

Ein Frequenzkamm-basiertes, phasenkohärentes Diodenlasersystem



Diplomarbeit im Fachbereich Physik
Johannes Gutenberg-Universität Mainz

Christian Groß

Mainz, den 30. Juni 2006

1. Gutachter: Prof. Dr. Immanuel Bloch
2. Gutachter: Prof. Dr. Konrad Kleinknecht

Inhaltsverzeichnis

Zusammenfassung	iii
1 Einleitung und Motivation	1
I Grundlagen	5
2 Optische Phasenregelkreise	7
2.1 Kohärenz	7
2.1.1 Kohärenz eines Lasers	7
2.1.2 Kohärenz zwischen zwei Lasern	8
2.2 Der Optische Phasenregelkreis	9
2.2.1 Grundlagen der Regelungstechnik	9
2.2.2 Systemanalyse mit Hilfe von Bode Diagrammen	11
2.2.3 Dimensionierung eines Regelkreises	12
2.2.4 Radiofrequenzspektren einer heterodynen Phasenregelung	12
3 Der Kerr-Linsen modengekoppelte Femtosekunden-Laser	15
3.1 Erzeugung von Femtosekunden Pulsen im Ti:Sa Resonator	15
3.1.1 Kerr-Linsen Modenkopplung	16
3.1.2 Optische Solitonen im Resonator	18
3.1.3 Die Träger-Einhüllende Schlupffrequenz ν_{ceo}	20
3.2 Stabilisierung eines Femtosekunden-Lasers	21
4 Photonische Kristallfasern - PCF	27
4.1 Superkontinuums-Erzeugung in einer PCF	27
5 Detektion schwacher optischer Signale	29
5.1 Rauschen in Photodetektoren	29
5.2 Schwebungssignale schwacher Lichtfelder	32
6 Diodenlaser und Frequenzstabilisierung	35
6.1 Beugungsgitter stabilisierte Diodenlaser	35
6.2 Dopplerfreie Frequenzmodulationsspektroskopie	36

II	Experimentelle Realisierung	39
7	Realisierung eines Optischen Phasenregelkreises	41
7.1	Der kombinierte analog-digitale Phasenregelkreis	42
7.1.1	Aufbau des Phasenregelkreises	43
7.1.2	Der Phasendetektor	44
7.1.3	Auslegung der Schleifenfilter	47
7.1.4	Charakterisierung des Optischen Phasenregelkreises	51
8	Der Frequenzkamm	55
8.1	Der Femtosekunden-Laser	55
8.2	Verbreiterung des Spektrums in einer PCF	56
8.3	Stabilisierung des Frequenzkamms	64
8.3.1	Stabilisierung des Modenabstands - Phasenregelung von ν_{rep}	64
8.3.2	Absolutfrequenz-Stabilisierung - Phasenregelung von ν_{ceo}	67
9	Stabilisierung von Diodenlasern auf den Frequenzkamm	73
9.1	Phasenstabilisierung zwischen Diodenlaser und Frequenzkamm	73
9.2	Kohärente Überbrückung großer Frequenzintervalle: Stabilität des Gesamtsystems	75
	Ausblick	79
III	Anhang	81
A	Schaltpläne des Optischen Phasenregelkreises	83
B	CPLD Programmcode des Optischen Phasenregelkreises	89
C	Schaltpläne des ν_{rep} und ν_{ceo} Phasenregelkreises	91
D	Photos des experimentellen Aufbaus	93
	Literaturverzeichnis	101

Zusammenfassung

Ultrakalte Moleküle im rovibronischen Grundzustand erlauben viele neue interessante Experimente im Bereich der Atom- und Molekülphysik. Deren kontrollierte Bildung aus atomaren Ensembles kalter Fermionen und Bose-Einstein kondensierter Bosonen ist mittels Raman-Photoassoziation theoretisch möglich [52], experimentell allerdings noch nicht verwirklicht.

Raman-Photoassoziation beruht auf der Raman-Spektroskopie, einer häufig eingesetzten Sequenz zur kohärenten Kontrolle von Quantensystemen. Diese setzt zwei relativ zueinander verstimmt, kohärente Lichtfelder voraus. Im Falle der Photoassoziation tief gebundener Moleküle sind Frequenzabstände nötig, die den Gigahertz Bereich übersteigen. Derartige Frequenzdifferenzen können nicht direkt durch heterodyne Phasenkopplung überbrückt werden, da sie die Bandbreite der verfügbaren Photodetektoren übersteigen. Damit stellt dies eine große technische Herausforderung dar. Raman-Photoassoziation erfordert zusätzlich eine große Verstimmung der beiden kohärenten Laser gegenüber einem atomaren Referenzübergang mit hoher Stabilität.

In dieser Arbeit wird ein flexibles Diodenlasersystem vorgestellt, mit dem es möglich ist, mehrere Diodenlaser über Frequenzabstände im Terahertz Bereich phasenstarr zu koppeln. Die Überbrückung der Frequenzdifferenzen erfolgt dabei durch einen Frequenzkamm, dessen Aufbau, basierend auf einem kommerziellen Femtosekunden-Laser, beschrieben wird. Weiterhin ermöglicht das System die Synthese optischer Frequenzen weit entfernt von atomaren Referenzübergängen mit einer Präzision, die nur durch die Linienbreite der Diodenlaser limitiert ist. Damit steht ein ideales Werkzeug zur Raman-Photoassoziation zur Verfügung.

1 Einleitung und Motivation

Die Realisierung des Laser durch Maiman im Jahr 1960 [41] hat die klassische Spektroskopie revolutioniert und ermöglichte eine Fülle neuer Experimente nicht nur in der physikalischen Grundlagenforschung. Anwendungen finden sich auch in der Chemie, der Biologie und in vielen Bereichen der Industrie.

Bis Mitte des letzten Jahrhunderts beschäftigten sich Spektroskopen vor allem mit der Vermessung atomarer und molekularer Übergänge. Die Dopplerverbreiterung limitierte die erreichbaren Auflösungen auf etwa 10^{-6} [42]. Diese Barriere war erst mit der Erfindung des Lasers zu durchbrechen: Dopplerfreie Sättigungsspektroskopie, Zwei-Photonen Spektroskopie und ähnliche Techniken [43], [44], [45] ermöglichten eine Erhöhung der Auflösung bis auf 10^{-10} . Somit wurden Präzisionsmessungen wie beispielsweise die Grundzustands-Lamb-Verschiebung in Wasserstoff [46], oder die Frequenz des Wasserstoff 1S-2S Übergangs [23] möglich.

Laser dienen jedoch nicht nur zur Untersuchung von Materie auf atomaren Skalen mit höchster Präzision, sondern sie bieten darüber hinaus die Möglichkeit der quantenkohärenten Manipulation von Atomen und Molekülen. Die durch kohärentes Laserlicht erzeugten Lichtkräfte können zur Laserkühlung oder zum Fangen atomarer Gase eingesetzt werden [47]. Somit wurde es möglich in neue Bereiche der Temperaturskala vorzudringen und atomare Gase bis ins μK Regime abzukühlen [48]. Die Tür zur Erzeugung eines neuen, bereits 1924 von S. Bose und A. Einstein vorhergesagten quantenmechanischen Aggregatzustandes, dem Bose-Einstein Kondensat (BEC), war geöffnet. Erstmals gelang dessen Realisierung im Jahr 1995 [36], [37].

Während Präzisionsmessungen und kohärente Manipulation von Materie sich die schmale Linienbreite von Dauerstrichlasern (cw-Laser) zu Nutze machen, brachte auch die Weiterentwicklung gepulster Laser in den letzten Jahren gewaltige Fortschritte. Die Erzeugung von Femtosekunden-Pulsen in Kerr-Linsen modengekoppelten Titan:Saphir Lasern eröffnete ein ganz neues Forschungsgebiet [51]. Ein einzelner dieser Pulse besteht aus nur noch zwei optischen Zyklen [33], [34]. Dadurch konnten zum ersten Mal Effekte untersucht werden, die von der absoluten Phase des Lichtfeldes abhängen. Als Beispiel kann hier die Erzeugung von Attosekunden-Röntgenpulsen gelten [49].

Mit der Entwicklung des fs-Lasers erlebte die Präzisionsspektroskopie eine Revolution. Das Frequenzspektrum eines stabilisierten fs-Lasers stellt ein Lineal im Frequenzraum dar, mit dessen Hilfe Frequenzabstände mit unübertroffener Genauigkeit gemessen werden können. Auch die Synthese beliebiger absoluter optischer Frequenzen ist mit einem solchen *Frequenzkamm* möglich [21], [7], [26]. Damit werden zuvor raumfüllende Frequenzketten zur Erzeugung einiger weniger optischer Frequenzen durch ein System abgelöst, das nicht einmal einen kompletten optischen Tisch füllt. T. W. Hänsch und J. L. Hall

erhielten 2005 unter anderem für die Entwicklung der Frequenzkammtechnologie den Nobelpreis in Physik.

Frequenzkämme haben nicht nur in der Metrologie vielversprechende Anwendungen [50]. Für die kontrollierte Manipulation kalter Quantengase stellen sie ein interessantes Werkzeug dar:

Effiziente Raman 2-Photonenspektroskopie setzt zwei zueinander kohärente schmalbandige Lichtfelder voraus, deren Frequenz um δ verschieden ist. Eine mögliche Anwendung der Raman-Spektroskopie ist die kohärente Erzeugung ultrakalter Moleküle durch Raman-Photoassoziation [38] ausgehend von ultrakalten atomaren fermionischen Gasen, oder einem BEC aus bosonischen Atomen. Die Verstimmung δ bestimmt in diesem Fall die Bindungsenergie der erzeugten Moleküle. Durch direkte Phasenstabilisierung zweier cw-Laser aufeinander konnten bisher maximale Bindungsenergien von $E_B = h \cdot 30$ GHz erreicht werden [10], [39].

In dieser Arbeit wird ein Frequenzkamm-basiertes phasenkohärentes Diodenlasersystem vorgestellt, das die kohärente Überbrückung großer Frequenzabstände ermöglicht. Die spektrale Breite des überbrückbaren Intervalls ist nur durch die Verteilung der Leistung auf die Moden des Frequenzkamms limitiert und kann bis zu einige 10 THz betragen. Außerdem ermöglicht das System die Synthese absoluter optischer Frequenzen mit einer Präzision, die nur durch die Linienbreite der verwendeten Diodenlaser limitiert ist. Somit können z. B. molekulare Niveaus weit ab von atomaren Referenzübergängen adressiert werden.

Die vorliegende Arbeit gliedert sich in zwei große Abschnitte. Den Grundlagen zum Verständnis des Systems folgt der experimentelle Abschnitt, in dem Details zur Realisierung dargestellt sind.

Die Zusammenstellung einiger wesentlicher Aspekte der Kohärenztheorie für Laser, insbesondere der Zusammenhang von Kohärenz im Zeitbereich und Linienbreite im Frequenzraum, bildet den Einstieg in den ersten Teil. Im Anschluss folgt die Behandlung Optischer Phasenregelkreise, die es ermöglichen, Phasenstabilität zwischen unabhängigen Lasern herzustellen. Kapitel 2 behandelt die Grundlagen der Femtosekunden Puls Erzeugung in Kerr-Linsen modengekoppelten Titan:Saphir (Ti:Sa) Lasern. Ein solcher fs-Laser bildet das Herzstück des experimentellen Aufbaus und seine Stabilisierung ist entscheidend für die Funktionalität des Gesamtsystems. In [7] wird eine Möglichkeit zur Kontrolle des fs-Lasers vorgeschlagen, die relativ einfach zu realisieren ist, unter der Voraussetzung, dass das nutzbare Frequenzspektrum des fs-Lasers eine komplette Oktave überspannt. Da dies bei dem verwendeten Ti:Sa fs-Laser nicht der Fall ist, muss das Spektrum extern verbreitert werden. Sehr effektiv geschieht dies in Photonischen Kristallfasern (PCF) wie in Kapitel 3 beschrieben. Phasenstarre Kopplung eines cw-Lasers an den Frequenzkamm erfordert die Detektion sehr lichtschwacher Schwebungssignale, da die nutzbare Leistung pro Mode des Frequenzkamms nur einige nW beträgt. Die Berechnung des erreichbaren Signal zu Rausch Verhältnis (SNR) erfolgt im darauffolgenden Kapitel und zeigt, dass Lawinen Photodioden (APD) das günstigste SNR ergeben. Im nahinfraroten Wellenlängenbereich

stehen Diodenlaser als kostengünstige, robuste und flexible cw-Laser zur Verfügung. Das letzte Kapitel des theoretischen Abschnitts beschäftigt sich mit den Charakteristika der verwendeten Diodenlaser und geht auf deren Frequenzstabilisierung bezüglich einer atomaren Referenz ein.

Der experimentelle Teil beginnt mit der Beschreibung der Konstruktion eines Optischen Phasenregelkreises (OPLL). Der entwickelte Regelkreis basiert auf einem kombinierten digital-analogen Phasendetektor, dessen Funktionsweise vorgestellt wird. Durch Auswertung des Phasenrauschens im Schwebungssignal zweier zueinander phasenstabilisierter Diodenlaser erfolgt die Charakterisierung des OPLL. Das darauffolgende Kapitel behandelt den Aufbau und die Stabilisierung des Frequenzkamms, sowie eine Charakterisierung der verwendeten Photonischen Kristallfaser. Abschließend wird die Stabilisierung von Diodenlasern auf einzelne Moden des Frequenzkamms beschrieben und die Stabilität des Gesamtsystems untersucht.

Teil I

Grundlagen

2 Optische Phasenregelkreise

2.1 Kohärenz

2.1.1 Kohärenz eines Lasers

Die Besonderheit eines Lasers gegenüber einer herkömmlichen Lichtquelle ist seine zeitliche (longitudinale) und räumliche (transversale) Kohärenz. Dies ist eine Folge der Erzeugung des Lichtfeldes $\mathbf{E}_L(\mathbf{r}, t)$ im Laserresonator durch stimulierte Emission im Lasermedium mit der Rate $n\mathcal{A}$. n bezeichnet hierbei die Besetzungszahl der Lichtfeldmode ω_L des Lasers. Begrenzt wird die Kohärenzzeit durch den konkurrierenden Prozess der Spontanemission in diese Mode, dessen Rate \mathcal{A} beträgt. Im Bereich weit über der Laserschwelle gilt $\langle n \rangle \gg 1$. In diesem Regime sind Amplitudenfluktuationen als Kohärenz zerstörende Effekte zu vernachlässigen. Die Spontanemission bewirkt vielmehr einen *Random Walk* der Phase ϑ des Lichtfeldes. In diesem Sinn kann zeitliche Kohärenz als die Zeitspanne τ_0 , in der eine feste Phasenbeziehung für das Elektrische Feld gilt, verstanden werden [14].

Mathematisch wird Kohärenz durch die *Korrelationsfunktion Erster Ordnung* $g^{(1)}(\tau, \mathbf{r}, \mathbf{r}')$ beschrieben, für die im stationären Fall gilt

$$g^{(1)}(\tau, \mathbf{r}, \mathbf{r}') = \frac{\langle \mathbf{E}^*(t, \mathbf{r}) \mathbf{E}(t + \tau, \mathbf{r}') \rangle}{\sqrt{\langle |\mathbf{E}(t, \mathbf{r})|^2 \rangle \langle |\mathbf{E}(t + \tau, \mathbf{r}')|^2 \rangle}} \quad (2.1)$$

Zur Vereinfachung der Notation werden im folgenden Laserfelder fester Polarisation und Propagationsrichtung betrachtet, so dass das Elektrische Feld als Skalar ohne räumliches Argument \vec{r} geschrieben werden kann ($\mathbf{E}(t, \mathbf{r}) \rightarrow E(t)$). Damit wird (2.1) zu

$$g^{(1)}(\tau) = \frac{\langle E^*(t) E(t + \tau) \rangle}{\sqrt{\langle |E(t)|^2 \rangle \langle |E(t + \tau)|^2 \rangle}} \quad (2.2)$$

Mit Hilfe von Gleichung (2.2) lässt sich nun die Kohärenzzeit τ_0 implizit als

$$\frac{g^{(1)}(\tau_0)}{g^{(1)}(0)} = e^{-1} \quad (2.3)$$

definieren.

Experimentell zugänglich sind häufig die *Spektralen Leistungsdichten* $S(\nu)$ der zu untersuchenden Signale. Nach dem *Wiener-Khintchine Theorem* [40] bilden die Spektrale Leistungsdichte $S(\nu)$ und die Korrelationsfunktion Erster Ordnung (2.2) ein Fouriertransformationspaar.

$$S(\nu) = \frac{1}{\pi} \text{Re} \int_0^\infty d\tau \langle E^*(t) E(t + \tau) \rangle e^{i2\pi\nu\tau} \quad (2.4)$$

Somit liefert die Messung von $S(\nu)$ Information über die Kohärenzzeit τ_0 . Es folgt

$$\tau_0 \approx \frac{1}{\Delta\nu} \quad (2.5)$$

wobei $\Delta\nu$ die Breite der Verteilung $S(\nu)$ im Frequenzraum angibt. Der exakte Zusammenhang zwischen τ_0 und $\Delta\nu$ hängt von der Linienform der Verteilung $S(\nu)$ ab.

2.1.2 Kohärenz zwischen zwei Lasern

Die Lichtfelder zweier physikalisch unabhängiger Laser sind unkorreliert, da ihre Phasenschwankungen in keinerlei Beziehung zueinander stehen. Durch eine elektronische Regelung, dem sog. *Optischen Phasenregelkreis*, kann paarweise Phasenkorrelation jedoch hergestellt und lange relative Kohärenzzeit zwischen beiden Lasern erreicht werden.

Kapitel 2.1.1 zeigt, dass Kohärenz als Maß für die Stabilität der Phase eines Signals gedeutet werden kann. Überlagert man die Lichtfelder $E_1(t) = E_1 e^{-i\omega_1 t + i\frac{\phi_1(t)}{2}}$ und $E_2(t) = E_2 e^{-i\omega_2 t + i\frac{\phi_2(t)}{2}}$ zweier Laser und detektiert das entstehende Signal auf einer Photodiode (Abb. 2.1), so ergibt sich ein Schwebungssignal:

$$\begin{aligned} I(t) &= \frac{1}{2} \varepsilon_0 c \operatorname{Re}[\overline{(E_1(t) + E_2(t))^2}] \\ &\propto \frac{1}{2} \operatorname{Re}[E_1^2 e^{i\phi_1(t)} + E_2^2 e^{i\phi_2(t)}] + 2E_1 E_2 \operatorname{Re}[e^{-i\Delta\omega} \overline{e^{i\phi(t)}}] \end{aligned} \quad (2.6)$$

Hierbei bezeichnen $\omega_{1,2}$ die Trägerfrequenzen und $\phi_{1,2}(t)$ die Phasenfluktuationen des jeweiligen Lasers. Diese schwanken zufällig um den Mittelwert $\langle\phi_{1,2}\rangle = 0$. $\Delta\omega = \omega_1 - \omega_2$ ist die Differenzfrequenz beider Laser und $\phi = \frac{\phi_1 - \phi_2}{2}$ ergibt die relativen Phasenfluktuationen.

Photodioden mit Bandbreiten im Bereich einiger MHz sind im allgemeinen kapazitiv gekoppelt. Der Gleichstromanteil in (2.6) wird demnach nicht detektiert. Das resultierende Signal auf der Photodiode ergibt sich zu

$$I_{PD}(t) = 2E_1 E_2 \operatorname{Re}(e^{-i\Delta\omega} \overline{e^{i\phi(t)}}) \quad (2.7)$$

Die Spektrale Leistungsdichte des Schwebungssignals

$$\begin{aligned} S_{PD}(\nu) &= \frac{1}{\pi} \operatorname{Re} \int_0^\infty dt I_{PD}(t) e^{i2\pi\nu t} \\ &= \frac{1}{\pi} \operatorname{Re} \int_0^\infty d\tau \langle E_1^*(t) E_2(t + \tau) \rangle e^{i2\pi\nu\tau} \end{aligned} \quad (2.8)$$

ist damit ein Maß für die relative Phasenstabilität und damit für die Kohärenz zwischen beiden Lasern, bestimmt durch die *Kreuzkorrelationsfunktion* $\langle E_1^*(t) E_2(t + \tau) \rangle$ in (2.8). Über die Breite der Verteilung $S_{PD}(\nu)$ kann, wie in Kapitel 2.1.1 gezeigt, die Kohärenzzeit zwischen beiden Lasern abgeschätzt werden.

Durch elektronische Kopplung der Phase des Schwebungssignals an einen stabilen Referenzoszillator der Frequenz $\omega_{LO} = \Delta\omega$, ist eine Reduktion der Linienbreite bis deutlich unter ein Hz möglich.

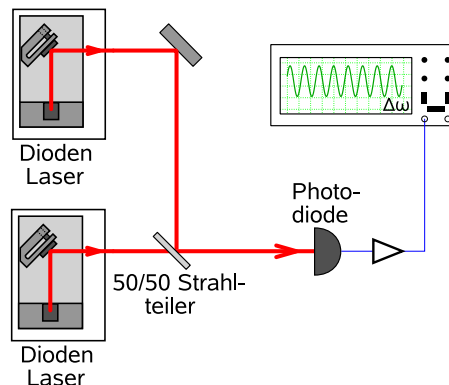


Abbildung 2.1: Die Lichtfelder der beiden Laser werden überlagert. Das resultierende Schwebungssignal kann mit einer schnellen Photodiode (Bandbreite einige 100 MHz) detektiert werden.

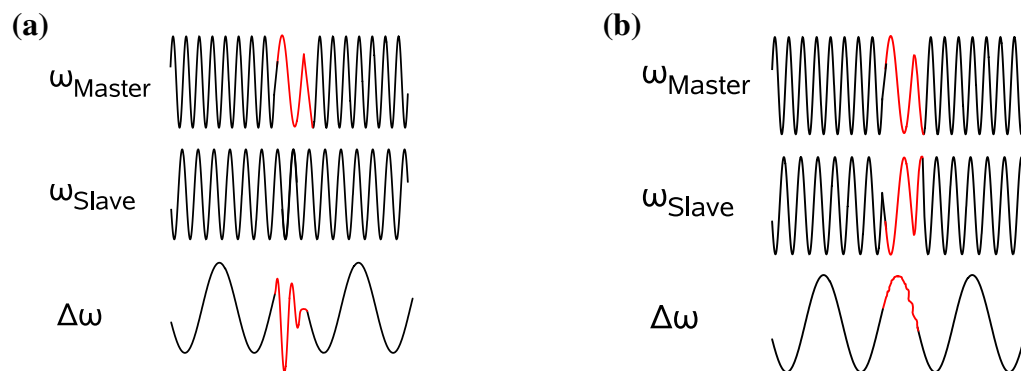


Abbildung 2.2: (a) Ein Phasensprung im Master Laser zerstört die Kohärenz der beiden frei laufenden Laser. (b) Der Regelkreis führt den Slave Laser nach, so dass Phasenkohärenz zwischen Master und Slave erhalten bleibt.

2.2 Der Optische Phasenregelkreis

2.2.1 Grundlagen der Regelungstechnik

Jeder Regelkreis basiert auf der Idee, einen Teil des Ausgangssignals (Istwert) mit einem Referenzsignal (Sollwert) zu vergleichen und deren Abweichung negativ über den Regelkreis zurückzukoppeln. Somit wird diese eliminiert, indem der Istwert entsprechend angepasst wird. Schematisch ist eine solche Regelstrecke in (Abb. 2.3) für den Spezialfall eines Phasenregelkreises dargestellt.

2 Optische Phasenregelkreise

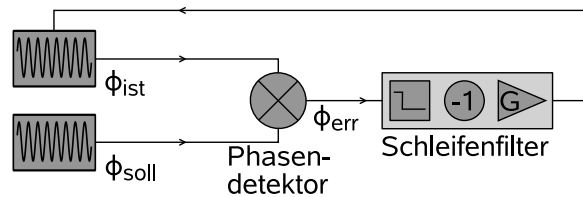


Abbildung 2.3: *Schema eines Phasenregelkreises. Die Phase eines Referenzoszillators $\phi_{soll} = \int \omega_{soll}(t)dt$ wird im Phasendetektor mit der Phase $\phi_{ist} = \int \omega_{ist}(t)dt$ verglichen. Der Schleifenfilter verarbeitet und invertiert das Fehlersignal ϕ_{err} . Die Rückkopplung erfolgt schließlich auf das Steuerglied des zu regelnden Oszillators.*

Physikalisch benötigt jede Rückkopplung natürlich eine endliche Zeit, bestimmt durch Signallaufzeit und Verarbeitungsdauer. Daher muss jeder Regelkreis bandbreitenbegrenzt werden, d.h. der Schleifenfilter besteht im einfachsten Fall aus einem Tiefpassfilter, der die Rückkopplung für Störungen oberhalb einer Frequenz ν_{grenz} eliminiert. Ohne diese Limitierung würden Störungen im Frequenzbereich $\nu_{osz} > \nu_{grenz}$ durch einen verzögerungsbedingten Phasenschub von $\Delta\theta \geq \pi$ positiv zurückgekoppelt, was zu einem Oszillieren und im schlimmsten Fall zur Zerstörung des Systems führen kann. (Abb. 2.4) veranschaulicht dieses Verhalten.

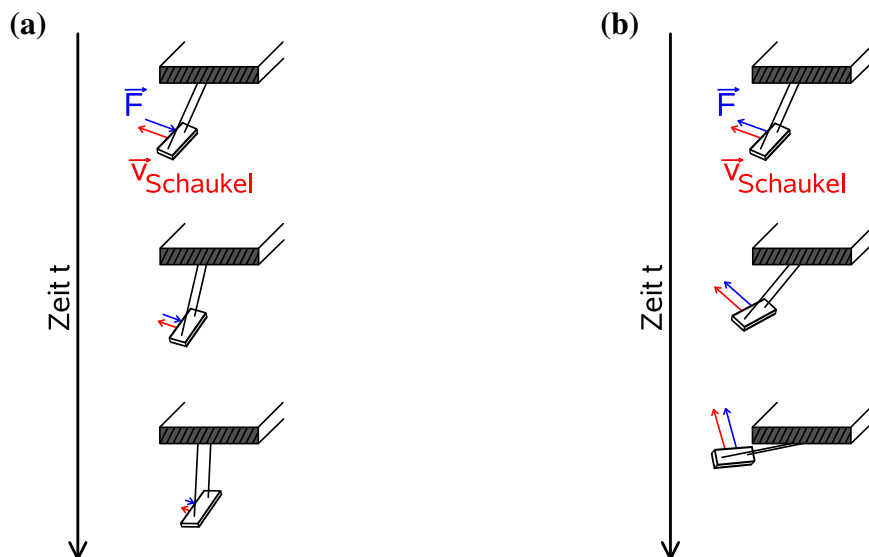


Abbildung 2.4: *(a) Die Rückkopplung erfolgt negativ, die Oszillation wird gedämpft. (b) Die Störfrequenz liegt oberhalb ν_{grenz} , was zu einer positiven Rückkopplung und damit zu einer Verstärkung der Oszillation führt.*

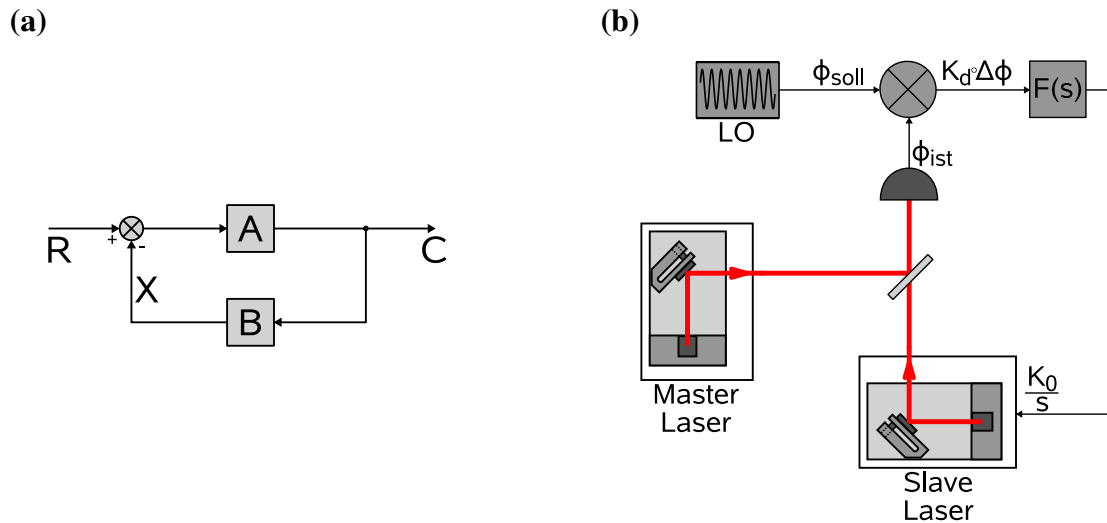


Abbildung 2.5: (a) Das Blockschaltbild eines typischen Regelkreises. Die Übertragungsfunktion des Systems ergibt sich zu $H(s) = \frac{C}{R} = \frac{A}{1+AB}$. [15] (b) Spezialfall des Optischen Phasenregelkreises. [16]

2.2.2 Systemanalyse mit Hilfe von Bode Diagrammen

Die Systemtheorie linearer zeitinvarianter Systeme ermöglicht eine elegante Beschreibung des Verhaltens eines Regelkreises in Abhängigkeit der auftretenden Störfrequenzen. Dieses ist durch einfache mathematische Verknüpfungen zwischen den Übertragungsfunktionen der Teilsysteme des Regelkreises $H_i(s)$ gegeben. Man erhält die einzelnen Übertragungsfunktionen durch Laplace-Transformation der Sprungantwort $h_i(t)$ des Teilsystems (die Reaktion des Teilsystems auf einen endlichen Sprung am Eingang).

$$H(s) = \int_0^{\infty} dt h(t) e^{-st} \quad (2.9)$$

Die Kombination mehrerer Teilsysteme zu einem Gesamtsystem mit der Übertragungsfunktion $H(s)$ lässt sich direkt aus dem Blockschaltbild ablesen (Abb. 2.5a).

Trennt man das Blockschaltbild (Abb. 2.5a) an der Stelle X auf, so erhält man den *Open Loop Gain* des Regelkreises $G(s) = \frac{X}{R} = A(s)B(s)$, welcher die Stärke der Rückkopplung abhängig von der Störfrequenz $s = i \cdot 2\pi \nu$ beschreibt. Für den Spezialfall des Phasenregelkreises gilt nach [16]

$$\begin{aligned} B &= 1 \\ A &= \frac{K_0}{s} K_d F(s) \end{aligned} \quad (2.10)$$

Die Faktoren $\frac{K_0}{s}$ und K_d sind die Übertragungsfunktionen der Laserregelung bzw. der Kombination Photodiode-Phasendetektor (Abb. 2.5b). Im Wesentlichen bestimmt also der

Schleifenfilter $F(s)$ das frequenzabhängige Verhalten der Regelung.

Der Frequenzgang der Regelung lässt sich sehr anschaulich und übersichtlich im *Bode Diagramm* darstellen. In diesem trägt man $G(\nu)_{dB} = 10 \log G(s = i \cdot 2\pi \nu)$ gegen den dekadischen Logarithmus der Frequenz $\log(\frac{\nu}{\nu_0})$ auf. Der Schleifenfilter $F(s)$ muss nun so ausgelegt sein, dass bei der Grenzfrequenz ν_{grenz} $G(\nu)_{dB} < 0$ gilt um Oszillation des Regelkreises zu vermeiden. Die optimale Regelung erfordert eine Balance aus Stärke $G(s)$ (*Gain*) und *Bandbreite* $B < \nu_{grenz}$ der Rückkopplung.

2.2.3 Dimensionierung eines Regelkreises

Die zentrale Frage bei der Dimensionierung eines Regelkreises ist die benötigte Bandbreite. Wird diese zu groß gewählt, führt man dem System unnötig Rauschen zu, während bei zu kleiner Bandbreite eine Ausregelung von hochfrequenten Störungen nicht möglich ist. Da die Breite des zu regelnden Signals im Frequenzraum $\Delta\nu$ durch Modulation des Trägers ν_c mit den auftretenden Störfrequenzen zustande kommt, ist intuitiv klar, dass für die Bandbreite B des Regelkreises $B \approx \Delta\nu$ gelten muss. Eine allgemeine mathematische Analyse dazu findet sich in [16], bzw. in [17] für den Spezialfall des Optischen Phasenregelkreises. Die Bandbreite B eines OPLL muss demnach in der Größenordnung der Linienbreiten der zu stabilisierenden Laser liegen, die für die verwendeten Diodenlaser $B \approx 1$ MHz beträgt. [9]

2.2.4 Radiofrequenzspektren einer heterodynen Phasenregelung

Im Frequenzraum zeigt ein, auf einen Referenzoszillator der Frequenz ν_{LO} phasenstabilisiertes Signal, ein typisches Rauschspektrum $S_{\Delta\Phi}(\nu)$, dessen Form mit den oben beschriebenen Grundlagen zu verstehen ist. Für starre Phasenkopplung erwartet man einen schmalen zentralen Peak bei der Trägerfrequenz ν_c mit einer Breite $\Delta\nu < 1$ Hz, da im stabilisierten Fall $\nu_c = \nu_{LO}$ und $\Delta\phi < 1$ gilt¹. Symmetrisch dazu findet man im Abstand B die sog. *Servo Bumps*. Diese Nebenmaxima entstehen im Abstand der Grenzfrequenz des Regelkreises, da hier keine optimal phaseninvertierte Rückkopplung gegeben ist und Störungen dieser Frequenzen nur teilweise ausgeregelt werden können. Für zu starke Rückkopplung beginnt der Regelkreis mit ν_{grenz} und deren Vielfachen zu schwingen und starke Seitenbänder im Abstand der Grenzfrequenz und deren Harmonischer, erscheinen als diskrete Peaks im Rauschspektrum $S_{\Delta\Phi}(\nu)$. In (Abb. 2.6) sind beide Fälle illustriert.

Als quantitatives Maß für die Güte einer Regelung dient die mittlere Phasenabweichung $\Delta\phi_{RMS} = \sqrt{\langle \Delta\phi^2 \rangle}$. Diese folgt aus der Spektralen Leistungsdichte des Phasenrauschens $S_{\Delta\Phi}(\nu)$ durch Integration [18]

$$\langle \Delta\phi^2 \rangle = \int_{\nu_{min}}^{\nu_{max}} d\nu S_{\Delta\Phi}(\nu) \quad (2.11)$$

¹Lockere Phasenkopplung dagegen ändert die Linienform des Signals nicht. Ein lockerer Phasenregelkreis benötigt einen großen Regelbereich um kurzzeitige Exkursionen der Relativphase erlauben zu können.

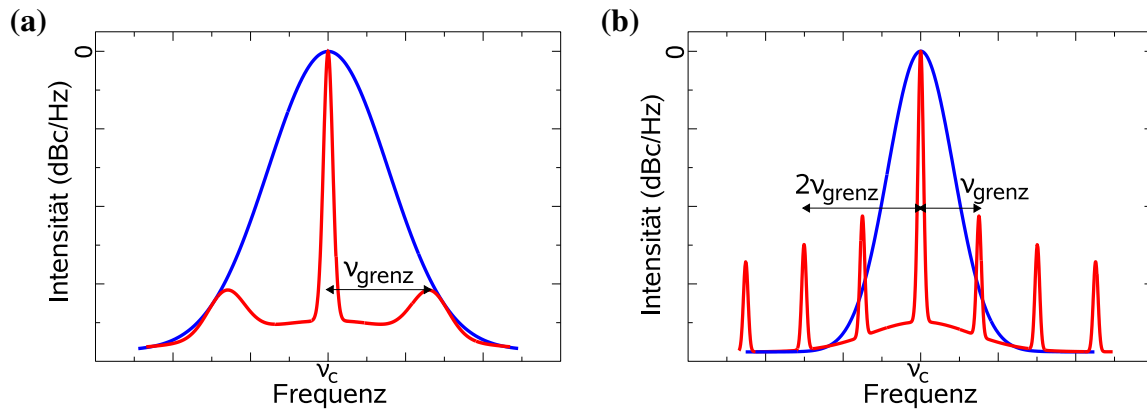


Abbildung 2.6: Rauschspektren eines phasenstabilisierten Signals. Die blaue (im Graustufendruck dunkle) Kurve stellt das unregelte Signal dar, während die roten (hellen) Kurven durch den Einfluß der Regelung zustande kommen. **(a)** Optimale Regelung: Störungen unterhalb der Grenzfrequenz ν_{grenz} werden durch den Regelkreis unterdrückt. **(b)** Schwingende Regelung: Der mit ν_{grenz} schwingende Regelkreis moduliert dem Signal Seitenbänder auf.

Der Anteil der Leistung des Schwebungssignal im Träger, d.h. der phasenkohärente Anteil des Lichtfeldes beider Laser η ergibt sich aus [19]:

$$\eta = \frac{P(\nu_c)}{\int_{-\infty}^{\infty} d\nu P(\nu)} \quad (2.12)$$

Phasenkohärenz herrscht, falls für die mittlere Phasenabweichung $\Delta\phi_{RMS} < 1$ gilt. Im Zeitbereich kann man $\Delta\phi_{RMS}$ als Zittern der Flanke des Signals beim Nulldurchgang interpretieren.

$$\Delta t_{\text{jitter}} = \frac{\Delta\phi_{RMS}}{2\pi} \frac{1}{\nu_c} \quad (2.13)$$

Eine Veranschaulichung ist in (Abb. 2.7) gegeben.

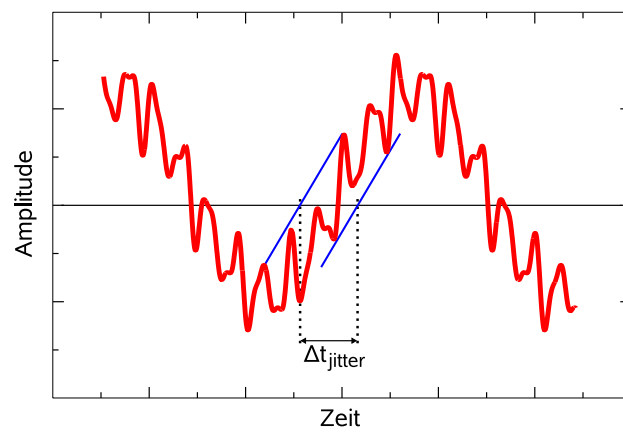


Abbildung 2.7: Auswirkung der mittleren Phasenabweichung $\Delta\phi_{RMS}$ auf das Signal im Zeitbereich. Durch Rauschen auf dem Trägersignal erhält die Messung des Nulldurchgangs eine Unsicherheit von Δt_{jitter} .

3 Der Kerr-Linsen modengekoppelte Femtosekunden-Laser

Kerr-Linsen modengekoppelte Titan:Saphir (Ti:Sa) Femtosekunden- (fs) Laser ermöglichen die direkte Erzeugung ultrakurzer Lichtpulse von bis zu 5.4 fs Dauer [33], [34]. Bei einer Trägerwellenlänge von $\lambda_c \approx 800$ nm besteht ein einzelner dieser Pulse aus nur zwei optischen Zyklen. Eine weitere Verkürzung der Pulsdauer ist bisher nur durch Resonator-externe Kompression möglich.

Das Lichtfeld eines fs-Lasers ist ein periodischer Pulszug der Periodizität $\nu_{rep} = \frac{1}{T_{rep}}$, wobei die Dauer eines einzelnen Pulses τ beträgt. Ein solches Lichtfeld wird als kohärente Überlagerung vieler longitudinaler Moden ν_m beschrieben und die Breite des Frequenzspektrums $\Delta\nu$ ist Fourier-limitiert zu $\Delta\nu \approx \frac{1}{\tau}$ gegeben. Die Periodizität ν_{rep} übersetzt sich in den Frequenzraum als Abstand zwischen den diskreten longitudinalen Moden ν_m ¹ (Abb. 3.1). Die Anzahl N der enthaltenen Moden ergibt sich zu $N \approx \Delta\nu/\nu_{rep}$. Das Lichtfeld $E(z, t)$ kann demnach als Fourierentwicklung nach den beteiligten Moden ν_m geschrieben werden:

$$E(z, t) = \sum_{m=N_c-N/2}^{N_c+N/2} A_m e^{i(k(\nu_m)z - 2\pi\nu_m t)} \quad (3.1)$$

Die Koeffizienten A_m bestimmen die Amplitude der einzelnen Moden und $k(\nu_m)$ ist die Wellenzahl. Die Frequenzen der beitragenden Moden um die Zentralfrequenz $\nu_c = \frac{c_0}{\lambda_c}$ (mit Vakuumlichtgeschwindigkeit $c_0 = 1/\sqrt{\epsilon_0\mu_0}$) folgen aus:

$$\nu_m = \nu_{ceo} + m \nu_{rep} \quad (3.2)$$

Die konstante Offsetfrequenz ν_{ceo} wurde eingeführt, da die absoluten Frequenzen der einzelnen Moden ν_m nicht notwendigerweise ein ganzzahliges Vielfaches von ν_{rep} sein müssen (Siehe dazu auch Kapitel 3.1.3).

3.1 Erzeugung von Femtosekunden Pulsen im Ti:Sa Resonator

Im Folgenden werden die physikalischen Prozesse innerhalb eines Ti:Sa fs-Lasers dargestellt, die das Lichtfeld des Lasers bestimmen.

¹Das Lichtfeld entsteht als Interferenz aus allen beteiligten Moden ν_m . Um an einem festen Ort konstruktive Interferenz im zeitlichen Abstand T_{rep} zu erhalten, müssen alle beteiligten Moden kohärent und in Phase sein. Dies kann nur zu Zeiten $t = n \cdot T_{rep}$ auftreten, da zu diesen Zeiten benachbarte Moden im Abstand $\nu_{rep} = \frac{1}{T_{rep}}$ eine Differenzphase von $\Delta\phi = n \cdot 2\pi$ haben. Für ein kontinuierliches Frequenzspektrum ist diese Bedingung nur für $t = 0$ erfüllbar. Somit erfordert ein kohärentes periodisches Lichtfeld einen endlichen Modenabstand im Frequenzraum.

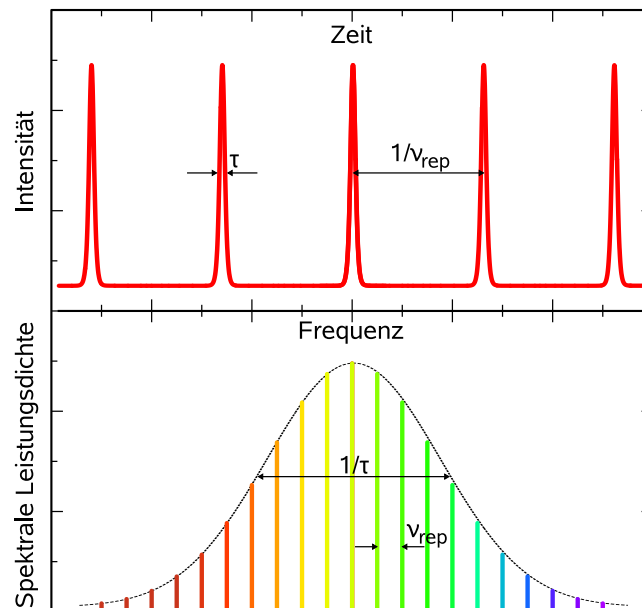


Abbildung 3.1: Ein zeitlich periodischer Pulzstrahl besitzt im Frequenzraum ein diskretes Spektrum, dessen Breite durch die Pulsdauer eines Einzelpulses gegeben ist.

3.1.1 Kerr-Linsen Modenkopplung

Modenkopplung und gepulster Laserbetrieb können durch periodische Modulation der Resonatorgüte erreicht werden. Um Pulse im fs-Bereich zu erzeugen, verwendet man *Kerr-Linsen Modenkopplung* (KLM). KLM ist eine Art der passiven Modenkopplung und kann als sehr schneller sättigbarer Absorber² verstanden werden. Zu ersten Mal wurde dieses Prinzip der Modenkopplung in [35] angewandt. Der Resonator ist so ausgelegt, dass Pulse hoher Spitzenintensität geringere Verluste erfahren als cw-Moden. Damit wird der gepulste Betrieb gegenüber dem cw-Betrieb günstiger und somit stabil (Abb. 3.2).

Beim Kerr-Effekt handelt es sich um einen nichtlinearen optischen Prozess dritter Ordnung, dessen selbstfokussierende Wirkung durch einen intensitätsabhängigen Brechungsindex $n(I)$ erklärt wird:

²Die steigende Flanke eines in Resonator umlaufenden Pulses sättigt den Absorber, so dass der nachfolgende Teil des Pulses geringere Verluste erleidet. Die Zerfallszeit des angeregten Zustandes im Absorbermedium bestimmt die maximale Frequenz, mit der die Resonatorgüte durch den Puls selbst, d.h. passiv, moduliert werden kann.

3.1 Erzeugung von Femtosekunden Pulsen im Ti:Sa Resonator

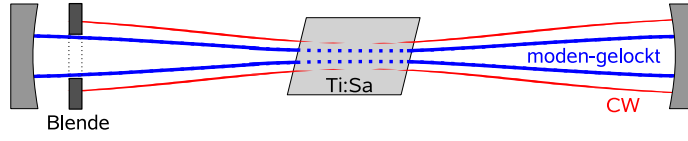


Abbildung 3.2: Selbstfokussierung eines Pulses hoher Spitzenintensität hat geringere Verluste im Resonator zur Folge als für cw-Moden.

Für die Ausbreitung eines Lichtfeldes \mathbf{E} im Medium gilt die Wellengleichung:

$$\nabla^2 \mathbf{E} - \mu_0 \varepsilon_0 \frac{\partial^2}{\partial t^2} \mathbf{E} = \mu_0 \frac{\partial^2}{\partial t^2} \mathbf{P} \quad (3.3)$$

wobei \mathbf{P} die durch das Lichtfeld hervorgerufene Polarisation des Mediums darstellt. Entwickelt man \mathbf{P} in Potenzen von \mathbf{E} so erhält man im isotropen Fall:

$$\begin{aligned} \mathbf{P} &= \varepsilon_0 [\chi^{(1)} \mathbf{E} + \chi^{(2)} \mathbf{E}^2 + \chi^{(3)} \mathbf{E}^3 + \dots] \\ &= \varepsilon_0 \chi_{eff} \mathbf{E} \end{aligned} \quad (3.4)$$

mit der effektiven Suszeptibilität χ_{eff} . Betrachtet man den Spezialfall eindimensionaler ebener Wellen fester Polarisation, reicht es aus, das Elektrische Feld als Skalar zu betrachten

$$E(z, t) = E_0(z) e^{i\omega t} \quad (3.5)$$

mit dem Ansatz in (3.5) wird (3.3) zu

$$\frac{\partial^2}{\partial z^2} E_0(z) - n(\omega)^2 \frac{\omega^2}{c_0^2} E_0(z) = 0 \quad (3.6)$$

In (3.6) wurde der Brechungsindex $n(\omega)$ zu

$$n(\omega)^2 = 1 + \chi_{eff}(\omega) \quad (3.7)$$

eingeführt. Die Lösung von (3.6) durch

$$E(z, t) = E_0 e^{i[k(\omega)z - \omega t]} \quad (3.8)$$

gegeben. Die Dispersion $k(\omega)$ berücksichtigt die durch das Propagationsmedium hervorgerufenen linearen und nichtlinearen optischen Effekte.

$$k(\omega) = n(\omega) \frac{\omega}{c_0} \quad (3.9)$$

Die selbstfokussierende Wirkung des Kerr-Effekts beruht auf einem positiven $\chi^{(3)}$ des Mediums. Schreibt man den Brechungsindex $n(I)$ als $n(I) = n_0 + n_2 I$ wobei n_0 die lineare Suszeptibilität berücksichtigt und $n_2 \propto \chi^{(3)}$ gilt, erkennt man ein Ansteigen des Brechungsindex mit zunehmender Intensität I . Für einen gauß'schen Laserstrahl bildet ein Medium mit positivem $\chi^{(3)}$ also eine intensitätsabhängige, fokussierende Linse (Abb. 3.2).

3.1.2 Optische Solitonen im Resonator

Der Lichtpuls im Resonator kann als *Optisches Soliton* angesehen werden, d.h. als nicht zerfließendes Wellenpaket fester zeitlicher Breite τ . Das Soliton wird durch die Balance zwischen *Selbstphasenmodulation* (besser: *Vierwellenmischung*) und Dispersion im Resonator stabilisiert. Vierwellenmischung bevölkert zuvor unbesetzte longitudinale Moden, wodurch das Fourierlimit eine Verkürzung des Pulses erlaubt. Dispersion dagegen lässt den Puls zeitlich zerfließen.

Vierwellenmischung

Der Kerr-Effekt ist ein Spezialfall der Vierwellenmischung. Hierbei kommt es im nichtlinearen optischen Prozess zu einer Kopplung von drei Photonen der Frequenz ω_m zu einem neuen Photon der gleichen Frequenz.

Die induzierte nichtlineare Polarisation $P(\omega) \propto \chi^3(\omega = \omega_m + \omega_m - \omega_m)$ schwingt also mit der Ausgangsfrequenz ω_m . Das erzeugte Licht erfährt keine Frequenzänderung, sondern es sammelt lediglich eine intensitätsabhängige Phase auf.

Sind im Frequenzspektrum viele Moden (vgl. (3.2)) enthalten, kommt es zu weiteren Effekten der Vierwellenmischung. Die Frequenzabhängigkeit des Brechungsindex $n(\omega)$ führt zu einer Bevorzugung von Prozessen, deren Ausgangsfrequenzen nahe bei den Frequenzen der Eingangsphotonen liegen, da hier die Bedingung der Phasenanpassung³ leicht erfüllt ist. Ein weiterer Effekt der Vierwellenmischung ist demnach die Kopplung benachbarter Moden zu einem neuen Photon, dessen Frequenz sich um $n \cdot \nu_{rep}$ von derjenigen der Eingangsphotonen unterscheidet. Es gilt $P(\omega) \propto \chi^3(\omega = \omega_i + \omega_j - \omega_k)$ und das erzeugte Lichtfeld schwingt mit $\omega_{i+j-k}/2\pi = \nu_{i+j-k}$, wobei der Prozess für kleine $n = i + j - k$ am effizientesten ist. Das Spektrum wird bei diesem Prozess kohärent verbreitert, während der Abstand der Moden ν_{rep} konstant bleibt⁴.

Dispersion im Resonator

Dispersion $k(\omega)$ führt zum Zerfließen eines kurzen Pulses, da die spektrale Komponenten aufgrund ihrer unterschiedlichen Frequenz dephasieren.

Betrachtet man die Frequenzabhängigkeit der Dispersion $k(\omega)$ bis zur zweiten Ordnung in ω , so läßt sich das Zerfließen des Pulses durch Gruppengeschwindigkeitsdispersion (GVD) $k'' \neq 0$ erklären. Die GVD beschreibt die Frequenzabhängigkeit der Gruppengeschwindigkeit

³Für eine effektive Konversion im nichtlinearen Prozess müssen die ursprünglichen Lichtfelder in Phase mit dem erzeugten Lichtfeld schwingen.

⁴Im Zeitbereich kann die Erzeugung neuer Frequenzen auch als Entstehung modulationsbedingter Seitenbänder verstanden werden. Periodisch mit der Resonatorumlaufzeit T_{rep} erfährt der Puls eine Phasenmodulation, hervorgerufen durch die Brechungsindexänderung beim Luft - Ti:Sa Übergang. Damit werden Seitenbänder im Abstand $\nu_{rep} = 1/T_{rep}$ aufmoduliert.

keit v_G , die sich aus der Fourierentwicklung der Dispersion $k(\omega)$ (3.9)

$$k(\omega) = k(\omega_0) + \frac{\partial k}{\partial \omega}(\omega = \omega_0) \Delta\omega + \frac{1}{2} \frac{\partial^2 k}{\partial \omega^2}(\omega = \omega_0) \Delta\omega^2 + \dots \quad (3.10)$$

mit $\Delta\omega = \omega - \omega_0$ zu $v_G = (\frac{\partial k}{\partial \omega})^{-1}$ ergibt. Erstreckt sich das Spektrum eines Pulses über einen großen Bereich im Frequenzraum, kann die GVD nicht mehr vernachlässigt werden. Entwicklung von v_G um ω_0 führt auf:

$$v_G(\omega) = (\frac{\partial k}{\partial \omega}(\omega))^{-1} = v_G(\omega_0) - \frac{\partial^2 k}{\partial \omega^2}(\omega = \omega_0) v_G(\omega_0)^2 \Delta\omega + \dots \quad (3.11)$$

Die GVD $k'' = \frac{\partial^2 k}{\partial \omega^2}$ ist für optische Materialien im sichtbaren und nahinfraroten Spektralbereich positiv [6]. Die roten Komponenten eines Pulses laufen demnach schneller als die blauen und es kommt zum Zerfließen des Pulses. In Ti:Sa beträgt die Gruppengeschwindigkeitsdispersion $k'' = 580 \text{ fs}^2/\text{cm}$, in Luft (1 bar, 20° C) $k'' = 0.19 \text{ fs}^2/\text{cm}$.

Kompensation der Gruppengeschwindigkeitsdispersion, Gechirpte Spiegel

Um die Gruppengeschwindigkeit v_G über einen möglichst großen spektralen Bereich konstant zu halten, muss das positive k'' kompensiert werden. Sehr breitbandig ist dies mit sogenannten *Gechirpten Spiegeln* (CM) möglich, durch deren spezielle, an den Resonator angepasste Konstruktion auch höhere Ordnungen der Dispersion $k(\omega)$ eliminiert werden können [8]. In (Abb. 3.3) ist der Aufbau eines solchen Spiegels gezeigt. Die Totalreflexionsbedingung durch destruktive Interferenz in Vorwärtsrichtung ist für die verschiedenen Frequenzen des Lichts bei unterschiedlichen Eindringtiefen in den Spiegel gegeben. Somit kommt es zu einer Verzögerung der langwelligen Komponenten gegenüber den kurzwelligen. Erreicht wird dies durch alternierendes Aufdampfen zweier unterschiedlicher Dielektrika mit zur Oberfläche hin abnehmender Schichtdicke.

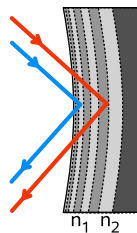


Abbildung 3.3: Aufbau eines Gechirpten Spiegels. Durch Aufdampfen alternierender dielektrischer Schichten unterschiedlicher Brechungsindizes $n_{1,2}$ mit abnehmender Schichtdicke, erfolgt die Reflexion von blauem Licht näher an der Spiegeloberfläche als die Reflexion von rotem Licht. Das rote Licht wird gegenüber dem blauen verzögert.

Zusammenspiel der verschiedenen Prozesse

Eine Anpassung der GVD mit Gechirpten Spiegeln verhindert ein Auseinanderfließen des Pulses. Das Zusammenspiel von Dispersion und Vierwellenmischung erzeugt eine stabile Verteilung der Photonenzahl über alle Moden innerhalb der Bandbreite, in der eine konstante Gruppengeschwindigkeit v_G , gemittelt über einen Resonatorumlauf der Länge $2L_{res}$ herrscht. Das Wellenpaket erfährt beim Durchgang durch den Ti:Sa Kristall einen *positiven Chirp* durch positive GVD, der durch einen entsprechenden *negativen Chirp* bei der Reflektion kompensiert wird. An jedem festen Ort im Resonator hat das Soliton eine konstante zeitliche Breite, so auch am Auskoppler. Einmal pro Umlauf verläßt dort ein Teil des Pulses den Resonator. Die Repetitionsrate des fs-Lasers ν_{rep} ist daher durch

$$\nu_{rep} = \frac{1}{T_{rep}} = \frac{v_G}{2L_{res}} \quad (3.12)$$

gegeben. Sie liegt bei Ti:Sa fs-Lasern typischerweise im Bereich von 10 MHz bis 1 GHz.

Die minimal erreichbare Pulsdauer ist nach $\tau \approx \frac{1}{\Delta\nu}$ durch die Bandbreite im Frequenzraum $\Delta\nu$ gegeben, in der die Dispersion kompensiert werden kann.

Da die aufeinanderfolgenden Pulse als kohärente Überlagerung von N cw-Moden des Lasers entstehen, ist das resultierende Lichtfeld verschiedener Pulse im zeitlichen Abstand $n \cdot \tau$ kohärent [23]. Dies kann auch verstanden werden, wenn man die Ausgangspulse als Kopie ein und desselben, im Resonator umlaufenden Pulses betrachtet.

3.1.3 Die Träger-Einhüllende Schlupffrequenz ν_{ceo}

Die konstante Offsetfrequenz ν_{ceo} in (3.2) folgt aus der Ungleichheit von Phasengeschwindigkeit v_ϕ und Gruppengeschwindigkeit v_G . Während sich die Einhüllende eines Pulses mit v_G bewegt, ist die Geschwindigkeit der Phasenfront einer Mode durch v_ϕ gegeben. Während eines Resonatorumlaufes, d.h. innerhalb der Zeitspanne $T_{rep} = 2L_{res}/v_G$ zwischen zwei Pulsen, sammelt die Lichtmode der Frequenz $\nu_m = \omega_m/(2\pi)$ die Phase $\varphi = \omega_m T_{rep} - \Delta\phi$ auf (Abb. 3.4). Damit alle Moden zu diesem Zeitpunkt am Auskoppler konstruktiv interferieren, muss $\varphi = m \cdot 2\pi$ gelten. Also folgt

$$2\pi \nu_m T_{rep} - \Delta\phi = m \cdot 2\pi \quad (3.13)$$

und damit für die erlaubten Frequenzen ν_m im Spektrum [7]:

$$\nu_m = m \frac{1}{T_{rep}} + \frac{\Delta\phi}{2\pi} \frac{1}{T_{rep}} \quad (3.14)$$

Der Vergleich von (3.2) mit (3.14) ergibt:

$$\nu_{ceo} = \frac{\Delta\phi}{2\pi} \nu_{rep} \quad (3.15)$$

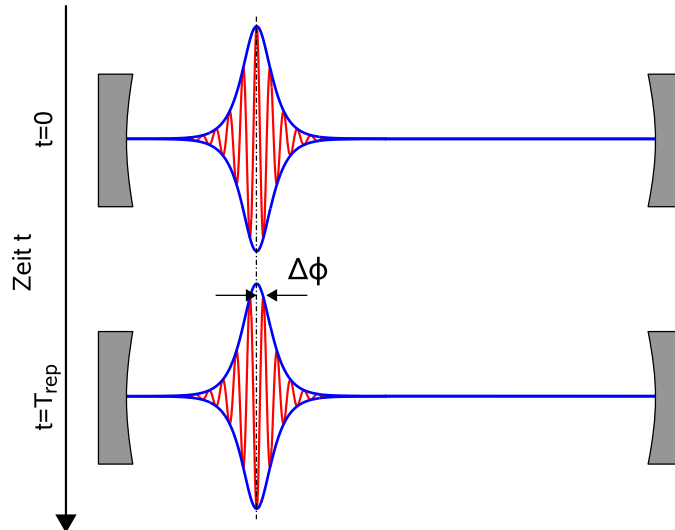


Abbildung 3.4: Alle Moden interferieren zu den Zeiten $t = n \cdot T_{rep}$ an einem festen Ort konstruktiv. Aufgrund des Unterschiedes in Gruppen- und Phasengeschwindigkeit entsteht eine Phasendifferenz pro Umlauf (d.h. in der Zeit T_{rep}) von $\Delta\phi$ zwischen einer Mode m und der Einhüllenden. Die Mode m der Frequenz ω_m sammelt in T_{rep} die Phase $\varphi = \omega_m T_{rep} - \Delta\phi$ auf. Als Bedingung für konstruktive Interferenz aller Moden muss $\varphi = m \cdot 2\pi$ gelten.

3.2 Stabilisierung eines Femtosekunden-Lasers

Die Stabilisierung des Lichtfeldes eines Kerr-Linsen modengekoppelten Ti:Sa fs-Lasers erfordert die Kontrolle zweier Radiofrequenzen ν_{rep} und ν_{ceo} . Nach

$$\nu_m = \nu_{ceo} + m \nu_{rep} \quad (3.16)$$

können dann optische Frequenzen ν_m kontrolliert werden, falls die große ganze Zahl m (Größenordnung $10^4 - 10^5$) bekannt ist.

Messung und Stabilisierung der Repetitionsrate ν_{rep}

Die Repetitionsrate ν_{rep} kann durch eine Photodiode ausreichender Bandbreite direkt gemessen werden. Das Signal zu Rausch Verhältnis dieser Messung ist unkritisch, da am Ausgang des fs-Lasers beliebig viel Leistung (auf einer Skala, gegeben durch die Sättigungsleistung der verwendeten Photodiode) zur Verfügung steht, und da alle Moden des

fs-Lasers zum Signal beitragen. In [21] wird gezeigt, dass die Repetitionsrate ν_{rep} dem Modenabstand des Lichtfeldes bis zu einer maximalen Abweichung von $6.0 \cdot 10^{-16}$ entspricht, und dass die Moden gleichverteilt sind bis hin zu einer Unsicherheit von $3.0 \cdot 10^{-17}$. Die Stabilisierung von ν_{rep} fixiert also den Zinkenabstand des Kamms im Frequenzraum und kann als Phasenstabilisierung des Schwebungssignals zwischen der m -ten und der $(m + 1)$ -ten Mode des Frequenzkamms interpretiert werden, wobei alle Modenpaare zum Signal beitragen. Nach (3.12) besteht ein linearer Zusammenhang zwischen ν_{rep} und der inversen Resonatorlänge L_{res}^{-1} , was eine Kontrolle der Repetitionsrate über die Variation dieser ermöglicht.

Die Messung optischer Frequenzen ν_m , oder großer Frequenzdifferenzen $\Delta\nu_{jk} = \nu_j - \nu_k$, mit Hilfe des fs-Lasers erfordert nach (3.16) die Multiplikation der Repetitionsrate ν_{rep} mit einer großen Zahl m . Das übrige Phasenrauschen nach der Stabilisierung von ν_{rep} skaliert dabei wie m^2 [22]. Wird ν_{rep} nicht direkt stabilisiert, sondern die n -te Harmonische $n \nu_{rep}$, reduziert sich das Phasenrauschen um einen Faktor n^2 . Die Messung der n -ten Harmonischen erfolgt nach der gleichen Methode wie auch die Messung von ν_{rep} und bedeutet die Messung der optischen Schwebung zwischen allen Modenpaaren m und $(m + n)$.

Messung und Stabilisierung der Schlupffrequenz ν_{ceo}

Die absolute Stabilisierung des fs-Lasers erfordert die Kontrolle der Träger-Einhüllende Schlupffrequenz ν_{ceo} . Die erste relativ aufwändige, aber sehr erfolgreiche Stabilisierung wurde in [23] realisiert und ermöglichte die Messung der Wasserstoff 1S-2S Zwei-Photonen Resonanz als bisher genaueste Bestimmung einer optischen Frequenz. Gelingt es das Spektrum des fs-Lasers auf eine optische Oktave auszuweiten, ohne dabei die in (3.16) gegebene Struktur zu zerstören, steht eine elegante Art der Messung und Kontrolle von ν_{ceo} zur Verfügung [7]: Die Verdopplung einer Mode ν_{IR} im langwelligen Bereichs des Spektrums mit Hilfe eines nichtlinearen *Optischen Kristalls* ergibt:

$$2\nu_{IR} = 2\nu_{ceo} + 2m_{IR}\nu_{rep} \quad (3.17)$$

Im ursprünglichen Spektrum ist eine Frequenz ν_{vis} im sichtbaren Spektralbereich enthalten, deren Abstand zu $2\nu_{IR}$ minimal, und zwar gerade ν_{ceo} ist:

$$\nu_{vis} = \nu_{ceo} + 2m_{IR}\nu_{rep} \quad (3.18)$$

Überlagert man nun die Lichtfelder der Frequenzen aus (3.17) und (3.18), so ergibt sich ein niederfrequentes Schwebungssignal:

$$2\nu_{IR} - \nu_{vis} = \nu_{ceo} \quad (3.19)$$

(Abb. 3.5) verdeutlicht diese Methode zur Messung von ν_{ceo} . Eine starke Verbesserung des SNR bei der Detektion des Schwebungssignals wird erreicht, da in einem dünnen optischen Kristall die Verdopplung mehrerer benachbarter Moden möglich ist, die alle zum

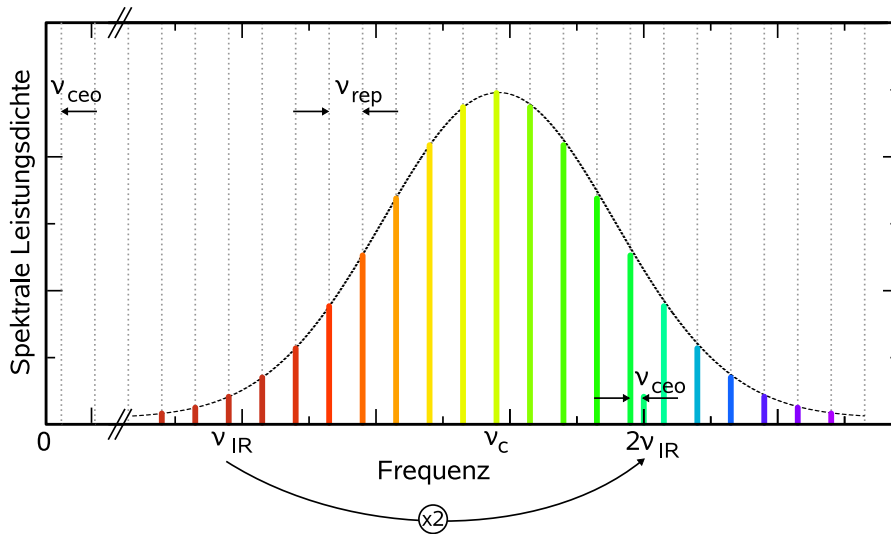


Abbildung 3.5: Schema zur direkten Messung der Träger-Einhüllende Schlupffrequenz ν_{ce0} . Die Mode ν_{IR} wird frequenzverdoppelt und mit dem sichtbaren Teil des Spektrums zur Schwebung gebracht. Das niederfrequenteste Schwebungssignal entspricht gerade ν_{ce0} .

Schwebungssignal beitragen⁵.

Die Stabilisierung von ν_{ce0} erfolgt über die Anpassung des Phasenschlupfes $\Delta\phi$ in (3.15). Kontrolliert werden kann dieser durch Variation der Dispersion innerhalb des Laserresonators [24]. Für Störfrequenzen im akustischen Bereich kann die Dispersionskontrolle durch Einbringen dispersiven Materials in den Resonator [25] erfolgen. Höher frequente Störungen können über die Variation der Pumpleistung des Ti:Sa Kristalls ausgeregelt werden⁶ [26].

Eine weitere, für viele Anwendungen ausreichende Möglichkeit der absoluten Fixierung des Spektrums ist die Spektroskopische Stabilisierung einer Mode auf einen atomaren Referenzübergang. Dabei ist der Modenabstand über die Phasenregelung der Repetitionsrate fixiert, während die Stabilisierung von ν_{ce0} indirekt, d.h. ohne direkte Messung erfolgt, indem eine Mode des Spektrums phasenstarr an einen cw-Laser angebunden wird. Dieser wiederum ist auf eine atomare Referenz stabilisiert (Abb. 3.6). Die Kenntnis der Frequenzen der einzelnen Moden ist bei diesem Schema durch die Linienbreite des zur Spektroskopie verwendeten cw-Lasers beschränkt.

⁵Neben der Verdopplung der Moden, findet auch Summenfrequenzbildung zwischen allen Modenpaaren statt, wodurch die Struktur des Spektrums (3.16) erhalten bleibt. Verdopplung alleine würde einen Modenabstand von $2\nu_{rep}$ zur Folge haben.

⁶Variation der Pumpleistung ändert über den optischen Kerr Effekt die Dispersion des Kristalls.

3 Der Kerr-Linsen modengegekoppelte Femtosekunden-Laser

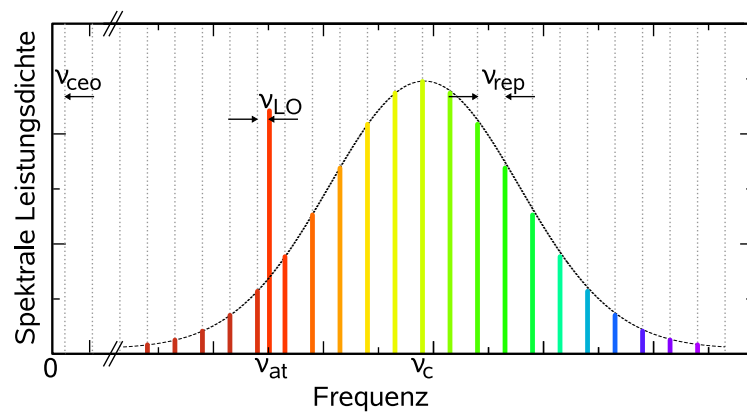
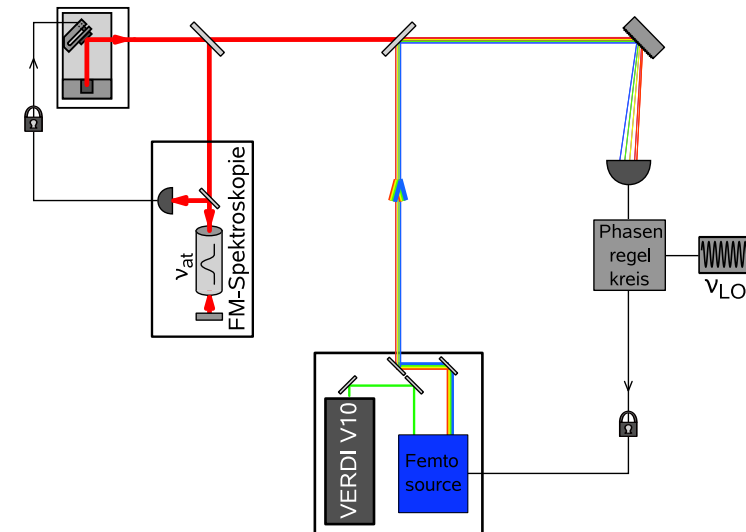


Abbildung 3.6: Absolute Fixierung des Kamms ohne explizite Kenntnis der Schlupffrequenz ν_{ceo} . Der cw-Laser ist mittels Frequenzmodulationsspektroskopie auf einen atomaren Referenzübergang bei ν_{at} stabilisiert, während eine Mode des fs-Lasers phasenstarr an diesen gekoppelt ist. ν_{LO} ist die Frequenz des Lokaloszillators zur heterodynen Stabilisierung zwischen Frequenzkamm und cw-Laser.

Die Kontrollmechanismen der beiden Laserparameter ν_{rep} und ν_{ceo} sind nicht orthogonal, da eine Dispersionsänderung auch eine Änderung der optischen Resonatorlänge L_{res} zur Folge hat. Allerdings sind die Abhängigkeiten beider Parameter von der Dispersion unterschiedlich, wodurch eine gleichzeitige Kontrolle beider Frequenzen möglich ist [26].

Messung der Modennummer m

Die Messung der Modennummer m erfordert eine Trennung der Moden m und $(m + 1)$. Dies ist leicht möglich, falls ein Spektrometer zur Verfügung steht, dessen Auflösung besser als der halbe Modenabstand $\nu_{rep}/2$ ist. Reicht die Auflösung nicht aus, so kann die Repetitionsrate ν_{rep} , wie in [27] beschrieben, durch einen optischen Resonator hochmultipliziert werden.

4 Photonische Kristallfasern - PCF

Photonische Kristalle sind periodische Strukturen, die aus Materialien mit unterschiedlichem Brechungsindex aufgebaut sind. Die Gitterkonstanten der Kristalle liegen in der Größenordnung optischer Wellenlängen. Ähnlich zur Bandstruktur der Dispersionsrelation im reduzierten Brillouinzone Schema der Festkörperphysik, existieren photonische Bänder für die Propagation von Licht durch diese Kristalle [1].

Photonische Kristallfasern (PCF) sind spezielle, zweidimensionale Photonische Kristalle, die die Propagation ausgewählter elektromagnetischer Moden in ihrem Inneren erlauben [2]. Die Führung des Lichtes wird hierbei durch einen hohen Brechungsindex-Kontrast zwischen Faserkern und Mantel, oder durch Führung in Defektmoden innerhalb optischer Bandlücken erreicht [3]. Als Defektmode bezeichnet man einen Bereich im reziproken Raum mit endlicher photonischer Zustandsdichte, der im Gegensatz zu seiner Umgebung die Propagation von Licht erlaubt.

4.1 Superkontinuums-Erzeugung in einer PCF

Koppelt man intensive, kurze Lichtpulse im Femto- bis Picosekundenbereich in eine auf die Zentralwellenlänge der Pulse ausgelegte PCF, kommt es zu einer dramatischen Verbreiterung des ursprünglichen Frequenzspektrums [4]. Vierwellenmischung zwischen den spektralen Moden (Kapitel 3.1.2) ist in niedrigster Ordnung für diesen Prozess verantwortlich, weshalb die ursprüngliche Struktur des Spektrums erhalten bleibt [28].

Die Wahl der Gittersymmetrie und der Gitterkonstanten ermöglicht die Anpassung der Dispersion der Faser, so dass ein sehr flacher Verlauf der Dispersionsrelation $\omega(\mathbf{k})$ mit Nullpunkt im Bereich der Zentralfrequenz des ursprünglichen Pulses erreicht werden kann [3]. Dies verhindert ein Zerfließen des Lichtpulses und ermöglicht hohe Spitzenintensitäten über typische Faserlängen von einigen Zentimetern bis zu einem Meter. Gleichzeitig bedingt der Nullpunkt der Dispersion im Sichtbaren oder Nahinfraroten einen sehr kleinen Faserkern aus Glas mit einer Fläche von ca. $10 \mu\text{m}^2$. fs-Pulse im mW Bereich führen in diesen Fasern zu Spitzenintensitäten in der Größenordnung einiger GW/cm^2 . Die Folge sind starke nichtlineare optische Prozesse in der Faser, die Superkontinuums-Erzeugung ermöglichen.

In langen Fasern oder durch Pulse hoher mittlerer Leistung, kommt es zu starkem Breitbandrauschen im Spektrum des ausgekoppelten Lichtfeldes. Dies ist auf stimulierte Raman- und Brillouinstreuung in der Faser, oder optische Schockwellenbildung zurückzuführen [23]. Optimal sind daher kürzest mögliche Pulse, so dass niedrige mittlere Leistungen und kurze Fasern zur Superkontinuumserzeugung ausreichen [5].

5 Detektion schwacher optischer Signale

5.1 Rauschen in Photodetektoren

Das Schrotrauschen im Lichtfeld stellt eine fundamentale Grenze des erreichbaren Signal zu Rausch Verhältnis bei der Detektion optischer Signale dar. Es hat seinen Ursprung in quantenmechanischen Fluktuationen der Photonenzahl in den einzelnen Lichtmoden. Das bestmögliche SNR ist erreicht, falls die Lichtleistung ausreicht um mit dem gewählten Detektor ein Schrotrausch begrenztes Signal zu erhalten.

Zur Detektion schwacher optischer Signale stehen im Wesentlichen drei verschiedene Detektoren zur Verfügung.

- Photodioden
- Lawinen-Photodioden (APD)
- Sekundärelektronenvervielfacher (PMT)

In ihren Charakteristika unterscheiden sich diese durch ihre Sensitivität, die Sättigungsintensität und in ihrem intrinsischen Rauschen. Die Sensitivität ist ein Maß für die nötige Lichtleistung um das Schrotrauschlimit zu erreichen.

Die Leistung in einer Mode des Frequenzkamms bei $\lambda \approx 780$ nm von ca. 2 nW (vgl. Abb. 5.3), liegt in einem Bereich, in dem sowohl Silizium Photodioden, als auch APD's als Detektoren in Frage kommen. PMT's liefern beste Ergebnisse für Lichtleistungen im pW Bereich [11]. Die Entscheidung für APD's liefert folgende Rauschbetrachtung, in der die jeweilige Photodiode zusammen mit der in (Abb. 5.1) gegebenen *Transimpedanzverstärker-Schaltung* untersucht wird. Die erforderlichen Spezifikationen, eine Mindestbandbreite von $B \geq 100$ MHz und niedrigst möglichen Dunkelstrom, erfüllen die Si-PIN Photodiode S5971 ($B = 100$ MHz) und die APD S2381 ($B = 1000$ MHz) von Hamamatsu.

Drei physikalische Prozesse tragen zum Rauschen in einer Photodiode bei [11], [12]. Das *Nyquist Rauschen*, hervorgerufen durch die Brownsche Bewegung der Elektronen im Widerstand R_{sh} :

$$I_{ny} = \sqrt{\frac{4k_B T B}{R_{sh}}} \quad (5.1)$$

k_B steht für die Boltzmann-Konstante, T für die Temperatur in Kelvin, B für die Bandbreite und R_{sh} für den ohmschen Widerstand der Photodiode.

Die anderen beiden Prozesse haben Schrotrauschcharakter.

Der Dunkelstrom I_d einer Si-PIN Photodiode liefert den Beitrag

$$I_{sd} = \sqrt{2q_e I_d B} \quad (5.2)$$

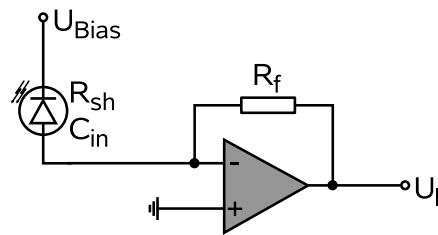


Abbildung 5.1: Transimpedanzverstärker-Schaltung. Die Vorspannung U_{Bias} beträgt für die Si-PIN Photodiode Hamamatsu S5971 12 V und für die APD Hamamatsu S2381 130 V. Der Verstärker wird über einen FET-Input Operationsverstärker OPA657 mit einem Gain-Bandbreiten Produkt von 1.6 GHz realisiert. Die Feld-Effekt-Transistoren (FET) haben einen sehr niedrigen Eingangsstrom, wodurch eine rauscharme Verstärkung möglich ist. Die Bandbreite B der Schaltung beträgt ca. 100 MHz.

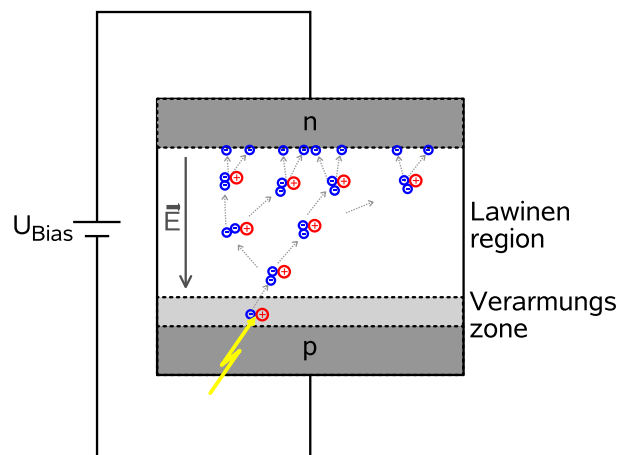


Abbildung 5.2: Aufbau einer Lawinenphotodiode [12]. Auf die aktive Fläche treffende Photonen erzeugen Elektron-Loch Paare in der Verarmungszone der Photodiode. Die hohe Vorspannung von einigen 100 V erzeugt ein Elektrisches Feld von ca. $E \approx 2 \cdot 10^5$ V/m zwischen dem p und n dotierten Bereich der APD. Bei diesen Feldstärken erlangen die Elektronen genügend Kinetische Energie zwischen zwei Stößen mit dem Silizium-Kristallgitter um beim Stoß ihrerseits Sekundärelektronen ins Leitungsband zu transferieren. Es kommt zur Lawinenbildung und damit zu einer starken Multiplikation der Primärelektronenzahl.

wobei q_e die Elementarladung bedeutet. Für eine APD ergibt sich ein modifizierter Ausdruck für den Rauschanteil des Dunkelstroms. Man muss zwischen dem in der Lawinenzone verstärktem Dunkelstrom I_{dav} und dem nicht verstärktem Anteil I_d , für den (5.2) gilt, unterscheiden. (Abb. 5.2) zeigt den Aufbau einer APD.

Der nicht verstärkte Anteil des Dunkelstroms hat seinen Ursprung in freien Ladungsträgern, die außerhalb der Lawinenregion und der Verarmungszone erzeugt werden. Für eine Verstärkung M der Primärelektronen und einen Rauschfaktor F , der das bei der Lawinenbildung entstehende zusätzliche Rauschen berücksichtigt, gilt für den Rauschbeitrag durch I_{dav} :

$$I_{sdav} = \sqrt{2q_e I_{dav} M^2 F B} \quad (5.3)$$

Das Schrotrauschen I_{sl} eines Lichtfeldes der Leistung P_l , welches in der Si-PIN Photodiode zu einem Strom $I_{l-SiPIN} = S Q_E P_l$ führt, berechnet sich entsprechend (5.2), wenn I_d durch $I_{l-SiPIN}$ ersetzt wird. Für APD's erfolgt eine Verstärkung der primären Photoelektronen in der Lawinenzone um den Faktor M . Das Lichtfeld induzierte Schrotrauschen I_{sl-APD} ergibt sich nach Ersetzung von I_{dav} durch $\frac{I_{l-APD}}{M} = S Q_E P_l$ aus (5.3). S bezeichnet die Sensitivität der Photodiode, Q_E die Quantenausbeute.

Quadratische Addition der Beiträge liefert den Rauschstrom der Photodioden $I_{n-SiPIN}$ bzw. I_{n-APD} .

$$I_{n-SiPIN} = \sqrt{I_{ny}^2 + I_{sd}^2 + I_{sl}^2} \quad (5.4)$$

$$I_{n-APD} = \sqrt{I_{ny}^2 + I_{sd}^2 + I_{sdav}^2 + I_{sl-APD}^2} \quad (5.5)$$

Der Transimpedanzverstärker in (Abb. 5.1) liefert einen Rauschbeitrag von:

$$U_{n-TIA} = \sqrt{B[U_{op}^2 \left\{ \left(1 + \frac{R_f}{R_{sh}}\right)^2 + \frac{4\pi^2}{3} C_{in}^2 R_f^2 B^2 \right\} + R_f^2 I_{op}^2 + 4k_B T R_f]} \quad (5.6)$$

Die verschiedenen Terme repräsentieren

- das Eingangsrauschen des Operationsverstärkers U_{op} und dessen Verstärkung durch die Rückkopplung über R_f .
- das durch eine endliche Eingangskapazität C_{in} am Operationsverstärker hervorgerufene Rauschen.
- den Rauschbeitrag des endlichen Eingangsstrom des Operationsverstärkers I_{op} .
- das thermische Rauschen der ohmschen Rückkopplung.

Der Transimpedanzverstärker liefert bei einem Eingangsstrom I_{in} ein Spannungssignal $U_{TIA} = R_f I_{in}$. Gleichmaßen wird auch der Rauschstrom der Photodioden in ein Spannungssignal umgewandelt. Das erreichbare SNR der jeweiligen Photodiode folgt zu:

$$SNR_{SiPIN} = \frac{R_f S Q_E P_l}{\sqrt{(R_f I_{n-SiPIN})^2 + U_{n-TIA}^2}} \quad (5.7)$$

$$SNR_{APD} = \frac{R_f S Q_E M P_l}{(\sqrt{R_f I_{n-APD}})^2 + U_{n-TIA}^2} \quad (5.8)$$

Bei einer Bandbreite von $B = 100$ MHz, einer typischen Lichtleistung von $P_l = 10$ nW¹, einer Verstärkung von $M = 30$ der APD und den Parametern der untersuchten Photodioden bei Raumtemperatur ergibt sich im Vergleich der Signal zu Rausch Verhältnisse:

$$\frac{SNR_{APD}}{SNR_{SiPIN}} = 31 \quad (5.9)$$

(5.9) begründet also die Verwendung der APD für die Detektion der Lichtfelder. Das SNR ist in diesem Fall durch das Schrotrauschen des Lichtfeldes begrenzt, denn:

$$\frac{I_{sl-APD}^2}{I_{sdav}^2 + I_{ny}^2 + I_{sd}^2} = 3 \cdot 10^5 \quad (5.10)$$

Der Rauschstrom der APD ergibt mit (5.5) zu $I_{n-APD} = 16.5$ nA.

5.2 Schwebungssignale schwacher Lichtfelder

Das Schwebungssignal zweier Lichtfelder der Leistungen $P_{1,2}$ ergibt sich aus dem Interferenzterm in (2.6). Dessen quadratischer Mittelwert ist proportional zu $P_1 \cdot P_2$. Für den Rauschstrom spielt jedoch nur die Summe der Leistungen $P_1 + P_2$ eine Rolle, da das Rauschen der beiden Lichtfelder unkorreliert ist und der Kreuzkorrelationsterm im Mittel verschwindet [13], [6]. Betrachtet man das SNR vor der elektronischen Verstärkung für den Fall der Lichtfeld-Schrotrauschbegrenzung, so reduziert sich (5.8) zu

$$SNR^2 = \frac{I_{l-APD}^2}{I_{sl-APD}^2} = \frac{SQ_E}{q_e FB} \frac{P_1 P_2}{P_1 + P_2} \propto \frac{P_1 P_2}{P_1 + P_2} \quad (5.11)$$

Die Detektion des Schwebungssignals zwischen einer Mode m des Frequenzkamms und des Lichtfeldes eines cw-Lasers erfolgt nach spektraler Filterung des Kamms. Trotzdem

¹Eine Signalleistung bei der Detektion von Schwebungssignalen von 10 nW ergibt sich nach (2.6) aus $P_l = \sqrt{2P_1 P_2}/k$ mit $P_1 \approx 1$ nW, $P_2 \approx 10$ μ W und einem Faktor $k \approx 100$ der die Abweichung vom perfekten Überlapp der Lichtmoden im Orts- und Impulsraum abschätzt.

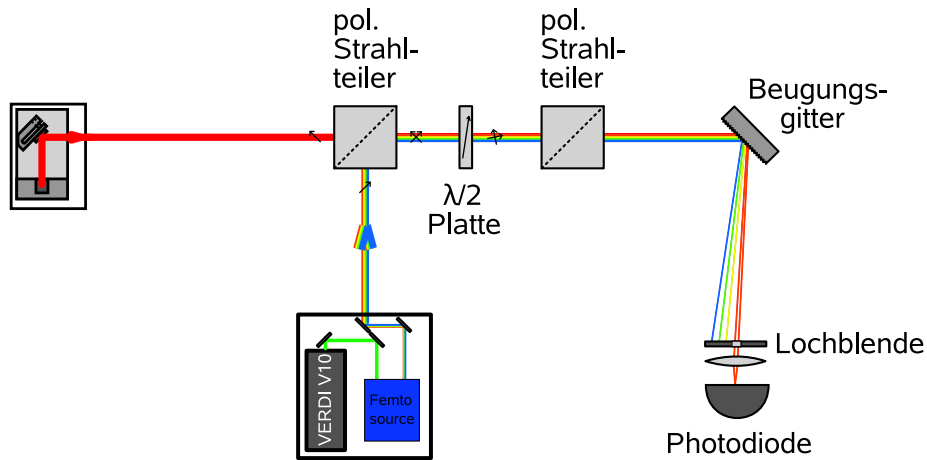


Abbildung 5.3: Überlagerung von Diodenlaser und Frequenzkamm mit nachfolgender spektraler Selektion. Der zur Schwebung beitragende Anteil beider Strahlen kann über die Kombination $\lambda/2$ -Plättchen und polarisierender Strahlteiler auf das optimale SNR eingestellt werden. Der Abstand von Gitter (1800 Striche/mm) und Lochblende beträgt 40 cm, die Öffnung dieser 4 mm. Die Lichtleistung des Diodenlasers bei $\lambda = 780 \text{ nm}$ auf der APD beträgt typisch $P_{DL} = 60 \mu\text{W}$ und der Frequenzkamm hat hinter der Lochblende eine Leistung von $P_{Kamm} = 50 \mu\text{W}$, die sich auf 28000 Moden verteilt. Mit der Approximation der Gleichverteilung der Leistung auf alle Moden in diesem Frequenzintervall erhält man eine Leistung von $P_m \approx 2 \text{ nW}$ pro Mode.

gelangen neben der Mode m und der cw-Lasermode auch die benachbarten Moden des Frequenzkamms auf die Photodiode, wobei deren Anzahl N durch die spektrale Breite des Filters gegeben ist.

Bei den hier betrachteten cw-Lasern handelt es sich um Diodenlaser, deren Wellenlänge im Nahinfraroten um $\lambda = 780 \text{ nm}$ liegt. Die Charakteristika dieser Diodenlaser sind in Kapitel 6.1 vorgestellt.

Die Überlagerung von Frequenzkamm und Diodenlaser und die spektrale Selektion wird nach dem in (Abb. 5.3) gezeigten Schema realisiert. Für das SNR folgt in dieser Anordnung:

$$SNR^2 \propto \frac{\alpha P_m (1 - \alpha) P_{DL}}{\alpha N P_m + (1 - \alpha) P_{DL}} \quad (5.12)$$

α gibt den im zweiten Strahlteiler transmittierten Anteil der Lichtleistung an. (5.12) setzt die Gleichverteilung der Leistung in allen N Moden um die m -te Mode voraus. Für $\alpha = \frac{\sqrt{P_{DL}}}{\sqrt{N P_m} + \sqrt{P_{DL}}}$ ergibt sich das optimale SNR:

$$SNR_{opt}^2 \propto \frac{P_m}{(\sqrt{N \frac{P_m}{P_{DL}}} + 1)^2} \quad (5.13)$$

5 Detektion schwacher optischer Signale

Stellt die spektrale Selektion $N \ll \frac{P_{DL}}{P_m}$ sicher, ergibt sich eine Schrotrauschbegrenzung des Signals durch das schwache Lichtfeld der Mode m .

$$SNR_{opt}^2 = \frac{SQ_E P_m}{q_e F B} \quad (5.14)$$

Das mit diesem Aufbau experimentell erreichte SNR bei einer Leistung in der m -ten Mode von $P_m \approx 2 \text{ nW}$ und einer Diodenlaserleistung von $P_{LD} = 60 \mu\text{W}$ in 3 kHz Auflösungsbandbreite beträgt 35 dB.

6 Diodenlaser und Frequenzstabilisierung

6.1 Beugungsgitter stabilisierte Diodenlaser

Neben dem fs-Laser werden im vorgestellten Experiment mehrere cw-Diodenlaser zu unterschiedlichen Zwecken eingesetzt. Zum Einen dienen sie zur Verstärkung und Selektion einzelner Moden des fs-Lasers, indem die phasenstarre Kopplung an eine einzelne Mode erfolgt. Zum Anderen wird ein Diodenlaser zur Stabilisierung des Frequenzkamms eingesetzt. Dies erfolgt durch Stabilisierung des Diodenlasers auf einen atomaren Hyperfeinübergang in Rb und anschließender Phasenkopplung zwischen Frequenzkamm und Diodenlaser (Kapitel 3.2).

Die Diodenlaser sind nach dem in [9] vorgestellten Schema aufgebaut. Typische Lichtleistungen für die verwendeten Laserdioden bei 780 nm, liegen im Bereich von 30 mW (bei 90 mA Laserdiodenstrom). Die große Linienbreite frei laufender Laserdioden von einigen 10 MHz wird durch Einbringen eines Beugungsgitters in Littrow-Konfiguration auf den sub-MHz Bereich reduziert. Die reflektierende Endfläche der Laserdiode, sowie die erste Beugungsordnung des Gitters bilden dabei einen optischen Resonator, dessen Güte die Linienbreite des Lasers bestimmt (Abb. 6.1). Temperaturstabilisierung des Aufbaus erfolgt über ein Peltier Element. Um akustische und thermische Störungen zu reduzieren, befindet sich der komplette Diodenlaser in einer Plexiglasbox.

(Abb. 6.2) zeigt das Schwebungssignal des Diodenlasers mit einer Mode des Frequenzkamms in 3 kHz Auflösungsbandbreite. Aus der Breite des Peaks kann die Linienbreite des Diodenlasers nach oben zu $\Delta\nu \leq 450$ kHz abgeschätzt werden.

Drei Stellglieder ermöglichen die Wahl der Frequenz des Diodenlasers:

- Änderung der Temperatur.
- Änderung des Laserdiodenstroms.
- Änderung des Resonators über Verkipfung des Beugungsgitters.

Eine Änderung der Temperatur bewirkt eine Längenänderung des Resonators, sowie eine Verschiebung des Verstärkungsprofils der Laserdiode. Somit kommt es zu Modensprüngen, falls eine andere Resonatormode mit dem Maximum des Verstärkungsprofils zusammenfällt. Ein weiterer Nachteil dieser Regelmöglichkeit besteht in der hohen Trägheit der Temperaturanpassung, die auf einer Zeitskala von Sekunden stattfindet.

Die Änderung des Laserdiodenstroms bewirkt wiederum eine leichte Temperaturänderung der Laserdiode, hauptsächlich aber eine Änderung optischen Länge des Resonators. Diese hat ihren Ursprung in der Variation der Ladungsträgerdichte in der Laserdiode und der

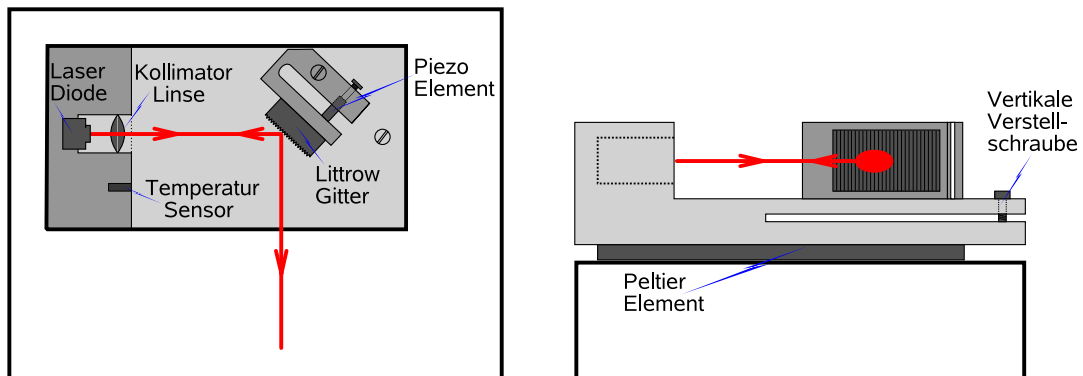


Abbildung 6.1: Schema der Diodenlaser Konstruktion nach [9]. Beugungsgitter und Endfläche der Laserdiode bilden einen externen Resonator, dessen Güte die Linienbreite des Diodenlasers bestimmt. Zur Änderung der Wellenlänge kann das Beugungsgitter über das Piezo Element leicht verkippt werden. Die vertikale Verstell-schraube erlaubt die Justage des Resonators auf der vertikalen Achse. Temperaturstabilisierung erfolgt durch eine elektronische Regelung über das Peltier Element.

daraus folgenden Brechungsindexänderung. Die Regelung hat eine sehr hohe Bandbreite von ca. 1 GHz, begrenzt von der Kapazität der Laserdiode.

Eine Piezo-Element-gesteuerte Verkipfung des Beugungsgitters hat zwei Konsequenzen. Durch die Verkipfung ändert sich die in die Laserdiode zurückreflektierte Mode (Frequenzselektive Beugung am Gitter). Außerdem liegt der Drehpunkt außerhalb der Resonatorachse. Eine Verkipfung führt somit zur Längenänderung des Resonators. Die Trägheit des Beugungsgitters limitiert die Bandbreite dieses Regelzeiges auf ca. 1 kHz bei einem maximal möglichen Frequenzhub von bis zu 20 GHz.

6.2 Dopplerfreie Frequenzmodulationsspektroskopie

Die Frequenzstabilisierung eines Diodenlasers auf eine atomare Referenz findet mittels dopplerfreier *Frequenzmodulationsspektroskopie* statt. Der Lasermode $\omega_0 = 2\pi\nu_0$ werden durch Phasenmodulation in einem *Elektro-Optischen Modulator* (EOM) Seitenbänder im Abstand $\omega_M = 2\pi\nu_M$ relativ zum Träger aufgeprägt. Diese beiden Seitenbänder haben eine Phasendifferenz von π [10]. Für das resultierende Elektrische Feld gilt bei kleinem Modulationsindex $M \ll 1$:

$$E(t) \propto e^{i\omega_0 t} + \frac{M}{2} (e^{i(\omega_0 + \omega_M)t} - e^{i(\omega_0 - \omega_M)t}) \quad (6.1)$$

Durchgang des Lichts durch die Gaszelle mit den Referenzatomen hat, vor allem bei nah-resonanter Wechselwirkung, stark frequenzabhängige Absorption und Dispersion zur Fol-

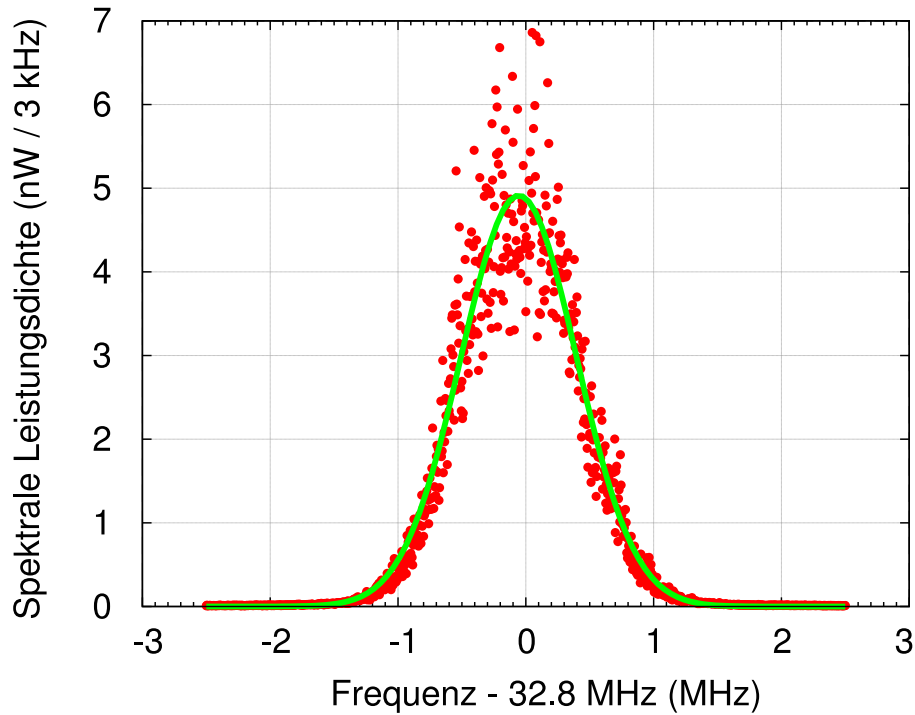


Abbildung 6.2: Schwebungssignal zwischen einer Mode des Frequenzkamms und dem Lichtfeld eines Diodenlasers. Die Messung erfolgte durch schmalbandige, lockere Phasenstabilisierung des Diodenlasers relativ zur Mode des Frequenzkamms, wodurch das Spektrum des Signal nicht beeinflusst wird. Gezeigt ist der Mittelwert aus 50 Messungen mit einer Auflösungsbandbreite von 3 kHz. Ein gauß'scher Fit ergibt eine Breite von $\Delta\nu = 450 \text{ kHz}$.

ge. Bei einem Transmissionskoeffizienten $\alpha(\omega_0)$ und der dispersiven Phasenverschiebung $\psi(\omega_0)$ gilt für das Lichtfeld nach der Gaszelle:

$$\begin{aligned}
 E(t) &\propto \alpha(\omega_0)e^{i(\omega_0+\psi(\omega_0))} \\
 &+ \frac{M}{2}[\alpha(\omega_0 + \omega_M)e^{i((\omega_0+\omega_M)t+\psi(\omega_0+\omega_M))} - \alpha(\omega_0 - \omega_M)e^{i((\omega_0-\omega_M)t+\psi(\omega_0-\omega_M))}]
 \end{aligned}
 \tag{6.2}$$

Das Signal einer Photodiode ist proportional zur Lichtintensität: $U(t) \propto |E(t)|^2$. Nach der Demodulation des Signals mit der phasenverschobenen Modulationsfrequenz $\sin(\omega_M t + \theta)$, Tiefpassfilterung und kapazitiver Auskopplung ergibt sich das Fehlersignal der Frequenzmodulationsspektroskopie zu

$$\begin{aligned}
 U_{err} &\propto [\alpha(\omega_0 + \omega_M) - \alpha(\omega_0 - \omega_M)]\sin(\theta) \\
 &+ [\psi(\omega_0 + \omega_M) + \psi(\omega_0 - \omega_M) - 2\psi(\omega_0)]\cos(\theta)
 \end{aligned}
 \tag{6.3}$$

6 Diodenlaser und Frequenzstabilisierung

Die Phase θ ist ein leicht kontrollierbarer experimenteller Parameter, durch dessen Wahl der absorptive oder dispersive Anteil des Fehlersignals ausgewählt werden kann. Symmetrische Linienform um das Zentrum ω_{at} bedingt ein Fehlersignal mit Nullpunkt bei $\omega_0 = \omega_{at}$. Nach einer Verstärkung und Invertierung des Fehlersignals erfolgt die Rückkopplung auf das Piezo Element des Diodenlasers. In (Abb. 6.3) ist der Aufbau einer FM-Spektroskopie und die Erzeugung des Fehlersignals dargestellt.

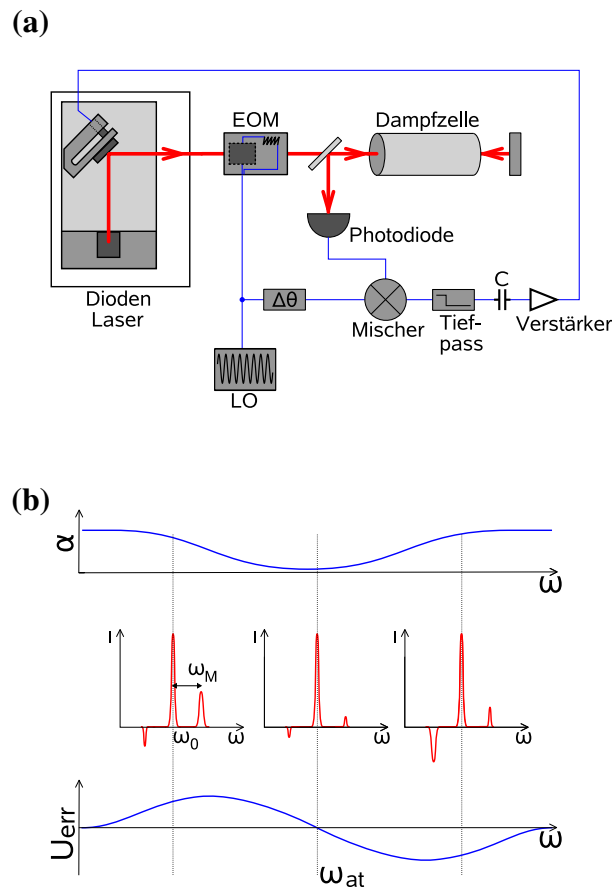


Abbildung 6.3: (a) Schematischer Aufbau einer FM-Spektroskopie. Eine detaillierte Beschreibung ist im Text zu finden. (b) Bei symmetrischer Linienform verschwindet das Fehlersignal gerade bei $\omega_0 = \omega_{at}$, da sich die Beiträge der beiden Seitenbänder kompensieren.

Teil II

Experimentelle Realisierung

7 Realisierung eines Optischen Phasenregelkreises

Anwendungen wie Raman-Photoassoziation erfordern relative Kohärenzzeiten zwischen den beteiligten Lasern über die Dauer der spektroskopischen Sequenzen. Diese können in der Größenordnung von Sekunden liegen. Außerdem beträgt die Gesamtdauer eines Experiments einige Minuten und von diesen Einzelexperimenten folgen typischerweise sehr viele hintereinander. Dies stellt zwei grundsätzliche Anforderungen an den Phasenregelkreis:

- Reduktion der Linienbreite des Schwebungssignals der stabilisierten Diodenlaser auf unter 1 Hz.
- Stabiler Betrieb über Stunden, ohne dass der Eingangsbereich des Regelkreises verlassen wird.

Ersteres kann durch einen *Analogen Phasenregelkreis* erreicht werden, der Phasenfluktuationen mit Störfrequenzen bis zu einigen MHz unterdrückt und die Linienbreite des Schwebungssignals auf unter 1 Hz reduziert. Voraussetzung dafür ist schnelles, rauscharmes Ansprechen und eine steile Flanke des Fehlersignals um $\Delta\phi = 0$. Allerdings beträgt der Regelbereich nur $|\Delta\phi_{max}| = \pi$ und das Fehlersignal ist periodisch mit 2π (Abb. 7.1). Daraus ergeben sich zwei entscheidende Nachteile: Nicht ausregelbare *Frequenzänderungen*, die eine Frequenzabweichung $\Delta\nu > B$ ($B \approx 1-10$ MHz für Optische Phasenregelkreise) zwischen Schwebungssignal und Lokaloszillator zur Folge haben, führen zum Verlassen des Eingangsbereiches und das resultierende Fehlersignal mittelt sich zu Null.

Phasensprünge um $|\Delta\phi| > \pi$ haben *Cycle Slips* zur Folge, da der Regelkreis auf den periodisch folgenden Nullpunkt des Fehlersignals regelt. In beiden Fällen geht die Phaseninformation verloren. Besonders bei schlechtem SNR der Eingangssignale lässt sich mit einem analogen Regelkreis nur eine instabile Regelung realisieren.

Ein *Digitaler Phasenregelkreis* ermöglicht große Regelbereiche von $|\Delta\phi_{max}| \approx 100\pi$. Das Fehlersignal ist proportional zu $\Delta\phi$, so dass die Regelung im Fall eines sättigenden Phasendetektors einen eindeutigen Nullpunkt hat. Selbst bei Verlassen des Regelbereiches bleibt ein rücktreibendes Fehlersignal vorhanden (Abb. 7.2a). Der Eingangsbereich ist somit nur durch die Grenzfrequenz der verwendeten Digitalelektronik begrenzt, die für "einfache" Schaltungen ca. 50 MHz beträgt [18]. Ab einem minimalen SNR am Eingang des Regelkreises, welches ein sicheres Triggern der digitalisierenden Komparatoren ermöglicht, geht das Phasengedächtnis der digitalen Regelung erst bei Erreichen der Sättigung verloren. Die Cycle Slip Rate kann so deutlich reduziert werden.

Ein großer Regelbereich hat eine flache Flanke um $\Delta\Phi = 0$ zur Folge. Da Zittern der digitalen Flanken hochfrequentes Rauschen verursacht, ist die Regelbandbreite B des Schleifenfilters klein zu wählen. Die hervorragende Langzeitstabilität des digitalen Regelkreises

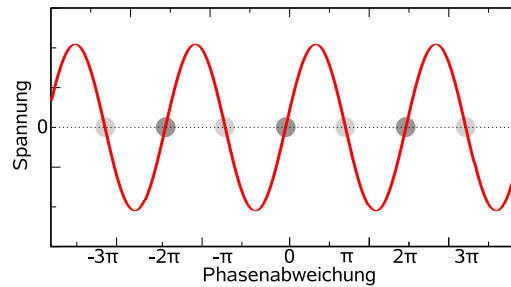


Abbildung 7.1: Fehlersignal eines analogen Phasenregelkreises. Je nach Polarität der Rückkopplung sind die dunkel, bzw. hell hinterlegten Nullpunkte gleichberechtigte Regelpunkte des Phasenregelkreises.

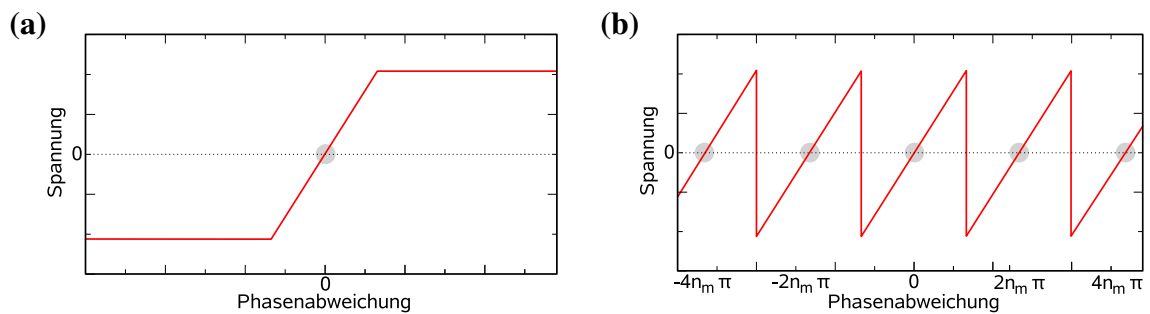


Abbildung 7.2: Fehlersignal eines digitalen Phasendetektors. (a) sätzigend, (b). periodisch.

wird somit durch große mittlere Phasenfehler $\Delta\phi_{RMS}$ erkauft [19]. Der digitale Regelkreis ändert die Spektrale Leistungsdichte des Schwebungssignals aufgrund der niedrigen Bandbreite kaum, hält das Signal aber im Mittel bei der Frequenz des Lokaloszillators [13]. Er realisiert einen lockeren Phasenregelkreis.

7.1 Der kombinierte analog-digitale Phasenregelkreis

Eine Kombination aus digitalem und analogem Regelkreis erfüllt alle oben genannten Anforderungen. Ein mögliche Realisierung wird in [18] vorgeschlagen, woran sich die Entwicklung des Phasenregelkreises orientiert.

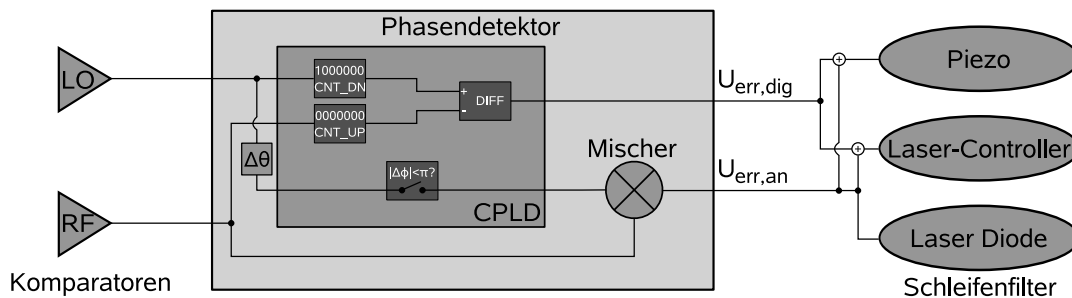


Abbildung 7.3: Organisation des Phasenregelkreises. Die Eingangssignale werden digitalisiert und dann zur Verarbeitung an einen programmierbaren IC (CPLD Altera MAX7000s) gegeben. Dieser bildet den digitalen Phasendetektor und steuert den Regelkreis. Gilt $|\Delta\phi| < \pi$ erfolgt die Aktivierung des analogen Phasendetektors (Minicircuits RPD-1). Das summierte Fehlersignal wird über drei verschiedene Schleifenfilter auf den Diodenlaser rückgekoppelt.

7.1.1 Aufbau des Phasenregelkreises

In (Abb. 7.3) ist die Organisation des Phasenregelkreises dargestellt. Die Eingangssignale werden mit Hilfe zweier Komparatoren (10ns Anstiegszeit) digitalisiert. Dies erzeugt zwar Rauschen, allerdings verliert die Regelcharakteristik ihre Abhängigkeit vom Pegel der Eingangssignale, was eine universellere Auslegung der Filter ermöglicht. Außerdem kann die Steuerung des gesamten Systems in diesem Schema durch einen CPLD-IC¹ übernommen werden, wodurch der Aufbau des Regelkreises erheblich vereinfacht wird. Die Implementierung der Logik im CPLD erfolgt über die Programmiersprache *Verilog*, die eine hohe Ähnlichkeit zu *C* aufweist. Auf die Erzeugung des Fehlersignals im Phasendetektor wird in Kapitel 7.1.2 genauer eingegangen.

Um die Steuermöglichkeiten des Diodenlasers optimal auszunutzen, erfolgt eine Frequenzselektion des Fehlersignals. Langsame Störungen bis zu $\nu \approx 1$ kHz werden über einen integrativen Filter auf das Piezo-Element des Beugungsgitter rückgekoppelt. Über diesen Kontrollpfad ist der größte Frequenzhub (bis zu 20 GHz) möglich [9]. Der Laser-Controller regelt proportional zum Signal an seinem Modulationseingang mittlere Störfrequenzen bis $\nu \approx 20$ kHz aus, während schnelle Phasenfluktuationen bis zur maximalen Bandbreite $B \approx 1.5$ MHz direkt über einen kapazitiv gekoppelten Stromzweig auf die Laserdiode rückgekoppelt werden. Die beiden letzten Filter haben im jeweiligen Frequenzband überwiegend proportionalen Regelcharakter.

¹Altera MAX7000s, ein programmierbarer Logikbaustein

7.1.2 Der Phasendetektor

Eine Kombination aus analogem und digitalem Phasendetektor erzeugt das Fehlersignal des Regelkreises. Der Digitale Phasendetektor ist durch einen CPLD implementiert. Das Herzstück dieses Phasendetektors bilden zwei 8-Bit Zähler. Der erste Zähler wird durch die steigende Flanke des Lokaloszillatorsignals (LO) getriggert. Jedes Triggersignal erhöht den Zähler um Eins, ausgehend von der Initialisierung mit 00000000. Der zweite Zähler dagegen ist mit dem Wert 10000000 initialisiert. Hier erfolgt ein Runterzählen mit jeder steigenden Flanke des Schwebungssignals (RF). Das Ausgangssignal wird durch Differenzbildung beider Zähler erhalten. Dies erfolgt, getriggert durch die LO Flanke, jeweils um zwei Takte verzögert um tolerant gegenüber Signallaufzeitänderungen bei verschiedenen Frequenzen zu sein. Die so erhaltene Verzögerung in der Verarbeitung der Signale ist unproblematisch falls $\nu_{LO} \gg B$, was in diesem Fall für $\nu_{LO} = 32$ MHz und $B = 1.5$ MHz gegeben ist. Der Ausgang hat den Wert 00000000, falls $|\Delta\phi| < \pi$ ist und ansonsten $\Delta\phi \bmod 2\pi$. Die Umwandlung des Binärwertes in ein analoges Signal erfolgt in einem 8-Bit Digital-Analog Wandler. Das digital erzeugte Fehlersignal hat die Form einer Treppenfunktion mit Stufenbreite 2π .

Die verwendeten Zähler sättigen natürlich nicht, sondern laufen von ihrem Maximalwert zu ihrem Minimalwert bzw. umgekehrt. Ohne weitere Logik ist ein periodischer Phasendetektor implementiert. Um einen sättigenden Phasendetektor mit eindeutigem Nullpunkt und einer eingeschränkten Regelung selbst bei Überschreiten des Regelbereiches zu erhalten, muss dies zusätzlich eingefügt werden. Dazu definiert man einen gewissen Wert des Ausgangssignals als obere (untere) Grenze und stoppt ab diesem Wert das hoch (runter) Zählen der entsprechenden Zähler. Da das summierte Signal erst nach 2 Zyklen am Ausgang erscheint und die Überprüfung eine endliche Zeit in Anspruch nimmt, können die extremalen Werte (11111111 bzw. 00000000) nicht als Grenze verwendet werden. Überlauf der Zähler würde die Periodizität des Phasendetektors weiterhin aufrechterhalten. Als optimale Werte haben sich 1111xxxx als obere Schranke und 0000xxxx als untere Schranke erwiesen, so dass die vier niedrigsten Bits als Sicherheit dienen. Um Laufzeit bedingte Fehler durch falsches Setzen der Sättigungsmarker abhängig von der Differenzfrequenz zwischen ν_{LO} und ν_{RF} zu eliminieren, werden diese nur gesetzt, falls die Schranken für mindestens zwei LO Takte überschritten sind. Das resultierende Fehlersignal in (Abb. 7.4) ist unabhängig von der Differenzfrequenz $\nu_{LO} - \nu_{RF}$ der Eingänge. Die maximale für den CPLD zu verarbeitende Eingangsfrequenz wird von der Simulation der Altera Programmierumgebung zu $\nu_{max} \approx 45$ MHz angegeben. Dies konnte auch experimentell bestätigt werden.

Durch die Wahl der Schranken wird der nutzbare Bereich der Zähler auf $256 - 32 = 224$ begrenzt. Daraus folgt ein Regelbereich des Phasendetektors von $|\Delta\phi| < 224\pi$.

Neben der Generierung des Fehlersignals erfüllt der CPLD noch eine weitere Aufgabe: Er bildet die zentrale Steuereinheit des Regelkreises. Die Aktivierung des Analogen Phasendetektors (Minicircuits RPD-1) erfolgt, sobald für den Phasenfehler $|\Delta\phi| < \pi$ gilt, d.h. der

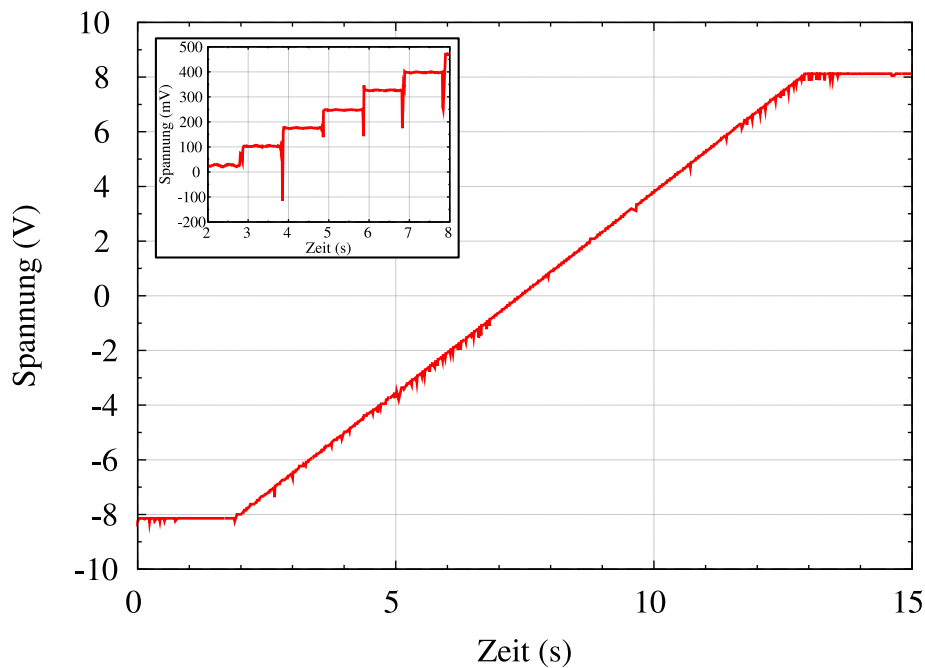


Abbildung 7.4: Gemessenes Fehlersignal des Digitalen Phasendetektors. Die Eingangssignale liefern zwei phasensynchronisierte Rohde & Schwarz SML02 2.2 GHz Frequenzgeneratoren, hier um $\Delta\nu = 20$ Hz verstimmt. Die linke obere Ecke zeigt die Stufenform des Fehlersignals. Die hochfrequenten Störungen an den Flanken haben keinen Einfluß auf das rückgekoppelte Fehlersignal, da die Schleifenfilter bandbreitenbegrenzend wirken. Der Regelbereich beträgt $2 \cdot 224\pi$.

Ausgangswert beträgt 00000000. Physikalisch wird die Aktivierung im CPLD implementiert, indem die LO Frequenz auf den entsprechenden Ausgangskanal des CPLD durchgeschaltet wird. Der kritische Parameter bei dieser Digital-Analog Schnittstelle ist das Zusammenfallen der Nullpunkte des Fehlersignals. Während der digitale Phasendetektor seinen Nullpunkt bei einem Phasenwinkel von $\Delta\phi = 0$ zwischen LO und RF Signal hat, trifft dies für der analogen Mischer für $\Delta\phi = \frac{\pi}{2}$ zu². Eine leichte Abweichung zwischen den beiden Nullpunkten führt zu Instabilitäten an den Punkten $|\Delta\phi| \approx \pi$, da das Fehlersignal hier die falsche Polarität hat. Somit entstehen zwei weitere mögliche Regelpunkte des Systems. Die nötige Phasenverzögerung von $\Delta\theta = \frac{\pi}{2}$ für das LO Signal zwischen beiden Phasendetektoren wird durch eine variable Signallaufstrecke in abgeschirmten RG-58 Kabel erreicht, wobei die benötigte Länge je nach LO Frequenz angepasst werden muss. Feineinstellung ($\Delta\theta \approx \frac{\pi}{8}$) ist durch eine Tiefpass-Komparator Kombination möglich, in-

²Das Ausgangssignal des RPD-1 ist, bei LO und RF Eingangspegeln von +7dBm, durch $U_{err} = 1 \text{ V} \cos(\Delta\phi(t))$ gegeben.

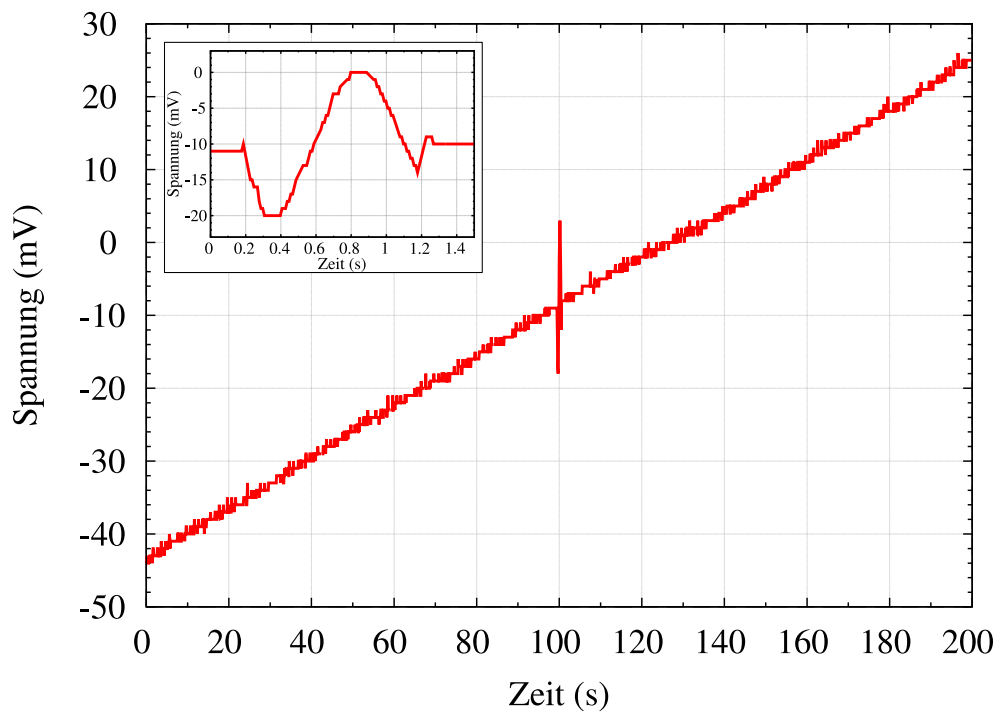


Abbildung 7.5: Gemessenes Fehlersignal des kombinierten Phasendetektors. Die Eingangssignale lieferten zwei phasensynchronisierte Rohde & Schwarz SML02 2.2 GHz Frequenzgeneratoren, hier um $\Delta\nu = 1$ Hz verstimmt. In der linken oberen Ecke ist das Signal des Analogen Phasendetektors vergrößert dargestellt. In diesem Fall gibt es eine leichte Abweichung zwischen den Nullpunkten der beiden Detektoren, wodurch zwei weitere, schwache Regelpunkte bei $|\Delta\phi| = \pi$ entstehen.

dem die Schaltschwelle des Komparators über ein Potentiometer anpassbar ist. Außerdem kann der Nullpunkt des Digital-Analog Wandlers durch Addition einer variablen Offsetspannung verschoben werden. Um den Regelkreis robuster bezüglich dieser kritischen Einstellung zu machen, erfolgt die Aktivierung des Analogen Phasendetektors einen LO Takt verzögert, d.h. das Kriterium für dessen Aktivierung verlangt mindestens zwei aufeinanderfolgende LO Flanken mit $|\Delta\phi| < \pi$.³ (Abb. 7.5) zeigt das Fehlersignal des kombinierten Phasendetektors.

³Dadurch driftet die Phasendifferenz $\Delta\phi$ kurzzeitig ohne Regelung in den zentralen Bereich bevor der analoge Detektor aktiviert wird. Die Totzeit beträgt, LO frequenzabhängig, ca. 30 ns

Zur Überwachung stellt der Regelkreis drei Diagnosesignale zur Verfügung:

- Verlust des Phasengedächtnis der Regelung durch Erreichen der oberen oder unteren Sättigung.
- Verlassen des zentralen 2π Bereiches und damit Deaktivierung des Analogen Phasendetektors.

Ersteres ermöglicht eine einfache Indikation ob phasenstarre Kopplung der Laser vorliegt, bzw. über einen gewissen Zeitraum vorlag, während das zweite Signal sich bei der Einstellung des Regelkreises als nützlich erweist. Außerdem kann zwischen drei verschiedenen Betriebsmodi gewählt werden:

- Kombiniertes analog-digital Betrieb
- Rein digitale Phasenkopplung
- Rein analoge Phasenkopplung

Der *Verilog* Programmcode für den CPLD ist in Anhang B beigefügt.

7.1.3 Auslegung der Schleifenfilter

Die verwendeten Diodenlaser [9] bieten drei für einen Phasenregelkreis praktikable Möglichkeiten der Frequenzkontrolle. Modulationsfrequenzen bis zu einigen kHz können über Piezo-Element gesteuertes Verkippen des Resonator-Beugungsgitters erreicht werden. Der Modulationseingang des Laser-Controllers (Toptica DCC110; -3 dB Bandbreite 16 kHz) deckt das Frequenzband bis 20 kHz ab. Schnellere Modulation des Lichtfeldes ermöglicht ein kapazitiv gekoppelter Stromzweig, der direkt an der Laserdiode angreift. Für die verwendete Laserdiode (Sharp GH0781JA2C) wurde eine Kapazität von $C_{LD} = 15$ pF bei einem Innenwiderstand von $R_{LD} = 15 \Omega$ gemessen. Daraus ergibt sich eine Modulationsbandbreite von ca. 1 GHz.

Der Beugungsgitter-Regelzweig ermöglicht einen Frequenzhub von bis zu 20 GHz, bei nur geringen Schwankungen der Ausgangs-Lichtleistung⁴. Dieser Zweig eignet sich zum integrativen Ausregeln langsamer Drifts. Aufgrund des, von den Schaltvorgängen des Digitalen Regelkreises hervorgerufenen, hochfrequenten Rauschens in der Größenordnung der Anstiegszeit der Flanken, ist eine breitbandige Rückkopplung des digitalen Fehlersignals zu vermeiden. Über den Modulationseingang des Laser-Controllers kann dies erreicht und die Bandbreite des digitalen Regelkreises dennoch auf ca. 20 kHz ausgedehnt werden. Um schließlich die erforderliche Regelbandbreite von ca. 1.5 MHz bereitzustellen, wird der hochfrequente Anteil des analogen Fehlersignals direkt auf die Laserdiode geführt.

Die Übertragungsfunktionen der einzelnen Schleifenfilter müssen entsprechend dieser Kriterien angepasst sein.

⁴Für Wellenlängen um 780 nm entsprechen 20 GHz ca. 0.05 nm. Eine Verstimmung dieser Größe ändert die Lage der Lasermode relativ zum Verstärkungsprofil von 10 nm spektraler Breite kaum [9].

Der Piezo Schleifenfilter

Das zentrale Element dieses Filters bildet eine Integrator Schaltung, die für Frequenzen $\nu > 150$ Hz in eine proportionale Regelung übergeht. Die mechanisch bedingte Grenzfrequenz der Piezo-Beugungsgitter Kombination liegt bei ca. 2 kHz. Um eine stärkere Unterdrückung für höhere Frequenzen zu erhalten wird ein weiterer Pol durch den Schleifenfilter bei 10 kHz eingefügt. Die Schaltung und der daraus resultierende Frequenzgang ist in (Abb. 7.6) gegeben. Zur Anpassung der Polarität des Fehlersignals besteht zusätzlich die Möglichkeit der Invertierung.

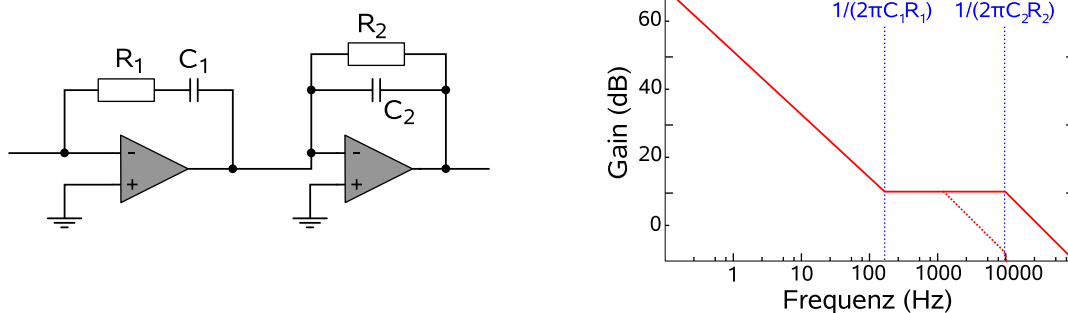


Abbildung 7.6: Ausschnitt aus dem Schleifenfilter des Beugungsgitter-Regelzweiges und der daraus resultierende Frequenzgang im Bode Diagramm. Die gestrichelte Linie berücksichtigt den durch die Grenzfrequenz des Piezo-Elements eingefügten Pol bei 2 kHz.

Der Laser-Controller Schleifenfilter

Wie oben beschrieben, sollen über diesen Regelzweig Störfrequenzen zwischen 1 kHz und 20 kHz ausgeregelt werden. Dies erfolgt durch die in (Abb. 7.7) gegebene Proportional-Schaltung. Zwischen 700 Hz und 2.9 kHz kreuzt der Frequenzgang im Bode Diagramm die 0 dB Linie. Hier findet die Aktivierung des Regelkreises statt. Die Bandbreite wird durch den bei 16 kHz liegenden Pol des Laser-Controller Eingangs bestimmt. Ein weiterer Tiefpassfilter bei 53 kHz verhindert die Rückkopplung hochfrequenter Störungen. Analog zur Beugungsgitter Regelung besteht die Möglichkeit der Invertierung des Fehlersignals.

Der Laserdioden Schleifenfilter

Zur Vermeidung zusätzlichen Rauschens wird nur das analog erzeugte Fehlersignal durch diesen breitbandigen Filter auf die Laserdiode rückgekoppelt. Der Laserdioden Schleifenfilter stellt die nötige Bandbreite der Regelung in der Größenordnung der Linienbreite der Diodenlaser von ca. 1.5 MHz bereit. Da dies durch direkte Strommodulation erfolgt, muss hierzu ein Operationsverstärker ausgewählt werden, der hohe Ströme (einige 10 mA) mit

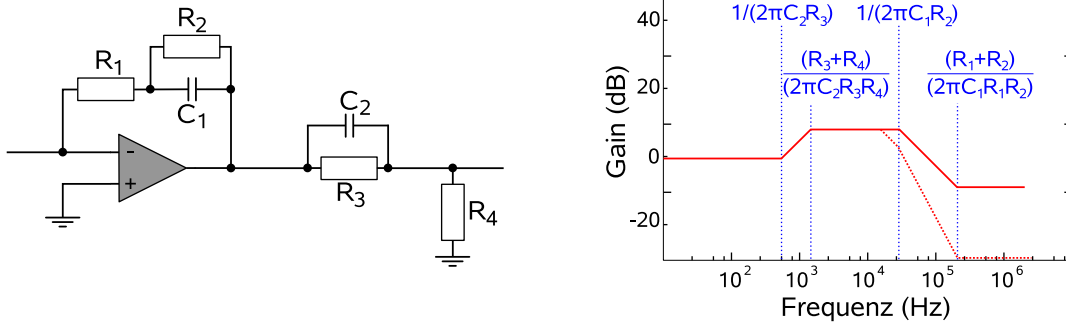


Abbildung 7.7: Ausschnitt aus dem proportionalen Schleifenfilter des Laser-Controller Regelkreises und der daraus resultierende Frequenzgang im Bode Diagramm. Die gestrichelte Linie stellt den Frequenzgang inklusive Laser-Controller dar.

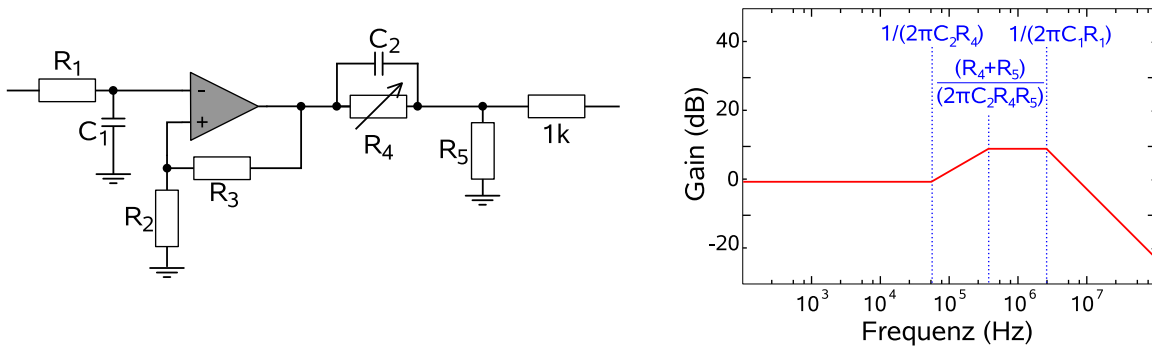


Abbildung 7.8: Ausschnitt aus dem proportionalen Schleifenfilter des Laserdioden Regelkreises und der daraus resultierende Frequenzgang im Bode Diagramm.

entsprechender Bandbreite treiben kann. Hierzu steht beispielsweise der Operationsverstärker AD8010 mit einem Gain-Bandbreiten Produkt von 100 MHz zur Verfügung. Die Filtercharakteristik ähnelt derjenigen des Laser-Controller Schleifenfilters. Aktivierung erfolgt zwischen 70 kHz und 310 kHz, wobei die genaue Lage der Frequenzen über einen Phasenschieber anpassbar ist. Bandbreitenbegrenzung und damit Stabilität der Regelung sichert ein Tiefpassfilter mit 2 MHz Grenzfrequenz. Das generierte Signal wird über einen 1 kΩ Widerstand, der zur Spannungs-Strom Umwandlung dient, ausgekoppelt (Abb. 7.8).

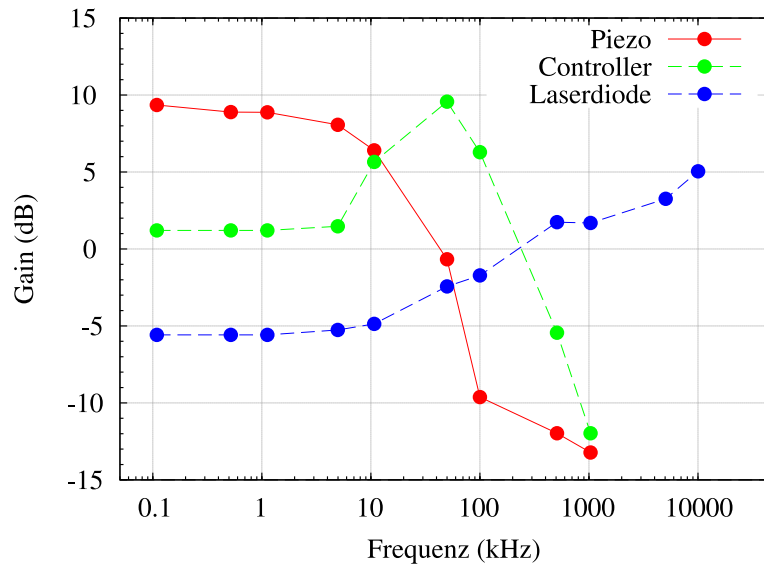


Abbildung 7.9: Gemessene Bode Diagramme der drei Schleifenfilter. Die kritischen Kreuzungspunkte liegen bei $\nu_{PZT-CTRL} \approx 10 \text{ kHz}$ und bei $\nu_{CTRL-LD} \approx 100 \text{ kHz}$. Die Pole des Beugungsgitters und des Laser-Controllers sind nicht berücksichtigt. Die realen Kreuzungspunkte der Regelzweige liegen daher bei niedrigeren Frequenzen.

Zusammenspiel der Regelzweige

Für alle drei Regelzweige beträgt der Frequenzhub ca. $\frac{1 \text{ GHz}}{1 \text{ V}}$ [18], [9]. Das Fehlersignal des digitalen und analogen Kreises wird mit gleicher Amplitude in den Beugungsgitter und Laser-Controller Filter eingekoppelt, wobei Potentiometer an den Additionsstellen Feineinstellmöglichkeiten bieten. Die Balance der einzelnen Regelzweige zueinander wird durch die variable Verstärkung der Schleifenfilter angepasst. Zusammen mit der Phasen-schub Einstellung des Laserdioden Filters sind dies die einzig nötigen Einstellungen, die passend zum individuellen Einsatz der Phasenstabilisierung angepasst werden müssen⁵. In (Abb. 7.9) ist der gemessene Frequenzgang aller Schleifenfilter dargestellt. Die kritischen Punkte der Regelung liegen bei den Kreuzungsfrequenzen der einzelnen Zweige. Gleichzeitige Aktivität zweier Regelzweige führt zu gegenseitiger Beeinflussung und damit zum Schwingen des Phasenregelkreises.

Die Phasenregelkreise enthalten einen internen Lokalszillator (LF PTXO000007 C-MAC) bei 32.768 MHz mit einer Genauigkeit von 1 ppm. Optional kann ein externer Frequenz-generator verwendet werden, dessen Frequenz im laufenden Betrieb über einen Bereich von 20 MHz bis ca. 40 MHz ohne Verlassen des Regelbereiches verstimmt werden kann.

⁵So ist die Berücksichtigung unterschiedlicher Signallaufzeiten und Diodenlaser Charakteristiken möglich.

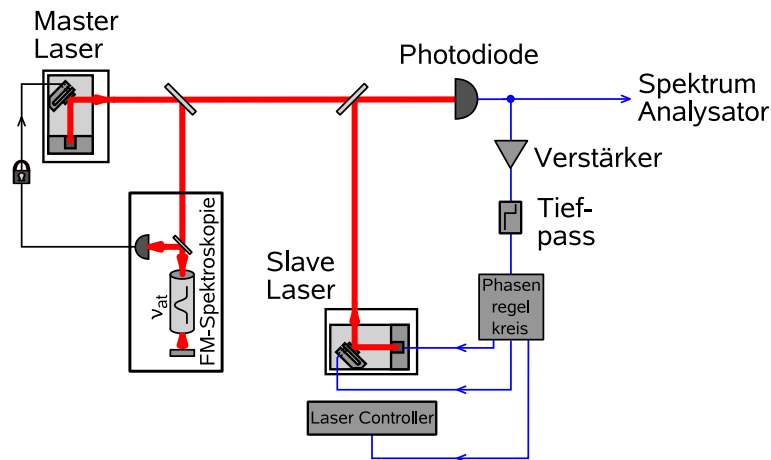


Abbildung 7.10: Optischer Aufbau zum Test des Phasenregelkreises. Der Master Laser ist über eine Frequenzmodulationsspektroskopie auf einen atomaren Hyperfeinübergang in Rubidium stabilisiert. Die Überlagerung erfolgt mittels eines 50/50 Strahlteilers. Das Schwebungssignal wird über eine Kombination aus SI-PIN Photodiode und Verstärker von 100 MHz Bandbreite detektiert.

Zusätzlich ist die endgültige Version des Phasenregelkreises mit einem internen Generator zur Erzeugung einer 70 Hz Dreiecksspannung ausgestattet. Im Zusammenspiel mit einem manuell einstellbaren Offset kann so der Arbeitspunkt des Diodenlasers auf Einmodenbetrieb überprüft und eingestellt werden⁶.

Der Schaltplan des Phasenregelkreises ist in Anhang A zu finden. Zur Idee der strukturellen Organisation der Schaltung sei nochmals auf [18] verwiesen.

7.1.4 Charakterisierung des Optischen Phasenregelkreises

Die Charakterisierung des Phasenregelkreises wurde mit dem in (Abb. 7.10) dargestellten Aufbau durchgeführt. Der Master Laser ist mittels Frequenzmodulationsspektroskopie auf einen atomaren Hyperfeinübergang in Rb stabilisiert. Ein zweiter Diodenlaser (Slave Laser) wird mit diesem auf einer Si-PIN Photodiode (Hamamatsu S5971) zur Schwebung gebracht. Schwebungssignale von typischerweise 40 dB über Rauschen in 100 kHz Auflösungsbandbreite werden so leicht erreicht. Der Phasenregelkreises koppelt das Schwebungssignal phasenstarr an seinen internen Referenzoszillator. Das resultierende Radiofrequenzspektrum ist in (Abb. 7.11) gezeigt.

Die Bandbreite $B = 1.5$ MHz des Regelkreises ist an den Servo Bumps des Laserdioden Regelzweiges abzulesen. Die deutliche Peakstruktur bei $\Delta\nu = 35$ kHz und $\Delta\nu = 45$ kHz folgt nicht als Grenzfrequenz eines Regelzweiges.

⁶In Kombination mit einem optischen Resonator oder einer Sättigungsspektroskopie.

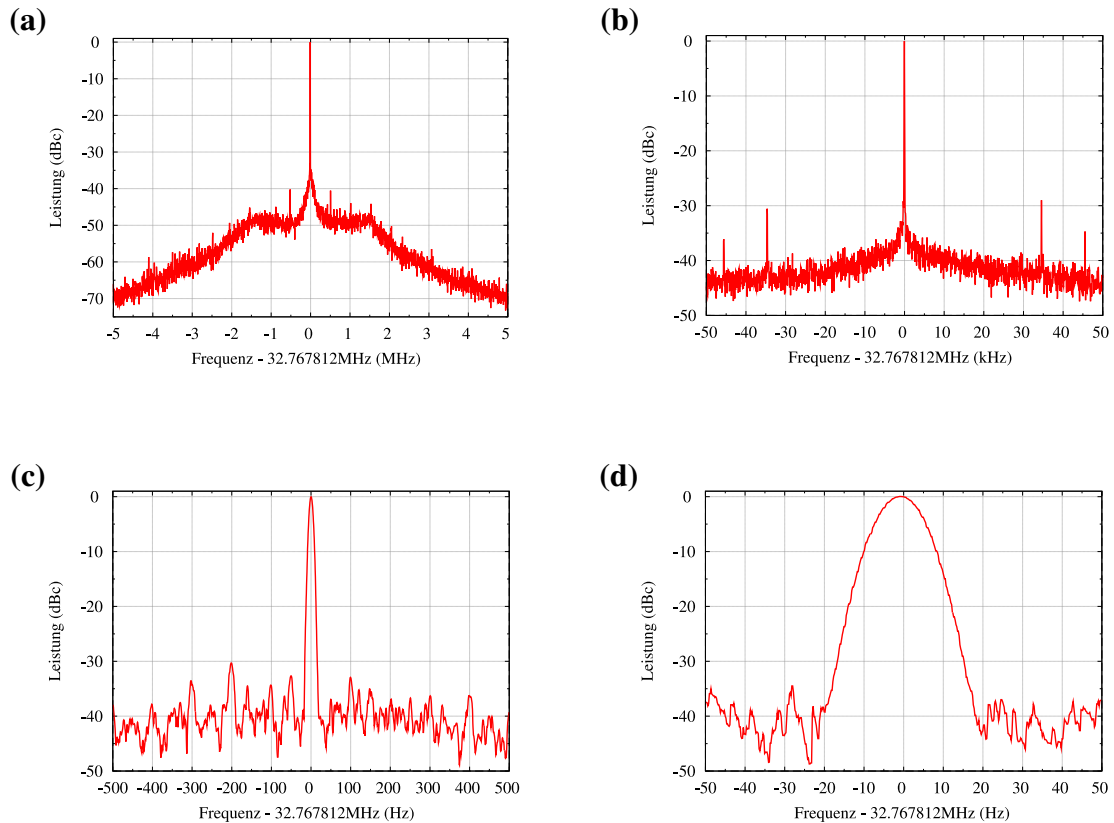


Abbildung 7.11: *Phasenstabilisiertes Schwebungssignal der beiden Diodenlaser. Die Trägerfrequenz liegt bei $\nu_c = 32.767812\text{ MHz}$. Alle Graphen ergeben sich als Mittelwert aus 10 Messungen. (a) Scanbereich $\Delta\nu_{scan} = 10\text{ MHz}$, Auflösungsbandbreite $RBW = 300\text{ Hz}$: Im Abstand von $\Delta\nu = 1.5\text{ MHz}$ sind die Servo Bumps der Laserdiodenregelung zu erkennen. (b) $\Delta\nu_{scan} = 100\text{ kHz}$, $RBW = 100\text{ Hz}$: Bei der symmetrischen Doppelpeakstruktur ($\Delta\nu = 35\text{ kHz}$ und $\Delta\nu = 45\text{ kHz}$) handelt es sich um ein gegeneinander Arbeiten des Laserdioden und des Laser-Controller Regelzweiges. Optimierung der Schleifenfilter eliminiert diese Struktur. (c) $\Delta\nu_{scan} = 1\text{ kHz}$, $RBW = 10\text{ Hz}$: Eine Modulation im Abstand von $\Delta\nu = n \cdot 100\text{ Hz}$, die durch Streulicht aus den Leuchtstoffröhren der Deckenbeleuchtung herrührt, wird sichtbar. (d) $\Delta\nu_{scan} = 100\text{ Hz}$, $RBW = 10\text{ Hz}$: Die Breite des zentralen Peaks von 10 Hz ist durch die maximale Auflösung des Spektrum Analysators gegeben. Der Rauschuntergrund, dessen leichtes Abfallen zum Träger hin durch die Gitterregelung verursacht wird, ist gegenüber dem Träger um ca. 40 dB unterdrückt.*

Diese beiden diskreten Seitenbänder entstehen durch die gegenseitige Beeinflussung von Laserdioden und Laser-Controller Regelzweig. Sie sind gegenüber dem Träger um 30 dB unterdrückt. Die erwarteten Servo Bumps des Laser-Controller Zweiges bei 20 kHz sind nicht sichtbar, da der Laserdiodenzweig das Rauschen in diesem Bereich noch sehr stark unterdrückt. Weitere Erhöhung der Schleifenverstärkung des Laser-Controller Zweiges führt zum Erscheinen der Servo Bumps. Allerdings werden auch die beiden Seitenbänder bei 35 kHz und 45 kHz stärker, so dass die Güte der Regelung abnimmt. Durch verbesserte Abstimmung der beiden Schleifenfilter besteht in diesem Punkt Spielraum zur Optimierung des Phasenregelkreises. Die Gitterregelung beeinflusst den Frequenzbereich bis 1 kHz. Das leichte Abfallen des Rauschens zum Träger hin (Abb. 7.11d) ist auf diese zurückzuführen. Im Abstand von ganzzahligen Vielfachen von 100 Hz um den Träger erkennt man den Einfluß des Raumlichtes auf die Detektion. Die Überhöhungen werden durch Restlicht der Leuchtstoffröhren verursacht. Die Breite des zentralen Peaks von 10 Hz ist durch die maximale Auflösung des Spektrum Analysators (Rohde & Schwarz FSP 9 kHz-40 GHz) gegeben. Die Breite des Trägers selbst sollte bei $\Delta\nu_{rms} \leq 1$ Hz liegen, da man keine Abweichung von der Idealform der Abtastfunktion des Spektrum Analysators erkennen kann. Sie kann aus den vorliegenden Daten aber nicht genauer als 10 Hz bestimmt werden.

Zur Bestimmung der mittleren Phasenabweichung $\Delta\phi_{RMS}$ benötigt man die Spektrale Verteilung des Phasenrauschens $S_{\Delta\phi}(\nu)$ [20].

$$S_{\Delta\phi}(\nu) = FT[\phi(t)^2] \quad (7.1)$$

Wobei FT die Fouriertransformation bedeutet. Das Schwebungssignal nach dem Verstärker der Photodiode kann als $U(t) = (A + a(t))\sin(\omega_0 t + \phi(t))$ geschrieben werden. Für eine mittlere Phasenabweichung von $\Delta\phi_{RMS} < 1$ und $\sqrt{\langle a(t)^2 \rangle} / (A \Delta\phi_{RMS}) \ll 1$, d.h. vernachlässigbares Amplitudenrauschen, folgt das Spannungssignal

$$U(t) = A\cos(\omega_0 t) + A\phi(t)\sin(\omega_0 t) \quad (7.2)$$

Für Frequenzen außerhalb des Trägers, also $2\pi\nu \neq \omega_0$, gilt

$$U(t) = A\phi(t)\sin(\omega_0 t) \quad (7.3)$$

Der Spektrum Analysator liefert nun, abseits des Trägers, gerade die Spektrale Leistungsdichte $S_U(\nu)$ des in (7.3) gegebenen Signals. Normiert man diese auf die Trägeramplitude A und die Auflösungsbandbreite RBW , so erhält man die Spektrale Leistungsdichte $S_{\Delta\phi}(\nu)$ des Phasenrauschens in dBc/Hz. Die mittlere Phasenabweichung $\Delta\phi_{RMS}$ kann nach (7.4) direkt aus dem gemessenen Spektrum berechnet werden.

$$\Delta\phi_{RMS}^2 = 2 \int_0^\infty d\nu S_{\Delta\phi}(\nu) = 2 \int_0^\infty d\nu \frac{10^{\frac{S_U(\nu)}{10}}}{RBW} \quad (7.4)$$

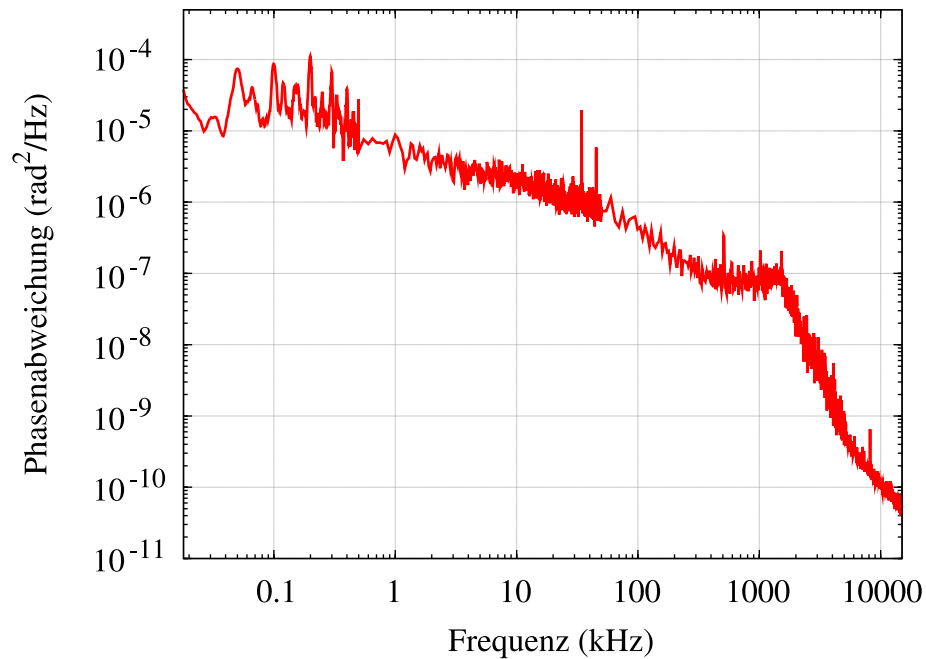


Abbildung 7.12: Phasenrauschen des stabilisierten Schwebungssignals im Frequenzband von 18 Hz bis 15 MHz. Die in (Abb. 7.11) erklärten Charakteristika sind deutlich zu erkennen. Zusätzlich wird eine schwache Struktur bei 50 Hz und 150 Hz sichtbar, die auf den Einfluss der Netzspannung zurückzuführen ist.

Aus den in (Abb. 7.11) gegebenen Spektren errechnet sich das in (Abb. 7.12) dargestellte Spektrale Phasenrauschen im Frequenzintervall von 18 Hz bis 15 MHz. Die mittlere Phasenabweichung in diesem Frequenzband beträgt $\Delta\phi_{RMS} = 568$ mrad. Die Leistung im Träger ergibt sich zu $\eta = 80\%$. Dieser Anteil der Leistung des Slave und des Master Lasers steht für kohärente Zwei-Photonenanregungen zur Verfügung. Im Langzeitbetrieb erweist sich der Phasenregelkreis als sehr robust. Bei optimal eingestellten Diodenlasern bleibt dieser über Stunden innerhalb seines Empfangsbereiches.

8 Der Frequenzkamm

Den zentralen Bestandteil des in dieser Arbeit vorgestellten Lasersystems bildet ein Frequenzkamm. Dieser ist aus einem kommerziellen fs-Laser (Femto Lasers Femtosource scientific), einer Photonischen Kristallfaser (Crystal Fiber NL-PM-750), sowie der Elektronik zum Stabilisieren des Kamms aufgebaut.

8.1 Der Femtosekunden-Laser

Der verwendete fs-Laser ist ein Kerr-Linsen modengekoppelter Ti:Sa fs-Laser, dessen Resonator aus einem kurzen, abgeschlossenen Arm und einem langen, extern zugänglichen Arm besteht (Abb. 8.1). Die Repetitionsrate des Lasers beträgt $\nu_{rep} \approx 200$ MHz.

Als Pumplaser dient ein dioden-gepumpter, frequenzverdoppelter $Nd : YVO_4$ Laser bei 532nm mit einer maximalen Ausgangsleistung von 10 W (Coherent Verdi V10). Laut [32] werden die kürzest möglichen Pulse von $\tau = 15.0$ fs (Autokorrelationsmessung) bei einer Pumpleistung von 4.5 W erreicht.

Nach optimaler Einkopplung des Pumplasers bei 4.5 W liefert der fs-Laser im modengekoppelten Betrieb typischerweise eine mittlere Leistung von $P_{avg} = 600$ mW. (Abb. 8.2)

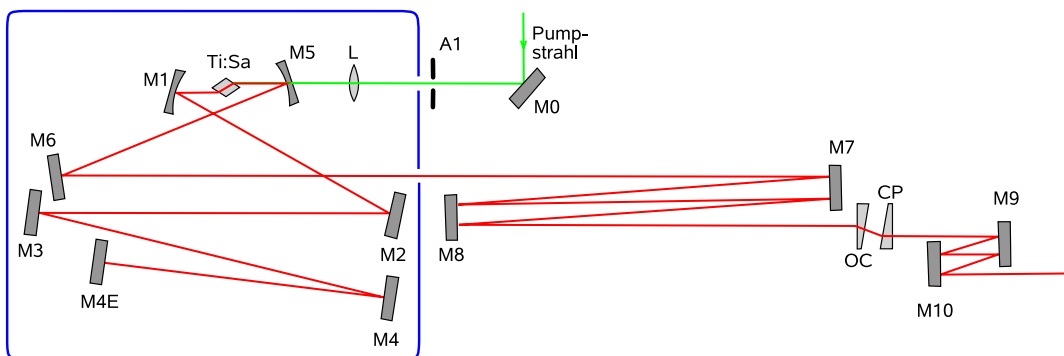


Abbildung 8.1: Der Strahlengang im Resonator des fs-Lasers. Bei zweien der Spiegel im abgeschlossenen linken Resonatorbereich handelt es sich um Gechirpte Spiegel zur Dispersionskontrolle. Der Resonator endet am Auskoppler (OC). Die Gechirpten Spiegel M9 und M10 dienen der Kompensation des vom OC und dem Glaskeil CP verursachten positiven Chirp.

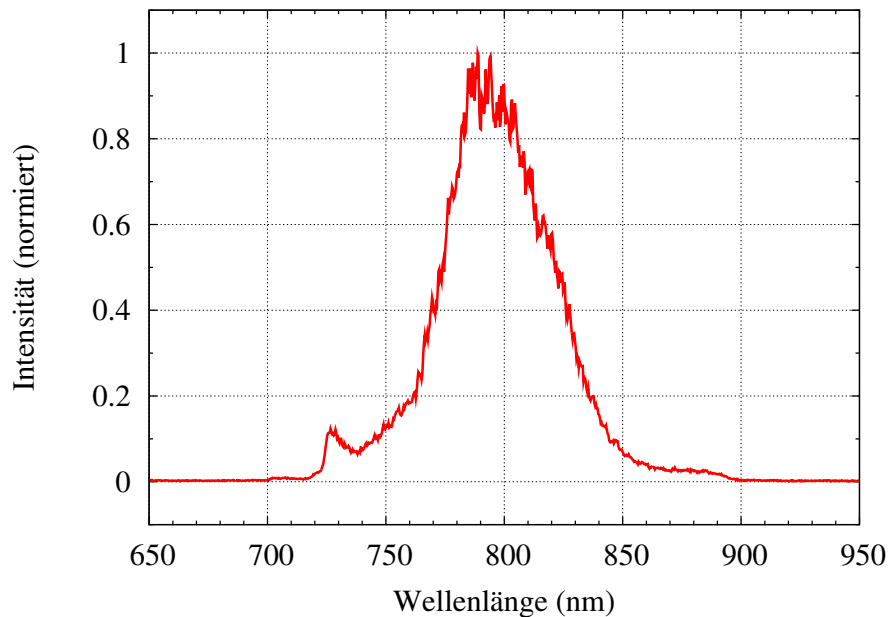


Abbildung 8.2: *Typisches Spektrum des fs-Lasers. Die Zentralwellenlänge liegt bei $\lambda_0 \approx 790 \text{ nm}$ mit einer Breite FWHM von $\Delta\lambda \approx 55 \text{ nm}$. Das Spektrum wurde über ein Spektrometer mit $\lesssim 1 \text{ nm}$ Auflösung gemessen (Ocean Optics S2000).*

zeigt ein gemessenes Spektrum mit $P_{avg} = 570 \text{ mW}$ bei der Zentralwellenlänge $\lambda_0 \approx 790 \text{ nm}$ und einer Halbwertsbreite von $\Delta\lambda \approx 55 \text{ nm}$.

Das Radiofrequenzspektrum der Repetitionsrate ν_{rep} des fs-Lasers ist in (Abb. 8.3) gezeigt. Die Messung erfolgte über eine Photodioden-Verstärker Kombination der Bandbreite 7 GHz ¹. Die FWHM Breite des Peaks bei 200.5 MHz ist selbst ohne Stabilisierung sehr klein und kann nur auflösungsbegrenzt auf $\Delta\nu_{rep} < 10 \text{ Hz}$ abgeschätzt werden. Dies bedeutet eine hohe intrinsische Kurzzeitstabilität des Oszillators. Langsame thermische Drifts aufgrund schwankender Raumtemperatur ($\Delta\theta \approx 1^\circ \text{ C}$) liegen im Bereich einiger kHz. (Abb.8.3b) zeigt das volle Spektrum bis 8 GHz . Die Peaks entsprechen, neben der Repetitionsrate selbst, 38 ihrer Harmonischen.

8.2 Verbreiterung des Spektrums in einer PCF

Die Messung von ν_{ceo} nach dem in [7] vorgestellten Prinzip erfordert ein oktavenspannendes Spektrum. Am fs-Laser Ausgang überspannt das Frequenzspektrum der Pulse dagegen nur etwa 55 nm (FWHM). Die spektrale Verbreiterung erfolgt durch Einkopplung der fs-

¹Vertärker Kuhne KU0180A und Photodiode Hamamatsu G4176

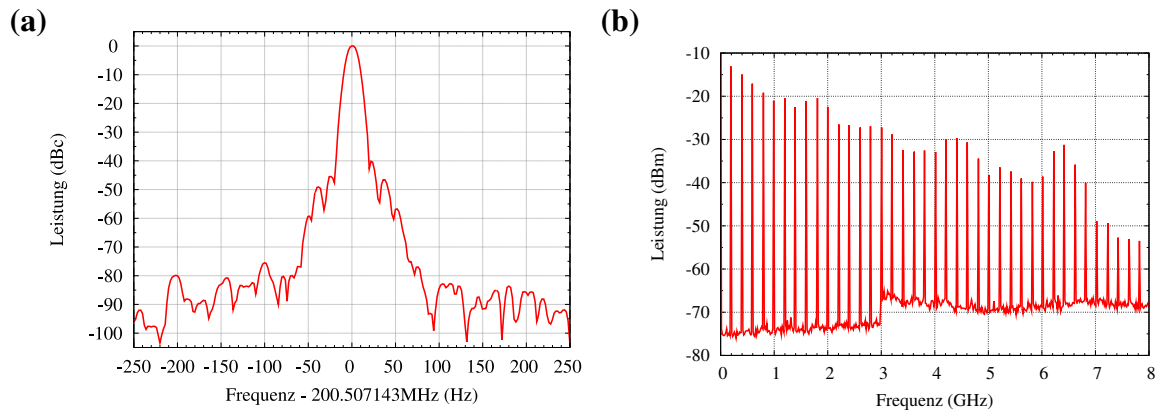


Abbildung 8.3: **(a)** Die unstabilisierte Repetitionsrate bei $\nu_{rep} \approx 200.5 \text{ MHz}$. Die Breite des Peaks (FWHM) ist durch die Auflösungsbandbreite des Spektrum Analysators von 10 Hz begrenzt. **(b)** 38 Harmonische der Repetitionsrate sind zusätzlich im Spektrum bis 8 GHz enthalten (Auflösungsbandbreite 10 kHz).

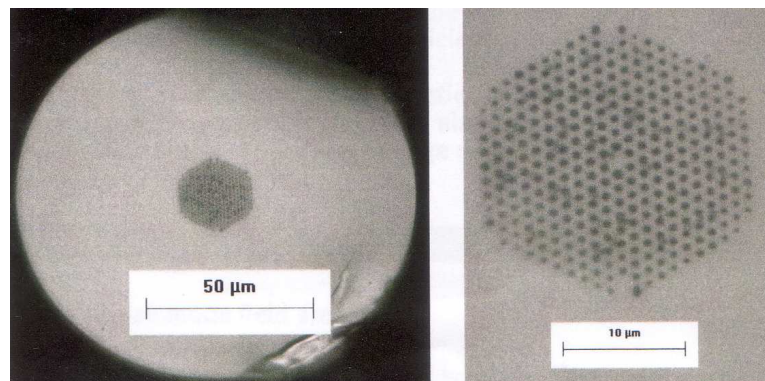


Abbildung 8.4: Mikroskopische Aufnahme der Faserendfläche der verwendeten PCF[29].

Pulse in eine 0.5 m lange, polarisationserhaltende PCF² (Abb. 8.4). Das Ausgangsspektrum zeigt eine starke Abhängigkeit von Pulsdauer τ , mittlere Leistung P_{avg} und Polarisation des eingekoppelten Lichtfeldes.

²Crystal Fibre NL-750-PM

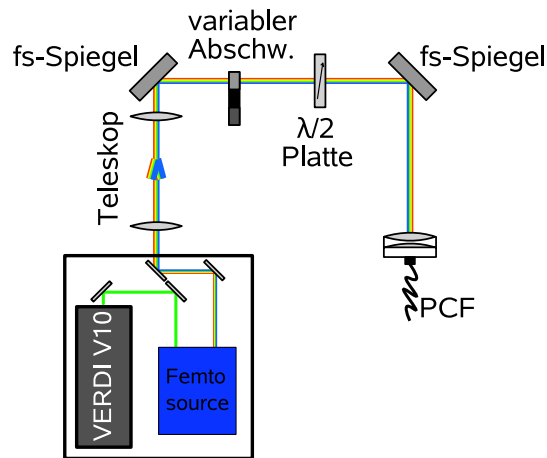


Abbildung 8.5: Einkopplung der fs-Pulse in die PCF. Ein Teleskop sorgt für die nötige Modenanpassung. Die eingekoppelte Leistung kann über einen variablen Abschwächer verändert und die Polarisation über ein $\lambda/2$ -Plättchen (optimiert für 780 nm) eingestellt werden.

Abhängigkeit des Spektrums von der Pulslänge

Die Pulslänge τ kann ohne Autokorrelator mit fs Auflösung nicht direkt gemessen werden. Möglich ist jedoch die Aufprägung eines negativen Chirps auf die Lichtpulse. Dies wird über die Gechirpten Spiegel M9 und M10 in (Abb. 8.1) kontrolliert. Um einen ungechirpten Puls am Ausgang des fs-Lasers zu erhalten, sind je zwei Reflektionen der Pulse auf den Spiegeln nötig. Zur Einkopplung in die PCF muss der Puls allerdings zwei Linsen zur Modenanpassung und die Linsen des Fasereinkopplers durchqueren (Abb. 8.5). Die normale Dispersion des Linsenmaterials prägt dem Puls einen positiven Chirp auf. Weitere optionale Reflektionen auf den Spiegeln M9 und M10 chirpen den Puls verschieden stark negativ, so daß er ungechirped bzw. negativ gechirped in die Faser gekoppelt wird. In (Abb. 8.6) ist eine typische Dispersionskurve der PCF gegeben. Im Bereich um die Zentralwellenlänge $\lambda_0 \approx 790 \text{ nm}$ zeigt die PCF anormale Dispersion³.

Ausgehend von ungechirpten Pulsen kann die effektive Länge der Faser, über die nichtlineare Effekte auftreten, maximal verdoppelt werden, indem ein Chirpen der Pulse erfolgt, so dass die kürzeste Pulsdauer innerhalb der Faser erreicht wird⁴. Ein durch normale Dispersion zu stark positiv gechirpter Puls erreicht seine minimale Dauer innerhalb der Faser allerdings nicht, da der Betrag der anormalen Dispersion im Bereich um λ_0 sehr klein ist. Verbreiterung in Bereiche normaler Dispersion führt zur Dephasierung, bevor es zur Kom-

³Bei normaler Dispersion laufen rote Anteile des Lichts schneller als blaue, bei anormaler ist dies gerade umgekehrt.

⁴Dabei werden nichtlinear aufgeprägte Phasenverschiebungen zwischen den beitragenden Moden vernachlässigt, die dazu führen, dass das Fourier Limit nicht erreicht werden kann.

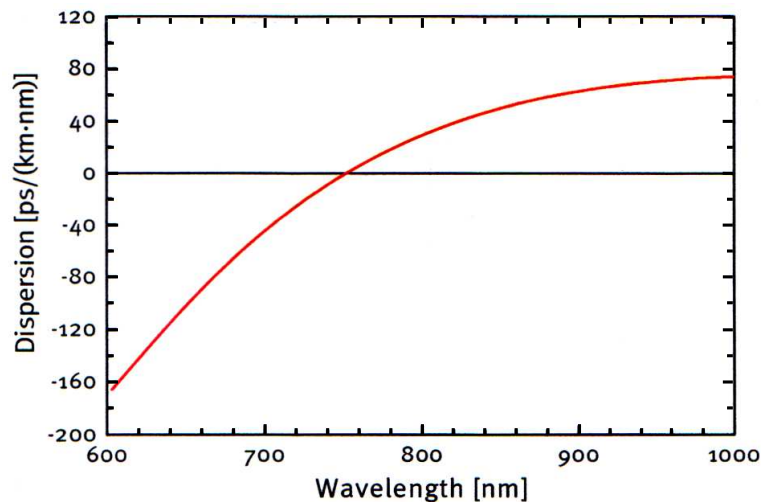


Abbildung 8.6: Typische Dispersionskurve der PCF nach [29]

pression des Pulses in der Faser kommt. (Abb. 8.7) zeigt die Abhängigkeit des Spektrums am Faserausgang von der Anzahl der Reflektionen auf den gechirpten Spiegeln. Der starke Effekt beim Übergang von zwei zu drei Reflektionen unterstützt die Hypothese starker normaler Dispersion der Pulse vor der Einkopplung⁵. Drei Reflektionen haben einen in etwa ungechirpten Puls am Fasereingang zur Folge, weshalb eine weitere Verstärkung des Chirps nur geringen Effekt zeigt.

Abhängigkeit des Spektrums von der mittleren Leistung

Die Form des Ausgangsspektrums hängt stark von der in die PCF eingekoppelten mittleren Leistung ab. Für sehr niedrige Leistungen erwartet man keinen Effekt der Faser auf das Spektrum, da die Lichtintensität für effiziente Vierwellenmischung nicht ausreicht. Bei der verwendeten PCF ist dies für $P_{avg} < 0.5$ mW der Fall. Mit steigender Leistung steigt die Breite des Spektrums an, denn höhere Spitzenintensität bedingt stärkere nichtlineare Effekte. Hohe Nichtlinearitäten haben aber eine schnelle Umverteilung der Leistung in zuvor nicht bevölkerte Moden zur Folge, deren Wellenlänge im Bereich größerer Dispersion der PCF liegt, was zu schnellem Dephasieren führt (Abb. 8.6). Eine intuitive Vorhersage des funktionalen Zusammenhangs zwischen eingekoppelter Leistung und Breite des Spektrums ist daher nicht möglich.

⁵Dafür spricht auch die Farbänderung der Faser über ihre Länge. Bei zwei Reflektionen auf den Spiegeln ändert sich die Farbe des aus der Faser gestreuten Lichts über die gesamte Faserlänge (von schwach rot bis gelb), während bei drei und mehr Reflektionen die Farbe (grün) nach weniger als 5 cm Faserlänge konstant bleibt.

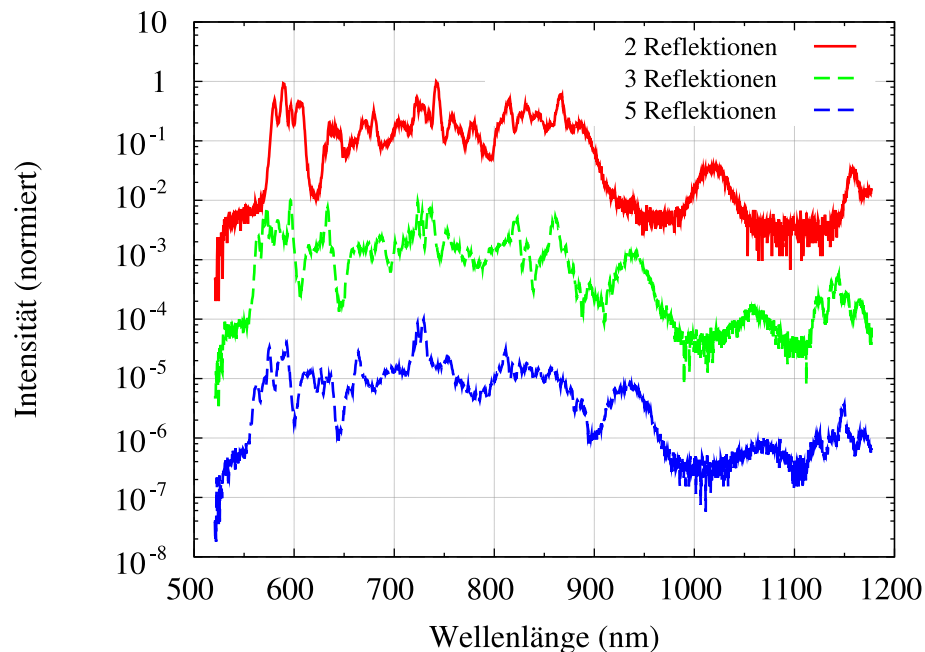


Abbildung 8.7: *Abhängigkeit des Spektrums nach der PCF von der Anzahl der Reflektionen auf dem Gechirpten Spiegelpaar am Ausgang des fs-Lasers (Eingekoppelte Leistung $P_{avg} = 34 \text{ mW}$). Beim Übergang von zwei zu drei Reflektionen erreicht der Puls seine kürzeste Dauer innerhalb der Faser. Eine weitere Verstärkung des Chirps hat nur geringe Auswirkung auf das Spektrum. Zur besseren Darstellung sind die Maxima der Spektren auf 1, 10^{-2} und 10^{-4} normiert.*

Für hohe mittlere Leistungen weicht das Spektrum durch *stimulierte Raman-* und *Brillouin-Streuung* [23] von seiner ursprünglicher Form (3.16) ab. Die einzelnen Moden werden inkohärent verbreitert, was zu breitbandigem Rauschen führt. Übersteigt die maximale Pulsentensität die Schwelle der stimulierten Streuung, führt eine weitere Steigerung der mittleren eingekoppelten Leistung nicht mehr zu einer Verbreiterung des Spektrums, sondern wird im Rauschuntergrund absorbiert. Die Breite des Spektrums zeigt ein Sättigungsverhalten und gleichzeitig glättet sich die Struktur des Spektrums.

(Abb. 8.8) zeigt die Abhängigkeit der spektralen Breite von der mittleren eingekoppelten Leistung. Die Werte ergeben sich aus den Wellenlängen, bei den die beiden Flanken des Hauptmaximums 20 dB unter dem Spitzenwert liegen. Bei der Messung wurde die Polarisation auf minimale spektrale Breite eingestellt, denn ansonsten ist die Bandbreite des Spektrometers nicht ausreichend. Fünf Reflektionen auf den Spiegeln M9 und M10 (Abb. 8.1) chirpten die Pulse negativ vor.

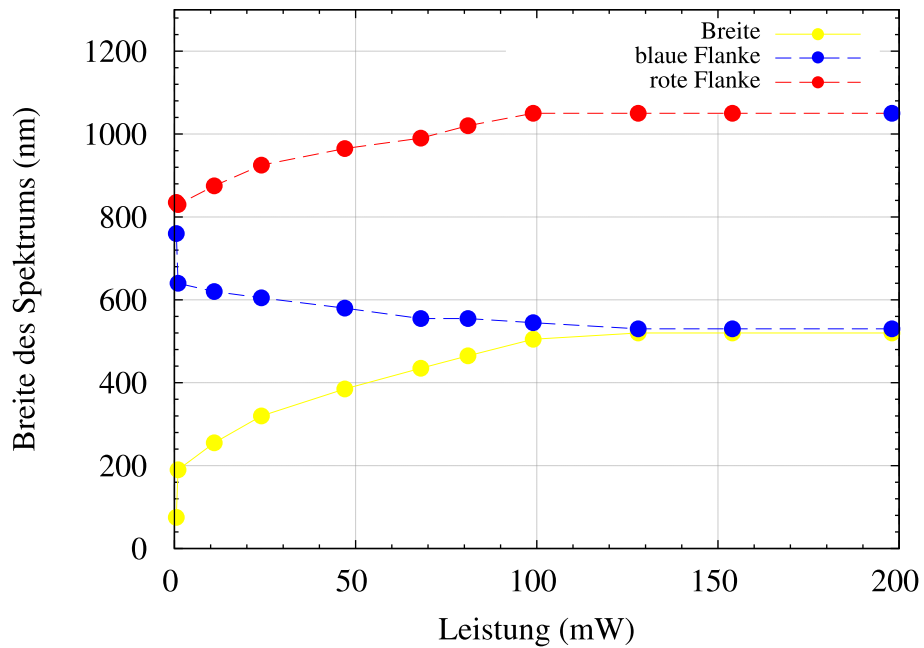


Abbildung 8.8: Abhängigkeit des Spektrums nach der PCF von der mittleren eingekoppelten Leistung P_{avg} . Für sehr kleine Leistungen erfährt das Spektrum keine Beeinflussung durch die Faser. Nach einem Anstieg der Breite bei mittleren Leistungen, führt stimulierte Raman- und Brillouinstreuung zu einem Sättigungsverhalten.

Exemplarisch für die Entwicklung der Form des Spektrums sind in (Abb. 8.9) drei Spektren für niedrige (1 mW), mittlere (68 mW) und hohe (196 mW) Leistungen gezeigt. Das anfänglich stark strukturierte Spektrum wird deutlich breiter und glatter. Bei $P_{avg} = 196$ mW ist kaum noch Strukturierung zu erkennen.

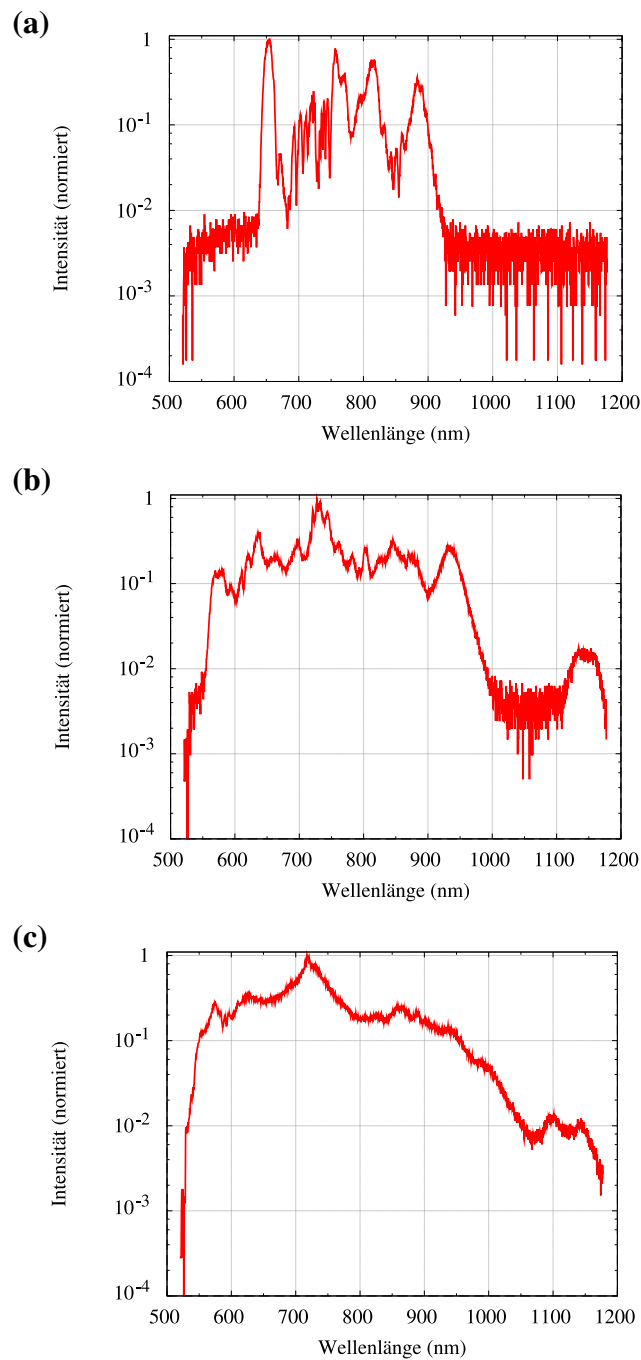


Abbildung 8.9: Wellenlängen-Spektren der fs-Pulse nach Durchgang durch die PCF. **(a)** $P_{avg} = 1 \text{ mW}$. Starke Strukturierung ist erkennbar. Das ursprüngliche Spektrum in (Abb. 8.2) ist bereits deutlich modifiziert. **(b)** $P_{avg} = 68 \text{ mW}$. Die Strukturierung nimmt ab und die Breite des Spektrums zu. **(c)** $P_{avg} = 196 \text{ mW}$. Das Spektrum ist fast vollständig glatt und überspannt die gesamte Bandbreite des Spektrometers.

Abhängigkeit des Spektrums von der Polarisation

Die PCF NL-PM-750 ist leicht doppelbrechend. Daher hängt die Form des Spektrums nach der Faser von der Polarisation des Lichtes bei der Einkopplung ab. (Abb. 8.10) zeigt das Verhalten des Spektrums unter Drehung der Polarisation um 80° in $20 \pm 2^\circ$ Schritten. Die eingekoppelte Leistung $P_{avg} = 34 \pm 2$ mW wurde konstant gehalten und die Pulse waren mit fünf Reflektionen auf den Spiegeln M9 und M10 negativ chirped.

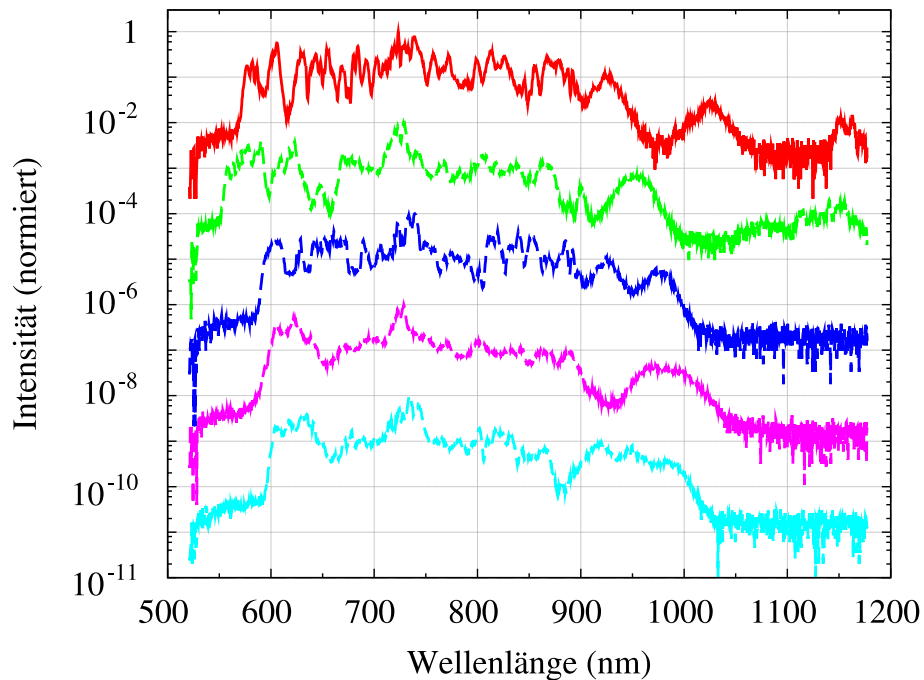


Abbildung 8.10: *Polarisationsabhängigkeit des Spektrums.* Von oben nach unten erfolgte eine Drehung um je $20 \pm 2^\circ$. Aus Darstellungsgründen sind die einzelnen Graphen relativ zueinander um den Faktor 10^{-2} nach unten skaliert.

8.3 Stabilisierung des Frequenzkamms

Im unstabilisierten Zustand unterliegt das Spektrum des Frequenzkamms (3.16) zwei Arten von Schwankungen:

- Schwankungen des Modenabstandes bestimmt durch Fluktuationen in ν_{rep} .
- Gemeinsame Drifts aller Moden bestimmt durch Schwankungen in ν_{ceo} .

Eine absolute Fixierung des Frequenzkamms erfordert die Kontrolle über beide Frequenzen [23]. Da thermische und akustische Einflüsse die Eigenschaften der PCF und damit des Spektrums an ihrem Ausgang beeinflussen, erfolgt die Stabilisierung von ν_{rep} und ν_{ceo} nach Durchgang der fs-Pulse durch die Faser [30].

8.3.1 Stabilisierung des Modenabstands - Phasenregelung von ν_{rep}

Die Stabilisierung der Repetitionsrate ν_{rep} erfolgt aus den in Kapitel 3.2 genannten Gründen indirekt, indem ihre n-te Harmonische phasenstarr an einen Referenzoszillator gekoppelt wird⁶. (Abb. 8.11) zeigt den Aufbau der Regelung.

Der Phasenregelkreis

Im unstabilisierten Betrieb ist die Breite der Repetitionsrate bereits klein ($\Delta\nu_{rep} < 10$ Hz) (Abb. 8.3a). Zur Vermeidung elektronisch verursachten Rauschens erfolgt die Phasenstabilisierung über eine sehr schmalbandige Regelung der Bandbreite $B \approx 10$ Hz (siehe dazu Kapitel 2.2.3). Der Phasenregelkreis basiert auf der in Kapitel 7 beschriebenen Konstruktion, wobei aufgrund der geringen Regelbandbreite nur der Digitale Phasendetektor benötigt wird. Die einzige notwendige Änderung betrifft die Schleifenfilter, von denen nur der integrative Zweig zum Einsatz kommt. Die Anpassung der Bandbreite erfolgt durch den in (Abb. 8.12) gezeigten Schleifenfilter. Da die Rückkopplung auf den fs-Laser über einen unipolaren Hochvolt-Piezo erfolgt, muss eine Offsetaddition sowie eine Verstärkung des Fehlersignals auf bis zu $U_{err,max} = 100$ V implementiert werden. Eine externe Verstärkerstufe erhöht den Ausgangspegel des Regelsignals auf den benötigten Spannungswert. Die Offsetaddition zur Sicherstellung der Unipolarität des Fehlersignals findet zuvor am Ausgang des Schleifenfilters statt. Als einzig notwendiger Parameter, der die Einstellung des Phasenregelkreises ermöglicht, bleibt die Verstärkung des Schleifenfilters. Der Schaltplan ist in Anhang C abgedruckt.

⁶Dieser ist wiederum auf eine 10 MHz GPS Referenz stabilisiert

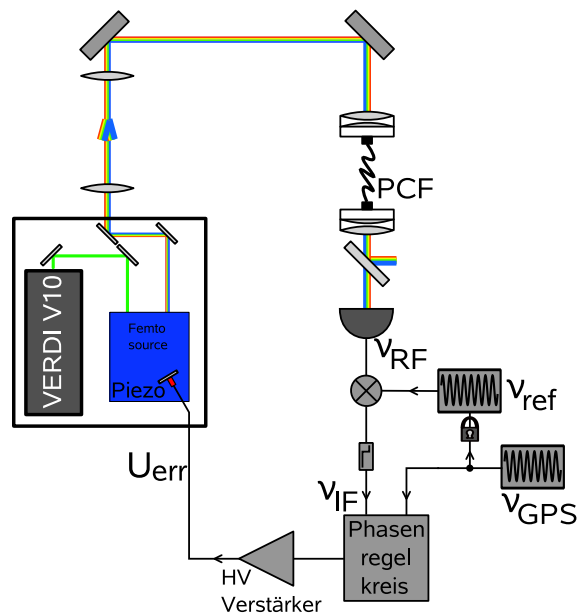


Abbildung 8.11: Schema zur Stabilisierung der Repetitionsrate ν_{rep} . Die Oszillation der n -ten Harmonischen der Repetitionsrate bei $\nu_{RF} = (n + 1)\nu_{rep}$ wird mit einem stabilisierten Referenzoszillator der Frequenz ν_{ref} gemischt. Ein Tiefpassfilter selektiert die niederfrequente Komponente des Ausgangssignals $\nu_{IF} = |\nu_{RF} - \nu_{ref}|$, die als Regelgröße in den Phasenregelkreis geführt wird. Die Referenzfrequenz ν_{GPS} des Phasenregelkreises wird von einem 10 MHz GPS Signal bereitgestellt. Die Rückkopplung des verstärkten Fehlersignals erfolgt über einen Piezo-montierten Spiegel.

Charakterisierung der Phasenregelung

Zur Charakterisierung der Phasenregelung erfolgte die Fixierung von ν_{rep} über Phasenstabilisierung der 9. Harmonischen bei $10\nu_{rep} \approx 2.02$ GHz auf eine lokale 10 MHz GPS Referenz⁷. Die Wahl der Harmonischen ist durch die maximale Frequenz von 2.2 GHz des Signalgenerators⁸ beschränkt und kann bis zur Bandbreite der Photodiode von 8 GHz ausgedehnt werden. Das Signal bei $\nu_{rep} = 201.0609987$ MHz wurde mit einem Spektrum Analysator⁹ bei verschiedenen Auflösungsbandbreiten aufgenommen und daraus, wie in Kapitel 2.2.4 beschrieben, die mittlere Phasenabweichung $\Delta\phi_{RMS}$ bestimmt. In (Abb. 8.13) ist das Radiofrequenzspektrum der Repetitionsrate ν_{rep} in Frequenzintervallen von 1 kHz und 1 MHz um den Träger dargestellt.

⁷Symmetricom ExacTime 6000

⁸Rohde & Schwarz SML02

⁹Rohde & Schwarz FSP 9 kHz-40 GHz

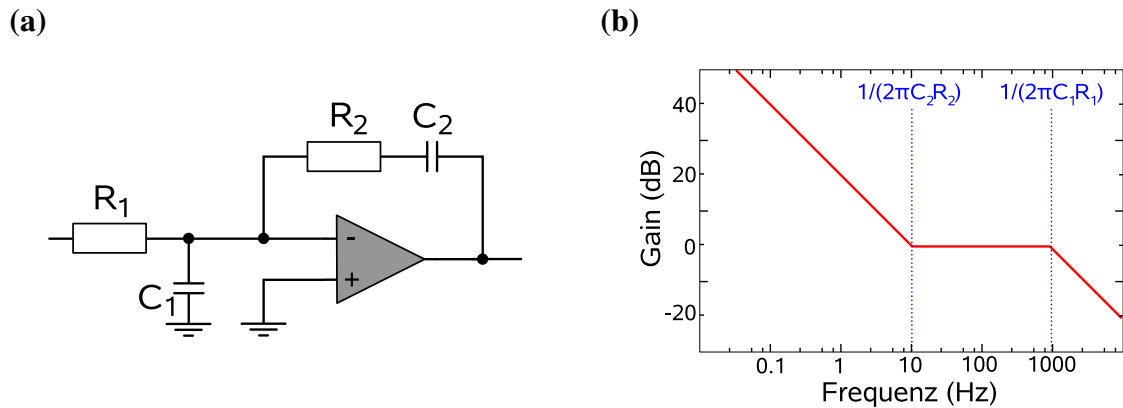


Abbildung 8.12: **(a)** Ausschnitt aus dem Schleifenfilter des Phasenregelkreises zur Stabilisierung der Repetitionsrate. Die Rückkopplung erfolgt integrativ für Störfrequenzen $\nu \approx 10$ Hz. **(b)** Bode Diagramm des Netzwerks in (a). Die integrative Wirkung des Filters für niedrige Frequenzen ist an der Steigung von -20 dB/Dekade zu erkennen.

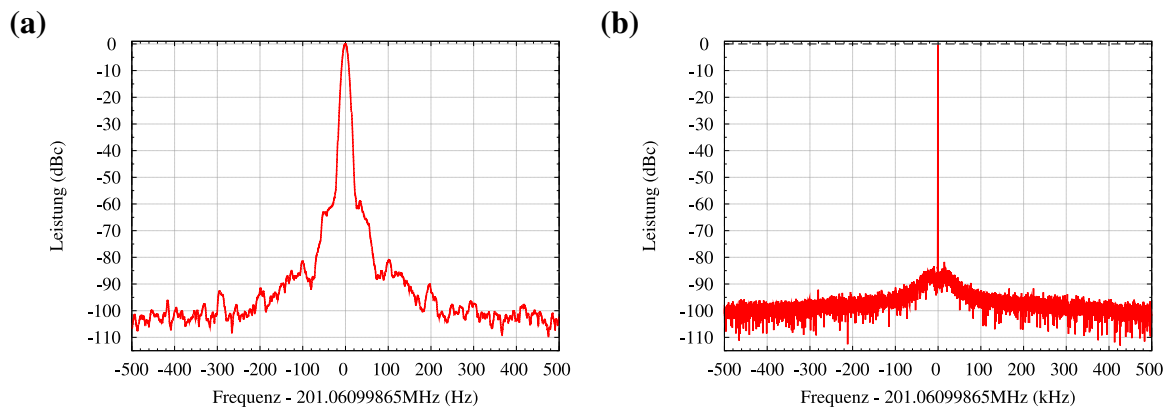


Abbildung 8.13: Radiofrequenzspektrum des stabilisierten Repetitionsratensignals (Mittelwert aus 10 Messungen). **(a)** Die Breite des zentralen Peaks ist limitiert durch die Auflösung des Spektrum Analysators von 10 Hz. Die gegenüber dem Träger um mehr als 60 dB unterdrückten Peaks im Abstand von Vielfachen von 50 Hz sind durch Beeinflussung des Regelkreises durch die Netzspannung zu erklären. Die Servo Bumps der Regelung liegen näher als 10 Hz am Träger und können deshalb nicht aufgelöst werden. **(b)** Im Frequenzbereich bis 500 kHz relativ zum Träger fällt das Rauschen bis auf das Hintergrundniveau von -100 dBc ab. Die Auflösungsbandbreite beträgt 1 kHz.

Die typische Signatur der Servo Bumps ist nicht zu erkennen, da die Bandbreite des Regelkreises kleiner als die Auflösungsbandbreite des Spektrum Analysators ist.

Die mittlere Phasenabweichung berechnet sich zu $\Delta\phi_{RMS} = 6.16$ mrad im Frequenzintervall von 18 Hz bis 15 MHz, woraus eine mittlere Schwankung der Flanke des Signals von $\Delta t_{jitter} = 4.88$ ps folgt¹⁰.

Durch Variation der Frequenz des Signalgenerators ist eine Änderung der Repetitionsrate über einen Bereich von 3 kHz möglich, ohne dass der Phasenregelkreis dabei seinen Regelbereich verlässt.

Mit einem Prototypen des Phasenregelkreises wurde durch Herausmischen des Trägers und Aufnahme des verbleibenden Rauschens über ein Oszilloskop die niederfrequente Rauschunterdrückung im Intervall von 1 Hz bis 1 kHz gemessen. In (Abb. 8.14a) ist der Vergleich der Rauschleistungsdichte im unstabilisierten und stabilisierten Betrieb gezeigt. Im Frequenzintervall bis ≈ 11 Hz, gegeben durch die Regelbandbreite B des Phasenregelkreises, wird das Rauschen gegenüber dem unstabilisierten Zustand deutlich reduziert. Auch in dieser Messung sind netzspannungsbedingte, diskrete Peaks bei Vielfachen von 50 Hz zu erkennen.

(Abb. 8.14b) zeigt die Spektrale Rauschleistungsdichte im unstabilisierten Betrieb. Der Verlauf des Rauschens mit steigender Frequenz wurde über ein Polynom $f(\nu) = a\nu^b$ für den Bereich $1 \text{ Hz} < \nu < 200 \text{ Hz}$ gefittet. Die erhaltenen Fitparameter sind $a = 0.096$ und $b = -2.06 \pm 0.13$. Der Parameter a hat hier keine Bedeutung, da er von der Normierung abhängt. Der erhaltene Wert für b ist mit $b = -2$ verträglich. Damit läßt sich das Rauschen in diesem Frequenzintervall als *Weißes Frequenzrauschen* charakterisieren, der typischen Rauschart in passiven Resonatoren [31]. Für Frequenzen an der Grenze des Messbereichs um $\nu = 1 \text{ kHz}$ flacht der Verlauf der Spektralen Rauschleistungsdichte ab. Ob der Übergang zu *Flicker Phasenrauschen* mit $b = -1$ oder *Weißem Phasenrauschen* mit $b = 0$ erfolgt ist aufgrund der Beschränkung des Messbereichs nicht zu entscheiden.

8.3.2 Absolutfrequenz-Stabilisierung - Phasenregelung von ν_{ceo}

Direkte ν_{ceo} Messung

Die direkte Messung und Stabilisierung des Frequenzkamms über ν_{ceo} nach dem in [7] realisierten Prinzip erfordert ein oktavenüberspannendes Spektrum der Form (3.16). Der optische Aufbau dazu ist in (Abb. 8.15) dargestellt.

Nach Durchgang der fs-Pulse durch die PCF überspannt das Spektrum, bei entsprechend hoher eingekoppelter Leistung, weit mehr als eine Oktave (-30 dB Breite¹¹) und übersteigt den Messbereich des Spektrometers (Abb. 8.9c). Die Trennung von grünen und infraroten Spektralanteil erfolgt mit einem dichroitischen Spiegel. Der langwellige Anteil

¹⁰Dies entspricht 0.1% der Periodendauer von 5 ns.

¹¹Bei dieser Leistung kann noch Phasenkopplung zwischen Diodenlaser und Frequenzkamm hergestellt werden.

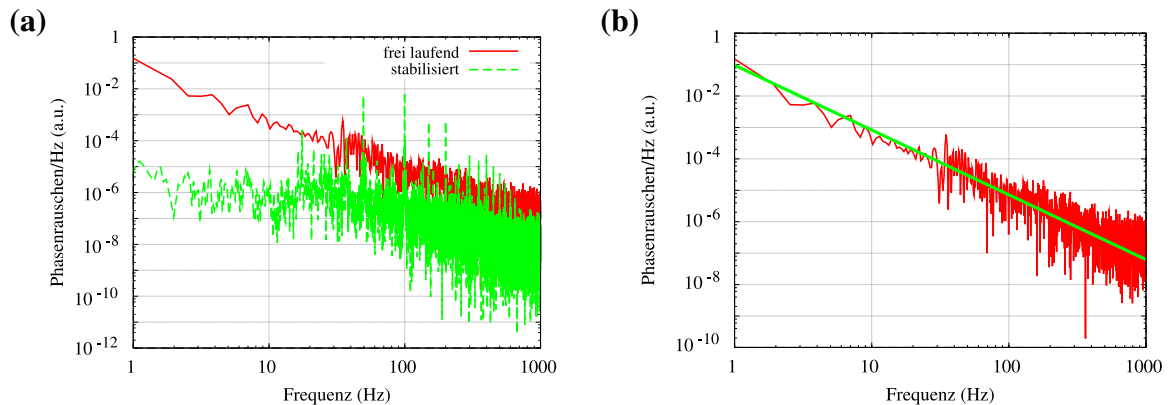


Abbildung 8.14: **(a)** Rauschunterdrückung in ν_{rep} durch den Phasenregelkreis für Frequenzen nahe am Träger. Unterhalb der Regelbandbreite von $B = 11$ Hz erfolgt eine deutliche Reduktion des Rauschens durch die Regelung. Die diskrete Peakstruktur mit $\Delta\nu = n \cdot 50$ Hz ist durch die Frequenz der Netzspannung bestimmt. **(b)** Charakterisierung des Rauschens im unstabilisierten Betrieb. Für $\nu < 200$ Hz ist der Fit kompatibel zu einer ν^{-2} Abhängigkeit der Spektralen Phasenrauschdichte. Bei höheren Frequenzen deutet sich eine Abweichung von diesem Verhalten an.

wird in einem 1 mm langen Beta-Barium-Borat (BBO) Kristall¹² verdoppelt und mit dem zuvor abgespaltenen und verzögerten grünen Anteil überlagert. Um ein Schwebungssignal auf der APD¹³ detektieren zu können, muss zeitlicher, räumlicher und spektraler Überlapp der beiden grünen Pulse gegeben sein. (Abb. 8.16) zeigt den zu $\lambda_{IR}/2 = 545.9$ nm verdoppelten Spektralanteil. Ein gauß'scher Fit der Spektralen Verteilung ergibt eine Breite von $\Delta\lambda = 6.7$ nm (Standardabweichung des Fits). Bei einem Modenabstand von etwa 200 MHz entspricht dies ca. 33000 Moden, die bei exakten zeitlichen Überlapp zum Schwebungssignal beitragen.

Das ν_{ceo} -Schwebungssignal konnte mit dem gegebenen Aufbau leider nicht detektiert werden. Dies ist eine Folge des starken breitbandigen Rauschuntergrundes im Frequenzspektrum des Lichts, der durch Raman- und Brillouinstreuung in der PCF erzeugt wird. Bei geringer eingekoppelter mittlerer Leistung in die PCF, unterhalb der Schwelle für stimulierte Streuung, kann kein oktavenüberspannendes Spektrum erreicht werden. Der störende Einfluß des Rauschens im Lichtfeld wird auch bei der Detektion von Schwebungssignalen des Frequenzkamms mit Diodenlasern beobachtet. Erfolgt die Überschreitung einer gewissen kritischen durch die PCF gekoppelten Leistung, verschwinden die Schwebungssignale vollständig im Rauschuntergrund¹⁴.

¹²Der BBO Kristall ist winkelangepasst und antireflexbeschichtet für die Verdopplung von $\lambda = 1140$ nm.

¹³Hamamatsu S9073 in der in Kapitel 5.1 vorgestellten Transimpedanzverstärker-Schaltung.

¹⁴Die kritische Leistung hängt stark von der Leistung der zur Schwebung gebrachten Mode ab, da diese das

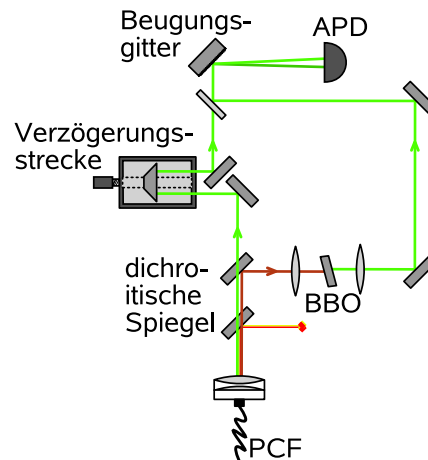


Abbildung 8.15: Aufbau zur direkten Messung der Träger-Einhüllende Schlupffrequenz ν_{ceo} . Nach Heraussfiltern des roten und nahinfraroten Spektralbereichs bis $\lambda \approx 900$ nm, wird das übrige Spektrum in infraroten und grünen Anteil getrennt. Der langwellige Teil des Spektrums erfährt eine Frequenzverdopplung in einem 1 mm langen BBO Kristall. Das verdoppelte Lichtfeld wird mit dem zuvor herausgefilterten grünen Spektralbereich des Kamms überlagert, nachdem dieser eine optische Verzögerungsstrecke durchlaufen hat. Die Verzögerungsstrecke ist essentiell um zeitliche Koinzidenz der Pulse auf der ADP sicherzustellen, denn nur bei gleichzeitigem Eintreffen kann ein Schwebungssignal bei ν_{ceo} entstehen.

Absolute Stabilisierung ohne Kenntnis von ν_{ceo}

Die für viele Anwendungen essentielle Kenntnis bzw. Kontrolle von ν_{ceo} [25] ist für die Synthese von optischen Frequenzen für spektroskopische Anwendungen (ausgenommen der Präzisionsspektroskopie), bzw. für die präzise Kontrolle von Frequenzabständen nicht nötig. In diesem Fall reicht es aus, eine Mode der Frequenzkamms auf einen atomaren Referenzübergang bei ν_{at} zu stabilisieren und gleichzeitig den Modenabstand ν_{rep} festzuhalten. Dies kann durch Selektion und Verstärkung einer Mode durch phasenstarre Kopplung an einen Diodenlaser (siehe dazu Kapitel 9.1) und spektroskopische Stabilisierung dieses Lasers auf die atomare Referenz realisiert werden. (Abb. 8.17) zeigt schematisch den Aufbau der Regelung.

Das über heterodyne Phasenstabilisierung erhaltene Fehlersignal des Phasenregelkreises zwischen Frequenzkamm und Diodenlaser wird nachverstärkt und dann auf einen Elektro-Optischen Modulator (EOM)¹⁵ im Pumpstrahl zurückgekoppelt. Ein Polarisationsfilter hinter dem EOM übersetzt die spannungsabhängige Polarisationsdrehung in eine Intensitäts-

erreichbare SNR der Detektion bestimmt.

¹⁵Linos LM0202 5W

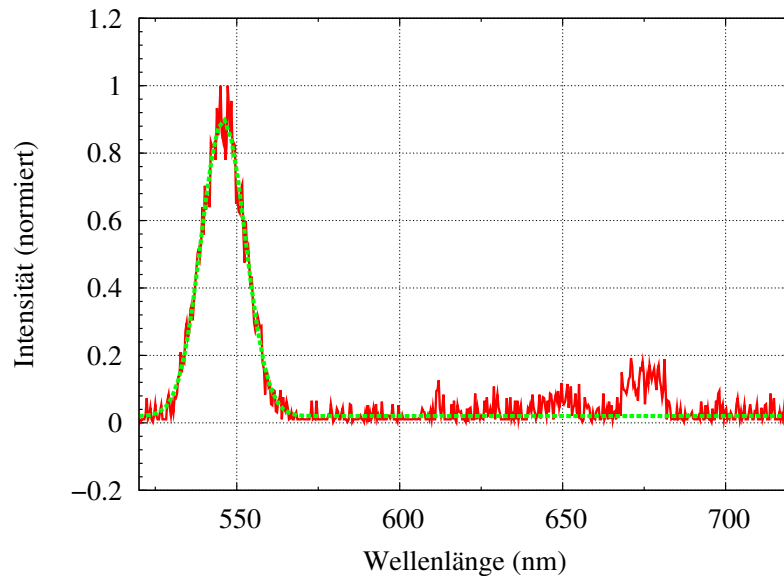


Abbildung 8.16: Verdoppelter Spektralanteil des Frequenzkamms. Das Zentrum des Peaks wird über einen gauß'schen Fit zu $\lambda_{IR}/2 = 545.9 \text{ nm}$ bestimmt. Die Breite der Verteilung beträgt $\Delta\lambda = 6.7 \text{ nm}$. Bei einer Repetitionsrate von $\nu_{rep} \approx 200 \text{ MHz}$ entspricht dies ca. 33000 Moden.

änderung des Pumpasers. Bei gleichzeitiger Stabilisierung von ν_{rep} wird mit dieser Methode die Träger-Einhüllende Schlupffrequenz ν_{ceo} festgehalten (Kapitel 3.1.3). In diesem Verfahren ist die Kenntnis der absoluten Frequenz der Moden des Frequenzkamms ν_m durch

- die Kenntnis der atomaren Referenzfrequenz
- die Linienbreite des cw-Lasers

limitiert und liegt für die in Kapitel 6.1 beschriebenen Diodenlaser in der Größenordnung einiger 100 kHz. Im unregelmäßigen Zustand ist die Linienbreite $\Delta\nu_{ceo}$ der Träger-Einhüllende Schlupffrequenz möglicherweise bereits schmaler als die Linienbreite des Diodenlasers¹⁶. Benötigt wird ein schmalbandiger Phasenregelkreis, damit eine Übertragung der kurzzeitigen Instabilitäten des Diodenlasers auf den Frequenzkamm verhindert wird. Um gleichzeitig eine stabile Regelung zu erhalten, muss der Regelkreis einen großen Regelbereich $\Delta\phi_{max}$ haben, so dass kurzzeitige Exkursionen der relativen Phase $\Delta\phi$ nicht zum Verlust des Phasengedächtnis führen.

¹⁶Das Schwebungssignal zwischen einer Mode des Frequenzkamms und einem Diodenlaser hat eine Breite von $\Delta\nu_{DL} \approx 450 \text{ kHz}$. Dies liegt nach [9] in der Größenordnung der Linienbreite der Diodenlaser. Die Breite der Mode ist damit zumindest nicht größer als die Linienbreite des Diodenlasers

Der in Kapitel 8.3.1 beschriebene Regelkreis mit einem Regelbereich von $|\Delta\phi_{max}| = 224\pi$ und einer Bandbreite von $B \approx 10$ Hz erfüllt diese Anforderungen und ermöglicht die absolute Stabilisierung des Frequenzkamms. Die Form des Schwebungssignals zwischen Diodenlaser und Frequenzkamm zeigt keine Unterschiede zwischen stabilisiertem und frei laufendem Betrieb, während das Zentrum bei der gewählten Referenzfrequenz festgehalten wird. Es erfolgt demnach keine Übertragung der hochfrequenten Störungen auf den Frequenzkamm. Ein typisches Schwebungssignal zeigt (Abb. 6.2).

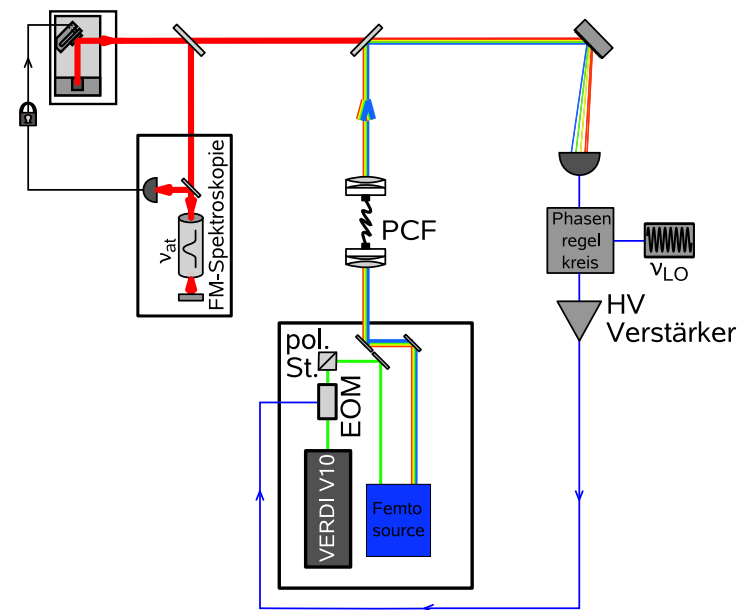


Abbildung 8.17: Aufbau zur indirekten Stabilisierung der Träger-Einhüllende Schlupffrequenz ν_{ceo} . Der Diodenlaser ist mittels Frequenzmodulationsspektroskopie auf einen atomaren Referenzübergang stabilisiert. Die Überlagerung mit dem Frequenzkamm ergibt ein Schwebungssignal auf der APD. Dieses wird heterodyn auf einen Referenzoszillator phasenstabilisiert, indem ν_{ceo} über die Variation der Pumpleistung des fs-Lasers geregelt wird.

9 Stabilisierung von Diodenlasern auf den Frequenzkamm

9.1 Phasenstabilisierung zwischen Diodenlaser und Frequenzkamm

Die typische Leistung in einer Mode m des Frequenzkamms beträgt nur $P_m \approx 2 \text{ nW}$. Anwendungen wie Raman-Photoassoziation erfordern dagegen Lichtleistungen von einigen mW. Die Phasenstabilisierung von Diodenlasern auf eine einzelne Mode kann als Verstärkung dieser aufgefasst werden und die Absolutfrequenz der Diodenlaser kann so, bei kompletter Stabilisierung des Kamms bis auf einige 100 kHz genau gewählt werden. Durch phasenstarre Kopplung mehrerer Laser an verschiedene Moden erhalten diese eine feste Phasenbeziehung zueinander, sind also kohärent. So ist es möglich große Frequenzintervalle in der Größenordnung von 100 THz kohärent zu überbrücken [28].

Die Stabilisierung zwischen Diodenlaser und Frequenzkamm erfolgt über die heterodyne Stabilisierung des Schwebungssignals auf einen Referenzoszillator. Die dazu nötige Überlagerung der Lichtfelder ist in (Abb. 5.3) dargestellt. Ein typisches Radiofrequenzspektrum des Photodiodensignals zeigt (Abb. 9.1). Neben der Repetitionsrate $\nu_{rep} \approx 200 \text{ MHz}$ sind zwei Schwebungssignale symmetrisch zu $\nu_{rep}/2$ zu erkennen. Dies sind die Schwebungen zwischen dem Lichtfeld des Diodenlasers und den beiden nächstliegenden Moden des Frequenzkamms.

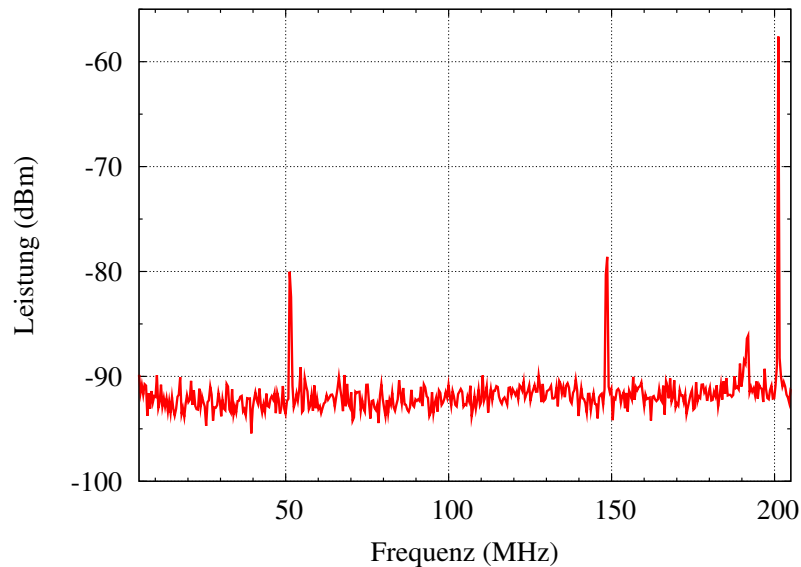


Abbildung 9.1: Schwebungssignale zwischen dem Lichtfeld des Diodenlasers und den zwei benachbarten Moden des Frequenzkamms (Auflösungsbandbreite 10 kHz). Die Repetitionsrate ist bei $\nu_{rep} \approx 200$ MHz deutlich zu erkennen während die Schwebungssignale symmetrisch zu $\nu_{rep}/2$ liegen. Der Peak bei etwa 190 MHz kommt durch das Lichtfeld des fs-Lasers zustande. Er kann durch Variation der Parameter des fs-Resonators eliminiert werden, die hier nicht optimal eingestellt sind.

Mit dem in Kapitel 7 vorgestellten Phasenregelkreis gelingt die zuverlässige phasenstarre Kopplung von Diodenlasern an einzelne Moden des Frequenzkamms, falls ein minimales SNR des Schwebungssignals von 30 dB in 10 kHz Auflösungsbandbreite erreicht werden kann¹. (Abb. 9.2) zeigt das Radiofrequenzspektrum des auf den internen Lokaloszillator des Phasenregelkreises bei $\nu_{LO} = 32.767810$ MHz stabilisierten Schwebungssignals. 74% der Leistung sind im Träger konzentriert und die mittlere Phasenabweichung im Frequenzintervall von 18 Hz bis 15 MHz beträgt $\Delta\phi_{RMS} = 658$ mrad.

¹Die Verteilung der Leistung auf die einzelnen Moden und damit das erreichbare SNR hängt von der Polarisation des Lichtfeldes vor der PCF ab. Bei ungünstiger Einstellung der Polarisation verschwindet das Schwebungssignal völlig im Rauschuntergrund. Besonders für mittlere in die PCF eingekoppelte Leistungen $P_{avg} \gtrsim 25$ mW ist die Polarisation für das SNR der Schwebungssignale ein kritischer Parameter (vgl. Kapitel 8.2).

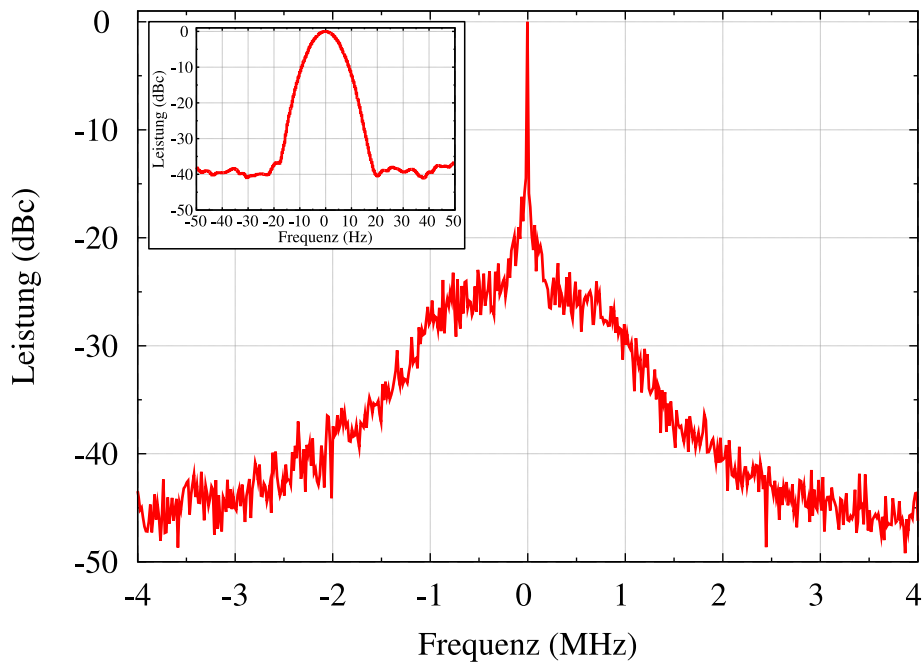


Abbildung 9.2: *Phasenstabilisiertes Schwebungssignal zwischen Diodenlaser und einer Mode des Frequenzkamms. Die Trägerfrequenz liegt bei $\nu_{LO} = 32.767820$ MHz (Auflösungsbandbreite 10 kHz). In der linken oberen Ecke ist der Träger in höchst möglicher Auflösung des Spektrum Analysators (10 Hz) gezeigt. Das trägernähe Rauschen ist um ca. 40 dB unterdrückt.*

9.2 Kohärente Überbrückung großer Frequenzintervalle: Stabilität des Gesamtsystems

Phasenstarre Kopplung zweier unabhängiger Diodenlaser an zwei verschiedene Moden des Frequenzkamms ermöglicht die kohärente Überbrückung sehr großer Frequenzintervalle. Das maximal mögliche Intervall ist durch die Verteilung der Leistung auf die einzelnen Moden des Frequenzkamms gegeben, denn diese limitiert das erreichbare SNR der Schwebungssignale.

Zur Überprüfung der Stabilität des Kamms und der Kohärenz der Moden untereinander, werden zwei Diodenlaser mit einer Frequenzdifferenz von einigen GHz auf den Kamm stabilisiert. Der Frequenzunterschied $\Delta\nu_{DL}$ der Diodenlaser ist direkt durch eine Schwebungsmessung detektierbar. Ist dabei Kohärenz zwischen Diodenlaser und nächster Mode, sowie zwischen den verschiedenen Moden des Frequenzkamms innerhalb des Intervalls $\Delta\nu_{DL}$ gegeben, erwartet man ein sehr schmales Schwebungssignal mit einer Breite von wenigen Hz.

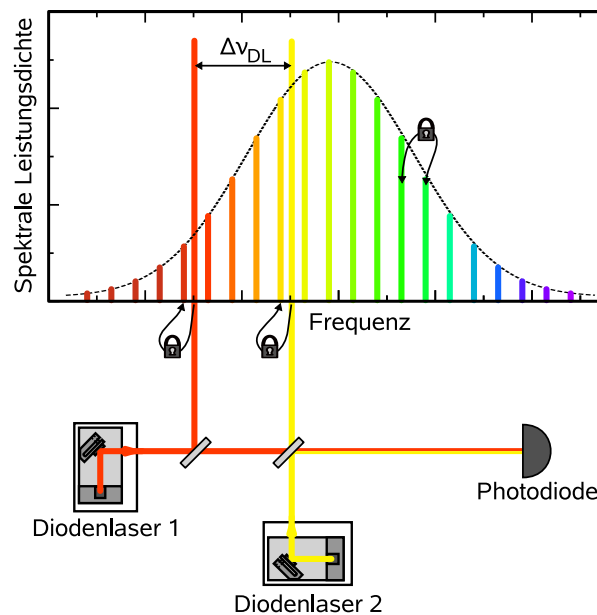


Abbildung 9.3: Experiment zur Überprüfung der Stabilität des Gesamtsystems. Die 9. Harmonische der Repetitionsrate ist auf einen 10 MHz Referenzoszillator stabilisiert. Zwei optische Phasenregelkreise verbinden zwei Diodenlaser der Differenzfrequenz $\Delta\nu_{DL}$ mit den jeweils nächstliegenden Zinken des Frequenzkamms. Die Lichtfelder der beiden Diodenlaser werden außerdem direkt überlagert und das resultierende Schwebungssignal auf einer breitbandigen Photodiode detektiert.

(Abb. 9.3) zeigt schematisch den Aufbau des Experiments. Der Abstand der einzelnen Moden des Frequenzkamms ν_{rep} ist, wie in Kapitel 8.3.1 beschrieben, über die 9. Harmonische der Repetitionsrate bei $10 \nu_{rep} \approx 2.02$ GHz stabilisiert. Der entwickelte Optische Phasenregelkreis koppelt zwei Diodenlaser phasenstarr an den Frequenzkamm und die Detektion des Schwebungssignals zwischen den Lichtfeldern dieser beiden Laser erfolgt direkt über eine Photodiode der Bandbreite 8 GHz. Der gewählte Frequenzabstand von $\Delta\nu_{DL} = 3.2143055256$ GHz ist dadurch bedingt, dass beide Diodenlaser stabil im Einmodenbetrieb laufen müssen und ihre Frequenzdifferenz gleichzeitig die Bandbreite der Photodiode nicht übersteigen darf. In (Abb. 9.4) ist das so erhaltene Schwebungssignal in verschiedenen Intervallen um den Träger bei $\Delta\nu_{DL}$ dargestellt. 15 MHz entfernt vom Träger ist die Spektrale Leistungsdichte auf das von Spektrum Analysator gegebene Hintergrundniveau abgefallen². Die Form der Spektralen Leistungsdichte ist nicht die eines typischen phasenstabilisierten Signals:

²Das Phasenrauschen in den Stabilisierungen zwischen Diodenlaser und einer Mode des Frequenzkamms fällt typischerweise schon im Intervall von ca. ± 5 MHz um den Träger auf das Hintergrundniveau ab (Abb. 9.2).

9.2 Kohärente Überbrückung großer Frequenzintervalle: Stabilität des Gesamtsystems

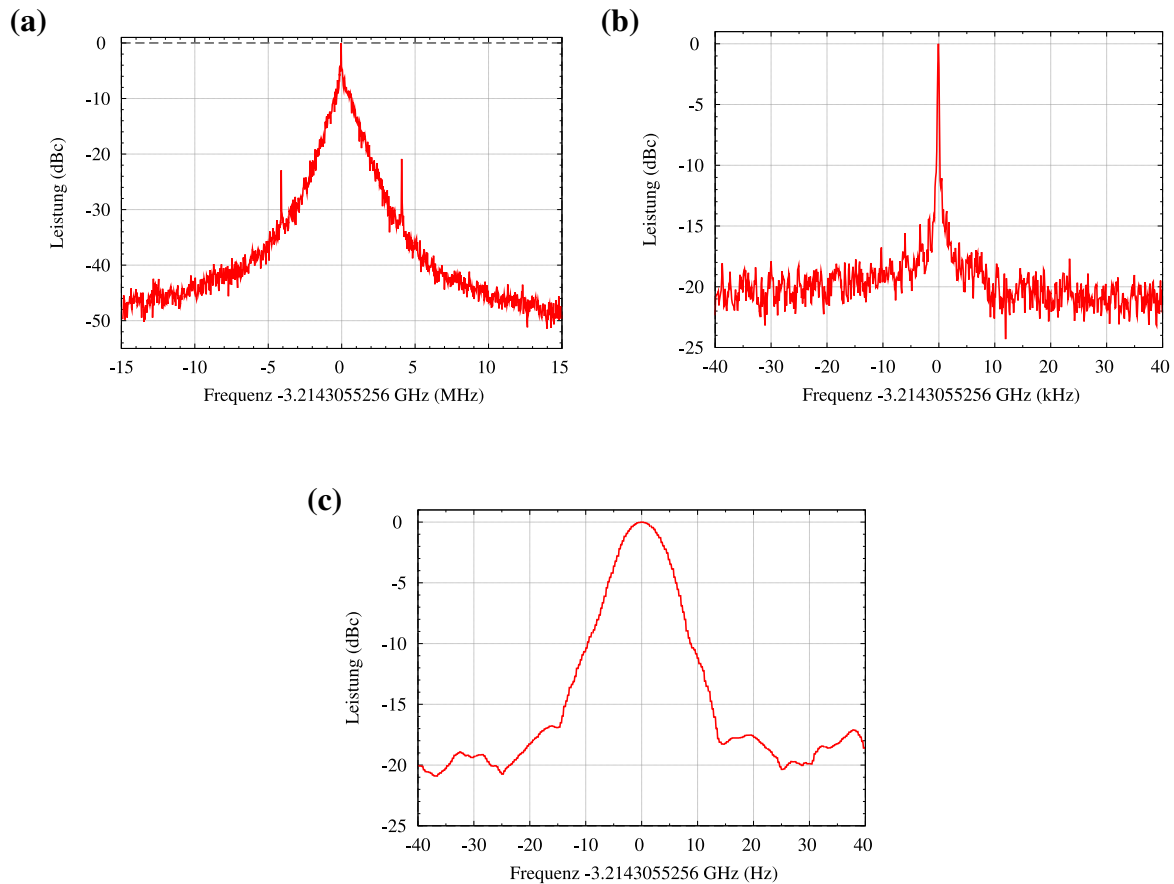


Abbildung 9.4: Schwebungssignal zweier indirekt über den Frequenzkamm phasenstabilisierter Diodenlaser. Die kohärent überbrückte Frequenzlücke beträgt $\Delta\nu_{DL} = 3.2143055256$ GHz. **(a)** Spektrale Leistungsdichte im Intervall ± 15 MHz um den Träger. Die beiden diskreten Seitenbänder sind durch einen nicht optimal justierten Phasenregelkreis bedingt. Die Auflösungsbandbreite beträgt $RBW = 10$ kHz. **(b)** Schwebungssignal im Intervall von 40 kHz um den Träger. Der schmale zentrale Peak folgt aus der Phasenkohärenz der beiden Laser. ($RBW = 300$ Hz). **(c)** Nahaufnahme des Signals 40 Hz um die Trägerfrequenz. Das niederfrequente Rauschen ist um 15–20 dB unterdrückt. Die Halbwertsbreite des Trägers ist durch die maximale Auflösungsbandbreite des Spektrum Analysators (10 Hz) gegeben.

Die Servo Bump Struktur in den beiden zugrundeliegenden Stabilisierungen der Diodenlaser ist zueinander unkorreliert und geht daher verloren. Vielmehr führt das verbleibende Phasenrauschen in den Stabilisierungen der Diodenlaser und der Repetitionsrate zu dem in (Abb. 9.4a) erkennbaren breiten Untergrund des Signals. Die beiden diskreten Seitenbänder im Abstand von 4 MHz zum Träger sind durch einen nicht optimal eingestellten

Phasenregelkreis zu erklären. Wie in Kapitel 7.1.2 erwähnt, führt ein leichter Unterschied zwischen den Nullpunkten der beiden Phasendetektoren zu weiteren Regelpunkten des Phasenregelkreises. Diese haben die Ausbildung schwacher Seitenbänder im Lichtfeld des Slave Lasers zur Folge, die phasenkohärent zum Master Laser sind.

Mit höherer Auflösung des Spektrum Analysators taucht der sehr schmale zentrale Peak des Schwebungssignals bei $\Delta\nu_{DL}$ auf, dessen Halbwertsbreite durch die Auflösungsbandbreite von 10 Hz des Spektrum Analysators gegeben ist (Abb. 9.4b, c). Das schmalbandige Rauschen nahe am Träger ist um 15 – 20 dB unterdrückt.

Dieses Ergebnis zeigt, dass die kohärente Überbrückung großer Frequenzabstände mit dem in dieser Arbeit entwickelten System möglich ist. Das Verhältnis aus dem Phasenrauschen in der Stabilisierung der Repetitionsrate zu dem der Laserstabilisierungen beträgt $\frac{658}{6.16} \approx 100$ (vgl. Kapitel 8.3.1 und 9.1). Demnach ist das Phasenrauschen zwischen den beiden Diodenlasern in (Abb. 9.4) durch die Stabilisierungen dieser auf die Moden des Frequenzkamms dominiert. Das Rauschen der Repetitionsrate $n\nu_{rep}$ liefert erst bei breiteren Intervallen $\Delta\nu_{DL}$ einen signifikanten Beitrag. Geht man von einem n^2 Verhalten des Phasenrauschens bei einer Multiplikation des stabilisierten Frequenzintervalls ($10\nu_{rep}$) mit dem Faktor n aus [22], ist eine Phasenkopplung mit der in (Abb. 9.4) gezeigten Charakteristik bis zu einem Frequenzabstand der Diodenlaser von $\sqrt{100} \cdot 10\nu_{rep} \approx 20$ GHz möglich. Für größere Frequenzabstände ist das Rauschen durch die Stabilisierung der Repetitionsrate bestimmt.

Ausblick

Das vorgestellte Diodenlasersystem soll zuerst zur Raman-Photoassoziation eingesetzt werden. Ziel ist die erstmalige Präparation von ultrakalten heteromolekularen Molekülen im elektronischen sowie rovibronischen Grundzustand. Dazu dient eine Mischung aus fermionischen quanten-entarteten ^{40}K Atomen und kondensierten bosonischen ^{87}Rb Atomen als Ausgangspunkt. Die direkte Kopplung des asymptotisch freien Zwei-Atom Zustandes mit dem tief gebundenen molekularen Grundzustand ist aufgrund ungünstiger Frank-Condon Faktoren, die den Überlapp der quantenmechanischen Wellenfunktion zwischen Ausgangs- und Zielzustand angeben, nicht möglich. In [52] wird daher ein mehrstufiges Schema zur Präparation ultrakalter Moleküle vorgestellt. Für die Photoassoziation von ^{39}K und ^{85}Rb können spektroskopische Daten, sowie *ab initio* Berechnungen, in [53] bzw. [54], [55], [56] gefunden werden.

Der die Lebensdauer der Moleküle begrenzende Zerfallskanal sind inelastische Stöße mit dem atomaren Quantengas. Unterdrückung dieser Verluste kann durch Molekülbildung in einem Optischen Gitter erreicht werden [52]. Dazu lädt man die Atome in ein 3D-Optisches Gitter und induziert den Phasenübergang zum Mott-Isolator Zustand mit zwei Atomen pro Gitterplatz. Nach Konversion in den molekularen Grundzustand erfolgt das Schmelzen des Mott-Isolators und damit der Übergang zum entarteten Quantengas ultrakalter fermionischer bzw. bosonischer Moleküle.

Durch seine große Flexibilität ist das hier vorgestellte Diodenlasersystem jedoch bei weitem nicht auf die Anwendung in Raman-Photoassoziation beschränkt. Die Möglichkeit exotische optische Frequenzen weit Abseits atomarer Resonanzen bereitzustellen kann sich für viele Anwendungen als nützlich erweisen. So sind beispielweise keine ^{40}K Gaszellen zur Spektroskopie erhältlich, da dieses Isotop sehr selten ist. Die Synthese der optischen Frequenzen zur Manipulation dieser Atome benötigt bisher eine ganze Reihe komplexer experimenteller Techniken wie Transferresonatoren oder Differenzfrequenzstabilisierungen. Auch können mehrere optische Frequenzen durch Kopplung von Diodenlasern an verschiedene Moden des Frequenzkamms gleichzeitig synthetisiert werden, wodurch viele Frequenzmodulationsspektroskopie-Stabilisierungen überflüssig werden. Dabei ist es zusätzlich möglich alle diese Laserphasenstarr miteinander zu verbinden. Der Aufbau vieler Experimente kann somit wesentlich vereinfacht werden.

Teil III

Anhang

A Schaltpläne des Optischen Phasenregelkreises

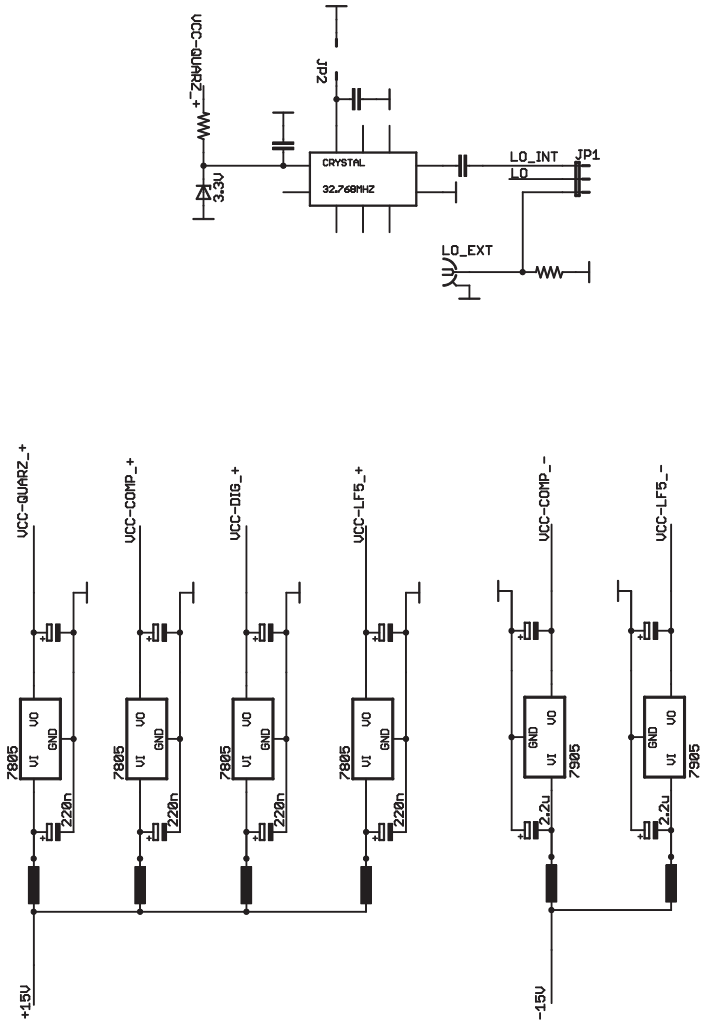


Abbildung A.1: Schaltplan des OPLL: Spannungsversorgung und interner Lokaloszillator.

A Schaltpläne des Optischen Phasenregelkreises

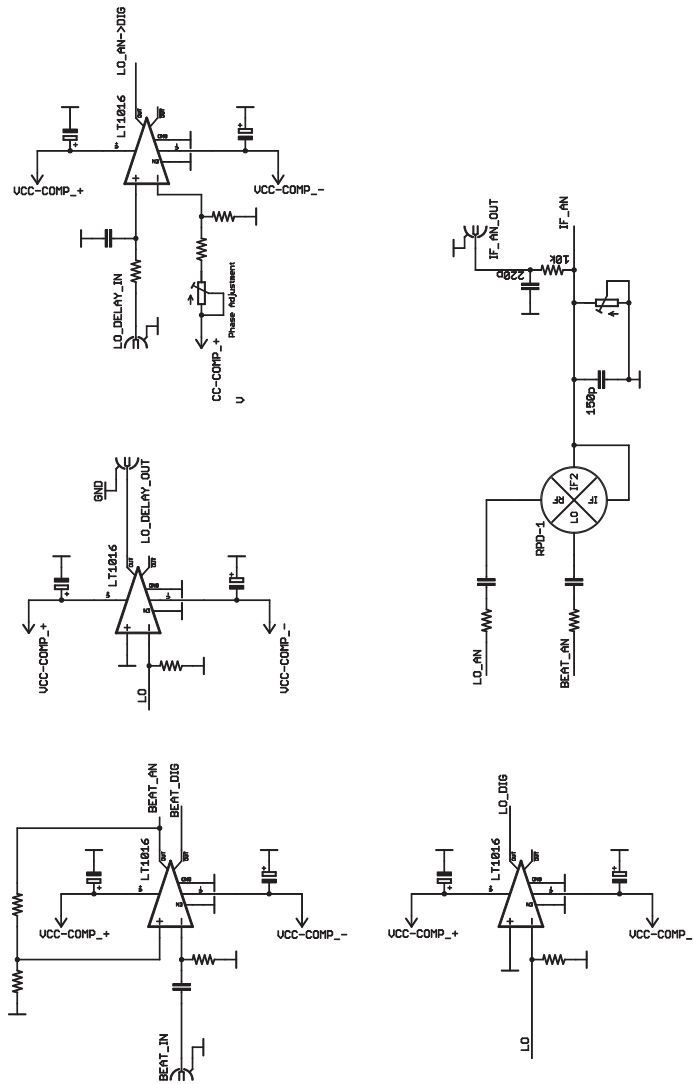


Abbildung A.2: Schaltplan des OPLL: Digitalisierung der Eingangssignale und analoger Phasendetektor.

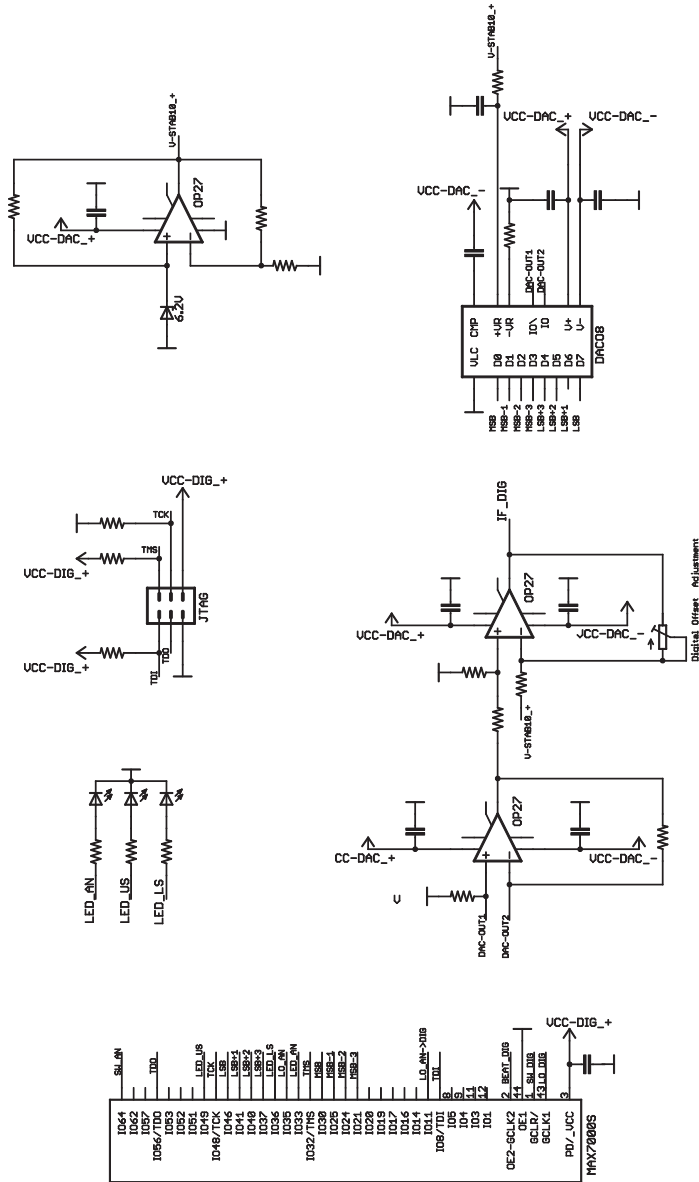


Abbildung A.3: Schaltplan des OPLL: Digitaler Phasendetektor und Digital-Analog Wandler.

A Schaltpläne des Optischen Phasenregelkreises

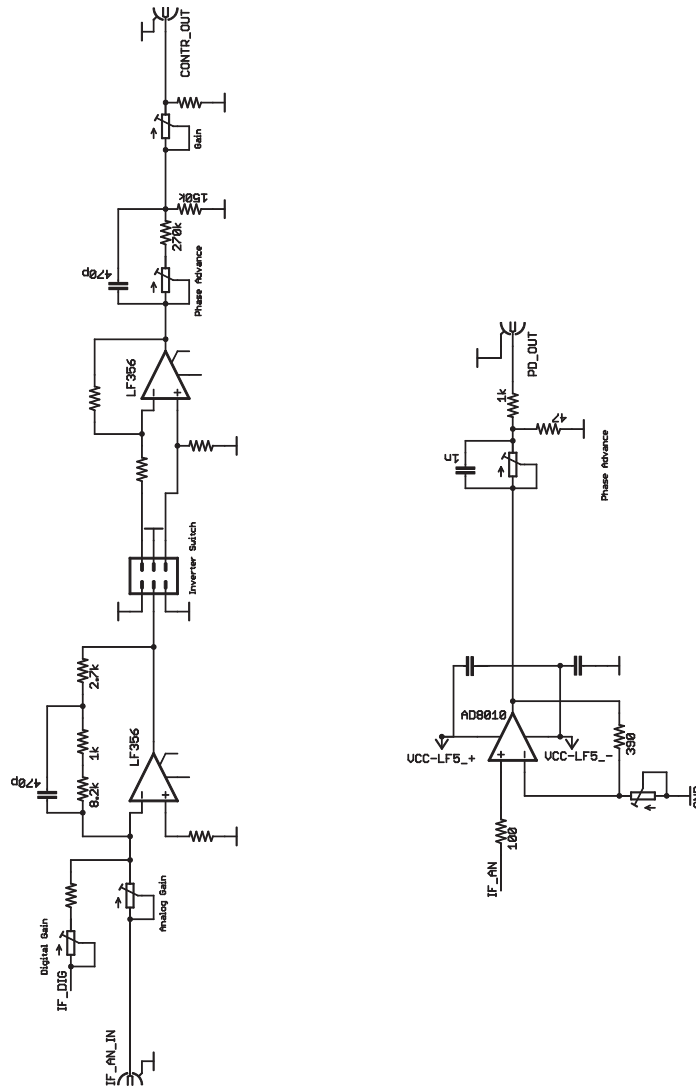


Abbildung A.4: Schaltplan des OPLL: Laserdioden und Laser-Controller Schleifenfilter.

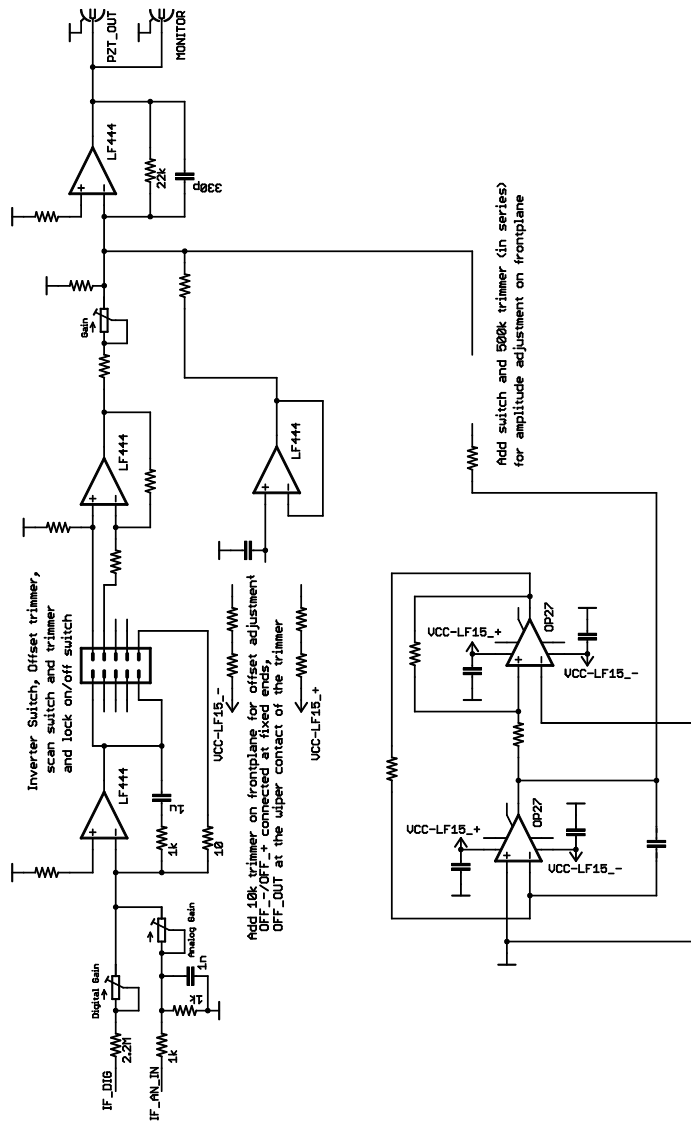


Abbildung A.5: Schaltplan des OPLL: Piezo Schleifenfilter und Erzeugung einer Dreiecksspannung.

B CPLD Programmcode des Optischen Phasenregelkreises

```
//Phaselock CPLD program

//INPUTS: lo - local oscillator, rf - beatsignal, lo_a_in - phase shifted analog signal
//      user_ae - external user control analog part on/off,
//      gclr - clear (digital off)
//OUTPUTS: es - error signal
//      lo_analog - analog mixer local oszillator output
//      fb_us - external feedback phasedetector in upper saturation (rf > lo)
//      fb_ds - external feedback pd in lower saturation (rf < lo)
//      fb_analog - analog pd on/off

module Phaselock(LO, LO_A_IN, RF, USER_AE, GCLR, ES, LO_ANALOG, FB_US, FB_LS);

//define stuff
parameter N_BITS=8, MSB=7, LSB=0, LATENCY=2;

input LO, LO_A_IN, RF, USER_AE, GCLR;

output [MSB:LSB] ES;
output LO_ANALOG, FB_US, FB_LS;

wire [MSB:LSB] W_CNT_UP, W_CNT_DOWN;
wire W_US, W_LS, W_ANALOG;

reg R_LASTUPPER, R_LASTLOWER, R_LASTANALOG;

//Set Lower / Upper Saturation only if (MSB:MSB-3) is low / high for at least 2 LO cycles
//use 2 bit deep fifo
scfifo FIFOUPPER(.data((&ES[MSB:MSB-3])), .clock(LO), .wrreq(1), .rdreq(1), .aclr(GCLR), \
    .q(R_LASTUPPER));
defparam FIFOUPPER.lpm_width = 1;
defparam FIFOUPPER.lpm_numwords = 2;

scfifo FIFOWER(.data((~|ES[MSB:MSB-3])), .clock(LO), .wrreq(1), .rdreq(1), .aclr(GCLR), \
    .q(R_LASTLOWER));
defparam FIFOWER.lpm_width = 1;
defparam FIFOWER.lpm_numwords = 2;

//upper saturation if 4 MSB of ES = 1111
assign W_US = (&ES[MSB:MSB-3]) & (R_LASTUPPER);

//lower saturation if 4 MSB of ES = 0000
assign W_LS = (~|ES[MSB:MSB-3]) & (R_LASTLOWER);
```

B CPLD Programmcode des Optischen Phasenregelkreises

```
//FIFO trick with LO (see FIFOUPPER)
scfifo FIFOANALOG(.data((ES[MSB] & (~|ES[MSB-1:LSB]))),.clock(LO),.wrreq(1),.rdreq(1), \
    .aclr(GCLR),.q(R_LASTANALOG));
defparam FIFOANALOG.lpm_width = 1;
defparam FIFOANALOG.lpm_numwords = 2;

//enable or disable analog part
//enabled if digital error signal is 10000000
assign W_ANALOG=(ES[MSB] & (~|ES[MSB-1:LSB])) & USER_AE & R_LASTANALOG;

//change state of LED via a d-flipflop
lpm_ff FF_ANALOG(.data(W_ANALOG), .clock(LO), .q(FB_ANALOG));
defparam FF_ANALOG.lpm_width = 1;
LO_ANALOG = LO_A_IN if W_ANALOG=1, LO_ANALOG=0 else
assign LO_ANALOG = LO_A_IN & W_ANALOG;

//check upper saturation
lpm_ff FF_US(.data(W_US), .clock(LO), .aclr(GCLR), .q(FB_US));
defparam FF_US.lpm_width = 1;

//check lower saturation ; clocking with LO because only LO changes ES
lpm_ff FF_LS(.data(W_LS), .clock(LO), .aclr(GCLR), .q(FB_LS));
defparam FF_LS.lpm_width = 1;

//UP COUNTER driven by LO, counts up if not in upper saturation
lpm_counter CNT_UP(.clock(LO), .aset(GCLR), .cnt_en(~W_US), .q(W_CNT_UP));
defparam CNT_UP.lpm_width = N_BITS;
defparam CNT_UP.lpm_avalue = 8'b10000000;
defparam CNT_UP.lpm_direction = "up";

//DOWN COUNTER driven by RF, counts down if not in lower saturation
lpm_counter CNT_DOWN(.clock(RF), .aclr(GCLR), .cnt_en(~W_LS),.q(W_CNT_DOWN));
defparam CNT_DOWN.lpm_width = N_BITS;
defparam CNT_DOWN.lpm_direction = "down";

//ADD the counters to obtain the error signal with latency of LATENCY LO cycles
lpm_add_sub ADDER(.dataa(W_CNT_UP), .datab(W_CNT_DOWN),.clock(LO), .result(ES));
defparam ADDER.lpm_width=N_BITS;
defparam ADDER.lpm_direction="add";
defparam ADDER.lpm_pipeline=LATENCY;
defparam ADDER.lpm_representation="signed";

endmodule
```

C Schaltpläne des v_{rep} und v_{ceo} Phasenregelkreises

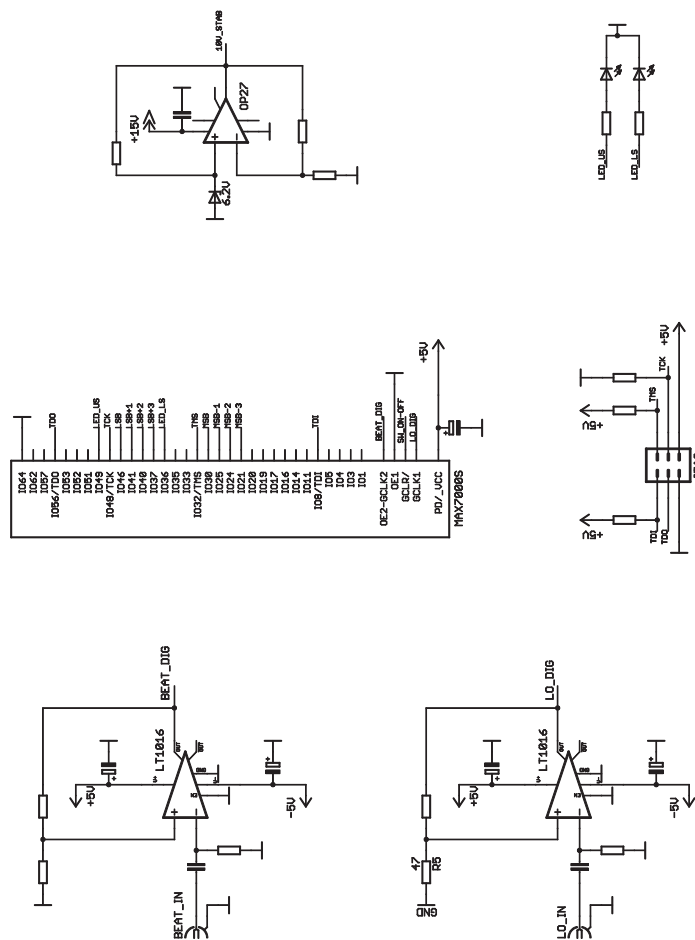


Abbildung C.1: Schaltplan des v_{rep} und v_{ceo} Phasenregelkreises: Digitalisierung der Eingangssignale und Phasendetektor.

C Schaltpläne des v_{rep} und v_{ceo} Phasenregelkreises

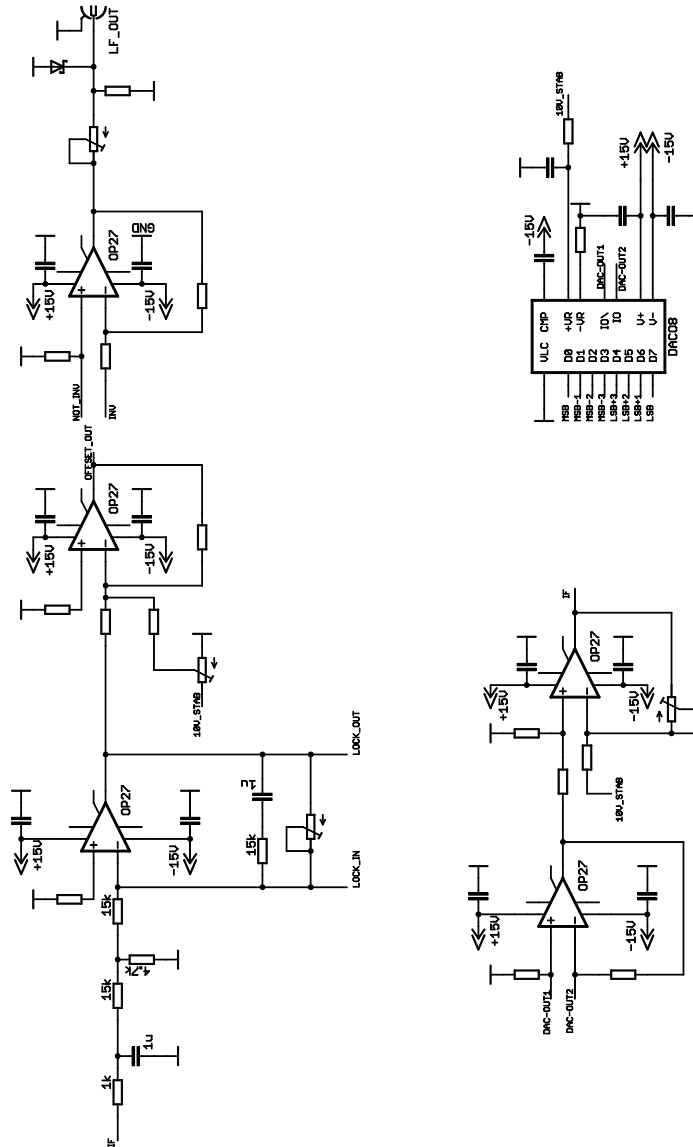


Abbildung C.2: Schaltplan des v_{rep} und v_{ceo} Phasenregelkreises: Digital-Analog Wandler und Schleifenfilter.

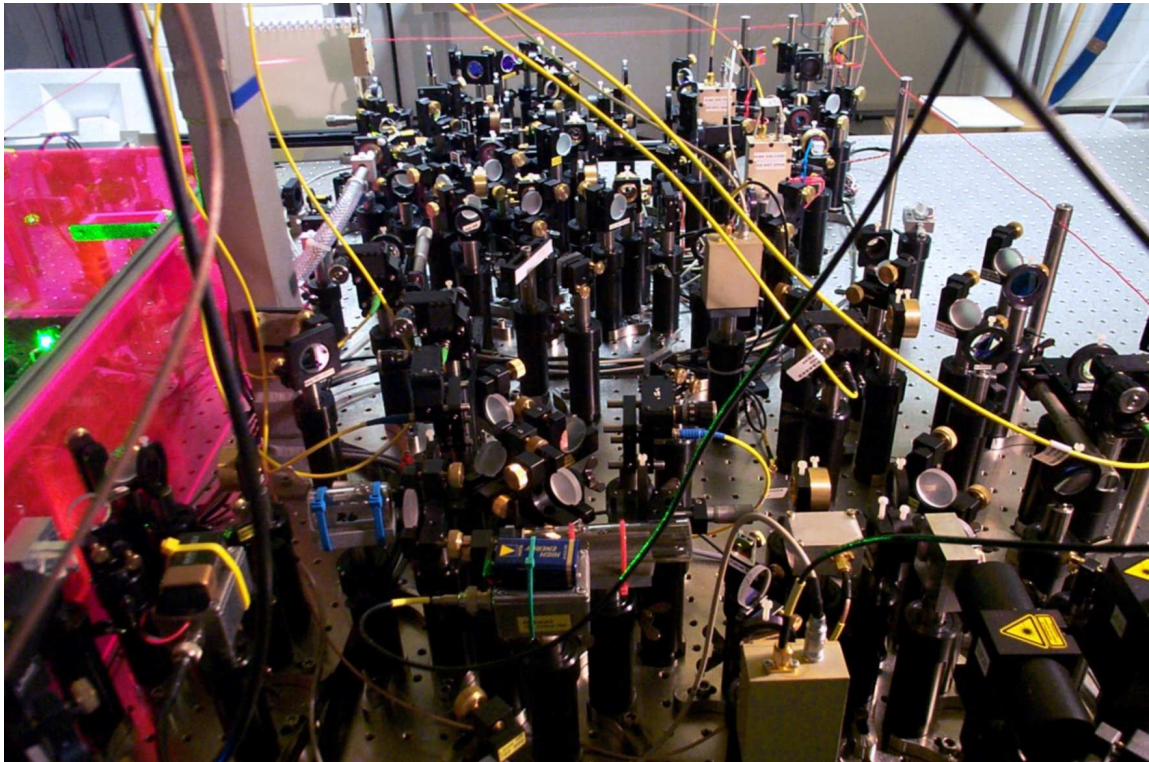
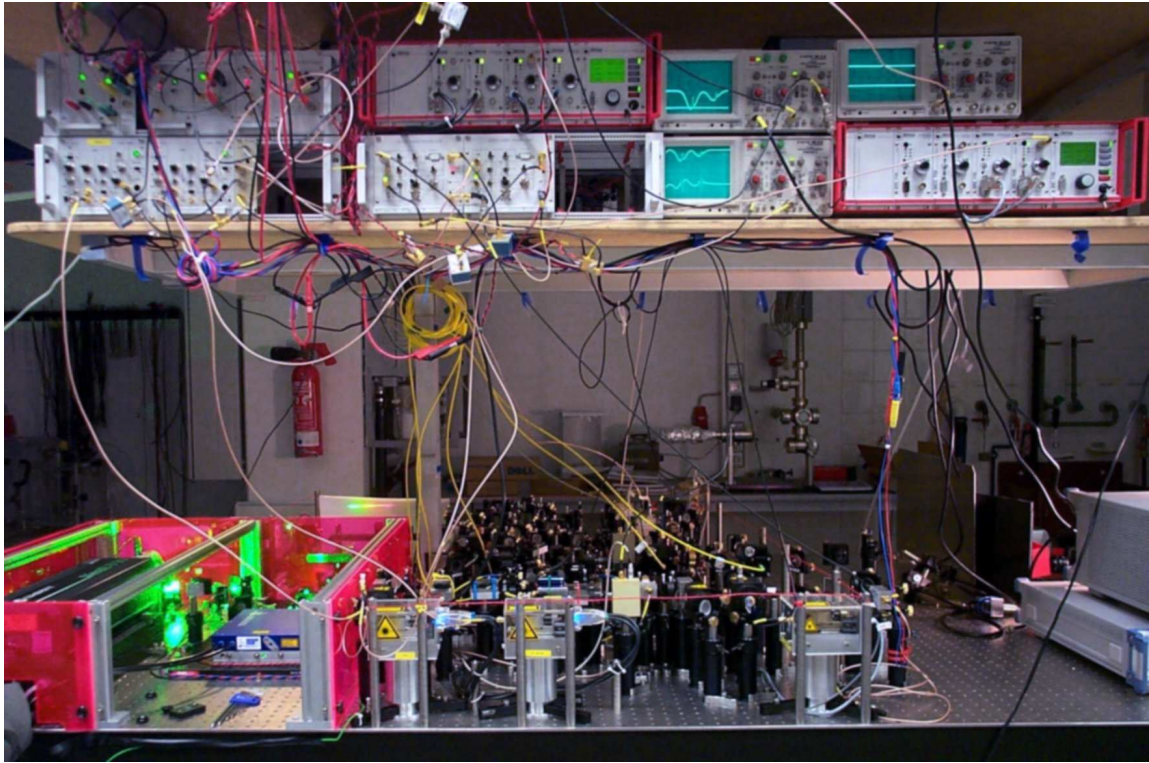
D Photos des experimentellen Aufbaus

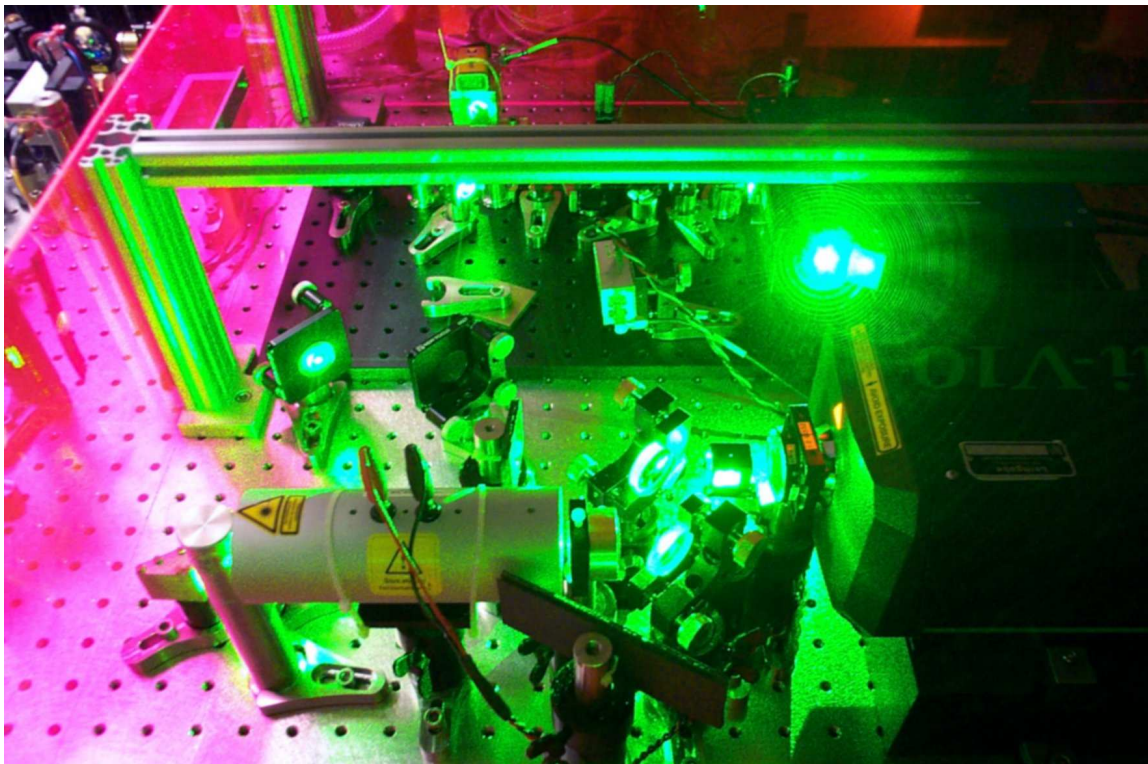
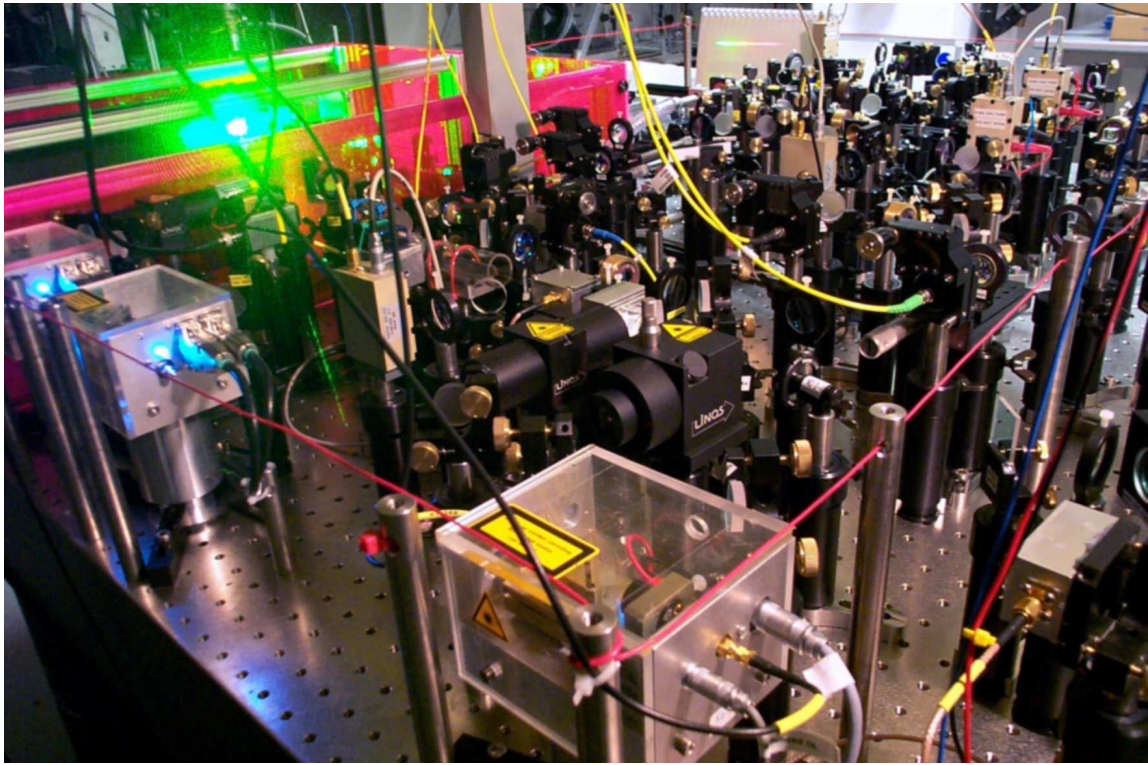
Um einen Eindruck aus dem Labor zu gewinnen sind auf den folgenden drei Seiten Photos des experimentellen Aufbaus abgedruckt.

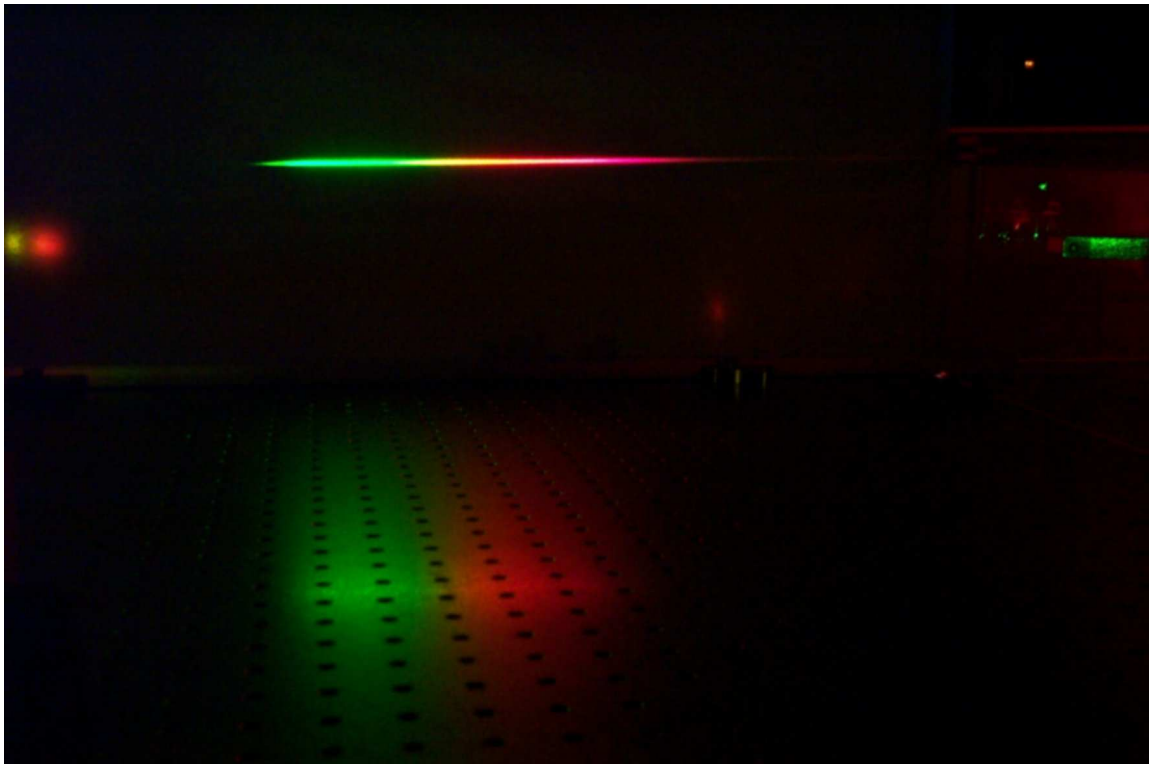
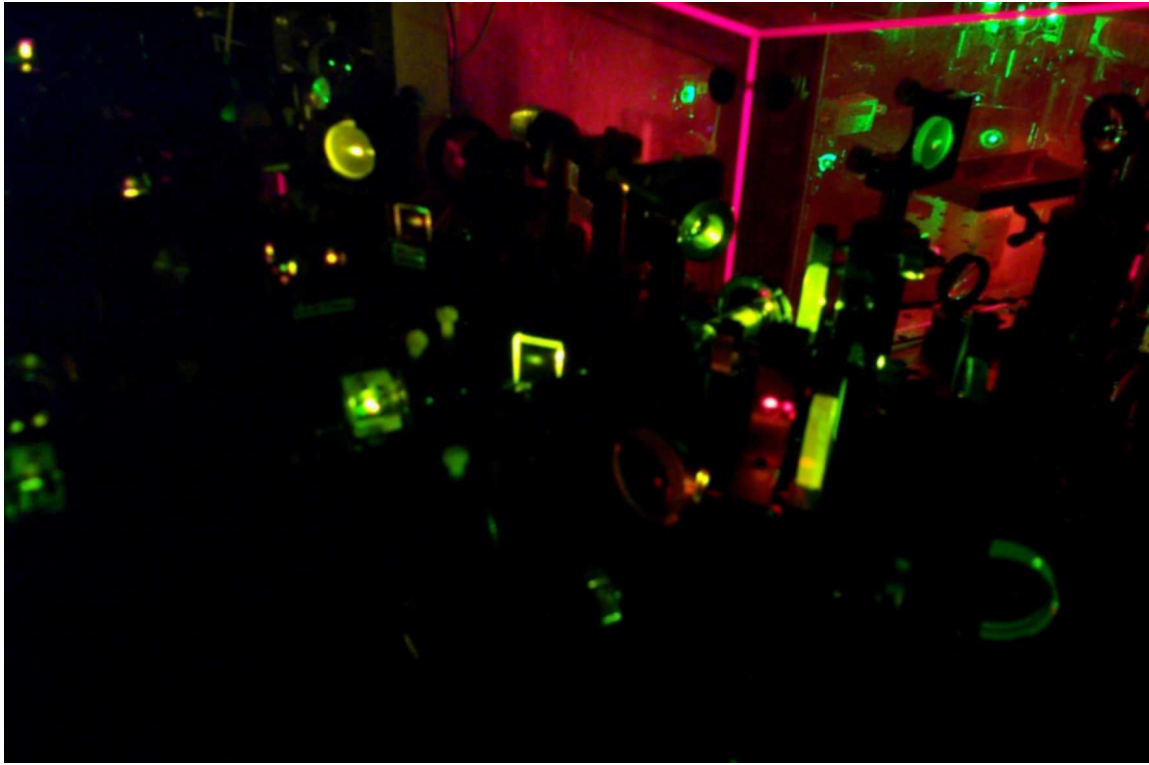
Die ersten beiden Bilder zeigen das komplette Experiment im Überblick, wobei im oberen Abschnitt des ersten Bildes die entwickelte Elektronik in den silbernen Einschubrahmen zu erkennen ist. Das zweite Bild zeigt den optischen Aufbau im Detail.

Darauffolgend sind die Diodenlaser zusammen mit einer Frequenzmodulationsspektroskopie und den Fasereinkopplungen abgebildet. Bild 4 zeigt den EOM zur Modulation der Pumpleistung des fs-Lasers und im Hintergrund den externen Teil des fs-Resonators.

Die letzte Bilderseite gibt das Farbenspiel der verbreiterten fs-Pulse wieder. Die spektrale Trennung des Lichtfeldes durch dichroitische Spiegel ist bei abgedunkeltem Labor fotografiert. Das abschließende Photo zeigt die fs-Pulse als kohärenten Regenbogen nach einer spektralen Trennung durch ein optisches Beugungsgitter.







Literaturverzeichnis

- [1] K. Sakoda: *Optical Properties of Photonic Crystals*, Springer-Verlag Berlin Heidelberg, (2005) ISBN 3-540-20682-5
- [2] J. C. Knight, T. A. Birks, P. St. Russell and D. M. Atkin: *All-silica single-mode optical fiber with photonic crystal cladding*, Optics Letters **21**, 1547 (1996)
- [3] P. Russell: *Photonic Crystal Fibers*, Science **299**, 358 (2003)
- [4] J. K. Ranka, R. S. Windeler and A. J. Stentz: *Visible continuum generation in air-silica microstructure optical fibers with anomalous dispersion at 800nm*, Optics Letters **25**, 25 (2000)
- [5] St. T. Cundiff, J. Ye and J. L. Hall: *Optical frequency synthesis based on mode-locked lasers*, Review of Scientific Instruments **72**, 3749 (2001)
- [6] J. Reichert: *Präzise optische Frequenzmessungen mit modengekoppelten Lasern*, Dissertation an der Fakultät für Physik der Ludwig-Maximilians-Universität München, 2000
- [7] D. J. Jones, S. A. Diddams, J. K. Ranka, A. Stentz, R. S. Windeler, J. L. Hall, S. T. Cundiff: *Carrier-Envelope Phase Control of Femtosecond Mode-Locked Lasers and Direct Optical Frequency Synthesis*, Science **288**, 635 (2000)
- [8] R. Szipocs, K. Ferencz, C. Spielmann and F. Krausz: *Chirped multilayer coatings for broadband dispersion control in femtosecond lasers*, Optics Letters **19**, 201 (1994)
- [9] L. Ricci, M. Weidemüller, T. Esslinger, A. Hemmerich, C. Zimmermann, V. Vuletic, W. König, T. W. Hänsch: *A compact grating-stabilized diode laser system for atomic physics*, Optics Communications **117**, 541 (1995)
- [10] T. Best: *Ultrakalte Moleküle in optischen Gittern*, Diplomarbeit an der Fakultät für Physik der Ludwig-Maximilians-Universität München, 2004
- [11] K. Kaufmann: *Choosing Your Detector*, Hamamatsu Corp.
- [12] *Characteristics and use of Si APD (Avalanche Photodiode)*, Hamamatsu Corp., Technical Information SD-28 (2001)
- [13] T. Udem: *Phasenkohärente optische Frequenzmessungen am Wasserstoffatom. Bestimmung der Rydberg-Konstanten und der 1S Lamb-Verschiebung*, Dissertation der Fakultät für Physik der Ludwig-Maximilians-Universität München, 1997

- [14] M. O. Scully, M. S. Zubairy: *Quantum optics*, Cambridge University Press, (1997) ISBN 0-521-43595-1
- [15] W. S. Friauf: *Feedback Loop Stability Analysis*, McGraw-Hill, (1998) ISBN 0-07-022844-2
- [16] F. M. Gardner: *Phaselock Techniques*, John Wiley & Sons, (1979) ISBN 0-471-04294-3
- [17] R. Kovacich: *The Precision of Modern Phase Coherent Optical-to-Microwave Frequency Chains*, Dissertation an der University of Western Australia, Department of Physics (2000)
- [18] L. Cacciapuoti, M. de Angelis, M. Fattori, G. Lamporesi, T. Petelski, M. Prevedelli, J. Stuhler, G. M. Tino: *Analog+digital phase and frequency detector for phase locking of diode lasers*, Review of Scientific Instruments **76**, 053111 (2005)
- [19] M. Prevedelli, T. Freearde, T. W. Hänsch: *Phase locking of grating-tuned diode lasers*, Applied Physics B **60**, 241 (1995)
- [20] *Clock (CLK) Jitter and Phase Noise Conversion*, Maxim Integrated Products, Application Note 3359, (2005)
- [21] T. Udem, J. Reichert, R. Holzwarth and T. W. Hänsch: *Accurate measurement of large optical frequency differences with a mode-locked laser*, Optics Letters **24**, 881 (1999)
- [22] F. L. Walls, A. de Marchi: *RF Spectrum of a Signal after Frequency Multiplication: Measurement and Comparison with a Simple Calculation*, IEEE Transactions on Instrumentation and Measurement **24**, 210 (1975)
- [23] J. Reichert, M. Niering, R. Holzwarth, M. Weitz, T. Udem and T. W. Hänsch: *Phase Coherent Vacuum-Ultraviolet to Radio Frequency Comparison with a Mode-Locked Laser*, Physical Review Letters **84**, 3232 (2000)
- [24] L. Xu, C. Spielmann, A. Poppe, T. Brabec and F. Krausz, T. W. Hänsch: *Route to phase control of ultrashort light pulses*, Optics Letters **21**, 2008 (1996)
- [25] A. Apolonski, A. Poppe, G. Tempea, C. Spielmann, T. Udem, R. Holzwarth, T. W. Hänsch and F. Krausz: *Controlling the Phase Evolution of Few-Cycle Light Pulses*, Physical Review Letters **85**, 740 (2000)
- [26] R. Holzwarth, T. Udem and T. W. Hänsch, J. C. Knight, W. J. Wadsworth and P. St. J. Russell: *Optical Frequency Synthesizer for Precision Spectroscopy*, Physical Review Letters **85**, 2264 (2000)

- [27] T. Udem, J. Reichert, R. Holzwarth and T. W. Hänsch: *Absolute Optical Frequency Measurement of the Cesium D_1 Line with a Mode-Locked Laser*, Physical Review Letters **82**, 3568 (1999)
- [28] S. A. Diddams, D. J. Jones, J. Ye, S. T. Cundiff and J. L. Hall, J. K. Ranka and R. S. Windeler, R. Holzwarth, T. Udem and T. W. Hänsch: *Direct Link between Microwave and Optical Frequencies with a 300 THz Femtosecond Laser Comb*, Physical Review Letters **84**, 5102 (2000)
- [29] *Datenblatt NL-PM-750*, Crystal Fibre A.S. (2005)
- [30] L. Hollberg, C. W. Oates, E. A. Curtis, E. N. Ivanov, S. A. Diddams, T. Udem, H. G. Robinson, J. C. Bergquist, R. S. Rafac, W. M. Itano, R. E. Drullinger and D. J. Wineland: *Optical Frequency Standards and Measurements*, IEEE Journal of Quantum Electronics **37**, 1502 (2001)
- [31] D. B. Sullivan, D. W. Allan, D. A. Howe, F. L. Walls: *Characterization of Clocks and Oscillators*, NIST Technical Note 1337 (1990)
- [32] *User's manual for Mirror-dispersion-controlled Ti:Sapphire Oscillator FEMTO-SOURCE Scientific (S/N 2172)*, FEMTOLASERS Produktions GmbH (2005)
- [33] D. H. Sutter, G. Steinmeyer, L. Gallmann, N. Matuschek, F. Morier-Genoud, U. Keller, V. Scheuer, G. Angelow, T. Tschudi: *Semiconductor saturable-absorber mirror-assisted Kerr-lens mode-locked Ti:sapphire laser producing pulses in the two-cycle regime*, Optics Letters **24**, 631 (1999)
- [34] R. Ell, U. Morgner, F. X. Krtner, J. G. Fujimoto, E. P. Ippen, V. Scheuer, G. Angelow, T. Tschudi, M. J. Lederer, A. Boiko, B. Luther-Davies: *Generation of 5-fs pulses and octave-spanning spectra directly from a Ti:sapphire laser*, Optics Letters **26**, 373 (2001)
- [35] D. E. Spence, P. N. Kean and W. Sibbett: *60-fsec pulse generation from a self-mode-locked Ti:sapphire laser*, Optics Letters **16**, 42 (1991)
- [36] M.H. Anderson, J.R. Ensher, M.R. Matthews, C.E. Wieman, and E.A. Cornell: *Observation of Bose-Einstein Condensation in a Dilute Atomic Vapor*, Science **269**, 198 (1995)
- [37] K. Davis, M. Mewes, M. Andrews, M. van Druten, D. Durfee, D. Kurn und W. Ketterle: *Bose-Einstein condensation in a gas of sodium atoms*, Physical Review Letters **75**, 3969 (1995)
- [38] R. Wynar, R. S. Freeland, D. J. Han, C. Ryu, D. J. Heinzen: *Molecules in a Bose-Einstein Condensate*, Science **287**, 1016 (2000)

- [39] T. Rom, T. Best, O. Mandel, A. Widera, M. Greiner, T. W. Hänsch and I. Bloch: *State Selective Production of Molecules in Optical Lattices*, Physical Review Letters **93**, 073002 (2004)
- [40] M. Horn, N. Dourdoumas: *Regelungstechnik*, Pearson Studium, (2003) ISBN 3827370590
- [41] T. H. Maiman: *Stimulated Optical Radiation in Ruby*, Nature **187**, 493 (1960)
- [42] T. W. Hänsch and H. Walther: *Laser spectroscopy and quantum optics*, Reviews of Modern Physics **71**, 242 (1999)
- [43] T. W. Hänsch, I. S. Shahin, and A. L. Schawlow: *High-Resolution Saturation Spectroscopy of the Sodium D Lines with a Pulsed Tunable Dye Laser*, Physical Review Letters **27**, 707 (1971)
- [44] J. N. Eckstein, A. I. Ferguson, and T. W. Hänsch: *High-Resolution Two-Photon Spectroscopy with Picosecond Light Pulses*, Physical Review Letters **40**, 847 (1978)
- [45] C. Wieman and T. W. Hänsch: *Doppler-Free Laser Polarization Spectroscopy*, Physical Review Letters **36**, 1170 (1976)
- [46] S. Bourzeix, B. de Beauvoir, F. Nez, M. D. Plimmer, F. de Tomasi, L. Julien, and F. Biraben: *High Resolution Spectroscopy of the Hydrogen Atom: Determination of the 1S Lamb Shift*, Physical Review Letters **76**, 384 (1996)
- [47] Steven Chu, L. Hollberg, J. E. Bjorkholm, Alex Cable, and A. Ashkin: *Three-dimensional viscous confinement and cooling of atoms by resonance radiation pressure*, Physical Review Letters **55**, 48 (1985)
- [48] A. Aspect, E. Arimondo, R. Kaiser, N. Vansteenkiste, and C. Cohen-Tannoudji: *Laser Cooling below the One-Photon Recoil Energy by Velocity-Selective Coherent Population Trapping*, Physical Review Letters **61**, 826 (1988)
- [49] P. Antoine, A. L'Huillier, and M. Lewenstein: *Attosecond Pulse Trains Using High-Order Harmonics*, Physical Review Letters **77**, 1234 (1996)
- [50] Th. Udem, R. Holzwarth and T. W. Hänsch: *Optical frequency metrology*, Nature **416**, 233 (2002)
- [51] T. Brabec and F. Krausz: *Intense few-cycle laser fields: Frontiers of nonlinear optics*, Reviews of Modern Physics **72**, 545 (2000)
- [52] D. Jaksch, V. Venturi, J. I. Cirac, C. J. Williams, and P. Zoller: *Creation of a Molecular Condensate by Dynamically Melting a Mott Insulator*, Physical Review Letters **89**, 040402 (2002)

- [53] D. Wang, J. Qi, M. F. Stone, O. Nikolayeva, H. Wang, B. Hattaway, S. D. Gensemer, P. L. Gould, E. E. Eyler, and W. C. Stwalley: *Photoassociative Production and Trapping of Ultracold KRb Molecules*, Physical Review Letters **93**, 243005 (2004)
- [54] S. Rousseau, A. R. Allouche and M. Aubert-Frécon: *Theoretical Study of the Electronic Structure of the KRb Molecule*, Journal of Molecular Spectroscopy **203**, 235 (2000)
- [55] S. J. Park, Y. J. Choi, Y. S. Lee and Gwang-Hi Jeung: *Ab initio calculations of the electronic states of KRb*, Chemical Physics **257**, 135 (2000)
- [56] S. Kotochigova, P. S. Julienne, and E. Tiesinga: *Ab initio calculation of the KRb dipole moments*, Physical Review A **68**, 022501 (2003)

Erklärung

Hiermit erkläre ich, dass ich die vorliegende Arbeit selbständig angefertigt und nur die angegebenen Quellen und Hilfsmittel verwendet habe.

Mainz, den 30. Juni 2006

Christian Groß