

Diplomarbeit

Faserbasierte Repetitionsratenstabilisierung eines
diodengepumpten Ultrakurzpulserbiumfaserlasers

Westfälische Hochschule Zwickau (FH)
Fachbereich Physikalische Technik/Informatik
Fachgruppe Physikalische Technik

Studiengang Physikalische Technologien

eingereicht von: Markus Löser
Matrikel: 22403
geboren am: 08. Januar 1983

eingereicht am: 26.02.2009

Betreuer/Einrichtung: Prof. Dr. P. Hartmann
Westfälische Hochschule Zwickau
Prof. Dr. C. Fallnich
Westfälische Wilhelms-Universität Münster

Kurzreferat

In dieser Arbeit wurde die fasergestützte Repetitionsratenstabilisierung eines Ultrakurzpulserbiumfaserlasers ohne zusätzliche Temperaturstabilisierung demonstriert. Die Repetitionsrate eines passiv modengekoppelten Erbiumfaserlasers hängt von der Resonatorlänge und der Gruppengeschwindigkeit des Pulses ab. Die Temperatureinflüsse auf die Resonatorlänge und den Brechungsindex wurden vollständig ausgeregelt.

Die Repetitionsrate wurde mit einem Piezoaktuator verändert, der in einer mechanischen Konstruktion eingespannt war, die die Faser dehnt. Mit dem Faserstrecker konnte die Repetitionsrate vom $47,66 \text{ MHz}$ um $1,1 \text{ kHz}$ verändert werden. Der Einfluss der Faserstreckung auf die Polarisierung durch spannungsinduzierte Doppelbrechung wurde untersucht und konnte als unwesentlich eingestuft werden. Die Ausgangsparameter des Lasers variierten bei der Repetitionsratenänderung ebenfalls nur leicht, z.B. änderte sich die Pulsdauer um $\pm 1,2 \%$ und die Ausgangsleistung um $\pm 2 \%$. Die Repetitionsrate wurde mit einer Phasenregelschleife auf eine elektronische Referenz stabilisiert. Dazu wurde die 97ste Harmonische der Repetitionsrate verwendet, um die Sensitivität zu erhöhen. Zur Stabilisierung wurden zwei Referenzquellen miteinander verglichen. Das beste Ergebnis wurde mit einem PSG-Signalgenerator erzielt. Die Standardabweichung der Repetitionsrate sank von 14 Hz im unstabilisierten Zustand auf $7,9 \text{ mHz}$ im stabilisierten. Die Allan-Standardabweichung sank von $2 \cdot 10^{-10}$ bei 1 ms Mittelungszeit auf $6,4 \cdot 10^{-15}$ bei einer Mittelungszeit von 40 s . Die Stabilisierung konnte über mehrere Stunden aufrecht erhalten werden.

Danksagung

Diese Diplomarbeit wurde am Institut für Angewandte Physik der Westfälischen Wilhelms-Universität Münster in der Gruppe Optische Technologien unter Leitung von Prof. Dr. Carsten Fallnich angefertigt.

An dieser Stelle möchte ich mich bei allen Mitgliedern der Arbeitsgruppe für die herzliche Aufnahme und sehr gute Unterstützung während meiner Diplomarbeit bedanken.

Genannt seien Till Walbaum, Michael Kues und Tim Hellwig für das tolle Arbeitsklima im Büro sowie im Labor. Herausheben will ich an dieser Stelle meinen Betreuer Till Walbaum für seinen Einsatz beim Korrekturlesen der Arbeit, die guten konstruktiven Diskussionen und die vielen Tipps die mir den Anfang erleichtert haben. Tim Hellwig danke ich für die Möglichkeit der Durchführung von Polarisationsmessungen an dem von ihm aufgebauten Polarimeter, die wichtige Informationen für die Arbeit ergaben.

Der elektronischen Werkstatt des Institutes danke ich für die Unterstützung mit Material und Wissen bei der Realisierung des Stabilisierungsaufbaus.

Mein besonderer Dank gilt Prof. Dr. Fallnich für die Möglichkeit meine Diplomarbeit in seiner Gruppe anzufertigen und die Vergabe des interessanten Themas. Von Seiten der Hochschule Zwickau danke ich Prof. Dr. Hartmann für die Unterstützung und das Interesse an der Diplomarbeit.

Mein größter Dank gilt meiner Familie und meinen Freunden. Ich bedanke mich besonders bei meinen Eltern, dass sie immer hinter mir und meinen Entscheidungen gestanden haben. Ohne diese Unterstützung wäre mein Studium nicht möglich gewesen. Als letztes möchte ich mich bei meiner Freundin Kristin bedanken, die in der schwierigen Phase meiner Diplomarbeit ein großer Rückhalt für mich war.

Inhaltsverzeichnis

Abbildungsverzeichnis	V
Tabellenverzeichnis	VI
Kurzzeichenverzeichnis	VII
1 Einleitung	1
2 Theoretische Grundlagen	3
2.1 Mathematische Beschreibung von ultrakurzen Laserpulsen	3
2.2 Lichtleitfasern	5
2.2.1 Verluste	5
2.2.2 Spannungsinduzierte Doppelbrechung	8
2.2.3 Dispersion	9
2.2.4 Nichtlineare Effekte in Lichtleitfasern	11
2.3 Mathematische Beschreibung der Modenkopplung	13
2.4 Erbiumfaserlaser	15
2.4.1 Modengekoppelte Ultrakurzpulsfasersysteme	15
2.5 Messung der Pulsdauer	17
3 Faserbasierte Abstimmung der Repetitionsrate	21
3.1 Der Faserstreckler	21
3.1.1 Design des Faserstreckers	21
3.1.2 Charakterisierung	23
3.2 Faserlaser mit verstimmbarer Repetitionsrate	28
4 Repetitionsratenstabilisierung des Faserlasers	38
4.1 Begriffe aus der Regelungstechnik	38
4.2 Grundlagen der Phasenregelschleife	39
4.2.1 Arbeitsweise einer Phasenregelschleife	40

4.2.2	Arbeitsbereiche eines Phasenregelkreises	45
4.3	Einflüsse auf die Repetitionsrate	47
4.4	Experimenteller Aufbau der Stabilisierung	49
4.4.1	Unstabilisierte Repetitionsrate	55
4.4.2	Stabilisierte Repetitionsrate	57
4.4.3	Stabilisierungsgrenze des Aufbaus	61
4.4.4	Abhängigkeit der Stabilisierung von der Referenzfrequenzquelle . .	63
5	Zusammenfassung	65
	Literatur	70

Abbildungsverzeichnis

2.1	a) Mikrobiegung und b) Makrobiegung.	7
2.2	a) Biegeverlust pro Windung als Funktion des Biegeradius bei 1550 nm für verschiedene Fasertypen und b) Möglichkeiten der Beeinflussung einer Faser zur Reduzierung der Makrobiegeverluste.	7
2.3	Einfluss der Dispersion auf die Ausbreitung unterschiedlicher Frequenzanteile eines Pulses, oben normale Dispersion und unten anormale Dispersion.	10
2.4	Änderung der instantanen Kreisfrequenz $\Delta\omega(t)$ (gestrichelt) infolge von SPM über das Intensitätsprofil $I(t)$ eines gaußförmigen Pulses.	12
2.5	Spektrum eines gaußförmigen Pulses vor der SPM (durchgehende Linie) in einer Faser und nach SPM (gestrichelte Linie).	12
2.6	Verstärkungsprofil und axiale Moden in einem breitbandigen Lasermedium. . . .	13
2.7	Zeitlicher Verlauf der Laserintensität $I(t) \propto E(t) ^2$ für die Überlagerung von 5, 10 und 50 Moden mit konstanter Phasenbeziehung ($\phi = 0$) und d) 50 Moden mit zufälliger Phasenbeziehung.	14
2.8	Schematische Darstellung der Amplitudenmodulation durch nichtlineare Polarisationsrotation (NPR).	16
2.9	Schematische Darstellung des Pulsumlaufs beim „Stretched-Pulse-Setup“.	17
2.10	Aufbau eines Autokorrelators mit einer Fotodiode als nichtlineares Element (Zwei-Photonen-Absorption).	18
2.11	a) Interferometrische Autokorrelationsfunktion (schwarz) und Intensitätsautokorrelationsfunktion (rot) eines bandbreitenbegrenzten 30 fs Gaußpulses, b) iAKF und AKF eines gechirpten Gaußpulses mit ebenfalls 30 fs Pulsdauer.	19
2.12	Einfluss von SPM auf die iAKF eines Gaußpulses.	20
3.1	Foto und Skizze vom gebauten Faserstreckter.	23
3.2	Längenänderung ΔL in Abhängigkeit der Piezospannung, die Faserstreckung wurde an zwei unterschiedlichen Tagen gemessen.	26
3.3	Polarisationsänderung infolge der Faserstreckung, dargestellt auf der Poincaré-Kugel; links ist die gesamte Kugel gezeigt und rechts ein vergrößerter Ausschnitt mit den drei Messungen a) - c).	27

3.4	Schematischer Aufbau eines Erbiumfaserlasers: GLK = Grinlinsenkollimator, ISO = optischer Isolator, PST = polarisierender Strahlteilerwürfel, PS = Polarisationssteller, FD = Fotodiode, 980/1550 WDM = 980/1550 nm Wellenlängen-Divisions-Multiplexer, FS = Faserstreckler, KL = Kollimatorlinse, FC/APC = um 8 ° gewinkelter Faserstecker.	29
3.5	a) Interferometrische Autokorrelationsfunktion (schwarz) und Intensitätsautokorrelationsfunktion (weiß) des Pulses nach dem Faserkompressor; b) zugehöriges optisches Spektrum.	31
3.6	Radiofrequenzspektrum eines Fotodiodenspannungssignals, aufgenommen von 0 – 2 GHz.	32
3.7	a) Zusammenhang zwischen Repetitionsrate und Piezospannung, b) relative optische Längenänderung im Vergleich mit der Interferometermessung.	33
3.8	a) Ausgangsleistung in Abhängigkeit der Piezospannung und b) optische Spektren, aufgenommen bei 0 V, 30 V, 60 V und 90 V.	34
3.9	Darstellung der interferometrischen Autokorrelationsfunktion (schwarz) bei unterschiedlichen Piezospannungen a) 0 V, b) 30 V, c) 60 V und d) 90 V. Die Intensitätsautokorrelation (weiß) wurde durch Mittelung der iAKF erzeugt.	35
3.10	Abhängigkeit der Intensitätsautokorrelationshalbwertsbreite von der Piezospannung mit angegebenem Regressionsfehler der Halbwertsbreite.	36
4.1	Schematische Darstellung eines Phasenregelkreises.	39
4.2	Phasendetektorausgangsspannung in Abhängigkeit des Phasenfehlers für einen analogen Phasendetektor.	41
4.3	Gebäuchlicher aktiver Schleifenfilter für eine PLL.	42
4.4	Einfluss der Kapazität C_2 auf den Frequenzgang (blau) und den Phasengang (rot) eines aktiven Schleifenfilters, simuliert mit der Software RF-SIM99.	43
4.5	Statische und dynamische Stabilitätsgrenzen einer Phasenregelschleife.	45
4.6	Theoretische Repetitionsratenveränderung des Faserlasers aus Kap. 3.2 für eine lineare Temperaturänderung von 3 K.	48

4.7	Elektronischer Aufbau zur Stabilisierung der Repetitionsrate; FD = Fotodiode, BP = Bandpass, TP = Tiefpass, RS = Rohde-Schwarz Signalgenerator, RFSA = Radiofrequenzspektrumanalysator, PLL = Phasenregelschleife, PD = Phasendetektor, V = Verstärker, M = Frequenzmultiplizierer.	50
4.8	Frequenzgang der HV-Versorgung mit angeschlossenem Piezoaktuator und eingezeichneter Grenzfrequenz.	51
4.9	Oszillatorkonstantenbestimmung, a) Frequenzänderung über Piezospaltung mit der Steigung 1253 Hz/V, b) Verstärkungsfaktor des Modulationseingangs mit einer Steigung von 22.	52
4.10	a) Frequenzabweichung ($f - f_0$) der unstabilisierten Repetitionsrate gemessen über eine Stunde mit RFSA; b) Allan-Standardabweichung $\sigma(\tau)$ für die unstabilisierte Repetitionsrate.	55
4.11	Allan-Standardabweichung-Diagramm allgemein mit eingezeichneten Rauschquellen und den dazugehörigen typischen Steigungen.	56
4.12	a) Gemessene Frequenzabweichung der stabilisierten Repetitionsrate über 10000 s und b) Allan-Standardabweichung der unstabilisierten (\blacktriangle) und stabilisierten (\bullet) Repetitionsrate.	58
4.13	a) Berechnete Frequenzabweichung aus dem Fehlersignal des Phasendetektors über 10000 s und b) die dazugehörige Allan-Standardabweichung	59
4.14	a) Frequenzabweichung der Repetitionsrate für die reduzierte Datenpunkanzahl und b) Allan-Standardabweichung der Datenpunkt aus a) (\bullet) und aus Abb. 4.12 b) (\blacktriangle).	61
4.15	Stabilitätsmessung der GHz-Referenz; a) berechnete Frequenzabweichung über 8000 s und b) Allan-Standardabweichung der Referenz (\blacktriangle) und der stabilisierten Repetitionsrate (\bullet), die mit dem RFSA ermittelt wurde.	62
4.16	Aufbau zur Repetitionsratenstabilisierung mit anderer Mikrowellenreferenz. . . .	63
4.17	a) Frequenzabweichung der Repetitionsrate mit PSG-Signalgenerator als Referenz und b) Allan-Standardabweichung mit PSG-Signalgenerator (\bullet) sowie mit Rohde-Schwarz Signalgenerator (\blacktriangle) als Referenz.	64

Tabellenverzeichnis

3.1	Vergleich der Längenänderung des Faserstreckers mit fünf und neun Windungen.	26
4.1	Berechnete Werte für den Schleifenfilter.	53
4.2	Arbeitsbereiche des Schleifenfilters, diese gelten für die 97ste Harmonische. . . .	53
4.3	Steigungen der Rauschprozesse in der doppelt-logarithmischen-Darstellung der Allan-Standardabweichung.	57

Kurzzeichenverzeichnis

Abkürzungen

Kurzzeichen	Erläuterung
AKF	Intensitätsautokorrelationsfunktion
ASD	Allan-Standardabweichung (Allan-Standard-Deviation)
CEO-Phase	Träger-Einhüllenden-Phase (Carrier-Envelop-Offset Phase)
FS	Faserstrecker
GVD	Gruppengeschwindigkeitsdispersion (Group Velocity Dispersion)
iAKF	Interferometrische Autokorrelationsfunktion
LF	Schleifenfilter (Loop Filter)
MFD	Modenfelddurchmesser
NPR	Nichtlineare Polarisationsrotation
OPV	Operationsverstärker
P-APM	Polarization Additiv-Pulse-Mode-Locking
PD	Phasendetektor
PLL	Phasenregelschleife (Phase-Locked-Loop)
PST	Polarisierender Strahlteilerwürfel
RFSA	Radiofrequenzspektrumanalysator
SPM	Selbstphasenmodulation
SSMF	Standardmonomodefaser (Standard Single-Mode Fiber)
TOD	Dritte Ordnung der Dispersion (Third Order Dispersion)
VCO	Spannungsgesteuerter Oszillator (Voltage Controlled Oscillator)
WDM	Wellenlängen-Divisions-Multiplexer
XPM	Kreuzphasenmodulation

Symbol

Kurzzeichen	Einheit	Erläuterung
α	dB	Koppelverlust
β	$1/m$	Propagationskonstante
β_1	s/m	Inverse der Gruppengeschwindigkeit
β_2	s^2/m	Gruppengeschwindigkeitsdispersion
β_3	s^3/m	Dritte Ordnung der Dispersion
Δf_{Har}	Hz	Frequenzänderung der Harmonischen
Δf_{rep}	Hz	Repetitionsratenänderung
Δf_{out}	Hz	Ausgangsfrequenzänderung des VCOs
ΔL	m	Längenänderung
ΔT	K	Temperaturänderung
$\Delta \lambda$	m	spektrale Pulsbreite
$\Delta \nu$	Hz	spektrale Pulsbreite
$\Delta \nu_{q,q+1}$	Hz	Modenabstand
$\Delta \omega$	rad/s	Änderung der instantanen Kreisfrequenz durch SPM
$\Delta \omega_H$	rad/s	Haltebereich
$\Delta \omega_L$	rad/s	Fangbereich
$\Delta \omega_{out}$	rad/s	Kreisfrequenzänderung des VCOs
$\Delta \omega_P$	rad/s	Ziehbereich
$\Delta \omega_{PO}$	rad/s	Ausrastbereich
$\epsilon_r(x, y, z)$	1	relative Permittivität
φ_{err}	rad	Phasenfehler
Φ_{ref}	rad	Phase des Referenzsignals im Frequenzbereich
φ_{ref}	rad	Phase des Referenzsignals im Zeitbereich
Φ_{out}	rad	Phase des Ausgangssignals des VCOs im Frequenzbereich
φ_{out}	rad	Phase des Ausgangssignals des VCOs im Zeitbereich

$\phi(t)$	<i>rad</i>	Phase des elektrischen Feldes
ϕ_{NL}	<i>rad</i>	Phasenverschiebung infolge von SPM
γ_c	<i>rad</i>	Grenzwinkel
λ	<i>m</i>	Wellenlänge
ν	<i>Hz</i>	optische Frequenz
ν_q	<i>Hz</i>	optische Frequenz einer axialen Mode
$\sigma(\tau)$	1	Allan-Standardabweichung
τ	<i>s</i>	Mittelungszeit
τ'	<i>s</i>	Verzögerungszeit
$\tilde{\tau}_{1,2}$	<i>s</i>	Zeitkonstanten Schleifenfilter
τ_A	<i>s</i>	Intensitätsautokorrelationshalbwertsbreite
τ_P	<i>s</i>	Pulsdauer
ω	<i>rad/s</i>	Kreisfrequenz
ω_0	<i>rad/s</i>	Zentralkreisfrequenz
$\bar{\omega}_0$	<i>rad/s</i>	Ausgangskreisfrequenz des VCOs bei $u_c = 0$
ω_n	<i>rad/s</i>	natürliche Kreisfrequenz
ω_{out}	<i>rad/s</i>	Ausgangskreisfrequenz des VCOs
ϖ	<i>m</i>	Modenfelddurchmesser
ζ	1	Dämpfungsfaktor
$A(t)$	<i>V/m</i>	Einhüllende des elektrischen Feldes
a	<i>m</i>	Faserkernradius
B_i	1	Sellmeierkoeffizient
B'_i	<i>m²</i>	Sellmeierkoeffizient
b	<i>m</i>	Fasermantelradius
C'	1	Konstante Zeit-Bandbreite-Produkt
$C_{1,2}$	<i>F</i>	Kapazitäten des Schleifenfilters
c	<i>m/s</i>	Lichtgeschwindigkeit im Medium
c_0	<i>m/s</i>	Lichtgeschwindigkeit im Vakuum
D	<i>s/m²</i>	Dispersionsfaktor

D_T	s/m	Resonatordispersion
dL/dT	$1/K$	thermischer Ausdehnungskoeffizient
dn/dT	$1/K$	thermo-optischer Koeffizient
$E(t)$	V/m	elektrische Feldstärke
$\tilde{E}(\omega)$	$V/(m \cdot Hz)$	spektrale elektrische Felddichte
$F(s)$	1	Übertragungsfunktion des Schleifenfilters
\bar{f}_0	Hz	Ausgangsfrequenz des VCOs bei $u_c = 0$
f_{out}	Hz	Ausgangsfrequenz des VCOs
f_{rep}	Hz	Repetitionsrate
f_{Har}	Hz	Frequenz der Harmonischen
g_2	1	normierte interferometrische Autorrelationsfunktion zweiter Ordnung
$H(s)$	1	Führungsübertragungsfunktion
$I(t)$	W/m^2	Intensität
$\tilde{I}(\omega)$	$W/(m^2 \cdot Hz)$	spektrale Intensität
K_0	$rad/(V \cdot s)$	Oszillatorkonstante
K_d	V/rad	Verstärkungsfaktor des Phasendetektors
K_f	1	Verstärkungsfaktor des Schleifenfilters
K_m	$1/(V^3 \cdot rad)$	Phasendetektorkonstante
k	$1/m$	Wellenzahl
L	m	Resonatorlänge
L_{T_0}	m	Resonatorlänge bei T_0
\tilde{L}	m	aufgewickelte Faserlänge
L'	1	relevante Längenänderung
M	1	Anzahl der Frequenzmittelwerte
m	1	Ordnung der Harmonischen der Repetitionsrate
N	1	Anzahl der gekoppelten Moden
NA	1	Numerische Apertur
n	1	Brechungsindex

n_{T_0}	1	Brechungsindex bei T_0
n_0	1	linearer Brechungsindex
n_2	1	nichtlinearer Brechungsindex
n_{gr}	1	Gruppenbrechungsindex
n_{gr0}	1	Gruppenbrechungsindex bei T_0
n_K	1	Brechungsindex des Faserkerns
n_M	1	Brechungsindex des Fasermantels
\bar{P}	W	mittlere Leistung
R_1, R_2, R_3	Ω	Widerstände des Schleifenfilters
r	m	Biegeradius
S_1, S_2, S_3	1	Stokesparameter
T	K	Temperatur
T_0	K	Anfangstemperatur
T_{rep}	s	Puls-zu-Puls-Abstand
t	s	Zeit
u_c	V	Kontrollspannung
u_d	V	Ausgangsspannung Phasendetektor
u_{out}	V	Ausgangssignal des VCOs
u_{ref}	V	Referenzsignal
v_{gr}	m/s	Gruppengeschwindigkeit
W	J	Pulsenergie
\bar{y}_i	Hz	gemittelter Frequenzwert über τ
z	m	Propagationslänge

1 Einleitung

Modengekoppelte Erbiumfaserlaser sind kompakte und kostengünstige Quellen für ultrakurze Laserpulse, die ein großes Einsatzgebiet haben. Durch die Lichtausbreitung im Wellenleiter sind eine weitgehende Unempfindlichkeit gegenüber äußeren Störungen und ein gutes Strahlprofil gegeben. Dies macht sie zu einer geeigneten Laserquelle für Femtosekundenanwendungen im industriellen Bereich sowie in der Grundlagenforschung. Erbiumfaserlaser ermöglichen den Einsatz nichtlinearer Mikroskopie in der Medizin oder Biologie [1]. Im Telekommunikationsbereich finden Erbiumfaserlaser ebenfalls ein wichtiges Anwendungsgebiet.

Ein Ultrakurzpulslaser weist innerhalb seines Emissionsspektrums einzelne Moden mit einem festen Abstand auf und bildet damit einen sogenannten „Frequenzkamm“. Der Abstand der Kammlinien entspricht der Repetitionsrate f_{rep} . Damit der Frequenzkamm eines modengekoppelten Lasers in der optischen Frequenzmetrologie verwendet werden kann, müssen die Repetitionsrate und die Träger-Einhüllenden-Phase (engl.: carrier-envelope-offset Phase, kurz CEO-Phase) ϕ_{ceo} kontrolliert werden. Die CEO-Phase beschreibt, wie sich das schwingende elektrische Feld zeitlich im Vergleich zur Pulseinhüllenden ändert. Die Repetitionsrate kann über die Resonatorlänge [2] oder die Pumpleistung [3] stabilisiert werden. In einigen Anwendungen, z.B. Pump-Probe-Experimente [4], ist es auch nötig, zwei Laser aufeinander zu synchronisieren [5]. Dazu ist es notwendig, die Repetitionsrate mindestens eines Lasers zu verändern.

In den letzten 10 Jahren gab es einige Veröffentlichungen, die sich mit der Stabilisierung von passiv modengekoppelten Erbiumfaserlasern beschäftigt haben. Die Kontrolle der Resonatorlänge wurde entweder über Längenänderung einer Freistrahlstrecke unter Verwendung eines Piezoaktuators [6, 7] oder über die Pumpleistungsvariation erreicht [3]. Bei der Verwendung einer Freistrahlstrecke ist der Vorteil einer Unempfindlichkeit gegenüber Verunreinigungen von optischen Komponenten nicht mehr gegeben. Dies ist nur bei reinen

Fasersystemen vorhanden. Die Pumpleistungsvariation wird meistens zur Stabilisierung der CEO-Phase genutzt [6]. Es wurden auch Faserstrecke zur Stabilisierung der Repetitionsrate verwendet [8, 2]. Diese hatten aber nur einen Verstellbereich von $\pm 45 \text{ Hz}$. Mit diesen kleinen Verstellbereichen musste der Faserlaser zusätzlich temperaturstabilisiert werden, da sich die Repetitionsrate um einige hundert Hertz pro Kelvin ändert. Durch die Temperaturstabilisierung erhöhen sich der elektronische Aufwand und die Kosten.

Ziel der Diplomarbeit ist es, einen Erbiumfaserlaser aufzubauen, der mit Hilfe eines Faserstreckers in seiner Repetitionsrate verändert, und stabilisiert werden kann. Dabei soll die Stabilisierung ohne zusätzliche Kontrolle der Temperatur erfolgen. Die Änderung der Laserausgangsparameter infolge der Faserstreckung und während der Stabilisierung soll so gering wie möglich sein.

Die Arbeit ist in drei Teile gegliedert. Der erste Teil befasst sich mit den Grundlagen zu modengekoppelten Faserlasern. Im zweiten Teil wird zuerst der Faserstrecke vorgestellt und charakterisiert. Anschließend wird dessen Einbau in den Laser beschrieben und der Einfluss auf die Laserausgangsparameter, nämlich Repetitionsrate, Ausgangsleistung, Pulsdauer sowie optisches Spektrum, untersucht. Im abschließenden Teil wird die Stabilisierung der Repetitionsrate auf eine elektronische Referenz mit Hilfe des Faserstreckers beschrieben.

2 Theoretische Grundlagen

2.1 Mathematische Beschreibung von ultrakurzen Laserpulsen

Das elektrische Feld eines Pulses ist definiert durch [9]:

$$E(t) = \underbrace{A(t)}_{\text{Einhüllende}} \cdot \underbrace{e^{i(\phi(t)+\omega t)}}_{\text{Phasenterm}} . \quad (2.1)$$

Ein Puls kann im Zeitbild und durch Fouriertransformation im Frequenzbild betrachtet werden:

$$\tilde{E}(\omega) = \int_{-\infty}^{\infty} E(t) \cdot e^{-i\omega t} dt . \quad (2.2)$$

Dabei ist der Zusammenhang zwischen der Kreisfrequenz ω und der Frequenz ν folgender:

$$\omega = 2\pi \cdot \nu . \quad (2.3)$$

Die Frequenz ν eines Laserpulses wird häufig durch die Wellenlänge λ beschrieben:

$$\lambda = \frac{c}{\nu} , \quad (2.4)$$

$$\Delta\nu = \frac{c}{\lambda^2} \cdot \Delta\lambda , \quad (2.5)$$

$$c = \frac{c_0}{n} . \quad (2.6)$$

Die Lichtgeschwindigkeit c im Medium wird beschrieben durch Glg. 2.6, wobei n der Brechungsindex des Mediums und c_0 die Vakuumlichtgeschwindigkeit ist.

Die zeitliche Halbwertsbreite τ_P eines Laserpulses, die auch als Pulsdauer bezeichnet wird, berechnet sich aus der Intensität $I(t)$. Die Intensität ist proportional zum Betrags-

quadrat des elektrischen Feldes. Daher genügt es, das Quadrat der Einhüllenden $A(t)$ zu berechnen, um die Pulsdauer zu bestimmen (siehe Glg. 2.8):

$$I(t) \propto |E(t)|^2 = A(t)^2, \quad (2.7)$$

$$A(\tau_P)^2 = \frac{A_{max}^2}{2}. \quad (2.8)$$

Die spektrale Intensität $\tilde{I}(\omega)$ des Pulses ist proportional zum Betragsquadrat der spektralen elektrischen Felddichte $\tilde{E}(\omega)$, woraus die spektrale Halbwertsbreite bestimmt wird:

$$\tilde{I}(\omega) \propto |\tilde{E}(\omega)|^2, \quad (2.9)$$

$$|\tilde{E}(2\pi \cdot \Delta\nu)|^2 = \frac{|\tilde{E}_{max}|^2}{2}. \quad (2.10)$$

Die spektrale Halbwertsbreite $\Delta\nu$ wird aus Glg. 2.10 bestimmt. Das Produkt aus der zeitlichen Halbwertsbreite τ_p und der spektralen Halbwertsbreite $\Delta\nu$ ist größer oder gleich einer Konstanten C' . Diese Konstante wird Zeit-Bandbreite-Produkt genannt:

$$\Delta\nu \cdot \tau_p \geq C'. \quad (2.11)$$

Das bedeutet, dass ein Puls im Femtosekundenbereich ein breites Spektrum besitzt. Wenn das Zeit-Bandbreite-Produkt gleich C ist, liegt ein „bandbreitenbegrenzter“ Puls vor, d.h. der Puls besitzt die kürzest mögliche Pulsdauer. Für den Fall, dass das Zeit-Bandbreite-Produkt größer als C' ist, wird der Puls als „phasenmoduliert“ (engl.: „chirped“) bezeichnet. Für Standardpulsformen, wie z.B. Gauß, kann die Konstante C' aus dem elektrischen Feld analytisch durch Fouriertransformation berechnet werden. Für einen bandbreitenbegrenzten Gaußpuls beträgt das Zeit-Bandbreite-Produkt $\frac{2 \cdot \ln 2}{\pi} \approx 0,441$.

2.2 Lichtleitfasern

Eine optische Lichtleitfaser besteht aus einem Kern (core), einem Mantel (cladding) und einer Schutzschicht (coating) und leitet Licht durch Totalreflexion. Typische Werte für den Kerndurchmesser einer Standardmonomodefaser (engl.: **Standard Single-Mode Fiber**; SSMF) sind $2a = 4 \mu\text{m} \dots 9 \mu\text{m}$ und für den Manteldurchmesser $2b = 125 \mu\text{m}$. Glasfasern sind durch ihren dünnen Aufbau sehr flexibel, im Gegensatz zum massiven Material, welches sehr spröde und unflexibel ist. Die meisten Fasern bestehen aus Quarzglas (engl.: fused silica; SiO_2). Der Brechungsindex des Kerns n_K ist höher als der des Mantels n_M . Der Brechungsindexübergang ist meist stufenförmig. Um Totalreflexion zu ermöglichen, darf der Einfallswinkel des Lichts einen Grenzwinkel γ_c nicht überschreiten. Wird dieser überschritten, so tritt das Licht in den Mantel und kann nicht mehr im Kern geführt werden. Der Grenzwinkel ist durch die numerische Apertur NA bestimmt [10]:

$$NA = \sin \gamma_c = \sqrt{n_K^2 - n_M^2} . \quad (2.12)$$

Die Größe des Modenfelddurchmessers (engl.: **Mode Field Diameter**; MFD) einer SSMF kann mit Hilfe der Maxwell-Gleichungen, dem Kerndurchmesser und dem Brechungsindexunterschied berechnet werden [11, 12].

2.2.1 Verluste

Die Verluste einer Faser werden in zwei Gruppen unterteilt, nämlich in intrinsische und extrinsische. Die intrinsischen, d.h. die direkt von der Faser verursachten Verluste, werden als Dämpfung bezeichnet. Die Dämpfung entsteht durch Absorption und Streuung an Verunreinigungen oder Defekten in der Faser. Da die Emissionswellenlänge von Erbium im Minimum der Dämpfung von SSMF liegt, spielen diese Verluste für den Faserstrecker keine Rolle. Der intrinsische Verlust von SMF-28, die eine SSMF ist, beträgt laut Datenblatt weniger als $0,2 \text{ dB/km}$ [13] und weniger als 1 dB/km für HI1060 Flex [14]. Dies ergibt bei einer Gesamtresonatorlänge von beispielsweise 4 m einen Verlust von $4 \cdot 10^{-3} \text{ dB}$, wenn nur der Wert von HI1060 Flex berücksichtigt wird. Dieser Verlust kann vernachlässigt werden.

Die wichtigste Gruppe der Verluste für einen Faserstrecker sind somit die extrinsischen Verluste. Diese werden durch die Einkopplung in die Faser und durch Biegung der Faser verursacht. Die Koppelleffizienz bei SSMF hängt von verschiedenen Parametern wie z.B. der Modenfeldanpassung ab. Ein Unterschied zwischen den Modenfelddurchmessern ($\varpi_{1,2}$) der zwei Monomodefasern führt zu einem Koppelverlust und kann mit folgender Gleichung berechnet werden [15]:

$$\alpha = 20 \cdot \lg \frac{\varpi_1^2 + \varpi_2^2}{2 \cdot \varpi_1 \cdot \varpi_2} . \quad (2.13)$$

Aus der Glg. 2.13 ist ersichtlich, dass der Koppelverlust von SSMF unabhängig von der Koppelrichtung ist. Das heißt beim Übergang vom kleinen zum großen Modenfeld und umgekehrt entstehen die gleichen Verluste. Bei einem Faserlaser werden die Fasern durch Spleißen miteinander verbunden. Dazu wird ein Lichtbogen zwischen den Fasern gezündet, der diese miteinander verschmilzt. Der Spleißprozess wird in Ref. [11] näher beschrieben. Beim Spleißen ist die Modenfeldfehlانpassung der größte Verlustfaktor. Die anderen Parameter können durch eine präzise Justagevorrichtung und gerade Bruchflächen der Faserenden niedrig gehalten werden. Ein Spleißgerät hat vorinstallierte Programme, die den Koppelverlust durch Modenfeldfehlانpassung zwischen SSMF minimieren können.

Des Weiteren zählen die Biegeverluste zu den extrinsischen Verlusten. Die Biegungen werden unterteilt in Makro- und Mikrobiegungen. Der Unterschied liegt in der Größe des Biegeradius im Bezug zum Mantelradius der SSMF: Ist der Biegeradius r deutlich größer als der Faserradius b , handelt es sich um eine Makrobiegung, ansonsten spricht man von einer Mikrokrümmung. Bei Krümmungsverlusten geht das Licht in den Mantel über und wird nicht mehr im Kern geführt. Die Darstellung mit Hilfe der Strahlenoptik (Abb. 2.1) ist nur für Multimodefasern zulässig, zeigt aber sehr anschaulich, wie der Verlust bei einer Biegung zustande kommt. In der Abb. 2.1 ist der Unterschied zwischen Makro- und Mikrobiegung gezeigt. Exakt lässt sich der Verlust mit der Wellenoptik betrachten. Mikrobiegungen entstehen, wenn eine Glasfaser z.B. über eine Kante gebogen wird. Diese Krümmungen sind wesentlich kritischer als Makrokrümmungen, d.h. sie führen zu hohen

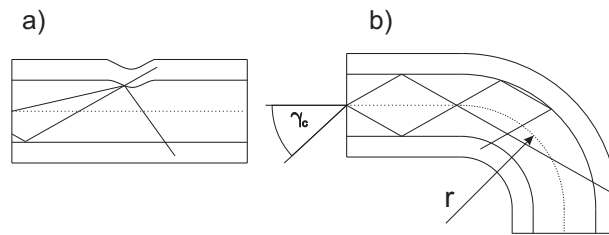


Abb. 2.1: a) Mikrobiegung und b) Makrobiegung.

Verlusten und die Faser kann brechen. Deshalb müssen Mikrobiegungen vermieden werden. Im Weiteren werden nur die Makrokrümmungsverluste betrachtet. Die Berechnung dieser Verluste als Funktion des Biegeradius ist schwierig, so dass nur auf ihre Beeinflussung eingegangen wird und die Ergebnisse an einer grafischen Darstellung diskutiert werden. Ein empirische Gleichung zur Berechnung von Makrokrümmungsverlusten kann in Ref. [16] nachgelesen werden. Die Biegeverluste können durch den MFD stark beeinflusst werden. Da der MFD durch den Brechungsindexunterschied zwischen Kern und Mantel mit gegeben ist, führt eine Erhöhung zu einer leichten Verringerung des Biegeverlustes (siehe Abb. 2.2 a), „Increased Core Index“). Eine stärkere Verringerung der Biegeverluste ist

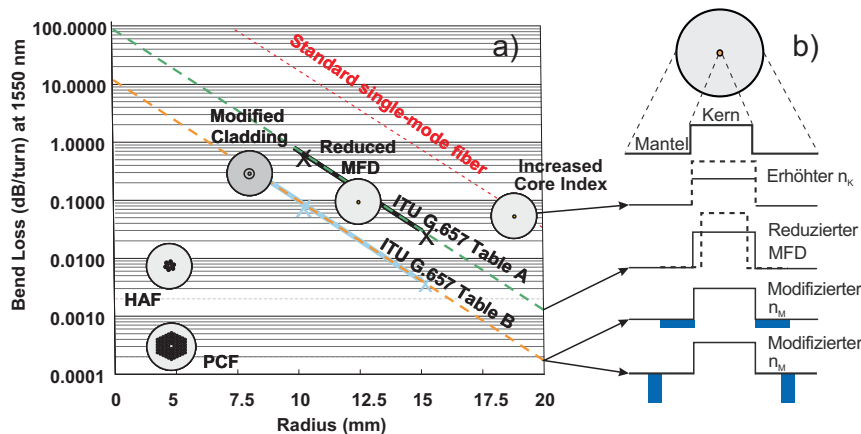


Abb. 2.2: a) Biegeverlust pro Windung als Funktion des Biegeradius bei 1550 nm für verschiedene Fasertypen [17] und b) Möglichkeiten der Beeinflussung einer Faser zur Reduzierung der Makrobiegeverluste [18].

durch die Verkleinerung des MFD (siehe Abb.2.2 a), „Reduced MFD“) möglich, wie es in Abb. 2.2 b) dargestellt ist. Die Modifizierung des Brechungsindex des Mantels, wie in Abb. 2.2 b) gezeigt, verringert ebenfalls die Makrobiegeverluste, dadurch reduziert sich der Verlust im Vergleich zu einer SSMF um zwei Größenordnungen (siehe Abb. 2.2 a)).

Der Einsatz von mikrostrukturierten Fasern (PCF) verringert den Biegeverlust ebenfalls deutlich, genauso wie die „Hole-Assisted Fibers“ (HAF) (siehe Abb. 2.2 a)). Diese Fasern haben aber den entscheidenden Nachteil, dass sie sich nur mit hohen Koppelverlusten an eine SSMF spleißen lassen und aus diesem Grund nicht für einen Faserstrecker verwendet werden können.

2.2.2 Spannungsinduzierte Doppelbrechung

Der Begriff Monomodefaser ist streng genommen nicht ganz richtig, da solche Fasern meist zwei Moden orthogonaler Polarisationsrichtungen führen. Aus diesem Grund zeigen SSMF ausgeprägte Polarisations- und Doppelbrechungseigenschaften [15]. Die zwei Polarisationsmoden werden im Allgemeinen angeregt, wenn in eine Faser polarisiertes Licht eingekoppelt wird, so dass sie eine feste Phasenbeziehung zueinander besitzen. Diese Phasenbeziehung ändert sich fortlaufend bei der Propagation der Moden durch eine reale Faser, da sie unterschiedliche Ausbreitungskonstanten besitzen [15]. Aus der sich ändernden Phasenbeziehung resultiert ein ortsabhängiger Polarisationszustand.

Die Doppelbrechungseigenschaft einer Faser ist durch die räumliche Verteilung der relativen Permittivität $\epsilon_r(x, y, z)$ bestimmt. Bei einer räumlich homogenen Verteilung und einer geraden Faser ist keine Doppelbrechung vorhanden. Jedoch wird durch Brechen der Rotationssymmetrie der Verteilung oder durch mechanische Belastung der Faser eine Doppelbrechung induziert. Diese führt zu einer Veränderung des Polarisationszustandes des geführten Lichtes. Bei einem Faserstrecker wird die Faser in der Länge elastisch gedehnt. Diese axiale Zugbelastung führt im Allgemeinen nicht zu einer Doppelbrechung [15], aber nur wenn die Faser nicht noch durch einen seitlichen Druck belastet wird. Bei einem Faserstrecker kann es passieren, dass auch eine seitliche Belastung der Faser beim Strecken erzeugt wird. Ein seitlicher Druck führt zu einer linearen Doppelbrechung. Eine Biegung induziert eine Doppelbrechung, die mit einer von außen wirkenden Querkraft verglichen werden kann. Die „innere“ Hälfte der Faser wird gestaucht und die „äußere“ gedehnt. Die Doppelbrechung, die durch eine Biegung induziert wird, wirkt wie eine Wellenpatte. Damit kann mit einer aufgewickelten Faser der Polarisationszustand gezielt beeinflusst werden.

Bei einem Polarisationssteller, der aus einer aufgewickelten Faser besteht, wird dies praktisch genutzt [11].

2.2.3 Dispersion

In der Optik ist Dispersion die Abhängigkeit der Brechzahl n von der Wellenlänge λ im Medium und lässt sich mit der Sellmeier-Gleichung beschreiben:

$$n^2(\lambda) = 1 + \sum_{i=1}^n \frac{B_i \lambda^2}{\lambda^2 - B'_i} . \quad (2.14)$$

Dies ist eine empirische Gleichung, wobei B_i und B'_i die experimentell ermittelten Sellmeierkoeffizienten sind. Diese materialspezifischen Werte sind tabelliert und können z.B. dem Schott Glaskatalog entnommen werden [19].

Femtosekundenpulse besitzen ein breites Spektrum, d.h. sie bestehen aus vielen Frequenzen. Aus diesem Grund muss die Dispersion besonders beachtet werden. Die Gruppengeschwindigkeit v_{gr} von Laserpulsen im Medium wird mit der Glg. 2.15 beschrieben:

$$v_{gr}(\omega) = \left(\frac{dk}{d\omega} \right)^{-1} = \frac{c_0}{n(\omega) + \omega \frac{dn}{d\omega}} = \frac{c_0}{n_{gr}(\omega)} . \quad (2.15)$$

Hierbei ist c_0 die Vakuumgeschwindigkeit des Lichtes und k die Wellenzahl, die mit folgender Gleichung beschrieben wird:

$$k(\omega) = \frac{n(\omega) \cdot \omega}{c_0} . \quad (2.16)$$

Das zeitliche Zerfließen des Pulses entsteht dadurch, dass sich die Frequenzen des Pulses unterschiedlich schnell im Wellenleiter ausbreiten. In Abb. 2.3 wird dieser Zusammenhang für normale (oben) und anormale Dispersion (unten) gezeigt. Bei normaler Dispersion ist die Gruppengeschwindigkeit für niedrige Frequenzen (rotes Licht) höher als die für hohe Frequenzen (blaues Licht). Für anormale Dispersion ist dieser Zusammenhang umgekehrt.

Der Einfluss der Dispersion auf die Propagation eines Pulses kann mit einer Taylor-

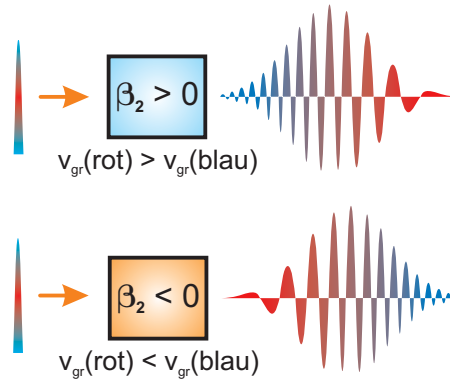


Abb. 2.3: Einfluss der Dispersion auf die Ausbreitung unterschiedlicher Frequenzanteile eines Pulses, oben normale Dispersion und unten anormale Dispersion.

reihenentwicklung der Wellenzahl k um die Zentralkreisfrequenz ω_0 beschrieben werden. Dazu wird die Propagationskonstante β eingeführt, welche der Wellenzahl entspricht. Die folgenden Gleichungen zeigen diesen Zusammenhang:

$$k(\omega) = k(\omega_0) + \frac{dk}{d\omega} \cdot (\omega - \omega_0) + \frac{1}{2} \frac{d^2k}{d\omega^2} \cdot (\omega - \omega_0)^2 + \frac{1}{6} \frac{d^3k}{d\omega^3} \cdot (\omega - \omega_0)^3 + \dots \quad (2.17)$$

$$\beta(\omega) = \beta_0 + \beta_1 \cdot (\omega - \omega_0) + \frac{\beta_2}{2} \cdot (\omega - \omega_0)^2 + \frac{\beta_3}{6} \cdot (\omega - \omega_0)^3 + \dots \quad (2.18)$$

Die Taylorkoeffizienten β_i beschreiben die Dispersionseigenschaften von Medien. Das Inverse der Gruppengeschwindigkeit v_{gr} ist β_1 . Die Gruppengeschwindigkeitsdispersion β_2 wird als GVD (engl.: **Group Velocity Dispersion**) und die dritte Ordnung der Dispersion β_3 als TOD (engl.: **Third Order Dispersion**) bezeichnet. Die TOD wirkt sich erst wesentlich bei Pulsen aus, deren Pulsdauer kleiner als 100 fs ist [20]. Den Haupteinfluss auf die Pulspropagation hat die GVD. Ein positives β_2 bedeutet normale Dispersion, und anormale Dispersion gibt an, dass β_2 negativ ist. Die GVD wird bei optischen Fasern häufig mit dem Dispersionsfaktor D angegeben. Der Zusammenhang zwischen D und β_2 ist durch folgende Gleichung beschrieben:

$$D = \frac{d\beta_1}{d\lambda} = \frac{d\beta_1}{d\omega} \cdot \frac{d\omega}{d\lambda} = \beta_2 \cdot \frac{d}{d\lambda} \left(\frac{2\pi c_0}{\lambda} \right) = -\frac{2\pi c_0}{\lambda^2} \cdot \beta_2 \quad (2.19)$$

2.2.4 Nichtlineare Effekte in Lichtleitfasern

Die meisten nichtlinearen Effekte in Fasern beruhen auf der Abhängigkeit des Brechungsindex von der Intensität; diese Eigenschaft wird optischer Kerr-Effekt genannt. Der intensitätsabhängige Brechungsindex wird mit folgender Gleichung beschrieben:

$$n(I) = n_0 + n_2 \cdot I(t) . \quad (2.20)$$

Der lineare Brechungsindex ist n_0 und der nichtlineare Brechungsindex n_2 . Da bei ultrakurzen Laserpulsen die Intensität kurzzeitig besonders hoch ist, können nichtlineare Effekte wie z.B. Selbstphasenmodulation (SPM), Kreuzphasenmodulation (XPM) und nichtlineare Polarisationsrotation (NPR) beobachtet werden.

Die SPM beschreibt die selbstinduzierte Veränderung des Brechungsindex und damit die Phasenverschiebung von linear polarisiertem Licht. Diese Phasenverschiebung ist abhängig von der Intensität. Bei der XPM beeinflusst eine Welle auch den Brechungsindex, der von einer anderen Welle „gesehen“ wird. Dies können Wellen mit orthogonaler Polarisation oder verschiedenen Frequenzen sein. In dem Fall, dass sich zwei orthogonal linear polarisierte Signale mit der gleichen Wellenlänge in einer Faser ausbreiten, ist der Einfluss der XPM auf den Brechungsindex um $1/3$ geringer als der von SPM [21, 20].

Die Kombination von XPM und SPM kann zur Folge haben, dass sich der Polarisationszustand des Lichtes beim Durchgang durch eine Faser ändert. Betrachtet man elliptisch polarisiertes Licht, erfahren die zwei orthogonal polarisierten Teilstrahlen unterschiedliche Phasenverschiebungen infolge des verschieden starken Einflusses von SPM und XPM. Das resultiert in einer Drehung der Hauptachse des elliptisch polarisierten Lichtes [22]. Da der Einfluss von XPM und SPM von der Intensität abhängt, variiert die Polarisationsdrehung mit der Signalstärke. Die Kombination dieser zwei Effekte führt dazu, dass sich die Polarisationshauptachse von elliptisch polarisiertem Licht pro Längeneinheit und proportional zur Intensität dreht. Speziell bei Pulsen kommt es zur nichtlinearen Polarisationsrotation (NPR). Dieser Effekt wird zur passiven Modenkopplung benutzt [23, 24], wie in Kap. 2.4.1 behandelt.

Ferner führt die Phasenverschiebung infolge von SPM und auch XPM zur Erzeugung von zusätzlichen Frequenzen im optischen Spektrum des Pulses. Die nichtlineare Phasenverschiebung in Folge von SPM wird in Glg. 2.21 gezeigt [9]. Für die Intensität steht $I(t)$, für die Propagationslänge z und für die Wellenzahl k .

$$\phi_{NL} = -n_2 \cdot k \cdot z \cdot I(t) \quad (2.21)$$

Die Ableitung der Phase nach der Zeit ergibt die Änderung der instantanen Kreisfrequenz $\Delta\omega(t)$:

$$\Delta\omega(t) = -n_2 \cdot k \cdot z \cdot dI/dt . \quad (2.22)$$

Die Verbreiterung des Spektrums hängt damit von der zeitlichen Änderung der Intensität $I(t)$ ab. Die Auswirkung der Kreisfrequenzverschiebung auf einen gaußförmigen Puls ist in Abb. 2.4 gezeigt. Die vordere Pulsflanke erfährt eine Rot-Verschiebung und die hintere Flanke eine Blau-Verschiebung (siehe Abb. 2.4). Die Selbstphasenmodulation verändert auch die Form und die Breite des optischen Spektrums, wie in Abb. 2.5 dargestellt. Nach SPM in einer Faser zeigt das optische Spektrum (gestrichelte Linie) eine deutliche Oszillation. Die Anzahl der Maxima hängt von der Propagationslänge in der Faser ab. Die

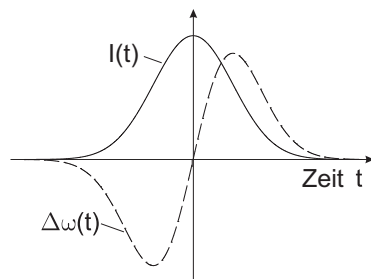


Abb. 2.4: Änderung der instantanen Kreisfrequenz $\Delta\omega(t)$ (gestrichelt) infolge von SPM über das Intensitätsprofil $I(t)$ eines gaußförmigen Pulses.

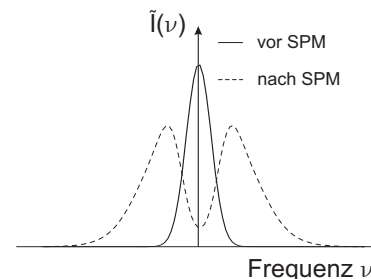


Abb. 2.5: Spektrum eines gaußförmigen Pulses vor der SPM (durchgehende Linie) in einer Faser und nach SPM (gestrichelte Linie).

spektrale Verbreiterung führt zu einem kürzeren Puls, wenn der durch SPM verursachte Chirp durch eine geeignet gewählte Dispersion kompensiert wird.

2.3 Mathematische Beschreibung der Modenkopplung

Axiale Moden, die auch als longitudinale Moden bezeichnet werden, stellen die Eigenfrequenzen des optischen Resonators dar, d.h. sie besitzen einen Knoten am Anfangs- und Endpunkt des Resonators. Die Frequenz einer axialen Mode wird als ν_q und der Modenabstand als $\Delta\nu_{q,q+1}$ bezeichnet [25].

Die axialen Moden in einem Resonator schwingen im freilaufenden Betrieb weitgehend unabhängig voneinander an, d.h. sie besitzen keine feste Phasenbeziehung zueinander. Damit es zur Modenkopplung kommt, müssen zwei Bedingungen erfüllt sein: Zum einen müssen die beteiligten axialen Moden phasenstarr gekoppelt sein und zum anderen muss das Produkt aus Einwegverstärkung, Verlusten (Summe aus Beugungs-, Reflexions- und Absorptionsverlusten) und dem geometrischen Mittelwert der Reflexionskoeffizienten der Spiegel mindestens 1 sein ($GVR > 1$ (siehe Abb. 2.6)), d.h. die axialen Moden müssen die sogenannte zweite Laserbedingung erfüllen [26, 25]. Es muss nun erreicht werden, dass

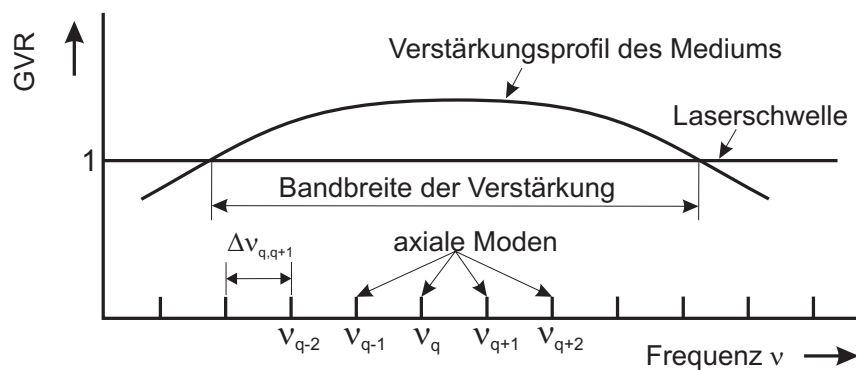


Abb. 2.6: Verstärkungsprofil und axiale Moden in einem breitbandigen Lasermedium.

die Phasendifferenz zwischen den axialen Moden verschwindet und diese sich damit bei jedem Resonatorumlauf konstruktiv überlagern. Dadurch entstehen sehr kurze Pulse mit hoher Spitzenintensität. Eine genaue mathematische Beschreibung des elektrischen Feldes im Resonator wird in Ref. [25] dargestellt. Die Abhängigkeit der Pulsdauer und der Spitzenintensität von der Anzahl der gekoppelten Moden ist in Abb. 2.7 a) - c) dargestellt. Wie darin zu erkennen ist, muss das Lasermedium zur Erzeugung kurzer Pulse eine große Verstärkungsbandbreite besitzen, damit viele Moden anschwingen können. Eine zufällige

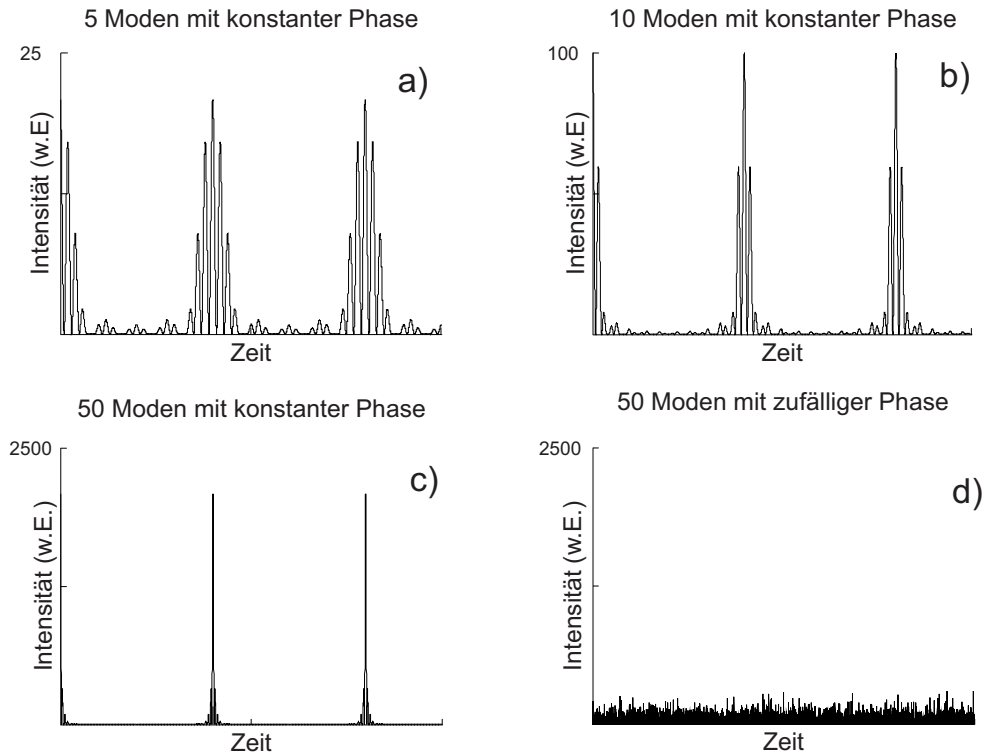


Abb. 2.7: Zeitlicher Verlauf der Laserintensität $I(t) \propto |E(t)|^2$ für die Überlagerung von 5, 10 und 50 Moden mit konstanter Phasenbeziehung ($\phi = 0$) und d) 50 Moden mit zufälliger Phasenbeziehung.

Phase (Abb. 2.7 d)) führt nicht zur Bildung von Pulsen. Eine konstant gekoppelte Phase resultiert in konstruktiver Interferenz in einem kurzem Zeitbereich und fast vollständig destruktiver Interferenz im Zeitbereich zwischen den Pulsen. Dieser Abstand wird Puls-zu-Puls-Abstand T_{rep} genannt und entspricht dem Inversen der Repetitionsrate f_{rep} . Es gelten folgende Beziehungen:

$$W = \frac{\bar{P}}{f_{rep}}, \quad (2.23)$$

$$T_{rep} = \frac{2L \cdot n}{c_0} = \frac{1}{f_{rep}}, \quad (2.24)$$

$$\tau_P = \frac{2L \cdot n}{c_0 \cdot N}. \quad (2.25)$$

Dabei ist N die Anzahl der gekoppelten Moden und L die Resonatorlänge. Charakteristische Größen für Pulse sind die Pulsenergie W und die Pulsdauer τ_P . Die mittlere Leistung wird mit \bar{P} bezeichnet. Messtechnisch ist nur die mittlere Leistung zugänglich. Wie aus Glg.

2.25 ersichtlich ist, wird die Pulsdauer umso kürzer, je mehr Moden anschwingen. Die Gleichungen 2.24 und 2.25 gelten nur für lineare Resonatoren, bei Ringresonatoren wird $2L$ durch L ersetzt.

2.4 Erbiumfaserlaser

In diesem Kapitel wird auf die verschiedenen Arten von modengekoppelten Faserlasern, wie z.B. „Average-Soliton“- oder „Stretched-Pulse“-Erbiumfaserlaser sowie auf die Vor- und Nachteile dieser Lasersysteme eingegangen. Des Weiteren wird als Modenkopplungsmechanismus die nichtlineare Polarisationsrotation (NPR) näher betrachtet.

Erbium-dotierte Fasern können sehr effizient mit Laserdioden gepumpt werden. Diese Dioden sind kostengünstig, da Erbiumfaserlaser in der Telekommunikationstechnik eingesetzt werden. Faserlaser sind sehr kompakte Lasersysteme.

2.4.1 Modengekoppelte Ultrakurzpulsfaserlasersysteme

Die Modenkopplung kann durch aktive und passive Mechanismen erreicht werden, indem die axialen Moden des Resonators in Phase schwingen (siehe Kap. 2.3). Der Modenkopplungsmechanismus muss zwei Aufgaben erfüllen [11]:

- Bevorzugung des Pulsbetriebes,
- Verkürzung der Pulsdauer bei jedem Umlauf.

Zur passiven Modenkopplung werden z.B. sättigbare Absorberspiegel oder nichtlineare Effekte, wie die NPR, eingesetzt.

Beim Durchgang eines Pulses durch eine Faser wird durch NPR, wie in Kap. 2.2.4 beschrieben, die Pulsspitze (große Intensität) stärker in der Polarisationshauptachse gedreht als die Pulsflanken (kleine Intensität). Ein polarisierender Strahlteilerwürfel (PST), der wie ein Polarisator wirkt, kann nach einer Faser genutzt werden, um die Pulsspitze bevorzugt zu selektieren, wobei die Flanken teilweise abgeschnitten werden. Die resultierende Amplitudenmodulation infolge von NPR wird in Abb. 2.8 dargestellt. Wird in einem Resonator

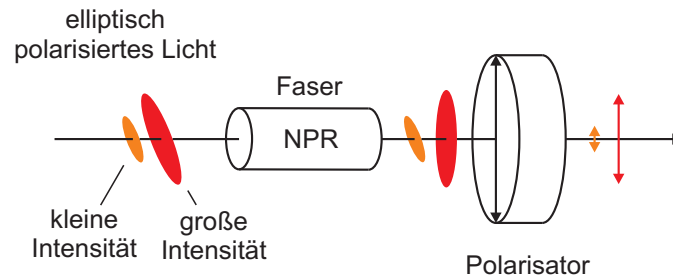


Abb. 2.8: Schematische Darstellung der Amplitudenmodulation durch nichtlineare Polarisationsrotation (NPR).

erreicht, dass dies bei jedem Umlauf passiert, dann reduziert sich die Pulsdauer durch weitreichende Phasensynchronisation. Das Spektrum verbreitert sich, weil mehr axiale Moden erzeugt werden. Dies geschieht, weil die Lichtleistung im Resonator mit einer Frequenz, die dem Inversen der Umlaufzeit des Lichtes im Resonator entspricht, moduliert wird und sich somit Seitenbänder ausbilden, die den Resonatormoden entsprechen. Diese Resonatormoden schwingen in Phase zueinander, da sie durch die Amplitudenmodulation angeregt werden und durch das Lasermedium ebenfalls verstärkt werden. Infolge der Modulation werden weitere Seitenbänder angeregt. Das führt zur Entstehung ultrakurzer Pulse im Faserresonator. Zum Starten der passiven Modenkopplung mittels NPR benötigt man eine kleine Intensitätsfluktuation, dadurch kann sich ein stabiler Puls innerhalb einiger Millisekunden bilden [22]. Im Vergleich zu anderen Modenkoppelmechanismen wirkt die NPR mit einem PST wie ein sehr schneller künstlicher sättigbarer Absorber. Im Englischen wird dieser Mechanismus auch „Polarization Additive-Pulse-Mode-Locking“ (P-APM) genannt.

Für die Realisierung faserbasierter Ultrakurzpulslasersysteme sollte die GVD des Resonators um Null liegen. Dadurch kann sich ein Puls im Resonator bei jedem Umlauf reproduzieren [22]. Dies kann mit zwei Methoden erreicht werden [22]. Entweder können alle Fasern und Faserkomponenten des Systems ihre Nulldispersion bei der Laserwellenlänge haben, oder das Lasersystem wird aus Fasern und Komponenten gebaut, die eine normale oder anormale Dispersion besitzen und abwechselnd zueinander angeordnet werden. Entsprechend kann durch die Wahl der Komponenten die gewünschte Resonatorgesamtdispersion eingestellt werden. In diesem Fall können Laser mit effektiver normaler ($\beta_2 > 0$) oder anormaler ($\beta_2 < 0$) Resonatordispersion entworfen werden.

Laser, die aus normal und anormal dispersiven Komponenten bestehen, werden unter dem Begriff „Stretched-Pulse-Setup“ zusammengefasst [22]. Laser mit einer Resonatordispersion knapp unter Null werden „Average-Soliton“-Laser genannt. Beim „Stretched-Pulse“-Laser [22, 27] liegt hingegen die Resonatordispersion knapp über Null. Schematisch kann man sich beim „Stretched-Pulse-Setup“ den Pulsverlauf im Resonator so vorstellen, dass der Puls beim Resonatorumlauf abwechselnd komprimiert und gestreckt wird. Der Pulsverlauf im Resonator ist schematisch in Abb. 2.9 dargestellt. Der Modenkopplungsbe-

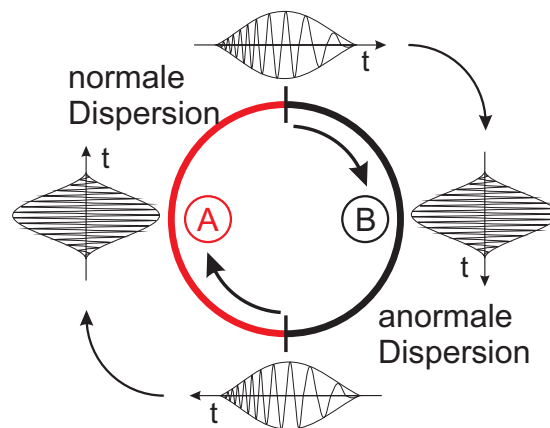


Abb. 2.9: Schematische Darstellung des Pulsverlaufs beim „Stretched-Pulse-Setup“.

trieb ist beim „Stretched-Pulse“-Laser schwerer einzustellen als beim „Average-Soliton“-Laser [21]. Aus diesem Grund sollte der Polarisationsbereich, in dem der „Average-Soliton“-Laser modenkoppelt, größer sein. Dies hat den Vorteil, dass der Laser weniger empfindlich auf Störungen der Polarisation, z.B. durch spannungsinduzierte Doppelbrechung, reagiert. Weiterhin sollte der Pulsbetrieb trotz höherer Resonatorverluste durch den Faserstreckler leichter eingestellt werden können als beim „Stretched-Pulse“-Laser.

2.5 Messung der Pulsdauer

Der Nachweis von ultrakurzen Lichtpulsen (im Femtosekundenbereich) stellt besondere Anforderungen an die Messtechnik. Es gibt keine Fotodetektoren, deren Anstiegszeiten in diesem Zeitbereich liegen. Deshalb können Femtosekundenpulse nicht direkt vermessen werden, so dass indirekte Messmethoden benutzt werden müssen. Die meisten Verfahren

beruhen darauf, dass der Puls mit sich selbst korreliert wird, d.h. der Puls tastet sich zeitlich selbst ab. Um einen Puls vollständig zu beschreiben, müssen seine zeitliche oder spektrale Form und die entsprechende Phase bekannt sein.

Die einfachste Methode zur Bestimmung der Pulsdauer ist ein Autokorrelator (Abb. 2.10). Dabei kann nicht die genaue Pulsform gemessen werden, und auch die Information

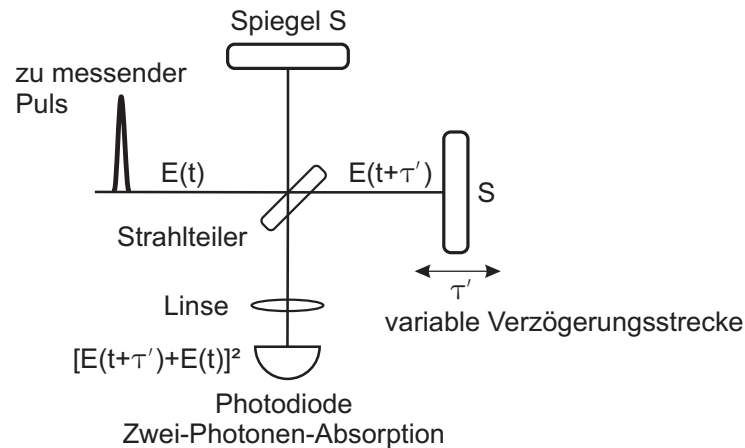


Abb. 2.10: Aufbau eines Autokorrelators mit einer Fotodiode als nichtlineares Element (Zwei-Photonen-Absorption).

über den genauen Phaseverlauf ist nur mit hohem Aufwand zugänglich. Das zu messende Signal muss in zwei Teilstrahlen aufgespalten werden. Einer der Teilstrahlen erfährt eine zeitliche Verzögerung τ' , bevor beide wieder überlagert werden. Dies kann durch ein Michelsoninterferometer realisiert werden. Zusätzlich muss noch die zweite Harmonische des Messsignals mit Hilfe eines nichtlinearen Kristalls (SHG-Kristall) erzeugt werden, da im Interferogramm keine Information über die Pulsdauer enthalten ist. Danach wird das Messsignal mit einer Fotodiode ausgewertet. Alternativ kann anstatt eines nichtlinearen Kristalls eine Fotodiode verwendet werden, die für den betrachteten Wellenlängenbereich nicht empfindlich ist, wohl aber für den Wellenlängenbereich der frequenzverdoppelten Strahlung des Pulses (siehe Abb. 2.10). Dabei kommt es, wenn die Intensität hoch genug ist, zur Zwei-Photonen-Absorption, d.h. es wird die Energie von zwei Photonen benutzt, um ein Elektron über die Bandlücke zu bringen. Bei Erbiumfaserlasern wird dafür eine Siliziumfotodiode eingesetzt [28]. Die Si-Diode hat damit zwei Aufgaben: Sie erzeugt das Messsignal und detektiert es gleichzeitig. Der Zusammenhang zwischen dem Quadrat der

einfallenden Intensität und dem Zwei-Photonen-Absorptionssignal muss linear sein, sonst wird das Autokorrelationssignal verfälscht.

Das Detektorsignal der interferometrischen Autokorrelation zweiter Ordnung lässt sich mit folgender Glg. beschreiben [9]:

$$G_2(\tau') = \int_{-\infty}^{\infty} \left\langle \left| [E(t - \tau') + E(t)]^2 \right|^2 \right\rangle dt . \quad (2.26)$$

Das Klammersymbol $\langle \rangle$ steht für die Mittelung der schnellen Oszillationen des elektrischen Feldes. Je nach Detektorgeschwindigkeit kann die interferometrische Autokorrelationsfunktion (iAKF) oder die Intensitätsautokorrelationsfunktion (AKF) gemessen werden. Die normierte iAKF zweiter Ordnung ergibt sich zu:

$$g_2(\tau') = \frac{G_2(\tau')}{G_2(\infty)} = \frac{\int_{-\infty}^{\infty} \left\langle \left| [E(t - \tau') + E(t)]^2 \right|^2 \right\rangle dt}{2 \int_{-\infty}^{\infty} \langle [E(t)]^4 \rangle dt} . \quad (2.27)$$

Abbildung 2.11 a) zeigt die normierte iAKF eines Gaußpulses. Die normierte AKF er-

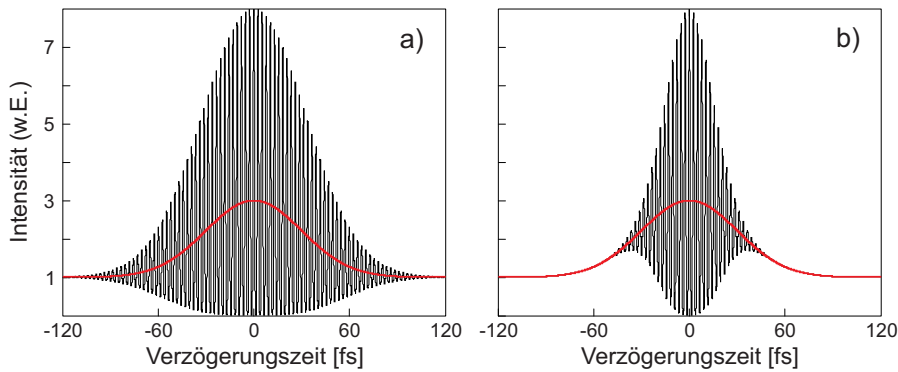


Abb. 2.11: a) iAKF (schwarz) und AKF (rot) eines bandbreitenbegrenzten 30 fs Gaußpulses, b) iAKF und AKF eines gechirpten Gaußpulses mit ebenfalls 30 fs Pulsdauer.

gibt sich durch Mittelung der iAKF (rote Linie). Das Verhältnis von Maximum $g_2(0)$ zum Untergrund $g_2(\infty)$ beträgt acht zu eins. Wenn dieses Verhältnis nicht erreicht wird, kann das Amplitudenverhältnis der beiden Interferometerarme verschieden sein, z.B. durch unterschiedliche Reflektivität der Spiegel.

An der iAKF kann man erkennen, ob der Puls einen linearen Chirp besitzt. Dies ist

in Abb. 2.11 b) zu sehen. Ein nichtlinearer Chirp, der durch SPM verursacht werden kann, führt zur Entstehung von Knoten in der iAKF [29]. In Abb. 2.12 ist der Einfluss von SPM auf die iAKF gezeigt. Die TOD führt ebenfalls zu Knoten in der iAKF. Um

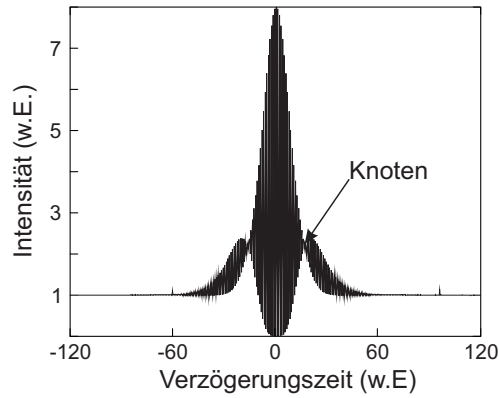


Abb. 2.12: Einfluss von SPM auf die iAKF eines Gaußpulses.

aus der Autokorrelationshalbwidth τ_A die Pulsdauer τ_P zu bestimmen, muss eine Pulsform angenommen und der dazugehörige Umrechnungsfaktor beachtet werden. Der Umrechnungsfaktor τ_A/τ_P für einen Gaußpuls beträgt $\sqrt{2}$.

3 Faserbasierte Abstimmung der Repetitionsrate

In diesem Kapitel wird beschrieben, wie die optische Resonatorlänge und damit die Repetitionsrate eines Lasers mit Hilfe eines Piezoaktuators verändert werden kann. Die Änderung soll rein faserbasiert erfolgen, d.h. der Piezoaktuator soll die Faserlänge ändern. Bis jetzt wurden Faserstrecke in gepulsten Faserlasern nur eingesetzt, um die Repetitionsrate zu stabilisieren [8, 2]. Die Änderung der Repetitionsrate um mehr als 100 Hz ist immer durch verstellbare Freistrahlstrecken umgesetzt worden [30]. Dabei sind Repetitionsratenänderungen von bis zu 1 MHz erzielt worden [31]. Die feinere Abstimmung der Repetitionsrate wurde mit einem Piezoaktuator realisiert, der an einem Spiegel befestigt war.

Um Repetitionsratenschwankungen, die durch Temperaturänderungen verursacht werden, vollständig ausregeln zu können, ohne zusätzlich eine Temperaturstabilisierung einzusetzen, wird ein Verstellbereich der Repetitionsrate von mehreren hundert Hertz benötigt. Der Einfluss der Temperatur auf die Repetitionsrate wird im Kap. 4.3 näher beschrieben. Wenn zwei Laser in der Repetitionsrate aufeinander synchronisiert werden, kann die Feinabstimmung mit einem Faserstrecke erfolgen. Dazu ist ein ähnlicher Verstellbereich erforderlich, wie er zur Repetitionsratenstabilisierung benötigt wird. In dieser Arbeit wird die Repetitionsratenänderung mit einem Faserstrecke realisiert. Dazu wird im Folgenden als erstes der Faserstrecke beschrieben und charakterisiert. Danach wird dieser im Ringresonator eingesetzt und der Einfluss auf die Laserausgangsparameter, z.B. Ausgangsleistung, Repetitionsrate, Pulsdauer und optisches Spektrum, untersucht.

3.1 Der Faserstrecke

3.1.1 Design des Faserstreckers

Der zur Faserlängenänderung verwendete Piezoaktuator ist ein Niederspannungsaktuator von der Firma Thorlabs und zeigt laut Datenblatt eine maximale Ausdehnung von $(15 \pm$

1,5) μm bei 100 V [32]. Beim Anlegen einer Spannung dehnt sich der Piezoaktuator aus. Dadurch, dass er seine Länge ändert, wirkt eine Kraft auf die Faser, weil der Piezoaktuator fest in eine mechanische Konstruktion eingespannt ist, auf welche die Faser geklebt ist. Diese Kraft verursacht eine elastische Dehnung der Faser, und die effektive Faserlänge nimmt zu. Da die Repetitionsrate durch die Faserlänge bestimmt wird (siehe Glg. 2.24), besitzt ein kurzer Resonator eine hohe Repetitionsrate, d.h. eine feste absolute Faserlängenänderung bewirkt bei einem kurzen Resonator eine größere Änderung der Repetitionsrate als bei einem langen. Das Design des Faserstreckers spielt eine große Rolle, damit durch Einsatz von möglichst wenig Faser eine große Längenänderung erzielt werden kann. Eine große Längenänderung soll erreicht werden, indem die Faser mehrfach um den Piezoaktuator gewickelt wird und dadurch eine Faserlängenänderung von mehr als 15 μm möglich ist. Dabei soll die mechanische Belastung, die auf die Faser ausgeübt wird, so gering wie möglich gehalten werden, um eine Langlebigkeit des Faserstreckers zu gewährleisten. Aus diesem Grund muss die Kraft gleichmäßig auf die Faser wirken. Eine runde Form des Faserstreckers ermöglicht eine Dehnung, ohne dass die Faser an einer Kante stark belastet wird. Eine Kante würde zu einer Mikrobiegung der Faser führen, die hohe Verluste zur Folge hätte (siehe Kap. 2.2.1). Der Windungsdurchmesser soll so klein wie möglich sein, um mit möglichst wenig aufgewickelter Faser eine maximale Streckung, d.h. eine hohe relative Längenänderung zu erzielen. Deshalb wurde ein Durchmesser von ungefähr 2 cm gewählt. Begrenzend beim Durchmesser waren die Länge des Piezoaktuators von 1,8 cm [32] und der Biegeverlust der Faser.

Der Faserstreckter bestand aus zwei Halbschalen, die durch den Piezoaktuator auseinander gedrückt werden. Dieses Design wurde gewählt, weil die Faserstreckung über die Freistrecken zwischen den Halbschalen erfolgt. Bei diesem Konzept wurde über zwei Strecken pro Windung gestreckt. Damit sollte die Faserstreckung größer sein, als wenn der Streckter aus einem Ring mit nur einer offenen Seite besteht. In Abb. 3.1 sind eine Skizze und ein Foto des gebauten Faserstreckers gezeigt. Damit der Piezoaktuator seine Längenänderung auf die Faser übertragen kann, muss er vorgespannt sein. Beim umgesetzten Konzept wird die Vorspannung auf den Piezoaktuator durch die Faser erzeugt. Das hat zur Folge, dass

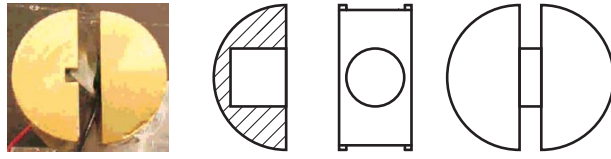


Abb. 3.1: Foto und Skizze vom gebauten Faserstreckter.

versucht werden muss, die Faser möglichst straff auf den Halbschalen vorzuspannen und diese dann aufzukleben. Das konnte durch einen schnellhärtenden Zweikomponentenkleber erreicht werden. Durch die möglichst hohe Vorspannung durfte die Faser nicht reißen, und es musste die Haftreibung zwischen der Faser und den Halbschalen überwunden werden, damit alle Windungen gleich straff auf die Halbschalen geklebt waren. Wenn dies nicht der Fall ist, wirkt sich die Ausdehnung des Piezoaktuators nicht gleich auf alle Faserstrecken im Freiraum zwischen den Halbschalen aus und die erzielte relative Längenänderung ist wesentlich geringer, als es im Idealfall möglich gewesen wäre. Folglich wird ab einer bestimmten Windungszahl eine kleinere relative Längenänderung erzielt als mit weniger Windungen. Aus diesem Grund wurde eine Anzahl von fünf und neun Windungen untersucht. Die Ergebnisse der interferometrischen Längenmessung sind im nächsten Kapitel gezeigt und bestätigten die Vermutung über eine optimale Windungszahl im Bezug auf die maximale relative Längenänderung.

3.1.2 Charakterisierung

Für den Einsatz in einem modengekoppelten Laser ist es wichtig, die folgenden Eigenschaften des Faserstreckers zu kennen:

- Verluste,
- Einfluss auf die Polarisation durch mechanische Belastung
- und die Faserlängenänderung infolge der Piezoausdehnung.

Bei zu hohen Verlusten kann ein Pulsbetrieb nicht mehr eingestellt werden. Die Polarisationsänderung infolge der spannungsinduzierten Doppelbrechung bei der Faserstreckung ist wichtig, weil der Modenkopplungsmechanismus auf der Polarisation beruht; und die maximale Faserdehnung gibt an, wie stark die Repetitionsrate verändert werden kann.

Auch die Wahl der Faser, die auf den Strecker geklebt wird, ist sehr entscheidend für die Eigenschaften des Faserstreckers. Ein Grund ist z.B., dass die Faser geringe Biegeverluste besitzen sollte. SMF-28 ist eine SSMF und der Biegeverlust beträgt laut Datenblatt weniger als $0,03 \text{ dB}$ bei einem Durchmesser von 32 mm und nur einer Windung [13]. Diese Angabe macht keine gute Aussage für die gebauten Faserstrecke, da der Faserstrecker einen Durchmesser von ungefähr 2 cm besitzt und auch mehr als eine Windung hat. Aus Abb. 2.2 a) kann ein Verlust bei einem Durchmesser von 2 cm von ungefähr 10 dB/Windung abgelesen werden. Dieser ist viel zu hoch. Eine Faser mit einem hohem Brechungsindex im Kern (engl.: **H**igh **I**ndex; HI) und einem kleinen MFD verursacht bei gleichem Biegeradius wesentlich geringere Verluste als eine SSMF (siehe Abb. 2.2 a)). Als Faser wurde HI1060 Flex gewählt, die laut Datenblatt sehr geringe Biegeverluste von weniger als $0,1 \text{ dB}$ bei fünf Windungen mit einem Durchmesser von 2 cm aufweist [14]. Die niedrigen Biegeverluste dieser Faser entstehen, da der Brechungsindexunterschied mehr als doppelt so groß und auch der MFD fast um die Hälfte geringer ist als der von SMF-28. Der im Datenblatt angegebene Verlust unterscheidet sich deutlich von den Messungen des schließlich gebauten Faserstreckers. Es zeigte sich, dass der Verlust bei ungefähr 30% ($\approx 1,6 \text{ dB}$) lag, also deutlich über dem Datenblattwert. Dies könnte daran liegen, dass sich zwei Windungen kreuzen oder die Faser über eine Kante gebogen wird. Die beiden Möglichkeiten führen zur Entstehung von Mikrobiegungen, welche vermieden werden müssen, da sie hohe Verluste zur Folge haben (siehe Kap. 2.2.1). Das Biegen über eine Kante entsteht, wenn sich die zwei Halbschalen leicht gegeneinander verschieben oder verdrehen. Dies konnte jedoch nicht vermieden werden und passiert, wenn der Piezoaktuator nicht ganz in der Mitte der Halbschalen sitzt oder die Faser nicht gleichmäßig von beiden Seiten vorgespannt wird. Die Koppelverluste infolge des kleineren MFD von HI1060 Flex im Vergleich zu SMF-28 spielen keine Rolle, wenn am Spleißgerät das richtige Programm gewählt und der Faserstrecker an der richtigen Stelle im Resonator eingebaut wird. Der Koppelverlust von SMF-28 auf HI1060 Flex ohne Modenfeldanpassung beträgt nach Glg. 2.13 1 dB . Das Spleißgerät zeigte einen Spleißverlust von $0,1 \text{ dB}$ an und reduzierte den Koppelverlust fast um den Faktor 10. Der Faserstrecker sollte an den Wellenlängen-Divisions-Multiplexer (WDM) gespleißt

werden, da die Faser des WDM einen ähnlichen MFD besitzt. Somit kommt es zu keinen zusätzlichen Spleißverlusten im Resonator. Diese Punkte wurden beim Faserlaser aus Kap. 3.2 beachtet.

Die geometrische Längenänderung ΔL wurde mit einem Interferometer vermessen. Das Interferometer wurde mit einem Helium-Neon-Laser betrieben, dessen Laserwellenlänge bei 633 nm liegt. Die Berechnung des Brechungsindex erfolgte mit der Glg. 2.14 aus den Sellmeierkoeffizienten für Quarzglas. Zur Umrechnung der optischen in die geometrische Längenänderung wurde ein Brechungsindex bei 633 nm von ungefähr 1,46 bestimmt. Damit konnte die relative Längenänderung L' , d.h. die Längenänderung bezogen auf die aufgewickelte Faserlänge \tilde{L} , berechnet werden:

$$L' = \frac{\Delta L}{\tilde{L}} . \quad (3.1)$$

Die Längenänderungen der verschiedenen Windungsanzahlen des Faserstreckers wurden miteinander verglichen, um die am besten geeignete Windungszahl auszuwählen. Da sich der Piezoaktuator linear zur angelegten Spannung ausdehnt, ist zu erwarten, dass die Faserstreckung auch ein lineares Verhalten zeigt. Die Hochspannungsversorgung des Piezoaktulators lieferte nach dem Einschalten sofort 9 V am Ausgang, ohne dass eine Spannung am Modulationseingang angelegt wurde. Deshalb wurde die Interferometermessung erst ab einer Piezospaltung von 10 V begonnen. In Abb. 3.2 sieht man zwei Interferometermessungen des Faserstreckers mit fünf Windungen. Die zweite Messung wurde an einem anderen Tag durchgeführt und lieferte ein nahezu identisches Ergebnis. Die Messwerte konnten mit einer Regressionsgeraden (gestrichelte Linie) gut angepasst werden. Die Steigungen der linearen Anpassung lagen bei $1,07 \mu\text{m}/\text{V}$ für die erste und bei $1,06 \mu\text{m}/\text{V}$ für die zweite Messung. Dies zeigt eine gute Reproduzierbarkeit der Faserstreckung. In Tab. 3.1 ist ein Vergleich der verschiedenen Windungszahlen gezeigt. Dazu ist die Gesamtlänge, die maximale Längenänderung (volle Ausdehnung des Piezoaktulators) und die maximale relative Längenänderung angegeben. Die maximale Längenänderung wurde aus dem Anstieg der ersten Messung aus Abb. 3.2 bei einer maximalen Piezospaltung von 100 V

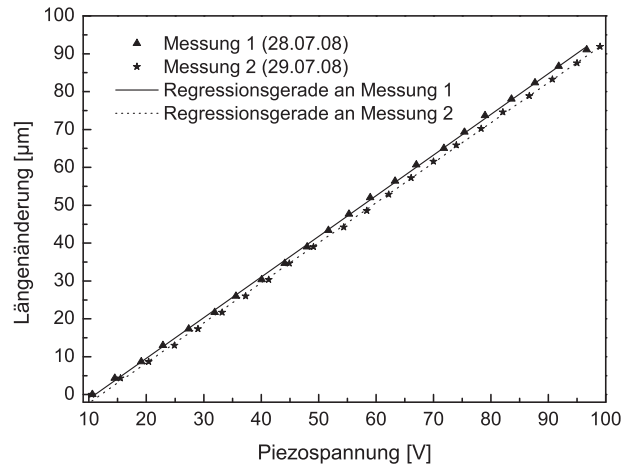


Abb. 3.2: Längenänderung ΔL in Abhängigkeit der Piezospannung, die Faserstreckung wurde an zwei unterschiedlichen Tagen gemessen.

berechnet. Die Tab. 3.1 zeigt, dass die maximale relative Längenänderung mit fünf Win-

Anzahl der Windungen	5	9
Gesamtlänge \tilde{L}	34,72 cm	62,25 cm
max. Längenänderung ΔL	107 μm	86 μm
maximale rel. Längenänderung L'	0,0308 %	0,0138 %

Tab. 3.1: Vergleich der Längenänderung des Faserstreckers mit fünf und neun Windungen.

dungen am größten ist. Bei neun Windungen ist L' ungefähr um den Faktor zwei geringer. Dieses Ergebnis bestätigt die Erwartungen aus dem Kap. 3.1.1, da es schwierig ist alle neun Windungen straff auf den Halbschalen zu befestigen. Aus diesem Grund wurde der Faserstreckter mit fünf Windungen im Resonator eingebaut.

Eine weitere wichtige Eigenschaft ist die verursachte Doppelbrechung infolge der mechanischen Belastung der Faser bei der Streckung. Der Einfluss der Doppelbrechung auf den Polarisationszustand ist in Kap. 2.2.2 näher beschrieben. Die Änderung des Polarisationszustandes muss sehr gering sein, damit der Pulsbetrieb nicht gestört wird, da, wie in Kap. 2.4.1 beschrieben, der Modenkopplungsmechanismus auf der intensitätsabhängigen Polarisation des Pulses beruht. Um darüber qualitative Aussagen machen zu können, wurde die relative Polarisationsänderung durch die Faserstreckung mit einem Polarimeter vermessen. Wie in Kap. 2.2.2 beschrieben, ist zu erwarten, dass sich der Polarisationszustand bei axialer Zugbelastung, d.h. bei einer Faserdehnung, nicht ändert. Da jedoch die Faser über eine

Kante gebogen wird (vgl. Verluste), entstehen noch andere Spannungszustände, die auf die Faser wirken und sich auch bei der Faserdehnung ändern. Aus diesem Grund müsste sich der Polarisationszustand infolge der Faserdehnung ändern. Der Polarisationszustand wird mit Hilfe der Stokesparameter auf der Poincaré-Kugel ausgedrückt [33]. Vollständig polarisiertes Licht liegt auf der Kugeloberfläche, unpolarisiertes Licht im Ursprung und teilweise polarisiertes Licht im Kugellinneren. Lineare Polarisationszustände findet man auf dem Äquator, zirkulare Polarisationszustände auf den Polen der Kugel und elliptische Polarisationszustände dazwischen. Bei einer Polarisationsänderung verändern sich die drei Stokesparameter und damit die Lage des Messpunktes auf der Poincaré-Kugel. Das verwendete Polarimeter arbeitet nach dem in Ref. [34] beschriebenen Prinzip. Dazu wird eine Viertelwellenplatte vor einem Polarisator gedreht. Das so modulierte Intensitätssignal wird mit einer Fotodiode gemessen und die Stokesparameter werden über einen nichtlinearen Fit an das Diodensignal bestimmt.

Die Polarisationsänderung infolge der Faserausdehnung wurde für den im Laser eingesetzten Faserstreckler mit fünf Windungen durchgeführt, bevor er im Laser eingebaut wurde. Das Ergebnis ist in Abb. 3.3 zu sehen. Die Piezospannung wurde dreimal von 15 V

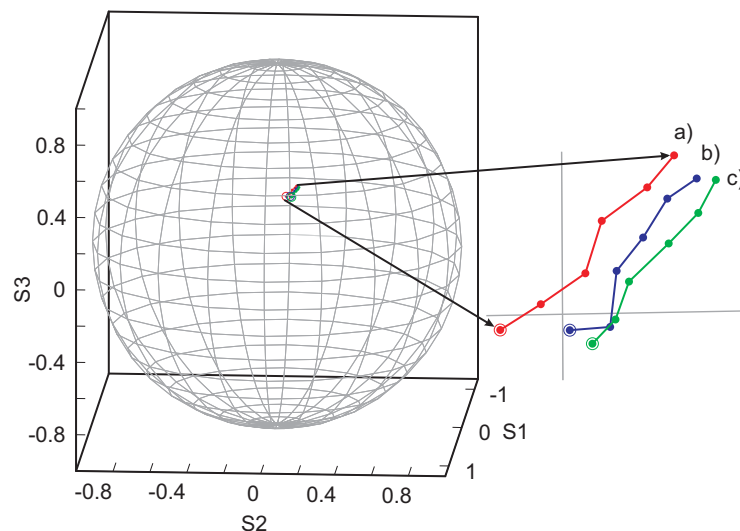


Abb. 3.3: Polarisationsänderung infolge der Faserstreckung, dargestellt auf der Poincaré-Kugel; links ist die gesamte Kugel gezeigt und rechts ein vergrößerter Ausschnitt mit den drei Messungen a) - c).

auf 90 V in Schritten von 15 V erhöht. Zwischen den Messungen wurde nichts an den Ver-

suchsbedingungen geändert. Die Dauer einer Messreihe lag bei ungefähr 5 – 6 Minuten. Man erkennt auf der normal großen Darstellung der Kugel nur sehr wenig; in der vergrößerten Darstellung (Abb. 3.3 rechts) ist allerdings eine Änderung des Polarisationszustandes zu erkennen. Es ist auch eine parallele Verschiebung der Kurven a)-c) zueinander zu sehen. Die Anfangspunkte (mit Kreis gekennzeichnet) der Messreihen unterscheiden sich gut sichtbar. Dies kann durch eine Relaxation bei der Entspannung der Faser entstanden sein, d.h. die Faser geht nicht ganz in den Ausgangszustand zurück. Man kann sicher sagen, dass sich der Polarisationszustand zwischen den Messwerten durch die mechanische Belastung der Faser ändert, da die Messreihen ähnliche Ergebnisse liefern. Damit müssen noch andere Kräfte bei der Piezoausdehnung auf die Faser wirken als nur die axiale. Die Änderung des Polarisationszustandes kann als Änderung des Raumwinkels vom Anfangswert zum Endwert qualitativ bewertet werden. Dazu werden die Messwerte als Vektoren vom Ursprung der Kugel angenommen und man bestimmt den Winkel zwischen dem Anfangspunkt und dem Endpunkt. Zur Berechnung wurde die Kurve a) aus Abb. 3.3 verwendet, und es ergab sich eine Änderung von ungefähr $4,4^\circ$. Das ist nur eine sehr kleine Änderung des Polarisationszustandes, deren Einfluss auf den Modenkopplungsbetrieb im nächsten Kapitel untersucht wird.

3.2 Faserlaser mit verstimmbarer Repetitionsrate

In diesem Kapitel wird ein Faserlaser mit dem Faserstreckler aus Kap. 3.1.2 untersucht. Am Anfang wird der experimentelle Aufbau beschrieben, und die gemessenen Eigenschaften des Lasers werden präsentiert. Im Weiteren wird der Einfluss des Faserstreckers auf die Repetitionsrate und die übrigen Ausgangsparameter des Lasers beurteilt. Dies ist wichtig, um den Einsatz des Faserstreckers zur Stabilisierung der Repetitionsrate zu beurteilen.

Die Abb. 3.4 zeigt den schematischen Aufbau für den in der Repetitionsrate verstimmbaren Erbiumfaserlaser. Die Repetitionsrate wird mit dem Faserstreckler eingestellt. Außerdem muss darauf geachtet werden, dass die Dispersion bei allen Fasern bekannt ist, um ein Dispersionsmanagement durchführen zu können. Im vorliegenden Fall sollte die Resonator-

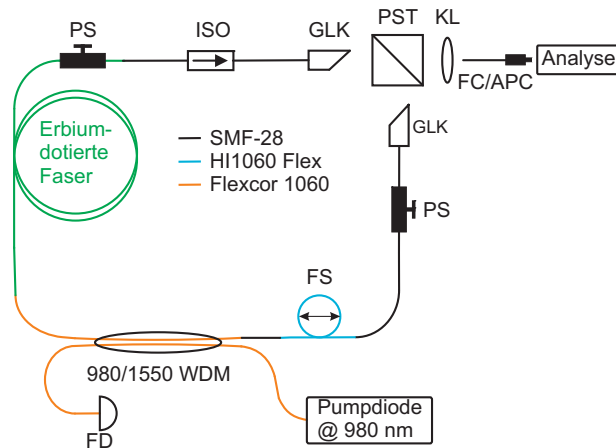


Abb. 3.4: Schematischer Aufbau eines Erbiumfaserlasers: GLK = Grinlinsenkollimator, ISO = optischer Isolator, PST = polarisierender Strahlteilerwürfel, PS = Polarisationssteller, FD = Fotodiode, 980/1550 WDM = 980/1550 nm Wellenlängen-Divisions-Multiplexer, FS = Faserstrecke, KL = Kollimatorlinse, FC/APC = um 8° gewinkelter Faserstecker.

dispersion D_T knapp über Null liegen, damit ein „Average-Soliton“-Laser entsteht. Diese Ausführung wurde gewählt, da die Leistungsschwelle für die Modenkopplung niedriger ist als beim normal dispersiven „Stretched-Pulse“-Laser; und deshalb der Pulsbetrieb trotz zusätzlicher Verluste durch den Faserstrecke leichter einzustellen ist (siehe Kap. 2.4.1).

Der Resonator besteht aus:

- + 1,17 m Erbium-dotierter Faser ($D = -22 \text{ fs}/(\text{nm} \cdot \text{m})$),
- + 2,09 m SMF-28 ($D = 16,7 \text{ fs}/(\text{nm} \cdot \text{m})$),
- + 0,4 m Flexcor 1060 ($D = 5,5 \text{ fs}/(\text{nm} \cdot \text{m})$),
- + 0,51 m HI1060 Flex ($D = -9,11 \text{ fs}/(\text{nm} \cdot \text{m})$),
- + 0,1 m Lucent BFO9536-02 ($D = -1,4 \text{ fs}/(\text{nm} \cdot \text{m})$).

Daraus ergibt sich mit einer Freistrahlstrecke von 1 cm eine geometrische Gesamtresonatorlänge von $(4,28 \pm 0,02) \text{ m}$. Der Fehler von $\pm 2 \text{ cm}$ ergibt sich, da die einzelnen Faserlängen auf Grund des Spleißprozesses bestenfalls auf 4 mm genau eingehalten werden können. Es wurde eine Repetitionsrate von 47,66 MHz gemessen. Daraus berechnet sich ein durchschnittlicher Gruppenbrechungsindex von $1,470 \pm 0,0069$. Der Gruppenbrechungsindex von SMF-28 beträgt 1,4682 laut Datenblatt [13]. Von den anderen Fasern war kein Gruppenbrechungsindex verfügbar. Deshalb wird für alle Berechnungen und

Diskussionen der Gruppenbrechungsindex von SMF-28 verwendet. Damit passt der aus der Repetitionsrate bestimmte Gruppenbrechungsindex sehr gut zum Datenblattwert von SMF-28. Auf der Grundlage der Faserdaten berechnet sich die Resonatordispersion bei 1560 nm zu $6,6\text{ fs}/(\text{nm})$, der Resonator ist damit anormal dispersiv. Folglich ergibt sich ein „Average-Soliton“-Laser. Die Erbiumfaser wurde in Pulsrichtung über einen Wellenlängen-Divisions-Multiplexer (WDM) mit einer fasergekoppelten Pumpdiode, die bei 978 nm emittiert, gepumpt. Durch den optischen Isolator wird ein unidirektionaler Betrieb gewährleistet. Der Laser wird über den PST und die Polarisationssteller (PS) mittels nichtlinearer Polarisationsrotation, wie in Kap. 2.4.1 beschrieben, passiv modengekoppelt. Ein PS verändert die Polarisierung des Lichtes durch Quetschung und Verdrillung der Faser [15]. Der Modengekopplungsbetrieb wurde mittels einer Fotodiode am WDM kontrolliert.

Die Modenkopplung startete selbstständig bei einer Pumpleistung von 113 mW . Die durchschnittliche Ausgangsleistung lag dann bei ungefähr 18 mW bei einer Zentralwellenlänge von etwa 1565 nm . Dadurch, dass der Puls am Auskoppelpunkt (transmittiertes Laserlicht am PST) einen Chirp besitzt, wurde es notwendig, den Puls außerhalb des Resonators zu komprimieren [23]. Die externe Komprimierung des Pulses wurde durchgeführt, um den Einfluss der Faserstreckung auf die Pulsdauer besser bestimmen zu können, da die iAKF eines weitgehend komprimierten Pulses besser auf leichte Pulsdaueränderungen untersucht werden kann. Es war aber nicht das Ziel, einen optimal komprimierten Puls zu erzeugen. Den Haupteinfluss auf den Pulschirp hat die GVD. Zur Dispersionskompensation wurde der Puls in einen Faserkompressor eingekoppelt. Es wurde eine Faserlänge von mindestens 50 cm benötigt, um den Puls vom Laser zur Analyse, z.B. zum Autokorrelator, zu transportieren. Das beste Ergebnis wurde durch eine Kombination aus normal und anormal dispersiver Faser erzielt. Der Faserkompressor bestand aus 46 cm HI1060 Flex und 37 cm SMF-28. Damit hatte der Faserkompressor eine Gesamtdispersion von $2\text{ fs}/(\text{nm})$. Die resultierende iAKF und AKF sind in Abb. 3.5 a) gezeigt. Die iAKF zeigt nach der Komprimierung noch Modulationen in den Flanken. Diese können durch höhere Dispersionsordnungen oder SPM hervorgerufen werden (siehe Kap. 2.5). Die vorhandene Messmethode gibt hierzu keine Information, da kein Phasenverlauf gemessen wurde. Um

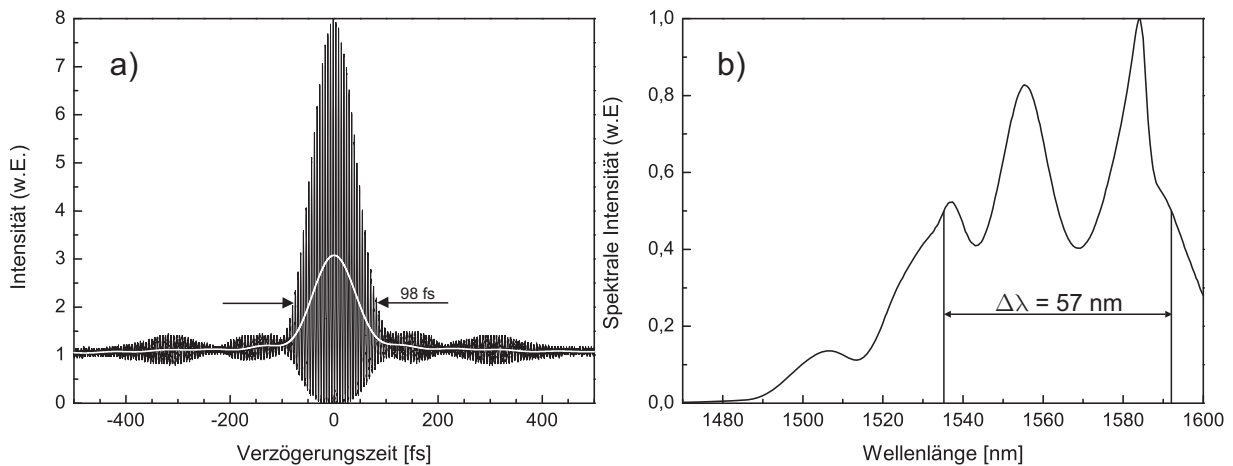


Abb. 3.5: a) Interferometrische Autokorrelationsfunktion (schwarz) und Intensitätsautokorrelationsfunktion (weiß) des Pulses nach dem Faserkompressor; b) zugehöriges optisches Spektrum.

den Phasenverlauf genauer zu untersuchen, müsste ein anderes Messverfahren oder ein kompliziertes Iterationsverfahren angewendet werden. Da es für die Stabilisierung aber nicht von Bedeutung war, einen Phasenverlauf zu kennen, sondern nur Veränderungen in der Halbwertsbreite zu ermitteln, wurde die Phase des Pulses nicht näher untersucht. Es wurde ein Gaußpuls an die AKF angepasst [27]. Diese Regression lieferte eine Halbwertsbreite von 98 fs . Unter Beachtung des Umrechnungsfaktors (siehe Kap. 2.5) ergibt sich eine Pulsdauer von 69 fs . Das dazugehörige optische Spektrum ist in Abb. 3.5 b) zu sehen. Die spektrale Halbwertsbreite betrug 57 nm . Damit ergibt sich mit der Pulsdauer ein Zeit-Bandbreite-Produkt von $0,48$. Der erzeugte Puls ist fast bandbreitenbegrenzt. Der optimale Wert wäre $0,441$ für eine Gaußpuls (siehe Kap. 2.1). Das Spektrum reicht von 1480 nm bis über 1600 nm . Es konnte nicht komplett gemessen werden, weil der Messbereich des Spektrometers nur bis 1600 nm reichte. Das Spektrum zeigt deutlich den Einfluss von nichtlinearen Effekten, da es sehr breit ist und Modulationen besitzt. Ein nichtlinearer Effekt, der das bewirken kann, ist z.B. SPM (siehe Kap. 2.2.4). Auf eine detaillierte Untersuchung wurde verzichtet, da die genaue Form des Spektrums für die Stabilisierung nicht von Bedeutung war.

Die Repetitionsrate wird mit Hilfe einer Fotodiode und eines Radiofrequenzspektrumanalysators (RFSA) gemessen. Ein Femtosekundenpuls ist zeitlich kürzer als die Anstiegszeit

(ps -Bereich) einer schnellen Fotodiode. Typische Werte für Anstiegszeiten sehr schneller Fotodioden liegen unterhalb von $30 ps$ [35]. Aus diesem Grund sieht ein Femtosekundenpuls für die Fotodiode wie ein δ -Puls und ein Pulszug wie ein δ -Kamm aus. Dadurch entsteht im Frequenzbild der Fotodiodenspannung eine Kammstruktur. Der Abstand der einzelnen Kammlinien zueinander entspricht der Repetitionsrate. Die Peaklage der Kammlinien kann mit einem RFSA analysiert werden. Ein gemessenes RF-Spektrum des modengekoppelten Faserlasers ist in Abb. 3.6 zu sehen. Darauf ist die Kammstruktur mit den Kammlinien zu

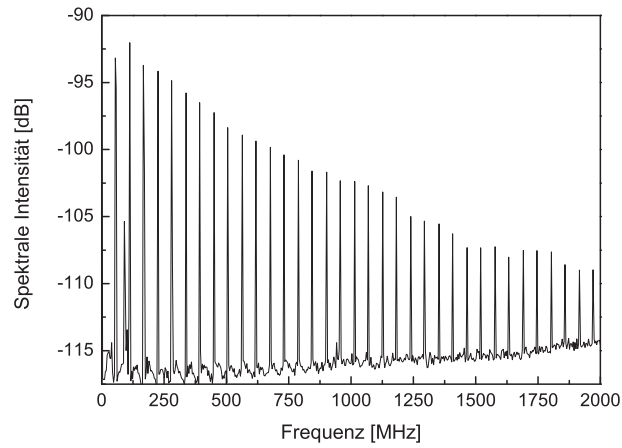


Abb. 3.6: Radiofrequenzspektrum eines Fotodiodenspannungssignals, aufgenommen von 0 – 2 GHz.

erkennen. Der erste Peak im Spektrum entspricht der Repetitionsrate. Die weiteren Peaks werden als höhere Harmonische der Repetitionsrate bezeichnet. Der Zusammenhang zwischen den Frequenzen höherer Harmonischer und der Repetitionsrate ist linear (siehe Glg. 3.2), m ist dabei eine ganze Zahl und steht für die Ordnung der Harmonischen:

$$f_{Harm} = m \cdot f_{rep} . \quad (3.2)$$

Das Messen einer Harmonischen hat den Vorteil, dass die Genauigkeit, mit der die Repetitionsrate bestimmt wird, erhöht werden kann. Somit kann die Änderung der Repetitionsrate Δf_{rep} sensitiver bei einer höheren Harmonischen gemessen werden:

$$\Delta f_{Harm} = m \cdot \Delta f_{rep} . \quad (3.3)$$

Die Repetitionsratenänderung des Faserlasers verhält sich also linear zur Änderung der betrachteten Harmonischen Δf_{Harm} . Die Zahl m beschreibt dabei auch, um wieviel genauer (ca. zwei Größenordnungen) die Repetitionsrate und deren Änderung gemessen werden kann.

Die Änderung der Repetitionsrate f_{rep} wurde bei der Grundfrequenz und der 147sten Harmonischen vermessen. Die Repetitionsrate sollte linear abfallen, da durch die Faserstreckung der Resonator verlängert wird. Die Änderung wird immer für die Repetitionsrate angegeben. Deshalb muss die Änderung der Frequenz der 147sten Harmonischen durch 147 geteilt werden, um die Änderung der Grundfrequenz zu erhalten. Das Ergebnis der Messung ist in Abb. 3.7 a) dargestellt. Die maximale Repetitionsratenänderung

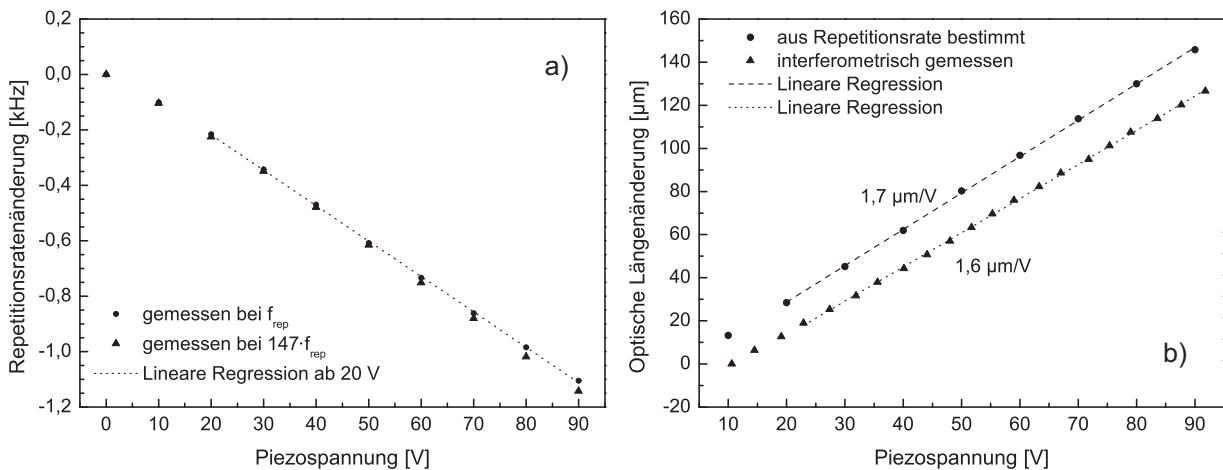


Abb. 3.7: a) Zusammenhang zwischen Repetitionsrate und Piezospannung, b) relative optische Längenänderung im Vergleich mit der Interferometermessung.

betrug ungefähr $1,1 \text{ kHz}$. Die Änderung der Repetitionsrate, die aus der 147sten Harmonischen bestimmt wurde, war gleich der Änderung bei der Grundfrequenz. Die gestrichelte Linie ist eine Regressionsgerade der Repetitionsratenänderung. Wie schon aus der interferometrischen Längenmessung erwartet, ist der Zusammenhang zwischen Piezospannung und der Repetitionsrate nahezu linear. Der Vergleich von Repetitionsratenänderung und interferometrischer Längenmessung ist in Abb. 3.7 b) dargestellt. Dazu wurde aus der Repetitionsratenänderung die optische Resonatorlängenänderung berechnet. Die Anstiege der beiden Geraden sind nahezu identisch. Der Unterschied in den Anstiegen beträgt 6 %. Eine physikalische Erklärung könnte der unterschiedliche Brechungsindex bei den zwei

Messmethoden sein. Bei der interferometrischen Längenmessung wurde ein Brechungsindex von ungefähr 1,457 berechnet. Aus der Repetitionsrate wurde ein Gruppenbrechungsindex von 1,470 ermittelt. Der Brechungsindexunterschied beträgt damit $-0,013$, d.h. der Anstieg der Repetitionsratenmessung müsste steiler sein. Der Gruppenbrechungsindex ist um 0,9 % größer als der Brechungsindex bei der Interferometermessung. Dieser Unterschied ist um den Faktor sechs kleiner als der aus Abb. 3.7 b). Somit kommt der Unterschied durch die Messunsicherheit zustande. Der parallele Versatz zwischen den Messkurven entsteht durch die unterschiedliche Festlegung des relativen Nullpunktes. Beim Einschalten der Hochspannungsversorgung und keiner Spannung am Modulationseingang betrug die Piezospannung sofort 9 V. Die Piezospannung änderte sich so schnell, dass keine Zählung der Interferenzringe im Einschaltmoment möglich war. Aus diesem Grund konnte erst ab einer Piezospannung von 10 V mit der Interferometermessung begonnen werden.

Die durchschnittliche Ausgangsleistung sank infolge der Faserstreckung. Dies ist in Abb. 3.8 a) zu sehen. Die Ausgangsleistung änderte sich aber nur um $\pm 2\%$ über den gesamten

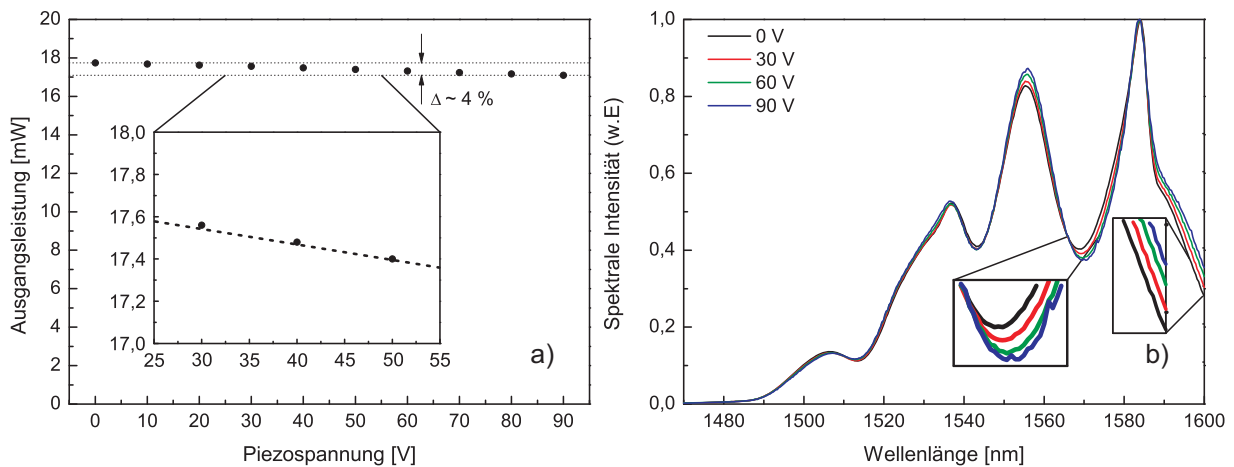


Abb. 3.8: a) Ausgangsleistung in Abhängigkeit der Piezospannung und b) optische Spektren, aufgenommen bei 0 V, 30 V, 60 V und 90 V.

Verstimmungsbereich. Diese Änderung kann durch eine Polarisationsänderung infolge der Faserdehnung (siehe Kap. 3.1.2) verursacht worden sein, weil die Auskopplung über ein polarisationsabhängiges Bauelement (PST) erfolgte. Abbildung 3.8 b) zeigt das optische Spektrum für 0 V, 30 V, 60 V und 90 V Piezospannung. Wie vorher beschrieben, konnte das Spektrum nicht vollständig gemessen werden. Um Unterschiede besser zu erkennen,

wurden alle optischen Spektren übereinandergelegt. Die Unterschiede sind nur sehr gering, und alle Spektren zeigen eine große spektrale Breite von 1480 nm bis über 1600 nm . Die Lage der Peaks und der Einschnitte im Spektrum verschiebt sich leicht zu größeren Wellenlängen (Erklärung siehe S. 36). Dies wird in der vergrößerten Darstellung gut sichtbar.

Die Abb. 3.9 a) - d) zeigen die iAKF zu den in Abb. 3.8 b) dargestellten optischen Spektren. Qualitativ ist zwischen den iAKF kein Unterschied zu erkennen. Für quanti-

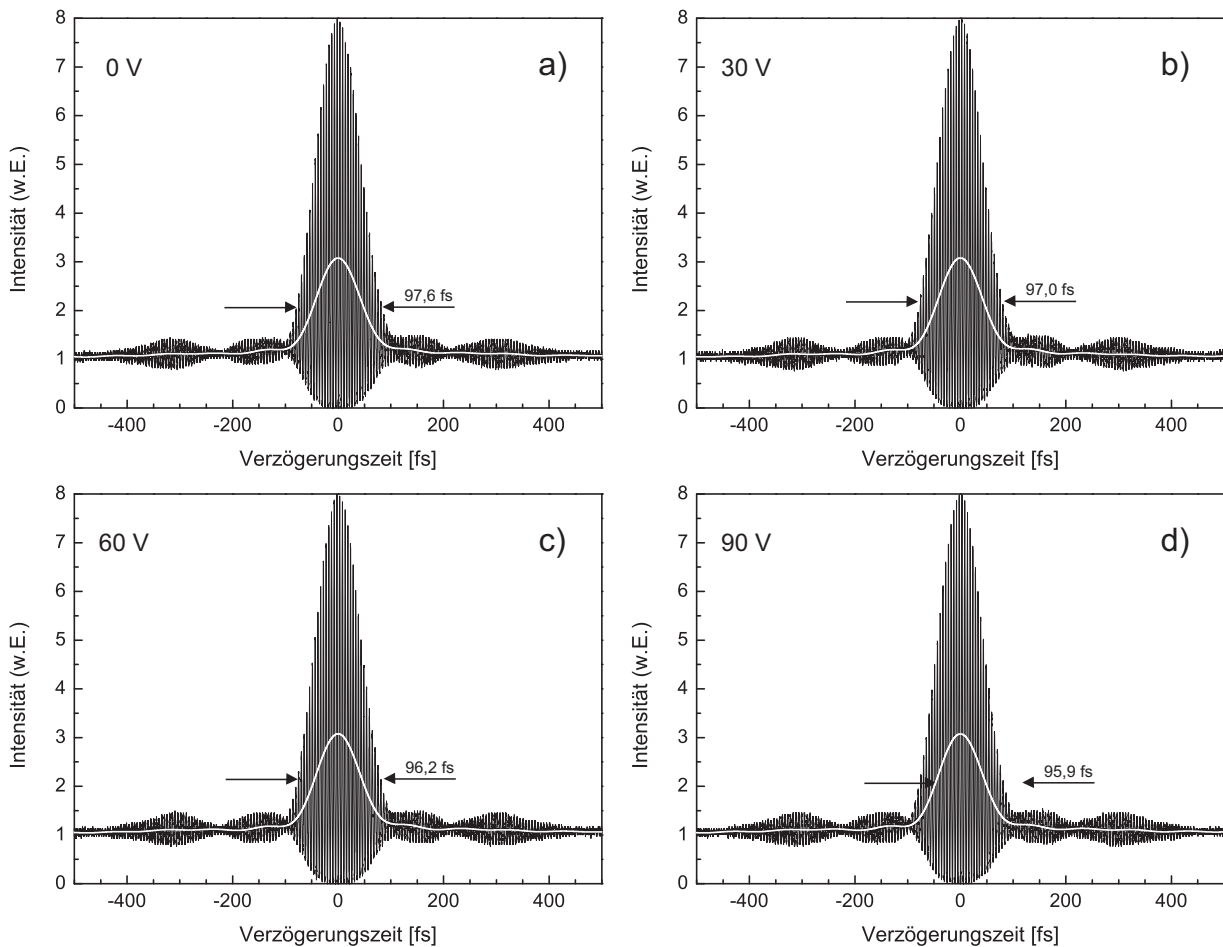


Abb. 3.9: Darstellung der interferometrischen Autokorrelationsfunktion (schwarz) bei unterschiedlichen Piezospannungen a) 0 V , b) 30 V , c) 60 V und d) 90 V . Die Intensitätsautokorrelation (weiß) wurde durch Mittelung der iAKF erzeugt.

tative Aussagen wurde an die AKF eine Gaußpulsform angepasst. Die aus der Regression ermittelte Halbwertsbreite ist auch in den Graphen angegeben. Die Abhängigkeit der Intensitätsautokorrelationshalbwertsbreite von der Piezospannung wird in Abb. 3.10 dargestellt. Darin ist der Regressionsfehler der Halbwertsbreite des angepassten Gaußpulses

von $\pm 0,8 \text{ fs}$ als Fehlerbalken mit angegeben. Die Halbwertsbreite änderte sich nur sehr wenig, von $97,6 \text{ fs}$ bei 0 V auf $95,3 \text{ fs}$ bei 70 V . Die Pulsdauerschwankung betrug damit ungefähr $\pm 1,2 \text{ fs}$. Folglich ist die Pulsdauerschwankung, die durch die Faserstreckung

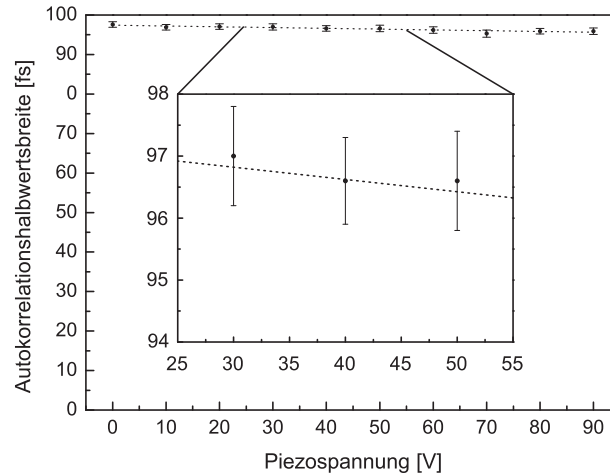


Abb. 3.10: Abhängigkeit der Intensitätsautokorrelationshalbwertsbreite von der Piezospaltung mit angegebenem Regressionsfehler der Halbwertsbreite.

verursacht wird, nur leicht größer als der Regressionsunsicherheit der Intensitätsautokorrelationshalbwertsbreite.

Der Vergleich aller Laserausgangsparameter (Leistung, optisches Spektrum, Autokorrelation) zeigt, dass die drei Parameter keine signifikanten Änderungen über den kompletten Verstellbereich zeigten. Die Ausgangsleistung variierte um $\pm 2 \%$, die spektrale Form und Breite des Pulses änderten sich kaum und die Autokorrelationshalbwertsbreite änderte sich nur im Bereich von $95,3 \text{ fs}$ bis $97,6 \text{ fs}$. Das entspricht einer Änderung von $\pm 1,2 \%$. Bei der Repetitionsratenstabilisierung wird die Piezospaltung um 20 V bis 40 V verändert. Man kann also im stabilisierten Betrieb davon ausgehen, dass nur vernachlässigbar kleine Pulsänderungen auftreten.

Die Veränderung in den Parametern kann auf die kleine Änderung des Polarisationszustandes durch den Faserstreckler zurückgeführt werden: Durch die Polarisationsänderung verringert sich die transmittierte Leistung am PST (siehe Abb. 3.8 a), vergrößerte Darstellung), und somit erhöht sich die Leistung im Resonator. Das führt dazu, dass sich das Spektrum infolge der höheren resonatorinternen Leistung leicht verbreitert. Dies ist auch

in Abb. 3.7 b) in der Vergrößerung des rechten Randes zu sehen. Die blaue Linie liegt bei 1600 nm am höchsten und steht für eine Piezospannung von 90 V , was einer kleineren Ausgangsleistung als bei 0 V entspricht. Der Einschnitt im Spektrum bei ungefähr 1570 nm wird ebenso tiefer bei steigender Piezospannung (siehe vergrößerte Darstellung in Abb. 3.8 b)). Diese zwei Änderungen sprechen auch für eine Zunahme der resonatorinternen Leistung. Durch die erhöhte Intensität wirken sich die nichtlinearen Effekte, wie SPM, stärker aus und die Modulation wird tiefer sowie das Spektrum breiter. Des Weiteren erkennt man an der Lage der Peaks und Einschnitte, dass sich diese bei zunehmender Piezospannung zu langen Wellenlängen verschieben. Die Rot-Verschiebung kann durch stimulierte Ramanstreuung verursacht werden [20]. Die stimulierte Ramanstreuung ist intensitätsabhängig, d.h. bei höheren Leistungen nimmt der Anteil der Ramanverschiebung im optischen Spektrum zu. Wegen des breiteren Spektrums sollte sich die Halbwertsbreite der AKF leicht verringern, wie das in Abb. 3.10 zu erkennen ist. Die gestrichelte Linie stellt eine Regressionsgerade durch die Messwerte dar und zeigt den leicht fallenden Trend der Halbwertsbreite, wie es durch das breiter gewordene Spektrum zu vermuten ist. Eine Messung der resonatorinternen Leistung war nicht möglich, da kein zusätzlicher Auskopppler im Resonator eingebaut war und der Einbau eines Auskopplers die Eigenschaften des Faserlasers drastisch verändert hätte. Für die Stabilisierung ist dies aber auch nicht notwendig.

Der durch den Faserstreckler modifizierte Faserlaser erlaubt die Realisierung eines „All-Fiber“¹-Lasersystems, welches eine um $1,1\text{ kHz}$ verstimmbare Repetitionsrate von etwa $47,66\text{ MHz}$ aufweist. Dabei ändern sich die Ausgangsparameter nicht signifikant. Dieser Erbiumfaserlaser kann zur Repetitionsratenstabilisierung und -verstimmung genutzt werden. Wenn es noch gelingt, die CEO-Phase zu stabilisieren, kann ein vollständig stabilisierter optischer Frequenzkamm erzeugt werden [6].

¹Das bedeutet, dass ein rein faserbasiertes Lasersystem ohne Freistrahlstrecken aufgebaut werden kann.

4 Repetitionsratenstabilisierung des Faserlasers

In diesem Kapitel wird die Stabilisierung der Repetitionsrate des Faserlasers aus Kap. 3.2 beschrieben. Dazu wird am Anfang auf die Grundlagen eines Phasenregelkreises (engl. **Phase-Locked-Loop**; PLL) eingegangen sowie auf die Berechnung und Bestimmung der benötigten Komponenten. Auf die Beeinflussung der Repetitionsrate durch z.B. die Temperatur wird eingegangen. Der Aufbau zur Stabilisierung und dessen Einsatz werden beschrieben. Im letzten Teil werden die Ergebnisse der Stabilisierung präsentiert.

4.1 Begriffe aus der Regelungstechnik

Eine sogenannte Übertragungsfunktion stellt das Verhältnis zwischen Eingangssignal und Ausgangssignal dar, z.B. ist die Übertragungsfunktion $F(s)$ bei Spannungssignalen das Verhältnis von Ausgangsspannung $U_2(s)$ zu Eingangsspannung $U_1(s)$:

$$F(s) = \frac{U_2(s)}{U_1(s)}. \quad (4.1)$$

Im Allgemeinen wird in der Regelungstechnik die Übertragungsfunktion im Laplacebereich betrachtet. Die Laplacetransformation ist eine Integraltransformation. Sie ordnet einer Funktion $f(t)$ im Zeitbereich mit $f(t) = 0$ für $t < 0$ eine Funktion $F(s)$ im Bildbereich zu. Dabei ist s eine komplexe Frequenz. Die Laplacetransformierte einer Funktion $u(t)$ ist definiert durch [36]:

$$U(s) = \mathcal{L}\{u(t)\} = \int_0^{\infty} u(t)e^{-st} dt. \quad (4.2)$$

Die Größen werden im Laplacebereich mit Großbuchstaben dargestellt. Aus der Übertragungsfunktion lässt sich das Bode-Diagramm bestimmen. Das Bode-Diagramm stellt die Amplitudenverstärkung (Betrag) $|F(i\omega)| = \sqrt{\Re^2 + \Im^2}$ und den Phasengang (Phase)

$\varphi(\omega) = \tan^{-1} \frac{\Im}{\Re}$ einer komplexen Übertragungsfunktion $F(i\omega)$ dar. Die komplexe Übertragungsfunktion wird bestimmt, indem s durch $i\omega$ substituiert wird. Dabei ist \Re der Real- und \Im der Imaginärteil der komplexen Übertragungsfunktion. Aus dem Bode-Diagramm wird das Frequenzverhalten von Baugruppen abgelesen.

4.2 Grundlagen der Phasenregelschleife

Das Arbeitsprinzip einer Phasenregelschleife wird am Beispiel einer linearen Phasenregelschleife (LPLL) beschrieben. Diese wird auch verwendet, um die Repetitionsrate des Lasers zu stabilisieren. Der schematische Aufbau ist in Abb. 4.1 gezeigt und besteht aus drei Grundbaugruppen:

- einem Phasendetektor (engl.: **P**hase **D**etector; PD),
- einem Schleifenfilter (engl.: **L**oop **F**ilter; LF)
- und einem spannungsgesteuerten Oszillator (engl.: **V**oltage **C**ontrolled **O**scillator; VCO).

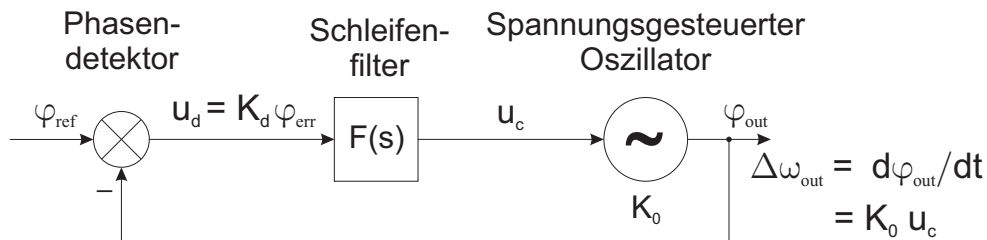


Abb. 4.1: Schematische Darstellung eines Phasenregelkreises.

Ein in der Repetitionsrate verstimmbarer Laser kann als VCO betrachtet werden, da sich seine Repetitionsrate linear zur Spannung am Piezoaktuator ändert (siehe Abb. 3.7 a)). Aus diesem Grund können die theoretischen Grundlagen einer PLL mit VCO auf den vorliegenden Fall der Repetitionsratenstabilisierung angewendet werden.

Die Phase des Referenzsignals φ_{ref} und die Phase des Ausgangssignals φ_{out} werden am PD verglichen, und dieser erzeugt eine dem Phasenfehler φ_{err} proportionale Fehlerspannung u_d (siehe Glg. 4.8). Das Ausgangssignal des Phasendetektors erzeugt am Ausgang des Schleifenfilters eine Kontrollspannung u_c , welche die Frequenz des VCO steuert, so dass die

Phase des VCOs auf die Referenzphase stabilisiert wird. Gesucht werden die Bauteilwerte der Kapazitäten und die Widerstände des Schleifenfilters, da der VCO durch den Laser gegeben und der Phasendetektor ein analoger Multiplizierer ist.

Ein PLL wird als eingerastet bezeichnet, wenn der Phasenfehler zwischen Ausgangssignal des VCO und dem Referenzsignal Null ist. Wenn die PLL dagegen die Phase nicht stabil halten kann, wird die PLL als ausgerastet bezeichnet.

4.2.1 Arbeitsweise einer Phasenregelschleife

Ein Phasendetektor (PD) vergleicht die Phasenlage zweier Signale und gibt proportional zur Phasendifferenz eine Spannung aus. Der PD ist ein idealer Multiplizierer, der das Produkt aus dem Referenzsignal u_{ref} und dem Ausgangssignal des VCOs u_{out} bildet. Die Signale haben folgende Form:

$$u_{ref}(t) = \hat{u}_{ref} \sin(\omega \cdot t + \varphi_{ref}(t)) , \quad (4.3)$$

$$u_{out}(t) = \hat{u}_{out} \cos(\omega \cdot t + \varphi_{out}(t)) . \quad (4.4)$$

Das Ausgangssignal des PD kann beschrieben werden mit:

$$u_d(t) = u_{ref}(t) \cdot u_{out}(t) \cdot K_m ,$$

$$u_d(t) \xrightarrow{TP} u_d(t) = K_d \cdot \sin(\varphi_{ref}(t) - \varphi_{out}(t)) , \quad (4.5)$$

$$K_d = \frac{\hat{u}_{ref} \hat{u}_{out} K_m}{2} . \quad (4.6)$$

Die Summenfrequenz wird später vom Schleifenfilter, der ein Tiefpassverhalten (TP) hat, unterdrückt. Hierbei ist K_m die Phasendetektorkonstante oder Multipliziererkonstante, und K_d wird als Verstärkungskonstante des Phasendetektors bezeichnet. Im eingerasteten Zustand der Regelschleife ist der Phasenfehler sehr klein und es kann die Näherung

$$\sin(\varphi_{ref}(t) - \varphi_{out}(t)) \approx (\varphi_{ref}(t) - \varphi_{out}(t)) \quad (4.7)$$

verwendet werden. Für diese Näherung ist die Ausgangsspannung am PD:

$$u_d(t) \approx (\varphi_{ref}(t) - \varphi_{out}(t)) \cdot K_d = K_d \cdot \varphi_{err}(t) . \quad (4.8)$$

Diese Näherungsformel ist in Abb. 4.1 dargestellt, und alle Berechnungen werden mit dieser Näherungsformel durchgeführt [37]. Die Verstärkungskonstante hat die Einheit $[K_d] = V/rad$ nach Glg. 4.8.

In Abb. 4.2 sind Nulldurchgang (Lockpunkt) und der Empfangsbereich eines analogen Phasendetektors dargestellt. Wie dort ersichtlich, kann ein analoger PD nur Phasenfehler

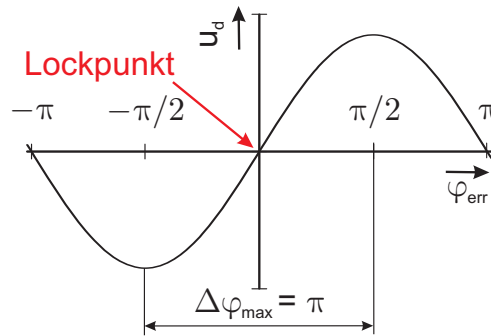


Abb. 4.2: Phasendetektorausgangsspannung in Abhängigkeit des Phasenfehlers für einen analogen Phasendetektor.

zwischen $+\pi/2$ und $-\pi/2$ eindeutig unterscheiden.

Ein idealer VCO generiert eine Ausgangsfrequenz, die linear von der Kontrollspannung u_c (engl.: control voltage) abhängt:

$$\omega_{out} = \bar{\omega}_0 + K_0 \cdot u_c , \quad (4.9)$$

$$f_{out} = \bar{f}_0 + \frac{K_0 \cdot u_c}{2\pi} . \quad (4.10)$$

Dabei ist $\bar{\omega}_0$ die Kreisfrequenz bei $u_c = 0$ und K_0 die Oszillatorkonstante mit der Einheit $[K_0] = \frac{rad}{V \cdot s}$. Unter der Annahme einer linearen Abstimmcharakteristik des Oszillators lässt sich K_0 nach Gleichung 4.11 ermitteln:

$$K_0 = 2\pi \frac{f_{out}(u_{c,max}) - f_{out}(u_{c,min})}{u_{c,max} - u_{c,min}} . \quad (4.11)$$

Die Ableitung der Phase φ_{out} nach der Zeit ergibt die Änderung der instantanen Ausgangskreisfrequenz $\Delta\omega_{out}$. Diese entspricht der spannungsabhängigen Frequenzänderung:

$$\Delta\omega_{out}(t) = \frac{d\varphi_{out}}{dt} = K_0 \cdot u_c(t) . \quad (4.12)$$

Wie schon erwähnt, besitzt der Schleifenfilter ein Tiefpassverhalten. Die Dimensionierung des Schleifenfilters bestimmt im Wesentlichen das dynamische Verhalten der PLL. Auf das dynamische Verhalten (Arbeitsbereiche) wird in Kap. 4.2.2 genauer eingegangen. Es gibt eine größere Anzahl von Schleifenfilterarten, die in aktive und passive Filter eingeteilt werden. Die passiven haben einen einfachen Aufbau. Die aktiven dagegen haben eine hohe Gleichspannungsverstärkung, was dem dynamischen Verhalten zugute kommt. Wegen des besseren dynamischen Verhaltens werden in den weiteren Betrachtungen nur aktive Schleifenfilter berücksichtigt.

Die Abb. 4.3 zeigt den aktiven Schleifenfilter, der ein kontinuierlicher Integrierer (engl.: Lead-Lag Loop Filter) ist. In der Literatur wird häufig ein aktiver Schleifenfilter wie in

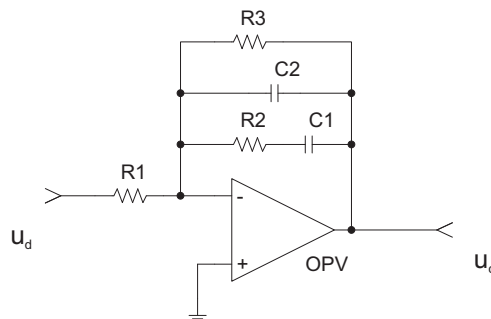


Abb. 4.3: Gebräuchlicher aktiver Schleifenfilter für eine PLL.

Abb. 4.3, nur ohne R_3 , angegeben [37]. Der Schleifenfilter aus Abb. 4.3 wurde für die Stabilisierung ausgewählt, da dieser einen großen Vorteil besitzt. Ein Schleifenfilter ohne R_3 ist ein reiner Integrierer (unendlich hohe DC-Verstärkung, $F(0) \rightarrow \infty$). Wenn keine Spannung am Eingang des Schleifenfilters anliegt ($u_d = 0$), ist der Zustand am Ausgang des Integrierers (des Schleifenfilters) unbestimmt ($u_c = 0 \cdot \infty$), d.h. je nachdem wie der Kondensator C_1 geladen ist, geht der Schleifenfilterausgang (OPV-Ausgangsspannung) auf das positive oder negative Maximum. Damit könnte dieser Schleifenfilter den Piezoaktuator

zerstören, indem er eine zu große Spannung anlegt. In der Praxis wird dieser Nachteil durch eine Scanschaltung verhindert, d.h. wenn die PLL ausrastet, dann wird die PLL durch die Scanschaltung automatisch wieder eingefangen. Dies ist beim Schleifenfilter mit R_3 nicht der Fall, da die Gleichspannungsverstärkung begrenzt ist (siehe Glg. 4.13). Wenn 0 V am Eingang des Schleifenfilters anliegt, kann sich der Kondensator langsam über R_3 entladen und die Spannung am Ausgang wird ebenfalls 0 V . Aus diesem Grund wurde der Schleifenfilter aus Abb. 4.3 in der PLL verwendet, welche die Repetitionsrate stabilisiert. Die Übertragungsfunktion des Schleifenfilters lautet:

$$F(s) = \frac{1 + sC_1R_2}{1 + sC_1(R_2 + R_3)} \cdot \frac{R_3}{R_1} = \frac{1 + sC_1R_2}{1 + sC_1(R_2 + R_3)} \cdot K_f. \quad (4.13)$$

Die Konstante $K_f = R_3/R_1$ ist die DC-Verstärkung des aktiven Filters, also $F(0) = K_f$. Die Kapazität C_2 hat keinen Einfluss auf die Übertragungsfunktion des Filters, wenn gilt:

$$C_2 \leq \frac{C_1}{10}. \quad (4.14)$$

Die Kapazität C_2 beeinflusst die Rauschunterdrückung, da die Verstärkung für hohe Frequenzen durch die Kapazität um 20 dB/Dekade fällt. Dies bedeutet, dass hochfrequente Anteile stark gedämpft werden. Das verdeutlicht die Abb. 4.4, in der ein Bodediagramm des aktiven Filters ohne (Abb. 4.4 a)) und mit (Abb. 4.4 b)) C_2 gezeigt ist. Darin erkennt

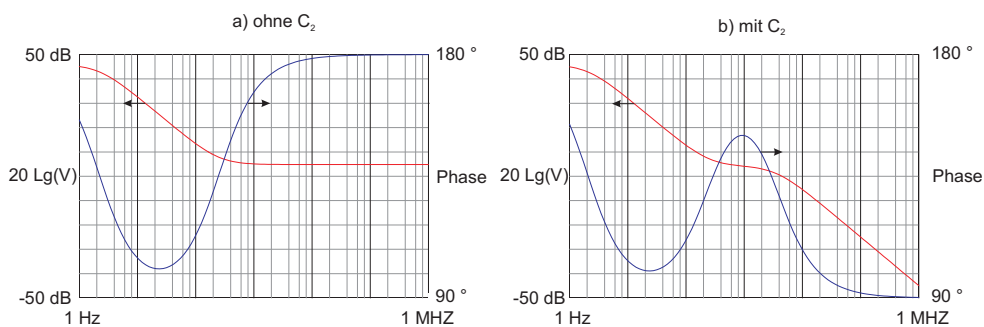


Abb. 4.4: Einfluss der Kapazität C_2 auf den Frequenzgang (blau) und den Phasengang (rot) eines aktiven Schleifenfilters, simuliert mit der Software *RF-SIM99* [38].

man, dass hohe Frequenzen gedämpft werden. Bei der Übertragungsfunktion $F(s)$ kann

noch eine Näherung betrachtet werden, für den Fall, dass

$$R_3 \gg R_1 \text{ und } R_3 \gg R_2 . \quad (4.15)$$

Dann ergibt sich die gleiche Übertragungsfunktion wie für einen aktiven Filter ohne R_3 [37]:

$$F(s) \approx \frac{1 + sC_1R_2}{sC_1R_1} = \frac{1 + s\tilde{\tau}_2}{s\tilde{\tau}_1} . \quad (4.16)$$

Dabei beschreiben die Zeitkonstanten $\tilde{\tau}_1$ und $\tilde{\tau}_2$ im Wesentlichen das Frequenzverhalten des Schleifenfilters. Diese Näherung vereinfacht die Berechnung der Bauteilwerte und es können die Berechnungsformeln aus Ref. [37] verwendet werden.

Die Führungsübertragungsfunktion der geschlossenen Regelschleife mit eingesetztem aktiven Schleifenfilter lautet nach [37]:

$$H(s) = \frac{\Phi_{out}(s)}{\Phi_{ref}(s)} = \frac{K_d K_0 (1 + s\tilde{\tau}_2) / \tilde{\tau}_1}{s^2 + s(K_d K_0 \tilde{\tau}_2 / \tilde{\tau}_1) + K_d K_0 / \tilde{\tau}_1} . \quad (4.17)$$

Die PLL besitzt in ihrer Führungsübertragungsfunktion zwei Polstellen und kann deshalb als schwingendes System zweiter Ordnung betrachtet werden. Daher kann $H(s)$ geschrieben werden als

$$H(s) = \frac{2 \zeta \omega_n s + \omega_n^2}{s^2 + 2 \zeta \omega_n s + \omega_n^2} . \quad (4.18)$$

mit den charakteristischen Größen der natürlichen Kreisfrequenz ω_n und dem Dämpfungsfaktor ζ . Die folgenden Gleichungen werden im Laufe der Arbeit zur Dimensionierung des Schleifenfilters benutzt [37]:

$$\omega_n = \sqrt{\frac{K_0 K_d}{\tilde{\tau}_1}} , \quad (4.19)$$

$$\zeta = \frac{1}{2} \tilde{\tau}_2 \omega_n . \quad (4.20)$$

Der Dämpfungsfaktor sollte nach Ref. [39] den Wert 0,707 haben. Dieser Wert liefert die besten Ergebnisse. Die natürliche Frequenz ω_n wird nach den gewünschten Arbeitsbereichen gewählt.

4.2.2 Arbeitsbereiche eines Phasenregelkreises

Die Abb. 4.5 zeigt die Arbeitsbereiche einer PLL. Diese kann man in zwei Hauptbereiche unterteilen, den dynamischen und den statischen Bereich. Der dynamische Bereich beschreibt, in welchem Bereich die PLL einrastet und schnelle Frequenzänderungen vollständig ausgeglichen werden, ohne dass die PLL ausrastet. Im statischen Bereich können langsame

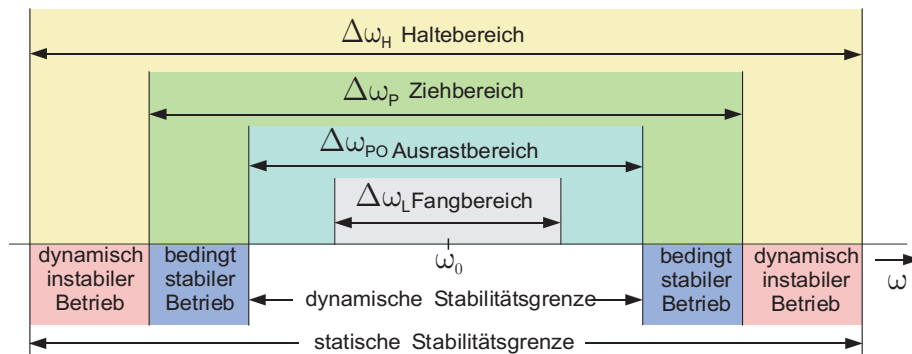


Abb. 4.5: Statische und dynamische Stabilitätsgrenzen einer Phasenregelschleife [40].

Frequenzänderungen ausgeglichen werden. In der Repetitionsratenstabilisierung ist der Temperaturdrift als langsame Änderung zu betrachten, und der statische Bereich gibt damit an, welche Temperaturschwankungen der Regler ausgleichen kann.

Der Haltebereich (engl.: hold-in range, tracking range) $\Delta\omega_H$ beschreibt den Bereich, in dem die PLL statisch stabil arbeiten kann, d.h. dieser Bereich kann leicht berechnet werden, indem man den eingerasteten Zustand kalkuliert, wann eine Phasenverschiebung von $\pi/2$ auftritt. Der Haltebereich wird mit dem Ausdruck

$$\Delta\omega_H = K_0 K_d F(0) \quad (4.21)$$

beschrieben [40]. Um einen besonders großen Haltebereich zu erhalten, muss die Gleichspannungsverstärkung $F(0) = K_f$ des Schleifenfilters möglichst hoch sein.

Der Fangbereich (engl.: lock-in range) $\Delta\omega_L$ gibt an, in welchem Bereich um die Eingangskreisfrequenz die PLL einrastet. Dieser Bereich wird ausgedrückt durch [40]:

$$\Delta\omega_L \approx 2 \zeta \omega_n . \quad (4.22)$$

Das beschreibt das Einrasten nach höchstens einer Schwebung zwischen Eingangssignal und Ausgangssignal. Damit hängt das Einrasten von den gewählten Parametern ω_n und ζ ab.

Im Ausrastbereich (engl.: pull-out range) $\Delta\omega_{PO}$ können Kreisfrequenzsprünge vollständig ausgeregelt werden, ohne dass die PLL ausrastet. Diese Bezeichnung ist kontraintuitiv, da sie für den Bereich steht, in dem die PLL nicht ausrastet. Die Glg. 4.23 beschreibt den Ausrastbereich [40].

$$\Delta\omega_{PO} \approx 1,8 \omega_n (\zeta + 1) \quad (4.23)$$

Um einen möglichst großen Ausrastbereich zu erhalten, muss die natürliche Kreisfrequenz möglichst hoch gewählt werden.

Der letzte Bereich ist der Ziehbereich (engl.: pull-in range) $\Delta\omega_P$. In diesem kann die PLL nach mehreren Schwebungen zwischen Eingangssignal und Ausgangssignal einrasten. Der Ziehbereich ist definiert durch [37]:

$$\Delta\omega_P \approx 2\sqrt{\zeta \omega_n K_0} . \quad (4.24)$$

4.3 Einflüsse auf die Repetitionsrate

Die Repetitionsrate f_{rep} und die dazugehörige Pulsumlaufzeit eines modengekoppelten Lasers hängt von der Gruppengeschwindigkeit des Pulses und der Resonatorlänge ab (siehe Glg. 2.24). Verschiedene Effekte beeinflussen f_{rep} , wie z.B. Temperatur, akustische Störungen oder Pumpleistung [41].

Die Pumpleistung beeinflusst die Repetitionsrate, da die Peakleistung der Pulse von ihr abhängt. Wenn sich die resonatorinterne Leistung ändert, wird der Brechungsindex $n(\omega, I)$, der von der Wellenlänge und der Intensität abhängt, beeinflusst. Durch den optischen Kerr-Effekt wird der Brechungsindex bei steigender Leistung im Resonator erhöht (siehe Glg. 2.20) und die Repetitionsrate verringert sich. Des Weiteren hat die stimulierte Ramanstreuung einen Einfluss auf die Repetitionsrate. Die stimulierte Ramanstreuung ist intensitätsabhängig und führt zu einer Rotverschiebung des Spektrums, wie dies auch in Abb. 3.8 b) beobachtet wurde, und damit zu einer Verschiebung der Zentralwellenlänge. Die Zentralwellenlänge steigt bei zunehmender resonatorinterner Leistung an. Durch die Abhängigkeit des Brechungsindex von der Wellenlänge wird die Repetitionsrate durch die Ramanstreuung verändert. Die Pumpleistung spielt bei der Repetitionsratenstabilisierung nur eine geringe Rolle, da sie über die Stromregelung der Pumpdiode nahezu konstant gehalten wird.

Den Haupteinfluss auf die Repetitionsrate, der durch die Stabilisierung ausgeregelt werden soll, hat die Temperatur. Temperaturschwankungen verändern die Resonatorlänge L und den Brechungsindex n . Bei kleinen Temperaturänderungen kann der Zusammenhang zwischen der Temperatur und der Resonatorlänge bzw. dem Brechungsindex als linear angenommen werden. Die Resonatorlänge wird über den thermischen Ausdehnungskoeffizienten dL/dT der Glasfasern verändert.

$$L(T) = L_{T_0} \left(1 + \frac{dL}{dT} \cdot \Delta T \right) \quad (4.25)$$

Die Glg. 4.25 beschreibt die Abhängigkeit der Faserlänge von der Temperaturänderung $\Delta T = T - T_0$. Dabei ist L_{T_0} die Resonatorlänge vor der thermischen Ausdehnung bei

$T = T_0$. Der thermische Ausdehnungskoeffizient von Quarzglas beträgt $0,5 \cdot 10^{-6} \text{ K}^{-1}$ [42]. Die Abhängigkeit des Brechungsindex $n(T)$ durch die Temperatur wird thermo-optischer Effekt genannt. Dieser Zusammenhang kann analog zur Resonatorlänge aufgeschrieben werden:

$$n(T) = n_{T_0} \left(1 + \frac{dn}{dT} \cdot \Delta T \right) . \quad (4.26)$$

Dabei ist dn/dT der thermo-optische Koeffizient und beträgt $9,2 \cdot 10^{-6} \text{ K}^{-1}$ für eine Standardmonomodefaser bei 1558 nm [42]. Der Brechungsindex bei T_0 ist n_{T_0} . Aus den Gleichungen 4.25 und 4.26 kann die temperaturabhängige Repetitionsrate ermittelt werden, in dem die Gleichungen in Glg. 2.25 eingesetzt werden:

$$f_{rep}(T) = \frac{c_0}{n_{gr}(T) \cdot L(T)} = \frac{c_0}{n_{gr0} \cdot L \left(1 + \frac{dn}{dT} \right) \left(1 + \frac{dL}{dT} \right)} . \quad (4.27)$$

Dabei muss der Gruppenbrechungsindex von SMF-28 bei 1550 nm eingesetzt werden. Dieser hat laut Datenblatt einen Wert von $1,4682$ [13]. In Abb. 4.6 ist die theoretische Repetitionsratenänderung des Faserlasers aus Kap. 3.2 infolge einer Temperaturzunahme zu sehen. Der Zusammenhang zwischen Repetitionsrate und Temperatur kann als annähernd

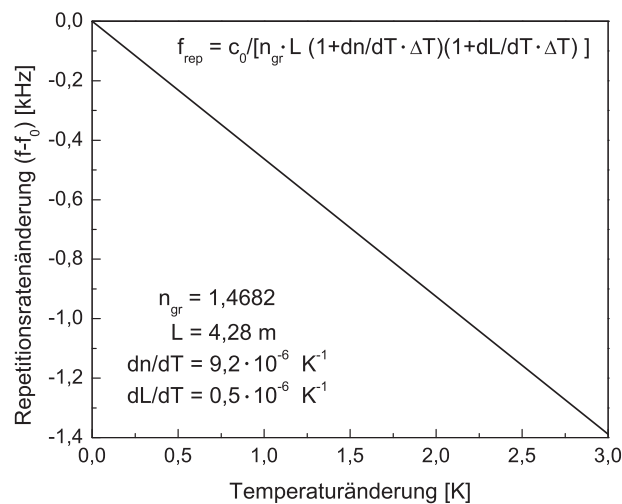


Abb. 4.6: Theoretische Repetitionsratenveränderung des Faserlasers aus Kap. 3.2 für eine lineare Temperaturänderung von 3 K .

linear betrachtet werden. Der Anstieg ergibt sich zu:

$$\frac{\partial f_{rep}}{\partial T} \approx f_{rep} \left(\frac{dn}{dT} + \frac{dL}{dT} \right). \quad (4.28)$$

Diese Gleichung ist die Taylorreihenentwicklung der Ableitung von Glg. (4.27), wenn nach der ersten Ordnung abgebrochen wird. Damit errechnet sich eine Temperaturabhängigkeit der Repetitionsrate des Faserlasers von 463 Hz/K . Dieser Wert wurde überprüft durch den Vergleich mit einer Repetitionsratenmessung als Funktion der Temperatur in Ref. [41]. Dabei ergab sich für eine Repetitionsrate von 60 MHz ein Anstieg von 600 Hz/K . Für diesen Laser errechnete sich mit Glg. 4.28 ein Anstieg von 582 Hz/K . Damit unterscheidet sich der errechnete Wert nur um 3 % vom gemessenen. Folglich kann die temperaturabhängige Repetitionsrate mit Glg. (4.27) gut beschrieben werden. Der gebaute Faserlaser kann somit durch seine Repetitionsratenänderung von maximal $1,1 \text{ kHz}$ ungefähr eine Temperaturänderung von $2,3 \text{ K}$ ausregeln.

4.4 Experimenteller Aufbau der Stabilisierung

Um die Repetitionsrate eines passiv modengekoppelten Faserlasers zu stabilisieren, muss die Frequenzdetektion eine hohe Sensitivität besitzen. Dies wird erreicht, indem auf einer höheren Harmonischen der Repetitionsrate stabilisiert wird. Das erhöht die Sensitivität des Verfahrens, da das Phasenrauschen der Harmonischen quadratisch mit der Ordnungszahl steigt [43] und damit das Frequenzrauschen. Durch die Stabilisierung einer höheren Harmonischen wird auch die Kurzzeitauflösung wesentlich verbessert, da kleine Änderungen um die Ordnung der Harmonischen vergrößert werden (siehe Glg. 3.3). Üblicherweise wird um die 100ste Harmonische der Repetitionsrate stabilisiert [6, 3]. Das bedeutet bei einer Repetitionsrate im zweistelligen MHz-Bereich, dass eine Referenzquelle im GHz-Bereich benötigt wird.

Um die Laboreinflüsse auf den Faserlaser zu verringern, wurde dieser in eine Plexiglasbox gestellt. Dadurch sollten vor allem thermische Schwankungen, Luftzirkulationen und akustische Einflüsse gedämpft werden. Die Temperaturschwankungen im Labor be-

trugen bis zu $3 K$ über einen Tag. Da sich die Repetitionsrate des Faserlasers theoretisch um $463 Hz/K$ ändert (vgl. Kap. 4.3), führt eine Temperaturschwankung von $3 K$ zu einer Änderung der Repetitionsrate von $1389 Hz$. Der Faserstreckler kann aber nur eine Änderung der Repetitionsrate von maximal $1,1 kHz$ realisieren. Aus diesem Grund ist es notwendig, die Temperaturänderungen abzuschwächen, damit die vollständige Ausregelung der Temperaturschwankungen möglich ist. In der Abb. 4.7 ist der elektronische Aufbau zur Stabilisierung und zur Detektion der Repetitionsrate zu sehen. Das Mikro-

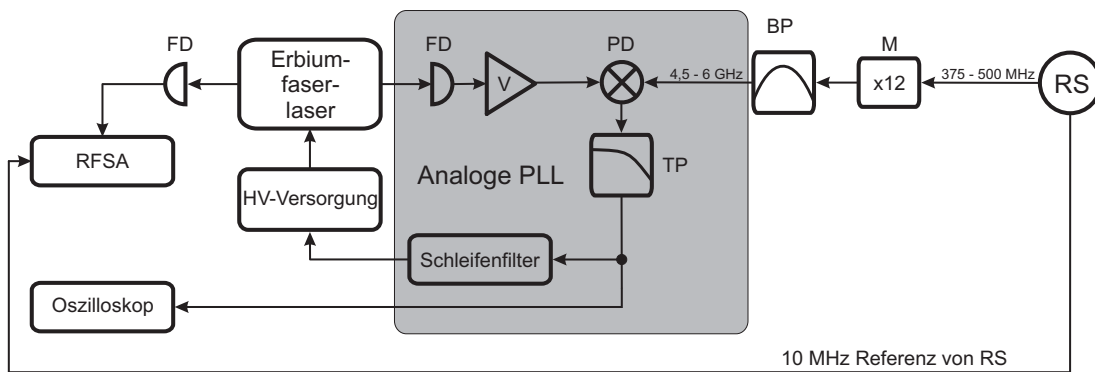


Abb. 4.7: Elektronischer Aufbau zur Stabilisierung der Repetitionsrate; *FD* = Fotodiode, *BP* = Bandpass, *TP* = Tiefpass, *RS* = Rohde-Schwarz Signalgenerator, *RFS* = Radiofrequenzspektrumanalysator, *PLL* = Phasenregelschleife, *PD* = Phasendetektor, *V* = Verstärker, *M* = Frequenzmultiplizierer.

wellenreferenzsignal wurde mit Hilfe eines Frequenzmultiplizierers (Typ: Mini Circuits ZX90-12-63+) erzeugt. Dazu wurde die Ausgangsfrequenz eines Signalgenerators (Typ: Rohde-Schwarz SMS 0.1 – 520 MHz) um den Faktor 12 vergrößert. Der Arbeitsbereich des 12-fachen Frequenzmultiplizierers lag zwischen $350 MHz$ und $500 MHz$, somit wurde die Erzeugung von Mikrowellenfrequenzen im Bereich von $4,5 GHz$ bis $6 GHz$ möglich. Die Laserrepetitionsrate wurde mit einer schnellen InGaAs Fotodiode, die laut Datenblatt eine Anstiegszeit von $60 ps$ besitzt, detektiert. Das Ausgangssignal der Fotodiode wurde mit einem Breitbandverstärker (Typ: Mini Circuits ZX60-6013E) um $10 dB$ verstärkt. Danach konnten die zwei Signale auf einen Frequenzmischer (Typ: Mini Circuits ZX05-153+) gegeben werden. Dieser erfüllte die Funktion des Phasendetektors in der PLL, da er laut Datenblatt eine Differenzfrequenz von $0 Hz$ ausgeben kann, wenn die Frequenzen der zwei Eingangssignale gleich groß und der Phasenfehler zwischen ihnen Null ist. Diese

Bedingung muss ein Frequenzmischer erfüllen, um als Phasendetektor verwendet werden zu können. Das Ausgangssignal des Phasendetektors geht auf den Schleifenfilter, dessen Parameter im nächsten Abschnitt festgelegt werden. Der Schleifenfilterausgang wird auf den Modulationseingang der Hochspannungsversorgung (kurz: HV-Versorgung) gegeben. Dieser moduliert die Piezospaltung so, dass die Repetitionsrate des Erbiumfaserlasers auf die elektronische Referenz stabilisiert wird. Die aufgebaute PLL arbeitet nach dem im Kap. 4.2 beschriebenen Prinzip. In den nachfolgenden Berechnungen wurde die 97ste Harmonische der Repetitionsrate stabilisiert, die bei einer Frequenz von ungefähr $4,623\text{ GHz}$ liegt.

Für die Dimensionierung des Schleifenfilters müssen der Verstärkungsfaktor des Phasendetektors sowie die Oszillatorkonstante des Erbiumfaserlasers bekannt sein. Des Weiteren sind die natürliche Kreisfrequenz und der Dämpfungsfaktor festzulegen. Der Dämpfungsfaktor ζ wird auf einen Wert von $0,7$ festgelegt. Dies liegt in dem Bereich, der in Kap. 4.2.1 als optimal beschrieben wurde. Die natürliche Frequenz bestimmt im Wesentlichen das dynamische Verhalten der PLL (siehe Kap. 4.2.2). Für die aufgebaute Stabilisierung wurde der Faserstreckler, der die Faser mit Hilfe eines Piezoaktuators dehnt, verwendet. Der Piezoaktuator besitzt laut Datenblatt eine Resonanzfrequenz von 263 kHz ohne Last. Um die maximale Modulationsfrequenz der HV-Versorgung zu ermitteln, wurde der Frequenzgang mit angeschlossenem Piezoaktuator gemessen (siehe Abb. 4.8). Die natürliche

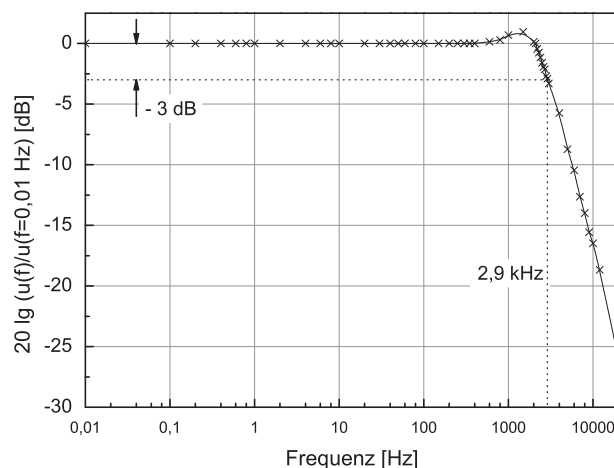


Abb. 4.8: Frequenzgang der HV-Versorgung mit angeschlossenem Piezoaktuator und eingezeichnete Grenzfrequenz.

Kreisfrequenz darf nicht größer als dieser Wert sein. Die HV-Versorgung zeigt ein Tiefpassverhalten mit einer Grenzfrequenz von $2,9 \text{ kHz}$. Wenn die natürliche Frequenz wesentlich größer als die Grenzfrequenz der HV-Versorgung wäre, würde das Übertragungsverhalten des Schleifenfilters durch die nachfolgende HV-Versorgung gestört. Daher ist die maximale Modulationsfrequenz der HV-Versorgung des Piezoaktuators die frequenzbegrenzende Baugruppe im Aufbau. Aus diesem Grund wurde eine natürliche Frequenz f_n von 349 Hz gewählt, welche unter diesem Wert liegt. Das entspricht einer natürlichen Kreisfrequenz ω_n von 2192 rad/s . Die Bestimmung der Oszillatorkonstante K_0 erfolgte wie in Kap. 4.2.1 beschrieben. Dabei musste noch beachtet werden, dass der Modulationseingang der HV-Versorgung einen Verstärkungsfaktor besitzt. Dieser musste ebenfalls ermittelt werden. Die beiden Ergebnisse sind in Abb. 4.9 dargestellt. Die Oszillatorkonstante berechnet

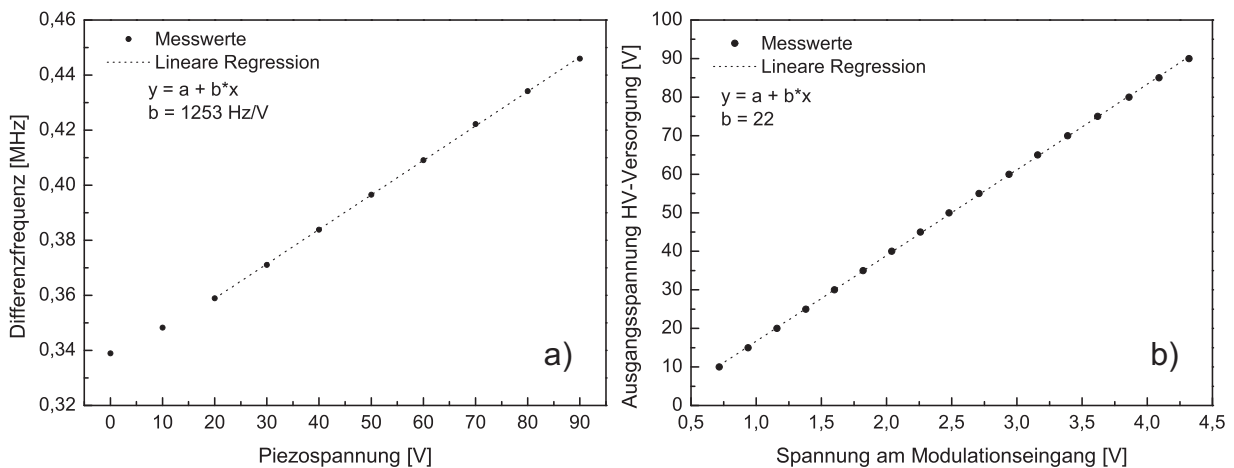


Abb. 4.9: Oszillatorkonstantenbestimmung, a) Frequenzänderung über Piezospannung mit der Steigung 1253 Hz/V , b) Verstärkungsfaktor des Modulationseingangs mit einer Steigung von 22.

sich nach Glg. 4.11, also aus dem Produkt der zwei Steigungen und einer Konstante von 2π . Damit ergibt sich für K_0 ein Wert von $1,7 \cdot 10^5 \frac{\text{rad}}{\text{Vs}}$. Als letzte Konstante wird die Verstärkungskonstante des Phasendetektors bestimmt. Die Phasendetektorverstärkungskonstante K_d wurde gemessen, indem die Frequenz der 97sten Harmonischen mit Hilfe einer Offsetverschiebung an der HV-Versorgung sehr nah an die Referenzfrequenz gebracht und das Ausgangssignal des Phasendetektors mit einem Oszilloskop gemessen wurde. Aus der Spitze-zu-Spitze Höhe des gemessenen sinusmodulierten Signals U_{PP} wurde K_d nach

Glg. 4.5 zu $(20 \pm 1) \text{ mV/rad}$ bestimmt. Dabei ist zu beachten, dass das gemessene Spannungssignal U_{PP} durch zwei geteilt werden muss.

Mit den Gleichungen 4.19 und 4.20 kann man den Schleifenfilter dimensionieren, da alle Konstanten und Dimensionierungsgrößen bekannt sind. Dazu werden die zwei Zeitkonstanten τ_1 und τ_2 berechnet. Der Zusammenhang zwischen den Zeitkonstanten und den Bauteilen des Schleifenfilters ist in Glg. 4.16 ersichtlich. Bei der Berechnung der Bauteilwerte ist darauf zu achten, dass die Widerstände R_1 und R_2 mindestens $1 \text{ k}\Omega$ groß sind, damit der Phasendetektorausgang nicht zu stark belastet wird. Zur Berechnung der Bauteilwerte wurde die Kapazität C_1 vorgegeben. In Tab. 4.1 sind die berechneten Bauteilwerte, die Zeitkonstanten sowie die charakteristischen Größen des Schleifenfilters angegeben. Die Ka-

	Einheit		berechnete Bauteilwerte		
			Bauteil	Einheit	
ω_n	[rad/s]	2192	R_1	[Ω]	3,7 k
ζ		0,7	R_2	[Ω]	3,3 k
$\tilde{\tau}_1$	[10^{-4} s]	7,188	R_3	[Ω]	370 k
$\tilde{\tau}_2$	[10^{-4} s]	6,4	C_1	[nF]	190
			C_2	[nF]	15

Tab. 4.1: Berechnete Werte für den Schleifenfilter.

pazität C_2 wurde nach Glg. 4.14 ausgewählt. Der Widerstand R_3 wurde so gewählt, dass er um den Faktor 100 größer ist als R_1 . Somit erfüllt er die Bedingung nach Glg. 4.15, und die berechneten Zeitkonstanten entsprechen den gewünschten. Die Werte für die Arbeitsbereiche des Schleifenfilters sind in Tab. 4.2 angegeben und wurden nach den Gleichungen aus Kap. 4.2.2 berechnet. Die natürliche Frequenz des Schleifenfilters wurde so niedrig

Arbeitsbereich	Kreisfrequenz	[rad/s]	Frequenz	[Hz]
Fangbereich	$\Delta\omega_L$	3080	Δf_L	490
Haltebereich	$\Delta\omega_H$	345440	Δf_H	54980
Ausrastbereich	$\Delta\omega_{PO}$	6732	Δf_{PO}	1071
Ziehbereich	$\Delta\omega_P$	32400	Δf_P	5150

Tab. 4.2: Arbeitsbereiche des Schleifenfilters, diese gelten für die 97ste Harmonische.

gewählt, da die zu erwartenden Temperaturschwankungen in der Plexiglasbox nur sehr langsam erfolgen. Der dimensionierte Schleifenfilter regelte die Temperaturschwankungen

vollständig aus und genügt damit den Anforderungen ausreichend.

Man könnte noch einen anderen Filter mit größerer Bandbreite versuchen, um die Dynamik der PLL zu verbessern, da bei der Dimensionierung der natürlichen Frequenz nur die Temperaturschwankungen berücksichtigt wurden. Es zeigte sich, dass akustische Störungen auf dem Fehlersignal zu erkennen waren. Diese könnte mit einem Schleifenfilter, dessen natürliche Frequenz größer ist als die des Schleifenfilters aus Tab. 4.1, ausgeregelt werden. Eine Möglichkeit wäre, eine natürliche Frequenz zwischen $1000 - 1500 \text{ Hz}$ zu wählen. Der Bereich liegt noch deutlich genug unter der Grenzfrequenz der HV-Versorgung. Die Dämpfung sollte nicht verändert werden, weil dieser Wert laut Ref. [39] ideal für die Regelschleife ist.

Die Detektion der Repetitionsrate kann auf zwei Arten erfolgen: Wenn die Stabilisierung nicht aktiv ist, kann die Messung der Repetitionsrate des Lasers nur mit dem Radiofrequenzspektrumanalysator (RFSA) erfolgen. Dazu kann eine Harmonische mit einem RFSA untersucht werden. Der verwendete RFSA ist ein Spectrum Master MS2721B von Anritsu. Damit können Frequenzen bis $7,1 \text{ GHz}$ untersucht werden; bei einer Repetitionsrate von $47,66 \text{ MHz}$ des verwendeten Lasers entspricht das ungefähr der 148sten Harmonischen. Dies ermöglicht nur eine sehr langsame Messung, da der RFSA für die Messung und Speicherung eines Sweeps mindestens 4 s benötigt. Die Messung der Repetitionsratenänderungen über die Ausgangsspannung des Phasendetektors ist im unstabilierten Zustand nicht möglich, da nur kleine Phasenfehler nach Glg. 4.8 gemessen werden können. Diese kleinen Abweichungen liegen nur vor, wenn die Ausgangsphase φ_{out} auf die Referenzphase φ_{ref} stabilisiert ist (siehe Kap. 4.2.1). Im eingerasteten Zustand der PLL kann ferner auch die Spannung am Ausgang des Phasendetektors mit Hilfe eines Oszilloskops gemessen und daraus die Repetitionsratenänderung berechnet werden (siehe Glg. 4.8).

4.4.1 Unstabilisierte Repetitionsrate

Um die nicht stabilisierte Repetitionsrate des Erbiumfaserlasers zu untersuchen, wurde die 97ste Harmonische mit dem RFSA analysiert. Dazu wurde eine Messung über ungefähr 3700 s durchgeführt. In Abb. 4.10 a) ist Frequenzabweichung der Grundfrequenz dargestellt. Man erkennt deutlich zwei Arten von Änderungen. Zum ersten sieht man lang-

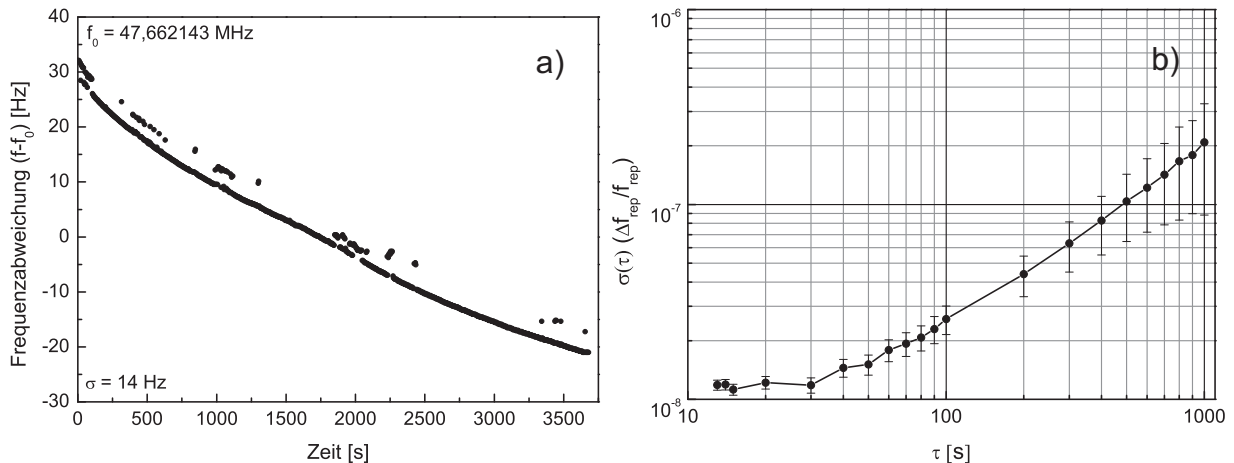


Abb. 4.10: a) Frequenzabweichung ($f - f_0$) der unstabilisierten Repetitionsrate gemessen über eine Stunde mit RFSA; b) Allan-Standardabweichung $\sigma(\tau)$ für die unstabilisierte Repetitionsrate.

same Änderungen, z.B. hervorgerufen durch Temperaturänderungen im Gehäuse. Dieser Verlauf ist nahezu linear. Die Repetitionsrate änderte sich infolge von Temperaturschwankungen um ungefähr 50 Hz/h , was einer Temperaturänderung in der Plexiglasbox von $0,11 \text{ K/h}$ im gemessenen Fall entspricht, wenn die berechnete Temperaturabhängigkeit aus Kap. 4.3 zu Grunde gelegt wird. Dies könnte durch den Schleifenfilter vollständig ausgeglichen werden, da er bei der 97sten Harmonischen einen Haltebereich von 54980 Hz besitzt, was einer Änderung der Repetitionsrate um 567 Hz entspricht. Des Weiteren gibt es schnelle Änderungen. Diese Schwankungen können z.B. durch die Stromversorgung der Pumpdiode entstehen oder durch akustische Störquellen.

Die zeitaufgelöste Messung der Repetitionsrate ermöglicht die Berechnung der Stabilität des Lasersystems. Für die Charakterisierung der Frequenzstabilität von Oszillatoren wird die „Allan-Standardabweichung“ (engl.: **Allan-Standard-Deviation**; ASD) angegeben.

Diese wird für zeitabhängige Funktionen beschrieben durch [44]:

$$\sigma(\tau) = \sqrt{\left\langle \frac{(\bar{y}_{i+1} - \bar{y}_i)^2}{2} \right\rangle} = \sqrt{\frac{1}{2(M-1)} \sum_{i=1}^M [\bar{y}_{i+1} - \bar{y}_i]^2} \quad (4.29)$$

Dabei ist \bar{y}_i der i -te von M Frequenzwerten, die jeweils durch Mittelung über ein Zeitintervall der Länge τ bestimmt werden. Unter Verwendung der Glg. 4.29 kann die Allan-Standardabweichung für relative Frequenzschwankungen $\Delta f_{rep}/f_{rep}$ berechnet werden. Die Berechnung erfolgt mit einer Matlab-Funktion [45], die von Fabian Czerwinski zur Verfügung gestellt wurde. Die Allan-Standardabweichung kann für Integrationszeiten kleiner als 12 s nicht berechnet werden, da der RFSA in unregelmäßigen Zeitabständen misst. Die Allan-Standardabweichung für den unstabilisierten Laser ist in Abb. 4.10 b) dargestellt. Die relativen Repetitionsratenfluktuationen steigen von 10^{-8} für Mittelungszeiten von 15 s auf $2 \cdot 10^{-7}$ für Mittelungszeiten von 1000 s, d.h. die Stabilität nimmt mit steigendem τ immer mehr ab. Das liegt an den thermischen Schwankungen. Vergleicht man einen unstabilisierten Faserlaser mit elektronischen Referenzen, dann besitzt er eine schlechte Kurz- und Langzeitstabilität.

Die Abb. 4.11 zeigt typische Steigungen, denen man spezielle Rauschquellen zuordnen kann. Die Rauschquellen und die für $\sigma(\tau)$ typischen Steigungen sind in Tab. 4.3 aufgeführt [44, 46]. Aus Abb. 4.11 erkennt man, dass die Stabilität eines Oszillators mit längerer

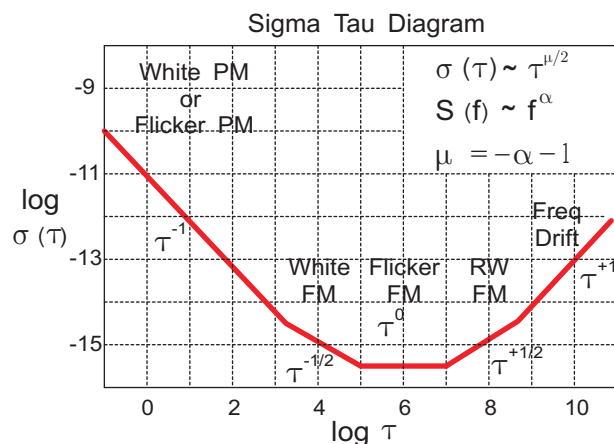


Abb. 4.11: Allan-Standardabweichung-Diagramm allgemein mit eingezeichneten Rauschquellen und den dazugehörigen typischen Steigungen [46].

Beschreibung des Rauschprozesses	Abkürzung	Anstieg in log-log-Darstellungen $\sigma(\tau)$
Frequenzdrift	Freq Drift	1
Random Walk Frequenzmodulation	RW FM	1/2
Flicker Frequenzmodulation	Flicker FM	0
Weißer Frequenzmodulation	White FM	- 1/2
Flicker Phasenmodulation	Flicker PM	-1
Weißer Phasenmodulation	White PM	- 1

Tab. 4.3: Steigungen der Rauschprozesse in der doppelt-logarithmischen-Darstellung der Allan-Standardabweichung.

Mittelungszeit immer besser wird, bis die ASD den sogenannten „noise floor“ erreicht. Welcher Wert das ist und wann er erreicht wird, sind wichtige Eckdaten von Oszillatoren bzw. Uhren. Bei langen Mittelungszeiten wird die Stabilität eines Oszillators meist wieder schlechter, weil z.B. Parameter nicht ausreichend konstant gehalten werden können. Diese Oszillatoren, wie z.B. Quarzoszillatoren, können ihre Stabilität nicht über Tage und Wochen halten, d.h. sie altern. In Abb. 4.10 b) ist bei großen Mittelungszeiten eine Steigung von τ^{-1} in der doppelt logarithmischen Darstellung zu erkennen. Diese Steigung ist typisch für Oszillatoren, die in der Frequenz driften (siehe Abb. 4.11). Das Driften entsteht bei einem Laser dadurch, dass sich seine optische Resonatorlänge, z.B. durch Temperaturschwankungen, ändert, und entspricht der Alterung bei Quarzoszillatoren.

4.4.2 Stabilisierte Repetitionsrate

Der Erbiumfaserlaser konnte mit dem berechneten Schleifenfilter erfolgreich auf den Rohde-Schwarz Signalgenerator synchronisiert werden. Dies war daran zu erkennen, dass sich das Ausgangssignal des Schleifenfilters schlagartig beruhigte, wenn die PLL eingerastet war. Der eingerastete Zustand wurde überprüft, indem die Piezospannung leicht verändert wurde. Wenn die PLL eingerastet ist, regelt der Schleifenfilter der Spannungsänderung entgegen und die Repetitionsrate verändert sich nicht. Die Stabilisierung konnte über mehrere Stunden aufrecht erhalten werden. Damit ist der Haltebereich des Schleifenfilters groß genug, um die im Gehäuse ankommenden Temperaturschwankungen vollständig auszuregulieren. Der Haltebereich wurde experimentell auf 49,6 kHz bestimmt. Der Unterschied

zum theoretischen Wert (siehe Tab. 4.2) beträgt damit 10 %. Das ist zu erwarten, da die Bestimmung von K_d nur auf ± 5 % genau war (siehe S. 53).

Die Stabilität wurde, wie bereits im Kapitel zuvor, zuerst mit dem RFSA analysiert. Dazu wurde die 148ste Harmonische über eine Zeit von 10000 s aufgezeichnet. In Abb. 4.12 a) ist die Frequenzabweichung der Repetitionsrate dargestellt. Die Absolutfrequenz lag bei 47,66360413 MHz. Die Standardabweichung sank im Vergleich zum unstabilisierten Fall

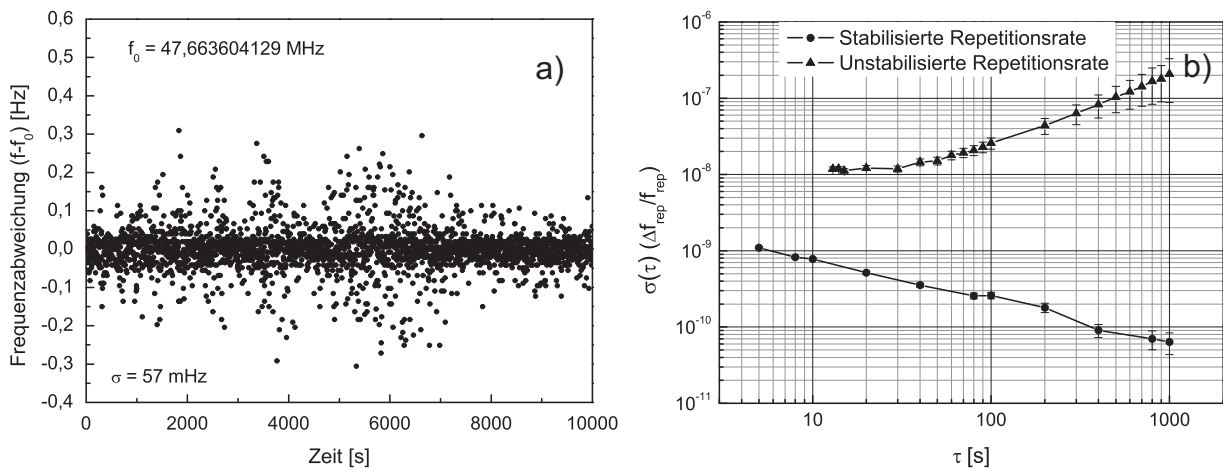


Abb. 4.12: a) Gemessene Frequenzabweichung der stabilisierten Repetitionsrate über 10000 s und b) Allan-Standardabweichung der unstabilisierten (\blacktriangle) und stabilisierten (\bullet) Repetitionsrate.

von 14 Hz (siehe Abb. 4.10) auf 57 mHz. Die ASD wurde für die Messung aus Abb. 4.12 a) berechnet, das Ergebnis ist in Abb. 4.12 b) dargestellt. Zum Vergleich ist auch die ASD für die unstabilisierte Repetitionsrate mit eingezeichnet. Man erkennt, dass sich die Kurzzeitstabilität und die Langzeitstabilität extrem verbesserten. Am deutlichsten wird dies bei großen Mittelungszeiten, beispielsweise verbesserte sich die Stabilität bei 1000 s Mittelungszeit um fast vier Größenordnungen. Die Messung mit dem RFSA wurde durchgeführt, da die unstabilisierte Repetitionsrate ebenfalls mit dem RFSA analysiert wurde und nur Messergebnisse, die mit der gleichen Methode aufgenommen wurden, gut miteinander verglichen werden können.

Die Stabilität der Regelung kann im eingerasteten Zustand der PLL auch durch das Ausgangssignal des Phasendetektors beurteilt werden. Die Phasenfehlerspannung u_d kann

mit folgender Gleichung in die Frequenzabweichung Δf_{rep} umgerechnet werden:

$$\begin{aligned} u_d &= K_d \cdot \varphi_{err} , \\ \Delta\omega_{rep} &= \frac{d\varphi_{err}}{dt} = \frac{du_d}{dt} \cdot \frac{1}{K_d \cdot m} , \\ \Delta f_{rep} &= \frac{du_d}{dt} \cdot \frac{1}{K_d \cdot 2\pi \cdot m} . \end{aligned} \quad (4.30)$$

Die Ordnung der Harmonischen der Repetitionsrate, welche stabilisiert wird, ist m und muss bei der Berechnung der Frequenzabweichung der Repetitionsrate beachtet werden. Damit kann die Frequenzabweichung mit einem digitalen Speicheroszilloskop aufgenommen werden. Dies bietet eine Reihe von Vorteilen, z.B. die höhere Genauigkeit, mit der die Frequenzabweichung bestimmt werden kann. Ferner ist eine instantane Messung der Frequenzabweichung möglich. Das Speicheroszilloskop DPO 7254 von Tektronix kann maximal einen Zeitbereich 10000 s aufnehmen. Das entspricht einer Zeit von ungefähr 2,78 h. Die Abtastrate wurde für alle Messungen auf 1 kSample/s eingestellt, d.h. 1 ms Abstand zwischen den Datenpunkten. Dadurch kann die ASD auch für kleine Zeitbereiche ermittelt werden. In Abb. 4.13 a) ist eine Messung über 10000 s gezeigt und in b) die dazugehörige ASD. Die Absolutfrequenz wurde auf einen Wert von 47,66360413 MHz bestimmt.

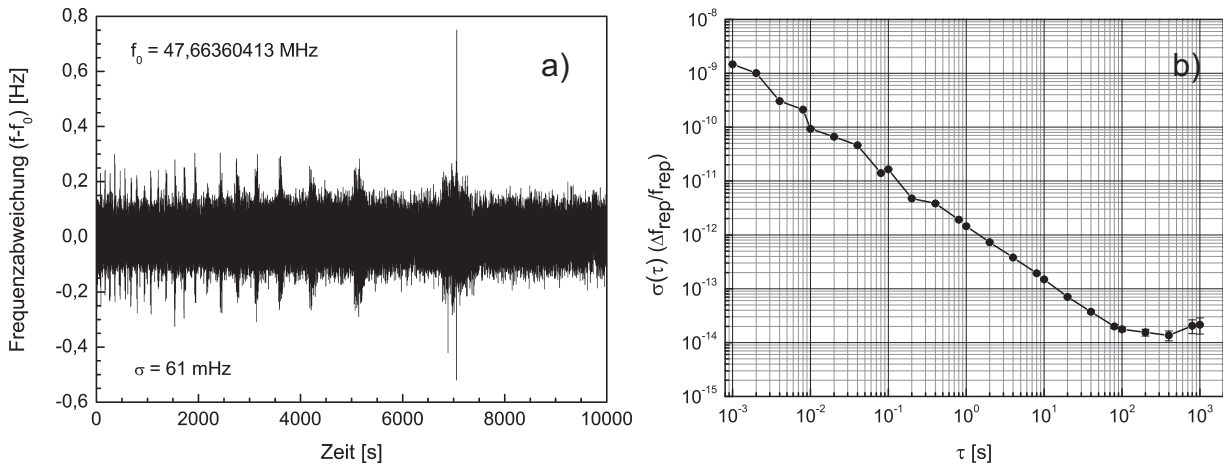


Abb. 4.13: a) Berechnete Frequenzabweichung aus dem Fehlersignal des Phasendetektors über 10000 s und b) die dazugehörige Allan-Standardabweichung

Die Standardabweichung der Repetitionsrate betrug 61 mHz und wurde aus Abb. 4.13 a) berechnet. Die Sprünge in der Repetitionsrate, welche in Abb. 4.13 a) zu sehen sind,

entstehen durch Vibrationen, die nicht komplett ausgegletzt werden, z.B. lautes Schließen von Türen in Labornähe. Die ASD sinkt von 10^{-9} bei einer Mittelungszeit von 1 ms auf $2 \cdot 10^{-14}$ für eine Mittelungszeit von 100 s . Damit liegen diese Werte um sechs Größenordnungen unter der ungestabilisierten Repetitionsratenänderung. Die Abb. 4.13 b) zeigt den typischen Verlauf eines Oszillators, wie er in Abb. 4.11 gezeigt ist. Die Werte fallen mit einer Steigung von Minus eins, die Steigung kann der Flicker Phasenmodulation oder der Weißen Phasenmodulation zugeordnet werden (siehe Tab. 4.3). Das Minimum der ASD beträgt $1,5 \cdot 10^{-14}$ bei einer Mittelungszeit von 400 s . Danach steigen die Werte wieder leicht an. Das ist der „noise floor“, d.h. die Stabilisierungsgrenze, die durch den Laser oder die Messmethode gegeben ist. Wenn die Messmethode der Grund ist, muss die Sensitivität der Messung erhöht werden. Eine Möglichkeit, wie das erreicht werden kann, ist die Erzeugung einer virtuellen höheren Harmonischen, z.B. der 15000sten. Diese Methode wurde in Ref. [41, 6] verwendet. In Ref. [6] wurde eine Auflösung des Messsystems von kleiner als 10^{-13} s^{-1} erreicht. Der elektronische Aufbau zur Erzeugung einer virtuellen höheren Harmonischen ist sehr aufwendig. Aus Zeitgründen konnte diese Messmethode nicht realisiert werden. Die Auswertung des Phasenfehlersignals lieferte aussagekräftige Ergebnisse, mit denen sich die Stabilisierung gut beurteilen ließ.

Die Ergebnisse der Messungen mit RFSA und PD unterscheiden sich nur bei der ASD, die Standardabweichung der Repetitionsrate sind nahezu identisch. Der Unterschied beträgt ungefähr 7 %, und kann auf die Ungenauigkeit bei der Bestimmung von K_d zurückgeführt werden. Diese Konstante lässt sich mit der beschriebenen Methode nur auf $2 \frac{\text{mV}}{\text{rad}}$ genau bestimmen, was einer Abweichung von ungefähr 10 % entspricht. Damit liegt die bestimmte Verstärkungskonstante K_d im Rahmen der Messunsicherheit. Die unterschiedlichen ASD entstehen durch die unterschiedliche Anzahl an Datenpunkten innerhalb des Messintervalls. Dies zeigte sich, als von der Messung aus Abb. 4.13 a) nur jeder 5000ste Datenpunkt zur Berechnung der ASD verwendet wurde. Die Abb. 4.14 a) zeigt die reduzierte Messung aus Abb. 4.13 a) mit einem Datenpunktabstand von 5 s (Abtastrate von $0,2\text{ Sample/s}$). Dieser Abstand entspricht ungefähr dem Datenpunktabstand bei der Messung mit dem RFSA. Die berechneten ASD der reduzierten Messung sind in Abb. 4.14 b)

dargestellt. Darin sind ebenfalls die Ergebnisse, die mit dem RFSA (\blacktriangle) ermittelt wurden,

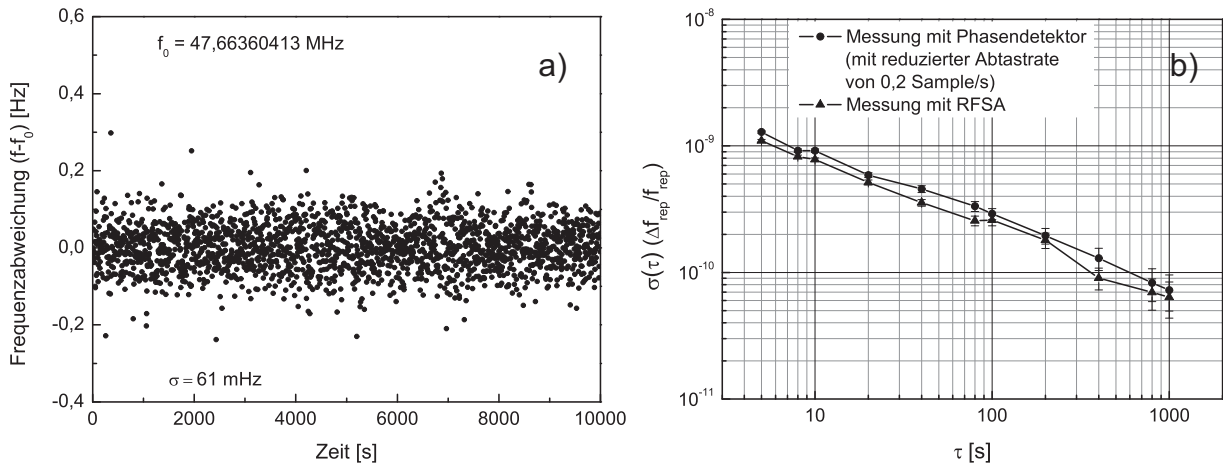


Abb. 4.14: a) Frequenzabweichung der Repetitionsrate für die reduzierte Datenpunktzahl und b) Allan-Standardabweichung der Datenpunkt aus a) (\bullet) und aus Abb. 4.12 b) (\blacktriangle).

eingezeichnet. Durch die reduzierte Datenpunktzahl ergibt sich eine ähnliche ASD. Daran erkennt man, dass die Genauigkeit in der Bestimmung der Frequenzabweichung durch die Messung des Phasenfehlersignals erhöht werden kann. Da die ASD eine Varianz ist, steigt die Genauigkeit mit der Anzahl der Datenpunkte an. Die instantane Messung der Frequenzabweichung liefert eine wesentlich höhere Anzahl an Datenpunkten innerhalb eines Messintervalls. Die kleineren ASD in Abb. 4.13 b) im Vergleich zur Messung mit dem RFSA können damit erklärt werden.

4.4.3 Stabilisierungsgrenze des Aufbaus

Um die Qualität der Stabilisierung zu beurteilen, muss man die Stabilität der erzeugten Mikrowellenfrequenz betrachten. Die Mikrowellenfrequenz wurde durch einen Multiplikationsschritt erzeugt. Damit wurde das Frequenzrauschen des Rohde-Schwarz Signalgenerators ebenfalls mit dem Faktor 12 multipliziert. Dieses Frequenzrauschen wurde näher untersucht, indem das 4,623 GHz Signal nach dem Frequenzmultiplizierer mit dem RFSA, der auf die Referenz des Rohde-Schwarz Signalgenerators synchronisiert war, über 8000 s analysiert wurde. Dabei wurden zur Auswertung die Frequenzen durch 97 geteilt, wie es auch zur Bestimmung der Repetitionsratenschwankung des Lasers gemacht wurde. Die

Abb. 4.15 a) zeigt die Frequenzabweichung der Referenz. Man erkennt, dass dieses Signal

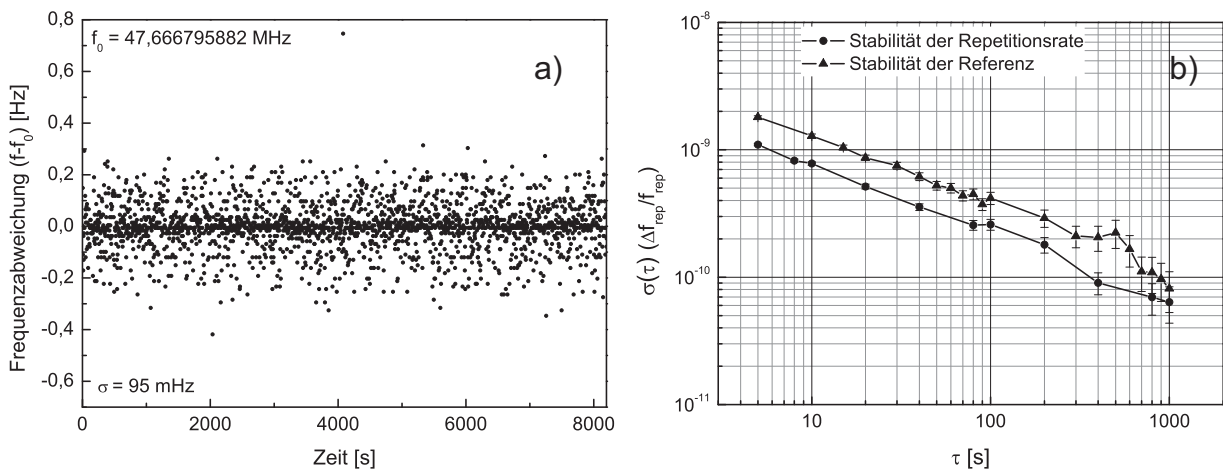


Abb. 4.15: Stabilitätsmessung der GHz-Referenz; a) berechnete Frequenzabweichung über 8000 s und b) Allan-Standardabweichung der Referenz (\blacktriangle) und der stabilisierten Repetitionsrate (\bullet), die mit dem RFSA ermittelt wurde.

ungefähr so stark schwankt wie die Repetitionsrate des Faserlasers im stabilisierten Zustand. Die Standardabweichung betrug 95 mHz. Dieser Wert ist größer als die 57 mHz aus Abb. 4.12 a). Zum Vergleich der ASD der stabilisierten Repetitionsrate mit der Referenz sind in Abb.4.15 b) die Datenpunkte aus Abb. 4.12 b) mit eingezeichnet. Die ASD der Referenz lag bei $4 \cdot 10^{-10}$ für eine Mittelungszeit von 100 s und die der stabilisierten Repetitionsrate bei $2,8 \cdot 10^{-10}$. Die beobachtete ASD zwischen der Repetitionsrate des Faserlasers und der Referenzquelle ist besser als die der Referenz. Folglich wird die Stabilität des Systems durch das Frequenzrauschen der Referenz begrenzt und die Stabilisierung ist für die gegebenen Komponenten optimal. Um eine noch kleinere Standardabweichung und ASD zu erreichen, muss die Mikrowellenfrequenz mit einem bezüglich der Genauigkeit der Frequenz besseren Signalgenerator erzeugt werden.

4.4.4 Abhängigkeit der Stabilisierung von der Referenzfrequenzquelle

Um die Abhängigkeit der Stabilisierung von der Qualität der Referenzquelle zu prüfen, wurden der Rohde-Schwarz Signalgenerator und der Frequenzmultiplizierer durch einen PSG-Signalgenerator (Typ: Agilent PSG EB8257D) ersetzt. Der restliche Aufbau wurde beibehalten. In Abb. 4.16 ist der modifizierte Aufbau zur Repetitionsratenstabilisierung gezeigt. Dabei ist der veränderte Teil des Aufbaus gelb hinterlegt. Der PSG-Signalgenerator

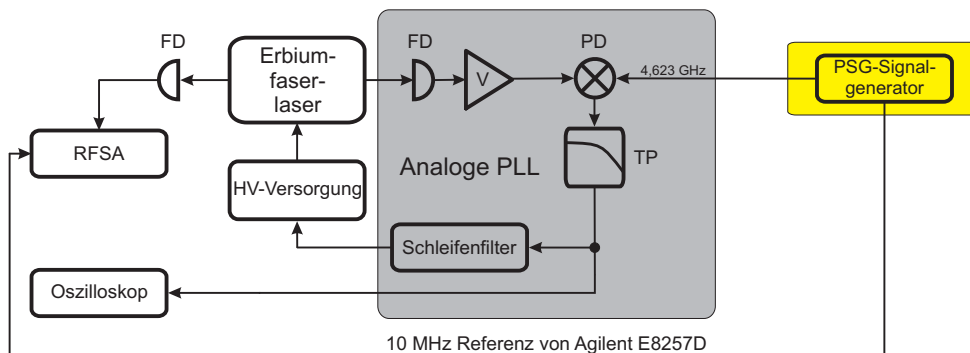


Abb. 4.16: Aufbau zur Repetitionsratenstabilisierung mit anderer Mikrowellenreferenz.

kann Frequenzen bis 20 GHz erzeugen. Mit dem PSG-Signalgenerator als Referenz ist zu erwarten, dass sich die Stabilisierung signifikant verbessert, da das Frequenzrauschen ohne Frequenzmultiplizierer wesentlich kleiner ist.

Die stabilisierte Repetitionsrate wurde mit den gleichen Messeinstellungen wie in Kap. 4.4.2 untersucht. Dazu wurde das Fehlersignal ebenfalls über 10000 s aufgenommen und die Frequenzabweichung nach Glg. 4.30 berechnet. Das Ergebnis der Messung ist in Abb. 4.17 a) zu sehen. Die Repetitionsrate betrug $47,66360265\text{ MHz}$. Die Standardabweichung verringerte sich ungefähr um den Faktor acht, im Vergleich zu dem in Kap. 4.4.2 gemessenen Wert, auf $7,9\text{ mHz}$. Zu erwarten wäre eine Verbesserung um den Faktor 12. Ein Grund, warum dieser Wert nicht erreicht wurde, könnte sein, dass der gemessene Wert die Messgrenze des Systems darstellt. In Abb. 4.17 a) ist zu sehen, dass sich das Frequenzrauschen ab 3500 s vergrößert. Hierbei könnte es sich um ein eingestreutes Rauschen über die Masse des Messaufbaus handeln. Das Signal am Ausgang des Phasendetektors ist nur ungefähr $1 - 2\text{ mV}$ groß. Damit wirkt sich ein kleines eingestreutes Störsignal von z.B. $0,1\text{ mV}$ schon stark aus. Ein weiterer Unterschied zwischen der Abb. 4.13 und

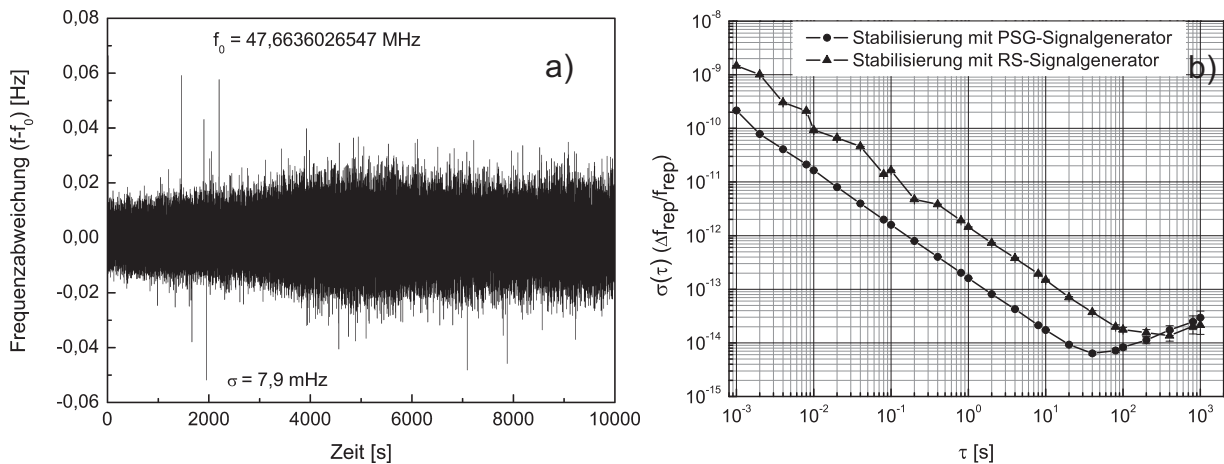


Abb. 4.17: a) Frequenzabweichung der Repetitionsrate mit PSG-Signalgenerator als Referenz und b) Allan-Standardabweichung mit PSG-Signalgenerator (●) sowie mit Rohde-Schwarz Signalgenerator (▲) als Referenz.

Abb. 4.17 ist, dass bei der Stabilisierung mit dem PSG-Signalgenerator nur sehr geringe Frequenzsprünge zu sehen sind. Dies liegt daran, dass die Messung in der Nacht aufgenommen wurde. Tagsüber zeigten sich die gleichen Störungen auf dem Fehlersignal wie in Abb. 4.13 a). Aus der Frequenzabweichung wurde die ASD berechnet und in Abb. 4.17 b) dargestellt. Das Minimum der ASD beträgt $6,4 \cdot 10^{-15}$ bei einer Mittelungszeit von 40 s. Dieser Wert ist um den Faktor zwei besser als das Minimum der anderen Referenz und liegt bei einer kleineren Mittelungszeit. Durch die bessere Kurzzeitstabilität des PSG-Signalgenerators kommt das Minimum bei kleinerer Mittelungszeit zustande, da die zwei Messungen im Minimum der ASD zusammentreffen, die mit dem Rohde-Schwarz Signalgenerator ermittelt wurde. Zum besseren Vergleich der Referenzquellen ist in Abb. 4.17 b) ebenfalls die ASD, welche mit dem Rohde-Schwarz Signalgenerator und dem Frequenzmultiplizierer erzielt wurde, dargestellt. Man erkennt deutlich, dass die Kurzzeitstabilität mit dem PSG-Signalgenerator als Referenzquelle bis zu einer Mittelungszeit von 10 s um den Faktor zehn besser ist als vorher. Erst ab einer Mittelungszeit von 200 s gibt es keinen Unterschied mehr zwischen den zwei Messungen.

5 Zusammenfassung

Das Ziel der Diplomarbeit war es, einen Ultrakurzpulserbiumfaserlaser aufzubauen, dessen Repetitionsrate fasergestützt und ohne thermische Kontrolle stabilisiert werden kann. Das Lasersystem lieferte bei einer Pumpleistung von 113 mW eine Ausgangsleistung von 18 mW im gepulsten Betrieb. Die Pulsdauer lag unter der Annahme eines gaußförmigen Laserpulses bei unter 70 fs . Die Repetitionsrate betrug $47,66\text{ MHz}$. Dies entspricht einer Pulsenergie von 377 pJ . Eine Änderung der Repetitionsrate um $1,1\text{ kHz}$ konnte mit einem Faserstrecker erzielt werden. Die Stabilisierung der Repetitionsrate mit Hilfe des Faserstreckers auf eine elektronische Referenz konnte erfolgreich realisiert werden.

Im Kap. 3 wurde der Faserstrecker vorgestellt und charakterisiert. Eine Faserstreckung von $100\text{ }\mu\text{m}$ bei nur geringer Änderung der Polarisierung wurde erreicht. Die Repetitionsrate konnte im Piezospaltungsbereich von 0 V bis 90 V um $1,1\text{ kHz}$ verändert werden. Dabei änderten sich die Ausgangsparameter des Faserlasers nicht signifikant. Die Ausgangsleistung variierte um $\pm 2\%$. Die Intensitätsautokorrelationsbreite war kleiner als 98 fs und änderte sich um $\pm 1,2\%$ über den gesamten Piezospaltungsbereich. Im optischen Spektrum waren nur kleine Unterschiede zu erkennen. Das bedeutet, dass sich der Puls im stabilisierten Zustand nur vernachlässigbar änderte. Die Änderung der Repetitionsrate um $1,1\text{ kHz}$ ermöglichte es, Temperaturänderungen von maximal $2,3\text{ K}$ auszugleichen.

Im Kap. 4 wurde die Stabilisierung der 97sten Harmonischen der Repetitionsrate auf eine elektronische Referenz beschrieben. Als Referenz wurde der Ofen-kontrollierte Quarzoszillator eines Rohde-Schwarz Signalgenerators verwendet. Damit konnte die Repetitionsrate über $2,78\text{ h}$ im stabilisierten Zustand gemessen werden, was der maximale Aufnahmezeit des Oszilloskops entspricht. Die Stabilisierung blieb über einen längeren Zeitraum als $2,78\text{ h}$ aktiv. Die ASD betrug $1,5 \cdot 10^{-14}$ für eine Mittelungszeit von 100 s . Die Standardabweichung der Repetitionsrate sank von 14 Hz im ungestabilisierten Betrieb auf 61 mHz im stabilisierten Zustand. Es wurde gezeigt, dass dies die Grenze der Stabilität der Re-

ferenzquelle war. Mit einem PSG-Signalgenerator als Referenzquelle verbesserte sich die Stabilisierung wegen des geringeren Frequenzrauschens des PSG-Signalgenerators im Vergleich zur vorherigen Referenz deutlich. Die Standardabweichung sank von 61 mHz auf $7,9 \text{ mHz}$. Die Kurzzeitstabilität verbesserte sich infolge der besseren Referenz signifikant um den Faktor zehn. Die erzielte ASD lag bei $6,4 \cdot 10^{-15}$ für eine Mittelungszeit von 40 s , was einer Verbesserung um den Faktor zwei entspricht. Ab einer Mittelungszeit von 200 s bestand kein Unterschied mehr zwischen den ASD der Referenzquellen.

Nachdem die Stabilisierung der Repetitionsrate realisiert wurde, kann mit der Stabilisierung der CEO-Phase begonnen werden, um einen vollständig stabilisierten Frequenzkamm zu erzeugen. Dazu muss ϕ_{ceo} gemessen werden.

Die Ergebnisse der Diplomarbeit werden auf der DPG Tagung im März 2009 in Hamburg präsentiert.

Literatur

- [1] TRÄUTLEIN, D., F. ADLER, K. MOUTZOURIS, A. JEROMIN, A. LEITENSTORFER und E. FERRANDO-MAY: *Highly versatile confocal microscopy system based on a tunable femtosecond Er: fiber source*. Journal of Biophotonics, 1(1):53–61, Januar 2008.
- [2] WASHBURN, B.R., S. A. DIDDAMS, N. R. NEWBURY, J. W. NICHOLSON, M. F. YAN und C. G. JØRGENSEN: *Phase-locked, erbium-fiber-laser-based frequency comb in the near infrared*. Opt. Lett., 29(3):250–252, 2004.
- [3] HAVERKAMP, N., H. HUNDERTMARK, C. FALLNICH und H.R. TELLE: *Frequency stabilization of mode-locked Erbium fiber laser using pump power control*. Appl. Phys. B, 78:321–324, 2004.
- [4] BENKLER, E. und H.R. TELLE: *Word-Synchronous Optical Sampling of Periodically Repeated OTDM Data Words for True Waveform Visualization*. JOURNAL OF LIGHTWAVE TECHNOLOGY, 25(6):1531–1537, June 2007.
- [5] SHELTON, R., LONG-SHENG, H. KAPTEYN, M. MURNANE, J. HALL und J. YE: *Active synchronization and carrier phase locking of two separate mode-locked femtosecond lasers*. Journal of Modern Optics, 49(3&4):401–409, März 2001.
- [6] ADLER, F., K. MOUTZOURIS, A. LEITENSTORFER, H. SCHNATZ, B. LIPPHARDT, G. GROSCHE und F. TAUSER: *Phase-locked two-branch erbium-doped fiber laser system for long-term precision measurements of optical frequencies*. Opt. Express, 12(24):5872–5880, 2004.
- [7] MENLOSYSTEMS: *Repetition Rate Synchronization Electronics RRE100*. Technischer Bericht, 2008.
- [8] RAUSCHENBERGER, J., T. FORTIER, D. JONES, J. YE und S. CUNDIFF: *Control of the frequency comb from a modelocked Erbium-doped fiber laser*. Opt. Express, 10(24):1404–1410, 2002.
- [9] DIELS, J.C. und W. RUDOLPH: *Ultrashort Laser Pulse Phenomena*. Elsevier Academic press, 2006.

- [10] HECHT, E.: *Optik*, Band 1. Addison-Wesley, 1989.
- [11] MITSCHKE, F.: *Glasfasern*, Band 1. Spektrum Akademischer Verlag, 2005.
- [12] BERGMANN und SCHÄFER: *Experimental Physik Bd. 3 Optik*. Springer Verlag, 10. Auflage, 2004.
- [13] DATENBLATT: *SMF 28 optical fiber*. Technischer Bericht, Corning, 2002.
- [14] DATENBLATT: *HI 1060 FLEX Specialty Fiber*. Technischer Bericht, Corning, 2005.
- [15] VOGES, E. und K. PETERMANN: *Optische Kommunikationstechnik: Handbuch für Wissenschaft und Industrie (German Edition)*. Springer, 2002.
- [16] DR. G. FARRELL, DUBLIN INSTITUTE OF TECHNOLOGY: *Optical Communications Systems: Bending Loss and Reliability in Optical Fibres*. [http://www.electronics.dit.ie/staff/tfreir/ft220/ME %201.7%20Bending%20Loss%20&%20Fibre](http://www.electronics.dit.ie/staff/tfreir/ft220/ME%201.7%20Bending%20Loss%20&%20Fibre)
- [17] CORNING: *Corning ClearCurve Glasfaser*. <http://www.corning.com/WorkArea/showcontent.aspx?id=9461>, November 2007. Broschüre.
- [18] DAVIS, IAN: *Deployment Considerations for FTTH in Multiple Dwelling Units*. Corning Optical Fiber, Dezember 2007.
- [19] MAINZ, SCHOTT AG: *Glaskatalog der Firma. Schott AG Mainz*. www.Schott.com/optics_devices/german/download.
- [20] AGRAWAL: *Nonlinear Fiber Optics*. Elsevier Academic press, 2006.
- [21] ADEL, P.: *Pulsed fiber lasers*. Doktorarbeit, Universität Hannover, 2004.
- [22] TAMURA, K.: *Additive Pulse Mode-Locked Erbium-Doped Fiber Lasers*. Doktorarbeit, Massachusetts Institute of Technology, 1994.
- [23] TAMURA, K., E. P. IPPEN, H. A. HAUS und L. E. NELSON: *77-fs pulse generation from a stretched-pulse mode-locked all-fiber ring laser*. Opt. Lett., 18(13):1080, 1993.
- [24] HOFER, M., M. E. FERMAN, F. HABERL, M. H. OBER und A. J. SCHMIDT: *Mode locking with cross-phase and self-phase modulation*. Opt. Lett., 16(7):502–504, 1991.

- [25] EICHLER, J. und H.J. EICHLER: *Laser*. Springer Verlag, 2003.
- [26] JESSE, K.: *Femtosekundenlaser*, Band 1. Springer Verlag, 2005.
- [27] TAMURA, K., E.P IPPEN und H.A. HAUS: *Pulse dynamics in stretched-pulse fiber lasers*. Appl. Phys. Letters, 67:158–160, 1995.
- [28] BARRAY, L.P., J.M. DUDLEY, J.D. HARVEY und R. LEONHARDT: *Autocorrelation of ultrashort pulses at 1.5 μm based on nonlinear response of silicon photodiodes*. Electr. Lett., 32(20):1922–1923, Sep. 1996.
- [29] P.MAHNKE: *Untersuchung der Pulsformung in einem synchron gepumpten AgGaSe₂-OPO mit Hilfe von interferometrischen Autokorrelationsmethoden*. Diplomarbeit, Universität Kaiserslautern, 2000.
- [30] WASHBURN, B., R. FOX, N. NEWBURY, J. NICHOLSON, K. FEDER, P. WESTBROOK und C. JØRGENSEN: *Fiber-laser-based frequency comb with a tunable repetition rate*. Opt. Express, 12(20):4999–5004, 2004.
- [31] HUNDERTMARK, H., D. KRACHT, M. ENGELBRECHT, D. WANDT und C. FALLNICH: *Stable sub-85 fs passively mode-locked Erbiumfiber oscillator with tunable repetition rate*. Opt. Express, 12(14):3178–3183, 2004.
- [32] THORLABS: *Datenblatt: AE0505D18 - Low-voltage Actuator, Max Displacement 15 μm , 6.5x6.5x18mm*.
- [33] HUARD, S.: *Polarization of Light*, Band 1. John Wiley & Sons, Inc., 1997.
- [34] WALKER, N.G. und G.R. WALKER: *Polarization control for coherent optical fibre system*. Telecom Technol. J., 5(2):63–76, April 1987.
- [35] ALPHALAS: *Ultrafast Photodetectors-UPD Series*. http://www.alphalas.com/images/stories/products/laser_diagnostic_tools/Ultrafast_Photodetectors_UPD_ALPHALAS_050426.pdf. Datenblatt.
- [36] PAPULA, L.: *Mathematik für Ingenieure und Naturwissenschaftler*, Band 2. Friedr. Viewegs & Sohn Verlagsgesellschaft mbH, 10 Auflage, 2001.
- [37] GARDNER, M.F.: *Phaselock Techniques*, Band 1. John Wiley & Sons, Inc., 1966.

- [38] HYDE, S.: *Filtersimulationsprogramm RFSIM99*. <http://www.janson-soft.de/amateurfunk/rfsim99/rfsim99.exe>.
- [39] BEST: *Phase-Locked Loops, Design, Simulation & Applications*. McGraw Hill Professional, 2003.
- [40] BUCHWALD, PROF. DR.: *Vorlesungsskript: Digitale Informationsübertragung*. <http://public.rz.fh-wolfenbuettel.de/lajmi/Lehre/DigInf/Kap4DI.pdf>.
- [41] HUNDERTMARK, H.: *Erbium fiber lasers for a frequency comb at 1560 nm*. Doktorarbeit, Universität Hannover, 2005.
- [42] CHANG, S., C. HSU, T. HUANG, W. CHUANG, Y. TSAI, J. SHIEH und C. LEUNG: *Heterodyne Interferometric Measurement of the Thermo-Optic Coefficient of Single Mode Fiber*. CHINESE JOURNAL OF PHYSICS, 38(3-I):437–442, Juni 2000.
- [43] LINDE, D.V.D.: *Characterization of noise in continuously operating mode-locked lasers*. Appl. Phys. B, 39(4):201,217, 1986.
- [44] SULLIVAN, D.B., D.W.ALLAN, D.A. HOWE und F.L. WALLS: *Characterization of Clocks and Oscillator*. NIST, 1990.
- [45] CZERWINSKI, F.: *allan v1.17: Calculates Allan deviation of a time domain signal*. <http://www.mathworks.com/matlabcentral/fileexchange/21727>, Oktober 2008.
- [46] RILEY, W. J.: *Handbook of Frequency Stability Analysis*. Hamilton Technical Services, 2007.

Selbständigkeitserklärung

Hiermit erkläre ich, dass ich die vorliegende Arbeit selbständig und ohne fremde Hilfe verfasst und keine anderen als die angegebenen Hilfsmittel verwendet habe. Insbesondere versichere ich, dass ich alle wörtlich und sinngemäßen Übernahmen aus anderen Werken als solche kenntlich gemacht habe.

Zwickau, 26.02.2009

Unterschrift