des Impulses dem zeitlichen Intensitätsprofil. Die somit erzeugten Intensitätsmodulationen verursachen über das durch den Hauptimpuls innerhalb des Lasersystems akkumulierte B -Integral (siehe Gl. 1.52) wiederum spektrale Phasenmodulationen. Nach dem anschließenden Komprimieren des gestreckten Laserimpulses führen diese Modulationen in der spektralen Phase zu einer Sequenz von Vor- und Nachpulsen im zeitlichen Abstand des ursprünglichen Nachpulses Δt_{NP} . Der Vorpulscontrast ist somit durch die Intensität des Nachpulses und das akkumulierte B -Integral abhängig. Unter der Annahme eines sowohl räumlichen als auch zeitlichen Gauß-förmigen Intensitätsprofil

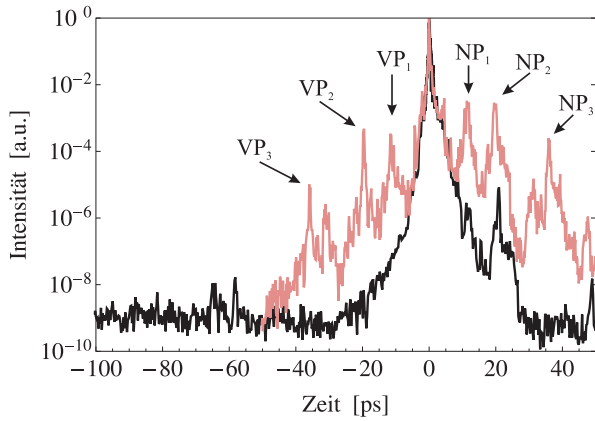


Abbildung 4.4: Pikosekunden- TIC^{-1} des POLARIS-Frontends gemessen mit einem 3. Ordnung-Kreuzkorrelator (Sequoia). Die Vorpulse $VP_1 \dots VP_3$ (rote Linie) werden hier durch die Nachpulse $NP_1 \dots NP_3$ innerhalb des Lasersystems erzeugt. Durch Vermeiden planparalleler Optiken konnten die Nachpulse und somit auch die Vorpulse vollständig eliminiert werden (scharze Linie). Der verbleibende Nachpuls bei +20 ps ist auf verbliebene HWP innerhalb des Lasersystems zurückzuführen.

ergibt sich die Energie des erzeugten Vorpulses E_{VP} zu [71]:

$$E_{VP} = \frac{1}{3\sqrt{3}} B^2 E_{NP}. \quad (4.2)$$

Da Nachpulse im ps-Bereich hauptsächlich als Replika des Hauptpulses entstehen, besitzen sie eine vergleichbare räumliche Ausdehnung und zeitliche Dauer. Der Energiekontrast entspricht somit auch dem zeitlichen Intensitätskontrast.

Nachpulse auf ps-Zeitskalen werden hauptsächlich durch Doppelreflexionen innerhalb von planparallelen Platten (PP) erzeugt. Diese sind meist mit einer Antireflexionsbeschichtung versehen, welche die Reflektivität auf typischerweise 0,6% pro Oberfläche reduziert. Propagiert der Hauptimpuls durch diese planparallele Platte hindurch, wird somit ein Nachpuls mit einem TIC^{-1} von 4×10^{-5} und einer Zeitdifferenz zum Hauptimpuls von $\Delta t = 2d \cdot n_{pp}/c$ erzeugt, wobei d der Dicke und n_{pp} dem Brechungsindex der PP entspricht. c ist die Lichtgeschwindigkeit. Dicken von $d \approx 1 \text{ mm} \dots 4 \text{ mm}$ führen bei $n_{pp} \approx 1,5$ zu Nachpulsen im Bereich von $\Delta t \approx 10 \text{ ps} \dots 40 \text{ ps}$. Abbildung 4.4 (rot) zeigt eine Messung¹ des ps- TIC^{-1} des POLARIS-Frontends im Zeitbereich von $-60 \text{ ps} \dots 60 \text{ ps}$. Hier sind jeweils drei signifikante Vor- und Nachpulse symmetrisch um den Hauptimpuls zu Zeiten $\pm 12 \text{ ps}$, $\pm 20 \text{ ps}$ und $\pm 36 \text{ ps}$ zu erkennen. Als Ursache konnten planparallele Transmissionsoptiken innerhalb der regenerativen Verstärker (RV) A1 und A2 identifiziert werden. Der erste Nachpuls (NP_1) wird hierbei durch eine Halbwellenplatte (HWP) verursacht. Aufgrund der langen Pumpdauer von 2,7 ms ist es in regenerativen Verstärkern notwendig, die Güte des Resonators für die Zeit bis zur Verstärkung des Hauptimpulses zu verringern, um ein Anschwingen und somit eine Zerstörung des Verstärkers zu vermeiden. Hierfür werden HWPs verwendet, welche die Polarisationsrichtung spontan emittierter Fluoreszenz in jedem Umlauf des RV um 90° drehen. Ein Anschwingen des Resonators wird hierdurch vermieden. Wird der zu verstärkende Laserimpuls in den RV eingekoppelt, wird die Wirkung der HWP durch eine Pockelszelle (PZ) kompensiert, sodass der Laserimpuls für mehrere Umläufe im Resonator verbleibt. Nach der Verstärkung wird die PZ ausgeschaltet und der Laserimpuls somit aus dem RV ausgekoppelt. Die verwendete HWP hat eine Dicke von $d = 1,2 \text{ mm}$ und eine Parallelität der beiden Oberflächen zueinander von $< 0,5 \text{ arcsec}$. Bei jedem Umlauf des Laserpulses wird daher ein

¹Man beachte, dass aufgrund des Messprinzips von 3. Ordnung-Kreuzkorrelatoren auch künstliche Vorpulse auftreten können. Diese Artefakte besitzen einen inversen Kontrast von $TIC_{\text{Artefakt}}^{-1} = (TIC_{NP}^{-1})^2$ und können somit von den realen Vorpulsen unterschieden werden.

Nachpuls bei $\Delta t_{NP_1} = 12 \text{ ps}$ mit einem $TIC^{-1} = 4 \times 10^{-5}$ erzeugt. Bei der in Abbildung 4.4 dargestellten Messung wurde der Laserimpuls im RV A2 innerhalb von 57 Umläufen verstärkt, was letztendlich zu einem Nachpulscontrast von $TIC^{-1} = 57 \cdot 4 \times 10^{-5} = 2 \times 10^{-3}$ führt. Das B -Integral wurde unter Berücksichtigung der pro Umlauf ansteigenden Intensität des Hauptimpulses zu $0,7 \text{ rad}$ abgeschätzt. Die Pockelszellen und die zur optischen Entkoppelung verwendeten Faradayrotatoren verursachen hier den größten Beitrag. Nach Gleichung 4.2 ergibt sich somit ein im Vergleich zum Nachpuls um den Faktor $B^2/3\sqrt{3} = 9,4 \times 10^{-2}$ geringerer Vorpuls. Bei der Betrachtung des ersten Nachpulses NP_1 ergibt dies einen inversen Vorpulscontrast von $TIC_{VP_1}^{-1} = 3 \times 10^{-4}$, welcher durch die in Abb. 4.4 dargestellte Messung bestätigt werden konnte. Die weiteren Nachpulse in Abb. 4.4 werden zum einen durch eine resonatorinterne Multiorder-Wellenplatte (NP_2) zur spektralen Anpassung der Verstärkung (siehe Kap. 2) und zum anderen durch optische Schutzfenster des Kristalls der resonatorinternen Pockelszelle (NP_3) verursacht. Aufgrund der Entstehung der Vorpulse $V_{1...3}$ durch die Nachpulse $N_{1...3}$ konnte durch das Vermeiden der Nachpulse auch die Entstehung der Vorpulse vollständig verhindert werden. Die schwarze Messung in Abb. 4.4 zeigt den ps - TIC^{-1} des POLARIS-Frontends nachdem die planparallelen Optiken im A1 und A2 ersetzt wurden. Die Schutzfenster der PZ wurden hierbei durch gekeilte und somit nicht-planparallele Schutzfenster und die resonatorinterne Multiorder-Wellenplatte durch die in Kapitel 2 vorgestellten spektralen Transmissionsfilter (TSFs) ersetzt. Anstelle der Halbwellenplatte wurde ein rein reflektiver Polarisationsrotator verwendet, welcher nachfolgend beschrieben wird.

4.2.2 Vollständig reflektiver $\lambda/2$ -Polarisationsrotator

Zur Vermeidung von Vor- und Nachpulsen aufgrund von planparallelen $\lambda/2$ -Wellenplatten (HWP) wurde ein rein reflektiver Polarisationsrotator (PR) für den Einsatz im POLARIS-Lasersystem entwickelt [111]. Abbildung 4.5 zeigt den schematischen Aufbau eines $\lambda/2$ -PR wie er von Greninger et al. [116] theoretisch beschrieben wurde. Der Polarisationsrotator entspricht einer Anordnung bestehend aus drei Spiegeln, wobei sich der ein- und ausfallende Laserimpuls auf derselben z -Achse entlang der Ausbreitungsrichtung befindet. Aufgrund der fixen Orientierung der Polarisationsrichtung \vec{E}_{in} zum Nahfeldprofil des Laserimpulses, welches in Abb. 4.5 schematisch durch den Buchstaben \mathbf{B}' dargestellt ist, spiegelt der PR sowohl das Nahfeldprofil als auch die Polarisation bezüglich der ξ -Achse des Polarisationsrotators. Für eine Polarisationsdrehung von z.B. 90° muss die ξ -Achse und demzufolge auch

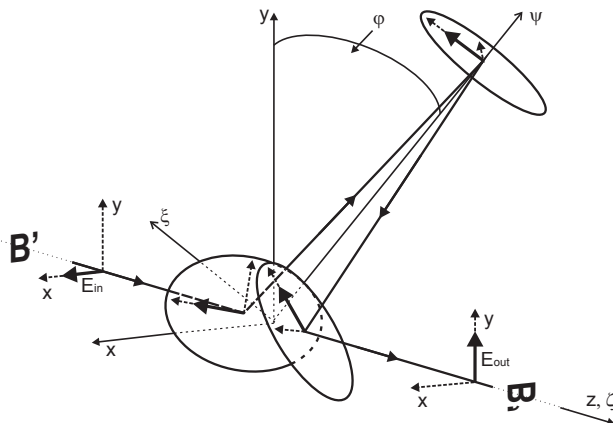


Abbildung 4.5: Schematische Darstellung der rein reflektiven Polarisationsrotation mittels eines PR. Das Nahfeldprofil, dargestellt durch den Buchstaben \mathbf{B}' , sowie die einfallende Polarisationsrichtung (\vec{E}_{in}) werden um den Winkel 2φ rotiert, während der PR um den Winkel von φ verkippt ist. Für eine bessere Nachvollziehbarkeit ist die Polarisationsrichtung auf jeder Spiegeloberfläche eingezeichnet.

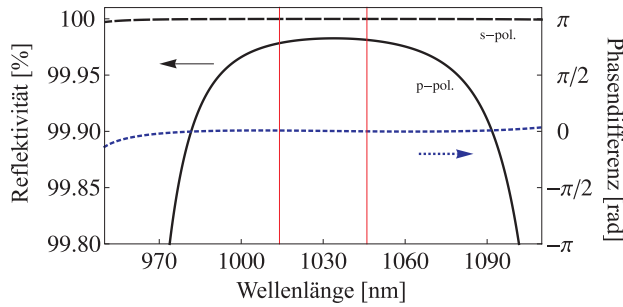


Abbildung 4.6: Reflexivität der verwendeten *Zero-Phaseshift*-Spiegel für s- (schwarze gestrichelte Linie) und p- (schwarze durchgezogene Linie) Polarisation mit der entsprechenden Phasendifferenz (blaue gepunktete Linie). Die vertikalen roten Linien entsprechen der spektrale Bandbreite der POLARIS-Laserimpulse.

der PR um den Winkel $\varphi = 90^\circ/2 = 45^\circ$ gedreht werden.

Für die Anwendung des PR im Hochintensitätslaser-System POLARIS wurden spezielle dielektrische *Zero-Phaseshift*-Spiegel verwendet. Aufgrund der Verkippung des PR um den Winkel φ besitzt der eingehende Laserimpuls Polarisationskomponenten sowohl parallel (p) als auch senkrecht (s) zur Einfallsebene der Spiegel. Die Einfallsebene eines Spiegels ist hierbei definiert als die Ebene, welche zwischen der Spiegelnormale und der Propagationsachse des einfallenden Laserimpulses aufgespannt wird. Um eine Verzögerung der s - und p -Komponente zueinander und somit die Erzeugung elliptischer Polarisation zu vermeiden, dürfen die verwendeten Spiegel keine Phasenänderung zwischen beiden Komponenten erzeugen. Die spektrale Charakteristik der verwendeten *Zero-Phaseshift*-Spiegel ist in Abbildung 4.6 dargestellt, wobei die Phasendifferenz durch die blau gestrichelte Linie repräsentiert wird. Die Spiegel wurden durch die Firma Layertec GmbH (Mellingen) gefertigt und besitzen laut Herstellerangaben eine laserinduzierte Zerstörschwelle von 50 J/cm^2 für Laserimpulse mit einer Dauer von 10 ns und 200 mJ/cm^2 für Impulsdauern von 150 fs. Weiterhin ist die Herstellung der Spiegel auch für Bandbreiten $> 100 \text{ nm}$ und Spiegeldurchmesser von $> 250 \text{ mm}$ realisierbar. Der RP ermöglicht somit auch eine präzise Rotation der Polarisation von bereits komprimierten ultrakurzen und somit hochintensiven Laserimpulsen. Handelsübliche HWPs besitzen typischerweise eine geringere Zerstörschwelle von 7 J/cm^2 für ns-Impulse und ca. 20 mJ/cm^2 für 150 fs-Impulse [117]. Zudem entsprechen HWPs mit einem Durchmesser von $> 250 \text{ mm}$ derzeit noch nicht dem aktuellen Stand der Technik.

Um den Polarisationskontrast zu charakterisieren, wurde eine Transmissionsmessung durchgeführt, wobei der PR zwischen zwei gekreuzten Polarisatoren mit einem Auslöschungsverhältnis von $1 : 10^6$ positioniert wurde. Abb. 4.7 zeigt die Messung des PR (rote Kreise) im Vergleich zu einer Halbwellenplatte (blaue Kreuze) für verschiedene Rotationswinkel. Bei $\varphi = 0^\circ$ wird die Polarisation nicht durch den PR gedreht und somit bis zu einem Intensitätsverhältnis von 6×10^{-6} durch den nachfolgenden Polarisator gesperrt. Der

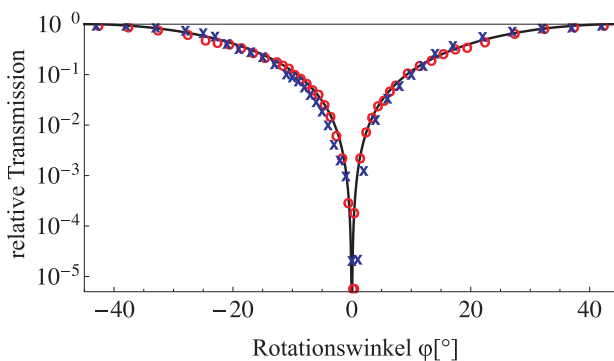


Abbildung 4.7: Transmissionsmessung unter Verwendung zweier gekreuzter Polarisatoren eines Polarisationsrotators (rote Kreise) und eine Halbwellenplatte (blaue Kreuze). Die schwarze durchgezogene Linie zeigt eine ideale \cos^2 -Transmissionsfunktion. Das Auslöschungsverhältnis der beiden Polarisatoren beträgt 1×10^{-6} .

im Vergleich zum Auslöschungsverhältnis leicht erhöhte Wert ergibt sich durch eine minimale Restphasenverschiebung der verwendeten *Zero-Phaseshift*-Spiegel. Verglichen mit einer HWP ist dieser Wert allerdings um fast eine halbe Größenordnung besser. Durch Variation des Rotationswinkels zwischen -45° und $+45^\circ$ zeigen beide Messungen eine \cos^2 -Transmissionsfunktion (schwarze Linie). Die Transmissionsmessung wurde ebenfalls unter parallel orientierten Polarisatoren durchgeführt und ergab ein vergleichbares Ergebnis.

Aufgrund des rein reflektierenden Designs des PR werden keinerlei Nach- oder Vorpulse erzeugt. Durch den Einbau eines PRs in die Resonatoren des ersten (A1) und des zweiten (A2) regenerativen POLARIS-Verstärkers (siehe Abb. 2.1) konnte der Nachpuls NP_1 und somit auch der Vorpuls VP_1 bei $\pm 12\text{ps}$ eliminiert werden, wie anhand der schwarzen Kurve in Abbildung 4.4 deutlich zu sehen ist. Die verbliebenen Nachpulse in Abb. 4.4 sind auf verbleibende Halbwellenplatten innerhalb des Lasersystems zurückzuführen und werden im weiteren Verlauf der Entwicklung des POLARIS-Lasersystems ebenfalls durch PRs ersetzt.

4.2.3 Vollständig reflektive $\lambda/4$ -Spiegelanordnung

In Hochintensitätslasersystemen werden neben Phasenänderungen der Polarisation um $\lambda/2$ allerdings auch zirkulare Polarisation und somit Phasenänderungen um $\lambda/4$ benötigt. In den POLARIS-Hauptverstärkern A3-A5 durchläuft der Laserimpuls beispielsweise eine bestimmte Anzahl an Verstärkungspassagen bevor ein Rückspiegel den Impuls in sich zurück reflektiert. Hierdurch kann dieser in den verschiedenen Passagen ein jeweils zweites Mal verstärkt werden. Um den zurücklaufenden verstärkten vom einfallenden unverstärkten Laserimpuls mittels eines Dünnschichtpolarisators zu trennen, ist eine Polarisationsdrehung um 90° notwendig. Dies wird üblicherweise mit einer $\lambda/4$ -Platte vor dem Rückspiegel realisiert. Aufgrund des Doppeldurchganges wird hierbei die lineare Polarisation des Laserimpulses gedreht, sodass dieser nach der vollständigen Verstärkung ausgekoppelt werden kann.

Um $\lambda/4$ -Platten zu ersetzen, wurde eine rein reflektive vier-Spiegelanordnung gewählt wie sie auch in Aurand et al. [118] beschrieben wurde. Entgegen dem Polarisationsrotator (PR) werden hierbei spezielle *Phaseshift*-Spiegel verwendet, welche eine Phasendifferenz von $\lambda/16$ zwischen der s - und p -Komponente der Polarisation des Laserimpulses pro Reflexion erzeugen. Wird die vier-Spiegelanordnung unter einem Winkel von $\varphi = 45^\circ$ verwendet, besitzen beide Komponenten gleiche Intensitätsanteile und nach vier Reflexionen zudem eine Phasendifferenz von $\lambda/4$. Ausgehend von linear polarisierten Laserimpulsen lässt

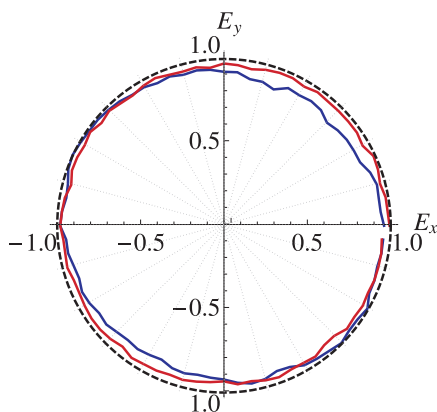


Abbildung 4.8: Polardarstellung der Transmission durch ein Paar gekreuzter Polarisatoren der (rot) $\lambda/4$ -Spiegelanordnung und (blau) einer $\lambda/4$ -Wellenplatte. In der Messung wurden beide $\lambda/4$ -Elemente im Winkelbereich von $0^\circ \leq \varphi \leq 360^\circ$ gedreht. Zum Vergleich ist ideale zirkulare Polarisation durch die schwarz gestrichelte Linie dargestellt.

sich durch diese Anordnung somit zirkulare bzw. bei $\varphi < 45^\circ$ elliptische Polarisation erzeugen. Abbildung 4.8 zeigt eine Transmissionsmessung der Spiegelanordnung (rot) zwischen zwei gekreuzten Polarisatoren für Winkel $0^\circ \leq \varphi \leq 360^\circ$ im Vergleich zu einer Standard- $\lambda/4$ -Platte [117] (blau). Unter Berücksichtigung der minimalen I_{\min} und maximalen Intensität I_{\max} kann die Elliptizität ε von zirkular polarisierten Laserimpulsen bestimmt werden [58]:

$$\varepsilon = \sqrt{I_{\max}/I_{\min}}. \quad (4.3)$$

Für die $\lambda/4$ -Spiegelanordnung ergibt sich ein Wert von $(98,3 \pm 0,6)\%$ wohingegen die $\lambda/4$ -Platte einen leicht geringeren Wert von $(86,6 \pm 0,3)\%$ aufweist. $\varepsilon = 100\%$ entspräche idealer zirkularer Polarisation. Aufgrund des präzisen Phasenshifts und der für dielektrische Spiegel typischen hohen Zerstörschwellen, hohe Bandbreiten und große herstellbare Durchmesser ist die $\lambda/4$ -Spiegelanordnung ebenfalls ideal geeignet für den Einsatz in Hochintensitäts-lasersystemen. Aufgrund der rein reflektierenden Wirkungsweise werden Nach- und somit auch Vorpulse vollständig vermieden. Für die Hauptverstärker A4 und A5 wurden Anordnungen mit einer freien Apertur von bis zu 75 mm realisiert.

4.3 Verstärkte spontane Emission

Zusätzlich zu intensiven Vorpulsen führt die verstärkte spontane Emission (ASE) zu einem quasi-kontinuierlichen Untergrund des Hauptimpulses. Die im Vergleich zu intensiven Vorpulsen hohe Energie der ASE kann hierbei ebenfalls zu einer signifikanten Beeinflussung von Hochintensitätsexperimenten führen. Um den ASE-Kontrast von Hochleistungslasersystemen zu optimieren, werden häufig intensitätsabhängige Kontrastverbesserungsmethoden im Frontend des Lasersystems verwendet. Solche Methoden beinhalten entweder die Verwendung eines Doppel-CPA (DCPA)-Systems [119] kombiniert mit kreuzpolarisierter Wellenerzeugung (XPW) [120] oder sättigbaren Absorbern [121], oder die Verwendung optisch-parametrischer Verstärkung (OPCPA) [122]. Um allerdings die notwendigen Kontrastverbesserungsmethoden zu konzeptionieren und bezüglich der Spitzenintensität des Lasersystems zu skalieren ist eine detaillierte Analyse der vom betrachteten Lasersystem erzeugten ASE notwendig. Messungen des inversen ASE-Kontrastes (TIC_{ASE}^{-1}) durch 3. Ordnung-Kreuzkorrelatoren werden jedoch fast ausschließlich im Nahfeld des Laserimpulses durchgeführt. Diese Messungen geben jedoch nur Auskunft über den zeitlichen Leistungskontrast. Bei Hochintensitätsexperimenten ist allerdings der TIC_{ASE}^{-1} im Fernfeld und somit der Intensitätskontrast von Interesse. Der Leistungskontrast kann nur dann in einen Intensitätskontrast umgerechnet werden, wenn die ASE die gleiche Fokussierbarkeit wie der Hauptimpuls besitzt, was insbesondere bei Multipassverstärkern nicht der Fall ist. Um den ASE-Kontrast im Fernfeld beschreiben zu können, ist demzufolge ein vollständiges Verständnis der Fokussierbarkeit der in den verschiedenen Verstärkerstufen eines Hochintensitätslasersystems erzeugten ASE notwendig. Aus diesem Grund wurden im Rahmen dieser Arbeit die physikalischen Grundlagen der Entstehung von ASE hergeleitet und die Abhängigkeiten von relevanten Parametern, wie z.B. dem Lasermaterial, der Kleinsignalverstärkung, Verstärkungsverlusten etc., untersucht.

Um die ASE von Hochleistungslasersystemen analytisch zu beschreiben, wurden bisher

verschiedene Ansätze verfolgt. W. Koechner entwickelte ein Modell zur Berechnung der ASE von Verstärkeranordnungen basierend auf langen Laserstäben [35], wobei der Akzeptanzraumwinkel der ASE durch die Geometrie des Laserstabes selbst bestimmt wird. Bei vielen Lasersystemen werden jedoch Verstärkerscheiben anstelle von -stäben verwendet, wobei die Dicke d des Lasermaterials kürzer als die Rayleigh-Länge z_R des Laserimpulses ist ($d \leq z_R$). Bei derartigen Verstärkern befindet sich die Taille häufig in der Mitte des Verstärkungsmediums, um eine ideale räumliche Überlappung der Pumpstrahlung mit dem Laserimpuls zu erhalten. Hierbei ist der Akzeptanzraumwinkel der ASE nur durch die räumliche Mode des Laserimpulses bestimmt und ist nicht von der spezifischen Geometrie des Verstärkungsmediums abhängig. In diesem Fall muss weiterhin auch keine Vergrößerung des Divergenzwinkels aufgrund von Brechung an den Oberflächen berücksichtigt werden. Wegen der Bedingung $d \leq z_R$ kann der Laserimpuls während des Materialdurchgangs als kollimiert angenommen werden.

Im Rahmen dieser Arbeit wurde ein analytisches Modell für die Berechnung des TIC_{ASE}^{-1} hergeleitet, welches auf verschiedene Lasermaterialien und somit auf verschiedene Typen von Hochleistungslasersystemen angewendet werden kann. Das Modell beruht auf der Annahme $d \leq z_R$ und entspricht einer Weiterentwicklung des Ansatzes von Ivanov et al. [123], wobei Verstärkungsverluste explizit berücksichtigt wurden. Dies erlaubt somit die Berechnung der ASE von Yb^{3+} -dotierten Lasermaterialien, welche aufgrund der Reabsorption erhöhte Verstärkungsverluste aufweisen. Im nachfolgenden Abschnitt werden darüber hinaus die verschiedenen Einflussparameter, wie bspw. die Kleinsignalverstärkung oder Verstärkungsverluste, im Detail diskutiert und der minimal zu erreichende TIC_{ASE}^{-1} für verschiedene aktuell verwendeter Verstärkungsmedien verglichen. Weiterhin wird das Modell anhand vergleichender Kontrastmessungen validiert und anschließend die Gesamt-ASE des POLARIS-Lasersystems, welche sich aus der Summe der in jedem Verstärker erzeugten ASE-Anteile zusammensetzt, charakterisiert. Am Ende des Kapitels wird die anhand des Modells ermittelte notwendige Kontrastoptimierung ermittelt und bezüglich der fokussierten Spitzenintensität diskutiert.

4.3.1 Analytische Betrachtung

In jedem durch Pumpen angeregtem Lasermaterial wird spontane Emission in Form von Fluoreszenzlicht emittiert. Als Maß für die Anregung wird in dieser zunächst monochromatischen Betrachtung wiederum die Kleinsignalverstärkung g_0 nach Gleichung 1.16 verwendet. Für eine vollständige Beschreibung muss jedoch die Verringerung des Verstärkungsfaktors aufgrund von Verlusten berücksichtigt werden, welche innerhalb der Verstärkeranordnungen bspw. aufgrund von resonatorinternen Verlusten oder Reabsorption auf der Laserwellenlänge auftreten können. In Analogie zu Kapitel 2 wird hierfür erneut der Verlustterm L eingeführt, sodass sich die Kleinsignalverstärkung zu:

$$g_0 = (1 - L) \cdot \exp\left[d N_{\text{dot}} \beta (\sigma_{\text{em}} + \sigma_{\text{abs}})\right] \quad (4.4)$$

ergibt. Der Term $L = 1 - \exp\{-d N_{\text{dot}} \sigma_{\text{abs}}\}$ beschreibt hierbei die Verringerung der Kleinsignalverstärkung aufgrund von Reabsorption. Die angeregten laseraktiven Ionen innerhalb des Lasermaterials zerfallen exponentiell mit der radiativen Lebensdauer τ_{rad} , was zu spon-

taner Emission von Fluoreszenzlicht führt. Unter Berücksichtigung der Sättigungsintensität bezüglich der Laserwellenlänge $I_{l, \text{sat}} = (h \cdot \nu) / [(\sigma_{l, \text{em}} + \sigma_{l, \text{abs}}) \tau_{\text{rad}}]$ (vgl. Gl. 1.12) ergibt sich die Leistung des abgestrahlten Fluoreszenzlichts P_F zum Zeitpunkt $t \ll \tau_{\text{rad}}$ zu:

$$P_F = \frac{h \cdot \nu}{(\sigma_{l, \text{em}} + \sigma_{l, \text{abs}}) \tau_{\text{rad}}} \cdot A \cdot \ln \left[\frac{g_0}{1-L} \right] = I_{l, \text{sat}} \cdot A \cdot \ln \left[\frac{g_0}{1-L} \right], \quad (4.5)$$

mit der Photonenergie $h \cdot \nu$ und der Fläche des angeregten Gebietes A .

Die Fluoreszenzleistung P_F wird entsprechend der spektralen Charakteristik des Lasermaterials in einen Raumwinkel von 4π aus dem gepumpten Gebiet A abgestrahlt. Verstärkeranordnungen besitzen jedoch eine begrenzte spektrale, räumliche und im Falle regenerativer Verstärkeranordnungen sogar eine begrenzte zeitliche Akzeptanz. Bei der Betrachtung der Verstärkung eines Laserimpulses mit der spektralen Bandbreite $\Delta \nu$ und einer über die Bandbreite gemittelten Kleinsignalverstärkung \bar{g} ergibt sich die Fluoreszenzleistung, welche in den ersten Materialdurchgang der Verstärkeranordnung abgestrahlt wird, zu:

$$P_F^{(1)} = \bar{I}_{l, \text{sat}} K_{\Delta\Omega} K_{\Delta\nu} K_p \ln \left[\frac{\bar{g}_0}{1-\bar{L}} \right]. \quad (4.6)$$

Der Parameter $K_{\Delta\Omega} = A \cdot \Delta\Omega / 4\pi$ beschreibt hierbei die Akzeptanz bezüglich der Fläche A und des Raumwinkels $\Delta\Omega$ und entspricht somit einer Flächen-Raumwinkelakzeptanz. Aus Gründen der Übersichtlichkeit wird $K_{\Delta\Omega}$ in der weiteren Arbeit als Raumwinkelakzeptanz bezeichnet. $K_{\Delta\nu}$ entspricht der spektralen Akzeptanz der betrachteten Verstärkeranordnung. Aufgrund der spektralen Abhängigkeit der Wirkungsquerschnitte (siehe Kapitel 2) muss hier die Sättigungsintensität ebenfalls über die spektrale Bandbreite gemittelt werden ($I_{l, \text{sat}} = \bar{I}_{l, \text{sat}}$). Der Parameter K_p beschreibt die Wahrscheinlichkeit, dass ein emittiertes Photon der Polarisationsrichtung der betrachteten Verstärkeranordnung entspricht. Dies ist von besonderer Bedeutung, wenn anisotrope Laserkristalle, bspw. Ti:Saphir, betrachtet werden.

Die Leistung der in den ersten Materialdurchgang eingestrahlt Fluoreszenz wird, ebenso wie die Leistung des Laserimpulses, durch die Kleinsignalverstärkung während der weiteren Materialdurchgänge erhöht. Gleichzeitig wird jedoch ein zusätzlicher Anteil an Fluoreszenzleistung in jeden Materialdurchgang eingestrahlt. Die Gesamtleistung der verstärkten spontan emittierten Fluoreszenz (ASE) nach n Materialdurchgängen $P_F^{(n)}$ ergibt sich somit aus dem Grenzwert einer konvergierenden geometrischen Reihe [123]:

$$P_F^{(n)} = P_F^{(1)} + \bar{g}_0 \cdot P_F^{(1)} + \bar{g}_0^2 \cdot P_F^{(1)} + \dots + \bar{g}_0^n \cdot P_F^{(1)} \approx P_F^{(1)} \frac{\bar{G}}{\bar{g}_0 - 1}, \quad (4.7)$$

wobei $\bar{G} = \bar{g}_0^n$ der Gesamtkleinsignalverstärkung der Verstärkeranordnung entspricht. Unter der Annahme einer vergleichbaren Fokussierung der ASE und des verstärkten Laserimpulses, was im Rahmen dieser Arbeit experimentell bestätigt wurde [112] (siehe Kapitel 4.3.2), ergibt sich der minimal zu erreichende inverse Intensitätskontrast TIC_{ASE}^{-1} zu:

$$TIC_{\text{ASE}}^{-1} = \frac{I_{\text{ASE}}}{I_{\text{Puls}}} = \frac{P_{\text{ASE}}}{P_{\text{Puls}}} = \bar{I}_{l, \text{sat}} K_{\Delta\Omega} K_p K_{\Delta\nu} \gamma(\bar{g}_0, \bar{L}) \frac{\tau_p}{E_{\text{in}}}, \quad (4.8)$$

mit

$$\gamma(\bar{g}_0, \bar{L}) = \frac{\ln[\bar{g}_0/(1-\bar{L})]}{\bar{g}_0 - 1}. \quad (4.9)$$

Die Leistung des Laserimpulses P_{Puls} ergibt sich in diesem Zusammenhang aus $P_{\text{Puls}} = E_{\text{in}} \cdot \bar{G}/\tau_p$, wobei E_{in} der Eingangsenergie der betrachteten Verstärkeranordnung und τ_p der komprimierten Impulsdauer entspricht. $\gamma(\bar{g}_0, \bar{L})$ beschreibt die Abhängigkeit des inversen Intensitätskontrastes TIC_{ASE}^{-1} von der Kleinsignalverstärkung sowie von Verlusten der Verstärkeranordnung und wird im folgenden Abschnitt ausführlich diskutiert.

4.3.2 Untersuchung der verschiedenen Einflussfaktoren

Kleinsignalverstärkung & Verluste

Die Kleinsignalverstärkung und die Verluste sind fundamentale Parameter der verstärkten spontanen Emission, deren Einfluss auf den inversen Kontrast durch den Term $\gamma(\bar{g}_0, \bar{L})$ beschrieben wird. Hierbei entspricht $\gamma(\bar{g}_0, 0\%) = 1$ einer sehr geringen Verstärkung ($\bar{g}_0 \approx 1$) und vernachlässigbaren Verlusten. Man beachte, dass $\bar{g}_0 = 1$ in Gleichung 4.9 physikalisch nicht interpretiert werden kann, da die Abschätzung des Grenzwertes der geometrischen Reihe nur für $\bar{g}_0 > 1$ gültig ist. Bei der Betrachtung geringer Verstärkungsfaktoren wurde für die Gültigkeit des Grenzwertes zudem eine hohe Anzahl an Materialdurchgängen n angenommen.

Abbildung 4.9 zeigt $\gamma(\bar{g}_0, \bar{L})$ für verschiedene relative Verstärkerverluste \bar{L} . Hier ist zum einen eine Zunahme der ASE für ansteigende Verluste erkennbar. Aus Gleichung 4.4 folgt, dass bei zunehmenden Verlusten \bar{L} eine erhöhte Inversion β notwendig ist, um die verlustbehaftete Kleinsignalverstärkung \bar{g}_0 aufrechtzuerhalten. Dies führt zu erhöhten Werten des TIC_{ASE}^{-1} . In Abbildung 4.9 ist zum anderen allerdings auch eine Abnahme des TIC_{ASE}^{-1} mit zunehmender Verstärkung \bar{g}_0 erkennbar. Dies ist durch das Verhältnis der pro Materialdurchgang von der Verstärkeranordnung akzeptierten ($P_F^{(1)}$) zur verstärkten Gesamtleistung der Fluoreszenz ($P_F^{(n)}$) zu erklären. Bei hohen Verstärkungsfaktoren gilt schon nach wenigen Materialdurchgängen (n), $P_F^{(1)} \ll P_F^{(n)}$, und $P_F^{(1)}$ kann somit für die nachfolgenden Materialdurchgänge vernachlässigt werden. Bei niedrigeren Verstärkungsfaktoren ist $P_F^{(1)}$ jedoch für eine höhere Anzahl an Materialdurchgängen n von Bedeutung, was wiederum zu erhöhten Werten der ASE führt. Aus beiden Betrachtungen folgt, dass bei niedrigen Verstärkungsfaktoren schon geringe Verluste zu einer signifikanten Verschlechterung des inversen Intensitätskontrastes von mehr als einer Größenordnung führen können. Verstärkerinterne Verluste, bspw. durch Reabsorption, können jedoch oft nicht vollständig vermieden werden. Um dennoch eine Verschlechterung des inversen Intensitätskontrastes zu vermeiden, kann eine

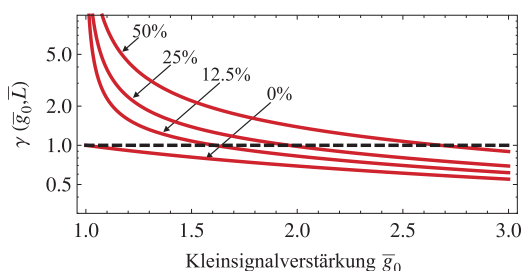


Abbildung 4.9: Logarithmische Darstellung der Änderung des inversen Intensitätskontrasts TIC_{ASE}^{-1} in Abhängigkeit der Kleinsignalverstärkung für Verluste von 0%, 12,5%, 25% und 50%. Die horizontale gestrichelte Linie stellt das Kriterium für die Herleitung der minimalen Kleinsignalverstärkung $\bar{g}_{\min}(\bar{L})$ (Gl. 4.10) dar.

verlustabhängige, minimale Kleinsignalverstärkung $\bar{g}_{\min}(\bar{L})$ realisiert werden. Für einen inversen Intensitätskontrast gleich dem einer Verstärkeranordnung mit geringer Verstärkung und vernachlässigbaren Verlusten ($\gamma \leq 1$) ist eine minimale Kleinsignalverstärkung von:

$$\bar{g}_{\min}(\bar{L}) \geq -W_{-1} \left[\frac{1 - \bar{L}}{e} \right] \approx 2,8 \bar{L} + 1,3 \quad (4.10)$$

notwendig. In Gleichung 4.10 entspricht W_{-1} dem unteren Funktionsast der Lambert-W-Funktion [124]. Unter Berücksichtigung von $\bar{g}_{\min}(\bar{L})$ reduziert sich die Berechnung des inversen Intensitätskontrastes TIC_{ASE}^{-1} auf:

$$TIC_{\text{ASE}}^{-1} = \bar{I}_{l, \text{sat}} K_{\Delta\Omega} K_p K_{\Delta\nu} \frac{\tau_p}{E_{\text{in}}}, \quad (4.11)$$

und ist somit nur noch von den Materialeigenschaften, sowie der Impulsparameter E_{in} und τ_p abhängig.

Spektrale ($K_{\Delta\nu}$) und Polarisationsakzeptanz (K_p)

Die spektrale Akzeptanz einer Verstärkeranordnung ist durch den spektralen Anteil der Fluoreszenzleistung definiert, welcher durch die Verstärkeranordnung verstärkt werden kann. Hierfür ist neben den Wirkungsquerschnitten vor allem die spektrale Reflektivität der verwendeten Laserspiegel entscheidend. Aufgrund der häufig hohen Anzahl an Spiegelreflexionen in Verstärkeranordnungen, wurde als Kriterium für $K_{\Delta\nu}$ eine Reflektivität von $R(\nu) \geq 99,9\%$ definiert. Da die Laserimpulse, welche in den betrachteten Verstärkeranordnungen verstärkt werden, häufig eine geringere spektrale Bandbreite besitzen als die spontan abgestrahlte Fluoreszenz, führt das Einschränken von $K_{\Delta\nu}$ direkt zu einer Verbesserung des TIC_{ASE}^{-1} . Abbildung 4.10 zeigt die spektrale Charakteristik von Yb:FP15 zusammen mit der spektralen Akzeptanz (grauer Bereich) der POLARIS-Verstärkeranordnungen A1 bis A5 (siehe Abbildung 1.5). Aus der Darstellung folgt, dass das Fluoreszenzspektrum $F(\nu)$ von Yb:FP15 nicht symmetrisch um die Zentralwellenlänge der zu verstärkenden Laserimpulse von $\lambda = 1030 \text{ nm}$ verteilt ist. Somit muss für die Bestimmung von $K_{\Delta\nu}$ die von der Verstärkeranordnung akzeptierte Fluoreszenz $\int_{\Delta\nu} F(\nu) d\nu$ in Relation zur gesamten emittierten Fluoreszenz $\int_{\nu} F(\nu) d\nu$ betrachtet werden.

Durch die Verwendung von Polarisatoren in Verstärkeranordnungen, bspw. zum Ein- und Auskoppeln der Laserimpulse bei regenerativen Verstärkern, wird weiterhin nur spontan emittierte Fluoreszenz mit der für die Verstärkeranordnung passenden Polarisationsrich-

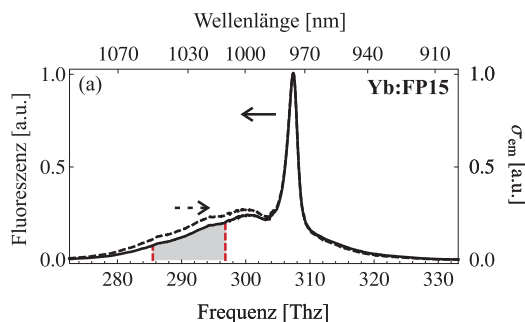


Abbildung 4.10: Relatives Fluoreszenzspektrum (durchgezogene Linie) und relative Darstellung des Emissionswirkungsquerschnittes (gestrichelte Linie) von Yb:FP15; Die vertikalen roten Linien repräsentieren die Grenzen der spektralen Akzeptanz ($R \leq 99,9\%$) der POLARIS Verstärkeranordnungen A1 bis A5 (siehe Abbildung 1.5).

tung verstärkt. Die Wahrscheinlichkeit, dass ein spontan emittiertes Photon dieser Polarisationsrichtung entspricht, wird durch die Polarisationsakzeptanz K_p beschrieben. Bei der Betrachtung isotroper Medien, wie bspw. Yb:FP15, ist die Wahrscheinlichkeit für beide Polarisationsrichtungen identisch und demzufolge $K_p = 0,5$. Bei anisotropen Lasermaterialien, wie bspw. Ti:Saphir, unterscheidet sich jedoch die Wahrscheinlichkeit für beide Polarisationsrichtungen, was zu unterschiedlichen Fluoreszenzspektren und somit auch zu einer polarisationsabhängigen Kleinsignalverstärkung führt. Für eine Verstärkeranordnung, welche Fluoreszenz der π -Polarisationsrichtung akzeptiert, berechnet sich $K_{p\pi}$ über das spektral integrierte Verhältnis der Fluoreszenz beider Polarisationsrichtungen:

$$K_{p\pi} = \frac{\int_{\Delta\nu} F_{\pi}(\nu') d\nu'}{\int_{\Delta\nu} F_{\sigma}(\nu') d\nu' + \int_{\Delta\nu} F_{\pi}(\nu') d\nu'}. \quad (4.12)$$

Im Rahmen dieser Arbeit konnte für alle betrachteten Materialien (siehe Kapitel 4.3.3) festgestellt werden, dass K_p konstant und somit unabhängig von der betrachteten spektralen Bandbreite $\Delta\nu$ ist.

Raumwinkelakzeptanz ($K_{\Delta\Omega}$)

Für die Herleitung von Gleichungen 4.8 und 4.11 wurde die Raumwinkelakzeptanz als Produkt des Raumwinkels und der Fläche des gepumpten Gebietes eingeführt $K_{\Delta\Omega} = A \cdot \Delta\Omega / 4\pi$. Hieraus folgt, dass für die Betrachtung des minimal zu erreichenden TIC_{ASE}^{-1} nur die TEM_{00} -Grundmode der Verstärkeranordnung berücksichtigt werden muss. Der Raumwinkel kann somit über die Divergenz der Lasermode berechnet werden, welche wiederum über das Strahlparameterprodukt [46] mit der Fläche verknüpft ist. Die Raumwinkelakzeptanz vereinfacht sich hierdurch zu:

$$K_{\Delta\Omega}^{TEM_{00}} = \frac{\Delta\Omega}{4\pi} \cdot A = \frac{\lambda^2}{4\pi}. \quad (4.13)$$

Diese Annahme ist jedoch nur für Verstärkeranordnungen gültig, welche keine höheren Moden außer der TEM_{00} -Grundmode akzeptieren. Dies entspricht stabilen regenerativen Verstärkeranordnungen, kann allerdings auch durch Raumfilterblenden oder Modenblenden in Multipassverstärkeranordnungen erreicht werden. Aus Gleichung 4.13 folgt, dass die von der Verstärkeranordnung akzeptierte Fluoreszenz unabhängig von der Größe der gepumpten Fläche ist. Verstärkeranordnungen mit einer großen gepumpten Fläche und folglich einer hohen Ausgangsenergie verfügen somit über den gleichen minimalen inversen Intensitätskontrast TIC_{ASE}^{-1} wie Verstärkeranordnungen mit einem kleinen gepumpten Bereich und demzufolge einer niedrigeren Ausgangsenergie. Im Gegensatz zu regenerativen Verstärkeranordnungen besitzen Multipassverstärkeranordnungen typischerweise keinen Resonator. Die Raumwinkelakzeptanz wird hier hauptsächlich durch die Abbildungsoptik (z. B. Vergrößerungsteleskope) und die Apertur der verwendeten Laserspiegel definiert. Dies führt zu einer höheren Anzahl an transversalen Moden, welche von der Verstärkeranordnung akzeptiert werden, und somit zu einer vergrößerten Fokusfläche der ASE.

Im Rahmen dieser Arbeit wurde die fokussierte ASE der verschiedenen POLARIS-Verstärkeranordnungen einzeln charakterisiert [112]. Da die Sättigungsfluenz von Yb:FP15 viel höher als die laserinduzierte Zerstörschwelle ist ($F_{sat} \gg F_z$), tritt bei den POLARIS-Verstär-

keranordnungen keine Sättigung der Verstärkung auf. Wird der Eingangsimpuls einer Verstärkeranordnung geblockt, kann hierdurch die ASE, welche innerhalb des Verstärkers erzeugt wird, unabhängig von dem zu verstärkenden Laserimpuls charakterisiert werden. Abbildung 4.11 zeigt eine Messung des fokussierten Hauptimpulses (links) sowie der fokussierten ASE der regenerativen Verstärkeranordnung A1/A2 und der Multipassverstärkeranordnungen A2,5-A4 (siehe Abbildung 1.5¹). Für die Messung wurde jeweils der Eingang des ersten regenerativen Verstärkers A1 (Messung Mitte) beziehungsweise der Eingang des ersten Multipassverstärkers A2,5 (Messung rechts) geblockt, wobei die ASE durch alle nachfolgenden Verstärkeranordnungen verstärkt wurde. Aus Abbildung 4.11 ist ersichtlich, dass durch die ausschließliche Verstärkung der TEM₀₀-Grundmode der Hauptimpuls und die ASE der regenerativen Verstärker eine vergleichbare Fokussierbarkeit besitzen. Hierdurch konnte die Annahme zur Herleitung von Gleichung 4.8 experimentell bestätigt werden. Der Fokus der Multipass-ASE unterscheidet sich allerdings deutlich von dem Fokus des Hauptimpulses.

In Laser-Plasma-Experimenten ist die mittlere Intensität innerhalb der FWHM-Fokusfläche entscheidend (siehe Gleichung 3.1). Diese ist durch den gestrichelten Kreis in Abbildung 4.11 gekennzeichnet. Hieraus folgt, dass für die Abschätzung des TIC_{ASE}^{-1} ebenfalls nur die ASE innerhalb der FWHM-Fläche berücksichtigt werden muss. Für die Raumwinkelakzeptanz von Multipassverstärkeranordnungen $K_{\Delta\Omega}^M$ ist somit die Annahme der Divergenz des Hauptimpulses für die Abschätzung des TIC_{ASE}^{-1} ausreichend. In diesem Fall muss allerdings die mögliche Vergrößerung der Divergenz des Hauptimpulses aufgrund von höheren räumlichen Modenanteilen und Aberrationen berücksichtigt werden. Deformierte Spiegelflächen sowie thermische Aberrationen des gepumpten Verstärkungsmediums führen zu Aberrationen, welche die Fokussierbarkeit des Hauptimpulses verschlechtern. Die hieraus resultierende Vergrößerung der Divergenz des Hauptimpulses kann durch den M^2 -Faktor beider Raumrichtungen $M_x^2 \times M_y^2$ beschrieben werden. Die resultierende Raumwinkelakzeptanz eines Multipassverstärkers $K_{\Delta\Omega}^M$ ergibt sich somit zu:

$$K_{\Delta\Omega}^M = \frac{\lambda^2}{4\pi} \cdot (M_x^2 \times M_y^2). \quad (4.14)$$

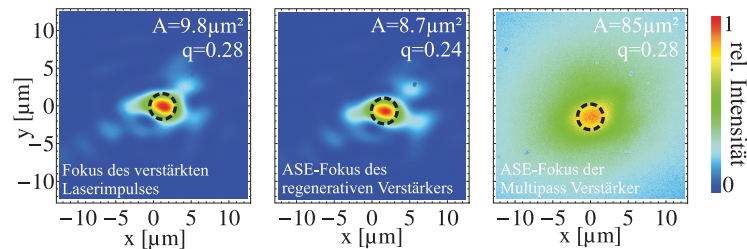


Abbildung 4.11: Messung des Fokus des durch die Verstärker A1-A4 verstärkten Hauptimpulses (links), der durch die regenerativen Verstärker (A1 und A2) erzeugten ASE (Mitte) und der durch die Multipassverstärker (A2,5-A4) erzeugten ASE (rechts) des POLARIS-Lasersystems mit einer $f/3$ -Fokussierung. Der durch den Kreis markierte Bereich entspricht der FWHM-Fokusfläche (A_{FWHM}) des Hauptimpulses.

¹Man beachte, dass die Charakterisierung der fokussierten ASE zeitlich vor der Fertigstellung des abbildenden Verstärkers A3 durchgeführt wurde (siehe Kap.3.5).

4.3.3 Vergleich verschiedener Lasermaterialien

Für ein vollständiges Verständnis der Erzeugung der ASE wurde im Rahmen dieser Arbeit der Einfluss verschiedener Festkörperlasermaterialien untersucht. Da Gleichung 4.11, welche nur unter Berücksichtigung der minimalen Kleinsignalverstärkung, $\bar{g}_0 = \bar{g}_{\min}$ gilt, ausschließlich von Lasermaterial- und Hauptpulsparametern abhängt, ermöglicht dies einen unabhängigen Vergleich der durch die Materialien minimal erzeugten ASE. Hierbei wurden Materialien, welche die Verstärkung von Impulsen mit einer Dauer von $\tau_p \leq 350$ fs ermöglichen, unter Verwendung von Gleichung 4.11 mit einer Eingangsenergie $E_{\text{in}} = 1$ nJ betrachtet. Um die Vergleichbarkeit des TIC_{ASE}^{-1} für unterschiedliche Impulsdauern sicherzustellen, wurde der spektrale Akzeptanzbereich $K_{\Delta\nu}$ durch die doppelte Bandbreite $2 \times \Delta\nu$ definiert, welche sich durch das Impulsdauer-Bandbreite-Produkt (Gleichung 1.24) für einen Gaußförmigen Laserimpuls der Dauer τ_p ergibt. Weiterhin wurden $\bar{I}_{\text{I, sat}}$, $K_{\Delta\nu}$ und K_p durch in der Literatur verfügbaren Daten bestimmt. Die verwendeten Werte sind hierbei in Tabelle A.2 für die maximale betrachtete Impulsdauer von $\tau_p = 350$ fs zusammengefasst. In Abbildung 4.12 ist der ermittelte TIC_{ASE}^{-1} für verschiedene Festkörperlasermaterialien in Abhängigkeit von der Impulsdauer bis zu einer minimalen Dauer dargestellt, welche bisher in einem modengekoppelten Betrieb realisiert wurde. Man beachte, dass sich der TIC_{ASE}^{-1} im Bereich der minimalen Impulsdauer zusätzlich noch erheblich verschlechtern kann, wenn starke spektrale Verluste zur Vermeidung von *gain narrowing* während des Verstärkungsprozesses hinzugefügt werden müssen. In Abbildung 4.12 zeigt sich, dass der minimal zu erreichende TIC_{ASE}^{-1} unabhängig von der Impulsdauer ist, solange die spektrale Akzeptanz der Verstärkeranord-

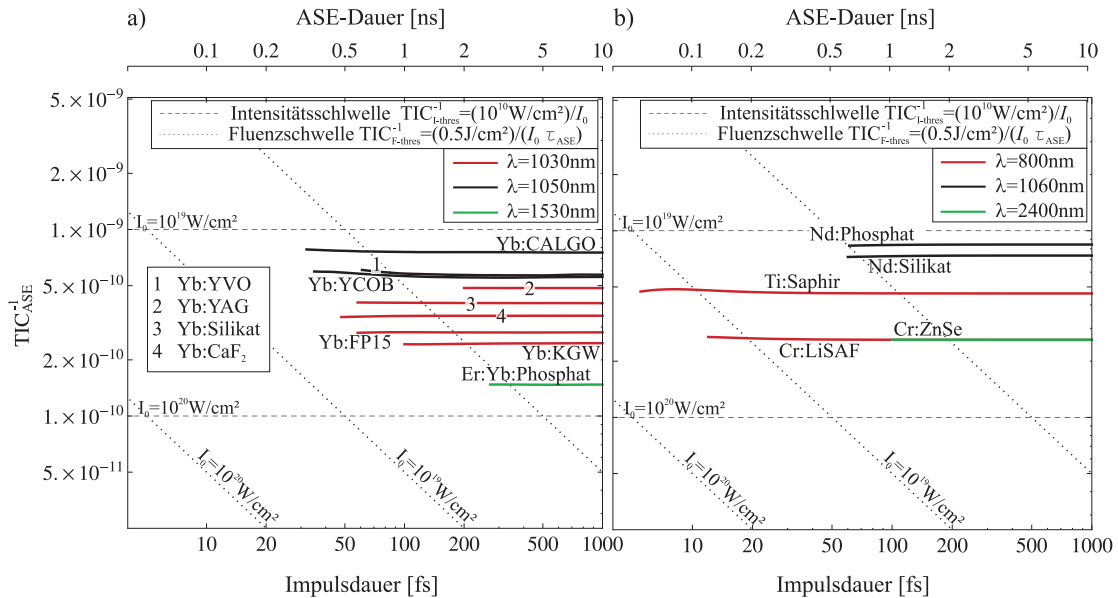


Abbildung 4.12: Vergleichende Darstellung des TIC_{ASE}^{-1} für verschiedene (a) Yb^{3+} -dotierte [25–27, 43, 125–135] und (b) hochverstärkende Lasermaterialien nach dem aktuellen Stand der Technik [136–143] in Abhängigkeit von der Impulsdauer bis zu einer Dauer, welche minimal in einem modengekoppelten Oszillator für das jeweilige Material erreicht wurde; Zum Vergleich ist die Intensitätsschwelle für $I_{\text{thres}} = 10^{10} \text{ W/cm}^2$ (horizontale, gestrichelte Linie) und die Fluenzschwelle von $F_{\text{thres}} = 0,5 \text{ J/cm}^2$ (diagonale, gepunktete Linie) für fokussierte Intensitäten von $I_0 = 10^{19} \text{ W/cm}^2$ und $I_0 = 10^{20} \text{ W/cm}^2$ eingezeichnet (siehe Kapitel 4.3.5). Die ASE-Dauer τ_{ASE} ist durch die obere horizontale Achse gegeben. Verschiedene Farben indizieren verschiedene Zentralwellenlängen.

nung präzise auf die für die Impulsdauer notwendige spektrale Bandbreite angepasst ist. Geringe TIC_{ASE}^{-1} -Modulationen im Bereich der minimalen Impulsdauer können aufgrund signifikanter Modulationen der spektroskopischen Eigenschaften des Materials auftreten.

Da das Verhältnis der Einsteinkoeffizienten der spontanen Emission A_{21} und der stimulierten Emission B_{21} (siehe Gleichung 1.3 a) eine λ^{-3} Abhängigkeit zeigt aber die Raumwinkelakzeptanz proportional zu λ^2 ist, wurde eine $1/\lambda$ -Abhängigkeit des TIC_{ASE}^{-1} erwartet. Ivanov et al. haben diese Korrelation durch die Ableitung des Schawlow-Towns-Kriteriums aus Gleichung 4.6 durch Ersetzen des Emissionswirkungsquerschnittes mit der Füchtbauer-Ladenburg-Relation (Gl. 1.9) gezeigt [123]. Eine klare Abhängigkeit des TIC_{ASE}^{-1} von der Laserwellenlänge, welche durch die Farben in Abbildung 4.12 repräsentiert wird, konnte allerdings nicht nachgewiesen werden. Beispielsweise ist die TIC_{ASE}^{-1} -Differenz von Cr:LiSAF zu Cr:ZnSe (vgl. Abb. 4.12 b) vernachlässigbar, wobei sich die Laserwellenlängen um einen Faktor 3 unterscheiden. Die individuellen spektroskopischen Materialeigenschaften haben daher einen deutlich größeren Einfluss auf den TIC_{ASE}^{-1} der betrachteten Materialien.

In Abbildung 4.12 a ist der minimal zu erreichende TIC_{ASE}^{-1} verschiedener Yb³⁺-dotierter Lasermaterialien aufgetragen, welche für das direkte Pumpen mit Hochleistungslaserdioden geeignet sind. Bei diesen Materialien mit Zentralwellenlängen im Bereich von $\lambda \approx 1030\text{nm} \dots 1050\text{nm}$ konnte nur ein geringer Unterschied des TIC_{ASE}^{-1} bis zu einem Faktor 3 festgestellt werden. Materialien mit einer niedrigen Sättigungsintensität, wie z.B. Yb:YAG, besitzen eine schmale spektrale Emissionsbandbreite, was zu einem erhöhten $K_{\Delta\nu}$ führt. Er:Yb:Phosphat bei einer Zentralwellenlänge von $\lambda = 1530\text{nm}$ erreicht den niedrigsten TIC_{ASE}^{-1} -Wert aufgrund der sehr langen radiativen Lebensdauer von $\tau_{\text{rad}} = 9,5\text{ms}$. Die minimale Impulsdauer für dieses Material ist aufgrund der limitierten Bandbreite aktuell jedoch auf $\tau_p = 261\text{fs}$ begrenzt [135]. Hochverstärkende Lasermaterialien, wie bspw. Ti:Saphir und Nd:Glas, sind analog in Abbildung 4.12 b dargestellt. Im Vergleich zu Yb³⁺-dotierte Materialien sind die Emissionsquerschnitte um etwa eine Größenordnung für Nd:Glas und zwei Größenordnungen für Ti:Saphir höher, jedoch besitzen diese Materialien Lebensdauern von $4\mu\text{s}$ (Ti:Saphir) beziehungsweise $370\mu\text{s}$ (Nd:Phosphatglas), was zu einer erhöhten Sättigungsintensität führt. Daher ist der resultierende TIC_{ASE}^{-1} um den Faktor 1,6 für Ti:Saphir und 3,1 für Nd:Phosphatglas geringer im Vergleich zu Yb:FP15 mit $\tau_{\text{rad}} = 1,4\text{ms}$. Aus der vergleichenden Betrachtung ergibt sich abschließend, dass das Lasermaterial nur einen geringen Einfluss auf den TIC_{ASE}^{-1} einer Verstärkeranordnung besitzt.

4.3.4 Experimentelle Validierung des analytischen Modells

Um das vorgestellte theoretische Modell zur Berechnung der ASE experimentell zu validieren, wurde die ASE der ersten regenerativen Verstärkeranordnung (A1) des POLARIS-Lasersystems (siehe Abb. 2.1) zum einen simuliert und zum anderen vergleichend gemessen. Während der Messung wurde der ungestreckte Oszillatorimpuls im A1 innerhalb von 39 Umläufen von $E_{\text{in}} = 1\text{nJ}$ auf eine Ausgangsenergie von $E_{\text{out}} = 100\mu\text{J}$ verstärkt. Der A1 besitzt eine akzeptierte spektrale Bandbreite von 40nm ($1010\text{nm} \dots 1050\text{nm}$) um die Zentralwellenlänge von $\lambda = 1030\text{nm}$ (siehe Abb. 4.10), was einer spektralen Akzeptanz von $K_{\Delta\nu} = 0,425$ entspricht. Weiterhin ist der Wert der mittleren Sättigungsintensität $\bar{I}_{\text{I, sat}} = 35,8\text{kW/cm}^2$ und das isotrope Medium besitze eine Polarisationsakzeptanz von $K_p = 0,5$ [41]. Aufgrund des

stabilen Resonators verstärkt der A1 nur die TEM_{00} -Grundmode, wodurch die Annahme für die Simulation der ASE mittels Gleichung 4.6 und 4.8 erfüllt ist. Der A1 besitzt weiterhin eine ringförmige Anordnung des Resonators, weshalb nur die Erzeugung der ASE einer Umlaufrichtung berücksichtigt werden muss. Die ASE, welche in gegenläufiger Richtung zum Hauptimpuls innerhalb des Resonators umläuft, wird auch in entgegengesetzter Richtung ausgekoppelt und trägt somit nicht zum Gesamtkontrast bei. In regenerativen Verstärkeranordnungen mit linearem Resonator, wie sie häufig bei Ti:Saphir-Lasersystemen verwendet werden, muss der gegenläufig umlaufende Anteil der ASE allerdings berücksichtigt werden. Bei dieser Art von Resonatoren verdoppelt sich die Raumwinkelakzeptanz $K_{\Delta\Omega}$. Die Kleinsignalverstärkung des A1 wurde zu $\bar{g}_0 = 1,3434$ gemessen und die Verluste aufgrund von Reabsorption entsprechen $\bar{L} = 1 - \exp[-N_{\text{dop}}\sigma_{\text{abs}}d] = 11,7\%$. Zusätzlich zur Reabsorption wurden resonatorinterne Verluste von $\bar{L}_{\text{Res}} = 5\%$ berücksichtigt, welche hauptsächlich auf die eingefügten spektralen Verluste zur Vermeidung von *gain narrowing* (siehe Kapitel 2) zurückzuführen sind. Für die Verstärkeranordnung A1 ergibt sich über Gleichung 4.6 somit eine Fluoreszenzleistung von $P_F^{(1)} = 1,53\mu\text{W}$, welche pro Umlauf von der Verstärkeranordnung akzeptiert wird. Da diese Fluoreszenzleistung nicht genau genug gemessen werden kann, wurde die durch den Kleinsignalverstärkungsfaktor \bar{g}_0 pro Umlauf verstärkte Fluoreszenz numerisch simuliert und anschließend über die Umlaufzeit des A1 von 13,25 ns integriert. Die resultierende ASE-Energie (E_{ASE}) pro Umlauf n ist durch die blauen Kreise in Abb. 4.13 dargestellt. Die pro Umlauf verstärkte Energie des Hauptimpulses E_{Puls} wurde ebenfalls simuliert und wird in Abb. 4.13 durch die schwarzen Kreise repräsentiert.

Für die experimentelle Validierung wurde sowohl die Energie des Hauptimpulses als auch die ASE-Energie pro Umlauf gemessen, wobei der eingehende Hauptimpuls für die ASE-Messung geblockt wurde. Für die Messung wurde der Anteil des durch einen hochreflektierenden Resonatorspiegel transmittierten Impulses ($T \leq 0,1\%$) auf eine Photodiode fokussiert. Anschließend wurde die Diodenmessung über eine Energiemessung des ausgekoppelten Hauptimpulses beziehungsweise der ASE kalibriert [112]. Um die Dynamik zu erhöhen, wurde die Anzahl der Umläufe des A1 für die ASE-Messung auf 62 erhöht. In Abbildung 4.13 ist die pro Umlauf gemessene und energiekalibrierte Energie des Hauptimpulses (schwarze durchgezogene Linie) und der ASE (rote durchgezogene Linie) des regenerativen Verstärkers A1 gezeigt. Das signifikante Rauschen der ersten Umläufe ist dem Rauschpegel des Photodioden-Oszilloskop-Setups im untersten Messbereich ($\sim\text{mV}$ -Bereich) zuzuschreiben. Aus dem Vergleich der Messung mit der Simulation folgt, dass Gleichung 4.6 die Erzeugung der ASE innerhalb einer regenerativen Verstärkeranordnung sehr genau be-

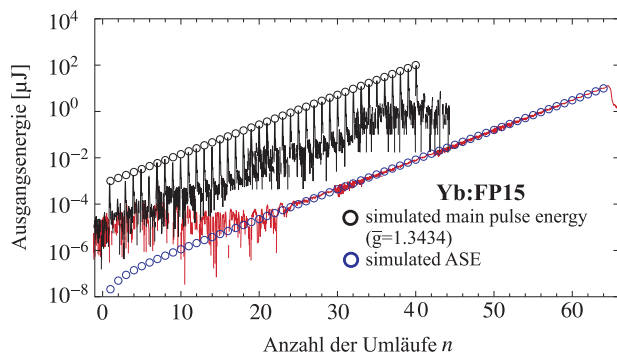


Abbildung 4.13: Verstärkungscharakteristik des ersten POLARIS-RV A1: Simulation der Energie pro Umlauf (Kreise) und energiekalibrierte Photodiodenmessung (durchgezogene Linie) des Laserimpulses (schwarze Kreise, schwarze Linie) und der ASE (blaue Kreise, rote Linie), wobei der Eingangsimpuls geblockt wurde. Die Simulation der ASE-Energie erfolgte über Gleichung 4.6.

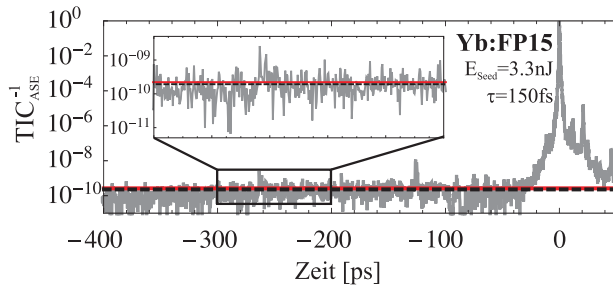


Abbildung 4.14: Mittels eines 3. Ordnung-Kreuzkorrelators (*Sequoia*) gemessener TIC_{ASE}^{-1} des POLARIS-Frontends (siehe Abbildung 1.5 (graue Linie); Numerische Simulation des TIC_{ASE}^{-1} nach Gleichung 4.6 (rote Linie); Abschätzung des TIC_{ASE}^{-1} nach Gleichung 4.8 (schwarze, gestrichelte Linie).

schreibt. Die ASE-Simulation in Abb. 4.13 lässt weiterhin erkennen, dass der Energiekontrast der ASE relativ zum Hauptimpuls nach 5 Umläufen einen konstanten Wert erreicht. Dies bestätigt die Annahme des Grenzwertes der geometrischen Reihe, welcher für die Herleitung von Gleichung 4.8 verwendet wurde. Abbildung 4.14 zeigt den über Gleichung 4.8 simulierten (graue gestrichelte Linie) inversen Intensitätskontrast TIC_{ASE}^{-1} , welcher eine sehr gute Übereinstimmung zum gemessenen TIC_{ASE}^{-1} zeigt. Die Messung wurde mit einem kommerziellen 3.-Ordnung-Kreuzkorrelator *Sequoia* durchgeführt. Zusätzlich wurde die simulierte verstärkte ASE-Energie aus Abb. 4.13 unter Berücksichtigung der Resonatorumlaufzeit und der Fokussierung des Hauptpulses auf die ASE-Intensität skaliert und ist durch die rote durchgezogene Linie in Abb. 4.14 dargestellt. Der TIC_{ASE}^{-1} in Abb. 4.14 wurde gemessen, nachdem die Ausgangsimpulse des A1 durch den Strecker zeitlich gestreckt und durch den A2 weiter verstärkt wurden (siehe Abb. 1.5). Da die POLARIS-Verstärker keine Sättigung der Verstärkung aufweisen, wird der TIC_{ASE}^{-1} durch die weitere Verstärkung nicht beeinflusst¹. Ein Einfluss der vom Oszillator erzeugten ASE konnte nicht detektiert werden. Bei Kerrlinsen-modengekoppelten-Oszillatoren, wie z.B. auch einer im POLARIS-System verwendet wird, lässt sich dies durch die Unterschiede in der Divergenz zwischen der ASE und dem Hauptimpuls erklären. Da regenerative Verstärkeranordnungen nur die Grundmode akzeptieren, wird die an den Verstärker präzise angepasste Mode des Hauptimpulses optimal verstärkt, wohingegen die Mode der ASE des Oszillators unterdrückt wird.

Das vorgestellte analytische Modell zur Simulation der ASE wurde an zwei weiteren Hochleistungslasersystemen verifiziert. Die simulierte und gemessene ASE der beiden auf Ti:Saphir basierten Systeme JET140 (40 TW Spitzenleistung) und JET200 (200 TW Spitzenleistung), welche sich beide an der Friedrich-Schiller-Universität Jena und am Helmholtz-Institut Jena befinden, zeigt hierbei ebenfalls eine sehr gute Übereinstimmung. Zusätzlich wurde hierfür das theoretische Modell auf die Betrachtung des ASE-Anstieges aufgrund der Sättigung der Verstärkung erweitert. Eine ausführliche Darstellung des ASE-Verhaltens in Ti:Saphir Hochleistungslasersystemen wurde in [113] veröffentlicht.

4.3.5 Vollständige Charakterisierung des POLARIS-Systems

Für die vollständige ASE-Charakterisierung des POLARIS-Lasersystems wurde der TIC_{ASE}^{-1} der einzelnen Verstärkeranordnungen A1 bis A4 nach dem Kompressor separat gemessen. Der

¹Man beachte, dass zwischen der Messung in Abb. 4.13 und Abb. 4.14 ein akustooptischer programmierbarer Dispersionsfilter (*Dazzler, Fastlite*), welcher sich direkt vor dem A1 befand und auf eine Effizienz von 24% eingestellt war, entfernt wurde. Hierdurch erhöhte sich die Eingangsenergie des A1 um den Faktor 3,3 und gleichzeitig sank die Ausgangsenergie des Oszillators während des experimentellen Betriebs zwischen beiden Messungen um 20%.

Eingang der jeweilig zu vermessenden Verstärkeranordnung wurde hierbei geblockt und die durch diese Anordnung erzeugte ASE durch alle nachfolgenden Verstärker weiter verstärkt [112]. Die ASE-Messung einer einzelnen Verstärkeranordnung beinhaltet somit immer auch die ASE aller nachfolgenden Verstärker. Aufgrund der fehlenden Materialdurchgänge und somit der fehlenden Gesamtverstärkung kann die ASE der nachfolgenden Verstärkeranordnung allerdings als jeweils klein gegenüber der zu messenden ASE angenommen werden. Für die einzelnen Messungen wurde eine Photodiode (EOT-3000) mit einer Anstiegszeit von $t_{\text{rise}} = 175 \text{ ps}$, ein Oszilloskop (Tektronix TDS3054C) mit einer Anstiegszeit von $t_{\text{rise}} = 0,7 \text{ ns}$ und kalibrierte Neutraldichtefilter (ND-Filter) verwendet. Die zeitliche Auflösung des Messsystems betrug somit $\tau_{\text{Mess}} = 0,7 \text{ ns}$ und ist demzufolge um mehrere Größenordnung länger als die Dauer des Laserimpulses, welche während der Charakterisierung des ASE-Kontrastes zu $\tau_p = 200 \text{ fs}$ gemessen wurde. Aus diesem Grund muss für die Kalibrierung des TIC_{ASE}^{-1} neben dem Abschwächungsfaktor der ND-Filter hier erneut ein zeitlicher Korrekturfaktor von $F_{\text{korrr}} = \tau_{\text{Mess}}/\tau_p$ berücksichtigt werden. Bei einer Impulsdauer von $\tau_p = 200 \text{ fs}$ entspricht dieser Faktor $F_{\text{korrr}} = 3500$. Für die Bestimmung der zeitlichen Absolutposition des Hauptpulses $t = t_0$ wurde während der Messung ein externer Trigger mit einem Jitter von weniger als 250 ps verwendet. Hierdurch konnten die separaten Messungen zeitlich einander zugeordnet werden.

Abbildung 4.15 zeigt eine kombinierte doppellogarithmische Darstellung der gemessenen ASE der einzelnen POLARIS-Verstärkeranordnungen A1-A4 für Zeiten $-10 \text{ ms} \leq t \leq -10 \text{ fs}$ und $10 \text{ fs} \leq t \leq 10 \text{ ms}$. Das zeitliche Profil des Hauptimpulses im Zeitbereich von $-450 \text{ ps} \leq t \leq 200 \text{ ps}$ wurde hierbei mit einem 3. Ordnung-Kreuzkorrelator (*Sequoia*) in Zeitschritten von 15 fs um den Hauptimpuls ($t_0 \pm 600 \text{ fs}$) und 150 fs im verbleibenden Zeitbereich vermessen. Bei dieser Sequoia-Messung wurde der TIC_{ASE}^{-1} des POLARIS-Verstärkers A1 zur Zeit $t < 30 \text{ ps}$ zu $3,6 \times 10^{-9}$ bestimmt. Die vergleichende Messung des A1- TIC_{ASE}^{-1} mittels der Photodiode und des geblockten Eingang des Verstärkers ergab einen Wert von $2,8 \times 10^{-9}$ und ist somit in guter Übereinstimmung zu der Sequoia-Messung. Die zeitliche Auflösung der Photodioden-Oszilloskop-Kombination limitiert allerdings die zeitliche Messung der ASE zu

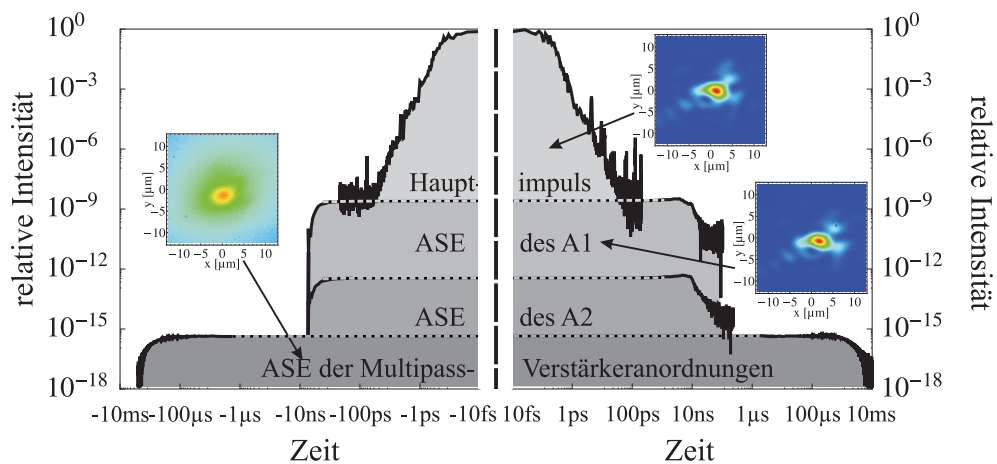


Abbildung 4.15: Kombinierte doppellogarithmische Darstellung der ASE der einzelnen POLARIS-Verstärkeranordnungen A1-A4 für Zeiten $t \leq t_0$ und $t \geq t_0$. Die eingesetzten Grafiken zeigen den jeweiligen Fokus der einzelnen ASE-Anteile. Die ASE wurde mit einer Photodiode und der Hauptimpuls mit einem 3. Ordnung-Kreuzkorrelator (*Sequoia*) gemessen.

$|t| \geq \tau_{\text{Mess}}$. Die ASE im Bereich $|t| \leq \tau_{\text{Mess}}$ wurde als konstant angenommen und in Abbildung 4.15 durch eine gestrichelte Linie dargestellt. Die Halbwertsdauer der A1-ASE konnte durch die Photodiodenmessung zu $\tau_{\text{ASE-A1}} = 12 \text{ ns}$ bestimmt werden, was etwas kürzer als die zum Oszillator synchronisierte Umlaufzeit des A1 von $13,25 \text{ ns}$ ist. Da die ASE hier in einem geschlossenen Resonator erzeugt wird, ist die zeitliche Dauer hauptsächlich durch die Resonatorumlaufzeit und die zeitliche Charakteristik der Pockelszellenschaltflanke bestimmt. Die Differenz der gemessenen ASE-Dauer und der Umlaufzeit des A1 lässt sich durch die zusätzlichen Pockelszellen zur Unterdrückung von Vorpulsen erklären, welche nach dem zweiten regenerativen Verstärker A2 installiert wurden (siehe Kapitel 4.1). Diese Pockelszellen, welche eine Anstiegszeit von ca. 6 ns besitzen [110], unterdrücken ebenfalls den ASE-Anteil, welcher sich vor dem Hauptpuls befindet und führt somit zu einem steilen Anstieg der ASE zum Zeitpunkt $t \approx -6 \text{ ns}$ (siehe Abb. 4.15). Zusätzlich zu der Photodiodenmessung wurde die Energie der A1-ASE nach dem Kompressor zu $E_{\text{A1-ASE}} = 140 \mu\text{J}$ gemessen. Der A2- TIC_{ASE}^{-1} wurde durch die Photodiodenmessung zu $4,8 \times 10^{-13}$ bestimmt, wobei die Halbwertsdauer der ASE hier $12,5 \text{ ns}$ betrug. Die Energie der A2-ASE konnte aufgrund der höheren ASE-Energie der nachfolgenden Hauptverstärker allerdings nicht direkt gemessen werden. Aus der zeitlichen Integration der kalibrierten Diodenmessung ließ sich jedoch eine Energie von $E_{\text{A2-ASE}} = 30 \text{ nJ}$ ermitteln.

Im Gegensatz zu regenerativen Verstärkeranordnungen besitzen Multipassverstärker keinen Resonator. Daher wird die zeitliche Dauer der Multipassverstärker-ASE nicht durch die Resonatorlänge, sondern durch die Dauer der Pumpimpulse von $\tau_{\text{pump}} = 2,7 \text{ ms}$ und der Fluoreszenzlebensdauer von Yb:FP15 von $\tau_f = 1,4 \text{ ms}$ bestimmt. Abbildung 4.15 zeigt die deutlich längere Dauer der Multipass-ASE der Verstärker A2,5-A4 im Vergleich zur Halbwertsdauer der ASE der regenerativen Verstärkeranordnungen A1 und A2.

Zusätzlich zum zeitlichen Profil wurde die räumliche Intensitätsverteilung der ASE in der Fokusebene des Hauptimpulses gemessen (vgl. Abbildung 4.11). Hierdurch ergibt sich die mittlere ASE-Intensität \bar{I} aus der ASE-Energie E_{ASE} , dem q -Faktor, der Halbwertsfläche der fokussierten ASE A_{FWHM} und der ASE-Dauer τ_{ASE} (siehe Gleichung 3.1). Die einzelnen gemessenen Parameter sowie die berechnete mittlere Intensität \bar{I} und Fluenz $\bar{F} = q \cdot E/A$ sind in Tabelle 4.1 zusammengefasst. In dieser Tabelle entsprechen die letzten drei Spalten dem TIC_{ASE}^{-1} , welcher aus den Spitzenwerten der Photodiodenmessung (TIC_{PD}^{-1}), der ermittelten mittleren ASE-Intensität ($TIC_{\bar{I}/\bar{I}_0}$) und der analytischen Berechnung unter Verwendung von Gleichung 4.8 (TIC_{sim}^{-1}) ermittelt wurden. TIC_{PD}^{-1} berücksichtigt hierbei nicht das fokussierte Intensitätsprofil der ASE und entspricht somit dem inversen Leistungskontrast im Nahfeld des Laserimpulses. Der inverse Fernfeldkontrast berechnet sich hingegen aus dem Verhältnis der mittleren Intensitäten der einzelnen ASE-Anteile $\bar{I}_{\text{ASE}}/\bar{I}_0$. Durch die sowohl über die fokussierte Halbwertsfläche A_{FWHM} als auch über die Halbwertsdauer τ_{FWHM} gemittelten Intensitäten ergeben sich hierbei Abweichungen zum gemessenen inversen Nahfeldkontrast, welche im Falle der Multipassverstärker mehr als eine Größenordnung betragen. Der Vergleich des gemessenen mit dem über Gleichung 4.8 simulierten inversen Fernfeldkontrastes (TIC_{sim}^{-1}) zeigt eine sehr gute Übereinstimmung für die POLARIS-Verstärkeranordnungen. Der geringe Unterschied, welcher für die Multipassverstärkeranordnungen festzustellen ist, kann auf die gemeinsame Charakterisierung der Verstärker A2,5-A4 zurückgeführt werden. Hierbei verbessern mehrere Pockelszellen zwischen den Verstärkern den TIC_{ASE}^{-1} , wobei die

Tabelle 4.1: Zusammenfassung der gemessenen ASE-Parameter für die einzelnen POLARIS-Verstärkeranordnungen: Energie E , Halbwertsdauer τ , Fokusfläche A , q -Faktor des Fokus und der hieraus ermittelten mittleren Intensität \bar{I} und Fluenz \bar{F} ; Vergleichende Werte des TIC_{ASE}^{-1} ermittelt über die Spitzenwerte der Photodiodenmessung (TIC_{PD}^{-1}), die ermittelte mittlere ASE-Intensität ($TIC_{\bar{I}/\bar{I}_0}$) und die Simulation unter Verwendung von Gleichung 4.8 (TIC_{sim}^{-1}).

E	τ	$A[\mu\text{m}^2]$	q	$\bar{I} [\frac{\text{W}}{\text{cm}^2}]$	$\bar{F} [\frac{\text{J}}{\text{cm}^2}]$	TIC_{PD}^{-1}	$TIC_{\bar{I}/\bar{I}_0}$	TIC_{sim}^{-1}
<i>Hauptimpuls</i>								
2,8J	200 fs	9,8	0,28	4×10^{19}	-	1	1	1
<i>verstärkte A1-ASE</i>								
140 μJ	12 ns	8,7	0,24	$3,2 \times 10^{10}$	390	$2,8 \times 10^{-9}$	$8,0 \times 10^{-10}$	$8,4 \times 10^{-10}$
<i>verstärkt A2-ASE</i>								
30 nJ	12,5 ns	8,7	0,24	$6,6 \times 10^6$	0,08	$4,8 \times 10^{-13}$	$1,7 \times 10^{-13}$	$1,7 \times 10^{-13}$
<i>verstärkte ASE A2,5-A4</i>								
6,5 μJ	2,3 ms	85	0,28	$9,3 \times 10^2$	-	$4,6 \times 10^{-16}$	$2,4 \times 10^{-17}$	$3,9 \times 10^{-17}$

Schaltzeiten der Pockelszellen viel geringer als die ms-Dauer der ASE ist. Hierdurch wird die ASE-Energie der Multipassverstärker signifikant reduziert, was zu einem verbesserten inversen ASE-Kontrast führt. Aus dem Vergleich des gemessenen und simulierten TIC_{ASE}^{-1} der verschiedenen POLARIS-Verstärker folgt, dass das in diesem Kapitel vorgestellte analytische Modell nicht nur für das Abschätzen der ASE von regenerativen Verstärkern, sondern auch von Multipassverstärkern im Fernfeld des Hauptimpulses geeignet ist.

Aus Tabelle 4.1 geht hervor, dass der Hauptanteil der ASE innerhalb der ersten regenerativen Verstärkeranordnung A1 erzeugt und durch die nachfolgenden Verstärker weiter verstärkt wird. Hierdurch ergibt sich auf dem Target eine ASE-Intensität von $3,2 \times 10^{10} \text{ W/cm}^2$. Bogaerts et al. [144,145] haben die Wechselwirkung von Laserimpulsen mit Intensitäten von $\bar{I} \approx 10^9 \text{ W/cm}^2 \dots 10^{11} \text{ W/cm}^2$, Impulsdauern von $\tau \approx 5 \text{ ns} \dots 10 \text{ ns}$ und einer Zentralwellenlänge von $\lambda = 1064 \text{ nm}$ am Beispiel eines Kupfer (Cu)-Targets theoretisch untersucht. Hierbei wurde festgestellt, dass eine minimale Intensität von $\bar{I} \approx 2 \times 10^9 \text{ W/cm}^2$ notwendig ist, um ein Cu-Target aufzuschmelzen. Dies entspricht einer Grenzfluenz von $\bar{F} \approx 10 \text{ J/cm}^2$ und wurde experimentell durch mehrere Gruppen auch für weitere Metalle wie bspw. Silber bestätigt [146–149]. Eine Grenzwelle für Silizium-Targets wird von Kalashnikov et al. [108] beschrieben, wobei in dieser Veröffentlichung die Grenzfluenz bezüglich der vom Target absorbierten Energie angegeben wurde. Aufgrund der hohen Reflektivität von Kupfer bei $\lambda \approx 1 \mu\text{m}$ von $R_{Cu} = 97\%$ [150] ergibt sich hier ein übereinstimmender Wert der Grenzfluenz bezüglich der vom Target absorbierten Energie für Kupfer und Silizium von $F_{thres} \approx 0,5 \text{ J/cm}^2$. Um ein Aufschmelzen eines Metalltargets jeglicher Reflektivität bei einer fokussierten Intensität des Hauptimpulses von $\bar{I} = 4 \times 10^{19} \text{ W/cm}^2$ zu vermeiden, ist eine Verbesserung des A1- TIC_{ASE}^{-1} um drei Größenordnungen notwendig. Bei einer weiteren Steigerung der fokussierten Spitzenintensität von mehr als einer Größenordnung ist allerdings eine erneute Verbesserung des A1- TIC_{ASE}^{-1} und eine zusätzliche Verbesserung des A2- TIC_{ASE}^{-1} erforderlich. Dies kann durch eine Erhöhung der Eingangsenergie des A2 erfolgen.

4.3.6 Skalierung von Hochkontrast-Frontends

Aufgrund der Abhängigkeit des notwendigen Intensitätskontrastes von der fokussierten Spitzenintensität des Hauptimpulses müssen kontrastverbessernde Maßnahmen im Bezug zur gewünschten Spitzenintensität skaliert werden. In Abbildung 4.12 ist aus diesem Grund die Intensitätsschwelle von $I_{\text{thres}} = 10^{10} \text{ W/cm}^2$ (horizontale gestrichelte Linie), welche sich auf intensive Vorpulse bezieht, und die Fluenzschwelle von $F_{\text{thres}} = 0,5 \text{ J/cm}^2$ (diagonale gestrichelte Linie), welche sich auf die ASE bezieht, für verschiedene fokussierte Spitzenintensitäten des Hauptimpulses von $I_0 = 10^{19} \text{ W/cm}^2$ und $I_0 = 10^{20} \text{ W/cm}^2$ eingezeichnet. Aus der Darstellung folgt, dass bei einer fokussierten Spitzenintensität von $I_0 \geq 10^{20} \text{ W/cm}^2$ die Intensitäts- bzw. Fluenzschwelle nur durch eine deutliche Erhöhung der ASE-freien Eingangsenergie E_{in} oder zusätzlicher zeitlicher Kontrastverbesserungstechniken, wie bspw. XPW, OPA oder die Verwendung eines Plasmaspiegels [151], erreicht werden kann. Da die Energie der Laserimpulse, welche in Oszillatoren des aktuellen Standes der Technik erzeugt werden können, durch die Zerstörschwelle der Optiken und dem Stabilitätskriterium des Resonators [46] begrenzt ist, sind Kontrastverbesserungstechniken für Hochintensitätslasersysteme unvermeidlich.

Abbildung 4.16 zeigt die Skalierung der notwendigen Kontrastverbesserung eines Hochkontrast-Frontends¹ für verschiedene fokussierte Spitzenintensitäten. Zum einen muss der TIC_{ASE}^{-1} des Frontendverstärkers verbessert werden, zum anderen muss allerdings auch die ASE-freie Ausgangsenergie des Hochkontrast-Frontends ausreichend sein, so dass die von allen nachfolgenden Verstärkern erzeugte ASE die Fluenzschwelle nicht überschreitet. Für die Berechnung der Skalierung in Abb. 4.16 wurde daher eine ASE angenommen, welche sich in gleichen Teilen aus der ASE des Hochkontrast-Frontends und der ASE aller nachfolgenden Verstärkeranordnungen zusammensetzt. Als Grenzwerte wurde hier erneut $F_{\text{thres}} = 0,5 \text{ J/cm}^2$ definiert. Die linke Achse zeigt die notwendige TIC_{ASE}^{-1} -Verbesserung in Abhängigkeit von der gewünschten fokussierten Intensität des Hauptimpulses. Die notwendige Verbesserung wurde auf eine ASE-Dauer von $\tau_{\text{ASE}} = 1 \text{ ns}$ und eine ASE-freie Eingangsenergie von $E_{\text{in}} = 1 \text{ nJ}$ normiert. Dies ermöglicht eine einfache Abschätzung der notwendigen TIC_{ASE}^{-1} -Verbesserung für verschiedene Eingangsenergien und ASE-Dauern. Die rechte Achse zeigt

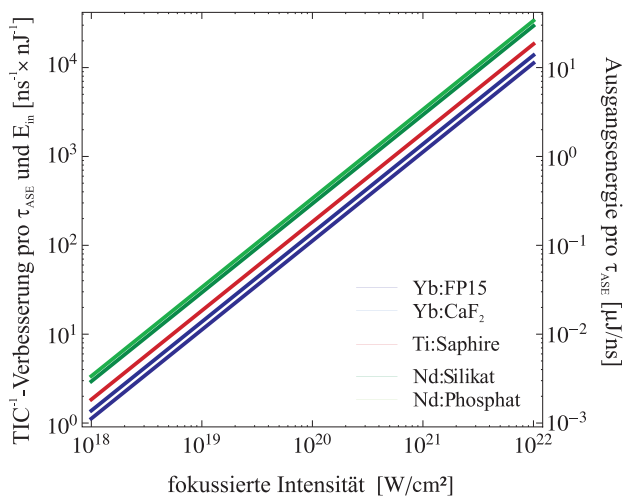


Abbildung 4.16: Skalierung der notwendigen Kontrastverbesserung eines Laserfrontends bezüglich der fokussierten Spitzenintensität; Linke Achse: notwendige Kontrastverbesserung relativ zur ASE-Dauer τ_{ASE} und zur ASE-freien Eingangsenergie E_{in} (bspw. Oszillatorenergie); Rechte Achse: notwendige ASE-freie Ausgangsenergie. Die Ausgangsenergie entspricht der Eingangsenergie der nachfolgenden Verstärkeranordnungen und wurde so gewählt, dass die von diesen Verstärkern erzeugte ASE die Fluenzschwelle von $F_{\text{thres}} = 0,5 \text{ J/cm}^2$ nicht überschreitet.

¹Man beachte, dass ein Hochkontrast-Frontend niedrigen Werten des invertierten Kontrastes entspricht.

die notwendige ASE-freie Ausgangsenergie, welche der Eingangsenergie der nachfolgenden Verstärker entspricht. Man beachte, dass optische Komponenten mit einer limitierten Transmissionseffizienz, wie bspw. gitterbasierte Strecker, zusätzlich berücksichtigt werden müssen.

Das Yb:FP15-basierte POLARIS-Lasersystem, welches für eine finale Spitzenintensität von $I_0 = 10^{22} \text{ W/cm}^2$ ausgelegt ist, benötigt bspw. eine TIC_{ASE}^{-1} -Verbesserung von $2,8 \times 10^4$ bei einer Oszillatorenergie von $E_{\text{in}} = 2 \text{ nJ}$ und einer ASE-Dauer von $\tau_{\text{ASE}} = 5 \text{ ns}$ ¹. Wird die notwendige Kontrastverbesserung mittels eines Doppel-CPA Systems mit einem XPW-Filter realisiert, sind hierbei Polarisatoren mit einem Auslöschungsverhältnis von $1 : 5 \times 10^6$ und eine Effizienz des XPW-Signals von $> 13\%$ erforderlich. Weiterhin ist eine Ausgangsenergie von mindestens $E_{\text{out}} = 56 \mu\text{J}$ notwendig, sodass die von allen nachfolgenden Verstärkern zusätzlich erzeugte ASE die Fluenzschwelle F_{thres} nicht überschreitet. Die erforderliche Kontrastverbesserung mittels XPW wurde am POLARIS-System erfolgreich entwickelt [114] und der inverse ASE-Kontrast des Gesamtsystems auf $TIC_{\text{ASE}}^{-1} = 2 \times 10^{-13}$ [32] verbessert.

4.4 Schlussfolgerung & Ausblick

In diesem Kapitel konnten verschiedene Ursachen für intensive Vorpulse im ns- und ps-Zeitbereich ermittelt und durch im Rahmen dieser Arbeit entwickelte Methoden vollständig beseitigt werden. Sowohl die Synchronisierung der Resonatorumlaufzeiten als auch die Verwendung spiegelbasierter Polarisationsanordnungen stellen hierbei eine allgemeine Lösung für eine Verbesserung des Vorpulskontrasts dar und können somit auch in Hochleistungslasersystemen auf Basis anderer laseraktiven Materialien wie bspw. Ti:Saphir oder Nd:Glas angewendet werden. Aufgrund der hohen Zerstörschwelle, der großen realisierbaren Bandbreite und der hohen Präzision der Polarisationsänderung sind die entwickelten spiegelbasierten $\lambda/2$ - und $\lambda/4$ -Anordnungen eine bevorzugte Alternative für die Polarisationsänderung von ultrakurzen und somit hochintensiven Laserimpulsen.

Weiterhin konnte die Erzeugung der ASE vollständig analytisch hergeleitet und das theoretische Modell am Beispiel des POLARIS-Lasersystems experimentell validiert werden. Im Vergleich zu bisherigen Modellen wurden hier resonatorinterne Verluste mitberücksichtigt, was die Betrachtung von Yb³⁺-dotierten Materialien ermöglicht. Aufgrund der detaillierten Analyse der ASE-Beiträge verschiedener Verstärkeranordnungen eines Hochintensitätslasersystems ist es erstmalig möglich, ein Hochkontrast-Frontend hinsichtlich des notwendigen Kontrastverbesserungsfaktors *und* der notwendigen ASE-freien Ausgangsenergie zu konzeptionieren und auch zu skalieren. Dies ist von besonderer Bedeutung für die Realisierung von zukünftigen Hochleistungslasersystemen mit Spitzenleistungen von bis zu 10 PW, wie bspw. im Rahmen des Apollon-Projektes [152] oder des *Extreme Light Infrastructure*-Projektes [153].

Basierend auf den Ergebnissen des ASE-Modells konnte ein Hochkontrast-Frontend für das POLARIS-Lasersystem konzeptioniert und realisiert werden. Mit diesem auf einem Doppel-CPA-System basierten XPW-Filter wurden die im Rahmen dieser Arbeit hergelei-

¹Hier wird nur der zeitliche ASE-Anteil, welcher sich vor dem Hauptimpuls befindet, berücksichtigt (vgl. Abb. 4.15).

teten notwendigen Parameter der Kontrastverbesserung von $\sim 10^4$ und der ASE-freien Ausgangsenergie von $> 50 \mu\text{J}$ erreicht [114] und der Gesamt-ASE-Kontrast des POLARIS-Lasersystems auf 2×10^{-13} verbessert [32]. Dies ermöglicht eine experimentelle Anwendung der POLARIS-Laserimpulse bis zu einer fokussierten Spitzenintensität von $\sim 10^{22} \text{W/cm}^2$, ohne dass die Targeteigenschaften durch die ASE vor dem Erreichen des Hauptimpulses signifikant beeinflusst werden.

Zusätzlich zu intensiven Vorpulsen und der verstärkten spontanen Emission beeinflusst jedoch auch die zeitliche Ausdehnung der Anstiegsflanke des Hauptimpulses den zeitlichen Intensitätskontrast und somit auch die experimentellen Bedingungen. Hier muss in zukünftigen Untersuchungen die unterschiedlichen Ursachen, wie bspw. die unkompensierten hochfrequenten Anteile der spektralen Phase sowie begrenzende spektrale Aperturen und Streuprozesse innerhalb der Strecker- und Kompressorordnung, ermittelt und wenn möglich vermindert werden. Die Untersuchung der zeitlichen Ausdehnung der Anstiegsflanke sind momentan einer der Hauptschwerpunkte der Kontrastentwicklung am Lasersystem POLARIS.

Um trotz dieser zusätzlichen Ursache einen bestmöglichen Kontrast zu erreichen, können weitere Kontrastverbesserungsmethoden im Anschluss an die Erzeugung der hochintensiven ultrakurzen Laserimpulse erfolgen. Die Verwendung eines einfachen Plasmaspiegels [151] ermöglicht hier eine zusätzliche Verbesserung der komprimierten Laserimpulse um bis zu vier Größenordnungen mit einer Reflektivität von $\geq 70\%$ [154]. Die Verwendung von frequenzverdoppelten Laserimpulsen ermöglicht ebenfalls eine weitere Optimierung des Intensitätskontrastes. Da die Erzeugung der zweiten Harmonischen einem nicht-linearen Prozess 2. Ordnung entspricht, erfolgt hierbei die Kontrastverbesserung entsprechend des Quadrates des ursprünglichen Kontrastes $TIC_{2.\text{Harm}}^{-1} \propto (TIC^{-1})^2$. Am POLARIS-Lasersystem konnten durch die Frequenzverdoppelung der Laserimpulse Targets bis zu einer Dicke von 5 nm erfolgreich im Experiment eingesetzt werden [115].

5 Zusammenfassung & Ausblick

In der vorliegenden Arbeit wurden die räumlich-zeitlichen Limitierungen der Laserimpulse Yb^{3+} -basierter Hochleistungslasersysteme untersucht. Anschließend wurden die Laserimpulse mit verschiedenen, im Rahmen dieser Arbeit entwickelten Methoden optimiert. Den Schwerpunkt bildeten hierbei die Erhöhung der spektralen Bandbreite, die Homogenisierung des räumlichen Intensitätsprofils und die Verbesserung des zeitlichen Intensitätskontrasts. Diese Parameter sind für Hochintensitätsexperimenten von enormer Bedeutung und müssen für jedes Lasersystem optimiert werden. Yb^{3+} -basierte Systeme, welche als Alternative zu aktuell verwendeten Ti^{3+} - und Nd^{3+} -basierten Systemen entwickelt werden, stellen aufgrund der geringen Kleinsignalverstärkung und der damit verbundenen hohen Sättigungsfluenz sowie der Reabsorption auf der Laserwellenlänge eine besondere Herausforderung dar.

Wie in Kapitel 2 gezeigt, führt die spektrale Charakteristik der Verstärkung innerhalb der verschiedenen Verstärkeranordnungen zu einem Einschnüren der spektralen Bandbreite. Aufgrund der hierdurch verlängerten komprimierten Impulsdauern resultiert dies in einem Absinken der fokussierten Intensität, welche für eine Anwendung der Impulse zur Verfügung stehen. In Yb^{3+} -basierten Lasersystemen ist aufgrund der auftretenden Reabsorption die spektrale Verstärkung neben den Wirkungsquerschnitten zusätzlich von der Besetzungsinversion des gepumpten Lasermaterials abhängig. Verschiedene Pumpintensitäten führen zu einer unterschiedlichen spektralen Verstärkung, wodurch die Optimierung in jeder Verstärkeranordnung individuell erfolgen muss.

Durch die Entwicklung der fein einstellbaren spektralen Transmissionsfilter (TSF) wurde dieses Problem für die in dieser Arbeit betrachteten Materialien Yb:FP15 und Yb:CaF_2 gelöst. Die TSFs zeichnen sich durch eine hohe Flexibilität und Präzision, geringe spektrale Aberrationen und eine hohe Zerstörschwelle aus. Zudem werden Nachpulse, die für den ps-Kontrast relevant sind, vollständig vermieden. Die genaue resonatorinterne Optimierung der spektralen Verstärkung des POLARIS-Verstärkers A2 ermöglichten Laserimpulse mit einer Bandbreite von 30 nm bei einer Ausgangsenergie von 35 mJ, die zu einer Dauer von 86 fs komprimiert werden konnten. Im weltweiten Vergleich besitzen diese Laserimpulse die aktuell kürzesten Dauern bei einer Laserenergie im mJ-Bereich, welche bisher durch ein diodengepumptes Yb^{3+} -basiertes Lasersystem erzeugt wurden [73, 113]. Durch die Optimierung der Hauptverstärker A3-A5 wurden weiterhin Laserimpulse mit einer Energie >10 J, einer Bandbreite von 23,9 nm und einer Dauer von 98 fs realisiert. Dies stellt ebenfalls die aktuell kürzeste Impulsdauer direkt diodengepumpter Yb^{3+} -basierter Systeme für Laserimpulse dieser Energie dar [74].

Für die Verstärkung der Laserimpulse Yb^{3+} -dotierter Breitbandmaterialien zu hohen Energien ist aufgrund der geringen Kleinsignalverstärkung eine hohe Anzahl an Materialdurchgängen notwendig. Wie in Kapitel 3 beschrieben, werden zudem in gepump-

ten Lasermaterialien sowohl durch thermische als auch durch elektronische Veränderungen optische Weglängenunterschiede induziert. Durch die hierdurch erzeugten Aberrationen sowie auch durch räumliche Inhomogenitäten des Verstärkungsprofils werden in Freifeld-Verstärkeranordnungen mit langen Propagationswegen signifikanten Modulationen des räumlichen Intensitätsprofils hervorgerufen. Aufgrund der hohen Sättigungsfluenz der Yb^{3+} -dotierten Breitbandmaterialien kommt es zudem nicht zu einer Homogenisierung des Intensitätsprofils durch Sättigungseffekte. Die erzeugten Intensitätsmodulationen begrenzen somit aufgrund der Zerstörschwelle des Lasermaterials die maximale Ausgangsenergie einer Verstärkeranordnung und verhindern gleichzeitig die ungestörte Verstärkung in allen nachfolgenden Verstärkern.

Durch die Entwicklung einer neuartigen, abbildenden Verstärkeranordnung A3 [83, 84] wurden die Einflüsse der pumpinduzierter Aberrationen und der langen Propagationswege vermieden werden. Hierdurch wurde ein optimiertes Intensitätsprofil als Eingangsprofil für den nachfolgenden Verstärker A4 realisiert. Für die weitere Optimierung des Intensitätsprofils der in der Freifeld-Verstärkeranordnung A4 verstärkten Laserimpulse wurden sowohl das räumliche Verstärkungsprofil als auch die pumpinduzierten Aberrationen detailliert charakterisiert. Das Intensitätsprofil wurde anschließend zum einen durch die Homogenisierung und zum anderen über die Adaptierung des durch Einzelspots erzeugten Verstärkungsprofils erfolgreich optimiert. Hierdurch wurde ein Super-Gauß-förmiges Intensitätsprofil des A4 realisiert, aufgrund dessen die Laserimpulse in dieser Verstärkeranordnung bis zu einer maximalen Ausgangsenergie von 7 J bei einer Spitzenfluenz von 3 J/cm^2 verstärkt werden konnten. Als Folge der Optimierung wurde die weitere Verstärkung der Laserimpulse durch die Freifeld-Verstärkeranordnung A5 ermöglicht. Innerhalb von 17 Materialdurchgängen konnte die Energie hierbei um den Faktor 24 von (in dieser Messung) 2,2 J auf 54,2 J verstärkt werden. Dies entspricht der aktuell weltweit höchsten Ausgangsenergie eines vollständig diodengepumpte Kurzpulslasersystems auf Basis von Yb^{3+} -dotierten Breitbandmaterialien [74].

Eine weitere Optimierung des Intensitätsprofils sowohl des A4- als auch des A5-Verstärkers kann in Zukunft über eine verbesserte Homogenisierung und Adaptierung des Verstärkungsprofils erfolgen. Hochfrequente Modulationen aufgrund der einzelnen Pumpspots können über eine individuelle Anpassung der Spotgrößen minimiert werden. Für die Optimierung des A5-Intensitätsprofils ist zudem der Einsatz eines adaptiven Spiegels vorgesehen. Aufgrund der langen Propagationswege können hierbei schon geringe Phaseneinstellungen ausreichen um eine deutliche Verbesserung des Ausgangsprofils zu erzielen. Durch die Optimierung des A5-Intensitätsprofils ist eine weitere Steigerung der POLARIS-Ausgangsenergie auf über 100 J möglich. Bei einer Komprimierung der Laserimpulse auf $<100 \text{ fs}$ kann somit eine theoretische Spitzenleistung von über 1 PW erreicht werden. Tatsächlich führt hierbei die limitierte Transmissionseffizienz des Kompressorsystems zu einer verringerten Spitzenleistung.

Zusätzlich zur Energie und Dauer ist der zeitliche Intensitätskontrast der verstärkten Laserimpulse für die erfolgreiche Realisierung von Hochintensitätsexperimenten von entscheidender Bedeutung. Intensive Vorpulse sowie die verstärkte spontane Emission können hier zu einer signifikanten Veränderung der Targeteigenschaften vor dem Erreichen des Hauptimpulses führen. Im Rahmen dieser Arbeit wurden die Ursachen

intensiver Vorpulse sowohl auf Nanosekunden- als auch auf Pikosekunden-Zeitskalen ermittelt. Nanosekunden-Vorpulse zu Zeiten $|t| > 6\text{ ns}$, welche aufgrund des Ausschneidens des Hauptimpulses aus einem Impulszug entstehen, wurden durch mehrere Pockelszellen/Polarisatoren-Kombinationen bis auf einen inversen Kontrast von 10^{-12} unterdrückt. Aufgrund der zeitlich limitierten Anstiegsflanke der verwendeten Pockelszellen können Vorpulse zu Zeiten $|t| < 6\text{ ns}$ allerdings nicht im selben Maße reduziert werden. Da diese Vorpulse durch unterschiedliche Umlaufzeiten aufeinanderfolgender Resonatoren entstehen, wurden Vorpulse in diesem Zeitbereich durch die Synchronisierung der verschiedenen Umlaufzeiten vollständig vermieden [109, 110]. Als Ursache von Pikosekunden-Vorpulsen wurden Nachpulse, welche hauptsächlich innerhalb der regenerativen Verstärker A1 und A2 entstanden, ermittelt. Durch die konsequente Vermeidung planparalleler Transmissionsoptiken innerhalb des Lasersystems wurden diese Vorpulse ebenfalls vollständig eliminiert. Um in diesem Zusammenhang planparallele $\lambda/2$ - und $\lambda/4$ -Wellenplatten zu ersetzen, wurden im Rahmen dieser Arbeit rein reflektive Spiegelanordnungen für den Einsatz in Hochintensitätslasern entwickelt [111]. Aufgrund der hohen Zerstörschwelle, der großen realisierbaren Bandbreite und der hohen Präzision der Polarisationsänderung sind diese Spiegelanordnungen zudem eine bevorzugte Alternative für die Polarisationsänderung von ultrakurzen und somit hochintensiven Laserimpulsen.

Neben intensiven Vorpulsen kann die verstärkte spontane Emission eines Lasersystems die Targeteigenschaften vor dem Erreichen des Hauptimpulses zusätzlich beeinflussen. Aus diesem Grund wurde im weiteren Rahmen dieser Arbeit ein analytisches Modell entwickelt, welches die Erzeugung der ASE in den verschiedenen Verstärkeranordnungen eines Hochintensitätslasersystems beschreibt [113]. Durch die explizite Berücksichtigung von Verstärkungsverlusten, welche bspw. durch Reabsorption auf der Laserwellenlänge auftreten können, erlaubt dieses Modell auch die Simulation der ASE von Yb^{3+} -dotierten Lasermaterialien. Eine ausführliche Charakterisierung der in den verschiedenen POLARIS-Verstärkeranordnungen erzeugten ASE [112] ergab hier eine sehr gute Übereinstimmung. Auf dieser Basis wurde die Skalierung eines Hochkontrast-Frontends bezüglich der Spitzenintensität abgeleitet, wobei hier erstmalig der notwendige Kontrastverbesserungsfaktor *und* die notwendige ASE-freie Ausgangsenergie des Hochkontrast-Frontends bestimmt wurde. Die ASE-freie Ausgangsenergie entspricht der Eingangsenergie der nachfolgenden Verstärker und bestimmt maßgeblich den Anteil der zusätzlich in diesen Verstärkern erzeugten ASE. Aufgrund dieser Ergebnisse konnte die Konzeptionierung und Entwicklung eines Hochkontrast-Frontends auf Basis eines XPW-Filters realisiert werden. Hierdurch wurde der ASE-Kontrast des POLARIS-Lasersystems auf 2×10^{-13} verbessert [32]. Diese ermöglicht in Zukunft den experimentellen Einsatz der POLARIS-Laserimpulse bis zu einer Spitzenintensität von 10^{22} W/cm^2 , ohne dass die ASE die Targeteigenschaften signifikant beeinflusst.

Abbildung 5.1 gibt einen schematischen Überblick über den Stand des POLARIS-Lasersystems nach Abschluss dieser Arbeit. Die erhöhte Bandbreite sowie die durch den Verstärker A5 erhöhte Ausgangsenergie führten zu einer Steigerung der Spitzenintensität der mit einer $f/2$ -Parabel fokussierten Laserimpulse auf derzeit $1,3 \times 10^{21}\text{ W/cm}^2$. Die Spitzenleistung und -intensität sind hier allerdings durch den Strahldurchmesser im Kompressor limitiert. Die Zerstörschwelle der Gitter begrenzt die maximal komprimierbare Energie auf 16,7 J. Aufgrund der durchgeführten Optimierungen bieten die POLARIS-Laserimpulse mit

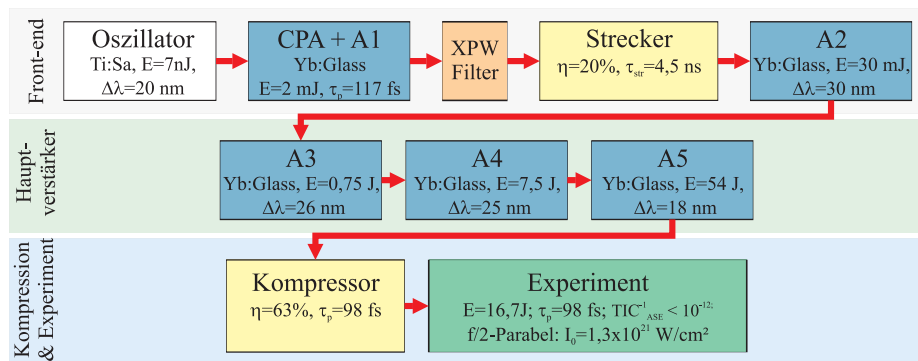


Abbildung 5.1: Schematischer Überblick über den Stand des POLARIS-Lasersystems nach der im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Optimierung der POLARIS-Laserimpulse [74].

einer Dauer von 98 fs bei einer Energien von 16,7 J somit optimale Voraussetzung für die laserbasierte Beschleunigung sowohl von Elektronen [8] als auch von Ionen [30].

Mit den im Rahmen dieser Arbeit entwickelten Techniken und Methoden ist es zum einen gelungen, Yb³⁺-basierte Systeme als eine Alternative zu den derzeit verbreiteten Hochleistungslasersystemen auf der Basis von Ti:Saphir oder Nd:Glas zu etablieren. Die hohe erreichbare Energie zusammen mit Impulsdauern von ≤ 100 fs und einer Repetitionsrate von mehr als ein Impuls pro Minute stellen hier eine sinnvolle Erweiterung der verfügbaren Parameterkombinationen dar. Zum anderen können die im Rahmen dieser Arbeit entwickelten Techniken und Methoden, wie beispielsweise die Verwendung der rein reflektiven polarisationsmanipulierenden Elemente, auch zu einer Verbesserung der Laserimpulsparameter bereits bestehender Systeme verwendet werden. Hierdurch können in Zukunft Laserimpulse mit optimierten Impuls- und Kontrastparametern zur Verfügung stehen, mit denen Experimente zur Beschleunigung geladener Teilchen in immer neue Regime vordringen können.

Literaturverzeichnis

- [1] T. H. Maiman, *Stimulated Optical Radiation in Ruby*, Nature **187**, 493 (1960).
- [2] C. Wirth, O. Schmidt, I. Tsybin, T. Schreiber, R. Eberhardt, J. Limpert, A. Tünnermann, K. Ludewigt, M. Gowin, E. ten Have, and M. Jung, *High average power spectral beam combining of four fiber amplifiers to 8:2 kW*, Opt. Lett. **36**, 3118 (2011).
- [3] L. E. Hargrove, R. L. Fork, and M. A. Pollack, *Locking of He-Ne Laser Modes Induced by Synchronous Intracavity Modulations*, Appl. Phys. Lett. **5**, 4 (1964).
- [4] F. Krausz, M. E. Ferman, T. Brabec, P. F. Curley, M. Hofer, M. H. Ober, C. Spielmann, E. Witner, and A. J. Schmidt, *Femtosecond Solid-State Lasers*, IEEE J. Quantum Elect. **28**, 2097 (1992).
- [5] D. Strickland and G. Mourou, *COMPRESSION OF AMPLIFIED CHIRPED OPTICAL PULSES*, Opt. Commun. **56**, 219 (1985).
- [6] J. H. Sung, S. K. Lee, H. W. Lee, J. Y. Yoo, and C. H. Nam, *Development of 0,1 Hz 4,0 PW Laser at CoReLS*, Vol. SM1M.3, Optical Society of America.
- [7] V. Yanovsky, V. Chvykov, G. Kalinchenko, P. Rousseau, T. Planchon, T. Matsuoka, A. Maksimchuk, J. Nees, G. Cheriaux, G. Mourou, and K. Krushelnick, *Ultra-high intensity-300-TW laser at 0.1 Hz repetition rate*, Opt. Express **16**, 2109 (2008).
- [8] W. P. Leemans, A. J. Gonsalves, H. S. Mao, K. Nakamura, C. Benedetti, C. B. Schroeder, C. Toth, J. Daniels, D. E. Mittelberger, S. S. Bulanov, J. L. Vay, C. G. Geddes, and E. Esarey, *Multi-GeV electron beams from capillary-discharge-guided subpetawatt laser pulses in the self-trapping regime*, Phys. Rev. Lett. **113**, 245002 (2014).
- [9] F. Wagner, O. Deppert, C. Brabetz, P. Fiala, A. Kleinschmidt, P. Poth, V. A. Schanz, A. Tebartz, B. Zielbauer, M. Roth, T. Stohlker, and V. Bagnoud, *Maximum Proton Energy above 85 MeV from the Relativistic Interaction of Laser Pulses with Micrometer Thick CH₂ Targets*, Phys Rev Lett **116**, 205002 (2016).
- [10] B. Dromey, M. Zepf, A. Gopal, K. Lancaster, M. S. Wei, K. Krushelnick, M. Tatarakis, N. Vakakis, S. Moustazis, R. Kodama, M. Tampo, C. Stoeckl, R. Clarke, H. Habara, D. Neely, S. Karsch, and P. Norreys, *High harmonic generation in the relativistic limit*, Nat. Phys. **2**, 456 (2006).
- [11] M. Fuchs, R. Weingartner, A. Popp, Z. Major, S. Becker, J. Osterhoff, I. Cortie, B. Zeitler, R. Hörlein, G. D. Tsakiris, U. Schramm, T. P. Rowlands-Rees, S. M. Hooker, D. Habs, F. Krausz, S. Karsch, and F. Grüner, *Laser-driven soft-X-ray undulator source*, Nature Physics **5**, 826 (2009).
- [12] E. W. Gaul, M. Martinez, J. Blakeney, A. Jochmann, M. Ringuette, D. Hammond, T. Borger, R. Escamilla, S. Douglas, W. Henderson, G. Dyer, A. Erlandson, R. Cross, J. Caird,

- C. Ebbers, and T. Ditmire, *Demonstration of a 1.1 Petawatt laser based on a hybrid optical parametric chirped pulse amplification/mixed Nd:glass amplifier*, Appl. Opt. **49**, 1676 (2010).
- [13] V. Bagnoud, B. Aurand, A. Blazevic, S. Borneis, C. Bruske, B. Ecker, U. Eisenbarth, J. Fils, A. Frank, E. Gaul, S. Goette, C. Haefner, T. Hahn, K. Harres, H. M. Heuck, D. Hochhaus, D. H. H. Hoffmann, D. Javorková, H. J. Kluge, T. Kuehl, S. Kunzer, M. Kreutz, T. Merz-Mantwill, P. Neumayer, E. Onkels, D. Reemts, O. Rosmej, M. Roth, T. Stoehliker, A. Tauschwitz, B. Zielbauer, D. Zimmer, and K. Witte, *Commissioning and early experiments of the PHELIX facility*, Applied Physics B **100**, 137 (2009).
- [14] Y. Chu, X. Liang, L. Yu, Y. Xu, L. Xu, L. Ma, X. Lu, Y. Liu, Y. Leng, R. Li, and Z. Xu, *High-contrast 2.0 Petawatt Ti:sapphire laser system*, Opt. Express **21**, 29231 (2013).
- [15] Y. Chu, Z. Gan, X. Liang, L. Yu, X. Lu, C. Wang, X. Wang, L. Xu, H. Lu, D. Yin, Y. Leng, R. Li, and Z. Xu, *High-energy large-aperture Ti:sapphire amplifier for 5 PW laser pulses*, Opt Lett **40**, 5011 (2015).
- [16] V. V. Lozhkarev, G. I. Freidman, V. N. Ginzburg, E. V. Katin, E. A. Khazanov, A. V. Kirsanov, G. A. Luchinin, A. N. Mal'shakov, M. A. Martyanov, O. V. Palashov, A. K. Poteomkin, A. M. Sergeev, A. A. Shaykin, and I. V. Yakovlev, *Compact 0.56 Petawatt laser system based on optical parametric chirped pulse amplification in KD*P crystals*, Laser Physics Letters **4**, 421 (2007).
- [17] M. Hornung, S. Keppler, R. Bödefeld, A. Kessler, H. Liebetrau, J. Körner, M. Hellwing, F. Schorcht, O. Jäckel, A. Sävert, J. Polz, A. K. Arunachalam, J. Hein, and M. C. Kaluza, *High-intensity, high-contrast laser pulses generated from the fully diode-pumped Yb:glass laser system POLARIS*, Opt. Lett. **38**, 718 (2013).
- [18] M. Siebold, F. Roeser, M. Loeser, D. Albach, and U. Schramm, *PEneLOPE: a high peak-power diode-pumped laser system for laser-plasma experiments*, Proc. SPIE **8780** (2013).
- [19] T. Goncalves-Novo, D. Albach, B. Vincent, M. Arzakantsyan, and J. C. Chanteloup, *14 J/2 Hz Yb³⁺: YAG diode pumped solid state laser chain*, Opt. Express **21**, 855 (2013).
- [20] S. Banerjee, K. Ertel, P. D. Mason, P. J. Phillips, M. De Vido, J. M. Smith, T. J. Butcher, C. Hernandez-Gomez, R. J. Greenhalgh, and J. L. Collier, *DiPOLE: a 10J, 10 Hz cryogenic gas cooled multi-slab nanosecond Yb:YAG laser*, Opt Express **23**, 19542 (2015).
- [21] S. Banerjee, P. D. Mason, K. Ertel, P. Jonathan Phillips, M. De Vido, O. Chekhlov, M. Divoky, J. Pilar, J. Smith, T. Butcher, A. Lintern, S. Tomlinson, W. Shaikh, C. Hooker, A. Lucianetti, C. Hernandez-Gomez, T. Mocek, C. Edwards, and J. L. Collier, *100 J-level nanosecond pulsed diode pumped solid state laser*, Opt Lett **41**, 2089 (2016).
- [22] A. Bayramian, P. Armstrong, E. Ault, R. Beach, C. Bibeau, J. Caird, R. Campbell, B. Chai, J. Dawson, C. Ebbers, A. Erlandson, Y. Fei, B. Freitas, R. Kent, Z. Liao, T. Ladrán, J. Menapace, B. Molander, S. Payne, N. Peterson, M. Randles, K. Schaffers, S. Sutto, J. Tassano, S. Telford, and E. Utterback, *The Mercury Project: A High Average Power, Gas-Cooled Laser for Inertial Fusion Energy Development*, Fusion Sci. Technol. **52**, 383 (2007).
- [23] J. Kawanaka, N. Miyanaga, T. Kawashima, K. Tsubakimoto, Y. Fujimoto, H. Kubomura, S. Matsuoka, T. Ikegawa, Y. Suzuki, N. Tsuchiya, T. Jitsuno, H. Furukawa, T. Kanabe,

- H. Fujita, K. Yoshida, H. Nakano, J. Nishimae, M. Nakatsuka, K. Ueda, and K. Tomabechi, *New concept for laser fusion energy driver by using cryogenically-cooled Yb:YAG ceramic*, J. Phys. Conf. Ser. **112**, 032058 (2008).
- [24] A. Lagatsky, A. R. Sarmani, C. T. A. Brown, W. Sibbett, V. E. Kisel, A. G. Selivanov, I. A. Denisov, A. E. Troshin, K. V. Yumashev, N. V. Kuleshov, V. N. Matrosov, T. A. Matrosova, and M. I. Kupchenko, *Yb³⁺-doped YVO₄ crystal for efficient Kerr-lens mode locking in solid-state lasers*, Opt. Lett. **30**, 3234 (2005).
- [25] C. Hönninger, F. Morier-Genoud, M. Moser, and U. Keller, *Efficient and tunable diode-pumped femtosecond Yb:glass lasers*, Opt. Lett. **23**, 126 (1998).
- [26] G. Machinet, P. Sevillano, F. Guichard, R. Dubrasquet, P. Camy, J. L. Doualan, R. Moncorge, P. Georges, F. Druon, D. Descamps, and E. Cormier, *High-brightness fiber laser-pumped 68 fs-2.3 W Kerr-lens mode-locked Yb:CaF₂ oscillator*, Opt Lett **38**, 4008 (2013).
- [27] P. Sevillano, P. Georges, F. Druon, D. Descamps, and E. Cormier, *32-fs Kerr-lens mode-locked Yb:CaGdAlO₄ oscillator optically pumped by a bright fiber laser*, Opt Lett **39**, 6001 (2014).
- [28] A. Yoshida, A. Schmidt, V. Petrov, C. Fiebig, G. Erbert, J. Liu, H. Zhang, J. Wang, and U. Griebner, *Diode-pumped mode-locked Yb:YCOB laser generating 35 fs pulses*, Opt. Lett. **36**, 4425 (2011).
- [29] S. F. Martins, R. A. Fonseca, W. Lu, W. B. Mori, and L. O. Silva, *Exploring laser-wakefield-accelerator regimes for near-term lasers using particle-in-cell simulation in Lorentz-boosted frames*, Nat. Phys. **6**, 311 (2010).
- [30] J. Schreiber, F. Bell, F. Gruner, U. Schramm, M. Geissler, M. Schnürer, S. Ter-Avetisyan, B. M. Hegelich, J. Cobble, E. Brambrink, J. Fuchs, P. Audebert, and D. Habs, *Analytical model for ion acceleration by high-intensity laser pulses*, Phys. Rev. Lett. **97**, 045005 (2006).
- [31] J. Fuchs, P. Antici, E. d’Humières, E. Lefebvre, M. Borghesi, E. Brambrink, C. A. Cecchetti, M. Kaluza, V. Malka, M. Manclossi, S. Meyroneinc, P. Mora, J. Schreiber, T. Toncian, H. Pépin, and P. Audebert, *Laser-driven proton scaling laws and new paths towards energy increase*, Nat. Phys. **2**, 48 (2005).
- [32] M. Hornung, H. Liebetrau, A. Seidel, S. Keppler, A. Kessler, J. Körner, M. Hellwing, F. Schorcht, D. Klöpfel, A. K. Arunachalam, G. A. Becker, A. Sävert, J. Polz, J. Hein, and M. C. Kaluza, *The all-diode-pumped laser system POLARIS – an experimentalist’s tool generating ultra-high contrast pulses with high energy*, High Power Laser Sci. Eng. **2**, e20 (2014).
- [33] P. F. Moulton, *Spectroscopic and laser characteristics of Ti:Al₂O₃*, J. Opt. Soc. Am. B **3**, 125 (1986).
- [34] A. Einstein, *Zur Quantentheorie der Strahlung*, Hirzel **18**, 121 (1917).
- [35] W. Koechner, *Solid-State Laser Engineering*, Springer-Verlag New York, 6. Ed. (2006).
- [36] J. Körner, *Effizienzsteigerung Yb³⁺-basierter Kurzpuls-Laserverstärker*, Dissertation (2014).

- [37] H. W. Bruesselbach, D. S. Sumida, R. A. Reeder, and R. W. Byren, *Low-Heat High-Power Scaling Using InGaAs-Diode-Pumped Yb:YAG Lasers*, IEEE J. Sel. Topics Quantum Electron. **3**, 105 (1997).
- [38] S. A. Payne, L. L. Chase, L. K. Smith, W. L. Kway, and W. F. Krupke, *Infrared Cross - Section Measurements for Crystals Doped with Er³⁺, Tm³⁺, and Ho³⁺*, IEEE J. Quantum Elect. **28**, 2619 (1992).
- [39] M. Siebold, J. Hein, M. Hornung, S. Podleska, M. C. Kaluza, S. Bock, and R. Sauerbrey, *Diode-pumped lasers for ultra-high peak power*, Applied Physics B **90**, 431 (2008).
- [40] T. Töpfer, *Diodengepumpte Hochleistungslaser*, Dissertation (2001).
- [41] D. Ehrt and T. Töpfer, *Preparation, structure, and properties of Yb³⁺-FP laser glass*, Proc. SPIE **4102** (2000).
- [42] M. Siebold, S. Bock, U. Schramm, B. Xu, J. L. Doualan, P. Camy, and R. Moncorgé, *Yb:CaF₂ - a new old laser crystal*, Appl. Phys. B **97**, 327 (2009).
- [43] J. Körner, C. Vorholt, H. Liebetrau, M. Kahle, D. Klöpfel, R. Seifert, J. Hein, and M. C. Kaluza, *Measurement of temperature-dependent absorption and emission spectra of Yb:YAG, Yb:LuAG, and Yb:CaF₂ between 20°C and 200°C and predictions on their influence on laser performance*, J. Opt. Soc. Am. B **29**, 2493 (2012).
- [44] J. Körner, V. Jambunathan, J. Hein, R. Seifert, M. Loeser, M. Siebold, U. Schramm, P. Sikocinski, A. Lucianetti, T. Mocek, and M. C. Kaluza, *Spectroscopic characterization of Yb³⁺-doped laser materials at cryogenic temperatures*, Applied Physics B **116**, 75 (2013).
- [45] J. Stäblein, K. Pöhl, A. Weisleder, G. v. d. Gönna, T. Töpfer, J. Hein, and M. Siebold, *Optical properties of CaF₂ and Yb³⁺:CaF₂ for laser applications*, Proc. SPIE **8080**, 808002 (2011).
- [46] F. Träger, *Springer Handbook of Lasers and Optics*, Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 1. Ed. (2008).
- [47] L. M. Frantz and J. S. Nodvik, *Theory of Pulse Propagation in a Laser Amplifier*, J. Appl. Phys. **34**, 2346 (1963).
- [48] C. Spielmann, P. F. Curley, T. Brabec, and F. Krausz, *Ultrabroadband Femtosecond Lasers*, IEEE J. Quantum Elect. **30**, 1100 (1994).
- [49] C. Palma and V. Bagini, *Propagation of super-Gaussian beams*, Opt. Commun. **111**, 6 (1994).
- [50] D. N. Messias, C. Jacinto, M. J. V. Bell, and T. Catunda, *Thermal and optical properties of Yb³⁺- and Nd³⁺-doped phosphate glasses determined by thermal lens Technique*, IEEE J. Quantum Elect. **43**, 751 (2007).
- [51] C. Jacinto, S. L. Oliveira, L. A. O. Nunes, T. Catunda, and M. J. V. Bell, *Thermal lens study of the OH⁻ influence on the fluorescence efficiency of Yb³⁺-doped phosphate glasses*, Appl. Phys. Lett. **86**, 071911 (2005).

- [52] L. D. DeLoach, S. A. Payne, L. L. Chase, L. K. Smith, W. L. Kway, and W. F. Krupke, *Evaluation of Absorption and Emission Properties of Yb³⁺ Doped Crystals for Laser Applications*, IEEE J. Quantum Elect. **29**, 1179 (1993).
- [53] S. Chénais, F. Druon, S. Forget, F. Balembois, and P. Georges, *On thermal effects in solid-state lasers: The case of ytterbium-doped materials*, Progress in Quantum Electronics **30**, 89 (2006).
- [54] A. K. Cousins, *Temperature and thermal stress scaling in finite-length end-pumped laser rods*, IEEE Journal of Quantum Electronics **28**, 1057 (1992).
- [55] S. P. Timoschenko and J. N. Goodier, *Theory of Elasticity*, McGraw-Hill Inc., 1. Ed. (1951).
- [56] Y. F. Chen, *Design Criteria for Concentration Optimization in Scaling Diode End-Pumped Lasers to High Powers: Influence of Thermal Fracture*, IEEE J. Quantum Elect. **35**, 234 (1999).
- [57] W. F. Krupke, M. D. Shinn, J. E. Marion, J. A. Caird, and S. E. Stokowski, *Spectroscopic, optical, and thermomechanical properties of neodymium- and chromium-doped gadolinium scandium gallium garnet*, J. Opt. Soc. Am. B **3**, 102 (1986).
- [58] M. Born and E. Wolf, *Principles of Optics: Electromagnetic Theory of Propagation, Interference and Diffraction of Light*, CUP Archive, 2000, 7. Ed. (2000).
- [59] O. L. Antipov, D. V. Bredikhin, O. N. Eremeykin, and A. P. Savikin, *Electronic mechanism for refractive-index changes in intensively pumped Yb:YAG laser crystals*, Opt. Lett. **31**, 763 (2006).
- [60] T. Brabec, C. Spielmann, P. F. Curley, and F. Krausz, *Kerr lens mode locking*, Opt. Lett. **17**, 1292 (1992).
- [61] U. Morgner, F. X. Kärtner, S. H. Cho, Y. Chen, H. A. Haus, J. G. Fujimoto, and E. P. Ippen, *Sub-two-cycle pulses from a Kerr-lens mode-locked Ti:sapphire laser*, Opt. Lett. **24**, 411 (1999).
- [62] M. D. Perry, D. Pennington, B. C. Stuart, G. Tietbohl, J. A. Britten, C. Brown, S. Herman, B. Golick, M. Kartz, J. Miller, H. T. Powell, V. M., and V. Yanovsky, *Petawatt laser pulses*, Opt. Lett. **24**, 160 (1999).
- [63] B. C. Stuart, M. D. Feit, S. Herman, A. M. Rubenchik, B. W. Shore, and M. D. Perry, *Optical ablation by high-power short-pulse lasers*, J. Opt. Soc. Am. B **13**, 459 (1996).
- [64] I. V. Yakovlev, *Stretchers and compressors for ultra-high power laser systems*, Quant. Electron. **44**, 393 (2014).
- [65] G. Pretzler, A. Kasper, and K. J. Witte, *Angular chirp and tilted light pulses in CPA lasers*, Appl. Phys. B **70**, 1 (2000).
- [66] R. Bödefeld, M. Hornung, J. Hein, and M. C. Kaluza, *High precision elimination of angular chirp in CPA laser systems with large stretching factors or high bandwidth*, Applied Physics B **115**, 419 (2013).
- [67] X. Gu, S. Akturk, and R. Trebino, *Spatial chirp in ultrafast optics*, Optics Communications **242**, 599 (2004).

- [68] M. Kaluza, J. Schreiber, M. I. Santala, G. D. Tsakiris, K. Eidmann, J. Meyer-Ter-Vehn, and K. J. Witte, *Influence of the laser prepulse on proton acceleration in thin-foil experiments*, Phys. Rev. Lett. **93**, 045003 (2004).
- [69] O. Lundh, F. Lindau, A. Persson, and C.-G. Wahlström, *Influence of shock waves on laser-driven proton acceleration*, Phys. Rev. E **76**, 026404 (2007).
- [70] A. Henig, S. Steinke, M. Schnurer, T. Sokollik, R. Horlein, D. Kiefer, D. Jung, J. Schreiber, B. M. Hegelich, X. Q. Yan, J. Meyer-ter Vehn, T. Tajima, P. V. Nickles, W. Sandner, and D. Habs, *Radiation-pressure acceleration of ion beams driven by circularly polarized laser pulses*, Phys Rev Lett **103**, 245003 (2009).
- [71] N. V. Didenko, A. V. Konyashchenko, A. P. Lutsenko, and S. Y. Tenyakov, *Contrast degradation in a chirped-pulse amplifier due to generation of prepulses by postpulses*, Opt Express **16**, 3178 (2008).
- [72] S. Keppler, M. Hornung, P. Zimmermann, H. Liebetrau, M. Hellwing, J. Hein, and M. C. Kaluza, *Tunable filters for precise spectral gain control in ultra-short-pulse laser systems*, Optics Letters **41**, 4708 (2016).
- [73] H. Liebetrau, M. Hornung, S. Keppler, M. Hellwing, A. Kessler, F. Schorcht, J. Hein, and M. C. Kaluza, *High contrast, 86 fs, 35 mJ pulses from a diode-pumped, Yb:glass, double-chirped-pulse amplification laser system*, Opt. Lett. **41**, 3006 (2016).
- [74] M. Hornung, H. Liebetrau, S. Keppler, A. Kessler, M. Hellwing, F. Schorcht, G. A. Becker, M. Reuter, J. Polz, J. Korner, J. Hein, and M. C. Kaluza, *54 J pulses with 18 nm bandwidth from a diode-pumped chirped-pulse amplification laser system*, Opt Lett **41**, 5413 (2016).
- [75] C. P. J. Barty, G. Korn, F. Raksi, A. C. Tien, K. R. Wilson, V. V. Yakovlev, C. Rose-Petruck, J. Squier, and K. Yamakawa, *Regenerative pulse shaping and amplification of ultrabroadband optical pulses*, Opt. Lett. **21**, 219 (1996).
- [76] V. Bagnoud and F. Salin, *Amplifying laser pulses to the terawatt level at a 1-kilohertz repetition rate*, Appl. Phys. B **70**, S165 (2000).
- [77] T. Oksenhendler, D. Kaplan, P. Tournois, G. M. Greetham, and F. Estable, *Intracavity acousto-optic programmable gain control for ultra-wide-band regenerative amplifiers*, Appl. Phys. B **83**, 491 (2006).
- [78] F. Giambruno, A. Freneaux, and G. Chériaux, *Spectral mirror for ultra-short, high peak power, multi-PW Ti:sapphire lasers*, Appl. Phys. B **111**, 161 (2013).
- [79] H. Takada, M. Kakehata, and K. Torizuka, *Broadband Regenerative Amplifier Using a Gain-Narrowing Compensator with Multiple Dielectric Layers*, Jpn. J. Appl. Phys. **43**, L1485 (2004).
- [80] V. Bagini, R. Borghi, F. Gor, M. Pacileo, and M. Santarsiero, *Propagation of axially symmetric flattened Gaussian beams*, J. Opt. Soc. Am. A **13**, 1385 (1996).
- [81] A. A. Tovar, *Propagation of flat-topped multi-Gaussian laser beams*, J. Opt. Soc. Am. A **18**, 1897 (2001).

- [82] T. J. Yu, S. K. Lee, J. H. Sung, J. W. Yoon, T. M. Jeong, and J. Lee, *Generation of high-contrast, 30 fs, 1.5 PW laser pulses from chirped-pulse amplification Ti:sapphire laser*, Opt. Express **20**, 10807 (2012).
- [83] S. Keppler, C. Wandt, M. Hornung, R. Böefeld, A. Kessler, A. Sävert, M. Hellwing, F. Schorcht, J. Hein, and M. C. Kaluza, *Multipass amplifiers of POLARIS*, Proc. SPIE **8780**, 1 (2013).
- [84] C. Wandt, S. Klingebiel, S. Keppler, M. Hornung, M. Loeser, M. Siebold, C. Skrobol, A. Kessel, S. A. Trushin, Z. Major, J. Hein, M. C. Kaluza, F. Krausz, and S. Karsch, *Development of a Joule-class Yb:YAG amplifier and its implementation in a CPA system generating 1 TW pulses*, Laser Photon. Rev. **8**, 875 (2014).
- [85] A. Kessler, M. Hornung, S. Keppler, F. Schorcht, M. Hellwing, H. Liebetrau, J. Körner, A. Sävert, M. Siebold, M. Schnepf, J. Hein, and M. C. Kaluza, *16.6 J chirped femtosecond laser pulses from a diode-pumped Yb:CaF₂ amplifier*, Opt. Lett. **39**, 1333 (2014).
- [86] J. M. Auerbach and V. P. Karpenko, *Serrated-aperture apodizers for high-energy laser systems*, Appl. Opt. **33**, 3179 (1994).
- [87] P. H. Malyak, *Two-mirror unobscured optical system for reshaping the irradiance distribution of a laser beam*, Appl. Opt. **31**, 4377 (1992).
- [88] T. Y. Cherezova, S. S. Chesnokov, L. N. Kaptsov, and A. V. Kudryashov, *Super-Gaussian laser intensity output formation by means of adaptive optics*, Opt. Commun. **155**, 99 (1998).
- [89] J. A. Hoffnagle and C. M. Jefferson, *Design and performance of a refractive optical system that converts a Gaussian to a flattop beam*, Appl. Opt. **39**, 5488 (2000).
- [90] M. Siebold, S. Podleska, J. Hein, M. Hornung, R. Böefeld, M. Schnepf, and R. Sauerbrey, *Fluence homogenization of a 240 J-diode-laser pump system for a multi-pass solid state laser amplifier*, Applied Physics B **81**, 615 (2005).
- [91] J. Hein, M. C. Kaluza, R. Böefeld, M. Siebold, S. Podleska, and R. Sauerbrey, *POLARIS: An all diode-pumped ultrahigh peak power laser for high repetition rates*, Lect. Notes Phys. **694**, 47 (2006).
- [92] B. Schmidt, M. Hacker, G. Strobrawa, and T. Feuerer, *LAB2 - A virtual femtosecond laser lab*: <http://www.lab2.de> (2005).
- [93] E. V. Ivakin, A. V. Sukhadolau, O. L. Antipov, and N. V. Kuleshov, *Transient grating measurements of refractive-index changes in intensively pumped Yb-doped laser crystals*, Applied Physics B **86**, 315 (2006).
- [94] M. P. Rimmer and J. C. Wyant, *Evaluation of Large Aberrations Using a Lateral-Shear Interferometer Having Variable Shear*, Appl. Opt. **14**, 142 (1975).
- [95] *FLIR P-Series Infrared Cameras*, <http://www.flir.com/instruments/display/?id=60087> (2016).
- [96] C. Jacinto, D. N. Messias, A. A. Andrade, S. M. Lima, M. L. Baesso, and T. Catunda, *Thermal lens and Z-scan measurements: Thermal and optical properties of laser glasses – A review*, J. Non-Cryst. Solids **352**, 3582 (2006).

-
- [97] J. Schwarz, M. Ramsey, D. Headley, P. Rambo, I. Smith, and J. Porter, *Thermal lens compensation by convex deformation of a flat mirror with variable annular force*, Applied Physics B **82**, 275 (2005).
- [98] R. Voelkel and K. J. Weible, *Laser Beam Homogenizing: Limitations and Constraints*, Proc. SPIE **71020J**, 1 (2008).
- [99] J. Körner, J. Hein, and M. Kaluza, *Compact Aberration-Free Relay-Imaging Multi-Pass Layouts for High-Energy Laser Amplifiers*, Appl. Sci. **6**, 353 (2016).
- [100] J. D. Mansell, J. Hennawi, E. K. Gustafson, M. M. Fejer, R. L. Byer, C. D., S. Yoshida, and D. H. Reitze, *Evaluating the effect of transmissive optic thermal lensing on laser beam quality with a Shack–Hartmann wave-front sensor*, Appl. Opt. **40**, 366 (2001).
- [101] W. A. Clarkson, N. S. Felgate, and D. C. Hanna, *Simple method for reducing the depolarization loss resulting from thermally induced birefringence in solid-state lasers*, Optics Letters **24**, 820 (1999).
- [102] J. T. Hunt, J. A. Glaze, W. W. Simmons, and P. A. Renard, *Suppression of self-focusing through low-pass spatial filtering and relay imaging*, Appl. Opt. **17**, 2023 (1978).
- [103] D. N. Schimpf, E. Seise, J. Limpert, and A. Tünnermann, *The impact of spectral modulations on the contrast of pulses of nonlinear chirped-pulse amplification systems*, Opt. Express **16**, 10664 (2008).
- [104] C. Dorrer and J. Bromage, *Impact of high-frequency spectral phase modulation on the temporal profile of short optical pulses*, Opt. Express **16**, 3059 (2008).
- [105] C. Hooker, Y. Tang, O. Chekhlov, J. Collier, E. Divall, K. Ertel, S. Hawkes, B. Parry, and P. P. Rajeev, *Improving coherent contrast of Petawatt laser pulses*, Opt. Express **19**, 2193 (2011).
- [106] M. Trentelman, I. N. Ross, and C. N. Danson, *Finite size compression gratings in a large aperture chirped pulse amplification laser system*, Appl. Opt. **36**, 8567 (1997).
- [107] V. Popov, *Tunnel and multiphoton ionization of atoms and ions in a strong laser field (Keldysh theory)*, Physics-Uspekhi **47**, 855 (2004).
- [108] M. Kalashnikov, A. Andreev, and H. Schönagel, *Limits of the temporal contrast for CPA lasers with beams of high aperture*, Proc. SPIE **7501**, 750104 (2009).
- [109] S. Keppler, R. Bödefeld, M. Hornung, A. Sävert, J. Hein, and M. C. Kaluza, *Prepulse suppression in a multi-10-TW diode-pumped Yb:glass laser*, Appl. Phys. B **104**, 11 (2011).
- [110] S. Keppler, R. Bödefeld, M. Hornung, A. Sävert, J. Hein, and M. C. Kaluza, *Contrast improvement by prepulse suppression in cascaded amplifier cavities*, Proc. SPIE **8080**, 1 (2011).
- [111] S. Keppler, M. Hornung, R. Bödefeld, M. Kahle, J. Hein, and M. C. Kaluza, *All-reflective, highly accurate polarization rotator for high-power short-pulse laser systems*, Opt. Express **20**, 20742 (2012).
- [112] S. Keppler, M. Hornung, R. Bödefeld, A. Sävert, H. Liebetrau, J. Hein, and M. C. Kaluza, *Full characterization of the amplified spontaneous emission from a diode-pumped high-power laser system*, Opt. Express **22**, 11228 (2014).

- [113] S. Keppler, A. Sävert, J. Körner, M. Hornung, H. Liebetrau, J. Hein, and M. C. Kaluza, *The generation of amplified spontaneous emission in high-power CPA laser systems*, Laser Photon. Rev. **10**, 264 (2016).
- [114] H. Liebetrau, M. Hornung, A. Seidel, M. Hellwing, A. Kessler, S. Keppler, F. Schorcht, J. Hein, and M. C. Kaluza, *Ultra-high contrast frontend for high peak power fs-lasers at 1030 nm*, Opt. Express **22**, 24776 (2014).
- [115] M. Hornung, G. Becker, A. Seidel, J. Reislöhner, H. Liebetrau, L. Bock, S. Keppler, A. Kessler, M. Zepf, J. Hein, and M. Kaluza, *Generation of 25-TW Femtosecond Laser Pulses at 515 nm with Extremely High Temporal Contrast*, Appl. Sci. **5**, 1970 (2015).
- [116] C. E. Greninger, *Reflective device for polarization rotation*, Appl. Opt. **27**, 774 (1988).
- [117] *CVI / Melles Griot: Herstellerangaben vom Mai 2012*.
- [118] B. Aurand, C. Rodel, H. Zhao, S. Kuschel, M. Wunsche, O. Jackel, M. Heyer, F. Wunderlich, M. C. Kaluza, G. G. Paulus, and T. Kuehl, *Note: A large aperture four-mirror reflective wave-plate for high-intensity short-pulse laser experiments*, Rev Sci Instrum **83**, 036104 (2012).
- [119] M. P. Kalashnikov, E. Risse, H. Schönagel, and W. Sandner, *Double chirped-pulse-amplification laser: a way to clean pulses temporally*, Opt. Lett. **30**, 923 (2005).
- [120] A. Jullien, O. Albert, F. Burgy, G. Hamoniaux, J.-P. Rousseau, J.-P. Chambaret, F. Augé-Rochereau, G. Chériaux, J. Etchepare, N. Minkovski, and S. M. Saltiel, *10^{10} temporal contrast for femtosecond ultraintense lasers by cross-polarized wave generation*, Optics Letters **30**, 920 (2005).
- [121] J. Itatani, J. Faure, M. Nantel, G. Mourou, and S. Watanabe, *Suppression of the amplified spontaneous emission in chirped-pulse-amplification lasers by clean high-energy seed-pulse injection*, Opt. Commun. **148**, 70 (1998).
- [122] H. Yoshida, E. Ishii, R. Kodama, H. Fujita, Y. Kitagawa, Y. Izawa, and T. Yamanaka, *High-power and high-contrast optical parametric chirped pulse amplification in b-BaB₂O₄ crystal*, Opt. Lett. **28**, 257 (2003).
- [123] V. V. Ivanov, A. Maksimchuk, and G. Mourou, *Amplified spontaneous emission in a Ti:sapphire regenerative amplifier*, Appl. Opt. **42**, 7231 (2003).
- [124] R. M. Corless, G. H. Gonnet, D. E. G. Hare, D. J. Jeffrey, and D. E. Knuth, *On the Lambert W function*, Adv. Comput. Math. **5**, 329 (1996).
- [125] J. Petit, P. Goldner, and B. Viana, *Laser emission with low quantum defect in Yb:CaGdAlO₄*, Opt. Lett. **30**, 1345 (2005).
- [126] Y. K. Voron'ko, A. A. Kochurikhin, A. A. Sobol, S. N. ushakov, and V. E. Shukshin, *Growth and Spectroscopic Study of Yb³⁺-Activated YVO₄ Crystals*, Inorg. Mater. **40**, 1083 (2004).
- [127] A. A. Lagatsky, A. R. Sarmani, C. T. A. Brown, W. Sibbett, V. E. Kisel, A. G. Selivanov, I. A. Denisov, A. E. Troshin, K. V. Yumashev, N. V. Kuleshov, V. N. Matrosov, T. A. Matrosova, and M. I. Kupchenko, *Yb³⁺-doped YVO₄ crystal for efficient Kerr-lens mode locking in solid-state lasers*, Opt. Lett. **30**, 3234 (2005).

- [128] A. Aron, G. Aka, B. Viana, A. Kahn-Harari, D. Vivien, F. Druon, F. Balembois, P. Georges, A. Brun, N. Lenain, and M. Jacquet, *Spectroscopic properties and laser performances of Yb:YCOB and potential of the Yb:LaCOB material*, Opt. Mater. **16**, 181 (2001).
- [129] A. Yoshida, A. Schmidt, V. Petrov, C. Fiebig, G. Erbert, J. Liu, H. Zhang, J. Wang, and U. Griebner, *Diode-pumped mode-locked Yb:YCOB laser generating 35 fs pulses*, Opt. Lett. **26**, 4425 (2011).
- [130] O. Pronin, J. Brons, C. Grasse, V. Pervak, G. Boehm, M. C. Amann, V. L. Kalashnikov, A. Apolonski, and F. Krausz, *High-power 200 fs Kerr-lens mode-locked Yb:YAG thin-disk oscillator*, Opt Lett **36**, 4746 (2011).
- [131] K. Lu and N. K. Dutta, *Spectroscopic properties of Yb-doped silica glass*, J. Appl. Phys. **91**, 576 (2002).
- [132] N. V. Kuleshov, A. A. Lagatsky, A. V. Podlipensky, V. P. Mikhailov, and G. Huber, *Pulsed laser operation of Yb-doped KY(WO₄)₂ and KGd(WO₄)₂*, Opt. Lett. **22**, 1317 (1997).
- [133] G. Paunescu, J. Hein, and R. Sauerbrey, *100-fs diode-pumped Yb:KGW mode-locked laser*, Appl. Phys. B **79**, 555 (2004).
- [134] J. F. Philipps, T. Töpfer, H. Ebendorff-Heidepriem, D. Ehrt, and R. Sauerbrey, *Spectroscopic and lasing properties of Er³⁺:Yb³⁺-doped fluoride phosphate glasses*, Applied Physics B **72**, 399 (2001).
- [135] K. H. Fong, K. Kikuchi, C. S. Goh, S. Y. Set, R. Grange, M. Haiml, A. Schlatter, and U. Keller, *Solid-state Er:Yb:glass laser mode-locked by using single-wall carbon nanotube thin film*, Opt. Lett. **32**, 38 (2006).
- [136] G. R. Hays, E. W. Gaul, M. D. Martinez, and D. T., *Broad-spectrum neodymium-doped laser glasses for high-energy chirped-pulse amplification*, Appl. Opt. **46**, 4813 (2007).
- [137] J. Aus der Au, D. Kopf, F. Morier-Genoud, M. Moser, and U. Keller, *60-fs pulses from a diode-pumped Nd:glass laser*, Optics Letters **22**, 307 (1997).
- [138] P. F. Moulton, *Spectroscopic and laser characteristics of Ti:Al₂O₃*, J. Opt. Soc. Am. B **3**, 125 (1986).
- [139] U. Morgner, F. X. Kärtner, S. H. Cho, H. Chen, H. A. Haus, J. G. Fujimoto, and E. P. Ippen, *Sub-two-cycle pulses from a Kerr-lens mode-locked Ti:Sapphire laser*, Opt. Lett. **24**, 411 (1999).
- [140] S. A. Payne, L. K. Smith, R. J. Beach, B. H. T. Chai, J. H. Tassano, L. D. DeLoach, W. L. Kway, R. W. Solarz, and W. F. Krupke, *Properties of Cr:LiSrAlF₆ crystals for laser operation*, Appl. Opt. **33**, 5526 (1994).
- [141] S. Uemura and K. Torizuka, *Generation of 12-fs pulses from a diode-pumped Kerr-lens mode-locked Cr:LiSAF laser*, Opt. Lett. **24**, 780 (1999).
- [142] L. D. DeLoach, R. H. Page, G. D. Wilke, A. Payne, and W. F. Krupke, *Transition Metal-Doped Zinc Chalcogenides: Spectroscopy and Laser Demonstration of a New Class of Gain Media*, IEEE J. Quantum Elect. **32**, 885 (1996).
- [143] M. N. Cizmeciyan, J. W. Kim, S. Bae, B. H. Hong, F. Rotermund, and A. Sennaroglu, *Graphene mode-locked femtosecond Cr:ZnSe laser at 2500 nm*, Opt. Lett. **38**, 341 (2013).

- [144] A. Bogaerts, Z. Chena, R. Gijbelsa, and A. Vertesb, *Laser ablation for analytical sampling: what can we learn from modeling?*, Spectrochim. Acta, Part B: Atom. Spectrosc. **58**, 1867 (2003).
- [145] A. Bogaerts and Z. Chen, *Effect of laser parameters on laser ablation and laser-induced plasma formation: A numerical modeling investigation*, Spectrochim. Acta, Part B: Atom. Spectrosc. **60**, 1280 (2005).
- [146] L. Torrisi, S. Gammino, L. Andò, V. Nassisi, D. Doria, and A. Pedone, *Comparison of nanosecond laser ablation at 1064 and 308nm wavelength*, Appl. Surf. Sci. **210**, 262 (2003).
- [147] B. Ilyas, A. H. Dogar, S. Ullah, and A. Qayyum, *Laser fluence effects on ion emission from a laser-generated Cu plasma*, J. Phys. D: Appl. Phys. **44**, 295202 (2011).
- [148] O. Benavides, V. Golikov, and O. Lebedeva, *Reflection of high-intensity nanosecond Nd:YAG laser pulses by metals*, Applied Physics A **112**, 113 (2012).
- [149] F. Wagner, S. Bedacht, A. Ortner, M. Roth, A. Tauschwitz, B. Zielbauer, and V. Bagnoud, *Pre-plasma formation in experiments using petawatt lasers*, Opt Express **22**, 29505 (2014).
- [150] P. B. Johnson and R. W. Christy, *Optical Constants of the Noble Metals*, Phys. Rev. B **6**, 4370 (1972).
- [151] H. C. Kapteyn, M. M. Murnane, A. Szoke, and R. W. Falcon, *Prepulse energy suppression for high-energy ultrashort pulses using self-induced plasma shuttering*, Opt. Lett. **16**, 490 (1991).
- [152] J. P. Zou, C. Le Blanc, D. N. Papadopoulos, G. Chériaux, P. Georges, G. Mennerat, F. Druon, L. Lecherbourg, A. Pellegrina, P. Ramirez, F. Giambruno, A. Fréneaux, F. Leconte, D. Badarau, J. M. Boudenne, D. Fournet, T. Valloton, J. L. Paillard, J. L. Veray, M. Pina, P. Monot, J. P. Chambaret, P. Martin, F. Mathieu, P. Audebert, and F. Amiranoff, *Design and current progress of the Apollon 10 PW project*, High Power Laser Sci. Eng. **3**, e2 (2015).
- [153] D. Ursescu, O. Tesileanu, D. Balabanski, G. Cata-Danil, C. Ivan, I. Ursu, S. Gales, and N. V. Zamfir, *Extreme light infrastructure nuclear physics (ELI-NP): present status and perspectives*, Proc. SPIE **8780**, 87801H (2013).
- [154] S. Inoue, K. Maeda, S. Tokita, K. Mori, K. Teramoto, M. Hashida, and S. Sakabe, *Single plasma mirror providing 10^4 contrast enhancement and 70% reflectivity for intense femtosecond lasers*, Appl Opt **55**, 5647 (2016).
- [155] S. Paoloni, J. Hein, T. Töpfer, H. G. Walther, R. Sauerbrey, D. Ehrt, and W. Wintzer, *Laser beam induced optical aberrations in phosphate and fluoride phosphate glasses*, Applied Physics B **78**, 415 (2004).
- [156] F. Druon, S. Ricaud, D. N. Papadopoulos, A. Pellegrina, P. Camy, J. L. Doualan, R. Moncorgé, A. Courjaud, E. Mottay, and P. Georges, *On Yb:CaF₂ and Yb:SrF₂: review of spectroscopic and thermal properties and their impact on femtosecond and high power laser performance*, Opt. Mater Express **1**, 489 (2011).
- [157] W. Koechner and D. K. Rice, *Effect of Birefringence on the Performance of Linearly Polarized YAG:Nd Lasers*, IEEE J. Quantum Elect. **QE-6**, 557 (1970).

A Ergänzende Betrachtungen

A.1 Eigenschaften von Yb:FP15 und Yb:CaF₂

Tabelle A.1: Materialeigenschaften der in dieser Arbeit verwendeten Lasermaterialien Yb:FP15 und Yb:CaF₂. Die Werte des photoelastischen Koeffizienten und der Polarisierbarkeit für Yb:FP15 wurden im Rahmen dieser Arbeit ermittelt.

<i>Spektroskopische Eigenschaften</i>		Yb:FP15 [40, 155]	Yb:CaF ₂ [43, 156]
Wirkungsquerschnitte ($\lambda = 940$ nm)	$\sigma_{p, \text{abs}} [10^{-20} \text{ cm}^2]$	0,32	0,19
	$\sigma_{p, \text{em}} [10^{-20} \text{ cm}^2]$	0,061	0,032
Wirkungsquerschnitte ($\lambda = 1030$ nm)	$\sigma_{l, \text{abs}} [10^{-20} \text{ cm}^2]$	0,021	0,027
	$\sigma_{l, \text{em}} [10^{-20} \text{ cm}^2]$	0,35	0,30
Fluoreszenzlebensdauer	$\tau_f [\text{ms}]$	1,4	1,9
Dotierungsdichte	$N_{\text{dot}} [10^{20} \text{ cm}^{-3}]$	6	3,7
<i>Mechanische Eigenschaften</i>			
Dichte	$\rho [\frac{\text{g}}{\text{cm}^3}]$	3,8	3,18
Elastizitätsmodul	$E [10^3 \frac{\text{N}}{\text{mm}^2}]$	81	89,6
Poissonzahl	ν	0,29	0,21
Temperaturwechselbeständigkeit	$R [\frac{\text{W}}{\text{m}}]$	41	436
<i>Thermische Eigenschaften</i>			
Wärmeleitfähigkeit	$K [\frac{\text{W}}{\text{m}\cdot\text{K}}]$	0,9	9,7
Ausdehnungskoeffizient	$\alpha_T [10^{-6}/\text{K}]$	14	18,9
spezifische Wärmekapazität	$c_p [\frac{\text{J}}{\text{g}\cdot\text{K}}]$	0,72	0,85
<i>Optische Eigenschaften</i>			
Brechungsindex	n_0	1,53	1,43
nichtlinearer Brechungsindex	$n_2 [10^{-16} \frac{\text{cm}^2}{\text{W}}]$	2,25	1,9
thermo-optischer Koeffizient	$\frac{\partial n}{\partial T} [10^{-6}/\text{K}]$	-8,3	-11,3
photoelastischer Koeffizient	$C_r [10^{-3}]$	0,91	105
Polarisierbarkeitsdifferenz	$\Delta\alpha_p [10^{-26}]$	1,0	-

A.2 Thermo-mechanische Berechnungen für gepumpten Lasermaterialien

A.2.1 Spannung und Verformung in homogen gepumpten Lasermaterialien

Bei der Betrachtung eines homogen, mit konstanter Leistung Q gepumpten Lasermaterials, ergibt sich aus Gleichung 1.33 mit den Randbedingungen 1.34 ein parabolisches Temperaturprofil:

$$T(r) = T_0 + \frac{Q}{4K}(r_0^2 - r^2). \quad (\text{A.1})$$

Unter Verwendung von Gleichungen 1.35 und 1.36 ergeben sich hieraus die Lösungen für die erzeugte Spannung zu:

$$\sigma_r = -\frac{\alpha_T E Q}{16K}(r_0^2 - r^2) \quad (\text{A.2})$$

$$\sigma_\varphi = -\frac{\alpha_T E Q}{16K}(r_0^2 - 3r^2) \quad (\text{A.3})$$

$$\sigma_z = 0 \quad (\text{A.4})$$

Gleichungen 1.35 und 1.36 enthalten die Annahme, dass sich das gepumpte Lasermedium stressfrei entlang der z -Achse ausbreiten kann, weshalb die z -Komponente zu Null wird. Dieser Ansatz ist bei dünnen Scheiben bis zu einem Verhältnis von $d/2r_0 \sim 1,5$ verwendbar [54].

Über das Hooke'sche Gesetz (Gleichung 1.37-1.39) berechnet sich die Verformungen zu:

$$\varepsilon_r = \frac{\alpha_T Q}{16K}((3 + \nu)r_0^2 - 3(1 + \nu)r^2) \quad (\text{A.5})$$

$$\varepsilon_\varphi = \frac{\alpha_T Q}{16K}((3 + \nu)r_0^2 - (1 + \nu)r^2) \quad (\text{A.6})$$

$$\varepsilon_z = \frac{\alpha_T Q}{16K}(2(2 + \nu)r_0^2 - 4(1 + \nu)r^2). \quad (\text{A.7})$$

Bei der Betrachtung von pump-induzierten Aberrationen ist nur die Änderung der Ausdehnung vom Rand zur Mitte von entscheidender Bedeutung. Die Terme der Verformung können somit vereinfacht werden zu:

$$\varepsilon_r(r) - \varepsilon_r(r_0) = -3(1 + \nu)\frac{\alpha_T Q}{16K}r^2 \quad (\text{A.8})$$

$$\varepsilon_\varphi(r) - \varepsilon_\varphi(r_0) = -(1 + \nu)\frac{\alpha_T Q}{16K}r^2 \quad (\text{A.9})$$

$$\varepsilon_z(r) - \varepsilon_z(r_0) = -4(1 + \nu)\frac{\alpha_T Q}{16K}r^2. \quad (\text{A.10})$$

A.2.2 Spannungs-induzierte Brechzahländerungen

Spannungs-induzierte Brechzahländerungen werden durch die partiellen Ableitungen der Brechzahl nach den spannungs-induzierten Verformung

$$\sum \frac{\partial n}{\partial \varepsilon_{ij}} \varepsilon_{ij} \quad (\text{A.11})$$

bestimmt. Diese wiederum sind mit den Elementen des elasto-optischen Tensors p_{ij} verknüpft. Koechner *et al.* [157] haben diesen Zusammenhang für rotationssymmetrische Zylindergeometrien hergeleitet. Die radiale Brechzahländerung ergibt sich hier zu [54]:

$$\frac{\partial n_r}{\partial \varepsilon_r} = -\frac{n_0^3}{12} [3p_{11} + 3p_{12} + 6p_{44}] \quad (\text{A.12})$$

$$\frac{\partial n_r}{\partial \varepsilon_\varphi} = -\frac{n_0^3}{12} [p_{11} + 5p_{12} - 2p_{44}] \quad (\text{A.13})$$

$$\frac{\partial n_r}{\partial \varepsilon_z} = -\frac{n_0^3}{12} [2p_{11} + 4p_{12} - 4p_{44}] \quad (\text{A.14})$$

$$(\text{A.15})$$

und die tangentielle Brechzahländerung zu:

$$\frac{\partial n_\varphi}{\partial \varepsilon_r} = -\frac{n_0^3}{12} [p_{11} + 5p_{12} - 2p_{44}] \quad (\text{A.16})$$

$$\frac{\partial n_\varphi}{\partial \varepsilon_\varphi} = -\frac{n_0^3}{12} [3p_{11} + 3p_{12} + 6p_{44}] \quad (\text{A.17})$$

$$\frac{\partial n_\varphi}{\partial \varepsilon_z} = -\frac{n_0^3}{12} [2p_{11} + 4p_{12} - 4p_{44}]. \quad (\text{A.18})$$

$$(\text{A.19})$$

A.3 Eigenschaften der in Kapitel 4.3.3 betrachteten Lasermaterialien

Tabelle A.2: Spektroskopische Eigenschaften für verschiedene Festkörper-Lasermaterialien, welche in Kapitel 4.3.3 betrachtet wurden. Alle Parameter sind unter Berücksichtigung der doppelten Bandbreite ($2 \times \Delta \nu$) entsprechend des Impulsdauer-Bandbreite-Produktes (Gl. 1.24) für eine Impulsdauer von $\tau_p = 350$ fs berechnet worden.

Lasermaterial	λ [μm]	\bar{I}_{sat} [$\frac{\text{kW}}{\text{cm}^2}$]	K_p	$K_{\Delta\nu}$	Referenz
<i>Seltenerd-dotierte Materialien</i>					
Yb:FP20	1,03	38,0	0,5	0,05	[25, 41]
Yb:CaF ₂	1,03	32,5	0,5	0,07	[26, 43]
Yb:YAG	1,03	12,2	0,5	0,27	[43, 130]
Yb:KGW (E a)	1,03	24,4	0,8	0,04	[132, 133]
Yb:Silikat	1,03	38,8	0,5	0,07	[25, 131]
Yb:YVO (E c)	1,05	176	0,5	0,02	[126, 127]
Yb:YCOB (E c)	1,05	47,4	0,8	0,05	[128, 129]
Yb:CALGO (E σ)	1,05	65,4	0,7	0,06	[27, 125]
Er:Yb:glass	1,53	1,12	0,5	0,40	[134, 135]
Nd:Phosphat	1,06	15,9	0,5	0,30	[136, 137]
Nd:Silikat	1,06	20,2	0,5	0,27	[136, 137]
<i>Übergangsmetall-dotierte Materialien</i>					
Ti:Saphir (E π)	0,80	151	0,7	0,02	[138, 139]
Cr:LiSAF (E π)	0,80	77,8	0,7	0,03	[140, 141]
Cr:ZnSe	2,40	16,4	0,5	0,04	[142, 143]

Ehrenwörtliche Erklärung

Ich erkläre hiermit ehrenwörtlich, dass ich die vorliegende Arbeit selbstständig, ohne unzulässige Hilfe Dritter und ohne Benutzung anderer als der angegebenen Hilfsmittel und

Literatur angefertigt habe. Die aus anderen Quellen direkt oder indirekt übernommenen Daten und Konzepte sind unter Angabe der Quelle gekennzeichnet.

Weitere Personen waren nicht an der inhaltlich-materiellen Erstellung der vorliegenden Arbeit beteiligt. Insbesondere habe ich hierfür nicht die entgeltliche Hilfe von Vermittlungs- bzw. Beratungsdiensten (Promotionsberater oder andere Personen) in Anspruch genommen. Niemand hat von mir unmittelbar oder mittelbar geldwerte Leistungen für die Arbeiten erhalten, die im Zusammenhang mit dem Inhalt der vorgelegten Dissertation stehen.

Die Arbeit wurde bisher weder im In- noch im Ausland in gleicher oder ähnlicher Form einer anderen Prüfungsbehörde vorgelegt.

Die geltende Promotionsordnung der Physikalisch-Astronomischen Fakultät ist mir bekannt.

Ich versichere ehrenwörtlich, dass ich nach bestem Wissen die reine Wahrheit gesagt und nichts verschwiegen habe.

Jena, der 30.März 2017

Sebastian Keppler

Veröffentlichungsliste

H. Liebetrau, M. Hornung, S. Keppler, M. Hellwing, A. Kessler, F. Schorcht, J. Hein und M. C. Kaluza, *Intracavity stretcher for chirped-pulse amplification in high-power laser systems*, Optics Letters **42**, 326 (2017).

M. Hornung, H. Liebetrau, S. Keppler, A. Kessler, M. Hellwing, F. Schorcht, G. A. Becker, M. Reuter, J. Polz, J. Körner, J. Hein und M. C. Kaluza, *54J pulses with 18nm bandwidth from a diode-pumped chirped-pulse amplification laser system*, Optics Letters **41**, 5413 (2016).

S. Keppler, M. Hornung, P. Zimmermann, H. Liebetrau, M. Hellwing, J. Hein und M. C. Kaluza, *Tunable filters for precise spectral gain control in ultra-short-pulse laser systems*, Optics Letters **41**, 4708 (2016).

H. Liebetrau, M. Hornung, S. Keppler, M. Hellwing, A. Kessler, F. Schorcht, J. Hein, und M. C. Kaluza, *High contrast, 86 fs, 35 mJ pulses from a diode-pumped, Yb:glass, double-chirped-pulse amplification laser system*, Optics Letters **41**, 3006 (2016).

S. Keppler, A. Sävert, J. Körner, M. Hornung, H. Liebetrau, J. Hein und M. C. Kaluza, *The generation of amplified spontaneous emission in high-power CPA laser systems*, Laser & Photonics Reviews **10**, 264 (2016).

M. Hornung, G. A. Becker, A. Seidel, J. Reislöhner, H. Liebetrau, L. Bock, S. Keppler, A. Kessler, M. Zepf, J. Hein und M. C. Kaluza, *Generation of 25-TW Femtosecond Laser Pulses at 515 nm with Extremely High Temporal Contrast*, Applied Sciences **5**, 1970 (2015).

C. Wandt, S. Klingebiel, S. Keppler, M. Hornung, C. Skrobol, A. Kessel, S.A. Trushin, Z. Major, J. Hein, M.C. Kaluza, F. Krausz und S. Karsch, *Development of a Joule-class Yb:YAG amplifier and its implementation in a CPA system generating 1TW pulses*, Laser & Photonics Reviews **8**, 875 (2014).

H. Liebetrau, M. Hornung, A. Seidel, M. Hellwing, A. Kessler, S. Keppler, F. Schorcht, J. Hein und M. C. Kaluza, *Ultra-high contrast frontend for high peak power fs-lasers at 1030 nm*, Optics Express **22**, 24776 (2014).

M. Hornung, H. Liebetrau, A. Seidel, S. Keppler, A. Kessler, J. Körner, M. Hellwing, F. Schorcht, D. Klöpfel, A.K. Arunachalam, G. Becker, A. Sävert, J. Polz J. Hein und M.C. Kaluza, *The all-diode pumped laser system POLARIS – an experimentalist's tool generating ultra-high contrast pulses with high energy*, High Power Laser Science and Engineering **2**, e20 (2014).

S. Keppler, M. Hornung, R. Bödefeld, A. Sävert, H. Liebetrau, J. Hein und M.C. Kaluza, *Full characterization of the amplified spontaneous emission from a diode-pumped high-power laser system*, Optics Express **22**, 11228 (2014).

A. Kessler, M. Hornung, S. Keppler, F. Schorcht, M. Hellwing, H. Liebetrau, J. Körner, A. Sävert, M. Siebold, M. Schnepf, J. Hein und M.C. Kaluza, *16.6 J chirped femtosecond laser pulses from a diode-pumped Yb:CaF₂ amplifier*, Optics Letters **39**, 1333 (2014).

S. Keppler, C. Wandt, M. Hornung, R. Bödefeld, A. Kessler, A. Sävert, M. Hellwing, F. Schorcht, J. Hein und M. C. Kaluza, *Multipass amplifiers of POLARIS*, Proceedings of SPIE **8780**, 1 (2013).

M. Hornung, S. Keppler, R. Bödefeld, A. Kessler, H. Liebetrau, J. Körner, M. Hellwing, F. Schorcht, O. Jäckel, A. Sävert, J. Polz, A.K. Arunachalam, J. Hein und M.C. Kaluza, *High-intensity, high-contrast laser pulses generated from the fully diode-pumped Yb:Glass laser system POLARIS*, Optics Letters **38**, 718 (2013).

S. Keppler, M. Hornung, R. Bödefeld, M. Kahle, J. Hein und M.C. Kaluza, *All-reflective, highly accurate polarization rotator for high-power short-pulse laser systems*, Optics Express **20**, 20742 (2012).

S. Keppler, R. Bödefeld, M. Hornung, A. Sävert, J. Hein und M. C. Kaluza, *Contrast improvement by prepulse suppression in cascaded amplifier cavities*, Proceedings of SPIE **8080**, 1 (2011).

S. Keppler, R. Bödefeld, M. Hornung, A. Sävert, J. Hein und M.C. Kaluza, *Prepulse suppression in a multi-10-TW diode-pumped Yb:glass laser*, Applied Physics B **104**, 11 (2011).

M. Hornung, R. Bödefeld, M. Siebold, A. Kessler, M. Schnepf, R. Wachs, A. Sävert, S. Podleska, S. Keppler, J. Hein und M.C. Kaluza, *Temporal pulse control of a multi-10 TW diode-pumped Yb:Glass laser*, Applied Physics B **101**, 93 (2010).

J. Hein, M. Hornung, R. Bödefeld, S. Podleska, A. Sävert, R. Wachs, A. Kessler, S. Keppler, M. Wolf, J. Polz, O. Jäckel, M. Nicolai, M. Schnepf, J. Körner, M.C. Kaluza, und G.G. Paulus, *Multiterawatt peak power generated by the all diode pumped laser – Polaris*, Light at Extreme Intensities - Opportunities and Technological Issues of the Extreme Light Infrastructure: LEI 2009, AIP **1228**, 159 (2010).

Patente

S. Keppler, M. Hellwing und M. C. Kaluza, *Verfahren und Vorrichtung zum optischen Pumpen von Laserverstärkern für die Erzeugung einer Laserstrahlung mit definierten Strahleigenschaften*, Patent Nr. DE 102013005607 A1 (2013).

Konferenzbeiträge

S. Keppler, J. Körner, A. Sävert, M- Hornung, H. Liebetrau, J. Hein und M. C. Kaluza, *Full ASE-Characterization of high-power laser-systems*, Workshop on high energy class diode-pumped lasers (HECDPSSL), Štiřín Chateau (CZ), (10/2015).

S. Keppler, J. Körner, A. Sävert, M- Hornung, H. Liebetrau, J. Hein und M. C. Kaluza, *(Invited talk) Full ASE-Characterization of high-power laser-systems*, SPIE Optics und Optoelectronics, Prag (CZ), (04/2015).

S. Keppler, C. Wandt, M. Hornung, A. Kessler, H. Liebetrau, A. Sävert, J. Polz, M. Hellwing, F. Schorcht, J. Hein und M. C. Kaluza, *Amplifier development at Polaris - from daily operation to development*, Workshop on high energy class diode-pumped lasers (HECDPSSL), Oxford (UK), (03/2014).

S. Keppler, M. Hornung, A. Kessler, H. Liebetrau, A. Seidel, J. Polz, A. Sävert, G. Becker, M. Hellwing, F. Schorcht, J. Hein und M. C. Kaluza, *Polaris - Characterization of ultra-short high energy laser pulses*, Technical Workshop of Laserlab Europe, Abington (UK), (09/2013).

S. Keppler, M. Hornung, C. Wandt, R. Bödefeld, A. Kessler, A. Sävert, M. Hellwing, F. Schorcht, J. Hein und M. C. Kaluza, *Multipass amplifiers of Polaris*, SPIE Optics und Optoelectronics, Prag (CZ), (04/2013).

S. Keppler, M. Hornung, R. Bödefeld, A. Kessler, A. Sävert, M. Hellwing, F. Schorcht, J. Hein und M. C. Kaluza, *Multipass amplifiers of Polaris - from daily operation to development*, Workshop on high energy class diode-pumped lasers (HECDPSSL), Lake-Tahoe (US), (09/2012).

S. Keppler, R. Bödefeld, A. Sävert, A. Kessler, C. Matzdorf, M. Hellwing, M. Hornung J. Hein und M. C. Kaluza, *Contrast improvement by prepulse suppression in cascaded amplifier cavities*, SPIE Optics und Optoelectronics, Prag (CZ), (04/2011).

S. Keppler, R. Bödefeld, A. Sävert, A. Kessler, C. Matzdorf, M. Hellwing, M. Hornung J. Hein und M. C. Kaluza, *Contrast improvement by prepulse suppression in cascaded amplifier cavities*, DPG- Frühjahrstagung, Dresden (D), (03/2011).

S. Keppler, S. Podleska, R. Bödefeld, M. Hornung, M. Schnepf, A. Kessler, J. Hein und M. C. Kaluza, *Large Aperture Optics and Beam Quality*, Workshop on high energy class diode-pumped lasers (HECDPSSL), Dresden (D), (06/2009).

Danksagung

Zum Abschluss möchte ich mich noch bei all denjenigen bedanken, die zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen haben.

Prof. Dr. Malte C. Kaluza möchte ich danken für die ausgezeichnete Betreuung meiner Arbeit sowie für das entgegengebrachte Vertrauen und die vielen Freiheiten bei der Ausgestaltung der täglichen Arbeit. Bedanken möchte ich mich aber auch für die vielen wissenschaftlichen Diskussionen und die detaillierte aber stets konstruktive Kritik. Beides hat mein Bild von der Physik immer erweitern können.

Dr. Marco Hornung danke ich ganz herzlich für die immerwährende Diskussionsbereitschaft und den großen Einsatz am Laser und darüber hinaus. Die gute Zusammenarbeit der letzten Jahre schätze ich sehr und möchte mich auch dafür bedanken.

Dr. Joachim Hein, Dr. Jörg Körner und Dr. Alexander Sävert danke ich für Ihre stets offenen Ohren und Ihre Hilfsbereitschaft bei neuen und auch bereits bekannten physikalischen Fragestellungen. Eure häufig „frischen Sichtweisen“ haben viele Problem etwas klarer werden lassen.

Weiterhin bedanke ich mich bei Alexander Kessler, Frank Schorcht, Hartmut Liebetrau, Issa Tamer, Georg Becker und Marco Hellwing für die schöne und stets konstruktive Atmosphäre in unserem POLARIS-Team.

Ganz besonders bedanken möchte ich mich beim Team der Konstruktion und den Elektronik- und Mechanikwerkstätten. Stellvertretend danke ich hierfür Rainer Bark, Stefan Laukner und Bernhard Klumbies. Euer Einsatz und vor allem Eure Präzision hat vieles erst ermöglicht.

Weiterhin danke ich den ehemaligen POLARIS -Mitarbeitern Mathias Siebold, Sebastian Podleska, Ragnar Bödefeld, Rico Wachs und Matthias Schnepf für die schöne Zeit und die vielen Dinge die ich von Euch gelernt habe.

Bei Ajay Arunchalam, Diethard Klöpfel, Maria Reuter, Jens Polz und Matthew Schwab bedanke ich mich für die stets freundliche und angenehme Arbeitsatmosphäre.

Ich bedanke mich ebenfalls bei Beate Peschke für die tatkräftige Unterstützung im Kampf mit den Regeln der deutschen Kommasetzung.

Bedanken möchte ich mich auch bei den Mitgliedern der STÜBAphilharmonie. Der Verein mit der Musik und den unentbehrlichen Freundschaften bedeuten mir sehr viel.

Abschließend möchte ich mich ganz herzlich bei meiner Familie bedanken, die mich immer unterstützt und gefördert hat. Ihr habt mich auch zwischen den schönen Zeiten immer mit offenen Armen empfangen. Ihr seid ein großes Vorbild.