

Diplomarbeit

Aufbau eines diodengepumpten regenerativen Verstärkers für ultrakurze Laserimpulse

Rico Illing

geb. am 07.07.1983 in Zwickau

Studiengang: Physikalische Technik,
Studienrichtung: Physikalische Technologien

Westsächsische Hochschule Zwickau
Fachbereich Physikalische Technik/Informatik
Fachgruppe Physikalische Technik

Betreuer, Einrichtung: Prof. Dr. rer. nat. habil. P. Hartmann,
Westsächsische Hochschule Zwickau

PD Dr. Ulrich Schramm,
Forschungszentrum Dresden-Rossendorf

Abgabetermin: 22.01.2009

Erklärung

Hiermit versichere ich, Rico Illing, dass ich die vorliegende Arbeit mit dem Titel „Aufbau eines diodengepumpten regenerativen Verstärkers für ultrakurze Laserimpulse“ selbständig verfasst und keine anderen als die angegebenen Quellen und Hilfsmittel verwendet habe.

Rico Illing

Autorenreferat

Die vorliegende Diplomarbeit beschäftigt sich mit der Konzeption, dem Aufbau und der Charakterisierung eines regenerativen Verstärkers. Mit ytterbiumdotiertem Fluorid-Phosphatglas (Yb:FP-Glas) als Lasermedium konnten Lichtimpulse aus einem Nd:YAG Laser von 20 nJ auf 100 μ J verstärkt werden.

In der vorliegenden Arbeit wird nach der Darstellung des Laserprozesses der regenerative Verstärker beschrieben. Die Auswertung der Simulation der Strahlform führt zu einem gefalteten Resonator mit gekrümmten Spiegeln. Durch diese Anordnung konnte die Auswirkung des auftretenden Astigmatismus minimiert und die gewünschte Strahlform ermittelt werden.

Im weiteren wurde der Seedlaser und die Pumpanordnung charakterisiert. Zusätzlich wurde noch auf das als Lasermedium verwendete Yb:FP-Glass eingegangen.

Beim Aufbau des Verstärkers wurde zuerst der cw-Betrieb des Resonators realisiert und charakterisiert, zusätzlich wird der Resonator im „quasi“cw-Betrieb beschrieben.

Darauf folgt die Realisierung der Güteschaltung. Durch den gütegeschalteten Betrieb konnten Impulse mit einer Impulsdauer von 25,3 ns erzeugt werden.

Als letztes erfolgte die Einkopplung von Impulsen eines Nd:YAG Laser. Es wurden dabei mehrere Messungen bei unterschiedlichen Seedimpulsenergien durchgeführt, um den Verstärker zu charakterisieren.

Inhaltsverzeichnis

Kurzzeichenverzeichnis	1
Einleitung und Motivation	2
1 Grundlagen	4
1.1 Grundlagen eines Laser	4
1.2 Die Betriebsarten eines Lasers	5
1.3 Polarisationsabhängige Komponenten	7
1.4 Der regenerative Verstärker	13
2 Funktion des realisierten regenerativen Verstärkers	15
3 Simulation und Berechnungen des regenerativen Verstärkers	19
3.1 Berechnung der Resonatorform	20
3.2 Ergebnisse der Simulation und der Berechnungen	24
4 Auswahl und Charakterisierung der Komponenten	28
4.1 Das Lasermedium	28
4.2 Die Pumpquelle	31
4.3 Der Seedlaser	33
5 Charakterisierung des regenerativen Verstärkers	35
5.1 Der Resonator im cw-Betrieb	35

5.2	Quasi cw-Betrieb des Resonators	40
5.3	Güteschaltung des Resonators	41
5.4	Einkoppelung der Laserimpulse	45
6	Zusammenfassung und Ausblick	51
Anhang		I
	Anhang A - Der Pulpicker	I
	Anhang B - Der optimale Auskoppelgrad am TFP 2	III
	Anhang C - Bestimmung der Beugungsmaßzahl	V
	Anhang D - Mathematicaquelltext zur Berechnung und Simulation der Strahlform	VI
	Abbildungsverzeichnis	XIII
	Tabellenverzeichnis	XV
	Literaturverzeichnis	XVIII
	Danksagung	XIX

<i>Kurzzeichen</i>	<i>Maßeinheit</i>	<i>Erläuterung</i>
A_{21}	s^{-1}	Einsteinkoeffizient der spontanen Emission
B_{21}	$\frac{cm^3}{s^2 \cdot J}$	Einsteinkoeffizient der stimulierten Emission
$\varrho(\nu_{21})$	$\frac{s \cdot J}{cm^3}$	Strahlungsenergiedichte
N_2		Besetzungszahl des oberen Niveaus
Δt	s	Impulsdauer
L	m	Resonatorlänge
c	$\frac{m}{s}$	Lichtgeschwindigkeit im Vakuum
$n(E)$		Brechungsindex als Funktion des elektrischen Feldes
r	$\frac{m}{V}$	Pockelskoeffizient
n		linearer Brechungsindex
E	$\frac{V}{m}$	angelegtes elektrisches Feld
λ	nm	Wellenlänge
r_e	$\frac{\mu m}{V}$	elektrooptische Konstante
m		Stabilitätskriterium
A		Element 1.1 aus einer 2x2 Matrix
D		Element 2.2 aus einer 2x2 Matrix
$f_{tangential}$	m	Fokusabstand bei tangentialer Einstrahlung
$f_{sagittial}$	m	Fokusabstand bei sagittaler Einstrahlung
f	m	Fokusabstand
θ	°	Einfallswinkel zur optischen Achse
R	m	Spiegelradius
ω_{PC}	mm	Strahlradius an der Position der Pockelszelle
I_n	$\frac{W}{m^2}$	Intensität nach dem n-ten Umlauf
P_{abs}	W	absorbierte Leistung

Einleitung und Motivation

In der Kernphysik werden zur Detektion von ionisierender Strahlung unter anderem auch Gasdetektoren verwendet. Schnelle Teilchen ionisieren das Gas in einem solchen Detektor. Die Intensität der Ionisation kann mit Hilfe eines elektrischen Feldes gemessen werden. Über Änderung dieses elektrischen Feldes kann die Energie und Art der Teilchen bestimmt werden. Um diese Detektoren effektiv zu testen, können intensive Laserimpulse zur Ionisation genutzt werden. Diese ultrakurzen Laserimpulse bieten eine höhere Orts- und Zeitauflösung als vorhandene Teststrahlenquellen, zudem ist ein Lasersystem mit denen sie erzeugt werden können einfacher in der Nutzung.

Für die Detektortests wurde im Rahmen dieser Diplomarbeit ein regenerativer Verstärker konzipiert, aufgebaut und charakterisiert.

Zusätzlich werden neben den Detektortests weitere Experimente mit dem regenerativen Verstärker angestrebt. So ist geplant in späteren Schritten ytterbiumdotiertes Kalziumfluorid (Yb:CaF_2) einzusetzen, um es hinsichtlich seiner Verwendbarkeit als Verstärkermedium bei ultrakurzen Impulsen zu charakterisieren. Weiterhin sind Experimente geplant bei denen im regenerativen Verstärker zwei oder mehrere Impulse zugleich umlaufen und verstärkt werden. Dafür wird ein möglichst langer Resonator benötigt.

Als Verstärkermedium wurde das für diodengepumpte Verstärker bereits verwendete ytterbiumdotiertes Fluorid-Phosphatglas (Yb:FP-Glas)[SP02] eingesetzt. Mit den Impulsen eines Nd:YAG-Laser konnte der regenerative Verstärker charakterisiert werden.

Im folgendem Kapitel 2 wird auf notwendigen Grundlagen eingegangen. Nach den

Grundlagen wird im Kapitel 3 auf die einzelnen Schritte der Verstärkung näher eingegangen.

Die Planung und die Berechnung des Resonators werden im Kapitel 4 gezeigt. In diesem Kapitel sind auch die Ergebnisse der Simulation der Strahlform dargestellt.

Im weiteren Verlauf der Arbeit wird im Kapitel 5 auf die wichtigen Komponenten wie das Lasermedium, der optische Isolator, die Laserimpulsquelle und die Pumpanordnung genauer eingegangen.

Im Kapitel 6 werden die Ergebnisse dargestellt. Der Resonator wurde im cw-Betrieb, im quasi-cw-Betrieb, im gütegeschalteten Betrieb und mit der Verstärkung der Impulse charakterisiert.

Kapitel 7 widmet sich abschließend der Zusammenfassung und Bewertung des Erreichten und gibt einen kurzen Ausblick auf die weitere Entwicklung des Systems.

1 Grundlagen

1.1 Grundlagen eines Laser

Beim Laserprozess wird Licht mit Hilfe der stimulierten Emission in einem aktiven Medium verstärkt. Im Allgemeinen besteht ein Laser aus einem optisch aktiven Lasermedium in einem Resonator. Der optische Resonator kann eine Länge von wenigen Mikrometern (Laserdiode) bis zu mehreren Metern (CO₂-Laser) haben. Er wird im einfachsten Fall durch zwei parallele Spiegel realisiert. Das Lasermedium kann sowohl ein Festkörper, ein Gas oder aber auch eine Flüssigkeit sein. Die Anregung dieses Mediums kann optisch, elektrisch oder chemisch erfolgen. Beim optischen Anregen (optischen Pumpen) werden Photonen einer Pumpquelle von den Atomen des Lasermediums absorbiert, welche dadurch in einen angeregten Zustand übergehen.

In einem idealen Zwei-Niveau-System kehren die angeregten Atome nach Ablauf der Lebensdauer spontan in ihren Grundzustand zurück. Die Lebensdauer ist die Zeit, nach der die Anzahl der angeregten Atome auf $\frac{1}{e}$ gesunken ist. Dieser Prozess der spontanen Emission wird mit der Gleichung

$$\frac{dN_2}{dt} = -A_{21} \cdot N_2 \quad (1.1)$$

beschrieben. Wobei N_2 die Anzahl der Atome im angeregten Zustand beschreibt. Die dabei freiwerdende Energie wird in beliebige Richtung in Form von Lichtquanten abgegeben. An den Spiegeln des Resonators werden einige Photonen reflektiert und laufen im

Resonator umher. Wechselwirkt ein solches Photon mit einem angeregten Atom, so kehrt dieses Atom ebenfalls in seinen Grundzustand zurück. Das hierbei entstehende Photon verfügt über den gleichen Impuls und ist in Phase mit dem Photon, welches in Wechselwirkung mit dem angeregten Atom getreten ist. Dieser Vorgang wird als stimulierte Emission bezeichnet. Er wird mit der Gleichung

$$\frac{dN_2}{dt} = -B_{21} \cdot \varrho(\nu_{21}) \cdot N_2 \quad (1.2)$$

beschrieben[Tei07]. Mit jedem weiteren Durchlauf durch das Lasermedium können neue Photonen stimuliert emittiert werden. Dieser Vorgang der Verstärkung ist nur möglich, wenn sich mehr Atome im angeregtem Zustand befinden als im Grundzustand, und damit eine sogenannte Besetzungsinversion vorhanden ist (erste Laserbedingung). Ein ideales Zwei-Niveau-System ist somit für den Laserprozess nicht möglich, aus diesem Grund wird ein Drei-Niveau oder ein Vier-Niveau-System genutzt.

Damit ein Laser funktioniert, ist eine weitere Bedingung einzuhalten. Die Verluste, die jedes optische Bauteil im Resonator verursacht, wirken der Verstärkung und damit dem Laserbetrieb entgegen. Es ist daher notwendig, dass die Verluste kleiner gehalten werden als die Verstärkung (zweite Laserbedingung).

1.2 Die Betriebsarten eines Lasers

Der Dauerstrichbetrieb

Ein Laser, welcher im Dauerstrichetrieb arbeitet, wird auch als „cw-Laser“ bezeichnet (continuous wave). Laser dieser Art verfügen meist über einen einfachen Aufbau. Für diese Betriebsart sind keine optischen Schaltelemente oder polarisationsverändernden Elemente zwingend notwendig. Das Lasermedium wird kontinuierlich gepumpt. Der Laserprozess schwingt sich innerhalb weniger Mikrosekunden ein, bis sich ein Gleichgewicht

über der Laserschwelle eingestellt hat. In diesem Gleichgewicht ist die Besetzungsinversion auf einem konstanten Niveau.

Die Güteschaltung

Die Güte wird definiert als das Verhältnis aus Laserfrequenz zu Linienbreite. Sie ist in erster Näherung ein Maß welches für die Verluste in einem Resonator steht. Es ist möglich, die Güte mit einem Güteschalter (Q-Switch) zu variieren und somit kurze Impulse mit hoher Intensität zu erzeugen. Die Abbildung 1.1 zeigt Schritt für Schritt die Vorgänge in einem gütegeschalteten Resonator, Pumpabsorption und die stimulierte Emission halten sich in Waage.

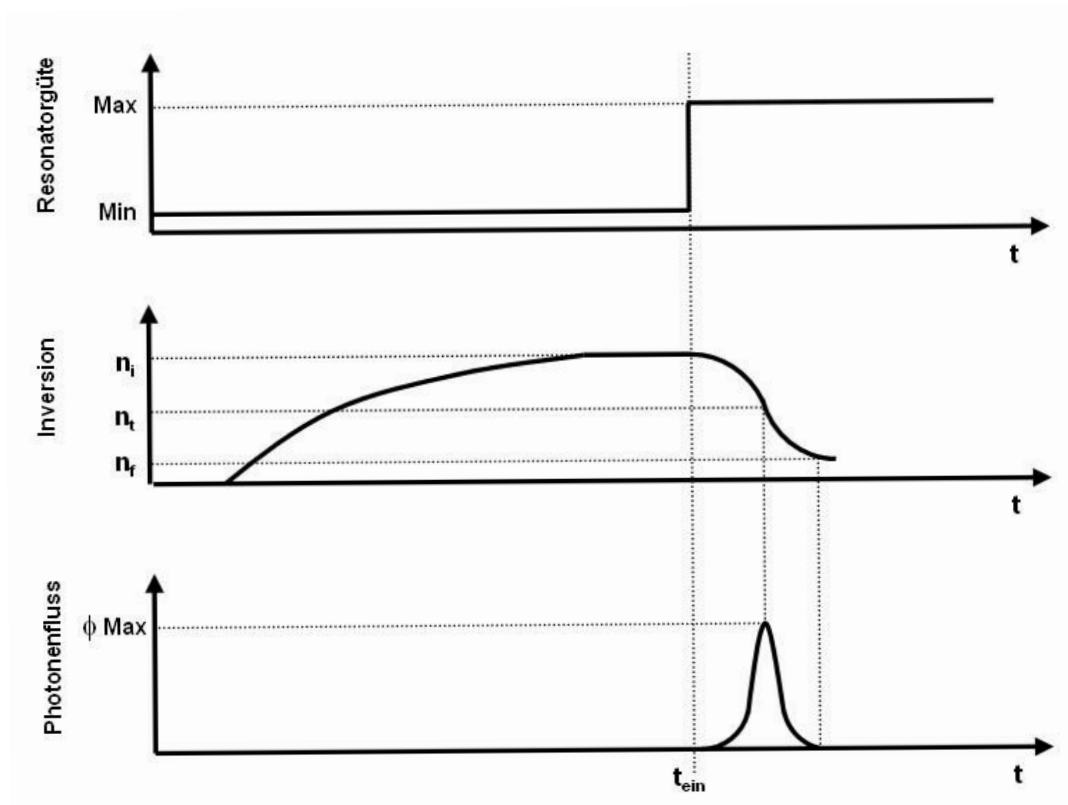


Abbildung 1.1: Die Entstehung eines gütegeschalteten Impulses. Resonatorverluste, Besetzungsinversion und die Intensität als Funktion der Zeit. t_{ein} ist hierbei der Zeitpunkt, bei der die Güte von ihrem Minimum auf ihr Maximum geschaltet wird [Koe06].

Die Güte des Resonators wird während des Pumpens minimiert. Das Medium wird hierbei bis zur Sättigung der Inversion n_i gepumpt. Im Zustand der Sättigung fallen so viele Atome auf ihr Grundniveau zurück wie gerade angeregt werden. In diesem gesättigten Zustand kann, bei gleichbleibender Pumpleistung, keine weitere Inversion im Medium aufgebaut werden. Durch das Schalten des Güteschalters erhöht sich die Güte auf ihr Maximum. Es entsteht ein Impuls, der im Resonator oszilliert und bei jeder Passage des Lasermediums verstärkt wird. Für die Länge des Impulses gilt

$$\Delta t = \frac{2L}{c}. \quad (1.3)$$

Durch die Verstärkung des Impulses baut sich die Inversion ab. Das Maximum des Impulses wird erreicht, wenn die Inversion auf die Hälfte ihres Maximums (n_t) abgefallen ist. Güteschalter gibt es als aktive und passive Schalter. Eine passive Güteschaltung ist beispielsweise mit einem sättigbaren Absorber möglich. Ein solcher Absorber wird zunehmend transparent je höher die Intensität im Resonator wird. Beim Überschreiten des Schwellwertes öffnet sich der passive Schalter und die gespeicherte Energie im Lasermedium entlädt sich in einer stimulierten Emission.

Von den aktiven Güteschaltern gibt es verschiedene Arten. Eine weit verbreitete Variante ist die Verwendung einer Pockelszelle. Dieses Bauteil nutzt den elektrooptischen Effekt, welcher die Abhängigkeit des Brechungsindex von einem angelegten äußeren elektrischen Feldes beschreibt. Die Güte kann auch mechanisch (z.B. rotierende Lochblende) oder unter Ausnutzung des akkustooptischen Effektes geschaltet werden.

1.3 Polarisationsabhängige Komponenten

Die Verzögerungsplatte

Eine Verzögerungsplatte (auch: Phasenplatte oder Wellenplatte) ist ein optisches Bauteil, dass die Polarisation des transmittierten Lichts ändern kann. Es gibt zwei Arten von

sinnvoll verwendbaren Verzögerungsplatten, die $\lambda/2$ -Platte und die $\lambda/4$ -Platte.

Eine $\lambda/2$ -Platte dreht die Polarisation von linear polarisiertem Licht um maximal 90° , wobei eine Phasendifferenz, des senkrechten und des parallelen Anteils, der halben Wellenlänge ($\lambda/2$) des Lichtes entsteht. Diese Änderung ist reversibel. Passiert das Licht die $\lambda/2$ -Platte von der andern Seite wird die ursprüngliche Polarization wieder hergestellt.

Nach Passage einer $\lambda/4$ -Platte wird linear polarisiertes Licht elliptisch beziehungsweise zirkular polarisiert, hierbei entsteht ebenfalls eine Phasendifferenz. Im Gegensatz zur $\lambda/2$ -Platte ist die Phasendifferenz bei der $\lambda/4$ -Platte ein viertel der Wellenlänge des Lichtes. Passiert das zirkular polarisierte Licht die $\lambda/4$ -Platte von der anderen Seite, so ist es wieder linear polarisiert. Das Licht ist nach der Doppelpassage um 90° in seiner Polarisation gedreht.

Die Pockelszelle

Die Pockelszelle kann, in Kombination mit einem Polarisator, in einem Laser als Güteschalter verwendet werden. Sie zählt zu den elektrooptischen Güteschaltern. Im Wesentlichen besteht sie aus einem doppelbrechenden Kristall mit der ordentlichen Brechzahl n_o und der außerordentlichen Brechzahl n_{ao} an den ein elektrisches Feld angelegt wird. Das elektrische Feld verändert die außerordentliche Brechzahl n_{ao} des Kristalls. Die Abhängigkeit der Brechzahl vom elektrischen Feld wird durch die Gleichung nach [Tei07] beschrieben

$$n(E) \approx n_{ao} - \frac{1}{2}r n_{ao}^3 E. \quad (1.4)$$

Durch Anlegen einer Spannung wird der außerordentliche Brechungsindex so beeinflusst, das sich eine Phasendifferenz von linear polarisierten Licht bildet. Die Phasendifferenz ist dabei abhängig von der Spannung und von der Länge des Kristalls. Daher ist es möglich, die Pockelszelle als Verzögerungsplatte zu verwenden. Mit der passenden elektrischen Spannung wird die Wirkung einer $\lambda/4$ -Phasenplatte oder einer $\lambda/2$ -Phasenplatte erzeugt.

In Verbindung mit einem Polarisator ist es so möglich, die Güte im Resonator zu schalten. Die Abbildung 1.2 zeigt die Pockelszelle als Güteschalter mit $\lambda/4$ und $\lambda/2$ -Spannung.

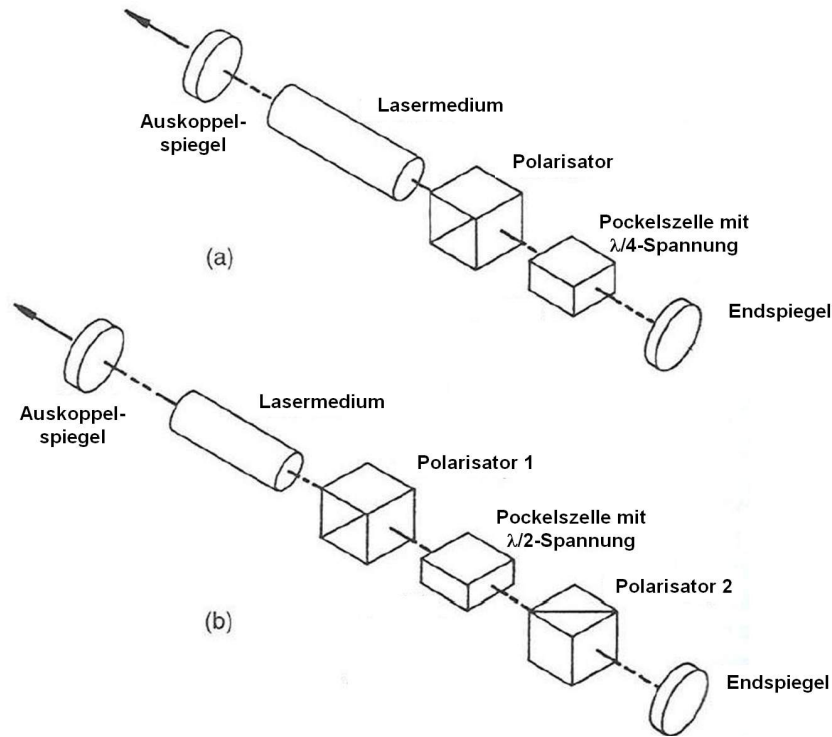


Abbildung 1.2: Elektrooptischer Güteschalter mit a) $\lambda/4$ und mit b) $\lambda/2$ -Spannung [Koe06]

Im ersten Teil der Abbildung ist die Pockelszelle als Güteschalter mit $\lambda/4$ -Spannung dargestellt. Die Polarisation des Lichtes, das vom Lasermedium kommt, wird am Polarisator senkrecht ausgerichtet. Liegt an der Pockelszelle keine Spannung an, wird das Licht reflektiert und läuft zurück zum Lasermedium. Bei eingeschalteter Pockelszelle ist das Licht nach der Pockelszelle zirkular polarisiert. Nach der Reflektion an dem Endspiegel passiert es die Pockelszelle zum zweiten mal und ist wieder linear polarisiert. Durch die Doppelpassage der Pockelszelle hat sich die Polarisation um 90° gedreht. Es kann somit den Polarisator nicht mehr durchlaufen.

Bei der zweiten Verwendung wird die Pockelszelle mit einer $\lambda/2$ -Spannung betrieben. Dadurch wird die Polarisation des senkrecht polarisierten Lichtes um 90° gedreht und

es kann somit den Polarisator 2 passieren. Bei ausgeschalteter Pockelszelle wird die Polarisation des Lichtes nicht verändert und es wird am zweiten Polarisator ausgekoppelt.

Die Prozesse im Inneren der Pockelszelle finden innerhalb einiger Femtosekunden statt. Aufgrund der Schaltzeit der Elektronik wird diese aber meist im Nanosekundenbereich betrieben.

Um möglichst kurze Schaltzeiten zu realisieren, ist es günstig niedrige Schaltspannungen zu verwenden. Um die notwendige Schaltspannung für die $V_{\lambda/2}$ ermitteln zu können [Koe06], wird der elektrooptische Koeffizient $\mathbf{r}$ benötigt (siehe Gleichung 1.5)

$$V_{\lambda/2} = \frac{\lambda}{2 \cdot n^3 \cdot \mathbf{r}}. \quad (1.5)$$

Eine weitere wichtige Eigenschaft ist die Zerstörschwelle. Sie gibt die Intensität an, mit der das Material maximal belastet werden kann. Bei hohen Laserleistungen und kleinen Strahlradien wird eine hohe Zerstörschwelle benötigt, damit die Pockelszelle nicht beschädigt wird. Somit ist es sinnvoll, Materialien mit hoher Zerstörschwelle und einem hohen elektrooptischen Koeffizienten zu wählen.

In der folgenden Tabelle 3.1 sind drei der wichtigsten Materialien für eine Pockelszelle aufgelistet.

	KDP	RTP	BBO
Formelzeichen	KH_2PO_4	RbTiOPO_4	BaB_2O_4
Zerstörschwelle $[\frac{\text{GW}}{\text{cm}^2}]$ bei einer Impulsdauer von 10ns	5	1,8	10
elektroopt. Koeffizient $[\frac{\text{pm}}{\text{V}}]$ bei $\lambda=1064\text{nm}$	10,3	24,5	2,7

Tabelle 1.1: ausgewählte Materialien für die Pockelszelle [Hor03]

Der Dünnschichtpolarisator

Dünnschichtpolarisatoren (engl.: Thin Film Polarisor, TFP) können genutzt werden, um Laserimpulse unterschiedlicher Polarisation von einander zu trennen. Das Schichtsystem eines solchen TFP wirkt als ein Polarisator, es besteht aus optisch dichten und optisch dünnen Schichten. Die beiden Schichten bilden somit eine optische Grenzfläche, weil der Brechungsindex der optisch dünnen Schicht kleiner ist als bei der optisch dicken Schicht. Fällt parallel polarisiertes Licht im Brewsterwinkel auf diese Schichten wird es transmittiert. Senkrecht polarisiertes Licht wird beim Einfall in diesem Winkel zum Teil reflektiert. Um den Grad der Reflektion zu erhöhen, werden mehrere Schichten übereinander gebracht. Durch präzises Design der Dichte der Schichten kommt es zu konstruktiven Interferenzen des reflektierten Lichtes, wie in Abbildung 1.3 gezeigt wird.

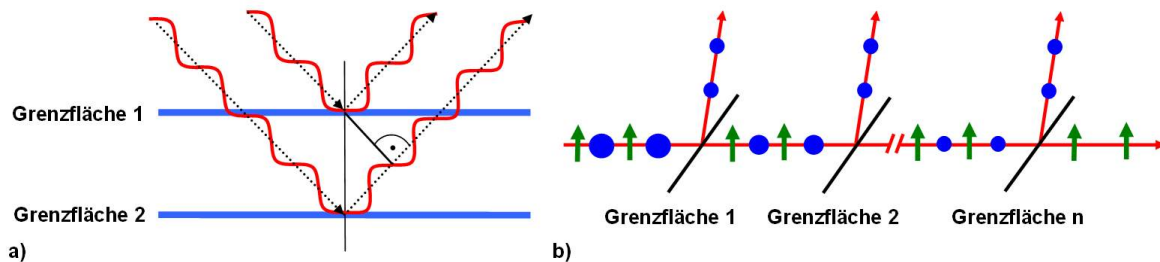


Abbildung 1.3: a) Darstellung der konstruktiven Interferenz der Reflektion an zwei Grenzflächen
b) Darstellung von Reflektion und Transmission von linearpolarisiertem Licht

Der Faraday-Rotator

Der Faraday-Rotator dreht ähnlich wie eine $\lambda/2$ -Platte die Polarisation. Diese Drehung wird durch ein äußeres Magnetfeld, welches an einem doppelbrechenden Kristall anliegt, verursacht. Die Stärke des Magnetfeldes und die Länge des Kristalls bestimmen den Drehwinkel der Polarisation. Im Unterschied zur $\lambda/2$ -Platte ist dieser Vorgang nicht reversibel. Ein Faraday-Rotator dreht die Polarisation immer in eine Richtung, dabei ist es unbedeutend, von welcher Seite aus das Licht in den Kristall einfällt.

Der optische Isolator

Mit der Hilfe eines optischen Isolators ist es möglich, zwei Lichtstrahlen bzw. Impulse die auf der selben optischen Achse, mit der gleichen Polarisation und in entgegengesetzter Richtung verlaufen voneinander zu trennen. Der Isolator besteht aus drei Elementen: einer $\lambda/2$ -Platte, einem Faraday-Rotator und zwei Polarisatoren. Der Verlauf eines Impulses ist in Abbildung 1.4 dargestellt. Das eingekoppelte senkrecht polarisierte Licht (blau) wird im Faraday-Rotator die Polarisation um 45° gedreht. Beim Durchgang der $\lambda/2$ -Platte wird diese Drehung rückgängig gemacht. Reflektiertes Licht, welches in die andere Richtung den Isolator durchläuft (grün), wird von der $\lambda/2$ -Platte um 45° gedreht. Beim Passieren des Faraday-Rotators dreht sich die Polarisation um 45° im selben Drehsinn und der Impuls passiert, parallel polarisiert, TFP 1.

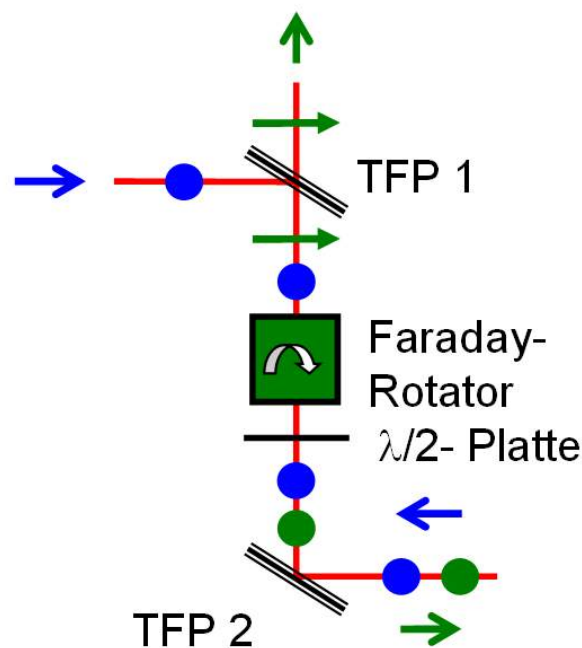


Abbildung 1.4: Verlauf eines linear polarisiertem Impuls im optischen Isolator

1.4 Der regenerative Verstärker

In diesem Kapitel wird ein allgemeiner Überblick über einen regenerativen Verstärker vermittelt. Es handelt sich dabei um einen gütegeschalteten Laser, in den aktiv Laserimpulse eingekoppelt, verstärkt und wieder ausgekoppelt werden. Der prinzipielle Aufbau einer solchen Verstärkeranordnung ist in der Abbildung 1.5 dargestellt. Die Laserimpulsquelle liefert einen Laserimpuls mit definierter Polarisierung, Energie, Wellenlänge und Wiederholrate. Dieser Impuls wird in den Verstärker eingekoppelt. Dabei durchläuft er einen optischen Isolator. Damit der Verstärker die Impulse verstärken kann, wird er optisch gepumpt. Nach der Verstärkung wird der Impuls wieder ausgekoppelt und vom optischen Isolator zum Ausgang geleitet.

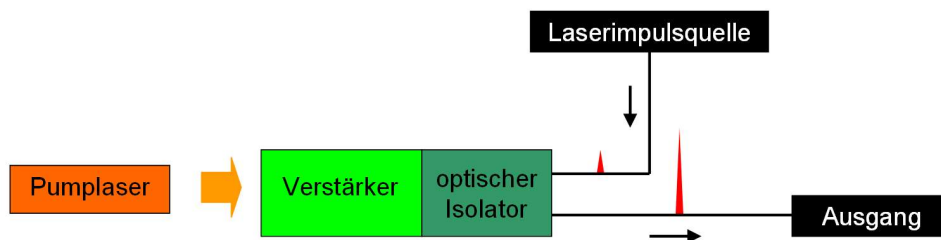


Abbildung 1.5: Schematische Darstellung einer Anordnung zur Verstärkung von Laserimpulsen.

Im Gegensatz zu einem Multipassverstärker, bei dem die Anzahl der Umläufe im Resonator durch dessen Geometrie fest vorgeschrieben ist, kann die Anzahl der Umläufe bei einem regenerativen Verstärker variiert werden. Ein Multipassverstärker ist ebenfalls ein Resonator mit einem aktiven Medium, aber er verfügt über keine aktive Ein- und Auskopplung und hat eine festgelegte Anzahl von Durchgängen durch das verstärkende Medium.

Die Verstärkung kann beim regenerativem Verstärker über zwei Wege geregelt werden. Eine Möglichkeit ist die Steuerung der Leistung des Pumplasers. Hierdurch kann die Verstärkung bei einem Umlauf (Einzelpassverstärkung) über die Größe der Inversion geregelt werden. Eine weitere Möglichkeit ist die Änderung der Aufenthaltsdauer des Im-

pulses im Verstärker. Diese Zeit bestimmt die Anzahl der Umläufe und wird mit einem elektronisch gesteuerten optischen Schalter (Pockelszelle) im Verstärker geregelt. Der gesamte Vorgang läuft dabei in drei Phasen ab: der Einkopplungsphase, der Verstärkungsphase und der Auskopplungsphase. In der Einkopplungsphase wird das Lasermedium bis zur Absorptionssättigung gepumpt und die Laseraktivität unterdrückt. Die Absorptionssättigung ist erreicht, wenn soviel Photonen spontan emittiert wie Pumpphotonen absorbiert werden. Nach dem Einkoppeln oszilliert der Impuls während der Verstärkungsphase im Resonator. In der letzten Phase wird der Impuls ausgekoppelt und durchläuft den optischen Isolator.

2 Funktion des realisierten regenerativen Verstärkers

Die Auswahl des geeigneten Resonatordesigns ist sehr wichtig, damit eine effektive Verstärkung der Impulse gewährleistet werden kann. Bei dem Design wurde sich an einer Veröffentlichung von Gifford und Weingarten [GK92] orientiert, welche die Ein- und Auskoppelung des Lichtes in und aus dem geschlossenen Resonator mit nur einer Pockelszelle realisiert.

Der Aufbau kann in zwei Gruppen unterteilt werden: der optische Isolator und der Resonator mit Lasermedium und Pumpquelle. Der optische Isolator ermöglicht die Trennung von Ein- und Auskoppelstrahl. Eine Übersicht des gesamten Aufbaus ist in Abbildung 2.1 gegeben.

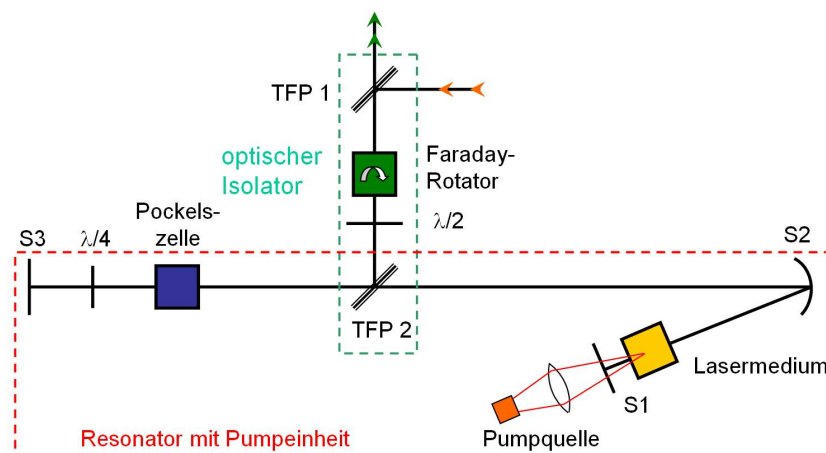


Abbildung 2.1: Schematischer Aufbau des regenerativen Verstärkers

Die Einkoppelphase

Die komplette Einkoppelphase ist in Abbildung 2.2 dargestellt. Der Laserimpuls wird durch einen Faradayrotator und eine $\lambda/2$ -Platte geschickt. Diese Anordnung von TFP 2, Faradayrotator und $\lambda/2$ -Platte dient zum Ein- und Auskoppeln der Laserimpulse. Der eingekoppelte Laserimpuls durchläuft eine ausgeschaltete Pockelszelle, ohne eine Veränderung der Polarisation zu erfahren. Gleich hinter der Pockelszelle folgt eine $\lambda/4$ -Platte, welche den senkrecht polarisierten Laserimpuls zirkular polarisiert. Am Spiegel S3 wird der Laserimpuls reflektiert und wieder durch die $\lambda/4$ -Platte geschickt. Auf Grund des zweifachen Durchgangs durch die $\lambda/4$ -Platte ist der Laserimpuls nun parallel polarisiert. Die Pockelszelle bleibt weiterhin ausgeschaltet und lässt den Laserimpuls wieder unverändert zu TFP 2 durch. Der parallel polarisierte Laserimpuls passiert TFP 2 nahezu ohne Verlust und erreicht nach einem halben Resonatorumlauf das aktive Medium.

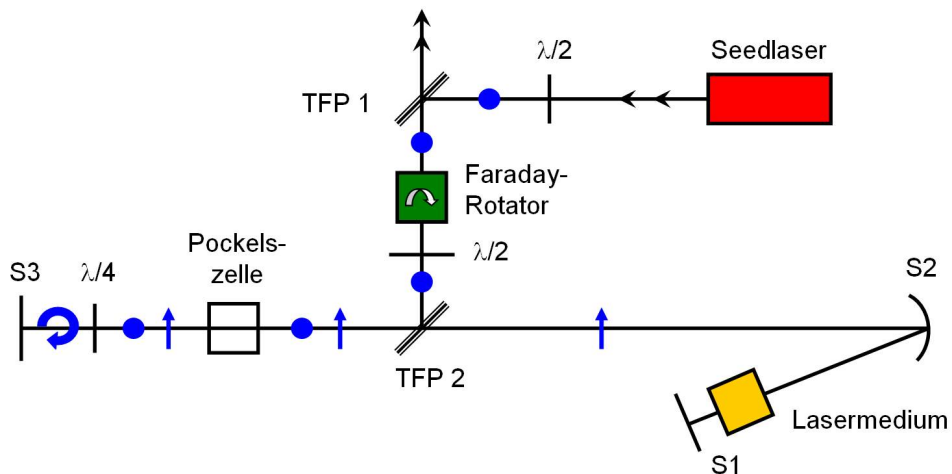


Abbildung 2.2: Bei der Einkoppelphase wird der senkrecht polarisierte Impuls (blau) an allen TFP reflektiert. Beim Durchgang durch den optischen Isolator erfährt er keine Änderung in seiner Polarisation. Nach dem Doppeldurchgang der $\lambda/4$ -Platte ist der Impuls parallel polarisiert.

Die Verstärkungsphase

Im Lasermedium wird der Laserimpuls verstärkt und am darauf folgenden Spiegel S1 zurückreflektiert. Jetzt wird die Pockelszelle mit der $\lambda/4$ -Spannung eingeschaltet. Die Pockelszelle hat durch die jetzt anliegende $\lambda/4$ -Spannung die Wirkung einer $\lambda/4$ -Platte. Beim Durchgang durch Pockelszelle und $\lambda/4$ -Platte, dreht sich die Polarisation um 90° . Nach der Reflektion am Spiegel S3 durchläuft der Laserimpuls wieder die beiden optischen Komponenten und ist somit wieder parallel polarisiert. Solange die Pockelszelle im eingeschalteten Zustand bleibt, oszilliert der Laserimpuls so zwischen den beiden Endspiegeln des Resonators hin und her. Bei jedem Umlauf durchläuft er das Lasermedium und wird verstärkt. Durch die Verstärkungssättigung ist die Energie des Laserimpulses begrenzt, hierbei sind die Verluste, welche bei einem Umlauf entstehen, gleichhoch wie die Verstärkung in diesem Umlauf. Die komplette Verstärkungsphase ist in der Abbildung 2.3 dargestellt.

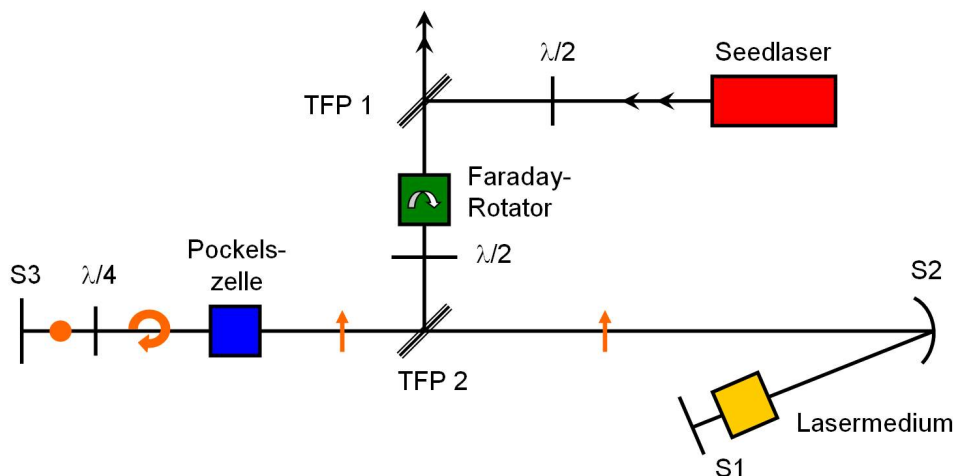


Abbildung 2.3: Bei der Verstärkungsphase liegt an der Pockelszelle die $\lambda/4$ Spannung an. Der Impuls, der vom Lasermedium kommt, wird am TFP 2 transmittiert. Nach der Passage der Pockelszelle und der $\lambda/4$ -Platte ist er senkrecht polarisiert. Der Impuls wird am Spiegel S3 reflektiert und hat nach erneuter Passage wieder seine ursprüngliche parallele Polarisation wieder.

Die Auskoppelphase

Um den Laserimpuls wieder auszukoppeln wird die Pockelszelle ausgeschaltet. Die Abbildung 2.4 zeigt die Auskoppelphase. Der parallel polarisierte Laserimpuls wird somit beim doppelten Durchgang durch die $\lambda/4$ -Platte senkrecht polarisiert. Beim Auftreffen auf den TFP 2 wird er in die Richtung des optischen Isolators reflektiert. Nach der Passage durch den optischen Isolator ist der Impuls parallel polarisiert und wird am TFP 1 ausgekoppelt (transmittiert).

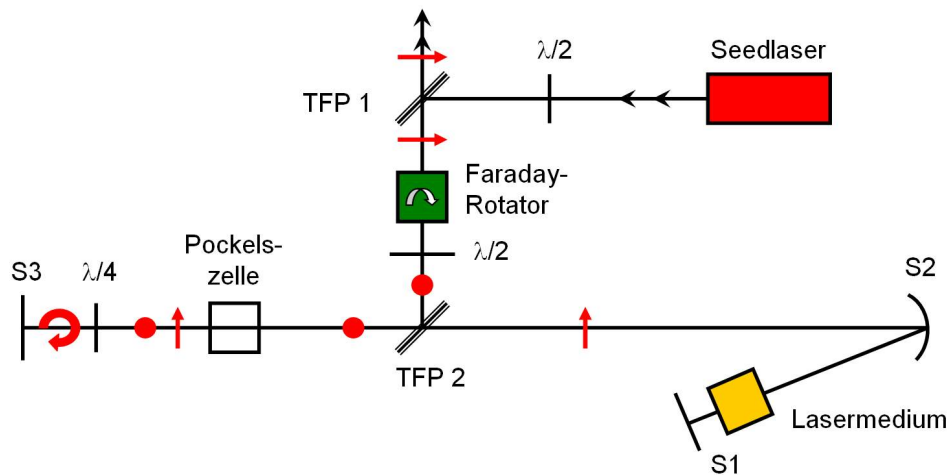


Abbildung 2.4: Bei der Auskoppelphase liegt an der Pockelszelle keine Spannung an. Der verstärkte Impuls, der vom Lasermedium kommt, wird am TFP 2 transmittiert. Nur bei der Passage der $\lambda/4$ -Platte ändert sich seine Polarisation. Beim erneuten Auftreffen auf den TFP 2 ist er senkrecht polarisiert und wird zum optischen Isolator reflektiert. Der optische Isolator dreht seine Polarisation um 90° .

3 Simulation und Berechnungen des regenerativen Verstärkers

Die Berechnung dient zur Ermittlung der notwendigen Spiegelradien und Abstände. Hierbei wurde zuerst von der einfachsten Form des Resonators mit zwei Planspiegeln und einem gekrümmten Spiegel ausgegangen (siehe Abbildung 3.1). Die Länge des Resonators wurde auf 3,5m festgelegt, damit ist genügend Zeit vorhanden um einen oder mehrere Impulse ein- und auszukoppeln.

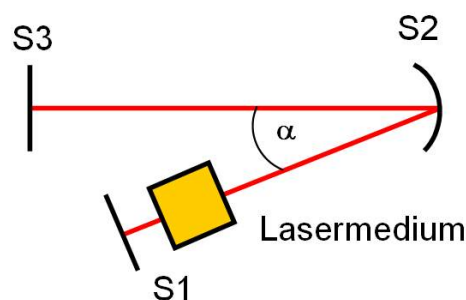


Abbildung 3.1: Die einfachste Form des Resonators

Um ein bestimmtes Mass an Mobilität zu gewährleisten, soll der Verstärker auf ein transportables Laborbrett montiert werden, dafür ist es notwendig ihn zu falten. Dadurch ergibt sich eine neue komplexere Form des Resonators, welche in Abbildung 3.2 dargestellt ist.

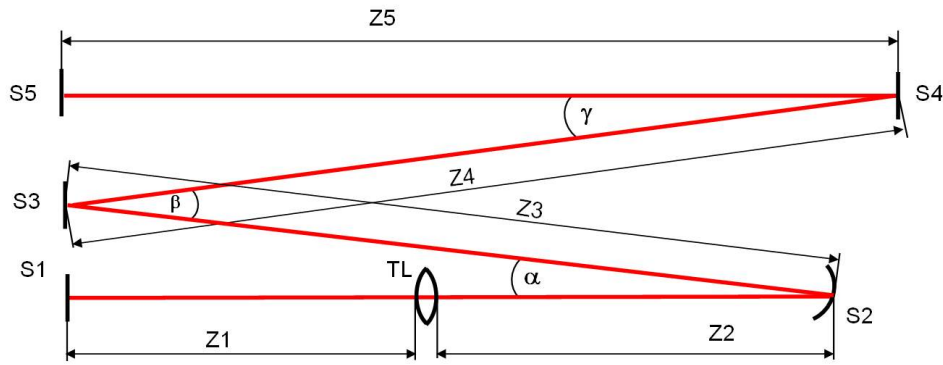


Abbildung 3.2: Skizze des geplanten Resonators mit einer thermischen Linse TL und den Spiegeln S1, S2, S3, S4 und S5

Ziel der Berechnung ist die Ermittlung der Abstände (Z), der Radius des Spiegels S2, die maximalen Winkel (α , β und γ) und der Einfluss einer thermischen Linse (TL) für eine stabile Resonatorform. Die thermische Linse entsteht beim Pumpen durch den Wärmeeintrag im optischen Medium. Dabei kommt es im Medium zu einem Temperaturgradient, der zu einem Brechzahlgradienten und damit zur Ausbildung einer Gradientenindexlinse führt.

Ein weiterer wichtiger Aspekt ist der Radius der Stahlquerschnittsfläche. Er sollte am Ort der Pockelszelle möglichst groß sein, damit verteilt sich die Energie auf eine größere Fläche und das Material wird nicht so stark belastet. Um eine Inversion aufbauen zu können, sollte der Radius im Lasermedium möglichst klein sein. Er ist bei der Entwicklung des Resonators mit zu beachten.

3.1 Berechnung der Resonatorform

Anhand der Skizze 3.2 kann die Berechnung des Radius und der Stabilität durchgeführt werden. Diese Berechnung liefert eine Matrix, welche die Strahlform des gesamten Resonators beschreibt. Diese Matrix ist eine 2x2 Matrix mit den Einträgen A, B, C und D [KL].

Die Stabilität des Resonators kann mit den Werten A und D dieser Matrix und der Gleichung 3.1 überprüft werden. Damit der Resonator stabil arbeiten kann, muss das Stabilitätskriterium $-1 \leq m \leq 1$ [Hor03] eingehalten werden, wobei m als

$$m = \frac{A + D}{2} \quad (3.1)$$

definiert ist. Der Strahlradius kann mit der Gleichung 3.2 berechnet werden [Hor03]

$$\omega(z) = \sqrt{\frac{|B(z)| \cdot \lambda}{\pi}} \cdot \sqrt{\frac{1}{1 - m}}. \quad (3.2)$$

Im nächsten Schritt erfolgt die Berechnung der Matrix. Hierbei werden ABCD-Matrizen der optischen Bauelemente der Reihe nach multipliziert. Das Ergebnis ist eine 2x2 Matrix welche nach der Gleichung

$$M = M_{S1} \cdot M_{Z1} \cdot M_{TL} \cdot M_{Z2} \cdot M_{S2} \cdot M_{Z3} \cdot M_{S3} \cdot M_{Z4} \cdot M_{S4} \cdot M_{Z5} \cdot M_{S5} \cdot M_{Z5} \cdot M_{S4} \cdot M_{Z4} \cdot M_{S3} \cdot M_{Z3} \cdot M_{S2} \cdot M_{Z2} \cdot M_{TL} \cdot M_{Z1} \quad (3.3)$$

berechnet wird. Diese Matrizenmultiplikation ist in der Regel nicht kommutativ und müsste von rechts aufgeführt werden. In diesem Fall werden aber auf dem Hin- und Rückweg die selben Komponenten durchlaufen. Die Matrix bleibt auch bei umgekehrter Reihenfolge gleich [Sch03].

Jedes zur Berechnung verwendete Bauelement hat eine charakteristische ABCD-Matrix. Zur Vereinfachung der Berechnung wurden die Pockelszelle, die $\lambda/4$ -Platte und der TFP nicht mit verwendet. Diese Komponenten verursachen nur minimale optische Veränderungen im Resonator und können deshalb vernachlässigt werden. Das verwendete Lasermedium wird durch die thermische Linse ersetzt. Es werden die folgenden Matrizen für die Berechnung benötigt [KL]:

$M_Z = \begin{pmatrix} 1 & z \\ 0 & 1 \end{pmatrix}$	Matrix für den Abstand z zweier optischen Elemente
$M_{TL} = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ \frac{1}{f_{TL}} & 1 \end{pmatrix}$	Matrix für eine thermische Linse mit einem Fokus von f_{TL}
$M_{Sp} = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ -\frac{2}{R} & 1 \end{pmatrix}$	Matrix für die Reflektion an einem Spiegel mit dem Radius R

Durch das Falten fällt das Licht in verschiedenen Winkeln auf die Spiegel des Resonators. Bei Reflexionen an gekrümmten Spiegeln muss der dadurch auftretende Astigmatismus beachtet werden. Der Astigmatismus entsteht, wenn Licht in einem Winkel zur optischen Achse auf eine Linse oder einen Spiegel fällt. Beim Astigmatismus werden zwei Anteile betrachtet: Der tangentielle und der sagittale Anteil. Fällt Licht in einem Winkel θ auf einen gekrümmten Spiegel (Linse), so ist die Ebene, welche durch die optische Achse und der Strahlmitte aufgespannt wird, die tangentielle Ebene. Die sagittale Ebene steht senkrecht auf der tangentialen Ebene und durchkreuzt ebenfalls die Strahlmitte. Nach Diels und Rudolph [DR06] ändert sich der Fokusabstand eines gekrümmten Spiegels nach Gleichung (3.4) und (3.5). Die Abbildung 3.3 veranschaulicht diesen Effekt.

$$f_{\text{tangential}} = \frac{R}{2} \cdot \cos\theta \quad (3.4)$$

$$f_{\text{sagittal}} = \frac{R}{2 \cdot \cos\theta} \quad (3.5)$$

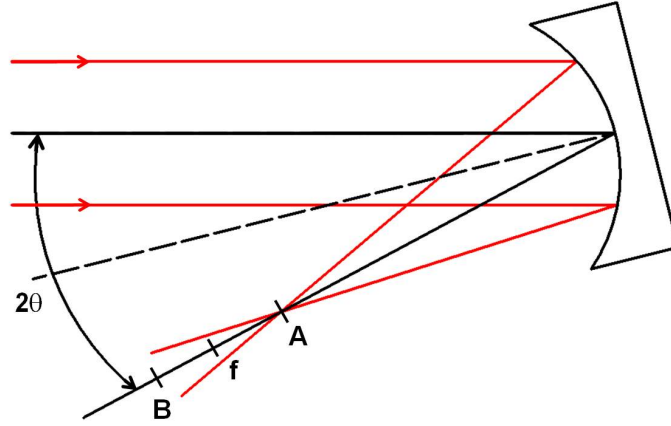


Abbildung 3.3: Bei der Fokussierung in einem Winkel zur optischen Achse (gestrichelte Linie) kommt es zur Bildung von Astigmatismus. Punkt A zeigt den Fokus der tangentialen Ebene. Der Abstand des Punktes A ist $\frac{R}{2} \cdot \cos \Theta$. Punkt B ist der Fokus der sagittalen Ebene. Der Abstand des Punktes B ist $\frac{R}{2 \cdot \cos \Theta}$. Punkt f steht für die Fokusweite ohne Astigmatismus. [DR06]

Aus den zwei Formeln für den Fokusabstand resultieren zwei neue Matrizen (siehe Tabelle 3.1) für die Reflektion an den gekrümmten Spiegeln. Folglich muss die gesamte Berechnung der Matrix zweimal durchgeführt werden: Einmal für die tangentiale und einmal für die sagittale Ebene im Resonator, für die beide jeweils das Stabilitätskriterium ($m_{sagittal}$ und $m_{tangential}$) erfüllt sein muss.

$M_{tangential} = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ \frac{-2 \cdot \cos \theta}{R} & 1 \end{pmatrix}$	Transferrmatrix für die Reflektion der tangentialen Ebene
$M_{sagittal} = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ \frac{-2}{R \cdot \cos \theta} & 1 \end{pmatrix}$	Transferrmatrix für die Reflektion der sagittalen Ebene

Tabelle 3.1: Transferrmatizen für die Reflektion an einer gekrümmten Fläche der tangentialen und sagittalen Ebene im Winkel θ

Die thermische Linse wurde mit einer Brennweite von maximal $f_{th} = -25\text{ mm}$ abgeschätzt. Nach der folgenden Gleichung [CBD⁺04] gilt:

$$f_{th} = \frac{2 \cdot \pi \cdot \omega^2 \cdot \kappa_c}{\eta_h \cdot P_{abs} \cdot \chi}. \quad (3.6)$$

Dabei ist κ_c die Wärmeleitfähigkeit des FP-Glasses mit $0,9 \frac{W}{m \cdot K}$ [PHT⁺04], η_h die Wärmebelastung mit 0,2 und χ der optische thermale Koeffizient mit $-8,3 \cdot 10^{-6} K^{-1}$ [PHT⁺04]. Die Wärmebelastung steht für den Anteil der Pumpenergie welcher in Wärme umgewandelt wird und wurde mit 10% aus dem Quantendefekt und 10% aus anderen Wärmequellen wie zum Beispiel Reabsorbtion abgeschätzt. Der optische thermale Koeffizient ist eine materialspezifische Größe und gibt an, wie stark das Material eine thermische Linse bilden kann.

3.2 Ergebnisse der Simulation und der Berechnungen

Die gesamte Berechnung wurde mit Computersoftware Mathematica durchgeführt und ein Diagramm mit dem Verlauf des Strahlradius erstellt. Der genaue Berechnungsformalismus ist im Anhang D aufgeführt.

Das Resultat der Berechnung ist in der Abbildung 3.4 gezeigt. Alle Parameter wurden so gewählt, um eine bestmögliche Stabilität zu erreichen. In dieser Form ist der Strahl sehr stark deformiert und der tangentielle Anteil zu groß für die Apparatur der Pockelszelle.

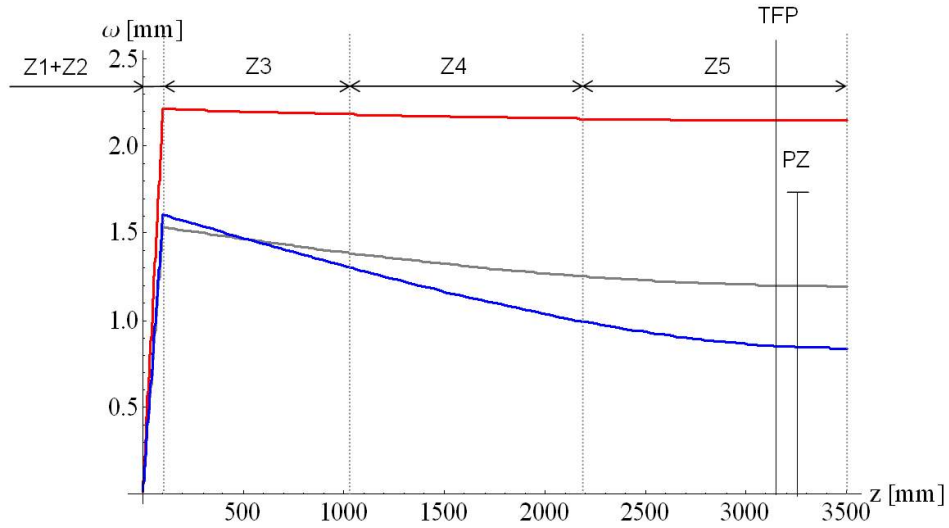


Abbildung 3.4: Simulation der Strahlform im Resonator, mit Positionen der Pockelszelle (PZ) und dem TFP. Rot: Strahl der tangentialen Ebene; Blau: Strahl der sagittalen Ebene; Grau: Strahl ohne Astigmatismus

Um dieses Problem zu beheben wurden die Planspiegel S3, S4, und S5 durch Spiegel mit einem Radius von 3000 mm ersetzt (siehe Abbildung 3.5).

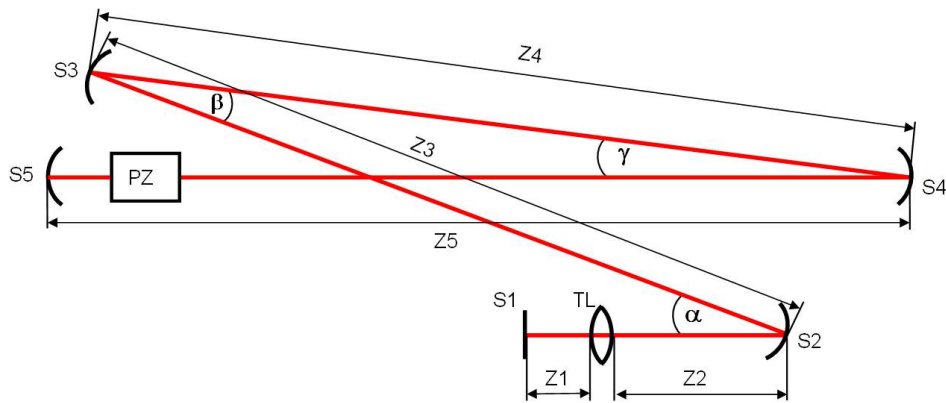


Abbildung 3.5: Resonator Skizze mit Pockelszelle (PZ) und der thermischen Linse (TL)

Dadurch konnte ein kleinerer Strahlradius erzeugt werden. Das Resultat dieser Änderung ist in der Abbildung 3.6 gezeigt.

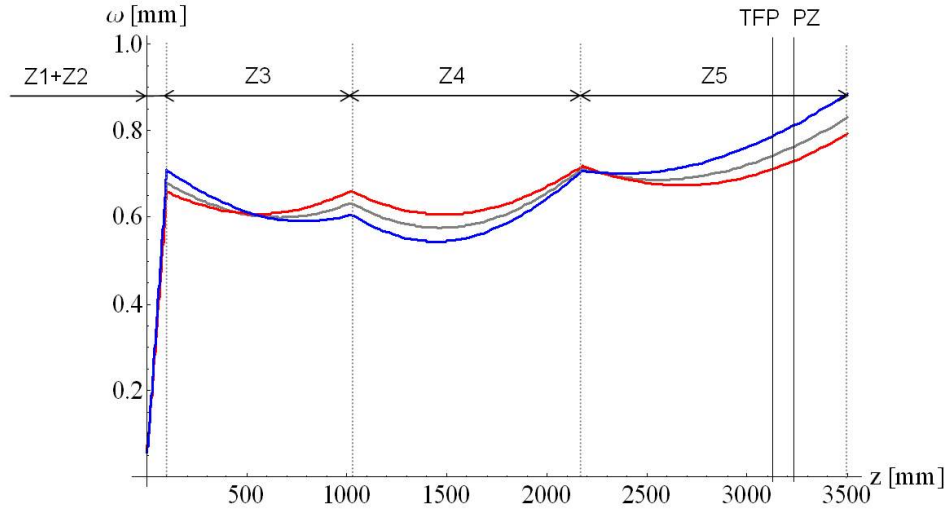


Abbildung 3.6: Simulation der Strahlform im Resonator, mit Positionen der Pockelszelle (PZ) und dem TFP. Rot: Strahlform der tangentialen Ebene; Blau: Strahlform der sagittalen Ebene; Grau: Strahlform ohne Astigmatismus

Es konnte ebenfalls erreicht werden, dass der Radius an der Position des Lasermediums in der Größenordnung des Pumpradius ($r_{Pumpradius}=150\text{ }\mu\text{m}$) liegt (siehe Abbildung 3.7). In den übrigen Bereichen (Z3, Z4 und Z5) ist der Radius zehnmal größer als an der Position des Lasermediums.

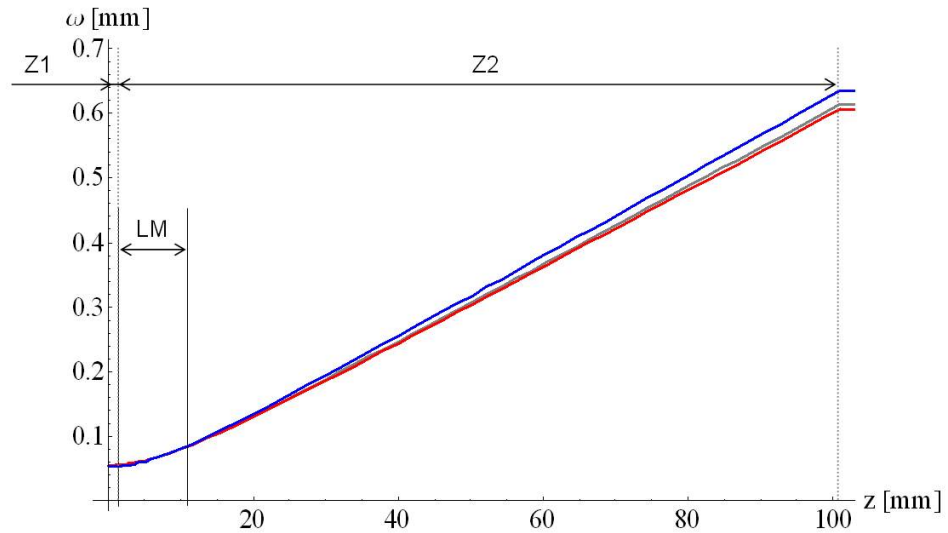


Abbildung 3.7: Vergrößerung des Bereichs Z1+Z2 aus der Abbildung 3.6 mit dem Lasermedium (LM)

Es konnte das Ziel der Simulationen, die Strahlform anzupassen, bei einer hohen Stabilität erreicht werden. Alle Parameter des Resonators sind in der Tabelle 4.3 zusammengefasst. Die Simulation zeigte, dass bei einer Brennweite der thermischen Linse von $f_{th} < |15| \text{ mm}$ die Stabilität nicht mehr gegeben war. Bei der Abschätzung der thermischen Linse wurden die Parameter mit sehr hohen Werten angenommen, sodaß diese Grenze von $f_{th} = |15| \text{ mm}$ nicht erreicht werden kann.

Parameter		Spiegel	Radius [mm]	Strecke	Länge [mm]
ω_{PC}	0,8 mm	S1	Plan	Z1	1,5
α	9°	S2	200	Z2	99
β	7,5°	S3	3000	Z3	920
γ	9,5°	S4	3000	Z4	1156
$m_{sagittal}$	-0,01	S5	3000	Z5	1325
$m_{tangential}$	0,32				

Tabelle 3.2: Die Ergebnisse aus der Simulation für den Resonator.

4 Auswahl und Charakterisierung der Komponenten

4.1 Das Lasermedium

Das Lasermedium ist eine wesentliche Komponente in einem Laser. Es bestimmt die notwendige Pumpwellenlänge und die Laserwellenlänge. Als Lasermedium wurde ytterbiumdotiertes Fluorid-Phosphatglas (Yb:FP-Glas) verwendet. Es bietet sich aufgrund seines Emissionsspektrums besonders gut an, um Impulse mit einer Wellenlänge im Bereich von 1020 nm bis 1080 nm zu verstärken. Ein weiterer Vorteil ist die Möglichkeit, es mit Laserdioden zu pumpen. Seine Eigenschaften für den Laserprozess sind ähnlich wie beim ytterbiumdotierten Kalziumfluorid (Yb:CaF₂), welches für später geplante Experimente eingesetzt wird.

Wie auch für die anderen optischen Bauelemente ist die Zerstörschwelle ein wichtiger Parameter für das Lasermedium. Das verwendete FP-Glas hat eine Zerstörschwelle von $50 \frac{J}{cm^2}$ [Sie06] bei einer Impulslänge von 10 ns. Bei diesem Aufbau hat die niedrigste Zerstörschwelle die Pockelszelle mit $8,5 \frac{J}{cm^2}$ [dat04]. Die Zerstörschwelle des Lasermediums ist circa sechs mal höher als die der Pockelszelle beispielsweise. Sie muss beachtet werden, da die Strahlquerschnittsfläche, am Ort des Lasermediums sehr klein, nur ein hundertstel des Querschnittes als am Ort der Pockelszelle, ist.

Das in dem hier realisierten Laser verwendete Material ist mit Ytterbium dotiert.

Ytterbium hat im Bezug auf den Laserprozess eine besondere Eigenschaft. Es ist ein Quasi-Drei-Niveau-System. Bei diesem System ist das Grundniveau mit dem unteren Laserniveau thermisch gekoppelt. Vereinfacht ist das Prinzip eines solchen Quasi-Drei-Niveau-System in Abbildung 4.1 dargestellt.

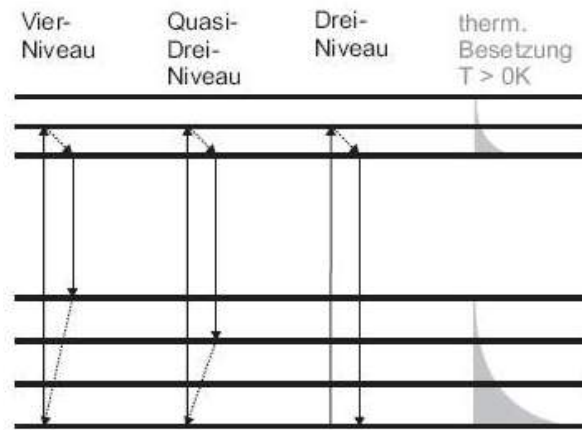


Abbildung 4.1: links: Vier-Niveau-System der Laserübergang endet auf dem unteren Laserniveau. Mitte: Quasi-Drei-Niveau-System, das untere Laserniveau ist mit dem Grundniveau thermisch gekoppelt. Rechts: Drei-Niveau-System, der Laserübergang endet auf dem Grundniveau. [Joc06]

Der Vorteil von Ytterbium ist, dass es mit einem geeigneten Wirtsmaterial ein sehr breites Emissionsspektrum besitzt. Es verfügt außerdem über eine sehr lange Lebensdauer, was sich zum Pumpen gut ausnutzen lässt. Ein Nachteil ist, dass Absorptions- und Emissionsspektrum sich überlappen, dadurch kommt es zur Reabsorption in dem Wellenlängenbereich der Überlappung.

Mit Ytterbium dotierte Gläser haben im Vergleich zu Ytterbium dotierten Kristallen keine doppelbrechenden Eigenschaften und sind einfacher in der Herstellung.

Für das Lasermedium ist es notwendig, die Wellenlänge des zu verstärkenden Impulses emittieren zu können. Yb:FP-Glas emittiert effektiv bei Wellenlängen von 1020 nm bis 1080 nm. Der Absorptions- und Emissionsquerschnitt des hier verwendeten FP-Glases wird in Abbildung 4.2 gezeigt. Der Absorptionsquerschnitt zeigt ein Absorptionsmaxi-

mum bei einer Wellenlänge von 975 nm, welches sich zum optischen Pumpen gut ausnutzen lässt, wenn die Pumpwellenlänge während des Pumpens konstant gehalten werden kann.

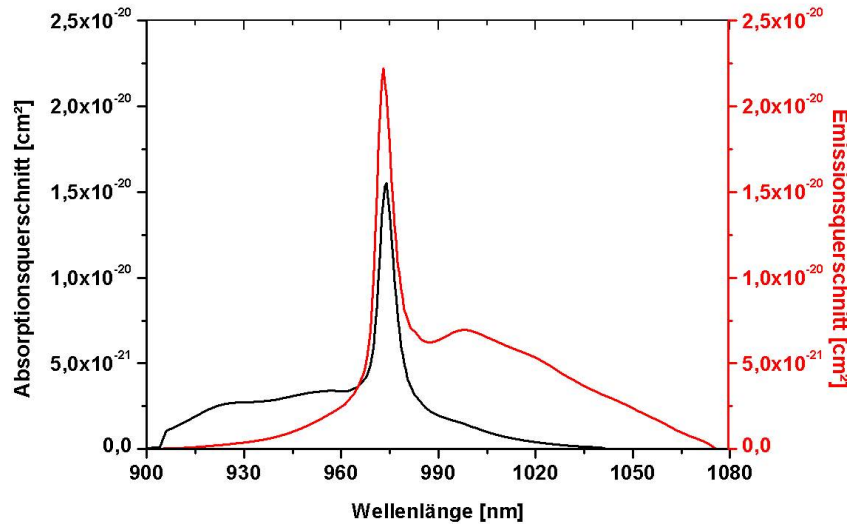


Abbildung 4.2: Absorptions- und Emissionsspektrum von FP-Glas[Sie06]

Die Zusammensetzung der Schmelze des hier verwendeten FP20 -Glasses ist 20 Mol% $Sr(PO_3)_2$, 30 Mol% AlF_3 , 10 Mol% MgF_2 , 22 Mol% CaF_2 , 18 Mol% SrF_2 . Der Anteil von Yb^{3+} -Ionen beträgt $8 \cdot 10^{20} \frac{1}{cm^3}$ [Sie06]. Der Brechungsindex dieser Zusammensetzung ist nach [ET00] $n=1.50964$.

Als Glas hat Fluorid-Phosphat eine schlechtere Wärmeleitfähigkeit im Vergleich zu Kristallen. Seine Wärmeleitfähigkeit ist mit $0,9 \frac{W}{mK}$ [PHT⁺04] viel geringer als die des CaF_2 mit $6,1 \frac{W}{mK}$ [BDC⁺08]. Aus diesem Grund ist es wichtig, das Lasermedium mit einer aktiven Kühlung zu versehen.

4.2 Die Pumpquelle

Damit das Lasermedium optimal gepumpt werden kann, ist es notwendig die Eigenschaften der Pumpquelle sehr gut zu kennen. Als Pumpquelle wird eine Laserdiode verwendet, deren Spektrum ist in Abbildung 4.3 dargestellt.

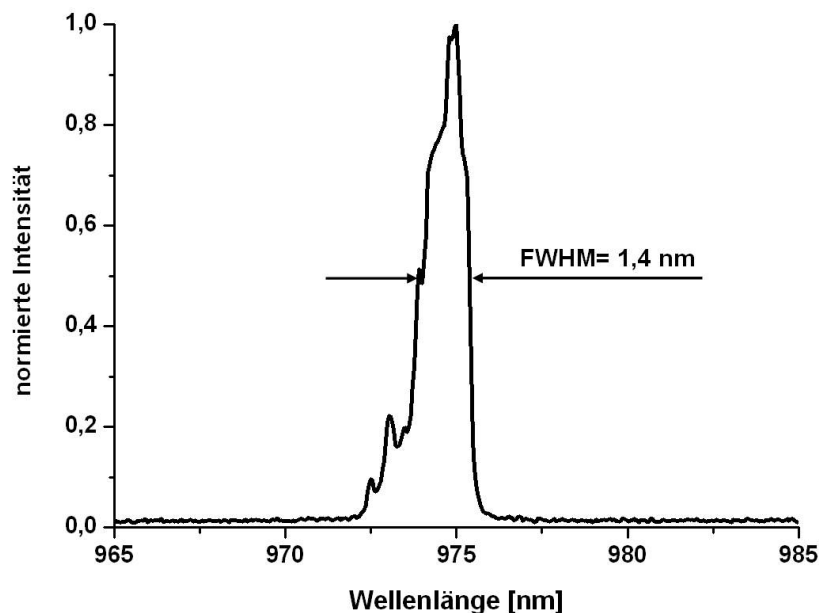


Abbildung 4.3: Wellenlängenspektrum der Pumpdiode: Diodenstrom 4 A, Diodentemperatur 30 °C

Bei Laserdioden ändert sich die emittierte Wellenlänge mit der Temperatur der Laserdiode. Diese Änderung kann mehrere Nanometer Wellenlängendrift umfassen. Um das Lasermedium mit der für die maximale Absorption notwendigen Wellenlänge zu pumpen, ist es wichtig, die Emission der Laserdiode genau anzugleichen. Um die Emission der Laserdiode genau anpassen zu können, wurden verschiedene Messungen durchgeführt. Zum einen wurde der elektrische Strom mit dem die Diode versorgt wird und damit die optische Leistung der Diode verändert und zum anderen wurde die Temperatur der Diodenhalterung verändert. Der elektrische Strom mit dem die Diode versorgt wird sorgt für einen zusätzlichen Wärmeeintrag im Zentrum der Diode und sorgt so ebenfalls für eine Änderung der Wellenlänge. Aus diesen Messungen konnte ein Diagramm erstellt

werden (siehe Abbildung 4.4), welches die Abhängigkeit der Wellenlänge von der Temperatur bei verschiedenen Strömen beziehungsweise Leistung zeigt.

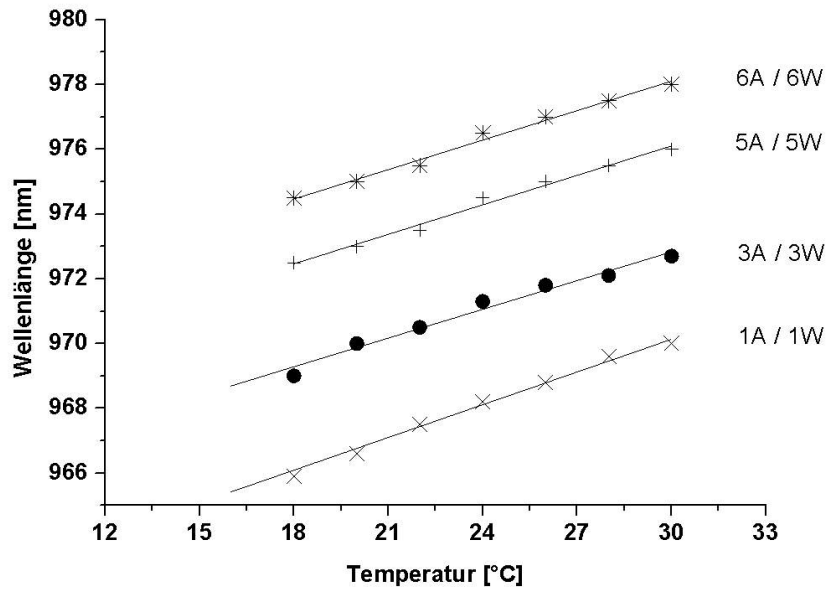


Abbildung 4.4: Temperaturverhalten bei verschiedenen Strömen beziehungsweise Ausgangsleistung der Laserdiode

Um das Licht von der Pumpdiode in das Lasermedium zu überführen wird eine optische Linsenanordnung benötigt. Das Licht wird über zwei Linsen durch den Spiegel S1 in das Lasermedium fokussiert (Abbildung 4.5). Der Spiegel S1 hat eine Beschichtung, die das Pumplicht ($\lambda_{Pump} = 977 \text{ nm}$) transmittiert und das Laserlicht ($\lambda_{Laser} > 1000 \text{ nm}$) reflektiert. Zum Schutz der Pumpdiode wurde ein weiterer Spiegel direkt hinter der Pumpdiode, als zusätzlicher Filter, angeordnet. Er hat die gleiche Beschichtung wie die Pumpspiegel. Es ist möglich das ein Laserimpuls mit hoher Intensität beim Pumpspiegel S1 zu einem geringen Teil transmittiert wird. Der Pumpspiegel 2 reflektiert diesen Impuls und verhindert somit sein Vordringen zur Pumpdiode und deren Beschädigung.

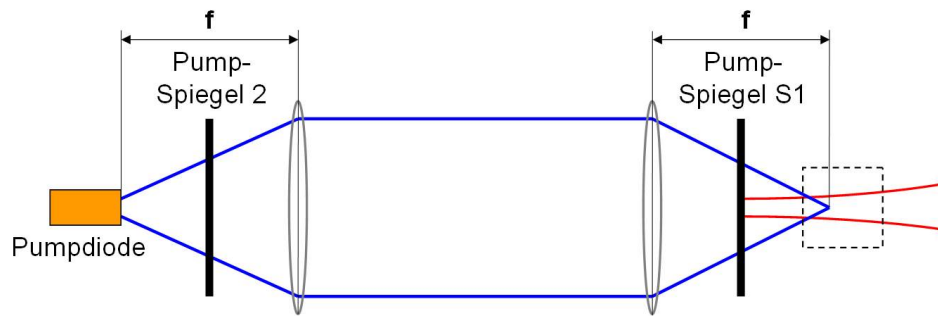


Abbildung 4.5: Pumpanordnung mit Pumpspiegel S1 als Resonatorendspiegel und Pumpspiegel 2 zum Schutz der Pumpdiode.

4.3 Der Seedlaser

Ein Nd:YAG Laser dient als Seedlaser zur Charakterisierung des regenerativen Verstärkers. Es handelt sich um einen gepulsten Laser mit einer Wiederholrate von 10 Hz. Dieser Laser kann als Seedlaser verwendet werden, da zur Verstärkung nur die Wellenlänge der Impulse mit der im Resonator anschwingenden Wellenlänge übereinstimmen muss. Mit Nd:YAG als Lasermedium emittiert das Laserlicht mit einer Wellenlänge von 1064 nm. Das Spektrum ist in der Abbildung 4.6 dargestellt.

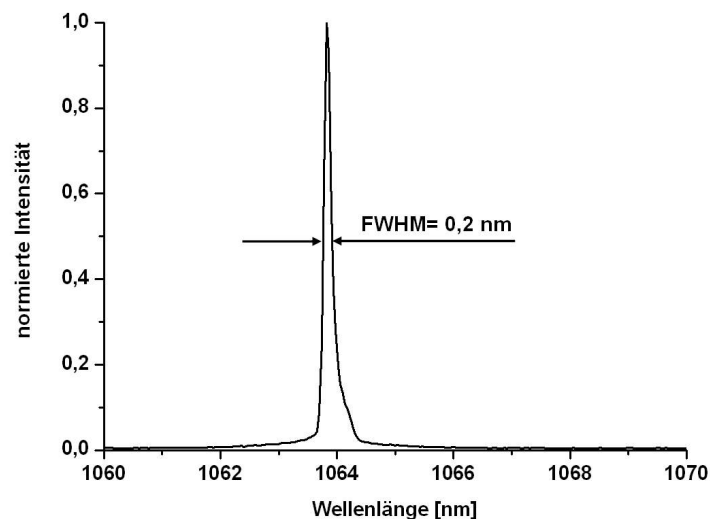


Abbildung 4.6: Wellenlängenspektrum des Seedlasers

Die Messung der Impulslänge des Seedimpulses wird in der Abbildung 4.7 dargestellt. Diese Messung hat einen systematischen Messfehler, welcher auf die Reaktionszeit der verwendeten Photodiode zurückzuführen ist.

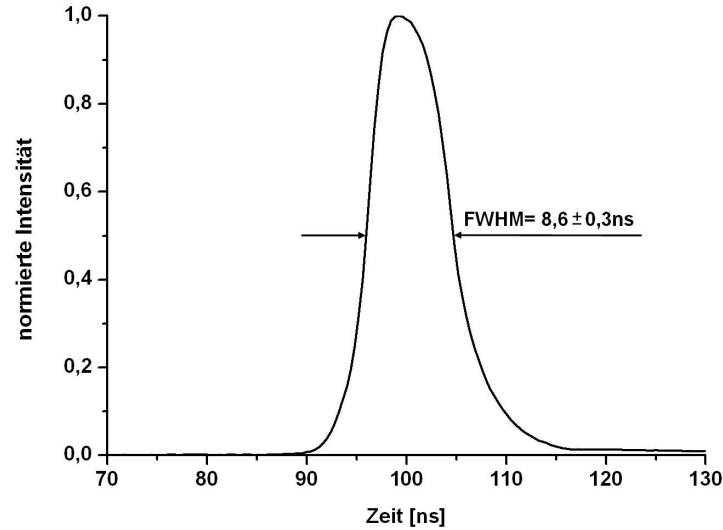


Abbildung 4.7: Impulslänge des Seedimpulses

Mit einer Energie von mehr als 25 mJ sind die Impulse des Seedlaser zu stark um im Resonator verstärkt zu werden, deshalb muss die Energie der Laserimpulse angepasst werden. Mit Hilfe von verschiedenen charakterisierten Graufiltern und der Reflektion an einer Glassplatte kann der Impuls abgeschwächt werden. Auf diese Weise wird die Impulsenergie auf circa $20 \mu\text{J}$ reduziert.

Für die geplante Nutzung des regenerativer Verstärkers soll später ein Kurzpulsoszillator im Femtosekundenbereich verwendet werden. Dieser Oszillator liefert die gewünschten Femtosekunden Impulse mit einer Wiederholrate von 50 MHz. Um die Wiederholrate auf den geforderten Wert von einigen Kilohertz zu reduzieren, ist eine Pulpickeranordnung notwendig, diese Anordnung wurde aufgebaut und getestet (siehe Anhang A).

5 Charakterisierung des regenerativen Verstärkers

Der regenerative Verstärker wurde in mehreren Stufen aufgebaut. Als erstes wurde der optische Resonator als Laser im cw-Betrieb charakterisiert. Anschließend wurde er als Laser im cw-Betrieb und im quasi cw-Betrieb charakterisiert. Im Weiteren wurde die Pockelszelle in Betrieb genommen und der Resonator im gütegeschalteten Betrieb charakterisiert. Mit Güteschaltung wurden in den Resonator die zu verstärkenden Impulse eingekoppelt und deren Verstärkung gemessen.

5.1 Der Resonator im cw-Betrieb

Um die Pumpanordnung zu optimieren, wurde zunächst der einfache Resonator mit zwei Planspiegeln und einem gekrümmten Spiegel aus Kapitel 3 aufgebaut. Anhand der Laserleistung dieses Resonators wurde die Pumpanordnung optimiert, indem die Leistung bei welcher der Laserprozess beginnt (Laserschwelle) minimiert wird. Die Laserschwelle des Testresonators konnte auf 1,7 W reduziert werden. In der Abbildung 5.1 ist die Leistungskurve des Testresonators aufgeführt. Diese Leistungsmessung wurde nur bis vier Watt Pumpleistung durchgeführt, um die thermische Belastung des Lasermediums gering zu halten, bzw. das Lasermedium nicht zu zerstören.

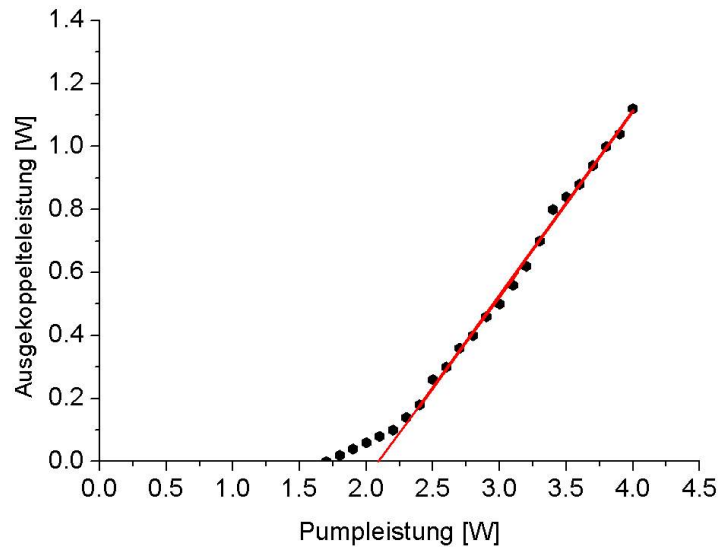


Abbildung 5.1: Leistungsdiagramm des Testresonators

Das für diese Messung verwendete Signal wurde hinter dem Spiegel S2 aufgenommen. Die Abbildung 5.2 zeigt den Aufbau der Pumpanordnung. Anschließend wurde der in Kapitel 3.3 simulierte Resonator, unter Verwendung der optimierten Pumpanordnung, aufgebaut.

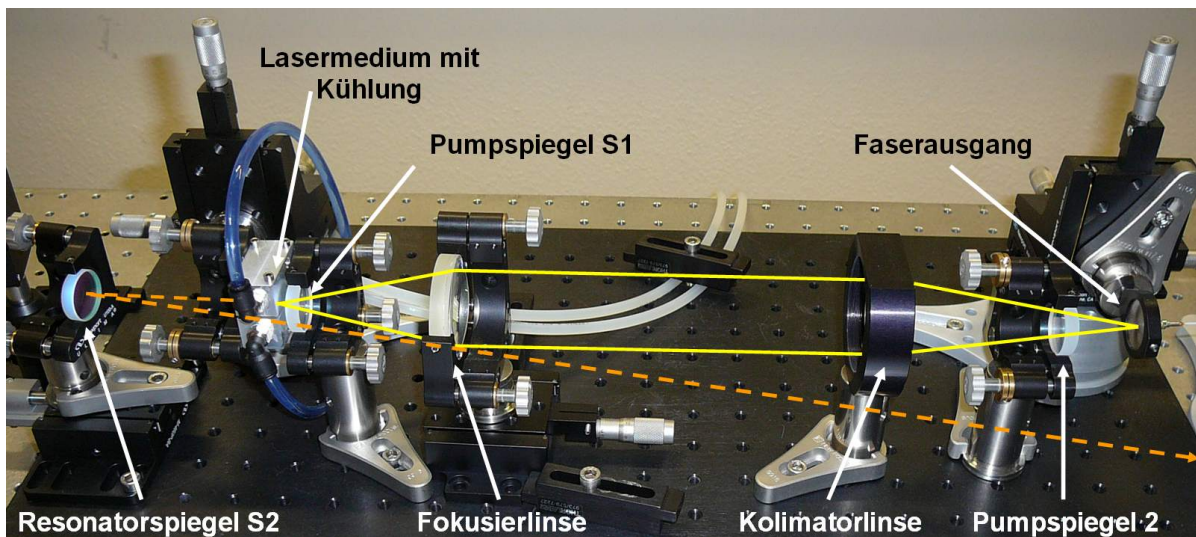


Abbildung 5.2: Aufbau der Pumpanordnung mit dem Strahlengang des Pumplichtes (gelb) und des Lasers (orange)

Die Temperatur der Pumpdiode wurde für alle Messungen auf 30°C gehalten, um die Emissionswellenlänge von 975 nm , bei einer Stromstärke von 4 A (4 W Leistung) zu gewährleisten (siehe Kapitel 4.2). Die $\lambda/4$ -Platte, die Pockelszelle und der TFP 2 werden für den cw-Betrieb nicht benötigt. Diese Komponenten sind aber im Resonator bereits mit eingebaut, damit der cw-Betrieb des regenerativen Verstärkers charakterisiert werden kann.

Eine Messung der emittierten Wellenlänge des Resonators wurde ebenfalls durchgeführt. In der Abbildung 5.3 wird das Wellenlängenspektrum des Resonators gezeigt. Das Spektrum wurde hinter dem Spiegel S2 aufgenommen, mit der Zentralwellenlänge des Lasers von 1064 nm und einer Halbwertsbreite (FWHM) von $0,4\text{ nm}$.

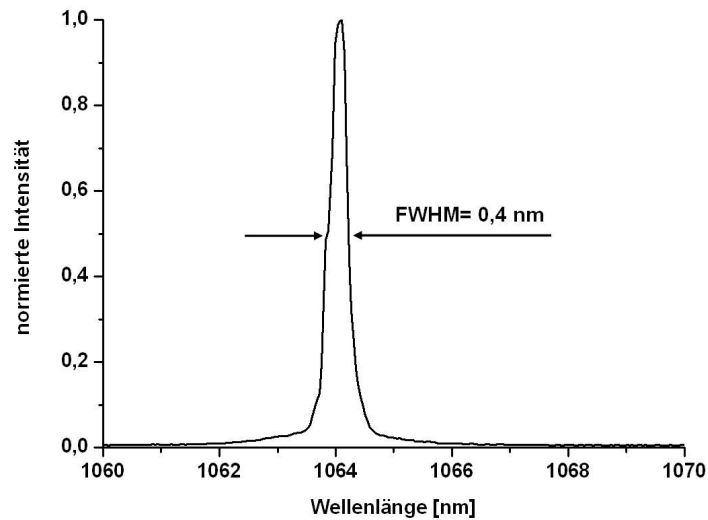


Abbildung 5.3: Spektrum des Laserlichts, welches im Resonator oszilliert

Es ist möglich durch die Veränderung des Einfallswinkels des TFP, die Wellenlänge im Resonator um einige Nanometer zu verändern. So kann die Wellenlänge des Resonators auf die der Seedimpulse angepasst werden, um eine bessere Verstärkung zu ermöglichen. Der optimale Einfallswinkel am TFP 2 ist mit $57^{\circ} \pm 3^{\circ}$ vom Hersteller angegeben. Es ist also möglich, den Winkel in einem Bereich von 6° zu variieren ohne größere Verluste im Resonator oder bei der Auskoppelung zu erleiden. Die Drehung des TFP führt zu

einer Änderung des Einfallswinkels des Lichtes, dadurch kommt es zu einer Änderung der Interferenzbedingung am TFP, welche eine Wellenlängenänderung zur Folge hat. Bei einer Messung, die genau diese Wellenlängenänderung zeigt, wurde bewusst über die Toleranzgrenze des Herstellers gemessen, um die Grenze der Durchstimmbarkeit zu ermitteln. Diese Messung ist wichtig, um den Wellenlängenbereich festzustellen, bei dem der Resonator arbeitet. In der Abbildung 5.4 wird diese Messung gezeigt, mit einem systematischen Fehler der Messanordnung.

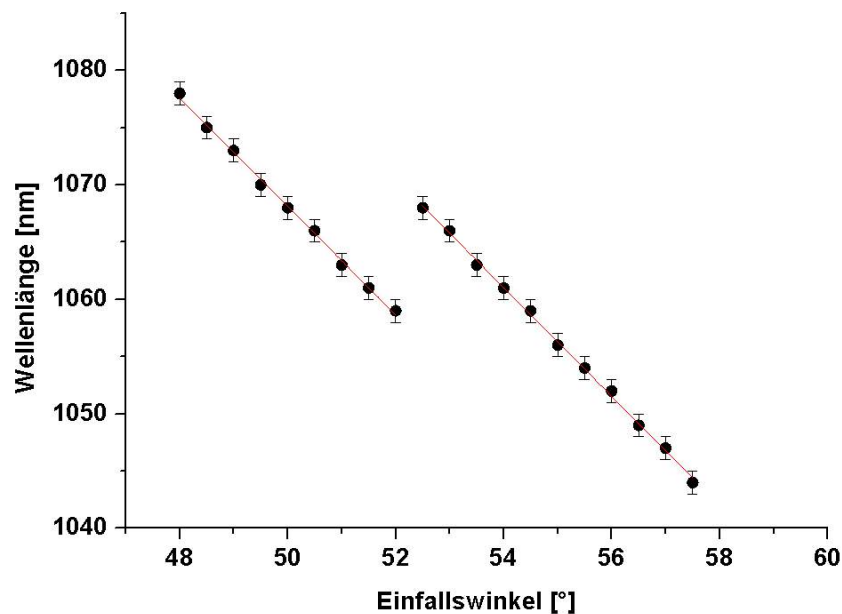


Abbildung 5.4: Das Diagramm zeigt die Durchstimmung der Wellenlänge. Durch die Drehung des TFP ist es möglich die Wellenlänge zu verändern.

Es konnte eine Laseraktivität bei einem Einfallswinkel, des Resonatorstrahls auf den TFP 2, von 48° bis $57,5^\circ$ gemessen werden. Bei einem Einfallswinkel von 52° ist in dem Diagramm eine sprunghafte Änderung der Wellenlänge zu sehen. Bei diesem Winkel dominiert eine andere Mode in dem Resonator welche eine andere Wellenlänge hat.

Damit ein Impuls effektiv verstärkt werden kann, wird die Wellenlänge im Resonator auf die Wellenlänge des Impulses angepasst. Es gibt zwei Winkel bei denen im Resonator eine Wellenlängen von 1064 nm oszilliert. Bei einem Einfallswinkel von 51° wurde eine

höhere Leistung festgestellt als bei einem Winkel von $53,5^\circ$.

Die Abbildung 5.5 zeigt das Strahlprofil des Resonators im cw-Betrieb. Das Strahlprofil wurde außerhalb des Resonators am TFP 1 gemessen. Der Strahl hat einen Durchmesser von $D_x = 1200 \mu m \pm 40 \mu m$. In Y-Richtung wurde ein Durchmesser vom $D_y = 1300 \mu m \pm 40 \mu m$ gemessen. Die Durchmesser wurden in einem Bereich gemessen bis Intensität auf $\frac{1}{e}$ abgefallen war. Ein Vergleich mit der Simulation der Strahlform zeigt, dass die gemessenen Werte sehr gut mit den aus der Simulation übereinstimmen.

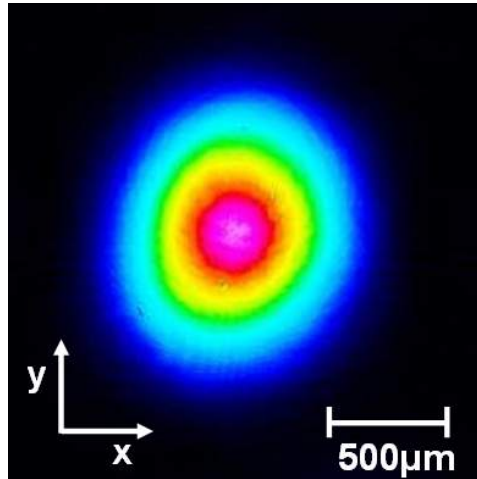


Abbildung 5.5: Strahlprofil des Resonators im cw-Betrieb

Im nächsten Schritt wird die Beugungsmaßzahl M^2 ermittelt. Die Herleitung der notwendigen Gleichung wird im Anhang C beschrieben. Durch diese Gleichung

$$\omega(z) = \omega_r \sqrt{1 + \left(\frac{M^2 \cdot \lambda \cdot z}{\pi \cdot \omega_r^2} \right)^2} \quad (5.1)$$

und den Strahldurchmesser konnte M^2 ermittelt werden.

Die gemessenen Strahldurchmesser sind in Abbildung 5.6 aufgetragen. Den Messpunkten wurde eine Kurve nach der Gleichung 5.1 angepasst. Es konnte die Beugungsmaßzahl von $M^2=1,0 \pm 0,1$ ermittelt werden. Bei der Messung der Strahlradian war ein systematischer Fehler vorhanden, welcher durch das Detektionsgerät entstanden ist. Der Standardfehler des M^2 , welcher durch den Kurvenfit entstanden ist, kann mit $\pm 0,004$ vernachlässigt werden.

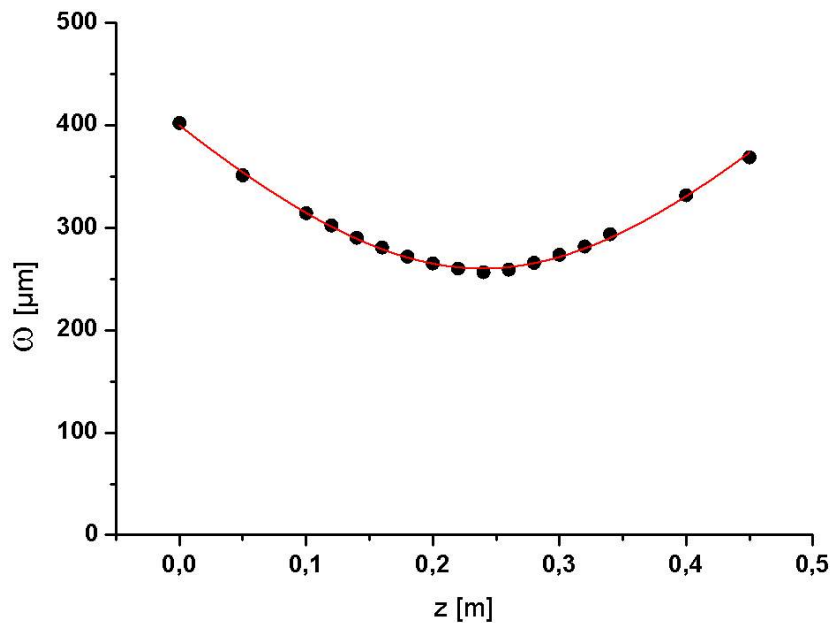


Abbildung 5.6: Strahlradius in Abhängigkeit von der z-Richtung mit einem Kurvenfit durch die Messpunkte

5.2 Quasi cw-Betrieb des Resonators

Im quasi cw-Betrieb wird die Pumpdiode für 2 ms eingeschaltet. Dieser Vorgang findet mit einer Wiederholrate von zehn Hertz statt. Der Vorteil dieses Betriebes besteht darin, dass der Resonator mit mehr Leistung gepumpt werden kann als im cw-Betrieb. Im normalen cw-Betrieb liegt die maximale Pumpleistung bei vier Watt. Bei höherer Leistung wird das Lasermedium thermisch zu stark belastet, was zu einer Zerstörung führen kann. Im quasi cw-Betrieb kann die Pumpleistung auf sechs Watt angehoben

werden. Durch eine höhere Pumpleistung wird, bei der Impulsverstärkung, eine höhere Einzelpassverstärkung ermöglicht.

In diesem Betrieb kann das für Laser typische Einschwingverhalten (Spiking), welches in Abbildung 5.7 gezeigt ist, gemessen werden. Der quasi cw-Betrieb zeigt, dass der Laserprozess $600\text{ }\mu\text{s}$ nach der Aktivierung der Pumpdiode beginnt. Nach dieser Zeit erreicht die Inversion die Laserschwelle und der Laserprozess kann stattfinden. Bei der Einkopplung eines Laserimpuls in den Resonator muss diese Zeit beim Schalten der Pockelszelle mit bedacht werden.

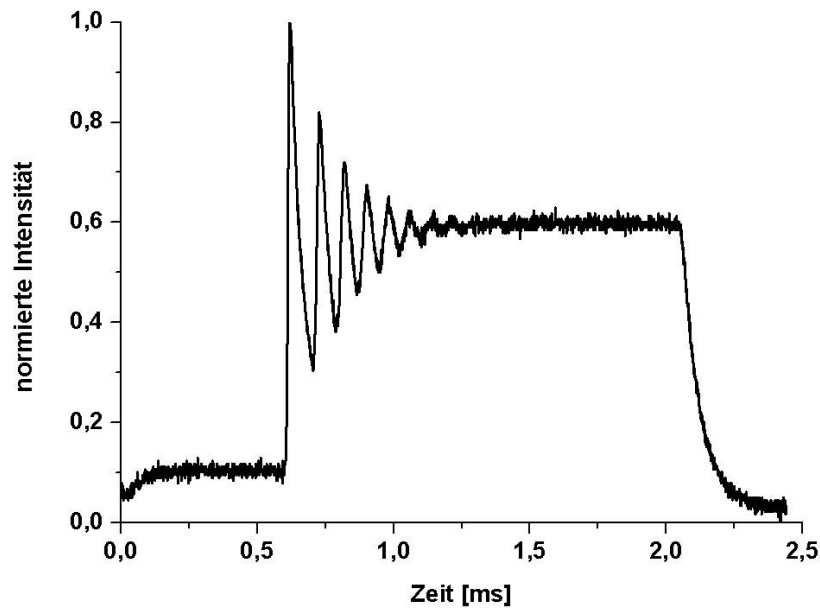


Abbildung 5.7: Einschwingverhalten des Resonators im quasi cw-Betrieb, wo bei 0 ms das Einschalt-signal und nach 2 ms das Ausschalt-signal an die Pumpdiode geschickt wird.

5.3 Güteschaltung des Resonators

Für den gütegeschalteten Betrieb wird die Pockelszelle benötigt um die Polarisation der Impulse zu steuern. Die Pockelszelle wird in dem vorgestelltem Aufbau mit der $\lambda/4$ -Spannung $U_{\lambda/4} = 800\text{ V}$ betrieben. Zusammen mit einer weiteren $\lambda/4$ -Phasenplatte ist es möglich, die Polarisation der Impulse um 90° zu drehen. Der in der Pockelszelle ver-

wendete Kristall ist aus Rubidium-Titanyl-Phosphat (RTP). Die Zerstörschwelle gibt der Hersteller LASERMETRICS für einen Impuls mit 10 ns Länge mit $850 \frac{MW}{cm^2}$ [dat04] an. Der Impuls darf demnach am Ort der Pockelszelle und bei dem berechneten Strahlradius die Energie von 131 mJ nicht überschreiten. An der Position der Pockelszelle wurde bei der Planung des Resonators darauf geachtet, dass der Strahlquerschnitt möglichst groß ist (siehe Kapitel 3.1).

Bevor aus dem cw-Betrieb ein gütegeschalteter Betrieb werden kann, muss die $\lambda/4$ -Platte um 45° gedreht werden. In dieser neuen Einstellung schwingt der Resonator nicht an, weil die gesamte Strahlung am TFP 2 ausgekoppelt wird. Die Pockelszelle wird jetzt mit der $\lambda/4$ -Spannung geschaltet, somit entsteht ein Impuls welcher im Resonator oszilliert. Er wird dabei mit jedem Umlauf verstärkt. Nach dem Abschalten der Pockelszelle wird der Impuls am TFP 2 ausgekoppelt.

Die Abbildung 5.8 zeigt ein Diagramm der normierten Intensität des oszillierenden Impulses. Nach einer Öffnungszeit der Pockelszelle von $8,003 \mu s$ wurde dieser Impuls ausgekoppelt, nachdem er 342 Umläufe im Resonator absolviert hat, wobei in diesem Diagramm die letzten Umläufe vor der Auskoppelung zu sehen sind.

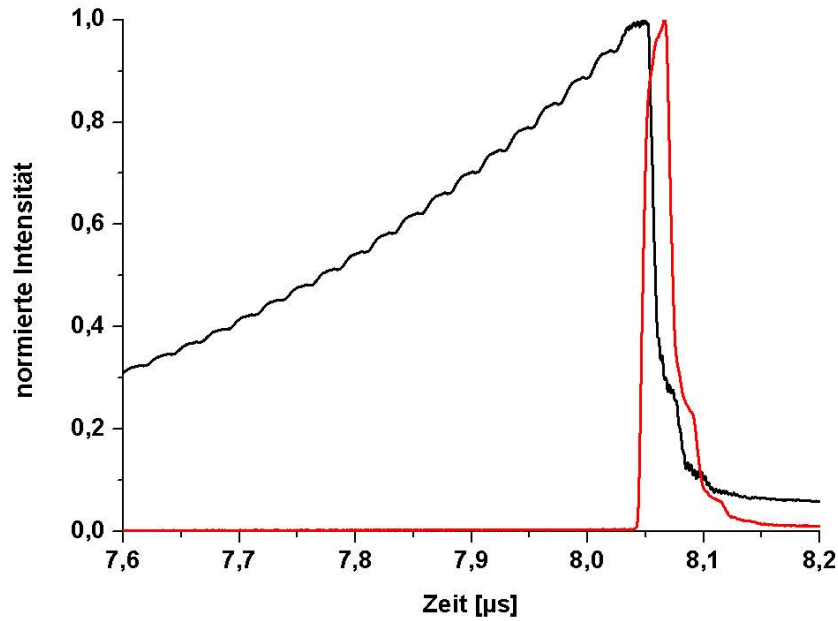


Abbildung 5.8: Der umlaufende Impulse im Resonator vor der Auskoppelung. Die schwarze Linie zeigt die Intensität hinter dem Resonatorspiegel S2. Die rote Linie zeigt die Intensität des ausgekoppelten Impulses.

Die Einzelpassverstärkung für diesen Impuls lässt sich nach Gleichung (5.2) berechnen

$$G = \frac{I_n}{I_{n-1}} = 1,054 \pm 0,005. \quad (5.2)$$

Das Spektrum des Impulses der Güteschaltung wird in der Abbildung 5.9 gezeigt. Dieses Spektrum ist breiter als das Spektrum im Dauerstrichbetrieb. In jeder Betriebsart schwingen mehrere Wellenlängen an, die Wellenlänge mit der größten Verstärkung dominiert die Gesamtverstärkung. Daraufhin schnürt sich das Wellenlängenspektrum um die bevorzugte Wellenlänge nach einiger Zeit ein. Bei dieser Güteschaltung ist die Zeit zu kurz damit sich das Wellenlängenspektrum einschnüren kann.

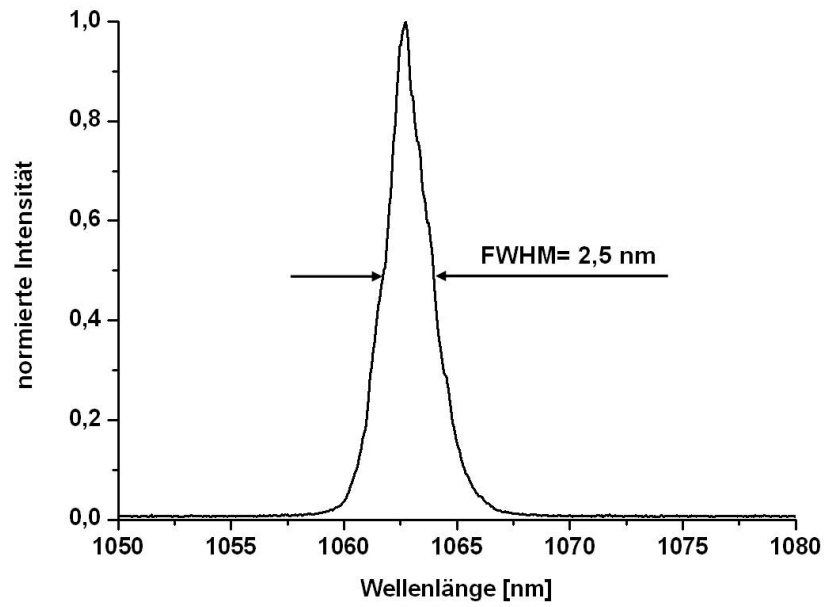


Abbildung 5.9: Wellenlängenspektrum des gütegeschalteten Resonators

Die Impulsdauer wurde mit 25,3 ns gemessen (Abbildung 5.10).

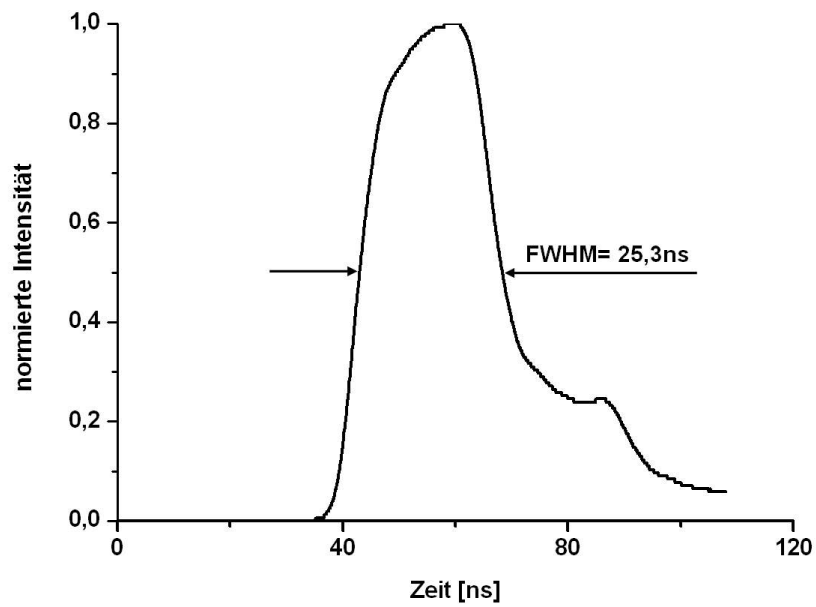


Abbildung 5.10: Impulsdauer des gütegeschalteten Resonators

Nach Gleichung 5.3 hat der Impuls theoretisch eine Dauer von 23,4 ns. Der Unterschied von rund zwei Nanosekunden kann zwei Gründe haben. Zum einen hat die Technik der Photodiode eine Messungenauigkeit von ein bis zwei Nanosekunden. Zum anderen wird Gleichung mit idealen Werten und ohne den Einfluss der optischen Elementen wie der Pockelszelle gerechnet

$$t_{Impuls} = \frac{2 \cdot 3,501 m \cdot s}{2,99 \cdot 10^8 \cdot m} = 23,4 ns. \quad (5.3)$$

Die gesamte Messung wurde im cw-Betrieb durchgeführt und zum Vergleich wurde eine Messung im gepulsten cw-Betrieb durchgeführt. Diese Messung ergab, dass die Impulsenergie im quasi cw-Betrieb gleich der Impulsenergie im cw-Betrieb ist. Die Pumpleistung war bei dieser Messung bei beiden gleich und die Pumpdauer des quasi cw-Betriebes lag bei 6 ms. Die Erhöhung der Pumpleistung im quasi cw-Betrieb führte auch zur Erhöhung der Impulsenergie.

Die Energie des Impulses konnte nur bis 100 μ J gemessen werden weil bei höheren Energien das Lasermedium beschädigt wurde. Die Beschädigung wurde nur in der Größenordnung der Strahlform festgestellt und es wird vermutet das bei dieser Energie die Zerstörschwelle der Beschichtung erreicht wurde.

5.4 Einkoppelung der Laserimpulse

Um die Laserimpulse der Seedquelle zu verstärken, muss der Resonator im gütegeschalteten Betrieb arbeiten. Um die Laserimpulse in den Resonator einzukoppeln, wird die Wiederholrate der Pockelszelle mit der Wiederholrate des Seedlasers zeitlich abgestimmt. Die Zeit, in welcher der Seedimpuls zur Pockelszelle läuft muss bei der Öffnungszeit der Pockelszelle berücksichtigt werden, dadurch wird die Pockelszelle 168 ns nach dem Schaltsignal des Seedlaser geschaltet.

Die Verstärkung eines Seedimpulses ist in der Abbildung 5.11 dargestellt. Um einen Seedimpuls mit $20\mu J$ zu verstärken wurde die Energie des Impulses auf $1,2\mu J$ reduziert. Nach der Verstärkung hatt der Impuls eine Energie von $50\mu J$.

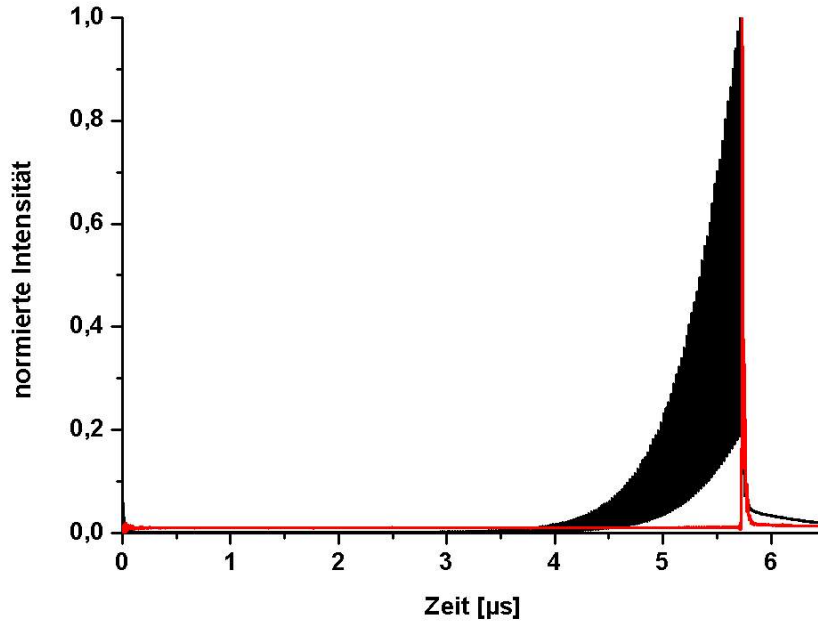


Abbildung 5.11: Diagramm der Verstärkung eines Impulses. Die schwarze Linie zeigt die Intensität hinter dem Resonatorspiegel S2. Die rote Linie zeigt die Intensität des ausgekoppelten Impulses.

In der Abbildung 5.12 ist nach dem letztem umlaufenden Impuls noch ein kleiner weiterer Impuls zu sehen, welcher auch mit ausgekoppelt wird. Dieser Impuls ist ein Teil des vorherigen Impulses, welcher nicht vollständig am TFP 2 reflektiert wurde und zu einem kleinem Teil transmittiert wurde. Der transmittierte Teil umläuft den Resonator und wird nach einem Umlauf am TFP 2 reflektiert.

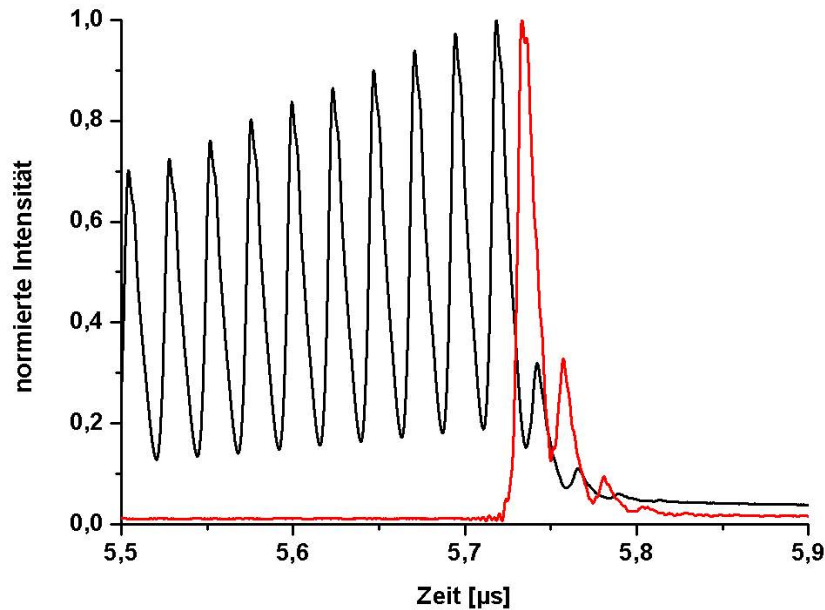


Abbildung 5.12: Die vergrößerte Darstellung des Diagramms der Abbildung 5.11.

Die Einzelpassverstärkung kann mit der Gleichung 5.2 errechnet werden. Sie beträgt für diesen Impuls $g=1,053\pm0,005$. Im Wellenlängenspektrum (Abbildung 5.13) ist zu erkennen, dass die Zentralwellenlänge und die Bandbreite des Impulses sich nicht verändert hat. Sie ist deckungsgleich mit der des Impulses vor der Verstärkung. Diese Eigenschaft zeigt, dass keine weiteren Wellenlängen mit verstärkt wurden und auch kein Wellenlängenshift aufgetreten ist.

Neben dem Seedimpuls kann auch spontan emittierte Strahlung verstärkt werden, dieser Effekt wird als ASE (engl.: amplified spontaneous emission) bezeichnet. Diese Strahlung wird während der gesamten Verstärkungsphase mit verstärkt und anschließend mit ausgekoppelt. Der Effekt reduziert zusätzlich die Besetzungsinversion und wirkt der eigentlichen Verstärkung entgegen.

Zusätzlich wurde bei einer Messung ohne den Seedimpuls und den gleichen Schaltparametern keine Laseraktivität gemessen. Aus diesem Grund kann der unerwünschte Effekt der ASE bei dieser Verstärkung ausgeschlossen werden.

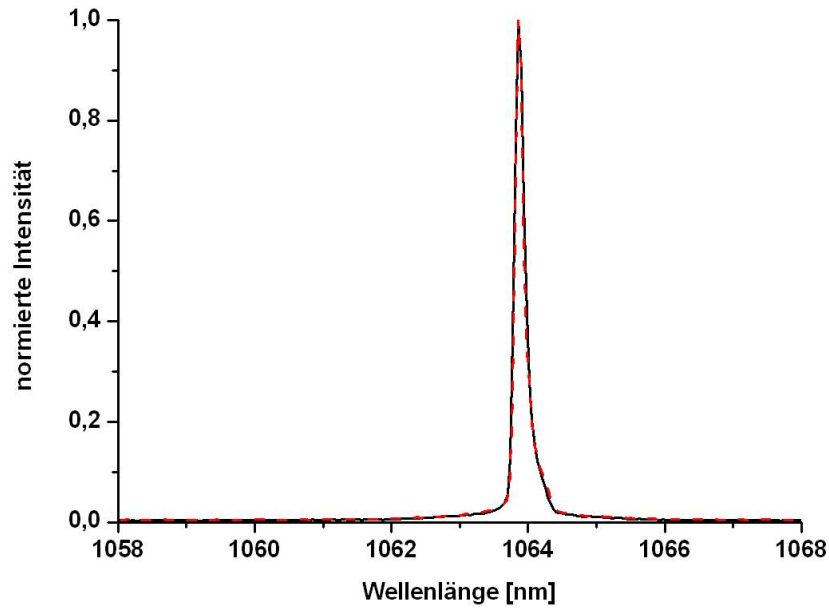


Abbildung 5.13: Das Wellenlängenspektrum der ersten Messung (schwarz) mit der Überlagerung des Wellenlängenspektrums des Seedlasers (rot gestrichelt)

In der folgenden Tabelle sind einige Messwerte von verstärkten Impulsen aufgeführt. Die Verstärkung wurde nur bis maximal $100\ \mu\text{J}$ gemessen, damit das Lasermedium nicht beschädigt wird. Die Pumpzeit von $6\ \text{ms}$ und die Pumpleistung wurde nicht verändert, um eine maximale Verstärkung zu gewährleisten.

Messung	E_{ein} [nJ]	Pumpzeit [ms]	Öffnungszeit [μs]	E_{aus} [μJ]	effektive Verstärkung [-]
1.	1200 ± 20	6	5,709	50 ± 3	42
2.	140 ± 5	6	7,135	100 ± 5	714
3.	40 ± 5	6	7,510	100 ± 5	2500
4.	20 ± 5	6	9,007	100 ± 5	5000

Tabelle 5.1: Zusammenfassung der Ergebnisse aus vier Messungen

In der Messung 1 wurde der Impuls nur bis $50\text{ }\mu\text{J}$ verstärkt, damit die messbare ASE ausgeschlossen werden kann. Die Öffnungszeit der Pockelszelle ist mit $5,709\text{ }\mu\text{s}$ zu kurz damit eine messbare ASE entstehen kann.

Ein Impuls hat nach $5,709\text{ }\mu\text{s}$ im Resonator 228 Umläufe absolviert. Bei einer gemessenen Einzelpassverstärkung von 1,05 entspräche dies einem Verstärkungsfaktor von circa $6,8 \cdot 10^4$. Da der tatsächliche Verstärkungsfaktor bei 42 liegt, ist auf hohe Verluste beim Ein- und Auskoppeln zurückzuführen. Ein großer Teil der Verluste entsteht am TFP 2. Aufgrund des verstellten Winkels (siehe Kapitel 6.1) wird beispielsweise der senkrecht polarisierte einzukoppelnde Impuls zum Teil transmittiert.

Bei Öffnungszeiten länger als $6\text{ }\mu\text{s}$ tritt eine messbare ASE auf. Im Wellenlängenspektrum der Messung Nr.4 ist die ASE im Bereich von 1060 nm und 1063 nm sichtbar (siehe Abbildung 5.14).

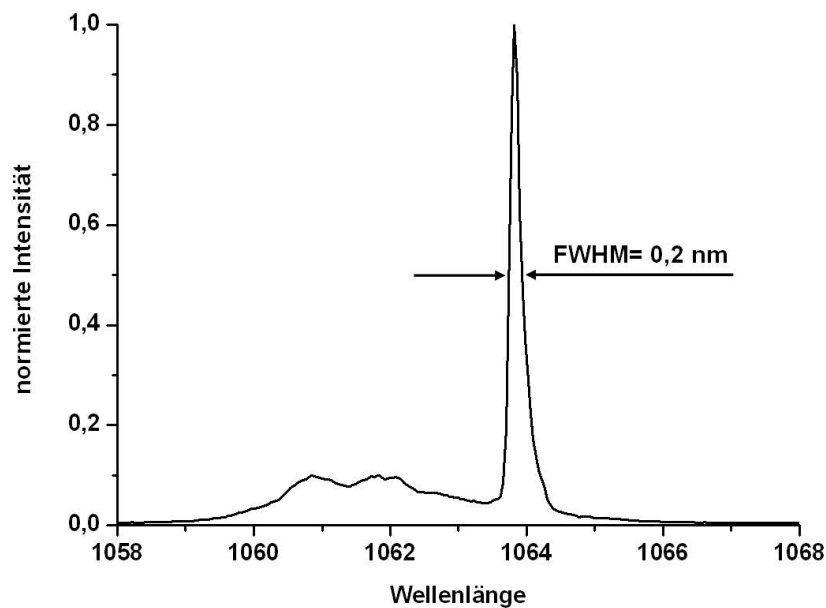


Abbildung 5.14: Wellenlängenspektrum der vierten Messung mit spektralem Anteil der ASE

Die zeitliche Länge des Impulses aus der Messung vier wurde mit $10\text{ ns} \pm 1\text{ ns}$ gemessen. Dadurch ist es möglich, den Seedimpuls noch von der ASE zu unterscheiden. In der Abbildung 5.15 ist die zeitliche Darstellung des Impulses. In dieser Abbildung ist vor dem verstärktem Seedimpuls der ASE-Anteil zu sehen. Der schwache Impuls nach dem Seedimpuls ist ein am TFP 2 transmittierter Anteil des Seedimpulses.

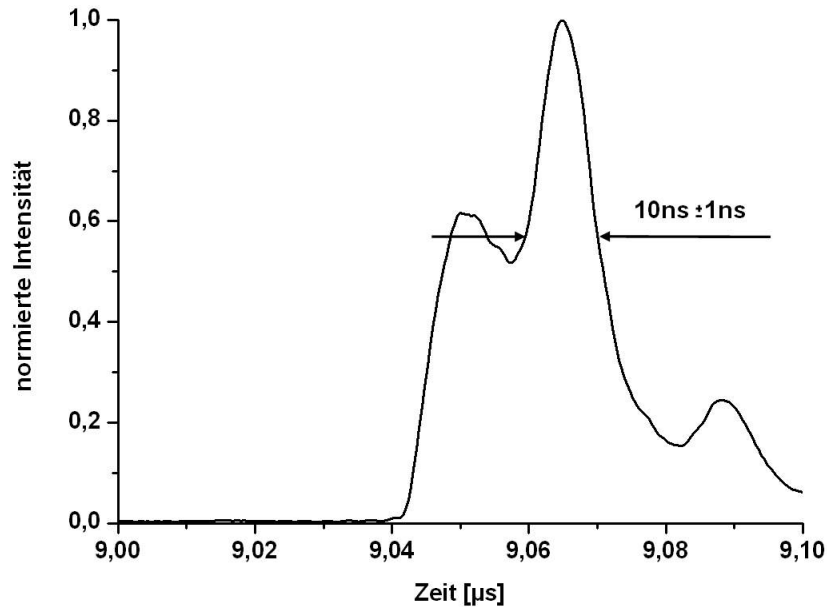


Abbildung 5.15: Die zeitliche Darstellung des Impulses aus Messung Nr.4 mit ASE-Anteil

In diesem Kapitel wurden die einzelnen Abschnitte zum Aufbau und zur Charakterisierung des regenerativen Verstärkers aufgeführt. In diesem Verstärker konnten die Impulse des Nd:YAG-Laser von 20 nJ auf 100 µJ verstärkt werden. Mit dem geplanten Laseroszillator wird eine bessere Verstärkung möglich sein weil das Lasermedium bei dessen Wellenlänge von 1030 nm eine höhere Emission aufweist und somit diese auch besser verstärken kann.

6 Zusammenfassung und Ausblick

Im Rahmen der vorliegenden Arbeit wurde ein regenerativer Verstärker für ultrakurze Laserimpulse simuliert, aufgebaut und charakterisiert. Das Ergebnis der Simulation war ein Resonator, bei dem der Astigmatismus gering auftritt. Der berechnete Resonator hat eine Länge von 3,5 m. Als Lasermedium wurde Yb:FP-Glass verwendet. Als Impulsquelle wurde ein Nd:YAG-Laser mit einer Wiederholrate von 10 Hz verwendet.

Der regenerative Verstärker wurde zuerst im cw-Betrieb und im quasi-cw-Betrieb charakterisiert. In diesen Betriebsarten wurde der Resonator optimiert und auf die Wellenlänge der Seedimpulse ($\lambda = 1064 \text{ nm}$) angepasst. Die Beugungsmaßzahl (M^2) wurde mit $1,0 \pm 0,1$ ermittelt.

Der nächste Schritt war der gütegeschaltete Betrieb. Mit Hilfe einer Pockelszelle konnte ein Impuls gezielt verstärkt und ausgekoppelt werden.

Im letzten Schritt wurden Impulse des Nd:YAG Lasers in den Resonator eingekoppelt und verstärkt. Es wurde gezeigt, dass Impulse von $1,2 \mu\text{J}$ auf $50 \mu\text{J}$ verstärkt werden konnten, ohne dass ASE messbar war. Die Einzelpassverstärkung der Impulse wurde mit 1,05 ermittelt. Aufgrund von Verlusten bei der Ein- und Auskoppelung konnten Impulse maximal um den Faktor $5 \cdot 10^3$ verstärkt werden. Mit dem geplanten Laseroszillator als Laserimpulsquelle ist eine bessere Verstärkung möglich, weil die Wellenlänge des Oszillators besser verstärkt werden kann.

Der Nd:YAG Laser diente zum Test und zur Charakterisierung des regenerativen Verstärkers. In der Endversion soll der regenerative Verstärker genutzt werden, um Im-

pulse von einigen hundert Femtosekunden zu verstärken. Diese Impulse werden von einem Oszillator mit einer Wiederholrate von 50 MHz erzeugt. Um die Wiederholrate der Impulse zu reduzieren, wurde eine Pulspickeranordnung bereits mit aufgebaut und charakterisiert.

Es wird in einem weiteren zukünftigen Schritt das Lasermedium des regenerativen Verstärkers durch ytterbiumdotiertes Kalziumfluorid (Yb:CaF_2) ersetzt.

Um die Impulse des Oszillators effektiver verstärken zu können und das Lasermedium vor der Zerstörung zu schützen, werden die Impulse vor der Verstärkung zeitlich gestreckt und hinterher wieder zeitlich komprimiert. Damit der regenerative Verstärker für die Detektortests genutzt werden, kann muss noch über zweifache Frequenzverdoppelung die 4. Harmonische der Grundwelle gebildet werden. Nach diesem letztem Schritt wird der regenerative Verstärker optimal für die Detektortests genutzt werden können.

Anhang

Anhang A - Der Pulspicker

Der Seedlaser (auch Oszillator) liefert linear polarisierte Laserimpulse mit einer Wiederholrate von 50 MHz und einer Wellenlänge von 1030 nm. Zusammen mit einer $\lambda/2$ -Platte und dem Pulspicker bildet er die Seedquelle. In der Abbildung 6.1 ist diese Anordnung dargestellt.

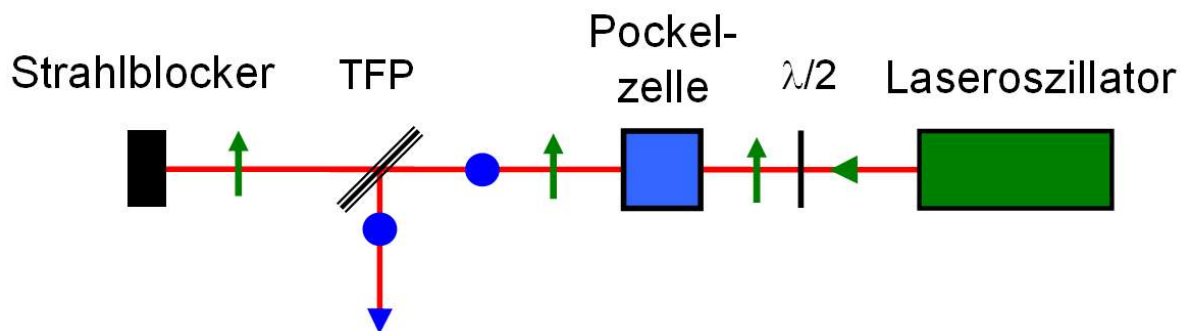


Abbildung 6.1: Prinzipielle Darstellung der Pulspickeranordnung.

Die Impulse des Oszillators werden mit einer $\lambda/2$ -Platte, parallel zur Einfallsrichtung des TFP, in ihrer Polarisation ausgerichtet. Für einen Zeitraum von circa 15 ns liegt an der Pockelszelle eine $\lambda/2$ -Spannung an. Daraufhin dreht sich die Polarisation von nur einem Impuls um 90° mit einer Wiederholrate von 10 kHz. In den Nachfolgenden Abbildung ist das Schaltverhalten der Pockelszelle dargestellte. In der letzten Abbildung ist das Signal am TFP dargestellt.

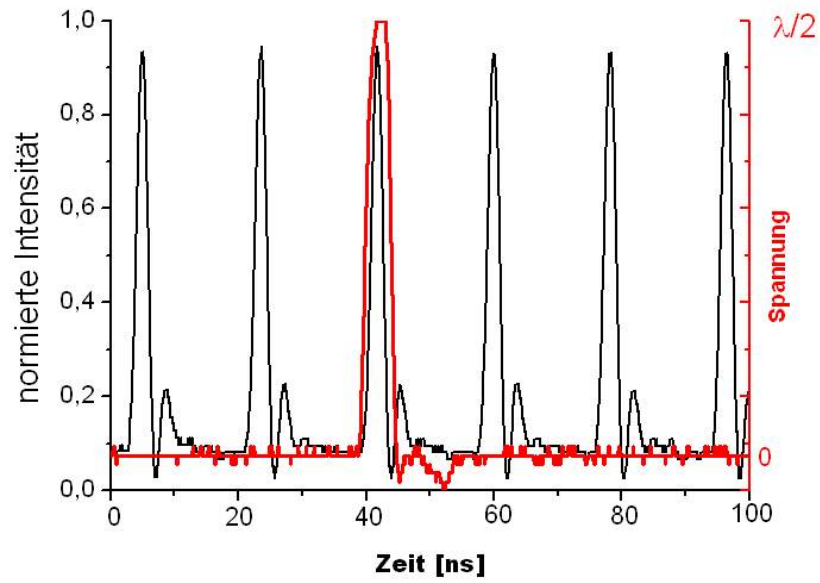


Abbildung 6.2: Der 50 MHz Puls (schwarz) mit Schaltsignal der Pockels-Zelle (rot)

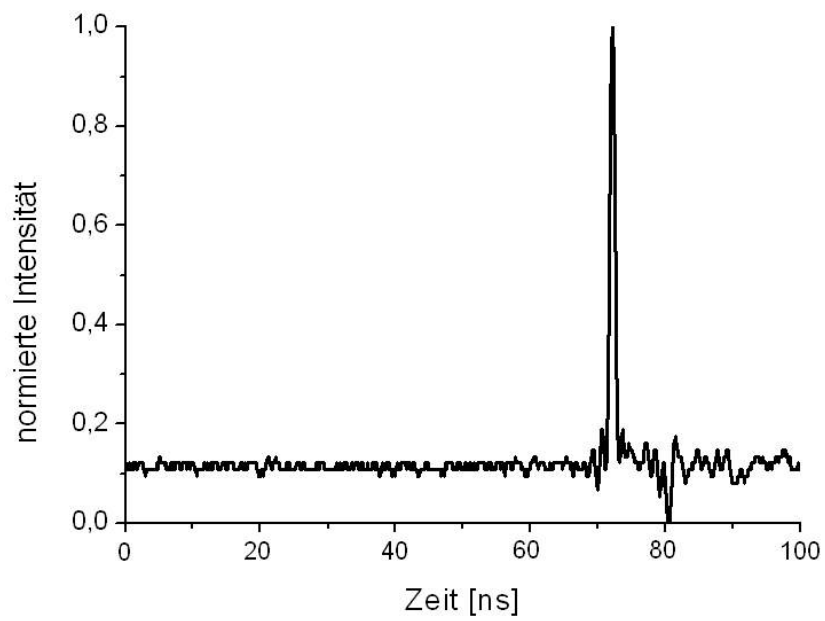


Abbildung 6.3: Signal am Ausgang nach dem TFP mit dem selektiertem Impuls

Anhang B - Der optimale Auskoppelgrad am TFP 2

Es ist möglich, die im Resonator intern umlaufende Leistung zu maximieren. Die Verluste sind in dieser Einstellung am geringsten, und der Resonator kann effizienter optimiert werden. Die intern umlaufende Leistung kann an dem Auskoppelspiegel S2 gemessen werden.

Eine zweite Möglichkeit ist, die ausgekoppelte Leistung am TFP zu maximieren. Diese Einstellung kann durch die Drehung der $\lambda/4$ -Platte realisiert werden. Diese Möglichkeit kann zum Auskoppeln und Messung der Strahlung genutzt werden.

Die Abbildung 6.4 zeigt die Leistungskurven für die zwei Varianten. Wenn die intern umlaufende Leistung maximal ist, beginnt der Laserprozess deutlich früher als bei der TFP-optimierten Variante. Diese Leistungsmessung wurde nur bis vier Watt Pumpleistung durchgeführt, um die thermische Belastung des Lasermediums gering zu halten, bzw. das Lasermedium nicht zu zerstören.

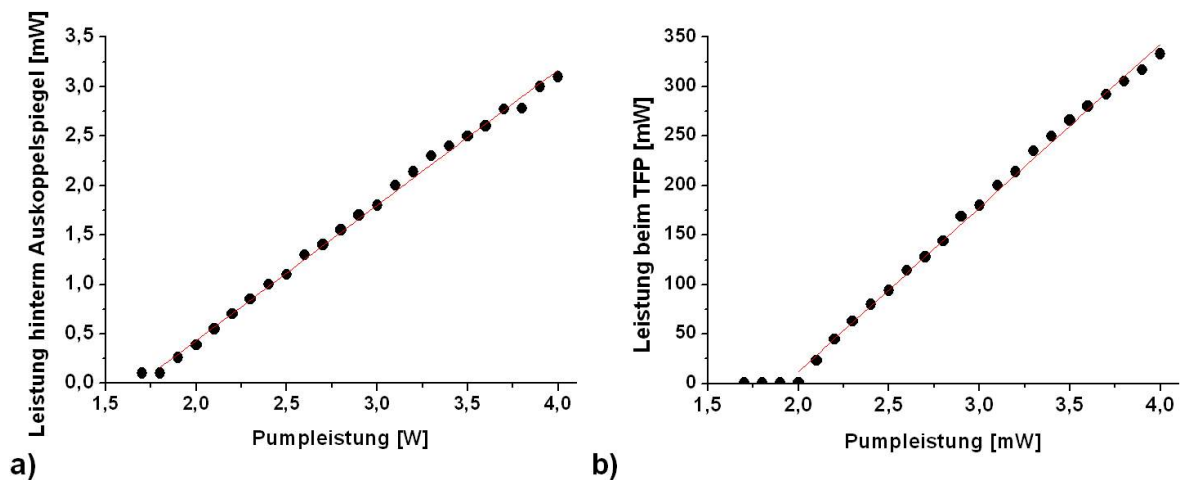


Abbildung 6.4: a) zeigt das Leistungsdiagramm bei maximaler interner umlaufender Resonatoleistung b) zeigt das Leistungsdiagramm der TFP-optimierten Einstellung

Bei einer Drehung der $\lambda/4$ -Platte um 45° wird fast das gesamte Licht im Resonator am TFP 2 ausgekoppelt. Der Laserprozess kann mit diesen Verlusten nicht stattfinden. In der Abbildung 6.5 ist eine Messung der Laserleistung am TFP 2 bei verschiedenen

Winkeln aufgeführt. Bei dieser Messung wurde die $\lambda/4$ -Platte in einem Bereich von 20° gedreht, wobei der optimale Winkel für die intern umlaufende Leistung in der Mitte des Bereiches liegt. Der optimale Winkel, welcher zur höchsten Auskopplung führt, liegt fünf Grad vor und hinter dem resonatoroptimierten Winkel. Aufgrund des periodischen Verhaltens der $\lambda/4$ -Platte bezüglich der Polarisation, wiederholt sich dieser Vorgang bei einer Drehung um 90° .

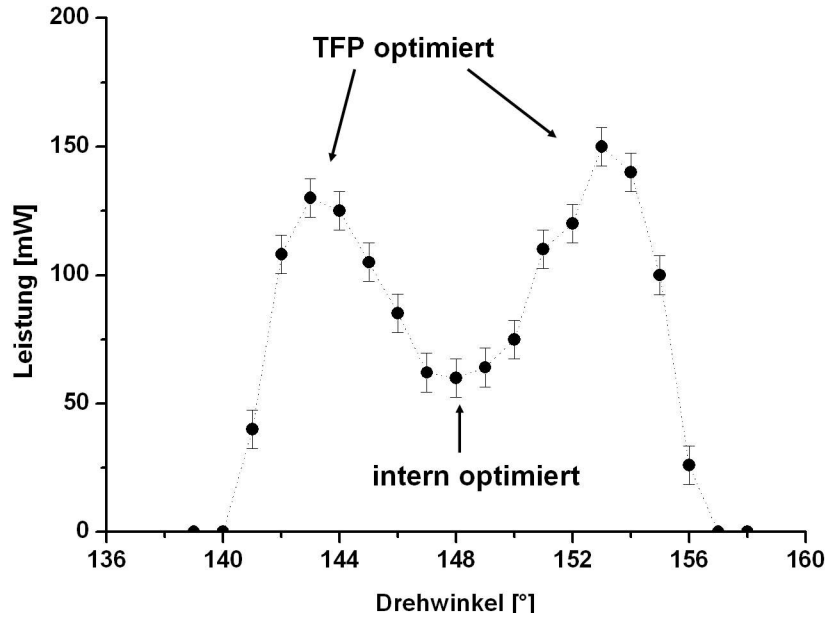


Abbildung 6.5: Die am TFP 2 ausgekoppelte Leistung in Abhängigkeit von der Drehung der $\lambda/4$ -Platte

Bei einem bei einer Drehung der $\lambda/4$ -Platte von 148° ist die Güte und somit die intern umlaufende Leistung des Resonators auf ihrem Maximum. Ein kleiner Teil des Lichtes wird jedoch am TFP 2 ausgekoppelt. Bei den Winkeln 144° und 153° wurde die Polarisation um 4° bis 5° gedreht, sodass mehr Licht am TFP 2 ausgekoppelt wird. Wird die $\lambda/4$ -Platte weiter gedreht, dann wird auch mehr Licht ausgekoppelt, dadurch sinkt die Güte und der Laserprozess kann nicht mehr stattfinden.

Anhang C - Bestimmung der Beugungsmaßzahl

Die Fokussierbarkeit von Lasern wird durch die Beugungsmaßzahl M^2 beschrieben. Diese gibt den Divergenzwinkel eines Laserstrahls im Verhältnis zur Divergenz eines idealen Gauß-Strahls mit gleichem Durchmesser an der Strahltaile an. Zur Bestimmung von M^2 müssen die Strahlradien längs einer Strahltaile vermessen werden. Durch Kurvenanpassung an den Strahlverlauf wird das M^2 ermittelt [JE04]. M^2 kann aus der Gleichung 6.1 ermittelt werden, hierbei ist ω der Strahlradius, λ die Wellenlänge und π die Kreiszahl.

$$\theta_r \cdot \omega_r = M^2 \cdot \frac{\lambda}{\pi} \quad (6.1)$$

Für den Divergenzwinkel θ_0 gilt Gleichung 6.2.

$$\theta_0 = \frac{\omega_0}{z_r} = \frac{\lambda}{\pi \cdot \omega_0} \quad (6.2)$$

Daraus folgt für die Rayleighlänge z_r Gleichung 6.3.

$$z_r = \frac{\pi \cdot \omega_r^2}{\lambda \cdot M^2} \quad (6.3)$$

Für den Strahlradius ω an der Stelle z gilt Gleichung 6.4.

$$\omega(z) = \omega_0 \sqrt{1 + \left(\frac{z}{z_r} \right)^2} \quad (6.4)$$

Aus Gleichung 6.3 und 6.4 ergibt sich Gleichung 6.5 zur Ermittlung von M^2 .

$$\omega(z) = \omega_r \sqrt{1 + \left(\frac{M^2 \cdot \lambda \cdot z}{\pi \cdot \omega_r^2} \right)^2} \quad (6.5)$$

Anhang D - Mathematicaquelltext zur Berechnung und Simulation der Strahltaile

(* Parameters alle Länge in mm und Winkel in ° *)

$\lambda = 1064 * 10^{-6}$; $\theta = 9$; $\xi = 7.5$; $\zeta = 9.5$; $\kappa = 0$;

(*erster Teil bis zur thermischen Linse *)

$m\text{Spiegel1}[l_]:= \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ -\frac{2}{l} & 1 \end{pmatrix}$; $m\text{Thermische}[ft1_]:= \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ \frac{-1}{ft1} & 1 \end{pmatrix}$; $m\text{Raum1}[l1_]:= \begin{pmatrix} 1 & l1 \\ 0 & 1 \end{pmatrix}$;

$l = \text{Infinity}$; $\text{länge1} = 1.5$; $\text{thermische} = -25$;

(*zweiter Teil TL bis S2 *)

$m\text{Raum2}[l2_]:= \begin{pmatrix} 1 & l2 \\ 0 & 1 \end{pmatrix}$; $m\text{Spiegel2n}[m_]:= \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ \frac{-2}{m} & 1 \end{pmatrix}$;

$\text{länge2} = 99$; $\text{radius} = 200$;

(*dritter Teil ab S2 bis S3 *)

$m\text{Raum3}[l3_]:= \begin{pmatrix} 1 & l3 \\ 0 & 1 \end{pmatrix}$; $m\text{Spiegel3}[r3_]:= \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ \frac{-2}{r3} & 1 \end{pmatrix}$;

$r3 = 3000$; $\text{länge3} = 920$;

(*vierter Teil ab S3 bis S4 *)

$m\text{Raum4}[l4_]:= \begin{pmatrix} 1 & l4 \\ 0 & 1 \end{pmatrix}$; $m\text{Spiegel4}[r4_]:= \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ \frac{-2}{r4} & 1 \end{pmatrix}$;

$r4 = 3000$; $\text{länge4} = 1156$;

(*fünfter Teil ab S4 *)

$m\text{Raum5}[l5_]:= \begin{pmatrix} 1 & l5 \\ 0 & 1 \end{pmatrix}$; $m\text{Spiegel5}[r5_]:= \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ \frac{-2}{r5} & 1 \end{pmatrix}$;

$r5 = 3000$; $\text{länge5} = 1325$;

(*Supermatrix*)

$\text{supermatrix1}[x_]:=m\text{Raum1}[x].m\text{Spiegel1}[l].m\text{Raum1}[\text{länge1}].m\text{Thermische}[\text{thermische}].$

$m\text{Raum2}[\text{länge2}].m\text{Spiegel2n}[\text{radius}].m\text{Raum3}[\text{länge3}].m\text{Spiegel3}[r3].m\text{Raum4}[\text{länge4}].$

$\text{mSpiegel4[r4].mRaum5[länge5].mSpiegel5[r5].mRaum5[länge5].mSpiegel4[r4].}$
 $\text{mRaum4[länge4].mSpiegel3[r3].mRaum3[länge3].mSpiegel2n[radius].mRaum2[länge2].}$
 $\text{mThermische[thermische].mRaum1[länge1 - x];}$
 $R[M_]:= \sqrt{\frac{\text{Abs}[M[[1,2]]]*\lambda}{\text{Pi}}} \sqrt{\frac{1}{1-((M[[1,1]]+M[[2,2]])/2)^2}};$
 $\text{p1 = Plot[Abs[R[supermatrix1[x]]], \{x, 0, länge1\}, PlotStyle \rightarrow \{Gray, Thick\}];}$

$\text{supermatrix2[x_]:=mRaum2[x].mThermische[thermische].mRaum1[länge1].mSpiegel1[l].}$
 $\text{mRaum1[länge1].mThermische[thermische].mRaum2[länge2].mSpiegel2n[radius].}$
 $\text{mRaum3[länge3].mSpiegel3[r3].mRaum4[länge4].mSpiegel4[r4].mRaum5[länge5].}$
 $\text{mSpiegel5[r5].mRaum5[länge5].mSpiegel4[r4].mRaum4[länge4].mSpiegel3[r3].}$
 $\text{mRaum3[länge3].mSpiegel2n[radius].mRaum2[länge2 - x];}$

$R[M_]:= \sqrt{\frac{\text{Abs}[M[[1,2]]]*\lambda}{\text{Pi}}} \sqrt{\frac{1}{1-((M[[1,1]]+M[[2,2]])/2)^2}};$
 $\text{p2 = Plot[Abs[R[supermatrix2[x - länge1]]], \{x, länge1, länge1 + länge2\},}$
 $\text{PlotStyle \rightarrow \{Gray, Thick\}};$

$\text{supermatrix3[x_]:=mRaum3[x].mSpiegel2n[radius].mRaum2[länge2].mThermische[thermische].}$
 $\text{mRaum1[länge1].mSpiegel1[l].mRaum1[länge1].mThermische[thermische].}$
 $\text{mRaum2[länge2].mSpiegel2n[radius].mRaum3[länge3].mSpiegel3[r3].mRaum4[länge4].}$
 $\text{mSpiegel4[r4].mRaum5[länge5].mSpiegel5[r5].mRaum5[länge5].mSpiegel4[r4].}$
 $\text{mRaum4[länge4].mSpiegel3[r3].mRaum3[länge3 - x];}$
 $R[M_]:= \sqrt{\frac{\text{Abs}[M[[1,2]]]*\lambda}{\text{Pi}}} \sqrt{\frac{1}{1-((M[[1,1]]+M[[2,2]])/2)^2}};$
 $\text{p3 = Plot[Abs[R[supermatrix3[x - (länge1 + länge2)]]],}$
 $\text{\{x, länge1 + länge2, länge1 + länge2 + länge3\}, PlotStyle \rightarrow \{Gray, Thick\}};$

$\text{supermatrix4[x_]:=mRaum4[x].mSpiegel3[r3].mRaum3[länge3].mSpiegel2n[radius].}$
 $\text{mRaum2[länge2].mThermische[thermische].mRaum1[länge1].mSpiegel1[l].}$

$\text{mRaum1}[\text{länge1}].\text{mThermische}[\text{thermische}].\text{mRaum2}[\text{länge2}].\text{mSpiegel2n}[\text{radius}].$
 $\text{mRaum3}[\text{länge3}].\text{mSpiegel3}[\text{r3}].\text{mRaum4}[\text{länge4}].\text{mSpiegel4}[\text{r4}].\text{mRaum5}[\text{länge5}].$
 $\text{mSpiegel5}[\text{r5}].\text{mRaum5}[\text{länge5}].\text{mSpiegel4}[\text{r4}].\text{mRaum4}[\text{länge4} - x];$
 $R[M_]:= \sqrt{\frac{\text{Abs}[M[[1,2]]]*\lambda}{\text{Pi}}} \sqrt{\frac{1}{1 - ((M[[1,1]] + M[[2,2]])/2)^2}};$
 $\text{p4} = \text{Plot}[\text{Abs}[R[\text{supermatrix4}[x - (\text{länge1} + \text{länge2} + \text{länge3})]]],$
 $\{x, \text{länge1} + \text{länge2} + \text{länge3}, \text{länge1} + \text{länge2} + \text{länge3} + \text{länge4}\}, \text{PlotStyle} \rightarrow \{\text{Gray}, \text{Thick}\}];$

$\text{supermatrix5}[x_]:= \text{mRaum5}[x].\text{mSpiegel4}[\text{r4}].\text{mRaum4}[\text{länge4}].\text{mSpiegel3}[\text{r3}].$
 $\text{mRaum3}[\text{länge3}].\text{mSpiegel2n}[\text{radius}].\text{mRaum2}[\text{länge2}].\text{mThermische}[\text{thermische}].$
 $\text{mRaum1}[\text{länge1}].\text{mSpiegel1}[\text{l}].\text{mRaum1}[\text{länge1}].\text{mThermische}[\text{thermische}].$
 $\text{mRaum2}[\text{länge2}].\text{mSpiegel2n}[\text{radius}].\text{mRaum3}[\text{länge3}].\text{mSpiegel3}[\text{r3}].\text{mRaum4}[\text{länge4}].$
 $\text{mSpiegel4}[\text{r4}].\text{mRaum5}[\text{länge5}].\text{mSpiegel5}[\text{r5}].\text{mRaum5}[\text{länge5} - x];$
 $R[M_]:= \sqrt{\frac{\text{Abs}[M[[1,2]]]*\lambda}{\text{Pi}}} \sqrt{\frac{1}{1 - ((M[[1,1]] + M[[2,2]])/2)^2}};$
 $\text{p5} = \text{Plot}[\text{Abs}[R[\text{supermatrix5}[x - (\text{länge1} + \text{länge2} + \text{länge3} + \text{länge4})]]],$
 $\{x, \text{länge1} + \text{länge2} + \text{länge3} + \text{länge4}, \text{länge1} + \text{länge2} + \text{länge3} + \text{länge4} + \text{länge5}\},$
 $\text{PlotStyle} \rightarrow \{\text{Gray}, \text{Thick}\}];$

(*TangentialerTeil(Rot)*)

$\text{mSpiegel2GrünTang}[m_,\theta_]:= \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ \frac{-2}{m} * \text{Cos}\left[\frac{\theta * \text{Pi}}{180}\right] & 1 \end{pmatrix};$
 $\text{mSpiegel3GrünTang}[r3_,\xi_]:= \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ \frac{-2}{r3} * \text{Cos}\left[\frac{\xi * \text{Pi}}{180}\right] & 1 \end{pmatrix};$
 $\text{mSpiegel4GrünTang}[r4_,\zeta_]:= \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ \frac{-2}{r4} * \text{Cos}\left[\frac{\zeta * \text{Pi}}{180}\right] & 1 \end{pmatrix};$
 $\text{mSpiegel5GrünTang}[r5_,\kappa_]:= \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ \frac{-2}{r5} * \text{Cos}\left[\frac{\kappa * \text{Pi}}{180}\right] & 1 \end{pmatrix};$
 $\text{supermatrix1}[x_]:= \text{mRaum1}[x].\text{mSpiegel1}[\text{l}].\text{mRaum1}[\text{länge1}].\text{mThermische}[\text{thermische}].$
 $\text{mRaum2}[\text{länge2}].\text{mSpiegel2GrünTang}[\text{radius},\theta].\text{mRaum3}[\text{länge3}].\text{mSpiegel3GrünTang}[\text{r3},\xi].$

$\text{mRaum4}[\text{länge4}].\text{mSpiegel4GrünTang}[\text{r4}, \zeta].\text{mRaum5}[\text{länge5}].\text{mSpiegel5GrünTang}[\text{r5}, \kappa].$
 $\text{mRaum5}[\text{länge5}].\text{mSpiegel4GrünTang}[\text{r4}, \zeta].\text{mRaum4}[\text{länge4}].\text{mSpiegel3GrünTang}[\text{r3}, \xi].$
 $\text{mRaum3}[\text{länge3}].\text{mSpiegel2GrünTang}[\text{radius}, \theta].\text{mRaum2}[\text{länge2}].\text{mThermische}[\text{thermische}].$
 $\text{mRaum1}[\text{länge1} - x];$
 $R[M_]:= \sqrt{\frac{\text{Abs}[M[[1,2]]]*\lambda}{\text{Pi}}} \sqrt{\frac{1}{1 - ((M[[1,1]] + M[[2,2]])/2)^2}};$
 $\text{p6} = \text{Plot}[\text{Abs}[R[\text{supermatrix1}[x]]], \{x, 0, \text{länge1}\}, \text{PlotStyle} \rightarrow \{\text{Red}, \text{Thick}\}];$

$\text{supermatrix2}[x_]:= \text{mRaum2}[x].\text{mThermische}[\text{thermische}].\text{mRaum1}[\text{länge1}].\text{mSpiegel1}[l].$
 $\text{mRaum1}[\text{länge1}].\text{mThermische}[\text{thermische}].\text{mRaum2}[\text{länge2}].\text{mSpiegel2GrünTang}[\text{radius}, \theta].$
 $\text{mRaum3}[\text{länge3}].\text{mSpiegel3GrünTang}[\text{r3}, \xi].\text{mRaum4}[\text{länge4}].\text{mSpiegel4GrünTang}[\text{r4}, \zeta].$
 $\text{mRaum5}[\text{länge5}].\text{mSpiegel5GrünTang}[\text{r5}, \kappa].\text{mRaum5}[\text{länge5}].\text{mSpiegel4GrünTang}[\text{r4}, \zeta].$
 $\text{mRaum4}[\text{länge4}].\text{mSpiegel3GrünTang}[\text{r3}, \xi].\text{mRaum3}[\text{länge3}].\text{mSpiegel2GrünTang}[\text{radius}, \theta].$
 $\text{mRaum2}[\text{länge2} - x];$

$R[M_]:= \sqrt{\frac{\text{Abs}[M[[1,2]]]*\lambda}{\text{Pi}}} \sqrt{\frac{1}{1 - ((M[[1,1]] + M[[2,2]])/2)^2}};$
 $\text{p7} = \text{Plot}[\text{Abs}[R[\text{supermatrix2}[x - \text{länge1}]]], \{x, \text{länge1}, \text{länge1} + \text{länge2}\},$
 $\text{PlotStyle} \rightarrow \{\text{Red}, \text{Thick}\}];$

$\text{supermatrix3}[x_]:= \text{mRaum3}[x].\text{mSpiegel2GrünTang}[\text{radius}, \theta].\text{mRaum2}[\text{länge2}].$
 $\text{mThermische}[\text{thermische}].\text{mRaum1}[\text{länge1}].\text{mSpiegel1}[l].\text{mRaum1}[\text{länge1}].$
 $\text{mThermische}[\text{thermische}].\text{mRaum2}[\text{länge2}].\text{mSpiegel2GrünTang}[\text{radius}, \theta].$
 $\text{mRaum3}[\text{länge3}].\text{mSpiegel3GrünTang}[\text{r3}, \xi].\text{mRaum4}[\text{länge4}].\text{mSpiegel4GrünTang}[\text{r4}, \zeta].$
 $\text{mRaum5}[\text{länge5}].\text{mSpiegel5GrünTang}[\text{r5}, \kappa].\text{mRaum5}[\text{länge5}].\text{mSpiegel4GrünTang}[\text{r4}, \zeta].$
 $\text{mRaum4}[\text{länge4}].\text{mSpiegel3GrünTang}[\text{r3}, \xi].\text{mRaum3}[\text{länge3} - x];$
 $R[M_]:= \sqrt{\frac{\text{Abs}[M[[1,2]]]*\lambda}{\text{Pi}}} \sqrt{\frac{1}{1 - ((M[[1,1]] + M[[2,2]])/2)^2}};$
 $\text{p8} = \text{Plot}[\text{Abs}[R[\text{supermatrix3}[x - (\text{länge1} + \text{länge2})]]],$
 $\{x, \text{länge1} + \text{länge2}, \text{länge1} + \text{länge2} + \text{länge3}\}, \text{PlotStyle} \rightarrow \{\text{Red}, \text{Thick}\}];$

```

supermatrix4[x_]:=mRaum4[x].mSpiegel3GrünTang[r3, ξ].mRaum3[länge3].
mSpiegel2GrünTang[radius, θ].mRaum2[länge2].mThermische[thermische].
mRaum1[länge1].mSpiegel1[l].mRaum1[länge1].mThermische[thermische].
mRaum2[länge2].mSpiegel2GrünTang[radius, θ].mRaum3[länge3].mSpiegel3GrünTang[r3, ξ].
mRaum4[länge4].mSpiegel4GrünTang[r4, ζ].mRaum5[länge5].mSpiegel5GrünTang[r5, κ].
mRaum5[länge5].mSpiegel4GrünTang[r4, ζ].mRaum4[länge4 - x];
R[M_]:=√(Abs[M[[1,2]]]*λ/Pi)√(1/((M[[1,1]]+M[[2,2]])/2)^2);
p9 = Plot[Abs[R[supermatrix4[x - (länge1 + länge2 + länge3)]]],
{x, länge1 + länge2 + länge3, länge1 + länge2 + länge3 + länge4}, PlotStyle → {Red, Thick}];

```

```

supermatrix5[x_]:=mRaum5[x].mSpiegel4GrünTang[r4, ζ].mRaum4[länge4].
mSpiegel3GrünTang[r3, ξ].mRaum3[länge3].mSpiegel2GrünTang[radius, θ].
mRaum2[länge2].mThermische[thermische].mRaum1[länge1].mSpiegel1[l].
mRaum1[länge1].mThermische[thermische].mRaum2[länge2].mSpiegel2GrünTang[radius, θ].
mRaum3[länge3].mSpiegel3GrünTang[r3, ξ].mRaum4[länge4].mSpiegel4GrünTang[r4, ζ].
mRaum5[länge5].mSpiegel5GrünTang[r5, κ].mRaum5[länge5 - x];
R[M_]:=√(Abs[M[[1,2]]]*λ/Pi)√(1/((M[[1,1]]+M[[2,2]])/2)^2);
p10 = Plot[Abs[R[supermatrix5[x - (länge1 + länge2 + länge3 + länge4)]]],
{x, länge1 + länge2 + länge3 + länge4, länge1 + länge2 + länge3 + länge4 + länge5},
PlotStyle → {Red, Thick}];

```

(*SagittalerTeil(Blau)*)

$$\begin{aligned}
\text{mSpiegel2RotSagit}[m_ , \theta_] &:= \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ \frac{-2}{m * \cos\left[\frac{\theta * \text{Pi}}{180}\right]} & 1 \end{pmatrix}; \\
\text{mSpiegel3RotSagit}[r3_ , \xi_] &:= \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ \frac{-2}{r3} * \cos\left[\frac{\xi * \text{Pi}}{180}\right] & 1 \end{pmatrix};
\end{aligned}$$

$$\text{mSpiegel4RotSagit}[r4_ , \zeta_] := \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ \frac{-2}{r4} * \text{Cos} \left[\frac{\zeta * \text{Pi}}{180} \right] & 1 \end{pmatrix};$$

$$\text{mSpiegel5RotSagit}[r5_ , \kappa_] := \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ \frac{-2}{r5} * \text{Cos} \left[\frac{\kappa * \text{Pi}}{180} \right] & 1 \end{pmatrix};$$

$$\text{supermatrix1}[x_] := \text{mRaum1}[x].\text{mSpiegel1}[l].\text{mRaum1}[\text{länge1}].\text{mThermische}[\text{thermische}].$$

$$\text{mRaum2}[\text{länge2}].\text{mSpiegel2RotSagit}[\text{radius}, \theta].\text{mRaum3}[\text{länge3}].\text{mSpiegel3RotSagit}[r3, \xi].$$

$$\text{mRaum4}[\text{länge4}].\text{mSpiegel4RotSagit}[r4, \zeta].\text{mRaum5}[\text{länge5}].\text{mSpiegel5RotSagit}[r5, \kappa].$$

$$\text{mRaum5}[\text{länge5}].\text{mSpiegel4RotSagit}[r4, \zeta].\text{mRaum4}[\text{länge4}].\text{mSpiegel3RotSagit}[r3, \xi].$$

$$\text{mRaum3}[\text{länge3}].\text{mSpiegel2RotSagit}[\text{radius}, \theta].\text{mRaum2}[\text{länge2}].\text{mThermische}[\text{thermische}].$$

$$\text{mRaum1}[\text{länge1} - x];$$

$$R[M_] := \sqrt{\frac{\text{Abs}[M[[1,2]]] * \lambda}{\text{Pi}}} \sqrt{\frac{1}{1 - ((M[[1,1]] + M[[2,2]])/2)^2}};$$

$$\text{p11} = \text{Plot}[\text{Abs}[R[\text{supermatrix1}[x]]], \{x, 0, \text{länge1}\}, \text{PlotStyle} \rightarrow \{\text{Blue}, \text{Thick}\}];$$

$$\text{supermatrix2}[x_] := \text{mRaum2}[x].\text{mThermische}[\text{thermische}].\text{mRaum1}[\text{länge1}].\text{mSpiegel1}[l].$$

$$\text{mRaum1}[\text{länge1}].\text{mThermische}[\text{thermische}].\text{mRaum2}[\text{länge2}].\text{mSpiegel2RotSagit}[\text{radius}, \theta].$$

$$\text{mRaum3}[\text{länge3}].\text{mSpiegel3RotSagit}[r3, \xi].\text{mRaum4}[\text{länge4}].\text{mSpiegel4RotSagit}[r4, \zeta].$$

$$\text{mRaum5}[\text{länge5}].\text{mSpiegel5RotSagit}[r5, \kappa].\text{mRaum5}[\text{länge5}].\text{mSpiegel4RotSagit}[r4, \zeta].$$

$$\text{mRaum4}[\text{länge4}].\text{mSpiegel3RotSagit}[r3, \xi].\text{mRaum3}[\text{länge3}].\text{mSpiegel2RotSagit}[\text{radius}, \theta].$$

$$\text{mRaum2}[\text{länge2} - x];$$

$$R[M_] := \sqrt{\frac{\text{Abs}[M[[1,2]]] * \lambda}{\text{Pi}}} \sqrt{\frac{1}{1 - ((M[[1,1]] + M[[2,2]])/2)^2}};$$

$$\text{p12} = \text{Plot}[\text{Abs}[R[\text{supermatrix2}[x - \text{länge1}]]], \{x, \text{länge1}, \text{länge1} + \text{länge2}\},$$

$$\text{PlotStyle} \rightarrow \{\text{Blue}, \text{Thick}\}];$$

$$\text{supermatrix3}[x_] := \text{mRaum3}[x].\text{mSpiegel2RotSagit}[\text{radius}, \theta].\text{mRaum2}[\text{länge2}].$$

$$\text{mThermische}[\text{thermische}].\text{mRaum1}[\text{länge1}].\text{mSpiegel1}[l].\text{mRaum1}[\text{länge1}].$$

$$\text{mThermische}[\text{thermische}].\text{mRaum2}[\text{länge2}].\text{mSpiegel2RotSagit}[\text{radius}, \theta].$$

$\text{mRaum3}[\text{länge3}].\text{mSpiegel3RotSagit}[\text{r3}, \xi].\text{mRaum4}[\text{länge4}].\text{mSpiegel4RotSagit}[\text{r4}, \zeta].$
 $\text{mRaum5}[\text{länge5}].\text{mSpiegel5RotSagit}[\text{r5}, \kappa].\text{mRaum5}[\text{länge5}].\text{mSpiegel4RotSagit}[\text{r4}, \zeta].$
 $\text{mRaum4}[\text{länge4}].\text{mSpiegel3RotSagit}[\text{r3}, \xi].\text{mRaum3}[\text{länge3} - x];$
 $R[M_]:= \sqrt{\frac{\text{Abs}[M[[1,2]]]*\lambda}{\text{Pi}}} \sqrt{\frac{1}{1 - ((M[[1,1]] + M[[2,2]])/2)^2}};$
 $\text{p13} = \text{Plot}[\text{Abs}[R[\text{supermatrix3}[x - (\text{länge1} + \text{länge2})]]],$
 $\{x, \text{länge1} + \text{länge2}, \text{länge1} + \text{länge2} + \text{länge3}\}, \text{PlotStyle} \rightarrow \{\text{Blue}, \text{Thick}\}];$

$\text{supermatrix4}[x_]:= \text{mRaum4}[x].\text{mSpiegel3RotSagit}[\text{r3}, \xi].\text{mRaum3}[\text{länge3}].$
 $\text{mSpiegel2RotSagit}[\text{radius}, \theta].\text{mRaum2}[\text{länge2}].\text{mThermische}[\text{thermische}].$
 $\text{mRaum1}[\text{länge1}].\text{mSpiegel1}[l].\text{mRaum1}[\text{länge1}].\text{mThermische}[\text{thermische}].$
 $\text{mRaum2}[\text{länge2}].\text{mSpiegel2RotSagit}[\text{radius}, \theta].\text{mRaum3}[\text{länge3}].\text{mSpiegel3RotSagit}[\text{r3}, \xi].$
 $\text{mRaum4}[\text{länge4}].\text{mSpiegel4RotSagit}[\text{r4}, \zeta].\text{mRaum5}[\text{länge5}].\text{mSpiegel5RotSagit}[\text{r5}, \kappa].$
 $\text{mRaum5}[\text{länge5}].\text{mSpiegel4RotSagit}[\text{r4}, \zeta].\text{mRaum4}[\text{länge4} - x];$
 $R[M_]:= \sqrt{\frac{\text{Abs}[M[[1,2]]]*\lambda}{\text{Pi}}} \sqrt{\frac{1}{1 - ((M[[1,1]] + M[[2,2]])/2)^2}};$
 $\text{p14} = \text{Plot}[\text{Abs}[R[\text{supermatrix4}[x - (\text{länge1} + \text{länge2} + \text{länge3})]]],$
 $\{x, \text{länge1} + \text{länge2} + \text{länge3}, \text{länge1} + \text{länge2} + \text{länge3} + \text{länge4}\}, \text{PlotStyle} \rightarrow \{\text{Blue}, \text{Thick}\}];$

$\text{supermatrix5}[x_]:= \text{mRaum5}[x].\text{mSpiegel4RotSagit}[\text{r4}, \zeta].\text{mRaum4}[\text{länge4}].$
 $\text{mSpiegel3RotSagit}[\text{r3}, \xi].\text{mRaum3}[\text{länge3}].\text{mSpiegel2RotSagit}[\text{radius}, \theta].$
 $\text{mRaum2}[\text{länge2}].\text{mThermische}[\text{thermische}].\text{mRaum1}[\text{länge1}].\text{mSpiegel1}[l].$
 $\text{mRaum1}[\text{länge1}].\text{mThermische}[\text{thermische}].\text{mRaum2}[\text{länge2}].\text{mSpiegel2RotSagit}[\text{radius}, \theta].$
 $\text{mRaum3}[\text{länge3}].\text{mSpiegel3RotSagit}[\text{r3}, \xi].\text{mRaum4}[\text{länge4}].\text{mSpiegel4RotSagit}[\text{r4}, \zeta].$
 $\text{mRaum5}[\text{länge5}].\text{mSpiegel5RotSagit}[\text{r5}, \kappa].\text{mRaum5}[\text{länge5} - x];$
 $R[M_]:= \sqrt{\frac{\text{Abs}[M[[1,2]]]*\lambda}{\text{Pi}}} \sqrt{\frac{1}{1 - ((M[[1,1]] + M[[2,2]])/2)^2}};$
 $\text{p15} = \text{Plot}[\text{Abs}[R[\text{supermatrix5}[x - (\text{länge1} + \text{länge2} + \text{länge3} + \text{länge4})]]],$
 $\{x, \text{länge1} + \text{länge2} + \text{länge3} + \text{länge4}, \text{länge1} + \text{länge2} + \text{länge3} + \text{länge4} + \text{länge5}\},$
 $\text{PlotStyle} \rightarrow \{\text{Blue}, \text{Thick}\}];$

Show[p1, p2, p3, p4, p5, p4, p6, p7, p8, p9, p10, p11, p12, p13, p14, p15,
 PlotRange $\rightarrow \{\{0, \text{länge1} + \text{länge2} + \text{länge3} + \text{länge4} + \text{länge5}\}, \{0, 1\}\},$
 AxesLabel $\rightarrow \{"z \text{ [mm]}", "\omega \text{ [mm]}"\},$ AxesOrigin $\rightarrow \{0, 0\},$ Background $\rightarrow$ White,
 BaseStyle $\rightarrow \{\text{FontSize} \rightarrow 25\}$

(*M-Parameter*)

```
gesamtMatrix1 = mRaum1[länge1].mThermische[thermische].mRaum2[länge2].
mSpiegel2n[radius].mRaum3[länge3].mSpiegel3[r3].mRaum4[länge4].mSpiegel4[r4].
mRaum5[länge5].mSpiegel5[r5].mRaum5[länge5].mSpiegel4[r4].mRaum4[länge4].
mSpiegel3[r3].mRaum3[länge3].mSpiegel2n[radius].mRaum2[länge2].
mThermische[thermische].mRaum1[länge1].mSpiegel1[l];
gesamtMatrix1[[1,1]]+gesamtMatrix1[[2,2]] // N
gesamtMatrix2 = mRaum1[länge1].mThermische[thermische].mRaum2[länge2].
mSpiegel2GrünTang[radius,  $\theta$ ].mRaum3[länge3].mSpiegel3GrünTang[r3,  $\xi$ ].
mRaum4[länge4].mSpiegel4GrünTang[r4,  $\zeta$ ].mRaum5[länge5].mSpiegel5GrünTang[r5,  $\kappa$ ].
mRaum5[länge5].mSpiegel4GrünTang[r4,  $\zeta$ ].mRaum4[länge4].mSpiegel3GrünTang[r3,  $\xi$ ].
mRaum3[länge3].mSpiegel2GrünTang[radius,  $\theta$ ].mRaum2[länge2].mThermische[thermische].
mRaum1[länge1].mSpiegel1[l];
gesamtMatrix2[[1,1]]+gesamtMatrix2[[2,2]] // N (*Rot - Tangential*)
gesamtMatrix3 = mRaum1[länge1].mThermische[thermische].mRaum2[länge2].
mSpiegel2RotSagit[radius,  $\theta$ ].mRaum3[länge3].mSpiegel3RotSagit[r3,  $\xi$ ].
mRaum4[länge4].mSpiegel4RotSagit[r4,  $\zeta$ ].mRaum5[länge5].mSpiegel5RotSagit[r5,  $\kappa$ ].
mRaum5[länge5].mSpiegel4RotSagit[r4,  $\zeta$ ].mRaum4[länge4].mSpiegel3RotSagit[r3,  $\xi$ ].
mRaum3[länge3].mSpiegel2RotSagit[radius,  $\theta$ ].mRaum2[länge2].mThermische[thermische].
mRaum1[länge1].mSpiegel1[l];
gesamtMatrix3[[1,1]]+gesamtMatrix3[[2,2]] // N (*Blau - Sagital*)
```

Abbildungsverzeichnis

1.1	gütegeschalteter Impuls	6
1.2	elektrooptischer Güteschalter	9
1.3	Prinzip eines Dünnschichtpolarisator	11
1.4	Verlauf eines linear polarisiertem Impuls im optischen Isolator	12
1.5	Schematische Darstellung einer Anordnung zur Verstärkung von Laserimpulsen.	13
2.1	Schematischer Aufbau des regenerativen Verstärkers	15
2.2	Einkoppelphase	16
2.3	Verstärkungsphase	17
2.4	Auskoppelphase	18
3.1	Die einfachste Form des Resonators	19
3.2	Skizze des geplanten Resonators	20
3.3	Astigmatismus	23
3.4	Simulation der ersten Strahlform	25
3.5	Resonator Skizze	25
3.6	Simulation der Strahlform	26
3.7	Vergrößerung aus der Abbildung 3.6	26
4.1	Energieniveausysteme des Laserprozesses	29
4.2	Absorbtiions- und Emissionsspektrum von FP-Glas	30
4.3	Wellenlängenspektrum der Pumpdiode	31
4.4	Temperaturverhalten bei verschiedenen Strömen	32
4.5	Skizze der Pumpanordnung	33
4.6	Wellenlängenspektrum des Seedlasers	33
4.7	Impulslänge des Seedimpulses	34

5.1	Leistungsdiagramm des Testresonators	36
5.2	Aufbau der Pumpanordnung	36
5.3	Spektrum des Laserlichts, welches im Resonator oszilliert	37
5.4	Durchstimmung der Wellenlänge	38
5.5	Strahlprofil des Resonators im cw-Betrieb	39
5.6	Strahlradius in Abhängigkeit von der z-Richtung	40
5.7	Einschwingverhalten des Resonators	41
5.8	Der umlaufende Impuls im Resonator	43
5.9	Wellenlängenspektrum des gütegeschalteten Resonators	44
5.10	Impulsdauer des gütegeschalteten Resonators	44
5.11	Diagramm der Verstärkung eines Impulses	46
5.12	vergrößerte Darstellung von 5.11	47
5.13	Wellenlängenspektrenvergleich	48
5.14	Messung Nr.4 mit spektralem ASE-Anteil	49
5.15	Messung Nr.4 mit ASE-Anteil	50
6.1	Pulspickeranordnung	I
6.2	Schaltverhalten der Pulspickerpockelszelle	II
6.3	selektierter Impuls	II
6.4	Leistungsdiagramm der intern umlaufenden Resonatorleistung und der TFP-optimierten Leistung	III
6.5	Drehung der $\lambda/4$ -Platte	IV

Tabellenverzeichnis

1.1	ausgewählte Materialien für die Pockelszelle [Hor03]	10
3.1	Transfermatizen für die Reflektion an einer gekrümmten Fläche der tan- gentialen und sagittalen Ebene im Winkel θ	23
3.2	Die Ergebnisse aus der Simulation für den Resonator.	27
5.1	Zusammenfassung der Ergebnisse aus vier Messungen	48

Literaturverzeichnis

- [BDC⁺08] J. Boudeile, J. Didierjean, P. Camy, JL Doualan, A. Benayad, V. Ménard, R. Moncorgé, F. Druon, F. Balembois, and P. Georges. Thermal behaviour of ytterbium-doped fluoride crystals under high power pumping. *Optics Express*, 16(14):10098–10109, 2008.
- [CBD⁺04] S. Chenais, F. Balembois, F. Druon, G. Lucas-Leclin, and P. Georges. Thermal lensing in diode-pumped ytterbium Lasers-Part 1: theoretical analysis and wavefront measurements. *Quantum Electronics, IEEE Journal of*, 40(9):1217–1234, 2004.
- [dat04] Lasermetrics SERIES 1147 - RTP electro-optic modulators & Q-switches, 2004.
- [DR06] Jean-Claude Diels and Wolfgang Rudolph. *Ultrashort laser pulse phenomena : Fundamentals, techniques, and applications on a femtosecond time scale*. Academic Press, 2006.
- [ET00] D. Ehrt and T. Toepfer. Preparation, structure and properties of Yb³⁺ FP laser glass. 4102:95, 2000.
- [GK92] M. Gifford and K.J.Weingarten. Diode-pumped Nd:YLF regenerative amplifier. *OPTICS LETTERS*, 17:1788, 1992.

- [Hor03] M. Hornung. Aufbau und Untersuchung eines regenerativen diodengepumpten $Nd : YVO_4$ -Laser-Verstärkers für Pikosekundenimpulse, 2003.
- [JE04] Bernd Eppich Jürgen Eichler, Lothar Dünkel. Die Strahlqualität von Lasern. *Laser Technik Journal*, Volume 1 Issue 2:63–66, 2004.
- [Joc06] A. Jochmann. Untersuchungen an Lasermaterialien für diodengepumpte Ultrakurzpulsverstärker, 2006.
- [KL] H. Kogelnik and T. Li. Laser beams and resonators. *Appl. Opt.*, 5(10):1550–1567.
- [Koe06] W. Koechner. *Solid-State Laser Engineering*. Springer, 2006.
- [PHT⁺04] S. Paoloni, J. Hein, T. Töpfer, HG Walther, R. Sauerbrey, D. Ehrt, and W. Wintzer. Laser beam induced optical aberrations in phosphate and fluoride phosphate glasses. *Applied Physics B: Lasers and Optics*, 78(3):415–419, 2004.
- [Sch03] R. Schneider. *Aufbau eines Laserverstärkersystems und Anwendung bei Photoionisationsexperimenten*. PhD thesis, Dissertation, Berlin, 2003.
- [Sie06] M. Siebold. *Hochrepetierende, diodengepumpte Festkörperlaserverstärker für den Ultrakurzbereich*. ISLE, 2006.
- [SP02] Th. Töpfer M. Hellwing G. Quednau M. Siebold R. Bödefeld G. Paunescu R. Kind R. Sauerbrey D. Ehrt W. Wintzer S. Podleska, J. Hein. Polaris - a1 diode pumped regenerative amplifier. Technical report, Institute of Optics and Quantum Electronics Friedrich-Schiller-University Jena, 2002.
- [Tei07] Bahaa E. A. Saleh; Malvin C. Teich. *Fundamentals of Photonics*. Wiley-Interscience, 2007.

Danksagung

An dieser Stelle möchte ich jenen meinen Dank aussprechen, die mich bei meiner Diplomarbeit mit Rat und Tat unterstützten.

Mein Dank gilt Herrn Dr. Ulrich Schramm für die Aufnahme in die Projektgruppe Laser-Teilchenbeschleunigung und die Aufgabenstellung, die es mir ermöglichte an einem sehr interessanten Projekt zu arbeiten.

Ebenso bedanke ich mich bei meinem Betreuer Stefan Bock, unter dessen Anleitung und Betreuung der erfolgreiche Aufbau des regenerativen Verstärkers durchgeführt wurde.

Nicht weniger gilt mein Dank Herrn Axel Jochmann, für die zahlreichen Erklärungen, Ratschläge und Hinweise, die wesentlich zum Gelingen beigetragen haben.

Weiterhin möchte ich mich bei meinem Dozenten und Mentor an der Westsächsischen Hochschule in Zwickau, Prof. Dr. P. Hartmann bedanken. Sein Rat und seine Unterstützung während des gesamten Studiums waren immer eine große Hilfe.

Ein großes Dankeschön an alle Mitglieder der Laser-Teilchenbeschleunigung-Gruppe für die stete Hilfsbereitschaft bei großen und kleinen Problemen. Bedanken möchte ich mich bei dieser Gelegenheit zusätzlich noch bei Mathias Siebold.

Zum Schluss gebührt eine besonderer Dank meiner Mutter, die mir dieses Studium ermöglicht hat.