

Institut für Angewandte Physik
der Universität Bonn

Wegelerstraße 8
53115 Bonn

Ein phasenstabilisiertes Lasersystem für resonatorinduzierte Raman-Prozesse

von
Karsten Schörner

Diplomarbeit in Physik

angefertigt im
Institut für Angewandte Physik

vorgelegt der
Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät
der Rheinischen Friedrich-Wilhelms-Universität
Bonn
im August 2008

Referent: Prof. Dr. D. Meschede
Koreferent: Prof. Dr. M. Fiebig

Inhaltsverzeichnis

Einleitung	1
1 Ein Experiment zur Atom-Photon-Kopplung	3
1.1 Überblick über das bestehende Experiment	3
1.2 Die magnetooptische Falle	5
1.3 Die optische Stehwellen-Dipolfalle	7
1.4 Der optische Hochfinesse-Resonator	8
2 Theorie stimulierter Raman-Übergänge	11
2.1 Raman-Übergänge mit zwei Lichtfeldern	11
2.2 Resonatorinduzierte Raman-Übergänge	14
3 Die optische Phasenregelschleife	21
3.1 Methoden zur Erzeugung kohärenter Lichtfelder für Raman-Prozesse .	21
3.2 Grundlagen der Phasenregelschleife	23
3.3 Aufbau der optischen Phasenregelschleife (OPLL)	25
3.4 Phasen- und Frequenzdetektor (PFD)	32
3.4.1 Funktionsweise und Aufbau	32
3.4.2 Testmessungen mit dem PFD	34
3.4.3 Regelungswege	37
3.5 Optimierung und Charakterisierung der OPLL	38
3.5.1 Stabilisierung durch Gitter-PZA-Regelung	38
3.5.2 Der Schleifenfilter	38
3.5.3 Charakterisierung des phasenstabilisierten Gesamtsystems . .	47
4 Messung von Raman-Übergängen	51
4.1 Polarisation der Raman-Strahlen	51
4.2 Zeeman- und AC-Stark-Effekte	54
4.3 Intensitäten und Verstimmungen	55
Zusammenfassung und Ausblick	59

A	Detaillierte Charakterisierung der OPLL-Komponenten	63
A.1	Schnelle Photodiode	63
A.2	Vorverstärker	64
A.3	Verstärker	65
A.4	Mischer	65
B	Schaltpläne und Platinen-Layouts	67
C	Ergänzende Testmessungen mit der PFD-Schaltung	71
C.1	Phasendetektionsmodus	71
C.2	Frequenzdetektionsmodus	74
D	Spektren zur Bestimmung des Leistungsanteils im Träger	77
	Literaturverzeichnis	79

Einleitung

Die Quantentheorie stellt eine der Hauptsäulen der modernen Physik dar. Durch ihre Entwicklung im 20. Jahrhundert haben sich seither viele neue Forschungsgebiete aufgetan. Neben der fundamentalen Untersuchung von z.B. Atomen oder Molekülen rückt zunehmend die gezielte Manipulation dieser quantenmechanischen Systeme in den Mittelpunkt des Interesses. Hierdurch sollen quantenphysikalische Effekte genauer untersucht sowie für Anwendungen auf dem Gebiet der Quanteninformationsverarbeitung [Nie00] nutzbar gemacht werden. In der aktuellen Forschung werden verschiedene Systeme auf die Verwendbarkeit als Grundbausteine solcher Anwendungen untersucht. In Anlehnung an die Bits der herkömmlichen Datenverarbeitung werden diese Grundbausteine Quantenbits, kurz auch Qubits genannt. Das Ziel ist es, die vollständige Kontrolle über einzelne Qubits zu erlangen und darüber hinaus auch die Wechselwirkung der Qubits untereinander kontrollieren zu können.

In unserem Experiment verwenden wir einzelne neutrale Caesium-Atome als Qubits. Da die Atome elektrisch neutral sind, zeigen sie eine nur geringe Wechselwirkung mit ihrer Umgebung und sind somit gegen äußere Störeinflüsse relativ unempfindlich. Hierin liegt einer der prinzipiellen Vorteile der neutralen Atome gegenüber anderen physikalischen Systemen, z.B. Ionen [Kie01]. Gleichzeitig erfordert das Fehlen der Coulomb-Wechselwirkung aber auch einen größeren Aufwand, um eine Wechselwirkung der Atome untereinander herzustellen. In unserem Fall soll diese durch Photonenaustausch realisiert werden. Wir benutzen einen Resonator hoher Finesse zur Verstärkung dieser Wechselwirkung, die ansonsten im freien Raum sehr schwach ausfallen würde. Dabei koppeln wir die Atome deterministisch an die Resonatormode, mit der sie kohärent Energie austauschen. Ein solches System wird theoretisch beschrieben durch die Resonator-Quantenelektrodynamik (engl.: **C**avity **Q**uantum **E**lectro**D**ynamics, kurz: CQED) [Ber94].

Für die geplanten Anwendungen ist es entscheidend, dass die kohärenten Prozesse gegenüber den dissipativen die zeitliche Dynamik des Systems dominieren. In unserem Experiment ist die Rate kohärenter Atom-Resonatorfeld-Wechselwirkungen größer als alle Dissipationsraten, womit sich das System im sogenannten Bereich starker Kopplung befindet. Die starke Kopplung eines einzelnen Atoms an die Resonatormode wurde bereits experimentell nachgewiesen [Dot07, Khu08], eine entsprechende Quantifizierung der Kopplungsstärke durch die Messung der sogenannten Vakuum-

Rabi-Aufspaltung findet derzeit statt. Es ist uns damit bereits möglich, Experimente zur kohärenten Wechselwirkung eines einzelnen Atoms mit dem Resonatorfeld durchzuführen.

In einem nächsten Schritt wollen wir die kohärente Wechselwirkung zwischen zwei sich im Resonator befindlichen Atomen induzieren, mit dem Ziel der Verschränkung dieser beiden Atome. Hierzu verfolgen wir ein deterministisches Verschränkungsschema [You03], das auf einem Vier-Photonen-Übergang beruht. Zur Realisierung dieses Schemas müssen zunächst resonatorinduzierte Raman-Übergänge an einem einzelnen im Resonator befindlichen Atom durchführbar sein.

Zu diesem Zweck habe ich ein phasenstabilisiertes Lasersystem aufgebaut, mit dem Raman-Übergänge zwischen den Hyperfein-Grundzuständen der Atome in unserem Experiment getrieben werden können. Neben den resonatorinduzierten Raman-Übergängen ist es damit auch möglich, verschiedene technische Verbesserungen in unserem Experiment zu realisieren. Dazu gehören einerseits die Möglichkeit, durch Raman-Kühlung [Lee96, Per98] die Atome besser zu lokalisieren, andererseits, durch Raman-Pulse schnelle Populationstransfers zwischen den beiden verwendeten Hyperfeinzuständen durchzuführen. Schließlich können anhand der resonatorinduzierten Raman-Übergänge auch weitergehende Ziele verfolgt werden, wie z.B. die Untersuchung der zeitlichen Dynamik der kohärenten Atom-Photon-Wechselwirkung.

Das von mir aufgebaute phasenstabilisierte Lasersystem beruht auf einer optischen Phasenregelschleife, mittels derer zwei Diodenlaser in einem Frequenzabstand von 9.2 GHz zueinander phasenstabilisiert betrieben werden können. Damit lassen sich Raman-Übergänge zwischen den beiden Hyperfeinzuständen von Caesium-Atomen durchführen. In der optischen Phasenregelschleife kommt ein digitaler Phasen- und Frequenzdetektor zum Einsatz, der durch seinen Frequenzdetektionsmodus eine bislang mit analogen Mischern unerreichte Stabilität bietet.

Da die resonatorinduzierten Raman-Prozesse eines der nächsten Experimentziele darstellen, habe ich hierzu Simulationen durchgeführt, die die gegebenen Systemparameter berücksichtigen, während die frei wählbaren so optimiert wurden, dass der kohärente Prozess die zeitliche Dynamik dominiert.

Abschließend haben wir erste Messungen zu Raman-Übergängen von Atomen in dem Einzelatom-Experiment durchgeführt. Hierbei sollte das phasenstabilisierte Lasersystem getestet werden.

Kapitel 1

Ein Experiment zur Atom-Photon-Kopplung

In dem bereits existierenden experimentellen Aufbau wird die kontrollierte Wechselwirkung zwischen einzelnen Atomen und Photonen untersucht. Um den für unsere Experimente notwendigen hohen Grad an Kontrolle über Einzelatome zu erlangen, kommen verschiedene Techniken zum Kühlen, Fangen, Speichern und Transportieren von Atomen mit Hilfe von Laserlicht zum Einsatz. Dadurch ist es möglich, eine bestimmte Anzahl an Atomen in die Mode eines optischen Hochfinesse-Resonators zu transferieren, in der die eigentlichen Experimente zur kohärenten Atom-Photon-Kopplung durchgeführt werden.

1.1 Überblick über das bestehende Experiment

Die Gesamtanordnung des experimentellen Aufbaus mit den wesentlichen Komponenten ist in Abbildung 1.1 dargestellt. Die Experimente finden in einer Glaszelle statt, die an eine Vakuumapparatur angeschlossen ist, um die Atome gegen äußere Störungen zu isolieren. Aus dem Hintergrundgas werden wenige Caesium-Atome, bis hin zu einem einzelnen, durch eine magneto-optische Falle (engl.: Magneto-Optical Trap, MOT) gefangen und gekühlt. Es werden dabei Temperaturen im Submillikelvinbereich erreicht. Die in der MOT gefangenen Atome sind zwar in ihren äußeren Freiheitsgraden bereits eingeschränkt, jedoch stellt die MOT eine dissipative Fallenform dar, bei der es durch die permanente Streuung nahresonanten Laserlichts zu einer Durchmischung der besetzten internen Zustände kommt. Man möchte aber im folgenden die Atome in einem definierten Zustand für die Experimente im Resonator präparieren.

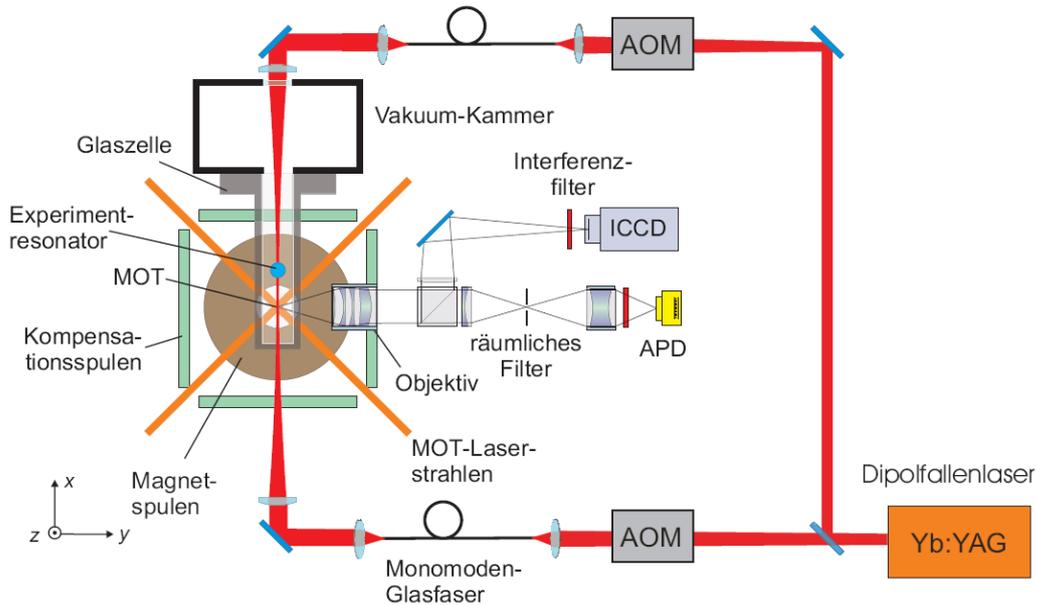


Abbildung 1.1: Gesamtanordnung des experimentellen Aufbaus in schematischer Darstellung (aus [Len08]), mit MOT, Stehwellen-Dipolfalle, dem 5 mm entfernten Resonator und Abbildungssystemen. ICCD: CCD-Kamera mit Bildverstärkung, AOM: Akusto-optischer Modulator, APD: Lawinen-Photodiode (engl.: Avalanche PhotoDiode).

Deswegen werden die gefangenen und vorgekühlten Atome von der MOT in die Mulden eines optischen Dipolfallenpotentials „umgeladen“, das durch zwei gegenläufige Laserstrahlen erzeugt wird. Hier werden sie in einem konservativen Potential gefangen gehalten, wobei ihre internen Zustände durch die verminderte spontane Streurrate in diesem weit verstimmtten Lichtfeld nicht verändert werden. Die so erhaltene, atomare Kohärenz bei dieser Fallentechnik lässt die Speicherung von Quanteninformationen zu, wie sie in einem Experiment zur Erzeugung eines Quantenregisters bereits demonstriert wurde [Sch04a]. Durch Mikrowellen bzw. optisches Pumpen werden die Atome hier in einem bestimmten Zustand präpariert, welcher später detektiert werden kann. Darüber hinaus lassen sich die in den Potentialtöpfen der Dipolfalle befindlichen Atome durch Verschieben des Stehwellenmusters transportieren, was in unserem Experiment ausgenutzt wird, um sie vom Ort der MOT einige Millimeter weit mit einer Genauigkeit von wenigen hundert Nanometern in den Hochfinesse-Resonator zu befördern.

Der Fabry-Perot-Resonator mit einer sehr hohen Finesse von ungefähr 10^6 dient dazu, die Wechselwirkung zwischen den einzelnen Atomen und den Photonen eines Lichtfeldes zu verstärken, da diese sonst im freien Raum sehr schwach ausfallen würde. Die für die vorgesehenen Anwendungen wichtige, kohärente Wechselwirkung zwischen den Atomen und Photonen der Resonatormode lässt sich im Hochfinesse-Resonator kontrolliert induzieren. Die dabei entstehende Kopplung von Atomen an die Resonator-

mode wird anhand der Messung der Resonatortransmission nachgewiesen. Komplementär dazu kann auch der Atomzustand nach der Wechselwirkungsphase detektiert werden.

1.2 Die magnetooptische Falle

Als Quelle kalter Atome verwenden wir für unsere Experimente eine magnetooptische Falle (MOT), welche sich seit ihrer ersten erfolgreichen experimentellen Realisierung im Jahre 1987 [Raa87] mittlerweile als Standardtechnik zum Kühlen und Fangen von Atomen etabliert hat. Ihre Funktion basiert auf der nahresonanten Streuung von Laserphotonen [Met99]. Die Anordnung besteht dabei aus drei Paaren gegenläufiger Laserstrahlen, die senkrecht zueinander verlaufen und deren Frequenz gegenüber dem atomaren Übergang leicht rotverstimmt ist. An ihrem gemeinsamen Schnittpunkt erzeugen sie eine sogenannte „optische Melasse“, die auf die Atome eine dissipative Kraft ausübt. Ein Atom absorbiert bevorzugt aus dem zu seiner Bewegungsrichtung entgegengesetzt verlaufenden Laserstrahl Photonen, da deren Frequenz durch die Dopplerverschiebung näher an der atomaren Übergangsfrequenz zwischen zwei Zuständen liegt. Durch diese Photonenabsorption findet ein Impulsübertrag entgegen der Bewegungsrichtung des Atoms statt, wohingegen die darauffolgende spontane Reemission eines Photons im Mittel keinen Impulsübertrag aufweist, denn sie geschieht isotrop in alle Raumrichtungen. Dieser Prozess verkleinert also netto den Impuls des Atoms in seiner ursprünglichen Richtung und führt so zu einer geschwindigkeitsabhängigen Reibungskraft, die das Atom kühlt. Dabei liegt die theoretische, untere erreichbare Grenze mit diesem Kühlverfahren bei der Dopplertemperatur T_D , die von der natürlichen Linienbreite Γ des verwendeten Übergangs abhängt. Diese beträgt für den D2-Übergang von Caesium $\Gamma = 2\pi \cdot 5.22 \text{ MHz}$, die Dopplertemperatur ist damit gegeben zu $T_D = \frac{\hbar\Gamma}{2k_B} = 125 \mu\text{K}$.

Um zusätzlich eine positionsabhängige Kraft wirken zu lassen, die die Atome im Zentrum der MOT gefangen hält, wird ein magnetisches Quadrupolfeld angelegt, welches im Zentrum betragsmäßig null ist und in allen Richtungen linear ansteigt. Das Magnetfeld hebt die Entartung der Zeeman-Unterniveaus der atomaren Zustände auf, indem es eine energetische Aufspaltung dieser Niveaus bewirkt, dessen Größe linear von dem relativen Abstand des Atoms vom Zentrum der MOT abhängt. Die jeweils gegenläufigen Laserstrahlen sind entgegengesetzt zirkular so polarisiert, dass ein Atom, welches sich vom Mittelpunkt der MOT entfernt hat, näher resonant ist mit dem Laserstrahl, mit dem es bei Absorption eines Photons einen Rückstoß („Lichtdruck“) zum Mittelpunkt der MOT erfährt. Dies stellt eine positionsabhängige Rückstellkraft dar.

Die Besonderheit unserer MOT liegt in ihrem großen Magnetfeldgradienten von

$\frac{\partial B}{\partial z} = 300 \frac{\text{G}}{\text{cm}}$, der es erlaubt, durch die daraus resultierende stärkere räumliche Begrenzung der MOT zusammen mit dem niedrigen Partialdruck des Caesiumgases in der Vakuumapparatur eine relativ geringe Anzahl an Atomen in der MOT zu fangen, so dass auch das Laden eines einzelnen Atoms möglich ist. Die MOT-Strahlen in der xy -Ebene sowie die zur Erzeugung des Magnetfelds verwendeten Spulen sind in Abbildung 1.1 gezeigt.

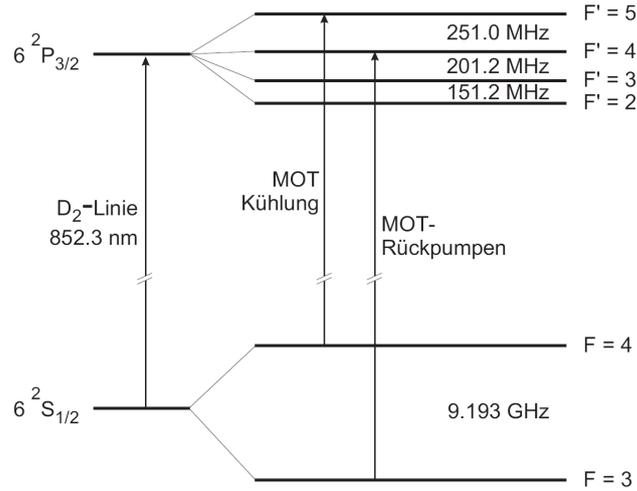


Abbildung 1.2: Hyperfeinstruktur des Caesium-D2-Übergangs. Es sind die relevanten Übergänge zur MOT-Kühlung und zum Rückpumpen in den Kühlzyklus eingezeichnet.

In Abbildung 1.2 ist das Termschema der Hyperfeinstruktur von Caesium für die in der MOT verwendeten Übergänge dargestellt. Die MOT-Kühlung findet auf dem Übergang $|F = 4\rangle \rightarrow |F' = 5\rangle$ statt, wobei die Laserfrequenz ungefähr um eine Linienbreite $\Gamma \approx 6 \text{ MHz}$ rotverstimmt von der Resonanz ist. Wäre der Übergang geschlossen, bräuchte man nur den Kühllaser. Durch die endliche Streuwahrscheinlichkeit $|F = 4\rangle \rightarrow |F' = 4\rangle$ aber mit Zerfall nach $|F = 3\rangle$ wird ein zusätzlicher Laser, der sogenannte Rückpumplaser, benötigt. Dieser sorgt für eine ständige Entleerung des Zustands $|F = 3\rangle$.

Um die Atomanzahl in der MOT zu detektieren und Informationen über die räumliche Verteilung der Atome in der Dipolfalle zu erhalten, wird die MOT-Region durch ein speziell entwickeltes Objektiv einerseits auf eine Lawinen-Photodiode (engl.: Avalanche PhotoDiode, APD) und andererseits auf eine intensivierete CCD-Kamera (kurz: ICCD) abgebildet, wie es in Abbildung 1.1 dargestellt ist. Das von der APD detektierte Fluoreszenzsignal, das bei Bestrahlung der Atome durch die optische Melasse entsteht, lässt sich wegen der festen Fluoreszenzrate pro Atom verwenden, um die Atomanzahl sehr genau zu bestimmen.

1.3 Die optische Stehwellen-Dipolfalle

Optische Dipolfallen bieten die Möglichkeit, polarisierbare Partikel, wie hier die neutralen Caesium-Atome, in einem nahezu konservativen Potential zu speichern und dabei den präparierten Atomzustand unberührt zu lassen. Die Funktionsweise von optischen Dipolfallen basiert auf der Dipolwechselwirkung zwischen dem induzierten, elektrischen Dipolmoment des Partikels und dem elektrischen Feld des Lichts, die abhängig von der Verstimmung zu einer attraktiven bzw. repulsiven Dipolkraft führt. Dabei wird das elektrische Dipolmoment des Partikels von dem weit gegenüber einer atomaren Resonanzfrequenz verstimmten Lichtfeld induziert [Gri00]

$$\mathbf{d}(\mathbf{r}) = \alpha(\omega) \cdot \mathbf{E}(\mathbf{r}) . \quad (1.1)$$

Hierbei bezeichnet $\alpha(\omega)$ die frequenzabhängige, komplexe Polarisierbarkeit des Partikels. Damit ist die potentielle Energie der Dipolwechselwirkung gegeben durch

$$U_{\text{dip}}(\mathbf{r}) = -\frac{1}{2c\epsilon_0} \text{Re}(\alpha(\omega))I(\mathbf{r}) , \quad (1.2)$$

mit der Intensität $I = 2c\epsilon_0 E^2$. Die Dipolkraft leitet sich daraus ab zu $\mathbf{F}_{\text{dip}} = -\nabla U_{\text{dip}}$. Eine Behandlung der Polarisierbarkeit im klassischen Modell, d.h. das Atom wird als geladener harmonischer Oszillator aufgefasst, der sich in einem treibenden Feld befindet, sowie die Annahme einer weiten Verstimmung $\Delta \gg \Gamma$ führt in guter Näherung auf ein Dipolpotential U_{dip} und eine Streurrate R_S [Alt04]

$$U_{\text{dip}}(\mathbf{r}) = -\frac{3\pi c^2}{2} \frac{I(\mathbf{r})}{\omega_0^3} \frac{\Gamma}{\Delta} , \quad (1.3)$$

$$R_S(\mathbf{r}) = -\frac{3\pi c^2}{2} \frac{I(\mathbf{r})}{\hbar\omega_0^3} \frac{\Gamma^2}{\Delta^2} . \quad (1.4)$$

Die weite Verstimmung hat eine nur sehr geringe optische Anregung atomarer Übergänge zur Folge, so dass man von einem nahezu konservativen Potential ausgehen kann. Andererseits muss für eine vorher festgelegte Potentialtiefe U_{dip} dann die Intensität entsprechend hoch gewählt werden, um die weite Verstimmung zu kompensieren.

In unserem Experiment wird eine weit rotverstimmte ($\Delta > 0$) Dipolfalle mit zwei gegenläufigen Strahlen in Stehwellen-Konfiguration verwendet. Intensitätsmaxima und -minima wechseln sich dadurch entlang der Dipolfallenachse in Abständen von $\lambda/2$ periodisch ab. Mit Gleichung (1.3) folgt daraus eine starke axiale Einschränkung der Atome in den Intensitätsmaxima der Stehwelle. Durch relative Verstimmung einer der beiden Laserstrahlenarme der Dipolfalle wird eine Verschiebung des Stehwellenintensitätsmusters bewirkt, wodurch die Atome entlang der Dipolfallenachse transportiert werden [Sch01]. Wir nutzen dies aus, um in kontrollierter Weise die in der MOT geladenen Atome in den etwa 4.5 mm entfernten Hochfinesse-Resonator zu befördern.

Wie in Abbildung 1.1 zu sehen, wird als Dipolfallenlaser ein Yb:YAG-Scheibenlaser bei einer Wellenlänge von $\lambda_{\text{DT}} = 1030 \text{ nm}$ verwendet. Dieser wird in zwei Dipolfallenarme aufgeteilt, die je einen akusto-optischen Modulator (kurz: AOM) passieren. Dadurch kann der Laserstrahl in jedem Dipolfallenarm einzeln in der Frequenz verstimmt und so der Transport von Atomen realisiert werden. Anschließend durchlaufen beide Dipolfallenarme polarisationserhaltende Monomodenglasfasern, in denen sich nahezu ausschließlich die Gaußsche Grundmode ausbreiten kann und die somit ein definiertes, transversales Modenprofil nach der Auskopplung bieten. Des Weiteren ergeben sich Vorteile hinsichtlich der Justage und Stabilität der Strahlposition gegenüber einem Freistrahlaufbau [Khu08]. Die ausgekoppelten Laserstrahlen werden dann in gegenläufiger Richtung fokussiert durch die Glaszelle geführt, wo sie interferieren und so eine Stehwelle bilden, wobei sie im Fokus einen Strahltaillenradius von $\omega_{0,\text{DT}} = 34 \mu\text{m}$ besitzen. Die gesamte Leistung beider Dipolfallenarme liegt bei 3 W außerhalb der Glaszelle. Am Ort der MOT beträgt der Strahltaillenradius $\omega_{\text{MOT}} = 38 \mu\text{m}$ und die Dipolfallentiefe wurde in [Khu08] bestimmt zu $U_{\text{dip}}/k_{\text{B}} = 580 \mu\text{K}$. Für weitere Details hinsichtlich Dipolfalle, Transport sowie der Positionsbestimmung mittels ICCD-Kamera sei an dieser Stelle auf [Dot07] verwiesen.

Bei den für die Dipolfalle verwendeten Leistungen im Bereich weniger Watt beträgt die AC-Stark-Verschiebung der einzelnen Energieniveaus einige Megahertz. Zusätzlich spielt der interne Atomzustand eine Rolle, denn die AC-Stark-Verschiebung ist zustandsabhängig (Berechnungen dazu, vergleiche [Sch04b]). Der daraus resultierende differentielle AC-Stark-Effekt muss bei atomaren Übergängen wie den später beschriebenen Raman-Übergängen, die in der Dipolfalle stattfinden, berücksichtigt werden.

1.4 Der optische Hochfinesse-Resonator

Für unsere CQED-Experimente stellt der optische Hochfinesse-Resonator die wichtigste Komponente des experimentellen Aufbaus dar [Khu08]. Eine schematische Seitenansicht des experimentellen Resonatoraufbaus mit den weiteren Komponenten MOT und Dipolfalle ist in Abbildung 1.3 gezeigt. Seine Eigenschaften beeinflussen maßgeblich die Kopplung zwischen Resonatormode und den in ihr befindlichen Atomen sowie die Dissipation eines im Resonator gespeicherten Lichtfelds. Die entscheidenden, das System charakterisierenden Größen sind demnach die kohärente Wechselwirkungsrate, auch Kopplungsstärke g genannt,

$$g = \frac{d E}{\hbar} = d \sqrt{\frac{\omega_0}{2\hbar\epsilon_0 V}}, \quad (1.5)$$

sowie die beiden Dissipationsraten γ und κ , wobei γ die Dipolzerfallsrate des atomaren Übergangs und κ die Resonatorfeldzerfallsrate angibt. Damit die Atome schneller

kohärent mit Photonen der Resonatormode wechselwirken, als dass Anregungen inkohärent aus dem System verloren gehen, muss die Bedingung $g \gg (\kappa, \gamma)$ erfüllt sein. Dies ist der Bereich starker Kopplung, in dem sich unser Experiment befindet. Er wird einerseits erreicht dadurch, dass die Kopplungsstärke g innerhalb gewisser Einschränkungen maximiert und andererseits die Resonatorfeldzerfallsrate κ möglichst gering gehalten wird.

Aus Gleichung (1.5) folgt, dass eine Verringerung des Resonatorvolumens zu einer Vergrößerung der Kopplungsstärke führt. Dies wurde in unserem Aufbau dadurch umgesetzt, dass zum einen der Spiegelabstand, ungefähr $150 \mu\text{m}$, so klein wie möglich (begrenzt durch hinreichenden Durchgang der Dipolfallenstrahlen) und zum anderen der Krümmungsradius der Konkavspiegel mit $R = 5 \text{ cm}$ möglichst groß gewählt wurden. Die berechnete, maximal mögliche Kopplungsstärke liegt für den $|F = 4, m_F = 4\rangle \rightarrow |F' = 5, m_{F'} = 5\rangle$ -Übergang von Caesium bei $g = 2\pi \cdot 18 \text{ MHz}$.

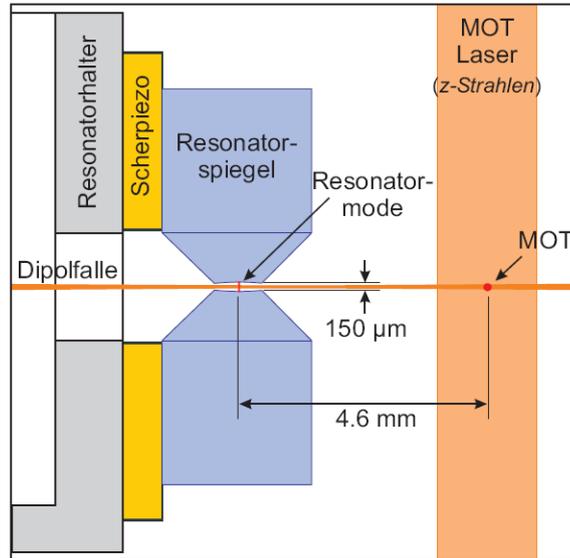


Abbildung 1.3: Seitliche, schematische Darstellung der Komponenten MOT, Dipolfalle und Resonator (aus [Len08]). Die Werte für den Abstand der Resonatorspiegel und den Transportweg von MOT zu Resonator sind angegeben.

Des weiteren wurde in unserem Aufbau versucht, die Resonatorfeldzerfallsrate κ durch den Einsatz hochreflektierender Spiegel möglichst gering zu halten. Die Spiegelreflektivität beträgt $R = 1 - (T + A) = 99.9997\%$ bei der Laserwellenlänge $\lambda = 852 \text{ nm}$, der D2-Linie von Caesium, die zum Nachweis eines Atoms in der Resonatormode verwendet wird. Es wird damit eine sehr hohe Resonator-Finesse von $F \approx 10^6$ erreicht [Dot07], wodurch ein Photon im Mittel $F/\pi \approx 3 \cdot 10^5$ Reflexionen erfährt, bevor es aus dem Resonator verloren geht. Die Resonatorfeldzerfallsrate wurde experimentell zu $\kappa \approx 2\pi \cdot 0.43 \text{ MHz}$ bestimmt.

Eine derart hohe Finesse hat eine sehr schmale Linienbreite des Resonators zur Folge, so dass eine Stabilisierung der Resonatorlänge erforderlich ist, um den Nachweislaser beständig in den Resonator einzukoppeln. Ein komplexes Regelungssystem in unserem Experiment stabilisiert die Resonatorlänge bis auf mittlere Abweichungen von wenigen zehn Femtometern genau. Details zu dieser Regelkette und deren Optimierung finden sich in [Len08].

Kapitel 2

Theorie stimulierter Raman-Übergänge

Für eine quantitative Beschreibung der kohärenten Raman-Übergänge muss ein Modell aufgestellt werden, welches sich von den vielen Freiheitsgraden des Atoms und des Lichtes auf die für den Raman-Übergang wesentlichen beschränkt. Hierzu wird im folgenden ein Drei-Niveau-System betrachtet, welches eine Erweiterung des bekannten Zwei-Niveau-Systems darstellt. Dieses wird in der Physik allgemein zur Beschreibung von kohärenten Übergängen zwischen zwei Zuständen verwendet.

2.1 Raman-Übergänge mit zwei Lichtfeldern

Um zu einer theoretischen Beschreibung des kohärenten Raman-Prozesses zu gelangen, vereinfacht man das Termschema eines Caesium-Atoms zu einem Drei-Niveau-System, wie es in Abbildung 2.1 dargestellt ist. Dabei bezeichnen die unteren Zustände $|g\rangle$ und $|u\rangle$ die beiden Hyperfeinniveaus $|F = 3\rangle$ und $|F = 4\rangle$ des Grundzustands ($6^2S_{1/2}$) eines Caesium-Atoms, der obere Zustand $|e\rangle$ kennzeichnet einen der angeregten Hyperfeinzustände $F' = 2, 3, 4, 5$ ($6^2P_{3/2}$). Dieses Drei-Niveau-System ist im sogenannten Lambda-Schema angeordnet, bei dem zwei monochromatische Laserlichtfelder mit Frequenzen ω_P, ω_S die drei atomaren Niveaus koppeln:

$$\mathbf{E}_{\text{ges}}(t) = \mathbf{E}_P(t) + \mathbf{E}_S(t) , \text{ mit} \quad (2.1)$$

$$\mathbf{E}_P(t) = \mathbf{E}_{0,P} \exp(-i\omega_P t) \quad (2.2)$$

$$\mathbf{E}_S(t) = \mathbf{E}_{0,S} \exp(-i\omega_S t) . \quad (2.3)$$

Der stimulierte Raman-Übergang besteht darin, dass das System im präparierten Initialzustand $|g\rangle$ ein Photon des sogenannten Pumplaserfeldes absorbiert, dadurch

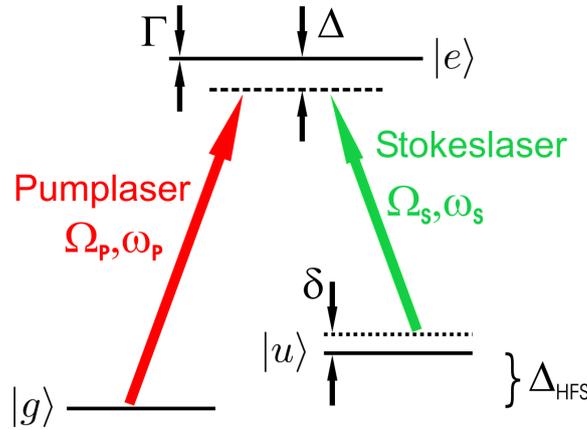


Abbildung 2.1: Das vereinfachte Termschema eines Caesium-Atoms, reduziert auf ein Drei-Niveau-System. Die Laserlichtfelder von sogenanntem Pump- und Stokesstrahl koppeln die unteren Zustände $|g\rangle$ und $|u\rangle$ über einen kohärenten Raman-Prozess miteinander.

in ein virtuelles Zwischenniveau übergeht und sogleich durch stimulierte Emission eines Photons in das Stokeslaserfeld in den Zustand $|u\rangle$ gelangt. Dies ist ein kohärenter Zwei-Photonen-Übergang, der entsprechend auch in umgekehrter Richtung (also von $|u\rangle$ nach $|g\rangle$) funktioniert und so zu einer Oszillation der Besetzungen zwischen den beiden Grundzuständen führt. Somit hat man effektiv wieder ein Zwei-Niveau-System, bestehend aus $|g\rangle$ und $|u\rangle$, die kohärent miteinander gekoppelt sind, lediglich die Kopplungsstärke ist verändert. Eine genügend große Verstimmung Δ vom kurzlebigen, angeregten Zustand $|e\rangle$ unterdrückt dabei eine tatsächliche Anregung dieses Niveaus, was einen dekohärenten Prozess darstellen würde. Die für diese Arbeit wichtige Raman-Rabifrequenz Ω_{Raman} der kohärenten Oszillation soll im Folgenden hergeleitet werden.

Hierzu geht man von der zeitabhängigen Schrödingergleichung aus

$$i\hbar \frac{d}{dt} \Psi(t) = \hat{H}(t) \cdot \Psi(t), \quad (2.4)$$

wobei der Hamilton-Operator $\hat{H}(t)$ in einen ungestörten Anteil \hat{H}_0 (mit Eigenzuständen Ψ_n) und einen zeitabhängigen Wechselwirkungsanteil $\hat{V}(t)$ zerlegt wird: $\hat{H}(t) = \hat{H}_0 + \hat{V}(t)$. Die Zustandsfunktion $\Psi(t)$ lässt sich als Superposition der Eigenzustände des ungestörten Problems schreiben,

$$\Psi(t) = \sum_{n=1}^3 C_n(t) \cdot \Psi_n \cdot e^{-i\zeta_n}. \quad (2.5)$$

Damit stellt sich nun die Aufgabe, geeignete Amplituden $C_n(t)$ zu finden, für die gilt

$$i\hbar \frac{d}{dt} C_n(t) = \hat{H}(t) \cdot C_n(t), \quad n = 1, 2, 3. \quad (2.6)$$

Mit diesem Ansatz erhält man bei bestimmter Phasenwahl sowie Anwendung der Drehwellennäherung (engl.: Rotating Wave Approximation, RWA) den Hamilton-Operator [Sho90]

$$\hat{H} = \frac{\hbar}{2} \begin{pmatrix} 0 & \Omega_P & 0 \\ \Omega_P & 2\Delta & \Omega_S \\ 0 & \Omega_S & 2\delta \end{pmatrix}. \quad (2.7)$$

Hierbei bezeichnen $\Omega_{P,S}$ die Rabifrequenzen des Pump- und Stokeslaserfelds, welche gegeben sind durch

$$\begin{aligned} \Omega_P &= \frac{\langle e | \hat{\mathbf{d}} \cdot \mathbf{E}_P | g \rangle}{\hbar} \\ \Omega_S &= \frac{\langle u | \hat{\mathbf{d}} \cdot \mathbf{E}_S | e \rangle}{\hbar}, \end{aligned} \quad (2.8)$$

mit dem Dipoloperator $\hat{\mathbf{d}}$. Des weiteren wird mit δ die Raman-Verstimmung bezeichnet und diese ist, wie in Abbildung 2.1 dargestellt, die Verstimmung von der Zwei-Photonen-Resonanz.

Bei großer Verstimmung Δ vom angeregten Zustand $|e\rangle$ wird dieser nicht besetzt, daher lässt er sich adiabatisch eliminieren. Nach der adiabatischen Elimination erhält man als effektiven Hamilton-Operator

$$\hat{H}_{\text{eff}} = \frac{\hbar}{2} \begin{pmatrix} \frac{\Omega_P^2}{2\Delta} & \frac{\Omega_P \Omega_S}{2\Delta} \\ \frac{\Omega_P \Omega_S}{2\Delta} & \frac{\Omega_S^2}{2\Delta} - 2\delta \end{pmatrix} \quad (2.9)$$

und hat damit das Problem erfolgreich auf ein bekanntes, analytisch zu lösendes Zwei-Niveau-System reduziert.

In Analogie zum Hamilton-Operator eines gekoppelten Zwei-Niveau-Systems stehen hierbei die nichtdiagonalen Einträge der Matrix für die Kopplung der Zustände $|g\rangle$ und $|u\rangle$ durch das Zusammenwirken beider Lichtfelder. Diese Kopplung entspricht dem resonanten (d.h. $\delta = 0$) Raman-Übergang, weshalb man hier die Raman-Rabifrequenz einführt

$$\Omega_{\text{Raman}} = \frac{\Omega_P \Omega_S}{2\Delta}. \quad (2.10)$$

Die Lösungen des effektiven Hamilton-Operators lauten

$$\begin{aligned} |C_1(t)|^2 &= 1 - \Lambda \cdot \sin^2 \left(\frac{\Omega_0}{2} t \right), \\ |C_3(t)|^2 &= \Lambda \cdot \sin^2 \left(\frac{\Omega_0}{2} t \right), \end{aligned} \quad (2.11)$$

wobei die Oszillationsfrequenz gegeben ist durch die effektive Raman-Rabifrequenz:

$$\Omega_0 = \sqrt{\Omega_{\text{Raman}}^2 + \delta^2}. \quad (2.12)$$

Die Oszillationsamplitude beträgt dabei

$$\Lambda = \Omega_{\text{Raman}}^2 / \Omega_0^2. \quad (2.13)$$

2.2 Resonatorinduzierte Raman-Übergänge

Als eines der nächsten Ziele unseres Experimentes gelten resonatorinduzierte Raman-Übergänge. Hierfür wird der im vorigen Abschnitt beschriebene Raman-Prozess modifiziert, indem das Stokeslaserfeld ersetzt wird durch die Resonatormode. Dabei wirkt die starke Kopplung zwischen Atom und Resonatormode wie ein Laserlichtfeld. Man erhält damit ein Kopplungsschema wie es in Abbildung 2.2 schematisch dargestellt ist. Eine Besonderheit liegt darin, dass die Raman-Übergänge zwischen den Grundzuständen $|g\rangle$ und $|u\rangle$ trotz eines anfangs leeren Resonatorfeldes durchführbar sind, wenn das Atom sich zu Beginn im Zustand $|g\rangle$ befindet, an den das Pumplaserfeld koppelt. Bei dem Raman-Übergang von $|g\rangle$ nach $|u\rangle$ wird durch die stimulierte Emission ein Photon in die Resonatormode abgegeben, welches dann für den rückwärtigen Raman-Übergang zur Verfügung steht. Allerdings kann dieses Photon aus der Resonatormode verloren gehen (siehe hierzu Abschnitt 1.4) bevor der rückwärtige Raman-Übergang von $|u\rangle$ nach $|g\rangle$ stattgefunden hat. Der Photonenverlust stellt neben der Spontanemission aus dem Zustand $|e\rangle$ einen weiteren Dissipationskanal des Systems dar. In Abbildung 2.2 werden deshalb die Produktzustände aus atomaren Zustand und Resonatorpopulation gemäß $|\text{Atom,Photonenzahl}\rangle = |\text{Atom}\rangle|\text{Photonenzahl}\rangle$ angegeben.

In Analogie zu der Gleichung (2.7) lautet der Hamilton-Operator für die resonatorinduzierten Raman-Übergänge

$$\hat{H} = \frac{\hbar}{2} \begin{pmatrix} 0 & \Omega_R & 0 \\ \Omega_R & 2\Delta & 2g \\ 0 & 2g & 2\delta \end{pmatrix}. \quad (2.14)$$

Hierbei bezeichnet $2g$ die doppelte Kopplungsstärke zwischen Atom und Resonatormode und Ω_R die Rabifrequenz des verbliebenen Lasers, der im folgenden Raman-Laser genannt wird. Die Raman-Rabifrequenz lautet analog zu Gleichung (2.10) damit

$$\Omega_{\text{Raman}} = \frac{\Omega_R \cdot g}{\Delta}. \quad (2.15)$$

Im vorangegangenen Abschnitt wurde das System in einem reinen Zustand betrachtet, d.h. ohne dissipative Prozesse. Das dort betrachtete Drei-Niveau-System wechselwirkt ausschließlich mit dem eingestrahlten Strahlungsfeld. Hier sollen nun der spontane Zerfall des angeregten Niveaus sowie der Photonenverlust aus der Resonatormode als dissipative Prozesse ebenfalls berücksichtigt werden.

Hierzu geht man zum Dichtematrixformalismus über, um das Gesamtsystem - bestehend aus atomaren Niveaus, dem Strahlungsfeld sowie sämtlichen Vakuummoden, die den spontanen Zerfallprozess ermöglichen - zu beschreiben. Dazu wird der Dich-

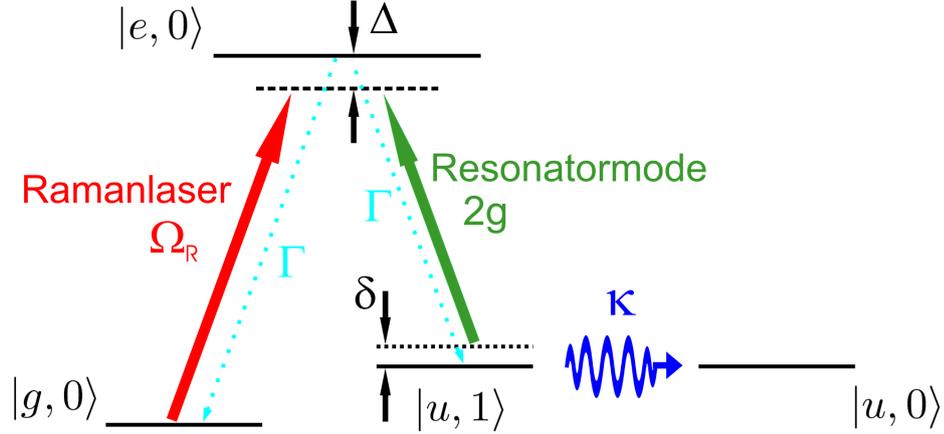


Abbildung 2.2: Kopplungsschema für resonatorinduzierte Raman-Prozesse. Die Resonatormode ersetzt das bisherige Stokeslaserfeld. Dissipative Prozesse wie der durch Γ gegebene spontane Zerfall des angeregten Niveaus und die Photonverluste aus der Resonatormode mit der Rate κ sind blau eingezeichnet.

teoperator gemäß

$$\hat{\rho} = \sum_i p_i |\psi_i\rangle\langle\psi_i| \quad (2.16)$$

eingeführt, wobei $|\psi_i\rangle$ einen Zustandsvektor des Systems bezeichnet und $\sum_i p_i = 1$ wegen Erhaltung der Gesamtwahrscheinlichkeit zu jeder Zeit gilt. Der Erwartungswert eines Operators \hat{A} ist dann definiert als Spur über das Produkt aus Dichteoperator und diesem Operator

$$\langle\hat{A}\rangle = \text{Sp}(\hat{\rho}\hat{A}). \quad (2.17)$$

Die zeitliche Entwicklung des Systems mit einem hermiteschem Hamilton-Operator ist gegeben durch die von-Neumannsche Bewegungsgleichung

$$\dot{\hat{\rho}} = -\frac{i}{\hbar} [\hat{H}(t), \hat{\rho}(t)]. \quad (2.18)$$

Dissipative Prozesse führen zur Nicht-Hermitizität des Hamilton-Operators, weswegen sie in dieser Form nicht behandelt werden können. Um also die Spur des Dichteoperators zu erhalten und dennoch die dissipativen Prozesse zu berücksichtigen, gibt es die Master-Gleichung in Lindblad-Form [Gar00]

$$\dot{\hat{\rho}} = \hat{\mathcal{L}}\hat{\rho}, \quad (2.19)$$

mit dem sogenannten Liouville-Operator $\hat{\mathcal{L}}$,

$$\hat{\mathcal{L}}\hat{\rho} = -\frac{i}{\hbar} [\hat{H}, \hat{\rho}] - \frac{1}{2} \sum_j \left(\hat{\rho}\hat{C}_j^\dagger\hat{C}_j + \hat{C}_j^\dagger\hat{C}_j\hat{\rho} - 2\hat{C}_j\hat{\rho}\hat{C}_j^\dagger \right). \quad (2.20)$$

Hierbei bezeichnet \hat{C}_j den sogenannten Kollapsoperator für einen dissipativen Prozess j , während $\hat{H}(t)$ einen hermiteschen Hamilton-Operator darstellt.

Der Hamilton-Operator für das hier betrachtete Gesamtsystem setzt sich in Wechselwirkungsdarstellung nach unitärer Transformation [You03] wie folgt zusammen [Car93]

$$\hat{H} = \hat{H}_{\text{Atom}} + \hat{H}_{\text{Resonatorfeld}} + \hat{H}_{\text{WW}} \quad (2.21)$$

mit

$$\hat{H}_{\text{Atom}} = \hbar\Delta|e\rangle\langle e|, \quad (2.22)$$

$$\hat{H}_{\text{Resonatorfeld}} = \hbar\delta\hat{c}^\dagger\hat{c} \quad (2.23)$$

und dem in Gleichung (2.14) aufgestellten Wechselwirkungs-Hamilton-Operator \hat{H}_{WW} . \hat{c} und \hat{c}^\dagger sind hierbei der Photonannihilations- bzw. Photonerzeugungsoperator für die Resonatormode. Die dissipativen Prozesse werden in dem Kollapsoperator behandelt

$$\hat{C} = \sqrt{\frac{\Gamma}{2}}(|g\rangle\langle e| + |u\rangle\langle e|) + \sqrt{\kappa}\hat{c}, \quad (2.24)$$

wobei Γ die Zerfallsrate des angeregten Niveaus in eines der unteren Niveaus und κ die Resonatorfeldzerfallsrate bedeuten. Diese Prozesse sind in Abbildung 2.2 blau dargestellt.

Für eine durch den Ausgangszustand zum Zeitpunkt $t = 0$ gegebene Dichtematrix $\hat{\rho}_0 = \hat{\rho}(0)$ lautet die formale Lösung zu Gleichung (2.19)

$$\hat{\rho}(t) = e^{\hat{L}t}\hat{\rho}_0. \quad (2.25)$$

Sie kann numerisch mithilfe der „Quantum Optics Toolbox“ [Tan02] in Matlab berechnet werden.

Ich habe für verschiedene Parameterbereiche die zu erwartenden Raman-Rabi-Oszillationen mit diesem Programm simuliert. Ziel war es dabei, neben den festgelegten Größen (Γ , κ , g) die experimentell zugänglichen Größen (Ω_R , Δ , δ) so zu optimieren, dass die kohärente Dynamik das System dominiert und so die Raman-Rabi-Oszillationen trotz der Dämpfungseffekte durch dissipative Prozesse erkennbar sind. Das System befindet sich dabei anfänglich in dem Zustand $\hat{\rho}_0 = |g, 0\rangle\langle g, 0|$ und es werden die Populationen der Zustände mittels

$$P_{|g,0\rangle}(t) = \text{Sp}(\hat{\rho}(t)|g, 0\rangle\langle g, 0|) \quad (2.26)$$

$$P_{|u,1\rangle}(t) = \text{Sp}(\hat{\rho}(t)|u, 1\rangle\langle u, 1|) \quad (2.27)$$

$$P_{|u\rangle}(t) = \text{Sp}_{\text{Res}}(\hat{\rho}(t)|u\rangle\langle u|) \quad (2.28)$$

$$P_{|e\rangle}(t) = \text{Sp}_{\text{Res}}(\hat{\rho}(t)|e\rangle\langle e|) \quad (2.29)$$

zu Zeiten $t_i = \Delta\tau \cdot i$ in gleichmäßigen Zeitintervallen $\Delta\tau$ berechnet. Dabei bezeichnet Sp_{Res} eine partielle Spurbildung über die Resonatorzustände.

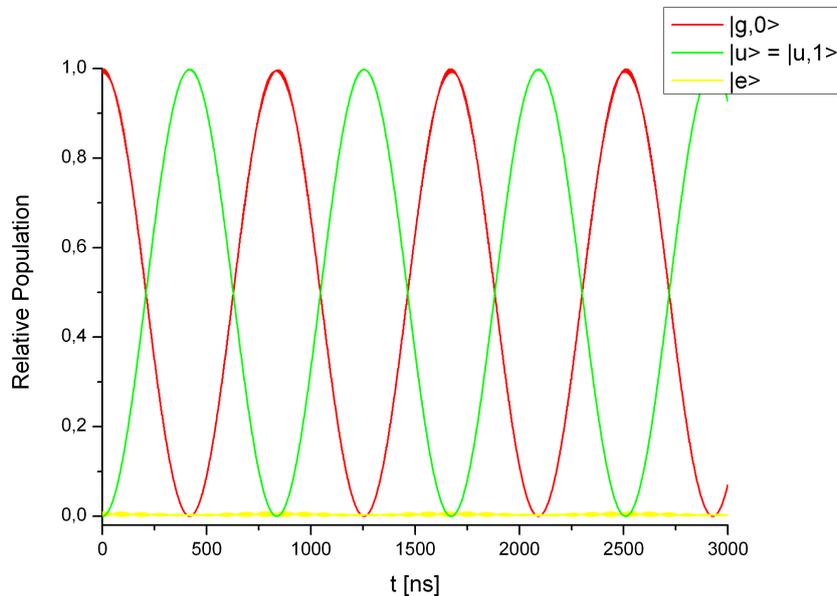


Abbildung 2.3: Ungedämpfte, resonante Raman-Rabi-Oszillationen für $\Gamma = 0$ MHz und $\kappa = 0$ MHz, d.h. für den Fall, dass keine dissipativen Prozesse vorhanden sind.

Für den Fall, dass keine dissipativen Prozesse ($\Gamma = 0$ MHz, $\kappa = 0$ MHz) vorliegen, erhält man in der Simulation eine ungedämpfte Oszillation, wie sie in Abbildung 2.3 dargestellt ist. Dies entspricht den in Gleichung (2.11) gegebenen Lösungen mit einer effektiven Raman-Rabifrequenz von $\Omega_0 = \Omega_{\text{Raman}} = 2\pi \cdot 1.2$ MHz. Hierbei betragen die Rabifrequenz des Raman-Lasers $\Omega_R = 2\pi \cdot 100$ MHz und die Verstimmung zum angeregten Zustand $\Delta = 2\pi \cdot 1000$ MHz. Die Raman-Verstimmung, bezeichnet mit δ , wird so gewählt, dass sie gerade die durch den AC-Stark-Effekt hervorgerufene Verschiebung der Energieniveaus kompensiert, so dass der Raman-Prozess effektiv resonant ist und damit die größtmögliche Amplitude (vgl. Gleichung (2.13)) besitzt. Dies wird erreicht durch

$$\delta = \frac{(\Omega_R)^2 + (2g)^2}{4\Delta}. \quad (2.30)$$

Ohne dissipative Prozesse sind die Kurven für $|u\rangle$ und $|u, 1\rangle$ in Abbildung 2.3 identisch, da das Photon nicht verloren gehen kann und keine Inkohärenz durch spontane Zerfälle auftritt.

Führt man dagegen den spontanen Zerfall aus dem angeregten Niveau mit $\Gamma = 2\pi \cdot 5.22$ MHz als ersten dissipativen Prozess ein, kommt es zu einer leichten Dämp-

fung der kohärenten Populationsoszillation zwischen $|g, 0\rangle$ und $|u, 1\rangle$, wie in Abbildung 2.4 gezeigt.

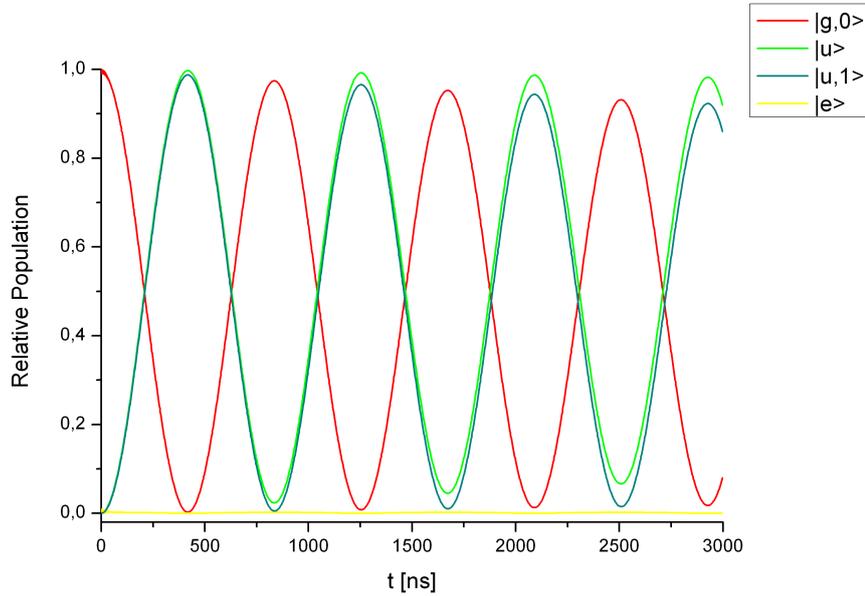


Abbildung 2.4: Leichte Dämpfung der kohärenten Oszillationen, verursacht durch den Spontanzerfall des angeregten Niveaus mit $\Gamma = 2\pi \cdot 5.22$ MHz.

Eine wesentlich stärkere Dämpfung entsteht durch den Photonenverlust aus der Resonatormode, gegeben durch $\kappa = 2\pi \cdot 0.43$ MHz. Abbildung 2.5 zeigt die resultierende, kohärente Raman-Rabi-Oszillation zwischen den Zuständen $|g, 0\rangle$ und $|u, 1\rangle$ in der roten bzw. blauen Kurve, wenn man diesen dissipativen Prozess sowie den zuvor behandelten, weniger starken Spontanzerfall berücksichtigt. In diesem Graphen ist als gestrichelt schwarze Kurve der exponentielle Photonenverlust aus dem Resonator gezeichnet, der für die Dämpfung der kohärenten Raman-Rabi-Oszillation hauptsächlich verantwortlich ist. Des weiteren stellen die grüne und die rote Kurve (da die Zustände $|g\rangle$ und $|g, 0\rangle$ hier gleichwertig sind) den zeitlichen Verlauf der in unserem Experiment detektierbaren atomaren Zustände $|g\rangle$ und $|u\rangle$ dar.

Während die Dämpfung durch den spontanen Zerfall durch eine möglichst große Verstimmung Δ minimiert werden kann, ist die durch den Photonenverlust verursachte Dämpfung nicht weiter reduzierbar. Damit ist die Größe κ für die betrachteten Raman-Rabi-Oszillationen der limitierende Faktor. Um die Populationsoszillationen sichtbar zu machen, muss die durch Gleichung (2.15) gegebene Raman-Rabifrequenz

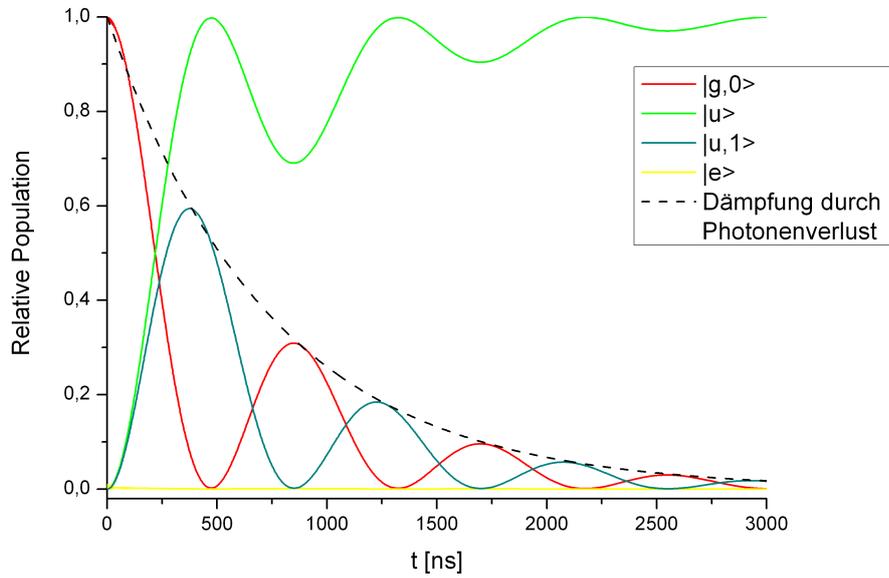


Abbildung 2.5: Starke Dämpfung der kohärenten Oszillationen, insbesondere verursacht durch Photonverluste aus der Resonatormode mit der Rate $\kappa = 2\pi \cdot 0.43$ MHz.

also größer sein als die Photonenverlustrate

$$\frac{\Omega_R \cdot g}{\Delta} > \kappa, \quad (2.31)$$

was mit unseren gegebenen Systemparametern zu der Bedingung führt

$$\frac{\Omega_R}{\Delta} > \frac{\kappa}{g} = 3.6 \cdot 10^{-2}. \quad (2.32)$$

In den obigen Beispielen ist deshalb das Verhältnis zu $\frac{\Omega_R}{\Delta} = 0.1$ gewählt, womit einerseits die Raman-Rabi-Oszillationen etwas schneller sind als die Photonverluste und andererseits das obere Niveau, dargestellt als gelbe Kurve in den Abbildungen 2.3 bis 2.5, eine maximale relative Population von weniger als 1% annimmt.

Kapitel 3

Die optische Phasenregelschleife

Um kohärente Raman-Übergänge treiben zu können, benötigt man zwei phasenkohärente Lichtfelder. Zur Erzeugung dieser Lichtfelder gibt es verschiedene Methoden, die hier kurz vorgestellt und miteinander verglichen werden. Eine dieser Methoden ist die optische Phasenregelschleife (engl.: Optical Phase-Locked Loop, kurz OPLL), die ich aufgebaut habe. Anhand eines theoretischen Modells wird die grundlegende Funktionsweise einer elektronischen Phasenregelschleife erläutert, da deren Kenntnis für den Aufbau und die Optimierung unserer optischen Phasenregelschleife Voraussetzung ist. Es werden der experimentelle Aufbau vorgestellt und die Einzelkomponenten charakterisiert, um ein möglichst gut aufeinander abgestimmtes Raman-Lasersystem zu erhalten. Die Qualität der erreichten Phasenstabilisierung wird aus zwei verschiedenen Methoden bestimmt.

3.1 Methoden zur Erzeugung kohärenter Lichtfelder für Raman-Prozesse

Um ganz allgemein Raman-Prozesse zwischen zwei Hyperfeinzuständen kohärent treiben zu können, müssen zwei Lichtfelder mit einer festen Phasenbeziehung zueinander verwendet werden. Darüber hinaus bestehen weitere Anforderungen an die beiden Lichtfelder bzw. an das Lasersystem, welches diese beiden Lichtfelder generiert, die durch die Eigenschaften der geplanten Anwendungen mit Raman-Prozessen sowie durch die Merkmale eines Raman-Übergangs selbst zustande kommen (siehe hierzu auch Abschnitt 2.1):

- Es muss eine Frequenzdifferenz von $\Delta_{\text{HFS}} = 9.193 \text{ GHz}$ zwischen den Lichtfeldern bestehen, damit Raman-Übergänge zwischen den Hyperfeinzuständen $|F = 3\rangle$ und $|F = 4\rangle$ von Caesium möglich sind.

- Diese Frequenzdifferenz soll um 9.193 GHz im Bereich weniger Megahertz frei und sehr genau (im Hertz-Bereich) einstellbar sein, damit ein sogenanntes Raman-Spektrum aufgenommen werden kann, bei dem die verschiedenen Zeeman-Unterkomponenten aufgelöst werden.
- Des Weiteren sollte die Verstimmung Δ der Lichtfelder von einem angeregten Niveau im Bereich von einigen Gigahertz, ungefähr 10 GHz bis 300 GHz, frei einstellbar sein, um spontane Einphotonen-Übergänge möglichst zu unterdrücken.
- Die Leistung der Lichtfelder muss stabil sein, damit die Rabi-Frequenzen konstant und somit kohärente Raman-Prozesse möglich sind.
- Schließlich ist es für viele der Anwendungen notwendig, die beiden Lichtfelder in zwei räumlich separaten Strahlen, sogenannten Raman-Strahlen, vorliegen zu haben.

Es gibt verschiedene technische Möglichkeiten zur Realisierung eines Lasersystems, welches die genannten Anforderungen erfüllt:

- Strommodulierter Diodenlaser: Durch die Strommodulation werden dem Laser spektral Seitenbänder aufgeprägt, die von der Trägerfrequenz einen Abstand entsprechend der Modulationsfrequenz besitzen [Rin99]. Beträgt die Modulationsfrequenz gerade die Hälfte der gewünschten Frequenzdifferenz, ergibt sich zwischen den Seitenbändern -1. und 1. Ordnung gerade diese Frequenzdifferenz.
- Diodenlaser mit elektrooptischem Modulator (kurz: EOM): Wie bei der Strommodulation werden Seitenbänder aufgeprägt, allerdings hier verursacht durch die Phasenmodulation des EOMs. Ein solcher Aufbau wurde bereits innerhalb unserer Arbeitsgruppe zu einem früheren Zeitpunkt für Raman-Übergänge verwendet, siehe dazu [Mue01] und [Dot02].
- Optische Phasenregelschleife (engl.: Optical Phase-Locked-Loop, OPLL): Im Gegensatz zu den beiden vorherigen Methoden werden bei der OPLL zwei verschiedene Quellen benutzt, d.h. zwei zunächst voneinander unabhängige Diodenlaser. Eine Frequenzdifferenz lässt sich bei diesen innerhalb ihres Frequenzbereichs relativ frei einstellen. Für die Raman-Prozesse müssen die beiden Laser aufeinander phasenstabilisiert werden, was die Aufgabe der Phasenregelschleife ist.

Die zweitgenannte Methode betreffend sind praktische Erfahrungen in unserer Arbeitsgruppe vorhanden. Es hat sich bei dem EOM-modulierten Laserstrahl als experimentelle Schwierigkeit herausgestellt, die Seitenbänder räumlich von dem Träger zu separieren. Dies geschah interferometrisch, war aber mit einigem experimentellen Aufwand verbunden und die Seitenbänder konnten nicht vollständig von dem Träger

getrennt werden. Zudem war die in den Seitenbändern vorhandene Leistung sehr begrenzt.

Im Hinblick auf die geplanten Einsatzmöglichkeiten des Lasersystems kann sich für diejenigen Anwendungen, die eine Einkopplung eines der beiden Lichtfelder in den Resonator erfordern, das Vorhandensein weiterer Seitenbänder bei einer Verstärkung im Resonator störend auswirken.

Neben der Vermeidung dieser experimentellen Schwierigkeiten erscheint es darüber hinaus für die zukünftigen Anwendungen des Lasersystems ebenfalls sinnvoll, über zwei unabhängige Quellen zu verfügen, weshalb wir uns für den Aufbau einer OPLL entschieden haben. Damit hat man die Möglichkeit, den Diodenlaser, der nicht von der OPLL geregelt wird, selbst noch für Stabilisierungszwecke zu verwenden. Es wäre also möglich, diesen z.B. auf eine im Experimentaufbau vorhandene Referenz zu stabilisieren, um die geplanten Raman-Prozesse mit dem Resonatorfeld durchzuführen.

3.2 Grundlagen der Phasenregelschleife

Phasenregelschleifen zeichnen sich in der Elektronik durch einen großen Anwendungskreis aus. Sie werden dort vor allem zur Taktsynchronisation zwischen zwei Signalen eingesetzt. Abbildung 3.1 zeigt ein Blockschaltbild eines einfachen Phasenregelkreises. Ziel ist es, die Phase des spannungsgesteuerten Oszillators (engl.: Voltage Controlled Oscillator, VCO) auf die Phase des Referenzsignals zu stabilisieren. Dazu vergleicht der Phasendetektor (engl.: Phase Detector, PD) die beiden Signale und gibt eine zu der Phasendifferenz proportionale Spannung aus. Dieses Fehlersignal wird in dem Schleifenfilter (engl.: Loop Filter, LF) von hohen Frequenzen und Störungen bereinigt und an den VCO weitergegeben. Die Frequenz des VCO wird durch das Fehlersignal so nachgeregelt, dass eine zeitlich konstante Phasenrelation zwischen Referenz- und VCO-Signal hergestellt wird.

Für den weiter unten beschriebenen Aufbau der optischen Phasenregelschleife ist es wichtig, die theoretischen Grundlagen einer Phasenregelschleife zu kennen, um dann insbesondere den Phasenverlauf bestimmen und optimieren zu können (vgl. Abschnitt 3.5.2). Ein solcher Phasenregelkreis kann formal durch die Transferfunktionen der einzelnen Komponenten beschrieben werden [Gar79]. Man geht dabei von einer linearen Betriebsweise des Phasendetektors aus, d.h. die von ihm ausgegebene Fehlerspannung $u_d(t)$ (zeitabhängige Größen werden im folgenden kleingeschrieben) ist proportional der Phasendifferenz zwischen dem Referenzsignal (Eingangssignal) und dem Ausgangssignal des VCO,

$$u_d(t) = K_d (\theta_{\text{ref}}(t) - \theta_{\text{vco}}(t)) . \quad (3.1)$$

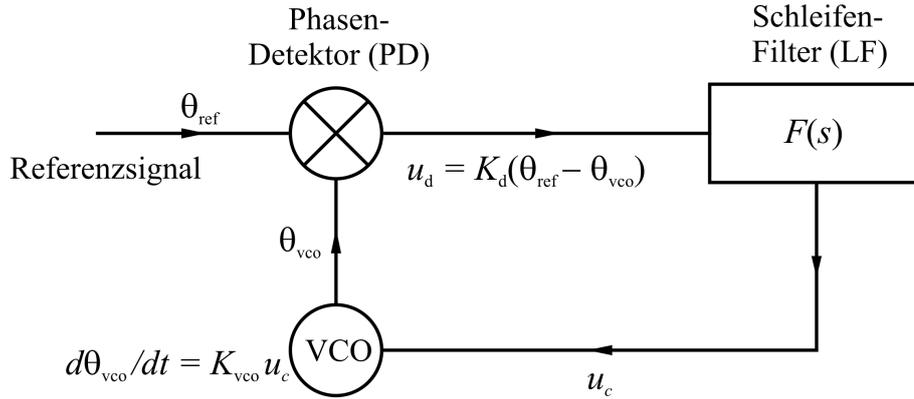


Abbildung 3.1: Blockschaltbild eines Phasenregelkreises. Die Phase des VCO (engl.: Voltage Controlled Oscillator) wird auf die Phase des Referenzsignals stabilisiert, indem der Phasendetektor (PD) eine zu der Phasendifferenz proportionale Spannung ausgibt.

Hierbei bezeichnet K_d die Proportionalitätskonstante, die den Verstärkungsfaktor des Phasendetektors angibt (in Einheiten Volt/rad), $\theta_{\text{ref}}(t)$ und $\theta_{\text{vco}}(t)$ bezeichnen die Phasen von Referenz- bzw. VCO-Signal. Für die Transferfunktionen geht man über zu den Laplace-transformierten Größen, um von den zeitabhängigen Signalen zu Signalen im Frequenzraum (großgeschrieben, z.B. $U_d(s)$) zu gelangen. Die Laplace-Transformierte $F(s)$ einer zeitabhängigen Größe $f(t)$ ist allgemein gegeben durch

$$F(s) = \mathcal{L}\{f(t)\} = \int_{0^-}^{\infty} e^{-st} f(t) dt. \quad (3.2)$$

Nach Laplace-Transformation lautet die Transferfunktion des Phasendetektors

$$U_d(s) = K_d [\Theta_{\text{ref}}(s) - \Theta_{\text{vco}}(s)]. \quad (3.3)$$

Die Transferfunktion für den Schleifenfilter, $F(s)$, wird in Abschnitt 3.5.2 näher spezifiziert werden. Der VCO wird dann kontrolliert von der Eingangsspannung $U_c(s)$, die sich ergibt aus dem Produkt der vorangehenden Transferfunktionen

$$U_c(s) = F(s) U_d(s). \quad (3.4)$$

Diese Eingangsspannung U_c regelt in linearer Weise die Ausgabefrequenz des VCO, indem ein zu u_c proportionales Abweichen von der Zentralfrequenz des VCO eingestellt wird, $\Delta\omega(t) = K_{\text{vco}} u_c(t)$, wobei K_{vco} den Verstärkungsfaktor des VCO bezeichnet. Da die zeitliche Änderung der Phase gerade der Frequenz entspricht, erhält man nach Laplace-Transformation

$$\mathcal{L}\left[\frac{d\theta_{\text{vco}}(t)}{dt}\right] = s\Theta_{\text{vco}}(s) = K_{\text{vco}} U_c(s) \quad (3.5)$$

und daraus

$$\Theta_{\text{vco}}(s) = \frac{K_{\text{vco}} U_c(s)}{s}. \quad (3.6)$$

Aus diesen Gleichungen zusammen ergibt sich die Phasendifferenz $\Theta_e(s)$ zwischen Referenz- und VCO-Signal zu

$$\Theta_e(s) = \Theta_{\text{ref}}(s) - \Theta_{\text{vco}}(s) = \frac{1}{1 + \frac{K_{\text{vco}} K_d F(s)}{s}} \Theta_{\text{ref}}(s) \quad (3.7)$$

$$= \frac{1}{1 + G(s)} \Theta_i(s) \quad (3.8)$$

mit der Gesamtverstärkung der Regelschleife

$$G(s) = \frac{K_{\text{vco}} K_d F(s)}{s}. \quad (3.9)$$

3.3 Aufbau der optischen Phasenregelschleife

Die optische Phasenregelschleife hat eine ähnliche Funktionsweise wie die zuvor beschriebene elektronische. Hierbei wird die Phase des Schwebungssignals zweier Laser auf die Phase eines Referenzoszillators stabilisiert.

Abbildung 3.2 zeigt schematisch den Aufbau der optischen Phasenregelschleife, wie er in unserem Experiment realisiert wurde. Hierbei wird der sogenannte Slavelaser phasenstabilisiert auf den sogenannten Masterlaser, der freilaufend betrieben wird. Die Laserstrahlen beider Laser werden auf dem ersten polarisierenden Strahlteilerwürfel räumlich überlagert, wobei hier ein durch die $\lambda/2$ -Platten einstellbarer Anteil der Leistung für das Einzelatom-Experiment abgezweigt werden kann. Hinter dem Strahlteilerwürfel sind die Laserstrahlen zwar räumlich überlagert, aber noch orthogonal polarisiert. Durch den nachfolgenden Polarisator (in 45° -Stellung) erhalten sie die gleiche, lineare Polarisierung. Die beiden interferierenden Laserfelder ergeben so auf der schnellen Photodiode ein Schwebungssignal, im Englischen auch als Beat-Signal bezeichnet, das zu der Intensität proportional ist:

$$\begin{aligned} I(t) &= \frac{1}{2} c \epsilon_0 [E_1(t) + E_2(t)]^2 \\ &= \frac{1}{2} c \epsilon_0 [E_{01} \cos(\omega_1 t + \theta_1(t)) + E_{02} \cos(\omega_2 t + \theta_2(t))]^2 \\ &= \frac{1}{2} c \epsilon_0 [E_{01}^2 \cos^2(\omega_1 t + \theta_1(t)) + E_{02}^2 \cos^2(\omega_2 t + \theta_2(t))] \\ &\quad + c \epsilon_0 [E_{01} E_{02} \cos(\omega_1 t + \theta_1(t)) \cos(\omega_2 t + \theta_2(t))] \end{aligned} \quad (3.10)$$

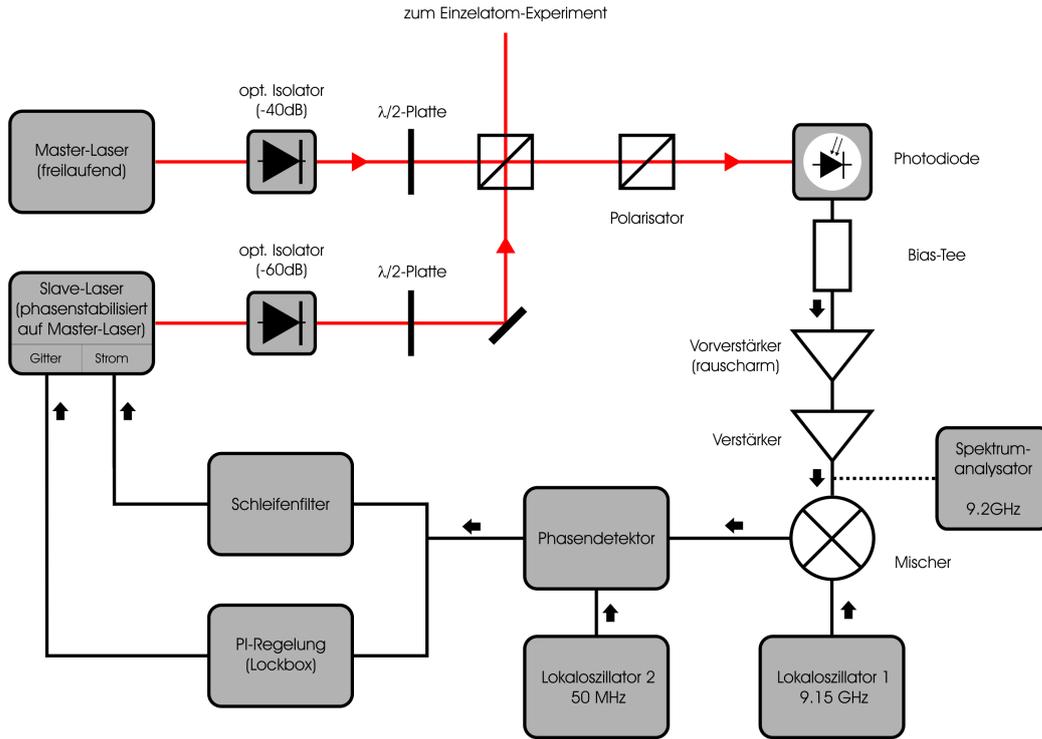


Abbildung 3.2: Funktionsschema einer optischen Phasenregelschleife: Die überlagerten Laserstrahlen erzeugen ein Schwebungssignal (engl.: Beat-Signal), welches von der Photodiode detektiert und dann nachverstärkt wird. Das heruntergemischte Signal wird von dem Phasen- und Frequenzdetektor mit einem Referenzsignal verglichen und ein zu der Phasen- bzw. Frequenzabweichung proportionales Fehlersignal generiert. Dieses Fehlersignal wird über den schnellen Stromregelzweig und den langsameren Gitterregelzweig an den Slavelaser zurückgegeben.

Der gemischte Term kann mithilfe des Additionstheorems $2 \cos(\alpha) \cos(\beta) = \cos(\alpha - \beta) + \cos(\alpha + \beta)$ umgeformt werden und unter Vernachlässigung des hochfrequenten Anteils ergibt sich das Beat-Signal zu

$$I_{\text{Beat}} = \frac{1}{2} c \epsilon_0 [E_{01} E_{02} \cos(\Delta\omega t + \Delta\theta(t))] , \quad (3.11)$$

wobei $\Delta\omega = \omega_1 - \omega_2$ gerade der gewünschten Frequenzdifferenz und $\Delta\theta(t) = \theta_1(t) - \theta_2(t)$ dem Phasenunterschied der beiden Laser entspricht, der bei aktiver Phasenstabilisierung im Idealfall zeitlich konstant ist.

Das Beat-Signal wird verstärkt, erst durch einen besonders rauscharmen Vorverstärker, dann durch einen normalen Verstärker, um die für den Mischer benötigte Eingangsleistung zu erhalten. Der Lokaloszillator 1 in Abbildung 3.2 liefert ein Referenzsignal, mit dem das Beat-Signal in den Radiofrequenz-Bereich (kurz: RF) heruntergemischt wird. Das heruntergemischte Signal sowie ein zweites RF-Signal des Lokaloszillators 2 werden durch den Phasen- und Frequenzdetektor bezüglich Phase und

Frequenz miteinander verglichen, woraus ein Fehlersignal generiert wird. Dieses wird in zwei unterschiedlich schnellen Zweigen an den Slavelaser zurückgegeben, um äußere Störungen zu kompensieren und ihn damit in Phase auf den Masterlaser zu stabilisieren. Frequenzschwankungen, hervorgerufen durch niederfrequente Störungen wie z.B. mechanische Erschütterungen, werden über entsprechendes Nachregeln des Reflektionsgitters im Laser ausgeglichen, während schnelle Phasen- und Frequenzsprünge über den Stromzweig kompensiert werden müssen. Hierbei spielt der Schleifenfilter eine besondere Rolle, auf die später eingegangen wird.

Da eine optische Phasenregelschleife für Frequenzen $f = \Delta_{\text{HFS}} \approx 9.2 \text{ GHz}$ recht hohe Anforderungen an die einzelnen Komponenten stellt und man einen zuverlässigen Betrieb sicherstellen sowie eine möglichst optimale Abstimmung zwischen den Komponenten erzielen möchte, habe ich die verwendeten Komponenten genauer charakterisiert. In der Reihenfolge ihrer Verwendung in der optischen Phasenregelschleife werden sie im folgenden beschrieben und die dazugehörigen Messergebnisse vorgestellt.

Diodenlaser

Sowohl der Master- als auch der Slavelaser ist ein selbstgefertigter Diodenlaser, dessen Emissionswellenlänge bei 852 nm liegt. Die Laser sind mit externem Resonator (engl.: External Cavity Diode Laser, ECDL) in Littrow-Konfiguration gefertigt [Ric95]. Dabei wird die optische Rückkopplung durch ein Reflektionsgitter zur Wellenlängenselektion ausgenutzt. Beide Laser werden durch optische Isolatoren (Masterlaser: Modell FR 820, Fa. Gsänger; Slavelaser: Modell DLI-1, Fa. Linos) vor störender, äußerer optischer Rückkopplung geschützt.

Schnelle Photodiode

Zur Detektion des Beat-Signals kommt eine schnelle Photodiode (Hamamatsu, Modell G4176) zum Einsatz, die laut Hersteller minimale Anstiegs- und Abfallzeiten von $t_{\text{rise}} = t_{\text{fall}} = 30 \text{ ps}$ bietet und für den nahinfraroten Wellenlängenbereich konzipiert ist. Die Photodiode muss vorgespannt werden, was über ein an den Ausgang der Photodiode angeschlossenes Bias-Tee (Mini-Circuits, Modell ZX85-12G+) mit DC-Spannungsversorgung realisiert wird.

Um die Photodiode bei einer größtmöglichen Lichtleistung, aber noch unterhalb ihrer Sättigung, zu betreiben, wurde die Ausgangsleistung bei 9.2 GHz als Funktion der Lichtgesamtleistung (d.h. beide Strahlleistungen zusammengenommen) mittels eines Spektrumanalysators (Modell SNA-7A, Fa. Wandel&Goltermann) gemessen und daraus der RMS-Ausgangswechselstrom I_{rms} bestimmt. Die aufgenommenen Messwerte sind in Abbildung A.1(a) im Anhang A zu sehen. Der lineare Zusammenhang

zwischen Ausgangsstrom und Lichtgesamtleistung wird bestätigt und man erkennt, dass die Photodiode bis zu $P_{\text{Licht,gesamt}} = 4 \text{ mW}$ nicht gesättigt ist. Andererseits darf sie auch nicht mit mehr als 5 mW Leistung betrieben werden. Um ein möglichst gutes Signal-Rausch-Verhältnis zu erreichen, würde sich der Betrieb der Photodiode am oberen Ende des nicht gesättigten Bereichs empfehlen, der mindestens bis zu $P_{\text{Licht,gesamt}} = 4 \text{ mW}$ reicht. Derzeit wird die Photodiode üblicherweise bei nur $P_{\text{Licht,gesamt}} \approx 500 \text{ } \mu\text{W}$ betrieben, um eine größere Lichtleistung für das Einzelatom-Experiment zur Verfügung stehen zu haben.

Die Quanteneffizienz der schnellen Photodiode bei 9.2 GHz , gegeben durch

$$\eta_{\text{AC}} = \frac{I_{\text{rms,out}}}{\frac{1}{\sqrt{2}} \frac{P_{\text{Licht,gesamt}}}{h\nu} \cdot e} \quad (3.12)$$

wurde zu $\eta_{\text{AC}} = 0.09$ bestimmt. Ein Vergleich mit der über die gemessene Sensitivität $S = \frac{0.08 \text{ mA}}{250 \text{ } \mu\text{W}} = 0.32 \text{ A/W}$ (in guter Übereinstimmung mit der spezifizierten Sensitivität $S_{\text{spez.}} = 0.3 \text{ A/W}$) bestimmten DC-Effizienz

$$\eta_{\text{DC}} = \frac{S h c}{\lambda e} \quad (3.13)$$

zeigt, dass $\eta_{\text{AC}} < \eta_{\text{DC}}$. Dies kann dadurch erklärt werden, dass für hohe Frequenzen ein Teil des Stroms kapazitiv durch die Diode kurzgeschlossen wird.

Des weiteren wurde die Ausgangsleistung in Abhängigkeit von der Vorspannung untersucht, Abbildung A.1(b) zeigt hierzu die Messergebnisse. Ab einer Vorspannung von $U_{\text{bias}} \approx 7 \text{ V}$ aufwärts ändert sich der Ausgangsstrom nur noch geringfügig, so dass die Wahl einer solchen Vorspannung für den Betrieb in der Phasenstabilisierung sinnvoll erscheint.

Vorverstärker

Die Leistung des Beat-Signals nach Photodiode und Bias-Tee liegt im Bereich -50 dBm bis -30 dBm (für Lichtgesamtleistungen von $300 \text{ } \mu\text{W}$ bis $3000 \text{ } \mu\text{W}$), der Mischer benötigt aber für den optimalen Betrieb eine Eingangsleistung am RF-Eingang von -3 dBm . Das Beat-Signal muss also zunächst verstärkt werden, wobei man bei dem Verstärkungsprozess dem Phasengang möglichst wenig Rauschen hinzufügen möchte, da sich sonst die Qualität der Phasenstabilisierung verschlechtern würde. Zu diesem Zwecke wird ein besonders rauscharmer Vorverstärker der Fa. Kuhne Electronic GmbH (Modell KU LNA 922 A HEMT 220 Vorverstärker, Sonderanfertigung) verwendet, der eine sehr geringe Rauschzahl von $\text{NF} = 0.8 \text{ dB}$ bei einer maximalen Verstärkung von $+28 \text{ dB}$ und einer spezifizierten Mittenfrequenz von 9.2 GHz besitzt. Abbildung A.2(a) zeigt das Verstärkungsspektrum des Vorverstärkers. Bei 9.2 GHz

befindet man sich auf einer Flanke des Verstärkungsspektrums. Laut Hersteller bedingt eine derart niedrige Rauschzahl bei der spezifizierten Mittenfrequenz eine dort nicht maximale Verstärkung, da ausschließlich auf die Rauschzahl optimiert wird. Des weiteren wurde geprüft, ab welcher Eingangsleistung beim Vorverstärker Sättigung auftritt. Die dazu aufgenommene Messkurve ist in Abbildung A.2(b) zu sehen. Die Sättigung setzt bei einer Eingangsleistung von etwa -20 dBm ein, davor beträgt die Verstärkung konstant $+27$ dB. Damit ist sichergestellt, dass die Photodiodenausgangsleistung den Vorverstärker nicht sättigen wird.

Verstärker

Um die für den Mischer notwendige Signalleistung zu erreichen, muss, abhängig von der Lichtgesamtleistung auf der Photodiode, nach dem Vorverstärker noch weiter verstärkt werden. Hierzu wird ein Verstärker der Fa. Miteq (Modell AFS5-08001200-40-10P-5) verwendet, für den zu dem Vorverstärker analoge Messungen durchgeführt wurden. Die Abbildung A.3 zeigt das Verstärkungsspektrum und -profil dieses Verstärkers. Man erkennt in A.3(a) ein breites Verstärkungsplateau und liegt mit der gewünschten Betriebsfrequenz $f = 9.2$ GHz auf ebendiesem. Aus Abbildung A.3(b) geht hervor, dass der Verstärker ab einer Eingangsleistung von $P_{in} \approx -15$ dBm zu sättigen beginnt. Im linearen Verstärkungsbereich liegt die Verstärkung bei $+36$ dB, also etwas oberhalb der spezifizierten minimalen Verstärkung von $+32$ dB.

Mischer

Die später folgende Elektronik zur Phasen- und Frequenzdetektion kann Signale bis zu einer oberen Grenzfrequenz von 200 MHz verarbeiten, weshalb das schnelle Beat-Signal der Photodiode von etwa 9.2 GHz in den RF-Bereich von 50 MHz bis 200 MHz heruntergemischt werden muss. Dazu wird ein Level-7-Mischer der Fa. Mini-Circuits (Modell ZMX-10G+) verwendet, der für den Einsatz in einem breiten Frequenzband von 3.7 GHz bis 10 GHz ausgelegt ist.

Die Beschreibung der Messung und Messergebnisse zur Bestimmung des sogenannten Conversion Loss für verschiedene Beat-Signalfrequenzen befinden sich im Anhang A.4. Die Messung ergibt einen Conversion Loss von -5.8 dB für Beat-Signale im Bereich von -50 MHz bis $+200$ MHz, also eine recht gute Übereinstimmung mit dem spezifizierten Wert.

Weiterhin zeigt Abbildung A.4 die Messergebnisse zur Bestimmung der Sättigungsleistung. Bis zu einer RF-Eingangsleistung von 0 dBm folgt die IF-Ausgangsleistung dieser linear, danach ist der Mischer gesättigt.

Die hier untersuchten Eigenschaften der Einzelkomponenten zeigen, dass sie für die Detektion und phasenrauscharme Verstärkung des 9.2 GHz-Beat-Signals geeignet sind. Beim Vorverstärker wäre ein breiteres Verstärkungsplateau um die 9.2 GHz-Mittelfrequenz wünschenswert, dies limitiert den Aufbau derzeit aber nicht. Das heruntergemischte Beat-Signal ist damit für den nachfolgenden Phasen- und Frequenzdetektor verwendbar.

Vergleich von 9.2 GHz-Lokaloszillatoren

Zur Erzeugung des Lokaloszillatorsignals von 9.2 GHz, mit dem das verstärkte Beat-Signal der Photodiode in den RF-Bereich heruntergemischt wird, stehen drei mögliche Geräteanordnungen zur Verfügung:

- Marconi + PLDRO: Der phasenstabilisierte, resonante Oszillator (engl.: Phase-Locked Dielectric Resonator Oscillator, PLDRO) wird mit einem Referenzsignal von 50 MHz betrieben, welches er intern effektiv frequenzvervielfacht um den Faktor 184. In dieser Anordnung wird der Signalgenerator Marconi 2022D als Referenzsignalquelle benutzt. Dabei sind Abweichungen von der Referenzfrequenz von $f_{\text{ref}} = 50$ MHz im Bereich von -891 kHz bis hin zu $+21$ kHz zulässig, so dass man mit dieser Anordnung in der Lage ist, Signalfrequenzen zwischen 9.183256 GHz und 9.203864 GHz zu generieren. Zusätzlich ist es möglich, den Vervielfachungsfaktor zu ändern. Abbildung 3.3 zeigt die 9.2 GHz-Signale der verschiedenen Anordnungen in einer Frequenzspanne von 100 Hz, wobei die schwarze Messkurve das von dieser Anordnung generierte Signal wiedergibt. Man sieht deutlich, dass es zwar eine schmale Spitze mit einer Linienbreite von wenigen Hertz gibt, begrenzt durch das Auflösungsvermögen des verwendeten Spektrumanalysators (Wandel&Goltermann SNA-7A, minimale Auflösungsbandbreite: 3 Hz), die Höhe des Trägers über dem breiten Rauschuntergrund beträgt aber nur etwa 15 dB. Die Ursache hierfür ist ein relativ starkes Phasenrauschen der 50 MHz-Referenzquelle, das durch den PLDRO um den Faktor 184 vergrößert wird. Dies führt zu einer solchen unerwünschten Linienverbreiterung, die sich beim Mischen mit dem Beat-Signal der Photodiode in das Ausgangssignal des Mischers fortsetzt. Daher ist die Verwendung dieser Anordnung für die phasenstabilisierte Regelschleife ungeeignet und die im folgenden beschriebenen Anordnungen dieser vorzuziehen.
- Rohde&Schwarz + PLDRO: Hier wird die 50 MHz-Referenzquelle durch den Signalgenerator Rohde&Schwarz SML02 ersetzt, der ein deutlich geringeres Phasenrauschen aufweist. Damit besitzt das 9.2 GHz-Signal dieser Anordnung, wie in Abbildung 3.3 in der roten Messkurve dargestellt, ein mit $+40$ dB wesentlich höheren Träger über dem Rauschuntergrund.

- Agilent Synthesized Sweeper: Der Agilent Synthesized Sweeper (Modell 83751A) bietet die Möglichkeit, beliebige Signalfrequenzen 0.01 – 20 GHz zu erzeugen, was für den späteren Gebrauch im Experiment eine größere Flexibilität bedeutet. Das von ihm generierte 9.2 GHz-Signal ist in Abbildung 3.3 als blaue Messkurve gezeigt und besitzt ein ähnliches Signal-Rausch-Verhältnis wie die vorige Anordnung. Die schmalen Spitzen bei -32 Hz und 18 Hz sind zufällige Schwankungen. Dagegen stellen die am Rand gerade noch erkennbaren 50 Hz-Spitzen stationäre Störungen dar, die sich beim Einsatz in der optischen Phasenregelschleife nachteilig auswirken können.

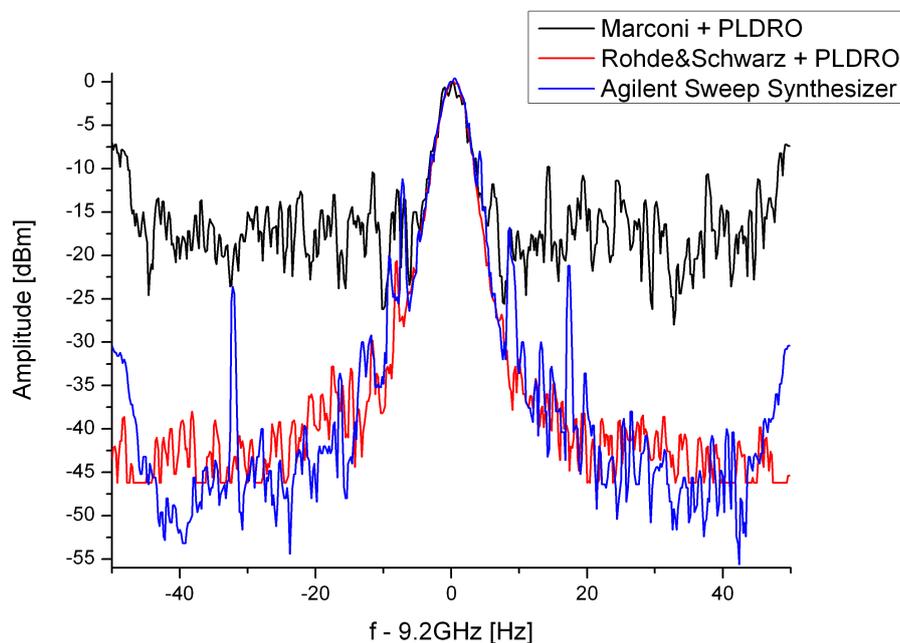


Abbildung 3.3: Spektrum mit Frequenzspanne 100 Hz der drei verschiedenen Lokalszillatoren bei 9.2 GHz.

Von den vorgestellten drei Anordnungen können die letzteren beiden für die optische Phasenregelschleife verwendet werden. Für die Einzelatom-Experimente muss die Frequenz des optischen Beat-Signals von Master- und Slavelaser der Hyperfeinstrukturaufspaltung zwischen dem $|F = 3\rangle$ - und $|F = 4\rangle$ -Zustand von Caesium entsprechen, also $f_{\text{beat}} = 9.192$ GHz betragen. Dazu muss zum Heruntermischen ein Lokalszillatorsignal zum Einsatz kommen, das sich 50 MHz bis 200 MHz entfernt von dieser Frequenz befindet (vgl. Abschnitt 3.4.1). Mit dem Agilent Sweep Synthesizer lässt sich die Frequenz problemlos einstellen, der PLDRO kann etwa um ± 100 MHz von seiner spezifizierten Mittenfrequenz (mechanisch) verstellt werden.

3.4 Phasen- und Frequenzdetektor

3.4.1 Funktionsweise und Aufbau

Zentraler Bestandteil der Phasenregelschleife, der optischen wie auch der elektronischen, ist der **Phasen- und Frequenzdetektor** (PFD). Seine Aufgabe ist es, ein Fehlersignal zu generieren, das proportional ist zu der Phasendifferenz $\Delta\theta$ (bzw. der Frequenzdifferenz $\Delta\nu$) seiner beiden Eingangssignale. Dieses Fehlersignal wird dann verwendet um den VCO, bzw. hier den Slavelaser, entsprechend zu regeln.

Es gibt analoge und digitale Phasendetektoren, die sich grundlegend in ihren Eigenschaften und Einsatzbereichen unterscheiden. Analoge Phasendetektoren werden durch Standard-RF-Mischer realisiert, besitzen ein vergleichsweise geringes Rauschen und werden allein zur Phasendetektion eingesetzt. Plötzliche elektrische oder mechanische Störungen führen in der optischen Phasenregelschleife allerdings nicht nur zu einem Verlust der relativen Phasenbeziehung der beiden Laser zueinander, sondern auch zu einer Änderung der Frequenzdifferenz. Dabei läuft die Phasendifferenz $\Delta\theta$ durch, was einen „Wiedereinfang“, d.h. ein Wiederherstellen der konstanten relativen Phasenbeziehung der beiden Laser durch die Phasenregelschleife, deutlich erschwert. Der Einfangbereich ist dabei ungefähr so groß wie die Regelbandbreite der Schleife, d.h. er liegt im Bereich einiger Megahertz. Eine höhere Zuverlässigkeit und Stabilität wird erreicht, indem der Einfangbereich auf ~ 100 MHz dadurch vergrößert wird, dass auch Frequenzsprünge detektiert werden können. Heutzutage gibt es kommerziell erhältliche integrierte Schaltungen, die Phasen- und Frequenzdetektor vereinen. Je nach Stärke der Störung schalten sie zwischen den beiden Detektionsmodi um. Der Nachteil von digitalen Phasen- und Frequenzdetektoren liegt dagegen in ihrem schlechteren Rauschverhalten (Jitter) [Cac05].

Die erhöhte Stabilität ist bei der realisierten optischen Phasenregelschleife ausschlaggebend für die Wahl eines digitalen Phasen- und Frequenzdetektors. Der Phasen- und Frequenzdiskriminator-Baustein AD9901KP der Fa. Analog Devices bietet sich hier als ökonomische Variante an und wird in dieser Funktion auch in optischen Phasenregelschleifen anderer Gruppen [Shi02] verwendet.

Die Funktionsweise dieses Bausteins soll im folgenden kurz zusammengefasst werden. Der Baustein hat zwei Eingänge, einen für das Referenzsignal (Lokaloszillator 2 in Abbildung 3.2) und einen für das heruntergemischte Beat-Signal, im folgenden auch Oszillatorsignal genannt. Dabei müssen die Eingänge entweder in der digitalen TTL-Logik (engl.: Transistor-Transistor-Logic) oder in ECL-Logik (engl.: Emitter Coupled Logic) bedient werden, d.h. die sinusförmigen Eingangssignale müssen zunächst in Rechteck-Signale konvertiert werden, was mittels zweier Komparatoren geschieht. Im ideal stabilisierten Zustand beträgt die Phasendifferenz $\Delta\theta = \theta_{\text{Ref.}} - \theta_{\text{Osz.}} = -180^\circ$, wie es in Abbildung 3.4(a) schematisch dargestellt ist. Die Eingangssignale steuern zunächst intern jeweils einen Flipflop, was einer Frequenzhalbierung gleichkommt.

Der Flipflop-Zustand ändert sich dabei jeweils bei einer abfallenden Flanke des Eingangssignals und bleibt unverändert bei einer ansteigenden Flanke, siehe Abbildung 3.4(a). Werden diese Flipflop-Ausgänge nun an ein XOR-Element als Eingänge gelegt, ergibt sich ein symmetrisches Rechteck-Ausgangssignal, das ebenso lange obere (High) Zustände wie untere (Low) besitzt, wie in Abbildung 3.4(a) unten dargestellt. Ist nun die Phasenbeziehung zwischen Referenz- und Oszillatorsignal gestört, d.h. $\Delta\theta \neq -180^\circ$, ergibt sich eine Situation wie in Abbildung 3.4(b) gezeigt. Hier beträgt der Phasenunterschied $\Delta\theta = -90^\circ$, d.h. das Oszillatorsignal weist einen Phasenvorsprung von 90° verglichen mit der vorherigen Situation auf. Dieser Vorsprung setzt sich auch bei den Flipflop-Ausgängen fort, d.h. die Phasendifferenz beträgt nicht mehr -90° wie zuvor, sondern $-90^\circ + 45^\circ$. Dadurch verliert das XOR-Ausgangssignal seine Symmetrie, d.h. das Rechtecksignal besitzt effektiv längere Verweildauern im unteren Zustand als im oberen. Die Mittelung oder Integration dieses Ausgangssignals führt zu einem verwendbaren Fehlersignal, da dieser Wert proportional zu der Abweichung von der idealen Phasendifferenz von -180° ist. Der Diskriminator-Baustein ist somit in der Lage, im Phasendetektionsmodus für Phasensprünge von $-180^\circ \dots +180^\circ$ von der angestrebten Phasendifferenz von $\Delta\theta = -180^\circ$ entfernt ein lineares Fehlersignal zu generieren.

Tritt eine Störung auf, die einen größeren Phasensprung als $\pm 180^\circ$ verursacht, schaltet der Baustein um in den Frequenzdetektionsmodus. Dies erfolgt dadurch, dass eines der Eingangssignale eine zweimalige abfallende Flanke aufweist, bevor eine entsprechende abfallende Flanke des anderen Signals detektiert wird. Damit wird der XOR-Ausgang überschrieben und das Fehlersignal auf dem oberen bzw. unteren Niveau - entsprechend der aufgetretenen Frequenzdifferenz - gehalten.

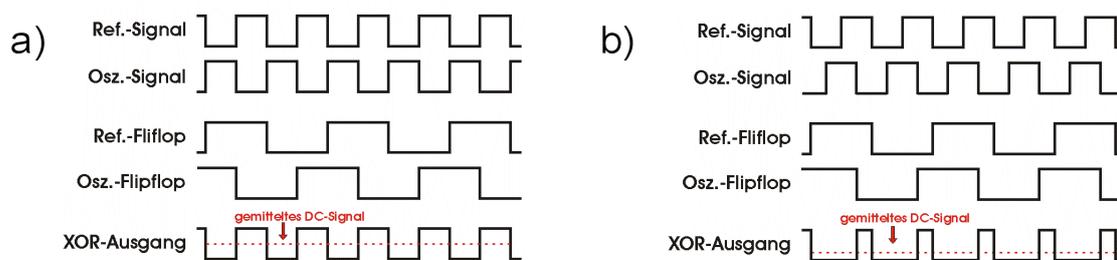


Abbildung 3.4: Funktionsweise des Phasen- und Frequenzdetektors AD9901: **a)** Referenz- und Oszillatorsignal weisen eine Phasendifferenz von -180° auf, so wie es bei idealer Phasenstabilisierung der Fall ist. Dadurch ist das gemittelte XOR-Ausgangsspannung exakt zwischen oberen und unteren Zustand. In **b)** beträgt die Phasendifferenz nur noch -90° , was nach Mittelung zu einer niedrigeren XOR-Ausgangsspannung führt.

Um den Baustein AD9901KP zu betreiben, müssen die sinusförmigen Eingangssignale in digitale Logik, d.h. in TTL-Logik oder ECL-Logik, konvertiert werden. Dazu eignen sich Komparatoren. Um die größtmögliche Bandbreite des Phasen- und Fre-

quenzdetektorbausteins von $f_{\max} = 200$ MHz nutzen zu können, müssen die Komparatoren diese Schaltfrequenz unterstützen. Bei derart hohen Frequenzen eignen sich hierfür nur ECL-Bausteine, die üblicherweise in SMD-Bauweise (engl.: Surface Mounted Device) gefertigt werden. Der hier verwendete ECL-Dual-Komparator-Baustein (Analog Devices, Modell ADCMP563) bietet eine maximale Umschaltfrequenz von 800 MHz bei einer Laufzeitverzögerung von 0.75 ns. Die beiden Komparatoren werden ohne zusätzliche Hysterese betrieben. Von dem Dual-Komparator-Baustein werden die konvertierten Signale direkt an den Phasen- und Frequenzdetektor geleitet. Die SMD-Bauweise einiger Bauteile sowie die Bemühung, sämtliche Leitungswege möglichst kompakt zu gestalten, führten zu einer Platinenfertigung durch die Werkstatt (PCB, Printed Circuit Board), die zugehörige Schaltskizze sowie das Platinen-Layout sind im Anhang B beigefügt. Um die Schaltungselektronik vor äußeren elektrischen Störungen zu schützen, wurde die Platine in einem HF-geschützten Aluminiumgehäuse installiert.

3.4.2 Testmessungen mit dem PFD

Um die ordnungsgemäße Funktionsweise sicherzustellen und das ausgegebene Signal genauer zu charakterisieren, wurden verschiedene Messungen mit dem elektronischen Teil der Phasenstabilisierung, dem PFD, durchgeführt. Dazu wurde zum einen der Phasendetektionsmodus untersucht, zum anderen der Frequenzdetektionmodus.

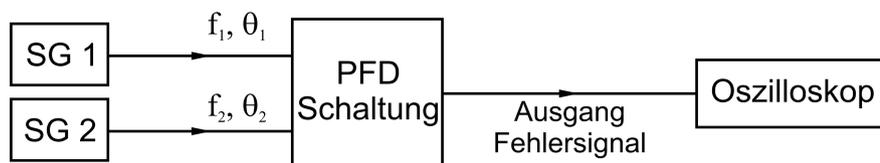


Abbildung 3.5: Die Versuchsanordnung zur Untersuchung des Phasen- und des Frequenzdetektionsmodus des PFD. Die beiden Signalgeneratoren (SG 1 und SG 2) sind aufeinander phasenstabilisiert. Der Ausgang der PFD-Schaltung zeigt das Fehlersignal auf dem angeschlossenen Oszilloskop.

Der Versuchsanordnung, schematisch abgebildet in Abbildung 3.5, ist in beiden Fällen gleich und besteht aus zwei Signalgeneratoren (Signalgenerator 1: Marconi 2022D, Signalgenerator 2: Rohde&Schwarz SML02), die aufeinander phasenstabilisiert¹ betrieben werden. Ihre Signale dienen als Eingangssignale für den PFD, wobei für den

¹Dies bedeutet, dass das 10 MHz-Referenzsignal des Signalgenerators 2 genutzt wird, um den Signalgenerator 1 darauf phasenzustabilisieren, damit die Eingangssignale des PFD eine zeitlich konstante, aber über Signalgenerator 2 frei einstellbare Phasenrelation aufweisen.

Phasendetektionsmodus beide Signalgeneratoren bei der gleichen Frequenz betrieben werden und nur die Phasendifferenz über entsprechende Einstellung des Signalgenerators 2 variiert wird. Die jeweilige Leistung beider Signale betrug -8.0 dBm . Der Ausgang der PFD-Schaltung, nachfolgend als Fehlersignal bezeichnet, wurde mittels digitalem Oszilloskop ausgelesen.

Phasendetektion

Abbildung 3.6 zeigt Eingangssignale und Fehlersignal bei einer Frequenz von zunächst 1 MHz für fünf verschiedene Phasendifferenzen der Eingangssignale.

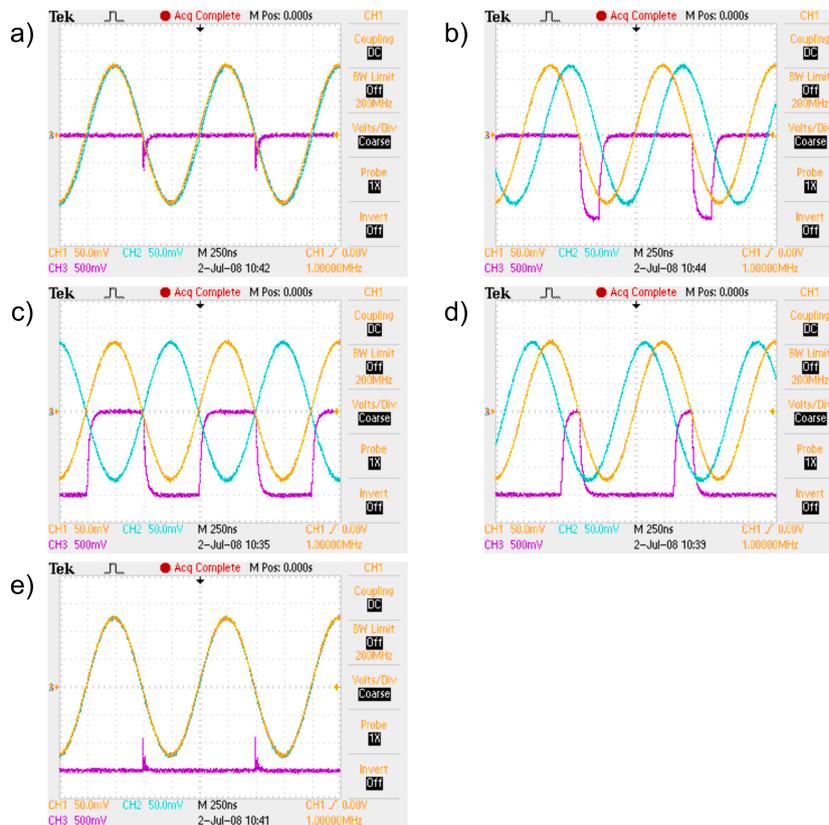


Abbildung 3.6: Demonstration des Phasendetektionsmodus der PFD-Schaltung. Die gelbe und die blaue Kurve bilden die Eingangssignale ab, erzeugt durch zwei Signalgeneratoren, deren Frequenz in beiden Fällen 1 MHz beträgt. Die violette Kurve zeigt das Fehlersignal der PFD-Schaltung. Die Teilabbildungen a)-e) stellen dabei verschiedene Phasendifferenzen der Eingangssignale dar. a) $\Delta\theta = \theta_{\text{Signal 1}} - \theta_{\text{Signal 2}} = -357^\circ$, b) $\Delta\theta = -300^\circ$, c) $\Delta\theta = -180^\circ$, d) $\Delta\theta = -60^\circ$ und e) $\Delta\theta = -3^\circ$.

Diese niedrige Frequenz wurde hier gewählt, um Tiefpass- und Laufzeiteffekte zu verhindern und dadurch die Arbeitsweise des PFD möglichst deutlich darzustellen. In Abbildung 3.6(c) beträgt die Phasendifferenz der Eingangssignale $\Delta\theta = \theta_{\text{Signal 1}} - \theta_{\text{Signal 2}} = -180^\circ$ und das Fehlersignal befindet sich dementsprechend genauso lange auf dem oberen Niveau (entspricht einer Ausgangsspannung von $U_{\text{Fehler,oben}} = 0\text{ V}$) wie auf dem unteren (entspricht $U_{\text{Fehler,unten}} = -1.5\text{ V}$). In dieser, dem ideal stabilisierten Fall entsprechenden Situation, besitzt das Fehlersignal einen Mittelwert von $U_{\text{Fehler, ideal}} = -0.75\text{ V}$. Ändert sich die Phasendifferenz, so dass $\Delta\theta = -60^\circ$ wie in Abbildung 3.6(d) gezeigt, verlängert sich die Verweildauer des unteren Niveaus auf Kosten des oberen, was zu einer Veränderung des gemittelten Werts zu niedrigerer Spannung hin führt. In 3.6(e) beträgt die Phasendifferenz $\Delta\theta = -3^\circ$, dadurch nimmt das Fehlersignal nahezu permanent den Minimalwert von -1.5 V an. 3.6(a) und (b) zeigen die Situationen, in denen sich mit $\Delta\theta = -357^\circ$ bzw. $\Delta\theta = -300^\circ$ die Phasendifferenz in die andere Richtung von der Idealsituation 3.6(c) entfernt hat. Das gemittelte Fehlersignal zeigt hierbei längere Verweildauern im oberen Niveau.

Entsprechende Abbildungen für höhere Eingangssignalfrequenzen befinden sich im Anhang C.1. Hier beträgt die Frequenz $f = 50\text{ MHz}$ in Abbildung C.1, und $f = 200\text{ MHz}$ in Abbildung C.2. Es ist das gleiche qualitative Verhalten des Fehlersignals zu erkennen, wenn auch bei diesen hohen Frequenzen Tiefpass- und Laufzeiteffekte deutlicher auftreten und die Messkurven dadurch nicht mehr für eine Phasendifferenz den vollen Bereich von $U_{\text{Fehler,unten}}$ bis $U_{\text{Fehler,oben}}$ ausschöpfen, sowie zeitlich verzögert erscheinen.

Frequenzdetektion

Zur Untersuchung des Frequenzdetektionsmodus wurde vom Signalgenerator 1 ein Signal fester Frequenz von 1 MHz bezogen und die Frequenz des Signalgenerators 2 variiert. Abbildung 3.7 zeigt der Übersichtlichkeit wegen einfache Frequenzvielfache, d.h. in (a) ist $f_{\text{Signal 2}} = 3\text{ MHz}$ und in (b) $f_{\text{Signal 2}} = 5\text{ MHz}$. Weitergehende Frequenzuntersuchungen, auch für größere Frequenzen, sind im Anhang C.2 zu finden.

In den beiden hier dargestellten Fällen erkennt man, dass eine abfallende Flanke des Signals 1 (gelbe Kurve) ein Abfallen des Fehlersignals von $U_{\text{Fehler,oben}}$ auf $U_{\text{Fehler,unten}}$ zur Folge hat und die jeweils darauffolgende abfallende Flanke des Signals 2 (blaue Kurve) einen ebensolchen Anstieg des Fehlersignals. Die übrigen abfallenden Flanken des Signals 2 bewirken keine Änderung des Fehlersignals. Ursache hierfür ist, dass im Frequenzdetektionsmodus das XOR-Glied überschrieben und das Fehlersignal auf dem zuvor bestehenden Niveau gehalten wird, bis wieder eine abfallende Flanke des langsameren Signals auftritt und diesem eine gerade Gesamtanzahl abfallender Flanken beider Signale vorausging (entspricht einer Veränderung des Ausgangssignals des XOR-Glieds bei der abfallenden Flanke). Es vergeht hierbei eine Periode des langsameren Signals bis zum veränderten Fehlersignal.

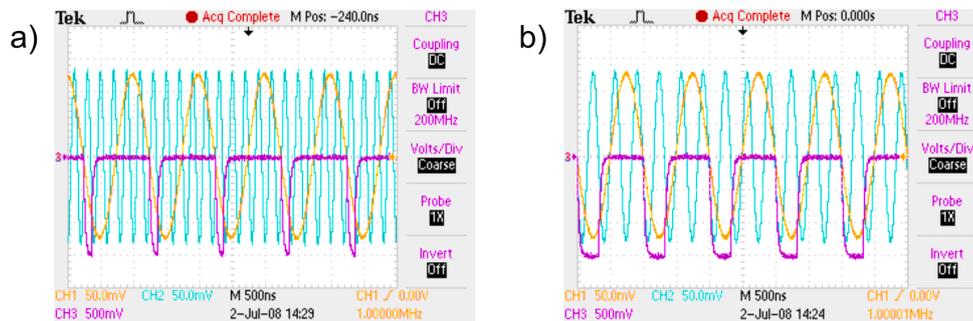


Abbildung 3.7: Demonstration des Frequenzdetektionsmodus der PFD-Schaltung. Die gelbe und die blaue Kurve bilden die Eingangssignale ab, erzeugt durch zwei Signalgeneratoren, während die violette Kurve das Fehlersignal zeigt. Die Signalfrequenz 1 (gelb) betrug $f_{\text{Signal 1}} = 1 \text{ MHz}$, die Signalfrequenz 2 (blau) in **a)** $f_{\text{Signal 2}} = 5 \text{ MHz}$ und in **b)** $f_{\text{Signal 2}} = 3 \text{ MHz}$.

Die Analyse des Fehlersignals im Phasen- und Frequenzdetektionsmodus zeigt, dass die Funktionsweise der PFD-Schaltung der in Abschnitt 3.4.1 vorgestellten entspricht. Des weiteren ließ sich zeigen, dass sie bei Eingangsfrequenzen bis hin zu $f = 200 \text{ MHz}$ ordnungsgemäß arbeitet. Für den Betrieb der optischen Phasenregelschleife empfiehlt sich daher die Wahl relativ großer Eingangsfrequenzen $\sim 100 \text{ MHz}$, um einerseits den Einfangbereich (vgl. Abschnitt 3.4.1) so zu vergrößern, dass auch noch Frequenzabweichungen von bis zu $\pm 100 \text{ MHz}$ ausgeglichen werden, wodurch eine größere Stabilität der Regelung erzielt wird. Andererseits können dann Störungen auch schneller detektiert und kompensiert werden (vgl. Abschnitt 3.5.2).

3.4.3 Regelungszeige

Mit dem vom Phasen- und Frequenzdetektor ausgegebenen Fehlersignal soll in der optischen Phasenregelschleife der Slavelaser stabilisiert werden. Dazu wird das Fehlersignal an den Slavelaser in zwei verschiedenen Regelungszeigen zurückgegeben:

- **Langsamer Regelungszeig: Gitter-Piezo-Aktuator (Gitter-PZA):** Das Gitter lässt sich in horizontaler Richtung durch Anlegen einer Spannung an den Gitter-PZA verkippen, dadurch kann die Wellenlänge des Lasers durchgestimmt werden. Diese Art der Regelung hat eine Regelbandbreite von ungefähr 300 Hz , sie kann somit nur langsame, dafür aber auch sehr große Frequenzschwankungen $\sim 1 \text{ GHz}$ kompensieren. Dies eignet sich, um mechanische Störungen (z.B. Vibrationen) und langsames thermisches Driften auszugleichen.

Zur Realisierung dieser Regelung bietet sich die Verwendung einer sogenannten „Lockbox“ an, wie sie im Einzelatom-Experiment auch für die Stabilisierung z.B. des MOT-Kühlasers verwendet wird. Dabei dient das Fehlersignal der PFD-Schaltung als Eingangssignal für die Lockbox und kann mit deren Potentiometer zur „Offset“-Einstellung entsprechend um 0.75V angehoben werden, damit die mittlere Ausgangsspannung des PFD einem 0V-Fehlersignal entspricht. Die Lockbox stellt - vereinfacht gesehen - einen PI-Regler dar. Aus dem Eingangssignal werden Proportional- und Integralanteil gebildet und diese an den Gitter-PZA geleitet mit entsprechend eingestellter Verstärkung.

- **Schneller Regelungszeitpunkt: Laserdiodenstrom:** Eine Änderung des Laserdiodenstroms bewirkt eine Änderung der Laser-Emissionsfrequenz bis hin zu sehr großen Modulationsfrequenzen, die leicht einige Megahertz betragen kann. Erst hiermit ist eine optische Phasenstabilisierung des Slavelasers überhaupt möglich. Auf die Besonderheiten dieses Regelungszeitpunktes wird im folgenden Abschnitt eingegangen.

3.5 Optimierung und Charakterisierung der OPLL

3.5.1 Stabilisierung durch Gitter-PZA-Regelung

Die optische Phasenregelschleife kann zunächst nur mit der Gitter-PZA-Regelung und ohne Laserdiodenstromregelung getestet werden. Dazu werden die beiden Laser durch Strom- und Temperatureinstellungen in den gewünschten Frequenzabstand gebracht und die optische Phasenregelschleife dann geschlossen (durch „Locken“ mit der Lockbox). Auf dem angeschlossenen Spektrumanalysator (wie in Abbildung 3.2 gezeigt) ist als Monitorsignal das Beat-Signal zu sehen. Ein solches Monitorsignal zeigt Abbildung 3.8. Das Beat-Signal befindet sich bei 9.05 GHz und besitzt eine FWHM-Linienbreite (-3 dB) von 3.2 MHz. Da diese Regelung alleine zu langsam ist, befindet sich nur ein vernachlässigbar kleiner Anteil der Gesamtleistung in dem Träger (siehe dazu auch Abschnitt 3.5.3), und man kann in diesem Fall nur von einer aktiven Frequenzstabilisierung sprechen, da $\Delta\theta \gg 2\pi$ (Frequenzdetektionsmodus des PFD).

3.5.2 Der Schleifenfilter

Eine entscheidende Verbesserung tritt ein, wenn man zu der Gitter-PZA-Regelung die schnelle Laserdiodenstromregelung hinzunimmt. Es muss dabei darauf geachtet wer-

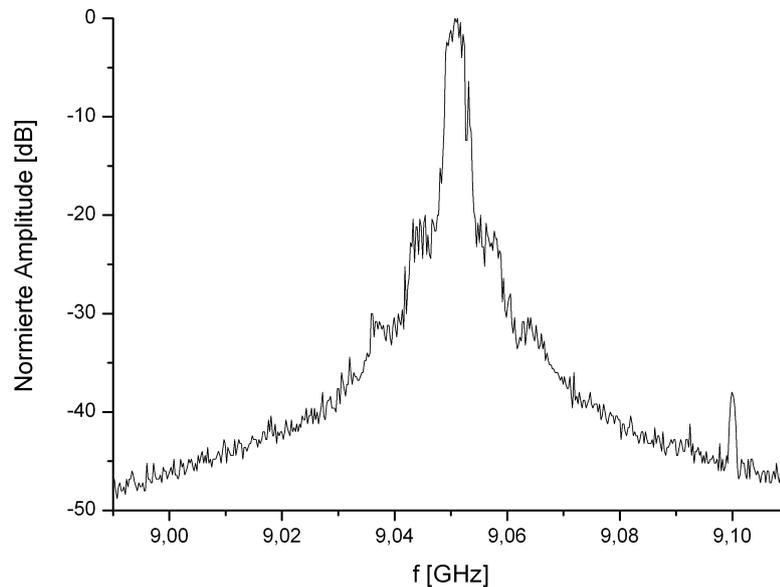


Abbildung 3.8: Beat-Signal der beiden Laser bei 9.05 GHz, wobei nur die Gitter-PZA-Regelung aktiv ist. Die FWHM-Linienbreite (-3 dB) beträgt 3.2 MHz. Bei 9.1 GHz ist das Restsignal des Lokaloszillators 1 zu sehen, das stark abgeschwächt durch den Mischer gelangt, da dieser eine endliche Isolation zwischen den Eingängen aufweist. Die Auflösungsbandbreite (engl.: Resolution Bandwidth, RBW) beträgt 1 MHz, die Videobandbreite (engl.: Video Bandwidth, VBW) 50 kHz.

den, dass das an die Laserdiode gegebene Korrektursignal in Amplitude und Phase dem Störsignal entgegenwirkt. Zu diesem Zwecke wird ein Schleifenfilter eingesetzt, der aus dem Fehlersignal der PFD-Schaltung ein Korrektursignal für den Laserdiodenstrom erzeugt und dabei die folgenden Aufgaben erfüllt:

1. Integration des hochfrequenten Fehlersignals: Hierzu wird ein Tiefpassfilter mit Grenzfrequenz $f = \frac{1}{2\pi RC} = 4.8$ MHz verwendet, der die hochfrequenten Anteile des (teils) rechteckförmigen Fehlersignals glättet.
2. Verstärkung bzw. Abschwächung des Fehlersignals: Es wurde experimentell herausgefunden, dass das von der PFD-Schaltung gelieferte Signal zu stark ist und damit die Laserregelung zu schwingen beginnt. Deswegen ist eine einstellbare Abschwächung dieses Signals erforderlich, die mittels eines einfachen Potentiometers realisiert wird.
3. Phasenhub im Korrektursignal: Es sei hier darauf hingewiesen, dass die nachfolgend oft benutzte Phase φ bzw. $\Delta\varphi$ frequenzabhängig ist und im Zusammenhang mit Störsignalen und deren Korrektursignalen verwendet wird, wäh-

rend die zu Anfang des Kapitels verwendeten Phasen $\theta_{\text{ref,vco}}$ die Absolutphase der jeweiligen Oszillatoren angegeben haben. Das ideale Korrektursignal wirkt einem Störsignal mit gleicher Amplitude aber gegensätzlichem Vorzeichen, d.h. mit einer Phasendifferenz von $\varphi_{\text{ideal}} = -180^\circ$, entgegen. Dazu müsste instantan, d.h. ohne zeitliche Verzögerung, ein entsprechendes Korrektursignal erzeugt werden und an der Laserdiode anliegen. In der Realität treten aber im experimentellen Aufbau eine Laufzeitverzögerung des Signals sowie ein Tiefpassverhalten der Laserdiode bei hohen Frequenzen auf. Dies führt dazu, dass ein Störsignal nicht mit einem idealen Korrektursignal mit Phasendifferenz $\Delta\varphi = -180^\circ$ kompensiert wird, sondern eine frequenzabhängige Phasenverzögerung auftritt, $\varphi_{\text{Verzögerung}}(f)$, und diese in die Phasendifferenz eingeht: $\Delta\varphi = -180^\circ + \varphi_{\text{Verzögerung}}$. Sinkt diese Phasendifferenz unter einen kritischen Wert von $\Delta\varphi \approx -300^\circ$ ab, wirkt das Korrektursignal dem Störsignal nicht mehr entgegen, sondern ist mit ihm in Phase und verstärkt es sogar. Ab diesem Punkt ist die Regelschleife nicht mehr in der Lage, äußere Störungen zu kompensieren, d.h. hierdurch ist ihre Regelbandbreite bestimmt.

Durch ein zusätzliches Phasenhubglied, im wesentlichen ein spezieller Hochpass, kann für einen bestimmten Frequenzbereich die Phase künstlich angehoben werden, so dass die Phasenverzögerung hier zum Teil kompensiert und dadurch die nutzbare Regelbandbreite erhöht wird.

In den folgenden Betrachtungen wird die Phase $\Delta\varphi(f) = \varphi_{\text{ideal}} + \varphi_{\text{Verzögerung}}(f)$ auf den idealen Fall $\varphi_{\text{ideal}} = -180^\circ$ normiert, d.h. es wird nur noch die verzögerungsbedingte Phasendifferenz $\Delta\varphi(f) = \varphi_{\text{Verzögerung}}(f)$ angegeben.

Geht man mittels $s \rightarrow 2\pi i f$ zur Fouriertransformierten über, lautet die analog zu Gleichung (3.9) aufgestellte Gesamtverstärkung der optischen Phasenregelschleife

$$G(f) = D(f) F(f) \exp(-2\pi i f \Delta\tau) \frac{G_p}{2\pi i f}, \quad (3.14)$$

wobei $D(f)$ die Diodenlaser-Transferfunktion bezeichnet, $F(f)$ die Schleifenfilter-Transferfunktion, $\Delta\tau$ die Laufzeitverzögerung und G_p den Verstärkungsfaktor durch den Phasen- und Frequenzdetektor. In Abschnitt 3.4.2 wurde $G_p = 1.5 \text{ V}/2\pi$ experimentell bestimmt. Der Phasenverlauf der Einzelkomponenten entspricht dem Argument der jeweiligen komplexen Transferfunktion.

Um das Phasenhubglied für den richtigen Frequenzbereich zu entwerfen, ist die Kenntnis des Phasenverlaufs der Regelschleife notwendig. Dazu werden im folgenden die Phasenverzögerung aufgrund von Laufzeiten und der Phasenverlauf des Diodenlasers bestimmt, um dann darauf aufbauend ein entsprechendes Phasenhubglied zu entwerfen.

Phasenverzögerung aufgrund von Laufzeiten

Um die Laufzeitverzögerung zu ermitteln, wurden die optischen und elektrischen Weglängen im Aufbau vermessen. Der Strahlweg beträgt ungefähr 1.25 m, die Gesamtkabellänge ungefähr 2 m, was zusammen eine Laufzeit von 14.2 ns ergibt. Hinzu kommt eine elektronische Verzögerung in den digitalen Bauelementen. Für die Komparatoren ist diese spezifiziert und beträgt 0.75 ns. Für das Bauelement Phasen- und Frequenzdetektor wurde aus den Messungen zur Phasendetektion (vgl. Abbildung 3.7) eine ungefähre Verzögerung von 5 ns (entspricht der zeitlichen Differenz von Nulldurchgang eines der Signale und Beginn des Anstiegs bzw. Abfalls des Fehlersignals) bestimmt. Hinzu kommt, dass bei einer plötzlich auftretenden Phasenabweichung der Phasen- und Frequenzdetektor prinzipbedingt im Mittel eine halbe Periode des Referenzsignals benötigt, um diese durch die abfallende Flanke des Signals detektieren zu können. Üblicherweise wird die optische Phasenregelschleife mit Lokaloszillatorfrequenzen $f_{LO 2} \geq 50$ MHz betrieben, so dass dadurch höchstens weitere 10 ns Verzögerung auftreten. Insgesamt ergibt sich eine ungefähre Laufzeit von 30 ns, die auf eine frequenzabhängige Phasenverzögerung führt von

$$\varphi_{\text{Verzögerung}}(f) = 360^\circ \cdot \Delta\tau \cdot f. \quad (3.15)$$

Abbildung 3.9 zeigt die laufzeitbedingte Phasenverzögerung in Abhängigkeit von der Frequenz. Ab einer Frequenz von ungefähr 500 kHz beginnt die Phasenverzögerung rapide abzunehmen, bis sie bei etwas über 10 MHz die Marke von -180° übertritt.

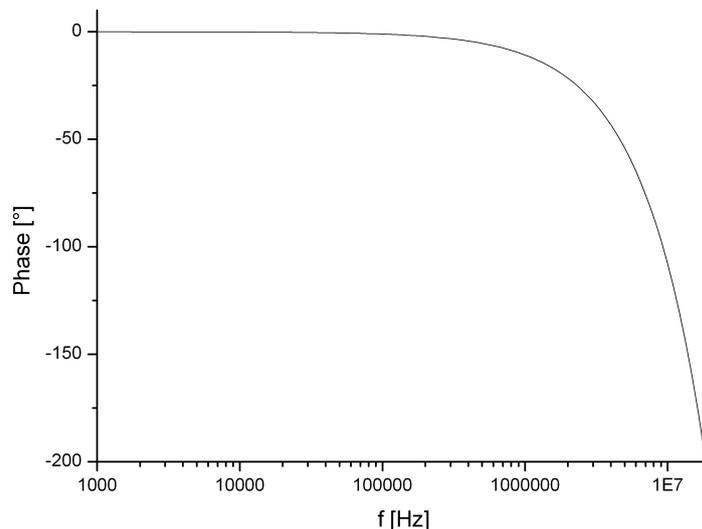


Abbildung 3.9: Laufzeitbedingte Phasenverzögerung in Abhängigkeit von der Frequenz.

Phasenverlauf des Diodenlasers

Um den Phasenverlauf des Diodenlasers experimentell zu bestimmen, wurden zwei verschiedene Messungen durchgeführt:

1. Es wurde mit einem Netzwerkanalysator (kurz: NA) der Laserdiodenstrom des Slavelasers im Frequenzbereich von 1 kHz bis 10 MHz moduliert, während dieser mittels der Gitter-PZA-Regelung auf den Masterlaser frequenzstabilisiert (siehe Abschnitt 3.5.1) war. Das Fehlersignal der PFD-Schaltung enthält - neben der Phasenverzögerung aufgrund von Laufzeiten - auch die Phasenverzögerung, die durch den Diodenlaser verursacht wird. Es eignet sich daher als Eingangssignal für den NA zur Analyse des Phasenverlaufs. Den Phasenverlauf des Diodenlasers, wie er in Abbildung 3.10 in der roten Kurve dargestellt ist, erhält man, indem die gemessene Kurve um die angenommene Laufzeitverzögerung von 30 ns korrigiert wird. Diese Korrektur ist hier notwendig, um diese Methode mit der folgenden vergleichen zu können.
2. Eine grundsätzlich andere Bestimmung des Phasenverlaufs des Diodenlasers ist mittels eines Resonators geringer Finesse möglich. Hier wurde ein Dreieckresonator verwendet, um die Finesse durch Einstellen der Spiegelwinkel anpassen zu können. Wieder wurde mit dem NA der Laserdiodenstrom des Slavelasers moduliert, aber die Information über die Phase wurde hier aus dem Transmissionssignal des Dreieckresonators mittels einer Photodiode gewonnen. Befindet man sich auf einer Flanke des Transmissionssignals, führt die Modulation zu einer Wellenlängenänderung des emittierten Laserlichts und somit zu einer entsprechenden Änderung des Transmissionssignals auf der Photodiode hinter dem Dreieckresonator. Die durch die Strommodulation verursachte, direkte Intensitätsmodulation des Diodenlasers würde ebenfalls die Resonatortransmission modulieren, dieser Effekt ist hier aber vernachlässigbar klein. Das Photodiodensignal dient als Eingangssignal für den NA. Wie bei der anderen vorgestellten Methode muss auch hier die gemessene Kurve zunächst von der Phasenverzögerung aufgrund von Laufzeiten (hier $\Delta\tau \approx 20$ ns) bereinigt werden, bevor man den Phasenverlauf des Diodenlasers erhält, wie er in der schwarzen Kurve von Abbildung 3.10 gezeigt ist.

Die mittels zweier unterschiedlicher Methoden gemessenen Phasenverläufe des Slavelasers stimmen recht gut überein. Die geringe Abweichung für mittlere Frequenzen lässt sich qualitativ dadurch erklären, dass bei der OPLL-Methode der Phasen- und Frequenzdetektor nicht ausschließlich im Frequenzdetektionsmodus betrieben wird, d.h. es kommen phasenabhängige Anteile dazu. Diese besitzen aufgrund der Relation $\theta \propto \int f$ ein tiefpassähnliches Verhalten, was in dem Bereich größerer Frequenzen eine stärkere Phasenverzögerung erklären würde.

Da für die Messung mit dem Dreieckresonator eine Photodiode mit maximaler Bandbreite von 2 MHz verwendet wurde, können die Phasenverläufe nur bis zu einer Fre-

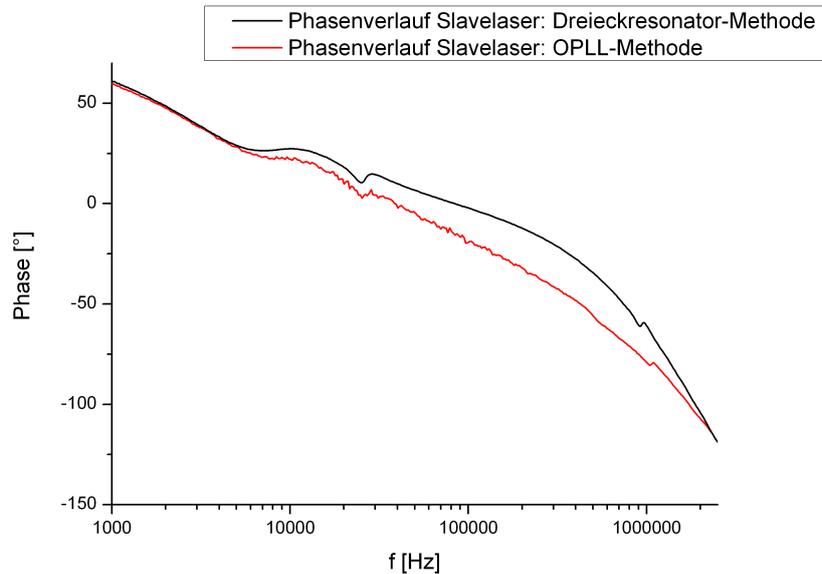


Abbildung 3.10: Phasenverlauf des Slavelasers, gemessen mittels Dreieckresonator-Methode (schwarze Kurve) und OPLL-Methode (rote Kurve). Die gemessenen Kurven der beiden Methoden stimmen recht gut überein. Sie zeigen das Tiefpassverhalten des Slavelasers bei hohen Frequenzen deutlich.

quenz von ungefähr 200 kHz sinnvoll miteinander verglichen werden. Für größere Frequenzen ist der durch die Photodiodenbandbreite bedingte Phasenverlauf zwar abnehmend ($\approx -45^\circ \dots -90^\circ$ in dem -3 dB-Grenzfrequenzbereich) aber nicht genauer bekannt.

Ingesamt bestätigt sich das angenommene Tiefpassverhalten des Diodenlasers bei höheren Frequenzen, d.h. bei einer Frequenz $f = 2$ MHz beträgt die gemessene Phasenverzögerung bereits -106° .

Das Phasenhubglied

Aus den soeben bestimmten Phasenverzögerungen durch Laufzeit und Slavelaser lässt sich ableiten, dass Signale mit $f = 1$ MHz eine Gesamtphasenverzögerung von -89° erfahren, wohingegen Signale mit $f = 2$ MHz schon um -128° in der Phase verzögert sind. Um die Regelbandbreite der optischen Phasenregelschleife zu erhöhen, muss für diesen Frequenzbereich ein künstlicher Phasenhub geschaffen werden. Als Vorbild diente hierzu ein von M. Prevedelli und Mitarbeitern [Pre95] vorgeschlagenes Phasenhubglied (vgl. Abbildung 3.11).

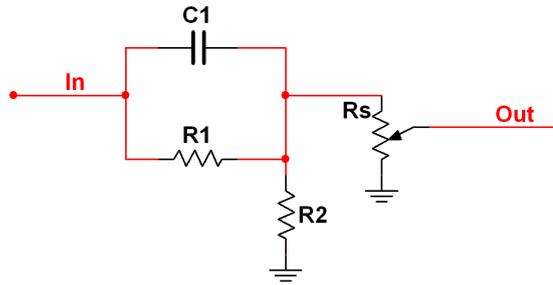


Abbildung 3.11: Das von M. Prevedelli und Mitarbeitern [Pre95] vorgeschlagene Phasenhubglied. Durch Anpassen der Widerstands- und Kondensatorwerte kann die Phase in unterschiedlichen Frequenzbereichen verschieden stark angehoben werden. Mit dem einstellbaren Widerstand R_s kann eine Abschwächung des Korrektursignals vorgenommen werden.

Um passende Werte für Widerstände und Kondensatoren für den Phasenhubbereich von $f = 1 \dots 2$ MHz zu bestimmen, wurde das Phasenhubglied in einem Elektroniksimulationsprogramm (Multisim Analog Devices Edition) mit verschiedenen Parameterbereichen getestet. Um auch noch nach der Platinenfertigung die Regelung justieren zu können, fiel die Wahl auf Potentiometer $R_1 = 10$ k Ω , $R_2 = 1$ k Ω und $R_s = 0.5$ k Ω , sowie einen Kondensator mit fester Kapazität $C_1 = 220$ pF (in Anhang B befinden sich Schaltplan und Platinen-Layout für den Schleifenfilter). Abbildung 3.12 zeigt die gesamte Schaltung des Schleifenfilters, mit den im Experiment gefundenen optimalen Einstellwerten des Phasenhubglieds anstelle der Potentiometer.

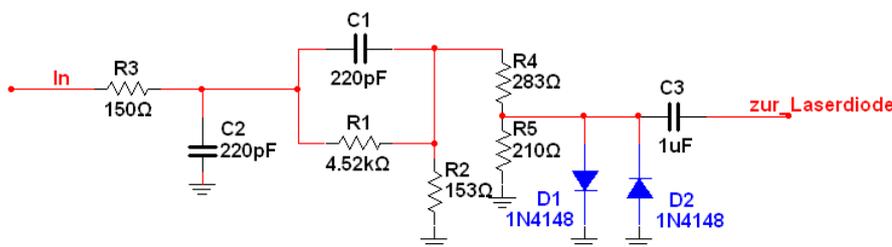


Abbildung 3.12: Der gesamte Schleifenfilter mit den empirisch ermittelten, optimalen Einstellwerten der Potentiometer, hier als feste Widerstandswerte dargestellt.

Mithilfe dieser Werte lässt sich für den Schleifenfilter samt Phasenhubglied durch das Elektroniksimulationsprogramm der Phasenverlauf im Bodediagramm ausgeben und mit dem mittels NA aufgenommenen Phasenverlauf des Schleifenfilters vergleichen. Abbildung 3.13 stellt den theoretischen wie auch experimentell bestimmten Phasenverlauf in einem Graphen dar. Sie zeigen eine weitgehend gute Übereinstimmung. Der Schleifenfilter hebt die Phase in dem zuvor bestimmten kritischen Bereich um 53° bei $f = 1$ MHz bzw. 40° bei $f = 2$ MHz an, wodurch sich die Regelbandbreite über diesen Frequenzbereich hinaus vergrößert.

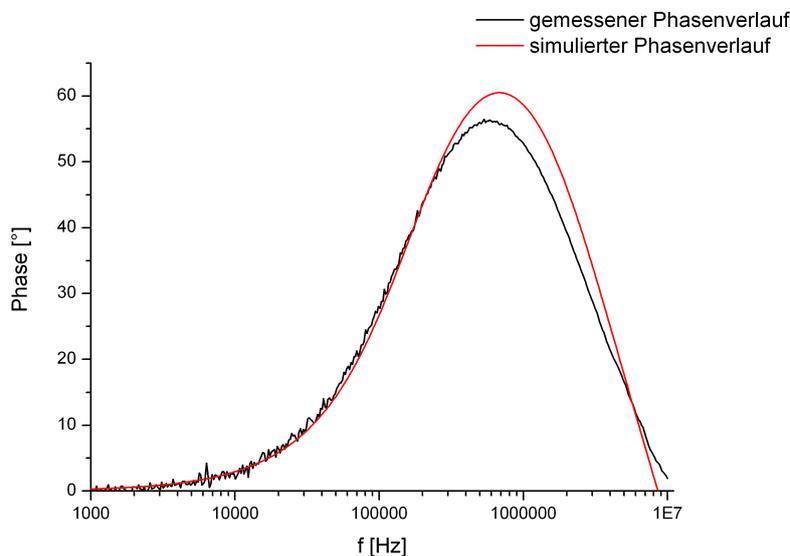


Abbildung 3.13: Phasenverlauf des Schleifenfilters für den Frequenzbereich 1 kHz bis 10 MHz. Das Phasenhubglied sorgt für eine maximale Anhebung der Phase um 62° bei 780 kHz.

Damit ist es nun möglich, die optische Phasenregelschleife in kombinierter Regelung des Laserdiodenstromes und des Gitter-PZAs zu betreiben. Es wird dadurch ein stabiles Beat-Signal erreicht, wie es in Abbildung 3.14 dargestellt ist, das einen Großteil seiner Leistung in dem schmalen Träger bei der Zentralfrequenz vereint, der etwa 40 dB über dem Untergrund liegt. Des weiteren sind die charakteristischen, sogenannten „Servo-Bumps“ der Regelung bei ± 2.3 MHz zu erkennen, die entstehen, wenn aufgetretene Störungen nicht mehr gegenphasig kompensiert werden, sondern die Phasenverzögerung bei dieser Frequenz so weit abgefallen ist, dass es zu einer Verstärkung der Störungen kommt. Hierdurch ist die Regelbandbreite gegeben, die so mit dem Schleifenfilter auf etwa 2.3 MHz angehoben werden konnte. Es sind außerdem schmale Spitzen von Störungen um ± 800 kHz herum zu sehen, deren Herkunft noch nicht geklärt ist.

Abbildung 3.15 zeigt eine weitere Spektromaufnahme des Beat-Signals, hier für eine Frequenzspanne von 210 Hz. Bei dem Auflösungsvermögen von 3 Hz ist die Grenze des verwendeten Spektrumanalysators erreicht. Die gemessene FWHM-Linienbreite (-3 dB) von 3.3 Hz ist daher durch die technischen Gegebenheiten limitiert, die tatsächliche Linienbreite wird kleiner sein. Des weiteren erkennt man durch Vergleich mit Abbildung 3.3, dass diese Regelung den Slavelaser so gut phasenstabilisiert, wie es das Lokaloszillatorsignal bei 9.2 GHz zulässt.

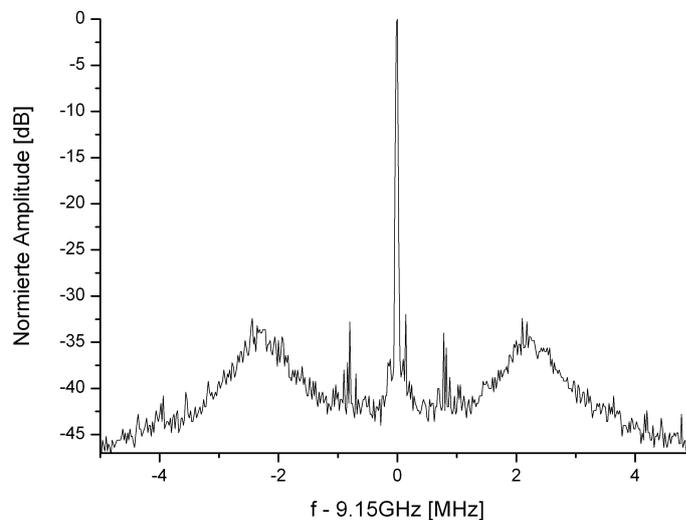


Abbildung 3.14: Beat-Signal bei 9.15 GHz in einer Frequenzspanne von 10 MHz. Die sogenannten „Servobumps“, die Aufschluss über die Regelbandbreite geben, liegen bei ungefähr ± 2.3 MHz. Noch nicht weiter identifizierte Störsignale liegen bei ± 800 kHz vor. Die Auflösungsbandbreite beträgt 300 Hz, die Video-Bandbreite 500 Hz und die Aufnahmedauer 5 min.

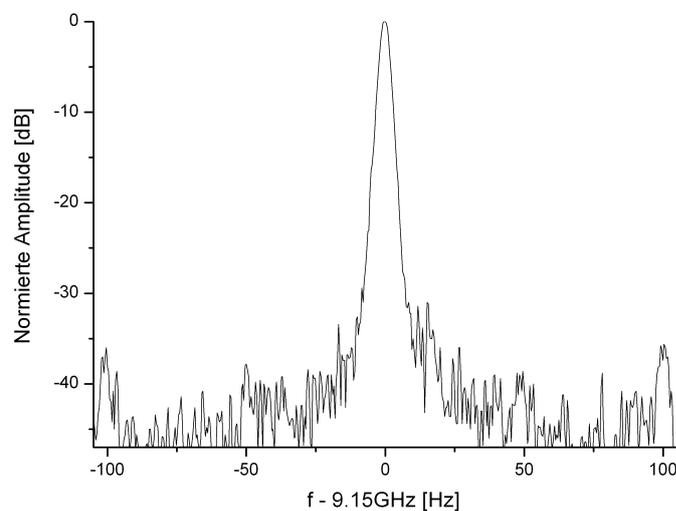


Abbildung 3.15: Das Beat-Signal bei 9.15 GHz, aufgelöst in einem Frequenzbereich von 210 Hz. Der Träger liegt ungefähr 40 dB über dem Rauschuntergrund, in annähernder Übereinstimmung mit den in Abbildung 3.3 gezeigten Lokaloszillatorsignalen. Dadurch ist erkennbar, dass das Phasenrauschen des Lokaloszillatorsignals die derzeit die Regelung limitierende Größe ist. Die Auflösungsbandbreite beträgt hierbei 3 Hz, die Video-Bandbreite 1.5 Hz und die Aufnahmedauer 2 min.

Eine weitere Verbesserung ist also nur zu erwarten, wenn dieses Signal durch eines mit weniger Phasenrauschen ersetzt wird. Die Spektrumanalysator-Aufnahme in Abbildung 3.15 zeigt zudem nicht vollständig unterdrückte Vielfache von 50 Hz-Quellen bei ± 100 Hz, ± 50 Hz abseits vom Träger.

Der Effekt des Phasenhubes durch den Schleifenfilter ist auch in dem Phasenverlauf der Gesamtschleife deutlich zu erkennen, wie Abbildung 3.16 zeigt. Der mit dem NA gemessene Gesamtphasenverlauf mit Schleifenfilter (schwarze Messkurve) liegt für höhere Frequenzen bei kleineren Phasenverzögerungen als der ohne Schleifenfilter gemessene Phasenverlauf (rote Messkurve).

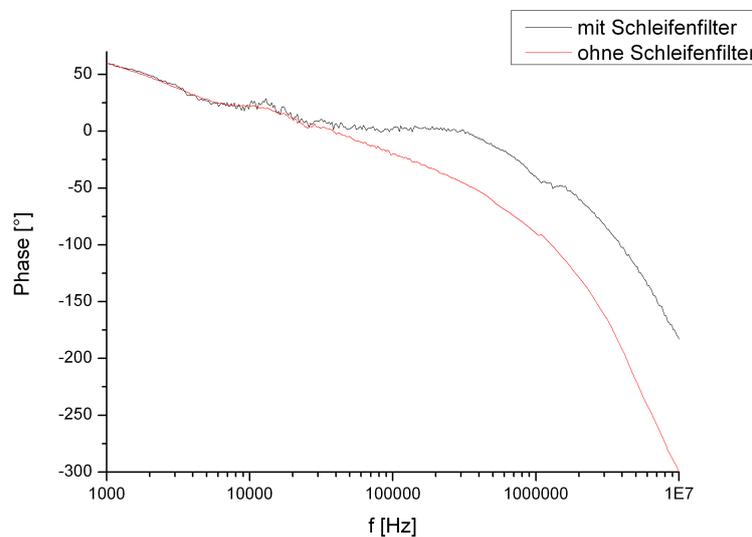


Abbildung 3.16: Dargestellt ist der Phasenverlauf der gesamten optischen Phasenregelschleife, in schwarz mit dem Schleifenfilter, in rot ohne Schleifenfilter. Durch den Schleifenfilter wird die Phase bei hohen Frequenzen künstlich angehoben, was zu einer vergrößerten Regelbandbreite führt.

3.5.3 Charakterisierung des phasenstabilisierten Gesamtsystems

Um zu einer qualitativen Beurteilung der erreichten Phasenstabilität zwischen Master- und Slavelaser zu gelangen, wird hier zunächst ein theoretisches Modell vorgestellt, das einen Zusammenhang zwischen mittlerem quadratischen Phasenfehler und der spektralen Leistungsdichte im Träger des Beat-Signals herstellt.

Theoretisches Modell zur Analyse der Phasenstabilität

In [Zhu93] beschreiben M. Zhu und J.L. Hall ein theoretisches Modell zur Analyse des optischen Leistungsspektrums eines Laserlichtfelds, das Fluktuationen in Amplitude und Phase aufweist. Wir wollen uns hier auf Phasenfluktuationen, ausgedrückt durch $\theta_N(t)$, beschränken und gehen von einem in der Amplitude konstanten elektrischen Feld in der skalaren Form

$$E(t) = E_0 \cdot \exp(-i\omega_0 t - i\theta_N(t)) \quad (3.16)$$

aus.

Allgemein ist die Autokorrelationsfunktion $R_X(t)$ einer zeitabhängigen Funktion $X(t)$ definiert als

$$R_X(\tau) = \langle X(t)X^*(t + \tau) \rangle, \quad (3.17)$$

wobei die dreieckigen Klammern $\langle \dots \rangle$ eine zeitliche Mittelung angeben. Angewandt auf das hier betrachtete elektrische Feld lautet die Autokorrelationsfunktion

$$\begin{aligned} R_E(\tau) &= \langle E(t)E^*(t + \tau) \rangle \\ &= E_0^2 e^{i\omega_0 \tau} \langle \exp[i\varphi_N(t + \tau) - i\varphi_N(t)] \rangle. \end{aligned} \quad (3.18)$$

Stellt die stochastische Phasenfluktuation einen Gaußschen Prozess dar, d.h. ist sie normalverteilt, lässt sich nach [Zhu93] die Relation

$$\langle \exp[i\varphi_N(t + \tau) - i\varphi_N(t)] \rangle = \exp[R_{\varphi_N}(\tau) - R_{\varphi_N}(0)] \quad (3.19)$$

anwenden. Im Limes großer Zeiten τ verschwindet die Autokorrelationsfunktion von R_{φ_N} ,

$$\lim_{\tau \rightarrow \infty} R_{\varphi_N}(\tau) = 0. \quad (3.20)$$

Damit bleibt als stationärer Anteil

$$\begin{aligned} R_E(\tau)_{\tau \rightarrow \infty} &= E_0^2 e^{i\omega_0 \tau} e^{-R_{\varphi_N}(0)} \\ &= E_0^2 e^{i\omega_0 \tau} e^{-\langle \varphi^2 \rangle} \end{aligned} \quad (3.21)$$

übrig. Aus dieser Gleichung kann der Anteil der optischen Leistung im Träger des Signals, η , abgelesen werden, er ist gegeben durch

$$\eta = e^{-\langle \varphi^2 \rangle}. \quad (3.22)$$

Im Experiment lässt sich mittels Spektrumanalysator die spektrale Leistungsdichte $P_E(\omega)$ des Beat-Signals messen, da diese zum Quadrat des elektrischen Feldes proportional ist, also auch zur Intensität und damit zur Ausgangsspannung der Photodiode. Aus der gemessenen spektralen Leistungsdichte $P_E(\omega)$ kann der Leistungsanteil im Träger bestimmt werden und daraus der mittlere Phasenfehler durch Gleichung (3.22).

Experimentelle Bestimmung des Phasenfehlers aus dem Leistungsanteil des Trägers

Der mittlere quadratische Phasenfehler lässt sich nach Gleichung (3.22) aus dem Leistungsanteil des Trägers ermitteln. Dazu wurde die optische Phasenregelschleife mit optimal eingestellten Potentiometerwerten des Schleifenfilters betrieben. Das Beat-Signal wurde mit dem Spektrumanalysator in verschiedenen Frequenzbereichen und mit unterschiedlichen Auflösungsbandbreiten (engl.: Resolution Bandwidth, RBW) aufgezeichnet. Abweichend von Abbildung 3.14 wurde versucht, durch eine jeweils relativ große RBW (für die Frequenzspanne von 10 MHz mit der maximal, am verwendeten Spektrumanalysator einstellbaren RBW von 17 kHz) den Träger mit möglichst vielen Sample-Punkten abzubilden. Dies erhöht die Genauigkeit, mit der die Leistung im Träger bestimmt werden kann. Einer Intervallschachtelung ähnlich habe ich die Spektren (vergleiche Abbildung D.1 im Anhang D) unterschiedlicher Frequenzspannen ineinander gesetzt, so dass sich hieraus ein Gesamtspektrum ergibt, bei dem die Auflösung zur Zentralfrequenz von 9.15 GHz hin, wo sich der Träger befindet, immer feiner wird. Es muss beachtet werden, dass eine Verkleinerung der RBW auch kleinere, gemessene Spektralleistungen zur Folge hat. Um eine Vergleichbarkeit zwischen den aufgenommenen Spektren unterschiedlicher RBW und Frequenzspannen herzustellen, wurde dieser Effekt berücksichtigt. Aus dem Gesamtspektrum wurde der Leistungsanteil im Träger zu $\eta = 92.6\%$ bestimmt. Aus Gleichung (3.22) ergibt sich damit ein mittlerer Phasenfehler von

$$\varphi_{\text{rms}} = \sqrt{\langle \varphi^2 \rangle} = 15.9^\circ. \quad (3.23)$$

Nicht berücksichtigt wurde der Leistungsanteil, der sich außerhalb der 10 MHz-Frequenzspanne in Abbildung D.1(a) befindet. Dadurch ist der Leistungsanteil im Träger etwas zu groß und damit auch der mittlere Phasenfehler geringfügig zu klein abgeschätzt.

Experimentelle Bestimmung des Phasenfehlers aus dem RMS-Fehlersignal

Der mittlere Phasenfehler lässt sich noch mit einer anderen Methode bestimmen. Dazu wird die Standardabweichung des Fehlersignals betrachtet. Wie in Abschnitt 3.4.2 dargestellt, variiert die Fehlersignalspannung im Bereich von 0 mV bis -1500 mV, um Phasenabweichungen von $\pm 180^\circ$ anzuzeigen. Für fünf verschiedene Aufnahmen des Fehlersignals wurde eine Standardabweichung von $\Delta U_{\text{Fehler}} = 60$ mV gefunden. Daraus ergibt sich der mittlere Phasenfehler zu

$$\varphi_{\text{rms}} = \frac{\Delta U_{\text{Fehler}}}{1500 \text{ mV}} \cdot 360^\circ = 14.4^\circ. \quad (3.24)$$

Dieser Wert ist in recht guter Übereinstimmung mit dem in Gleichung (3.23) bestimmten mittleren Phasenfehler. Dass dieser etwas größer ist als der hier bestimmte Wert, ist erklärbar dadurch, dass sich im Fehlersignal nur Störungen mit Frequenzen widerspiegeln, die unterhalb der Grenzfrequenz des im Schleifenfilter verwendeten Tiefpasses (siehe dazu Abschnitt 3.5.2) liegen, hier also Frequenzen kleiner als 5 MHz besitzen. Dadurch werden höherfrequente Phasenfluktuationen bei dieser Methode nicht berücksichtigt, wodurch sich ein kleinerer mittlerer Phasenfehler ergibt.

Kapitel 4

Messung von Raman-Übergängen

Das phasenstabilisierte Lasersystem soll durch Messungen von Raman-Rabi-Oszillationen an dem Einzelatom-Experiment getestet werden. Die Raman-Übergänge sollen dabei durch zwei Laser, also zunächst ohne Resonatorfeld getrieben werden. Es soll damit die korrekte Arbeitsweise der optischen Phasenregelschleife und die Verwendbarkeit des Gesamtsystems zum Treiben von Raman-Übergängen sichergestellt werden. Dazu wurde das neue System in den bestehenden Aufbau integriert, wobei verschiedene Vorüberlegungen bezüglich der Experimentanordnung und -durchführung bereits einfließen.

Es sind Raman-Übergänge zwischen den Hyperfeinzuständen $|F = 3\rangle$ und $|F = 4\rangle$ von Caesium vorgesehen, die von zwei phasenkohärenten Lichtfeldern getrieben werden, wie es in Abschnitt 2.1 theoretisch beschrieben ist. Es müssen dazu also die Strahlen sowohl von Master- als auch Slavelaser, nachfolgend Raman-Strahlen genannt, im phasenstabilisierten Betrieb verwendet werden. Da sich der Aufbau der optischen Phasenregelschleife auf einem anderen optischen Tisch befindet als das Einzelatom-Experiment, müssen zunächst die Raman-Strahlen mittels einer optischen Faser zu diesem geführt werden. Der Einfachheit halber werden beide Raman-Strahlen gemeinsam durch eine optische Faser auf den Haupttisch geleitet. Dort hat man also einen kollinearen Strahlengang der Raman-Strahlen vorliegen, der für die Auswahl der für den Raman-Übergang verwendeten Zeeman-Unterniveaus später bedeutend ist. Man erhält dadurch weiterhin eine bestmögliche räumliche Überlagerung beider Strahlen.

4.1 Polarisation der Raman-Strahlen

In Abschnitt 2.1 wurde für die Raman-Übergänge ein Atom vereinfachend betrachtet als Drei-Niveau-System. Aus den Gleichungen (2.8) und (2.10) ergibt sich damit eine

Raman-Rabifrequenz von

$$\Omega_{\text{Raman}} = \frac{1}{2\hbar^2} \frac{\langle u | \hat{\mathbf{d}} \cdot \mathbf{E}_S | e \rangle \langle e | \hat{\mathbf{d}} \cdot \mathbf{E}_P | g \rangle}{\Delta}. \quad (4.1)$$

Das Caesium-Atom stellt jedoch ein komplexeres System dar, bei dem weitere Niveaus, d.h. zusätzliche angeregte Zustände sowie Zeeman-Unterstufen berücksichtigt werden müssen, da sie die Raman-Rabifrequenz in entscheidender Weise beeinflussen. Die Hinzunahme aller angeregten Zustände $|F', m'_F\rangle$ der D2-Linie von Caesium führt auf

$$\Omega_{\text{Raman}} = \frac{1}{2\hbar^2} \sum_{F', m'_F} \frac{\langle F'', m''_F | \hat{\mathbf{d}} \cdot \mathbf{E}_S | F', m'_F \rangle \langle F', m'_F | \hat{\mathbf{d}} \cdot \mathbf{E}_P | F, m_F \rangle}{\Delta_{F'}}. \quad (4.2)$$

Da die Verstimmung im Experiment zu den angeregten Zuständen der D1-Linie sehr groß ist, ist es gerechtfertigt, diese zu vernachlässigen. Des Weiteren ist es auch zulässig für alle angeregten Zustände $|F'\rangle$ eine einheitliche Verstimmung zu wählen, $\Delta_{F'} = \Delta_{J'=3/2} \sim 20$ GHz als Verstimmung zum angeregten Zustand $J' = 3/2$, da diese im Experiment viel größer ist als die Frequenzdifferenzen zwischen den einzelnen Hyperfeinzuständen $F' \lesssim 500$ MHz, d.h. $\Delta_{J'=3/2} \gg \Delta'_{\text{HFS}}$. Mit dieser Näherung, den gegebenen Anfangs- und Endzuständen des Raman-Übergangs $|F = 3\rangle$ bzw. $|F = 4\rangle$, sowie dem Dipoloperator $\hat{\mathbf{d}} = e \cdot \mathbf{r}$ gelangt man damit zu

$$\Omega_{\text{Raman}} = \frac{e^2}{2\hbar^2 \cdot \Delta_{J'=3/2}} \sum_{\substack{F'=\{3,4\} \\ m'_F}} \langle 4, m''_F | \mathbf{r} \cdot \mathbf{E}_S | F', m'_F \rangle \langle F', m'_F | \mathbf{r} \cdot \mathbf{E}_P | 3, m_F \rangle. \quad (4.3)$$

Eine Berechnung der Summe über diese Matrixelemente unter Verwendung des Wigner-Eckart-Theorems findet sich in [Sob96, Mue01]. Das Ergebnis für die Raman-Rabifrequenz lautet

$$\Omega_{\text{Raman}} = \frac{\Omega_P \Omega_S}{2\Delta_{J'=3/2}} \cdot \sqrt{X(m_F)}, \quad (4.4)$$

mit dem von der magnetischen Quantenzahl abhängigen Faktor

$$X(m_F) = \begin{cases} \frac{1}{288}(4 + m_F)(5 + m_F) & : (\pi, \sigma^-), (\sigma^+, \pi) \\ \frac{1}{288}(4 - m_F)(5 - m_F) & : (\pi, \sigma^+), (\sigma^-, \pi) \\ \frac{1}{9} \left[1 - \left(\frac{m_F}{4} \right)^2 \right] & : (\sigma^+, \sigma^+), (\sigma^-, \sigma^-) \\ 0 & : (\pi, \pi), (\sigma^\pm, \sigma^\mp). \end{cases} \quad (4.5)$$

Hierbei sind die bezüglich der Quantisierungsachse wirksamen Polarisationen des elektrischen Pump- und Stokesfeldes in Klammern angegeben, $(q, q') = (q_P, q_S)$ mit $(\sigma^-, \pi, \sigma^+)$ entsprechend $m_{F'} - m_F = -1, 0, +1$ für q bzw. $m_{F'} - m_{F''} = -1, 0, +1$ für q' , und die magnetische Quantenzahl ist zu wählen aus dem $|F = 3\rangle$ -Zustand. Ein wesentliches Ergebnis dieser Berechnungen ist, dass eine destruktive Interferenz

der beiden Summanden für reine (π, π) - bzw. (σ^\pm, σ^\mp) -Polarisation vorliegt und diese Raman-Übergänge daher unterdrückt sind.

Die Raman-Strahlen besitzen aufgrund eines gemeinsam durchlaufenen Polarisators vor der Fasereinkopplung die gleiche Polarisation. Da für die (π, π) -Polarisation Raman-Übergänge verboten sind, bleibt die zirkulare Polarisation der Strahlen als einzige verwendbare übrig. Der bestehende Experimentaufbau bietet die naheliegende Möglichkeit, eine solche zirkulare Polarisation herzustellen, indem die Raman-Strahlen auf dem Haupttisch den gleichen Weg nehmen wie der Laserstrahl zum optischen Pumpen, der dort ebenfalls zirkular polarisiert wird und bereits auf die MOT justiert ist. Diese Strahlen verlaufen entlang der Dipolfallenachse, wie in Abbildung 4.1 dargestellt. Während des Experimentes wird dann entlang dieser Achse ein Magnetfeld zugeschaltet, welches die Quantisierungsachse vorgibt und damit in dieser Konfiguration (σ^+, σ^+) -Raman-Übergänge ermöglicht, hierbei ist $\Delta m_F = m_{F''} - m_F = 0$.

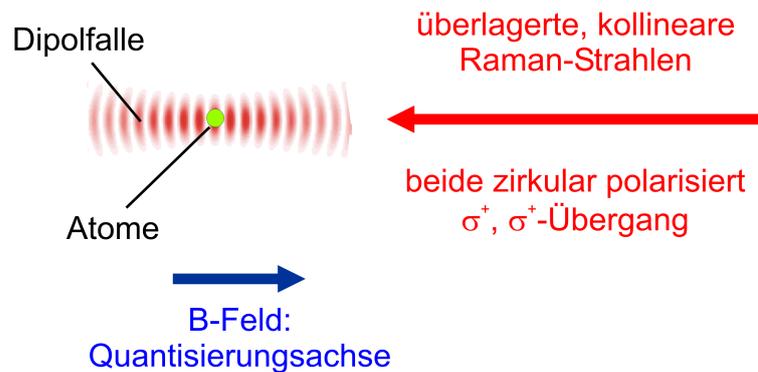


Abbildung 4.1: Die experimentelle Anordnung zur Messung von Raman-Übergängen mit $\Delta m_F = m_{F''} - m_F = 0$ ist schematisch dargestellt. Ein zugeschaltetes Magnetfeld gibt die Quantisierungsachse vor.

Um einen definierten Raman-Übergang mit nur einem der Zeeman-Unterzustände durchführen zu können, müssen erstens deren Entartung aufgehoben und zweitens die Atome in einem bestimmten Zeeman-Unterzustand präpariert werden. Die Entartung wird durch das Anlegen des Magnetfeldes B aufgehoben, wodurch die Zeeman-Niveaus gemäß

$$\Delta E_{\text{Zeeman}} = g_F \mu_B m_F B \quad (4.6)$$

aufspalten.

Eine in dem Experiment übliche Präparationsweise der Atome in einem bestimmten Zeeman-Niveau besteht darin, diese durch optisches Pumpen in den Zustand $|F = 4, m_F = 4\rangle$ zu transferieren. Aus diesem Zeeman-Niveau ist jedoch kein Raman-Übergang mit $\Delta m_F = 0$ möglich. Deswegen geschieht die Präparation der Atome in dem für den Raman-Übergang möglichen Anfangszustand $|F, m_F\rangle = |3, 3\rangle$ wie folgt:

In der MOT werden Atome geladen und in dem Zustand $|F = 4\rangle$ präpariert, bevor sie in die Dipolfalle umgeladen werden. Hier wird durch zirkulares optisches Pumpen die gesamte Population in den Zustand $|F, m_F\rangle = |4, 4\rangle$ transferiert. Es ist nun ein weiterer Transfer der Population in den Zustand $|F, m_F\rangle = |3, 3\rangle$ notwendig, der mittels einer adiabatischen Passage mit Mikrowellen [Khu05] durchgeführt wird. Die Raman-Übergänge sind damit zwischen den Zuständen $|3, 3\rangle$ und $|4, 3\rangle$ vorgesehen.

4.2 Zeeman- und AC-Stark-Effekte

Um zu einem resonanten Zwei-Photonen-Prozess zu gelangen, müssen neben der Hyperfeinstrukturaufspaltung $\Delta E_{\text{HFS}} = 9.193 \text{ GHz}$ zwischen den Zuständen $|F = 3\rangle$ und $|F = 4\rangle$ von Caesium die Zeeman-Aufspaltung sowie Energieverschiebungen aufgrund des AC-Stark-Effektes, verursacht einerseits durch die Dipolfalle und andererseits durch die Raman-Strahlen, berücksichtigt werden. Aus einem zur Vorbereitung aufgenommenen Mikrowellen-Spektrum lässt sich die kombinierte Energieverschiebung $\Delta E_{|4,4\rangle \rightarrow |3,3\rangle}$ durch Zeeman-Aufspaltung sowie AC-Stark-Effekt der Dipolfalle für den Übergang $|4, 4\rangle \rightarrow |3, 3\rangle$ bestimmen. Da die Zeeman-Aufspaltung der dominierende der beiden Effekte (AC-Stark-Verschiebung der Dipolfalle ungefähr -10 kHz , Zeeman-Effekt im Bereich von $+5 \text{ MHz}$) und linear in m_F ist, lässt sich daraus die Zeeman-Verschiebung für den Raman-Übergang mittels

$$\Delta E_{|3,3\rangle \rightarrow |4,3\rangle} = \frac{6}{7} \cdot \Delta E_{|4,4\rangle \rightarrow |3,3\rangle} \quad (4.7)$$

in guter Näherung abschätzen.

Die Berechnung der AC-Stark-Verschiebung durch einen Laser mit Frequenz ω_L findet in Störungstheorie zweiter Ordnung statt, wobei das Atom als Mehrniveau-System und das elektrische Feld klassisch betrachtet wird, $\mathbf{E}(t) = \mathbf{E}_0 \cos(\omega t)$. Die AC-Stark-Verschiebung ΔE_i beträgt für einen Zustand $|i\rangle$ mit Quantenzahlen n, J, F, m [Sak94]:

$$\Delta E_i = -\frac{1}{4} \sum_{n', J', F', m'} \frac{1}{\hbar \Delta'_{if}} \left| \langle n J I F m | \hat{\mathbf{d}} \cdot \mathbf{E} | n' J' I F' m' \rangle \right|^2, \quad (4.8)$$

wobei über alle angeregten Zustände summiert wird und die effektive Verstimmung Δ'_{if} gegeben ist durch

$$\frac{1}{\hbar \Delta'_{if}} = \frac{1}{\hbar(\omega_{if} - \omega_L)} + \frac{1}{\hbar(\omega_{if} + \omega_L)} \quad (4.9)$$

mit der Übergangsfrequenz $\omega_{if} = (E_f - E_i)/\hbar$ zwischen den Zuständen $|i\rangle$ und $|f\rangle$. Es wird in der folgenden Rechnung (siehe dazu [Sch04b]) wiederum das Wigner-Eckart-Theorem [Sob96] angewendet. Das Ergebnis für die AC-Stark-Verschiebung hängt

von der Polarisation des Lichtfeldes ab und ist bei linearer Polarisation

$$\Delta E_{\pi}(\mathbf{r}) = -\frac{e^2}{12mc\epsilon_0} \left[\frac{2}{\omega_{|F=3,4}\Delta'_{|F=3,4}} + \right] I_{\pi}(\mathbf{r}) \quad (4.10)$$

und für zirkulare Polarisation

$$\Delta E_{\sigma^{\pm}}(\mathbf{r}) = -\frac{e^2}{12mc\epsilon_0} \left[\frac{2 \pm g_F m_F}{\omega_{|F=3,4}\Delta'_{|F=3,4}} \right] I_{\sigma^{\pm}}(\mathbf{r}). \quad (4.11)$$

Terme der D1-Linie werden hier, wie oben, vernachlässigt. Dabei bezeichnet $\omega_{|F=3,4}$ die Übergangsfrequenzen aus einem der Hyperfeinzustände $|F=3\rangle$ oder $|F=4\rangle$ des $6S_{1/2}$ -Niveaus in das $6P_{3/2}$ -Niveau, wobei dessen Hyperfeinstruktur wiederum vernachlässigt wird, und $\Delta'_{|F=3,4}$ ist die vom Hyperfeinzustand abhängige effektive Verstimmung. Diese lautet analog zu Gleichung (4.9) nun mit Laserfrequenz ω_L und der entsprechenden Übergangsfrequenz $\omega_{|F=3,4}$

$$\frac{1}{\hbar\Delta'_{|F=3,4}} = \frac{1}{\hbar(\omega_{|F=3,4} - \omega_L)} + \frac{1}{\hbar(\omega_{|F=3,4} + \omega_L)}. \quad (4.12)$$

Wir sind nun an der differentiellen AC-Stark-Verschiebung $\delta_{\text{AC-Stark}}$ interessiert, die zwischen den beiden Zuständen $|F=3\rangle$ und $|F=4\rangle$ durch die zwei zirkular polarisierten Lichtfelder der Raman-Strahlen zustande kommt. Sie ergibt sich aus den vier Einzelbeiträgen zu

$$\begin{aligned} \delta_{\text{AC-Stark}} &= \Delta E_{\sigma^+,|F=4\rangle,\text{Master}} - \Delta E_{\sigma^+,|F=3\rangle,\text{Master}} \\ &\quad + \Delta E_{\sigma^+,|F=4\rangle,\text{Slave}} - \Delta E_{\sigma^+,|F=3\rangle,\text{Slave}}. \end{aligned} \quad (4.13)$$

4.3 Intensitäten und Verstimmungen

Für die ersten durchgeführten Experimente betrug die Einzelleistung der Raman-Strahlen vor der Glaszelle jeweils $500 \mu\text{W}$, der Strahldurchmesser wurde mittels Strahlprofilkamera gemessen und betrug $2\omega_0 = 2.1 \text{ mm}$. Bei der verwendeten 300 mm -Fokussierlinse, durch die die Raman-Strahlen und der optische Pumpstrahl kurz vor der Glaszelle geführt werden, erwarten wir einen Strahlradius von $\omega_0 = 77 \mu\text{m}$ der Raman-Strahlen an dem Ort der MOT. Dies entspricht einer maximalen Intensität von $I_0 = 2.7 \frac{\text{W}}{\text{cm}^2}$ am Ort der Atome.

Beide Raman-Laser waren blau verstimmt gegenüber dem atomaren Übergang. Die Verstimmung des Masterlasers von dem Übergang $6^2S_{1/2}, F=4 \rightarrow 6^2P_{3/2}, F'=2, 3, 4, 5$ wurde zu $\Delta_{\text{Master}} = 2\pi \cdot 12 \text{ GHz}$ eingestellt, die des Slavelasers wurde entsprechend der Hyperfeinstrukturaufspaltung mit $\Delta_{\text{Slave}} = \Delta_{\text{Master}} + \Delta_{\text{HFS}}$ größer gewählt. Damit ergibt sich aus Gleichung (4.13) eine differentielle AC-Stark-Verschiebung von

$$\delta_{\text{AC-Stark}} = 2\pi \cdot 125 \text{ kHz}. \quad (4.14)$$

Bei den gewählten Leistungen der Raman-Strahlen liegt die resonante Einphotonen-Rabifrequenz jeweils bei $\Omega_{\text{Rabi,Master/Slave}} = 2\pi \cdot 258 \text{ MHz}$. Mittels der Gleichungen (4.4) und (4.5) ergibt sich hieraus eine zu erwartende resonante Raman-Rabifrequenz von

$$\Omega_{\text{Raman}} = 2\pi \cdot 367 \text{ kHz} . \quad (4.15)$$

Um diese Populationsoszillation zwischen den Grundzuständen zu detektieren, werden die Atome mit unterschiedlich langen Raman-Pulsen im Bereich von $0 \mu\text{s}$ bis $40 \mu\text{s}$ bestrahlt. Für das schnelle Schalten dieser Pulse wird ein akustooptischer Modulator verwendet. Nach den Raman-Pulsen wird der Atomzustand mittels eines zustandsselektiven Nachweises detektiert, bei dem Atome im $|F = 4\rangle$ -Zustand aus der Falle entfernt werden mittels eines sogenannten „push-out“-Lasers. Dieses Verfahren wird in [Kuh03] näher beschrieben.

Eine Messung dieser Raman-Rabi-Oszillationen konnte leider nicht mehr innerhalb der Zeit dieser Arbeit durchgeführt werden. Jedoch wurden erste Messungen zu Raman-Übergängen an Atomen, die nicht in einem bestimmten Zeeman-Unterszustand präpariert wurden, sondern über alle Zustände statistisch verteilt waren, durchgeführt. Es wurden dazu die Atome in dem Zustand $|F = 4\rangle$ präpariert und ein Magnetfeld der Stärke $B = 0.8 \text{ G}$ angelegt, welches die Entartung der Zeeman-Niveaus aufhebt. Mit den oben genannten Parametern von Leistungen und Verstimmungen wurde die Pulsdauer konstant zu $20 \mu\text{s}$ gewählt.

Es wurde die Frequenzdifferenz zwischen Master- und Slavelaser variiert in einer Spanne von $\pm 0.5 \text{ MHz}$ um die Zentralfrequenz von 9.19223 GHz in Schritten von 10 kHz . Nach den Raman-Pulsen wurde der Atomzustand detektiert. In Abbildung 4.2 ist das Messergebnis dargestellt, wobei hier der prozentuale Populationstransfer von $|F = 4\rangle$ nach $|F = 3\rangle$ gegen die Frequenzdifferenz aufgetragen ist.

Zu erkennen ist ein durchschnittlicher Populationstransfer von ungefähr 30%, d.h. es finden Raman-Übergänge statt, wodurch nach Beendigung des Raman-Pulses ein Teil der Atome in dem Zustand $|F = 3\rangle$ verbleibt. Die drei erkennbaren Einbrüche in dem Populationstransfer kommen dadurch zustande, dass zu diesen Zeitpunkten die Phasenstabilisierung zwischen Master- und Slavelaser deaktiviert wurde. Hier erwartet man entsprechend keine Raman-Übergänge und somit auch keinen Populationstransfer.

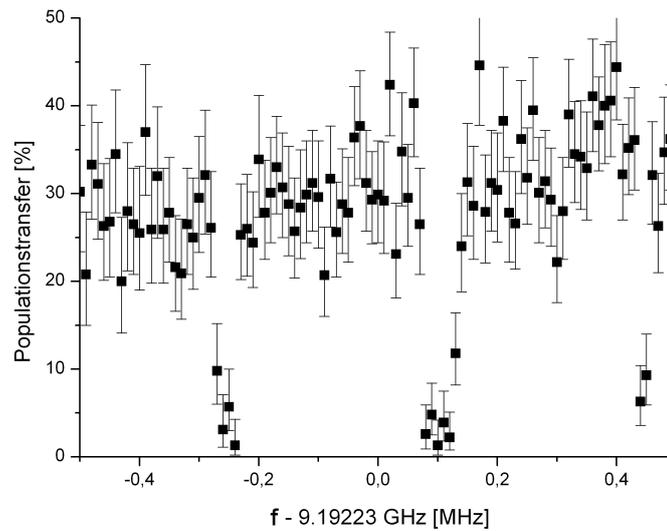


Abbildung 4.2: Messung von Raman-Übergängen an in der Dipolfalle gespeicherten Caesium-Atomen. Aufgetragen ist der Populationstransfer der Atome von $|F = 4\rangle$ nach $|F = 3\rangle$ gegen die Frequenzdifferenz zwischen Master- und Slavelaser. Zu erkennen ist ein durchschnittlicher Populationstransfer von ungefähr 30%, der dreimal unterbrochen ist. Zu diesen Zeitpunkten war die Phasenstabilisierung deaktiviert.

Dass die einzelnen Übergänge aus den Zeeman-Niveaus spektral nicht aufgelöst sind, liegt vermutlich an einer Verbreiterung dieser Spektrallinien durch die hier sehr hohe Intensität der beiden Raman-Strahlen (siehe dazu auch Gleichungen (2.12) und (2.13)).

Zusammenfassung und Ausblick

Aufbau einer optischen Phasenregelschleife

Im Rahmen dieser Arbeit habe ich mich mit einem der nächsten Ziele unseres Einzelatom-Experimentes, den resonatorinduzierten Raman-Übergängen, beschäftigt und hierfür eine universell einsetzbare optische Phasenregelschleife aufgebaut. Mit der optischen Phasenregelschleife können allgemein kohärente Raman-Übergänge zwischen den Hyperfeinzuständen $|F = 3\rangle$ und $|F = 4\rangle$ des Caesium-Atoms getrieben werden, sie stellt somit ein neues Werkzeug zur kohärenten Manipulation der internen Atomzustände in unserem Experiment dar. Durch den Einsatz zweier separater Diodenlaser, zwischen denen die optische Phasenregelschleife eine Phasenstabilisierung herstellt, sind verschiedene Anwendungen dieses Systems in unserem Experiment denkbar.

Mit der optischen Phasenregelschleife können die zwei Diodenlaser in einem Frequenzabstand von 9.2 GHz aufeinander phasenstabilisiert werden. Dabei entsteht ein Schwebungssignal mit einem extrem schmalen Träger bei dem Frequenzabstand der beiden Laser. Der Träger befindet sich 40 dB über dem Rauschuntergrund. Dies entspricht der maximal möglichen Phasenstabilisierung, die die verwendete 9.2 GHz-Referenzquelle derzeit zulässt. Es werden dabei über 90% der Gesamtleistung in dem Träger vereint, dieser Leistungsanteil steht somit in Form der phasenkohärenten Lichtfelder zum Treiben von kohärenten Raman-Übergängen zur Verfügung. Schließlich bietet der verwendete digitale Phasen- und Frequenzdetektor einen Frequenzdetektionsmodus, der eine bislang mit reinen Phasendetektoren (z.B. analogen Mischern) unerreichte Stabilität des Gesamtsystems im laufenden Betrieb bietet.

Simulationen zu resonatorinduzierten Raman-Übergängen

Ich habe Simulationen zu resonatorinduzierten Raman-Übergängen eines einzelnen Atoms mit den in unserem System gegebenen Parametern durchgeführt. Die freien Parameter ließen sich so optimieren, dass eine kohärente Populationsoszillation zwischen den Grundzuständen trotz der Dämpfung durch den Resonatorfeldzerfall

erkennbar ist. Dieser Dissipationskanal ist von den beiden betrachteten der dominierende, da durch eine ausreichend große Verstimmung Δ von dem angeregten Zustand die Besetzung dieses Zustandes und damit der spontane Zerfall aus diesem stark unterdrückt werden können.

Messung von Raman-Übergängen

Erste Testmessungen zu Raman-Übergängen wurden an dem Einzelatom-Experiment mit dem neu aufgebauten, phasenstabilisierten Lasersystem durchgeführt. Es wurden hierbei bereits Raman-Übergänge beobachtet, jedoch müssen weitergehende Messungen, z.B. von Raman-Rabi-Oszillationen, die Gewissheit bringen, dass das phasenstabilisierte Lasersystem auch in der Anwendung ordnungsgemäß funktioniert. Eine Optimierung der verwendeten Diodenlaser bezüglich Temperaturstabilität und Größe der modensprungfreien Bereiche wäre für weitere Experimente vorteilhaft.

Ausblick: Ein deterministisches Verschränkungsschema

Unser Experiment bietet die Voraussetzungen, um zukünftig ein deterministisches Verschränkungsschema wie es in [You03] vorgeschlagen wird, zu verfolgen. Dieses Schema sieht vor, zwei Atome, die sich im Resonator befinden und mit der Resonatormode gleich stark koppeln (siehe Abbildung 4.3(a)), durch einen Vier-Photonen-Übergang miteinander zu verschränken. Dieser kann als Erweiterung des in Abschnitt 2.2 beschriebenen Zwei-Photonen-Übergangs eines einzelnen Atoms (resonatorinduzierter Raman-Übergang) verstanden werden. Mit zwei Atomen ergibt sich hierbei ein Kopplungsschema wie es in Abbildung 4.3(b) gezeigt ist, mit Produktzuständen $|A, B, n\rangle$, die sich aus den Einzelzuständen des Atoms A , des Atoms B und der Photonenzahl n in der Resonatormode zusammensetzen.

Der Vier-Photonen-Übergang koppelt die Grundzustände $|g, u, 0\rangle$ und $|u, g, 0\rangle$ über drei virtuelle Zwischenzustände (siehe Abbildung 4.3) miteinander. Hierzu ist, wie bei den Zwei-Photonen-Übergängen, das Lichtfeld eines zusätzlichen Lasers, des sogenannten Raman-Lasers, notwendig, um den Vier-Photonen-Übergang kohärent zu kontrollieren. Dadurch ergeben sich Vier-Photonen-Raman-Rabi-Oszillationen zwischen den Grundzuständen $|g, u, 0\rangle$ und $|u, g, 0\rangle$. Ein $\pi/2$ -Puls auf diesem Vier-Photonen-Übergang transferiert das System, welches zu Anfang im Zustand $|g, u, 0\rangle$ präpariert wurde, in den Bell-Zustand maximaler Verschränkung,

$$|\Psi_{\text{Bell}}\rangle = \frac{|g, u, 0\rangle + i|u, g, 0\rangle}{\sqrt{2}}. \quad (4.16)$$

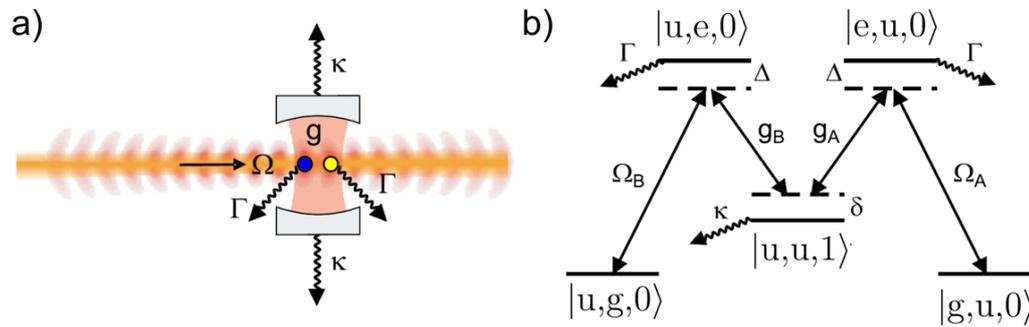


Abbildung 4.3: Schema zur Verschränkung zweier Atome im Resonator nach L. You: **a)** Experimentelle Anordnung, bei der sich zwei Atome im Resonator befinden und mit der Resonatormode koppeln. Entlang der Dipolfallenachse ist der zusätzliche Raman-Laser mit der Rabi-Frequenz Ω gezeigt. Wie in **b)** dargestellt koppeln der Raman-Laser und die Resonatormode die atomaren Zustände miteinander. Das Kopplungsschema zeigt einen Vier-Photonen-Raman-Prozess zwischen den beiden Grundzuständen $|g, u, 0\rangle$ und $|u, g, 0\rangle$, während die anderen drei Zustände virtuelle Zwischenzustände darstellen.

Ein Detail bei der Implementierung dieses Schemas betrifft das Vorzeichen, mit dem die Atome an die Resonatormode koppeln, da dieses von dem Ort des Atoms in der resonatorinternen Stehwelle abhängt. Die Position entlang der Resonatorachse, an der die Atome an die Resonatormode gekoppelt werden, variiert derzeit von Durchgang zu Durchgang. Um sich von einem solchen wechselnden Vorzeichen unabhängig zu machen, muss auch der Raman-Laser entlang der Resonatorachse verlaufen und ebenfalls eine Stehwelle erzeugen. Hierdurch würden sich die positionsabhängigen Vorzeichen von Kopplungsstärke g und Rabi-Frequenz des Raman-Lasers Ω_R wieder aufheben.

Hierzu wäre es nötig, den Raman-Laser in den Resonator einzukoppeln. Da die Resonanzfrequenz des Resonators und die Frequenz des Raman-Lasers zum Induzieren der Raman-Übergänge eine Differenz von 9.2 GHz aufweisen, muss dann die Leistung des Raman-Lasers vor dem Resonator entsprechend erhöht werden.

Ein Einkoppeln des Raman-Lasers in den Resonator löst das genannte Problem des wechselnden Vorzeichens. Dadurch kann zukünftig die Umsetzung des vorgeschlagenen deterministischen Verschränkungsschemas in unserem Experiment verfolgt werden.

Anhang A

Detaillierte Charakterisierung der OPLL-Komponenten

A.1 Schnelle Photodiode

Bei der in Abbildung A.1(a) gezeigten Messung zum Sättigungsverhalten der Photodiode betrug die Frequenzdifferenz zwischen Master- und Slavelaser 9.2 GHz und beide trugen mit gleichem Anteil an der Lichtgesamtleistung auf der Photodiode bei. Die Vorspannung der Photodiode betrug 8.7 V.

Aus der Ausgangsleistung P_{Ausgang} lässt sich so der Ausgangsstrom ermitteln, wenn man den üblichen Abschlusswiderstand von $R = 50 \Omega$ berücksichtigt,

$$I_{\text{rms}}(P_{\text{Ausgang}}) = \sqrt{\frac{P_{\text{Ausgang}}}{R}}. \quad (\text{A.1})$$

In Abbildung A.1(b) ist die Messung des Ausgangswechselstroms in Abhängigkeit von der Vorspannung dargestellt. Dabei haben die Laser wieder eine Frequenzdifferenz von 9.2 GHz und der Leistungsanteil jedes einzelnen liegt bei $150 \mu\text{W}$ auf der Photodiode.

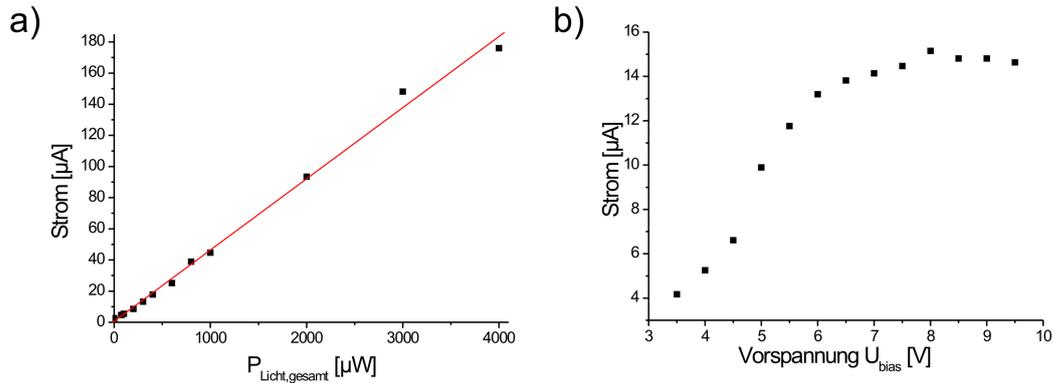


Abbildung A.1: Charakterisierung der Hamamatsu G4176 Photodiode. **a)** Es ist der Ausgangswechselstrom bei 9.2 GHz gegen die Lichtgesamtleistung aufgetragen. Die Messung wurde durchgeführt bei gleichem Leistungsanteil beider Laser auf der Photodiode und einer Frequenzdifferenz von 9.2 GHz. Die Vorspannung betrug dabei 8.7 V. Bis kurz vor der maximalen Belastbarkeitsgrenze von $P_{\text{Licht,max}} = 5 \text{ mW}$ sättigt die Photodiode nicht. Der für $P_{\text{Licht,gesamt}} = 4000 \mu\text{W}$ bestimmte Ausgangswechselstrom $I_{\text{rms}} = 176 \mu\text{A}$ entspricht einer gemessenen Leistung von $P_{\text{Ausgang}} = -28.1 \text{ dBm}$. **b)** Es ist der Ausgangswechselstrom gegen die Vorspannung U_{bias} aufgetragen. Er hängt ab einer Vorspannung von $U_{\text{bias}} \approx 7 \text{ V}$ nicht mehr wesentlich von dieser ab.

A.2 Vorverstärker

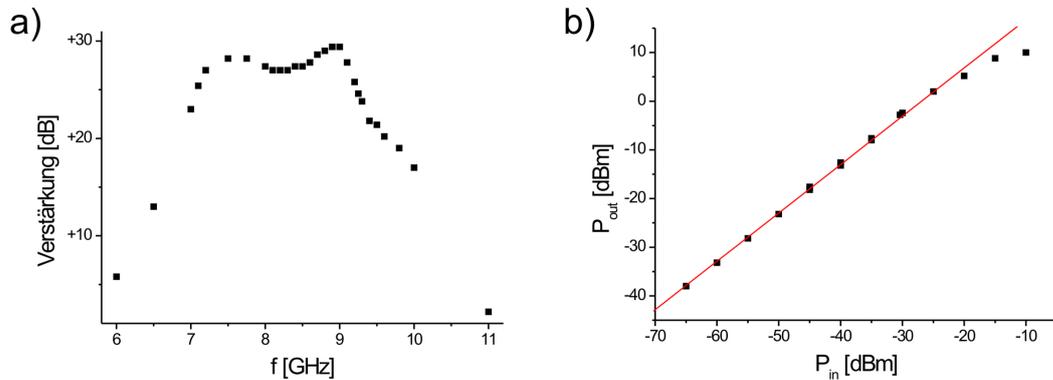


Abbildung A.2: Charakterisierung des Vorverstärkers KU LNA 922 A HEMT 220 von Fa. Kuhne. In **a)** ist das Verstärkungsspektrum gezeigt. Hierbei betrug die Signalleistung vor dem Vorverstärker -29 dBm , das verstärkte Signal wurde mit dem Spektrumanalysator aufgezeichnet. **b)** Das Verstärkungsprofil zeigt eine Verstärkung von etwa $+27 \text{ dB}$ im linearen Betriebsbereich. Die Sättigung beginnt bei etwa -20 dBm . Die Messung wurde bei einer festen Frequenz von 9.2 GHz durchgeführt.

A.3 Verstärker

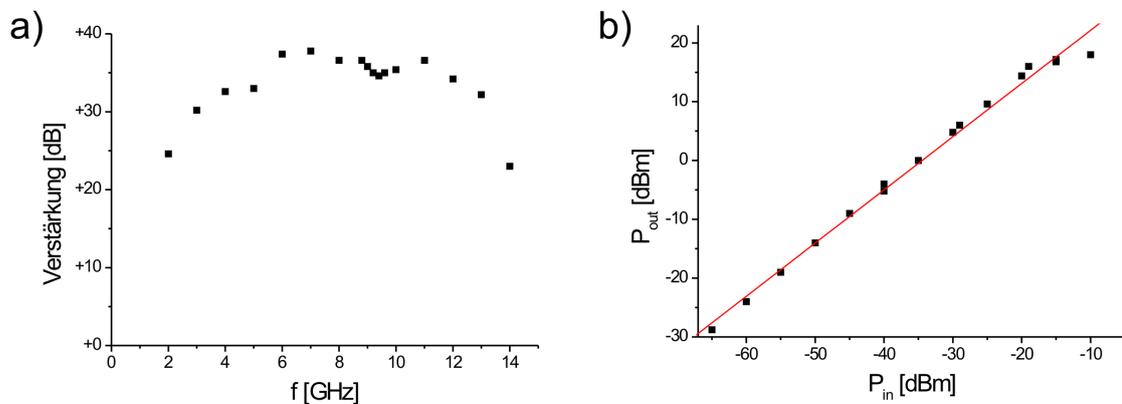


Abbildung A.3: Charakterisierung des Verstärkers AFS5-08001200-40-10P-5 von Fa. Mit-eq. Analog zu den Untersuchungen des Vorverstärkers wurde das in **a)** gezeigte Verstärkungsspektrum und in **b)** das Verstärkungsprofil aufgenommen. Die Verstärkung ist sehr breitbandig, wie in **a)** zu sehen ist. Dabei betrug die Eingangsleistung ebenfalls -29 dBm. Das Verstärkungsprofil in **b)**, wiederum aufgenommen bei einer Eingangsfrequenz von 9.2 GHz, zeigt eine Abweichung vom linearen Verlauf ab einer Eingangsleistung von $P_{\text{in}} = -15$ dBm, wo die Sättigung des Verstärkers einsetzt.

A.4 Mischer

Für die Messung des Conversion Loss wurde der Mischer am Lokaloszillator-Eingang (kurz: LO) mit einem 9.2 GHz-Signal bei $+9$ dBm betrieben, während am Radiofrequenz-Eingang (kurz: RF) ein Signal mit einer Leistung von -3 dBm und variabler Frequenz anlag. Aufgezeichnet wurde der Leistungspegel des IF-Ausgangs (engl.: Intermediate Frequency) mittels eines Spektrumanalysators. Die Differenz zwischen RF-Eingangsleistung und IF-Ausgangsleistung wird als Conversion Loss bezeichnet und ist für $f_{\text{RF}} = 9282.28$ MHz, $f_{\text{LO}} = 9252.28$ MHz mit -5.53 dB spezifiziert. Abbildung A.4(a) zeigt hierzu die Messergebnisse, während in (b) die Messergebnisse für die Sättigungsmessung des Mischers dargestellt sind. In beiden Messungen betrug die LO-Signalleistung $+9$ dBm.

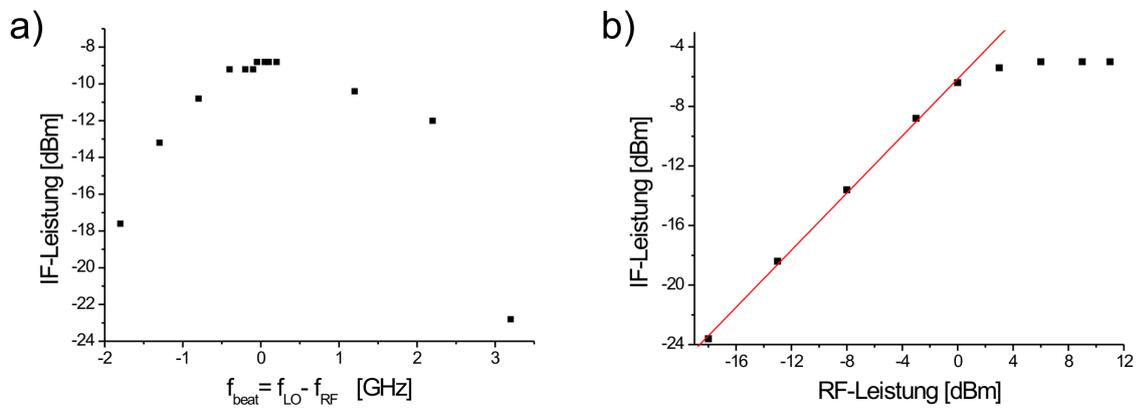


Abbildung A.4: Charakterisierung des Mixers Mini-Circuits ZMX-10G+. **a)** Gezeigt ist die IF-Ausgangsleistung in Abhängigkeit des Beat-Signals. Dabei ist die LO-Signalfrequenz fest, $f_{\text{LO}} = 9.2$ GHz, und die RF-Signalfrequenz wird variiert. Die RF-Signalleistung beträgt $P_{\text{RF}} = -3$ dBm. **b)** Ab einer RF-Eingangsleistung von 0 dBm beginnt die Sättigung des IF-Ausgangs. Hierbei ist $f_{\text{LO}} = 9.2$ GHz und $f_{\text{RF}} = 9.15$ GHz.

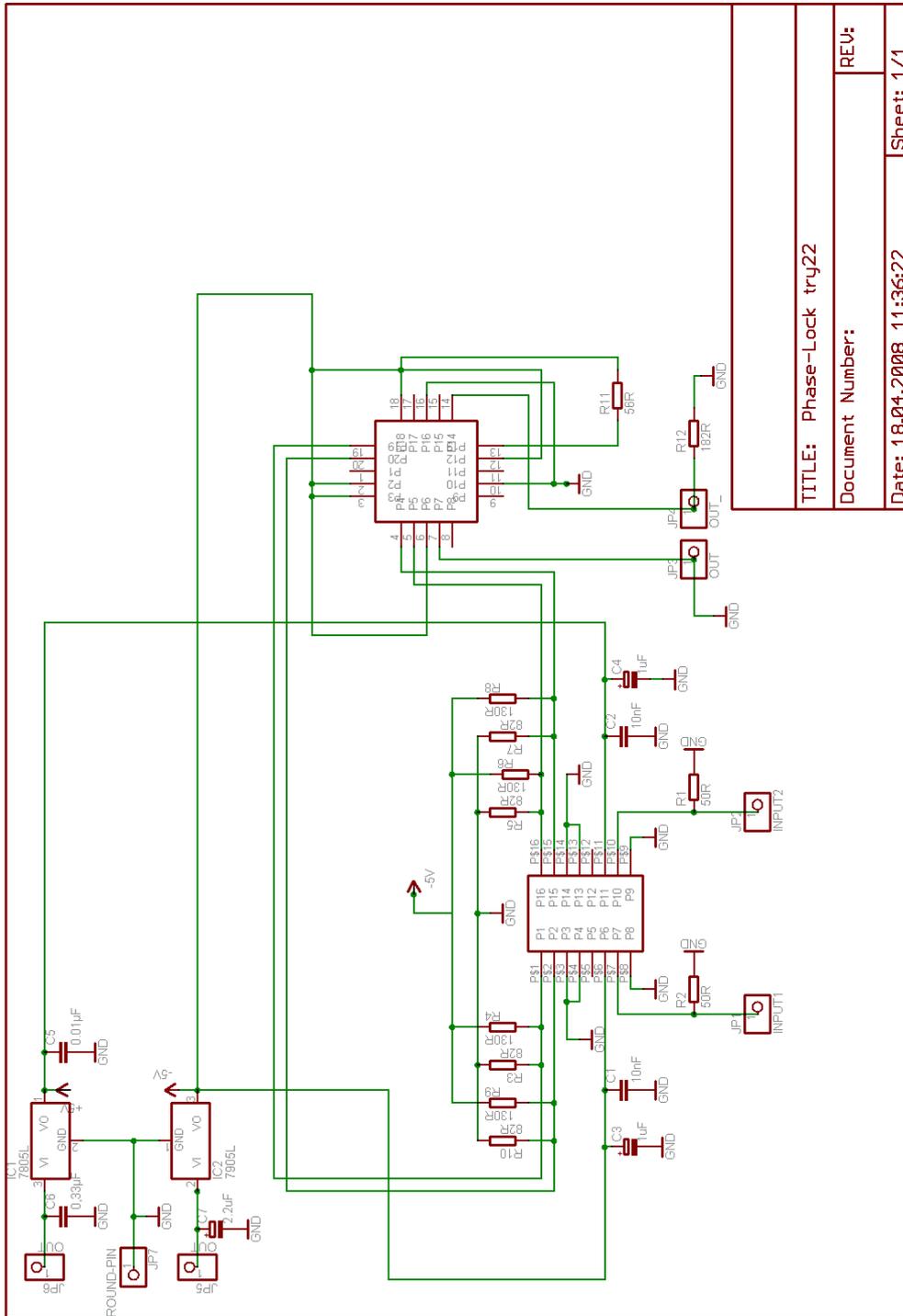


Abbildung B.2: PFD-Schaltplan

TITLE: Phase-Lock try22

Document Number:

Date: 18.04.2008 11:36:22

Sheet: 1/1

REV:

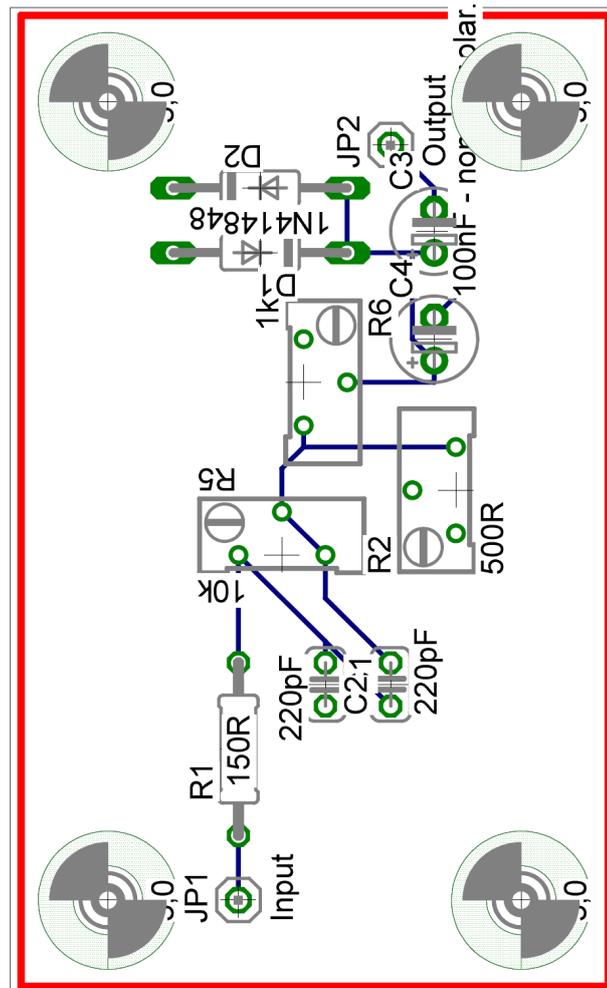


Abbildung B.3: Platinen-Layout für Schleifenfilter

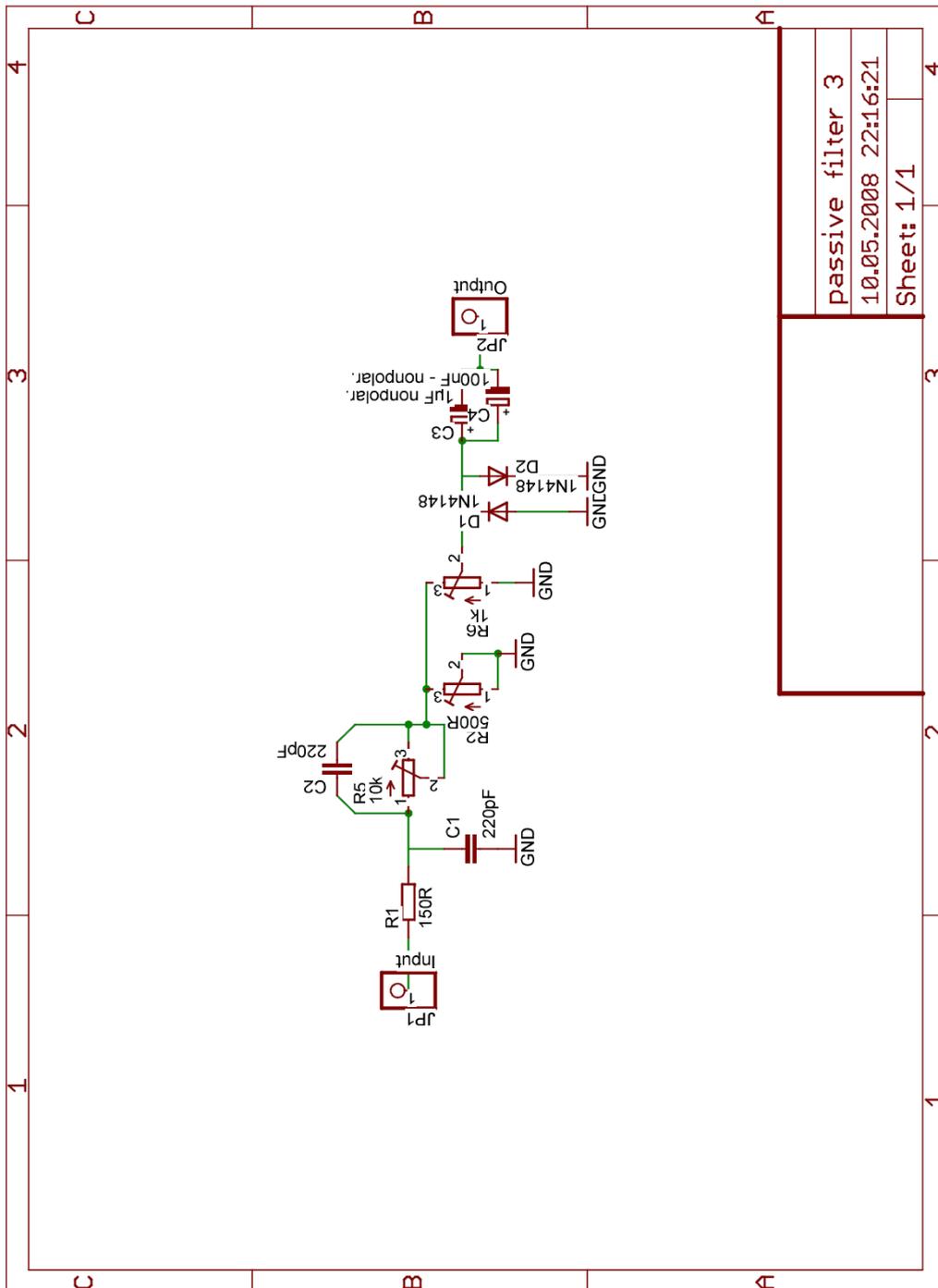


Abbildung B.4: Schaltplan für Schleifenfilter

Anhang C

Ergänzende Testmessungen mit der PFD-Schaltung

C.1 Phasendetektionsmodus

In Abbildung C.1 wird die Arbeitsweise der PFD-Schaltung für Eingangssignale der Frequenz 50 MHz anhand verschiedener Phasendifferenzen zwischen den Eingangssignalen demonstriert. Analog dazu zeigt Abbildung C.2 die entsprechenden Situationen für Eingangssignale der Frequenz 200 MHz. Auch bei dieser hohen Frequenz gibt die PFD-Schaltung ein zur Phasendifferenz der Eingangssignale proportionales Fehlersignal aus.

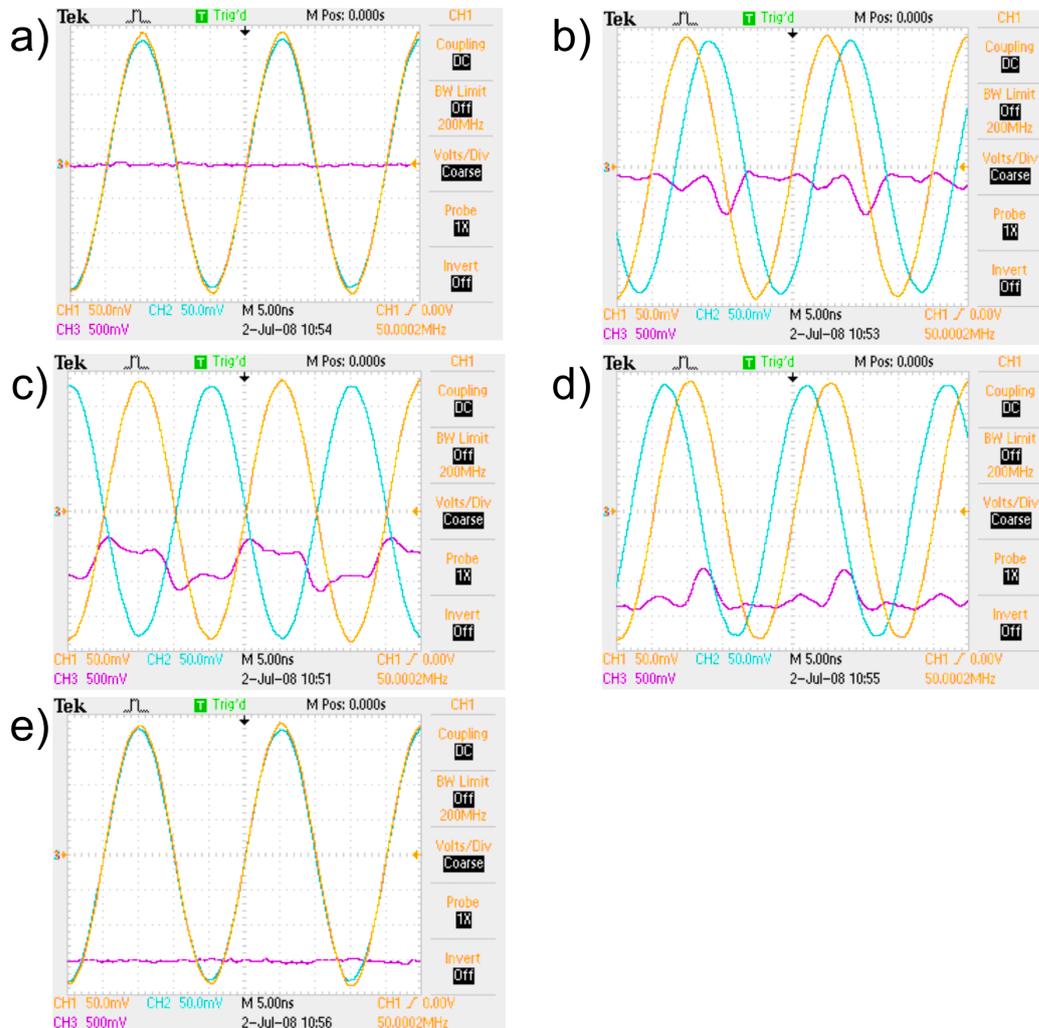


Abbildung C.1: Demonstration des Phasendetektionsmodus der PFD-Schaltung. Die gelbe und die blaue Kurve bilden die Eingangssignale ab, erzeugt durch zwei Signalgeneratoren, deren Frequenz in beiden Fällen 50 MHz beträgt. Die violette Kurve zeigt das Fehlersignal der PFD-Schaltung. Die Teilabbildungen a)-e) stellen dabei verschiedene Phasendifferenzen der Eingangssignale dar: **a)** $\Delta\varphi = \varphi_{\text{Signal 1}} - \varphi_{\text{Signal 2}} = -360^\circ$, **b)** $\Delta\varphi = -300^\circ$, **c)** $\Delta\varphi = -180^\circ$, **d)** $\Delta\varphi = -60^\circ$ und **e)** $\Delta\varphi = 0^\circ$.

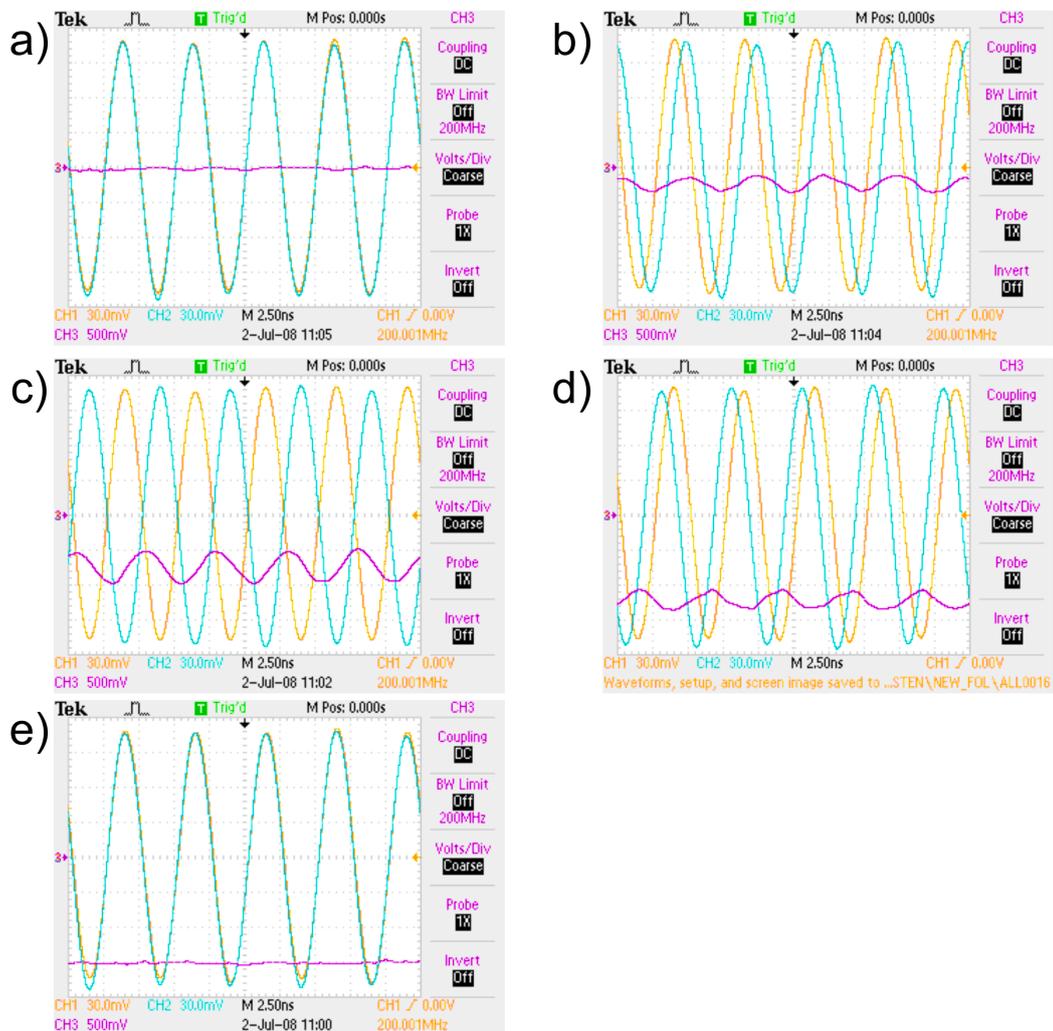


Abbildung C.2: Demonstration des Phasendetektionsmodus der PFD-Schaltung. Die gelbe und die blaue Kurve bilden die Eingangssignale ab, erzeugt durch zwei Signalgeneratoren, deren Frequenz in beiden Fällen 200 MHz beträgt. Die violette Kurve zeigt das Fehlersignal der PFD-Schaltung. Die Teilabbildungen a)-e) stellen dabei verschiedene Phasendifferenzen der Eingangssignale dar: **a)** $\Delta\varphi = \varphi_{\text{Signal 1}} - \varphi_{\text{Signal 2}} = -360^\circ$, **b)** $\Delta\varphi = -300^\circ$, **c)** $\Delta\varphi = -180^\circ$, **d)** $\Delta\varphi = -60^\circ$ und **e)** $\Delta\varphi = 0^\circ$.

C.2 Frequenzdetektionsmodus

Abbildung C.3 demonstriert die Arbeitsweise des Frequenzdetektionsmodus für Eingangssignalfrequenzen $f_{\text{Signal 1}} = 1 \text{ MHz}$ (gelbe Kurven) und $f_{\text{Signal 2}} = 1.1 \text{ MHz}$ in der linken Bildhälfte bzw. $f_{\text{Signal 2}} = 0.9 \text{ MHz}$ in der rechten (blaue Kurven). Dies sind quasi inverse Frequenzverhältnisse. Unter den Oszilloskopabbildungen mit den gemessenen Signalen befinden sich jeweils die dazugehörigen, simulierten Signale, wobei das oberste das Fehlersignal darstellt, gefolgt von dem XOR-Signal und darunter Signal 1 und Signal 2 (in Rechteckdarstellung).

Besitzt Signal 2 eine größere Frequenz als Signal 1 (linke Bildhälfte), befindet sich das Fehlersignal lange Zeit auf dem oberen Niveau, bevor es das erste Mal in das untere Niveau wechselt. Es folgt ein zehnfaches Hin- und Herschalten zwischen den beiden Niveaus, da nach diesem Zeitraum das schnellere Signal dem langsameren exakt eine Periode voraus ist. Es folgt darauf wieder eine Phase, in dem das Fehlersignal auf dem oberen Niveau gehalten wird.

Ist die Situation invertiert wie in der rechten Bildhälfte, befindet sich das Fehlersignal lange in dem unteren Niveau und schaltet dann $\frac{f_{\text{Signal 2}}}{f_{\text{Signal 1}} - f_{\text{Signal 2}}} = 9$ -mal zwischen den Zuständen.

Die Frequenzdetektion funktioniert auch bei hohen Eingangsfrequenzen, wie es in Abbildung C.4 für $f_{\text{Signal 1}} = 200 \text{ MHz}$ gezeigt ist. Analog zu der vorangegangenen Abbildung sind wieder die Fälle größerer (links) und kleinerer (rechts) Signalfrequenz 2 im Vergleich zur Signalfrequenz 1 gezeigt. Durch kapazitive Effekte kommt es in der Phase des Hin- und Herschaltens zwischen den beiden Niveaus nicht zu einem vollen Anstieg bzw. Abfall der Fehlerspannung, wie es zeitlich feiner aufgelöst in dem unteren Teil der Abbildung zu sehen ist.

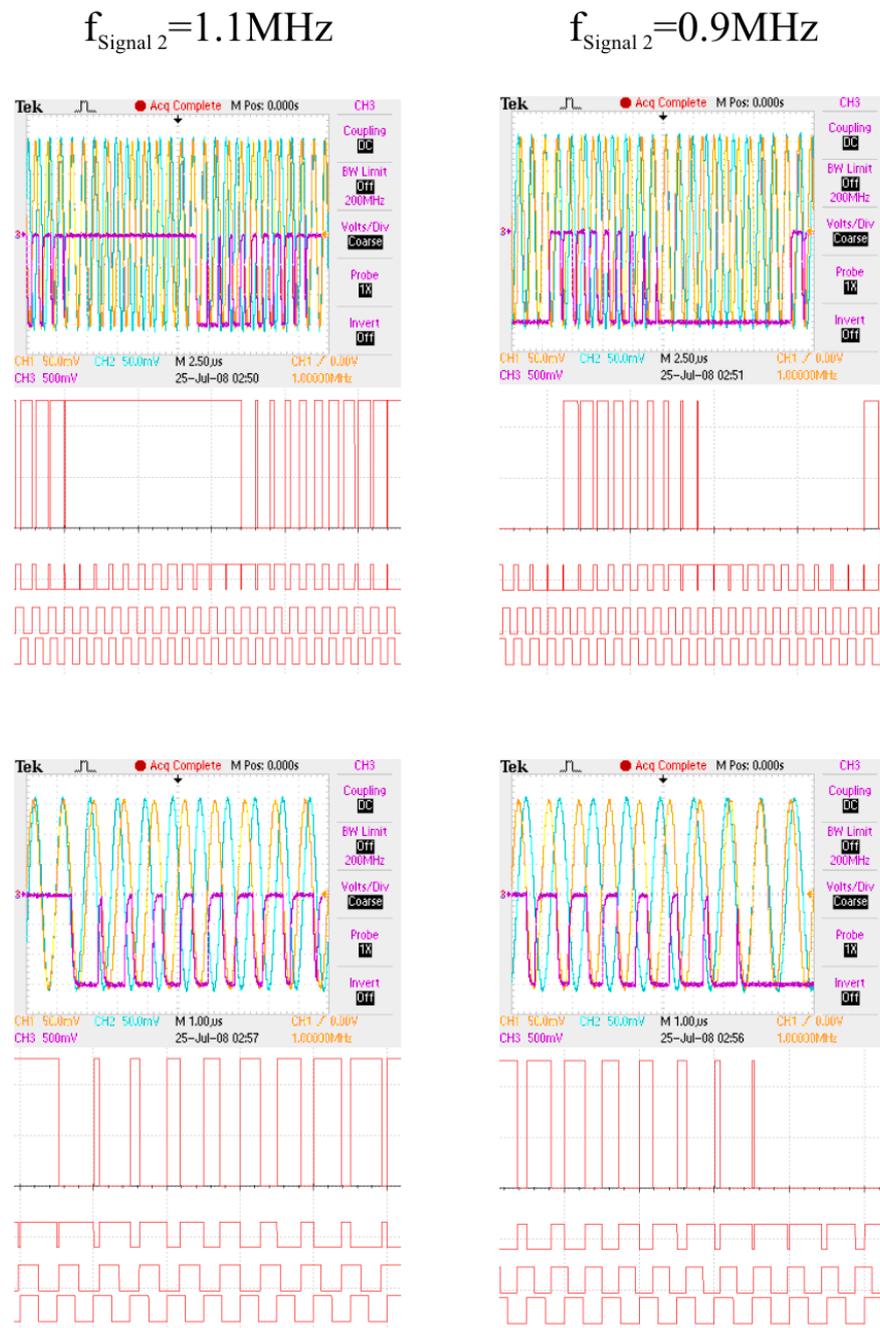


Abbildung C.3: Die Funktionsweise des Frequenzdetektionsmodus ist dargestellt bei kleinen Eingangsfrequenzen, $f_{\text{Signal 1}} = 1 \text{ MHz}$ und $f_{\text{Signal 2}} = 1.1 \text{ MHz}$ links bzw. $f_{\text{Signal 2}} = 0.9 \text{ MHz}$ in der rechten Bildhälfte. Unter den Oszilloskopaufnahmen befinden sich die jeweils dazugehörigen, simulierten Signale, in der Reihenfolge (von oben nach unten): Fehlersignal, Ausgangssignal des XOR-Glieds, Signal 1 und Signal 2 (als Rechtecksignale).

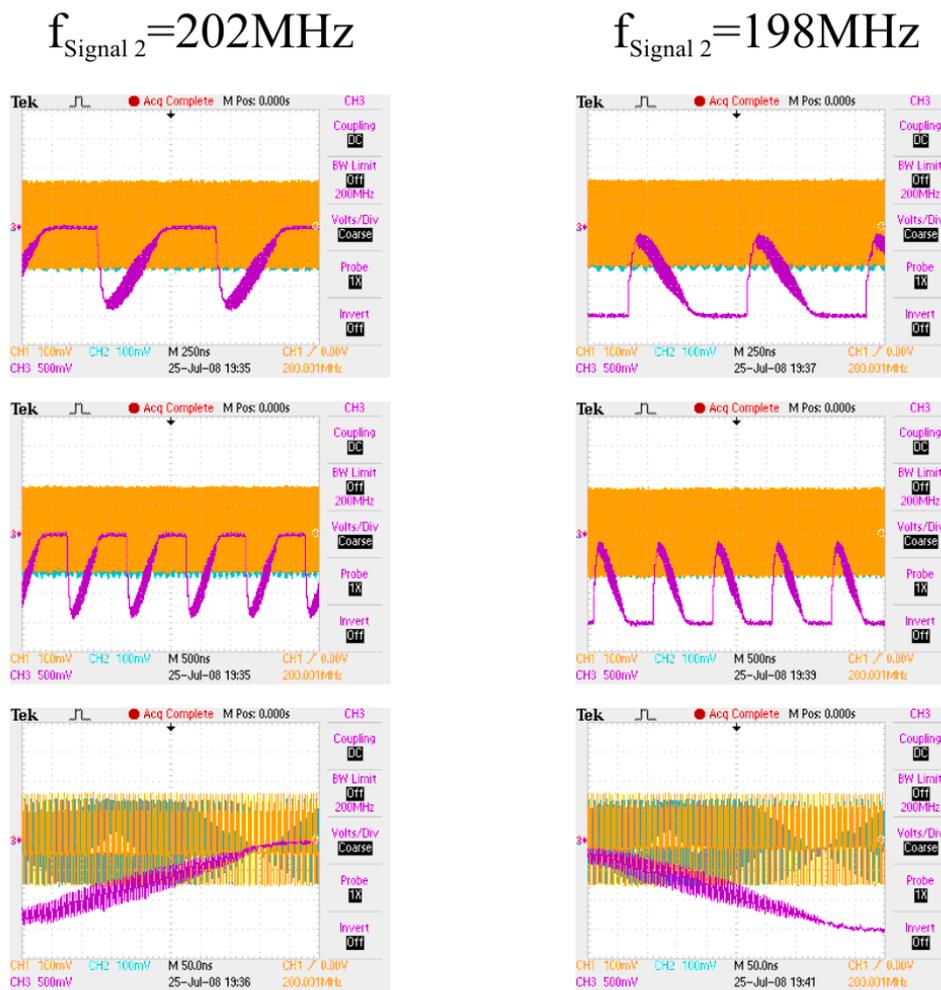


Abbildung C.4: Der Frequenzdetektionsmodus für Eingangssignale $f_{\text{Signal } 1} = 200\text{MHz}$ und $f_{\text{Signal } 2} = 202\text{MHz}$ (links) bzw. $f_{\text{Signal } 2} = 198\text{MHz}$ (rechts).

Anhang D

Spektren zur Bestimmung des Leistungsanteils im Träger

Abbildung D.1 zeigt die Spektren, die zur Bestimmung des Leistungsanteils im Träger verwendet wurden. Die gezeigten Einzelspektren unterschiedlicher Frequenzspannen und Auflösungsbandbreiten wurden ähnlich einer Intervallschachtelung ineinander eingefügt, um die Auflösung zur Mittenfrequenz hin, bei der sich der schmale Träger befindet, zu erhöhen. Aus dem Gesamtspektrum wurde der Leistungsanteil im Träger bestimmt zu $\eta = 92.6\%$.

78 ANHANG D. SPEKTREN ZUR BESTIMMUNG DES LEISTUNGSANTEILS IM TRÄGER

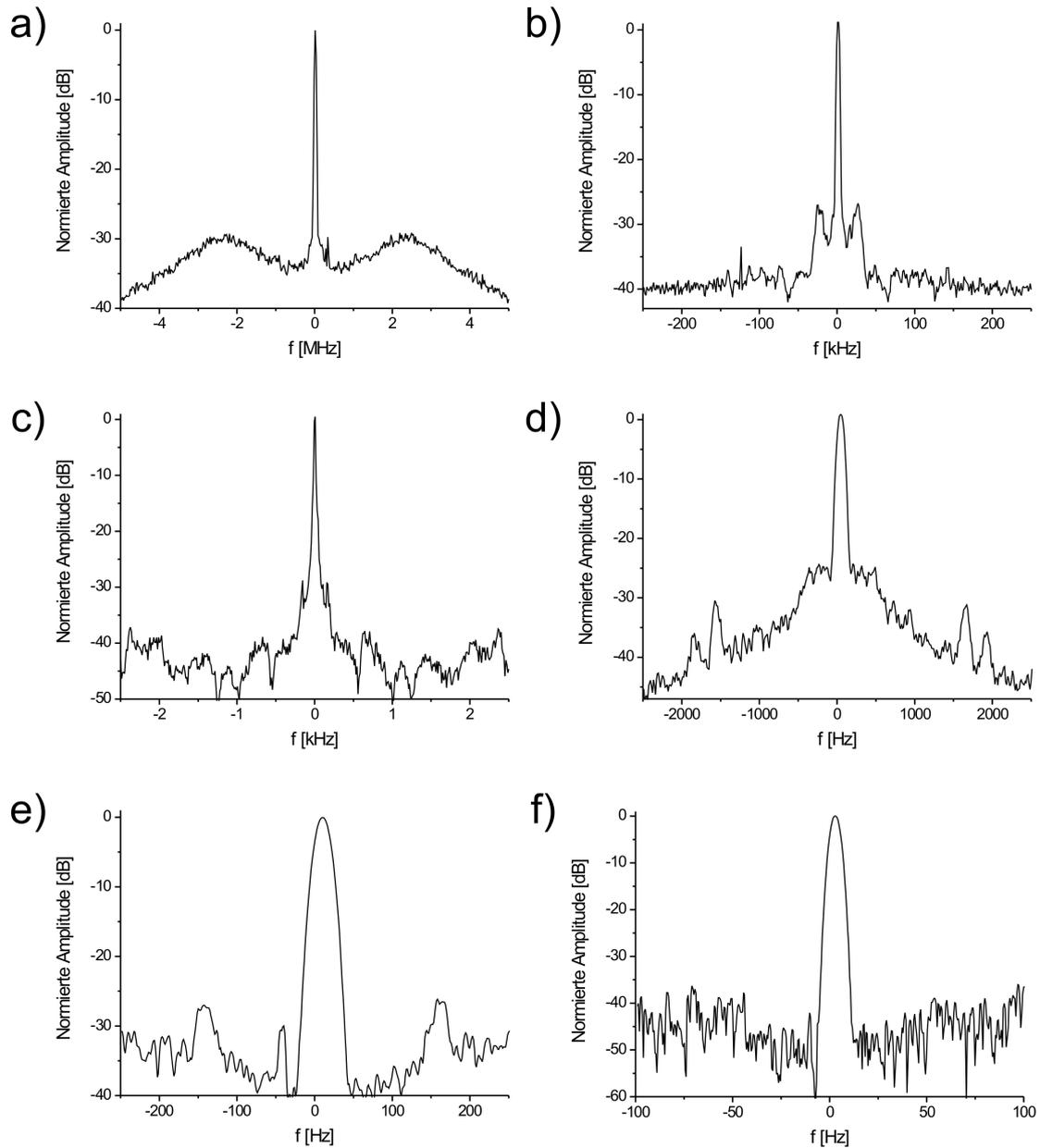


Abbildung D.1: a) Frequenzspanne 10 MHz, RBW 17 kHz, b) Frequenzspanne 500 kHz, RBW 2.3 kHz, c) Frequenzspanne 100 kHz, RBW 1.2 kHz, d) Frequenzspanne 5 kHz, RBW 73 Hz, e) Frequenzspanne 500 Hz, RBW 18 Hz und f) Frequenzspanne 200 Hz, RBW 4.5 Hz.

Literaturverzeichnis

- [Alt04] W. Alt, *Optical control of single neutral atoms*, Dissertation an der Universität Bonn (2004)
- [Ber94] P. R. Berman, *Cavity Quantum Electrodynamics (Advances in atomic, molecular, and optical physics)*, Academic Press, San Diego (1994)
- [Cac05] L. Cacciapuoti, *Analog+digital phase and frequency detector for phase locking of diode lasers*, Rev. Sci. Instrum. **76**, 053111 (2005)
- [Car93] H. Carmichael, *An Open Systems Approach to Quantum Optics*, Springer, Berlin (1993)
- [Dot02] I. Dotsenko, *Raman spectroscopy of single atoms*, Diplomarbeit an der Universität Bonn (2002)
- [Dot07] I. Dotsenko, *Single atoms on demand for cavity QED experiments*, Dissertation an der Universität Bonn (2007)
- [Gar00] C. W. Gardiner und P. Zoller, *Quantum Noise*, Springer, Berlin, 2. Auflage (2000)
- [Gar79] F. Gardner, *Phaselock Techniques*, Wiley (1979)
- [Gri00] R. Grimm, M. Weidemüller und Y.B. Ovchinnikov, *Optical dipole traps for neutral atoms*, Adv. At. Mol. Opt. Phys. **42**, 95 (2000)
- [Khu05] M. Khudaverdyan, W. Alt, I. Dotsenko, L. Förster, S. Kuhr, D. Meschede, Y. Miroshnychenko, D. Schrader und A. Rauschenbeutel, *Adiabatic quantum state manipulation of single trapped atoms*, Phys. Rev. A **71**, 031404 (2005)
- [Kie01] D. Kielpinski, V. Meyer, M.A. Rowe, C.A. Sackett, W.M. Itano, C. Monroe und D.J. Wineland, *A Decoherence-Free Quantum Memory Using Trapped Ions*, Science **291**, 1013 (2001)
- [Khu08] M. Khudaverdyan, W. Alt, I. Dotsenko, T. Kampschulte, K. Lenhard, A. Rauschenbeutel, S. Reick, K. Schörner, A. Widera und D. Meschede, *Controlled insertion and retrieval of atoms coupled to a high-finesse optical resonator*, New J. Phys. **10**, 073023 (2008)

- [Kuh03] S. Kuhr, W. Alt, D. Schrader, I. Dotsenko, Y. Miroshnychenko, W. Rosenfeld, M. Khudaverdyan, V. Gomer, A. Rauschenbeutel und D. Meschede, *Coherence properties and quantum state transportation in an optical conveyor belt*, Phys. Rev. Letters **91**, 213002 (2003)
- [Lee96] H. J. Lee, C. S. Adams, M. Kasevich und S. Chu, *Raman Cooling of Atoms in an Optical Dipole Trap*, Phys. Rev. Lett. **76**, 802 (1996)
- [Len08] K. Lenhard, *Stabilisierung eines Resonators hoher Finesse zur Atom-Lichtfeld-Kopplung*, Diplomarbeit an der Universität Bonn (2008)
- [Met99] H. J. Metcalf und P. van der Straten, *Laser Cooling and Trapping*, Springer, Berlin (1999)
- [Mue01] M. Müller, *Ramankühlung einzelner Atome*, Diplomarbeit an der Universität Bonn (2001)
- [Nie00] M. A. Nielsen und I. L. Chuang, *Quantum Computation and Quantum Information*, Cambridge University Press (2000)
- [Per98] H. Perrin, A. Kuhn, I. Bouchoule und C. Salomon, *Sideband cooling of neutral atoms in a far-detuned optical lattice*, Europhys. Lett. **42**, 395 (1998)
- [Pre95] M. Prevedelli, T. Freearge und T.W. Hänsch, *Phase-Locking of grating-tuned diode lasers*, Appl. Phys. B **60**, 241 (1995)
- [Raa87] E. L. Raab, M. Prentiss, A. Cable, S. Chu und D. E. Pritchard, *Trapping Sprof Neutral Sodium Atoms with Radiation Pressure*, Phys. Rev. Lett. **59**, 2631 (1987)
- [Ric95] 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*, Opt. Commun. **117**, 541 (1995)
- [Rin99] J. Ringot, Y. Lecoq, J. C. Garreau und P. Szriftgiser, *Generation of phase-coherent laser beams for Raman spectroscopy and cooling by direct current modulation of a diode laser*, Eur. Phys. J. D **65**, p. 285-288 (1999)
- [Sak94] J. J. Sakurai, *Modern Quantum Mechanics*, Addison Wesley, 2. Auflage (1994)
- [Sch01] D. Schrader, S. Kuhr, W. Alt, M. Müller, V. Gomer und D. Meschede, *An optical conveyor belt for single neutral atoms*, Appl. Phys. B **73**, 819 (2001)
- [Sch04a] D. Schrader, I. Dotsenko, M. Khudaverdyan, Y. Miroshnychenko, A. Rauschenbeutel und D. Meschede, *Neutral Atom Quantum Register*, Phys. Rev. Lett. **93**, 150501 (2004)
- [Sch04b] D. Schrader, *A Neutral Atom Quantum Register*, Dissertation an der Universität Bonn (2004)

- [Shi02] E. Shin, H. S. Lee, T. Y. Kwon, D. Yu, M. K. Ihn, Y. S. Park, H. Cho und S. E. Park, *Production of Phase-coherent Laser Beams*, ATF 2002 Proceedings, <http://www.kriss.re.kr/atf2002/papers/ThP-11.pdf>
- [Sho90] Bruce Shore, *The Theory of Coherent Atomic Excitation, Vol. 2*, Wiley, (1990)
- [Sob96] I. I. Sobelman, *Atomic Spectra and Radiative Transitions*, Springer, Berlin (1996)
- [Tan02] S. M. Tan, *Quantum Optics and Computation Toolbox for MATLAB*, <http://www.qo.phy.auckland.ac.nz/qotoolbox.html>
- [You03] L. You, X. X. Yi und X. H. Su, *Quantum logic between atoms inside a high-Q optical cavity*, Phys. Rev. A **67**, 032308 (2003)
- [Zhu93] M. Zhu und J.L. Hall, *Stabilization of optical phase/frequency of a laser system: application to a commercial dye laser with an external stabilizer*, J. Opt. Soc. Am. B **10**, 802 (1993)

Danksagung

Ich möchte mich herzlich bedanken bei all denen, die mich beim Erstellen dieser Arbeit unterstützt haben.

Zunächst danke ich Herrn Prof. Meschede dafür, mich in seine Arbeitsgruppe aufgenommen und mir die Gelegenheit gegeben zu haben, an diesem faszinierenden Experiment mitzuarbeiten. Auch für die Möglichkeit, an verschiedenen, sehr interessanten Konferenzen teilzunehmen und dabei Einblicke in benachbarte Forschungsgebiete zu erhalten, möchte ich mich an dieser Stelle bedanken. Prof. Fiebig danke ich für die Übernahme des Korreferats.

Ein besonderes Dankeschön gilt dem gesamten Single-Atoms-Team: Es war für mich ein lehrreiches Jahr in sehr angenehmer und ebenso motivierender Arbeitsatmosphäre, für das ich mich bei Mika Khudaverdyan, Sebastian Reick, Tobias Kampschulte, Karim Lenhard und Alexander Thobe bedanken möchte. Den Doktoranden möchte ich besonders dafür danken, dass sie sich stets die Zeit nahmen, um mich an das Experiment heranzuführen und allerlei Fragen zu beantworten. Auch für ihre Unterstützung und ihren Einsatz bei den ersten Messungen mit der optischen Phasenregelschleife bin ich sehr dankbar.

Unseren beiden Postdocs Wolfgang Alt und Artur Widera danke ich ganz besonders für die vielfache Unterstützung in physikalischen wie auch technischen Dingen. Wolfgang hat mir durch seine herausragenden Kenntnisse und vielseitigen Anregungen sehr geholfen bei dem Aufbau und der Charakterisierung der optischen Phasenregelschleife. Die optimistische Grundhaltung von Artur, seine Unterstützung und die vielen Ideen haben mich immer wieder von neuem angetrieben.

Für umfassende und gründliche Korrekturen dieser Arbeit bedanke ich mich bei Wolfgang, Artur, Sebastian und Tobias.

Ich möchte auch der gesamten Arbeitsgruppe meinen Dank aussprechen für eine entspannte, sehr positive Stimmung mit vielen anregenden Diskussionen, nicht nur physikalischen.

Karim und Florian danke ich speziell für die Mittagspausen mit kulinarischem Highlight, die wir uns manchmal in einer leckeren Mensa gönnten.

Besonders danken möchte ich auch meiner Freundin Annika, die sich geduldig alle meine Laborgeschichten anhörte und für einen positiven Blickwinkel sorgte, auch wenn es am Experiment mal nicht so lief, wie es sollte. Durch ihre gute Laune hat sie mich immer wieder motiviert.

Schließlich möchte ich mich sehr herzlich bedanken bei meinen Eltern, Ulla und Wolfgang, die mich während des gesamten Studiums in jeder Hinsicht unterstützt und mir dadurch vieles ermöglicht haben. Ihr Rückhalt bedeutet mir sehr viel.

Ich versichere, dass ich diese Arbeit selbständig verfasst und keine anderen als die angegebenen Quellen und Hilfsmittel benutzt sowie die Zitate kenntlich gemacht habe.

Referent: Prof. Dr. D. Meschede

Korreferent: Prof. Dr. M. Fiebig