

Laser in der Materialbearbeitung
Forschungsberichte des IFSW

D. Müller
Pulsenergiestabilität bei regenerativen
Kurzpulsverstärkern im Scheibenlaser-
design

Laser in der Materialbearbeitung

Forschungsberichte des IFSW

Herausgegeben von

Prof. Dr. phil. nat. habil. Thomas Graf, Universität Stuttgart
Institut für Strahlwerkzeuge (IFSW)

Das Strahlwerkzeug Laser gewinnt zunehmende Bedeutung für die industrielle Fertigung. Einhergehend mit seiner Akzeptanz und Verbreitung wachsen die Anforderungen bezüglich Effizienz und Qualität an die Geräte selbst wie auch an die Bearbeitungsprozesse. Gleichzeitig werden immer neue Anwendungsfelder erschlossen. In diesem Zusammenhang auftretende wissenschaftliche und technische Problemstellungen können nur in partnerschaftlicher Zusammenarbeit zwischen Industrie und Forschungsinstituten bewältigt werden.

Das 1986 gegründete Institut für Strahlwerkzeuge der Universität Stuttgart (IFSW) beschäftigt sich unter verschiedenen Aspekten und in vielfältiger Form mit dem Laser als einem Werkzeug. Wesentliche Schwerpunkte bilden die Weiterentwicklung von Strahlquellen, optischen Elementen zur Strahlführung und Strahlformung, Komponenten zur Prozessdurchführung und die Optimierung der Bearbeitungsverfahren. Die Arbeiten umfassen den Bereich von physikalischen Grundlagen über anwendungsorientierte Aufgabenstellungen bis hin zu praxisnaher Auftragsforschung.

Die Buchreihe „Laser in der Materialbearbeitung – Forschungsberichte des IFSW“ soll einen in der Industrie wie in Forschungsinstituten tätigen Interessentenkreis über abgeschlossene Forschungsarbeiten, Themenschwerpunkte und Dissertationen informieren. Studenten soll die Möglichkeit der Wissensvertiefung gegeben werden.

Pulsenergiestabilität bei regenerativen Kurzpulsverstärkern im Scheibenlaserdesign

von Dr.-Ing. Daniel Müller
Universität Stuttgart



Herbert Utz Verlag · Wissenschaft
München

Als Dissertation genehmigt
von der Fakultät für Maschinenbau
der Universität Stuttgart

Hauptberichter: Prof. Dr.-Ing. Helmut Hügel
Mitberichter: Prof. Dr. Ursula Keller

Bibliografische Information Der Deutschen Bibliothek
Die Deutsche Bibliothek verzeichnet diese Publikation
in der Deutschen Nationalbibliografie; detaillierte bibliografische
Daten sind im Internet über <http://dnb.ddb.de> abrufbar.

Zugleich: Dissertation, Stuttgart, Univ., 2005

D 93

Dieses Werk ist urheberrechtlich geschützt. Die dadurch
begründeten Rechte, insbesondere die der Übersetzung,
des Nachdrucks, der Entnahme von Abbildungen, der
Wiedergabe auf photomechanischem oder ähnlichem
Wege und der Speicherung in Datenverarbeitungs-
anlagen bleiben – auch bei nur auszugsweiser Verwen-
dung – vorbehalten.

Copyright © Herbert Utz Verlag GmbH 2005

ISBN 3-8316-0508-4

Printed in Germany

Herbert Utz Verlag GmbH, München
Tel.: 089-277791-00 · www.utzverlag.de

Kurzfassung

Für ultrakurze, energiereiche Laserpulse gibt es in Industrie und Medizin eine wachsende Zahl von Anwendungen. Erzeugt werden können derartige Laserpulse nur in Oszillator-Verstärker-Systemen. Diese bestehen aus einem modengekoppelten Seedlaser, der niederenergetische Laserpulse in kurzer Folge emittiert, einem Pulspicker zur Reduktion der Repetitionsrate und einem nachgeschalteten optischen Verstärker. Zur Verstärkung um mehrere Größenordnungen eignen sich insbesondere regenerative Verstärker, bei denen der Laserpuls mit Hilfe eines elektrooptischen Schalters in einen Laserresonator eingekoppelt wird und darin bis zum Auskoppeln bei jedem Durchgang durch das laseraktive Material Energie hinzugewinnt. Eine mittlerweile bewährte Geometrie des laseraktiven Materials ist durch das leistungs-skalierbare Scheibenlaserkonzept gegeben.

Die Stabilität der Ausgangspulsenergie ist, wie bei allen Kurzpulsverstärkern, auch bei auf dem Scheibenlaserkonzept basierenden Systemen eine zentrale Frage und deshalb Thema dieser Arbeit. Zum einen weist der Ausgangsstrahl immer mehr oder minder große Pulsenergieschwankungen auf, die auf Schwankungen anderer Größen im Verstärkersystem und letztlich auf äußere Störeinflüsse, Temperaturschwankungen oder unzureichend stabilisierte Kontroll- und Versorgungsgeräte zurückzuführen sind. Zum anderen kommt es bei bestimmten Betriebsparametern zu Pulsenergiefluktuationen, d.h. periodischen oder sprunghaften, chaotischen Änderungen der Pulsenergie, die allein durch die Dynamik des Pump- und des Verstärkungsprozesses entstehen.

Zur experimentellen Studie der Schwankungen und Fluktuationen wurde ein Yb:YAG Verstärkersystem aufgebaut und ein geeignetes Mess- und Diagnosesystem entwickelt, mit dem sich die Ausgangspulsenergie und die extrahierbare Energiedichte lückenlos nach jedem Verstärkungszyklus erfassen und in Echtzeit darstellen lassen. Für die theoretische Analyse der Problematik wurde ein einfaches Modell des Pump- und des Verstärkungsprozesses entwickelt und experimentell verifiziert. Darauf aufbauende Überlegungen erlauben es, für jede Wahl der Betriebsparameter zu berechnen, wie stark die Pulsenergieschwankungen ausfallen und ob es zu Pulsenergiefluktuationen kommt. Letztere zeigen verschiedene Muster, die experimentell nachgewiesen und mit dem Modell erklärt werden.

Aus dem Modell gehen Richtlinien zur Optimierung des Verstärkersystems hinsichtlich des optischen Wirkungsgrads und der Belastung der Komponenten, zur Vermeidung von Fluktuationen sowie zur Reduktion von Schwankungen und Veränderungen der Pulsform hervor, die auch experimentell überprüft werden. Über die Wahl der Betriebsparameter hinaus existieren weitere Möglichkeiten der Stabilisierung, deren Eignung diskutiert und zum Teil auch experimentell untersucht wird.

Inhaltsverzeichnis

Kurzfassung	5
Inhaltsverzeichnis	7
Liste der verwendeten Symbole	11
Extended Abstract	17
1 Einleitung	21
1.1 Motivation	21
1.2 Inhalt und Gliederung	22
2 Regenerativer Yb:YAG Kurzpulsverstärker im Scheibenlaserdesign 25	
2.1 Grundlagen	25
2.1.1 Der Scheibenlaser	25
2.1.2 Kurzpulsverstärkersysteme	27
2.1.3 Kurzpulsverstärker auf Scheibenlaserbasis	28
2.2 Aufbau und Funktionsweise des Verstärkersystems.....	29
2.2.1 Überblick.....	34
2.2.2 Seedlaser und Strahlverlauf zum Pulspicker	35
2.2.3 Strahlverlauf im Pulspicker	36
2.2.4 Strahlverlauf im Verstärker (ohne Resonator).....	37
2.2.5 Strahlverlauf im Resonator	38
2.2.6 Funktion der restlichen Komponenten.....	40
2.2.7 Gesichtspunkte des Resonatordesigns	41
2.2.8 Notwendigkeit eines Pulspickers	44
2.3 Theoretisches Modell des regenerativen Verstärkers	44
2.3.1 Zielsetzung der Modellierung.....	45
2.3.2 Modell der Verstärkungsphase	46
2.3.2.1 Ratengleichungen für die Verstärkung im Doppeldurchgang	46
2.3.2.2 Lösung der Ratengleichungen	50
2.3.2.3 Materialparameter von Yb:YAG für den Verstärkungsprozess	50
2.3.2.4 Rekursive Berechnung der Verstärkungsphase	51
2.3.2.5 Differenzialgleichungen für die Verstärkungsphase	53
2.3.3 Modell der Pumpphase	55
2.3.3.1 Aufstellen der Ratengleichung.....	55

2.3.3.2	Integration der Ratengleichungen	57
2.3.3.3	Materialparameter von Yb:YAG für den Pumpprozess.....	58
2.3.4	Kriterien zur Optimierung des Systems	59
2.3.4.1	Ziele der Optimierung	60
2.3.4.2	Wirkungsgrad der Verstärkungsphase	60
2.3.4.3	Wirkungsgrad der Pumpphase	62
2.3.4.4	Umlaufzahl und akkumulierte Energiedichte	64
2.4	Messtechnik und Verifizierung des Modells.....	66
2.4.1	Bestimmung der Pulsenergie	66
2.4.2	Bestimmung der extrahierbaren Energiedichte.....	67
2.4.2.1	Methode 1: Messung der Verstärkung	67
2.4.2.2	Methode 2: Messung der Fluoreszenzstrahlung	70
2.4.3	Mess- und Diagnosesystem mit angepasster Datenakquisitionrate.....	73
2.4.3.1	PC-Messkarte und Signalkonditionierung	73
2.4.3.2	Software zur Datenakquisition und Echtzeitvisualisierung	75
2.4.4	Überprüfung des Modells anhand experimenteller Daten	77
2.4.4.1	Modell der Pumpphase.....	77
2.4.4.2	Modell der Verstärkungsphase.....	79
2.4.4.3	Erweiterung des Modells der Verstärkungsphase.....	81
3	Pulsenergieschwankungen im rückwirkungsfreien Verstärkersystem	85
3.1	Einführung zu Schwankungen	85
3.1.1	Schwankungen der Eigenschaften von Laserpulsen	85
3.1.2	Unterscheidung von Schwankungen und Fluktuationen.....	87
3.2	Die wichtigsten Störquellen und die Art ihrer Einflussnahme.....	88
3.2.1	Gruppierung der Störquellen.....	88
3.2.2	Schwankungen der Pulsenergie vor der Verstärkung	88
3.2.3	Schwankungen der Gesamtverstärkung	90
3.2.4	Schwankungen der Gesamtverluste	91
3.3	Betriebsparameter zur Reduktion von Pulsenergieschwankungen	92
3.3.1	Schwankungen der Anzahl der Umläufe	93
3.3.2	Schwankungen der Anfangspulsenergie	94
3.3.3	Schwankungen der extrahierbaren Energiedichte.....	94
3.3.4	Schwankungen der Umlaufverluste	97
4	Pulsenergiefluktuation durch Rückwirkungen im Verstärkersystem..	99
4.1	Einführung zur nichtlinearen Dynamik.....	99
4.1.1	Nichtlineare Dynamik und Chaos bei Lasern	99

4.1.2	Ursachen von Instabilitäten und Chaos im regenerativen Verstärker	101
4.1.3	Grundlagen eindimensionaler diskreter dynamischer Systeme.....	101
4.1.3.1	Definition	102
4.1.3.2	Ruhelage und deren Stabilität	102
4.1.3.3	Periodenverdopplung und Übergang ins Chaos	103
4.2	Abbildungsvorschrift und Ruhelage der extrahierbaren Energiedichte.....	104
4.2.1	Zerlegung der Abbildungsvorschrift eines Verstärkungszyklus	104
4.2.2	Abbildungsvorschrift der Pumpphase.....	105
4.2.3	Abbildungsvorschrift der Verstärkungsphase.....	106
4.2.4	Vollständiger Verstärkungszyklus und Pulsenergiedichte	108
4.2.5	Einfluss der Ruhelage auf den optischen Wirkungsgrad	108
4.3	Berechnung der Grenze des stabilen Betriebs	110
4.3.1	Berechnung der Ableitung φ'_{Pump}	110
4.3.2	Berechnung der Ableitung φ'_{Verst}	111
4.3.3	Betriebsparameter für stabile Ruhelagen.....	114
4.4	Der Weg ins Chaos beim regenerativen Verstärker.....	116
4.4.1	Zeitreihenanalyse der Fluoreszenz und der Ausgangspulsenergie	116
4.4.2	Analyse der Bifurkationsdiagramme	119
4.5	Betriebsparameter für Stabilität, Periodenverdopplung oder Chaos	122
4.5.1	Einfluss der Repetitionsrate	122
4.5.2	Einfluss der Pulsenergie vor der Verstärkung	124
4.5.3	Einfluss der Pumpleistung	127
4.5.4	Einfluss der Umlaufverluste	129
5	Stabilisierung der Pulsenergie	131
5.1	Ansätze zur Stabilisierung des regenerativen Verstärkers.....	131
5.1.1	Reduktion von äußeren Störeinflüssen	131
5.1.2	Stabilisierung der Versorgungsgeräte und des optischen Aufbaus	132
5.1.3	Verwendung geeigneter Betriebsparameter.....	133
5.1.4	Konzeptionelle Modifikationen	134
5.1.5	Regelung des Verstärkers	135
5.2	Regelkonzepte für den regenerativen Verstärker.....	137
5.2.1	Regelung über die Anzahl der Umläufe	137
5.2.2	Regelung über die Pumpleistung	141
5.2.3	Regelung über Zusatzverluste.....	142
5.2.4	Regelung über die Anfangspulsenergie	144

6 Zusammenfassung der Ergebnisse	147
Literaturverzeichnis.....	151
A Anhang	157
A.1 Justage des Verstärkersystems	157
A.2 Integration der Ratengleichungen des Verstärkungsprozesses	159
A.2.1 Ausgangspunkt.....	159
A.2.2 Energieerhaltung.....	160
A.2.3 Lösung für kurze Pulse	160
A.2.4 Lösung für lange Pulse.....	162
Danksagung	165

Liste der verwendeten Symbole

Die in dieser Arbeit verwendeten Variablen sind, getrennt nach lateinischen und griechischen Buchstaben, jeweils in alphabetischer Reihenfolge aufgelistet. Für alle Größen wird das Internationale Einheitensystem (SI) verwendet. Zur besseren Lesbarkeit werden die Einheiten jeder Gleichung, sofern sie nicht dimensionslos ist, auch in der restlichen Arbeit in eckigen Klammern am Zeilenende angegeben.

\hat{X}	[..m ² /J]	X normiert auf Sättigungsenergiedichte H_s , $\hat{X} = X/H_s$
$ \Delta X $	[..]	absolute Schwankung von X
$ \Delta \ln(X) $	[1]	relative Schwankung von X , also $ \Delta X/X $
—	—	—
a_0	[m]	Versatz zwischen dem Laserstrahl des Seedlaser und der Resonatorachse des regenerativen Verstärkers
C_{Verst}	[1]	Konstante der Verstärkungsphase (siehe Gl. 2.23)
$d_{Scheibe}$	[m]	Dicke der Scheibe
$E_{...}$	[W/m ²]	flächenbezogene Leistungsdichte, Bedeutung der Indizes: siehe Leistung P
f_B	[1]	Ausbleichfaktor beim Pumpprozess
$f_{Relaxation}$	[Hz]	Frequenz der Relaxationsoszillationen
$f_{Seedlaser}$	[Hz]	Repetitionsrate des Seedlasers
$f_{Verstärker}$	[Hz]	Repetitionsrate des regenerativen Verstärkers ($1/T_{Zyk}$)
F	[1]	Implizite Funktion der normierten Energiedichten in der Verstärkungsphase
$g_{Scheibe}$	[1/m]	Verstärkungskoeffizient der Scheibe
h	[Js]	PLANCKSche Konstante
i	[1]	Zähler der Umläufe im Resonator ($i \in \{1, \dots, n_{Um}\}$)
j	[1]	Zähler der Doppeldurchgänge in einem Umlauf ($j \in \{1, \dots, n_{Dd/Um}\}$)
G_{Dd}	[1]	Verstärkungsfaktor eines Doppeldurchgangs
G_{Verst}	[1]	Verstärkungsfaktor einer ganzen Verstärkungsphase
$H_{...}$	[J/m ²]	flächenbezogene Energiedichte, Bedeutung der Indizes: siehe Energie Q
k	[1]	Zähler der Doppeldurchgänge durch die Scheibe ($k \in \{1, \dots, n_{Dd}\}$) mit $k = (i-1)n_{Dd/Um} + j$

l	[1]	Zähler der Verstärkungszyklen ($l \in \{1, \dots, n_{Zyk}\}$)
m_0	[1]	Vorfaktor in der linearen Näherung der Absorptionseffizienz der Pumpstrahlung
n_{Dd}	[1]	Anzahl der Doppeldurchgänge in einer Verstärkungsphase
$n_{Dd, Pump}$	[1]	Anzahl der Doppeldurchgänge der Pumpstrahlung
$n_{Dd / Um}$	[1]	Anzahl der Doppeldurchgänge in einem Umlauf im Resonator
n_{Um}	[1]	Anzahl der Verstärkungszyklen einer Serie
n_{Zyk}	[1]	Anzahl der Umläufe im Resonator in einer Verstärkungsphase
N_1	[1/m ³]	Besetzungsdichte des unteren Multipletts
N_2	[1/m ³]	Besetzungsdichte des oberen Multipletts
N_{Dot}	[1/m ³]	Dotierung der Scheibe
P_{Fluo}	[W]	Leistung der abgestrahlten Fluoreszenz
P_{Puls+}	[W]	Leistung des Laserpulses mit positiver Propagationsrichtung
P_{Puls-}	[W]	Leistung des Laserpulses mit negativer Propagationsrichtung
P_{Pump}	[W]	einfallende Pumpleistung
$\bar{P}_{Thermoel. Detektor}$	[W]	mit dem thermoelektrischen Detektor gemessene mittlere Laserleistung
$q_{Scheibe}$	[J/m ³]	volumenbezogene extrahierbare Energiedichte der Scheibe
Q_S	[J]	Sättigungsenergie der Laserstrahlung
$Q_{S, Pump}$	[J]	Sättigungsenergie der Pumpstrahlung
$Q_{Scheibe}$	[J]	extrahierbare Energie der Scheibe
$Q_{Scheibe, gepumpt}$	[J]	Energie der gepumpten Scheibe im stationären Grenzfall
$Q_{Scheibe, max}$	[J]	extrahierbare Energie der für die Pumpstrahlung transparenten Scheibe
$Q_{Scheibe, ungepumpt}$	[J]	Energie der ungepumpten Scheibe (negativer Zahlenwert)
$Q_{Scheibe, nach Dd}$	[J]	extrahierbare Energie der Scheibe nach dem Doppeldurchgang des Laserpulses
$Q_{Scheibe, nach Verst}$	[J]	extrahierbare Energie der Scheibe am Ende der Verstärkungsphase
$Q_{Scheibe, vor Dd}$	[J]	extrahierbare Energie der Scheibe vor dem Doppeldurchgang des Laserpulses
$Q_{Scheibe, vor Verst}$	[J]	extrahierbare Energie der Scheibe zu Beginn der Verstärkungsphase
Q_{Puls}	[J]	Pulsenergie des Laserpulses

$Q_{Puls, Ausgang}$	[J]	Ausgangspulsenergie des Verstärkersystems
$Q_{Puls, nach Dd}$	[J]	Pulsenergie des Laserpulses nach dem Doppeldurchgang durch die Scheibe
$Q_{Puls, nach Verst}$	[J]	Pulsenergie des Laserpulses am Ende der Verstärkungsphase
$Q_{Puls, Seedlaser}$	[J]	Ausgangspulsenergie des Seedlasers
$Q_{Puls, vor Dd}$	[J]	Pulsenergie des Laserpulses vor dem Doppeldurchgang durch die Scheibe
$Q_{Puls, vor Verst}$	[J]	Pulsenergie des Laserpulses zu Beginn der Verstärkungsphase
r	[1]	Kontrollparameter von $\varphi_{Verlust}$
$R_{Scheibe}$	[m]	Krümmungsradius der Scheibe
t	[s]	Zeit
$T_{Pulspicker}$	[1]	Transmission des Pulspickers (von selektierten Laserpulsen)
T_{Pump}	[s]	Dauer einer Pumpphase (zumeist $\equiv T_{Zyk}$)
T_{S12-E2}	[s]	Laufzeit des Laserpulses von S12 (Resonatorendspiegel) nach E2 (elektrooptischer Kristall)
$T_{Schalt PZ.2}$	[s]	Schaltzeit der Pockelszelle im regenerativen Verstärker
$T_{Scheibe}$	[K]	mittlere Temperatur der Scheibe
$T_{Scheibe, ungepumpt}$	[K]	mittlere Temperatur der nicht gepumpten Scheibe
T_{Um}	[s]	Umlaufzeit eines Laserpulses im Resonator
T_{Zyk}	[s]	Dauer eines Zyklus
u	[1]	Zustand eines dynamischen Systems
u_0	[1]	Ruhelage eines dynamischen Systems
$U_{\lambda/4}$	[V]	Lambda-Viertel-Spannung des elektrooptischen Kristalls
$U_{Pockelszelle}$	[V]	Hochspannung am elektrooptischen Kristall in der Pockelszelle
$U_{SS Photodiode}$	[V]	Spitzenspannung an der Photodiode
$\bar{U}_{SS Photodiode}$	[V]	Zeitlicher Mittelwert von $U_{SS Photodiode}$
v_{Dd}	[1]	Verluste pro Doppeldurchgang ($v_{Dd} = v_{Um}/n_{Dd/Um}$)
v_G	[m/s]	Gruppengeschwindigkeit des Laserpulses
v_{Um}	[1]	Verluste pro Umlauf im Resonator
V	[J/m ²]	Maß für die hypothetische räumliche Ungleichmäßigkeit von $H_{Scheibe}$
V_{Verst}	[1]	Verlustfaktor einer ganzen Verstärkungsphase
w	[m]	Radius des Laserstrahls

w_0	[m]	Radius des Laserstrahls im Fokus
$w_{Scheibe}$	[m]	Radius des Laserstrahls in der Scheibe
x	[m]	horizontale Raumdimension, orthogonal zur Ausbreitungsrichtung des Laserstrahls
y	[m]	vertikale Raumdimension, orthogonal zur Ausbreitungsrichtung des Laserstrahls
z	[m]	Raumdimension in Ausbreitungsrichtung des Laserstrahls
z_0	[m]	Fokuslage
z_R	[m]	Rayleighlänge
—	—	—
α_d	[1]	Kippwinkel zwischen dem Laserstrahl des Seedlasers und der Resonatorachse des regenerativen Verstärkers
η_{Abs}	[1]	Absorptionseffizienz der Pumpstrahlung
$\eta_{Abs,0}$	[1]	konstanter Term in der linearen Näherung der Absorptionseffizienz der Pumpstrahlung
$\eta_{Einkopplung}$	[1]	Einkoppeleffizienz des Seedlasers in den regenerativen Verstärker (aufgeteilt nach <i>Strahlparameter</i> und <i>Strahllage</i>)
$\eta_{optisch}$	[1]	optischer Wirkungsgrad des Verstärkersystems
η_{Pump}	[1]	Pumpwirkungsgrad
$\eta_{Pump,0}$	[1]	differenzieller Pumpwirkungsgrad bei der Transparenzschwelle (für die Laserstrahlung) der Scheibe
η_{Stokes}	[1]	Stokes-Wirkungsgrad (v_{Laser}/v_{Pump})
η_{Verst}	[1]	Verstärkungswirkungsgrad
Θ	[1]	voller Divergenzwinkel des Laserstrahls
\mathcal{G}	[1]	auf den stationären Wert bezogene extrahierbare Energiedichte
$\mathcal{G}_{vor Pump}$	[1]	auf den stationären Wert bezogene extrahierbare Energiedichte zu Beginn der Pumpphase
λ_{Laser}	[m]	Wellenlänge der Laserstrahlung
ν_{Laser}	[Hz]	Frequenz der Laserstrahlung
ν_{Pump}	[Hz]	Frequenz der Pumpstrahlung
ξ_V	[1]	Kopplungskonstante von V an $H_{Scheibe}$
ρ	[1]	Verstärkung/Verlust-Verhältnis
$\rho_{nach Verst}$	[1]	Verstärkung/Verlust-Verhältnis am Ende der Verstärkungsphase
$\rho_{vor Verst}$	[1]	Verstärkung/Verlust-Verhältnis zu Beginn der Verstärkungsphase

$\sigma_{Abs, Laser}$	$[m^2]$	effektiver Absorptionswirkungsquerschnitt der Laserstrahlung
$\sigma_{Abs, Pump}$	$[m^2]$	effektiver Absorptionswirkungsquerschnitt der Pumpstrahlung
$\sigma_{Em, Laser}$	$[m^2]$	effektiver Emissionswirkungsquerschnitt der Laserstrahlung
$\sigma_{Em, Pump}$	$[m^2]$	effektiver Emissionswirkungsquerschnitt der Pumpstrahlung
τ_{Fluo}	$[s]$	Fluoreszenzlebensdauer des oberen Laserniveaus
τ_{Pump}	$[s]$	Anstiegszeit des Pumpprozesses
τ_V	$[s]$	Zerfallszeit von V
φ	$[1]$	Abbildungsvorschrift eines dynamischen Systems
φ_{Pump}	$[1]$	Abbildungsvorschrift der Pumpphase
$\varphi_{Verhulst}$	$[1]$	VERHULSTsche Abbildung
φ_{Verst}	$[1]$	Abbildungsvorschrift der Verstärkungsphase
φ_{Zyk}	$[1]$	Abbildungsvorschrift eines Zyklus
ψ_{Verst}	$[1]$	Funktion zur Berechnung von $\hat{H}_{Puls, nach Verst}$

Extended Abstract

Ultra short laser pulses with picosecond pulse duration and millijoule pulse energy have numerous applications in industry and medicine, such as micro machining or dental surgery. The only concept to generate such laser pulses is a master oscillator/power amplifier system. It consists of a mode locked seed laser, emitting short laser pulses with small pulse energy at a high repetition rate, a pulse picker to reduce the repetition rate and an optical amplifier to increase the pulse energy by typically six orders of magnitude. A common scheme to obtain this high total gain is the regenerative amplifier. In this amplifier type, a seed pulse is injected into a laser resonator by means of a fast electro optical switch. The laser pulse circulates in the resonator and is amplified at each passage through the laser active medium until it is coupled out and directed to the output of the system.

The amplifier system presented in this thesis is based on the thin disk laser design. The laser active medium has the shape of a thin disk and is mounted with its high reflective coated back side on a water cooled heat sink. This disk is pumped through the front side employing a special pump optic that re-images the reflected unabsorbed pump radiation repeatedly onto the disk, so that both a high absorption and a high effective pump power density is achieved. The pumped thin disk acts as an amplifying mirror in the resonator of the regenerative amplifier. Important benefits of this design comprise the small thermal phase distortions, the effective cooling of the laser active medium and the small depolarisation of the laser radiation. The output pulse energy of the thin disk laser is scalable by increasing the mode area on the disk while keeping the density of pump power and pulse energy constant.

An important topic of these amplifier systems is the stability of the output pulse energy. It can be subjected to two different types of fluctuations, which shall be classified by their origin. Type I pulse energy fluctuations (“Schwankungen”) are caused by external disturbances, air turbulences, mechanical vibrations, a temperature drift or insufficiently stabilized control and supply devices. Type II pulse energy fluctuations (“Fluktuationen”), which are either periodic or chaotic, solely arise from the intrinsic dynamic of the pump and amplification process. While type I fluctuations can be minimized but never completely eliminated, type II fluctuations occur only at certain parameters of operation. This work aims to understand these fluctuations, predict when they appear and find methods to stabilize the pulse energy. The motivation and outline is resumed in chapter 1.

Chapter 2 describes the experimental setup of the amplifier system, the theoretical model and the measurement and diagnostic system employed to study the fluctuations. The Yb:YAG amplifier system built during this work can be operated at an output pulse energy of 1,3 mJ at a repetition rate of 20 kHz and a pulse width of 1,8 ps with

an optical efficiency of 19 %. It requires no chirped pulse amplification, because all mode diameters are sufficiently large to avoid optical damage or strong nonlinear effects.

A one-dimensional theoretical model has been developed to analyse the pulse energy fluctuations. It distinguishes between the pump phase, where energy is stored in the thin disk, and the amplification phase, where energy is transferred from the disk to the laser pulse in the resonator. Both phases are described by rate equations, which also account for typical properties of the thin disk laser like the double pass of the laser pulse or the multi pass pumping. The rate equation for the pump phase is solved explicitly (with a linear approximation of the absorption efficiency), whereas the amplification of the laser pulse must be calculated (apart from some special cases) recursively. The superposition of the laser pulse with itself in the thin disk turns out to have no influence for typical pulse energy densities. Both models are experimentally validated. The model of the amplification phase is empirically extended to improve the accuracy.

General criteria, which must be considered when choosing the parameters of operation for the amplifier system, are derived from this model. The most important criterion is to avoid undesired type II fluctuations and pulse energy densities surpassing the damage threshold of the optical components. Furthermore, it is equally important that the accumulated energy does not thermally damage the Pockels cell or any other optical component. Next, the number of roundtrips as well as the quadratic accumulated energy density (proportional to the B integral) must be sufficiently small to keep the temporal and spectral shape of the laser pulse within the specification. At last, remaining freedoms in the parameters of operation can be used to minimize type I fluctuations and to improve the optical efficiency. But even if the other criteria allow to maximize the efficiency, it is preferable for the overall performance to operate the amplifier with a slightly reduced efficiency. This is because the variation of most parameters of operation has different impacts on the criteria listed above. An exemption are low resonator losses and a moderate to high repetition rate, which have always a positive influence.

A computer based measurement and diagnostic system has been developed for the experimental study of the fluctuations. The system records the output pulse energy, the energy stored in the thin disk and the duration of the amplification phase for each cycle at a repetition rate of up to 33 kHz. A photodiode, calibrated with a thermoelectric detector, is used to measure the output pulse energy. The energy stored in the disk is derived from the fluorescence radiation emitted from the thin disk, which is also measured with a photodiode. This fluorescence method is calibrated with the double pass gain of a probe beam. A correlation analysis shows that only the radiation of the zero phonon line at 970 nm should be detected, because it is neither influenced by pump nor by laser radiation.

In chapter 3, type I pulse energy fluctuations are analyzed theoretically and experimentally. Their direct origins are fluctuations of seed pulse energy, resonator losses and gain. Seed pulse energy fluctuations, in turn, can be attributed to the seedlaser, to the pulse picker or to injection/ejection process. Fluctuations of the losses are caused by air turbulences in the beam pass, mechanical vibrations and temperature induced misalignment of the resonator. Gain fluctuation arise mainly from fluctuation of the pump power and the cooling temperatures (thin disk, pump diode, seed laser).

The analysis shows that a reduction of the gain during the amplification phase can be exploited to compensate for fluctuations of the seed pulse energy, losses or initial gain. However, this compensation scheme usually requires parameters of operation which are incompatible with other design criteria (efficiency, number of round trips, linear/quadratic energy density) and is therefore rarely applicable.

Chapter 4 covers the study of type II pulse energy fluctuations. From a mathematical point of view, the regenerative amplifier is a one-dimensional discrete dynamical system described by a unimodal function. Subsequent amplification cycles are coupled by the energy stored in the disk. A cycle consists of the pump and the amplification phase, hence the interaction of both phases determines the stability of the cycle. The amplification phase can be either stabilizing or destabilizing. It is destabilizing if a small increase of energy stored in the thin disk before the amplification phase provokes an even stronger decline of the stored energy afterwards. This case occurs only if the laser pulse is amplified by at least three orders of magnitude and a sufficiently large amount of the energy stored in the disk is extracted. The larger the total gain, the stronger is the destabilizing effect (for the same amount of energy extracted). The pump phase, in contrast, has always a stabilizing effect which decreases with increasing repetition rate. So the output pulse energy fluctuates, if a destabilizing amplification phase can not be compensated by the stabilizing pump phase.

For typical parameters of operation, no type II fluctuations occur, if the amplification cycle is longer than the rise time of the pump process. At low pump power densities, this rise time equals approximately the fluorescence decay time (Yb:YAG: 0.95 ms) and corresponds to half this value for high pump power densities. At higher repetition rates it is still possible to avoid type II fluctuations, but at the cost of up to 30 % optical efficiency reduction compared to the unstable mode of operation. The relative efficiency reduction diminishes with increasing repetition rate. The maximum output pulse energy in stable operation increases nearly linearly with the pump power over a wide range of operation. If the pump phase length is shorter than 10 % of the pump rise time, stable operation is possible with the maximum efficiency. Hence, type II pulse energy fluctuation are only problematic in a limited range of repetition rates. The size of this range increases with the total net gain.

Type II fluctuations are either periodic or chaotic. The transition from stable to chaotic behaviour takes place, according to the FEIGENBAUM scenario, in a series of period doubling sequences. The different modes of operations and the transitions have been studied with the help of time series and bifurcation diagrams. The low noise level (type I fluctuations) allows the experimental detection of the first three bifurcations.

Chapter 5 discusses possibilities to reduce or prevent fluctuations of both types. Minimizing type I fluctuations involves isolating the system from external disturbances like mechanical vibrations, air turbulences or temperature changes and stabilizing all control and supply units. Especially to ensure the long term stability of the output pulse energy, it is important to prevent a misalignment of the resonator with the help of a thermally and mechanically stable setup.

A further reduction of type I fluctuations can be achieved with a closed-loop control of the output pulse energy using the pump diode current as control variable. All fluctuations on a time scale above the cycle length, which are dominant in continuously pumped amplifier systems, can be controlled that way. When fluctuations on a shorter timescale occur, a closed-loop control of the intra resonator pulse energy with the resonator losses as control variable should be considered. Other closed-loop controlled systems with the number of round trips or the seed pulse energy as control variable are also feasible, but have an inferior performance. Optical approaches employing non-linear effects or an auxiliary resonator are unsuitable to stabilize the output pulse energy.

Type II pulse energy fluctuations can be prevented by an appropriate choice of the parameters of operation, which is often the preferable way. If the optical efficiency is important, in particular for high-power systems, a combination of a pre-amplifier and a power amplifier should be used. Alternatively, a closed-loop control of the energy stored in the disk or of the pulse energy are also suitable to stabilize the pulse energy.

Such a closed-loop control, where the laser pulse is not ejected from the resonator unless it has reached a predetermined energy has been successfully implemented. With this control it is possible to stabilize type II fluctuations and operate the amplifier at the maximal efficiency. A drawback of the number of round trips as control variable is, that the laser pulses are no longer emitted in a fixed time frame and that the output pulse energy still fluctuates according to the net round trip gain at the end of the amplification phase.

Chapter 6 summarizes the results of this work: the theoretical and experimental study of pulse energy fluctuation in a thin disk regenerative amplifier contributed to their understanding and led to concepts to stabilize the amplifier system.

1 Einleitung

1.1 Motivation

Kurzpulslasersysteme, die auf einem einzigen optischen Tisch Platz finden, erzeugen heute Laserstrahlen, die aufgrund ihrer geringen Pulslänge eher Laserpunkte genannt werden müssten, und deren Spitzenleistung mit der eines Kernkraftwerks vergleichbar ist. Dank einer stetig wachsenden Zahl von Anwendungen besteht an dieser Technologie neben dem wissenschaftlichen auch ein großes wirtschaftliches Interesse. In Deutschland wird die Entwicklung von Kurzpulslasersystemen deshalb von öffentlichen Forschungsinstituten und von der Industrie gemeinsam vorangetrieben, nachdem sie 1999 mit dem Förderverband „Femtosekundentechnologie“ vom Bundesministerium für Bildung und Forschung angestoßen wurde. Am Institut für Strahlwerkzeuge (IFSW) wurde bei der Realisierung derartiger Systeme von Beginn an auf das Scheibenlaserkonzept gesetzt. Es besitzt den für Kurzpulslaser entscheidenden Vorteil, dass bei einer Skalierung der Ausgangspulsenergie die flächenbezogene Belastung des laseraktiven Materials nicht zunimmt. Nach ersten beachtlichen Erfolgen mit diesem Konzept standen der Nutzung des tatsächlichen Potenzials des Scheibenlaserprinzips aber auch Schwierigkeiten im Weg:

- Die bis dato kommerziell verfügbaren elektrooptischen Schalter, mit denen die Laserpulse in das Verstärkersystem ein- und ausgekoppelt werden, waren stör anfällig und erreichten nicht die benötigten langen Schaltdauern.
- Die Zerstörschwelle und die Formtreue der Scheiben entsprachen den Anforderungen des Dauerstrichbetriebs, erwiesen sich aber bei kurzen Laserpulsen bzw. großen Strahlquerschnitten als unzureichend.
- Beim Versuch, die Ausgangsleistung zu steigern, wurden Pulsenergiefluktuationen beobachtet und es war vorerst unklar, inwieweit diese die Ausgangspulsenergie und die Repetitionsrate beim regenerativen Verstärker auf Basis des Scheibenlaser begrenzen.

In jedem der Punkte wurden durch die Anstrengungen im und außerhalb des IFSW innerhalb der letzten Jahre Fortschritte erzielt. Als unerwartet langwierig und mühevoll erwies sich dabei die Verbesserung der Scheiben, aber auch die Optimierung der Pockelszellen. Obwohl bei beiden Punkten der Weg im Prinzip vorgezeichnet war, mussten viele Detailfragen geklärt und nicht wenige Rückschläge hingenommen werden, um dem Ziel schrittweise näher zu kommen. Davon unterschied sich auf angenehme Weise die Untersuchung der rätselhaften chaotischen Fluktuationen, mit deren Auftreten nicht gerechnet wurde und für die es vorerst auch keine Erklärung gab. Diesem interessanten Phänomen, das zudem eine nicht zu unterschätzende

praktische Relevanz besitzt, auf den Grund zu gehen war eine äußerst spannende Herausforderung.

1.2 Inhalt und Gliederung

Die Ergebnisse aus der Entwicklung und Optimierung von mehreren Kurzpulsverstärkersystemen auf Basis des Scheibenlasers erlauben und erfordern es, für diese Dissertation eine begrenzte Themenauswahl zu treffen. Diese fiel auf das, aus Sicht des Autors, interessanteste Thema, die Frage nach der Stabilität der Pulsenergie. Dafür bleiben andere wichtige Aspekte, wie das Resonatordesign, die Weiterentwicklung der Pockelszellen oder die Skalierung der Ausgangsleistung in dieser schriftlichen Ausarbeitung unberücksichtigt. Das Thema wurde auch deshalb gewählt, weil anzunehmen ist, dass die Ergebnisse im Gegensatz zum aktuellen Stand der Leistungskalierung auch nach Drucklegung dieser Arbeit noch von Interesse sind. Die Problematik von Fluktuationen und Schwankungen der Ausgangspulsenergie wird auch künftige Lasersysteme betreffen. Trotz der Fokussierung auf die Pulsenergiestabilität werden in dieser Arbeit aber auch viele grundlegende und allgemeine Aspekte diskutiert; schließlich ist das Verständnis des stabilen Betriebs die Voraussetzung zur Analyse der Instabilitäten.

Neben Einleitung und Zusammenfassung besteht diese Arbeit aus vier in sich abgeschlossenen Kapiteln, die, wie in Abb. 1.1 dargestellt, aufeinander aufbauen. Kap. 2 ist dem Aufbau des Verstärkersystems, dem dazugehörigen theoretischen Modell und der verwendeten Messtechnik gewidmet. In diesem Grundlagenkapitel wird die Pulsenergiestabilität noch bewusst ausgeklammert, so dass es für sich genommen auch als eigenständige Einführung zum Themengebiet „Regenerative Verstärker im Scheibenlaserdesign“ gesehen werden kann. Da dies die erste Dissertation zu diesem Themengebiet ist, wurde den Grundlagen etwas mehr Platz eingeräumt. Auf dieser Basis aufbauend werden in Kap. 3 Schwankungen und in Kap. 4 Fluktuationen der Ausgangspulsenergie voneinander getrennt behandelt. (Im Sprachgebrauch dieser Arbeit werden Pulsenergieschwankungen durch Schwankungen

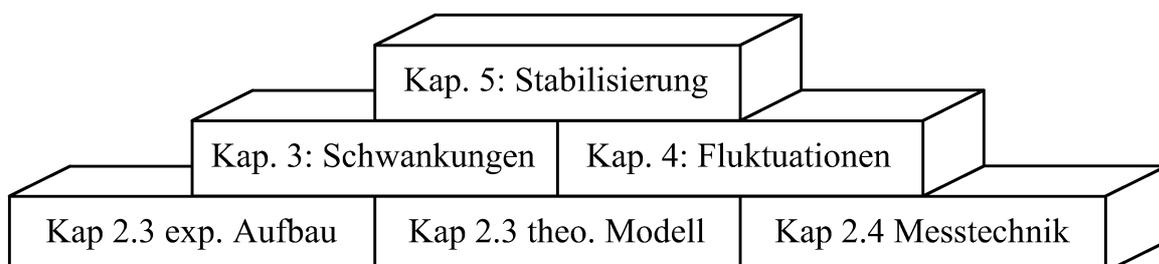


Abbildung 1.1: Aufbau dieser Arbeit. Die drei Unterkapitel von Kapitel 2 bilden die Grundlage für die weitere Arbeit. Kapitel 3 und Kapitel 4 sind weitgehend unabhängig voneinander, basieren aber beide auf Kapitel 2. Kapitel 5 setzt Kapitel 3 und Kapitel 4 voraus.

anderer Größen, z.B. durch die Änderung der Kühlwassertemperatur, verursacht, während Pulsenergiefluktuationen auch ohne äußere Störungen allein durch die Dynamik des Verstärkungsprozesses entstehen.) In beiden Kapiteln wird zuerst untersucht, wodurch jeweils die Abweichungen von einer konstanten Ausgangspulsenergie entstehen. Die Analyse der jeweiligen Mechanismen erlaubt es dann, Richtlinien zur Wahl vorteilhafter Betriebsparameter zu erstellen. Darüber hinausgehende Maßnahmen zur Stabilisierung der Ausgangspulsenergie werden in Kap. 5 diskutiert.

Die Wahl der Gliederung schließt eine strikte Trennung zwischen eigenen Überlegungen und bekannten Ergebnissen nach Kapiteln aus. Genauso wenig gibt es eine Trennung zwischen Theorie- und Experimentalteil. Die Modelle und die daraus abgeleiteten Aussagen werden jeweils im selben Kapitel experimentell überprüft.

2 Regenerativer Yb:YAG Kurzpulsverstärker im Scheibenlaserdesign

Der Aufbau des Verstärkersystems, das zugehörige theoretische Modell und die eingesetzte Messtechnik werden in diesem Kapitel vorgestellt. Nach einer Einführung zum Scheibenlaser und zu Kurzpulsverstärkersystemen wird das hier verwendete Verstärkersystem detailliert beschrieben. Ein Modell der Pulsverstärkung wird ausgearbeitet und überprüft. Hierbei kommt bereits das Mess- und Diagnosesystem zum Einsatz, das im letzten Unterkapitel präsentiert wird.

2.1 Grundlagen

Dieses Unterkapitel gibt eine knapp gehaltene Einführung zum Scheibenlaser und zu Kurzpulsverstärkersystemen im Allgemeinen. Abschließend wird auf die Kombination dieser beiden Technologien eingegangen.

2.1.1 Der Scheibenlaser

Namensgebend für den Scheibenlaser ist die Form des laseraktiven Mediums: ein scheibenförmiger Kristall von nur 100–200 μm Dicke. Seine Entwicklungsgeschichte ist eng mit dem Lasermaterial Yb:YAG (Ytterbium-dotiertes Yttrium-Aluminium-Granat) verbunden. Im Jahr 1990 erkannte FAN, dass mit diesem Material aufgrund des geringeren Quantendefekts prinzipiell ein höherer Wirkungsgrad als mit dem bereits weit verbreiteten Neodym-dotierten YAG erzielbar ist [1]. Voraussetzung dafür ist eine hohe Pumpleistungsdichte und eine effektive Wärmeabfuhr, denn als Quasidreiniveau-System besitzt Yb:YAG eine hohe Laserschwelle, die zudem mit der Temperatur ansteigt. Die üblichen Blitzlampen kamen daher nicht als Pumpquelle in Frage, doch die zu dieser Zeit aufkommenden Hochleistungslaserdioden waren aufgrund ihrer höheren Brillanz gut geeignet. Die Gruppe von FAN demonstrierte den diodengepumpten Betrieb eines Yb:YAG-Lasers zuerst bei tiefen Temperaturen [2] und wenig später bei Raumtemperatur [3].

Die Weiterentwicklung des Yb:YAG-Lasers erforderte insbesondere eine Verbesserung der Wärmeabfuhr. Nachteilig bei der bisher verwendeten Stabgeometrie war das ungünstige Verhältnis von Oberfläche zu Volumen, das einer effektiven Wärmeabfuhr im Weg stand. Ein erfolgreicher Ansatz zur Vergrößerung dieses Verhältnisses, das unabhängig voneinander in den Gruppen von UEDA [4], GIESEN [5, 6] und WEBER [7] entwickelt wurde, ist die Reduktion des Stabs zu einer dünnen Scheibe. (Andere Geometrien wie Slab oder Faser erreichen das gleiche Ziel.) Bereits in den damals vorgestellten Konzepten wird die Pumpstrahlung mehrfach

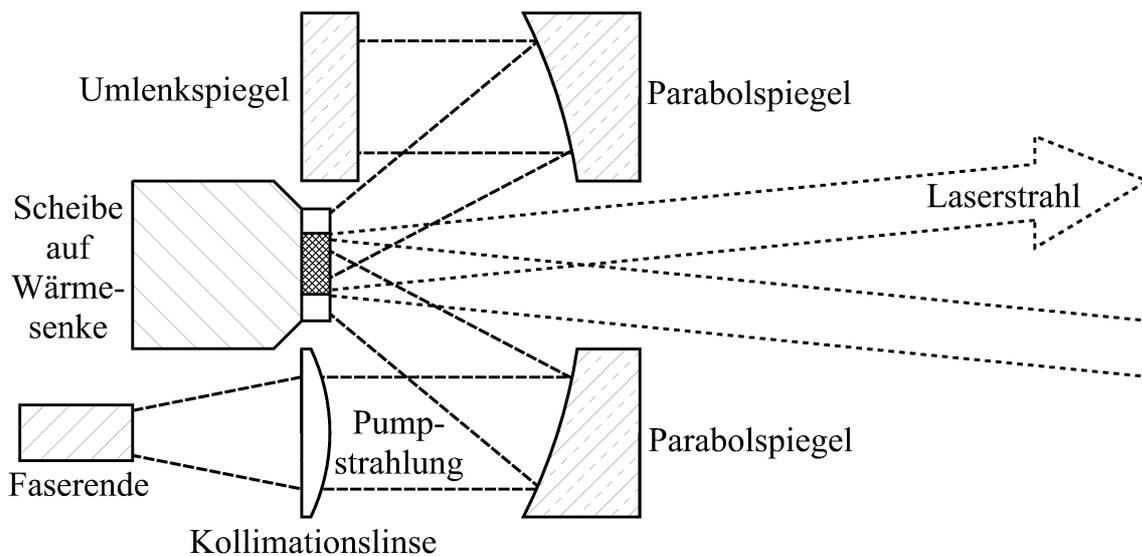


Abbildung 2.1: Schematische Zeichnung einer Pumpoptik für den Scheibenlaser. Die vom Faserende kommende Pumpstrahlung wird mehrfach auf die Scheibe abgebildet, wobei jedes Mal ein anderes Segment des Parabolspiegels verwendet wird. Der Weg der Pumpstrahlung verläuft also teils auf einem Kegel mit der Scheibe auf der Spitze, teils auf der Mantelfläche eines Zylinders um die Achse der Scheibe [8].

durch die Scheibe geführt, um, trotz der geringen Scheibendicke, eine zufriedenstellende Absorption der Pumpstrahlung zu erzielen.

Bei der hier verwendeten, in Abb. 2.1 schematisch dargestellten Pumpoptik ist die Scheibe auf eine wassergekühlte Wärmesenke aufgelötet oder aufgeklebt und wird im Brennpunkt eines Parabolspiegels platziert. Die Rückseite der Scheibe ist sowohl für die Laserstrahlung als auch für die Pumpstrahlung hochreflektierend, die ungekühlte Vorderseite antireflektierend beschichtet. Die aus der Glasfaser kommende, homogenisierte Pumpstrahlung wird kollimiert und von einem Segment des Parabolspiegels unter leichtem Schrägeinfall auf die Scheibe abgebildet. Von der Scheibe reflektierte Pumpstrahlung, die nach einem Doppeldurchgang noch nicht absorbiert wurde, wird vom Parabolspiegel wieder kollimiert, von zwei Spiegeln umgelenkt und wiederum durch den Parabolspiegel auf die Scheibe abgebildet. Durch mehrfaches Wiederholen dieser Abbildung mit anderen Segmenten des Parabolspiegels wird die Pumpstrahlung in bis zu 16 Doppeldurchgängen durch die Scheibe geführt und dabei fast vollständig absorbiert [8]. Die Ausparung im Zentrum des Parabolspiegels gestattet es, die gepumpte Scheibe in einem Laserresonator oder einem Laserverstärker als verstärkenden Spiegel einzusetzen.

Der Hauptvorteil des Scheibenlaserdesigns ist die effektive Wärmeabfuhr, die den effizienten Betrieb von Quasidreineivau-Systemen erst ermöglicht. Außerdem ergibt sich durch einen zur Ausbreitungsrichtung der Laserstrahlung parallelen Wärmefluss und durch die geringe Dicke der Scheibe als weiterer Vorteil eine relativ geringe

Phasenstörung des Laserstrahls. Als dritter Vorteil ist die Überhöhung der Pumpleistungsdichte durch die Mehrfachabbildung der Pumpstrahlung auf die Scheibe zu nennen, wodurch sich die Laserschwelle reduziert. Ein weiteres Argument für den Scheibenlaser ist, dass die Leistung durch Vergrößern der gepumpten Fläche bei konstanter Pumpleistungsdichte einfach skalierbar ist. Zuletzt ist die geringe Depolarisation der Laserstrahlung in der Scheibe ein Vorteil, der insbesondere im regenerativen Verstärker zum Tragen kommt.

Ein wesentlicher Nachteil ist die geringe Verstärkung der Scheibe bei einem Doppeldurchgang. Gute Verstärkungswirkungsgrade werden daher nur bei entsprechend geringen Verlusten im Laserresonator oder im Verstärkersystem erreicht.

Im Dauerstrichbetrieb wurden mit Yb:YAG, bis heute eines der beliebtesten laseraktiven Materialien für den Scheibenlaser, schon 1998 eine Grundmodeleistung von 100 W [9] und 2000 erstmals eine Multimodeleistung von 1 kW [10] demonstriert. Mittlerweile fertigt die Fa. Trumpf 1 kW Scheibenlaser in Serie und zeigte im Labor mit einer einzigen Scheibe eine Ausgangsleistung von 3,7 kW [11].

Nach dieser knappen Einführung empfehlen sich als weiterführende Literatur zum Scheibenlaser im Dauerstrichbetrieb insbesondere die am IFSW zu diesem Thema angefertigten Dissertationen [12, 13, 14, 15, 16].

2.1.2 Kurzpulsverstärkersysteme

Zur Erzeugung von sehr kurzen Laserpulsen mit einer Pulsdauer von einigen Pikosekunden bis hinab zu wenigen Femtosekunden [17] kommen derzeit nur modengekoppelte Laseroszillatoren in Frage. Die Repetitionsrate dieser Laseroszillatoren ist durch die Umlaufzeit ihres Resonators gegeben und liegt typischerweise im Megahertzbereich (50–1000 MHz). Bei diodengepumpten Laseroszillatoren haben sich vor allem sättigbare Halbleiterabsorber (SESAM) zur Modenkopplung bewährt [18]. Die bisher höchste Ausgangspulsenergie eines modengekoppelten Oszillators von 1,75 μJ wurde mit einem modengekoppelten Scheibenlaser erreicht [19]. Die typische Ausgangspulsenergie beträgt 1–10 nJ.

Größere Pulsenergien werden, wie in Abb. 2.2 dargestellt, durch eine nachfolgende Verstärkung der in einem Laseroszillator erzeugten Laserpulse erreicht. Gegebenenfalls wird zwischen Seedlaser und Verstärker ein so genannter Pulspicker benötigt, der die Repetitionsrate des Seedlasers auf die des Verstärkers reduziert. Der Verstärker kann einstufig oder mehrstufig aufgebaut sein.

Nach diesem so genannten MOPA-Prinzip (master oscillator/power amplifier) sind mehrstöckige, gebäudefüllende Verstärkersysteme zur Fusionsforschung [20], aber auch sehr kompakte Systeme aufgebaut. Abhängig vom Verstärkertyp und der angestrebten Pulsenergie und -dauer ist es nötig, die Laserpulse vor der Verstärkung zeitlich zu verlängern und hinterher wieder zu komprimieren (chirped pulse

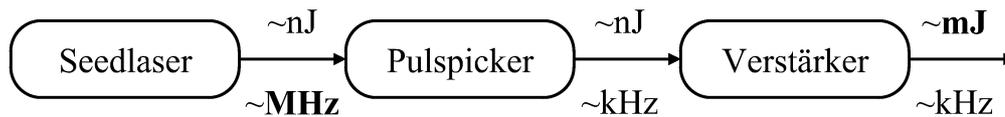


Abbildung 2.2: Blockschaltbild eines Oszillator-Verstärker-Systems. In einem typischen, einstufigen Kurzpulsverstärkersystem wird die Repetitionsrate im Pulspicker um drei bis vier Größenordnungen reduziert und die Pulsenergie im Verstärker um etwa sechs Größenordnungen erhöht.

amplification, CPA), um nichtlineare Effekte und eine Zerstörung der optischen Komponenten zu vermeiden [21].

Bei den heute meist auf Festkörperlaser basierenden Verstärkersystemen kommen alle üblichen Geometrien des laseraktiven Materials zum Einsatz. Im Einfach- oder Doppeldurchgang zeichnen sich Faserlaser durch ihre hohe Gesamtverstärkung aus [22], während Stab- oder Slablaser vor allem als Endverstärker in mehrstufigen Systemen verwendet werden [23, 24]. Trotz einer geringen Verstärkung im Einfachdurchgang kann eine hohe Gesamtverstärkung erzielt werden, wenn der zu verstärkende Laserpuls das laseraktive Material mehrfach durchläuft. Dazu gibt es zwei Ansätze:

- Zum einen kann der Laserstrahl rein geometrisch aus verschiedenen Einfallswinkeln mehrfach durch das laseraktive Material geführt werden [25, 26, 27, [28]. Dieses Verfahren ist einfach, erlaubt höchste Pulsenergien, ist aber für eine sehr große Anzahl (>100) von Durchgängen nicht praktikabel.
- Zum anderen kann der Laserpuls mit Hilfe eines elektrooptischen Schalters in einen Laserresonator eingekoppelt werden. Darin wird er in mehreren Umläufen verstärkt und anschließend wieder ausgekoppelt. Bei diesem so genannten regenerativen Verstärker können ohne weiteres einige hundert Umläufe im Resonator realisiert werden. So ist eine Gesamtverstärkung von etwa zehn Größenordnungen möglich, wobei sich die Pulsenergie des Seedlasers jedoch klar von der Fluoreszenz des Verstärkers abheben muss [29]. Überdies ist wegen der vielen Durchgänge auch dann noch eine effiziente Energieextraktion möglich, wenn die angestrebte Pulsenergiedichte deutlich unter der Sättigungsenergiedichte des laseraktiven Materials liegt [30]. Im Hochleistungsbereich setzen beim regenerativen Verstärker vor allem die elektrooptischen Schalter Grenzen für die Pulsenergie und die Repetitionsrate.

2.1.3 Kurzpulsverstärker auf Scheibenlaserbasis

Der erste optische Verstärker auf Scheibenlaserbasis wurde 1997 in einer Zusammenarbeit der Gruppen von GIESEN und KELLER entwickelt [31]. Mit Yb:YAG als laseraktivem Material erreichte der regenerative Verstärker eine Ausgangspulsenergie von 0,12 mJ bei einer Repetitionsrate von 1 kHz.

Der zweite, im Jahr 2000 aufgebaute regenerative Verstärker, hatte bereits eine Pulsenergie von 1 mJ bei einer Repetitionsrate von 10 kHz [32]. Im gleichen Jahr wurde mit Nd:YVO₄ (neodym-dotiertes Yttrium-Orthovanadat), das eine deutlich höhere Verstärkung aufweist, erstmals eine Alternative zu Yb:YAG als laseraktives Material für den regenerativen Verstärker untersucht [33]. Wegen technologischer Schwierigkeiten mit den Nd:YVO₄-Scheiben und des Nachteils einer geringeren Verstärkungsbandbreite wurden die Arbeiten trotz der besseren Verstärkungswerte von Nd:YVO₄ nicht fortgeführt. Dahingegen stellt Yb:KYW (ytterbium-dotiertes Kalium-Yttrium-Wolframat), das im regenerativen Verstärker auf Scheibenlaserbasis Pulsdauern unterhalb einer Pikosekunde erlaubt [34], eine wichtige Alternative zu Yb:YAG dar.

Verstärkersysteme auf Scheibenlaserbasis wurden auch mit Pulsdauern im Nanosekundenbereich untersucht. Hinsichtlich des Aufbaus unterscheiden sich diese prinzipiell nicht von den hier diskutierten Kurzpulsverstärkern, wobei die erreichten Pulsenergien nicht direkt, zumindest nicht ohne den Einsatz von CPA, in den Pikosekundenbereich übertragbar sind. Erwähnenswert ist hier der erste geometrische Multipassverstärker auf Scheibenlaserbasis [28], dessen Potenzial aufgrund der hohen Anforderungen an die Ebenheit der Scheibe bisher allerdings nicht ausgeschöpft werden konnte. Erfolge wurden dahingegen bei der Verstärkung von Nanosekundenpulsen im regenerativen Verstärker auf eine Pulsenergie von 37 mJ bei 1 kHz Repetitionsrate erzielt [35].

Das in dieser Arbeit erstmals vorgestellte, vom Autor aufgebaute Kurzpulsverstärkersystem wurde mit einer mittleren Ausgangsleistung von bis zu 26 W, entsprechend einer Pulsenergie von 1,3 mJ bei einer Repetitionsrate von 20 kHz, betrieben. Die dazu benötigte Pumpleistung beträgt 137 W, was einen optischen Wirkungsgrad von 19 % ergibt. Bei dieser Ausgangsleistung wurde die Pulsdauer zu 1,8 ps (FWHM, GAUßförmige Pulsform) und die Strahlqualität zu $M^2=2,2$ gemessen. Auch nach etwa 20 Betriebsstunden mit diesen Parametern mussten keine Leistungseinbußen durch eine eventuelle Degradation der Komponenten festgestellt werden. Das Verstärkersystem hielt auch der doppelten Pulsenergie (bei einer niedrigeren Repetitionsrate) stand.

2.2 Aufbau und Funktionsweise des Verstärkersystems

Anhand des Strahlverlaufs im Verstärkersystem wird in diesem Unterkapitel der optische Aufbau im Detail vorgestellt und die Bedeutung aller Komponenten erklärt. Es wird erläutert, wie die Selektion und Verstärkung eines Laserpulses abläuft und welche Möglichkeiten zur Justage und Diagnose bestehen. Aspekte der Resonatorauslegung und die Notwendigkeit des Pulspickers werden zuletzt angesprochen.

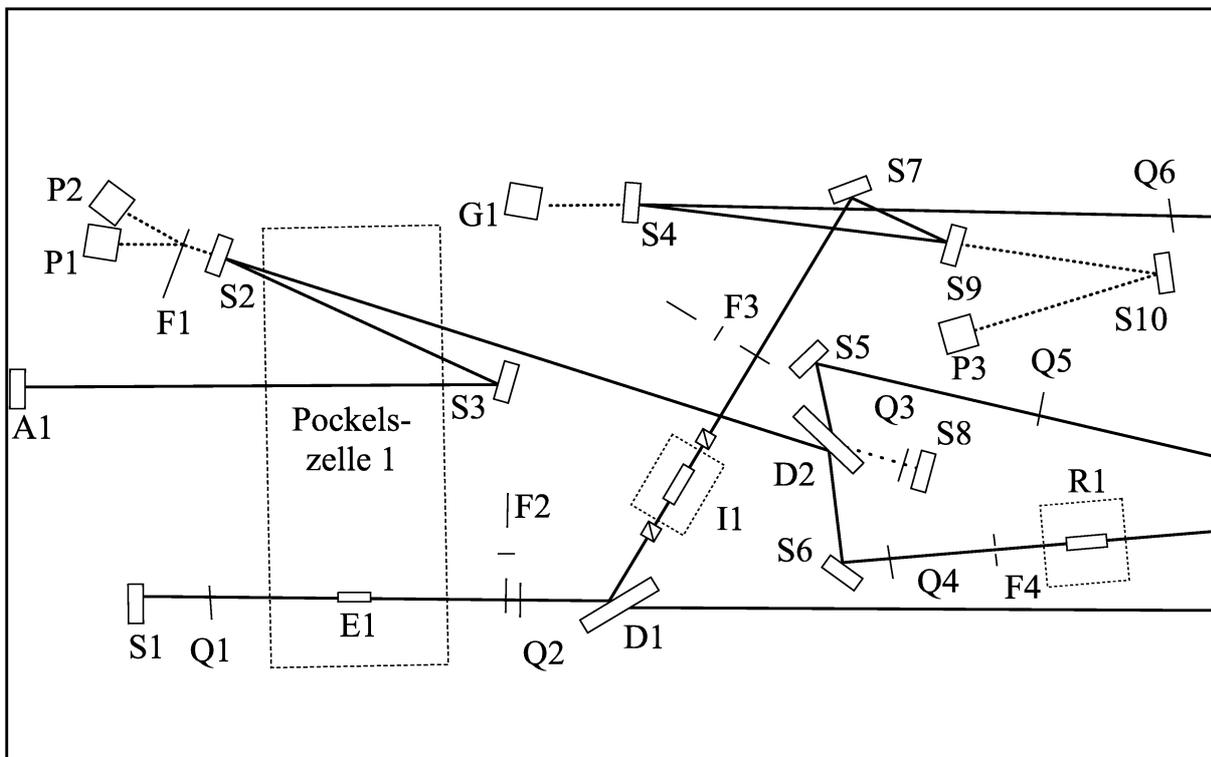
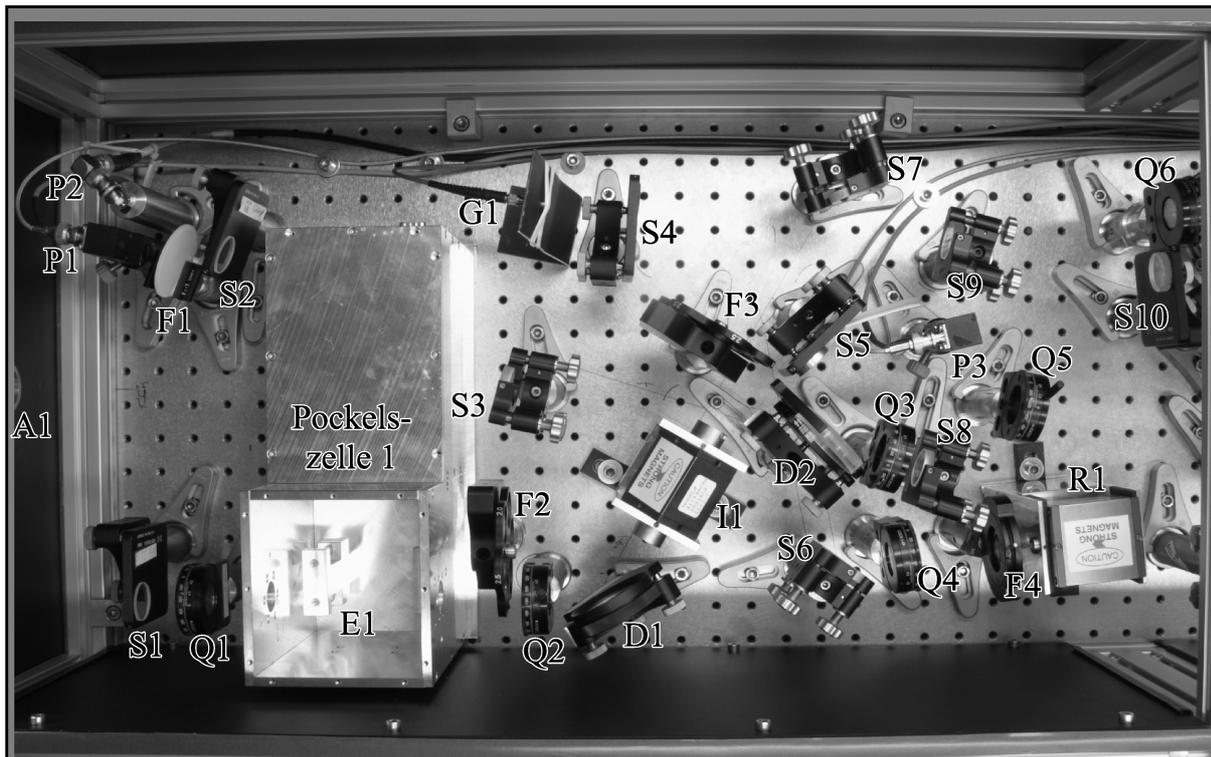


Abbildung 2.3: Fotografie und Skizze des Verstärkersystems (linker Abschnitt der ersten Kammer). Abkürzungen: Austrittsfenster, Dünnschichtpolarisator, Elektrooptischer Kristall, Filter, Glasfaser, Isolator, Konverterkarte, Linse, Photodiode, Quartzplättchen, Rotator, Spiegel, Blech zum Unterbrechen des Strahls, Yb:YAG-Scheibe.

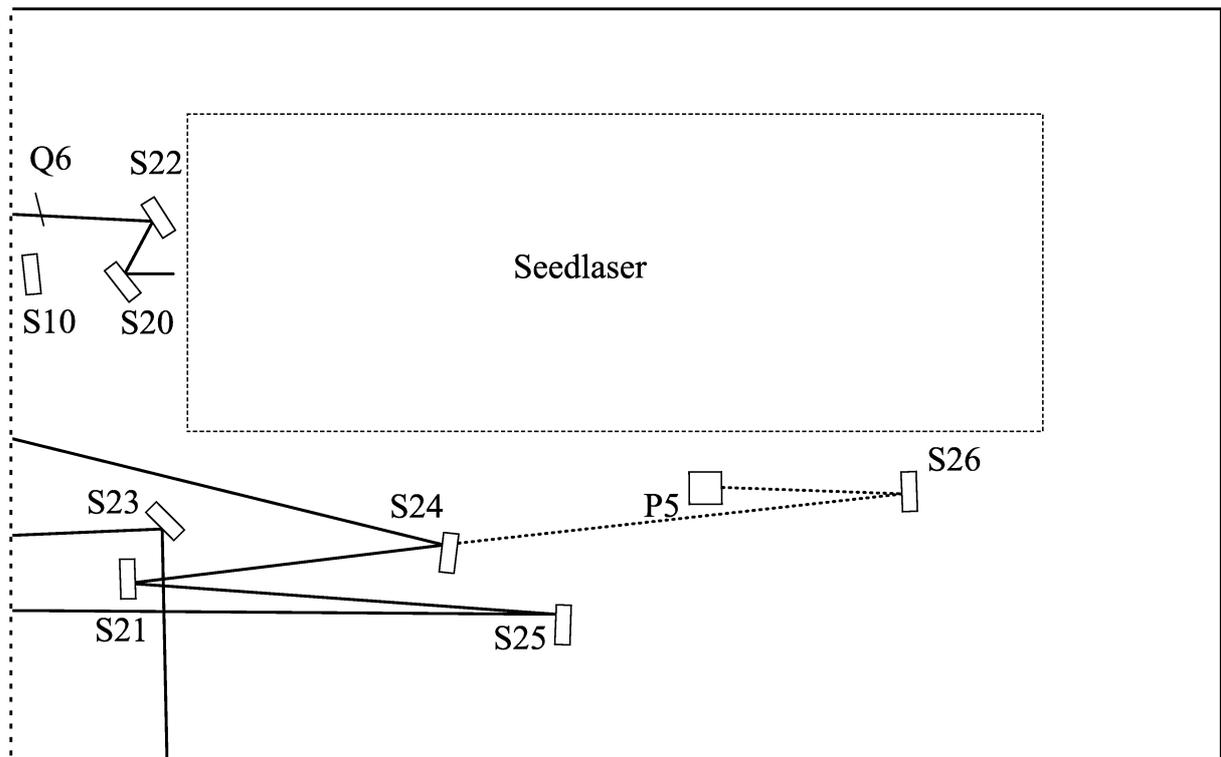
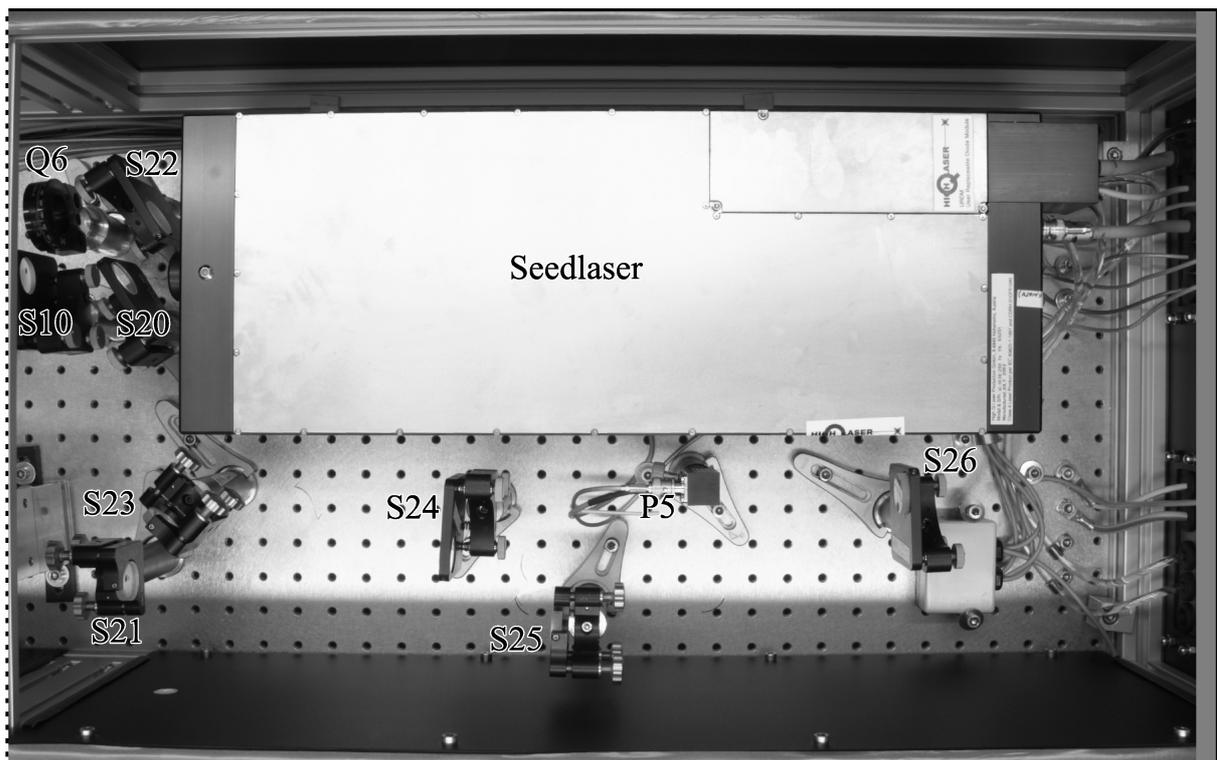


Abbildung 2.4: Fotografie und Skizze des Verstärkersystems (rechter Abschnitt der ersten Kammer). Abkürzungen: Austrittsfenster, Dünnschichtpolarisator, Elektrooptischer Kristall, Filter, Glasfaser, Isolator, Konverterkarte, Linse, Photodiode, Quartzplättchen, Rotator, Spiegel, Blech zum Unterbrechen des Strahls, Yb:YAG-Scheibe.

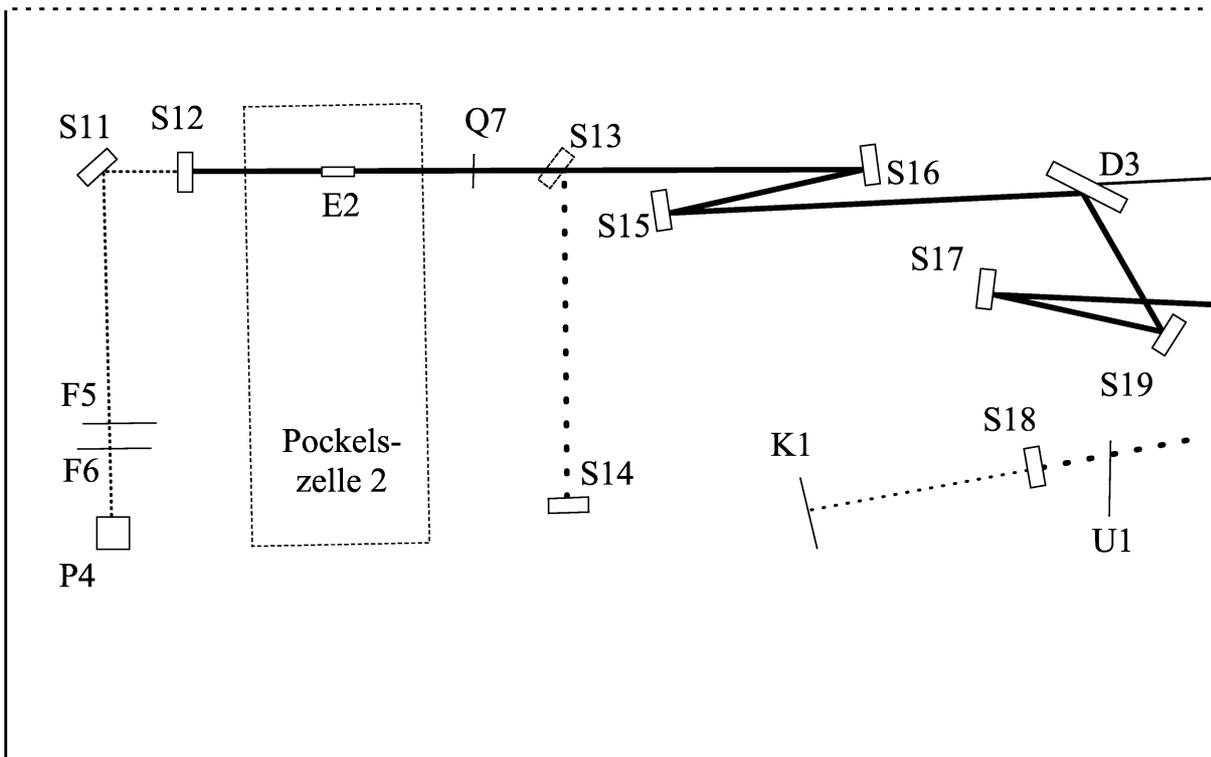
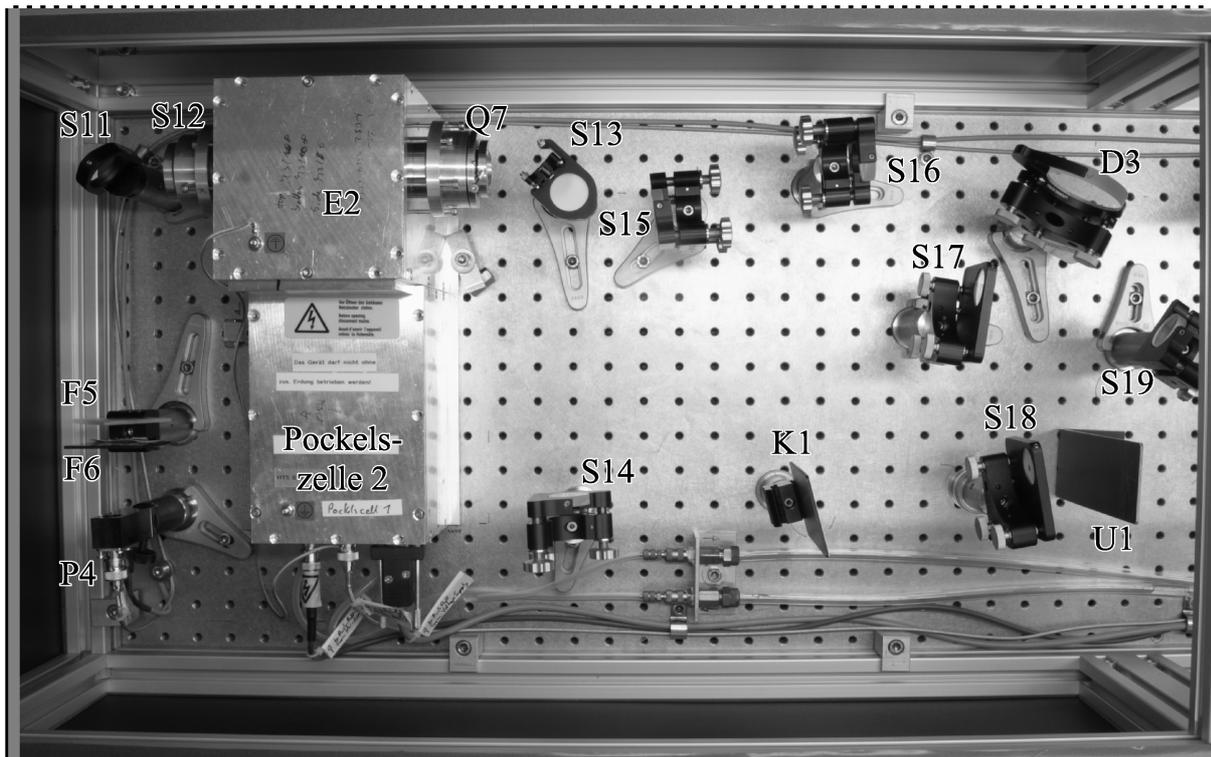


Abbildung 2.5: Fotografie und Skizze des Verstärkersystems (linker Abschnitt der zweiten Kammer). Abkürzungen: Austrittsfenster, Dünnschichtpolarisator, Elektrooptischer Kristall, Filter, Glasfaser, Isolator, Konverterkärtchen, Linse, Photodiode, Quarzplättchen, Rotator, Spiegel, Blech zum Unterbrechen des Strahls, Yb:YAG-Scheibe. Dicke Linie: Resonatorachse.

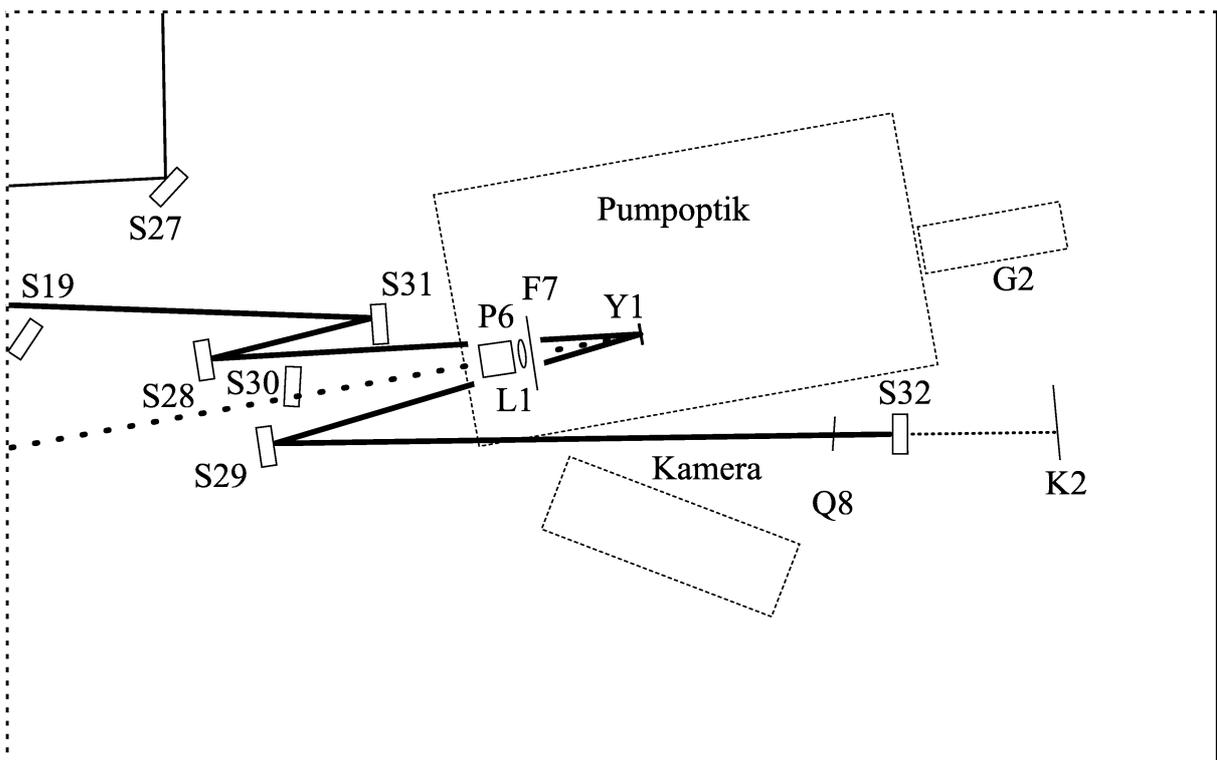
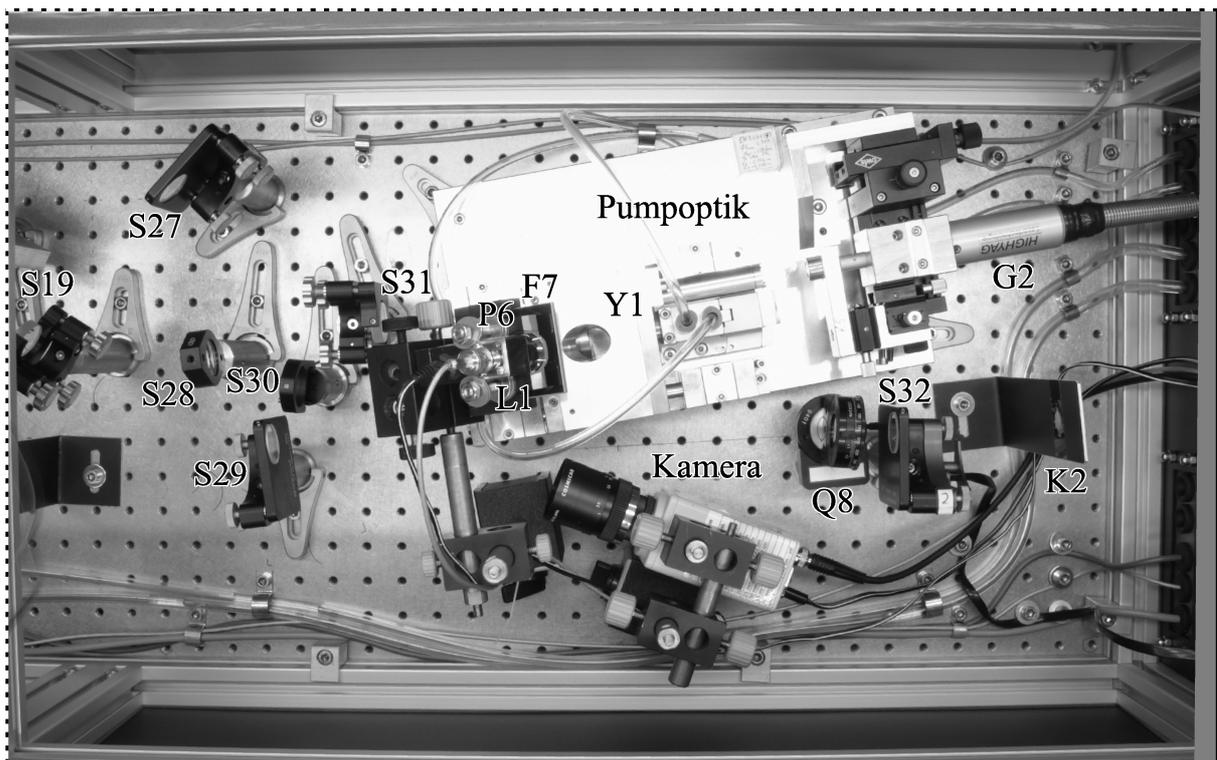


Abbildung 2.6: Fotografie und Skizze des Verstärkersystems (rechter Abschnitt der zweiten Kammer). Abkürzungen: Austrittsfenster, Dünnschichtpolarisator, Elektrooptischer Kristall, Filter, Glasfaser, Isolator, Konverterkarte, Linse, Photodiode, Quartzplättchen, Rotator, Spiegel, Blech zum Unterbrechen des Strahls, Yb:YAG-Scheibe. Dicke Linie: Resonatorachse.

2.2.1 Überblick

Das Verstärkersystem wurde auf einer 90 cm breiten und 150 cm langen Grundplatte, die sich in einer Reinraumkabine befindet, aufgebaut. Auf diese ist ein Gehäuse zum Schutz vor Staub und vor Luftverwirbelungen aufgesetzt. Eine Zwischenwand segmentiert das Gehäuse in zwei gleich große, längliche Kammern. Die erste Kammer enthält den Seedlaser, den Pulspicker und Teile des regenerativen Verstärkers, die zweite den Resonator des regenerativen Verstärkers. Alle Mess- und Versorgungsleitungen werden durch abgedichtete Kabeldurchführungen nach außen geführt und verbinden die Komponenten des Verstärkersystems mit der Kontroll- und Versorgungseinheit oder den verwendeten Messgeräten. Die Laserpulse verlassen das Verstärkersystem durch ein Austrittsfenster.

Der linke und der rechte Abschnitt der ersten Kammer sind von oben fotografiert in Abb. 2.3 bzw. Abb. 2.4 zu sehen; die entsprechenden Abschnitte der zweiten Kammer sind Abb. 2.5 und Abb. 2.6 dargestellt. Der Strahlverlauf ist jeweils unterhalb von den Fotografien skizziert. Die Komponenten einer Gruppe sind durch den gleichen Buchstaben gekennzeichnet und von links nach rechts fortlaufend nummeriert. Alle Laserstrahlen verlaufen in einer Ebene, die sich 125 mm über der Oberfläche der Grundplatte (Lochrasterweite: 25 mm) befindet. Auf den Fotografien erscheinen die Komponenten und die Abstände zwischen ihnen in der Strahlebene aufgrund der perspektivischen Verzerrung um 20 % größer als in der Ebene des Lochrasters.

Das Funktionsprinzip des Verstärkersystems geht aus dem auf die wesentlichen Komponenten reduzierten Strahlverlauf im Blockschaltbild in Abb. 2.7 hervor. Die ultrakurzen Laserpulse werden im Seedlaser erzeugt und zum Pulspicker geführt. Mit der Hochspannung am elektrooptischen Kristall E1 in der Pockelszelle des Pulspickers wird kontrolliert, welche Laserpulse durch den Dünnschichtpolarisator D1 zum Verstärker gelangen. Ein ausgewählter Laserpuls wird durch den Dünnschichtpolarisator D3 in den Resonator des Verstärkers eingekoppelt. Über die Hochspannung am elektrooptischen Kristall E2 in der Pockelszelle des Verstärkers wird bestimmt,

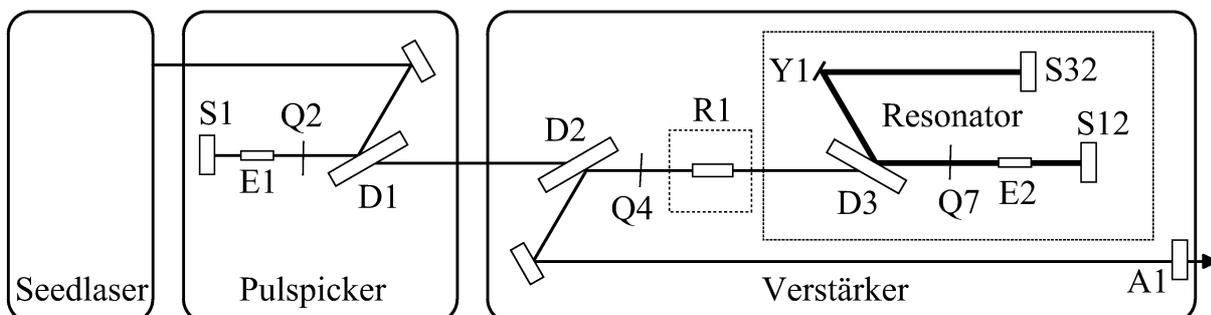


Abbildung 2.7: Vereinfachte Skizze des Verstärkersystems als Blockschaltbild. Abkürzungen: Austrittsfenster, Dünnschichtpolarisator, Elektrooptischer Kristall, Quarzplättchen, Rotator, Spiegel, Yb:YAG-Scheibe.

wie oft der Laserpuls im Resonator umläuft und dabei in der Scheibe Y1 verstärkt wird. Der wieder aus dem Resonator ausgekoppelte Laserpuls wird am Dünnschichtpolarisator D2 reflektiert und verlässt den Verstärker.

Der verbleibende Teil von Kap. 2.2 gibt eine detaillierte Beschreibung des Aufbaus und der Funktion des Verstärkersystems.

2.2.2 Seedlaser und Strahlverlauf zum Pulspicker

Der Seedlaser ist ein modengekoppelter Yb:Glas-Oszillator der Firma HighQLaser, dessen Wellenlänge auf das Maximum der Verstärkungskurve von Yb:YAG bei 1030 nm eingestellt ist. Die Pulslänge beträgt 0,3 ps, die Repetitionsrate 49,8 MHz und die Ausgangspulsenergie etwa 2 nJ.

Der Ausgangsstrahl des Seedlasers ist einfach astigmatisch, besitzt jedoch wenige Zentimeter hinter der Austrittsöffnung ein rundes Strahlprofil. Hier wird zur Korrektur des Astigmatismus der sphärische Spiegel S20 verwendet, der durch den schrägen Einfallswinkel zum Teil wie eine Zylinderlinse wirkt. Der Einfallswinkel wurde gerade so gewählt, dass nach der Reflexion auch die Wellenfrontkrümmungen des Laserstrahls in horizontaler und vertikaler Ebene identisch sind. Der Planspiegel S22 lenkt den nun rotationssymmetrischen Laserstrahl wieder in die gewünschte Richtung.

Danach durchquert der Laserstrahl das Quarzplättchen Q6, das eine Phasenverzögerung einer halben Wellenlänge zwischen ordentlichem und außerordentlichem Laserstrahl verursacht. Das Verzögerungsplättchen dient dazu, die lineare Polarisation des vom Seedlaser kommenden Laserstrahls um 45° zu drehen und sie so auf die Eingangspolarisation des im weiteren Strahlverlauf verwendeten Isolators I1 anzupassen. Zuvor trifft der Laserstrahl jedoch unter einem kleinem Winkel auf den Konkavspiegel S4, der den Laserstrahl so fokussiert, dass er durch die Aperturen des Isolator I1 und der Pockelszelle 1 nur unwesentlich beschnitten wird. Ein Teil des Strahls wird durch den Spiegel S4 transmittiert und über die Glasfaser G1 zu einem Gitterspektrometer, mit dem das optische Spektrum überprüft wird, geführt.

Ein weiterer Teil des Laserstrahls wird am Planspiegel S9 abgetrennt und über den Konkavspiegel S10 auf die Photodiode P3 fokussiert. Mit Hilfe dieses Signals wird das Steuermodul der Pockelszellen mit dem Seedlaser synchronisiert. Der reflektierte Anteil des Laserstrahls gelangt über den Umlenkspiegel S7 auf das Filterrad F3, das sechs Graufilter (OD: 0,04, 0,5, 1,0, 1,5, 2,0, 2,5) zur definierten Strahlabschwächung enthält.

Anschließend durchquert der Laserstrahl den optischen Isolator I1, welcher aus einem Faraday-Rotator und zwei Polarisationsstrahlteilern besteht, wobei die Polarisation des Laserstrahls um 45° , also zurück in die vertikale Richtung, gedreht wird. Der Isolator schützt den Seedlaser vor zurückreflektierter Strahlung, die den modengekoppelten Betrieb destabilisieren würde. In umgekehrter Propagationsrichtung wird horizontal

polarisierte Strahlung am ersten Polarisator, vertikal polarisierte Strahlung nach Drehung im Faraday-Rotator am zweiten Polarisator abgetrennt.

2.2.3 Strahlverlauf im Pulspicker

Der Dünnschichtpolarisator D1 ist bereits ein Teil des Pulspickers. Da der Pulspicker nicht zwingend erforderlich ist (siehe Kap. 2.2.8), wurde er in diesem Verstärkersystem lediglich als Option eingeplant, aber nicht realisiert. Zur Illustration wurde auf der Fotografie in Abb. 2.3 ein leeres Pockelszelligegehäuse am dafür vorgesehenen Ort platziert.

Der vertikal polarisierte Laserstrahl wird am Dünnschichtpolarisator D1 reflektiert, läuft geradeaus, bis er am Planspiegel S1 in sich zurückgeworfen wird, und gelangt so wieder zum Dünnschichtpolarisator D1. Solange die Hochspannung am elektrooptischen Kristall E1 in der Pockelszelle 1 ausgeschaltet ist, bleibt die Polarisation des Laserstrahls unverändert und er wird am Dünnschichtpolarisator D1 zurück zum Isolator reflektiert. Um einen Laserpuls auszuwählen, muss kurzzeitig eine Spannung an den elektrooptischen Kristall E1 angelegt werden, so dass dieser eine Phasenverzögerung einer viertel Wellenlänge erzeugt. Beim ersten Durchgang des Laserstrahls wird aus der vertikalen eine zirkulare Polarisation, beim zweiten Durchgang wird diese in eine horizontale Polarisation umgewandelt. Dabei muss die Achse, in welcher die Polarisation im elektrooptischen Kristall E1 verzögert wird, um 45° zur Polarisationsrichtung des einfallenden Laserstrahls verdreht sein. Wird dies nicht bereits durch eine entsprechende Konstruktion der Pockelszelle erreicht, kann die Polarisation mit Hilfe eines Verzögerungsplättchens Q2 (Verzögerung: halbe Wellenlänge) angepasst werden.

Die Hochspannung muss im Intervall zwischen zwei Laserpulsen ein- und im nächsten Intervall wieder ausgeschaltet werden, damit genau ein Laserpuls mit horizontaler Polarisation am Dünnschichtpolarisator D1 transmittiert wird.

Zum bequemen Justieren des restlichen Verstärkersystems ist die mittlere Leistung der ausgewählten Laserpulse zu klein. Zu diesem Zweck kann ein weiteres Verzögerungsplättchen Q1 (viertel Wellenlänge) zur Drehung der Polarisation bei ausgeschalteter Pockelszelle in den Laserstrahl gestellt werden. Soll das System ohne Pulspicker betrieben werden, genügt es die Pockelszelle 1 und das Verzögerungsplättchen Q2 zu entfernen. Das Verzögerungsplättchen Q1 (viertel Wellenlänge) übernimmt dann wiederum im Doppeldurchgang die Drehung der vertikalen zur horizontalen Polarisation, mit der der Laserstrahl den Dünnschichtpolarisator D1 durchquert.

Im Strahlengang des Pulspickers befindet sich außerdem das Filterrad F2 (Filter identisch mit F3), das vom Laserstrahl zweifach durchlaufen wird und ebenfalls sechs abgestufte Graufilter enthält. In Verbindung mit dem Filterrad F3 kann für experimentelle Untersuchungen die Pulsenergie um 1,2–75 dB abgeschwächt werden.

Der Pulspicker könnte auch so aufgebaut werden, dass die Pockelszelle nur einfach durchlaufen wird. Dafür würde jedoch eine Verzögerung von einer halben Wellenlänge im Einfachdurchgang gebraucht, was einen längeren elektrooptischen Kristall, eine kleinere Apertur oder eine höhere Spannung erfordern würde.

2.2.4 Strahlverlauf im Verstärker (ohne Resonator)

Nachdem der Laserstrahl durch den Dünnschichtpolarisator D1 den Pulspicker verlassen hat, wird er unter kleinem Winkel an den sphärischen Spiegeln S25 und S21 reflektiert. Ihre Aufgabe ist es, den divergenten Laserstrahl zu kollimieren. Der Durchmesser des kollimierten Laserstrahls ist mit $2w = 4$ mm halb so groß wie die Apertur des Faraday-Rotators R1. Ein Teil des Laserstrahls wird am nächsten Spiegel S24 transmittiert und über den Konkavspiegel S26 auf die Photodiode P5 gebündelt. Das Signal kann an einem Oszilloskop zur Kontrolle des Pulspickers dargestellt werden. Der am Spiegel S24 reflektierte Laserstrahl wird nach dem Durchqueren des Verzögerungsplättchens Q5 (halbe Wellenlänge) über den Umlenkspiegel S5 auf den Dünnschichtpolarisator D2 gelenkt. Von der Winkelstellung des Verzögerungsplättchens Q5 hängt es ab, ob der Laser mit vertikaler Polarisation am Dünnschichtpolarisator D2 reflektiert (Justagemodus) oder mit horizontaler Polarisation transmittiert (Normalstellung) wird.

- Im Justagemodus wird der Laserstrahl am Planspiegel S8 in sich zurückreflektiert. Das Verzögerungsplättchen Q3 (viertel Wellenlänge) dreht im Doppeldurchgang dabei die Polarisationsrichtung in die Horizontale. Somit wird der Laserstrahl durch den Dünnschichtpolarisator D2 hindurch über die Umlenkspiegel S2 und S3 direkt zu dem mit einer Antireflexionsbeschichtung versehenen Austrittsfenster A1 reflektiert. Der Laserstrahl verläuft dabei oberhalb des Pockelszellegehäuses. Im Justagemodus kann der Laserstrahl in der ersten Kammer also direkt bis zum Ausgang des Systems justiert werden. Außerdem dient der über den Spiegel S8 reflektierte Laserstrahl später als Referenz zur Justage des Resonatorendspiegels S12. Für die Funktion des Verstärkersystems sind die Elemente Q5, Q3 und S8 jedoch ohne Bedeutung.
- In der Normalstellung von Q5 gelangt der Laserstrahl nach Reflexion am Umlenkspiegel S6 zum Verzögerungsplättchen Q4 (halbe Wellenlänge), das die Polarisation um 45° dreht. Der nachfolgende Faraday-Rotator R1 kompensiert jedoch in dieser Durchlaufrichtung die Polarisationsdrehung, so dass insgesamt die horizontale Polarisation erhalten bleibt. Die Irisblende F4 ermöglicht zum einen die Kontrolle der Strahlagestabilität des Seedlasers und erleichtert zum anderen die Justage des Resonatorendspiegels S12, insbesondere wenn auf die oben beschriebene Justagehilfe verzichtet wird. Der Umlenkspiegel S23 führt den Laserstrahl schließlich in die zweite Kammer.

Der verstärkte Laserpuls kommt mit horizontaler Polarisierung auf dem gleichen Weg in die erste Kammer zurück und wird am Umlenkspiegel S23 zum Faraday-Rotator R1 hin reflektiert. (Auf die Verstärkung des Laserpulses in der zweiten Kammer wird im Kap. 2.2.5 eingegangen.) Da dieser jetzt in umgekehrter Richtung durchlaufen wird, addiert sich die von ihm verursachte Polarisationsdrehung um 45° zu der durch das Verzögerungsplättchen Q4 hervorgerufenen Polarisationsdrehung. Der Laserstrahl läuft deshalb mit vertikaler Polarisierung über den Umlenkspiegel S6 zum Dünnschichtpolarisator D2, an dem er reflektiert wird. Der weitere Strahlverlauf über die Umlenkspiegel S2 und S3 zum Austrittsfenster A1 ist mit dem Strahlverlauf im oben beschriebenen Justagemodus identisch.

Hinter dem teildurchlässigen Umlenkspiegel S2 befindet sich die Volumenstreuungsscheibe F1, in deren Streustrahlungskegel die Photodioden P1 und P2 platziert sind. Ihre Signale werden zur relativen Messung der Ausgangspulsenergie und zur Kontrolle des Ausgangspulses hinsichtlich Vor- und Nachpulse verwendet.

2.2.5 Strahlverlauf im Resonator

Der aus der ersten Kammer kommende, kollimierte Laserstrahl wird am Umlenkspiegel S27 reflektiert und mit seiner horizontalen Polarisierung durch den Dünnschichtpolarisator D3 transmittiert. Ab hier befindet sich der Laserpuls im Resonator des regenerativen Verstärkers, der durch die planen Endspiegel S12 und S32 begrenzt wird. Als Faltspiegel und zur Gestaltung des Resonatormodes dienen die Spiegel S16 und S15, der Dünnschichtpolarisator D3, die Spiegel S19, S17, S31 und S28, die Yb:YAG-Scheibe Y1, sowie der Spiegel S29.

Die Yb:YAG-Scheibe Y1 ist in einer Pumpoptik [14] eingebaut, welche die Pumpstrahlung in acht Doppeldurchgängen über die Scheibe führt. Über die Glasfaser G2 wird die Pumpstrahlung von einem Laserdiodenbarren der Firma Jenoptik LOS zur Pumpoptik herangeführt, kollimiert und auf den gepumpten Bereich mit einem Durchmesser von 2,4 mm abgebildet. Die Yb:YAG-Scheiben, die bei den in dieser Arbeit diskutierten Experimenten verwendet wurden, hatten eine Dotierung von 9 at.% und eine mittlere Dicke von $150\ \mu\text{m}$ bei einem Keilwinkel von $0,1^\circ$.

Durch die Hochspannung am elektrooptischen Kristall E2 (Beta Barium Borat, BBO, Apertur 6 mm) in der Pockelszelle 2 wird der Strahlverlauf im Resonator bestimmt:

- Bei ausgeschalteter Hochspannung beeinflusst nur das Verzögerungsplättchen Q7 (viertel Wellenlänge) die Polarisierung des Laserpulses im Resonator. Das Verzögerungsplättchen Q8 (viertel Wellenlänge) sei in Neutralstellung, so dass es die Polarisierung des transmittierten Laserpulses nicht verändert. In diesem Fall tritt der Laserpuls über den Dünnschichtpolarisator D3 in den Resonator ein und läuft in Richtung Endspiegel S12. Seine horizontale Polarisierung wird beim ersten Durchgang durch das Verzögerungsplättchen Q7 zirkular. Nach der Reflexion am End-

spiegel S12 transformiert das Verzögerungsplättchen Q7 beim zweiten Durchgang des Laserpulses dessen zirkulare Polarisation in eine vertikale Polarisation. Dadurch wird der Laserpuls am Dünnschichtpolarisator D3 reflektiert, läuft über die Yb:YAG-Scheibe Y1 bis zum anderen Endspiegel S32, wird daran zurückreflektiert und kommt nach einem weiteren Durchgang über die Yb:YAG-Scheibe Y1 wieder beim Dünnschichtpolarisator D3 an. Der Laserpuls läuft ein weiteres Mal bis zum Endspiegel S12 und zum Dünnschichtpolarisator D3 zurück, diesmal jedoch mit einer vertikalen Ausgangspolarisation. Als Konsequenz ändert sich die Polarisation bei den beiden Durchgängen durch das Verzögerungsplättchen Q7 von vertikal über zirkular nach horizontal, woraufhin der Laserpuls den Resonator durch den Dünnschichtpolarisator D3 wieder verlässt. Über den Umlenkspiegel S27 gelangt er zurück in die erste Kammer.

- Liegt am elektrooptischen Kristall E2 eine Spannung an, die eine Verzögerung um eine viertel Wellenlänge hervorruft, kompensieren sich die Polarisationsänderungen des Verzögerungsplättchens Q7 und des elektrooptischen Kristalls E2 gegenseitig. Sowohl senkrecht als auch horizontal polarisierte Laserstrahlen werden, wie bisher am Verzögerungsplättchen Q7, in (entgegengesetzt) zirkular polarisierte Laserstrahlen transformiert. Der elektrooptische Kristall E2 wirkt im Doppeldurchgang wie ein Verzögerungsplättchen für eine halbe Wellenlänge und ändert so die Drehrichtung der zirkularen Polarisation von linksdrehend nach rechtsdrehend oder umgekehrt. Beim zweiten Durchgang des Laserstrahls durch das Verzögerungsplättchen Q7 wird deshalb der ursprüngliche lineare Polarisationszustand wieder hergestellt.

Bei anliegender Hochspannung gibt es deshalb zwei Bahnen für einen Laserpuls.

- Gelangt ein Laserpuls mit horizontaler Polarisation durch den Dünnschichtpolarisator D3 in den Resonator, so läuft er bis zum Endspiegel S12 und zurück. Da die horizontale Polarisation nun beibehalten wird, verlässt der Laserpuls den Resonator wieder durch den Dünnschichtpolarisator D3, ohne ein einziges Mal die Yb:YAG-Scheibe Y1 zu durchqueren.
- Befindet sich ein vertikal polarisierter Laserpuls bereits im Resonator, kann er im Prinzip beliebig oft unter Beibehaltung seiner vertikalen Polarisation im Resonator umlaufen. Bei jedem Umlauf erfährt er zwei Doppeldurchgänge durch die Yb:YAG-Scheibe und wird dort, vorausgesetzt die Scheibe enthält noch genügend Energie, jedes Mal verstärkt.

Durch kontrolliertes Schalten der Hochspannung in der Pockelszelle 2 kann ein vom Seedlaser kommender Laserpuls zu einer vorgegebenen Anzahl von Umläufen im Resonator gezwungen werden. Bei ausgeschalteter Hochspannung tritt der Laserpuls wie oben beschrieben in den Resonator ein und erhält auf dem Weg vom Dünnschichtpolarisator D3 zum Endspiegel S12 und zurück eine vertikale Polarisation. Während der Laserpuls vom Dünnschichtpolarisator D3 zum Endspiegel S32 und

zurück läuft, wird die Hochspannung am elektrooptischen Kristall E2 eingeschaltet. Solange die Hochspannung anliegt ist der Laserpuls im Resonator gefangen. Um den Laserpuls nach der gewünschten Anzahl von Umläufen wieder auszukoppeln, wird die Hochspannung abgeschaltet, während sich der Laserpuls zwischen Dünnschichtpolarisator D3 und Endspiegel S32 befindet. Beim nächsten Durchlaufen des Wegs vom Dünnschichtpolarisator D3 zum Endspiegel S12 und zurück erhält der Laserpuls wieder seine horizontale Polarisation und verlässt den Resonator durch den Dünnschichtpolarisator D3. Der verstärkte Laserpuls gelangt über den Umlenkspiegel S27 in die erste Kammer zurück.

2.2.6 Funktion der restlichen Komponenten

Durch eine Aussparung im oberen Bereich der Pumpoptik wird von der Scheibe emittierte Fluoreszenzstrahlung oberhalb der Strahlebene mit der Linse L1 auf die Photodiode P6 fokussiert. Der Filter F7 beschränkt den detektierten Wellenlängenbereich auf 960–980 nm. Das Signal ist mit der in der Scheibe gespeicherten Energie korreliert und wird dem Mess- und Diagnosesystem zugeführt.

Über den Planspiegel S30, der unter der Strahlebene steht, kann mit einer Kamera die Scheibe und der gepumpte Bereich beobachtet werden. Das auf einem Monitor dargestellte Bild hilft bei der Justage der Pumpoptik, der Justage des Resonators und der Kontrolle der Scheibe hinsichtlich möglicher Beschädigungen.

Ein weiteres Diagnoseinstrument für den Zustand der Scheibe ist der durch die Yb:YAG-Scheibe Y1 und den konkaven Auskoppelspiegel S18 gebildete lineare Resonator. Wird er durch Entfernen des Bleches U1 freigegeben, dann ist der Ausgangsstrahl auf dem Konverterkärtchen K1 sichtbar. Die Resonatorlänge entspricht annähernd dem Krümmungsradius des Spiegels S18, so dass ein sehr großer Strahldurchmesser (ca. 2 cm) auf dem Konverterkärtchen K1 erzeugt wird. Beschädigungen der Scheibe sind so als dunkle Flecken im Resonatormode gut zu erkennen.

Das Konverterkärtchen K2 hinter dem dielektrischen Endspiegel S32 mit kleiner Resttransmission gibt einen visuellen Anhaltspunkt für die mittlere resonatorinterne Leistung im regenerativen Verstärker. Quantitativ wird die Energie der im Resonator umlaufenden Laserpulse von der Photodiode P4, welche die Leckstrahlung vom Endspiegel S12 nutzt, erfasst. Der Spiegel S11 lenkt die Strahlung lediglich um, F5 ist eine Flächenstreuscheibe zur Abschwächung und das Rotglasfilter F6 eliminiert den grünen Anteil der Laserstrahlung, der durch Frequenzverdopplung in der Pockelszelle entsteht.

Zu Testzwecken ist es auch möglich, den Resonator des regenerativen Verstärkers als Dauerstrichlaser zu betreiben. Die Pockelszelle 2 bleibt dabei ausgeschaltet und das Verzögerungsplättchen Q7 wird so gedreht, dass es im Doppeldurchgang eines Laserstrahls dessen vertikale Polarisation in eine elliptische Polarisation mit geringem

horizontalem Anteil umwandelt. Der horizontale Anteil wird am Dünnschichtpolarisator D3 transmittiert und gelangt auf dem üblichen Strahlweg zum Austrittsfenster A1. Das Verzögerungsplättchen Q7 und der Dünnschichtpolarisator D3 wirken in Kombination also wie ein Auskoppelspiegel mit stufenlos einstellbarem Transmissionsgrad.

Ebenfalls nützlich für die Diagnose ist der Dauerstrichbetrieb ohne Pockelszelle. Der Umlenkspiegel S13 kann in den Resonator geklappt werden, um den Laserstrahl an der Pockelszelle vorbei zu lenken. Der Auskoppelspiegel S14 vervollständigt diesen alternativen Resonator als Endspiegel. Soll der Laserstrahl des alternativen Resonators das Verstärkersystem auf dem regulären Strahlweg verlassen, so muss z.B. zwischen S13 und S14 ein zusätzliches Verzögerungsplättchen zur variablen Auskopplung verwendet werden und S14 muss durch einen hochreflektierenden Spiegel ersetzt werden.

Nach dem Prinzip des variablen Auskoppelspiegels lassen sich durch leichtes Verdrehen des Verzögerungsplättchen Q8 die resonatorinternen Verluste des regenerativen Verstärkers für experimentelle Untersuchungen künstlich erhöhen. Das Verzögerungsplättchen Q8 befindet sich im Strahlverlauf des Resonator auf der anderen Seite des Dünnschichtpolarisators als das Verzögerungsplättchen Q7. Deshalb wird die depolarisierte Strahlung auch in der entgegengesetzten Propagationsrichtung am Dünnschichtpolarisator abgetrennt und an der Gehäusetrennwand absorbiert.

Während der Arbeiten an dem Verstärkersystem wurde ein effektives Verfahren zu dessen Justage entwickelt, das in Kap. A.1 beschrieben ist.

2.2.7 Gesichtspunkte des Resonatordesigns

Eine gute Einführung in den Entwurf von Resonatoren für den Scheibenlaser findet sich in der Dissertation von ERHARD [14]. Beim Resonator für einen regenerativen Verstärker spielen aber noch weitere Randbedingungen eine Rolle, welche die Auslegung eines geeigneten Resonators erschweren. Auch wenn diese Fragestellungen hier nicht vertiefend behandelt werden können, sollten die wichtigsten Gesichtspunkte angesprochen werden:

- Art des Resonators
- Resonatorlänge
- Modendurchmesser
- Dynamische Stabilität
- Justagestabilität

Ein linearer Resonator, wie er auch in diesem Verstärkersystem eingesetzt wird, hat den Vorteil, dass der Laserpuls in jedem Umlauf zweimal die Pockelszelle durchquert,

weshalb nur eine Phasenverzögerung von einer viertel Wellenlänge nötig ist. Natürlich kann auch mit einem Ringresonator [36], eine geeignete Pockelszelle vorausgesetzt, ein regenerativer Verstärker aufgebaut werden. Allerdings ist mit BBO in den verfügbaren Größen eine Phasenverzögerung von einer halben Wellenlänge im Einfachdurchgang kaum zu realisieren.

Im linearen Resonator kann die Scheibe als Endspiegel [31] oder, wie in dieser Arbeit, als Umlenkspiegel benutzt werden. Durch den zweifachen Doppeldurchgang des Laserpulses pro Umlauf wird eine höhere Verstärkung erzielt. Der Resonator könnte sogar zweifach über die Scheibe gefaltet werden [35], um die Umlaufverstärkung nochmals zu verdoppeln. Da die Pockelszelle pro Umlauf weiterhin nur zweifach durchlaufen wird, verbessert sich auch das Verstärkung/Verlust-Verhältnis.

Die Länge des Resonators ist bei Verwendung eines Pulspickers nach oben hin nicht begrenzt (sonst gilt Gl. 2.3). Ein untere Grenze für die Umlaufzeit ist durch

$$T_{Um} > 2T_{S12-E2} + T_{Schalt\ PZ.2} \quad [s] \quad (2.1)$$

gegeben. Die Laufzeit T_{S12-E2} vom Endspiegel S12 zum elektrooptischen Kristall E2 kann auf 1/2 ns reduziert werden, so dass bei einer Schaltzeit $T_{Schalt\ PZ.2}$ der Pockelszelle 2 von 12 ns (inkl. Zeit-Jitter), der Resonator mindestens 2,0 m lang sein sollte.

Der Modendurchmesser in der Scheibe orientiert sich an der extrahierbaren Energiedichte und der gewünschten mittleren Ausgangsleistung. Der Zerstörschwelle aller optischen Komponenten im Resonator muss durch Verwendung hinreichend großer Modendurchmesser Rechnung getragen werden, insbesondere wenn auf den Einsatz von CPA verzichtet wird. Andererseits begrenzen manche Komponenten, wie etwa die Pockelszelle, durch ihre Apertur den Modendurchmesser.

Abb. 2.8 zeigt den Verlauf des Strahlradius w in dem für das hier beschriebene Verstärkersystem ausgelegten Resonator. Der Strahldurchmesser in der Pockelszelle P2 entspricht mit 3 mm der halben Kantenlänge des BBO Kristalls E2. Er wird durch ein Teleskop auf 4 mm vergrößert und so auf den Durchmesser und die Wellenfrontkrümmung des vom Seedlaser kommenden Laserstrahls angepasst. In der Yb:YAG-Scheibe Y1 wurde ein Strahldurchmesser von 2 mm bei einem Pumpfleckdurchmesser von 2,4 mm gewählt. Dieses Durchmesser Verhältnis ist Voraussetzung für den Grundmodebetrieb [16]. Der Laserstrahl läuft divergent zur Scheibe Y1, damit sein Durchmesser auf dem Spiegel S29 nicht zu klein wird. Auch außerhalb der optischen Komponenten wurden kleine Fokusse vermieden, um das Auftreten eines Luftdurchbruchs auszuschließen.

Unter dynamischer Stabilität gemäß MAGNI [37] versteht man, dass der Modendurchmesser in einem Teil des Resonators in erster Näherung konstant bleibt, wenn sich der Krümmungsradius einer optischen Komponente im Resonator ändert. Der Resonator des regenerativen Verstärkers ist dynamisch stabil bezüglich der Yb:YAG-Scheibe Y1.

Problematisch ist die Berücksichtigung der Justagestabilität beim Resonatordesign, da große Modendurchmesser und die Verwendung von Typ II-Resonatoren das Verstärkersystem prinzipiell anfälliger für eine Fehljustage machen [37].

2.2.8 Notwendigkeit eines Pulspickers

Ein Pulspicker wird in einem Laserverstärkersystem dann benötigt, wenn die Repetitionsrate des Verstärkers niedriger als die des Seedlasers ist. Trotzdem wurde bei dem hier vorgestellten Verstärkersystem auf die Vervollständigung des Pulspickers verzichtet. Dies ist möglich, weil der regenerative Verstärker selbst schon eine Art Pulspicker beinhaltet. Bei ausgeschalteter Hochspannung am elektrooptischen Kristall E2 verlassen die über den Dünnschichtpolarisator D3 in den Resonator eingekoppelten Laserpulse nach einem Umlauf, also nach zwei Doppeldurchgängen über die Scheibe, den Resonator wieder. Sie werden dabei um 10–40 % verstärkt. Bei eingeschalteter Hochspannung, also während ein ausgewählter Laserpuls verstärkt wird, werden die in den Resonator einlaufenden Laserpulse unverstärkt zurückgewiesen. In der Summe ergibt sich am Ausgang so eine Untergrundstrahlung aus schwachen Laserpulsen mit hoher Repetitionsrate. Ihre mittlere Leistung ist nur etwas größer als die mittlere Ausgangsleistung des Seedlasers, bei dem hier vorgestellten System also 0,1–0,2 W oder 1 %. Ist dieser Untergrund nicht tolerabel, so muss ein Pulspicker verwendet werden.

Ein weiterer Grund für die Verwendung eines Pulspickers ist, dass nur ein einzelner Laserpuls zur Verstärkung eingekoppelt werden soll. Während des Schaltvorgangs der Pockelszelle (inkl. Zeit-Jitter), darf sich deshalb nur ein Laserpuls im Resonator zwischen der Pockelszelle 2 und dem Resonatorendspiegel S32 befinden. Verzichtet man auf einen Pulspicker, so muss der vorhergehende Laserpuls vor Beginn des Schaltvorgangs die Pockelszelle 2 bereits zum letzten Mal durchlaufen haben und der nachfolgende Laserpuls darf vor dem Ende des Schaltvorgangs die Pockelszelle 2 nicht passieren. Dann gilt für die Umlaufzeit

$$T_{Um} < \frac{2}{f_{Seedlaser}} - 2T_{S12-E2} - T_{Schalt\ PZ.2} \quad [s] \quad (2.3)$$

Die Laufzeit T_{S12-E2} kann auf 1/2 ns reduziert werden. Bei einer Schaltzeit der Pockelszelle 2 (inkl. Zeit-Jitter) $T_{Schalt\ PZ.2}$ von 12 ns und einer Seedlaserfrequenz von 49,8 MHz ist die maximale Umlaufzeit 27 ns, entsprechend einer Resonatorlänge von 4,0 m. Für einen längeren Resonator wäre ein Pulspicker zwingend erforderlich.

2.3 Theoretisches Modell des regenerativen Verstärkers

In diesem Unterkapitel wird ein Modell der Pump- und der Verstärkungsphase im regenerativen Verstärker, mit dem sich die Pulsenergie und die in der Scheibe

gespeicherte Energie in ihrem zeitlichen Verlauf berechnen lässt, entwickelt. Die Eigenschaften von Yb:YAG werden dabei bereits berücksichtigt. Aus dem Modell werden allgemeine Kriterien zur Optimierung der Betriebsparameter abgeleitet.

2.3.1 Zielsetzung der Modellierung

Die theoretische Modellierung ist in dieser Arbeit ein Werkzeug zur Untersuchung der Pulsenergiestabilität. Daraus ergeben sich zwei Anforderungen:

- Das Modell soll möglichst einfach und weitgehend analytisch sein, damit die Mechanismen der auftretenden Pulsenergieschwankungen und -fluktuationen verständlich erklärt und allgemeine Kriterien zur Optimierung des Systems abgeleitet werden können. Außerdem muss die numerische Simulation des Verstärkersystems auch bei Parameterstudien zur Pulsenergiestabilität (~10000 Verstärkungszyklen) in einer akzeptablen Rechenzeit zu bewältigen sein.
- Die Genauigkeit des Modells muss ausreichen, um qualitativ richtige Ergebnisse zu erzielen. Eine quantitative Übereinstimmung zwischen Modell und Experiment ist zwar erwünscht, darf aber die Komplexität des Modells nicht übermäßig erhöhen. Ein genaueres, aber auch weitaus komplexeres Modell des Scheibenlasers im gepulsten Betrieb wird derzeit von SPEISER erarbeitet [38].

Im Modell wird zwischen zwei Betriebszuständen, der Pump- und der Verstärkungsphase, die sich in ständigem Wechsel wiederholen, unterschieden. Während der Pumpphase wird in der Scheibe Energie deponiert und in der nachfolgenden Verstärkungsphase wird ein Teil der gespeicherten Energie auf den zu verstärkenden Laserpuls übertragen. Streng genommen wird die Scheibe auch während der Verstärkungsphase gepumpt. Da die Pumpphase bei den hier verwendeten Repetitionsraten im Kilohertzbereich jedoch wesentlich länger als die Verstärkungsphase ist, können die beiden Phasen dennoch getrennt behandelt werden, wobei die Dauer der Verstärkungsphase der Dauer der Pumpphase hinzugerechnet werden sollte. Auch bei sehr hohen Repetitionsraten ist diese Trennung möglich, da die in der Scheibe gespeicherte Energie in beiden Phasen dann nur leicht moduliert wird.

Das Modell ist auf das laseraktive Material Yb:YAG und das Scheibenlaserdesign zugeschnitten. Es ist, einschließlich der daraus gewonnenen Erkenntnisse, jedoch gut auf die üblichen im Scheibenlaser verwendeten Materialien (Yb:KGW, Yb:KYW, Nd:YVO₄, etc.) übertragbar. Die Anwendbarkeit auf andere Geometrien ist nur dann gegeben, wenn die damit erzielte Verstärkung pro Durchgang nicht wesentlich höher ist als beim Scheibenlaserdesign.

Alle numerischen Berechnungen in dieser Arbeit wurden mit Waterloo Maple 8.0 durchgeführt.

2.3.2 Modell der Verstärkungsphase

Zuerst wird die Verstärkung eines Laserpulses im Doppeldurchgang, also bei einer Reflexion an der Scheibe, modelliert. Die entsprechenden Ratengleichungen werden aufgestellt und integriert. Darauf aufbauend kann rekursiv eine vollständige Verstärkungsphase, die aus mehreren Doppeldurchgängen des Laserpulses durch die Scheibe besteht, berechnet werden. Schließlich wird die gesamte Verstärkungsphase durch ein Differenzialgleichungssystem beschrieben, das nicht elementar integrierbar ist, aber einige wichtige Gleichungen für die Diskussion der Pulsenergiestabilität ergibt.

2.3.2.1 Ratengleichungen für die Verstärkung im Doppeldurchgang

Die für den Verstärkungsprozess benötigte Energie wird in den Yb^{3+} -Ionen der Yb:YAG-Scheibe, deren Elektronen sich in unterschiedlichen Energieniveaus befinden können, gespeichert. Im vereinfachten Termschema in Abb. 2.9 sind die Lage der wichtigsten Energieniveaus und die relevanten Übergänge dargestellt. Der Energieaustausch zwischen Laserpuls und Scheibe erfolgt durch stimulierte Emission und Absorption bei der Laserwellenlänge. Damit von den beiden konkurrierenden Prozessen die Pulsverstärkung überwiegt, muss das obere Laserniveau stärker als das untere Laserniveau besetzt sein. Dieser als Besetzungsinversion bezeichnete Zustand wird in der vorhergehenden Pumpphase erzeugt. Die Pulsverstärkung wird hier jedoch

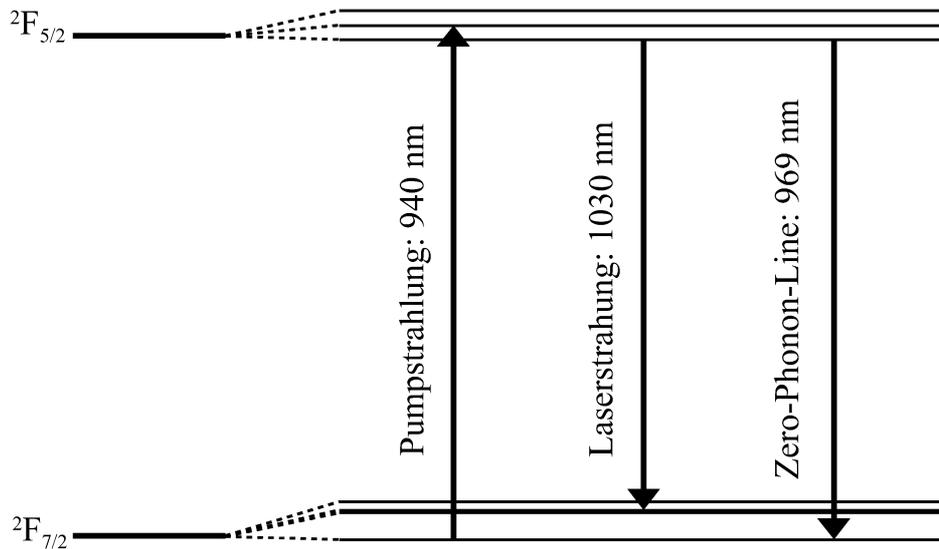


Abbildung 2.9: Termschema von Yb:YAG [41] mit relevanten Übergängen. Das untere und das obere Multiplett spalten in vier bzw. drei Energieniveaus (Starkniveaus) auf, die jeweils gemäß der BOLTZMANN-Verteilung besetzt sind. Beim Pumpprozess wird der Übergang vom „unteren Pumpniveau“ zum „oberen Pumpniveau“ verwendet, beim Verstärkungsprozess der Übergang vom „oberen Laserniveau“ zum „unteren Laserniveau“. Die Zero-Phonon-Line ist der Übergang zwischen den beiden tiefsten Niveaus der Multipletts.

vor der Pumpphase behandelt, da so die Bedeutung der extrahierbaren Energiedichte der Scheibe und der Sättigungsenergiedichte einfacher vermittelt werden kann.

Als Basis für das Modell dienen die Arbeiten von LOWDERMILK *et al.* über die Verstärkung von Laserpulsen im Mehrfachdurchgang in einem Festkörperlaser [29]. Ausgangspunkt sind dort die MAXWELLSchen Wellengleichungen für das elektrische Feld der Laserstrahlung und die SCHRÖDINGER-Gleichung für die Polarisation und die Inversion des laseraktiven Materials. Die Gleichungen werden unter der Annahme, dass die Amplitude des elektrischen Feldes und der Polarisation nur langsam variiert, linearisiert.

LOWDERMILK *et al.* gehen weiterhin von einem linearen Zusammenhang zwischen Polarisation und elektrischem Feld aus. Diese Annahme kennzeichnet einen Laser der Klasse B [39] und gilt auch für Yb:YAG. Durch adiabatische Elimination der Polarisation können die linearisierten Propagationsgleichungen in die einfacheren Ratengleichungen (oder Transportgleichungen) für die Leistungsdichte des Laserstrahls und die Besetzungsinversion überführt werden. Sie sind in der Originalform (mit anderen Formelzeichen als in der restlichen Arbeit) zitiert:

$$\left(\frac{\partial}{\partial z} + \frac{1}{v_g} \frac{\partial}{\partial t} \right) I = (n\sigma - \gamma)I \quad \left[\frac{\text{W}}{\text{m}^3} \right] \quad (2.4)$$

$$\frac{\partial n}{\partial t} = -\frac{\sigma}{\hbar\omega} (k_1 + k_2)In + \frac{k_2 N_2}{\tau_R} \quad \left[\frac{1}{\text{m}^3 \text{s}} \right] \quad (2.5)$$

Die Leistungsdichte des Laserstrahls ist hier mit I , die Besetzungsinversion mit n , der Wirkungsquerschnitt mit σ , der Verlustkoeffizient mit γ , die Gruppengeschwindigkeit eines Laserpulses mit v_g und die Energie eines Laserphotons mit $\hbar\omega$ bezeichnet. Der durch die BOLTZMANN-Verteilung gegebene Anteil der thermischen Besetzung der einzelnen Energieniveaus im oberen und unteren Multiplett ist durch k_1 bzw. k_2 gegeben. Der Term $k_2 N_2 / \tau_R$ beschreibt den Relaxationsprozess innerhalb des unteren Multipletts.

In Ref. 29 wird auch die Integration der Ratengleichungen durchgeführt. Allerdings kann das Ergebnis nicht direkt übernommen werden, da in den Gl. 2.4–2.5 die Überlagerung des einfallenden Laserstrahls mit dem an der Rückseite der Scheibe reflektierten Laserstrahl nicht berücksichtigt wird. Im Folgenden werden deshalb die Ratengleichungen auf einen Doppeldurchgang des Laserstrahls angepasst. Gleichzeitig werden für die weiteren Berechnungen besser geeignete Variablen eingeführt und zusätzliche Näherungen gemacht. Die thermische Besetzung der Energieniveaus wird mit Hilfe der effektiven Emissions- und Absorptionswirkungsquerschnitte beschrieben.

Beim Scheibenlaser überlagern sich der einfallende und an der HR-Schicht reflektierte Laserstrahl mit der Leistungsdichte $E_{Puls-}(z, t)$ bzw. $E_{Puls+}(z, t)$ im laseraktiven Medium

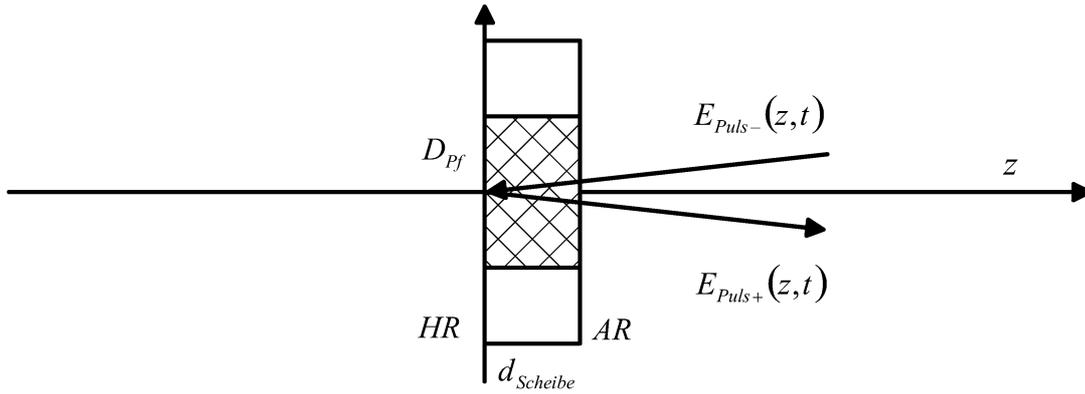


Abbildung 2.10: Doppeldurchgang eines Laserpulses durch die Scheibe. Der einfallende Laserstrahl propagiert entgegen der z-Achse, wird an der Scheibenrückseite reflektiert und breitet sich in Richtung der z-Achse aus.

wie in Abb. 2.10 veranschaulicht. Die Wellennatur der beiden Laserstrahlen, die durch Interferenz zu einer räumlichen Modulation der Leistungsdichte führt, wird hier nicht berücksichtigt. Aufgrund der relativ großen Bandbreite der kurzen Laserpulse ist die Modulation auch nur schwach ausgeprägt [40], so dass dadurch kein großer Fehler entsteht.

Der Einfachheit halber wird eine transversal zur z-Achse konstante Leistungsdichteverteilung im gepumpten Bereich mit der Fläche A_{Pump} angenommen. Das tatsächliche Strahlprofil ist in den meisten Fällen GAUßförmig, sollte aber zur effizienten Energieextraktion möglichst gut mit dem gepumpten Bereich überlappen. Als mittlere Leistungsdichte kann ungefähr die durch A_{Pump} geteilte Gesamtleistung verwendet werden. Durch die inhomogene Energieextraktion ist der reale Verstärkungsprozess daher etwas ineffizienter als im Modell berechnet.

An der HR-Schicht, deren geringe Reflexionsverluste vernachlässigbar sind, gilt zu jeder Zeit die Anschlussbedingung

$$E_{Puls-}(HR, t) = E_{Puls+}(HR, t). \quad \left[\frac{\text{W}}{\text{m}^2} \right] \quad (2.6)$$

Die Zunahme der Leistungsdichte der Laserpulse pro Längeneinheit ist durch den Verstärkungskoeffizienten der Scheibe

$$g_{Scheibe} = \sigma_{Em, Laser} N_2 - \sigma_{Abs, Laser} N_1 = N_2 (\sigma_{Em, Laser} + \sigma_{Abs, Laser}) - \sigma_{Abs, Laser} N_{Dot} \quad \left[\frac{1}{\text{m}} \right] \quad (2.7)$$

gegeben. In dieser Darstellung sind N_1 und N_2 die Besetzungsdichte des unteren bzw. des oberen Multipletts und $\sigma_{Em, Laser}$ und $\sigma_{Abs, Laser}$ die effektiven Wirkungsquerschnitte für Emission bzw. Absorption eines Laserphotons wie sie in Ref. 12 eingeführt werden. Sie berücksichtigen im Gegensatz zu den spektroskopischen Wirkungsquerschnitten bereits die thermische Besetzung gemäß der BOLTZMANNverteilung.

Somit lauten die Ratengleichungen für die Laserstrahlintensität

$$\left(\frac{1}{v_G} \frac{\partial}{\partial t} \mp \frac{\partial}{\partial z} \right) E_{Puls\mp}(z, t) = g_{Scheibe}(z, t) E_{Puls\mp}(z, t). \quad \left[\frac{\text{W}}{\text{m}^3} \right] \quad (2.8)$$

Beide Laserpulse breiten sich in der Scheibe mit der Gruppengeschwindigkeit v_G aus. Ihre Propagationsrichtung ist jeweils durch das Vorzeichen in der Ableitung nach z gegeben. Der Verlustterm $-\gamma I$ entfällt hier, da die Reabsorption bereits im Verstärkungskoeffizienten berücksichtigt ist und andere Verluste wie Streuung gegenüber der Verstärkung gering sind.

Eine Verstärkung der Laserpulse ist natürlich nur solange möglich, bis der Verstärkungskoeffizient $g_{Scheibe}$ auf null abgesunken ist. Die Besetzungsdichte des oberen Multipletts N_2 reduziert sich dabei auf den entsprechenden Wert an der Transparenzschwelle, der sich aus Gl. 2.7 ergibt. Multipliziert man die Abnahme von N_2 mit der Photonenenergie $h\nu_{Laser}$, so erhält man die pro Volumeneinheit aus der Scheibe extrahierbare Energiedichte

$$q_{Scheibe} = h\nu_{Laser} \left(N_2 - \frac{\sigma_{Abs, Laser}}{\sigma_{Em, Laser} + \sigma_{Abs, Laser}} N_{Dot} \right) = H_S g_{Scheibe}, \quad \left[\frac{\text{J}}{\text{m}^3} \right] \quad (2.9)$$

die wiederum zum Verstärkungskoeffizienten $g_{Scheibe}$ proportional ist. Der Proportionalitätsfaktor entspricht gerade der Sättigungsenergiedichte

$$H_S = \frac{h\nu_{Laser}}{\sigma_{Em, Laser} + \sigma_{Abs, Laser}}. \quad \left[\frac{\text{J}}{\text{m}^2} \right] \quad (2.10)$$

Im Folgenden werden bestimmte Größen auf die Sättigungsenergiedichte bezogen. Die Normierung auf H_S wird dabei durch ein Dach über der Variablen gekennzeichnet (z.B. $\hat{q}_{Scheibe} = q_{Scheibe}/H_S = g_{Scheibe}$).

Die Ratengleichung der Inversion wird durch eine Ratengleichung der Energiedichte der Scheibe $q_{Scheibe}$ ersetzt, in der die Überlagerung des einfallenden und des reflektierten Laserpulses in der Summe auf der rechten Seite berücksichtigt ist.

$$\frac{\partial}{\partial t} q_{Scheibe}(z, t) = -g_{Scheibe}(z, t) (E_{Puls-}(z, t) + E_{Puls+}(z, t)) \quad \left[\frac{\text{W}}{\text{m}^3} \right] \quad (2.11)$$

Als weitere Vereinfachung wird angenommen, dass die Zeitkonstante des Relaxationsprozesses im unteren Multiplett kürzer ist, als die Zeit zwischen zwei Doppeldurchgängen (einige Nanosekunden). Falls diese Annahme nicht gerechtfertigt ist, nimmt der Verstärkungskoeffizient schneller ab, da Ionen im unteren Laserniveau Laserphotonen wieder reabsorbieren können.

2.3.2.2 Lösung der Ratengleichungen

Mit Hilfe der Gl. 2.6–2.8 wird nun die Pulsenergiedichte und die extrahierbare Energiedichte der Scheibe nach der Verstärkung im Doppeldurchgang als Funktion dieser Größen vor dem Verstärkungsprozess berechnet. Aufgrund des Umfangs ist die Integration dieser Differenzialgleichungen ausführlich in Kap. A.2 dargestellt, wohingegen hier nur die Resultate präsentiert werden.

Da die Ratengleichungen keine Verlustterme enthalten, kann Energie nur zwischen Scheibe und Laserpuls ausgetauscht werden und bleibt somit erhalten. Dieses Ergebnis (siehe Gl. 6.6) ist im Übrigen unabhängig von der zeitlichen Form des Laserpulses.

Aufgrund der Überlagerung von einfallendem und reflektiertem Laserpuls ist die Menge der ausgetauschten Energie anders als in Ref. 29 von der Pulsform abhängig. Daher werden zwei Grenzfälle untersucht, zum einen der Fall extrem kurzer und zum anderen der Fall sehr langer Laserpulse, innerhalb derer alle anderen Fälle liegen. Für beide Fälle können explizite Lösungen gefunden werden (Gl. 6.14–6.15 und Gl. 6.20–6.21). In Kap. 2.3.3.3 wird gezeigt, dass beim Yb:YAG-Scheibenlaser für die normierte extrahierbare Energiedichte $\hat{H}_{Scheibe} < 0,2$ gilt. Die Pulsenergiedichte ist wegen der Umlaufverluste und der vernachlässigbaren Anfangspulsenergiedichte im regenerativen Verstärker in jedem Fall kleiner als die extrahierbare Energiedichte. Bei diesen Energiedichten unterscheidet sich die in Dezibel ausgedrückte Verstärkung pro Doppeldurchgang

$$dB(G_{Dd}) = 10 \log \left(\frac{\hat{H}_{Puls, nach Dd}}{\hat{H}_{Puls, vor Dd}} \right) \quad (2.12)$$

für die beiden Grenzfälle des Modells um weniger als 1 %. Im Rahmen der Genauigkeit dieses Modells spielt die exakte Pulsform daher keine Rolle und es können die strukturell einfacheren Gl. 6.20–6.21 verwendet werden:

$$2\hat{H}_{Scheibe, nach Dd} = -\ln \left(1 - \exp \left(-2\hat{H}_{Puls, vor Dd} \right) \left(1 - \exp \left(-2\hat{H}_{Scheibe, vor Dd} \right) \right) \right) \quad (2.13)$$

$$2\hat{H}_{Puls, nach Dd} = \ln \left(1 + \exp \left(2\hat{H}_{Scheibe, vor Dd} \right) \left(\exp \left(2\hat{H}_{Puls, vor Dd} \right) - 1 \right) \right). \quad (2.14)$$

Vernachlässigt man die Sättigungseffekte ganz, ergibt sich aus Gl. 2.14, dass der Laserpuls im Doppeldurchgang einfach mit dem Faktor $G_{Dd} = \exp \left(2\hat{H}_{Scheibe, vor Dd} \right)$ verstärkt wird.

2.3.2.3 Materialparameter von Yb:YAG für den Verstärkungsprozess

Das Emissionsspektrum von Yb:YAG besitzt ein relativ breites Maximum bei 1030 nm und ein Nebenmaximum bei 1049 nm [41]. Vom Fall geringer extrahierbarer Energiedichte abgesehen, liegt auch das Maximum des Verstärkungsspektrums bei 1030 nm [12]. Das Verstärkersystem wird daher bei dieser Wellenlänge betrieben.

Der effektive Emissionswirkungsquerschnitt bei der Laserwellenlänge $\sigma_{Em, Laser}$ beträgt $21 \cdot 10^{-21} \text{ cm}^2$ (300 K) [42] und sinkt aufgrund der kleiner werdenden thermischen Besetzung des oberen beteiligten Stark-Niveaus mit steigender Temperatur. Die mittlere Temperatur der Scheibe hängt von der Pumpleistungsdichte, aber auch von der durch Verstärkung extrahierten mittleren Leistungsdichte, ab. Bei einem typischen Wert von 400 K [12] wird $\sigma_{Em, Laser}$ auf $13 \cdot 10^{-21} \text{ cm}^2$ reduziert [42]. Die Variation ist also nicht unerheblich, so dass es sich lohnt, zur Verbesserung der Genauigkeit im Modell einen an die Betriebsbedingungen angepassten Wert zu verwenden.

Der effektive Absorptionswirkungsquerschnitt bei der Laserwellenlänge kann durch das Verhältnis der Besetzungsdichten der Stark-Niveaus berechnet werden [43]. So erhält man $\sigma_{Abs, Laser} = 1,2 \cdot 10^{-21} \text{ cm}^2$ bei 300 K und $1,6 \cdot 10^{-21} \text{ cm}^2$ bei 400 K. Der absolute Einfluss des Absorptionswirkungsquerschnitts auf die Sättigungsleistungsdichte ist, unabhängig von der Temperatur, nur gering. Allerdings verschiebt sich mit $\sigma_{Abs, Laser}$ auch die Transparenzschwelle.

Aus Gl. 2.10 erhält man mit diesen Werten eine Sättigungsenergiedichte von $H_S = 13 \text{ J/cm}^2$ bei einer Temperatur von 400 K. Die Sättigungsenergiedichte steigt mit der Temperatur und ist bei 300 K mit $H_S = 9 \text{ J/cm}^2$ deutlich geringer. Zur Normierung wird der zur tatsächlichen mittleren Scheibentemperatur passende Wert verwendet.

Eine positive extrahierbare Energiedichte bzw. Verstärkung wird gemäß Gl. 2.9 erst bei einer Inversion von $N_2/N_{Dot} = 6\%$ bei 300 K und $N_2/N_{Dot} = 11\%$ bei 400 K erreicht, was den Quasi-Drei-Niveau-Charakter von Yb:YAG verdeutlicht.

2.3.2.4 Rekursive Berechnung der Verstärkungsphase

Die extrahierbare Energiedichte und die Pulsenergiedichte nach der Verstärkungsphase wird rekursiv mit den Formeln zur Verstärkung im Doppeldurchgang (Gl. 2.13–2.14) berechnet. Werden mit $i = 1 \dots n_{Um}$ die Umläufe im Resonator gezählt und mit $j = 1 \dots n_{Dd/Um}$ die Doppeldurchgänge in einem bestimmten Umlauf indiziert, so ist der Zähler der Doppeldurchgänge durch

$$k = (i - 1)n_{Dd/Um} + j \quad (2.15)$$

gegeben. Die Umlaufverluste v_{Um} werden nach dem letzten Doppeldurchgang eines Umlaufs in ihrer Summe durch Multiplikation der Pulsenergiedichte mit dem Verlustfaktor $(1 - v_{Um})$ berücksichtigt. Die Rekursionsformeln lauten dann

$$\hat{H}_{Scheibe, vor Dd}(k + 1) = \hat{H}_{Scheibe, nach Dd}(k) \quad (2.16)$$

$$\hat{H}_{Puls, vor Dd}(k + 1) = \hat{H}_{Puls, nach Dd}(k) \cdot \begin{cases} 1 - v_{Um} & j = n_{Dd/Um} \\ 1 & 1 \leq j < n_{Dd/Um} \end{cases} \quad (2.17)$$

unter Verwendung der entsprechenden normierten Energiedichten aus Gl. 2.13–2.14.

Als numerisches Beispiel für die rekursive Berechnung zeigt Abb. 2.11 den typischen Verlauf der extrahierbaren Energiedichte und der Pulsenergiedichte während der Verstärkungsphase. Sie lässt sich in drei Bereiche unterteilen:

- Der erste Bereich ist durch einen exponentiellen Anstieg der Pulsenergiedichte gekennzeichnet. Während der Verstärkung des Laserpulses um mehrere Größenordnungen wird aus der Scheibe noch kein nennenswerter Energieanteil extrahiert.
- Im zweiten Bereich nimmt, während ein wesentlicher Anteil der extrahierbaren Energie von der Scheibe auf den Laserpuls übertragen wird, die Verstärkung deutlich ab. Die maximale Pulsenergiedichte wird erreicht, wenn sich Verstärkung und Verluste in einem Umlauf gerade die Waage halten.
- Der dritte Bereich ist durch die einsetzende Abnahme der Pulsenergiedichte, die bald in einen exponentiellen Abfall übergeht, charakterisiert. Die extrahierbare Energiedichte nähert sich dabei einem festen, niedrigen Wert an. Dieser Bereich sollte vermieden werden, indem der Laserpuls rechtzeitig ausgekoppelt wird.

Das Beispiel illustriert die beiden Stärken eines regenerativen Verstärkers: eine Verstärkung um mehrere Größenordnungen im ersten Bereich und ein effizienter Energietransfer bei Pulsenergiedichten deutlich unterhalb der Sättigungenergiedichte

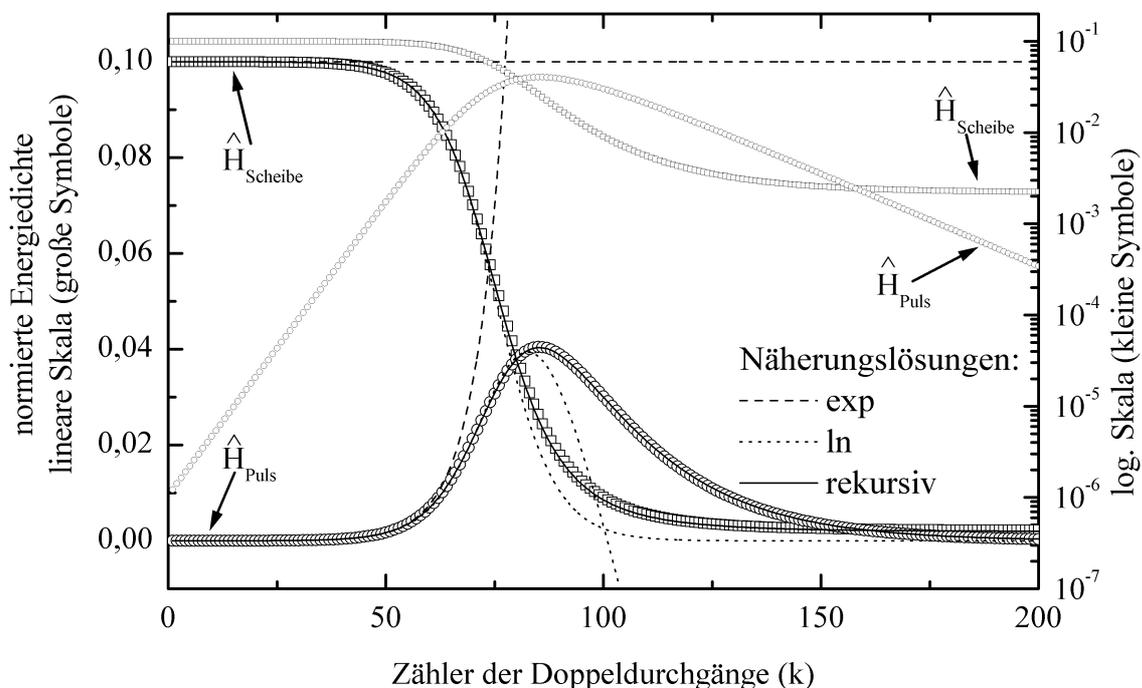


Abbildung 2.11 Simulation der Verstärkungsphase im regenerativen Verstärker. Normierte extrahierbare Energiedichte und Pulsenergiedichte sind nach jedem Doppeldurchgang des Laserpulses durch die Scheibe auf linearer und logarithmischer Skala dargestellt. Die drei Näherungslösungen werden in Kap. 2.3.2.5 diskutiert. Parameter: $\hat{H}_{Scheibe, vor Verst} = 0,1$, $\hat{H}_{Puls, vor Verst} = 10^{-5}$, $v_{Dd} = 0,05$.

im zweiten Bereich.

2.3.2.5 Differenzialgleichungen für die Verstärkungsphase

Der relativ stetige Verlauf von $\hat{H}_{Scheibe, vor Dd}(k)$ und $\hat{H}_{Puls, nach Dd}(k)$ während der Verstärkungsphase erlaubt es, die Rekursionsformeln durch ein System von Differenzialgleichungen anzunähern, was eine weitergehende analytische Behandlung ermöglicht. Im Fall kleiner Energiedichten, die gut auf den Scheibenlaser zutrifft ($\hat{H}_{Scheibe} < 0,2$), können Gl. 2.13–2.14 in eine Potenzreihe entwickelt und so in Gl. 2.16–2.17 eingesetzt werden. Da auch die Umlaufverluste gering sind, ergeben sich die beiden Differenzgleichungen

$$\hat{H}_{Scheibe, vor Dd}(k+1) - \hat{H}_{Scheibe, vor Dd}(k) = -2\hat{H}_{Scheibe, vor Dd}(k) \cdot \hat{H}_{Puls, vor Dd}(k) + \dots \quad (2.18)$$

$$\hat{H}_{Puls, vor Dd}(k+1) - \hat{H}_{Puls, vor Dd}(k) = \hat{H}_{Puls, nach Dd}(k) \left(2\hat{H}_{Scheibe, vor Dd}(k) - \frac{v_{Um}}{n_{Dd/Um}} \right) + \dots, \quad (2.19)$$

bei denen auf der rechten Seite nur Terme zweiter Ordnung berücksichtigt werden. Nun können die Differenzen auf der linken Seite durch eine Ableitung nach k ausgedrückt werden, was die Differenzialgleichungen

$$\frac{d}{dk} \hat{H}_{Scheibe}(k) = -2\hat{H}_{Scheibe}(k) \hat{H}_{Puls}(k) \quad (2.20)$$

$$\frac{d}{dk} \hat{H}_{Puls}(k) = \hat{H}_{Puls}(k) (2\hat{H}_{Scheibe}(k) - v_{Dd}). \quad (2.21)$$

ergibt. Die Verluste, die ein Laserpuls in einem vollständigen Resonatorumlauf erleidet, können zu gleichen Teilen auf die einzelnen Doppeldurchgänge angerechnet werden.

Obwohl die Struktur des Differenzialgleichungssystems den ursprünglichen Ratengleichungen des Verstärkungsprozesses (Gl. 2.8 und Gl. 2.11) stark ähnelt, ist hier aufgrund des zusätzlichen Verlustterms v_{Dd} eine Integration nicht möglich. Es lässt sich aber durch Kombination von Gl. 2.20 mit Gl. 2.21 die Gleichung

$$\left(1 - \frac{v_{Dd}}{2\hat{H}_{Scheibe}(k)} \right) \frac{d}{dk} \hat{H}_{Scheibe}(k) + \frac{d}{dk} \hat{H}_{Puls}(k) = 0 \quad (2.22)$$

aufstellen, die für $v_{Dd} = 0$ die Energieerhaltung beschreibt. Bei vorhandenen Verlusten ergibt die Integration über k eine (positive) Konstante der Verstärkungsphase

$$C_{Verst} = \hat{H}_{Scheibe}(k) + \hat{H}_{Puls}(k) - \frac{v_{Dd}}{2} \ln(\hat{H}_{Scheibe}(k)). \quad (2.23)$$

Die Energiedichten $\hat{H}_{Scheibe}(k)$ oder $\hat{H}_{Puls}(k)$ sind durch diese Erhaltungsgröße miteinander verknüpft, können daraus jedoch nicht einzeln als Funktion von k

berechnet werden. Gl. 2.23 beschreibt also eine Trajektorie in der Ebene der Energiedichten, deren Lage von den Anfangsbedingungen abhängt.

Außerdem kann aus Gl. 2.23 und Gl. 2.20 die Differenzialgleichung erster Ordnung

$$\frac{d}{dk} \ln(\hat{H}_{Scheibe}(k)) = -2 \left(C_{Verst} - \hat{H}_{Scheibe}(k) + \frac{v_{Dd}}{2} \ln(\hat{H}_{Scheibe}(k)) \right) \quad (2.24)$$

gewonnen werden, die nur von $\hat{H}_{Scheibe}(k)$ abhängt. Ebenso kann für $\hat{H}_{Puls}(k)$ eine Differenzialgleichung gefunden werden, die jedoch je nach Form entweder nicht linear ist oder die Lambert W-Funktion enthält. Da $\hat{H}_{Puls}(k)$ einfach über Gl. 2.23 aus $\hat{H}_{Scheibe}(k)$ berechnet werden kann, ist es deshalb sinnvoll nur Gl. 2.24 zu betrachten.

Die Lösung dieser Differenzialgleichung ergibt das Integral

$$n_{Dd} = \int_{\hat{H}_{Scheibe, nach Verst}}^{\hat{H}_{Scheibe, vor Verst}} \frac{1}{2\hat{H}_{Scheibe} \left(C_{Verst} - \hat{H}_{Scheibe} + \frac{v_{Dd}}{2} \ln(\hat{H}_{Scheibe}) \right)} d\hat{H}_{Scheibe} \quad (2.25)$$

das nicht durch elementare Funktionen dargestellt werden kann. Eine numerische Integration ist möglich und das Ergebnis stimmt sehr gut mit den rekursiv berechneten Energiedichten überein. Allerdings erhält man bei der Integration den Wert von n_{Dd} für einen vorgegebenen Wert von $\hat{H}_{Scheibe, nach Verst}$ und nicht umgekehrt. Außerdem wird der Integrand sehr groß, wenn wenig Energie umgesetzt wird, also immer bei kleinen Pulsenergiedichten. Um eine hinreichende Genauigkeit zu erhalten, wird eine sehr kleine oder eine geeignete variable Schrittweite benötigt, so dass die numerische Integration gegenüber der rekursiven Berechnung insgesamt keinen Vorteil besitzt.

Da sich bei geringem Energieumsatz $\hat{H}_{Scheibe}$ jedoch kaum ändert, lässt sich der Logarithmus in Gl. 2.25 für den ersten Bereich der Verstärkungsphase gut linear annähern, was eine analytische Integration erlaubt. Das Ergebnis ist nach $\hat{H}_{Scheibe}(k)$ auflösbar und vereinfacht sich mit $\hat{H}_{Scheibe, vor Verst} \gg \hat{H}_{Puls, vor Verst}$ weiter zu

$$\hat{H}_{Scheibe}(k) = \frac{\hat{H}_{Scheibe, vor Verst}}{1 + \frac{2\hat{H}_{Puls, vor Verst}}{2\hat{H}_{Scheibe, vor Verst} - v_{Dd}} \exp\left(k \left(2\hat{H}_{Scheibe, vor Verst} - v_{Dd} \right) \right)} \quad (2.26)$$

Ein numerisches Beispiel ist zusammen mit den dazugehörigen, aus Gl. 2.23 gewonnenen Pulsenergiedichten, im Vergleich zu den rekursiv berechneten Energiedichten in Abb. 2.11 dargestellt. Die Näherung liefert für die Pulsenergiedichte bis zu deren Maximum brauchbare Ergebnisse. Der Fehler wird bei gutem Verstärkungs-Verlust-Verhältnis ($\rho \gg 1$) kleiner, im verlustfreien Fall ($v_{Dd} = 0$) gilt Gl. 2.26 sogar exakt.

Bei sehr kleinen Pulsenergien am Beginn der Verstärkungsphase kann die Reduktion von $\hat{H}_{Scheibe, vor Verst}$ ignoriert werden. Aus Gl. 2.21 ergibt sich dann die exponentielle Pulsverstärkungsformel

$$\hat{H}_{Puls}(k) = \hat{H}_{Puls, vor Verst} \exp(k(2\hat{H}_{Scheibe, vor Verst} - v_{Dd})), \quad (2.27)$$

die ebenfalls in Abb. 2.11 eingezeichnet ist. Ihr Gültigkeitsbereich ist deutlich geringer.

Mit den vorgestellten Näherungen wird nicht die gesamte Verstärkungsphase abgedeckt. Es bietet sich deshalb an, aus Gl. 2.24 wieder eine Rekursionsformel herzuleiten, mit der die ganze Verstärkungsphase exakt behandelt werden kann. Auf den ersten Blick wirkt diese Vorgehensweise wie ein Rückschritt, aber die neue Rekursionsformel

$$\hat{H}_{Scheibe}(k+1) = \frac{\hat{H}_{Scheibe}(k)}{\exp \left[2 \left(C_{Verst} - \hat{H}_{Scheibe}(k) + \frac{v_{Dd}}{2} \ln(\hat{H}_{Scheibe}(k)) \right) \left(\underbrace{1 + \hat{H}_{Scheibe}(k) - \frac{v_{Dd}}{2}}_{\text{Korrektur aus 2. Ableitung}} \right) \right]} \quad (2.28)$$

hat den Vorteil, dass nur eine Variable, nämlich $\hat{H}_{Scheibe}(k)$, schrittweise berechnet werden muss. Bei der Verstärkung eines Pulses über mehrere Größenordnungen ist es sinnvoll, die Genauigkeit von Gl. 2.28 zu verbessern, indem bei der Berechnung von $\ln(\hat{H}_{Scheibe}(k+1))$ auch die zweite Ableitung von $\ln(\hat{H}_{Scheibe}(k))$ berücksichtigt wird. Eine numerische Auswertung von Gl. 2.28 mit Korrekturterm ist ebenfalls in Abb. 2.11 dargestellt und stimmt hervorragend mit den ursprünglichen Rekursionsformeln überein.

2.3.3 Modell der Pumpphase

Auch zur Modellierung der Pumpphase wird zuerst die entsprechende Ratengleichung aufgestellt. Sie kann leicht integriert werden, wenn die Absorptionseffizienz der Pumpstrahlung linear angenähert wird.

2.3.3.1 Aufstellen der Ratengleichung

Der Scheibenlaser wird optisch gepumpt, d.h. die Energie wird als Pumpstrahlung in die Scheibe eingebracht. Der Energieaustausch zwischen Pumpstrahlung und Scheibe erfolgt durch Absorption und stimulierte Emission bei der Pumpwellenlänge [39] (Termschema: siehe Abb. 2.9). Schnellen thermischen Relaxationsprozessen innerhalb der Multipletts ist es zu verdanken, dass die Besetzung der Energieniveaus in beiden Multipletts stets einer BOLTZMANN-Verteilung [39] genügt. So wird der für die Pulsverstärkung benötigte Inversionszustand erreicht, bevor die Scheibe auch für die

Pumpstrahlung transparent ist. Die Besetzung des oberen Laserniveaus verringert sich durch spontane Emission [39], wodurch ständig ein Teil der gespeicherten Energie in Form von Fluoreszenzstrahlung verloren geht.

Im stationären Betrieb wurde der Pumpprozess beim Scheibenlaser sowohl in einem analytischen als auch in einem numerischen Modell bereits von CONTAG untersucht [12, 44]. Als Ausgangspunkt für die Analyse des nicht stationären Falls wird die Ratengleichung für die Besetzungsdichte des oberen Energieniveaus N_2 aus Ref. 12 verwendet:

$$\frac{d}{dt}N_2(t) = -\frac{N_2(t)}{\tau_{Fluo}} + \frac{E_{Pump}\eta_{Abs}}{h\nu_{Pump}d_{Scheibe}} \cdot \left[\frac{1}{\text{m}^3\text{s}} \right] \quad (2.29)$$

Der erste Term auf der rechten Seite beschreibt die permanenten Verluste durch die Fluoreszenzstrahlung, der zweite Term die Anregung durch die Pumpstrahlung mit der einfallenden Pumpleistungsdichte E_{Pump} . Wichtig ist, dass mit steigender Besetzungsdichte des oberen Energieniveaus N_2 die Absorptionseffizienz der Pumpstrahlung η_{Abs} von nahe eins (bei einer Mehrfachpumpoptik mit geringen Reflexionsverlusten) auf null absinkt. Diese Abhängigkeit erschwert die Integration der Differenzialgleichung.

Das Modell der Pumpphase ist räumlich nulldimensional, d.h. alle Größen sind innerhalb des gepumpten Bereichs homogen. Die mittlere Temperatur der Scheibe, die sich nicht aus diesem Modell ergibt, kann in der Nähe eines bestimmten Arbeitspunkts mit dem numerischen Modell von CONTAG abgeschätzt [12] und durch Verwendung der entsprechenden effektiven Wirkungsquerschnitte berücksichtigt werden. Zusätzliche Verlustprozesse, die bei einer höheren Besetzungsdichte des oberen Energieniveaus auftreten, werden nicht berücksichtigt.

Aus Ref. 12 stammt auch die Gleichung

$$\eta_{Abs} = 1 - \exp(-2n_{Dd, Pump}d_{Scheibe}f_B\sigma_{Abs, Pump}N_{Dot}) \quad (2.30)$$

für die in Gl. 2.29 verwendete Absorptionseffizienz der Pumpstrahlung, die sich aus dem LAMBERT-BEER'schen Gesetz ergibt. Die Reduktion der Absorption mit steigender Inversion ist dabei durch den Ausbleichfaktor

$$f_B = 1 - \frac{\sigma_{Em, Pump} + \sigma_{Abs, Pump}}{\sigma_{Abs, Pump}} \frac{N_2}{N_{Dot}} \quad (2.31)$$

berücksichtigt. Absorptionsverluste am Parabolspiegel und an den Umlenkspiegeln werden hier vernachlässigt.

Für die weiteren Berechnungen in dieser Arbeit, insbesondere für die Behandlung der Stabilitätsproblematik, ist es vorteilhaft die Besetzungsdichte des oberen Energieniveaus N_2 mit Hilfe von Gl. 2.9 durch die normierte (volumenbezogene) Energiedichte der Scheibe $\hat{q}_{Scheibe}$ auszudrücken. Nach dieser Substitution und anschließender Integration wird Gl 2.29 zu

$$\frac{d}{dt} \int_{HR}^{AR} \hat{q}_{Scheibe}(z,t) dz = \frac{-1}{\tau_{Fluo}} \int_{HR}^{AR} \hat{q}_{Scheibe}(z,t) dz - \frac{N_{Dot} \sigma_{Abs, Laser} d_{Scheibe}}{\tau_{Fluo}} + \frac{E_{Pump} \eta_{Abs} \eta_{Stokes}}{H_S} \cdot \left[\frac{1}{s} \right] \quad (2.32)$$

Daraus ergibt sich die Ratengleichung des Pumpprozesses

$$\tau_{Fluo} \frac{d}{dt} \hat{H}_{Scheibe}(t) = -\hat{H}_{Scheibe}(t) - \left| \hat{H}_{Scheibe, ungepumpt} \right| + \hat{E}_{Pump} \tau_{Fluo} \eta_{Stokes} \eta_{Abs}, \quad (2.33)$$

nachdem die Integrale durch die extrahierbare Energiedichte der Scheibe ersetzt wurden. Der negative Wert der Energiedichte der ungepumpten Scheibe im Gleichgewichtszustand

$$\hat{H}_{Scheibe, ungepumpt} = -N_{Dot} \sigma_{Abs, Laser} d_{Scheibe} \quad (2.34)$$

zeigt, dass ein Teil der Pumpleistung zum Erreichen der Transparenzschwelle, an der die extrahierbare Energiedichte null ist, benötigt wird. Aus Gl. 2.30 erhält man ebenfalls mit Hilfe von Gl. 2.9 die Absorptionseffizienz der Pumpstrahlung als Funktion der extrahierbaren Energiedichte

$$\eta_{Abs} = 1 - \exp\left(-\frac{2n_{Dd, Pump}}{\hat{H}_{S, Pump} \eta_{Stokes}} \left(\hat{H}_{Scheibe, max} - \hat{H}_{Scheibe}\right)\right) \quad (2.35)$$

mit der maximal erreichbaren Energiedichte der Scheibe

$$\hat{H}_{Scheibe, max} = N_{Dot} d_{Scheibe} \frac{\sigma_{Em, Laser} \sigma_{Abs, Pump} - \sigma_{Abs, Laser} \sigma_{Em, Pump}}{\sigma_{Em, Pump} + \sigma_{Abs, Pump}}. \quad (2.36)$$

Bei $\hat{H}_{Scheibe, max}$ wird die Scheibe auch für die Pumpstrahlung transparent, was ein weiteres Vergrößern der Inversion unmöglich macht.

2.3.3.2 Integration der Ratengleichungen

Die analytische Integration der Ratengleichung (Gl. 2.33) scheitert am Exponentialterm in Gl. 2.35. Im stationären Grenzfall, in dem die Zeitableitung verschwindet, ergibt sich jedoch aus Gl. 2.33 die implizite Gleichung

$$\hat{H}_{Scheibe, gepumpt} = -\left| \hat{H}_{Scheibe, ungepumpt} \right| + \hat{E}_{Pump} \tau_{Fluo} \eta_{Stokes} \eta_{Abs} \left(\hat{H}_{Scheibe, gepumpt} \right), \quad (2.37)$$

aus der die Energie der gepumpten Scheibe $\hat{H}_{Scheibe, gepumpt}$ im Gleichgewichtszustand berechnet werden kann.

Es bietet sich an, die Ratengleichung (Gl. 2.33) so umzuformen, dass sie einer gewöhnlichen linearen Differentialgleichung ersten Grades

$$\frac{d}{dt} \hat{H}_{Scheibe}(t) = \frac{\hat{H}_{Scheibe, gepumpt} - \hat{H}_{Scheibe}(t)}{\tau_{Pump} \left(\hat{H}_{Scheibe}(t) \right)}, \quad \left[\frac{1}{s} \right] \quad (2.38)$$

die eine exponentielle Annäherung der Energiedichte der Scheibe an den Grenzwert $\hat{H}_{Scheibe, gepumpt}$ beschreibt, ähnelt. Die Anstiegszeit des Pumpprozesses τ_{Pump} , die sich aus dieser Umformung ergibt, ist jedoch nicht konstant, sondern genügt der Gleichung

$$\frac{1}{\tau_{Pump}(\hat{H}_{Scheibe})} = \frac{1}{\tau_{Fluo}} \left(1 - \hat{E}_{Pump} \tau_{Fluo} \eta_{Stokes} \frac{\eta_{Abs}(\hat{H}_{Scheibe, gepumpt}) - \eta_{Abs}(\hat{H}_{Scheibe})}{\hat{H}_{Scheibe, gepumpt} - \hat{H}_{Scheibe}} \right). \quad \left[\frac{1}{s} \right] \quad (2.39)$$

Da die Absorptionseffizienz der Pumpstrahlung mit steigender extrahierbarer Energiedichte abnimmt, ist der Differenzenquotient auf der rechten Seite negativ. Die Anstiegszeit des Pumpprozesses nimmt daher mit steigender Pumpleistungsdichte ab und ist grundsätzlich kleiner als die Fluoreszenzlebensdauer.

Bei fester Pumpleistungsdichte erhält man eine konstante Anstiegszeit des Pumpprozesses, wenn die Absorptionseffizienz der Pumpstrahlung (Gl. 2.35) im Bereich der zu erwartenden extrahierbaren Energiedichten durch den Ansatz

$$\eta_{Abs} = \eta_{Abs,0} + m_0 \hat{H}_{Scheibe} \quad (2.40)$$

linear angenähert wird. Der daraus entstehende Fehler von wenigen Prozent ist im Rahmen der erforderlichen Genauigkeit akzeptabel. Gl. 2.39 vereinfacht sich dann zu

$$\frac{1}{\tau_{Pump}} = \frac{1}{\tau_{Fluo}} - m_0 \eta_{Stokes} \hat{E}_{Pump}. \quad \left[\frac{1}{s} \right] \quad (2.41)$$

Mit der in dieser Näherung von der extrahierbaren Energiedichte unabhängigen Anstiegszeit des Pumpprozesses kann Gl. 2.38 einfach integriert werden:

$$\hat{H}_{Scheibe, nach Pump} = \hat{H}_{Scheibe, vor Pump} + \left(\hat{H}_{Scheibe, gepumpt} - \hat{H}_{Scheibe, vor Pump} \right) \left(1 - \exp\left(-\frac{T_{Pump}}{\tau_{Pump}} \right) \right) \quad (2.42)$$

Die Parameter $\hat{H}_{Scheibe, gepumpt}$ und τ_{Pump} bieten den Vorteil, dass sie auch einfach experimentell ermittelt werden können, was eine Überprüfung und ggf. eine Anpassung des Modells erleichtert.

2.3.3.3 Materialparameter von Yb:YAG für den Pumpprozess

Das Absorptionsspektrum von Yb:YAG besitzt ein relativ schmales Maximum bei 969 nm [41]. Zum optischen Pumpen mit Laserdioden ist jedoch das breitere Maximum bei 940 nm [41] besser geeignet [12], weshalb es auch bei diesem Verstärkersystem verwendet wird. Der Nachteil der kürzeren Pumpwellenlänge ist der etwas geringere Stokes-Wirkungsgrad von $\eta_{Stokes} = 91\%$.

Der effektive Absorptionswirkungsquerschnitt bei der Pumpwellenlänge $\sigma_{Abs, Pump}$ beträgt $7,7 \cdot 10^{-21} \text{ cm}^2$ (300 K) [45]. Berücksichtigt man, dass das Spektrum der Pumpdioden typischerweise eine Breite von 4 nm besitzt, ergibt sich ein etwas

kleinerer Wert von $6,6 \cdot 10^{-21} \text{ cm}^2$ (300 K) [13], der sich mit steigender Temperatur auf $5,2 \cdot 10^{-21} \text{ cm}^2$ (400 K) [13] verringert.

Der effektive Emissionswirkungsquerschnitt $\sigma_{Em, Pump}$ bei der Pumpwellenlänge kann wiederum aus dem Verhältnis der Besetzungszahlen der Stark-Niveaus berechnet werden [43]. Man erhält $1,4 \cdot 10^{-21} \text{ cm}^2$ (300 K) bzw. $1,6 \cdot 10^{-21} \text{ cm}^2$ (400 K).

Mit diesen Werten ergibt sich eine Sättigungsenergiedichte für die Pumpstrahlung von $H_{S, Pump} = 26 \text{ J/cm}^2$ (300 K) bzw. $H_{S, Pump} = 31 \text{ J/cm}^2$ (400 K). Sie ist also 2–3 mal so groß ist wie die Sättigungsenergiedichte der Laserstrahlung (siehe Kap. 2.3.2.3).

Die verwendeten Scheiben haben eine Dotierung von 9 at.% ($N_{Dot} = 1,24 \cdot 10^{21} / \text{cm}^3$) [41] und eine mittlere Dicke von 150 μm . Gemäß Gl. 2.34 und Gl. 2.36 bewegt sich die normierte extrahierbare Energiedichte im Bereich zwischen $\hat{H}_{Scheibe, ungepumpt} = -0,023$ (300 K) und $\hat{H}_{Scheibe, max} = 0,18$ (400 K).

In der verwendeten Pumpoptik mit 16 Pumpstrahlungsdurchgängen absorbiert diese Scheibe laut Gl. 2.35 86 % (300 K) der Pumpstrahlung. Ist die normierte extrahierbare Energiedichte auf 0,10 angestiegen, so beträgt die Absorptionseffizienz der Pumpstrahlung nur noch 44 % (400 K). Da in Verstärkersystemen eine höhere Inversion als in entsprechenden Dauerstrichlasern erreicht wird, wäre hier eine längere Absorptionsstrecke vorteilhaft. Dies ließe sich durch eine größere Scheibendicke, eine höhere Dotierung oder mehr Pumpstrahlungsdurchgänge erreichen. In einer 24-fach Pumpoptik wäre η_{Abs} (bei den selben extrahierbaren Energiedichten) von 95 % (300 K) auf 58 % (400 K) abgesunken.

Als Fluoreszenzlebensdauer von Yb:YAG wird hier $\tau_{Fluo} = 0,95 \mu\text{s}$ verwendet [45]. Die Anstiegszeit des Pumpprozesses ist bei einer Pumpleistungsdichte von $E_{Pump} = 4 \text{ kW/cm}^2$ und einer linearen Näherung für η_{Abs} entsprechend Gl. 2.41 etwa halb so groß wie die Fluoreszenzlebensdauer. Bei hinreichend langer Pumpdauer wird bei dieser Pumpleistungsdichte nach Gl. 2.37 als Grenzwert für die extrahierbare Energiedichte $\hat{H}_{Scheibe} = 0,11$ (400 K) erreicht. Würde sich die Temperatur nicht erhöhen, ergäbe sich mit $\hat{H}_{Scheibe} = 0,21$ (300 K) der doppelte Wert. Auch hier wird deutlich, dass es für die Genauigkeit des Modells sehr wichtig ist, die richtige mittlere Temperatur, die z.B. mit Hilfe von Ref. 12 abgeschätzt werden kann, zu verwenden.

2.3.4 Kriterien zur Optimierung des Systems

Zuerst werden alle relevanten Optimierungsziele, die nicht im Zusammenhang mit der Pulsenergiestabilität stehen, zusammengestellt. Dann wird untersucht, mit welcher Wahl der Betriebsparameter die jeweiligen Ziele erreicht werden.

2.3.4.1 Ziele der Optimierung

Was es heißt, ein Verstärkersystem zu verbessern, hängt von der Zielsetzung ab, denn meist impliziert die Optimierung einer Eigenschaft die Verschlechterung einer anderen. Die wichtigsten Optimierungskriterien werden hier, vorerst noch ohne Berücksichtigung der Pulsenergiestabilität, erarbeitet. Später kann so festgestellt werden, inwieweit die Kriterien zur Vermeidung von Pulsenergiefluktuationen oder zur Verminderung von Pulsenergieschwankungen mit diesen Optimierungskriterien in Einklang zu bringen sind.

Oft soll die mittlere Ausgangsleistung oder die Ausgangspulsenergie des Verstärkersystems gesteigert werden, was entweder durch eine Erhöhung der Pumpleistung und einer entsprechenden Skalierung der gepumpten Fläche oder durch eine Verbesserung des optischen Wirkungsgrads erreicht wird. Letzteres sollte immer vor der Leistungskalierung über die Fläche stehen, da große Modendurchmesser die Strahlqualität, die dynamische Stabilität des Resonators und die Justagestabilität negativ beeinflussen können. Der optische Wirkungsgrad, also das Verhältnis des Zugewinns an Pulsenergie zur dafür aufgewendeten Pumpenergie, kann in das Produkt

$$\eta_{\text{optisch}} = \eta_{\text{Pump}} \eta_{\text{Verst}} \quad (2.43)$$

des Pumpwirkungsgrads (siehe Kap. 2.3.4.2) und des Verstärkungswirkungsgrads (siehe Kap. 2.3.4.3) zerlegt werden.

Kommt es auf sehr kurze Pulsdauern (<5 ps) an, sollte die Anzahl der Umläufe nicht zu hoch sein, da die Dispersion im elektrooptischen Kristall der Pockelszelle die Pulsdauer verlängern kann. Bei Hochleistungssystemen ist auch darauf zu achten, die in der Pockelszelle absorbierte Pulsenergie möglichst gering zu halten. Gleiches gilt auch für das B-Integral [39] einer Verstärkungsphase, mit dessen Hilfe die Bedeutung von nichtlinearen Effekten abgeschätzt werden kann. Kap. 2.3.4.4 behandelt diese Zusammenhänge. Selbstverständlich muss bei der Optimierung auf jeden Fall die Zerstörwelle aller optischen Komponenten berücksichtigt werden.

2.3.4.2 Wirkungsgrad der Verstärkungsphase

Der Zugewinn der Pulsenergiedichte in der Verstärkungsphase im Verhältnis zur dafür erforderlichen Reduktion der extrahierbaren Energiedichte wird als Definition des Verstärkungswirkungsgrads

$$\eta_{\text{Verst}} = \frac{\hat{H}_{\text{Puls, nach Verst}} - \hat{H}_{\text{Puls, vor Verst}}}{\hat{H}_{\text{Scheibe, vor Verst}} - \hat{H}_{\text{Scheibe, nach Verst}}} \quad (2.44)$$

verwendet. Mit dem Verstärkung/Verlust-Verhältnis

$$\rho = \frac{2\hat{H}_{\text{Scheibe}}}{v_{Dd}} \quad (2.45)$$

und Gl. 2.23 erhält man daraus das von der Anzahl der Verstärkungsdurchgänge unabhängige Ergebnis

$$\eta_{Verst} = 1 - \frac{\ln(\rho_{vor Verst}) - \ln(\rho_{nach Verst})}{\rho_{vor Verst} - \rho_{nach Verst}} \quad (2.46)$$

Wird in der Verstärkungsphase nur sehr wenig Energie extrahiert vereinfacht sich Gl. 2.46 zu

$$\eta_{Verst, geringe Extraktion} = \eta_{Verst} \Big|_{\rho_{nach Verst} \rightarrow \rho_{vor Verst}} = 1 - \frac{1}{\rho_{vor Verst}} \quad (2.47)$$

Soll hingegen, wie bei niedrigen Repetitionsraten üblich, die maximale Pulsenergie extrahiert werden, welche gemäß Gl. 2.21 ($d\hat{H}_{Puls}(k)/dk = 0$) gerade bei $\rho_{nach Verst} = 1$ erreicht ist, ergibt sich aus Gl. 2.46

$$\eta_{Verst, max. Pulsenergie} = \eta_{Verst} \Big|_{\rho_{nach Verst} = 1} = 1 - \frac{\ln(\rho_{vor Verst})}{\rho_{vor Verst} - 1} \quad (2.48)$$

für den Verstärkungswirkungsgrad. Da bei niedrigen Repetitionsraten die in der Scheibe verbleibende Energiedichte $\hat{H}_{Scheibe, nach Verst}$ für die anschließende, lange Pumpphase keinen Nutzen hat, kann auch die alternative Definition des Verstär-

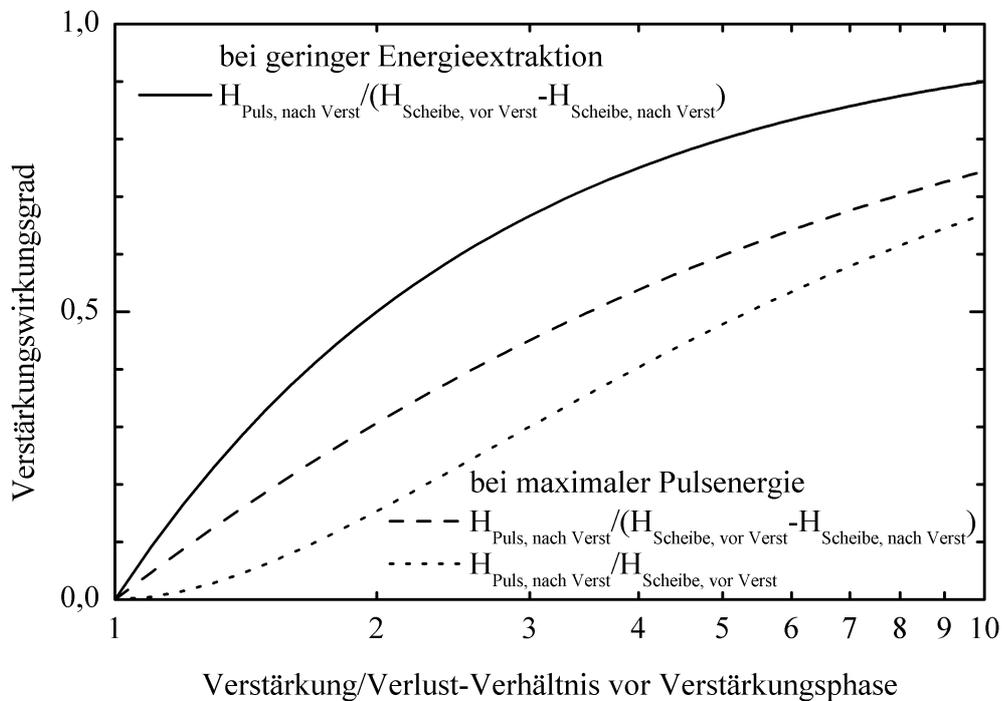


Abbildung 2.12: Verstärkungswirkungsgrad bei geringer Energieextraktion und bei der Verstärkung bis zur maximal erreichbaren Pulsenergie als Funktion von $\rho_{vor Verst}$. Ein Verstärkungswirkungsgrad von 100 % ist theoretisch nur im verlustfreien Verstärker möglich. ($\hat{H}_{Puls, vor Verst}$ ist vernachlässigbar.)

kungswirkungsgrads

$$\tilde{\eta}_{Verst, max.Pulsenergie} = \frac{\hat{H}_{Puls, nach Verst} - \hat{H}_{Puls, vor Verst}}{\hat{H}_{Scheibe, vor Verst}} \Bigg|_{\rho_{nach Verst}=1} = 1 - \frac{1 + \ln(\rho_{vor Verst})}{\rho_{vor Verst}} \quad (2.49)$$

verwendet werden.

Letztendlich ist aber in jedem Fall, wie auch in Abb. 2.12 dargestellt, der Verstärkungswirkungsgrad allein durch $\rho_{vor Verst}$ bestimmt. Eine Verbesserung ist daher gleichbedeutend mit einer Reduktion der Umlaufverluste oder einer Vergrößerung der Verstärkung. Typische Werte für $\rho_{vor Verst}$ liegen beim regenerativen Verstärker auf Scheibenlaserbasis im Bereich 2–4, wenn der Resonator einfach über die Scheibe gefaltet wird ($n_{Dd/Uml} = 2$, siehe auch Kap. 2.2.7).

2.3.4.3 Wirkungsgrad der Pumpphase

Das Verhältnis des Zugewinns der extrahierbaren Energiedichte zur dafür aufgewendeten Pumpenergiedichte wird als Definition des Pumpwirkungsgrads

$$\eta_{Pump} = \frac{\hat{H}_{Scheibe, nach Pump} - \hat{H}_{Scheibe, vor Pump}}{\hat{H}_{Pump}} \quad (2.50)$$

verwendet ($\hat{H}_{Pump} = \hat{E}_{Pump} T_{Pump}$). In der linearen Näherung der Absorptionseffizienz wird daraus unter Verwendung von Gl. 2.42

$$\eta_{Pump} = \eta_{Pump 0} (1 - \mathcal{G}_{vor Pump}) \frac{1 - \exp(-T_{Pump}/\tau_{Pump})}{T_{Pump}/\tau_{Pump}}. \quad (2.51)$$

Dabei wurde die auf den stationären Wert bezogene extrahierbare Energiedichte

$$\mathcal{G} = \frac{\hat{H}_{Scheibe}}{\hat{H}_{Scheibe, gepumpt}} \quad (2.52)$$

und der differentielle Pumpwirkungsgrad an der Transparenzschwelle der Scheibe

$$\eta_{Pump 0} = \frac{\hat{H}_{Scheibe, gepumpt}}{\tau_{Pump} \hat{E}_{Pump}} \quad (2.53)$$

zur Vereinfachung eingeführt. Aus Gl. 2.51 ergibt sich, dass in einer sehr kurzen Pumpphase der Pumpwirkungsgrad

$$\eta_{Pump, kurz} = \frac{\hat{H}_{Scheibe, nach Pump} - \hat{H}_{Scheibe, vor Pump}}{\hat{E}_{Pump} T_{Pump}} \Bigg|_{T_{Pump} \ll \tau_{Pump}} = \eta_{Pump 0} (1 - \mathcal{G}_{vor, Pump}). \quad (2.54)$$

linear mit der Differenz zur erreichbaren Pumpleistung abnimmt. Bei einer langen Pumpphase erhält man aus Gl. 2.51 wie erwartet einen zur Pumpdauer reziproken Pumpwirkungsgrad

$$\eta_{Pump, lang} = \frac{\hat{H}_{Scheibe, nach Pump} - \hat{H}_{Scheibe, vor Pump}}{\hat{E}_{Pump} T_{Pump}} \Big|_{T_{Pump} \gg \tau_{Pump}} = \eta_{Pump 0} \frac{1 - \varrho_{vor Pump}}{T_{Pump} / \tau_{Pump}}. \quad (2.55)$$

Dieser kann natürlich auch, entsprechend der alternativen Definition des Verstärkungswirkungsgrads (Gl. 2.49), als

$$\tilde{\eta}_{Pump, lang} = \frac{\hat{H}_{Scheibe, nach Pump}}{\hat{H}_{Pump}} \Big|_{T_{Pump} \gg \tau_{Pump}} = \eta_{Pump 0} \frac{1}{T_{Pump} / \tau_{Pump}} \quad (2.56)$$

festgelegt werden.

Neben dem Term, der Pumpdauer und extrahierbare Energiedichte berücksichtigt, enthält jede Definition des Pumpwirkungsgrads den differentiellen Pumpwirkungsgrad an der Transparenzschwelle $\eta_{Pump 0}$ als Vorfaktor. Er wird allein durch die Pumpoptik, die verwendete Scheibe und die Pumpleistung bestimmt und kann unabhängig von den restlichen Betriebsparametern des Verstärkersystems optimiert werden. Die Näherungen im Modell der Pumpphase wirken sich hauptsächlich auf die Genauigkeit des differentiellen Pumpwirkungsgrads an der Transparenzschwelle aus, der aber leicht experimentell ermittelt werden kann.

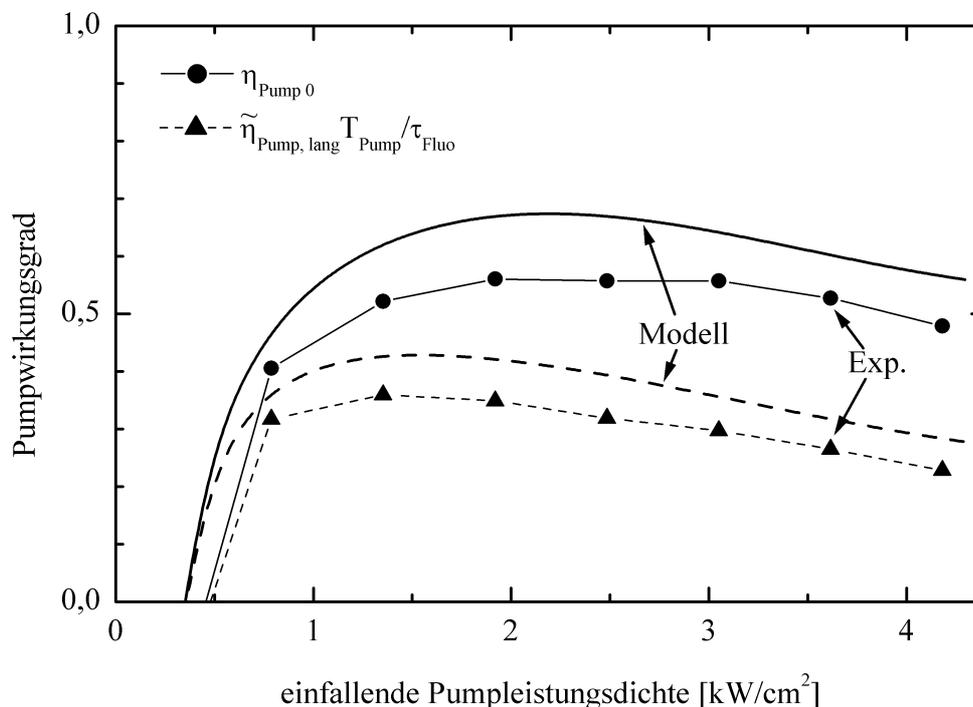


Abbildung 2.13: Differenzieller Pumpwirkungsgrad an der Transparenzschwelle $\eta_{Pump, 0}$ und Pumpwirkungsgrad im stationären Grenzfall $\tilde{\eta}_{Pump, lang}$ (Dargestellt ist $\tilde{\eta}_{Pump, lang} \cdot T_{Pump} / \tau_{Fluo}$, die beiden Kurven unterscheiden sich also um den Faktor $\tau_{Pump} / \tau_{Fluo}$.) Die theoretischen Werte wurden für die hier verwendete Pumpoptik berechnet, die Messwerte sind Abb. 2.14 entnommen.

In Abb. 2.13 sind η_{Pump0} und $\eta_{Pump,lang}$ für die hier verwendete Pumpoptik dargestellt. Nachdem die Transparenzschwelle überwunden ist, steigt der Pumpwirkungsgrad rasch mit der Pumpleistungsdichte an, fällt dann aber durch die temperaturbedingte Änderung der Wirkungsquerschnitte und das Ausbleichen bei hoher extrahierbarer Energiedichte langsam wieder ab.

Während schon bei einer Pumpleistungsdichte von $1\text{--}2\text{ kW/cm}^2$ der optimale Pumpwirkungsgrad erzielt wird, leidet der Verstärkungswirkungsgrad unter der vergleichsweise geringen extrahierbaren Energiedichte. Der beste optische Wirkungsgrad $\eta_{optisch}$ wird daher eher bei $3\text{--}4\text{ kW/cm}^2$ erreicht (optischer Wirkungsgrad bei hohen Repetitionsraten: siehe Kap. 4.2.5).

2.3.4.4 Umlaufzahl und akkumulierte Energiedichte

Neben dem bereits diskutierten optischen Wirkungsgrad lassen sich die wichtigen verbleibenden Kriterien zur Optimierung des Verstärkersystems durch die Summe

$$\sum_{i=1}^{n_{Um}} (\hat{H}_{Puls})^p \quad \text{mit } p \in \{0, 1, 2\} \quad (2.57)$$

über verschiedene Potenzen der normierten Pulsenergiedichte im Resonator erfassen.

Mit $p=0$ erhält man die Anzahl der zur Verstärkung benötigten Umläufe, die mit Hilfe von Gl. 2.27 auf

$$n_{Um} \approx \frac{\ln(G_{Verst})}{2n_{Dd/Um} \hat{H}_{Scheibe, vor Verst} - \nu_{Um}} \quad (2.58)$$

abgeschätzt werden. Falls die Dispersion der Pockelszelle (und der restlichen Komponenten im Resonator) zu einer unerwünschten Pulsverlängerung führt, sollte die Nettoverstärkung pro Umlauf vergrößert werden, da die erforderliche Gesamtverstärkung G_{Verst} in der Regel vorgegeben ist.

Mit $p=1$ ergibt sich die akkumulierte Energiedichte. Während bei der Berücksichtigung der Zerstörschwelle die maximale Energiedichte auf den optischen Komponenten von Bedeutung ist, kommt es bei der thermischen Belastung auf die in einer Verstärkungsphase akkumulierte Energiedichte an. Die absorbierte Leistung erhält man durch Multiplikation mit der Strahlquerschnittsfläche, dem Absorptionsgrad und der Repetitionsrate.

Zur analytischen Berechnung wird die akkumulierte Energiedichte in Integralform gebracht und mit Gl. 2.20 zu

$$2 \sum_{i=1}^{n_{Um}} \hat{H}_{Puls} = \frac{1}{n_{Dd/Um}} \int_{\hat{H}_{Scheibe(0)}}^{\hat{H}_{Scheibe(n_{Dd})}} \frac{-1}{\hat{H}_{Scheibe}} d\hat{H}_{Scheibe} \quad (2.59)$$

umgeformt. Der Faktor 2 berücksichtigt, dass im linearen Resonator, von den Endspiegeln einmal abgesehen, alle Komponenten pro Umlauf zweifach durchlaufen werden. Integration und Entwicklung des Logarithmus für den Fall geringer Energieextraktion ergeben:

$$2 \sum_{i=1}^{n_{Um}} \hat{H}_{Puls} = \frac{1}{n_{Dd/Um}} \ln \left(\frac{\hat{H}_{Scheibe, vor Verst}}{\hat{H}_{Scheibe, nach Verst}} \right) \approx \frac{1}{n_{Dd/Um}} \frac{\hat{H}_{Scheibe, vor Verst} - \hat{H}_{Scheibe, nach Verst}}{\hat{H}_{Scheibe, nach Verst}}. \quad (2.60)$$

Ist ein bestimmter Energieumsatz gefordert, so reduziert eine größere extrahierbare Energiedichte zu Beginn der Verstärkungsphase also die akkumulierte Pulsenergiedichte. Auch wenn es auf den ersten Blick nicht offensichtlich ist, so können doch bei vorgegebener Ausgangsleistung die optischen Komponenten im Resonator durch Vergrößern der Pumpleistung (hinsichtlich der thermischen Belastung) geschont werden. Eine weitere Umformung von Gl. 2.60 mit Hilfe von Gl. 2.23 zu

$$v_{Um} \sum_{i=1}^{n_{Um}} \hat{H}_{Puls} = \left(\hat{H}_{Scheibe, vor Verst} + \hat{H}_{Puls, vor Verst} \right) - \left(\hat{H}_{Scheibe, nach Verst} + \hat{H}_{Puls, nach Verst} \right) \quad [1] \quad (2.61)$$

zeigt, dass der Energieverlust in der Verstärkungsphase erwartungsgemäß proportional zur akkumulierten Energie ist. Der zweite und insbesondere der dritte Bereich der Verstärkungsphase, in denen die meiste Energie verloren geht, tragen deshalb am meisten zur akkumulierten Energiedichte bei.

Mit $p = 2$ ergibt sich die quadratische akkumulierte Energiedichte, die zum B-Integral proportional ist und ein Maß für das Auftreten von nichtlinearen Effekten zweiter Ordnung ist. Spektrale Verbreiterung durch Selbstphasenmodulation und Frequenzkonversion in der Pockelszelle gehören dazu. Die Summe der Quadrate kann durch geeignete Kombination von Gl. 2.20 und Gl. 2.23 in das Integral

$$2 \sum_{i=1}^{n_{Um}} \left(\hat{H}_{Puls} \right)^2 = \frac{1}{n_{Dd/Um}} \int_{\hat{H}_{Scheibe(0)}^{\hat{H}_{Scheibe(n_{Dd})}} 1 - \frac{v_{Dd}}{2} \frac{\ln(\hat{H}_{Scheibe}) + C_{Verst}}{\hat{H}_{Scheibe}} d\hat{H}_{Scheibe} \quad (2.62)$$

überführt werden, dessen Lösung mit Gl. 2.23 und Gl. 2.60 zu

$$2 \sum_{i=1}^{n_{Um}} \left(\hat{H}_{Puls} \right)^2 = \sum_{i=1}^{n_{Um}} \hat{H}_{Puls} \left(\hat{H}_{Scheibe, vor Verst} + \hat{H}_{Puls, vor Verst} + \hat{H}_{Scheibe, nach Verst} + \hat{H}_{Puls, nach Verst} \right) - \left(\hat{H}_{Scheibe, vor Verst} - \hat{H}_{Scheibe, nach Verst} \right) \quad (2.63)$$

umgeformt wird. Eine Interpretation der Gleichung ist mit der TAYLORentwicklung bei kleiner Energieextraktion

$$2 \sum_{i=1}^{n_{Um}} \left(\hat{H}_{Puls} \right)^2 \approx \frac{\left(\hat{H}_{Puls, vor Verst} + \hat{H}_{Puls, nach Verst} \right) \left(\hat{H}_{Scheibe, vor Verst} - \hat{H}_{Scheibe, nach Verst} \right)}{2 n_{Dd/Um} \hat{H}_{Scheibe, vor Verst}}, \quad [1] \quad (2.64)$$

am einfachsten. Wie bereits bei der linearen akkumulierten Energiedichte ist eine hohe Anfangsverstärkung ein probates Mittel zur Reduktion der quadratischen akkumulierten Energiedichte. Alle anderen Maßnahmen betreffen das Resonatordesign.

2.4 Messtechnik und Verifizierung des Modells

Für die beiden wichtigsten Größen bei der Untersuchung der Pulsenergiestabilität, die Pulsenergie und die extrahierbare Energiedichte, werden geeignete Messverfahren vorgestellt bzw. erarbeitet. Auf diesen Verfahren basierend wird ein computergestütztes Mess- und Diagnosesystem realisiert. Anhand einiger Messreihen wird das theoretische Modell des regenerativen Verstärkers überprüft und zur Verbesserung geringfügig erweitert.

2.4.1 Bestimmung der Pulsenergie

Die experimentelle Untersuchung der Pulsenergiestabilität setzt an erster Stelle ein geeignetes Messverfahren der Pulsenergie voraus. Falls erwünscht, kann aus der Pulsenergie die normierte Energiedichte des Laserpulses berechnet werden. Soll der Laserpuls bei der Messung nicht verloren gehen, genügt es einen kleinen Anteil des Laserpulses mit einem Strahlteiler abzutrennen und zur Messung zu verwenden.

Zur absoluten Energiemessung von Laserpulsen eignen sich besonders pyroelektrische Detektoren, deren maximale Bandbreite derzeit aber bei 1 kHz liegt. Bei höheren Repetitionsraten, wie sie in diesem Verstärkersystem verwendet werden, ist nur eine Absolutmessung der mittleren Laserleistung, aus der aber zumindest die mittlere Pulsenergie bestimmt werden kann, möglich. Hierzu verwendet man thermoelektrische Detektoren, in denen die absorbierte Laserleistung in Thermoelementen, die in einem Stapel angeordnet oder anderweitig in Serie geschaltet sind, eine Temperaturdifferenz verursacht, die wiederum eine Spannung zur Folge hat. Die mittlere Laserleistung $\bar{P}_{\text{Thermoel. Detektor}}$ ist proportional zu dieser Thermospannung, der Dynamikbereich dieses Detektortyps umfasst ca. 35 dB.

Eine relative Pulsenergiemessung bei Repetitionsraten bis in den Megahertzbereich ist am einfachsten mit Photodioden zu bewerkstelligen. Absorbierte Laserphotonen erzeugen freie Ladungsträger im Übergang des dotierten Halbleiters, so dass ein Strom durch die vorgespannte Photodiode fließt. An einem in Serie geschalteten Widerstand liegt eine zur Laserleistung proportionale Spannung an, die z.B. mit einem Digitaloszilloskop aufgezeichnet werden kann. Auch wenn die Anstiegszeit der Photodiode bei weitem nicht ausreicht, um die zeitliche Form der Laserpulse wiederzugeben, so wird zumindest eine zur Pulsenergie proportionale Spitzenspannung $U_{SS \text{ Photodiode}}$ gemessen.

Ohne zusätzlichen Vorverstärker besitzt eine derartige Photodiode einen typischen Dynamikumfang von 20 dB, in dem sowohl das Signal/Rausch-Verhältnis als auch die

Signalproportionalität befriedigend sind. Wird der Laserpuls mit einer Linse auf die Photodiode fokussiert, sind Pulsenergien bis hinab zu 1 pJ gut messbar. Nach oben hin kann der Messbereich durch entsprechende Abschwächung beliebig verschoben werden. Vorteilhaft sind hierzu Streuscheiben, die einen gleichmäßigen, divergenten Lichtkegel erzeugen und so den störenden Einfluss von Strahlageschwankungen eliminieren. In dieser Arbeit sollen Pulsenergien bis 10 mJ gemessen werden; der effektive Dynamikumfang beträgt somit 100 dB.

Absolutwerte der Pulsenergien erhält man durch Kalibrierung der Photodiodenspannung mit Hilfe eines thermoelektrischen Detektors gemäß

$$Q_{Puls} = \frac{U_{SS\ Photodiode}}{\bar{U}_{SS\ Photodiode}} \frac{\bar{P}_{Thermoel. Detektor}}{f_{Verstärker}} \quad [J] \quad (2.65)$$

Die normierte extrahierbare Energiedichte \hat{H}_{Puls} berechnet sich aus der Division durch die Sättigungsenergiedichte beim jeweiligen Strahlquerschnitt.

2.4.2 Bestimmung der extrahierbaren Energiedichte

Zur Untersuchung der Pulsenergiestabilität ist die extrahierbare Energiedichte ebenso wichtig wie die Pulsenergiedichte selbst. Zwei unterschiedliche Messverfahren zur Bestimmung der extrahierbaren Energiedichte werden vorgestellt und überprüft.

2.4.2.1 Methode 1: Messung der Verstärkung

Das Messprinzip der ersten Methode basiert darauf, dass die Verstärkung in der Scheibe von der extrahierbaren Energiedichte abhängt. So lässt sich gemäß der umgeformten Gl. 2.27

$$\hat{H}_{Scheibe} = \frac{1}{2} \ln \left(\frac{Q_{Puls, nach Dd}}{Q_{Puls, vor Dd}} \right) \quad (2.66)$$

aus der Verstärkung von Laserpulsen mit kleiner Energie die extrahierbare Energiedichte der Scheibe ermitteln. Es wird dabei angenommen, dass die Umlaufverluste v_{Um} nicht in der Scheibe lokalisiert sind.

Der Vorteil dieser Methode ist, dass der absolute Wert der normierten extrahierbaren Energiedichte ermittelt wird, weswegen sie auch zur Kalibrierung verwendet werden kann. Dem steht der Nachteil gegenüber, dass ein separater Laserstrahl für diese Messung benötigt wird und dass sich Messfehler bei den Pulsenergiedichten stark auf das Ergebnis auswirken. Wie aus Gl. 2.66 ersichtlich, ist der relative Messfehler

$$\left| \Delta \ln(\hat{H}_{Scheibe}) \right| = \frac{1}{\hat{H}_{Scheibe, vor Dd}} \left(\frac{1}{2} \left| \Delta \ln(Q_{Puls, vor Dd}) \right| + \left| \Delta \ln(Q_{Puls, nach Dd}) \right| \right) \quad (2.67)$$

um den Kehrwert der extrahierbaren Energiedichte, also mindestens um den Faktor zehn größer als der relative Messfehler bei den Pulsenergien.

Die Methode wird am Aufbau des regenerativen Verstärkers mit dem Laserstrahl des Seedlasers als Probestrahl überprüft. Mit einem thermoelektrischen Detektor wird abwechselnd die Pulsenergie vor dem Doppeldurchgang (zwischen S17 und S31) und danach (zwischen S29 und S32) wie in Kap. 2.4.1 beschrieben gemessen. Natürlich wäre ein schwacher kontinuierlicher Laserstrahl ebenso gut zur Messung der Verstärkung geeignet.

Zur Messung könnte eine bestimmte extrahierbare Energiedichte erzeugt werden, indem die Yb:YAG-Scheibe Y1 mit der aus dem Modell der Pumpphase berechneten entsprechenden Leistung gepumpt wird. Um das Messverfahren aber auch unabhängig vom Modell der Pumpphase zu testen, wird die extrahierbare Energiedichte in zwei weiteren Messreihen mit Hilfe eines kurzen linearen Resonators (bestehend aus Y1 und S18) auf einen festen Wert begrenzt. Schwingt der kurze lineare Resonator bei hinreichender Pumpleistungsdichte an, so muss die Verstärkung gerade den Umlaufverlusten gleichen. Die extrahierbare Energiedichte ist also durch den Transmissionsgrad des Auskoppelspiegels eindeutig bestimmt.

Da die Strahlparameter des Seedlasers auf den Resonator angepasst sind, entspricht die so gemessene Verstärkung derjenigen, die auch später im regenerativen Verstärker erreicht wird. Zur Bestimmung der Verstärkung im Zentralbereich des Pumpflecks wird in einer zweiten Messreihe der Durchmesser des Probestrahls in der Yb:YAG-Scheibe Y1 durch eine vorübergehende Modifikation des Resonators auf $w = 0,5$ mm halbiert. Abb. 2.14 zeigt das Ergebnis der Messung. Im zentralen Bereich des Pumpflecks wird, sobald der kurze lineare Resonator angeschwungen ist, annähernd die erwartete extrahierbare Energiedichte gemessen. Die Abweichung nach unten erklärt sich durch die leicht verstimmte Wellenlänge des Seedlasers (hier 1031 nm) und durch die schlechte Messgenauigkeit (siehe Gl. 2.67). Auch bei der Messreihe ohne kurzen linearen Resonator stimmt die gemessene extrahierbare Energiedichte recht gut mit den vom Modell der Pumpphase berechneten Werten überein. Ein Nebenergebnis der Untersuchung ist damit die Bestätigung des Modells der Pumpphase im stationären Grenzfall.

Die erste Methode zur Messung der extrahierbaren Energiedichte liefert somit akzeptable Ergebnisse. Allerdings ist für den später verwendeten Strahlradius von $w = 1,0$ mm die gemessene extrahierbare Energiedichte kleiner, da der Laserpuls die Scheibe auch außerhalb des gepumpten Bereichs durchquert. Beim kurzen linearen Resonator mit niedrigem Auskoppelgrad ist die Abhängigkeit vom Strahldurchmesser geringer, da in einem größeren Teil des gepumpten Bereichs die vorgegebene extrahierbare Energiedichte erreichbar ist. Aufgrund der hohen resonatorinternen Leistung wird zudem mehr Laserstrahlung im Randbereich reabsorbiert.

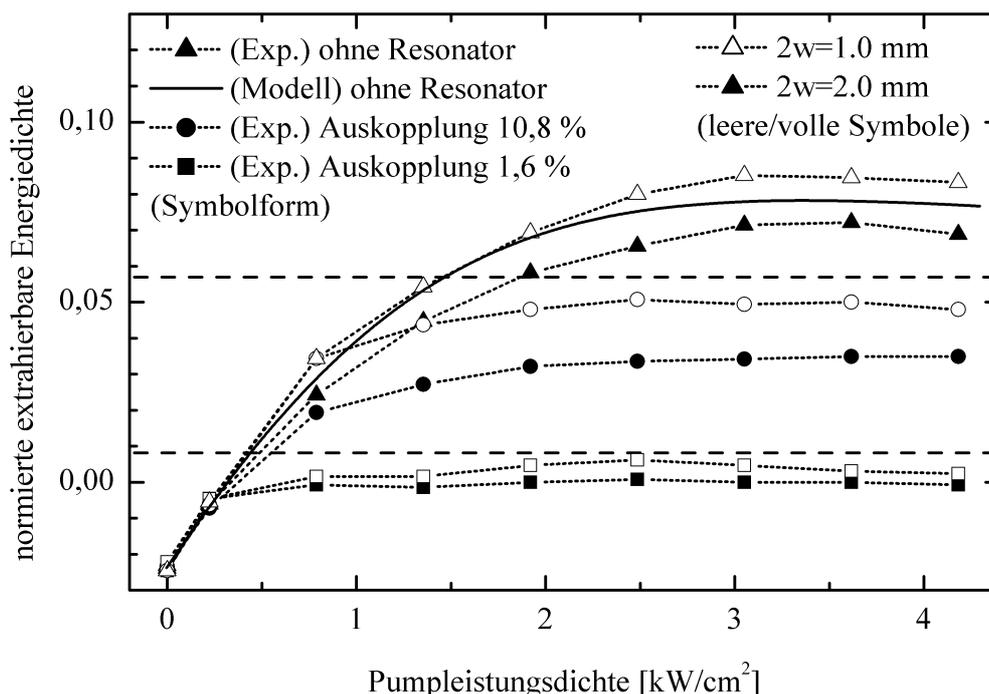


Abbildung 2.14: Normierte extrahierbare Energiedichte der gepumpten Scheibe im stationären Grenzfall ($\hat{H}_{Scheibe, gepumpt}$). Die experimentellen Werte wurden aus dem bei zwei verschiedenen Strahlradien gemessenen Verstärkungsfaktor G_{Dd} ermittelt. Bei zwei der drei Messreihen sollte ein kurzer linearer Resonator $\hat{H}_{Scheibe, gepumpt}$ auf den Wert der gestrichelten Horizontalen begrenzen. Für die theoretische Kurve wurden 10 % Pumpleistungsverlust angenommen.

Zur Berechnung der theoretischen Kurve in Abb. 2.14 wurde die Temperaturabhängigkeit der effektiven Wirkungsquerschnitte berücksichtigt. Im Fluoreszenzbetrieb steigt die mittlere Scheibentemperatur weitgehend linear mit der Pumpleistungsdichte an [12]. Mit einer Temperaturzunahme von $35 \text{ Kcm}^2/\text{kW}$ ergab sich eine gute Übereinstimmung. Allerdings sollte diese Messung nicht als Verfahren zur Bestimmung der Scheibentemperatur gesehen werden, da das Modell viele Näherungen enthält und auch einige Effekte, die bei hoher Inversion auftreten (z.B. verstärkte spontane Emission, Quenching[46]), nicht berücksichtigt.

Neben der Bestätigung der ersten Messmethode gibt es ein weiteres wichtiges Ergebnis: Bei einer langen Pumpphase liegt die optimale Pumpleistungsdichte bei nur 3 kW/cm^2 , denn darüber sinkt die extrahierbare Energiedichte aufgrund der temperaturabhängigen Wirkungsquerschnitte wieder ab. Eine höhere Pumpleistungsdichte von $4\text{--}5 \text{ kW/cm}^2$ ist nur sinnvoll, um in einer kürzeren Pumpphase, also bei höheren Repetitionsraten, ausreichend Energie in die Scheibe zu transferieren.

2.4.2.2 Methode 2: Messung der Fluoreszenzstrahlung

Die zweite Methode zur Bestimmung der extrahierbaren Energiedichte nutzt deren Zusammenhang mit der Intensität der Fluoreszenzstrahlung. In der Ratengleichung des Pumpprozesses (Gl. 2.33) ist die Fluoreszenzstrahlung als einziger Verlustmechanismus enthalten. Ersetzt man also die negative Zeitableitung der extrahierbaren Energiedichte durch die Leistungsdichte der Fluoreszenzstrahlung E_{Fluo} , berechnet sich mit $E_{pump} = 0$ die extrahierbare Energiedichte zu

$$\hat{H}_{Scheibe} = \frac{\tau_{Fluo} P_{Fluo}}{Q_S} - \left| \hat{H}_{Scheibe, ungepumpt} \right|. \quad (2.68)$$

Da die Fluoreszenz in jede Richtung abgestrahlt wird, kann nie die gesamte Fluoreszenzleistung gemessen werden. Es reicht jedoch, einen beliebigen, aber festen Anteil der Fluoreszenzstrahlung zu messen und das Verfahren mit Hilfe der ersten Messmethode zu kalibrieren.

Zur Überprüfung der Methode wurde die Fluoreszenzstrahlung spektral aufgelöst und mit einem fasergekoppelten Gitterspektrometer gemessen. Die Option, die extrahierbare Energiedichte mit Hilfe des kurzen linearen Resonators zu begrenzen, bietet jetzt

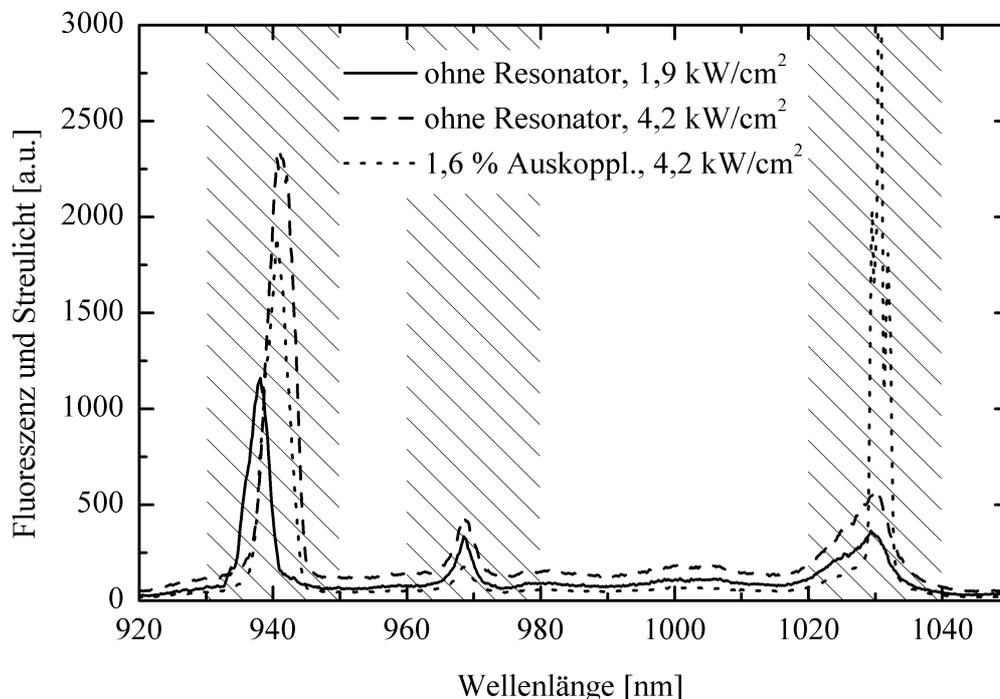


Abbildung 2.15: Auswahl von drei Spektren der vom gepumpten Bereich der Scheibe ausgehenden Strahlung bei verschiedenen Pumpleistungsdichten. In einem Fall wurde die extrahierbare Energiedichte mit Hilfe eines kurzen linearen Resonators begrenzt. Die drei 20 nm breiten Spektralbereiche, die zur weiteren Auswertung verwendet wurden, sind durch Diagonalstreifen gekennzeichnet.

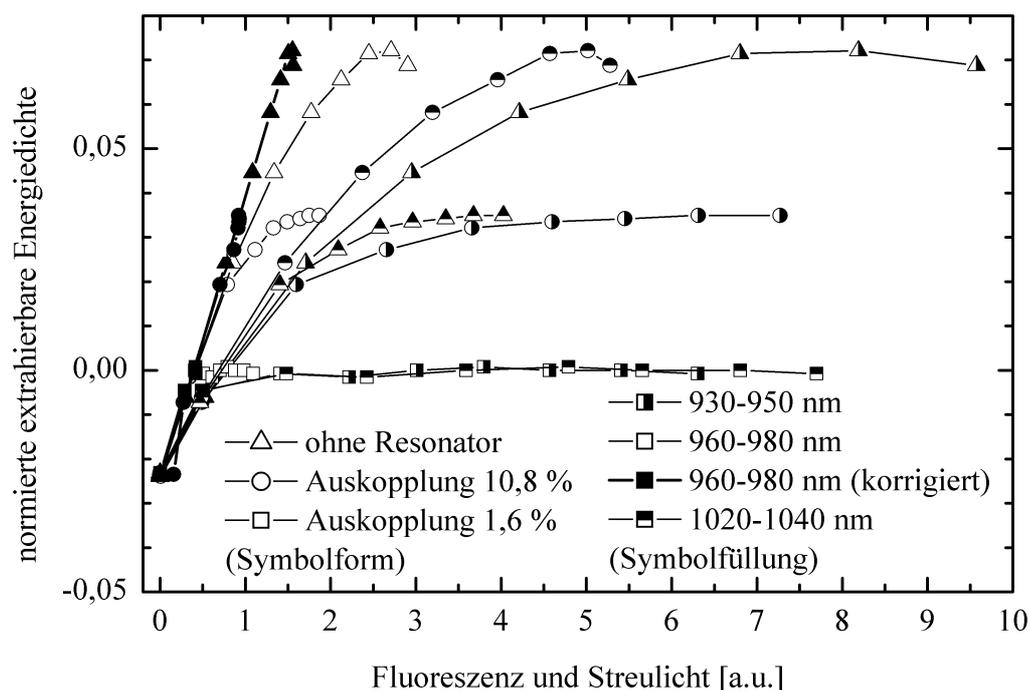


Abbildung 2.16: Normierte extrahierbare Energiedichte (mit erster Methode bestimmt, 2 mm Strahldurchmesser) als Funktion der über die angegebenen Wellenlängenbereiche integrierten Fluoreszenzstrahlung (zweite Methode). Die extrahierbare Energiedichte wurde in zwei Fällen mit Hilfe eines kurzen linearen Resonators begrenzt. Bei jeder Kurve wurden die Messwerte mit den selben, äquidistanten Pumpleistungswerten aufgenommen (siehe Abb. 2.14).

die Möglichkeit, Pumpleistungsdichte und extrahierbare Energiedichte unabhängig voneinander zu variieren. Nur so lässt sich feststellen, welcher Teil des Spektrums direkt mit der extrahierbaren Energiedichte korreliert und welchen zusätzlichen Einfluss die Pumpleistungsdichte nimmt. Abb. 2.15 zeigt eine Auswahl der Spektren, die bei verschiedenen Pumpleistungsdichten und bei zwei verschiedenen Auskoppelgraden oder ganz ohne Resonator aufgezeichnet wurden. Drei markante Maxima sind in den Spektren auszumachen. Von allen Spektren ist die Fläche unter jedem der Maxima in Abb. 2.16 als Abszisse und die dazugehörige, mit der ersten Methode bestimmte normierte extrahierbare Energiedichte, als Ordinate dargestellt. Wünschenswert wäre ein eindeutiger Zusammenhang zwischen integrierter Fluoreszenzstrahlung und normierter extrahierbarer Energiedichte, der von der Pumpleistungsdichte unabhängig ist. Dieser ergibt sich jedoch bei keinem der drei Spektralbereiche direkt, was eine genauere Betrachtung erforderlich macht.

- Bei der Pumpwellenlänge (Integrationsbereich 930–950 nm) erwartet man gemäß dem Fluoreszenzspektrum von Yb:YAG [13] ein deutlich geringeres Signal. Tatsächlich handelt es sich bei dem integrierten Signal im Wesentlichen um gestreute Pumpstrahlung, was man auch daran erkennt, dass die Spitze sich bei höherer Pumpleistungsdichte nach rechts verschiebt: Bei der höheren Pumpleistung erwärmt sich das Laserdiodenarray und emittiert eine langwelligere Strahlung. Das

Signal korreliert daher am stärksten mit der Pumpleistungsdichte. Trotzdem stellt man bei fester Pumpleistung eine Zunahme des integrierten Signals mit der extrahierbaren Energiedichte fest. Verantwortlich dafür ist zum einen natürlich der Anstieg der Fluoreszenzstrahlung, der als Sockel im Spektrum in Abb. 2.15 zu erkennen ist. Zum anderen beobachtet man eine Zunahme der gestreuten Pumpstrahlung. Dies erklärt sich dadurch, dass sich mit steigender extrahierbarer Energiedichte die Pumpstrahlungsabsorption verringert, wodurch die effektive Pumpleistungsdichte ansteigt und somit mehr Streustrahlung entsteht. Im Prinzip ist dieser Wellenlängenbereich zur Bestimmung der extrahierbaren Energiedichte geeignet. Allerdings ist der Zusammenhang sehr indirekt und das Signal muss um die Pumpleistungsdichte korrigiert werden.

- Das zweitgrößte Signal findet sich bei der Laserwellenlänge (Integrationsbereich 1020–1040 nm). Auch in diesem Bereich beobachtet man einen breiten Sockel, dessen Höhe mit der extrahierbaren Energiedichte korreliert. Sobald der Resonator anschwingt, ist der Fluoreszenz eine scharfe Spitze überlagert, die durch gestreute Laserstrahlung entsteht und wesentlich zum Integral beiträgt. Insbesondere beim Resonator mit nur 1,6 % Auskopplung ist dieser Beitrag aufgrund der hohen resonatorinternen Leistung sogar stärker als die Fluoreszenzstrahlung bei der Messung ohne Resonator. Zur Korrektur des Signals müsste daher die resonatorinterne Leistung, die aus der Ausgangsleistung berechnet werden kann, verwendet werden. Beim Betrieb des regenerativen Verstärkers könnte in einer zeitaufgelösten Messung der reine Fluoreszenzanteil außerhalb der Verstärkungsphase bestimmt werden, was bei sehr hohen Repetitionsraten allerdings problematisch ist.
- Das dritte Signal bei der Zero-Phonon-Line (Integrationsbereich 960–980 nm), also dem Übergang zwischen den untersten Energieniveaus jedes Multipletts, ist zwar am schwächsten, aber es wird nicht von gestreuter Pump- oder Laserstrahlung beeinflusst. Es ist daher stark mit der extrahierbaren Energiedichte korreliert. Die schwächere Korrelation mit der Pumpleistungsdichte ist auf den Anstieg der Scheibentemperatur (und die dadurch hervorgerufene Änderung der effektiven Wirkungsquerschnitte) beim Pumpen zurückzuführen und kann rechnerisch eliminiert werden.

Insgesamt eignete sich die Fluoreszenz bei der Zero-Phonon-Line am besten zur Bestimmung der extrahierbaren Energiedichte und wird deswegen in dieser Arbeit dafür verwendet. Als Vereinfachung gegenüber der Spektrometermessung wird die Strahlung bei der Zero-Phonon-Line direkt mit dem Bandpassfilter F7 selektiert und mit der schnellen Photodiode P6 erfasst. Um ein ausreichendes Signal zu erreichen, wird mit der Linse L1 der gepumpte Bereich auf die Photodiode abgebildet. Die Photodiodenspannung korreliert sehr gut mit dem integrierten Fluoreszenz-Signal im Bereich 960–980 nm.

Wie bereits angesprochen, steigen $|\hat{H}_{\text{Scheibe, ungepumpt}}|$ und H_S in Gl. 2.68 mit der Temperatur der Scheibe an. Unterstellt man einen linearen Zusammenhang zwischen der Temperatur und der Pumpleistungsdichte bzw. der extrahierbaren Energiedichte entsprechend

$$T_{\text{Scheibe}} = T_{\text{Scheibe, ungepumpt}} + c_1 E_{\text{Pump}} + c_2 \left(\hat{H}_{\text{Scheibe}} + |\hat{H}_{\text{ungepumpt}}| \right), \quad [\text{K}] \quad (2.69)$$

dann kann die gemessene Fluoreszenz in diesem Wellenlängenbereich so korrigiert werden, dass sie dem linearen Zusammenhang aus Gl. 2.68 bei konstanter Temperatur entspricht. Die beste Korrektur, die wie in Abb. 2.16 dargestellt alle Messpunkte auf einer Geraden vereinigt, wird mit $c_1 = 45 \text{ Kcm}^2/\text{kW}$ und $c_2 = -400 \text{ K}$ erzielt. Die Konstanten c_1 und c_2 sollten wiederum eher als Ausgleichsparameter verstanden werden. Der negative Zusammenhang zwischen Scheibentemperatur und extrahierbarer Energiedichte erklärt sich aus dem höheren Stokes-Wirkungsgrad der Fluoreszenzstrahlung gegenüber der Laserstrahlung. Durch geeignete Umformungen lässt sich die Korrektur der Fluoreszenz auch aus der Pumpleistungsdichte und der Fluoreszenz selbst bestimmen. Die hier durchgeführte Korrektur gilt wegen der Temperaturabhängigkeit der Sättigungsenergiedichte nur für \hat{H}_{Scheibe} im Sinne der Verstärkung.

2.4.3 Mess- und Diagnosesystem mit angepasster Datenakquisitionsrate

Ein Mess- und Diagnosesystem wurde zur Untersuchung der Pulsenergiestabilität aufgebaut. Die Hardware zur kontinuierlichen Erfassung der Ausgangspulsenergie, der Fluoreszenzleistung und der Dauer der Verstärkungsphase in jedem Verstärkungszyklus sowie die dazugehörige Software werden im Folgenden vorgestellt.

2.4.3.1 PC-Messkarte und Signalkonditionierung

Die Messung der Ausgangspulsenergie und der Fluoreszenzleistung mit einem Speicheroszilloskop hat den Nachteil, dass immer nur wenige aufeinander folgende Verstärkungszyklen aufgezeichnet werden können. Eine lückenlose Messwert-erfassung über einen längeren Zeitraum ist damit nicht möglich.

Zur kontinuierlichen Datenerfassung wurde deshalb eine PC-Messkarte der Firma National Instruments (Modell PCI-6036E) mit einer maximalen Akquisitionsrate von 200 kHz eingesetzt. Sie besitzt einen Analog-Digitalwandler mit Messverstärker, dessen Eingang elektronisch auf die verschiedenen Eingangskanäle umgeschaltet werden kann. Die an den Eingangskanälen anliegenden Spannungen können also nicht gleichzeitig, sondern nur im Abstand von mindestens $5 \mu\text{s}$ gemessen werden. Ausgelöst wird eine Gruppe von Messungen am Ende der Verstärkungsphase durch

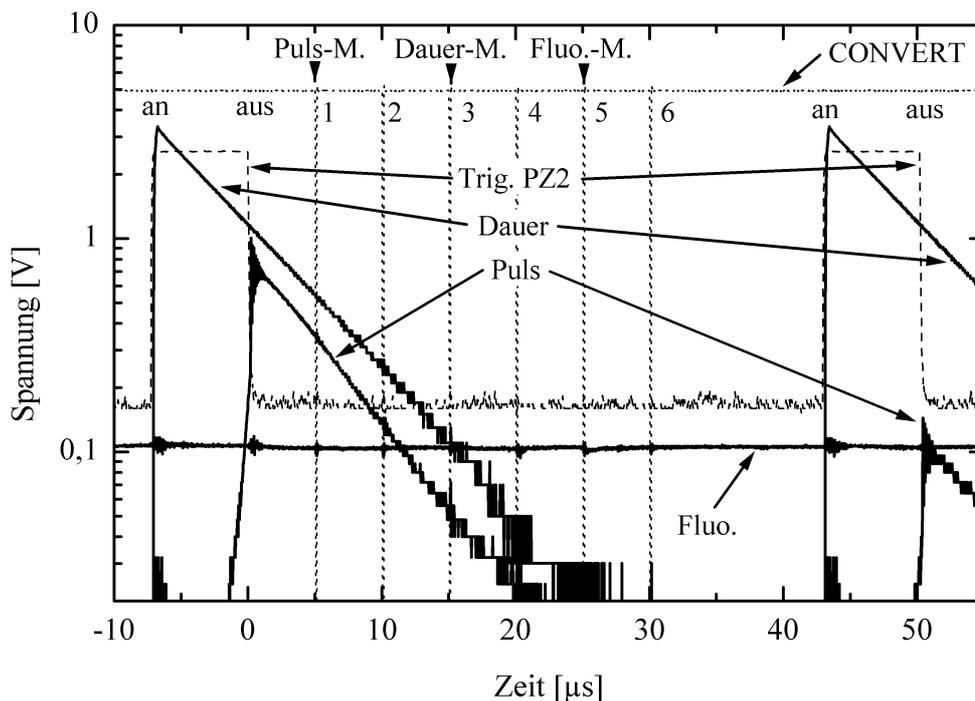


Abbildung 2.17: Signalverlauf an der PC-Messkarte bei 20 kHz Repetitionsrate (Aufnahmen mit Oszilloskop). Mit steigender Flanke des Triggers der Pockelszelle P2 beginnt die Verstärkungsphase: ($[-7 \mu\text{s}, 0 \mu\text{s}]$ und $[43 \mu\text{s}, 50 \mu\text{s}]$), mit fallender Flanke die Pumpphase ($[0 \mu\text{s}, 43 \mu\text{s}]$). (Als Dauer der Pumpphase wird $T_{\text{Pump}} = 7 \mu\text{s} + 43 \mu\text{s}$ verwendet.) Mit der fallenden Flanke des von der PC-Messkarte generierten CONVERT-Signals wird nacheinander das Puls-Signal (1), das Dauer-Signal (3) und das Fluoreszenz-Signal (5) gemessen.

die fallende Flanke des Steuersignals von Pockelszelle 2 (Trig. PZ2, siehe Abb. 2.17). Die drei folgenden Signale werden so während der Pumpphase gemessen:

- Puls-Signal (1): Die Photodiode P1 am Ausgang des Verstärkersystems wird nicht wie vorgesehen mit 50 Ohm terminiert, sondern hochohmiger abgeschlossen. Der Widerstand bildet mit der Kapazität der Diode ein RC-Glied, an dem die Spannung nach einer Einschwingzeit von $2 \mu\text{s}$ definiert exponentiell abfällt. Da die Analog-Digital-Konversion des Signals nach einer festen Zeit relativ zum Auskoppelzeitpunkt erfolgt, ist die gemessene Spannung proportional zur Anfangsspannung und somit auch zur Ausgangspulsenergie.
- Fluoreszenz-Signal (5): Das Signal der Photodiode P6 verändert sich während der Pumpphase von Natur aus langsamer, so dass es direkt an den Eingang angeschlossen werden kann. Trotzdem wird die Diode etwas hochohmiger terminiert, um den Pegel besser an die PC-Messkarte anzupassen. Aus dem Fluoreszenz-Signal, das zu einem festen Zeitpunkt in der Pumpphase gemessen wird, kann auf die extrahierbare Energiedichte vor und nach der Pumpphase geschlossen werden.

- **Dauer-Signal (3):** Zu Beginn der Verstärkungsphase wird mit einem Spannungspuls ein Kondensator aufgeladen, an dem die Spannung über einen Widerstand exponentiell abfällt. Da diese Spannung nach einer festen Zeit relativ zum Auskoppelzeitpunkt gemessen wird, hängt sie eindeutig mit der Dauer der Verstärkungszeit, also auch mit der Anzahl der Umläufe, zusammen. Die Messung der Dauer der Verstärkungsphase ist deshalb sinnvoll, weil sie so während einer Messreihe manuell variiert werden kann. Ausgangspulsenergie und extrahierbare Energiedichte können so mit wenig Aufwand als Funktion der Anzahl der Umläufe bestimmt werden.

Nach jeder der drei Messungen wird der Eingang des Messverstärkers kurzgeschlossen (Messung 2, 4, 6), um eine gegenseitige Beeinflussung der Messungen 1, 3 und 5 durch Ladungsträgerinjektion (charge injection) zu vermindern. Noch besser wäre es, statt dessen den Innenwiderstand der Signalquellen mit einem Operationsverstärker zu reduzieren. Außerdem sollte die Pulsenergie mit einer Sample-and-Hold-Schaltung gemessen werden, da sich der Zeit-Jitter der PC-Messkarte (50 ns) durch den exponentiellen Abfall auf den gemessenen Spannungswert überträgt (Schwankungsbreite: 0,9 %). Aus dem gleichen Grund ist das Messprinzip der Dauer der Verstärkungsphase nicht optimal (Schwankungsbreite: 4 Umläufe). Die hier vorgeschlagenen Verbesserungen konnten leider nicht durchgeführt werden, während das Laserverstärkersystem zur Verfügung stand.

Die PC-Messkarte ist in einen Standard PC (Pentium 4 unter Windows XP) eingebaut. Sie wird durch die Software so konfiguriert, dass die bei jedem Zyklus gemessenen Spannungswerte automatisch in einen FIFO-Speicher auf der Messkarte geschrieben werden, aus dem sie blockweise gelesen werden können. So ist eine lückenlose Messwerterfassung über einen beliebigen Zeitraum mit einer maximalen Repetitionsrate von 33 kHz möglich.

2.4.3.2 Software zur Datenakquisition und Echtzeitvisualisierung

Die Software zur Ansteuerung der PC-Messkarte und zur Visualisierung der Messdaten wurde in der Entwicklungsumgebung Labview 6i der Firma National Instruments programmiert. Labview 6i ist eine grafische (also nicht zeilenbasierte) Programmiersprache, die speziell auf die Entwicklung von Applikationen zur Messdatenerfassung und zur Steuerung ausgerichtet ist.

Daten im FIFO-Speicher der PC-Messkarte werden in geeigneter Blockgröße (z.B. 1000–2000 bei 20 kHz) 10–20 mal pro Sekunde ausgelesen und in Echtzeit dargestellt, wobei zwischen drei Ansichten gewählt werden kann:

- **Oszilloskop:** Die drei Signale werden jeweils automatisch skaliert über der Zeit aufgetragen dargestellt. Diese Ansicht zeigt sowohl eine zeitliche Modulation der Signale als auch kurzfristige Trends. Alle Mittelwerte und die Standardabweichungen werden digital dargestellt. Eine lineare Balkenanzeige der Mittelwerte

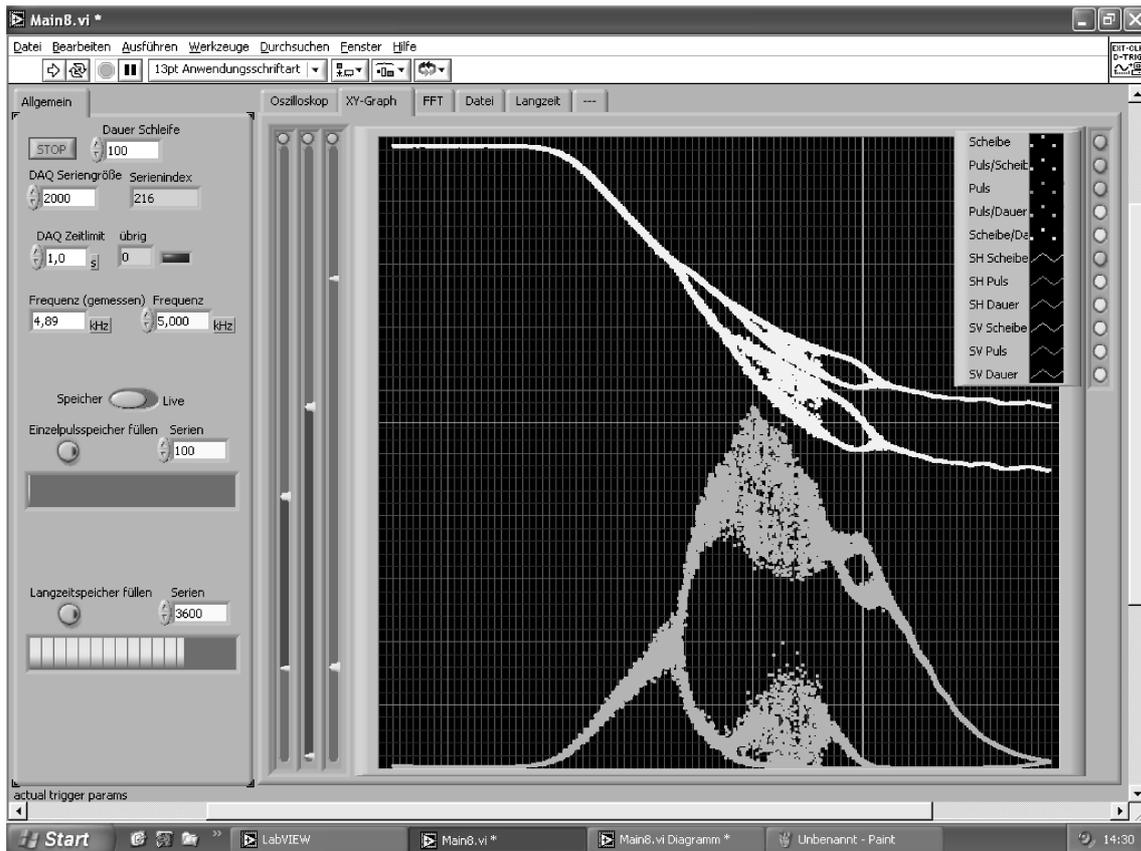


Abbildung 2.18: Bedienoberfläche des Mess- und Diagnosesystems. Der linke Teil beinhaltet Anzeige- und Kontrollelemente, die die Datenakquisition und die beiden Speicher betreffen. Auf dem rechten, größeren Teil können über die Registerkarten eine bestimmte Gruppe von Anzeige- und Kontrollelementen in den Vordergrund gebracht werden. Die aktuelle Registerkarte „X-Y-Graph“ zeigt das Fluoreszenz-Signal (oben) und das Puls-Signal (unten) als Funktion des Dauer-Signals.

vereinfacht das Ausrichten der Photodioden P1 und P6. Schließlich gibt eine logarithmische Balkenanzeige, die Mittelwerte und Standardabweichungen kombiniert darstellt, sofort Auskunft über die relative Signalstabilität.

- X-Y-Graph: Wichtige zweidimensionale Darstellungen (Fluoreszenz-Signal über Dauer-Signal, Puls-Signal über Puls-Signal des vorherigen Zyklus, etc.) können hier ausgewählt werden. Die als Punkteschar in Echtzeit dargestellten Messwerte geben einen aussagekräftigen Einblick in den Betriebszustand des Verstärkersystems (siehe Abb. 2.18). Außerdem können die Mittelwerte als vertikale oder horizontale Linien eingeblendet werden. Alle Achsen können sowohl manuell als auch automatisch skaliert werden.
- FFT: Jedes der drei Signale kann einer schnellen FOURIERtransformation in Echtzeit unterzogen werden. Im Frequenzspektrum sind regelmäßige Oszillationen des Puls-Signals und des Fluoreszenz-Signals besonders gut zu erkennen.

Die Messdaten können auch als lückenlose Serie in einen Speicher (Größe: ~ 100000 Zyklen) geschrieben werden, der genau wie die aktuellen Messdaten zur Visualisierung gewählt werden kann. Ebenso lassen sich beide Datenquellen mit einem Knopfdruck zusammen mit allen relevanten Zusatzinformationen in eine Datei mit fortlaufender Nummerierung speichern.

Zur Langzeitanalyse können die Messdaten eines frei wählbaren Zeitraums (z.B. 1 s) auf ihre Mittelwerte und Standardabweichungen reduziert und in einen Langzeitspeicher geschrieben werden. Auch über mehrere Stunden lässt sich so der Betriebszustand des Verstärkersystems überwachen, wobei es jederzeit möglich ist, die Langzeitdaten grafisch zu visualisieren oder in eine Datei zu exportieren.

Fast alle in den folgenden Kapiteln verwendeten Messreihen wurden mit diesem Mess- und Diagnosesystem aufgezeichnet. Die Aufbereitung der Messdaten beginnt mit einer rechnerischen Korrektur des Zeit-Jitters (nur bei konstanter Dauer der Verstärkungsphase möglich) und der gegenseitigen Beeinflussung der Eingangskanäle durch Ladungsträgerinjektion. Danach werden die Umlaufzahl und die Ausgangspulsenergie berechnet. Die Fluoreszenzleistung wird auf den Beginn und das Ende der Verstärkungsphase extrapoliert und nach Vorgabe skaliert.

2.4.4 Überprüfung des Modells anhand experimenteller Daten

Die Modelle zur Pulsverstärkung im Doppeldurchgang und zur Pumpphase bilden das Fundament für alle weiteren Berechnungen. Aufgrund dieser Bedeutung für den folgenden Teil der Arbeit, aber auch im Hinblick auf die Vielzahl der verwendeten Näherungen, soll die Richtigkeit der Modelle vor der weiteren Ausarbeitung überprüft werden.

2.4.4.1 Modell der Pumpphase

Im stationären Grenzfall wurde das Modell der Pumpphase bereits im Kap. 2.4.2.1 bestätigt. Mit einer linearen Temperaturzunahme in der Scheibe bei steigender Pumpleistung stimmen die Messdaten über den gesamten Parameterbereich relativ gut mit dem Modell überein.

Um im dynamischen Fall den Anstieg der extrahierbaren Energiedichte während der Pumpphase zu bestimmen, wurde der Verlauf der Fluoreszenzstrahlung um 970 nm mit der Photodiode P6 bei verschiedenen Pumpleistungen zeitaufgelöst gemessen. Die Schwierigkeit bei diesem Experiment besteht darin, einen möglichst niedrigen Anfangswert der extrahierbaren Energiedichte zu erreichen. Es ist nicht möglich, die Pumpdiode innerhalb eines Bruchteils einer Millisekunde in den normalen Dauerstrichbetrieb zu versetzen. Auch die Temperatur der Scheibe entspräche dann nicht den normalen Betriebsbedingungen. Deshalb wurde der regenerative Verstärker bei einer hohen Repetitionsrate und mit einer großen Anzahl von Umläufen betrieben, wodurch

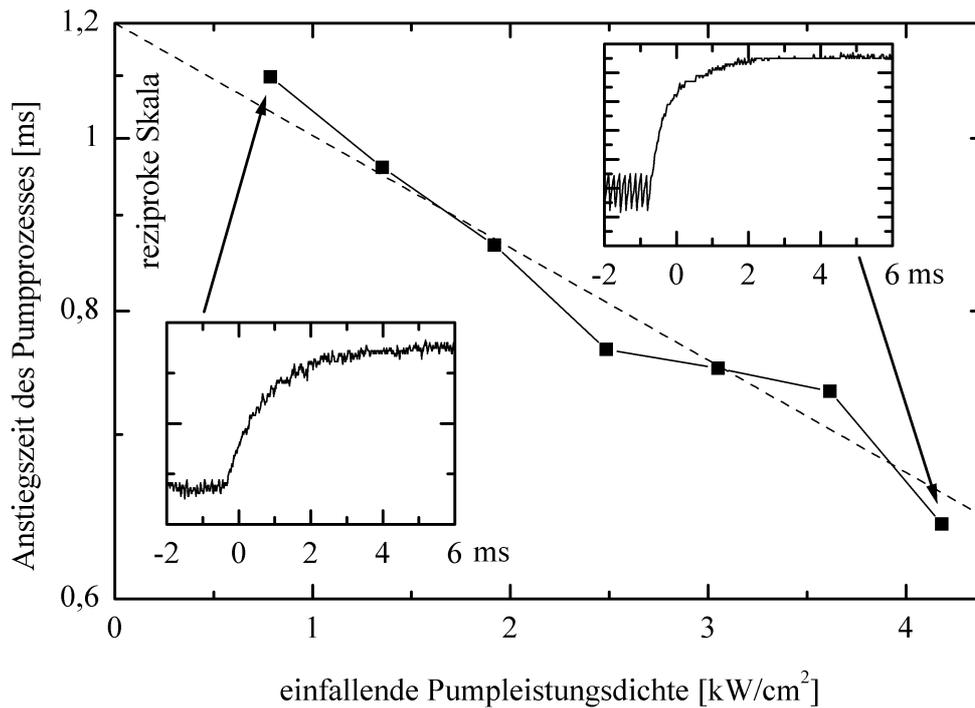


Abbildung 2.19: Anstiegszeit des Pumpprozesses (τ_{pump}) als Funktion der Pumpleistungsdichte. Die Werte wurden aus dem Verlauf der Fluoreszenzstrahlung bei der Zero-Phonon-Linie (zwei Beispiele sind in klein dargestellt) ermittelt.

die extrahierbare Energiedichte auch bei hoher Pumpleistungsdichte auf einem niedrigen mittleren Niveau gehalten wurde. Die mittlere resonatorinterne Leistung und die maximale Pulsenergiedichte wurden bei jeder Pumpleistung auf ein für die optischen Komponenten unschädliches Niveau reduziert, indem mit Hilfe des Verzögerungsplättchens Q8 jeweils geeignete zusätzliche Verluste im Resonator erzeugt wurden.

Gemäß Gl. 2.42 sollte sich die extrahierbare Energiedichte exponentiell mit der Anstiegszeit des Pumpprozesses τ_{pump} dem statischen Grenzfall annähern. Da die Fluoreszenzstrahlung bei 970 nm laut Gl. 2.68 linear mit der extrahierbaren Energiedichte zusammenhängt, wird auch bei der Fluoreszenzstrahlung ein exponentieller Verlauf mit der gleichen Anstiegszeit erwartet. Tatsächlich stimmen die Messkurven (zwei sind exemplarisch in Abb. 2.19 dargestellt) gut mit dem erwarteten Verlauf überein. Mit Hilfe einer nichtlinearen Kurvenanpassung wurden die Anstiegszeiten bestimmt und über den dazugehörigen Pumpleistungsdichten in Abb. 2.19 aufgetragen. Die Werte folgen der von Gl. 2.41 beschriebenen linearen Abnahme der reziproken Anstiegszeit des Pumpprozesses mit der Pumpleistungsdichte. Achsenabschnitt und Steigung der Ausgleichsgeraden ergeben eine Fluoreszenzlebensdauer von $\tau_{Fluo} = 1,2$ ms und $m_0 = -2,2$ als Vorfaktor im Ansatz Gl. 2.40. Mit diesem Zahlenwert für m_0 wird eine gute Annäherung an Gl. 2.35 erreicht. Der hier gemessene Wert der

Fluoreszenzlebensdauer ist etwas größer als der Literaturwert ($\tau_{Fluo} = 0,95 \text{ ms}$), da die Reabsorption der Fluoreszenzstrahlung nicht berücksichtigt wurde [45].

Die Genauigkeit des Modells der Pumpphase genügt den gestellten Anforderungen. Wichtig ist zudem die Anwendbarkeit von Gl. 2.42, was die weiteren Berechnungen erheblich vereinfacht.

2.4.4.2 Modell der Verstärkungsphase

Im Modell der Verstärkungsphase hängt die Dynamik empfindlich von der extrahierbaren Energiedichte zu Beginn der Verstärkungsphase und von den Umlaufverlusten ab. Die Frage ist also, ob bei der richtigen Wahl dieser beiden Parameter die Entwicklung der extrahierbaren Energiedichte und der Pulsenergiedichte richtig vorausgesagt wird.

Die Verstärkung im Doppeldurchgang wurde bei kleinen Pulsenergien bereits in Kap. 2.4.2.1 zur Messung der extrahierbaren Energiedichte verwendet. Bisher wurde $\hat{H}_{Scheibe}$ aber stets im Sinn der Verstärkung (also $G_{Dd} = \exp(2\hat{H}_{Scheibe})$) gebraucht. Ob $\hat{H}_{Scheibe}$, wie in Gl. 2.9 angenommen, auch der in der Scheibe gespeicherten Energie entspricht, kann am einfachsten durch Messung der extrahierbaren Energiedichte und der Pulsenergiedichte während einer vollständigen Verstärkungsphase überprüft werden.

Bei niedriger Repetitionsrate (100 Hz) wurde die Fluoreszenzstrahlung bei der Zero-Phonon-Line mit der Photodiode P6 und die Energie der im Resonator umlaufenden Laserpulse mit der Photodiode P4 aufgenommen. Die Bandbreite des Oszilloskops wurde reduziert, so dass die einzelnen Laserpulse im Abstand der Umlaufzeit nur als leichte Modulation des Signals sichtbar sind. Beide Signale sind umgerechnet auf die entsprechenden normierten Energiedichten in Abb. 2.20 dargestellt. Die gleichen Messkurven konnten auch (mit sehr guter Übereinstimmung) erzeugt werden, indem bei sonst gleichen Parametern die Umlaufzahl manuell variiert und dabei die Fluoreszenz nach der Verstärkungsphase und die Ausgangspulsenergie gemessen wurde.

Mit Gl. 2.65 und der zusätzlich gemessenen mittleren Ausgangsleistung kann aus der Photodiodenspannung leicht die Energie der umlaufenden Pulse ermittelt werden. Zur Berechnung der normierten Pulsenergiedichte \hat{H}_{Puls} wird die Sättigungsenergie Q_s , die von der Modenfläche abhängt, benötigt. Nimmt man als Modenfläche den Kreis mit dem Durchmesser $2w = 2 \text{ mm}$, ist bei der eher niedrigen Scheibentemperatur $Q_s = 0,3 \text{ J}$ ein guter Richtwert.

Zur Umrechnung der Fluoreszenz wurde ein linearer Zusammenhang mit $\hat{H}_{Scheibe}$ gemäß Gl. 2.68 (bei konstanter Scheibentemperatur) angenommen. Die Kalibrierung von

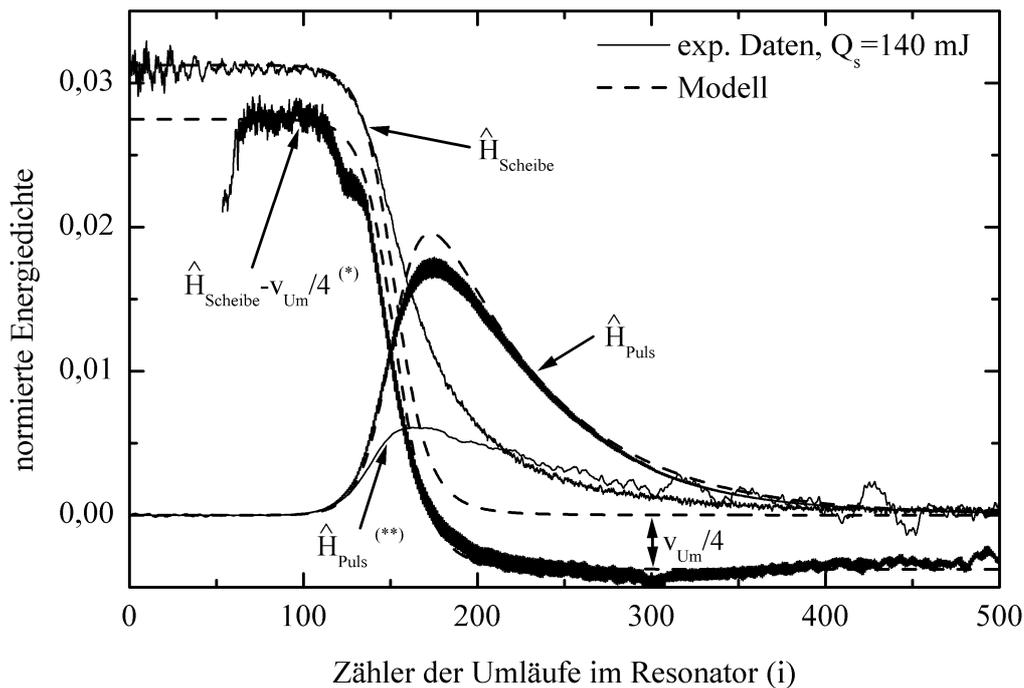


Abbildung 2.20: Berechneter und gemessener Verlauf der normierten Pulsenergiedichte und der normierten extrahierbaren Energiedichte während einer Verstärkungsphase. Der theoretischen Kurve liegt das normale Modell (siehe Kap. 2.3.2) zugrunde. (*: aus \hat{H}_{Puls} (exp. Daten) abgeleitet; **: aus $\hat{H}_{Scheibe}$ (exp. Daten) abgeleitet)

Kap. 2.4.2.2 muss aber noch verfeinert werden, da sie unter anderen experimentellen Bedingungen (stationärer Grenzfall, Multimoderesonator im Dauerstrichbetrieb) gewonnen wurde.

Selbst ohne Kenntnis von Q_s lässt sich die Ableitung $d \ln(\hat{H}_{Puls}(k))/dk$, die ebenfalls in Abb. 2.20 dargestellt ist, bilden. Sie sollte laut Gl. 2.21 zu jeder Zeit gerade $2\hat{H}_{Scheibe}(k) - v_{Dd}$ entsprechen. Geht man von $\hat{H}_{Scheibe, nach Verst} \approx 0$ aus, was in diesem Parameterbereich durch das Modell gerechtfertigt ist, kann man aus der Kurve die Umlaufverluste $v_{Um} = 1,5\%$ und die extrahierbare Energiedichte vor der Verstärkungsphase $\hat{H}_{Scheibe, vor Verst} = 0,031$ ablesen. Mit diesen Werten lässt sich mit dem Modell der theoretische Verlauf der Energiedichten berechnen (siehe Abb. 2.20). Außerdem kann das Fluoreszenz-Signal linear so auf die theoretische Kurve von $\hat{H}_{Scheibe}$ abgebildet werden, dass dabei die Anfangs- und Endwerte übereinstimmen. Im Bereich 150–300 Umläufe wird nun eine deutliche Diskrepanz zum erwarteten Verlauf sichtbar. Die extrahierbare Energiedichte fällt langsamer gegen $\hat{H}_{Scheibe, nach Verst}$ ab, als es nach dem Verlauf von $d \ln(\hat{H}_{Puls}(k))/dk$ zu erwarten ist.

Damit die experimentell ermittelte Pulsenergiedichte möglichst gut mit dem Modell übereinstimmt, muss mit einer Sättigungsenergie von 0,14 J skaliert werden. Dies entspricht etwa dem halben erwarteten Wert. Zudem hat die theoretische Kurve ein schärferes Maximum.

Nachdem nun die Fluoreszenz entsprechend skaliert ist, kann auch die Ableitung $-d \ln(\hat{H}_{Scheibe}(k))/d(2k)$ berechnet werden (siehe Abb. 2.20). Laut Gl. 2.20 müsste sie mit der Pulsenergiedichte $\hat{H}_{Puls}(k)$ identisch sein, ist es aber erwartungsgemäß bei der verwendeten Skalierung der normierten Pulenergiedichte nicht. Mit der anfangs abgeschätzten Sättigungsenergiedichte von $Q_s = 0,3 \text{ J}$ wären sich die beiden Kurven zwar deutlich ähnlicher, aber horizontal leicht gegeneinander verschoben.

Trotz einiger Diskrepanzen ist die Übereinstimmung des Modells mit dem Experiment insgesamt gut. Zur qualitativen Analyse der Pulsenergiestabilität reicht die Genauigkeit aus und somit genügt das Modell den gestellten Anforderungen.

2.4.4.3 Erweiterung des Modells der Verstärkungsphase

Es bleibt natürlich die Frage, welche Effekte hauptsächlich für die Abweichung verantwortlich sind. Die Hauptfehlerquelle ist vermutlich die angenommene räumliche Konstanz aller Größen. Die Leistungsdichte ist im Zentrum des Gaußstrahls 2,3fach höher als die mittlere Leistungsdichte innerhalb der Modenfläche (Durchmesser $2w = 2 \text{ mm}$) und 3 mal größer als die mittlere Leistungsdichte im gepumpten Bereich (Durchmesser 2,4 mm). Es ist daher plausibel, dass die extrahierbare Energiedichte in der Mitte deutlich stärker abnimmt als am Rand des gepumpten Bereichs.

Es ist außerdem zu erwarten, dass sich die ungleiche Verteilung durch Energiemigration innerhalb der Scheibe, z.B. durch Reabsorption der Fluoreszenz, in einer bestimmten Zeit wieder egalisiert. Als Maß für diese hypothetische räumliche Ungleichmäßigkeit von $\hat{H}_{Scheibe}$ wird die dimensionslose Größe \hat{V} eingeführt. Sie nimmt zu, wenn aus der Scheibe Energie extrahiert wird und strebt gleichzeitig mit der Zerfallszeit τ_v gegen Null:

$$\frac{d}{dk} \hat{V}(k) = -\xi_v \frac{d}{dk} \hat{H}_{Scheibe}(k) - \frac{\hat{V}(k)}{\tau_v}. \quad (2.70)$$

Dabei ist ξ_v die Kopplungskonstante von \hat{V} an $H_{Scheibe}$. Als Zusatzterm in Gl. 2.20–2.21 reduziert \hat{V} die Verstärkung der Pulsenergiedichte:

$$\frac{d}{dk} \hat{H}_{Scheibe}(k) = -2(\hat{H}_{Scheibe}(k) - \hat{V}(k))\hat{H}_{Puls}(k) \quad (2.71)$$

$$\frac{d}{dk} \hat{H}_{Puls}(k) = \hat{H}_{Puls}(k)(2(\hat{H}_{Scheibe}(k) - \hat{V}(k)) - \nu_{Dd}). \quad (2.72)$$

Die freien Parameter des erweiterten Modells werden wiederum an die experimentellen Daten aus Kap. 2.4.4.2 angepasst. Das Ergebnis ist in Abb. 2.21 dargestellt. Nun ist die Übereinstimmung so gut, dass sich sowohl bei der Pulsenergiedichte als auch bei der extrahierbaren Energiedichte der experimentelle und der theoretische Kurvenverlauf kaum noch unterscheiden lassen. Die Sättigungenergiedichte ist mit $Q_S = 0,21 \text{ J}$ näher beim erwarteten Wert und die Umlaufverluste liegen bei 2,5 %. Als Zerfallszeit von \hat{V} erhält man $\tau_V = 0,3 \mu\text{s}$ oder etwa 18 Umläufe.

Trotz der erheblich verbesserten Übereinstimmung stellt sich die Frage, ob die Erweiterung des Modells zum einen physikalisch richtig und zum anderen für die Belange dieser Arbeit nötig ist.

- Zur Richtigkeit: Der Ansatz eines Ungleichgewichts der Energieverteilung ist plausibel, aber dennoch empirisch. Es gibt derzeit noch kein genaueres Modell, mit dem die ermittelte Zerfallszeit verglichen werden könnte. Bei der Verwendung des erweiterten Modells muss auf jeden Fall in Betracht gezogen werden, dass die Zerfallszeit von anderen Parametern, z.B. der Pumpleistungsdichte, abhängen könnte. Es ist auch denkbar, dass das erweiterte Modell das Verhalten zwar korrekt beschreibt, der verantwortliche physikalische Prozess aber ein anderer ist. So kann etwa auch die Relaxation des unteren Laserniveaus (gain recovery) durch exakt die gleichen Formeln beschrieben werden. Allerdings erwartet man bei Yb:YAG dafür

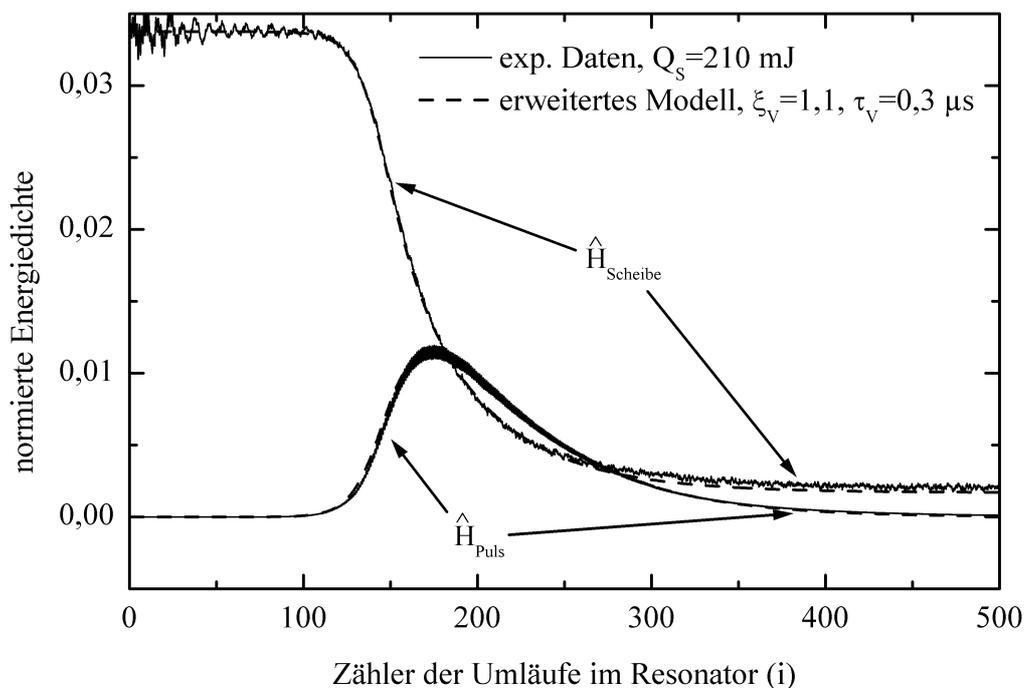


Abbildung 2.21: Berechneter und gemessener Verlauf der normierten Pulsenergiedichte und der normierten extrahierbaren Energiedichte während einer Verstärkungsphase. Die theoretische Kurve wurde mit dem erweiterten Modell der Verstärkungsphase berechnet.

eine deutlich kürzere Zerfallszeit.

- Zur Notwendigkeit: Der Preis für die bessere Übereinstimmung ist eine zusätzliche Ratengleichung (Gl. 2.70), was die analytische Behandlung der Verstärkungsphase erschwert. Der Nutzen ist eine Korrektur, die vor allem im zweiten und dritten Bereich der Verstärkungsphase von Bedeutung ist. Da in der Praxis aber vor allem der erste Bereich (ggf. auch der Beginn des zweiten Bereichs) von Bedeutung ist, kann zur Bewertung der normalen Betriebsbedingungen auch auf das einfachere Modell zurückgegriffen werden. In numerischen Simulationen bietet sich dagegen das erweiterte Modell an.

Das erweiterte Modell vereinfacht sich, wenn der Zerfall von \hat{V} nicht berücksichtigt, also $\tau_V \rightarrow \infty$ gesetzt wird. Gl. 2.70–2.72 lassen sich auf die beiden Differenzialgleichungen

$$\frac{d}{dk} \ln(\hat{H}_{Scheibe}(k) - \hat{V}(k)) = -2(1 + \xi_V) \hat{H}_{Puls}(k) \quad (2.73)$$

$$\frac{d}{dk} \ln((1 + \xi_V) \hat{H}_{Puls}(k)) = (2(\hat{H}_{Scheibe}(k) - \hat{V}(k)) - \nu_{Dd}) \quad (2.74)$$

reduzieren, da \hat{V} dann eindeutig mit $\hat{H}_{Scheibe}$ zusammenhängt. Sie stimmen genau mit den Gl. 2.20–2.21 des normalen Modells überein, wenn dort die extrahierbare Energiedichte um \hat{V} vermindert und die normierte Pulsenergiedichte mit dem Faktor $1 + \xi_V$ skaliert wird. So erklärt sich auch, warum man beim normalen Modell mit einem kleineren Wert der Sättigungsenergiedichte Q_s die beste Übereinstimmung erhält, da dies gerade der Skalierung der normierten Pulsenergiedichte entspricht. In dieser vereinfachten Version kann das erweiterte Modell also zur Verbesserung der Übereinstimmung verwendet werden, ohne dass sich der mathematische Aufwand erhöht. Der Wert von \hat{V} am Ende der Verstärkungsphase ist im vereinfachten erweiterten Modell durch

$$\hat{V}_{nach\ Verst} = \xi_V (\hat{H}_{Scheibe, vor\ Verst} - \hat{H}_{Scheibe, nach\ Verst}) \quad (2.75)$$

gegeben. Er sollte zum Ausdruck $\hat{H}_{Scheibe, nach\ Verst} - \hat{V}_{nach\ Verst}$ addiert werden, um einen sinnvollen Wert der extrahierbaren Energiedichte zu Beginn der Pumpphase zu erhalten. Dieses Vorgehen ist möglich, da die Anstiegszeit des Pumpprozesses um zwei Größenordnungen über der Zerfallszeit von \hat{V} liegt.

Erwähnenswert ist, dass das vereinfachte erweiterte Modell formal dem Modell von LOWDERMILK *et al.* [29] entspricht, da dort die Relaxation des unteren Laserniveaus (gain recovery) immer nur während des aktuellen Verstärkungsdurchgangs berücksichtigt wird. Präziser ist es natürlich, die Relaxation des unteren Laserniveaus durch eine separate Ratengleichung (Gl. 2.70) zu modellieren.

3 Pulsenergieschwankungen im rückwirkungsfreien Verstärkersystem

In diesem Kapitel werden verschiedene Schwankungen eines gepulsten Lasersystems, insbesondere Pulsenergieschwankungen, behandelt. Die wichtigsten Ursachen der Pulsenergieschwankungen werden identifiziert und hinsichtlich der Art ihres Einflusses bewertet. Schließlich wird die Kompensation der Schwankungen durch die Wahl geeigneter Betriebsparameter diskutiert.

3.1 Einführung zu Schwankungen

Welche Schwankungen bei Laserstrahlen auftreten können und welchen Einfluss sie auf typische Anwendungen haben, wird in diesem Unterkapitel kurz erörtert. Vor der weiteren Analyse von Pulsenergieschwankungen werden diese klar gegenüber Pulsenergiefluktuationen abgegrenzt.

3.1.1 Schwankungen der Eigenschaften von Laserpulsen

Mehr oder minder große Schwankungen können in jedem Lasersystem nachgewiesen werden. Deren Ursachen und noch mehr die Konzepte zu deren Vermeidung können sich jedoch von System zu System unterscheiden. Auch wenn sich die folgende Diskussion vor allem auf Pulsenergieschwankungen konzentriert, ist ein Laserpuls durch seine Pulsenergie nicht vollständig charakterisiert. Weitere Eigenschaften, wie z.B. die Wellenlänge, kennzeichnen den Laserpuls, und alle Eigenschaften sind auch gewissen Schwankungen unterworfen. Welche davon kritisch sind, hängt natürlich immer von der jeweiligen Anwendung ab und wird auch in der folgenden Zusammenstellung der wichtigsten Eigenschaften angesprochen.

- **Pulsenergie:** Schwankungen sind zumeist dann unproblematisch, wenn es wie etwa beim Perkussionsbohren auf die Gesamtenergie von vielen aufeinander folgenden Pulsen ankommt. Bei der Mikrostrukturierung mit einer Scanneroptik, wo jeder Einzelpuls auf eine andere Stelle trifft, können Pulsenergieschwankungen die Präzision der Bearbeitung hingegen verschlechtern. Auch bei der Erzeugung von UV-Strahlung durch Frequenzvervielfachung übertragen sich Pulsenergieschwankungen auf die Lichtpulse im Ultravioletten. Hierbei verstärken sich sogar die Schwankungen aufgrund der nichtlinearen Abhängigkeit der Konversionseffizienz.
- **Strahlage und Strahlrichtung:** Bei der Materialbearbeitung können Schwankungen dieser Art, insbesondere bei der Mikrostrukturierung, zu einer Verschlechterung des Ergebnisses führen, da nicht exakt an der gewünschten Stelle Material abgetragen

wird. Im zeitlichen Mittel wirken Strahl- und Strahlrichtungsschwankungen wie eine effektive Verschlechterung der Strahlqualität [47], was z.B. beim Perkussionsbohren größere Lochdurchmesser ergibt. Sollen die Laserpulse mit einem Target in der Größe des Fokus wechselwirken oder in einen Nachverstärker eingekoppelt werden, dann wirken sich diese Schwankungen genau wie Pulsenergieschwankungen aus.

- **Taillenlage, Taillendurchmesser, Strahlqualität:** Von Schwankungen der Strahlparameter erwartet man, dass sie den gleichen Einfluss wie Strahl- und Strahlrichtungsschwankungen haben.
- **Zeit-Jitter:** Schwankungen des Auskoppelzeitpunkts relativ zu dem durch die Repetitionsrate vorgegebenen Zeitraster sind bei der Materialbearbeitung mit Kurzpulslasern in der Regel unerheblich. Schwierigkeiten entstehen vor allem dann, wenn der Laserpuls z.B. bei messtechnischen Anwendungen mit einem anderen Ereignis synchronisiert werden muss.
- **Pulsdauer:** Bei konstanter Pulsenergie sind Schwankungen der Pulsdauer nichts anderes als Leistungsdichteschwankungen. Die Effizienz von nichtlinearen Prozessen, egal ob Materialabtrag oder Frequenzkonversion, hängt stark von der Leistungsdichte ab, so dass letztendlich ein ähnlicher Einfluss wie bei Pulsenergieschwankungen entsteht.
- **Spektrum:** Mehrphotonenprozesse bei hoher Leistungsdichte zeigen nur eine geringe Abhängigkeit von der exakten Wellenlänge der Laserpulse. Dazu gehört auch die Verdampfung der Materie bei der Materialbearbeitung oder die Erzeugung von UV-Strahlung. Eine Abhängigkeit von spektralen Schwankungen erwartet man eher bei messtechnischen Anwendungen (Spektroskopie, Pump-Probe-Experimente), die sich nichtlinearer Effekte zweiter oder dritter Ordnung bedienen.
- **Polarisation:** Bei einigen Wechselwirkungen der Laserpulse mit Materie ist auch die Polarisation von Bedeutung. Da der regenerative Verstärker aber gerade die Polarisationseigenschaft der Strahlung zur Auskopplung der Laserpulse verwendet, können nennenswerte Polarisationsschwankungen kaum entstehen.

Schwankungen der Pulsenergie sowie der Strahl- und Strahlrichtung stellen normalerweise das größte Problem dar. Strahl- und Strahlrichtungsschwankungen gehen im Allgemeinen immer mit Pulsenergieschwankungen einher. Dies liegt daran, dass die optische Achse des Resonators im regenerativen Verstärker die Strahlrichtung und Strahl- und Strahlrichtung definiert. Wenn die Resonatorachse, etwa aufgrund von Luftturbulenzen, schwankt, so wirkt sich dies gleichzeitig auf die Gesamtverstärkung (also auch auf die Ausgangspulsenergie) und auf die Strahl- und Strahlrichtung am Ausgang aus. So kann man Pulsenergieschwankungen insgesamt die größte Bedeutung beimessen, weshalb sie auch in dieser Arbeit untersucht werden.

3.1.2 Unterscheidung von Schwankungen und Fluktuationen

Eine physikalische Größe ist im einfachsten Fall konstant, hat also zu jeder Zeit den gleichen Wert. Von Konstanz kann auch bei zeitdiskreten Systemen gesprochen werden, wenn eine bestimmte Größe in jedem Zyklus den gleichen Wert annimmt. Dazu gehört auch die Ausgangspulsenergie dieses Verstärkersystems, die immer nur als Ergebnis eines Verstärkungszyklus definiert ist. Abweichungen von der Konstanz sollen hier nach der Art ihrer Entstehung klassifiziert werden:

- Zeitliche Änderungen der Ausgangspulsenergie sollen als Schwankungen bezeichnet werden, wenn sie durch äußere Störungen des Verstärkersystems, wie mechanische Schwingungen oder Luftturbulenzen, oder auf Schwankungen und langsame Veränderungen von anderen Größen zurückzuführen sind. Schwankungen können durch Reduktion der Störeinflüsse sehr klein werden, sind aber in jedem realen Lasersystem vorhanden. Sie können auf sehr unterschiedlichen Zeitskalen auftreten. Durch manche Einflüsse ändert sich die Ausgangspulsenergie langsam über Stunden, während manche Störungen sich auf jeden einzelnen Laserpuls anders auswirken. Die gerade beschriebenen Pulsenergieschwankungen werden in diesem Kapitel untersucht.
- Unabhängig von möglichen äußeren Störeinflüssen kann die Ausgangspulsenergie nur konstant sein, wenn das Verstärkersystem sich in einem stabilen Betriebszustand befindet. Wie beim bekannten Beispiel des Wasserhahns, der je nach Durchfluss gleichmäßig oder unregelmäßig tropft, kann die Dynamik im regenerativen Verstärker zu einem instabilen Betrieb führen. Das Ergebnis sind Fluktuationen der Ausgangspulsenergie, also deutliche Sprünge zwischen aufeinander folgenden Werten, die regelmäßig oder auch chaotisch sein können. Fluktuationen der Ausgangspulsenergie werden im Gegensatz zu Schwankungen nicht auf längeren Zeitskalen beobachtet, da die verantwortliche Dynamik immer von Laserpuls zu Laserpuls wirkt. Fluktuationen werden erst in Kap. 4 behandelt. Um Fluktuation durch Instabilitäten vorerst auszuschließen, werden in diesem Kapitel nur niedrige Repetitionsraten betrachtet.

Mit dem in Kap. 2.4.3 vorgestellten Mess- und Diagnosesystem können Pulsenergieschwankungen (und natürlich auch Fluktuationen) auf allen Zeitskalen untersucht werden, da es eine lückenlose Aufzeichnung der Pulsenergie jedes Einzelpulses ermöglicht. Natürlich können nur Schwankungen detektiert werden, die größer als der statistische Messfehler sind. Aus den einzelnen Messwerten berechnet sich

$$\Delta Q_{Puls} = \pm 2 \sqrt{\frac{\sum_{l=1}^{n_{Zyk}} (Q_{Puls}(l) - \bar{Q}_{Puls})^2}{n_l - 1}} \quad [J] \quad (3.1)$$

entsprechend der Norm [48] aus der Standardabweichung vom Mittelwert.

3.2 Die wichtigsten Störquellen und die Art ihrer Einflussnahme

Die für die Schwankungen verantwortlichen Störquellen werden in diesem Unterkapitel in drei Gruppen eingeteilt, die nacheinander angesprochen werden. Dabei wird neben dem Mechanismus, über den sich die jeweiligen Schwankungen auf die Pulsenergie übertragen, auch die Stärke der Beeinflussung und die typische Zeitskala diskutiert.

3.2.1 Gruppierung der Störquellen

Zur Klassifizierung der Ursachen wird die Ausgangspulsenergie als Produkt der in den regenerativen Verstärker eingekoppelten Pulsenergie, dem Gesamtverstärkungsfaktor und dem Gesamtverlustfaktor

$$Q_{Puls, Ausgang} = Q_{Puls, vor Verst} G_{Verst} V_{Verst} \quad [J] \quad (3.2)$$

betrachtet. Der Vorteil dieser Darstellung ist, dass sich die relativen Schwankungen dieser drei Größen nach den Regeln der Fehlerfortpflanzung einfach zur relativen Schwankung der Ausgangspulsenergie

$$|\Delta \ln(Q_{Puls, Ausgang})| \leq |\Delta \ln(Q_{Puls, vor Verst})| + |\Delta \ln(G_{Verst})| + |\Delta \ln(V_{Verst})| \quad (3.3)$$

addieren. Der Einfluss der Schwankungen der Pulsenergie vor der Verstärkung, des Gesamtverstärkungsfaktors und des Gesamtverlustfaktors lassen sich somit im Folgenden getrennt diskutieren.

Durch die Reduktion der extrahierbaren Energiedichte in der Verstärkungsphase ist der Gesamtverstärkungsfaktor jedoch nicht unabhängig von den anderen beiden Größen, weshalb Gl. 3.3 eine Ungleichung ist. Durch Wahl entsprechender Betriebsparameter können sich die einzelnen Schwankungen sogar gegenseitig kompensieren, so dass trotz Schwankungen bestimmter Größen des Verstärkersystems eine konstante Ausgangspulsenergie erzielt wird. Diese Möglichkeit wird in Kap. 3.3 erörtert.

3.2.2 Schwankungen der Pulsenergie vor der Verstärkung

Die Pulsenergie zu Beginn der Verstärkungsphase entspricht der Ausgangspulsenergie des Seedlasers, vermindert um die Verluste im Pulspicker und die Einkoppelverluste:

$$Q_{Puls, vor Verst} = Q_{Puls, Seedlaser} T_{Pulspicker} \eta_{Einkopplung} \quad [J] \quad (3.4)$$

So ist die relative Schwankung von $Q_{Puls, vor Verst}$ durch die Summe

$$|\Delta \ln(Q_{Puls, vor Verst})| = |\Delta \ln(Q_{Puls, Seedlaser})| + |\Delta \ln(T_{Pulspicker})| + |\Delta \ln(\eta_{Einkopplung})| \quad (3.5)$$

gegeben.

Beim Seedlaser ist es möglich, dass dynamische Instabilitäten (z.B. Tendenz zu Q-switch mode locking [49]) auf der Zeitskala der Repetitionsrate des Seedlasers zu Pulsenergiefluktuationen führen. Ansonsten verhält sich der Seedlaser hinsichtlich der Konstanz der mittleren Ausgangsleistung wie ein normaler Dauerstrichlaser. Ist der Seedlaser gegenüber Luftturbulenzen und mechanischen Schwingungen gut abgeschirmt, dominieren Pulsenergieschwankungen auf einer längeren Zeitskala (Minuten bis Stunden), die durch Temperaturänderungen hervorgerufen werden.

Im Pulspicker findet keine nennenswerte Erwärmung des elektrooptischen Kristalls durch den transmittierten Laserstrahl statt, so dass Transmissionsschwankungen vor allem auf Schwankungen der zum Schalten verwendeten Hochspannung zurückzuführen sind. Die Transmission des Pulspickers

$$T_{\text{Pulspicker}} = \sin^2 \left(\frac{\pi}{4} \frac{2U_{\text{Pockelszelle}}}{U_{\lambda/4}} \right) \quad (3.6)$$

hängt vom Verhältnis der am elektrooptischen Kristall anliegenden Spannung $U_{\text{Pockelszelle}}$ zur Lambda-Viertel-Spannung $U_{\lambda/4}$ ab [50]. Bei der Verwendung im Doppeldurchgang (daher der Faktor 2) wird ein Laserpuls durch Anlegen der Lambda-Viertel-Spannung vollständig ausgewählt. Die relative Schwankung der Transmission des Pulspickers

$$\left| \Delta \ln(T_{\text{Pulspicker}}) \right| = \left| \frac{\pi}{4} \tan \left(\frac{\pi}{4} \frac{2^* U_{\text{Pockelszelle}} - 2U_{\lambda/4}}{U_{\lambda/4}} \right) \right| \cdot \left| \Delta \frac{2^* U_{\text{Pockelszelle}}}{U_{\lambda/4}} \right|, \quad (3.7)$$

verschwindet in diesem Fall bei kleinen Spannungsschwankungen in erster Näherung ganz. Nur bei falsch eingestellter Schaltspannung, aber auch bei fehlerhafter Justage des elektrooptischen Kristalls E1, haben kleine Spannungsschwankungen einen merklichen Einfluss. (Um die Spannungsschwankung einer Pockelszelle optisch zu vermessen, muss deshalb durch Wahl der Spannung oder durch Anpassung der Polarisation für eine ausreichende Variation der Transmission gesorgt werden.) Damit durch Zeit-Jitter keine Spannungsschwankungen entstehen, darf innerhalb der Schaltzeit der Pockelszelle 1 kein Laserpuls transmittiert werden.

Schwankungen der Einkoppleffizienz ergeben sich, wenn die Strahlparameter, die Strahlage oder die Strahlrichtung des Seedlasers und des regenerativen Verstärkers relativ zueinander nicht konstant sind. Typische Zeitskalen reichen von Sekundenbruchteilen bei Luftverwirbelungen oder mechanischen Schwingungen bis hin zu Stunden bei einer thermischen Verformung des Aufbaus. Die Einkoppleffizienz $\eta_{\text{Einkopplung}}$ kann als Produkt der beiden Einkoppleffizienzen [51]

$$\eta_{\text{Einkopplung, Strahlparameter}} = \prod_{d \in \{x, y\}} \sqrt{\frac{4z_{R, \text{Seed}, d} z_{R, \text{Verst}, d}}{(z_{R, \text{Seed}, d} + z_{R, \text{Verst}, d})^2 + (z_{0, \text{Seed}, d} - z_{0, \text{Verst}, d})^2}} \quad (3.8)$$

$$\eta_{\text{Einkopplung, Strahlage}} = \prod_{d \in \{x, y\}} \exp\left(-\left(\frac{2\alpha_d}{\Theta_d}\right)^2 - \left(\frac{a_{0, d}}{w_{0, d}}\right)^2\right) \quad (3.9)$$

geschrieben werden. Sie hängt von der Rayleighlänge z_R , der Fokuslage z_0 , dem vollen Divergenzwinkel Θ , dem Kippwinkel α und dem Versatz a_0 der beiden Strahlen ab. Ähnliche Strahlparameter und eine gute Überlagerung der Laserstrahlen erlauben eine TAYLORentwicklung der beiden Einkoppeleffizienzen

$$\eta_{\text{Einkopplung, Strahlparameter}} \approx 1 - \sum_{d \in \{x, y\}} \left(\frac{1}{2} \left(\frac{w_{0, \text{Seed}, d} - w_{0, \text{Verst}, d}}{w_{0, d}} \right)^2 + \frac{1}{8} \left(\frac{z_{0, \text{Seed}, d} - z_{0, \text{Verst}, d}}{z_{R, d}} \right)^2 \right) \quad (3.10)$$

$$\eta_{\text{Einkopplung, Strahlage}} \approx 1 - \sum_{d \in \{x, y\}} \left(\left(\frac{2\alpha_d}{\Theta_d} \right)^2 + \left(\frac{a_{0, d}}{w_{0, d}} \right)^2 \right), \quad (3.11)$$

die bis zur zweiten Ordnung durchgeführt wird. In beiden Gleichungen ist die Abweichung von eins durch quadratische Terme gegeben. Bei identischen Strahlparametern und einer optimalen Überlagerung haben kleine Schwankungen bei den jeweiligen Größen deshalb keine Auswirkung auf die Einkoppeleffizienz. Der Einfluss der Schwankungen wächst linear mit der Fehlanpassung bzw. der Fehljustage. Eine gute Anpassung der Strahlparameter und eine optimale Justage des Verstärkersystems reduzieren somit Schwankungen der Einkoppeleffizienz.

3.2.3 Schwankungen der Gesamtverstärkung

Die Gesamtverstärkung lässt sich entsprechend Gl. 2.27 auf

$$G_{\text{Verst}} \approx \exp(2n_{Dd} \hat{H}_{\text{Scheibe, vor Verst}}) \quad (3.12)$$

abgeschätzt, wenn die Abnahme der extrahierbaren Energiedichte vernachlässigt wird. Die relative Schwankung der Gesamtverstärkung berechnet sich daraus zu

$$|\Delta \ln(G_{\text{Verst}})| \leq \ln(G_{\text{Verst}}) \left| \Delta \ln(\hat{H}_{\text{Scheibe, vor Verst}}) \right| + 2\hat{H}_{\text{Scheibe, vor Verst}} |\Delta n_{Dd}|, \quad (3.13)$$

wobei die Gleichheit nur bei vernachlässigbarer Energiereduktion der Scheibe gilt. Durch den Vorfaktor $\ln(G_{\text{Verst}})$ ist der Einfluss von Schwankungen der extrahierbaren Energiedichte dann besonders groß, wenn eine Verstärkung um viele Größenordnungen realisiert wird.

Eine Ursache von Schwankungen der extrahierbaren Energiedichte sind Pumpleistungsschwankungen. Die Pumpleistung verändert sich mit dem Pumpdiodenstrom (Zeitskala entsprechend der Restwelligkeit) und der Pumpdiodentemperatur (Zeitskala

im Minutenbereich) und ist so Schwankungen unterworfen, die sich direkt auf die extrahierbare Energiedichte nach der Pumpphase auswirken. Über die Pumpwellenlänge nimmt die Pumpdiodentemperatur außerdem Einfluss auf die Absorptionseffizienz. Es gibt daher eine ideale Pumpdiodentemperatur, bei der sich die kleiner werdende Pumpleistung und die Zunahme der Absorptionseffizienz bei einer kleinen Temperaturerhöhung kompensieren.

Auch Schwankungen im Kühlkreislauf (Zeitskala im Minutenbereich) der Scheibe wirken sich aufgrund der Temperaturabhängigkeit der Lasereigenschaften von Yb:YAG auf die extrahierbare Energiedichte aus. Hier gibt es allerdings keine Kompensationsmöglichkeit, da sich die Lasereigenschaften über den gesamten Temperaturbereich monoton mit steigender Temperatur verschlechtern.

Schließlich beeinflusst ein Wellenlängendrift des Seedlasers die extrahierbare Energiedichte (im Sinne der Verstärkung) mit einer Zeitskala von Minuten bis Stunden. Bei der optimalen Seedwellenlänge von 1030 nm ist dieser Einfluss natürlich geringer als an der Flanke der Verstärkungskurve von Yb:YAG.

Der Auskoppelzeitpunkt ist auch Schwankungen unterworfen, die sich aber nicht auf die Anzahl der Umläufe als natürliche Zahl übertragen, solange der Zeit-Jitter der Steuerelektronik nicht zu groß (<1 ns) ist. Bei Verstärkungszeiten von einigen Mikrosekunden ist dazu ggf. eine temperaturkompensierte Zeitstufe nötig. Das eigentliche Problem von größeren Schwankungen der Verstärkungszeit ist, dass Doppelpulse ausgekoppelt werden, falls der umlaufende Laserpuls die Pockelszelle während des Schaltvorgangs durchquert. Da dies auf jeden Fall verhindert werden muss, ist auch die Schwankung der Umlaufzahl gleich null.

3.2.4 Schwankungen der Gesamtverluste

Sieht man von nichtlinearen Verlusten vorerst ab, so steigt auch der Gesamtverlustfaktor

$$V_{Verst} = \exp(-n_{Um}v_{Um}) \quad (3.14)$$

entsprechend Gl. 2.27 exponentiell mit der Anzahl der Umläufe an. Die relative Schwankung des Gesamtverlustfaktors berechnet sich dann zu

$$|\Delta \ln(V_{Verst})| = \ln(V_{Verst})|\Delta \ln(v_{Um})| + v_{Um}|\Delta n_{Um}| \quad (3.15)$$

und zeigt bei großen Gesamtverlusten eine starke Abhängigkeit von der relativen Schwankung der Umlaufverluste. Diese Problematik wurde bereits bei Schwankungen der extrahierbaren Energiedichte festgestellt. Ebenso ist wie in Gl. 3.13 der zweite Summand in Gl. 3.15 ohne Bedeutung, da die Anzahl der Umläufe konstant sein sollte.

Durch Absorption, Streuung, unerwünschte Reflexion oder Transmission geht an allen optischen Komponenten ein gewisser Teil der umlaufenden Leistung verloren. Sofern

es keine Degradation der Komponenten gibt, sind diese Verluste aber kaum Schwankungen unterworfen.

Depolarisationsverluste am Dünnschichtpolarisator schwanken hingegen stärker (Zeitskala Minuten), wenn sie durch eine Erwärmung des elektrooptischen Kristalls verursacht werden. Natürlich können sie auch durch Schwankungen der zum Schalten verwendeten Hochspannung (siehe Kap. 3.2.2) entstehen.

Die thermische Linse der Scheibe, aber auch die der restlichen Komponenten, trägt zu den Umlaufverlusten bei. Der sphärische Anteil wirkt über eine Veränderung der Modendurchmesser im Resonator, der nichtsphärische Anteil über Beugungseffekte auf die Umlaufverluste. Schwankungen der thermischen Linse können so Verlustschwankungen hervorrufen. Durch die aktive Kühlung ist die Scheibe sehr schnell in einem thermischen Gleichgewicht, während die Erwärmung der restlichen Komponenten auf einer längeren Zeitskala (einige Minuten bis eine Stunde) stattfindet. Für einzelne Komponenten, z.B. für die Scheibe, kann der Resonator dynamisch stabil ausgelegt werden (siehe Kap. 2.2.7), so dass kleine Schwankungen des sphärischen Anteils keine Rolle spielen.

Lage- und Richtungsschwankungen der Resonatorachse können durch Absorption des umlaufenden Laserpulses an der Apertur der Pockelszelle oder im ungepumpten Bereich der Scheibe zu deutlichen Schwankungen der Umlaufverluste führen. Hervorgerufen werden sie durch Luftverwirbelungen (Zeitskala: Sekundenbruchteile bis Sekunden), mechanische Schwingungen (Zeitskala: Millisekunden) oder durch eine erwärmungsbedingte Dejustage (Zeitskala Minuten bis Stunden) des Resonators. Die Dejustage wird nicht nur durch eine mechanische Verformung der Halter und des Gehäuses, sondern auch durch die linearen (einen optischen Keil hervorrufenden) Anteile einer unsymmetrischen thermischen Linse einer der optischen Komponenten verursacht. Da die Umlaufverluste bei optimaler Justage des Resonators minimal sind und quadratisch mit einer Abweichung davon zunehmen [29], ist ein optimal justierter Resonator gegenüber Strahllage- und Strahlrichtungsschwankungen am wenigsten empfindlich. Neben der Beachtung der Justagestabilität bei der Resonatorauslegung (siehe Kap. 2.2.7) bleibt nur, eine temperaturstabile Mechanik zu verwenden und eine asymmetrische Erwärmung der optischen Komponenten zu verhindern.

3.3 Betriebsparameter zur Reduktion von Pulsenergieschwankungen

Nicht immer lassen sich Störquellen so weit reduzieren, dass die Konstanz der Ausgangspulsenergie befriedigend ist. In diesem Unterkapitel wird deshalb untersucht, inwieweit der Einfluss bestimmter Schwankungen nur durch die Wahl geeigneter Betriebsparameter eliminiert werden kann.

3.3.1 Schwankungen der Anzahl der Umläufe

Die Anzahl der Umläufe im Resonator gehört zu den vier Größen ($\hat{H}_{Scheibe, vor Verst}$, $\hat{H}_{Puls, vor Verst}$, v_{Dd} , n_{Dd}), die laut Gl. 2.23 und Gl. 2.25 die Pulsenergiedichte nach der Verstärkungsphase bestimmen. Auch wenn Schwankungen der Anzahl der Umläufe in einem Verstärkersystem ganz vermeidbar sind, werden sie der Vollständigkeit halber hier trotzdem erwähnt. Aus Gl. 2.21 ergibt sich das offensichtliche Ergebnis

$$\left| \Delta \ln(Q_{Puls, Ausgang}) \right| = n_{Dd / Um} (2\hat{H}_{Scheibe, nach Verst} - v_{Dd}) \cdot |\Delta n_{Um}|, \quad (3.16)$$

dass die Schwankung der Ausgangspulsenergie durch die Nettoverstärkung an die Schwankung der Anzahl der Umläufe gekoppelt ist. Wenn der Laserpuls beim Maximum der Pulsenergie, an dem die Nettoverstärkung gerade null ist, ausgekoppelt wird, ist die Abhängigkeit der Ausgangspulsenergie von der Anzahl der Umläufe gering. (Es sei aber nochmals darauf hingewiesen, dass bei einer kontinuierlichen Variation der Verstärkungszeit Doppelpulse entstehen.)

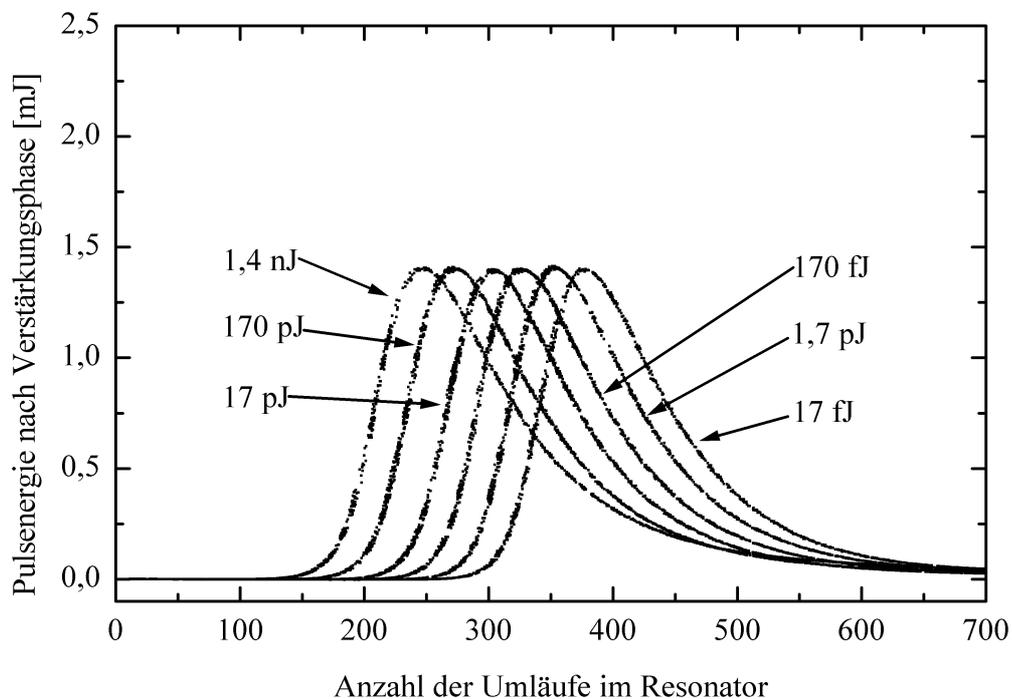


Abbildung 3.1: Gemessene Ausgangspulsenergie als Funktion der Anzahl der Umläufe. Das Maximum der Pulsenergie verschiebt sich bei einer Variation der Pulsenergie zu Beginn der Verstärkungsphase, aber der Wert selbst bleibt unverändert. Wird der Laserpuls beim Maximum ausgekoppelt, ist die Pulsenergie invariant gegenüber kleinen Schwankungen der Pulsenergie zu Beginn der Verstärkungsphase.

3.3.2 Schwankungen der Anfangspulsenergie

Da am Anfang der Verstärkungsphase bei kleinen Pulsenergien die Reduktion der extrahierbaren Energiedichte verschwindend gering ist, können Schwankungen der Pulsenergie vor der Verstärkung gemäß Gl. 2.21 einfach als Schwankungen der Umlaufzahl angesehen werden. Zusammen mit Gl. 3.16 ergibt sich dann

$$\left| \Delta \ln(Q_{Puls, Ausgang}) \right| = \frac{2\hat{H}_{Scheibe, nach Verst} - v_{Dd}}{2\hat{H}_{Scheibe, vor Verst} - v_{Dd}} \left| \Delta \ln(Q_{Puls, vor Verst}) \right| \quad (3.17)$$

für die Schwankung der Ausgangspulsenergie. Wie schon in Kap. 3.3.1 genügt es dann, genau bis zur maximal erreichbaren Pulsenergie zu verstärken, um den Einfluss der Pulsenergie vor der Verstärkungsphase zu eliminieren. Abb. 3.1 illustriert diesen Ansatz anhand von sechs Messkurven bei verschiedenen Pulsenergien vor der Verstärkungsphase. Die maximal erzielbare Ausgangspulsenergie ist konstant. Selbst wenn sich $Q_{Puls, vor Verst}$ innerhalb einer Größenordnung ändert, werden beim optimalen Auskoppelzeitpunkt immer 95–100 % der maximal erzielbaren Ausgangspulsenergie extrahiert.

3.3.3 Schwankungen der extrahierbaren Energiedichte

Bei großer Gesamtverstärkung gilt während der meisten Umläufe der von Gl. 2.27 beschriebene exponentielle Energiezuwachs. Eine Erhöhung der Nettoverstärkung pro Doppeldurchgang ($2\hat{H}_{Scheibe, vor Verst} - v_{Dd}$), d.h. eine Vergrößerung der extrahierbaren Energiedichte am Anfang oder eine Reduktion der Verluste, reduziert dann die Anzahl der bis zum Erreichen des Pulsenergiemaximums benötigten Umläufe. Anders als bei Schwankungen der Pulsenergie vor der Verstärkung ist der erreichbare Maximalwert aber nicht konstant.

Umformen von Gl. 2.49 ergibt die maximal erreichbare Pulsenergiedichte

$$\hat{H}_{Puls, max} = \hat{H}_{Puls, vor Verst} + \hat{H}_{Scheibe, vor Verst} - \frac{v_{Dd}}{2} \left(1 + \ln \left(\frac{2\hat{H}_{Scheibe, vor Verst}}{v_{Dd}} \right) \right) \quad (3.18)$$

und das daraus berechnete Differenzial

$$d\hat{H}_{Puls, max} = \underbrace{d\hat{H}_{Puls, vor Verst}}_{\approx 0} + \underbrace{\left(1 - \frac{v_{Dd}}{2\hat{H}_{Scheibe, vor Verst}} \right)}_{>0} d\hat{H}_{Scheibe, vor Verst} + \underbrace{\ln \left(\frac{v_{Dd}}{2\hat{H}_{Scheibe, vor Verst}} \right)}_{<0} d \frac{v_{Dd}}{2} \quad (3.19)$$

Bei anfänglich positiver Nettoverstärkung führt eine Vergrößerung der extrahierbaren Energiedichte oder eine Reduktion der Verluste grundsätzlich zur einer Steigerung der

maximal extrahierbaren Pulsenergiesdichte. Das Verstärkung/Verlust-Verhältnis vor der Verstärkungsphase bestimmt jeweils, wie stark sich Schwankungen von $\hat{H}_{\text{Scheibe, vor Verst}}$ oder v_{Dd} auf die maximal extrahierbare Pulsenergiesdichte auswirken.

Eine entsprechende Analyse für regenerative Verstärker, bei denen das laseraktive Material nicht in Reflexion durchlaufen wird, findet sich bereits in Ref. 29. Leider fehlt dort der Hinweis, dass diese Analyse nicht gilt, wenn der Laserpuls nach einer vorgegebenen Anzahl von Umläufen (also nicht beim Erreichen der maximalen Pulsenergie) ausgekoppelt wird. In diesem Fall ist eine analytische Behandlung auch nicht möglich.

Experimentell können Schwankungen der extrahierbaren Energiedichte vor der Verstärkungsphase durch eine Variation des Pumpdiodenstroms untersucht werden. In den in Abb. 3.2 dargestellten Messkurven verschiebt sich das Maximum der Ausgangspulsenergie wie erwartet von rechts unten nach links oben, wenn die Pumpleistung erhöht wird. Die Schnittpunkte zweier benachbarter Kurven zeigen ungefähr an, bei welcher Anzahl der Umläufe die Ausgangspulsenergie invariant gegenüber kleinen Änderungen der Pumpleistung ist.

Genauer erkennt man den Einfluss kleiner Schwankungen der extrahierbaren Energiedichte vor der Verstärkungsphase in der Simulation in Abb. 3.3. Damit sich die

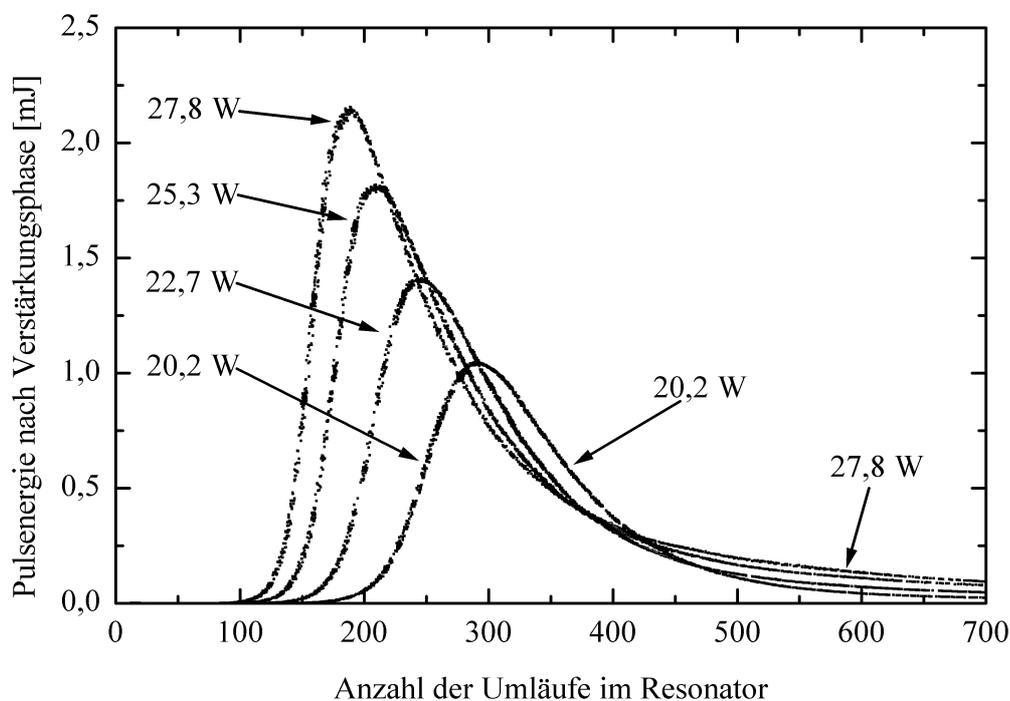


Abbildung 3.2: Gemessene Ausgangspulsenergie als Funktion der Anzahl der Umläufe. Bei einer Verringerung der Pumpleistung nimmt die maximal erreichbare Ausgangspulsenergie ab und gleichzeitig werden mehr Umläufe benötigt, um den Laserpuls bis zu dieser Energie zu verstärken. Wird beim Maximum der Pulsenergie ausgekoppelt, so ist die Ausgangspulsenergie nicht invariant gegenüber Schwankungen der Pumpleistung.

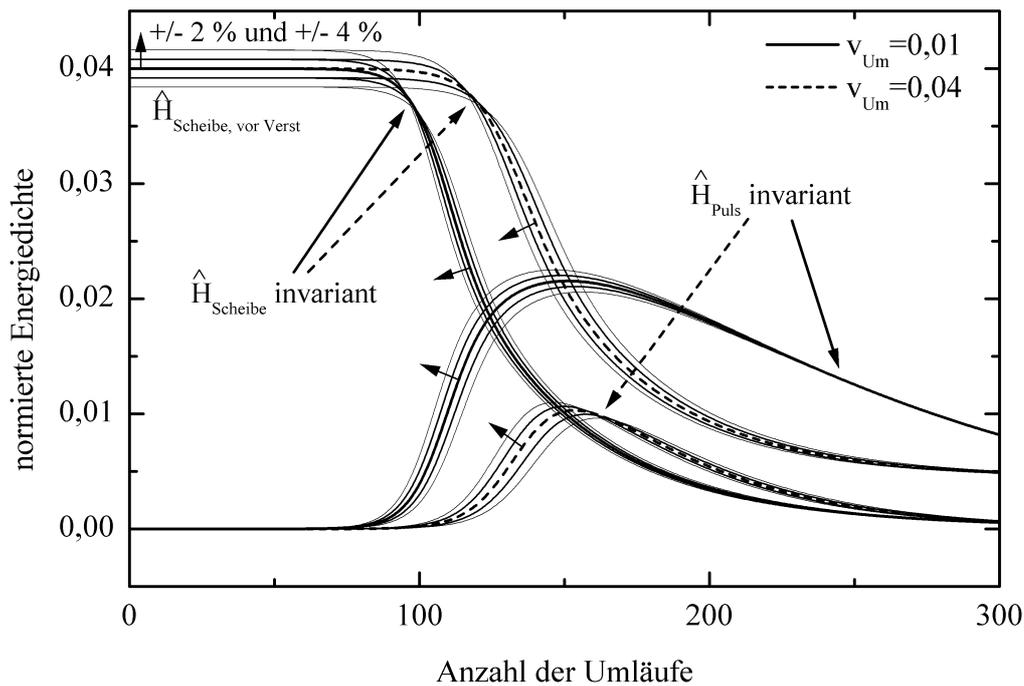


Abbildung 3.3: Normierte Pulsenergieschwankungen und extrahierbare Energiedichte nach der Verstärkungsphase als Funktion der Anzahl der Umläufe. Die Pfeile zeigen an, in welche Richtung sich die Kurven verändern, wenn die extrahierbare Energiedichte zu Beginn der Verstärkungsphase größer wird. Bei einem geeigneten Auskoppelzeitpunkt ist die Ausgangspulsenergie invariant gegenüber kleinen Schwankungen der extrahierbaren Energiedichte vor der Verstärkungsphase.

Schwankungen nicht auf die Ausgangspulsenergie übertragen, darf erst einige Umläufe nach Erreichen des Pulsenergiemaximums ausgekoppelt werden. Bei kleinen Umlaufverlusten (1 % in der Abbildung) geht dabei aber ein beträchtlicher Anteil der bereits vorhandenen Pulsenergie wieder verloren. Außerdem sind dann sowohl die lineare als auch die quadratische akkumulierte Pulsenergieschwankungen unverhältnismäßig groß. Eine Kompensation der Schwankungen ist also nur bei hinreichend großen Umlaufverlusten (4 % in der Abbildung) zu empfehlen.

Es muss betont werden, dass es nur bei niedrigen Repetitionsraten richtig ist, direkt die Schwankungen der Pulsenergieschwankungen zu kompensieren. Bei hohen Repetitionsraten werden in der kurzen Pumpphase Schwankungen der extrahierbaren Energiedichte nicht ausgeglichen (siehe Kap. 4), so dass auch deren Kompensation angestrebt werden muss. Wie in Abb. 3.3 zu sehen, sind die extrahierbaren Energiedichten am Ende der Verstärkungsphase und die Ausgangspulsenergie aber bei ganz verschiedenen Auskoppelzeitpunkten invariant gegenüber Schwankungen.

3.3.4 Schwankungen der Umlaufverluste

Eine Vergrößerung der Verluste erhöht, wie bereits in Kap. 3.3.3 erwähnt, die Anzahl der bis zum Erreichen des Pulsenergiemaximums benötigten Umläufe. Gleichzeitig sinkt die maximale Pulsenergie, wie es aus dem letzten Term von Gl. 3.19 ersichtlich ist. So findet sich bei einer Variation der Umlaufverluste, wie sie auch in Abb. 3.4 dargestellt ist, ein ähnliches Verhalten wie bei der Variation der Pumpleistung. Dies ist nicht weiter verwunderlich, da in beiden Fällen die selbe Größe, nämlich die Nettoverstärkung zu Beginn der Verstärkungsphase variiert wird.

Trotzdem unterscheiden sich die beiden Fälle: Bei identischer Verringerung der Nettoverstärkung, im ersten Fall durch Vermindern der extrahierbaren Energiedichte vor der Verstärkungsphase, im zweiten Fall durch Erhöhen der Verluste pro Einfachdurchgang, nimmt die maximal extrahierbare Energiedichte gemäß Gl. 3.19 im zweiten Fall schneller ab. Dies gilt insbesondere bei hohem Gewinn/Verlust-Verhältnis. So erklärt es sich, dass die Ortskurve aller Pulsenergiemaxima in Abb. 3.4 (bei kleinen Verlusten) deutlich steiler verläuft als diejenige in Abb. 3.2. Durch dieses Verhalten ist eine Kompensation von Verlustschwankungen bei gutem Gewinn/Verlust-Verhältnis kaum möglich.

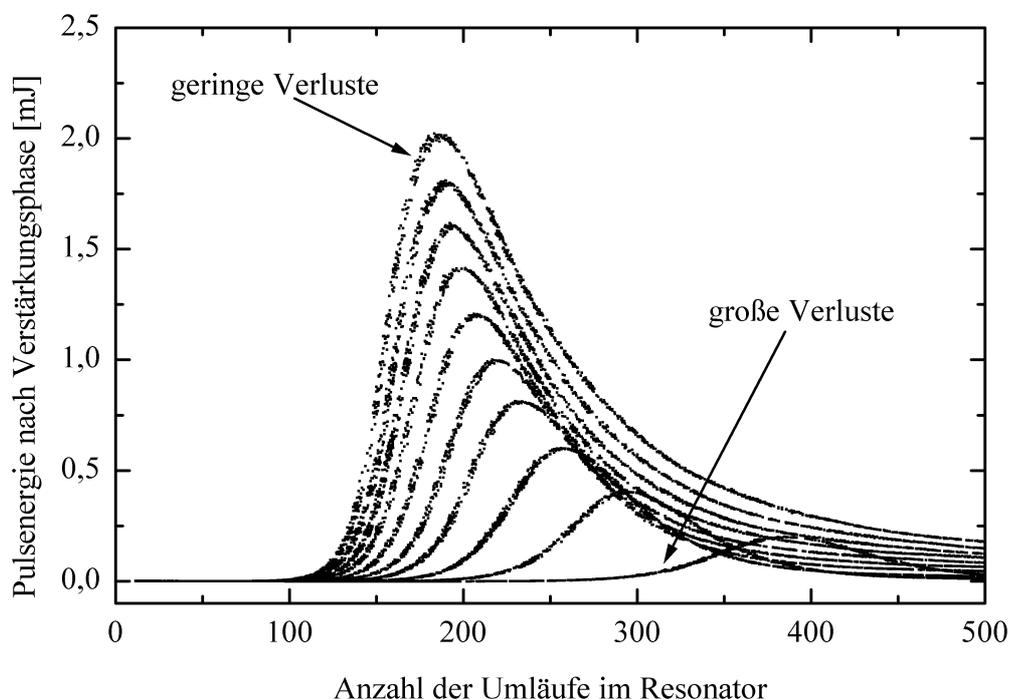


Abbildung 3.4: Gemessene Ausgangspulsenergie als Funktion der Anzahl der Umläufe. Werden in den Resonator zusätzliche Verluste eingebracht, so sinkt die maximal extrahierbare Pulsenergie, und die Anzahl der zum Erreichen der maximalen Pulsenergie benötigten Umläufe steigt an. Nur bei hinreichend großen Verlusten schneiden sich die einzelnen Kurven, was Voraussetzung für eine Kompensation der Verlustschwankungen ist.

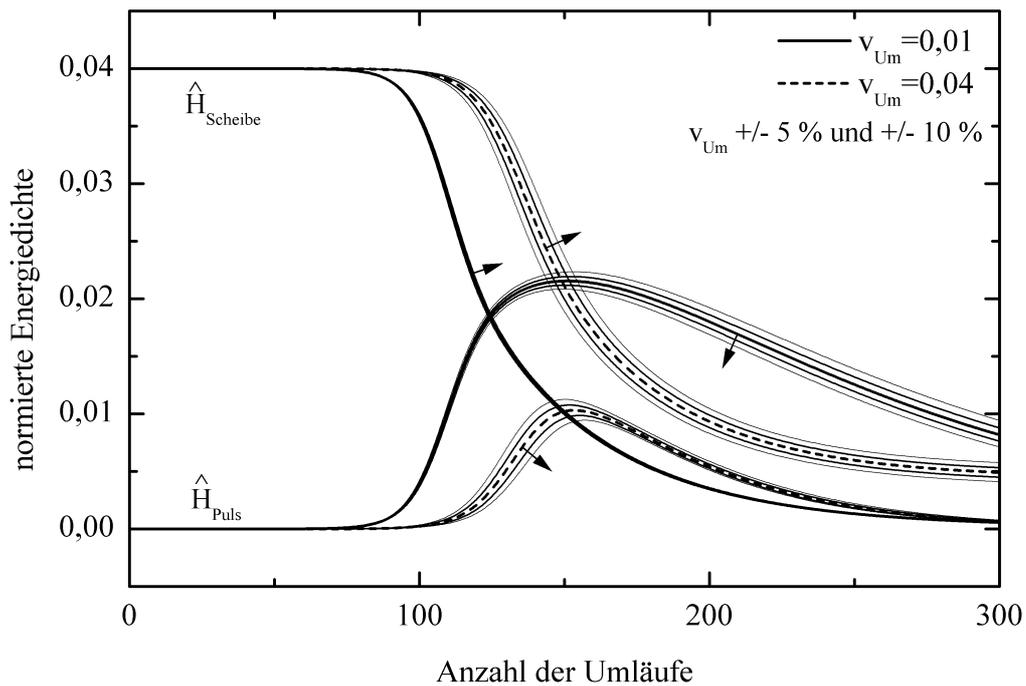


Abbildung 3.5: Normierte Pulsenergieschwankungen und extrahierbare Energiedichten nach der Verstärkungsphase als Funktion der Anzahl der Umläufe. Die Pfeile zeigen an, in welche Richtung sich die Kurven mit größer werdenden Umlaufverlusten ändern. Bei typischen Umlaufverlusten ist eine vollständige Kompensation von Verlustschwankungen nicht möglich.

Dies wird auch durch die Simulation in Abb. 3.5, die die selben Parameter zugrunde liegen wie in Abb. 3.3, bestätigt. Bei sehr kleinen Umlaufverlusten (1 % in der Abbildung) machen sich Schwankungen der Verluste erst nach vielen Umläufen deutlich bemerkbar. Daher ist es zur Reduktion des Einflusses der Verlustschwankung günstig, den Laserpuls relativ früh auszukoppeln. Auch bei 4 % Umlaufverlusten ist eine Kompensation der Umlaufverluste noch nicht möglich, wobei ein Auskoppelzeitpunkt nach dem Pulsenergiemaximum, die Schwankungen der Ausgangspulsenergie schon deutlich reduziert. Erst bei noch höheren Umlaufverlusten ist eine vollständige Kompensation der Verlustschwankungen durchführbar. Grundsätzlich sollte aber auch hier der negative Einfluss auf die restlichen Optimierungskriterien bedacht werden.

4 Pulsenergiefluktuation durch Rückwirkungen im Verstärkersystem

Nach einer allgemeinen Einführung konzentriert sich dieses Kapitel auf die Ursachen von Pulsenergiefluktuationen im regenerativen Verstärker und deren Modellierung. Damit lässt sich vorhersagen, unter welchen Betriebsbedingungen Instabilitäten zu erwarten sind und welchen Wirkungsgradverlust sie verursachen. Das Modell wird durch experimentelle Variation aller wichtiger Kontrollparameter verifiziert, wobei auch die verschiedenen Arten des instabilen Betriebs untersucht werden.

4.1 Einführung zur nichtlinearen Dynamik

Dieses Unterkapitel verschafft einen Überblick über Instabilitäten und chaotisches Verhalten in verschiedenen Lasersystemen. Anschließend wird für das untersuchte Verstärkersystem der die Instabilitäten verursachende Mechanismus identifiziert. Vor der weiteren Analyse der Stabilität wird eine knappe Einführung in den mathematischen Hintergrund entsprechender Systeme gegeben.

4.1.1 Nichtlineare Dynamik und Chaos bei Lasern

Zum chaotischem Verhalten von Lasern gibt es zwei komplementäre Fragestellungen: Wie kann Chaos in einem Lasersystem herbeigeführt und wie kann es vermieden werden? Laser wurden oft als Experimentalsystem für chaotisches Verhalten verwendet, da sich die Kontrollparameter gut steuern und die Zustandsvariablen des Systems sich leicht messen lassen. Der instabile Betrieb muss in der Regel durch Modulation bestimmter Größen oder untypische Betriebsparameter herbeigeführt werden. Viel seltener wird chaotisches Verhalten in Lasern als störende Eigenschaft dargestellt, was aber daran liegen kann, dass unerwünschte Ergebnisse oft unveröffentlicht bleiben. Im hier vorgestellten Verstärkersystem führt das instabile Verhalten bei bestimmten Repetitionsraten zu Wirkungsgradeinbußen von bis zu 30 %.

Bis Anfang 1980 ging man allgemein davon aus, dass jeder Laser in einen stabilen Betriebszustand übergeht, wenn nur alle äußeren Störungen gering genug gehalten werden. Tatsächlich sind pulsformige Modulationen der Ausgangsleistung (so genanntes Spiking [39]) bei den meisten Lasern nur während des Einschaltvorgangs, wenn also die Betriebsparameter schlagartig geändert werden, zu beobachten. Ebenso werden Relaxationsoszillationen [39], bei denen Energie zwischen laseraktivem Medium und dem elektromagnetischen Feld des Lasers hin und her schwingt, immer von äußeren Störungen angestoßen.

Von diesen beiden Effekten abgesehen, zeigen Laser der Klasse B [39], bei denen also die Polarisation des laseraktiven Materials adiabatisch eliminiert werden kann, keine weiteren der Laserdynamik zuzuschreibenden Instabilitäten. Erst in Lasern der Klasse C [39], deren Dynamik mit drei Ratengleichungen modelliert werden muss, entstehen selbst ohne äußere Störungen chaotische Fluktuationen der Laserleistung. Voraussetzung ist aber, dass eine Art zweite Laserschwelle überschritten wird, die bei den meisten Systemen relativ hoch ist. Durch einen zusätzlichen, äußeren Rückkopplungsmechanismus oder durch Modulation einer physikalischen Größe des Lasers kann jedoch auch bei Lasern der Klasse B instabiles oder chaotisches Verhalten herbeigeführt werden. So kam es, dass Chaos zuerst in einem modulierten CO₂-Laser [52] (1982) experimentell nachgewiesen wurde.

Die folgenden Jahre der Laserforschung waren von einem großen Interesse an nichtlinearer Dynamik und Chaos geprägt. Chaotisches Verhalten wurde in modulierten Gas- und Festkörperlasern, in gütegeschalteten Lasersystemen, in modengekoppelten Lasern sowie in Lasern mit zusätzlichen elektrischen oder optischen Rückkopplungsmechanismen untersucht. Eine gute Übersicht der Vielfalt chaotischen Verhaltens bei Lasern und der geschichtlichen Entwicklung findet sich z.B. in Ref. 53 und Ref. 54. Angesichts der großen Zahl von Veröffentlichungen zu diesem Thema, von denen die meisten aus den 80er-Jahren stammen, erscheint es erstaunlich, dass chaotische Pulsenergiefluktuationen im regenerativen Verstärker zum ersten Mal im Jahr 2002 vom Autor publiziert wurden [55]. Eine mögliche Erklärung dafür ist, dass während der Zeit des größten Interesses an chaotischem Verhalten die Repetitionsrate der damaligen Pockelszellen zumeist nur einen stabilen Betrieb der regenerativen Verstärker zuließ. Zwei Jahre später wurde chaotisches Verhalten im regenerativen Verstärker auch durch die Gruppe von MORGNER nachgewiesen [56].

Von chaotischem Verhalten wurde auch berichtet, wenn ein Laserstrahl durch einen teildurchlässigen Spiegel in einen anderen Laser eingekoppelt wird (injection locking), um diesem das Wellenlängenspektrum des ersten Lasers aufzuprägen [57, 58]. Dieses Verfahren kann als kontinuierliche Variante eines regenerativen Verstärkers betrachtet werden. Allerdings gilt die Analogie nicht für das chaotische Verhalten, das bei diesem Laser dann auftritt, wenn der Resonator des zweiten Lasers nicht auf den des ersten abgestimmt ist. Beim regenerativen Verstärker ist hingegen gerade der nichtkontinuierliche Betrieb für das Entstehen von chaotischem Verhalten wichtig.

Hinsichtlich der Dynamik ist ein regenerativer Verstärker eher mit einem aktiv gütegeschalteten Laser zu vergleichen. Der Unterschied liegt im Wesentlichen in der Pulsenergie zu Beginn der Verstärkungsphase, die beim regenerativen Verstärker durch den Seedlaser fest vorgegeben, beim gütegeschalteten Laser durch die inversionsabhängige, ggf. fluktuierende Fluoreszenz bestimmt ist. Untersucht wurden bisher aber insbesondere passiv gütegeschaltete Laser [59]. Solche Laser neigen schon deshalb eher zu instabilem Verhalten, weil die Repetitionsrate ganz automatisch im

Bereich der Zeitkonstanten des laseraktiven Materials und des sättigbaren Absorbers liegt.

4.1.2 Ursachen von Instabilitäten und Chaos im regenerativen Verstärker

In einem einzelnen Verstärkungszyklus, bestehend aus Pump- und Verstärkungsphase, gibt es keine Anzeichen für ein instabiles Verhalten. Wie in der Modellierung in Kap. 2.3 gezeigt, steigt die extrahierbare Energiedichte während der Pumpphase monoton an und fällt während der Verstärkungsphase monoton ab. Auch die Ausgangspulsenergie ist eine stetige Funktion der extrahierbaren Energiedichten vor und nach der Verstärkungsphase. Experimentelle Beobachtungen decken sich mit diesen Aussagen.

Instabilität entsteht also nicht innerhalb eines Zyklus, sondern höchstens in einer Sequenz mehrerer Zyklen. Dazu muss aber ein Mechanismus existieren, durch den sich aufeinander folgende Zyklen beeinflussen können. Im Modell in Kap. 2.3 gibt es nur eine einzige Größe, die zur Beschreibung des Zustands des Verstärkersystems am Ende der Verstärkungsphase erforderlich ist: die extrahierbare Energiedichte. Die Kopplung der einzelnen Zyklen erfolgt über diese Größe, denn die nach der Verstärkungsphase in der Scheibe verbleibende Energie ist gleichzeitig der Ausgangspunkt für die Pumpphase des nächsten Verstärkungszyklus. Ob durch diese Rückwirkung tatsächlich instabiles oder gar chaotisches Verhalten entstehen kann, hängt von den Betriebsparametern ab.

Andere Rückwirkungsmechanismen können ausgeschlossen werden: Für die in Kap. 2.4.4.3 eingeführte Größe \hat{V} , das Maß für die hypothetische räumliche Ungleichmäßigkeit der extrahierbaren Energiedichte, wurde eine Zerfallszeit bestimmt, die weitaus kürzer als die Dauer der Pumpphase ist. Die Erwärmung einzelner Komponenten, die in eine vollständige Beschreibung des Zustands des Verstärkersystems miteinbezogen werden müsste, vollzieht sich jedoch auf einer Zeitskala von sehr vielen Zyklen. Relevant ist also nur die extrahierbare Energiedichte am Ende jedes Zyklus. Somit kann der regenerative Verstärker als eindimensionales diskretes dynamisches System betrachtet werden.

4.1.3 Grundlagen eindimensionaler diskreter dynamischer Systeme

Zum Themenbereich nichtlineare Dynamik und deterministisches Chaos sind eine Vielzahl von Büchern erschienen. Die in dieser Arbeit benötigten Aspekte werden in Ref. 60 leicht verständlich dargestellt und sind hier zusammengefasst wiedergegeben.

4.1.3.1 Definition

Der Zustand eines eindimensionalen diskreten dynamischen Systems ist zu den mit l indizierten Zeitpunkten durch die eindimensionale Variable $u(l)$ jeweils vollständig beschrieben. Die Dynamik des Systems ist durch eine Abbildungsvorschrift des Zustands $u(l)$ auf den nachfolgenden Zustand $u(l+1)$ gemäß

$$\varphi : u(l) \rightarrow u(l+1). \quad (4.1)$$

gegeben. Dazu genügt eine eindimensionale Funktion φ , die unter Umständen von einem oder mehreren Kontrollparametern abhängt.

Ein beliebtes Beispiel für ein eindimensionales diskretes dynamisches System ist die VERHULSTSche Abbildung

$$\varphi_{\text{Verhulst}}(u) = ru(1-u), \quad u \in [0, 1], \quad (4.2)$$

auch logistische Funktion genannt. Der Kontrollparameter $r \in [0, 4]$ nimmt einen beliebigen, aber festen Wert an. Die VERHULSTSche Abbildung beschreibt z.B. die jährliche Stärke einer Kaninchenpopulation. Die aktuelle Größe der Population u und das durch die Kaninchen reduzierte Nahrungsangebot $1-u$ bestimmen entsprechend Gl. 4.2 die Größe der Population im nächsten Jahr.

4.1.3.2 Ruhelage und deren Stabilität

Eine Ruhelage bezeichnet einen Zustand u_0 des eindimensionalen diskreten dynamischen Systems, der durch die Abbildung mit der Funktion φ nicht verändert wird, für den also

$$\varphi(u_0) = u_0 \quad (4.3)$$

gilt. Ein Zustand in der Nähe der Ruhelage mit der Abweichung Δu_1 wird auf einen Zustand mit der Abweichung

$$\Delta u_2 = \varphi(u_0 + \Delta u_1) - \varphi(u_0) = \varphi'(u_0)\Delta u_1 + \dots \quad (4.4)$$

abgebildet. Wenn $|\Delta u_2| < |\Delta u_1|$ gilt, nähert sich der Zustand allmählich der Ruhelage und die Ruhelage u_0 ist asymptotisch stabil. Andernfalls ist die Ruhelage u_0 instabil. Somit ist die Bedingung für asymptotische Stabilität

$$|\varphi'(u_0)| < 1, \quad (4.5)$$

also dass die Ableitung von φ am Ruhepunkt betragsmäßig kleiner als eins ist. Der Grenzwert von $\ln(|\varphi'|)$ wird als Lyapunov-Exponent bezeichnet. Sein Wert sagt aus, wie schnell sich ein Zustand exponentiell an eine Ruhelage annähert oder sich davon entfernt. Ein Lyapunov-Exponent von null markiert die Grenze der Stabilität; je kleiner der Wert, desto schneller klingen Störungen ab.

Die VERHULSTsche Abbildung besitzt die Ruhelage $u_{0,1} = 0$ und für $r \in [1, 4]$ außerdem die Ruhelage $u_{0,2} = 1 - 1/r$. Die erste Ruhelage ist für $r \in [0, 1[$, die zweite für $r \in [1, 3[$ asymptotisch stabil.

4.1.3.3 Periodenverdopplung und Übergang ins Chaos

Eindimensionale diskrete dynamische Systeme können chaotisches Verhalten zeigen. Man spricht von deterministischem Chaos, da sich die Entwicklung des Systems zwar grundsätzlich mit der Funktion φ berechnen lässt, das Ergebnis aber empfindlich vom Anfangswert abhängt. Eine Vorhersage des Verhaltens eines realen Systems ist daher im chaotischen Fall nur für eine begrenzte Anzahl von Zyklen möglich.

Der Übergang zu chaotischem Verhalten bei Variation eines Kontrollparameters kann auf verschiedene Arten erfolgen. Ein häufig beobachtetes Szenario, das man auch bei der VERHULSTschen Abbildung vorfindet, ist das FEIGENBAUM-Szenario. Abb. 4.1 zeigt mögliche Zustände eines durch die logistische Funktion beschriebenen Systems in Abhängigkeit des Kontrollparameters r . Zuerst befindet sich das System in der stabilen Ruhelage $u_{0,2}$. Am ersten Bifurkationspunkt $r = 3$ verzweigt sich die Kurve plötzlich in zwei wiederum stabile Zustände, in denen sich das System immer

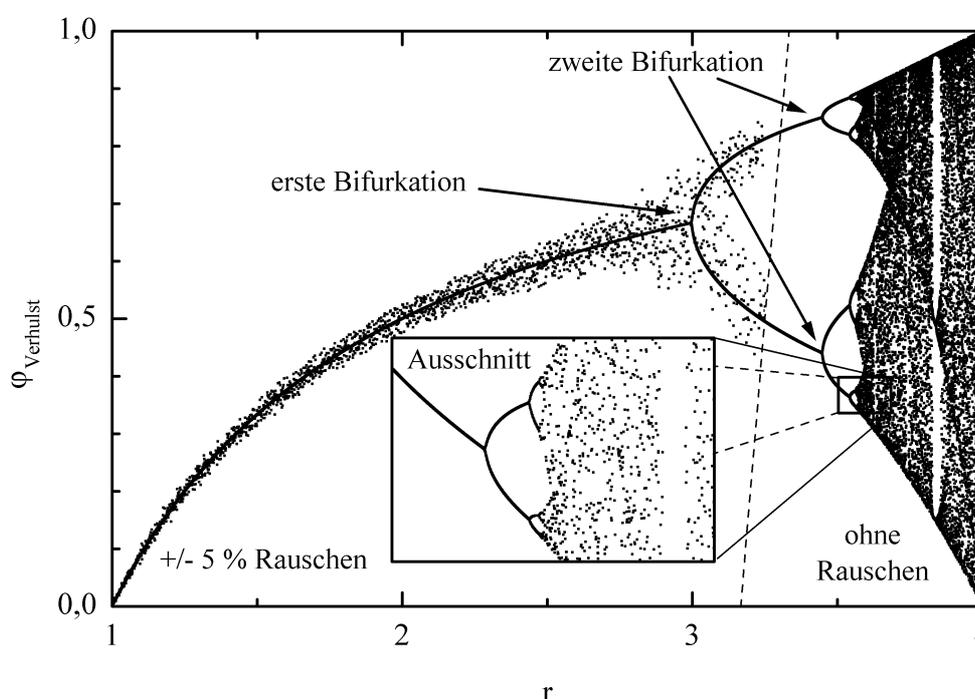


Abbildung 4.1: Bifurkationsdiagramm (mögliche Zustände als Funktion des Kontrollparameters) der VERHULSTschen Abbildung. Nach einer Periodenverdopplung am ersten Bifurkationspunkt $r = 3$ führen weitere Periodenverdopplungen in immer engerem Abstand schließlich zu chaotischem Verhalten. Der Einfluss von zusätzlichem Rauschen ist der Übersichtlichkeit wegen nur in der linken Bildhälfte dargestellt.

abwechselnd befindet. Das System ist also instabil, kann aber auch als stabiles System mit der doppelten Periodendauer $2l$ angesehen werden. Es folgen weitere Periodenverdopplungen in immer kürzerem Abstand bis schließlich bei $r = 3,5699456\dots$ das System in einen chaotischen Zustand übergeht.

Das FEIGENBAUM-Szenario tritt bei allen Systemen mit einer unimodalen (ein einziges Maximum besitzende) Funktion φ mit negativer SCHWARZscher Ableitung auf. Periodenverdopplungen gibt es daher in einer Vielzahl von sehr unterschiedlichen physikalischen Systemen. Daneben existieren andere Übergänge zu chaotischem Verhalten wie z.B. das POMEAU-MANNEVILLE- oder das RUELLE-TAKENS-NEWHOUSE-Szenario. In jedem Fall wird aber Chaos nicht durch äußere Störeinflüsse oder Rauschen, sondern allein durch die Dynamik des Systems verursacht. Allerdings bestimmt beim FEIGENBAUM-Szenario das Rauschniveau, bis zu welcher Ordnung Periodenverdopplungen sichtbar sind.

4.2 Abbildungsvorschrift und Ruhelage der extrahierbaren Energiedichte

Für den regenerativen Verstärker als eindimensionales diskretes dynamisches System wird in diesem Unterkapitel die dazugehörige Abbildungsvorschrift aufgestellt. Pumpphase und Verstärkungsphase werden dabei weitgehend isoliert voneinander behandelt. Die Ruhelage dieses Systems, die von mehreren Kontrollparametern abhängt, wird schließlich hinsichtlich des optischen Wirkungsgrads bewertet.

4.2.1 Zerlegung der Abbildungsvorschrift eines Verstärkungszyklus

Der Zustand des regenerativen Verstärkers nach dem Zyklus mit dem Index l ist durch $\hat{H}_{\text{Scheibe, nach Zyklus}}(l) = \hat{H}_{\text{Scheibe, nach Verst}}(l)$ gegeben. Gesucht wird eine Funktion

$$\varphi_{\text{Zyk}} : \hat{H}_{\text{Scheibe, vor Zyklus}} \rightarrow \hat{H}_{\text{Scheibe, nach Zyklus}} \quad (4.6)$$

mit der sich die extrahierbare Energiedichte nach dem Zyklus aus der extrahierbaren Energiedichte vor dem Zyklus berechnen lässt. Ein vollständiger Verstärkungszyklus setzt sich aus der Pumpphase und der nachfolgenden Verstärkungsphase zusammen, wie es auch in Abb. 4.2 veranschaulicht ist. Die Funktion φ_{Zyk} muss daher als Verkettung zweier Funktionen für die Pump- und die Verstärkungsphase

$$\varphi_{\text{Zyk}} = \varphi_{\text{Verst}} \circ \varphi_{\text{Pump}} \quad (4.7)$$

gesehen werden. Diese Aufteilung hat auch den Vorteil, dass die beiden Phasen im Folgenden getrennt analysiert werden können. Als Bedingung für einen stabilen Ruhepunkt gemäß Gl. 4.5 ergibt sich aus Gl. 4.7 nach der Kettenregel

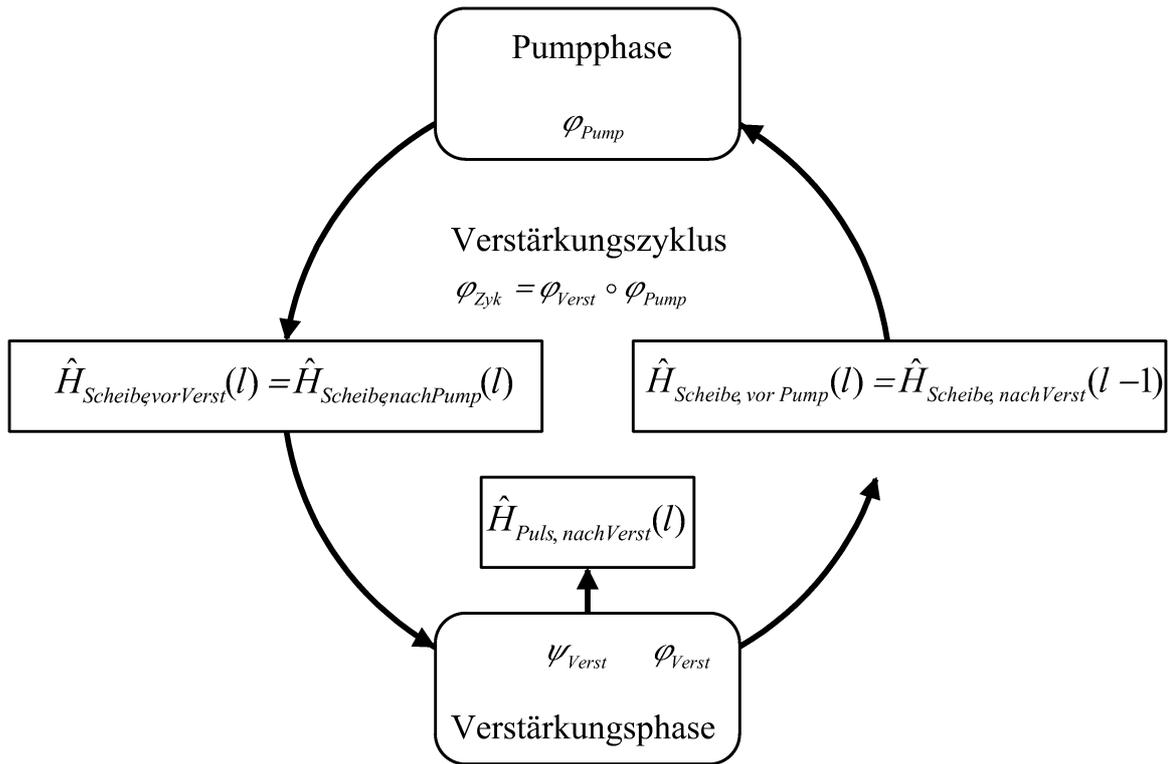


Abbildung 4.2: Schema der Rückwirkung im regenerativen Verstärker. Über die extrahierbare Energiedichte sind die im Wechsel durchlaufenen Pump- und Verstärkungsphasen aneinandergeschlossen. Die erreichte Pulsenergiedichte ist nur das Ergebnis der Verstärkungsphase, beschreibt aber nicht den Zustand des Verstärkersystems.

$$\left| \varphi'(\hat{H}_{Scheibe, vor Zykl}) \right| = \left| \varphi'_{Verst}(\hat{H}_{Scheibe, vor Verst}) \right| \cdot \left| \varphi'_{Pump}(\hat{H}_{Scheibe, vor Pump}) \right| < 1. \quad (4.8)$$

Die Pulsenergiedichte nach der Verstärkungsphase kann mit einer zusätzlichen Funktion ψ_{Verst} aus der extrahierbaren Energiedichte berechnet werden.

4.2.2 Abbildungsvorschrift der Pumpphase

Die extrahierbare Energiedichte nach der Pumpphase berechnet sich mittels der Funktion

$$\varphi_{Pump} : \hat{H}_{Scheibe, vor Pump} \rightarrow \hat{H}_{Scheibe, nach Pump} \quad (4.9)$$

aus der extrahierbaren Energiedichte zu Beginn der Pumpphase. Eine explizite Darstellung von φ_{Pump} ist in der linearen Näherung der Absorptionseffizienz durch Gl. 2.42 gegeben:

$$\varphi_{Pump}(\hat{H}_{Scheibe, vor Pump}) = \hat{H}_{Scheibe, vor Pump} + \left(\hat{H}_{Scheibe, gepumpt} - \hat{H}_{Scheibe, vor Pump} \right) \left(1 - \exp\left(-\frac{T_{Pump}}{\tau_{Pump}} \right) \right). \quad (4.10)$$

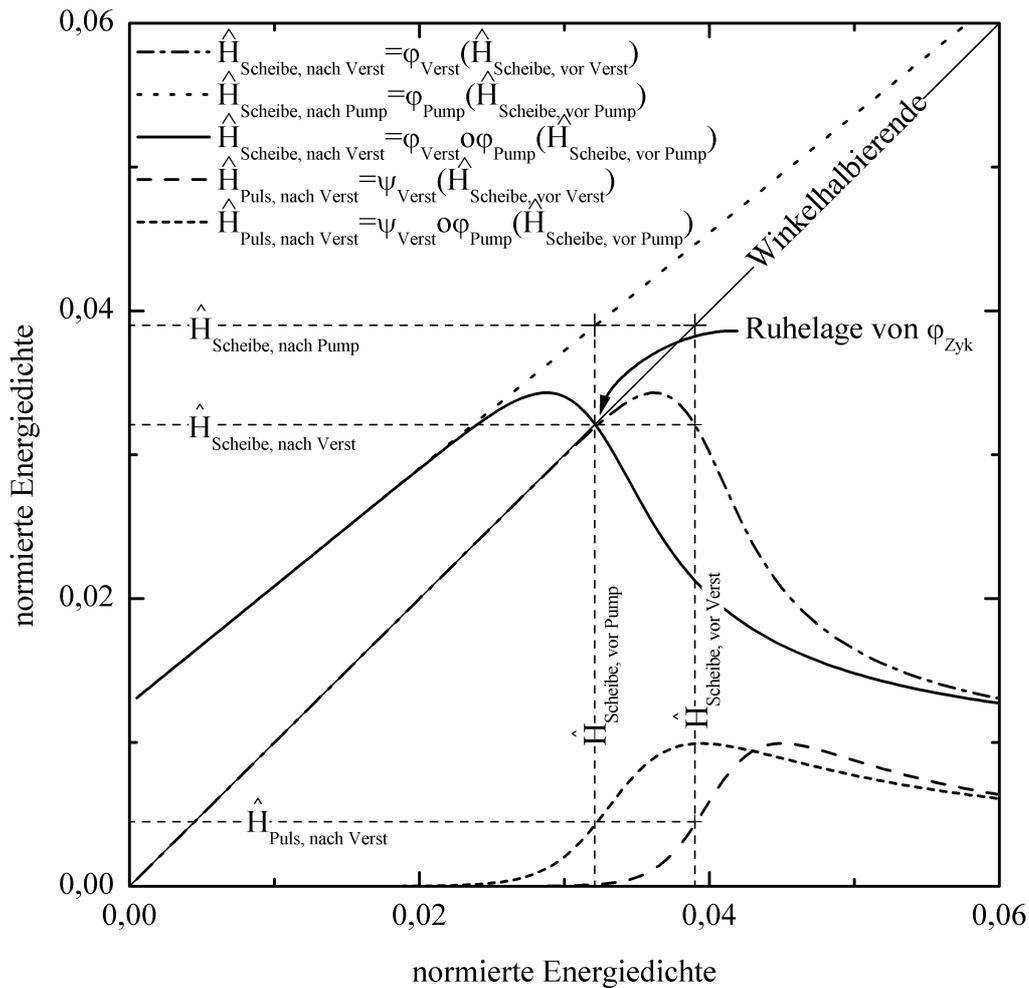


Abbildung 4.3: Numerisches Beispiel für die Funktionen φ_{Pump} , φ_{Verst} , φ_{Zyk} und ψ_{Verst} (bei festen, identischen Kontrollparametern). Zur Berechnung wurden das Modell der Pumpphase mit der linearen Näherung der Absorptionseffizienz und das erweiterte Modell der Verstärkungsphase verwendet. Die Werte der jeweiligen Energiedichten bei der Ruhelage sind durch gestrichelte Linien angezeigt.

Die Repetitionsrate und die Pumpleistung legen zusammen $\hat{H}_{Scheibe, gepumpt}$ und T_{Pump}/τ_{Pump} fest und sind damit die beiden Kontrollparameter von φ_{Pump} , die direkt experimentell variierbar sind. Bei festen Kontrollparametern ist in der verwendeten Näherung φ_{Pump} eine einfache lineare Funktion. Ein Beispiel ist in Abb. 4.3 dargestellt.

4.2.3 Abbildungsvorschrift der Verstärkungsphase

Auch für die Verstärkungsphase wird eine Abbildungsvorschrift

$$\varphi_{Verst} : \hat{H}_{Scheibe, vor Verst} \rightarrow \hat{H}_{Scheibe, nach Verst} \tag{4.11}$$

benötigt, die den Zusammenhang zwischen der extrahierbaren Energiedichte vor und nach der Verstärkungsphase beschreibt. Eine explizite Darstellung von φ_{Verst} ist durch Gl. 2.26 in der Näherung eines geringen Energieumsatzes in der Scheibe gegeben. Zur allgemeinen Analyse eignet sich aber nur die rekursive Berechnung nach einem der in Kap. 2.3.2 angegebenen Verfahren. Die Kontrollparameter von φ_{Verst} sind die Pulsenergie des Laserpulses zu Beginn der Verstärkungsphase, die Umlaufverluste und die Anzahl der Umläufe im Resonator.

Ein mit dem erweiterten Modell der Verstärkungsphase berechnetes numerisches Beispiel ist ebenfalls in Abb. 4.3. dargestellt. φ_{Verst} weicht erst dann merklich von der Winkelhalbierenden ab, wenn die extrahierbare Energiedichte zu Beginn der Verstärkungsphase eine ausreichende Gesamtverstärkung ergibt. Ist die anfänglich extrahierbare Energiedichte noch größer, so umfasst die Verstärkungsphase alle drei in Kap. 2.3.2 angeführten Bereiche und die extrahierbare Energiedichte wird dabei fast auf null reduziert.

Da in den folgenden Berechnungen zum Teil deutlich mehr Umläufe im Resonator vorgegeben werden, als zum Erreichen der maximalen Pulsenergie nötig sind, stellt sich die Frage, ob das kontinuierliche Pumpen während der Verstärkungsphase auch hier vernachlässigbar ist. Um sie zu beantworten wird Gl. 2.20 um den Pumpterm aus Gl. 2.38 erweitert

$$\frac{d}{dk} \hat{H}_{Scheibe}(k) = -2\hat{H}_{Scheibe}(k)\hat{H}_{Puls}(k) + \frac{T_{Um}}{n_{Dd/Um}\tau_{Pump}} \left(\hat{H}_{Scheibe, gepumpt} - \hat{H}_{Scheibe}(k) \right), \quad (4.12)$$

wobei die unterschiedlichen Ableitungen durch einen Vorfaktor berücksichtigt wurden. Wenn in einer Verstärkungsphase mit etwa 700 Umläufen im Resonator die maximale Öffnungszeit der Pockelszelle 2 ausgenutzt wird, so vergrößert der Pumpterm in Gl. 4.12 während dieser Zeit die extrahierbare Energiedichte um nicht mehr als 1–2 % von $\hat{H}_{Scheibe, gepumpt}$. Es ist also weiterhin gerechtfertigt, Pump- und Verstärkungsphase getrennt zu behandeln.

Gl. 4.12 ergänzt das Modell auch um Spiking und Relaxationsoszillationen: In einer längeren Verstärkungsphase würde die extrahierbare Energiedichte irgendwann so weit ansteigen, dass der umlaufende Puls nochmals verstärkt und die extrahierbare Energiedichte dadurch wieder reduziert wird. Dies wiederholt sich mehrfach, bis die extrahierbare Energiedichte auf einen Wert einschwingt, bei dem Umlaufverluste der Umlaufverstärkung entsprechen. Aus Gl. 4.12 und Gl. 2.11 lässt sich die Frequenz dieser Relaxationsoszillationen

$$f_{Relaxation} \approx \frac{1}{2\pi} \sqrt{\left(2\hat{H}_{Scheibe, gepumpt} - v_{Dd} \right) \frac{n_{Dd/Um}}{T_{Um}\tau_{Pump}}} \quad [\text{Hz}] \quad (4.13)$$

berechnen. Dazu wurde die Oszillation als Störung der jeweiligen Energiedichten im Gleichgewichtszustand betrachtet und die so linearisierten Gl. 4.12 und Gl. 2.11

integriert [61]. Mit typischen Werten dieses Verstärkersystems erhält man $f_{Relaxation} = 30$ kHz oder eine Periodendauer von 2000 Umläufen. (Der vergleichsweise niedrige Wert von $f_{Relaxation}$ erklärt sich durch die lange Umlaufzeit im Resonator des regenerativen Verstärkers). Da die übliche Anzahl der Umläufe im regenerativen Verstärker um etwa eine Größenordnung kleiner ist, spielen Spiking und Relaxationsoszillationen hier keine Rolle, also auch nicht bei Repetitionsraten im Bereich von $f_{Relaxation}$ und darüber. Eine andere Argumentationsweise ist, dass es deshalb kein Spiking gibt, weil die Verstärkungsphase bereits endet, nachdem der erste Laserpuls die gewünschte Energie erreicht hat.

4.2.4 Vollständiger Verstärkungszyklus und Pulsenergiedichte

Die Verkettung von φ_{Pump} und φ_{Verst} entsprechend Gl. 4.7 ergibt nun die Funktion φ_{Zyk} , wie es auch im Beispiel in Abb. 4.3 dargestellt ist. Sie besitzt genau eine Ruhelage, die in der Grafik auf dem Schnittpunkt mit der Winkelhalbierenden liegt. Mögliche Kontrollparameter von φ_{Zyk} sind alle Kontrollparameter der beiden Einzelfunktionen. In dieser Arbeit wird die Umlaufzahl als variabler Kontrollparameter verwendet, da sie über einen großen Bereich variiert werden kann. Der aktuelle Wert wird vom Mess- und Diagnosesystem erfasst.

Zu jedem Verstärkungszyklus gehört die Pulsenergiedichte $\hat{H}_{Puls, nach Verst}(l)$, die mit Hilfe der Funktion

$$\psi_{Verst} : \hat{H}_{Scheibe, vor Verst} \rightarrow \hat{H}_{Puls, nach Verst} \quad (4.14)$$

aus der extrahierbaren Energiedichte berechnet wird. Aus Gl. 2.23 erhält man die explizite Darstellung

$$\psi_{Verst}(\hat{H}_{Scheibe, vor Verst}) = \hat{H}_{Puls, vor Verst} + \hat{H}_{Scheibe, vor Verst} - \varphi_{Verst}(\hat{H}_{Scheibe, vor Verst}) - \frac{v_{Dd}}{2} \ln\left(\frac{\hat{H}_{Scheibe, vor Verst}}{\varphi_{Verst}(\hat{H}_{Scheibe, vor Verst})}\right), \quad (4.15)$$

die allerdings φ_{Verst} enthält. Für die Analyse der Stabilität ist ψ_{Verst} wohlgermerkt ohne Bedeutung.

4.2.5 Einfluss der Ruhelage auf den optischen Wirkungsgrad

Die Funktion φ_{Zyk} , und damit auch ihre Ruhelage, hängen von der Wahl der Kontrollparameter ab. Da die Repetitionsrate in der Regel vorgegeben ist und die Umlaufverluste nicht ohne weiteres reduziert werden können, sind Pumpleistung und Umlaufzahl die eigentlichen freien Kontrollparameter über die z.B. der optische Wirkungsgrad optimiert werden kann.

Im Gegensatz zu niedrigen Repetitionsraten erhält man den größten optischen Wirkungsgrad bei mittleren und hohen Repetitionsraten nicht einfach dadurch, dass der Laserpuls ausgekoppelt wird, wenn sich Umlaufverluste und Umlaufverstärkung gleichen. Dies ergäbe eine niedrige Ruhelage von φ_{Zyk} (also eine niedrige normierte extrahierbare Energiedichte am Ende der Verstärkungsphase), die dem optischen Wirkungsgrad ebenso abträglich wäre, wie eine zu hohe Ruhelage:

- Bei niedriger Ruhelage geht in der Pumpphase weniger Energie durch Fluoreszenzverluste verloren, was deren Effizienz verbessert. Im Gegenzug ist die Verstärkungsphase aufgrund der niedrigen Nettoverstärkung während der letzten Umläufe mit größeren Verlusten behaftet.
- Bei hoher Ruhelage ist der Verstärkungswirkungsgrad dank des besseren Gewinn-Verlust-Verhältnisses gut. Dafür ist die nachfolgende Pumpphase wegen der hohen Fluoreszenzverluste recht ineffizient.

Da beide Phasen gleichermaßen berücksichtigt werden müssen, erwartet man bei einem mittleren Wert der Ruhelage daher das Optimum des optischen Wirkungsgrads, der sich aus dem Produkt von 2.46 und 2.50 zu

$$\eta_{optisch} = \frac{\hat{H}_{Scheibe, vor Verst} - \hat{H}_{Scheibe, nach Verst} - \frac{v_{Dd}}{2} \ln \left(\frac{\hat{H}_{Scheibe, vor Verst}}{\hat{H}_{Scheibe, nach Verst}} \right)}{\hat{H}_{Pump}} \quad (4.16)$$

berechnet. Beim optimalen optischen Wirkungsgrad ist das totale Differenzial von $\eta_{optisch}$ null, woraus man die Bedingung

$$\left(1 - \frac{v_{Dd}}{2\hat{H}_{Scheibe, vor Verst}} \right) d\hat{H}_{Scheibe, vor Verst} = \left(1 - \frac{v_{Dd}}{2\hat{H}_{Scheibe, nach Verst}} \right) d\hat{H}_{Scheibe, nach Verst} \quad (4.17)$$

für das gesuchte Maximum erhält. Wird außerdem die Nebenbedingung, dass $\hat{H}_{Scheibe, vor Verst}$ und $\hat{H}_{Scheibe, nach Verst}$ der vorangehenden und der nachfolgenden Pumpphase entsprechen müssen (Gl. 2.42), berücksichtigt, ergibt sich daraus die Bedingung

$$\hat{H}_{Scheibe, nach Verst} \hat{H}_{Scheibe, vor Verst} = \frac{v_{Dd}}{2} \hat{H}_{Scheibe, gepumpt} \quad (4.18)$$

für den optimalen optischen Wirkungsgrad. Dieser kann nun mit Hilfe von Gl. 4.16, Gl. 4.18 und Gl. 2.42 explizit als Funktion der Kontrollparameter dargestellt werden. (Die Formel ist recht umfangreich und deshalb hier nicht abgedruckt.) Im Grenzfall niedriger Repetitionsraten erhält man daraus:

$$\eta_{optisch, max, niedrige Repetitionsrate} = \frac{\eta_{Pump 0}}{T_{Pump} / \tau_{Pump}} \left(1 - \frac{v_{Dd}}{2\hat{H}_{Scheibe, gepumpt}} \left(1 + \ln \left(\frac{2\hat{H}_{Scheibe, gepumpt}}{v_{Dd}} \right) \right) \right) \quad (4.19)$$

Erwartungsgemäß entspricht dieses Resultat gerade dem Produkt von Gl. 2.49 und Gl. 2.56. Der maximale optische Wirkungsgrad ist also umgekehrt proportional zur Repetitionsrate, d.h. die maximale Ausgangspulsenergie ist konstant.

Im Grenzfall hoher Repetitionsraten ist die Änderung der extrahierbaren Energiedichte in Pump- und Verstärkungsphase nur unwesentlich, so dass sich Gl. 4.18 zu

$$\hat{H}_{\text{Scheibe, hohe Repetitionsrate}} = \sqrt{\hat{H}_{\text{Scheibe, gepumpt}} \frac{v_{Dd}}{2}} \quad (4.20)$$

(oder $\rho\vartheta=1$) vereinfacht. Dieser Wert entspricht übrigens gerade der normierten extrahierbaren Energiedichte bei optimalem Auskoppelgrad im Dauerstrichbetrieb [12]. Der maximale optische Wirkungsgrad ist dann

$$\eta_{\text{optisch, max, hohe Repetitionsrate}} = \eta_{\text{Pump}0} \left(1 - \sqrt{\frac{v_{Dd}}{2\hat{H}_{\text{Scheibe, gepumpt}}}} \right)^2, \quad (4.21)$$

was man auch durch Multiplikation von 2.47 und Gl. 2.54 unter Berücksichtigung von Gl. 4.18 erhält. Die Ausgangspulsenergie ist umgekehrt proportional zur Repetitionsrate, aber der maximale optische Wirkungsgrad hängt nicht mehr von der Repetitionsrate ab. Gäbe es gar keine Umlaufverluste, so wäre der maximale optische Wirkungsgrad allein durch den Pumpwirkungsgrad an der Transparenzschwelle $\eta_{\text{Pump}0}$ begrenzt.

Zwischen den beiden Grenzfällen gibt es einen kontinuierlichen Übergangsbereich. Bei $T_{\text{Pump}} = \tau_{\text{Pump}}$ sinkt die maximale Ausgangspulsenergie auf 50 % ($\rho_{\text{vor Verst}} = 2$) bis 57 % ($\rho_{\text{vor Verst}} = 10$) ab und es werden 82 % ($\rho_{\text{vor Verst}} = 10$) bis 90 % ($\rho_{\text{vor Verst}} = 2$) der maximalen mittleren Ausgangsleistung erreicht. Der maximale optische Wirkungsgrad kann natürlich nur ausgenutzt werden, wenn die Ruhelage tatsächlich stabil ist. Außerdem sollten bei der Optimierung weiterhin die Anzahl der Umläufe und die akkumulierten Energiedichten berücksichtigt werden (siehe Kap. 2.3.4.4).

4.3 Berechnung der Grenze des stabilen Betriebs

Der Einfluss von Pump- und Verstärkungsphase auf die Stabilität der Ruhelage wird in diesem Unterkapitel zuerst getrennt untersucht. In bestimmten Fällen lässt sich aber die Stabilität eines Zyklus nur dann bewerten, wenn beide Phasen gemeinsam betrachtet werden.

4.3.1 Berechnung der Ableitung ϕ'_{Pump}

Die Ableitung ϕ'_{Pump} ist zur Stabilitätsanalyse der Ruhelage von Bedeutung (siehe Gl. 4.8). Sie lässt sich als Quotient der Zeitableitungen der extrahierbaren Energiedichte am Ende und am Anfang der Pumpphase ausdrücken

$$\varphi'_{Pump} = \frac{d\hat{H}_{Scheibe, nach Pump}}{d\hat{H}_{Scheibe, vor Pump}} = \frac{\left. \frac{d\hat{H}_{Scheibe}(t)}{dt} \right|_{t=t_{vor Pump} + T_{Pump}}}{\left. \frac{d\hat{H}_{Scheibe}(t)}{dt} \right|_{t=t_{vor Pump}}}, \quad (4.22)$$

da die extrahierbare Energiedichte während der Pumpphase die einzige veränderliche Größe ist. Im Modell der linearen Näherung der Absorptionseffizienz berechnet sich φ'_{Pump} aber auch direkt durch Ableiten von Gl. 4.10 zu

$$\varphi'_{Pump} = \exp\left(-\frac{T_{Pump}}{\tau_{Pump}}\right). \quad (4.23)$$

Da das Argument der Exponentialfunktion negativ ist, gilt $0 < \varphi'_{Pump} < 1$. Die Pumpphase hat deshalb grundsätzlich eine stabilisierende Wirkung. Insbesondere bei einer niedrigen Repetitionsrate, also einer langen Pumpzeit, ist die Pumpphase mit $\varphi'_{Pump} \approx 0$ stark stabilisierend. Die extrahierbare Energiedichte nach der Pumpphase hängt dann kaum mehr vom Anfangswert ab. Wäre der Zugewinn der extrahierbaren Energiedichte in der Pumpphase unabhängig von der bereits vorhandenen extrahierbaren Energiedichte, so ergäbe sich $\varphi'_{Pump} = 1$ und die Stabilität der Ruhelage würde allein von der Verstärkungsphase abhängen. Die dämpfende Wirkung der inversionsabhängigen Verluste ist also ggf. von wichtiger Bedeutung.

4.3.2 Berechnung der Ableitung φ'_{Verst}

Da es keine explizite Darstellung von φ_{Verst} gibt, muss φ'_{Verst} aus den Ableitungen einer impliziten Funktion $F(\hat{H}_{Scheibe, vor Verst}, \hat{H}_{Scheibe, nach Verst})$, welche die Verstärkungsphase beschreibt, entsprechend

$$\varphi'_{Verst} = \frac{d\hat{H}_{Scheibe, nach Verst}}{d\hat{H}_{Scheibe, vor Verst}} = -\frac{\frac{dF(\hat{H}_{Scheibe, vor Verst}, \hat{H}_{Scheibe, nach Verst})}{d\hat{H}_{Scheibe, nach Verst}}}{\frac{dF(\hat{H}_{Scheibe, vor Verst}, \hat{H}_{Scheibe, nach Verst})}{d\hat{H}_{Scheibe, vor Verst}}} \quad (4.24)$$

berechnet werden. Mit der Integralgleichung Gl. 2.25 als Funktion F erhält man das Ergebnis

$$\phi'_{Verst} = \frac{\hat{H}_{Scheibe, nach Verst}}{\hat{H}_{Scheibe, vor Verst}} \frac{\hat{H}_{Puls, nach Verst}}{\hat{H}_{Puls, vor Verst}} \left(1 - \int_{\hat{H}_{Scheibe, nach Verst}}^{\hat{H}_{Scheibe, vor Verst}} \frac{\hat{H}_{Puls, vor Verst} \left(\hat{H}_{Scheibe, vor Verst} - \frac{v_{Dd}}{2} \right)}{\hat{H}_{Scheibe} \left(C_{Verst} - \hat{H}_{Scheibe} + \frac{v_{Dd}}{2} \ln(\hat{H}_{Scheibe}) \right)^2} d\hat{H}_{Scheibe} \right), \quad (4.25)$$

das aber wiederum ein nicht durch elementare Funktionen darstellbares Integral enthält. Die Ableitung ϕ'_{Verst} ist durch die Kontrollparameter v_{Dd} , n_{Um} und $\hat{H}_{Puls, vor Verst}$, sowie das Argument $\hat{H}_{Scheibe, vor Verst}$ eindeutig bestimmt. Die verbleibenden Größen $\hat{H}_{Puls, nach Verst}$ und $\hat{H}_{Scheibe, nach Verst}$ sind implizit durch Gl. 2.23 bzw. Gl. 2.25 vorgegeben. Insgesamt ist die Berechnung von ϕ'_{Verst} relativ aufwändig und ohne Näherung nur numerisch zu bewältigen.

Mit einer linearen Näherung des Logarithmus, die bei kleinen Verlusten oder bei geringer Energieextraktion gerechtfertigt ist, kann Gl. 4.25 integriert werden. (Die Formel ist recht umfangreich und deshalb hier nicht abgedruckt.) Das Ergebnis ist in Abb. 4.4 für zwei Werte von $\hat{H}_{Scheibe, vor Verst}$ bei unterschiedlichen Werten der Kontrollparameter $\hat{H}_{Puls, vor Verst}$ und v_{Dd} als Funktion von $\hat{H}_{Scheibe, nach Verst}$ dargestellt. Diese spezielle Art der Darstellung ist zum einen durch die in Gl. 4.25 direkt enthaltenen Variablen begründet, hat zum anderen aber auch den Vorteil vergleichsweise gut interpretierbar zu sein.

Zuerst fällt auf, dass sich ϕ'_{Verst} immer unterhalb von eins bewegt, eine Erhöhung der extrahierbaren Energiedichte vor der Verstärkungsphase also grundsätzlich eine Steigerung der Energieextraktion bewirkt. Allerdings gibt es einen Parameterbereich, in dem $\phi'_{Verst} < -1$ ist, eine Verkleinerung der extrahierbaren Energiedichte vor der Verstärkungsphase also eine betragsmäßig größere Erhöhung der extrahierbaren Energiedichte nach der Verstärkungsphase zur Folge hat. In diesem Bereich hat die Verstärkungsphase einen destabilisierenden Einfluss auf die Ruhelage.

Der Verlauf von ϕ'_{Verst} in Abb. 4.4 hängt qualitativ weder von der extrahierbaren Energiedichte vor der Verstärkungsphase noch von den Umlaufverlusten ab und zeigt das folgende Verhalten:

- Bei möglichst vollständiger Energieextraktion ($\hat{H}_{Scheibe, nach Verst} \approx 0$), ist $\phi'_{Verst} \approx 0$ und eine kleine Änderung von $\hat{H}_{Scheibe, vor Verst}$ bleibt somit ohne Einfluss. In der Praxis ist dieser Fall aber bedeutungslos, da bei nichtverschwindenden Verlusten im dritten Bereich der Verstärkungsphase die Energie des umlaufenden Laserpulses weitgehend verloren geht.

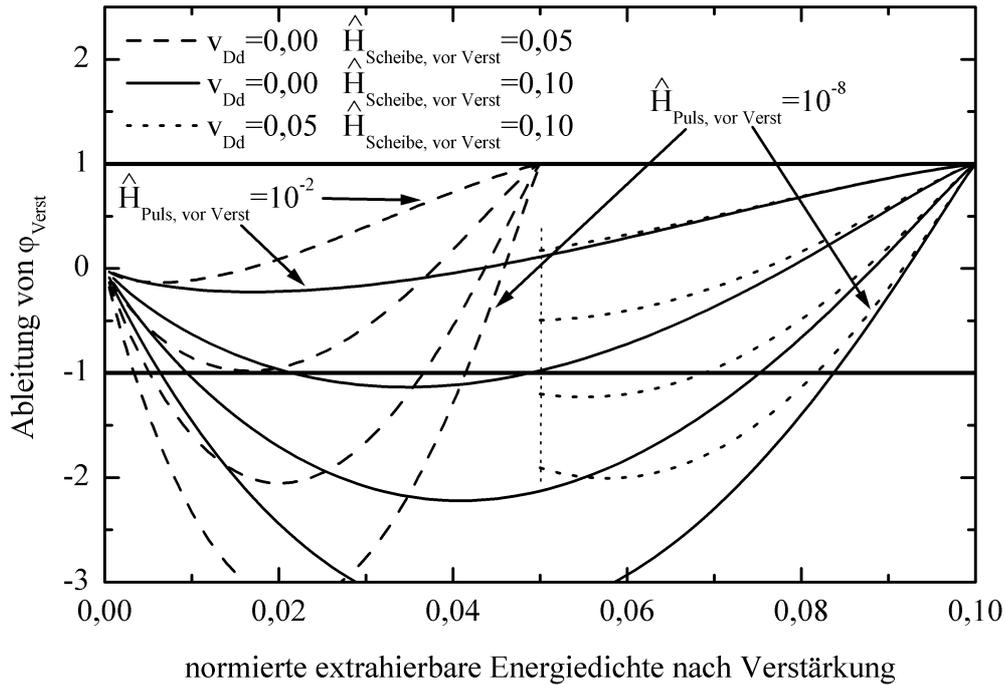


Abbildung 4.4: Parameterstudie von φ'_{Verst} (Gl. 4.25 mit linearer Näherung des Logarithmus). Dargestellt sind drei Kurvenscharen mit dem Scharparameter $\hat{H}_{Puls, vor Verst} \in \{10^{-2}, 10^{-4}, 10^{-6}, 10^{-8}\}$, die sich durch die Werte von $\hat{H}_{Scheibe, vor Verst}$ und v_{Dd} unterscheiden. Bei vorhandenen Verlusten ($v_{Dd} = 0,05$) wurde die Darstellung auf den Gültigkeitsbereich der linearen Näherung beschränkt. Stabilisierend wirkt die Verstärkungsphase für $-1 < \varphi'_{Verst} < 1$.

- Bei geringer Energieextraktion ($\hat{H}_{Scheibe, nach Verst} \approx \hat{H}_{Scheibe, vor Verst}$) ist $\varphi'_{Verst} \approx 1$, da die relative Vergrößerung der Energieextraktion beim Erhöhen von $\hat{H}_{Scheibe, vor Verst}$ absolut betrachtet kaum ins Gewicht fällt.
- Zwischen den beiden Extremfällen ist $\varphi'_{Verst} < -1$ möglich, aber nur wenn eine Gesamtverstärkung von ungefähr drei Größenordnungen oder mehr gefordert wird. Der Minimalwert von φ'_{Verst} verschiebt sich linear mit der Anzahl der Größenordnungen nach unten, da die Dauer des ersten Bereichs der Verstärkungsphase ungefähr proportional zu $\ln(G_{Verst})$ ist. Bei fester Umlaufzahl ändert sich die Anzahl der Umläufe im zweiten Bereich (und damit auch $\hat{H}_{Scheibe, nach Verst}$) umso stärker mit einer Änderung von $\hat{H}_{Scheibe, vor Verst}$, je größer die Gesamtverstärkung ist.
- Der durch $-1 < \varphi'_{Verst} < 1$ gekennzeichnete Bereich der Energieextraktion, in dem die Verstärkungsphase selbst noch stabilisierend wirkt, wird mit zunehmender Gesamtverstärkung kleiner. Bei fester Gesamtverstärkung ist die absolute Größe des

Bereichs weitgehend (für $v_{Dd} = 0$ sogar exakt) proportional zu $\hat{H}_{Scheibe, vor Verst}$. Dies liegt daran, dass die Dynamik der Verstärkungsphase bei identischer Skalierung der extrahierbaren Energiedichte, der Pulsenergiegedichte, des Zählers k und der Umlaufverluste unverändert bleibt.

4.3.3 Betriebsparameter für stabile Ruhelagen

Da die Pumpphase immer stabilisierend wirkt, folgt aus der Stabilität der Verstärkungsphase automatisch die Stabilität der Ruhelage von φ_{Zyk} . Ist die Verstärkungsphase dahingegen destabilisierend, kommt es auf das Zusammenspiel von Pump- und Verstärkungsphase an, ob der gesamte Zyklus einen stabilen Ruhepunkt besitzt (siehe Gl. 4.8).

Im hier untersuchten Verstärkersystem ist $\hat{H}_{Puls, vor Verst} \approx 10^{-8}$, was nach Abb. 4.4 im ungünstigsten Fall $\varphi'_{Verst} \approx -3$ bedeutet. Zur Stabilisierung des Zyklus müsste die Abbildungsvorschrift der Pumpphase dann eine Ableitung von $|\varphi'_{Pump}| < 0,3$ besitzen, was laut Gl. 4.23 bei $T_{Pump} \geq 1,2\tau_{Pump}$ erreicht wird. Je nach Pumpleistung (siehe Abb. 2.19) ist deshalb unterhalb einer Repetitionsrate von 0,9 kHz (kleine Pumpleistung) bis 1,4 kHz (hohe Pumpleistung) immer ein stabiler Betrieb des regenerativen Verstärkers zu erwarten. Bei geeigneter Anzahl der Umläufe sollte sich aber selbst bei dieser Repetitionsrate durch Abschwächen der vom Seedlaser kommenden Laserpulse das Zustandekommen der ersten Bifurkation demonstrieren lassen.

Grundsätzlich ist aber bei jeder Repetitionsrate und jeder Anfangspulsenergie ein stabiler Betrieb möglich, wobei jedoch mit steigender Repetitionsrate (φ'_{Pump} wird dabei größer) zunehmend weniger Energie extrahiert werden darf. Liegt aufgrund dieser Begrenzung die extrahierbare Energiedichte am Ende des Zyklus über dem optimalen Wert, wird die Stabilität auf Kosten des optischen Wirkungsgrads erkaufte. Dabei schneiden hohe Repetitionsraten ($T_{Pump} \ll \tau_{Pump}$) insgesamt durchaus besser ab als mittlere Repetitionsraten, da sich durch die kürzere Abfolge der Zyklen im Mittel mehr Leistung umsetzen lässt, ohne dass die Ruhelage instabil wird.

Bei diesen hohen Repetitionsraten muss zum Erreichen des optimalen optischen Wirkungsgrads die mittlere extrahierbare Energiedichte gemäß Gl. 4.20 gewählt werden. Jeweils für sich genommen, würde die Pumpphase bekanntlich von einem niedrigeren Wert, die Verstärkungsphase von einem höheren Wert von $\hat{H}_{Scheibe}$ profitieren. Letzteres gilt aber auch hinsichtlich der Stabilität der Verstärkungsphase, da die zulässige Energieextraktion weitgehend proportional zu $\hat{H}_{Scheibe, vor Verst}$ ist. Es sei beispielsweise $\hat{H}_{Scheibe} = 0,5 \cdot \hat{H}_{Scheibe, gepumpt}$, was bei Umlaufverlusten von $v_{um} = \hat{H}_{Scheibe, gepumpt}$ gerade dem Effizienzoptimum bei hohen Repetitionsraten

entspräche. Die Grenze des stabilen Betriebs wäre dann bei einer Energieextraktion von $0,1 \cdot \hat{H}_{\text{Scheibe, gepumpt}}$ (siehe Abb. 4.4, $\hat{H}_{\text{Puls, vor Verst}} \approx 10^{-8}$) erreicht. Diese Energiemenge kann jedoch nur extrahiert werden, wenn sie in jedem Zyklus erst in die Scheibe transferiert wird, was bei $\rho = 0,5$ laut Gl. 2.54 eine Pumpdauer von $T_{\text{Pump}} = 0,2\tau_{\text{Pump}}$ erforderte. Je nach Pumpleistung (siehe Abb. 2.19) wäre dann unterhalb einer Repetitionsrate von 5–8 kHz stabiler Betrieb nur mit reduziertem optischen Wirkungsgrad möglich. Mit den halben Umlaufverlusten ($v_{\text{um}} = 0,5 \cdot \hat{H}_{\text{Scheibe, gepumpt}}$) ist die optimale mittlere extrahierbare Energiedichte um $\sqrt{2}$ kleiner und die Grenze verschiebt sich auf 11–16 kHz. Oberhalb dieser Grenze ist der Betrieb bei optimalem optischen Wirkungsgrad stabil, doch bei reduziertem optischen Wirkungsgrad kann instabiles Verhalten auch bei weitaus höheren Repetitionsraten demonstriert werden.

Umlaufverluste scheinen sich auf den ersten Blick positiv auf die Stabilität auszuwirken, da sie den optimalen Wert der mittleren extrahierbaren Energiedichte anheben und somit einen stabilen Betrieb ohne Wirkungsgradverlust schon bei weniger hohen Repetitionsraten ermöglichen. Gleichzeitig senken die Umlaufverluste aber den maximal erreichbaren optischen Wirkungsgrad. Absolut betrachtet wird deshalb keine Verbesserung des optischen Wirkungsgrads erreicht. Es nützt auch wenig, dass $|\phi'_{\text{Verst}}|$ bei gleicher Energieextraktion kleiner als im verlustfreien Fall ist (siehe Abb. 4.4). Würde man statt der extrahierten Energie den Pulsenergiezuwachs vergleichen, so verschwände dieser Vorteil. Umlaufverluste bieten also auch unter Berücksichtigung der Stabilität grundsätzlich keinen Vorteil.

Durch die Pumpleistungsdichte werden sowohl $\hat{H}_{\text{Scheibe, gepumpt}}$ als auch τ_{Pump} festgelegt. Da sich die Anstiegszeit des Pumpprozesses mit der Pumpleistung verringert, kann durch Erhöhen der Pumpleistung bei niedrigen Repetitionsraten ($f_{\text{Verstärker}} \approx 1 \text{ kHz}$) die Ruhelage stabilisiert werden. Bei mittleren bis hohen Repetitionsraten profitiert man davon, dass eine größere extrahierbare Energiedichte vor der Verstärkungsphase auch eine entsprechend größere Energieextraktion mit stabiler Ruhelage erlaubt. Die extrahierbare Energiedichte und der Energietransfer in der Pumpphase können laut Gl. 2.54 proportional zu $\hat{H}_{\text{Scheibe, gepumpt}}$ angehoben werden, so dass schließlich die zulässige Energieextraktion proportional zu $\hat{H}_{\text{Scheibe, gepumpt}}$ steigt. Durch die gleichzeitige Verkleinerung von τ_{Pump} kann die extrahierbare Energiedichte sogar noch ein wenig mehr erhöht werden. Des Weiteren steigt die Ausgangspulsenergie etwas stärker als linear mit der extrahierten Energie, da sich auch das Gewinn-Verlust-Verhältnis verbessert. Dahingegen wächst $\hat{H}_{\text{Scheibe, gepumpt}}$ weniger als linear mit der Pumpleistung (siehe Abb. 2.14). Insgesamt sollte deshalb die maximale Ausgangspulsenergie bei stabilem Betrieb über einen größeren Pumpleistungsbereich recht gleichmäßig mit der Pumpleistung zunehmen.

Die Pulsenergiedichte ist über Gl. 4.15 an die extrahierbare Energiedichte gekoppelt und besitzt deshalb das gleiche Stabilitätsverhalten wie die extrahierbare Energiedichte. Fluktuationen der extrahierbaren Energiedichte rufen daher im Allgemeinen auch Fluktuationen der Ausgangspulsenergie hervor.

4.4 Der Weg ins Chaos beim regenerativen Verstärker

Verschiedene instabile Betriebszustände des regenerativen Verstärkers werden in diesem Unterkapitel anhand der entsprechenden diskreten Zeitreihen vorgestellt. Die Übergänge zwischen den einzelnen Betriebszuständen bei der Variation eines Kontrollparameters sind am dazugehörigen Bifurkationsdiagramm visualisiert.

4.4.1 Zeitreihenanalyse der Fluoreszenz und der Ausgangspulsenergie

Bisher wurde lediglich zwischen stabilen und instabilen Ruhelagen unterschieden. Nicht angesprochen wurde die Frage, welche Art von Fluktuationen im instabilen Betrieb des regenerativen Verstärkers auftreten. Dies kann experimentell leicht untersucht werden, indem das Verstärkersystem mit unterschiedlichen Kontroll-

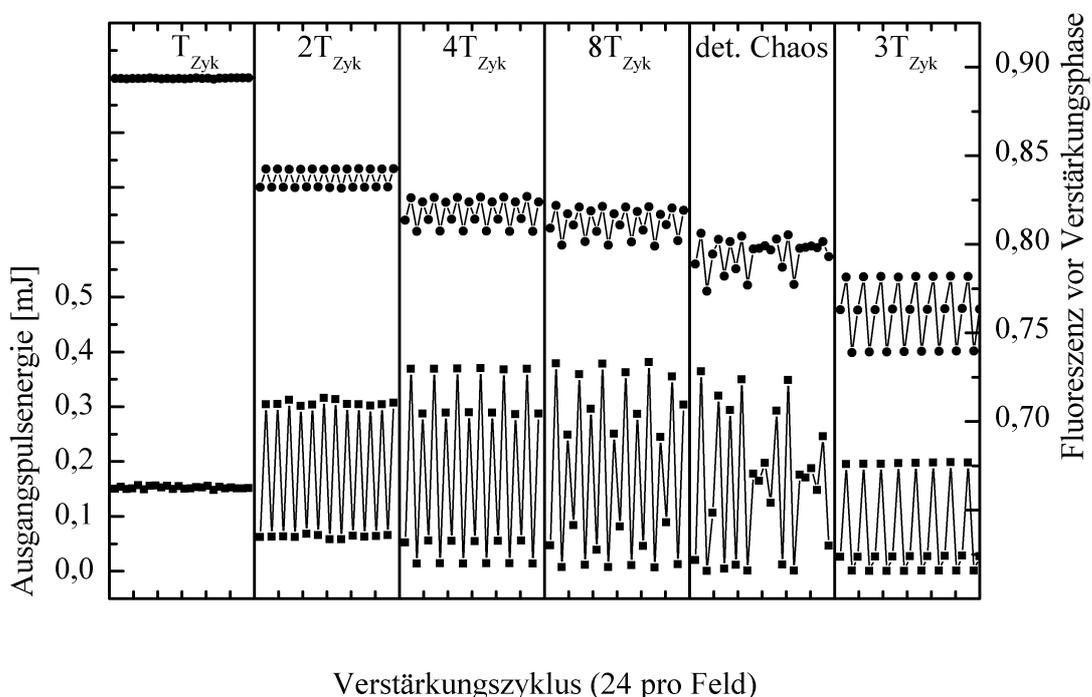


Abbildung 4.5: Beispiel für sechs verschiedene Zeitreihen der Ausgangspulsenergie (unten) und der Fluoreszenz (oben) vor der Verstärkungsphase. Bei sonst konstanten Betriebsparametern (10 kHz) wurde nur die Anzahl der Umläufe verändert (siehe auch Abb. 4.7). Die Fluoreszenz zu Beginn der Verstärkungsphase wurde aus der in der Pumpphase gemessenen Fluoreszenz berechnet und ist auf den entsprechenden Wert im stationären Grenzfall normiert.

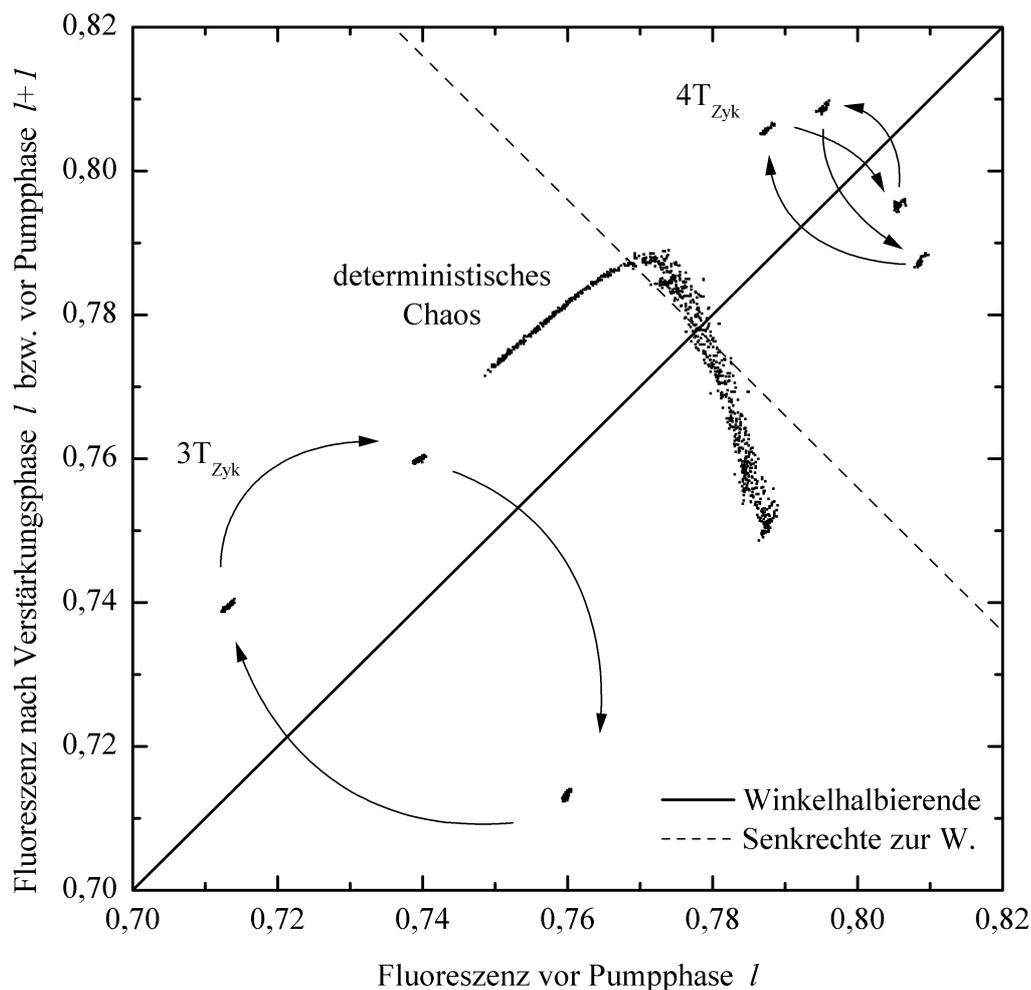


Abbildung 4.6: Fluoreszenz am Ende des Zyklus als Funktion der Fluoreszenz am Anfang des Zyklus. Die Beispiele sind mit drei der Zeitreihen in Abb. 4.5 identisch. Durch Pfeile ist die zeitliche Abfolge der Messwerte in den Zeitreihen gekennzeichnet. Die Fluoreszenz ist auf den entsprechenden Wert im stationären Grenzfall normiert.

parametern betrieben wird.

Eine nahe liegende Darstellung zur Untersuchung von Fluktuationen sind so genannte Zeitreihen (Messwert als Funktion der Zeit), da sie mit jedem Oszilloskop leicht gemessen und angezeigt werden können. Das hier verwendete Mess- und Diagnosesystem leistet im Prinzip das Gleiche, ist aber an die diskreten Zeitintervalle der Verstärkungszyklen angepasst. Kurze Ausschnitte aus sechs verschiedenen Zeitreihen der Fluoreszenz nach der Verstärkungsphase und der Ausgangspulsenergie sind in Abb. 4.5 dargestellt und werden im Folgenden erläutert:

- Die Zeitreihe im ersten Feld besitzt eine stabile Ruhelage. So sind ausschließlich Schwankungen (siehe Kap. 3), aber keine Fluktuationen zu beobachten.
- In der Zeitreihe im zweiten Feld hat sich ein stabiler Zustand mit einer Periodendauer von zwei Zyklen eingestellt. Die Fluoreszenz (und damit auch die extrahier-

bare Energiedichte) sowie die Ausgangspulsenergie alternieren zwischen zwei Werten. Bei der geringeren extrahierbaren Energiedichte vor der Verstärkungsphase wird wenig Energie extrahiert, so dass nach der darauf folgenden Pumpphase mehr Energie in der Scheibe gespeichert ist. Daraufhin wird durch die größere Energiedichte vor der Verstärkungsphase mehr Energie aus der Scheibe extrahiert, als in der nachfolgenden Pumpphase nachfließen kann. Der nächste Zyklus beginnt wiederum mit der geringeren extrahierbaren Energiedichte.

- Wie im dritten Feld gezeigt, kann ein wiederkehrendes Muster sich auch über vier Zyklen erstrecken. Erst die vierfache Verkettung der Funktion φ_{Zyk} besitzt dann eine stabile Ruhelage.
- Stabiles Verhalten über mehrere Zyklen lässt sich beim hier verwendeten Verstärkersystem bis zu einer Periodendauer von $8T_{\text{Zyk}}$, wie es im vierten Feld dargestellt ist, experimentell nachweisen. Danach stören Schwankungen das empfindliche Gleichgewicht, das sich über 16 oder mehr Zyklen einstellen würde.
- Feld 5 zeigt deterministisches Chaos, in dem die Ausgangspulsenergie und die Fluoreszenz scheinbar zufällig fluktuieren. Auch in einem größeren Ausschnitt sind jetzt keine regelmäßigen Muster mehr zu erkennen. Dies äußert sich auch in der FOURIERtransformation der Zeitreihe, in der bei chaotischem Betrieb alle klar erkennbaren Frequenzen verschwinden.
- Im letzten Feld ist eine Zeitreihe dargestellt, die sich nach drei Zyklen wiederholt, also nicht in das übliche Schema der Zweierpotenzen passt. Periodendauern von $3 \cdot 2^p T_{\text{Zyk}}$ tauchen im regenerativen Verstärker (wie auch in anderen Systemen [53]) nur bei relativ hohen Verlusten auf.

Die diskreten Zeitreihen enthalten zwar alle Informationen, einfacher zu interpretieren ist manchmal aber die Darstellung in Abb. 4.6. Sie zeigt, dass jedem Wert der Fluoreszenz vor dem Zyklus eindeutig ein bestimmter Wert der Fluoreszenz nach dem Zyklus zugeordnet ist. Bei den Fluktuationen der fünften Zeitreihe erscheint buchstäblich die Ordnung im Chaos, was belegt, dass es sich tatsächlich um deterministisches Chaos handelt. Indem bei chaotischen Fluktuationen jedes Mal ein anderer Wert der Fluoreszenz vor dem Zyklus realisiert wird, zeichnet die Punkteschar eine Kurve nach, die der Funktion φ_{Zyk} (siehe Abb. 4.3) entspricht. Die Steigung dieser Funktion bei der Ruhelage ist erwartungsgemäß kleiner als -1 , da die Ruhelage instabil ist. Auch in den anderen beiden in Abb. 4.6 dargestellten Fällen liegen die Messwerte auf einer entsprechenden Funktion, von der aber nach dem Einschwingvorgang nur vier bzw. drei Punkte sichtbar sind.

4.4.2 Analyse der Bifurkationsdiagramme

Die Übergänge zwischen den verschiedenen Betriebsarten des regenerativen Verstärkers sind nur bei kontinuierlicher Variation eines der Kontrollparameter zu beobachten. Die geeignete Darstellung dafür ist ein Bifurkationsdiagramm, wie es schon in Abb. 4.1 für die logistische Funktion verwendet wurde. Entsprechend werden beim regenerativen Verstärker die Fluoreszenz und die Ausgangspulsenergie über dem dafür ausgewählten Kontrollparameter aufgetragen.

Abb. 4.7 zeigt ein typisches Bifurkationsdiagramm, bei dem die Anzahl der Umläufe als Kontrollparameter verwendet wurde. Da der Variationsbereich über 700 Umläufe umfasst, ist es unerheblich, dass die Anzahl der Umläufe kein kontinuierlicher Kontrollparameter ist. Bis etwa 110 Umläufe steigt die extrahierte Pulsenergie exponentiell mit der Anzahl der Umläufe an. Danach schließt sich ein Bereich an, in dem die Ausgangspulsenergie aufgrund der verringerten extrahierbaren Energiedichte langsamer wächst. Bei 260 Umläufen wird die Ruhelage des Zyklus instabil. An diesem ersten Bifurkationspunkt verzweigen sich die Messwerte der Ausgangspulsenergie und der Fluoreszenz. Nach weiteren Periodenverdopplungen geht das System bei 380 Umläufen ins deterministische Chaos über. Bei 500 Umläufen wird das

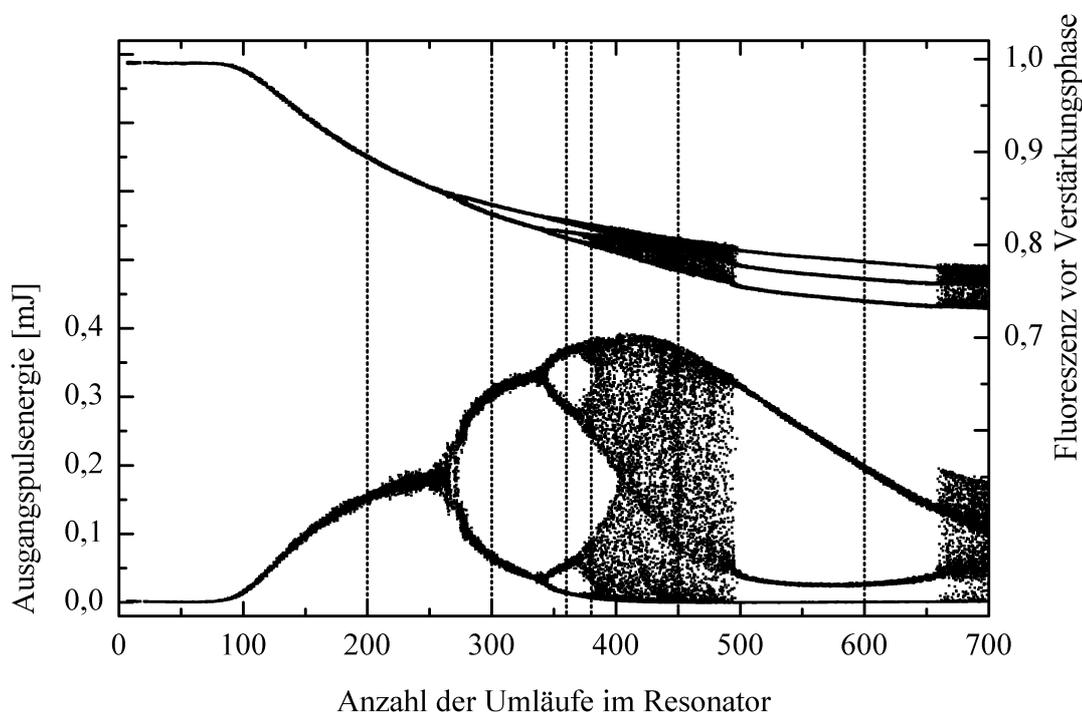


Abbildung 4.7: Gemessenes Bifurkationsdiagramm bei 10 kHz Repetitionsrate und künstlich erhöhten Umlaufverlusten. Die Dauer der Verstärkungsphase (und damit n_{Um}) wurde manuell variiert, die 50.000 Messpunkte sind also nicht genau gleichmäßig über der X-Achse verteilt. Bei den sechs, durch gestrichelte Linien markierten Werten der Umlaufzahl, wurden die in Abb. 4.5 dargestellten Zeitreihen aufgenommen.

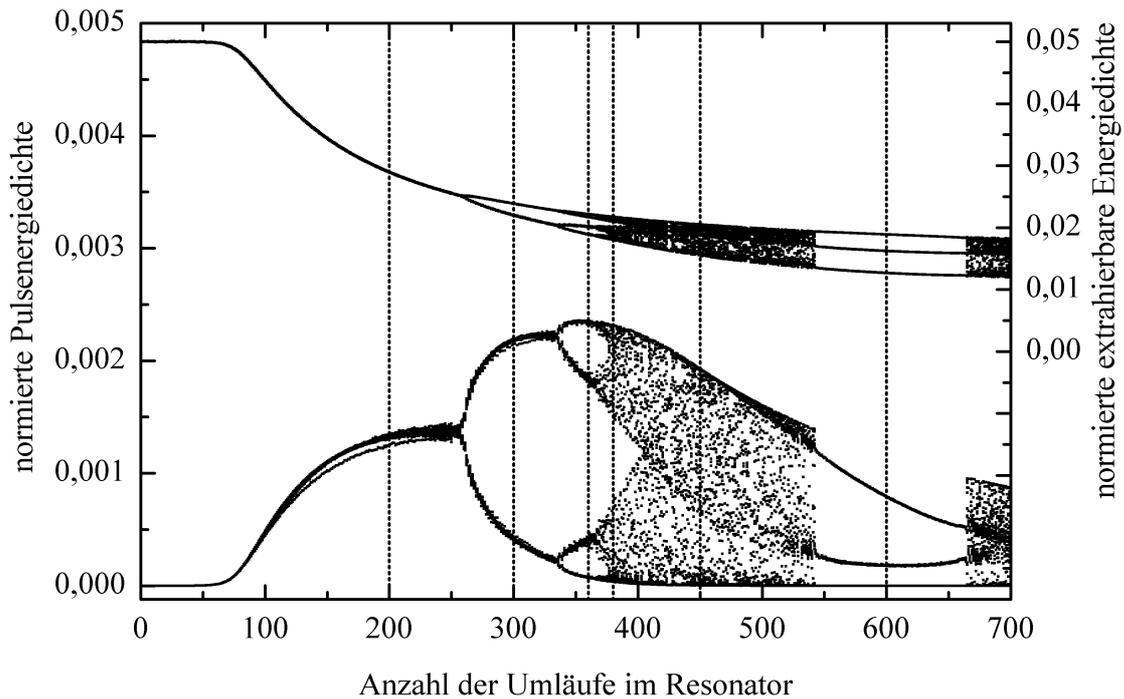


Abbildung 4.8: Numerisch berechnetes Bifurkationsdiagramm bei 10 kHz Repetitionsrate (20.000 Zyklen). Durch Anpassung der restlichen Parameter wurde versucht, eine möglichst gute Übereinstimmung mit dem gemessenen Bifurkationsdiagramm in Abb. 4.7 zu erhalten. Verwendet wurden das erweiterte Modell der Verstärkungsphase und das Modell der Pumpphase mit der linearen Näherung der Absorptionseffizienz. (Die Doppellinie bei der Ausgangspulsenergie vor dem ersten Bifurkationspunkt entsteht durch das Einschwingen beim Vergrößern der Umlaufzahl um eins.)

chaotische Verhalten schlagartig unterbrochen, setzt aber nach 660 Umläufen ebenso plötzlich wieder ein. Das kurzzeitige Auftreten von Ordnung im Chaos (Intermittenz) wird auch in anderen Systemen beobachtet [60]. Im stabilen und im periodischen Bereich ist die Breite der Kurven ein Maß dafür, wie empfindlich das jeweilige Regime gegenüber den zusätzlich vorhandenen Schwankungen (siehe Kap. 3) ist.

Am Beispiel des Bifurkationsdiagramms in Abb. 4.7 soll nun untersucht werden, wie gut das Modell des regenerativen Verstärkers zur Simulation eines vollständigen Bifurkationsdiagramms geeignet ist. Die Anforderungen sind dabei höher als bei der Simulation einer einzelnen Pump- oder Verstärkungsphase: Selbst eine qualitative Übereinstimmung ist nur dann gegeben, wenn bei jedem Wert des Kontrollparameters n_{Um} die Funktion φ_{Zyk} hinreichend genau simuliert wird. Trotzdem stimmt das numerisch berechnete Bifurkationsdiagramm in Abb. 4.8 mit dem experimentellen Pendant in Abb. 4.7 nach vorsichtigem Abgleich aller Parameter erstaunlich gut überein. Im anwendungstechnisch relevanten Bereich (0–300 Umläufe) lässt sich eine noch bessere Übereinstimmung erzielen, wodurch das Verhalten der Kurve im restlichen Bereich aber weniger genau wiedergegeben wird.

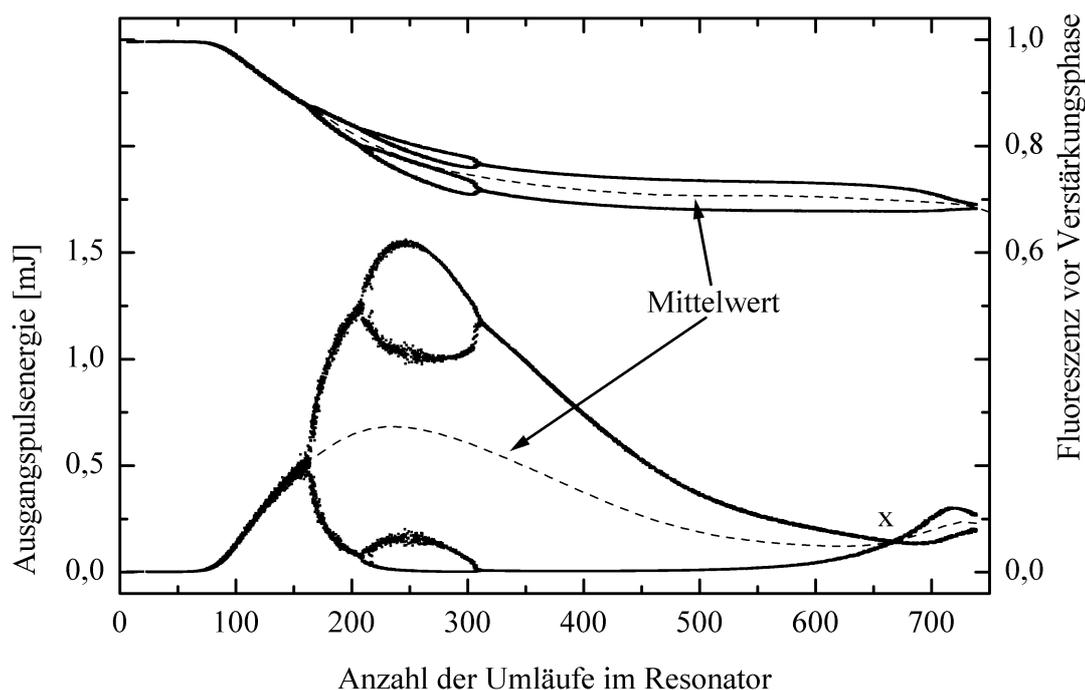


Abbildung 4.9: Gemessenes Bifurkationsdiagramm bei 5 kHz Repetitionsrate. Am eingezeichneten Mittelwert wird sichtbar, dass im instabilen Betrieb eine größere Ausgangsleistung erreicht wird als vor dem ersten Bifurkationspunkt. Beim Punkt x ist die Ausgangspulsenergie entartet, die extrahierbare Energie fluktuiert aber dennoch zwischen zwei Werten.

Zur Berechnung des Bifurkationsdiagramms in Abb. 4.8 mit Maple 8.0 wurden einige Stunden Rechenzeit aufgewendet. Um das Verhalten des Verstärkersystems bei der Variation der Kontrollparameter schnell und intuitiv zu erfassen ist die Arbeit mit dem Mess- und Diagnosesystem am besten geeignet. Die Stärke der numerische Simulation liegt hingegen darin, die Ergebnisse über den experimentell zugänglichen Parameterbereich hinaus zu extrapolieren.

Wie stark auch der qualitative Verlauf des Bifurkationsdiagramms von den restlichen Kontrollparametern abhängt, soll ein weiteres Beispiel in Abb. 4.9 verdeutlichen, das mit der halben Repetitionsrate, größerer Pumpleistung und niedrigeren Umlaufverlusten als das vorherige Bifurkationsdiagramm aufgezeichnet wurde. Die Kurven verzweigen sich nur zweimal, um bei noch größeren Umlaufzahlen sogar wieder zusammenzuwachsen. Deterministisches Chaos tritt nicht auf. Dennoch liegt die stabil extrahierbare Ausgangspulsenergie deutlich unter dem Maximum des Mittelwerts bei instabilem Betrieb.

4.5 Betriebsparameter für Stabilität, Periodenverdopplung oder Chaos

In diesem Unterkapitel wird der Einfluss aller Kontrollparameter auf den Betriebszustand des Verstärkersystems experimentell untersucht. Die Kontrollparameter Repetitionsrate, Pulsenergie vor der Verstärkung, Pumpleistung und Umlaufverluste werden in getrennten Abschnitten diskutiert. Der Anzahl der Umläufe kommt eine Sonderrolle zu, da mit ihr bei festem Wert der restlichen Kontrollparameter die gewünschte Energieextraktion eingestellt wird.

4.5.1 Einfluss der Repetitionsrate

Die Repetitionsrate ist der einzige Kontrollparameter, der direkt durch die Anforderungen an die Ausgangsparameter des Lasersystems festgelegt ist und wird deshalb an erster Stelle behandelt. Der untersuchte Bereich erstreckt sich von sehr niedrigen Repetitionsraten (0,16 kHz) bis fast zur maximalen Repetitionsrate der Pockelszelle 2 (31,0 kHz). Es ist sinnvoll, den Repetitionsratenbereich nicht in gleich große Intervalle, sondern äquidistant auf einer logarithmischen Skala mit zehn Frequenzen pro Größenordnung (also 1 dB) zu unterteilen.

In Abb. 4.10 sind exemplarisch vier typische Bifurkationsdiagramme bei verschiedenen Repetitionsraten dargestellt.

- 0,25 kHz: Bei dieser niedrigen Repetitionsrate ist der Betrieb immer stabil. Die stabilisierende Wirkung der langen Pumpphase dominiert über den destabilisierenden Effekt einer großen Energieextraktion in der Verstärkungsphase.
- 2,0 kHz: Wegen der kürzeren Pumpphase gibt es einen instabilen Betriebsbereich, wobei es aber nur zu einer Aufspaltung in zwei Werte kommt. Die mittlere Ausgangspulsenergie verhält sich am ersten Bifurkationspunkt stetig und am letzten Bifurkationspunkt unstetig. Die höchste Ausgangspulsenergie wird hier nicht am ersten, sondern am letzten Bifurkationspunkt erreicht.
- 7,9 kHz: Über die bekannte Kaskade mehrerer Bifurkationen wird bei dieser Repetitionsrate das deterministische Chaos erreicht. Aufgrund des geringeren Energieumsatzes pro Zyklus liegt die mittlere Ausgangspulsenergie bei instabilem Betrieb nur noch wenig über der Ausgangspulsenergie des ersten Bifurkationspunkts.
- 31,5 kHz: Auch hier wird der vollständige Weg zu chaotischem Verhalten besritten. Allerdings setzt der instabile Betrieb bei dieser hohen Repetitionsrate erst ein, nachdem das stabile Maximum der Ausgangspulsenergie bereits überschritten ist. Die Ruhelage mit dem optimalen optischen Wirkungsgrad ist stabil.

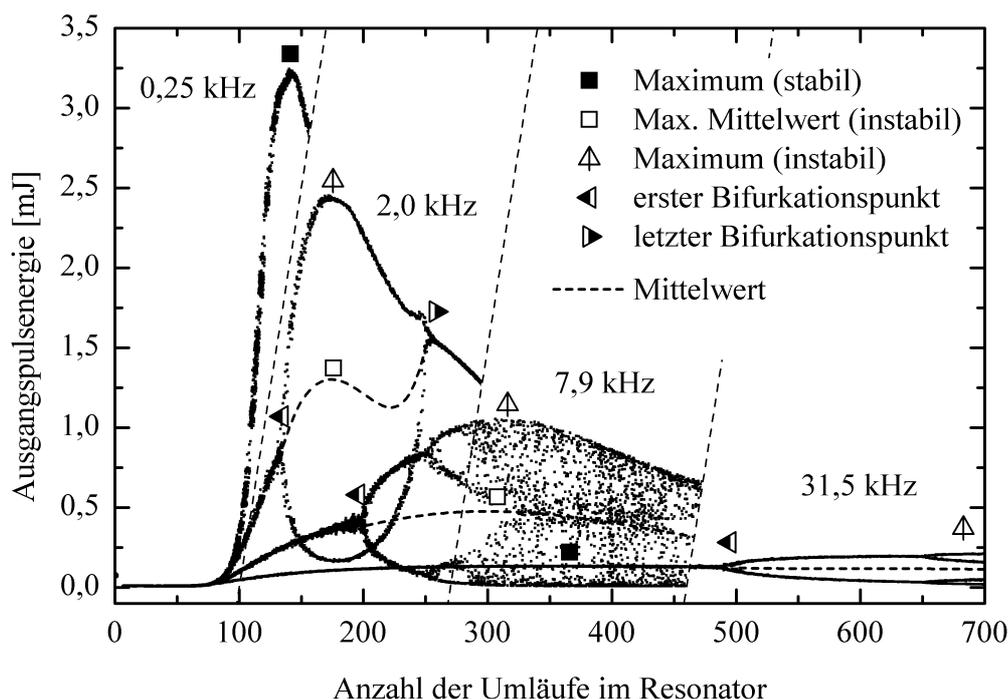


Abbildung 4.10: Bifurkationsdiagramme (Ausgangspulsenergie) bei vier ausgewählten Repetitionsraten. Der Übersichtlichkeit wegen sind die Diagramme z.T. nicht vollständig abgedruckt und die Symbole etwas oberhalb der entsprechenden Punkte platziert. Die Pumpleistung betrug 35 W. Die Lücken in der ersten Kurve (0,25 kHz) sind auf eine unetwige manuelle Variation der Anzahl der Umläufe zurückzuführen.

Von allen aufgezeichneten Bifurkationsdiagrammen sind die Ausgangspulsenergien der markanten Punkte in Abb. 4.11 zusammengefasst. Bis zu einer Repetitionsrate von 0,4 kHz reicht die Dauer der Pumpphase aus, um die Energie in der Scheibe wieder vollständig zu regenerieren; die Ausgangspulsenergie ist konstant. Erst bei etwas höheren Repetitionsraten nimmt die maximale Ausgangspulsenergie sichtbar ab, da aufgrund der kürzeren Pumpphase die extrahierbare Energiedichte vor der Verstärkungsphase geringer ausfällt. Etwa ab einer Repetitionsrate von 1,3 kHz kommt es dann plötzlich zu instabilem Betrieb, aber vorerst nur in einem kleinen Bereich des Bifurkationsdiagramms. Die Ausgangspulsenergie verzweigt sich bei 130 Umläufen, wächst aber noch vor dem Pulsenergiemaximum wieder zusammen. Bis zu einer Repetitionsrate von 2,5 kHz ist die Ausgangspulsenergie beim letzten Bifurkationspunkt größer als der Mittelwert der Ausgangspulsenergie im instabilen Betrieb. Letzterer ist oberhalb von 2,5 kHz mit guter Genauigkeit umgekehrt proportional zur Repetitionsrate, d.h. die mittlere Ausgangsleistung ist weitgehend konstant.

Zwischen 2,5 kHz und 4,0 kHz verschiebt sich der letzte Bifurkationspunkt sehr schnell zu hohen Umlaufzahlen und verliert an Energie. Vom ersten Auftreten der Bifurkation bei 1,3 kHz bis zu einer Repetitionsrate von 4 kHz ist die Ausgangspulsenergie am ersten Bifurkationspunkt etwa 30 % geringer als die mittlere Ausgangs-

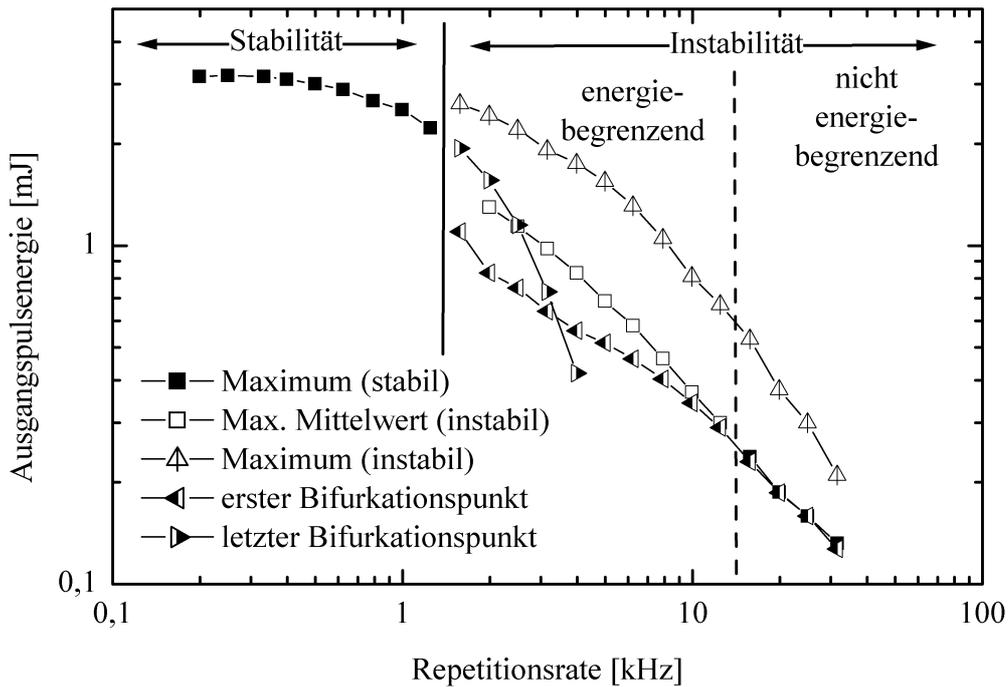


Abbildung 4.11: Ausgangspulsenergie bei den verschiedenen Maxima und Bifurkationspunkten als Funktion der Repetitionsrate. Die Pumpleistung betrug 35 W. Nur im Bereich von 1,5–15 kHz begrenzen Instabilitäten den optischen Wirkungsgrad.

pulsenergie im instabilen Betrieb. Der relative Unterschied zwischen stabiler und instabiler mittlerer Ausgangsleistung verringert sich zwischen 4 kHz und 15 kHz mit wachsender Repetitionsrate. Oberhalb von 15 kHz kann auch im stabilen Betrieb die maximale mittlere Ausgangsleistung erzielt werden.

Das Verhalten des regenerativen Verstärkers stimmt bei diesen Repetitionsraten gut mit den Vorhersagen von Kap. 4.3.3 überein. Der Betrieb bei höheren Repetitionsraten wurde mit Hilfe des theoretischen Modells untersucht. Bei 50 kHz beträgt die Ausgangspulsenergie beim ersten Bifurkationspunkt nur noch 80 % der höchstmöglichen stabilen Ausgangspulsenergie. Der instabile Betrieb setzt jetzt erst bei der dreifachen zum Erreichen des Pulsenergiemaximums benötigten Umlaufzahl ein. Bei 100 kHz kann im Bereich 1–1000 Umläufe in der Simulation kein instabiles Verhalten mehr produziert werden. Auch hinsichtlich der Stabilität gleicht das Verhalten des regenerativen Verstärkers dann eher einem Dauerstrichlaser.

4.5.2 Einfluss der Pulsenergie vor der Verstärkung

Da es im Normalfall nicht sinnvoll ist, die Pulsenergie vor der Verstärkungsphase künstlich zu reduzieren, wird dieser Kontrollparameter eigentlich durch die Auswahl des Seedlasers bereits festgelegt. Eine möglichst große Ausgangspulsenergie des Seedlasers reduziert schließlich die erforderliche Gesamtverstärkung, erhöht damit die

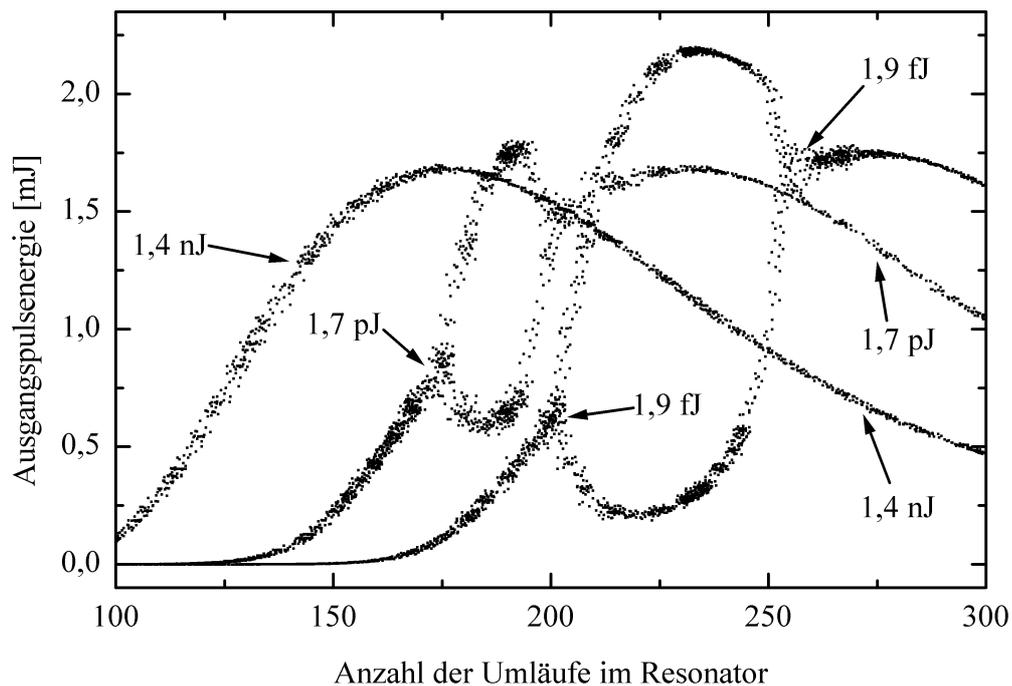


Abbildung 4.12: Bifurkationsdiagramm (Ausgangspulsenergie) bei drei verschiedenen Pulsenergien am Anfang der Verstärkungsphase. Die Repetitionsrate betrug 1 kHz und die Pumpleistung war 34 W. Die Kurve mit der kleinsten Pulsenergie vor der Verstärkungsphase (1,9 fJ) ist etwas nach links verschoben, da die in den Resonatormode emittierte Fluoreszenzstrahlung der Scheibe größenordnungsmäßig die gleiche Energie besitzt und ebenfalls verstärkt wird.

Stabilität, vermindert Schwankungen und wirkt sich auch positiv auf die spektrale und zeitliche Form des verstärkten Laserpulses aus. Dem stehen höhere Kosten, ein schlechterer Gesamtwirkungsgrad und, wenn auf den Pulspicker verzichtet wird, ein stärkerer Untergrund gegenüber.

Zur Untersuchung des Einflusses der Pulsenergie vor der Verstärkungsphase auf die Stabilität wurde der vom Seedlaser kommende Laserstrahl mit Graufiltern (F2 und F3 in Abb. 2.3) abgeschwächt. Abb. 4.12 zeigt exemplarisch drei Bifurkationsdiagramme bei einer Repetitionsrate von 1 kHz mit unterschiedlichen Anfangspulsenergien. Wie in Kap. 4.3.3 prognostiziert, erscheint instabiles Verhalten erst dann, wenn die Pulsenergie vor der Verstärkungsphase eine bestimmte Schwelle unterschreitet. Dabei beginnt die Instabilität in einem sehr begrenzten Bereich vor dem Maximum der erzielbaren Ausgangspulsenergie, der aber schnell mit zunehmendem Abschwächungsfaktor größer wird.

Wird die Pulsenergie vor der Verstärkungsphase zu stark reduziert, dann wird statt des Laserpulses die in den Resonatormode abgestrahlte Fluoreszenzstrahlung verstärkt. Deren Energie beträgt in diesem System 1–10 fJ, wobei der genaue Zahlenwert von der Strahlqualität des Resonatormodes, der Resonatorlänge und der Pumpleistung abhängt. Für ein ausreichendes Signal/Untergrund-Verhältnis in einem vergleichbaren

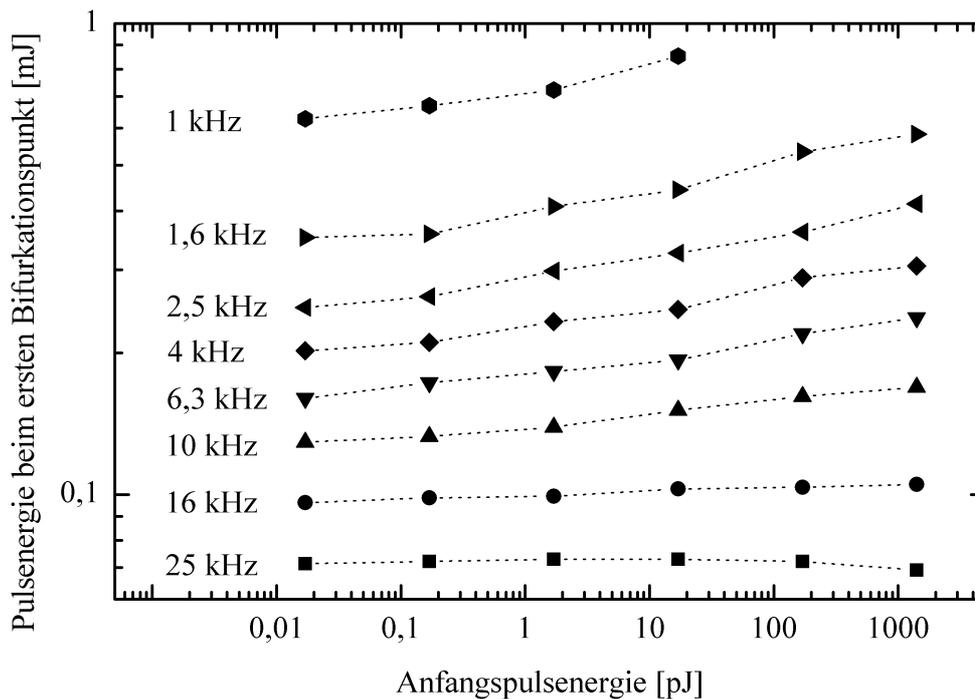


Abbildung 4.13: Ausgangspulsenergie des ersten Bifurkationspunkts als Funktion der Pulsenergie vor der Verstärkungsphase für verschiedene Repetitionsraten. Die Pumpleistung betrug 35 W. Bei einer Repetitionsrate von 1 kHz gibt es ab 170 pJ keine Bifurkation mehr. In der untersten Kurve (25 kHz) nimmt die Ausgangspulsenergie des ersten Bifurkationspunkts bei höheren Anfangspulsenergien wieder ab, da dieser dann erst deutlich nach dem Pulsenergiemaximum erreicht wird.

System sollte der Seedlaser also mindestens eine Ausgangspulsenergie von 1 pJ besitzen (Zum Vergleich: die an die Kontrolleinheit angeschlossene Photodiode P3 benötigt bereits 10 pJ).

Das Ergebnis einer Parameterstudie, in der die Abhängigkeit der Stabilität von der Anfangspulsenergie bei verschiedenen Repetitionsraten untersucht wird, ist in Abb. 4.13 dargestellt. Die Ausgangspulsenergie beim ersten Bifurkationspunkt sinkt im Bereich von 1,6 kHz bis 10 kHz um 30 % bis 20 % ab, wenn die Pulsenergie vor der Verstärkung 1,7 pJ statt 1,4 nJ beträgt. Je größer die Wirkungsgradeinbußen durch Instabilität bei einer bestimmten Repetitionsrate sind (siehe Kap. 4.5.1), desto größer fällt auch der zusätzliche Verlust durch eine Verminderung der Pulsenergie vor der Verstärkung aus. Dementsprechend ist die maximale Ausgangspulsenergie im stabilen Betrieb bei Repetitionsraten oberhalb von 15 kHz auch bei jeder Pulsenergie vor der Verstärkungsphase gleich. So wie bei einer Repetitionsrate von 1 kHz in Abb. 4.12 veranschaulicht, existiert auch bei allen anderen Repetitionsraten eine bestimmte Anfangspulsenergie, oberhalb derer jede Ruhelage stabil ist.

4.5.3 Einfluss der Pumpleistung

Zur Regelung der Ausgangsleistung des Verstärkersystems ist die Pumpleistung, zumindest wenn ein effizienter Betrieb angestrebt wird, der wichtigste Kontrollparameter. Über einen großen Variationsbereich steigt die Ausgangsleistung monoton mit der Pumpleistung, bis schließlich verschiedene Effekte (Temperaturerhöhung, Ausbleichen, Phasenstörungen, Erreichen der Zerstörschwelle) einer weiteren Steigerung entgegenprechen. Die Fortsetzung der Leistungsskalierung ist dann über die Vergrößerung der Fläche des gepumpten Bereichs möglich.

Wie die im stabilen Betrieb erreichbare Ausgangspulsenergie mit der Pumpleistung ansteigt, wurde bei mehreren Repetitionsraten experimentell untersucht. Am Beispiel von 10 kHz ist die Veränderung der Bifurkationsdiagramme mit der Pumpleistung in Abb. 4.14 dargestellt. Eine Vergrößerung der Pumpleistung hat zwei positive Effekte: zum einen steigt die stabil erreichbare Ausgangspulsenergie, zum anderen verkleinert sich die dazu benötigte Anzahl von Umläufen. Durch den größeren Energieumsatz bei höherer Pumpleistung steigt also nicht nur die Pulsenergie, es wird gleichzeitig die Dynamik der Verstärkungsphase beschleunigt.

Abb. 4.14 veranschaulicht aber auch ein typisches Risiko, das besteht, wenn das Verstärkersystem nahe an der Zerstörschwelle betrieben wird. Sind die Kontroll-

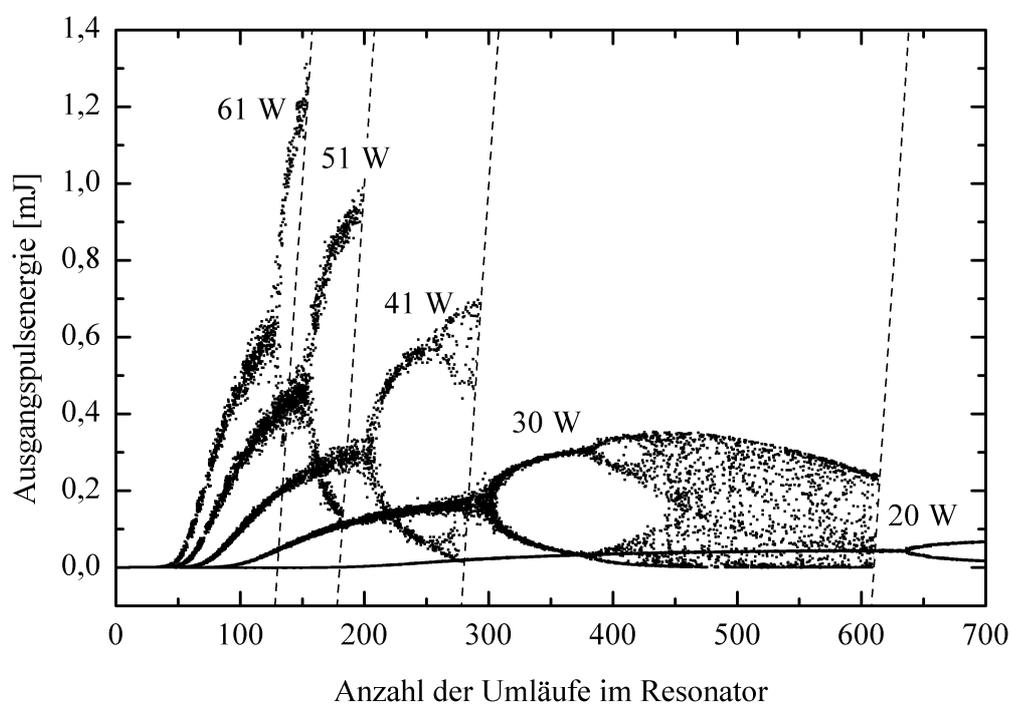


Abbildung 4.14: Bifurkationsdiagramme (Ausgangspulsenergie) bei fünf unterschiedlichen Pumpleistungen. Die Repetitionsrate war auf 10 kHz eingestellt und die Umlaufverluste wurden (auf einen festen Wert) angehoben, um das Überschreiten der Zerstörschwelle zu verhindern. Der Übersichtlichkeit wegen sind die Diagramme z.T. nicht vollständig abgedruckt.

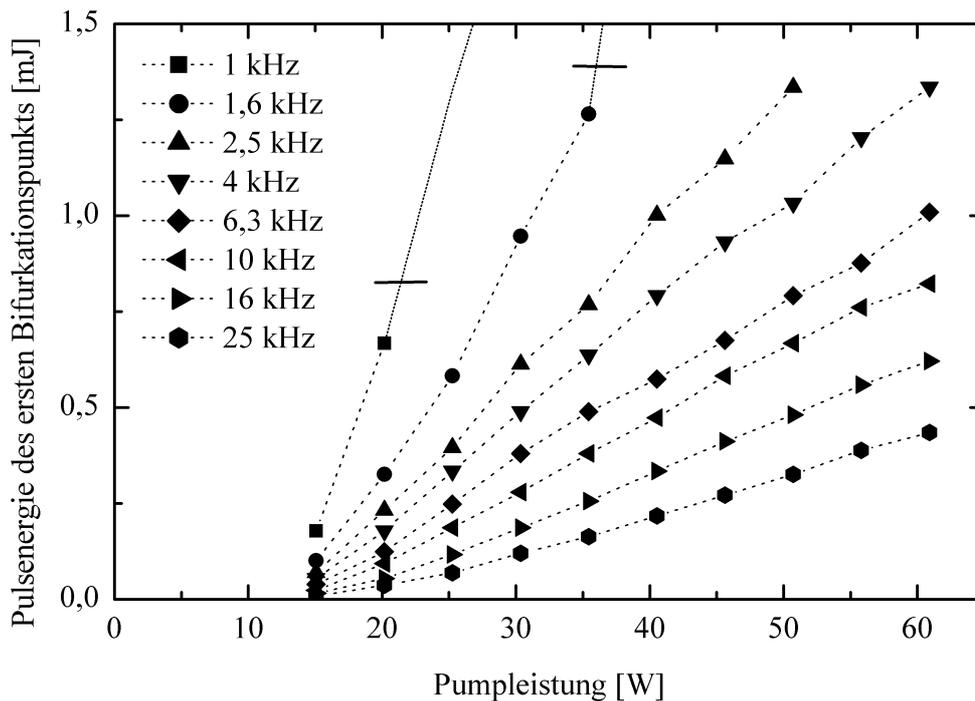


Abbildung 4.15: Ausgangspulsenergie beim ersten Bifurkationspunkt als Funktion der Pumpleistung bei verschiedenen Repetitionsraten. Die Umlaufverluste wurden (auf einen festen Wert) angehoben, um das Überschreiten der Zerstörungsschwelle zu verhindern. Bei 1 kHz und 1,6 kHz gibt es oberhalb der Markierung keine Instabilität mehr.

parameter so gewählt, dass eine möglichst guter optischer Wirkungsgrad erreicht wird, liegt der Betriebspunkt bei Repetitionsraten von etwa 1,5–15 kHz zwangsläufig in der Nähe der Stabilitätsgrenze. Selbst eine moderate Vergrößerung der Pumpleistung kann dann, wenn dabei der stabile Betrieb verlassen wird, eine erhebliche Vergrößerung der maximalen Pulsenergie im Verstärkersystem bedeuten.

Für alle untersuchten Repetitionsraten ist die Ausgangspulsenergie beim ersten Bifurkationspunkt in Abb. 4.15 über der Pumpleistung aufgetragen. Auch hier werden die vom Modell abgeleiteten Aussagen von Kap. 4.3.3 bestätigt: Im Fall niedriger Repetitionsraten reicht die Verkleinerung der Anstiegszeit des Pumpprozesses aus, um den instabilen Betrieb ab einer gewissen Pumpleistung auszuschließen. Unabhängig von der Repetitionsrate steigt die Ausgangspulsenergie am ersten Bifurkationspunkt linear mit der Pumpleistung. Dies gilt zumindest in dem Pumpleistungsbereich, wo auch im Dauerstrichbetrieb ein konstanter differentieller optischer Wirkungsgrad erreicht würde. Der relative Wirkungsgradverlust durch Instabilitäten ist also weitgehend unabhängig von der Pumpleistung.

4.5.4 Einfluss der Umlaufverluste

Ähnlich der Anfangspulsenergie sind die Umlaufverluste ein Kontrollparameter, der sich zwar leicht ändern ließe, dessen Variation aber keinen besonderen Sinn ergibt. Der beste Verstärkungswirkungsgrad wird grundsätzlich mit den niedrigsten Umlaufverlusten erreicht. Dass zusätzliche Umlaufverluste auch bei der Stabilisierung der Ruhelage keinen Vorteil bringen, illustrieren die Bifurkationsdiagramme in Abb. 4.16. Bei sonst konstanten Parametern wurden die Umlaufverluste mit Hilfe des Verzögerungsplättchen Q8 schrittweise erhöht: Größere Umlaufverluste reduzieren die Ausgangspulsenergie beim ersten Bifurkationspunkt, der außerdem erst nach einer größeren Anzahl von Umläufen erreicht wird. Das selbe Verhalten wird auch bei allen anderen Repetitionsraten beobachtet. Die dämpfende Wirkung der Umlaufverluste bietet also keinen Vorteil, da die im stabilen Betrieb erreichbare Ausgangspulsenergie nie vergrößert wird.

Qualitativ gleicht die Veränderung der Bifurkationsdiagramme in Abb. 4.16 derjenigen in Abb. 4.14. Die Gemeinsamkeit beruht darauf, dass in beiden Fällen letztlich die Nettoverstärkung variiert wird.

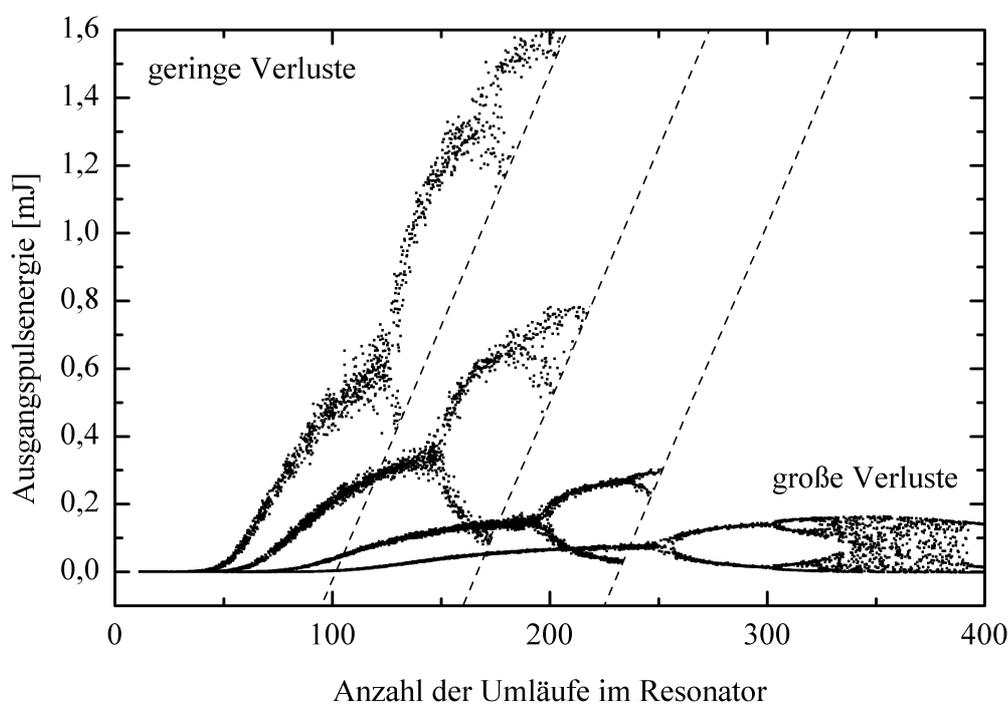


Abbildung 4.16: Bifurkationsdiagramme (Ausgangspulsenergie) bei unterschiedlichen Umlaufverlusten. Die Repetitionsrate betrug 10 kHz und die Pumpleistung 61 W. Der Übersichtlichkeit wegen sind die Diagramme z.T. nicht vollständig abgedruckt.

5 Stabilisierung der Pulsenergie

In diesem Kapitel werden bereits angesprochene Ansätze zur Stabilisierung der Pulsenergie zusammengefasst und um weitere Ideen ergänzt. Der meiste Raum wird dabei der Diskussion verschiedener Regelkonzepte eingeräumt.

5.1 Ansätze zur Stabilisierung des regenerativen Verstärkers

Dieses Unterkapitel verschafft einen Überblick der grundsätzlichen Möglichkeiten zur Reduktion von Schwankungen und zur Stabilisierung des instabilen Betriebs. In vielen Teilen wird dabei auf vorherige Kapitel verwiesen. Darüber hinaus werden aber auch konzeptionelle Änderungen und Möglichkeiten der Regelungstechnik erörtert.

5.1.1 Reduktion von äußeren Störeinflüssen

Schwankungen im Verstärkersystem sind teilweise auf ungewollte Einflüsse der Umgebung zurückzuführen. Wie schon im Kap. 3.2 angesprochen, handelt es sich dabei vor allem um mechanische Schwingungen, Luftverwirbelungen und Änderungen der Umgebungstemperatur, also um Störungen, die über das Gehäuse auf das Verstärkersystem einwirken. Mögliche Strategien zur Reduktion von äußeren Störeinflüssen sind somit, die Störquellen entweder zu eliminieren oder das System davon zu isolieren. Direkte Sonnenbestrahlung des Lasersystems oder stark vibrierende Maschinen in unmittelbarer Nähe sollten deshalb möglichst vermieden werden. Der Unterbau der optischen Grundplatte muss schwingungsdämpfend sein und das Gehäuse sollte luftdicht abgeschlossen werden.

Das Beispiel einer Langzeitmessung der Ausgangspulsenergie und der Fluoreszenz in Abb. 5.1 zeigt Schwankungen, die u.a. durch äußere Störungen verursacht wurden. Während der ersten Stunde war das Gebläse der Reinraumkabine eingeschaltet. Da das Gehäuse oberhalb der Pumpoptik nicht ausreichend abgedichtet war, kam es zu Luftverwirbelungen im Lasersystem, die zu Schwankungen auf einer Zeitskala im Sekundenbereich führten. Nach dem Abschalten des Gebläses verschwanden die Luftturbulenzen, aber die Temperatur im Lasersystem stieg rasch an, da das schwarz eloxierte Gehäuse von der Sonne bestrahlt wurde. Der dramatische Leistungsverlust in der darauf folgenden halben Stunde wurde durch die erwärmungsbedingte Dejustage des Resonators verursacht.

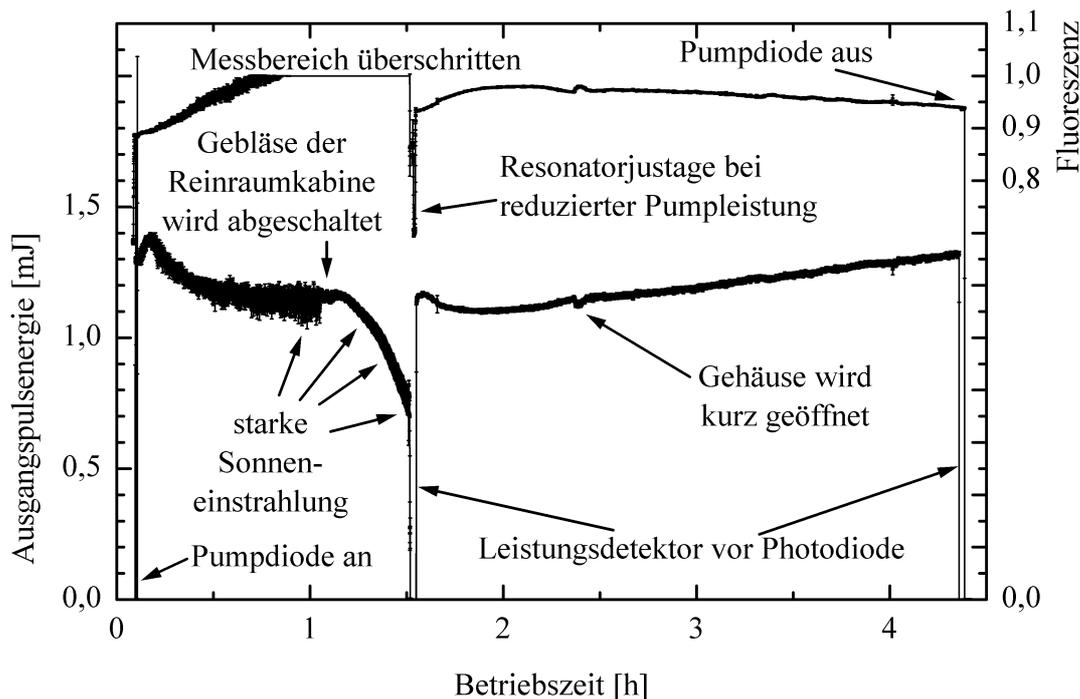


Abbildung 5.1: Ausgangspulsenergie (unten) und Fluoreszenz (oben) nach der Verstärkungsphase als Funktion der Zeit. Aufgetragen ist jeweils der Mittelwert über 1 s. Die Länge der Fehlerbalken, die bei den meisten der 16000 Datenpunkte nur als Verbreiterung der Kurve zu erkennen sind, entspricht der doppelten Standardabweichung des Einzelwerts. Die Repetitionsrate beträgt 20 kHz und die Pumpleistung 137 W.

5.1.2 Stabilisierung der Versorgungsgeräte und des optischen Aufbaus

Der Anteil der Pulsenergieschwankungen, der nicht auf äußeren Störeinflüssen beruht, ist zwangsläufig auf eine mangelnde Konstanz anderer Größen innerhalb des Verstärkersystems zurückzuführen. In Kap. 3.2 wurde bereits erörtert, auf welche Weise sich Schwankungen des Pumpdiodenstroms, der Kühlmitteltemperaturen, der Hochspannung für die Pockelszelle oder des Auskoppelzeitpunkts auf die Ausgangspulsenergie auswirken. Es ist deshalb nahe liegend, die Pulsenergieschwankungen durch die Stabilisierung sämtlicher Versorgungs- und Steuergeräte zu reduzieren. Erfahrungsgemäß verursachen die Kühlgeräte den größten Teil der Schwankungen, insbesondere wenn die Temperaturregelung diskret statt kontinuierlich implementiert ist. Bei den Steuergeräten ist vor allem die Langzeitstabilität der Zeitstufe, welche die Dauer der Verstärkung bestimmt, problematisch. Idealerweise sollte sie daher mit einem temperaturkompensierten Quarzoszillator aufgebaut sein.

Ebenso wichtig wie die Stabilität sämtlicher Geräte ist natürlich die mechanische und thermische Stabilität des optischen Aufbaus. Sowohl die Optikhalter und die

Grundplatte als auch die optischen Komponenten (insbesondere die Pockelszelle) sollten sich im Betrieb nicht ungleichmäßig erwärmen und, falls dies doch passiert, sich dabei möglichst wenig verformen. Nur so ist gewährleistet, dass sich die Strahlage im Verstärkersystem nicht ändert und dass Schwankungen der Umlaufverluste und der Einkoppeleffizienz unterbleiben (siehe Kap. 3.2). Zudem sollte die Stabilität des Resonators gegenüber einer Fehljustage bereits bei seiner Auslegung berücksichtigt werden (siehe Kap. 2.2.7). Die Auswirkungen der temperaturbedingten Dejustage des Resonators sind in Abb. 5.1 zu sehen: Selbst nachdem das Gehäuse nicht mehr von außen erwärmt wird, ändert sich bis zum Abschalten die mittlere Ausgangspulsenergie. Das komplementäre Verhalten von Fluoreszenz und Ausgangspulsenergie bestätigt, dass die Schwankungen auf einer langsamen Verlagerung der Resonatorachse beruhen.

Wie bereits erwähnt werden Pulsenergiefluktuationen nicht durch Störquellen innerhalb oder außerhalb des Systems verursacht. Mit den bisher aufgeführten Maßnahmen können deshalb auch nur Schwankungen der Ausgangspulsenergie reduziert werden.

5.1.3 Verwendung geeigneter Betriebsparameter

Den Einfluss äußerer Störungen zu reduzieren, die Versorgungs- und Kontrollgeräte zu stabilisieren oder den Aufbau thermomechanisch stabil zu gestalten sind allgemeine Ansätze, die, im Rahmen der Wirtschaftlichkeit, bei jedem technischen System anwendbar sind. Gerätespezifisch und ohne Zusatzkosten ist dahingegen die Wahl der richtigen Betriebsparameter zur Stabilisierung des Systems. Beim regenerativen Verstärker können dadurch zum einen Pulsenergieschwankungen vermindert und zum anderen Pulsenergiefluktuationen vermieden werden.

Zur Reduktion von Schwankungen wird letztlich immer das gleiche Konzept verwendet: Die funktionale Abhängigkeit der zu stabilisierenden Größe von der schwankenden Größe muss am Betriebspunkt entweder minimal oder maximal sein, so dass kleine Schwankungen in erster Näherung keinen Einfluss nehmen. Einige Beispiele dazu, wie etwa der Betrieb beim Optimum der Pumpdiodentemperatur, der Hochspannung, der Wellenlänge des Seedlasers, der Strahlanpassung oder der Justage, sind in Kap. 3.2 aufgeführt. Auch dynamisch stabile Resonatoren (siehe Kap. 2.2.7) basieren auf genau diesem Prinzip. Ebenso schaffen, bei der in Kap. 3.3 beschriebenen Kompensation von Schwankungen, immer zwei gegenläufige Effekte ein Maximum der Ausgangspulsenergie, wodurch deren Konstanz am jeweiligen Betriebspunkt erreicht wird.

Es gibt allerdings keinen Satz von Betriebsparametern, der zur gleichen Zeit den Einfluss von allen denkbaren Schwankungen auf die Ausgangspulsenergie eliminiert. Außerdem herrscht oft ein Konflikt mit anderen Optimierungszielen, wie der

Verbesserung des optischen Wirkungsgrads oder der Reduktion der akkumulierten Energiedichte. Welche Betriebsparameter global betrachtet tatsächlich die besten sind, hängt von den Anforderungen an das Verstärkersystem ab.

Um Fluktuationen der Pulsenergie zu verhindern, muss durch die Wahl der Betriebsparameter dafür gesorgt werden, dass die Ruhelage der extrahierbaren Energiedichte stabil bleibt, wie es in Kap. 4.3 umfassend beschrieben ist. Die Pumpleistung, die Pulsenergie vor der Verstärkung, die Umlaufverluste, die Repetitionsrate und die Anzahl der Umläufe müssen so aufeinander abgestimmt sein, dass kleine Abweichungen von der Ruhelage nicht verstärkt, sondern gedämpft werden. Natürlich hat die Vermeidung von Fluktuationen immer Priorität vor der Reduktion von Schwankungen.

5.1.4 Konzeptionelle Modifikationen

Die Anforderungen an die Laserpulse sollten nicht ausschließlich im Hinblick auf die jeweilige Anwendung, sondern auch unter Berücksichtigung der Eigenheiten des Lasersystems kritisch überdacht werden. Wird beispielsweise eine bestimmte mittlere Ausgangsleistung bei einer Mindestrepetitionsrate von 5 kHz benötigt, erscheint es dem Laseranwender wahrscheinlich unsinnig, eine höhere Repetitionsrate zu spezifizieren, da er sie als schwerer realisierbar einstuft. Tatsächlich wird aber bei einer Repetitionsrate von 10 kHz eine geringere Pumpleistung benötigt (siehe Kap. 4.2.5), Instabilitäten sind leichter zu vermeiden (siehe Kap. 4.3.3) und der Abstand zur Zerstörschwelle vergrößert sich. Konzeptionelle Änderungen sollten bereits bei einer Überarbeitung der Anforderungen durchgeführt werden.

Etwas weiter reicht der Gedanke, dass das Alternieren der Ausgangspulsenergie zwischen zwei Werten nicht bei jeder Anwendung ein Nachteil sein muss. Anstatt die Bifurkation unter Wirkungsgradverlust zu umgehen, könnte man sie für diese Anwendungen bewusst herbeiführen. Außerdem könnte der bistabile Betrieb auch zur Stabilisierung eingesetzt werden: Im Beispiel in Abb. 5.2 müssten bei einer Repetitionsrate von 1,58 kHz mindestens 220 Umläufe verwendet werden, um einen stabilen Betrieb zu gewährleisten. Genauso gut ließe sich der Verstärker mit 190 Umläufen bei der doppelten Repetitionsrate betreiben, wobei die niedrigenergetischen Zwischenpulse das Verstärkersystem zuverlässig stabilisieren.

Pulsenergiefluktuationen führen nur bei mittleren und nicht allzu hohen Repetitionsraten zu einem Wirkungsgradverlust. Die dazugehörige Zeitskala wird durch die Anstiegszeit des Pumpprozesses und damit durch die Fluoreszenzlebensdauer des laseraktiven Materials bestimmt. Als konzeptionelle Änderung zur Stabilisierung käme deshalb auch die Verwendung eines anderen Lasermaterials in Frage. Dies ist allerdings nur sinnvoll, wenn die Fluoreszenzlebensdauer dabei größer wird. Natürlich kann auch durch eine hinreichende Verkleinerung von τ_{Fluo} der instabile Betrieb

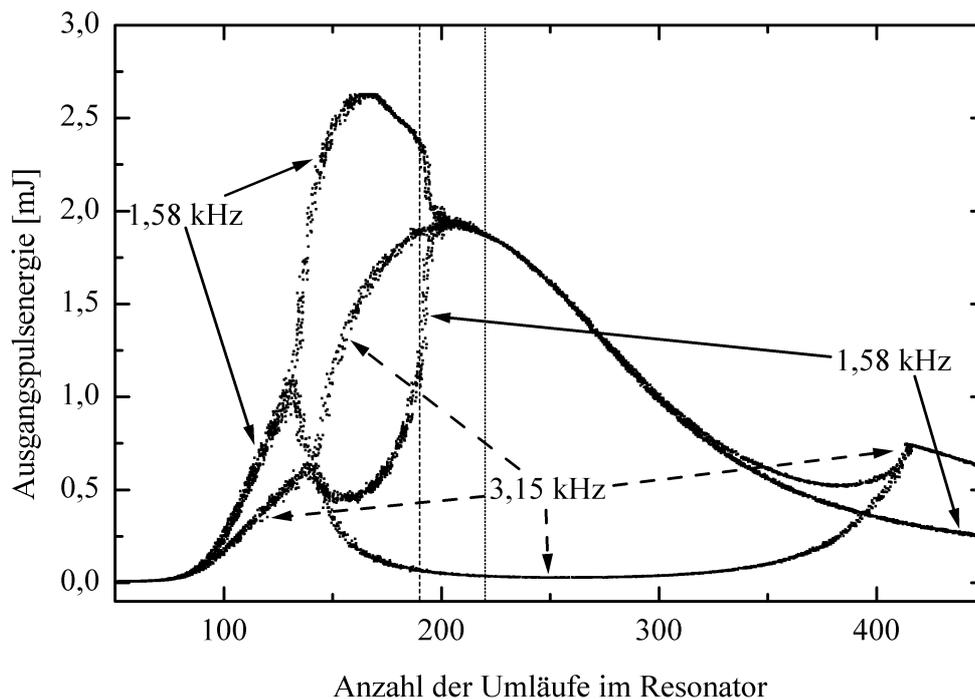


Abbildung 5.2: Bifurkationsdiagramm (Ausgangspulsenergie) bei 1,58 kHz und der doppelten Repetitionsrate. Die restlichen Parameter sind gleich, die Pumpleistung betrug 35 W.

ausgeschlossen werden, doch ist wegen der vergrößerten Fluoreszenzverluste dadurch keine Verbesserung des optischen Wirkungsgrads erzielbar.

Eine interessante Erweiterung des Verstärkersystems, die auch als Konzept zur Stabilisierung betrachtet werden darf, ist eine zusätzliche Verstärkerstufe. In der ersten Verstärkerstufe könnte der eingekoppelte Laserpuls beispielsweise auf 1 % der geforderten Ausgangspulsenergie verstärkt werden. Die Optimierung der ersten Stufe steht dann nicht unter dem Zwang, einen besonders guten optischen Wirkungsgrad zu erreichen, da dieser den Wirkungsgrad des Gesamtsystems nur marginal beeinflusst. In der zweiten Verstärkungsstufe, in welcher der Laserpuls lediglich um zwei Größenordnungen verstärkt wird, sind Fluktuationen generell ausgeschlossen. Zudem fallen Schwankungen der Nettoverstärkung weitaus weniger stark ins Gewicht, weshalb in dieser Stufe der Optimierungsschwerpunkt auf den optischen Wirkungsgrad gelegt werden kann. Die Verbesserung des Gesamtwirkungsgrads und der Konstanz der Ausgangspulsenergie stehen schätzungsweise erst ab Ausgangsleistungen von 50–100 W in sinnvoller Relation zum Mehraufwand.

5.1.5 Regelung des Verstärkers

Die in Kap. 5.1.2 diskutierte Stabilisierung der Versorgungs- und Kontrollgeräte wird im Grunde durch den Einsatz mehrerer Regelungen erreicht, die natürlich geräteintern

implementiert sind. Es liegt daher nahe, auch eine Regelung der Ausgangspulsenergie vorzusehen, um so den vorhandenen Schwankungen aktiv entgegenzuwirken.

Als nichtkontinuierliche Regelgröße hat die Ausgangspulsenergie den Nachteil, nur am Ende jedes Zyklus erfassbar zu sein, weshalb die Regelung immer erst im Folgezyklus greifen kann. Da die meisten Schwankungen auf einer Zeitskala von vielen Zyklen auftreten (siehe Kap. 3.2), ist dies auch in den meisten Fällen ausreichend. Soll die Regelung auf einer deutlich kürzeren Zeitskala (innerhalb einer Verstärkungsphase) arbeiten, so muss die Energie des im Resonator umlaufenden Pulses als Regelgröße herangezogen werden. Voraussetzung dafür ist, dass die Ausgangspulsenergie fest mit der Pulsenergie im letzten Umlauf zusammenhängt, also die Verluste beim Auskoppeln und diejenigen im Strahlweg bis zum Austrittsfenster nicht schwanken.

Alternativ zur Ausgangspulsenergie ließe sich auch die extrahierbare Energiedichte regeln. Der Vorteil ist, dass die extrahierbare Energiedichte zu jedem Zeitpunkt gemessen werden kann, was auch eine Regelung innerhalb eines Zyklus, vorzugsweise während der Pumpphase, erlaubt. Der Sollwert ist dann, wie auch bei der Regelung der Energie der im Resonator umlaufenden Laserpulse, nicht konstant, sondern zeitabhängig. Nachteilig ist, dass Schwankungen der Umlaufverluste oder der Pulsenergie vor der Verstärkungsphase selbst bei einer konstanten extrahierbaren Energiedichte vor der Verstärkungsphase noch zu Schwankungen der Ausgangspulsenergie führen können.

Die möglichen Stellgrößen einer geeigneten Regelstrecke entsprechen den bekannten Kontrollparametern, nämlich der Anzahl der Umläufe, der Pumpleistung, den Umlaufverlusten und der Pulsenergie vor der Verstärkung. Davon ausgenommen ist die Repetitionsrate, da die Regelung nicht das Zeitraster der Zyklen stören sollte. Verschiedene Regelkonzepte sind, gegliedert nach diesen Stellgrößen, in Kap. 5.2 dargestellt.

Durch eine Regelung lassen sich auch instabile oder gar chaotisches Verhalten zeigende System stabilisieren [62]. Dies gilt auch für den regenerativen Verstärker, wobei die selben Stellgrößen wie bei der Reduktion von Schwankungen verwendet werden können. Als Regelgröße ist die extrahierbare Energiedichte prädestiniert, denn schließlich wird das instabile Verhalten durch die Kopplung der einzelnen Zyklen über genau diese Größe verursacht (siehe Kap. 4.3). Da die Regelung innerhalb eines Zyklus erfolgen kann, ist sie auf jeden Fall schnell genug um Fluktuationen zu unterbinden. Mit der Stabilisierung der extrahierbaren Energiedichte werden automatisch auch die Pulsenergiefluktuationen beseitigt.

Auch die Ausgangspulsenergie kann als Regelgröße verwendet werden. Dies setzt aber einen intelligenten Regelalgorithmus voraus, da die Funktion ψ_{Verst} (siehe Gl. 4.15 und Abb. 4.3) nicht eindeutig umkehrbar ist und so im Prinzip immer zwei mögliche Werte

der extrahierbaren Energiedichte nach der Verstärkungsphase existieren. Hinsichtlich des Algorithmus ist die Regelung der Energie der umlaufenden Laserpulse während der Verstärkungsphase daher einfacher. In jedem Fall muss der Regelalgorithmus aber gewährleisten, dass gleichzeitig die extrahierbare Energiedichte stabilisiert wird.

5.2 Regelkonzepte für den regenerativen Verstärker

Möglichkeiten zur Regelung des regenerativen Verstärkers werden in diesem Unterkapitel, gegliedert nach den vorhandenen Stellgrößen, systematisch erörtert. Ein Verfahren, das am hier behandelten Verstärkersystem implementiert wurde, wird vorgestellt und bewertet. Bei einigen anderen Regelstrecken wird auf entsprechende Beispiele aus der Literatur verwiesen.

5.2.1 Regelung über die Anzahl der Umläufe

Die Anzahl der Umläufe als Stellgröße hat den entscheidenden Nachteil, dass sie nur diskret geregelt werden kann, erlaubt aber eine schnelle Regelung innerhalb der Verstärkungsphase. Sinnvollerweise sollte sie daher in einer Regelstrecke mit der Energie der im Resonator umlaufenden Laserpulse als Regelgröße verwendet werden, um von der kurzen Zeitkonstante zu profitieren.

Das Verfahren ist simpel und wurde bereits zur Stabilisierung von blitzlampen-gepumpten Verstärkern eingesetzt. Sobald der im Resonator umlaufende Laserpuls die gewünschte Energie erreicht hat, wird er ausgekoppelt. Diese Art der Regelung wurde auch im hier vorgestellten Verstärkersystem realisiert. Die Photodiode P4 misst ein zur Energie des im Resonator umlaufenden Pulses proportionales Signal, das im Kontrollgerät der Pockelszelle mit dem eingestellten Schwellwert verglichen wird. Nach dem Überschreiten des Schwellwerts wird die Hochspannung am elektro-optischen Kristall E2 zum richtigen Zeitpunkt, also während sich der umlaufende Laserpuls außerhalb der Pockelszelle befindet, abgeschaltet.

Ob dieser einfache Regelalgorithmus gleichzeitig die extrahierbare Energiedichte stabilisiert, zeigt die folgende Überlegung: Wird der Laserpuls nicht nach einer festen Umlaufzahl, sondern bei einer vorgegebenen Pulsenergie nach der Verstärkungsphase ausgekoppelt, dann ist die dazu gehörige Funktion ϕ_{Verst} implizit durch Gl. 2.23 gegeben. Implizites Differenzieren gemäß Gl. 4.24 ergibt die Ableitung

$$\phi'_{Verst} = \frac{1 - \frac{v_{Dd}}{2\hat{H}_{Scheibe, vor Verst}}}{1 - \frac{v_{Dd}}{2\hat{H}_{Scheibe, nach Verst}}} \geq 1, \quad (5.1)$$

die in jedem Fall größer als eins ist und bei der Extraktion der maximalen Pulsenergie sogar unendlich wird. Die Verstärkungsphase wirkt bei dieser Art der Regelung also

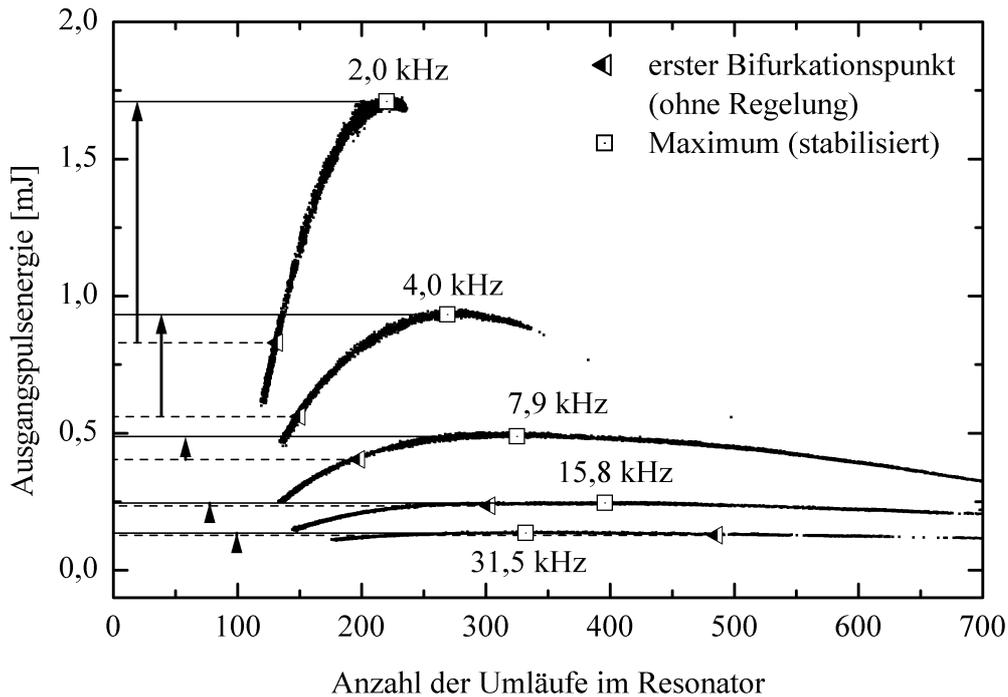


Abbildung 5.3: Bifurkationsdiagramme (Ausgangspulsenergie) bei verschiedenen Repetitionsraten und aktivierter Stabilisierungsschaltung. Die Pumpleistung betrug 35 W. Eingezeichnet ist die Energiedifferenz zwischen dem Bifurkationspunkt (ohne Regelung) und dem stabilisierten Maximum.

immer destabilisierend. Zur Berechnung der Stabilität des Zyklus wird ϕ'_{Pump} aus Gl. 4.23 mit Hilfe von Gl. 4.10 zu

$$\phi'_{Pump} = \frac{\hat{H}_{Scheibe, gepumpt} - \hat{H}_{Scheibe, nach Pump}}{\hat{H}_{Scheibe, gepumpt} - \hat{H}_{Scheibe, vor Pump}} \quad (5.2)$$

umgeformt. Aus der Kombination der beiden Ableitungen gemäß der Stabilitätsbedingung Gl. 4.8 erhält man daraus

$$\hat{H}_{Scheibe, nach Verst} \hat{H}_{Scheibe, vor Verst} > \frac{v_{Dd}}{2} \hat{H}_{Scheibe, gepumpt} \quad (5.3)$$

als Voraussetzung für einen stabilen Betrieb. Mit dem verwendeten Regelschema kann also nicht jede beliebige Ruhelage stabilisiert werden. Trotzdem entsteht durch diese Einschränkung kein Nachteil, denn die Stabilisierung gelingt gerade bis zum Maximum des optischen Wirkungsgrads (siehe Gl. 4.18). Dies ist einleuchtend, da eine Stabilisierung der Pulsenergie gleichbedeutend mit der Stabilisierung des optischen Wirkungsgrads ist. Am Optimum ist der optische Wirkungsgrad in erster Näherung invariant gegenüber einer Änderung der extrahierbaren Energiedichte, wodurch deren Stabilität verloren geht. Gl. 5.3 gilt auch für andere Regelstrecken, wenn dabei C_{Verst} und die Pumpleistung nicht, oder nur vernachlässigbar, verändert werden.

Abb. 5.3 zeigt fünf stabilisierte Bifurkationsdiagramme bei unterschiedlichen Repetitionsraten. Um die Diagramme aufzunehmen wurde nicht die Anzahl der Umläufe, sondern der Energieschwellwert, an dem die umlaufenden Laserpulse ausgekoppelt werden, variiert. Den größten Nutzen hat die Regelung bei mittleren Repetitionsraten, bei denen durch die einsetzenden Fluktuationen (siehe Abb. 4.10) der stärkste Wirkungsgradverlust entstand. Die stabilisierten Werte der Ausgangspulsenergie liegen sogar über dem entsprechenden Mittelwert bei instabilem Betrieb, da die Verluste bei gleichmäßiger Energieextraktion insgesamt geringer sind. Identische Kurven ergäben sich mit jedem anderen Regelverfahren, solange dabei die Kontrollparameter dieselben Werte haben.

Der Nachteil einer Regelung über die Anzahl der Umläufe wird am Beispiel der Zeitreihe in Abb. 5.4 sichtbar. Je größer die Nettoverstärkung am Ende der Verstärkungsphase, desto größer ist auch die verbleibende Fluktuation der Ausgangspulsenergie, die durch die diskreten Sprünge der Regelgröße entsteht. Also sollte die Nettoverstärkung am Ende der Verstärkungsphase auf niedrigem Niveau gehalten werden, wozu laut Gl. 5.3, möglichst geringe Umlaufverluste erforderlich sind. Die verbleibenden Fluktuationen lassen sich so auf ein für viele Anwendungen akzeptables Maß reduzieren.

Zur Reduktion von Pulsenergieschwankungen sollte die Regelung selbstverständlich nur eingesetzt werden, wenn die auftretenden Schwankungen größer als die durch die

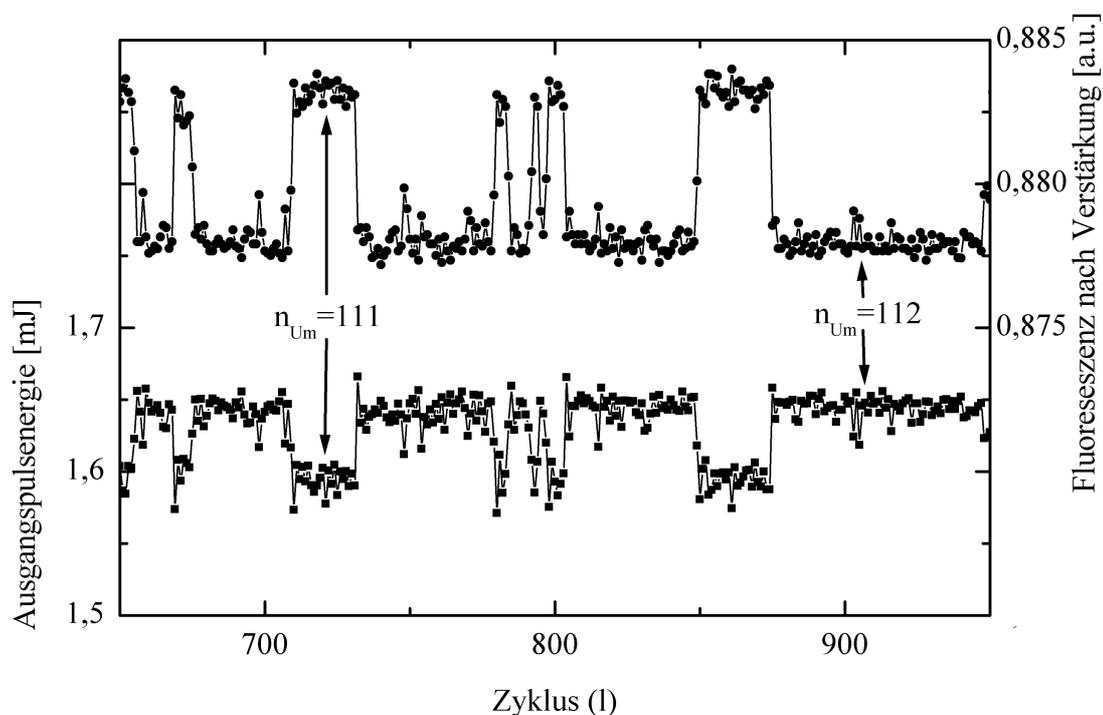


Abbildung 5.4: Zeitreihe der Ausgangspulsenergie (unten) und der Fluoreszenz (oben) nach der Verstärkungsphase bei aktivierter Stabilisierungsschaltung. Die Repetitionsrate betrug 1 kHz und die Pumpleistung 41 W. Die Anzahl der Umläufe schwankt zwischen den ganzzahligen Werten 111 und 112.

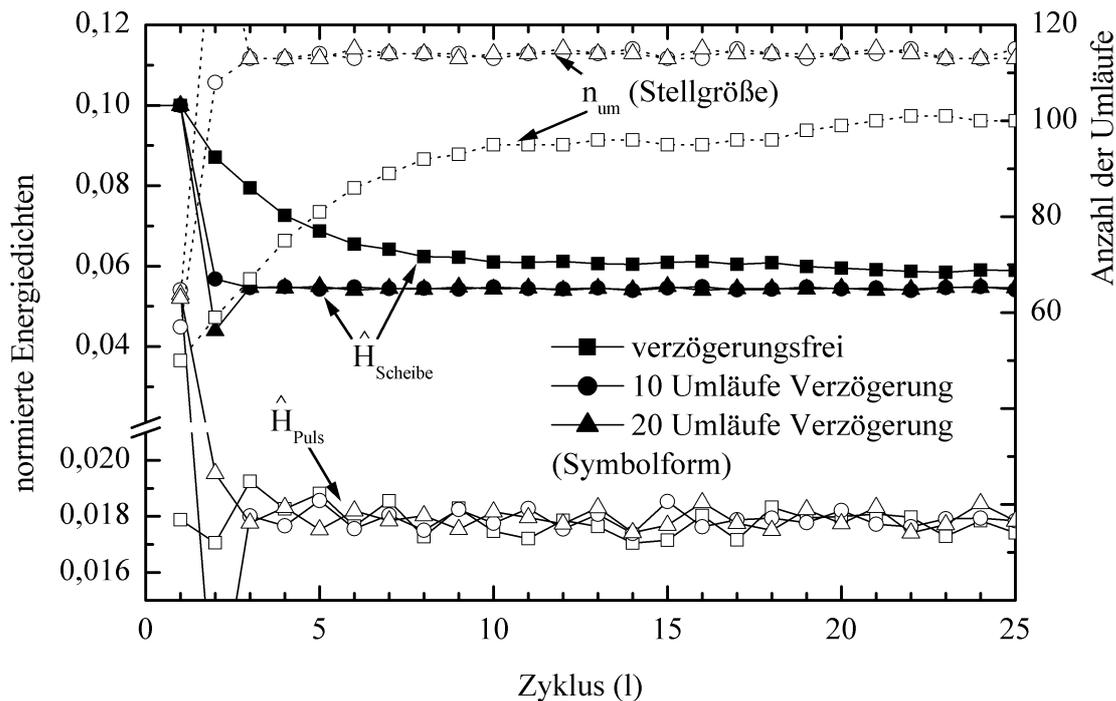


Abbildung 5.5: Simulierte Zeitreihe (extrahierbare Energiedichte vor der Verstärkungsphase, Pulsenergiedichte nach der Verstärkungsphase, Anzahl der Umläufe) bei Regelung der umlaufenden Pulsenergie mit der Anzahl der Umläufe als Stellgröße. Verwendet wurden das normale Modell der Verstärkungsphase und das Modell der Pumpphase mit der linearen Näherung der Absorptionseffizienz ($T_{Pump} = 0,5 \cdot \tau_{Pump}$, $\hat{H}_{Scheibe, gepumpt} = 0,1$, $v_{Um} = 0,06$).

Regelung selbst verursachten Fluktuationen sind. Die einfache Schwellwertregelung ist hierfür meist ungeeignet, da der Laserpuls in Wirklichkeit nicht sofort, sondern erst mit einer Verzögerung von ca. 100 ns ausgekoppelt wird. (Diese summiert sich aus den Verzögerungen der logischen Gatter im Kontrollgerät, den Signallaufzeiten in den Leitungen und der Schaltverzögerung der Hochspannungsschalter.) Bei einer Resonatorumlaufzeit von 17 ns kommt es dadurch zu sechs weiteren Umläufen nach Erreichen des Schwellwerts. Während dieser zusätzlichen Umläufe können Schwankungen der Verstärkung oder der Umlaufverluste den Laserpuls natürlich weiterhin beeinflussen. Ein verbesserter Regelalgorithmus müsste also nicht nur die Energie, sondern auch den Energiezuwachs der umlaufenden Laserpulse berücksichtigen.

Geht es um die Vermeidung von Fluktuationen, muss die endliche Reaktionszeit hingegen kein Nachteil sein. Die Simulation in Abb. 5.5 zeigt, was eine Regelung mit 0, 10 und 20 Umläufen Verzögerung leistet, wenn eine Serie von Zyklen mit dem stationären Grenzwert der extrahierbaren Energiedichte beginnt: Durch eine angemessene Verzögerung wird der stabile Zustand deutlich schneller erreicht, da bei zu großer extrahierbarer Energiedichte auch mehr Energie extrahiert wird. Dies birgt natürlich auch die Gefahr einer Zerstörung der optischen Komponenten, wenn die Regelung gleichzeitig eine Schutzfunktion übernehmen soll. Dafür lässt sich durch

eine leicht verzögerte Reaktion der Verstärker auch im Bereich des optimalen optischen Wirkungsgrads stabilisieren, wie es bereits in den gemessenen Diagrammen in Abb. 5.3 zu sehen ist.

5.2.2 Regelung über die Pumpleistung

Die Pumpleistung, wie auch schon die Umlaufzahl, besitzt als Stellgröße den Vorteil, dass kein zusätzlicher Aktor oder Modulator benötigt wird und gängige Labornetzteile sogar bereits eine Regelung des Ausgangsstroms über eine Kontrollspannung vorsehen. Eine Regelung des Blitzlampenstroms wird beispielsweise im TESLA-Lasersystem eingesetzt, um die Energie einer Serie von Laserpulsen zu stabilisieren [63].

Beim regenerativen Verstärker lassen sich zwei Regelgrößen gut über die Pumpleistung stabilisieren. Das ist zum einen die Ausgangspulsenergie, die sich damit einfach und präzise regeln lässt, und zum anderen die extrahierbare Energiedichte, die während der Pumpphase sogar ausschließlich durch die Pumpleistung beeinflusst werden kann. Alle Schwankungen auf einer Zeitskala von einigen Zyklen bis hin zu Stunden können durch eine Regelung der Ausgangspulsenergie über die Pumpleistung korrigiert werden. Handelt es sich um Schwankungen im Sekunden- bis Stundenbereich genügt auch die mittlere Ausgangsleistung als Mess- und Regelgröße. Einen intelligenten Regelalgorithmus vorausgesetzt, lassen sich auch Pulsenergiefluktuationen durch eine Regelung der Ausgangspulsenergie stabilisieren. Einfacher zu implementieren ist vermutlich eine Regelung der extrahierbaren Energiedichte während der Pumpphase, wobei der aktuelle Istwert am besten nach der zweiten Methode (Fluoreszenzmessung, siehe Kap. 2.4.2.2) bestimmt wird.

Ganz unabhängig von der Regelgröße muss die Pumpleistung hinreichend stark modulierbar sein, um die Schwankungen auszugleichen und Fluktuationen gegenzu-steuern. Aus Gl. 2.42 berechnet sich die erforderliche Modulation von $\hat{H}_{\text{Scheibe, gepumpt}}$, um $\hat{H}_{\text{Scheibe, vor Verst}}$ konstant zu halten, wenn sich die extrahierbare Energiedichte vor der Pumpphase um $|\Delta\hat{H}_{\text{Scheibe, vor Pump}}|$ ändern kann, zu

$$\left| \Delta\hat{H}_{\text{Scheibe, gepumpt}} \right| = \frac{1}{\exp\left(\frac{T_{\text{Pump}}}{\tau_{\text{Pump}}}\right) - 1} \left| \Delta\hat{H}_{\text{Scheibe, vor Pump}} \right|. \quad (5.4)$$

In einer langen Pumpphase regelt sich die extrahierbare Energiedichte also beinahe selbstständig, in einer kurzen Pumpphase muss die Pumpleistung hingegen weitaus stärker moduliert werden, um die gewünschte extrahierbare Energiedichte zu erreichen. Allerdings fallen bei hohen Repetitionsraten die absoluten Schwankungen der extrahierbaren Energiedichte auch geringer aus als bei niedrigen Repetitionsraten.

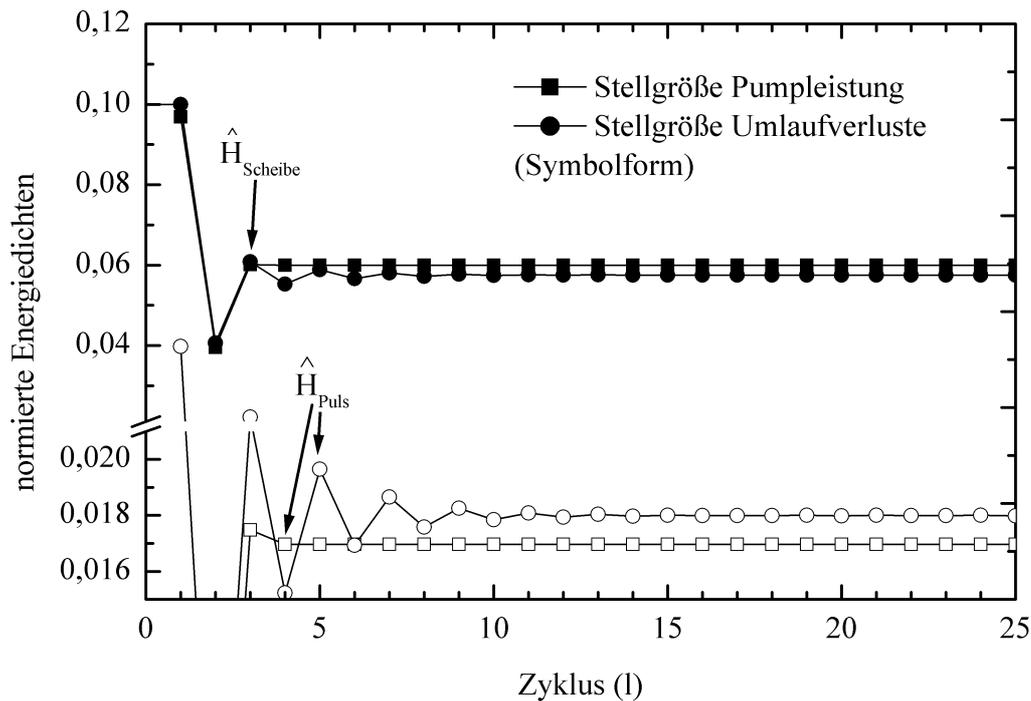


Abbildung 5.6: Simulierte Zeitreihe (extrahierbare Energiedichte vor der Verstärkungsphase, Pulsenergiedichte nach der Verstärkungsphase) bei Regelung der extrahierbaren Energiedichte (Stellgröße: Pumpleistung bzw. Umlaufverluste). Verwendet wurden das normale Modell der Verstärkungsphase und das Modell der Pumpphase mit der linearen Näherung der Absorptionseffizienz ($T_{Pump} = 0,5 \cdot \tau_{Pump}$, $\hat{H}_{Scheibe, gepumpt} = 0,1$, $v_{Um} = 0,06$).

Bei Fluktuationen gilt Gl. 5.4 nur dann, wenn der Verstärker innerhalb eines Zyklus stabilisiert werden soll, was aber gar nicht erforderlich ist. Ein Beispiel in Abb. 5.6 (Stellgröße Pumpleistung) zeigt die Stabilisierung von $\hat{H}_{Scheibe, vor Verst}$ auf den Wert 0,06, was mit einer Modulation im Bereich 92–100 % innerhalb von zwei Zyklen gelingt. Ein geringfügig kleinerer Modulationsbereich würde aber bereits nicht mehr genügen, um den Verstärker vom bistabilen in einen stabilen Betrieb zu versetzen.

5.2.3 Regelung über Zusatzverluste

Optische Verluste als Stellgröße erfordern einen zusätzlichen Verlustmodulator für den Laserpuls, z.B. eine weitere Pockelszelle oder einen akustooptischen Modulator, im Verstärkersystem. Im Prinzip kann dazu auch die Pockelszelle 2, die primär zum Ein- und Auskoppeln des Laserpulses dient, verwendet werden mit dem Nachteil, dass dadurch Vorpulse erzeugt werden. Da sich die Umlaufverluste sehr schnell modulieren lassen, eignen sie sich insbesondere für eine Regelung der Energie des umlaufenden Laserpulses während der aktuellen Verstärkungsphase. Im Gegensatz zur Anzahl der Umläufe als Stellgröße sind die Verluste kontinuierlich variierbar und beeinflussen nicht den Auskoppelzeitpunkt.

Bei der Regelung der Energie des umlaufenden Laserpulses über die Umlaufverluste stellt sich wiederum die Frage nach einem geeigneten Regelalgorithmus. Recht elegant ist das im regenerativen Verstärker des OMEGA Laser Systems implementierte Verfahren [64, 65]: Im ersten Teil der Verstärkungsphase (pre-lasing phase) sind die Umlaufverluste positiv an die Energie des Laserpulses im Resonator gekoppelt. Bei der durch die Regelung vorgegebenen Pulsenergie, die 0,1–1 % der angestrebten Ausgangspulsenergie betragen sollte, ist die Nettoverstärkung dann gerade null. Die Situation gleicht also der Verstärkung bis zur maximal extrahierbaren Energie, nur dass jetzt weitaus weniger Energie extrahiert wird. So kann die Energie des umlaufenden Pulses bis zum Ende des ersten Teils der Verstärkungsphase konstant gehalten werden, ohne dass sich dabei die extrahierbare Energiedichte wesentlich verändert. Im zweiten Teil der Verstärkungsphase, zur deren Beginn die Zusatzverluste abgeschaltet werden, wird der Laserpuls bis zur endgültigen Energie verstärkt und ausgekoppelt. Das Verfahren eignet sich gut zur Stabilisierung von Fluktuationen, wie im Beispiel in Abb. 5.6 (Stellgröße Umlaufverluste) gezeigt, da der unregelmäßige Teil der Verstärkungsphase auf 2–3 Größenordnungen (bei Stabilisierung auf $\hat{H}_{puls} = 10^{-4}$) beschränkt wird. Schwankungen der Anfangspulsenergie werden ebenfalls sehr gut ausgeglichen. Der Einfluss von Schwankungen der Umlaufverluste oder der extrahierbaren Energiedichte wird zumindest auf den zweiten Teil der Verstärkungsphase reduziert. Um Schwankungen der Nettoverstärkung vollständig zu kompensieren, müsste die Regelung auf die ganze Verstärkungsphase ausgedehnt oder der Regelalgorithmus verbessert werden. Da die Regelung nur bei kleinen Pulsenergien durchgeführt wird, kann auch die zum Ein- und Auskoppeln vorgesehene Pockelszelle als Verlustmodulator benutzt werden, ohne dass dadurch Vorpulse mit relevanter Energie entstehen.

Einfach und robust wäre eine Regelung der Energie der im Resonator umlaufenden Pulse, die keiner zusätzlichen elektrischen Schaltung bedarf. Von DI FONZO stammt der Vorschlag, nichtlineare Effekte zweiter Ordnung (z.B. die Frequenzkonversion) zur Regelung einzusetzen [66]. Da die nichtlinearen Verluste quadratisch mit der Pulsenergie ansteigen, ist ihr Einfluss immer erst im Bereich der angestrebten Ausgangspulsenergie relevant. Weil dann aber bei jedem Verstärkungsdurchgang auch die extrahierbare Energiedichte deutlich reduziert wird, funktioniert das Verfahren insgesamt schlechter als die oben vorgestellte elektronische Regelung im ersten Teil der Verstärkungsphase. Außerdem sprechen der Wirkungsgradverlust und die zu erwartenden Veränderungen der Pulsform gegen den Einsatz von nichtlinearen Effekten.

Im Zusammenhang mit der Stabilisierung von Verstärkern werden auch sättigbare Absorber genannt. Gemeint ist damit aber die Isolation einzelner Verstärkungsstufen gegenüber verstärkter spontaner Emission oder die Unterdrückung von Vorpulsen im Ausgangsstrahl. Zur Energieregulation des umlaufenden Laserpulses ist das Transmissionsverhalten von sättigbaren Absorbern ungeeignet.

Über die Umlaufverluste könnte auch die Ausgangspulsenergie geregelt werden, obgleich die Pumpleistung dafür vermutlich die vorteilhaftere Stellgröße ist. Wie schon bei der Pumpleistung ließen sich damit Schwankungen im Bereich von einigen Zyklen bis hin zu Stunden ausgleichen und mit einem guten Regelalgorithmus auch Fluktuationen stabilisieren. Die Überlegungen zur erforderlichen Modulation der Umlaufverluste sind entsprechend.

Anstatt den Verlustmodulator in den Resonator einzubauen (oder die vorhandene Pockelszelle zu nutzen), kann er auch im Ausgang des Verstärkers platziert werden, um so die Ausgangspulsenergie des aktuellen Zyklus zu regeln. Dieses Verfahren wird im Lasersystem der National Ignition Facility [67] genutzt, um die Schwankungen der Ausgangspulsenergie der ersten Verstärkerstufe zu korrigieren. Mit dem Verfahren lassen sich Schwankungen auf jeder Zeitskala kompensieren, doch zur Stabilisierung von Fluktuationen ist es ungeeignet, da die Regelung die extrahierbare Energiedichte weder direkt noch indirekt beeinflusst.

Eine Regelung der extrahierbaren Energiedichte über die Umlaufverluste ist wohl nicht ratsam, da hierfür die Pumpleistung als Stellgröße besser geeignet ist. Interessant klingt dagegen der Vorschlag von VOß, mittels eines Hilfsresonators die extrahierbare Energiedichte auf einen bestimmten Wert zu begrenzen [68]. Der Hilfsresonator ist nichts anderes als eine rein optische Regelstrecke, in der durch einen optimal angepassten Leistungsverlust die extrahierbare Energiedichte der Scheibe stabilisiert wird. (Zur Überprüfung der ersten Messmethode in Kap. 2.4.2.1 wurde im Grunde genau dieses Verfahren benutzt.) Mit dem kurzen linearen Resonator bestehend aus Y1 und S18 wurde bei einigen Repetitionsraten experimentell untersucht, ob sich die extrahierbare Energiedichte auch bei laufendem regenerativen Verstärker stabilisieren lässt. Es gelang aber nie, die Ruhelage des Zyklus so zu stabilisieren, dass eine größere mittlere Ausgangspulsenergie als beim ersten Bifurkationspunkt erzielt wurde. Die zusätzliche Dynamik des Hilfsresonators machte das System tendenziell sogar instabiler.

5.2.4 Regelung über die Anfangspulsenergie

Zuletzt soll auch die in den regenerativen Verstärker eingekoppelte Pulsenergie als Stellgröße diskutiert werden. Da es bei modengekoppelten Oszillatoren kaum möglich ist, deren Ausgangspulsenergie über den erforderlichen Bereich zu steuern, wird ein Verlustmodulator zwischen dem Seedlaser und dem regenerativen Verstärker benötigt. Dieser kann für weitaus kleinere Pulsenergien ausgelegt sein, als ein im Resonator eingebauter Modulator. Alternativ dazu könnte auch der Pulspicker zur Kontrolle der Pulsenergie vor der Verstärkung verwendet werden.

Da die Anfangspulsenergie genau einmal pro Zyklus vorgegeben werden kann, eignet sie sich nicht zur Regelung innerhalb eines Zyklus und sollte daher nur als Stellgröße

zur Regelung der Ausgangspulsenergie verwendet werden. Im Vergleich zu Änderungen der extrahierbaren Energiedichte oder der Umlaufverluste, hat aber eine Variation der Anfangspulsenergie einen recht geringen Einfluss auf die Ausgangspulsenergie (siehe Kap. 3.2). Um z.B. bei einer Gesamtverstärkung von sechs Größenordnungen ein Änderung der Nettoverstärkung $(2n_{Dd/Um}\hat{H}_{Scheibe} - v_{Um})$ von 10 % zu kompensieren, muss die Anfangspulsenergie um den Faktor 4 geändert werden. Kann die Anfangspulsenergie aber hinreichend stark moduliert werden, so ist die Kompensation von Schwankungen der Ausgangspulsenergie im Zeitbereich von einigen Zyklen bis hin zu Stunden möglich. Simulationen zeigen, dass mit einem Modulationsbereich von 10–100 % bei typischen Betriebsparametern und einem intelligenten Regelalgorithmus auch Pulsenergiefluktuationen stabilisierbar sind.

Allerdings bietet die Stellgröße Anfangspulsenergie gegenüber der Stellgröße Pumpleistung, die sich zudem mit weniger Aufwand ansteuern lässt, keinen Vorteil. Des Weiteren ist der Hauptanteil von Schwankungen der Ausgangspulsenergie auf die extrahierbare Energiedichte oder die Umlaufverluste zurückzuführen. Somit ist es sinnvoller, die Ausgangspulsenergie über die Pumpleistung zu regeln, um dabei die Nettoverstärkung möglichst direkt zu beeinflussen.

6 Zusammenfassung der Ergebnisse

Die Vorteile des Scheibenlaserkonzepts, also die effektive Wärmeabfuhr, die geringen thermischen Phasenstörungen, die Überhöhung der Pumpleistungsdichte, die Leistungsskalierbarkeit und eine geringe Depolarisation lassen sich sehr gut in optischen Verstärkern nutzen. Aufgrund der geringen Verstärkung pro Doppeldurchgang (nicht mehr als 20 % bei Yb:YAG) eignet sich das Scheibenlaserkonzept vor allem zum Einsatz in regenerativen Verstärkern, in denen problemlos 200 Doppeldurchgänge durch die Scheibe realisierbar sind. Da der Verstärkungswirkungsgrad maßgeblich vom Verstärkung/Verlust-Verhältnis abhängt, muss bei der geringen Verstärkung besonders auf kleine Umlaufverluste geachtet werden. Die großen Modendurchmesser bei der Leistungsskalierung des Scheibenlasers (vor allem wenn auf CPA verzichtet wird) erfordern eine sehr sorgfältige Resonatorauslegung, in der die dynamische Stabilität und die Justagestabilität berücksichtigt werden.

Ein solcher regenerativer Verstärker auf Basis eines Yb:YAG-Scheibenlasers wurde aufgebaut und zum experimentellen Studium von Schwankungen und Fluktuationen der Pulsenergie verwendet. Dieses Verstärkersystem hat eine Ausgangspulsenergie von 1,3 mJ bei einer Repetitionsrate von 20 kHz und einer Pulslänge von 1,8 ps mit einem optischen Wirkungsgrad von 19 %.

Für die Stabilitätsuntersuchungen wurde ein PC-basiertes Mess- und Diagnosesystem zur lückenlosen Erfassung der Ausgangspulsenergie und der extrahierbaren Energiedichte entwickelt. Bei den verwendeten Repetitionsraten ist eine Photodiode, die mit einem thermoelektrischen Detektor kalibriert wird, am besten zur Messung der Ausgangspulsenergie geeignet. Die extrahierbare Energiedichte der Scheibe lässt sich im Betrieb des Verstärkers aus der Intensität der Fluoreszenzstrahlung, die ebenfalls mit einer Photodiode gemessen wird, bestimmen. In einem Yb:YAG-Verstärkersystem sollte dazu ausschließlich die Zero-Phonon-Line bei 970 nm verwendet werden.

Zur theoretischen Analyse der Schwankungen und Fluktuationen wurde ein weitgehend analytisches Modell, in dem Pump- und Verstärkungsphase getrennt behandelt werden, erstellt. Die Besonderheiten des Scheibenlaserkonzepts bei der Modellierung sind der Doppeldurchgang des Laserpulses und der Vielfachdurchgang der Pumpstrahlung durch die Scheibe. Es zeigte sich dabei, dass die Überlagerung des Laserpulses mit sich selbst bei den tatsächlich vorkommenden Energiedichten keine Bedeutung hat. Das Modell stimmt gut dem Experiment überein.

Aus dem Modell ergeben sich auch verschiedene Optimierungskriterien für die Wahl der Betriebsparameter, die nicht gleichzeitig erfüllbar sind und deshalb in angemessenem Verhältnis den Anforderungen entsprechend berücksichtigt werden müssen. Vorrangig ist, dass die maximale Pulsenergiedichte nicht die Zerstörschwelle der

optischen Komponenten überschreitet und dass Pulsenergiefluktuationen vermieden werden. Weiterhin darf die akkumulierte Energie in der Pockelszelle und in anderen Komponenten nicht zu einer störenden Erwärmung oder zu thermisch induzierten Beschädigungen führen. Als Nächstes muss darauf geachtet werden, dass die Anzahl der Umläufe und die akkumulierte quadratische Energiedichte hinreichend klein ist, damit die zeitliche und die spektrale Form des Laserpulses innerhalb der Spezifikation bleibt. Erst zuletzt kann die Parameterwahl zur Verbesserung des optischen Wirkungsgrads und zur Reduktion von Schwankungen genutzt werden. Die Bedeutung des optischen Wirkungsgrads darf also nicht überbewertet werden. Selbst wenn die anderen Kriterien den Betrieb beim optimalen optischen Wirkungsgrad zulassen, ist es insgesamt besser auf einige Prozentpunkte des Wirkungsgrads zu verzichten. In jedem Fall positiv wirken sich hingegen niedrige Umlaufverluste und nicht zu kleine Repetitionsraten aus.

Die Untersuchungen zur Konstanz der Pulsenergie ergaben, dass Pulsenergieschwankungen hauptsächlich durch Schwankungen der Umlaufverluste und der Verstärkung verursacht werden. Für die ersteren sind Luftverwirbelungen und eine erwärmungsbedingte Dejustage des Resonators verantwortlich. Letztere werden größtenteils durch Schwankungen der Pumpleistung und der Kühltemperaturen (von Scheibe, Pumpdiode, Seedlaser) hervorgerufen. Zwar lassen sich diese Schwankungen teilweise unter Ausnutzung des Rückgangs der extrahierbaren Energiedichte kompensieren, aber nur mit deutlich negativem Einfluss auf die andere Optimierungskriterien.

Bei der Reduktion von Pulsenergieschwankungen steht daher die Verminderung äußerer Störeinflüsse und die Stabilisierung der Versorgungs- und Steuergeräte im Vordergrund. Insbesondere für die Langzeitkonstanz der Ausgangspulsenergie ist es wichtig, eine Dejustage des Resonators durch einen mechanisch und thermisch stabilen Aufbau zu verhindern. Reichen diese Maßnahmen nicht aus, sollte eine Regelung der Ausgangspulsenergie mit dem Strom der Pumpdiode als Stellgröße implementiert werden. Damit können Schwankungen auf einer Zeitskala oberhalb der Zyklusdauer, wie sie in kontinuierlich gepumpten Verstärkersystem dominieren, reduziert werden. Nur wenn störende schnelle Schwankungen auftreten, sollte eine Regelung der Pulsenergie im Resonator über die Umlaufverluste in Betracht gezogen werden. Eine Regelung mit anderen Stellgrößen (Anzahl der Umläufe, Anfangspulsenergie) ist ebenfalls möglich, aber insgesamt schlechter geeignet. Nicht sinnvoll einsetzbar zur Reduktion von Schwankungen sind nichtlineare Effekte oder ein Hilfsresonator.

Die Analyse der Pulsenergiefluktuationen zeigte, dass diese im regenerativen Verstärker durch die Kopplung aufeinander folgender Verstärkungszyklen über die extrahierbare Energiedichte entstehen. Mathematisch gesehen handelt es sich beim regenerativen Verstärker um ein eindimensionales diskretes dynamisches System, mit einer unimodalen Funktion als Abbildungsvorschrift. Die Instabilität geht von der

Verstärkungsphase aus, und zwar dann, wenn eine Vergrößerung der extrahierbaren Energiedichte vor der Verstärkungsphase eine betragsmäßig stärkere Verkleinerung der extrahierbaren Energiedichte nach der Verstärkungsphase hervorruft. Dieser Fall tritt nur ein, wenn bei einer Gesamtverstärkung über mehr als drei Größenordnungen ein entsprechend großer Anteil der in der Scheibe gespeicherten Energie entzogen wird. Je größer die Gesamtverstärkung, desto stärker wird (bei gleicher Energieextraktion) die destabilisierende Wirkung. Die Pumpphase wirkt aufgrund der Fluoreszenzverluste hingegen immer stabilisierend, wobei der stabilisierende Einfluss mit steigender Repetitionsrate abnimmt.

Bei typischen Betriebsparametern gibt es keine Fluktuationen, wenn die Zyklusdauer nicht kürzer als die Anstiegszeit des Pumpprozesses ist. Diese entspricht bei niedriger Pumpleistung der Fluoreszenzlebensdauer, bei hoher Pumpleistung etwa der Hälfte davon. Bei kürzeren Zyklusdauern ist es zwar immer möglich Fluktuationen zu vermeiden, aber der optische Wirkungsgrad ist im stabilen Betrieb um bis zu 30 % niedriger als im instabilen. Der Wirkungsgradverlust nimmt mit steigender Repetitionsrate ab, da durch den geringeren Energieumsatz pro Zyklus die Verstärkungsphase stabiler wird. Die stabil extrahierbare Ausgangspulsenergie steigt, ähnlich einer Laserkennlinie, weitgehend linear mit der Pumpleistung an. Ist die Zyklusdauer kürzer als ein Zehntel der Anstiegszeit des Pumpprozesses, wird der optimale optische Wirkungsgrad wieder im stabilen Betrieb erreicht. Störende Bifurkationen gibt es also nur in einem begrenzten Repetitionsratenbereich, dessen Größe mit der Gesamtverstärkung zunimmt.

Die im instabilen Betrieb des regenerativen Verstärker beobachteten Pulsenergiefluktuationen können periodisch oder chaotisch sein. Der Übergang von stabilem zu chaotischem Verhalten erfolgt gemäß dem FEIGENBAUM-Szenario in einer Serie von Periodenverdopplungen, von denen die ersten drei experimentell nachweisbar sind.

Zur Vermeidung der Fluktuationen ist die Wahl entsprechender Betriebsparameter die einfachste und trotz Wirkungsgradverlust bei kleineren Ausgangsleistungen die insgesamt günstigste Lösung. Erst bei größeren Ausgangsleistungen lohnt es sich, zur Stabilisierung konzeptionelle Änderungen (zweistufiger Verstärker) in Betracht zu ziehen oder eine Regelung der extrahierbaren Energiedichte oder der Pulsenergie zu verwenden. Der Strom der Pumpdiode ist die beste Stellgröße zur Regelung der extrahierbaren Energiedichte, wohingegen die Energie des umlaufenden Laserpulses über die Umlaufverluste geregelt werden sollte. Eine Regelung mit der Anzahl der Umläufe als Stellgröße hat den intrinsischen Nachteil, dass die Laserpulse nicht im festen Zeitraster emittiert werden und dass die Ausgangspulsenergie entsprechend der Nettoumlaufverstärkung am Ende der Verstärkungsphase fluktuiert.

Das Thema Pulsenergiestabilität wurde in dieser Arbeit sowohl theoretisch als auch experimentell behandelt. Pulsenergiefluktuation und Schwankungen erweisen sich als ein praxisrelevantes Problem, stellen aber keine unüberwindbare Hürde bei der

Weiterentwicklung und der industriellen Umsetzung von regenerativen Verstärkern auf Basis des Scheibenlasers dar. So ist abzusehen, dass kommerzielle Kurzpulsverstärkersysteme, die sich die Vorteile des Scheibenlaserkonzepts zu Nutze machen, in den kommenden Jahren zunehmend Verbreitung finden werden.

Literaturverzeichnis

- [1] FAN, T. Y.: Quasi-Three-Level Lasers. In: INGUSCIO, M.; WALLENSTEIN, R. (Hrsg.): *Solid State Lasers : New Developments and Applications*. New York : Plenum Press, 1993, S. 189
- [2] FAN, T. Y.: Diode-pumped solid state lasers. In: *Lincoln Laboratory Journal 3* (1990), S. 413
- [3] LACOVARA, P.; CHOI, H. K.; WANG, C. A.; AGGARWAL, R. L.; FAN, T. Y.: Room-temperature diode-pumped Yb:YAG laser. In: *Optics Letters 16* (1991), Nr. 14, S. 1089
- [4] UEDA, K.-I.; UEHARA, N.: Laser diode pumped solid state lasers for gravitational wave antenna. In: *Proceedings of SPIE 1837 : Frequency Stabilized Lasers and Their Applications*. Bellingham WA : SPIE, 1993, S. 336
- [5] GIESEN, A.; HÜGEL, H.; VOSS, A.; WITTIG, K.; BRAUCH, U.; OPOWER, H.: Scalable concept for diode-pumped high-power solid-state lasers. In: *Applied Physics B 58* (1994), S. 365
- [6] Schutzrecht US 5553088-A (1993). BRAUCH, U.; GIESEN, A.; VOß, A.; WITTIG, K.: *Laser Amplifying System*
- [7] MORRIS, P. J.; LÜTHY, W.; WEBER, H. P.: Operation of resonantly pumped Tm:Ho:YAG in active mirror mode. In: *Optics Communications 104* (1993), S. 97
- [8] ERHARD, S.; GIESEN, A.; KARSZEWSKI, M.; RUPP, T.; STEWEN, C.; JOHANNSEN, I.; CONTAG, K.: Novel Pump Design of Yb:YAG Thin Disc Laser for Operation at Room Temperature with Improved Efficiency. In: FEJER, M. M.; INJEYAN, H.; KELLER, U. (Hrsg.): *OSA Trends in Optics and Photonics Series 26 : Advanced Solid State Lasers*. Washington DC : Optical Society of America, 1999, S. 38
- [9] KARSZEWSKI, M.; BRAUCH, U.; CONTAG, K.; ERHARD, S.; GIESEN, A.; JOHANNSEN, I.; STEWEN, C.; VOSS, A.: 100 W TEM₀₀ operation of Yb:YAG thin disc laser with high efficiency. In: BOSENBERG, W. A.; FREJER, M. M. (HRSG.): *OSA Trends in Optics and Photonics 19 : Advanced Solid-State Lasers*. Washington DC : Optical Society of America, 1998, S. 125
- [10] STEWEN, C.; LARIONOV, M.; GIESEN, A.; CONTAG, K.: Yb:YAG Thin Disk Laser With 1 kW Output Power. In: Injeyan, H.; Keller, U.; Marshall, C. (Hrsg.): *OSA Trends in Optics and Photonics 34 : Advanced Solid State Lasers 2000*. Washington DC : Optical Society of America, 2000, S. 35
- [11] Voß, A: Persönliche Mitteilung, 2004

- [12] CONTAG, K.: *Modellierung und numerische Auslegung des Yb:YAG-Scheibenlasers*. München : Herbert Utz Verlag, 2002. Stuttgart, Universität, Institut für Strahlwerkzeuge, Dissertation
- [13] VOß, A.: *Der Scheibenlaser: Theoretische Grundlagen des Dauerstrichbetriebs und erste experimentelle Ergebnisse anhand von Yb:YAG*. München : Herbert Utz Verlag, 2002. Stuttgart, Universität, Institut für Strahlwerkzeuge, Dissertation
- [14] ERHARD, S.: *Pumpoptiken und Resonatoren für den Scheibenlaser*. München : Herbert Utz Verlag, 2002. Stuttgart, Universität, Institut für Strahlwerkzeuge, Dissertation.
- [15] STEWEN, C.: *Scheibenlaser mit Kilowatt-Dauerstrichleistung*. München : Herbert Utz Verlag, 2000. Stuttgart, Universität, Institut für Strahlwerkzeuge, Dissertation
- [16] KARSZEWSKI, M.: *Scheibenlaser höchster Strahlqualität*. München : Herbert Utz Verlag, 2000. Stuttgart, Universität, Institut für Strahlwerkzeuge, Dissertation
- [17] ELL, R.; MORGNER, U.; KÄRTNER, F. X.; FUJIMOTO, J. G.; IPPEN, E. P.; SCHEUER, V.; ANGELOW, G.; TSCHUDI, T.; LEDERER, M. J.; BOIKO, A.; LUTHER-DAVIES, B.: Generation of 5-fs pulses and octave-spanning spectra directly from a Ti:sapphire laser. In: *Optics Letters* 26 (2001), Nr. 6, S. 373
- [18] KELLER, U.; WEINGARTEN, K. J.; KÄRTNER, F. X.; KOPF, D.; BRAUN, B.; JUNG, I. D.; FLUCK, R.; HÖNNINGER, C.; MATUSCHEK, N.; AUS DER AU, J.: Semiconductor saturable absorber mirrors (SESAM's) for femtosecond to nanosecond pulse generation in solid-state lasers. In: *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics* 2 (1996) Nr. , S. 435
- [19] INNERHOFER, E.; SÜDMEYER, T.; BRUNNER, F.; HARING, R.; ASCHWANDEN, A.; PASCHOTTA, R.; HÖNNINGER, C.; KUMKAR, M.; KELLER, U.: 60-W average power in 810-fs pulses from a thin-disk Yb:YAG laser. In: *Optics Letters* 28 (2003), Nr. 5, S. 367
- [20] MOSES, E. I.; CAMPBELL, J. H.; STOLZ, C. J.; WUEST, C. R.: The National Ignition Facility: the world's largest optics and laser system. In: SAITO, T. T.; LANE, M. A. (Hrsg.): *Proceedings of SPIE 5001*. Bellingham : SPIE, 2003, S. 1
- [21] MOUROU, G.: The ultrahigh-peak-power laser: present and future. In: *Applied Physics B* 65 (1997), S. 205
- [22] LIMPert, J.; HOFER, S.; LIEM, A.; ZELLMER, H.; TÜNNERMANN, A.; KNOKE, S.; VOELCKEL, H.: 100-W average-power, high-energy nanosecond fiber amplifier. In: *Applied Physics B* 75 (2002), Nr. 4–5, S. 477

- [23] NABEKAWA, Y.; KURAMOTO, Y.; TOGASHI, T.; SEKIKAWA, T.; WATANABE, S.: Generation of 0.66-TW pulses at 1 kHz by a Ti:sapphire laser. In: *Optics Letters* 23 (1998), Nr. 17, S. 1384
- [24] DURFEE, C. G. III; BACKUS, S.; MURNANE, M. M.; KAPTEYN, H. C.: Design and implementation of a TW-class high-average power laser system. In: *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics* 4 (1998), Nr. 2, S. 395
- [25] FORK, R. L.; COLE, S. T.; GAMBLE, L. J.; DIFFEY, W. M.; KEYS, A. S.: Optical amplifier for space applications. In: *Optics Express* 5 (1999), Nr. 12, S. 292
- [26] Scott, A. M.; Cook, G.; Davies, A. P. G.: Efficient high-gain laser amplification from: a low-gain amplifier by use of self-imaging multipass geometry. In: *Applied Optics* 40 (2001), Nr. 15, S. 2461
- [27] MING LI; GIBSON, G. N.: Flexible aberration-free multipass amplifier and compressor for ultrashort-pulse amplification. In: *Journal of the Optical Society of America B* 15 (1998), Nr. 9, S. 2404
- [28] MÜLLER, D.; ERHARD, S.; RONSIN, O.; GIESEN, A.: Thin disk multipass amplifier. In: ZAYHOWSKI, J. J. (Hrsg.): *OSA Trends in Optics and Photonics 83 : Advanced Solid-State Photonics*. Washington DC : Optical Society of America, 2003, S. 278
- [29] LOWDERMILK, W. H.; MURRAY, J. E.: The multipass amplifier: Theory and numerical analysis. In: *Journal of Applied Physics* 51 (1980), Nr. 5, S. 2436
- [30] BISWAL, S.; ITATANI, J.; NEES, J.; MOUROU, G. A.: Efficient energy extraction below the saturation fluence in a low-gain low-loss regenerative chirped-pulse amplifier. In: *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics* 4 (1998), Nr. 2, S.421
- [31] HÖNNINGER, C.; JOHANNSEN, I.; MOSER, M.; ZHANG, G.; GIESEN, A.; KELLER, U.: Diode-pumped thin-disk Yb:YAG regenerative amplifier. In: *Applied Physics B* 65 (1997), S. 423.
- [32] MÜLLER, D.; ERHARD, S.; GIESEN, A.: High Power thin disk Yb:YAG regenerative amplifier. In: MARSHALL, C. (Hrsg.): *OSA Trends in Optics and Photonics 50, Advanced Solid-State Lasers*. Washington DC : Optical Society of America, 2001, S. 319
- [33] MÜLLER, D.; ERHARD, S.; GIESEN, A.: Nd:YVO₄ and Yb:YAG thin disk regenerative amplifier. In: *OSA Trends in Optics and Photonics 56 : Conference on Lasers and Electro-Optics (CLEO) 2001*. Washington DC : Optical Society of America, 2001, S. 336
- [34] BEYERTT, A.; MÜLLER, D.; NICKEL, D.; GIESEN, A.: CPA-free femtosecond thin disk Yb:KYW regenerative amplifier with high repetition rate. In: *Advanced*

- Solid State Photonics 2004 : Technical Digest*. Washington DC : Optical Society of America, 2004
- [35] BUTZE, F.; LARIONOV, M.; SCHUHMAN, K.; STOLZENBURG, C.; GIESEN, A.: Nanosecond pulsed thin disk Yb:YAG lasers. In: *Advanced Solid State Photonics 2004 : Technical Digest*. Washington DC : Optical Society of America, 2004
- [36] TAE MOON JEONG; EUNG CHEOL KANG; BYUNG TAI KIM; CHANG HEE NAM: Nd:glass ring regenerative amplifier using telescopic geometry for high output energy with good beam quality. In: *Japanese Journal of Applied Physics* 37 (1998), Nr. 5B, S. L583
- [37] MAGNI, V.: Multielement stable resonators containing a variable lens. In: *Journal of the optical Society of America A* 4. (1987), Nr. 10, S. 1962
- [38] SPEISER, J.: *Modellierung des Scheibenlasers im Pulsbetrieb*. Stuttgart, Universität, Institut für Strahlwerkzeuge, Dissertation in Vorbereitung
- [39] SIEGMANN, A. E.: *Lasers*. Mill Valley, CA : University Science Books, 1986
- [40] Paschotta, R.; Aus der Au, J.; Spühler, G. J.; Erhard, S.; Giesen, A.; Keller, U.: Passive mode locking of thin disk lasers : effects of spatial hole burning. In: *Applied Physics B* 72 (2001), Nr. 3, S. 267
- [41] BRUESSELBACH, H. W.; SUMIDA, D. S.; REEDER, R. A.; BYREN, R. W.: Low-heat high-power scaling using InGaAs-diode-pumped Yb:YAG lasers. In: *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics* 3 (1997) Nr. 1, S. 105
- [42] SUMIDA, D. S.; FAN, T. Y.: Emission Spectra and Fluorescence Lifetime Measurements of Yb:YAG as a Function of Temperature. In: FAN, T. Y.; CHAI, B. (Hrsg.): *OSA Proceedings on Advanced Solid State Lasers 20*. Washington DC : Optical Society of America, 1994, S. 100
- [43] MCCUMBER, D. E.: Theory of Phonon-Terminated Optical Masers. In: *Physical Review* 134 (1964), Nr. 2A, S. A299
- [44] CONTAG, K.; KARSZEWSKI, M.; STEWEN, C., GIESEN, A., HÜGEL, H.: Theoretical modeling and experimental investigations of the diode-pumped thin-disk Yb:YAG laser. In: *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics* 29 (1999), Nr. 8. S. 697
- [45] SUMIDA, D. S.; FAN, T. Y.: Effect of radiation trapping on Fluorescence lifetime emission cross section measurements in solid-state laser media. In: *Optics Letters* 19 (1994), Nr. 17, S. 1343
- [46] LARIONOV, M.: *Kontaktierung und Charakterisierung von Kristallen für Scheibenlaser*. Stuttgart, Universität, Institut für Strahlwerkzeuge, Dissertation in Vorbereitung

- [47] LETSCH, A.; GIESEN, A.: Laser Beam Characterization of pulsed lasers. In: NICKEL, D. (Hrsg.): *Instruments and Standard Test Procedures for Laser Beam and Optics Characterization*. Düsseldorf : VDI Technology Center , 2003, S. 168
- [48] Norm EN ISO 11554
- [49] HÖNNINGER, C.; PASCHOTTA, R.; MORIER-GENOUD, F.; MOSER, M.; KELLER, U.: Q-switching stability limits of continuous-wave passive mode locking. In: *Journal of the Optical Society of America B* 16 (1999), S. 46
- [50] HECHT, E.: *Optics*. Korr. Nachdruck. Reading, Massachusetts : Addison-Wesley, 1990
- [51] JOYCE, W. B.; DELOACH, B. C.: Alignment of Gaussian beams. In: *Applied Optics* 23 (1984), Nr. 23, S. 4187
- [52] ARECCHI, F. T.; MEUCCI R.; PUCCIONI, G.; TREDICCE, J.: Experimental evidence of subharmonic bifurcations, multistability, and turbulence in a Q-switched gas laser. In: *Physical Review Letters* 49 (1982), Nr. 17, S. 1217
- [53] WEISS, C. O.; VILASECA, R.: *Dynamics of Lasers*. 1. Aufl. Weinheim : VCH, 1991
- [54] ABRAHAM, N. B., LUGIATO, L. A., NARDUCCI L. M.: Overview of instabilities in laser systems. In: *Journal of the Optical Society of America B* 2 (1985), Nr. 1, S. 7
- [55] MÜLLER, D.; GIESEN, A., HÜGEL, H.: Picosecond thin disk regenerative amplifier. In: ABRAMSKI, K. M.; PLINSKI, E. F.; WOLINSKI, W. (Hrsg.): *Proceedings of SPIE 5120 : XIV International Symposium on Gas Flow, Chemical Lasers, and High Power Lasers*. Bellingham : SPIE, 2003, S. 281
- [56] DÖRRING, J.; KILLI, A.; MORGNER, U.; LANG, A.; LEDERER, M.; KOPF, D.: Period doubling and deterministic chaos in continuously pumped regenerative amplifiers. In: *Optics Express* 12 (2004), Nr. 8, S. 1759
- [57] SACHER, J.; BAUMS, D.; PANKNIN, P.; ELSASSER, W.; GOBEL, E. O.: Intensity instabilities of semiconductor lasers under current modulation, external light injection and delayed feedback. In: *Physical Review A* 45 (1992), Nr. 3, S. 1893
- [58] HOLZNER, R.; DERIGHETTI, B.; RAVANI, M.; BRUN, E.: Observation of a subcritical Hopf bifurcation in a laser with an injected signal. In: *Physical Review A* 36 (1987) Nr. 3, S. 1280
- [59] TACHIKAWA, M.; FENG-LEI HONG; TANII, K.; SHIMIZU, T.: Deterministic chaos in passive Q-switching pulsation of a CO₂ laser with saturable absorber. In: *Physical Review Letters* 60 (1988), Nr. 22, S. 2266
- [60] SCHUSTER, H. G.: *Deterministisches Chaos : Eine Einführung*. Weinheim : VCH, 1994

-
- [61] KÖCHNER, W.: *Solid-State Laser Engineering*. 3. Aufl. Berlin : Springer-Verlag, 1992
- [62] CHEN, G. (Hrsg.): *Controlling Chaos and Bifurcations in Engineering Systems*. Boca Raton : CRC Press, 2000
- [63] WILL, I.; LIERO, A.; MERTINS; D.; SANDNER, W.: Feedback-stabilized Nd:YLF amplifier system for generation of picosecond pulse trains of an exactly rectangular envelope. In: *IEEE Journal of Quantum Electronics* 34 (1998), Nr. 10, S. 2020
- [64] EPSTEIN, R. (Hrsg.): Regenerative Amplifier for the OMEGA Laser System. In *LLE Review* 76, Rochester : University of Rochester, 1998, S. 219
- [65] SKELDON, M. D., BABUSHKIN, A.; BITTLE, W.; OKISHEV, A. V.; SEKA, W.: Modeling the temporal-pulse-shape dynamics of an actively stabilized regenerative amplifier OMEGA Nd:YLF laser rod. In: *IEEE Journal of Quantum Electronics* 34 (1998), Nr. 2, S. 286
- [66] DI FONZO, S.; MATALONI P.; BOLLANTI, S.: Laser power stabilization by means of internal second harmonic generation. In: *Optics Communications* 71 (1989), Nr. 5, S. 295
- [67] Schutzrecht US 5157676-A (1992). WILCOX, R. W.: *Active Pulse Amplitude Regulator*
- [68] Schutzrecht DE 10147798-A1 (2001). VOß, A: *Laserverstärkersystem*

A Anhang

Zwei Aspekte aus Kap. 2 wurden in den Anhang ausgegliedert: Die Justageprozedur ist für das Verständnis des Systems nicht relevant, stellt aber beim Aufbau eines ähnlichen Verstärkers eine wertvolle Hilfe dar. Der Integrationsweg der Raten-gleichungen der Verstärkungsphase stört im Hauptteil den Lesefluss und ist deshalb im Anhang abgedruckt.

A.1 Justage des Verstärkersystems

Die Justageanleitung geht nur auf die Besonderheiten des Verstärkersystems ein. Kenntnisse zur Justage eines optischen Systems werden vorausgesetzt.

Der Ausgangsstrahl des Seedlasers kann zur Justage des kompletten Verstärkersystems verwendet werden. Um den Strahl sichtbar zu machen, wird ein IR-Viewer oder eine Kamera sowie ein Konverterkärtchen benötigt. Die im Folgenden verwendeten Bezeichnungen beziehen sich auf die Abbildungen 2.3–2.6.

Die Komponenten werden vom Seedlaser bis zum Dünnschichtpolarisator D1 justiert. Eine konsequente Beachtung der Strahlhöhe von 125 mm erleichtert die Arbeit. Wichtig ist, dass der Isolator I1 nicht schräg durchlaufen wird, weil sich sonst der Isolationswert verschlechtert.

Muss bei der ersten Justage des Systems der Einfallswinkel des Dünnschichtpolarisators D1 eingestellt werden, wird insbesondere auf eine vollständige Reflexion der vertikalen Polarisation geachtet, damit der Pulspicker einen guten Kontrast besitzt. (Letztendlich wird der unerwünscht transmittierte vertikale Polarisationsanteil schon am nächsten Dünnschichtpolarisator D2 entfernt.) Die Verzögerungsplättchen Q2 und Q1 können aber leichter korrekt eingestellt werden, wenn die mittlere Leistung hinter dem Dünnschichtpolarisator D1 nahe bei null ist.

Essenziell für einen guten Kontrast ist die richtige Ausrichtung des elektrooptischen Kristalls E1 in der Pockelszelle. Zur Justage wird zwischen F2 und E1 eine Flächenstreuscheibe in den Strahl gestellt. Sie erzeugt einen divergenten Lichtkegel um den abgeschwächten, aber immer noch klar erkennbaren Strahl. An die Stelle von Q1 wird ein Dünnschichtpolarisator gestellt und das Muster der reflektierten vertikal polarisierten Strahlung mit einem IR-Viewer auf einem Schirm beobachtet. Nach korrekter Justage der Pockelszelle ergibt sich in der Mitte des durch die Apertur der Pockelszelle begrenzten Ausschnitts ein Kreuz mit konzentrischen Ringen (bei BBO). Der durch die Flächenstreuscheibe transmittierte Strahl erscheint als heller Punkt im Zentrum. Streuscheibe und Polarisator werden wieder entfernt. (Wenn wie in diesem System kein Pulspicker eingebaut wird entfällt dieser Absatz natürlich.)

Der Spiegel S1 wird so justiert, dass der Strahl recht genau in sich zurückgeworfen wird, damit er auch auf dem Rückweg den elektrooptischen Kristall im richtigen Winkel durchquert. (Eine perfekte Justage hat hier aber keinen Vorteil.) Die Apertur des Isolators kann als Referenz verwendet werden.

Die Komponenten vom Dünnschichtpolarisator D1 bis zum Dünnschichtpolarisator D2 werden justiert. Beim Dünnschichtpolarisator D2 wird wiederum Wert auf eine vollständige Reflexion der vertikalen Polarisation gelegt, da an dieser Komponente der verstärkte Laserstrahl reflektiert werden soll.

Enthält das Verstärkersystem eine Justagehilfe (hier bestehend aus Q3, Q5 und S8) können die Spiegel S8, S2 und S3 bereits grob justiert werden.

Die Komponenten vom Dünnschichtpolarisator D2 bis zum Dünnschichtpolarisator D3 werden justiert. Der Faraday-Rotator R1 sollte (wie zuvor schon der Isolator I1) nicht schräg durchlaufen werden. Auch beim Dünnschichtpolarisator D3 kommt es vor allem auf eine gute Reflexion der mit senkrechter Polarisation umlaufenden Laserpulse an. Um eine vollständige Auskopplung des verstärkten Laserpulses zu ermöglichen, muss aber auch auf eine gute Transmission der horizontalen Polarisation geachtet werden.

Die Komponenten zwischen Dünnschichtpolarisator D3 und dem Endspiegel S12 werden als Nächstes justiert. Der elektrooptische Kristall E2 in der Pockelszelle 2 wird, wie bereits bei der Justage des Pulpickers beschrieben, mit Hilfe einer Flächenstreuscheibe und eines Dünnschichtpolarisators ausgerichtet. Der Endspiegel S12, der gleichzeitig ein Fenster des Pockelszelligehäuses ist, muss hierzu entfernt werden.

Der Endspiegel S12 wird wieder aufgesetzt und so ausgerichtet, dass der Laserstrahl in sich zurückgeworfen wird. Hierzu kann die Irisblende F4, oder besser noch die Justagehilfe verwendet werden: Direkt hinter D2 (in Richtung S2) wird ein Konverterplättchen in den Laserstrahl gestellt. Im ersten Schritt wird der Endspiegel S12 so eingestellt, dass der zurückreflektierte Strahl das Konverterkärtchen an der gleichen Stelle trifft, wie der vom Spiegel S8 reflektierte Laserstrahl. Die Fehljustierung von S8 macht sich über die kurze Strecke kaum bemerkbar. Im zweiten Schritt wird das Konverterkärtchen kurz vor das Austrittsfenster A1 gestellt und die Justage des Spiegels S8 korrigiert, so dass sich beide Strahlen auf dem Konverterkärtchen wieder überlagern. Die beiden Schritte werden so oft wiederholt, bis sich die Laserstrahlen in beiden Ebenen, und somit an jeder Stelle, überlagern.

Da der Spiegel S12 fest mit dem Pockelszelligehäuse ausgerichtet ist, bleibt seine Justierung relativ zum elektrooptischen Kristall E2 normalerweise erhalten. Später genügt es daher die Spiegel S15 und S16 an Stelle von S12 und E2 zu justieren. Dabei muss nur darauf geachtet werden, dass der Strahl den elektrooptischen Kristall in der Mitte trifft und in sich zurückgeworfen wird. Streuscheibe und Polarisator werden

nicht mehr benötigt, da die Flächennormale des Spiegels S12 bereits die Strahlrichtung vorgibt.

Die Komponenten des Resonators vom Dünnschichtpolarisator D3 bis zum anderen Endspiegel S32 werden justiert. Mit der Kamera wird der Auftreffpunkt des Laserstrahls auf der Yb:YAG-Scheibe Y1 beobachtet. Bei sehr geringer Pumpleistung wird gleichzeitig der gepumpte Bereich mit ähnlicher Leuchtkraft sichtbar.

Der Endspiegel S32 wird so eingestellt, dass der Laserstrahl in sich zurückgeworfen wird, was auf der Scheibe Y1 mit der Kamera gut zu sehen ist.

Zur Optimierung der Justage wird das Verzögerungsplättchen Q7 so verdreht, dass nur ein kleiner Teil des Laserstrahls vom Seedlaser am Dünnschichtpolarisator D3 reflektiert wird. Dieser Teil des Laserstrahls kann dafür mit relativ geringen Verlusten mehrfach im Resonator umlaufen. Auf der Scheibe ist eine Serie von schwächer werdenden Auftreffpunkten zu beobachten. Nun werden abwechselnd Endspiegel S12 (oder stellvertretend Spiegel S16) und Endspiegel S32 justiert, bis die Serie von Auftreffpunkten auf der Yb:YAG-Scheibe Y1 zusammenfallen. Erst dann werfen beide Endspiegel den Strahl perfekt in sich zurück.

Wenn die Resonatorachse nach dem letzten Justageschritt nicht mehr mit dem gepumpten Bereich zusammenfällt, wird es durch das Justieren zweier Spiegel im Bereich zwischen dem Dünnschichtpolarisator D3 und dem Endspiegel S32 korrigiert. Die Komponenten vom Endspiegel S12 bis zum Dünnschichtpolarisator D3 dürfen nicht mehr justiert werden, da sie bereits relativ zum Laserstrahl des Seedlasers ausgerichtet sind.

Der Resonator des regenerativen Verstärkers sollte im Dauerstrichbetrieb problemlos anschwingen und wird ggf. geringfügig optimiert.

Die Verzögerungsplättchen Q1, Q2, Q5 und Q7 werden in die richtige Position gedreht. Das System kann nun im Pulsbetrieb verwendet werden.

A.2 Integration der Ratengleichungen des Verstärkungsprozesses

Aus den Ratengleichungen des Verstärkungsprozesses wird die Energieerhaltung explizit abgeleitet. Anschließend werden in diesem Unterkapitel zwei Grenzfälle betrachtet, in denen eine analytische Integration der beiden Gleichungen möglich ist.

A.2.1 Ausgangspunkt

Die Ratengleichungen des Verstärkungsprozesses wurden in Kap. 2.3.2 hergeleitet. Normiert auf die Sättigungsleistungsdichte lautet die Ratengleichung für die volumenbezogene extrahierbare Energiedichte (Gl. 2.11)

$$\frac{\partial}{\partial t} \hat{q}_{Scheibe}(z, t) = -\hat{q}_{Scheibe}(z, t) (\hat{E}_{Puls-}(z, t) + \hat{E}_{Puls+}(z, t)) \quad \left[\frac{1}{\text{ms}} \right] \quad (6.1)$$

und die Ratengleichung für die Leistungsdichte des Laserpulses (Gl. 2.8):

$$\left(\frac{1}{v_G} \frac{\partial}{\partial t} \mp \frac{\partial}{\partial z} \right) \hat{E}_{Puls\mp}(z, t) = \hat{q}_{Scheibe}(z, t) \hat{E}_{Puls\mp}(z, t). \quad \left[\frac{1}{\text{ms}} \right] \quad (6.2)$$

A.2.2 Energieerhaltung

Aus Gl. 6.1 und Gl. 6.2 kann die lineare Differenzialgleichung

$$\frac{\partial}{\partial z} \left(-\hat{E}_{Puls-}(z, t) + \hat{E}_{Puls+}(z, t) \right) + \frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{\hat{E}_{Puls-}(z, t) + \hat{E}_{Puls+}(z, t)}{v_G} + \hat{q}_{Scheibe}(z, t) \right) = 0 \quad \left[\frac{1}{\text{ms}} \right] \quad (6.3)$$

gewonnen werden, welche den Energieaustausch zwischen Scheibe und Laserpuls beschreibt. Die Integration über die Zeit für die Dauer der Wechselwirkung ergibt

$$\frac{\partial}{\partial z} \int_{\text{vor}}^{\text{nach}} -\hat{E}_{Puls-}(z, t) + \hat{E}_{Puls+}(z, t) dt + \hat{q}_{Scheibe}(z, \text{nach}) - \hat{q}_{Scheibe}(z, \text{vor}) = 0, \quad \left[\frac{1}{\text{m}} \right] \quad (6.4)$$

wobei berücksichtigt wurde, dass vor und nach dem Doppeldurchgang die Leistungsdichte des Laserpulses in der Scheibe gleich null ist. Durch eine räumliche Integration entlang der z-Achse von der HR-Schicht zur AR-Schicht erhält man daraus

$$\int_{\text{vor}}^{\text{nach}} -\hat{E}_{Puls-}(AR, t) + \hat{E}_{Puls+}(AR, t) + \hat{E}_{Puls-}(HR, t) - \hat{E}_{Puls+}(HR, t) dt + \int_{HR}^{AR} \hat{q}_{Scheibe}(z, \text{nach}) - \hat{q}_{Scheibe}(z, \text{vor}) dz = 0 \quad (6.5)$$

Die Integrale lassen sich mit der Pulsenergiedichte in der AR- und der HR-Schicht sowie der flächenbezogenen extrahierbaren Energiedichte vor und nach dem Doppeldurchgang identifizieren. Mit Hilfe der Anschlussbedingung an der HR-Schicht (Gl. 2.6) ergibt sich, dass die Energie beim Verstärkungsprozess erhalten ist:

$$\hat{H}_{Scheibe, \text{nach } Dd} + \hat{H}_{Puls, \text{nach } Dd} = \hat{H}_{Scheibe, \text{vor } Dd} + \hat{H}_{Puls, \text{vor } Dd} \quad (6.6)$$

Dieses Ergebnis war zu erwarten, da es in den Ratengleichungen keinen Verlustterm gibt.

A.2.3 Lösung für kurze Pulse

Zuerst wird Gl. 6.1 durch Integration über die Zeit in die Integralgleichung

$$\hat{q}_{Scheibe}(z, t) = \hat{q}_{Scheibe}(z, \text{vor}) \exp \left(- \int_{\text{vor}}^t \hat{E}_{Puls-}(z, \tilde{t}) + \hat{E}_{Puls+}(z, \tilde{t}) d\tilde{t} \right) \quad \left[\frac{1}{\text{m}} \right] \quad (6.7)$$

umgewandelt, die in Gl. 6.2 eingesetzt wird. Diese wird nun über die gesamte Wechselwirkungszeit integriert, wobei wiederum berücksichtigt wird, dass die Laserstrahlintensität an den Integrationsgrenzen verschwindet:

$$\begin{aligned} & \mp \frac{\partial}{\partial z} \int_{\text{vor}}^{\text{nach}} \hat{E}_{\text{Puls}\mp}(z, t) dt \\ & = \hat{q}_{\text{Scheibe}}(z, \text{vor}) \int_{\text{vor}}^{\text{nach}} \hat{E}_{\text{Puls}\mp}(z, t) \exp\left(-\int_{\text{vor}}^t \hat{E}_{\text{Puls}-}(z, \tilde{t}) + \hat{E}_{\text{Puls}+}(z, \tilde{t}) d\tilde{t}\right) dt \end{aligned} \quad \left[\frac{1}{\text{m}}\right] \quad (6.8)$$

Das Integral auf der rechten Seite ist wegen der Summe aus einfallendem und reflektiertem Laserstrahl nicht weiter zu vereinfachen, ohne dass eine bestimmte Pulsform vorausgesetzt wird.

Im Folgenden soll der Grenzfall von sehr kurzen Laserpulsen untersucht werden. Ist die Ausdehnung der Laserpulse in Propagationsrichtung wesentlich geringer als die Scheibendicke, überlagern sich einfallender und reflektierter Strahl lediglich in der Nähe der HR-Schicht. Der Doppeldurchgang kann somit in zwei aufeinander folgende Einzeldurchgänge zerlegt werden. Die flächenbezogene Leistungsdichte des Laserpulses, der in die entgegengesetzte Richtung propagiert, ist jeweils gleich null und Gl. 6.8 kann integriert werden. Nach Umformung ergibt sich

$$\hat{q}_{\text{Scheibe}}(z, \text{vor}) = \frac{\mp \frac{\partial}{\partial z} \int_{\text{vor}}^{\text{nach}} \hat{E}_{\text{Puls}\mp}(z, t) dt}{1 - \exp\left(-\int_{\text{vor}}^{\text{nach}} \hat{E}_{\text{Puls}\mp}(z, t) dt\right)} \quad \left[\frac{1}{\text{m}}\right] \quad (6.9)$$

Nach einer weiteren Integration entlang der z-Achse über die gesamte Kristalldicke erhält man daraus

$$\begin{aligned} & \int_{\text{HR}}^{\text{AR}} \hat{q}_{\text{Scheibe}}(z, \text{vor}) dz \\ & = \mp \ln\left(1 - \exp\left(\int_{\text{vor}}^{\text{nach}} \hat{E}_{\text{Puls}\mp}(AR, \tilde{t}) d\tilde{t}\right)\right) \pm \ln\left(1 - \exp\left(\int_{\text{vor}}^{\text{nach}} \hat{E}_{\text{Puls}\mp}(HR, \tilde{t}) d\tilde{t}\right)\right) \end{aligned} \quad (6.10)$$

Ersetzt man wiederum die Integrale durch die entsprechenden Energiedichten, ergibt sich die Relation

$$\exp\left(\hat{H}_{\text{Scheibe, vor Ed}}\right) = \frac{\exp\left(\hat{H}_{\text{Puls, nach Ed}}\right) - 1}{\exp\left(\hat{H}_{\text{Puls, vor Ed}}\right) - 1}, \quad (6.11)$$

die den Einzeldurchgang für beide Propagationsrichtungen beschreibt. Unter Berücksichtigung der Energieerhaltung, die natürlich auch für einen Einzeldurchgang analog zu Gl. 6.6 gilt, berechnet man daraus die Energiedichten nach dem Einzeldurchgang als Funktion der vorherigen Energiedichten:

$$\hat{H}_{Scheibe, nach Ed} = -\ln\left(1 - \exp\left(-\hat{H}_{Puls, vor Ed}\right)\left(1 - \exp\left(-\hat{H}_{Scheibe, vor Ed}\right)\right)\right) \quad (6.12)$$

$$\hat{H}_{Puls, nach Ed} = \ln\left(1 + \exp\left(\hat{H}_{Scheibe, vor Ed}\right)\left(\exp\left(\hat{H}_{Puls, vor Ed}\right) - 1\right)\right). \quad (6.13)$$

Durch Verkettung dieser beiden Funktionen ergeben sich direkt die jeweiligen Energiedichten nach einem Doppeldurchgang im Grenzfall kurzer Pulse:

$$\hat{H}_{Scheibe, nach Dd} = -\ln\left(1 - \frac{\exp\left(-\hat{H}_{Puls, vor Dd}\right)\left(1 - \exp\left(-\hat{H}_{Scheibe, vor Dd}\right)\right)}{1 + \exp\left(\hat{H}_{Scheibe, vor Dd}\right)\left(\exp\left(\hat{H}_{Puls, vor Dd}\right) - 1\right)}\right) \quad (6.14)$$

$$\hat{H}_{Puls, nach Dd} = \ln\left(1 + \frac{\exp\left(\hat{H}_{Scheibe, vor Dd}\right)\left(\exp\left(\hat{H}_{Puls, vor Dd}\right) - 1\right)}{1 - \exp\left(-\hat{H}_{Puls, vor Dd}\right)\left(1 - \exp\left(-\hat{H}_{Scheibe, vor Dd}\right)\right)}\right). \quad (6.15)$$

A.2.4 Lösung für lange Pulse

Ist die Ausdehnung der Laserpulse in Propagationsrichtung deutlich größer als die Scheibendicke und die Pulsform gleichmäßig, so kann die Zeitableitung in Gl. 6.2 gegenüber der Ableitung nach z vernachlässigt werden. Mit dieser Näherung kann Gl. 6.2 durch Integration entlang der z -Achse in die Integralgleichung

$$\hat{E}_{Puls\mp}(z, t) = \hat{E}_{Puls-}(AR, t) \exp\left(\int_{HR}^{AR} \hat{q}_{Scheibe}(\tilde{z}, t) d\tilde{z}\right) \exp\left(\mp \int_{HR}^z \hat{q}_{Scheibe}(\tilde{z}, t) dz\right) \quad (6.16)$$

transformiert werden, wobei für die positive Propagationsrichtung die Anschlussbedingung an der HR-Schicht (Gl. 2.6) verwendet wurde. In Gl. 6.1 eingesetzt erhält man nach einer weiteren räumlichen Integration und anschließender Umformung:

$$\hat{E}_{Puls-}(AR, t) = -\frac{\frac{\partial}{\partial t} \int_{HR}^{AR} \hat{q}_{Scheibe}(z, t) dz}{\exp\left(2 \int_{HR}^{AR} \hat{q}_{Scheibe}(\tilde{z}, t) d\tilde{z}\right) - 1}. \quad (6.17)$$

Integriert man nun über die gesamte Wechselwirkungszeit ergibt sich die Gleichung

$$\int_{vor}^{nach} \hat{E}_{Puls-}(AR, t) dt = -\frac{1}{2} \ln\left(1 - \exp\left(-2 \int_{HR}^{AR} \hat{q}_{Scheibe}(\tilde{z}, nach) d\tilde{z}\right)\right) + \frac{1}{2} \ln\left(1 - \exp\left(-2 \int_{HR}^{AR} \hat{q}_{Scheibe}(\tilde{z}, vor) d\tilde{z}\right)\right), \quad (6.18)$$

die sich nach Identifikation der Integrale mit den entsprechenden Energiedichten zu

$$\exp(2\hat{H}_{Puls, vor Dd}) = \frac{1 - \exp(-2\hat{H}_{Scheibe, vor Dd})}{1 - \exp(-2\hat{H}_{Scheibe, nach Dd})} \quad (6.19)$$

umformen lässt. Unter Berücksichtigung von Gl. 6.6 ist daraus die Berechnung der Energiedichte nach dem Doppeldurchgang für den Grenzfall langer Laserpulse möglich:

$$2\hat{H}_{\text{Scheibe, nach } Dd} = -\ln\left(1 - \exp\left(-2\hat{H}_{\text{Puls, vor } Dd}\right)\left(1 - \exp\left(-2\hat{H}_{\text{Scheibe, vor } Dd}\right)\right)\right) \quad (6.20)$$

$$2\hat{H}_{\text{Puls, nach } Dd} = \ln\left(1 + \exp\left(2\hat{H}_{\text{Scheibe, vor } Dd}\right)\left(\exp\left(2\hat{H}_{\text{Puls, vor } Dd}\right) - 1\right)\right). \quad (6.21)$$

Das Ergebnis gleicht formal Gl. 6.12–6.13. Tatsächlich kann dieser Grenzfall als Einfachdurchgang bei einer durch Spiegelung an der HR-Schicht verdoppelten Scheibe interpretiert werden. Der Faktor 2 vor der Pulsenergiedichte steht dann für die Leistungsüberhöhung durch Überlagerung der beiden Propagationsrichtungen; der Faktor 2 vor der extrahierbaren Energiedichte kommt von der fiktiven Verdopplung der Scheibe bei der Spiegelung.

Danksagung

Ich danke allen, die durch ihre persönliche Unterstützung, durch fachliche Diskussionen oder durch ihre Anmerkungen zu dieser Arbeit zu deren Gelingen beigetragen haben.

Mein herzlicher Dank gilt Frau Prof. Dr. Keller für die Übernahme des Mitberichts und Herrn Prof. Dr. Hügel für die Übernahme des Hauptberichts sowie die freundliche Aufnahme am IFSW. Hier konnte ich an hochinteressanten Projekten arbeiten und hatte dennoch ausreichend Freiraum um meine Dissertation anzufertigen, wofür ich Herrn Dr. Giesen sehr dankbar bin.

Bedanken möchte ich mich außerdem bei meinen netten Kollegen für die gute Zusammenarbeit und insbesondere bei Geli, Andreas, Jürgen, Roland, Steffen, Ingo, Karsten, Simon, Micha, Thomas, Jochen und Christian für ihre Unterstützung bei meinen Experimenten und beim Erstellen dieser Arbeit.

Meinen aufrichtigen Dank verdienen schließlich meine Eltern und meine Familie, aber auch Bernd, Ulrike, Pascal, Evelyne, Markus, Thomas, Jutta und Katharina, die mir stets zur Seite standen.

Laser in der Materialbearbeitung

Forschungsberichte des IFSW (Institut für Strahlwerkzeuge)

Herausgegeben von

Prof. Dr.-Ing. habil. Helmut Hügel, Universität Stuttgart

Forschungsberichte des IFSW von 1992 bis 1999 erschienen im Teubner Verlag, Stuttgart

Zoske, Uwe

Modell zur rechnerischen Simulation von Laserresonatoren und Strahlführungssystemen
1992, 186 Seiten, ISBN 3-519-06205-4

Gorriz, Michael

Adaptive Optik und Sensorik im Strahlführungssystem von Laserbearbeitungsanlagen
1992, vergriffen, ISBN 3-519-06206-2

Mohr, Ursula

Geschwindigkeitsbestimmende Strahleigenschaften und Einkoppelmechanismen beim CO₂-Laserschneiden von Metallen
1993, 130 Seiten, ISBN 3-519-06207-0

Rudlaff, Thomas

Arbeiten zur Optimierung des Umwandlungshärtens mit Laserstrahlen
1993, 152 Seiten, ISBN 3-519-06208-9

Borik, Stefan

Einfluß optischer Komponenten auf die Strahlqualität von Hochleistungslasern
1993, 200 Seiten, ISBN 3-519-06209-7

Paul, Rüdiger

Optimierung von HF-Gasentladungen für schnell längsgeströimte CO₂-Laser
1994, 149 Seiten, ISBN 3-519-06210-0

Wahl, Roland

Robotergeführtes Laserstrahlschweißen mit Steuerung der Polarisationsrichtung
1994, 150 Seiten, ISBN 3-519-06211-9

Frederking, Klaus-Dieter

Laserlöten kleiner Kupferbauteile mit geregelter Lotdrahtzufuhr
1994, 139 Seiten, ISBN 3-519-06212-7

Grünewald, Karin M.

Modellierung der Energietransferprozesse in längsgeströimten CO₂-Lasern
1994, 158 Seiten, ISBN 3-519-06213-5

Shen, Jialin

Optimierung von Verfahren der Laseroberflächenbehandlung mit gleichzeitiger Pulverzufuhr
1994, 160 Seiten, ISBN 3-519-06214-3

Arnold, Johannes M.

Abtragen metallischer und keramischer Werkstoffe mit Excimerlasern
1994, 192 Seiten, ISBN 3-519-06215-1

Holzwarth, Achim

Ausbreitung und Dämpfung von Stoßwellen in Excimerlasern
1994, 153 Seiten, ISBN 3-519-06216-X

Dausinger, Friedrich

Strahlwerkzeug Laser: Energieeinkopplung und Prozesseffektivität
1995, 143 Seiten, ISBN 3-519-06217-8

Meiners, Eckhard

Abtragende Bearbeitung von Keramiken und Metallen mit gepulstem Nd:YAG-Laser als zweistufiger Prozeß
1995, 120 Seiten, ISBN 3-519-06222-4

Beck, Markus

Modellierung des Lasertiefschweißens
1996, 160 Seiten, ISBN 3-519-06218-6

Breining, Klaus

Auslegung und Vermessung von Gasentladungsstrecken für CO₂-Hochleistungslaser
1996, 131 Seiten, ISBN 3-519-06219-4

Griebsch, Jürgen

Grundlagenuntersuchungen zur Qualitätssicherung beim gepulsten Lasertiefschweißen
1996, 133 Seiten, ISBN 3-519-06220-8

Krepulat, Walter

Aerodynamische Fenster für industrielle Hochleistungslaser
1996, 144 Seiten, ISBN 3-519-06221-6

Xiao, Min

Vergleichende Untersuchungen zum Schneiden dünner Bleche mit CO₂- und Nd:YAG-Lasern
1996, 118 Seiten, ISBN 3-519-06223-2

Glumann, Christiane

Verbesserte Prozeßsicherheit und Qualität durch Strahlkombination beim Laserschweißen
1996, 143 Seiten, ISBN 3-519-06224-0

Gross, Herbert

Propagation höhermodiger Laserstrahlung und deren Wechselwirkung mit optischen Systemen
1996, 191 Seiten, ISBN 3-519-06225-9

Rapp, Jürgen

Laserschweißignung von Aluminiumwerkstoffen für Anwendungen im Leichtbau
1996, 202 Seiten, ISBN 3-519-06226-7

Wittig, Klaus

Theoretische Methoden und experimentelle Verfahren zur Charakterisierung von Hochleistungslaserstrahlung
1996, 198 Seiten, ISBN 3-519-06227-5

Grünenwald, Bernd

Verfahrensoptimierung und Schichtcharakterisierung beim einstufigen Cermet-Beschichten mittels CO₂-Hochleistungslaser
1996, 160 Seiten, ISBN 3-519-06229-1

Lee, Jae-Hoon

Laserverfahren zur strukturierten Metallisierung
1996, 154 Seiten, ISBN 3-519-06232-1

Albinus, Uwe N. W.

Metallisches Beschichten mittels PLD-Verfahren
1996, 144 Seiten, ISBN 3-519-06233-X

Wiedmaier, Matthias

Konstruktive und verfahrenstechnische Entwicklungen zur Komplettbearbeitung in Drehzentren mit integrierten Laserverfahren
1997, 129 Seiten, ISBN 3-519-06228-3

Bloehs, Wolfgang

Laserstrahlhärten mit angepaßten Strahlformungssystemen
1997, 143 Seiten, ISBN 3-519-06230-5

Bea, Martin

Adaptive Optik für die Materialbearbeitung mit CO₂-Laserstrahlung
1997, 143 Seiten, ISBN 3-519-06231-3

Stöhr, Michael

Beeinflussung der Lichtemission bei mikrokanalgekühlten Laserdioden
1997, 147 Seiten, ISBN 3-519-06234-8

Plaß, Wilfried

Zerstörschwellen und Degradation von CO₂-Laseroptiken
1998, 158 Seiten, ISBN 3-519-06235-6

Schaller, Markus K. R.

Lasergestützte Abscheidung dünner Edelmetallschichten zum Heißgaskorrosionsschutz für Mo-lybdän
1998, 163 Seiten, ISBN 3-519-06236-4

Hack, Rüdiger

System- und verfahrenstechnischer Vergleich von Nd:YAG- und CO₂-Lasern im Leistungsbereich bis 5 kW
1998, 165 Seiten, ISBN 3-519-06237-2

Krupka, René

Photothermische Charakterisierung optischer Komponenten für Hochleistungslaser
1998, 139 Seiten, ISBN 3-519-06238-0

Pfeiffer, Wolfgang

Fluiddynamische und elektrophysikalisch optimierte Entladungsstrecken für CO₂-Hochleistungslaser
1998, 152 Seiten, ISBN 3-519-06239-9

Volz, Robert

Optimiertes Beschichten von Gußeisen-, Aluminium- und Kupfergrundwerkstoffen mit Lasern
1998, 133 Seiten, ISBN 3-519-06240-2

Bartelt-Berger, Lars

Lasersystem aus kohärent gekoppelten Grundmode-Diodenlasern
1999, 135 Seiten, ISBN 3-519-06241-0

Müller-Hummel, Peter

Entwicklung einer Inprozeßtemperaturmeßvorrichtung zur Optimierung der laserunterstützten Zerspanung
1999, 139 Seiten, ISBN 3-519-06242-9

Rohde, Hansjörg

Qualitätsbestimmende Prozeßparameter beim Einzelpulsbohren mit einem Nd:YAG-Slablaser
1999, 171 Seiten, ISBN 3-519-06243-7

Huonker, Martin

Strahlführung in CO₂-Hochleistungslasersystemen zur Materialbearbeitung
1999, 121 Seiten, ISBN 3-519-06244-5

Callies, Gert

Modellierung von qualitäts- und effektivitätsbestimmenden Mechanismen beim Laserabtragen
1999, 119 Seiten, ISBN 3-519-06245-3

Schubert, Michael E.

Leistungsskalierbares Lasersystem aus fasergekoppelten Singlemode-Diodenlasern
1999, 105 Seiten, ISBN 3-519-06246-1

Kern, Markus

Gas- und magnetofluiddynamische Maßnahmen zur Beeinflussung der Nahtqualität beim Laserstrahlschweißen
1999, 132 Seiten, ISBN 3-519-06247-X

Raiber, Armin

Grundlagen und Prozeßtechnik für das Lasermikrobohren technischer Keramiken
1999, 135 Seiten, ISBN 3-519-06248-8

Laser in der Materialbearbeitung

Forschungsberichte des IFSW (Institut für Strahlwerkzeuge)

Herausgegeben von

Prof. Dr.-Ing. habil. Helmut Hügel, Universität Stuttgart

Forschungsberichte des IFSW ab 2000 erschienen im Herbert Utz Verlag, München

Schittenhelm, Henrik

Diagnostik des laserinduzierten Plasmas
beim Abtragen und Schweißen
2000, 141 Seiten, ISBN 3-89675-712-1

Stewen, Christian

Scheibenlaser mit Kilowatt-Dauerstrichleistung
2000, 145 Seiten, ISBN 3-89675-763-6

Schmitz, Christian

Gaselektronische Analysemethoden zur Optimierung von Lasergasentladungen
2000, 107 Seiten, ISBN 3-89675-773-3

Karszewski, Martin

Scheibenlaser höchster Strahlqualität
2000, 132 Seiten, ISBN 3-89675-785-7

Chang, Chin-Lung

Berechnung der Schmelzbadgeometrie beim Laserstrahlschweißen mit Mehrfokustechnik
2000, 141 Seiten, ISBN 3-89675-825-X

Haag, Matthias

Systemtechnische Optimierungen der Strahlqualität von Hochleistungsdiodenlasern
2000, 166 Seiten, ISBN 3-89675-840-3

Bahn Müller, Jochen

Charakterisierung gepulster Laserstrahlung zur Qualitätssteigerung beim Laserbohren
2000, 138 Seiten, ISBN 3-89675-851-9

Schellhorn, Martin Carl Johannes

CO-Hochleistungslaser: Charakteristika und Einsatzmöglichkeiten beim Schweißen
2000, 142 Seiten, ISBN 3-89675-849-7

Angstenberger, Birgit

Fliehkraftunterstütztes Laserbeschichten
2000, 153 Seiten, ISBN 3-89675-861-6

Bachhofer, Andreas

Schneiden und Schweißen von Aluminiumwerkstoffen mit Festkörperlasern für den Karosseriebau
2001, 194 Seiten, ISBN 3-89675-881-0

Breitschwerdt, Sven

Qualitätssicherung beim Laserstrahlschweißen
2001, 150 Seiten, ISBN 3-8316-0032-5

Mochmann, Gunter

Laserkristallisation von Siliziumschichten auf Glas- und Kunststoffsubstraten für die Herstellung verbesserter Dünnschichttransistoren
2001, 170 Seiten, ISBN 3-89675-811-X

Herrmann, Andreas

Fertigungsorientierte Verfahrensentwicklung des Weichlöten mit Diodenlasern
2002, 133 Seiten, ISBN 3-8316-0086-4

Mästle, Rüdiger

Bestimmung der Propagationseigenschaften von Laserstrahlung
2002, 147 Seiten, ISBN 3-8316-0113-5

Voß, Andreas

Der Scheibenlaser: Theoretische Grundlagen des Dauerstrichbetriebs und erste experimentelle Ergebnisse anhand von Yb:YAG
2002, 195 Seiten, ISBN 3-8316-0121-6

Müller, Matthias G.

Prozessüberwachung beim Laserstrahlschweißen durch Auswertung der reflektierten Leistung
2002, 122 Seiten, ISBN 3-8316-0144-5

Abeln, Tobias

Grundlagen und Verfahrenstechnik des reaktiven Laserpräzisionsabtragens von Stahl
2002, 138 Seiten, ISBN 3-8316-0137-2

Erhard, Steffen

Pumpoptiken und Resonatoren für den Scheibenlaser
2002, 184 Seiten, ISBN 3-8316-0173-9

Contag, Karsten

Modellierung und numerische Auslegung des Yb:YAG-Scheibenlasers
2002, 155 Seiten, ISBN 3-8316-0172-0

Krastel, Klaus

Konzepte und Konstruktionen zur laserintegrierten Komplettbearbeitung in Werkzeugmaschinen
2002, 140 Seiten, ISBN 3-8316-0176-3

Staud, Jürgen

Sensitive Werkzeuge für ein neues Montagekonzept in der Mikrosystemtechnik
2002, 122 Seiten, ISBN 3-8316-0175-5

Schinzl, Cornelius M.

Nd:YAG-Laserstrahlschweißen von Aluminiumwerkstoffen für Anwendungen im Automobilbau
2002, 177 Seiten, ISBN 3-8316-0201-8

Sebastian, Michael

Grundlagenuntersuchungen zur Laser-Plasma-CVD Synthese von Diamant und amorphen Kohlenstoffen
2002, 153 Seiten, ISBN 3-8316-0200-X

Lücke, Bernd

Kohärente Kopplung von Vertikalemitter-Arrays
2003, 120 Seiten, ISBN 3-8316-0224-7

Hohenberger, Bernd

Laserstrahlschweißen mit Nd:YAG-Doppelfokus-
technik – Steigerung von Prozeßsicherheit, Fle-
xibilität und verfügbarer Strahlleistung
2003, 128 Seiten, ISBN 3-8316-0223-9

Jasper, Knut

Neue Konzepte der Laserstrahlformung und
-führung für die Mikrotechnik
2003, 152 Seiten, ISBN 3-8316-0205-0

Heimerdinger, Christoph

Laserstrahlschweißen von Aluminiumlegierungen
für die Luftfahrt
2003, 112 Seiten, ISBN 3-8316-0256-5

Christoph Fleig

Evaluierung eines Messverfahrens zur genauen
Bestimmung des Reflexionsgrades optischer
Komponenten
2003, 150 Seiten, ISBN 3-8316-0274-3

Joachim Radtke

Herstellung von Präzisionsdurchbrüchen in ke-
ramischen Werkstoffen mittels repetierender
Laserbearbeitung
2003, 150 Seiten, ISBN 3-8316-0285-9

Michael Brandner

Steigerung der Prozesseffizienz beim Löt- und
Kleben mit Hochleistungsdiodenlasern
2003, 195 Seiten, ISBN 3-8316-0288-3

Reinhard Winkler

Porenbildung beim Laserstrahlschweißen von
Aluminium-Druckguss
2004, 153 Seiten, ISBN 3-8316-0313-8

Helmut Kindler

Optische und gerätetechnische Entwicklungen
zum Laserstrahlspritzen
2004, 117 Seiten, ISBN 3-8316-0315-4

Andreas Ruf

Modellierung des Perkussionsbohrens von Metal-
len mit kurz- und ultrakurzgepulsten Lasern
2004, 140 Seiten, ISBN 3-8316-0372-3

Guido Hergenhan

Kohärente Kopplung von Vertikalemittern – Sys-
temkonzept und experimentelle Verifizierung
2004, 115 Seiten, ISBN 3-8316-0376-6

Klaus Goth

Schweißen von Mischverbindungen aus Alumini-
umguß- und Knetlegierungen mit CO₂-Laser
unter besonderer Berücksichtigung der Nahtart
2004, 143 Seiten, ISBN 3-8316-0427-4

Armin Strauch

Effiziente Lösung des inversen Problems beim
Laserstrahlschweißen durch Simulation und
Experiment
2004, 169 Seiten, ISBN 3-8316-0425-8

Thomas Wawra

Verfahrensstrategien für Bohrungen hoher Präzi-
sion mittels Laserstrahlung
2004, 162 Seiten, ISBN 3-8316-0453-3

Michael Honer

Prozesssicherungsmaßnahmen beim Bohren
metallischer Werkstoffe mittels Laserstrahlung
2004, 113 Seiten, ISBN 3-8316-0441-x

Thomas Herzinger

Prozessüberwachung beim Laserbohren von
Turbinenschaufeln
2004, 143 Seiten, ISBN 3-8316-0443-6

Reiner Heigl

Herstellung von Randschichten auf Aluminium-
gusslegierungen mittels Laserstrahlung
2004, 173 Seiten, ISBN 3-8316-0460-6

Thomas Fuhrich

Marangoni-effekt beim Laserstrahl-tiefschweißen
von Stahl
2005, 163 Seiten, ISBN 3-8316-0493-2