
EIN LASERSYSTEM ZUR
HOCHAUFLÖSENDEN
RAMAN-INTERFEROMETRIE
MIT KALIUM & RUBIDIUM

Diplomarbeit
von

Nils Winter

angefertigt am
Institut für Quantenoptik

unter Anleitung von
Prof. Dr. Ernst M. Rasel
am 30. Juni 2010

Zusammenfassung

In dieser Arbeit wird die Realisierung eines frequenz- und phasenstabilisierten, modularen Lasersystems zur simultanen Manipulation der beiden Alkaliatome Kalium und Rubidium beschrieben. Das Lasersystem besteht aus jeweils einem Referenzlasermodul, einem Masterlasermodul und einem Verstärkungsmodul. Die Referenzlasermodule dienen zur Bereitstellung einer absoluten Frequenzreferenz zur Stabilisierung der Laser zur Manipulation von Kalium bzw. Rubidium. Im Masterlasermodul wird frequenz- und phasenstabilisiertes Licht zum Kühlen und Fangen der Atome in einer magneto-optischen Falle, beziehungsweise zur kohärenten Manipulation der Atome mit Hilfe stimulierter Raman-Übergänge erzeugt. Zur Bereitstellung ausreichend hoher Ausgangsleistungen zum Betrieb des Experiments werden die frequenz- und phasenstabilisierten Lichtfelder anschließend im Verstärkungsmodul verstärkt. Die Verbindung der einzelnen Module untereinander, sowie mit der Experimentierkammer, erfolgt über polarisationserhaltende Lichtleitfasern.

Zentrale Anforderungen an dieses Lasersystem sind eine schmale Linienbreite und hohe Phasenstabilität der Laser sowie die Möglichkeit die Lichtfelder schnell um einige GHz in ihrer Frequenz verstimmen zu können. Dazu werden Diodenlaser verwendet, deren relative Phase mit Hilfe einer optischen Phasenregelschleife stabilisiert wird und deren modensprungfreier Bereich synchron zur Frequenz verschoben wird.

Im Rahmen dieser Diplomarbeit wurde zunächst die für die Interferometrie notwendige, optische Phasenstabilisierung der Lichtfelder mit Hilfe eines digitalen Phasendetektors realisiert. Weiterhin wurde ein Konzept zur schnellen und zuverlässigen Frequenzänderung der Lichtfelder über deren modensprungfreien Bereich hinaus, mit Hilfe einer elektronischen „feed-forward“-Schaltung, entwickelt.

Zusätzlich wurde die Möglichkeit der gleichzeitigen Verstärkung zweier Lichtfelder mit einer Wellenlängendifferenz von 13,5 nm in einem Trapezverstärkerchip (TA) untersucht. Die Erkenntnisse dieser Untersuchungen führten zu einem überarbeiteten Konzept des Verstärkungsmoduls, dem zufolge die Lichtfelder jeweils einzeln in einem TA verstärkt und erst anschließend überlagert und in die optischen Fasern injiziert werden.

In Zukunft soll das Diodenlasersystem in einem Doppelspezies-Atominterferometer eingesetzt werden, um die lokale Fallbeschleunigung der beiden Atomsorten Kalium und Rubidium mit hoher Präzision zu vermessen. Durch Differenzbildung der beiden Interferometersignale soll die differentielle Fallbeschleunigung der beiden Elemente an den selben Raumzeitkoordinaten bestimmt und damit die Universalität des freien Falls als Teil des Einsteinschen Äquivalenzprinzips getestet werden.

INHALTSVERZEICHNIS

1	Einleitung	1
2	Atominterferometrie	5
2.1	Einführung	5
2.2	Raman-Strahlteiler	7
2.2.1	Zwei-Niveau-Atom	8
2.2.2	Der stimulierte Raman-Übergang	11
2.3	Atominterferometer als Gravimeter	14
3	Experimentelle Realisierung	19
3.1	Atomquelle und Experimentierkammer	19
3.2	Diodenlasersystem	21
3.2.1	Die Referenzlasermodule	21
3.2.2	Masterlasermodul	25
3.2.3	Verstärkungsmodul	27
3.3	Zustandspräparation und Detektion	28
4	Frequenzsprung	33
5	Optische Phasenregelschleife	39
5.1	Funktionsweise des digitalen Phasendetektors	40
5.2	Einfluss der Phasenstabilisierung auf das Rauschen des Interferometers	41
5.3	Implementierung der Phasenstabilisierung	42
5.3.1	Aufbau der optischen Phasenregelschleife	43
5.3.2	Messung des Übertragungsfaktors K_{PD}	43
5.3.3	Messung des Phasenrauschens	45
5.3.4	Geplanter Aufbau	48
5.3.5	Neuer Phasendetektor	50

6	Simultane Verstärkung in einem Trapezverstärker	53
6.1	Änderungen am Lasersystem	57
6.1.1	Veränderungen am Masterlasermodule	57
6.1.2	Das neue Verstärkermodul	59
7	Ausblick	61
A	Anhang	65
A.1	Termschema von ^{87}Rb	66
A.2	Termschemata von ^{39}K , ^{40}K und ^{41}K	67
A.3	Schaltplan der alten Phasenlockplatine	68
A.4	Schaltplan der neuen Phasenlockplatine	69
A.5	Schaltplan des PID-Regners	70
A.6	Schaltplan der Frequenzsprungplatine	71

Einleitung

Die Gravitation ist die am offensichtlichsten unser Leben bestimmende Wechselwirkung. Trotzdem ist sie als die schwächste der vier grundlegenden Wechselwirkungen die am schwersten zu beobachtende und gleichzeitig am wenigsten verstandene. Sie wird heutzutage am umfassendsten durch die allgemeine Relativitätstheorie beschrieben, die die Gravitation als eine geometrische Eigenschaft der Raumzeit und nicht als eine direkt von der Materie ausgeübter Kraft deutet. Zwar sind sowohl die allgemeine Relativitätstheorie als auch die Quantenphysik gut getestet, eine Vereinigung dieser beiden Theorien ist jedoch bislang trotz vieler Versuche noch nicht gelungen.

Obwohl die Gravitation die schwächste der vier Wechselwirkungen ist, hat sie doch die größte Reichweite und somit einen großen Einfluss auf die Kosmologie und insbesondere die Entstehung des Universums. Deswegen ist es wichtig, die Eigenschaften der Gravitation mit möglichst vielen verschiedenen Methoden zu vermessen.

Neben diesen wissenschaftlichen Motivationen Gravitation messen zu können, spielen aber auch ganz praktische Interessen zur Entwicklung neuer Messmethoden eine wichtige Rolle. Dazu gehören beispielsweise die Suche nach Rohstoffen oder die Beobachtung des Abschmelzens der polaren Eiskappen durch Kartierung des Gravitationsfeldes der Erde.

Zur Vermessung der Gravitation kann u.a. die Fallbeschleunigung frei fallender makroskopischer Testmassen (FG5 [1], GRACE [2]) im Schwerfeld der Erde bestimmt werden. Beim kommerziell erhältlichen FG5 [1] wird mit Hilfe eines Michelson-Interferometers die Fallbeschleunigung eines frei fallenden Retro-Reflektors gemessen. Statt der Verwendung makroskopischer Testmassen, kann aber auch die noch recht neue Technologie der Atominterferometrie eingesetzt werden. Dabei wird in der Atominterferometrie das schon 1923 von

de Broglie postulierte Phänomen [3] ausgenutzt, dass sich Materie durch eine Welle beschreiben lässt. Demnach kann einem massebehaftetem Teilchen die später nach ihm benannte „de-Broglie-Wellenlänge“ zugeordnet werden. Daraus folgt die Tatsache, dass es auch bei Materie zu Interferenzerscheinungen kommt. Die Welleneigenschaften von Materie wurden im Laufe der Zeit an Elektronen [4], Neutronen [5] und später auch an Atomen und Dimeren [6] beobachtet. Inzwischen konnten sogar an Fullerenen [7] (C_{60} -Moleküle) oder noch größeren fluorierten organischen Molekülen¹ Interferenzerscheinungen nachgewiesen werden [8].

Atominterferometer können heutzutage zur hochpräzisen Bestimmung verschiedener physikalischer Konstanten, wie beispielsweise der Feinstrukturkonstante α [9, 10] oder der Gravitationskonstante G [11, 12] benutzt werden. Außerdem dienen sie als Inertialsensoren zur Messung von Beschleunigungen und Rotationen [13, 14].

Zur Messung der Fallbeschleunigung g mit einem Atominterferometer lässt man statt eines makroskopischen Festkörpers eine Wolke kalter Atome frei fallen und lässt ihre Wellenfunktionen durch Aufspaltung an „Strahlteilern“ und späterer Reflexion an „Spiegeln“ miteinander interferieren. Die Rolle von Strahlteiler und Spiegel wird dabei üblicherweise von elektromagnetischen Feldern übernommen, die Übergänge in der Elektronenhülle der Atome treiben und damit Superpositionen ihrer Wellenfunktionen erzeugen. Hierfür werden oft durch Laser stimulierte Raman-Übergänge [15, 16] eingesetzt, da sie die Sensitivität gegenüber der Verwendung von Ein-Photonen-Übergängen deutlich erhöhen können.

Die Sensitivität eines atomaren Gravimeters hängt stark von der freien Entwicklungszeit T zwischen den einzelnen Laserpulsen ab, da seine Sensitivität quadratisch mit T skaliert. Auf das Beispiel des Michelson-Interferometers bezogen, erhöht man mit der Entwicklungszeit T die Armlängen des Interferometers. Die maximal mögliche Entwicklungszeit ist allerdings durch die thermische Ausdehnung der Atomwolken begrenzt. Dank Techniken wie der Laserkühlung [17, 18] ist es möglich, sehr kalte Ensembles mit einer Temperatur von einigen μK zu präparieren².

Motiviert durch diese Möglichkeiten wurde im Rahmen dieser Arbeit darauf hingearbeitet mittels Atominterferometrie die jeweils auf Kalium- und Rubidium-Atome wirkende Erdbeschleunigung g messen zu können. Da die zur Manipulation von Kalium und Rubidium benötigten Wellenlängen mit $\lambda_{\text{Rb}} = 780,2 \text{ nm}$ und $\lambda_{\text{K}} = 766,7 \text{ nm}$ sehr nah beieinander liegen, können vielfach

¹Diese Moleküle haben eine Masse von einigen tausend atomaren Masseneinheiten.

²Mit Cäsium und Rubidium können beispielsweise problemlos Temperaturen um $1 \mu\text{K}$ erreicht werden [19].

dieselben Optiken verwendet werden. Dies hat unter anderem den Vorteil, dass beide Lichtstrahlen auf dem selben Weg geführt werden und dadurch bis zu einem gewissen Grad, den selben Rauschquellen wie Vibrationen von Spiegeln, thermischen Ausdehnungen von Linsen usw. ausgesetzt sind.

Diese Messung soll und kann dabei gleichzeitig und am selben Ort durchgeführt werden. Dies ist eine Messkonfiguration, die bei Verwendung makroskopischer Testmassen nur schwer möglich ist. Der Betrieb zweier Interferometer zur selben Zeit und am selben Ort bietet den Vorteil, dass diese differentielle Messung unempfindlich gegenüber vielen zeitlichen oder positionsabhängigen Schwankungen ist und auch, dass man viele systematische Fehler ausschließen kann. Dadurch ist diese Messung dazu geeignet eine mögliche Verletzung des schwachen Äquivalenzprinzips zu prüfen.

Das schon von Galileo Galilei postulierte [20] schwache Äquivalenzprinzip, auch bekannt als „Universalität des freien Falls“, ist eine notwendige Grundannahme in der allgemeinen Relativitätstheorie [21]. Es besagt, dass die Bewegung punktförmiger Testmassen, bei Abwesenheit weiterer nichtgravitativer Kräfte wie beispielsweise der elektrostatischen Abstoßung, nur von ihrer Position und Geschwindigkeit abhängt. Anders ausgedrückt sind die träge Masse m_t eines Testkörpers aus Newtons zweitem Gesetz $F = m_t a$ und seine schwere Masse m_g aus Newtons Gravitationsgesetz äquivalent.

Zusammen mit der „Lokalen Lorentz-Invarianz“ (LLI) und der „Lokalen Positions-Invarianz“ (LPI) bildet das schwache Äquivalenzprinzip das Einsteinsche Äquivalenzprinzip (EEP) [22], die lokale Lorentz-Invarianz fordert, dass ein Experiment unabhängig von der Bewegung seines frei fallenden Bezugssystems immer zum selben Ergebnis führt. Die lokale Positions-Invarianz, dass das Ergebnis eines Experiments unabhängig davon ist, wann und wo es durchgeführt wird.

Als Maß für die Verletzung des Äquivalenzprinzips wird der Eötvös-Faktor

$$\eta(A, B) = 2 \frac{|a_A - a_B|}{|a_A + a_B|} \quad (1.1)$$

definiert, der den Unterschied der Beschleunigungen a_A und a_B zweier Testkörper A und B quantifiziert. Versuche mit Torsionswagen [23] ($\eta < 10^{-13}$) oder die Messung der Entfernung zwischen Erde und Mond mittels Laser (**L**unar **L**aser **R**anging, kurz: LLR) [24] ($m_G/m_t < 10^{-13}$) liefern die bisher niedrigsten Ausschlussgrenze für eine Verletzung des Äquivalenzprinzips. Mit einem Atominterferometer wurde bislang bereits $\eta < 1,2 \cdot 10^{-7}$ gemessen [25]. Dies reicht zwar noch nicht an die mit anderen Methoden erzielten Ergebnisse heran, die Begrenzungen sind aber in erster Linie technologisch bedingt. Es wurden schon Konzepte zur Messung von $10^{-15}g$ vorgestellt [26].

Zum Erreichen solcher Genauigkeiten müssen eine Reihe technologischer Entwicklungen vorgenommen werden. Diese werden in dieser Arbeit vorgestellt. Zuerst werden aber in **Kapitel 2** die Grundzüge der Atominterferometrie theoretisch behandelt. **Kapitel 3** beschreibt dann anschließend den experimentellen Aufbau zur Bereitstellung und kohärenten Manipulation von kalten Atomen der Elemente Kalium und Rubidium. In **Kapitel 4** werden die zur schnellen, über ihren modensprungfreien Bereich hinaus, realisierten Verstimmung der verwendeten Diodenlaser erzielten Resultate vorgestellt. Für die Interferometrie ist es außerdem notwendig den Phasengang der elektromagnetischen Felder zur Aufspaltung und Überlagerung der Atomwolken sehr genau zu kontrollieren. Um das Rauschen im Interferometer klein zu halten muss auch das Phasenrauschen in der Regelungselektronik minimiert werden. **Kapitel 5** beschreibt die dazu unternommenen Anstrengungen und die erzielten Resultate. In **Kapitel 6** werden die im Rahmen dieser Arbeit erzielten Ergebnisse der Untersuchung einer simultanen Verstärkung zweier Lichtfelder in einem Trapezverstärker diskutiert. **Kapitel 7** gibt dann schlussendlich einen Ausblick auf die noch nötigen Schritte zur Realisierung des Interferometers.

Atominterferometrie

In diesem Kapitel sollen zunächst die Grundzüge der Atominterferometrie erläutert werden. Dazu wird die Analogie zu einem Interferometers mit Licht herangezogen.

2.1 Einführung

Die Interferometrie mit Licht eine lange Geschichte. Dass sich Licht durch eine Welle beschreiben lässt, ist seit Youngs Doppelspaltexperiment 1802 bekannt. Neben diesem ist das wohl bekannteste Interferenzexperiment mit Licht das Michelson-Morley-Experiment [27] zur Überprüfung der Äther-Hypothese.

Dieses Interferometer bestand wie die meisten Interferometertypen aus drei grundlegenden Bausteinen: Strahlteilern, Spiegeln und einer Lichtquelle. Bei einem Interferometer mit Licht, das in Abbildung 2.1 schematisch dargestellt ist, wird zunächst ein Strahl aus einer Lichtquelle $|\alpha\rangle$ an einem Strahlteiler kohärent aufgespalten. Über Spiegel wird das Licht wieder an einem zweiten Strahlteiler überlagert. Abhängig von dem Unterschied der optischen Weglänge, die die beiden Teilstrahlen zuvor durchlaufen mussten, kommt es bei der Überlagerung zu konstruktiver oder destruktiver Interferenz. Mit Photodioden können dann die Lichtintensitäten I der beiden Ausgangsports $|1\rangle$ und $|2\rangle$ vermessen werden. Diese hängt von dem durch den Phasenschieber symbolisierten Phasenunterschied $\Delta\phi$ zwischen den beiden Teilpfaden über

$$I_{|1\rangle,|2\rangle} \propto 1 \pm \cos \Delta\phi \quad (2.1)$$

ab.

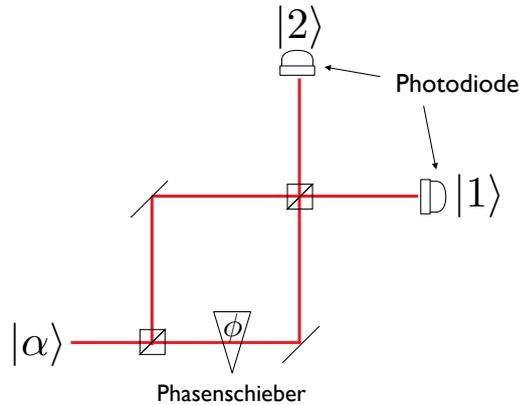


Abbildung 2.1: Schematische Darstellung eines Interferometers (in Mach-Zehnder-Geometrie) mit Licht. Das Licht $|\alpha\rangle$ wird in das Interferometer geschickt und an einem ersten Strahlteiler aufgespalten. Danach erfährt es auf den beiden Wegen eine unterschiedliche Phasenentwicklung (durch den Phasenschieber dargestellt) und wird mit Spiegeln an einem zweiten Strahlteiler rekombiniert. An den Ausgängen $|1\rangle$ und $|2\rangle$ kann das Signal mit zwei Photodioden detektiert werden.

In einem Atominterferometer wird das Licht durch Atome (bzw. Materiewellenpakete) ersetzt. Die Strahlteiler und Spiegel werden durch elektromagnetische Felder ersetzt. Abbildung 2.2 stellt ein solches Atominterferometer in Mach-Zehnder-Geometrie schematisch dar. Dabei kann beim Atominterferometer die Kopplung eines internen Freiheitsgrades des Atoms mit einem äußeren Freiheitsgrad, durch einen elektromagnetischen Übergang in der Elektronenhülle, ausgenutzt werden. Der innere Freiheitsgrad ist hierbei die energetische Anregung der Elektronen in der Atomhülle, der äußere ist der Impuls des Atoms. Über den elektromagnetischen Übergang werden die Zustände $|a, \mathbf{p}\rangle$ und $|b, \mathbf{p} + \hbar\mathbf{k}\rangle$ miteinander gekoppelt. Wobei a, b zwei interne Zustände des Atoms, \mathbf{p} dessen Impuls und \mathbf{k} den Wellenvektor des elektromagnetischen Feldes, mit dem der Übergang getrieben wurde, bezeichnen.

Für die experimentelle Realisierung müssen die Atome in einem wohldefinierten Zustand $|a, \mathbf{p}\rangle$ präpariert werden. Zu Anfang wird atomare Wellenfunktion dann mit einem sogenannten $\pi/2$ -Puls kohärent aufgespalten und somit die atomaren Wellenpakete aus einem Zustand $|a, \mathbf{p}\rangle$ in eine Superposition $\frac{1}{\sqrt{2}}(|a, \mathbf{p}\rangle + i|b, \mathbf{p} + \hbar\mathbf{k}\rangle)$ gebracht. Der $\pi/2$ -Puls dient somit als Strahlteiler. Danach durchlaufen die atomaren Wellenpakete in der Regel das weitere Interferometer, indem sie frei fallen gelassen werden. Nach einer Zeit T der freien Entwicklung werden sie mit einem π -Puls als Spiegel wieder

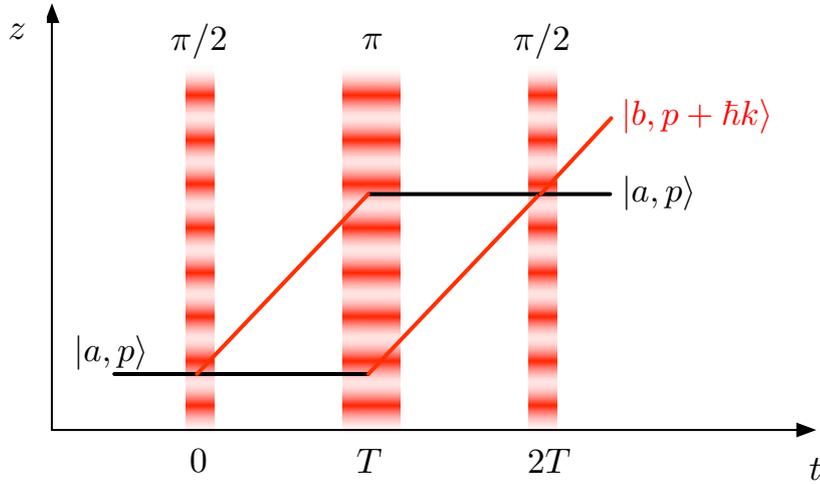


Abbildung 2.2: Schematische Darstellung eines Atominterferometers in Mach-Zehnder-Geometrie. Zum Zeitpunkt $t = 0$ wird die Atomwolke mit einem $\pi/2$ -Puls aufgespalten, bei $t = T$ mit einem π -Puls zurückgelenkt um an einem letzten π -Puls wieder überlagert zu werden.

zurück „reflektiert“. Ein π -Puls invertiert die Wahrscheinlichkeitsamplituden der Wellenfunktion. Ein Zustand $|a, \mathbf{p}\rangle$ wird also in den Zustand $|b, \mathbf{p} + \hbar\mathbf{k}\rangle$ überführt. Nachdem ein weiteres Zeitintervall T vergangen ist, werden die Wellenpakete mit einem letzten „Strahlteiler“- $\pi/2$ -Puls wieder überlagert.

Nach dieser Interferometriesequenz kann über geeignete Detektionsmethoden (z.B. Fluoreszenzaufnahmen) die jeweilige Anzahl der Atome in den beiden Ausgangszuständen $|b, \mathbf{p} + \hbar\mathbf{k}\rangle$ und $|a, \mathbf{p}\rangle$, die nur auf den internen Zustand sensitiv sind, detektiert werden. Durch das Durchlaufen verschiedener Trajektorien mit auf ihnen unterschiedlichen Phasenentwicklungen kommt es dabei am Ausgang des Atominterferometers zu einer Interferenz die sich in der Besetzungswahrscheinlichkeit für die einzelnen Zustände widerspiegelt. Analog zum Licht-Interferometers kann sie durch

$$P_{|\cdot\rangle} \propto 1 \pm \cos \Delta\phi \quad (2.2)$$

in Abhängigkeit von $\Delta\phi$ berechnet werden.

2.2 Raman-Strahlteiler

Im späteren Experiment sollen sogenannte stimulierte Raman-Übergänge zur Kopplung der beiden Interferometerzustände $|a, \mathbf{p}\rangle$ und $|b, \mathbf{p} + \hbar\mathbf{k}\rangle$ verwendet

werden. Mit stimulierten Raman-Übergängen können Übergänge zwischen zwei langlebigen atomaren Zuständen niedriger Energie getrieben werden und dabei gleichzeitig ein relativ großer Impuls auf die Atome übertragen werden. Da das Atominterferometer auf der Kopplung der internen und externen Freiheitsgrade von Atomen beruht, ist dies von unschätzbarem Vorteil. Wie später gezeigt wird, ist das Messignal eines atomaren Gravimeters proportional zum übertragenen Impuls. Als langlebige interne Zustände sollen in diesem Experiment die Hyperfeinniveaus des $4^2S_{1/2}$ -Zustandes von Kalium beziehungsweise des $5^2S_{1/2}$ -Zustandes von Rubidium benutzt werden.

Die Aufspaltung der Hyperfeinniveaus beträgt bei ^{87}Rb 6,83 GHz und bei ^{39}K nur 460 MHz. Würde der Übergang direkt mit einem elektromagnetischen Feld dieser Frequenz getrieben, könnte nur einen entsprechend kleinen Impuls $\hbar k$ übertragen werden, da der Betrag des Wellenvektors

$$k = \frac{2\pi\nu}{c} \quad (2.3)$$

proportional zur Frequenz ist.

Bei stimulierten Raman-Übergängen kann allerdings der Impuls von zwei Photonen im optischen Bereich und somit ein um fünf Größenordnungen größerer Impuls übertragen werden kann. Da sich die Raman-Übergänge größtenteils wie ein zwei-Niveau-Atom behandeln lassen, soll dieses zunächst eingeführt werden. Danach werden die Raman-Übergänge erläutert.

2.2.1 Zwei-Niveau-Atom

Für die Behandlung des Zwei-Niveau-Atoms wird ein halbklassischer Ansatz mit einem quantisiertem Atom und einem klassischen Lichtfeld gewählt. Das Atom habe dabei die Zustände $|a\rangle$ und $|b\rangle$ mit den Energien $\hbar\omega_a$ und $\hbar\omega_b$. Diese Herleitung orientiert sich an [28]. Die Dynamik dieses System kann durch eine zeitabhängige Schrödingergleichung der Form

$$\mathcal{H}|\Psi(t)\rangle = i\hbar\frac{\partial}{\partial t}|\Psi(t)\rangle \quad (2.4)$$

beschrieben werden. Als Lösungsansatz für die Wellenfunktion $|\Psi\rangle$ des freien Atoms kann eine Linearkombination der Energieeigenzustände des Atoms

$$|\Psi(t)\rangle = c_a(t) e^{-i\omega_a t}|a\rangle + c_b(t) e^{-i\omega_b t}|b\rangle \quad (2.5)$$

gewählt werden. Der Hamiltonoperator \mathcal{H} des System setzt sich zusammen aus dem des Atoms \mathcal{H}_0 und dem der Wechselwirkung \mathcal{H}_I

$$\mathcal{H} = \mathcal{H}_0 + \mathcal{H}_1 \quad (2.6)$$

$$= \hbar\omega_a|a\rangle\langle a| + \hbar\omega_b|b\rangle\langle b| - \hat{\mathbf{d}} \cdot \mathbf{E}. \quad (2.7)$$

\mathbf{E} ist dabei ein klassisches Lichtfeld, das durch eine Ebene Welle

$$\mathbf{E}(\mathbf{x}, t) = \mathbf{E}_0 \cos(\omega_L t + \mathbf{k}\mathbf{x} + \varphi_{L,0}) \quad (2.8)$$

mit der Amplitude \mathbf{E}_0 und dem Wellenvektor \mathbf{k} in Abhängigkeit der Zeit t und des Ortes \mathbf{x} beschrieben wird. Der elektrische Dipoloperator \mathbf{d} des Übergangs $a \leftrightarrow b$ ist definiert als:

$$\hat{\mathbf{d}} = \hat{\mathbf{d}}_{ab} + \hat{\mathbf{d}}_{ba} \quad \text{mit} \quad \hat{\mathbf{d}}_{ij} = |i\rangle\mathbf{d}_{ij}\langle j| \quad (2.9)$$

Sein genauer Zahlenwert kann durch Berechnung des entsprechenden Dipolmatrixelements \mathbf{d}_{ij} ermittelt werden. Nun wird noch die Dipolnäherung verwendet, bei der ein homogenes E-Feld am Ort des Atomes angenommen wird, dadurch ergibt sich ein ortsunabhängiges E-Feld

$$\mathbf{E}(t) = \mathbf{E}_0 \cos(\omega_L t + \varphi_{L,0}) \quad (2.10)$$

mit dem dann das Skalarprodukt $\langle i|\mathcal{H}_1|j\rangle$ ausgewertet wird. Zusätzlich wird noch die *Rotating Wave Approximation* (RWA) benötigt, bei der angenommen wird, dass die Verstimmung δ des Lasers zur Übergangsfrequenz $\omega_{ba} = \omega_b - \omega_a$ viel kleiner ist, als die Übergangsfrequenz selbst:

$$\delta = \omega_L - \omega_{ba} \ll \omega_{ba}. \quad (2.11)$$

Durch Einsetzen des Ansatzes (2.5) der Wellenfunktion und des Hamiltonoperators (2.6) in die Schrödingergleichung (2.4) und anschließende Projektion auf die Basiszustände $|a\rangle$ und $|b\rangle$, ergibt sich ein gekoppeltes Differentialgleichungssystem für die Koeffizienten der Wellenfunktion:

$$\dot{c}_a = -i\frac{\Omega}{2}e^{i(\delta+\varphi_{L,0})}c_b(t) \quad (2.12)$$

$$\dot{c}_b = -i\frac{\Omega^*}{2}e^{-i(\delta+\varphi_{L,0})}c_a(t). \quad (2.13)$$

Dabei wurde bei Auswertung des Skalarproduktes $\langle i|\mathcal{H}_1|j\rangle$ folgende Definitionen für die Rabi-Frequenz Ω verwendet:

$$\Omega = \frac{\langle b|\mathcal{H}_1|a\rangle}{\hbar} = -\frac{\langle b|\mathbf{d} \cdot \mathbf{E}_0|a\rangle}{\hbar} \quad (2.14)$$

Die schneller oszillierenden Terme $\omega_L + \omega_{ba}$ konnten aufgrund der angewandten RWA verworfen werden.

Um nun das Gleichungssystem (2.12) zu lösen muss der Hamiltonian \mathcal{H} in das sich mit der Frequenz δ drehende Bezugssystem transformiert und dort diagonalisiert werden. Nach der darauffolgenden Zeitentwicklung der Wellenfunktion $|\Psi\rangle$ und anschließender Rücktransformation in das feste Bezugssystem ergibt sich als Lösung:

$$c_a(t_0 + \tau) = \left\{ c_a(t_0) \left[\cos\left(\frac{\Omega_r \tau}{2}\right) - i \frac{\delta}{\Omega_r} \sin\left(\frac{\Omega_r \tau}{2}\right) \right] + c_b(t_0) e^{i(\delta t_0 + \varphi_{L,0})} \left[-i \frac{\Omega}{\Omega_r} \sin\left(\frac{\Omega_r \tau}{2}\right) \right] \right\} e^{\frac{\delta \tau}{2}} \quad (2.15)$$

$$c_b(t_0 + \tau) = \left\{ c_a(t_0) e^{-i(\delta t_0 + \varphi_{L,0})} \left[-i \frac{\Omega}{\Omega_r} \sin\left(\frac{\Omega_r \tau}{2}\right) \right] + c_b(t_0) \left[\cos\left(\frac{\Omega_r \tau}{2}\right) - i \frac{\delta}{\Omega_r} \sin\left(\frac{\Omega_r \tau}{2}\right) \right] \right\} e^{-\frac{\delta \tau}{2}} \quad (2.16)$$

Dazu wurde noch die folgende Definition einer veränderten Rabi-Frequenz unter Berücksichtigung der Verstimmung δ eingeführt:

$$\Omega_r = \sqrt{\delta^2 + \Omega^2}. \quad (2.17)$$

Mit den Anfangsbedingungen $c_a(0) = 1$ und $c_b(0) = 0$ ergibt sich für die Besetzungswahrscheinlichkeiten P_a und P_b , nach einer Interaktionszeit τ :

$$P_a(\tau) = |c_a(\tau)|^2 = \left(\frac{\Omega}{\Omega_r}\right)^2 \cos^2\left(\frac{\Omega_r \tau}{2}\right) \quad (2.18)$$

$$P_b(\tau) = |c_b(\tau)|^2 = \left(\frac{\Omega}{\Omega_r}\right)^2 \sin^2\left(\frac{\Omega_r \tau}{2}\right). \quad (2.19)$$

Die Wahrscheinlichkeit einen Zustand nach einer Zeit τ vorzufinden oszilliert wie in Abbildung 2.3 zu erkennen ist, mit der Rabi-Frequenz Ω_r . Ein Puls der Länge $\tau = \pi/\Omega_r$ („ π -Puls“) invertiert die Besetzungswahrscheinlichkeiten und wirkt so als Spiegel, ein Puls der Länge $\tau = \pi/2 \times \Omega_r$ („ π -halbe-Puls“) teilt die Wahrscheinlichkeit gleichmäßig auf, er wirkt also wie ein Strahlteiler für Atome.

Nun ist noch zu beachten, dass das Photon beim Übergang seinen Impuls auf das Atom überträgt. Letztendlich werden dabei die Zustände $|a, \mathbf{p}\rangle$ und $|b, \mathbf{p} + \hbar \mathbf{k}\rangle$ miteinander gekoppelt mit

$$|i, \mathbf{p}\rangle \equiv |i\rangle \otimes |\mathbf{p}\rangle \quad (2.20)$$

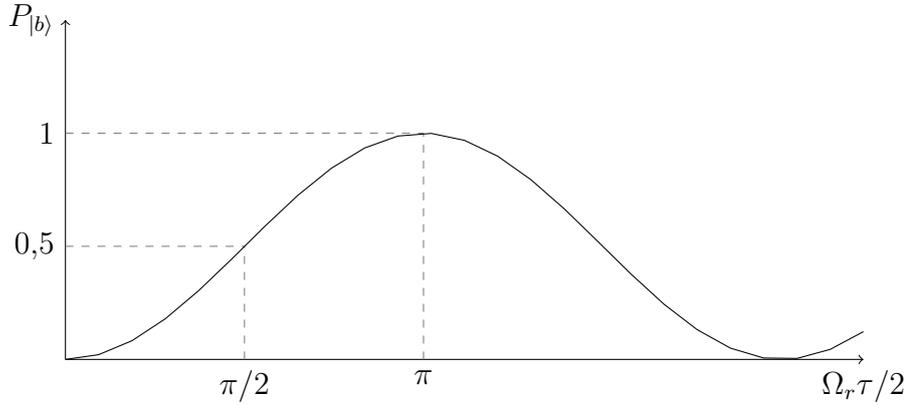


Abbildung 2.3: Dargestellt ist eine Rabioszillation, eingezeichnet sind ein $\pi/2$ - und ein π -Puls. Die x -Achse beschreibt die Zeit mit der ein Laserfeld eingestrahlt wird. Damit ändert sich die Besetzungswahrscheinlichkeit des Zustandes $|b\rangle$, die Anfangs bei Null lag.

einem Produktzustand. Der Hamiltonian des Gesamtsystems ergibt sich, indem der die Bewegung beschreibende Term $\mathcal{H}_{\text{mov}} = \mathbf{p}^2/2m$ (mit der Atommasse m) zu dem vorher eingeführten Hamiltonian addiert wird:

$$\mathcal{H} = \mathcal{H}_0 + \mathcal{H}_{\text{mov}} + \mathcal{H}_I. \quad (2.21)$$

Dadurch verschieben sich die Eigenenergien des System entsprechend um

$$E_{|a,\mathbf{p}\rangle} - E_{|a\rangle} = \frac{\mathbf{p}^2}{2m} \quad (2.22)$$

und

$$E_{|b,\mathbf{p}+\hbar\mathbf{k}\rangle} - E_{|b\rangle} = \frac{\mathbf{p}^2 + \hbar\mathbf{k}}{2m}. \quad (2.23)$$

Die dadurch verursachte Dopplerverschiebung der Übergangsfrequenz ω_{ba} kann einfach durch eine zusätzlich Verstimmung

$$\delta' = \omega_L - \left(\frac{E_{|b,\mathbf{p}+\hbar\mathbf{k}\rangle} - E_{|a,\mathbf{p}\rangle}}{\hbar} \right) = \omega_L - \omega_{ba} + \frac{\mathbf{k} \cdot \mathbf{p}}{m} + \frac{\hbar\mathbf{k}^2}{2m} \quad (2.24)$$

des Lasers miteinbezogen werden, die die Verstimmung δ in (2.16) ersetzt.

2.2.2 Der stimulierte Raman-Übergang

Um den Ramanübergang zu beschreiben, wird zusätzlich zu dem in Abschnitt 2.2.1 beschriebenen zwei-Niveau-System noch ein drittes Niveau $|i\rangle$

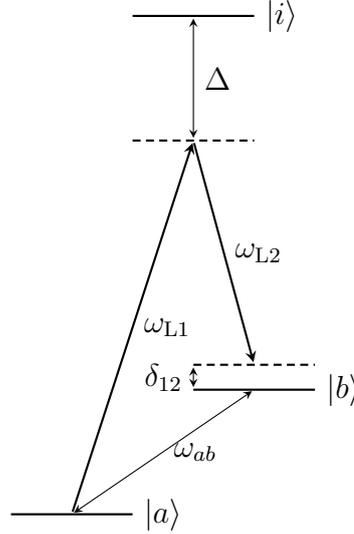


Abbildung 2.4: Diagram der Energieniveaus bei einem Raman-Übergang. Eingezeichnet sind die drei beteiligten Niveaus $|a\rangle$, $|b\rangle$ und $|i\rangle$, sowie die Raman-Laser L1 und L2.

benötigt, wie in Abbildung 2.4 zu erkennen ist. Dieses Niveau muss eine große Energiedifferenz zu den Niveaus $|a\rangle$ und $|b\rangle$ aufweisen, damit die verwendeten Lichtfelder nicht resonant zum Übergang $a \leftrightarrow b$ sind. Die Ramanübergänge werden durch einen kohärenten zwei-Photonen-Prozess ermöglicht und werden von zwei Lichtfeldern

$$\mathbf{E}_{L1}(\mathbf{x}, t) = \mathbf{E}_{L1,0} \cos(\omega_{L1}t + \mathbf{k}_{L1}\mathbf{x} + \varphi_{L1,0}) \quad (2.25)$$

$$\mathbf{E}_{L2}(\mathbf{x}, t) = \mathbf{E}_{L2,0} \cos(\omega_{L2}t + \mathbf{k}_{L2}\mathbf{x} + \varphi_{L2,0}) \quad (2.26)$$

mit den Frequenzen ω_{L1} und ω_{L2} getrieben. Der Laser mit der Frequenz ω_{L1} ist dabei um Δ zum Niveau $|i\rangle$ verstimmt. Der zweite Laser mit der Frequenz ω_{L2} ist um ω_{ab} zum ersten Laser verstimmt.

Das Einstrahlen dieser Lichtfelder koppelt die internen Freiheitsgrade des Atoms mit seinen Externen. Das Atom wird von den Lasern vom Zustand $|a, \mathbf{p}\rangle$ in den Zustand $|i, \mathbf{p} + \hbar\mathbf{k}_{L1}\rangle$ beziehungsweise $|i, \mathbf{p} + \hbar\mathbf{k}_{L2}\rangle$ angeregt.

Durch gleichzeitiges Einstrahlen des jeweils anderen Laserfeldes kommt es zu einer stimulierten Emission von diesem Zwischenzustand nach $|b, \mathbf{p} + \hbar(\mathbf{k}_{L1} - \mathbf{k}_{L2})\rangle$. Dabei wird ein Impuls $\hbar(\mathbf{k}_{L1} - \mathbf{k}_{L2})$ auf das Atom übertragen.

Dabei kommt es durch diesen Impulsübertrag zu einer Dopplerverschiebung der Energieniveaus. Dadurch kommt es analog zu (2.24) zu einer Verstimmung des tatsächlich getriebenen Übergangs $\bar{\omega}_{ab}$ gegenüber ω_{ba} . Dies kann durch

Definition einer zusätzlichen Verstimmung

$$\delta_{12} = \omega_{\text{eff}} - \left(\omega_{ba} + \frac{\mathbf{p}\mathbf{k}_{\text{eff}}}{m} + \frac{\hbar\mathbf{k}_{\text{eff}}^2}{2m} \right) \quad (2.27)$$

der effektiven Laserfrequenz gegenüber diesem verschobenen Energieniveaus berücksichtigt werden. Dabei wurden die folgenden Definitionen für Wellenzahl, und effektiver Frequenz benutzt:

$$\begin{aligned} \varphi_{L1}(t) - \varphi_{L2}(t) &= (\omega_{L1} - \omega_{L2})t - (\mathbf{k}_{L1} - \mathbf{k}_{L2})\mathbf{x} + (\varphi_{L1,0} - \varphi_{L2,0}) \\ &= \omega_{\text{eff}}t - \mathbf{k}_{\text{eff}}\mathbf{x} + \varphi_{\text{eff},0} \end{aligned} \quad (2.28)$$

Ist die Verstimmung Δ der beiden Laser gegenüber der natürlichen Linienbreite des Niveaus $|i\rangle$ groß genug und außerdem die Verstimmung δ_{12} der Laser viel kleiner als die Verstimmung Δ , so kann die spontane Emission vernachlässigt werden und das System verhält sich wie ein zwei-Niveau-Atom, das von einem Laser der Frequenz ω_{eff} gestört wird. Der Hamiltonoperator des Systems unter Vernachlässigung der spontanen Emission lautet

$$\mathcal{H}(t) = \hbar\omega_a|a\rangle\langle a| + \hbar\omega_b|b\rangle\langle b| + \hbar\omega_i|i\rangle\langle i| + \frac{\mathbf{p}^2}{2m} - \mathbf{d} \cdot (\mathbf{E}_{L1}(\mathbf{x}, t) + \mathbf{E}_{L2}(\mathbf{x}, t)) \quad (2.29)$$

wobei \mathbf{d} wieder den Dipoloperator darstellt. Mit ihm lassen sich die Rabi-Frequenzen

$$\Omega_{ijk} = \frac{\langle j|\mathbf{d} \cdot \mathbf{E}_{0,Lk}|i\rangle}{\hbar} \quad (2.30)$$

der einzelnen Übergänge berechnen. Mit der neuen Definition

$$\Omega_{\text{eff}} = \frac{\Omega_{ai1}^* \Omega_{bi2}}{2\Delta + i\Gamma} \quad (2.31)$$

für die effektiv wirkende Rabi-Frequenz und nach erneutem Lösen der Schrödingergleichung mit dem neuen Hamiltonoperator (2.29) ergeben sich ähnlich wie in (2.19) Gleichungen für die Koeffizienten $c_a(b)$ und $c_b(t)$ nach Einstrahlen der Raman-Laser für eine Zeit t :

$$c_a(t_0 + \tau) = c_b(t_0) \cos\left(\frac{\Omega_{\text{eff}}\tau}{2}\right) + ic_a(t_0)e^{-i\phi_{\text{eff},t_0}} \sin\left(\frac{\Omega_{\text{eff}}\tau}{2}\right) \quad (2.32)$$

$$c_b(t_0 + \tau) = c_a(t_0) \cos\left(\frac{\Omega_{\text{eff}}\tau}{2}\right) + ic_b(t_0)e^{-i\phi_{\text{eff},t_0}} \sin\left(\frac{\Omega_{\text{eff}}\tau}{2}\right) \quad (2.33)$$

Dabei wurden sowohl die zusätzliche Verstimmung δ_{12} vernachlässigt, da sie bei Wahl der richtigen Laserfrequenz verschwindet.

Die Besetzungswahrscheinlichkeit P_b nach einer Wechselwirkungszeit τ mit dem Laserfeld ergibt sich daraus durch Bildung des Betragsquadrates von c_b :

$$P_b(\tau) = |c_b(\tau)|^2 = \sin^2 \left(\Omega_{\text{eff}} \frac{\tau}{2} \right) \quad (2.34)$$

Hierbei wurden $t_0 = 0$, $c_a(0) = 1$ und $c_b(0) = 1$ vorausgesetzt. Das Ergebnis ist das Gleiche wie schon im Falle des zwei-Niveau-Atoms (2.19).

Der durch den Raman-Übergang übertragene Impuls ist von der Ausrichtung der Wellenvektoren abhängig, da sie sich vektoriell addieren. Dabei unterscheidet man im Allgemeinen zwischen zwei Fällen. Zum einen dem Fall der **mitläufigen Lichtstrahlen** (kopropagierend) dort entspricht der Übertragene Impuls nur der Verstimmung der beiden Laser zueinander $\hbar(k_{L1} - k_{L2})$. Da die Doppler-Verschiebung der Atome für beide Raman-Strahlen gleich ist, kann diese im Falle einer großen Verstimmung Δ vernachlässigt werden. Diese Konfiguration bezeichnet man auch als geschwindigkeitsinsektiv.

Im zweiten Fall der **gegenläufigen Lichtstrahlen** (kontrapropagierend), ist der dabei übertragene Impuls $\hbar(\mathbf{k}_{L1} - \mathbf{k}_{L2}) \approx 2\hbar k_{L1}$, also einen Faktor 10^5 größer als im geschwindigkeitsinsektiven Fall. Zusätzlich erfahren die Atome bezüglich der beiden Raman-Strahlen verschiedene Doppler-Verschiebungen. Dadurch ist immer nur eine sehr kleine Geschwindigkeitsklasse der Atome zu den Raman-Lasern resonant. Diese Konfiguration wird deswegen auch als geschwindigkeitssensitiv bezeichnet.

Die geschwindigkeitsinsektive Konfiguration ist technisch einfacher zu realisieren, da man dabei nicht fortwährend die Dopplerverschiebung der Atome kompensieren muss. Deswegen kann zu Testzwecken das Interferometer in dieser Konfiguration betrieben werden, um festzustellen ob die restlichen Komponenten funktionieren. Im späteren regulären Interferometerbetrieb wird der geschwindigkeitsselektive Fall angestrebt, da er eine wesentlich höhere Sensitivität erlaubt.

2.3 Atominterferometer als Gravimeter

Das in dieser Arbeit vorgestellte Atominterferometer soll zur Messung der differentiellen Schwerebeschleunigung von Kalium und Rubidium, dienen. Im Rahmen dieser Arbeit werden hauptsächlich die Isotope ^{39}K und ^{87}Rb betrachtet. Auch wenn das System in der Lage ist mit ^{40}K und ^{41}K zu arbeiten, ist das bosonische ^{39}K -Isotop für den Anfang am vielversprechendsten. Es bietet als bosonisches Isotop magnetfeldinsensitive Zustände mit $m_F = 0$ und kommt in der Natur am häufigsten vor.

Atominterferometer bieten, gegenüber Aufbauten, die makroskopische Objekte zur Messung der Schwerebeschleunigung verwenden¹, einige Vorteile:

- Hohe Repetitionsraten und damit gute Statistik möglich (4 Hz wurden schon gezeigt [29]).
- Der Betrieb mehrerer Interferometer mit verschiedenen Testmassen zur gleichen Zeit am gleichen Ort ist möglich. Dies ist mit anderen Methoden nur unter höherem technischen Aufwand möglich und erlaubt, es die Genauigkeit und Präzision differenzieller Messungen erheblich zu steigern [30].

Am Ende der Interferometersequenz kann die relative Besetzungszahl der inneren Zustände der Atome, wie in Abschnitt 3.3 beschrieben, gemessen werden und daraus auf die Interferometerphase $\Delta\phi$ zurückgeschlossen werden.

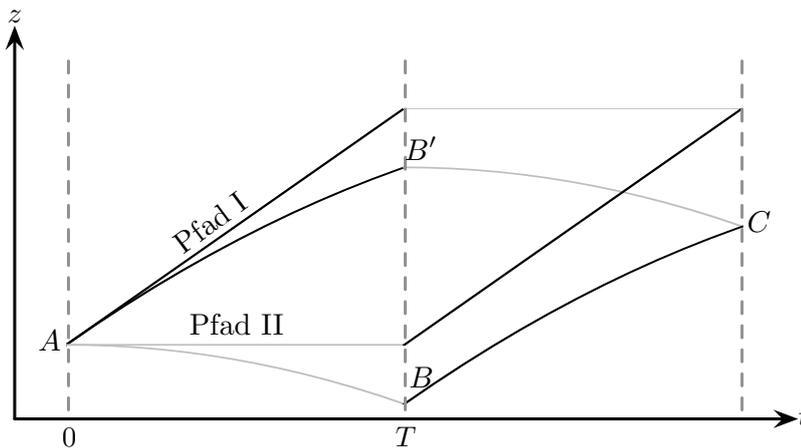


Abbildung 2.5: Nachdem die atomaren Wellenpakete bei $t = 0$ aufgespalten wurden können die die Pfade A und B durchlaufen. Die gestrichelten Linien stellen die Laserpulse dar. Das verbogene Parallelogramm zeigt wie die Trajektorien der Wellenpakete unter Einfluss einer nach unten gerichteten Beschleunigung verformt werden.

Wie in Abbildung 2.5 dargestellt, wird die Atomwolke bei $t = 0$ geteilt und bei $t = T$ und $t = 2T$ erst mit einem π -Puls zurückgelenkt und dann mit einem $\pi/2$ -Puls wieder kombiniert. Dabei durchlaufen die Atome zwei verschiedene Pfade und können dabei einer unterschiedlichen Phasenentwicklung

¹Wie zum Beispiel das kommerziell erhältliche FG5 [1], das die Fallbeschleunigung mittels eines fallendem Retroreflektor (einem sogenannten „corner cube“) misst, der als Endspiegel eines Michelson-Interferometer dient.

unterliegen. Der Phasenunterschied zwischen den beiden Pfaden kann dabei nur von der freien Entwicklung und den dazwischen eingestrahlenen Laserpulsen verursacht werden. Zur Vereinfachung sollen diese beiden Beiträge

$$\Delta\phi = \Delta\phi_{\text{Entwicklung}} + \Delta\phi_{\text{Laser}}. \quad (2.35)$$

getrennt betrachtet werden [28].

Der Beitrag zur Phase, der durch die freie Entwicklung verursacht wird, entspricht im klassischen Limit ($S_{\text{kl}}(\Gamma) \gg \hbar$) der klassischen Wirkung $S_{\text{kl}}(\Gamma)$ dividiert durch \hbar entlang der beiden Pfade. Der Beitrag $\Delta\phi_{\text{Entwicklung}}$ ergibt sich, indem die klassische Wirkung

$$S_{\text{kl}}(\Gamma) = \int_{t_1}^{t_2} \mathcal{L}(z, \dot{z}) dt \quad (2.36)$$

entlang beider Pfade ausgerechnet und daraus auf die Phasendifferenz zurückgeschlossen wird:

$$\Delta\phi_{\text{Entwicklung}} = \frac{1}{\hbar}(S_{\text{kl}}(A) - S_{\text{kl}}(A)) \quad (2.37)$$

$$= \Delta\phi_A - \Delta\phi_B. \quad (2.38)$$

Im Falle einer konstanten Erdbeschleunigung g ohne Gravitationsgradienten ist die Lagrangefunktion:

$$\mathcal{L}(z, \dot{z}) = \frac{1}{2}\dot{z}^2 - mgz. \quad (2.39)$$

Durch Einsetzen dieser Lagrange-Funktion in die Wirkung ergibt sich für die Phase der freien Entwicklung:

$$\Delta\phi_{\text{Entwicklung}} = \frac{1}{\hbar T}(z_B - z_{B'})(z_B + z_{B'} - z_A - z_C - gT^2). \quad (2.40)$$

Die z -Positionen lassen sich nun leicht über $z(t) = z_0 + \frac{1}{2}gt^2[+k_{\text{eff}}gt^2]$ ausrechnen. Wie für ein derartiges Potential zu erwarten war, verschwindet der durch die freie Entwicklung verursachte Beitrag zur Phasendifferenz.

Der Phasenunterschied durch die Laserphase entsteht dadurch, dass wie aus (2.32) zu erkennen ist, die Laserphase in die Wahrscheinlichkeitsamplituden c_i mit einfließt. Die Laserphase läßt allerdings nicht in die Besetzungswahrscheinlichkeiten P_i ein, da zur Messung eben dieser die Wellenfunktion auf einen Zustand projiziert werden muss und somit die komplexe Phase verschwindet. Es handelt sich also tatsächlich um ein Interferenzphänomen, dass durch Messung zerstört werden kann. Wird die Interferometersequenz mit

(2.32) abgearbeitet, so ergibt sich am Ende durch die Phasenbeiträge der Raman-Laser der Phasenunterschied

$$\Delta\phi_{\text{Laser}} = (\phi_A - \phi_B) - (\phi_{B'} - \phi_C). \quad (2.41)$$

Im Falle konstanter Frequenz und Laserphasenoffsets ergibt sich mit (2.28) für den durch den Laser verursachten Beitrag zu Interferometerphase:

$$\Delta\phi_{\text{Laser}} = k_{\text{eff}}[(z_A - z_B) - (z_{B'} - z_C)] \quad (2.42)$$

Nimmt man nun eine konstante Erdbeschleunigung ($g = \text{const.}$) an, erhält man für die Phase

$$\Delta\phi = \Delta\phi_{\text{Laser}} = k_{\text{eff}}gT^2. \quad (2.43)$$

Für hohe Genauigkeiten ab ca. $\Delta g = 10^{-8} \text{ m/s}^2$ lässt sich die Erdbeschleunigung allerdings nicht mehr als konstant innerhalb der Experimentierkammer annehmen und der Gravitationsgradient muss mit einberechnet werden.

Die Phase der Laser geht also direkt in das Interferometersignal ein. Um g einmalig mit einer Genauigkeit von $\Delta g/g = 10^{-9}$ zu messen, muss die Phase der Laser bei einer freien Entwicklungszeit $T = 100 \text{ s}$ auf etwa 1 mrad genau bestimmt sein. Deswegen wird, wie in Kapitel 5 beschrieben wird, ein beträchtlicher Aufwand betrieben, um die Phase der Laser zu stabilisieren.

Experimentelle Realisierung

Nachdem die Grundlagen der Atominterferometrie beschrieben wurden, soll nun der experimentelle Aufbau und Ablauf näher erläutert werden. Im späteren Experiment soll die Fallbeschleunigung, die auf zwei kalte atomare Ensembles von Kalium und Rubidium an den selben Raumzeitkoordinaten wirkt, gemessen werden. Dazu sollen zunächst die Isotope ^{87}Rb und ^{39}K verwendet werden. Später besteht auch die Möglichkeit, auf die Kalium-Isotope ^{40}K und ^{41}K umzusteigen. Zum Betrieb der magneto-optischen Falle und des Atominterferometers sollen Übergänge der D2-Linien dieser Isotope benutzt werden. Diese bezeichnet den Übergang zwischen den $5^2\text{S}_{1/2}$ auf $5^2\text{P}_{3/2}$ Niveaus für Rubidium bzw. $4^2\text{S}_{1/2}$ auf $4^2\text{P}_{3/2}$ für Kalium (siehe Termschemata Abbildung A.1 und Abbildung A.2). Zunächst soll der Aufbau der Atomquelle und der Experimentierkammer beschrieben werden. Danach das zum Fangen, Kühlen und der kohärenten Manipulation von Kalium und Rubidium dienende Lasersystem. Abschließend soll der geplante experimentelle Ablauf inklusive der Detektion und Zustandspräparation beschrieben werden. Eine umfassendere Beschreibung des Aufbaus der Experimentierkammer [31, 32] und des Lasersystems [33, 34] findet sich in vorangegangenen Arbeiten. Eine Skizze des Experiments ist in Abbildung 3.1 zu finden.

3.1 Atomquelle und Experimentierkammer

Als Quelle für die später zur Atominterferometrie eingesetzten kalten Ensembles aus Kalium und Rubidium dient eine magneto-optische Falle [35, 36] die die Atome in zwei Raumrichtungen einschließt (2D-MOT). Zusätzlich kann noch ein sogenannter „Pusher“-Strahl benutzt werden, der die Atome

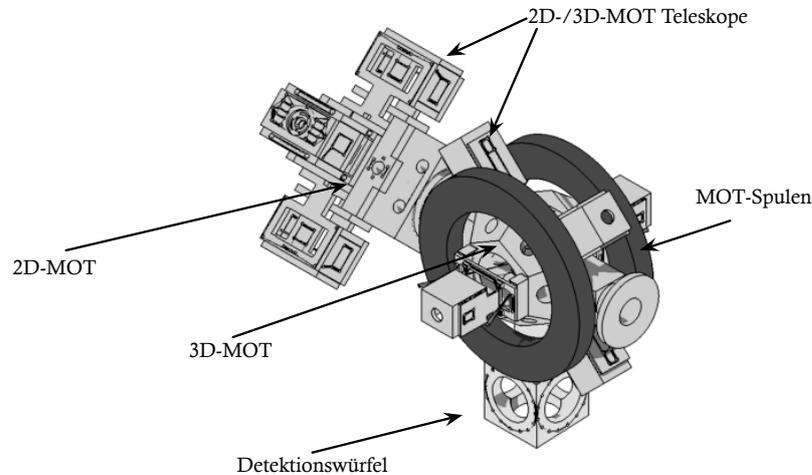


Abbildung 3.1: Skizze des experimentellen Aufbaus

in Richtung der dritten noch übrigen Raumrichtung beschleunigt. Diese 2D-MOT besteht aus einer Quarzglaszelle [Helma] (Innenmaß: $3 \times 3 \times 10 \text{ cm}^3$, 5 mm Wandstärke) die durch eine Indiumpressdichtung mit dem restlichen Vakuumsystem verbunden ist. Die Rubidium- und Kaliumatome werden über Dispenser [alvatec AS-3-Rb50-C und AS-3-K40(5%)-20-C] in das Vakuum eingebracht. Zwei Spulenpaare in Anti-Helmholz-Konfiguration sind sich jeweils gegenüber an den vier großen Seitenflächen der Glaszelle angebracht um ein Quadrupolfeld für die 2D-MOT zu erzeugen.

Diese 2D MOT ist durch eine differentielle Pumpstufe, die im Wesentlichen aus einem langen, dünnen, konisch zulaufenden Röhrchen besteht, von der Experimentierkammer getrennt, um dort einen niedrigeren Druck (etwa zwei bis drei Größenordnungen niedriger) erzielen zu können. In der Experimentierkammer wird der kalte Atomstrahl aus der 2D-MOT in einer 3D-MOT gefangen, die die Atome in der fehlenden Raumrichtung einschließt und somit endgültig fängt. Die Experimentierkammer ist aus einem Aluminiumblock gefertigt und besitzt 20 optische Zugänge. Diese sind mit für 766/780 nm, 1000 – 1100 nm und 1960 nm antireflexbeschichteten [Laseroptik Garbsen, B-01196] Fenstern aus Quarzglas [Heraeus, Infrasil 301] abgedeckt. Die Abdichtung des Vakuums an den Fenstern erfolgt ebenfalls über Indiumpressdichtungen. Das Magnetfeld wird durch ein wassergekühltes Spulenpaar erzeugt.

Gegenüber der 2D-MOT sind eine Titansublimationspumpe und eine Ionengetterpumpe angebracht um ein Ultrahochvakuum (UHV) ($< 10^{-10} \text{ mbar}$)

zu gewährleisten. Über ein Vakuumventil kann zusätzlich eine Turbomolekularpumpe angeschlossen werden.

Für den Betrieb des Interferometers werden noch einige Umbaumaßnahmen erfolgen. So wird unter der Experimentierkammer über ein 80 mm langes Rohr ein Würfel angebracht werden. Dieser wird zur Detektion der Atome dienen, nachdem sie zum Betrieb des Atominterferometers aus der MOT-Region fallengelassen wurden. Er bietet fünf zusätzliche große optische Zugänge ($\varnothing 60$ mm) an den verbliebenen fünf Seiten. Das untere Fenster ist von besonders guter Qualität [Fichou, $\lambda/20$], da es für das Einstrahlen der Raman-Strahlen gedacht ist, die ihn aufgrund der Retro-Reflexion zweimal passieren müssen. Unter dem Detektionswürfel wird der, für die Geschwindigkeitsselektiven Raman-Strahlteiler benötigte, Retro-Reflektorspiegel auf einer vibrationsisolierenden Plattform [MinusK 150BM-1] angebracht werden. Dabei ist darauf zu achten, dass sowohl die Raman-Strahlen exakt parallel zur Erdbeschleunigung verlaufen als auch, dass sie vom unteren Spiegel exakt in sich zurück reflektiert werden, da es ansonsten zu systematischen Messfehlern kommt.

3.2 Diodenlasersystem

Im Folgenden soll das verwendete Lasersystem kurz vorgestellt werden. Es ist modular aufgebaut und besteht im Wesentlichen aus vier Modulen. Den zwei Referenzlasermodulen, welche frequenzstabilisiertes Licht zur Verfügung stellen. Dem Masterlasermodul, welches Kühl- und Rückpumplicht für die MOT sowie Licht für die Raman-Interferometrie bereit stellt. Und schlussendlich aus dem Verstärkungsmodul, welches das Licht mit drei Trapezverstärkern (TA) verstärkt und auf verschiedene Fasern für MOT und Interferometrie aufteilt. Die einzelnen Module sind über polarisationserhaltende Faser miteinander gekoppelt. Der geplante Aufbau vor dem Umbau ist in Abbildung 3.2 schematisch dargestellt. Die Beschreibung der Verstärkungs- und Masterlasermodule bezieht sich dabei auf den aktuellen Aufbau, die Änderungen die durch diese Diplomarbeit angestoßen wurden werden in Kapitel 6 behandelt.

3.2.1 Die Referenzlasermodule

Zum Kühlen und Fangen der Atome sowie zur Atominterferometrie ist es notwendig, eine absolute Frequenzreferenz zu haben, um die Laser auf die gewünschten atomaren Übergänge einstellen zu können. Dazu dienen die zwei Referenzlasermodule, die jeweils auf die Crossover-Übergänge der D₂-Linien von ⁸⁷Rb und ³⁹K stabilisiert sind. ³⁹K wird verwendet, da es mit einem

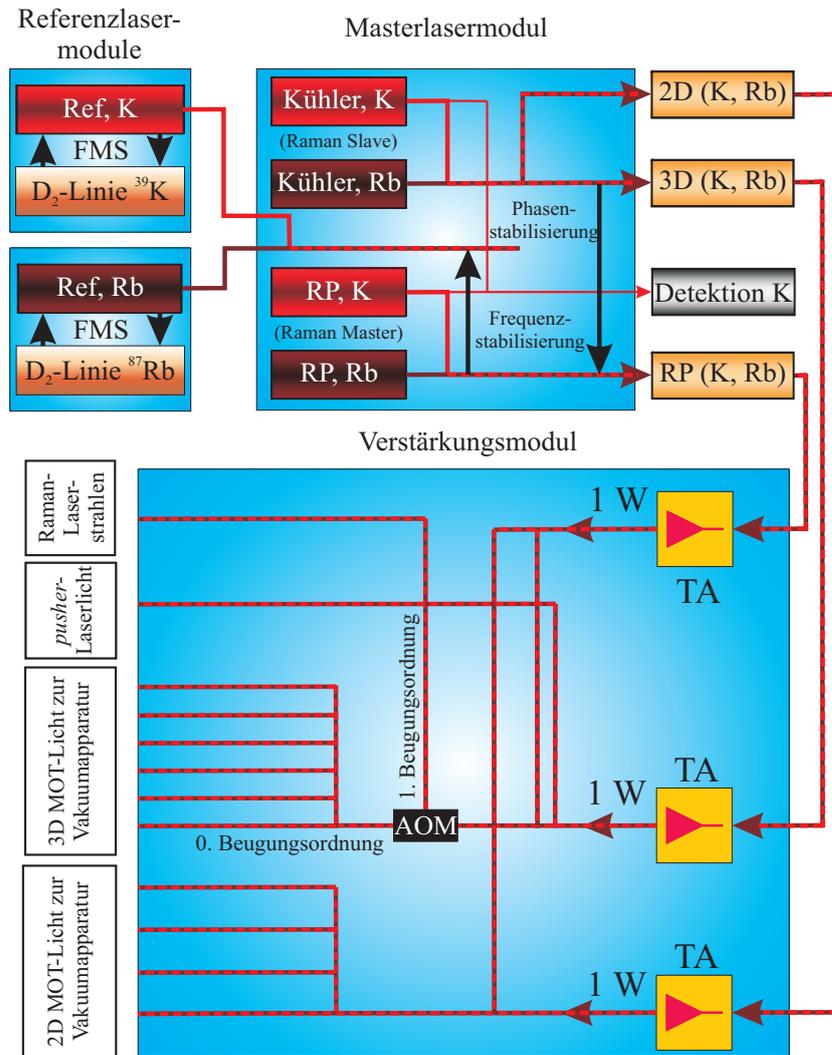


Abbildung 3.2: Schematische Darstellung des ursprünglich geplanten Lasersystem mit simultaner Verstärkung von Kalium und Rubidium in einem Trapezverstärker. Übernommen aus [32].

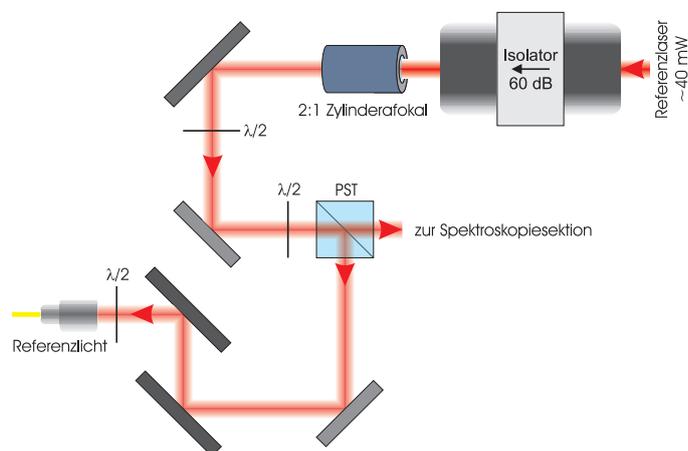


Abbildung 3.3: Schematische Darstellung der Strahlaufteilung eines Referenzlasermoduls. Ein Teil des Lichtes wird für die hier nicht dargestellte Spektroskopie verwendet, der andere als Referenzlicht zur Stabilisierung weiterer Laser. Zusätzlich wird beim Rubidium-Referenzlaser noch Licht zur Detektion abgezweigt. Übernommen aus [33].

Anteil von 93,26% an der natürlichen Isotopenhäufigkeit das am häufigsten natürlich vorkommende Kaliumisotop ist und somit ein starkes Spektroskopiesignal liefert. Die Referenzlasermodule bestehen aus einem Diodenlaser mit einem linearen externen Resonator [37] wie in Abbildung 3.4 dargestellt. Im Folgenden wird er nur noch als „ECDL-Laser“ bezeichnet. Dahinter folgt ein optischer Isolator [Isowave, I-80-U4], der den Laser vor störenden Rückreflexionen schützen soll. Vor dem Isolator ist noch ein Zylinderafokal [Linios, 1404-043-830-00] angebracht, um die Koppeffizienz zu erhöhen. Wie in Abbildung 3.3 dargestellt, wird dann das Licht im Laser an einem Polarisationsstrahlteiler aufgeteilt, um es einerseits als Referenzlicht auszukoppeln und andererseits zugleich zur Frequenzstabilisierung des Lasers zu verwenden. Beim Rubidium-Referenzlaser wird noch Licht zur Detektion abgezweigt. Dies ist beim Kalium-Referenzlaser nicht vorgesehen, da mit verschiedenen Isotopen gearbeitet werden soll, der Referenzlaser aber auf ^{39}K stabilisiert wird.

Zur Stabilisierung wird das Verfahren der offsetfreien Frequenzmodulations-Spektroskopie angewendet. Dabei wird der Diodenstrom mit einer Frequenz ω_M und Amplitude M sinusförmig moduliert (einige MHz). Bei schwacher

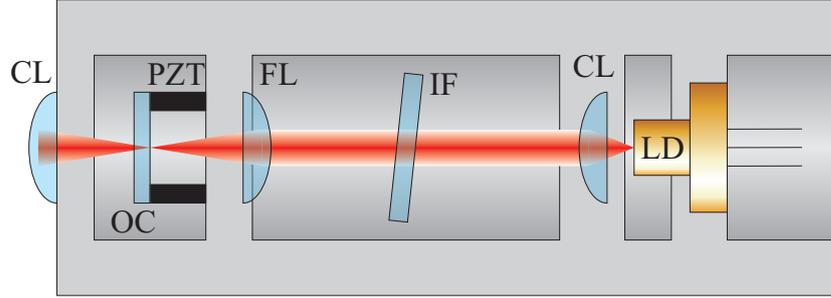


Abbildung 3.4: Schematische Darstellung eines ECDL-Lasers. Das Licht aus der Laserdiode wird zuerst von einer Linse kollimiert, durch einen wellenlängenselektiven Interferenzfilter geschickt, dann mit zwei Linsen in „cat-eye“-Konfiguration auf den Resonatorspiegel fokussiert. Übernommen aus [33].

Modulation $M \ll 1$ ergibt sich das elektrische Feld somit zu

$$E(t) = E_0 e^{i(\omega_0 t + M \sin \omega_M t)} + c.c. \quad (3.1)$$

$$\approx E_0 e^{i\omega_0 t} (1 + \sin(\omega_M t)) + c.c. \quad (3.2)$$

$$= E_0 \left(e^{i\omega_0 t} - \frac{M}{2} e^{i(\omega_M - \omega_0)t} + \frac{M}{2} e^{i(\omega_M + \omega_0)t} \right) + c.c. \quad (3.3)$$

Dadurch werden Seitenbänder auf den Laser moduliert, die einen Frequenzabstand von $\pm\omega_M$ vom Träger der Frequenz ω_0 haben. Durchläuft das Laserlicht die Spektroskopiezelle, erfährt das Licht abhängig von seiner Frequenz eine unterschiedliche Absorption $\delta(\omega)$ und Phasenverschiebung. Die Photodiode liefert ein Signal U_{PD} , das proportional zur einfallenden Intensität und damit proportional zu $|E(t)|^2$ ist. Dieses Signal wird dann wieder demoduliert (d.h. es wird mit dem ggf. phasenverschobenen Modulationssignal gemischt). Am Ende erhält man ein Signal

$$U_{PD} \propto \Delta \cos(\varphi) - \theta \sin(\varphi) \quad (3.4)$$

das von der Phase $\varphi = \varphi_{\text{Signal}} - \varphi_{\text{PPG}}$ abhängt. Durch geeignete Wahl der Phase φ_{PPG} des Demodulators kann der Sinus-Term unterdrückt werden und ein Signal U_{Err} , das nur von $\Delta = \delta(\omega_0 + \omega_M) - \delta(\omega_0 - \omega_M)$, mit $\Delta \propto \frac{d\delta(\omega)}{d\omega}|_{\omega_0}$, abhängt, generiert werden. Da die Absorptionskurve $\delta(\omega)$ einer dopplerfreien Sättigungsspektroskopie an der Stelle eines atomaren Übergangs ein lokales Extremum hat (den sogenannten Lamp-Dip) ergibt sich also auf diese Weise an der Stelle des atomaren Übergangs eine Nullstelle in $U_{\text{Err}}(\omega)$. U_{Err} kann also direkt als Fehlersignal auf einen Regelkreis gegeben werden, der die Frequenz des Lasers regelt und so den Laser auf den atomaren Übergang stabilisiert.

Zusätzlich wird der Pumpstrahl der Spektroskopie mit einem akustooptischen Modulator (AOM) um 100 MHz in der Frequenz verschoben, um Schwebungen in der Spektroskopiezelle und somit auch Intensitätsschwankungen des Messsignals zu vermeiden. Ausführlichere Beschreibungen zu diesen beiden Modulen sind in vorhergehenden Diplomarbeiten [34, 33], die auch an diesem Experiment entstanden sind, zu finden.

3.2.2 Masterlasermodule

Das Masterlasermodule ist auf einer, mit einem 1 cm M3-Lochraster versehenen, $50 \times 52 \text{ cm}^2$ großen Bodenplatte aufgebaut. Der Aufbau ist in Abbildung 3.5 schematisch dargestellt. Die Grundlage bilden vier ECDL-Laser, die genauso aufgebaut sind wie die in den Referenzlasermodule. Jeweils zwei von ihnen sind auf die D_2 -Linie ^{87}Rb bzw. ^{39}K (780,2 nm bzw. 766,7 nm) grob voreingestellt. Im Masterlasermodule sind vier Spektroskopiezellen untergebracht um die Frequenz der Laser schon vor ihrer Stabilisierung grob kontrollieren zu können. Im MOT-Betrieb dienen sie jeweils als Kühl- bzw. Rückpump-Laser für Kalium und Rubidium. Die Rückpump-Laser werden dabei auf die Referenzlaser stabilisiert, die Kühllaser auf die Rückpump-Laser. Gleichzeitig dienen die Laser während der Interferometriephase als Raman-Laser. Dazu müssen sie während des Experiments, wie in Kapitel 4 beschrieben, verstimmt werden. Dann dient der Rückpump-Laser als Raman-Masterlaser, der Kühler als Raman-Slavelaser. Die Rückpump-Laser werden über Schwebungsmessung auf die jeweiligen Referenzlaser stabilisiert. Dazu werden sie an einer Photodiode mit dem Referenzlicht, überlagert. Die dadurch erzeugte Schwebung (5.3) wird an einer Photodiode abgegriffen und zur Frequenzstabilisierung des Lasers wie in Abbildung 3.6 weiterverarbeitet.

Dazu werden die Schwebungssignale zunächst mit RF-Verstärkern [ZJL-7G] verstärkt, und mit einem Leistungsverteiler auf zwei Signalwege aufgeteilt. Da die Schwebungsfrequenzen der Kalium- und Rubidium-Laser weit genug auseinander liegen (einige GHz), können die Schwebungssignale der beiden Pfade, Kalium und Rubidium, an einer Photodiode aufgenommen werden und durch ein geeignetes Frequenzfilter voneinander getrennt werden. Die Schwebungssignale zwischen Kalium und Rubidium liegen aufgrund der Wellenlängendifferenz von 13,5 nm im Terahertz-Bereich und können von der Photodiode nicht zeitlich aufgelöst werden. Die Schwebungsfrequenzen werden dann mit durch VCOs¹ erzeugten Signalen heruntergemischt. Dieses Mischungssignal wird dann durch einen Tiefpass gefiltert und auf einen

¹Voltage Controlled Oscillator, die Oszillationsfrequenz hängt von einer angelegten Spannung ab.

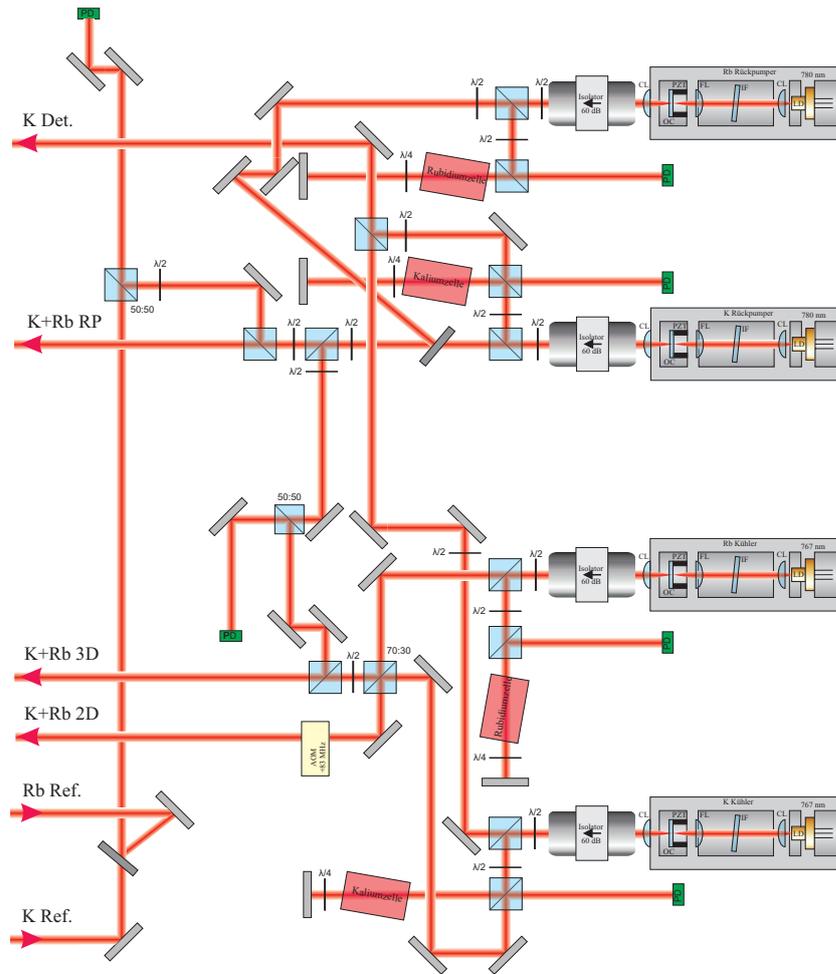


Abbildung 3.5: Schematische Darstellung des alten Masterlasermoduls. Unten links wird über Fasern das Kalium- und Rubidium-Referenzlicht eingekoppelt. Außerdem zu erkennen sind die vier Spektroskopiezellen & Photodioden sowie die beiden Photodioden, die zur Frequenzstabilisierung dienen. Teile übernommen aus [33].

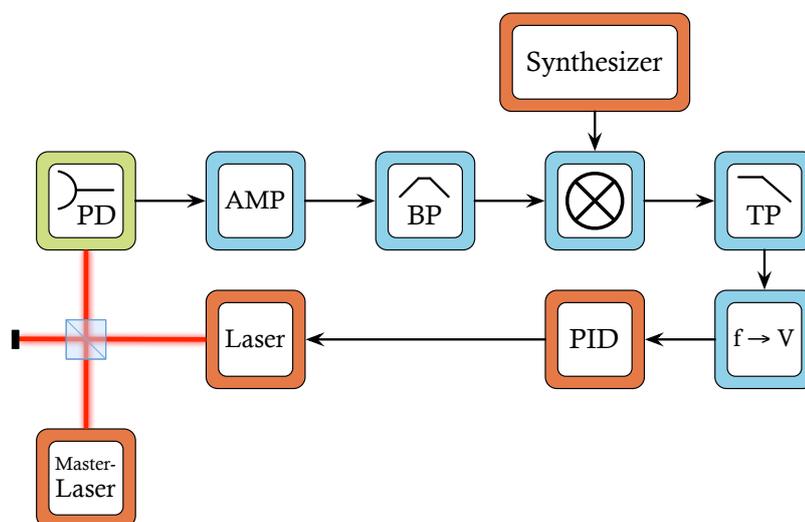


Abbildung 3.6: Schema der Frequenzstabilisierung des Masterlasersystems

Frequenz-zu-Spannungs-Wandler gegeben. Dieser erzeugt eine zur Eingangsfrequenz annähernd proportionale Ausgangsspannung, die zur Stabilisierung von einer Sollspannung (Referenzspannung) abgezogen wird. Dieses so erzeugte Fehlersignal wird dann auf einen PID-Regler gegeben (Beschreibung in Kapitel 4). Dieser regelt die Frequenz des Lasers so, dass die Ausgangsspannung des Frequenz-zu-Spannungs-Wandler gleich der Referenzspannung ist und somit die Frequenz relativ zum Referenzlaser stabil gehalten wird.

Eine zweite Photodiode dient der Frequenz- und Phasenstabilisierung der Kühllaser auf die Rückpump Laser. Die Signalverarbeitung erfolgt dabei für die Frequenzstabilisierung wie bei der Stabilisierung der Rückpump Laser. Der Aufbau für die Phasenstabilisierung ist in Abschnitt 5.3 beschrieben.

Die so schon für die Frequenz- oder Phasenstabilisierung überlagerten Lichtfelder zur Manipulation von Kalium und Rubidium werden dann derart überlagert zusammen in drei polarisationserhaltende Fasern eingekoppelt und in ihnen zum im nächsten Abschnitt beschriebenen Verstärkungsmodul geführt. Zwei Fasern stellen Kühllicht für die 2D- und 3D-Mot zur Verfügung und die dritte Rückpumplicht für beide MOTs.

3.2.3 Verstärkungsmodul

Im Verstärkungsmodul werden die frequenz- und phasenstabilisierten Lichtfelder aus dem Masterlasersystem in Trapezverstärkern verstärkt und danach auf die verschiedenen Fasern aufgeteilt. Der Aufbau ist in Abbildung 3.2 zu erkennen. Es handelt sich genau wie die anderen Lasermodule um einen kompakten

und transportablen Aufbau. Das Verstärkungsmodul ist mit $60 \times 60 \text{ cm}^2$ etwas größer als das Masterlasermodul. Es enthält drei Trapezverstärker in denen jeweils frequenzstabilisiertes Licht aus einer DFB-Diode² verstärkt wird. Sowohl die DFB-Dioden als auch die Trapezverstärker sind durch optische Isolatoren gegen Rückreflexe geschützt. Die DFB-Dioden sind über Schwebungsmessung, genau wie die Laser im Masterlasermodul, in ihrer Frequenz stabilisiert. In dieser Konfiguration ist das Lasersystem ohne Masterlasersystem in der Lage, ^{87}Rb zu fangen und kühlen [32].

Zum Fangen und Kühlen von Kalium sowie zur Atominterferometrie war vorgesehen, die DFB-Dioden durch Faserkopplungen zu ersetzen und die TAs mit Licht aus dem Masterlasersystem zu seeden. Dies wurde im Rahmen dieser Diplomarbeit durchgeführt und wie in Kapitel 6 beschrieben untersucht, wie sich der Trapezverstärker bei der simultanen Verstärkung von Licht der Wellenlängen 780 nm und 767 nm verhält. Die dort erzielten Ergebnisse haben zu der in Abschnitt 6.1.2 beschriebenen neuen Konzeption des Verstärkungsmoduls geführt.

3.3 Zustandspräparation und Detektion

Zum Betrieb eines Atominterferometers muss mit einem gut definiertem Anfangszustand begonnen werden. Vorzugsweise werden dazu die in erster Ordnung magnetfeldinsensitiven Zustände mit $m_F = 0$ benutzt, um Störungen durch Magnetfelder möglichst gering zu halten. Nachdem die Atome in der magneto-optischen Falle gefangen wurden, sind sie allerdings im ganzen m_F -Unterraum verteilt. Um nun einen reinen $m_F = 0$ Zustand zu erhalten, müssen die Atome entsprechend präpariert werden. Ein entsprechendes Schema wurde schon zuvor experimentell realisiert [38, 39], dieses ist in Abbildung 3.7 dargestellt. Für das Interferometer sollen die beiden Hyperfeinzustände des Grundzustandes der D2-Linien von Kalium und Rubidium verwendet werden, $F = 1$ und $F = 2$. Als Eingangszustand wird $|F = 1, m_F = 0\rangle$ gewählt.

Zur Präparation werden zunächst die Atome nach Ende der MOT-Phase durch Einstrahlen des Rückpumpers in $F = 2$ gepumpt. Durch Anlegen eines homogenen Magnetfeldes wird die Entartung in m_F aufgehoben. Dabei werden die Energieniveaus wie in Abbildung 3.7 zu sehen ist, asymmetrisch zwischen $F = 1$ und $F = 2$ verschoben, weswegen jeder Übergang zwischen den einzelnen $|F, m_f\rangle$ -Zuständen gezielt angesprochen werden kann. Nun werden mit einem Mikrowellen π -Puls (siehe Abschnitt 2.2.1), dessen Frequenz der Hyper-

²Distributed feedback-Dioden. Direkt auf dem Halbleiter ist ein Gitter aufgebracht, der für eine relativ schmale Linienbreite und einen Monomodenzbetrieb ohne externen Resonator sorgt.

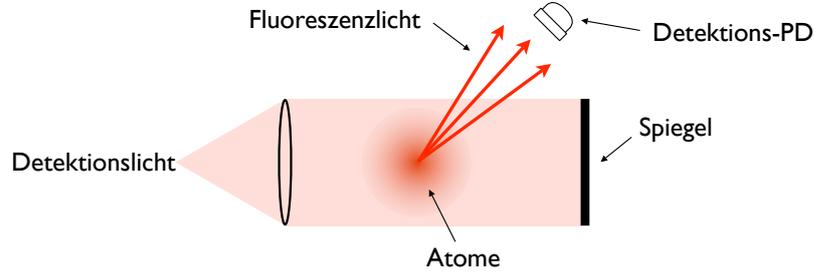


Abbildung 3.8: Schematische Darstellung der Detektionssequenz. Das Detektionslicht wird durch ein Teleskop aufgeweitet um möglichst alle Atome anregen zu können. Das so entstandene Fluoreszenzlicht wird durch eine Photodiode detektiert.

feinaufspaltung entspricht, Atome von $|F = 2, m_F = 0\rangle$ nach $|F = 1, m_F = 0\rangle$ transferiert. Das darauffolgende Einstrahlen von σ^+ -polarisiertem, zum Übergang $F = 2$ nach $F' = 3$ resonantem, Licht entfernt durch den Strahlungsdruck die in $F = 2$ verbliebenen Atome. Danach werden die Atome wieder mit dem Mikrowellen π -Puls in $F = 2$ transferiert, um danach mit einem Raman π -Puls die selbe Geschwindigkeitsklasse der Atome auszuwählen, die auch später von den geschwindigkeitselektiven Raman-Übergänge angesprochen wird.

Nachdem man nun erneut die noch verbliebenen Atome in $F = 2$ entfernt hat, liegt ein reiner $|F = 1, m_F = 0\rangle$ Zustand vor, mit dem das Atominterferometer danach betrieben werden kann. Dieser Zustand entspricht dem in Kapitel 2 beschriebenen anfänglichen Interferometerzustand $|a, \mathbf{p}\rangle$. Durch die Raman-Übergänge wird dieser Zustand nun an den Zustand $|F = 2, m_F = 0, \mathbf{p} + \hbar\mathbf{k}_{\text{eff}}\rangle$ gekoppelt.

Nachdem wie in Kapitel 2 beschrieben, die atomaren Wellenpakete miteinander interferiert haben, muss nun die Besetzungswahrscheinlichkeiten $P_{F=1}$ und $P_{F=2}$ bestimmt werden. Da die internen und externen Freiheitsgrade miteinander gekoppelt sind, reicht es aus, nur die Anzahl N_F der Atome in den einzelnen Hyperfeinzuständen zu detektieren um mit

$$P_{|a\rangle} = \frac{N_1}{N_1 + N_2} \quad (3.5)$$

die Besetzungswahrscheinlichkeiten der Interferometerzustände zu bestimmen. Für die dafür benutzte Fluoreszenzdetektion kann wie in Abbildung 3.8 schematisch dargestellt vorgegangen werden. Zuerst strahlt wieder σ^+ -polarisiertes, zum Übergang $F = 2$ nach $F' = 3$ resonantes Licht eingestrahlt, um die Atome in $F = 2$ zu anzuregen. Dabei muss der dafür benutzte

Lichtstrahl in sich selbst zurück reflektiert werden, um zu vermeiden, dass die Atome durch den Lichtdruck verloren gehen. Das Fluoreszenzsignal der Atome kann dann mit einer Photodiode aufgenommen werden um daraus $N_{F=1}$ abzuleiten. Danach werden die Atome in $F = 1$ durch Einstrahlen des Rückpumpers nach $F = 2$ gepumpt und dann die Gesamtzahl der Atome $N_{F=1} + N_{F=2}$ detektiert. Nachdem nun die Wahrscheinlichkeiten $P_{F=1}$ und $P_{F=2}$, mit dem ein bestimmter Zustand nach der Interferometriesequenz vorliegt durch (3.5) bestimmt wurden, kann daraus nach

$$P_{|a\rangle} = P_{F=1} = \frac{1}{2}(1 + C \cos \Delta\phi) + D \quad (3.6)$$

auf $\Delta\phi \bmod 2\pi$ zurückgeschlossen werden. Gegenüber der Gleichung(2.2) wurden noch ein Kontrastfaktor C und eine Verschiebung D ergänzt, die durch eine im Gegensatz zur Theorie nicht idealen experimentellen Umsetzung verursacht werden. Beispielsweise einer nicht idealen Präparation oder durch eine niedrige Effizienz der Raman-Übergänge.

Um die absolute Phase $\Delta\phi$ zu bestimmen, müssen weitere Messungen vorgenommen werden. Beispielsweise indem die freie Entwicklungszeit T variiert wird. Dabei ergibt sich $k_{\text{eff}}g$ als Steigung der so entstandenen Gerade $\Delta\phi(T^2)$. In dopplersensitiver Konfiguration kann dieser Vorfaktor, und somit auch g , über die durch die Dopplerverschiebung der Atome nötige, zusätzliche Verstimmung der Laser bestimmt werden.

Frequenzsprung

Für den Betrieb des Atominterferometers wird ein Lasersystem benötigt, das verschiedene Wellenlängen für MOT- und Raman-Betrieb zur Verfügung stellt. Dies kann einerseits durch zwei Lasersysteme realisiert werden, die jeweils nur Licht für den Betrieb einer MOT und der Raman-Strahlteiler bereitstellen. Alternativ kann auch ein Lasersystem für beide Aufgaben benutzt werden, wenn während des Experimentes die Laser entsprechend verstimmt werden. Die Laser müssen für den Raman-Betrieb allerdings um einige GHz gegenüber dem benutzten atomaren Übergang verstimmt sein, siehe Abschnitt 2.2.2. Zum Verstimmen der verwendeten ECDL-Laser (siehe Abbildung 3.4) werden der Diodenstrom und die Länge des externen Resonators verändert.

Über den Strom allein kann der Laser nur um circa 200 MHz ohne Modensprung verstimmt werden. Durch den Piezo kann der bedingt durch den freien Spektralbereich

$$\Delta f_{\text{FSR}} = \frac{c}{2L} \quad (4.1)$$

des ca. 11 cm langen externen Resonators des Diodenlasers um ca. 1,5 GHz. Im Rahmen dieser Diplomarbeit wurde ein Konzept entwickelt, um unter Verwendung der vorhandenen Regelungselektronik, ein „feed forward“-Mechanismus zu implementieren, der den Laser während der Verstimmung im modensprungfreien Bereich hält.

Um die nötigen Umbauarbeiten an der vorhandenen Regelungselektronik möglichst gering zu halten, wurde weiterhin davon abgesehen, die Regelungselektronik während des Frequenzsprunges abzuschalten. Dazu war es allerdings nötig die bisher zum Heruntermischen der Schwebungssignale verwendeten Synthesizer durch spannungsgesteuerte Oszillatoren (VCOs) zu ersetzen. Das

erlaubt es das Signal, mit der die Schwebungssignale gemischt werden, kontinuierlich zu verändern. So ist es möglich die Frequenz, die die Regelschleife zur Stabilisierung verwendet, zeitlich konstant zu halten, obwohl die reale Laserfrequenz verändert wird.

Trotzdem mussten die vorhandenen PID-Regler (Eigenbau) modifiziert werden, um den „feed forward“-Mechanismus zu implementieren. Dazu wurden die schon im Regler vorhandenen analogen Addierer mit einem zusätzlichen Eingang versehen, um eine Offset-Spannung auf die Piezo- und Strom-Steuerspannungen geben zu können. Da die Regler so geschaltet sind, dass die Piezoregelung das Fehlersignal der Stromregelung auf Null regelt, musste der Messeingang des Piezoregelung auf einen Punkt vor der Addition der Offsetspannung gelegt werden. Dadurch wird verhindert, dass die Regelung den Stromoffset wieder auf Null regelt und so den Laser in einer andere Resonatormode anschwingen lässt. Die dafür nötigen Änderungen auf dem Schaltplan sind in Abbildung A.5 eingezeichnet.

Zunächst wurde mit einer digitalen Ansteuerung über kommerzielle DAC-Karten [NI PCI-6723] experimentiert. Allerdings bedingt die digitale Ansteuerung, dass die Steuerspannungen nicht kontinuierlich einstellt werden können, sondern nur in Stufen. Die Höhe dieser Stufen hängt von der Auflösung des Digital-zu-Analog-Wandlers (DAC), sowie maßgeblich von der Samplerate in Verhältnis zu der Steigung, mit der die digitale Rampe ausgegeben wird, ab. Die Samplerate ist allerdings bei DAC-Karten begrenzt, da damit mehrere Kanäle gleichzeitig bedient werden müssen, da man aufgrund des Preises und der Verfügbarkeit von freien PCI-Steckplätzen nicht beliebig viele verwenden kann. Dadurch kommt es bei jedem Spannungsschritt zu sehr schnellen Veränderungen der Regelparameter, die in einem Aufschwingen der Regelung bei jedem Spannungsschritt resultieren.

Als Alternative wurde eine komplett analoge Schaltung entworfen, ihr Schaltplan ist in Abbildung A.6 dargestellt. Als Grundlage wurde ein einfacher invertierender Addierer gewählt, der zusätzlich noch mit einem geeigneten aktiven Tiefpass ausgestattet wurde, um die eine Rampe zu simulieren. Die Grenzfrequenz muss dazu in der Nähe der gewünschten Schaltzeit liegen, in diesem Fall um 1 kHz. Die Umschaltung der Steuersignale erfolgt über einen analogen Schalter [DG211]. Er integriert vier Schalter auf einem IC wodurch es möglich, ist die zusätzliche Vorgabe einzuhalten, dass die Schaltung mit nur einem TTL-Eingang zur Umschaltung der vier Regelsignale auskommen sollte. Abbildung 4.1 zeigt die Anbindung an den Laser.

Ein spezieller Fallstrick bestand an dieser Stelle darin, dass dieser IC über einen, auf den zur Verfügung stehenden Datenblättern nicht dokumentierten, Versorgungseingang verfügt (PIN 12, +5 V). Wird dieser Eingang nicht belegt schaltet der Schalter nur sehr unzuverlässig.

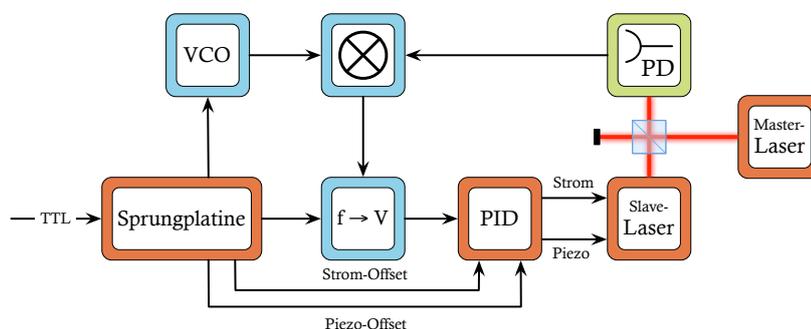


Abbildung 4.1: Schematische Darstellung der Schaltung der Ansteuerung der Laser für den Frequenzsprung

Die Aufgabe des Schalters ist es, eine weitere Spannung auf den Eingang des Addierers zu schalten. Dadurch wird diese neue Spannung von der zuvor anliegenden Spannung abgezogen und durch den Tiefpass eine Spannungsrampe erzeugt. Zur Einstellung der Regelspannungen wurden mit Trimmern versehene Spannungsteiler eingesetzt, wobei die Potentialdifferenz durch eine präzise Spannungsferezenz[REF02] erzeugt wurde. Die Platine wurde in einen Einschub-Gehäuse für 19"-Geräteträger montiert.

Zum Einstellen der Regelparameter wurde eine Computeransteuerung benutzt, da nur damit eine sehr langsame Veränderung der Regelparameter möglich ist. Mittels der Computeransteuerung wurden langsam über lineare Rampen die Offsetspannungen für die Piezo- und Strom des Lasers verändert und mit einem ausreichend schnellen Spektrumanalyser[Agilent E4405B] das Schwebungssignal des Laser beobachtet. Kam es dabei zu einem Modensprung, wurden die Rampensteigungen so lange entsprechend angepasst, bis sich die Laserfrequenz ohne Modensprung bis zum gewünschten Endpunkt verändern ließ. Mit diesen Werten wurden die so ermittelten Parameter an der Platine eingestellt. Anschließend wurden die Regelparameter für den Frequenz-zu-Spannungswandler und den VCO so angepasst, dass sich an beiden Regelpunkten eine über einen ausreichend großen Bereich stetiges und monotoneres Fehlersignal ergibt.

Um die Antwort des Regelkreises auf den Frequenzsprung zu vermessen, wurde der TTL-Eingang der Platine mit einem durch einen Funktionsgenerator[Agilent E4405B] Rechtecksignal angesteuert. Realisiert werden konnte ein Frequenzsprung mit dem Kalium-Lasersystem um 1,6 GHz und um 2 GHz mit den Rubidium-Lasersystem. Die Fehlersignale des Sprungs sind in Abbildung 4.2 dargestellt. Die Sprungweite ist in beiden Fällen durch die verwendeten VCOs limitiert. Dies kann aber problemlos durch die Verwendung anderer VCOs umgangen werden. Es wurde also gezeigt, dass der Frequenzsprung

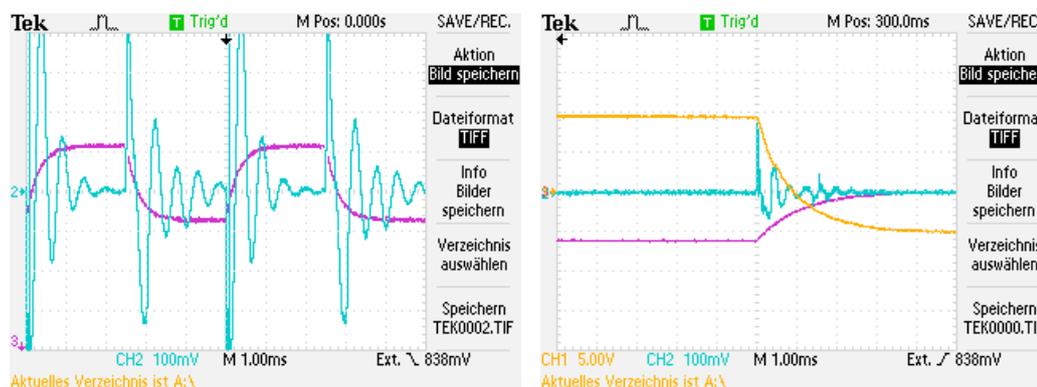


Abbildung 4.2: Die Fehlersignale während des Frequenzsprungs. Gelb ist jeweils das Fehlersignal, Violett das Steuersignal für den Piezo. Links ist der Frequenzsprung des Kalium-Lasers abgebildet, rechts der des Rubidium-Lasers. Wie man sieht haben die Kalium-Laser und Rubidium-Laser nach 3,5 ms ihren neuen Regelpunkt erreicht.

möglich ist.

Trotzdem besteht gegenüber den 3,5 ms noch Verbesserungsbedarf. Da zur Zustandpräparation mindestens zwei Mal zwischen Raman und MOT-Betrieb umschaltet werden muss, ist es wichtig dass auf den Frequenzsprung so wenig Zeit wie möglich verwendet wird, da diese Zeit dann nicht mehr für die Interferometrie zur Verfügung steht. Vor allem gegen Ende des Experiments ist die kritisch, da die Atome nach dem letzten Interferometerpuls schon stark beschleunigt wurden.

Um den Frequenzsprung schneller zu machen ist es wichtig, vorher die Limitierungen des derzeitigen Aufbaus zu identifizieren. Ein wichtiger Punkt ist, dass die analogen Rampen im Moment von einem einfachen Tiefpass erzeugt werden, was bedeutet, dass diese Rampen nicht linear sind, sondern eher einem $1/x$ -Abfall entsprechen. Wird die Steigung am Anfang der Rampe auf den maximal möglichen Wert eingestellt, so wird die Schaltzeit durch die am Ende stark abnehmende Steigung der Rampe unnötig verlängert.

Dazu kommt, dass die einzelnen Elemente des Regelkreises wie Piezo und VCOs nicht linear reagieren. Die in Abbildung 4.2 zu erkennenden Artefakte auf dem Fehlersignal sind vermutlich auf dieses Verhalten zurückzuführen. Beim VCO wurde sogar ein langsamer aber reproduzierbarer Drift der Frequenz unmittelbar nach Verändern der Spannung festgestellt. Da die VCOs aber nur als Referenz für den Raman-Masterlaser verwendet werden ist dies für den Interferometerbetrieb als unkritisch einzuschätzen, da dieser Laser sowieso sehr weit von der Resonanz verstimmt ist. Kritischer ist dahingegen die nichtlineare Reaktion des Piezo, da diese zu einem nicht tolerierbaren

Modensprung führen kann.

Um den Frequenzsprung schneller zu machen, bestehen verschiedene Möglichkeiten. Eine Maßnahme, an der zur Zeit schon gearbeitet wird ist die Ansteuerung mit einem Mikrocontroller [Atmel ATxmega128A1]. Microcontroller verbinden einen Mikroprozessor mit Peripheriebauteilen (Eingabe und Ausgabe, Speicher) auf einem Chip. In diesem Fall besitzt er einen 12 Bit Digital-Analog-Wandler (D/A-Wandler) womit die Spannung im benötigtem Bereich auf ca. 3 mV genau eingestellt werden kann. Dies ist für diesen Zweck völlig ausreichend.

Der Vorteil eine Rampenerzeugung mit einem Microcontroller ist es, dass die Rampenform beliebig gewählt werden kann. Somit können beliebige Rampenformen erzeugen werden, um die Nichtlinearitäten auszugleichen. Auch könnte die maximal mögliche Sprunggeschwindigkeit einzelner Komponenten (z.B. des Piezos) durch Übersteuerung erhöht werden. Dabei wird die Komponente anfangs mit einer höheren Spannung angesteuert, als für den eigentlichen Sprung nötig wäre. Eine weitere Maßnahme wäre, den bestehenden PID-Regler noch weiter umzubauen, um ihn während des Frequenzsprungs auszuschalten. Dies würde verhindern, dass ein potentiell Aufschielen des Reglers den Laser einen Modensprung vollziehen lässt.

Optische Phasenregelschleife

Wie in Abschnitt 2.2.2 hergeleitet wurde, ist das Messsignal eines Atominterferometers vom Phasenunterschied abhängig, den die Atome auf ihrem Weg durch das Interferometer aufsammeln. Dabei kommt es insbesondere auf die Phase der Laser, beziehungsweise ihrer relativen Phasenbeziehung $\varphi_{\text{eff}} = \varphi_{L1} - \varphi_{L2}$, an. Um verwertbare Messergebnisse zu erhalten, muss sichergestellt werden, dass die Phasenbeziehung ihrer elektromagnetischen Felder

$$\begin{aligned}\mathbf{E}_{L1}(t) &= \mathbf{E}_{L1}(0) \sin(\omega_{L1}t + \varphi_{L1}) \\ \mathbf{E}_{L2}(t) &= \mathbf{E}_{L2}(0) \sin(\omega_{L2}t + \varphi_{L2})\end{aligned}\quad (5.1)$$

einen bekannten zeitlichen Verlauf hat [40, 41]. Dazu wird eine optischer Phasenregelschleife (OPLL¹) [42, 43] verwendet, deren Aufbau in Abbildung 5.1 schematisch dargestellt ist. Dabei werden die zu vermessenen Laser an einer Photodiode überlagert. Die Photodiode ist nun in der Lage, die Intensität der Lichtfelder in Form einer Spannung

$$\begin{aligned}U_{\text{PD}}(t) &\propto I_{\text{PD}}(t) \propto (\mathbf{E}_{L1}(t) + \mathbf{E}_{L2}(t))^2 \\ &= \mathbf{E}_{L1}^2(0) \sin^2(\omega_{L1}t + \varphi_{L1}) + \mathbf{E}_{L2}^2(0) \sin^2(\omega_{L2}t + \varphi_{L2}) \\ &\quad + \mathbf{E}_{L1}(0)\mathbf{E}_{L2}(0) \cos((\omega_{L1} - \omega_{L2})t + \varphi_{L1} - \varphi_{L2}) \\ &\quad - \mathbf{E}_{L1}(0)\mathbf{E}_{L2}(0) \cos((\omega_{L1} + \omega_{L2})t + \varphi_{L1} + \varphi_{L2})\end{aligned}\quad (5.2)$$

zu erfassen. Da die Photodiode die optischen Frequenzen im THz-Bereich nicht auflösen kann, erhält man als Signal

$$U_{\text{PD}}(t) \propto \cos((\omega_{L1} - \omega_{L2})t + \varphi_{L1} - \varphi_{L2}) = \cos(\omega_{\text{eff}} + \varphi_{\text{eff}}).\quad (5.3)$$

¹Optical Phase-Locked Loop

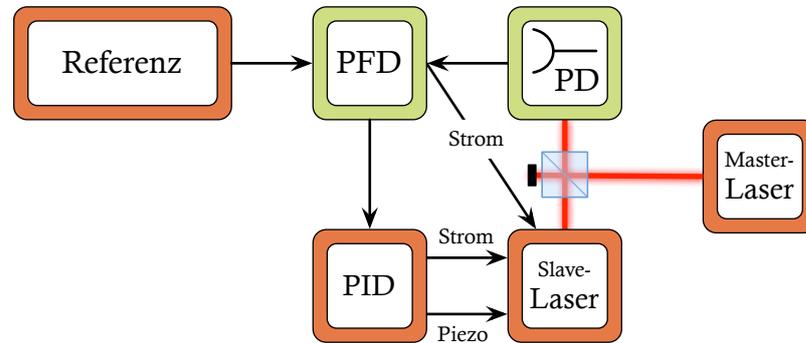


Abbildung 5.1: Schema einer optischen Phasenregelschleife. Auf der Photodiode PD werden zwei Laser zur Überlagerung gebracht. Das Schwebungssignal wird dann an den Phasendetektor PFD weitergereicht, der es mit einer Referenzfrequenz vergleicht. Das Fehler-signal wird für einen schnellen Regelpfad direkt auf den Laser zurückgekoppelt und für einen langsamen und mittelschnellen an einen PID-Regler weitergereicht.

Dieses Signal wird nun an einen Phasendetektor mit einem Referenzoszillator der Frequenz ω_{ref} und Phase φ_{ref} verglichen. $\omega = \omega_{\text{ref}} - \omega_{\text{eff}}$ und $\varphi = \varphi_{\text{eff}} - \varphi_{\text{ref}}$ werden dabei von der Phasenregelschleife auf Null geregelt. Die Phasenstabilisierung ist somit auch eine Frequenzstabilisierung der Laser.

5.1 Funktionsweise des digitalen Phasendetektors

Für die Phasenregelung wird ein digitaler Phasendetektor [MCH12140] verwendet [44]. Dieser Phasendetektor hat zwei Eingänge für die beiden Signale, die miteinander verglichen werden sollen und zwei Ausgänge die jeweils einen Phasenfehler von -2π bis 0 bzw. 0 bis 2π Radian abdecken können. Anders als bei analogen Phasendetektoren, die meist Mischer als Grundlage haben, ist ein digitaler Phasendetektor eine Logikschaltung, die nur zwei Zustände kennt, meist als HIGH und LOW bezeichnet. Deswegen werden auch Sinussignale wie entsprechende Rechtecksignale behandelt.

Der Teil der Schaltung dieses Phasendetektors ([MCH12140]), die zur Detektion benutzt wird, kann durch flankengesteuerte Flip-Flops dargestellt werden. Flip-Flops sind bistabile Logikbausteine die einen einmal gesetzten Zustand beibehalten auch wenn das Schaltsignal nicht mehr anliegt. Dadurch ist der Phasendetektor in der Lage zu erkennen, welches der beiden Eingangs-

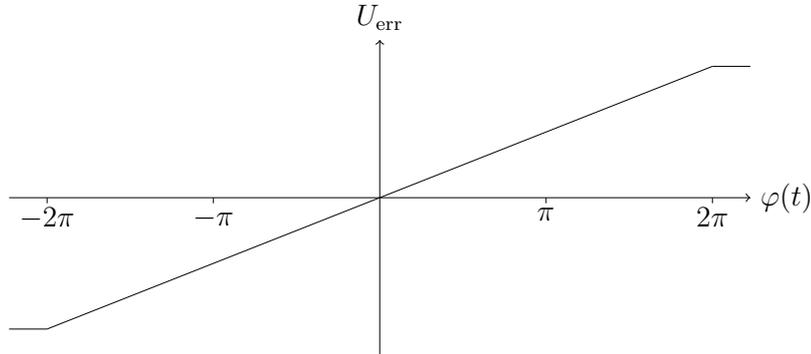


Abbildung 5.2: Verlauf des Fehlersignals eines digitalen Phasendetektors.

signale dem anderen vorweg läuft und somit das Vorzeichen des Phasenfehlers festzustellen. Intern entstehen dabei Pulse, deren Pulsdauer von der Phasendifferenz abhängt. Diese Pulse werden durch einen Tiefpass in ein lineares Fehlersignal an den Ausgängen umgewandelt. Dabei liegt am Ausgang, der für einen Phasenfehler von -2π bis 0 Radian zuständig ist, im Bereich 0 bis 2π immer die Maximalspannung an und umgekehrt. Werden diese beiden Ausgänge voneinander abgezogen, ergibt sich ein lineares Fehlersignal

$$U_{\text{err}}(t) = K_{\text{PD}}\Delta\phi(t). \quad (5.4)$$

im Bereich eines Phasenfehlers $\varphi(t)$ von $\pm 2\pi$ rad ergeben, wie in Abbildung 5.2 dargestellt. K_{PD} ist hierbei der Übersetzungsfaktor für den Phasenfehler in Spannung mit der Einheit 1 Volt/rad.

5.2 Einfluss der Phasenstabilisierung auf das Rauschen des Interferometers

Die Phasenregelschleife regelt die Abweichung φ der Laserphase φ_{eff} von der Phase des Referenzoszillators φ_{ref} auf Null ($\langle\varphi(t)\rangle = 0$). Um das Um das residuelle Phasenrauschen zu charakterisieren, gilt es die Varianz

$$\sigma_{\varphi}^2 = \langle(\varphi(t) - \langle\varphi(t)\rangle)^2\rangle = \langle\varphi^2(t)\rangle \quad (5.5)$$

und damit die Standardabweichung σ_{φ} zu bestimmen. Die Varianz des Phasenrauschens lässt sich als Integral

$$\sigma_{\varphi}^2 = \int_0^{\infty} S_{\varphi}(f)df \quad (5.6)$$

über die spektrale Leistungsdichte S_{φ} bestimmen.

Die Sensitivität des Atominterferometers auf Phasenrauschen ist wie [28] in hergeleitet wurde, durch

$$\sigma_\varphi^2 = \int_0^\infty |H(f)|^2 S_\varphi(f) df \quad (5.7)$$

über die Gewichtungsfunktion $H(f)$ mit der spektralen Leistungsdichte des Phasenrauschens verknüpft. $H(f)$ ist die Fourier-Transformierte

$$H(f) = \omega \int_{-\infty}^\infty g(t) e^{i\omega t} dt \quad (5.8)$$

der Sensitivitätsfunktion g . Die Sensitivitätsfunktion beschreibt die relative Variation der Übergangswahrscheinlichkeit δP , die durch eine Änderung der Phase um $\delta\phi$ am Zeitpunkt t verursacht wird und ist definiert als

$$g(t) = 2 \lim_{\delta\phi \rightarrow 0} \frac{\delta P(\delta\phi, t)}{\delta\phi}. \quad (5.9)$$

Sie kann durch sukzessive Berechnung der Sprungantwort des Atominterferometers auf einen Phasensprung $\delta\phi$ zu einem bestimmten Zeitpunkt t bestimmt werden. Im Falle eines Atominterferometers in Mach-Zehnder-Konfiguration ($\pi/2, \pi, \pi/2$ Puls) lautet sie [28]:

$$g(t) = \begin{cases} 0 & , t < -T \\ \sin(\Omega(t+T)) & , -T \leq t < -T + \tau \\ 1 & , -T + \tau \leq t < -\tau \\ -\sin(\Omega T) & , -\tau \leq t < \tau \\ -1 & , \tau \leq t < T - \tau \\ \sin(\Omega(t-T)) & , T - \tau \leq t < T \\ 0 & , T < t \end{cases}. \quad (5.10)$$

Dabei wurde $t = 0$ auf den Mittelpunkt des π -Pulses gelegt. Mit Hilfe der Gewichtungsfunktion $|H(f)|^2$ kann nun das effektiv auf das vom Laserphasenrauschen auf das Atominterferometer wirkende Phasenrauschen abgeschätzt werden.

5.3 Implementierung der Phasenstabilisierung

Im folgenden Kapitel soll nun die praktische Realisierung der Phasenstabilisierung beschrieben werden. Für die Phasenstabilisierung wird ein kommerzieller digitaler Phasendetektor-IC in Verbindung mit einer individuell angefertigten

Schaltung verwendet. Der Schaltplan dieser Platine ist in Abbildung A.3 zu finden. Die Platine besitzt aus zwei Eingänge für die zu stabilisierenden Signale und zwei Ausgänge. Ein Ausgang wird dabei direkt an den Laser angeschlossen. Dies ist der schnelle Regelpfad. Der andere Ausgang wird an einen PID-Regler, der die Regelung des langsamen und mittelschnellen Regelpfad übernimmt angeschlossen. Um den Laser überhaupt über den schnellen Regelpfad stabilisieren zu können, hat die Platine einen eingebauten PI-Regler².

5.3.1 Aufbau der optischen Phasenregelschleife

Zur optischen Phasenstabilisierung wurde zunächst im Masterlasersystem der auf den Kalium-Referenzlaser stabilisierte Kalium-Rückpumpplaser auf einer Photodiode mit dem Kalium-Kühlaser an einem 50/50-Strahlteiler überlagert und der Strahl dann auf eine Photodiode fokussiert. Die Photodiode wird über ein Bias-T[Mini-Circuits ZX 85-12G-S+] mit einer Vorspannung von 9V versorgt. Der schematische Aufbau der nun folgenden Elektronik ist in Abbildung 5.6 dargestellt. Das Signal wurde dann mit mehreren Verstärkern[Mini-Circuits ZJL-7G] verstärkt und an einem Mischer[ZFM-11-S+] mit einem durch einen Synthesizer[HP 8642A] generiertem Signal auf 150 MHz heruntergemischt. Abschließend wurde es mit einem geeigneten Tiefpass[VLF-490+] gefiltert und auf einen Eingang des Phasendetektors gegeben. Der Phasendetektor benötigt dazu eine Signalstärke von -17 bis -3 dBm. Diese wurde dazu noch mit Verstärkern und Abschwächern angepasst. Auf den zweiten Eingang des Phasendetektors wurde ein von einem zweiten Synthesizer[Rhode & Schwarz SMY 02] generiertes 150 MHz-Signal (10 dBm) als Referenzsignal gegeben. Die beiden Synthesizer wurden über ihre Referenzein- und ausgänge aufeinander stabilisiert. Der Laser wurde dazu über ein Loopfilter (siehe Abbildung 5.5) an die Einkoppelplatine aus Abbildung 5.4 angeschlossen. Danach galt es die Regelbandbreite der Phasenstabilisierung zu optimieren, indem die frequenzabhängige Schleifenverstärkung über das Loopfilter auf den Regelkreis angepasst wurde. Die besten Werte wurde mit der Konfiguration $R_1 = R_2 = 0 \Omega$ und $C = 133 \text{ pF}$ erreicht. Damit wurde wie in Abbildung 5.3 zu sehen ist, eine Regelbandbreite von 4 Mhz erzielt.

5.3.2 Messung des Übertragungsfaktors K_{PD}

Um nun das Phasenrauschen der Phasenstabilisierung zu charakterisieren, muss zunächst der Übertragungsfaktor K_{PD} (5.4) zur Umrechnung der Span-

²Also nur einen Integrator und einen Proportionalteil.

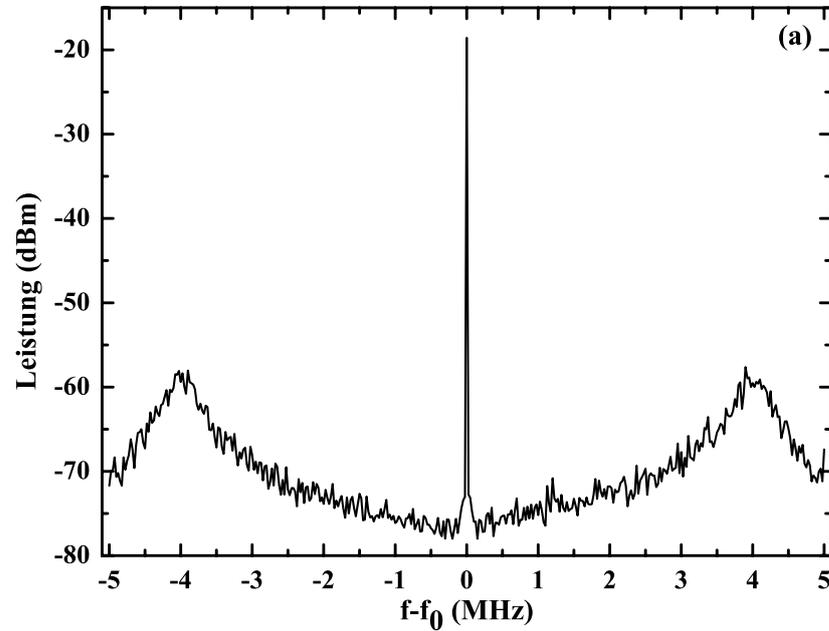


Abbildung 5.3: Das Beatsignal zweier phasenstabilisierter Laser in der besten Konfiguration für den Loop-Filter

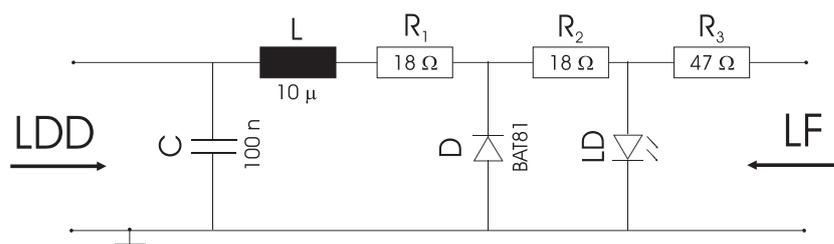


Abbildung 5.4: Einkoppelkreis für den Phasendetektor, der Stromtreiber (LDD) wird durch eine Induktivität für hohen Frequenzen aus dem Loop Filter (LF) abgeschirmt. Die Diode D dient dem Schutz des Lasers gegen Verpolung, R_3 zum Umwandeln von Spannung in Strom. Übernommen aus [34]

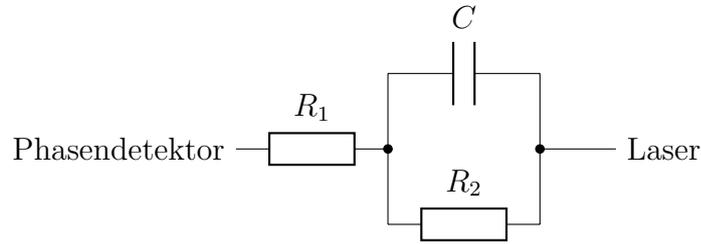


Abbildung 5.5: Verwendeter Loopfilter, er ist ein Hochpass und dient dazu den Phasenverlauf der Regelung auf das zu stabilisierende System anzupassen.

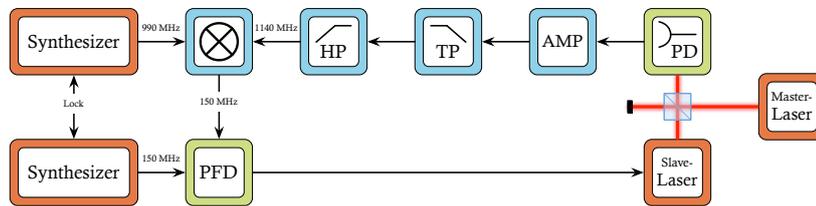


Abbildung 5.6: Aufbau der optischen Phasenstabilisierung

nung des Fehlersignals in den Phasenfehler, bestimmt werden. Dazu schließt man zwei aufeinander phasenstabilisierte Synthesizer an die beiden Eingänge des Phasendetektors an und erhält dann ein Sägezahnsignal wie in Abbildung 5.7 dargestellt, der Übertragungsfaktor lässt sich dann über

$$K_{\text{PD}} = \frac{\Delta U}{2\pi \text{ rad}} \quad (5.11)$$

bestimmen. Um das Frequenzverhalten des Phasendetektors kann durch Variation der Frequenzdifferenz der beiden Synthesizer bestimmt werden. Wie in Abbildung 5.8 zu sehen ist, wirkt der Phasendetektor wie ein Tiefpass mit einer Grenzfrequenz f_c von ca. 8 MHz. Für K_{PD} ergibt sich 7,89 mV/rad.

5.3.3 Messung des Phasenrauschens

Zur Bestimmung des nach der Stabilisierung verbliebenen Phasenrauschens wurde die Leistungsdichte des Phasenrauschens $S_\varphi(f)$ herangezogen. Sie ergibt nach

$$S_\varphi(f) = \frac{S_P(f)}{K_{\text{PD}}^2} \quad (5.12)$$

aus der spektralen Leistungsdichte $S_P(f)$ des Phasenrausches, die die Einheit V^2/Hz hat [42]. Die spektrale Leistungsdichte des Phasenrauschens wurde

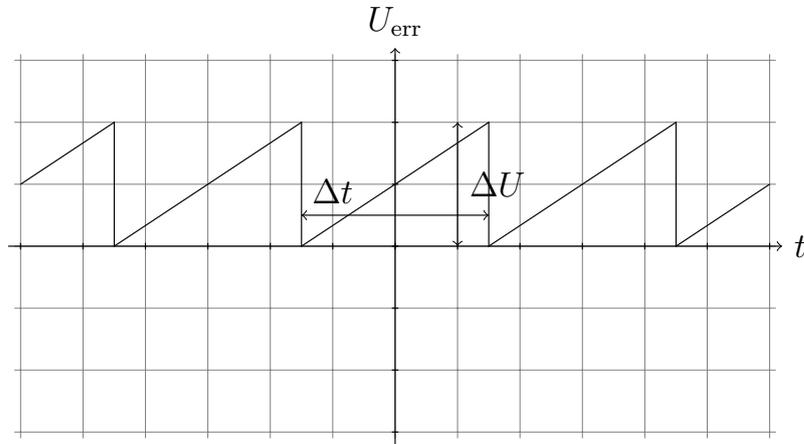


Abbildung 5.7: Signalverlauf am Ausgang des digitalen Phasendetektors, wenn er mit zwei Synthesizer mit einer Frequenzdifferenz Δf an den Eingängen betrieben wird. $\Delta t = 1/\Delta f$.

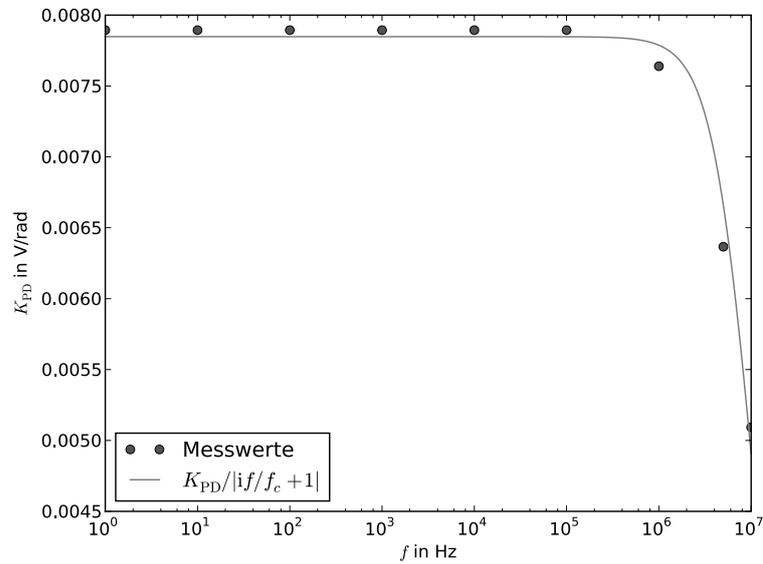


Abbildung 5.8: Messung von K_{PD}

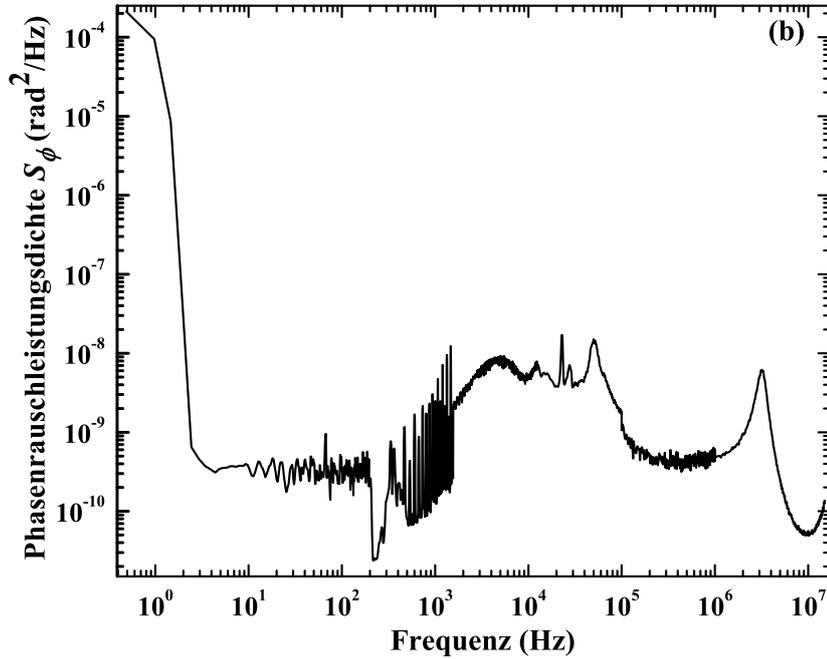


Abbildung 5.9: Messung der Phasenrauschdichte der Phasenstabilisierung zweier Kalium-Laser

bestimmt, indem an einen Monitorausgang des Phasendetektors ein Spektrumanalyzator [Agilent E4405B] bzw. für die niedrigen Frequenzen ein Netzwerkanalysator mit FFT [SRS SR770 FFT Network Analyzer] angeschlossen wurde. Die Messung wurde für jede Dekade ab 100Hz bis 15MHz wiederholt und die einzelnen Spektren dann aneinandergesetzt. Dabei war zu beachten, dass die Messergebnisse des Spektrum-Analysators noch nachträglich auf die Auflösungsbandbreite der Messung normiert werden musste. Das Ergebnis dieser Messung ist in Abbildung 5.9 dargestellt.

Das resultierende Phasenrauschen σ_φ ergibt sich, indem man über die spektrale Phasenrauschdichte integriert (5.6)

$$\sigma_\varphi = 95 \text{ mrad.} \quad (5.13)$$

Um das effektive Phasenrauschen, das die Laser auf das Atominterferometer übertragen, zu bestimmen, muss man die spektrale Phasenrauschdichte mit der Gewichtungsfunktion $|H(f)|^2$ multiplizieren und erhält mit (5.7)

$$\sigma_{\varphi, \text{Interferometer}} = 14 \text{ mrad.} \quad (5.14)$$

Dabei wurden für τ 50 μs und für T 100 ms angenommen. Dieser Wert ist nur als vorläufig anzusehen, da der Wert für τ nur abgeschätzt wurde, er hängt von

der später im Experiment erzielten Rabi-Frequenz des Raman-Übergangs ab. Zum anderen wird der spätere Aufbau, wie im nächsten Abschnitt beschrieben, anders aussehen. Es wäre mit diesem Aufbau trotzdem schon eine zuverlässige Messung der Erdbeschleunigung möglich.

Für eine angestrebte Genauigkeit von $\Delta g/g = 10^{-9}$ muss die Phasenstabilität allerdings verbessert werden, da diese eine Stabilität von ca. 1 mrad erfordert. Dabei sind andere Rauschquellen wie z.B. Vibrationen des Retro-Reflektor-Spiegels allerdings noch nicht mit eingerechnet, weswegen die Phasenstabilität der Raman-Laser unter diesem Wert liegen sollte. Um dies zu erreichen, wurden die im nächsten Abschnitt beschriebenen Maßnahmen zur Verbesserung der Phasenstabilität ergriffen.

5.3.4 Geplanter Aufbau

Zur Zeit werden zwei aufeinander stabilisierte Synthesizer zum Heruntermischen der Frequenzen und als Referenzoszillator verwendet. Bei dieser Konfiguration kann die Phasenstabilität der Laser natürlich nur so gut wie die Phasenstabilität der Synthesizer untereinander sein. Später sollen deswegen die Referenzfrequenz und das Signal zum Heruntermischen der Schwebungssignale der Laser aus ein und demselben Referenzoszillator ähnlich wie in [39] beschrieben abgeleitet werden. Dazu werden höhere Harmonische aus einem kommerziellen 100 MHz Referenzoszillator [Spectra Dynamics DLR-100] erzeugt und mit einer Step-Recovery-Diode frequenzvervielfacht. Aus dem so erzeugten Frequenzkamm werden die benötigten Frequenzen mit einem geeigneten Bandpass herausgefiltert. Diese Frequenzvervielfältigung befindet sich bereits in der Entwicklung. Für ^{87}Rb wird eine Frequenz von 7 GHz und für die Kalium-Isotope ^{39}K , ^{40}K und ^{41}K werden jeweils Frequenzen von 600 MHz, 1,4 GHz und 200 MHz benötigt.

Sobald diese Frequenzvervielfältigung zur Verfügung steht, müssen die verschiedenen Rauschquellen noch detailliert untersucht werden. Insbesondere, welche Beiträge zum Phasenrauschen von den Synthesizern verursacht wurden.

Da die für die Interferometrie verwendeten Übergänge aufgrund der Erdbeschleunigung eine Doppler-Verschiebung erfahren, muss man in der Lage sein, die Frequenzdifferenz der Raman-Laser hochgenau verändern zu können. Außerdem ist es wichtig, dass die relative Phase φ_{eff} der Laser nicht nur stabilisiert, sondern auch eingestellt werden kann, da man nur so kontrollieren kann, an welcher Stelle der Interferometerfunktion (2.2) man sich befindet. Dies sollte an der Stelle $\Delta\phi = \pi/2$ erfolgen, da dort die Steigung des Kosinus und somit auch die Sensitivität in g maximal wird. Um dies zu erreichen muss die Phase φ_{eff} der Lichtfelder so eingestellt werden, dass sie zusammen mit der durch die Gravitation verursachten Phasenverschiebung ein ein Vielfaches

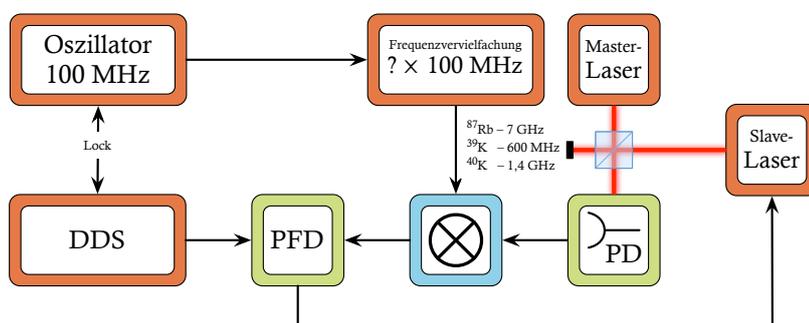


Abbildung 5.10: Schema der geplanten Phasenregelschleife unter Ausnutzung eines hochgenauen Referenzoszillators

von $\pi/2$ ergibt.

Zur Einstellung der Phase benutzt man einen DDS (**D**irekter **D**igitaler **S**ynthesizer), mit dem man Phase und Frequenz eines sinusförmigen Signals direkt einstellen kann. Der DDS wird auch auf den selben Referenzoszillator stabilisiert, der für die Erzeugung der Mischfrequenzen benutzt wird. Da im MOT-Betrieb nicht so hohe Anforderungen an die Phasenstabilität gestellt werden wie im Raman-Betrieb reicht zur Abdeckung der für die Interferometrie nötige Frequenzdynamik ein 120 MHz-DDS [Spectra Dynamics LNFS-100]. Für den MOT-Betrieb wird die Frequenz des DDS-Signals nachträglich vervielfacht, bzw. nur eine Fraktion der heruntergemischten Frequenz benutzt. Für den Raman-Betrieb werden dann die unveränderten Frequenzen übernommen, da die Vervielfachung zu einer dem selben Faktor entsprechenden Vergrößerung des Phasenfehlers führt. Das komplette Schema ist in Abbildung 5.10 dargestellt.

Im optischen Aufbau sind, zusätzlich zu der schon im Masterlasermodul vorhandenen Photodiode, im neuen Verstärkungsmodul (siehe Abschnitt 6.1.2) zwei Photodioden hinter den Trapezverstärkern zur Phasenstabilisierung vorgesehen. Die Photodiode im Masterlasermodul dient der Phasenstabilisierung im MOT-Betrieb. Da dort nicht so hohe Anforderungen an die Phasenstabilität bestehen kann weiterhin eine einzige Frequenzverarbeitungskette für beide Stabilisierungen verwendet werden. Für den Raman-Betrieb werden die beiden Photodioden hinter den Verstärkern verwendet, jeweils eine für die Laser zur Manipulation von Kalium und Rubidium. Dadurch dass jeweils verschiedene Photodioden für die Phasenstabilisierung der Laser verwendet werden, müssen die Schwebungssignale nicht nachträglich getrennt werden. Dadurch können von Anfang an Verstärker benutzt werden, die für die entsprechenden Frequenzen optimiert sind. Man verliert außerdem nicht zusätzlich 3 dB Signalpegel durch das sonst nötige Aufteilen der Signale. Zudem sind in

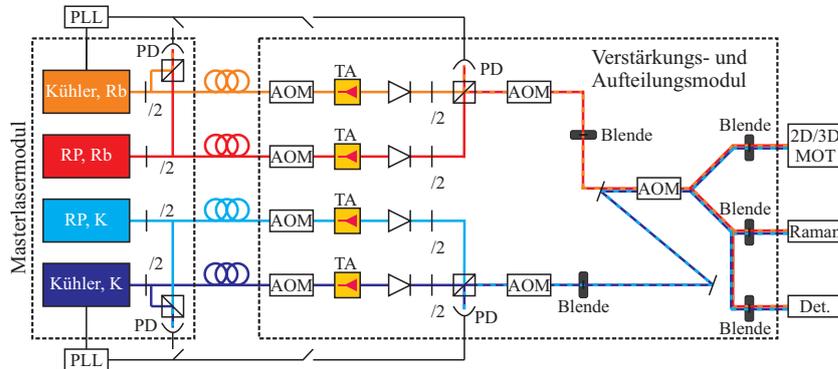


Abbildung 5.11: Schematische Darstellung des gesamten Lasersystems. Übernommen aus [32].

dieser Konfiguration weniger optische Komponenten und somit auch weniger potentielle Rauschquellen zwischen der Photodiode zur Phasenstabilisierung und den Atomen. Dies alles sind Maßnahmen, die das Phasenrauschen der Laser noch weiter senken können. Zwischen den Signalen, die einerseits von den Photodioden im Masterlasermodul und andererseits von denen im Verstärkungsmodul erzeugt werden, wird mit einem RF-Schalter umgeschaltet werden. Der schematische Aufbau ist in Abbildung 5.11 dargestellt. Dass überhaupt zwischen den beiden Photodioden umgeschaltet werden muss liegt daran, dass die Kühl- und Rückpump Laser für Detektion und Zustandspräparation einzeln geschaltet werden müssen und die Laser dann nicht gelockt werden könnten, würde man nur die Photodioden hinter dem Trapezverstärker benutzen.

5.3.5 Neuer Phasendetektor

Zusätzlich wurde eine neue Phasendetektorplatine entwickelt, die den vorhandene Platine, wie im Folgenden beschrieben, in einigen Punkten erheblich verbessert. Der Schaltplan ist in Abbildung A.4 zu finden. Bei jeder, gegenüber der alten Platine hinzugefügten Funktion, wurde besonders darauf geachtet, dass sie sich, ohne einen Nachteil auf das Regelsignal zu haben, überbrücken lässt. Somit ist sichergestellt, dass die neue Phasendetektorplatine auf jeden Fall von der besseren Signalführung profitiert, selbst wenn die neuen Funktionen nicht gebraucht werden (die Platine wird voraussichtlich nicht nur an dem hier beschriebenen Experiment eingesetzt werden) oder sich im späteren Gebrauch als unvorteilhaft herausstellen.

Zuerst wurde gegenüber der alten Platine das Hochfrequenzverhalten optimiert. Dazu wurde das Platinenlayout vierlagig entworfen. Die Signale

laufen auf eigenen Ebenen oben und unten, dazwischen jeweils eine Ebene für die Stromversorgung und die Masse. Die Masseebene liegt direkt unter der oberen Signalebene, auf der die Hochfrequenzsignale anliegen, um diese besser abschirmen zu können. Zusätzlich besitzt die Platine diverse TTL Eingänge um zusätzliche Funktionen im Experimentbetrieb schalten zu können. Zum einen ist der Eingang für das Schwebungssignal der Laser mit einem schaltbaren Frequenzteiler ausgestattet, um das Signal für den MOT-Betrieb herunterteilen zu können. In Verbindung mit dem oben angesprochenen Frequenzvervielfacher hinter dem DDS wird dies das Umschalten vereinfachen. Insbesondere bei den Eingängen wurde darauf geachtet das Signal möglichst gradlinig und gut abgeschirmt auf der Platine zu führen. Beide Eingänge können außerdem mit einem optionalen Verstärker ausgestattet werden.

Der Phasendetektor und die Generierung des Fehlersignals aus dem Phasendetektorausgängen wurde unverändert aus der alten Schaltung übernommen. Ab dieser Stelle sind die Hochfrequenzeigenschaften nicht mehr so wichtig, wie vor dem Phasendetektor, da hinter dem Phasendetektor nur Frequenzen im Bereich der Regelbandbreite auftreten (also maximal 10 MHz). Direkt hinter dem Phasendetektor wird ein durch einen Impedanzwandler abgekoppelter Monitorausgang vom Fehlersignal abgezweigt. Die alte Schaltung besaß so etwas nicht. Der in Abschnitt 5.3.2 gemessene Übertragungsfaktor war deswegen so klein, da er über einen 100 k Ω -Widerstand gemessen werden musste, um nicht durch die Messung die Regelung zu beeinflussen. Diese Einschränkung wurde jetzt aufgehoben und es kann das volle Fehlersignal von außen gemessen werden.

Als nächstes wird von dem Fehlersignal direkt ein Ausgangssignal abgezweigt das 1:1 an einen externen PID-Regler für die langsame und mittelschnelle Regelung übergeben werden kann. Dieser Ausgang besitzt im Gegensatz zur alten Schaltung einen Invertierer, um das Vorzeichen des Regelsignals anpassen zu können.

Der schnelle Regelpfad wurde gegenüber dem der alten Schaltung am deutlichsten überarbeitet. Zunächst besitzt er ein zusätzliches Loopfilter, das eventuell später das außerhalb der Platine verwendeten Loopfilter ersetzen kann. Durch bessere Schirmung und kürzere Signalwege sollte dies das Rauschen weiter senken können. Danach wird das Signal in einen PI-Regler geleitet. Da der Integrator ebenso wie das Loopfilter einen großen Einfluss auf die Regelbandbreite und somit das Phasenrauschen hat, muss auch das Filter auf den Regelkreis optimiert werden. Um die Optimierung zu vereinfachen, besitzt der Integrator mehrere mit DIP-Schalter zuschaltbare Kapazitäten (die die Zeitkonstante des Integrators bestimmen). Somit ist es möglich, die Zeitkonstante des Integrators zu verändern, ohne jedes Mal Kondensatoren umlöten zu müssen. Zusätzlich kann der Integrator kurzgeschlossen werden,

um die Phasenstabilisierung von außen abschalten zu können. Dies war bei der alten Platine nicht möglich, was es sehr schwer gemacht hat die Phase des Lasers zu stabilisieren, da der Phasendetektor im unstabilisierten Fall einen großen Offset auf den Diodenstrom gab und somit beim Einschalten einen Modensprung des Lasers provozierte.

Gleiches gilt auch für die darauf folgende Verstärkung. Sie kann mit mehreren schaltbaren Widerständen leicht verändert werden. Zusätzlich ist die Verstärkungsschaltung in der Lage die Maximalspannung des Phasendetektors zu begrenzen, ohne die Verstärkung unterhalb dieses Maximalwertes herabsetzen zu müssen. Dies wurde mit zwei Zehner-Dioden erreicht, die entgegengesetzt und parallel zueinander und parallel zur Rückkopplung der Verstärkung geschaltet wurden. Diese Maßnahme wurde ergriffen, um zu verhindern, dass der Phasendetektor, im Falle einer Störung, die zum Verlust der Phasenstabilisierung führt, dadurch einen Modensprung des Lasers verursacht.

Simultane Verstärkung in einem Trapezverstärker

Die Verstärkung der Lichtfelder in Trapezverstärkern ist ein zentrales Element des in dieser Diplomarbeit beschriebenen Lasersystems. Trapezverstärker sind Diodenlaser, deren aktiver Bereich, ausgehend von einem schmalen Anfangsteil, trapezförmig aufgeweitet wird (siehe Abbildung 6.1). Dadurch kann bei kleiner Eingangsleistung um 15 mW der Verstärker gesättigt werden und eine hohe Ausgangsleistung um ein bis zwei Watt erzielt werden. Durch die trapezförmige Verstärkergeometrie wird die Leistungsdichte homogen über das ganze aktive Medium verteilt und dabei in Sättigung betrieben. Zusätzlich wird der räumliche Überlapp von Hin- und rücklaufender Welle klein gehalten und somit die verstärkte spontane Emission (ASE) effektiv unterdrückt [45].

Da zuvor schon gezeigt wurde [46], dass Licht verschiedener Wellenlängen in einem in einem Trapezverstärker gleichzeitig verstärkt werden kann, sollte im Rahmen dieser Diplomarbeit geprüft werden, ob dieses Konzept für die geplante Anwendung praktikabel ist.

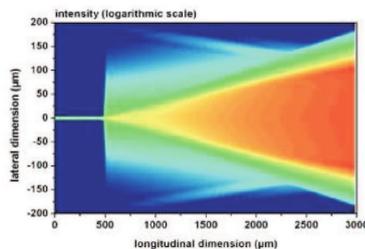


Abbildung 6.1: Räumliche Intensitätsverteilung in einem Trapezverstärker. Übernommen aus [40].

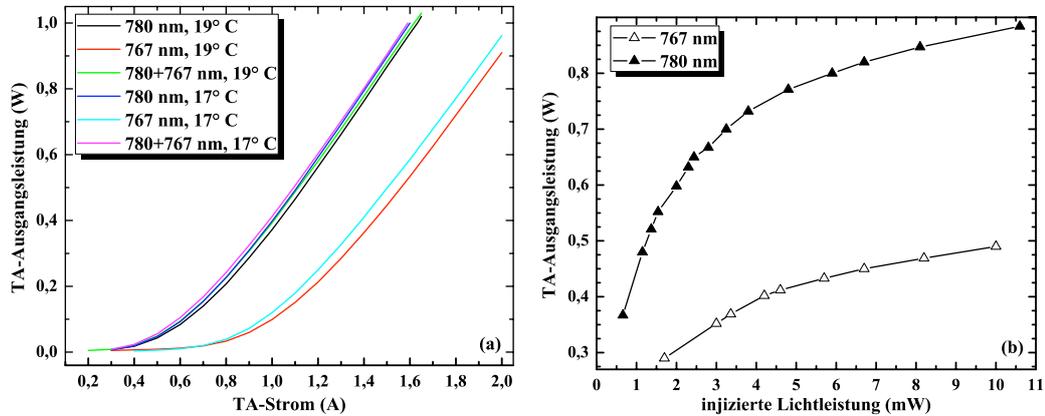


Abbildung 6.2: Verstärkung von Laserlicht zur Manipulation von Kalium und Rubidium in einem für 780 nm spezifiziertem Trapezverstärkerchip. (a) Strom-Leistungskennlinie: zunächst wurde die Verstärkung einzelner einzelner Lichtfelder gemessen. Dies wurde jeweils bei zwei unterschiedlichen Temperaturen, 17° C und 19° C, gemessen. (b) Seed-Ausgangsleistung: Ausgangsleistung des TAs jeweils in Abhängigkeit der injizierten Lichtleistung der bei den beiden unterschiedlichen Wellenlängen.

Dazu wurde überlagertes Licht mit $\lambda_{\text{Rb}} = 780,2 \text{ nm}$ und $\lambda_{\text{K}} = 766,7 \text{ nm}$ in der selben Faser vom Masterlasermodule zum Verstärkermodul geführt und dort in einen Trapezverstärker eingekoppelt. Weil der verwendete Trapezverstärker für 780 nm spezifiziert ist, war zu erwarten, dass das Licht dieser Wellenlänge deutlich besser verstärkt wird, als das bei 766,7 nm.

Zunächst wurden deshalb die Lichtfelder getrennt in dem Trapezverstärker verstärkt. Diese Messung ist in Abbildung 6.2 dargestellt. Dazu wurde die Ausgangsleistung direkt hinter dem Verstärker mit einem Thermomesskopf gemessen. Die Verstärkungseffizienz von Licht ist bei 780,2 nm mit knapp einem Watt mehr als doppelt so hoch wie die von Licht bei 766,7 nm mit einer Ausgangsleistung von etwa 450 mW.

Um das Verstärkungsprofil hin zu kleineren Wellen zu Verschieben wurde die Temperatur des TAs verändert. Es ist zu erkennen, dass die Verstärkungseffizienz bei 766,7 nm durch Absenken der Temperatur erhöht werden konnte. Dieser Effekt ist allerdings eher gering. Von einer weiteren Temperaturabsenkung zur Erhöhung der Verstärkungseffizienz wurde abgesehen, da eine Kondenswasserbildung durch zu niedrige Temperaturen unbedingt vermieden werden muss. Zum anderen sollte verhindert werden, dass sich die Linsen, die zur Fokussierung auf die Eintrittsfläche des TA, die mit Epoxid-Kleber auf den Kühlkörper geklebt sind, durch die unterschiedlichen

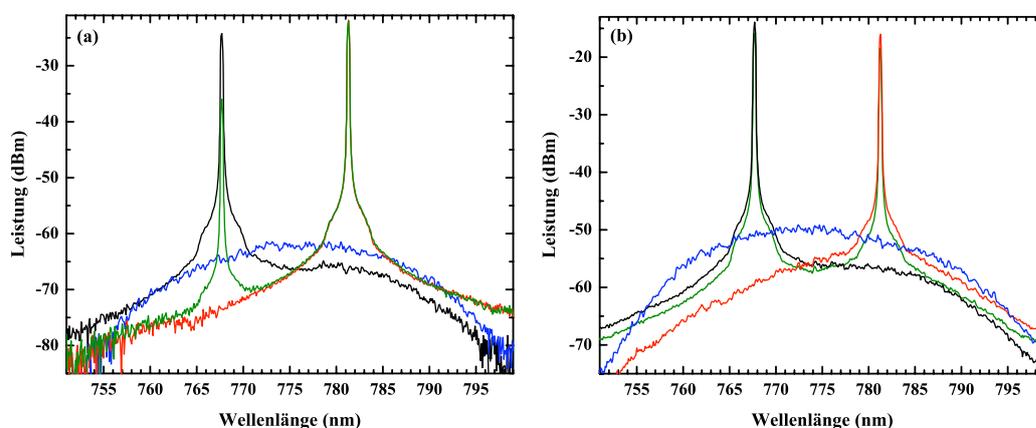


Abbildung 6.3: Spektrum des in einem Trapezverstärkerchip verstärkten Laserlichts zur Manipulation von Kalium und Rubidium bei einer injizierten Lichtleistung von 10 mW bei 767 nm und (a) 10 mW beziehungsweise (b) $\sim 0,8$ mW bei 780 nm. Die Spektren stellen die verstärkte spontane Emission des TAs ohne Injektionslicht (blau), mit Injektionslicht bei 767 nm (schwarz), mit Injektionslicht bei 780 nm (rot) und mit Injektionslicht bei beiden Wellenlängen (grün) dar. Die Leistung des Injektionslichts bei 767 nm beträgt in allen Fällen 10 mW.

Ausdehnungskoeffizienten der Komponenten verziehen.

Aus der vorangegangenen Messung ist allerdings nicht zu erkennen, in welchem Verhältnis die beiden Wellenlängen zusammen verstärkt wurden. Deswegen wurde in der nächsten Messung nun detailliert untersucht, in welchem Verhältnis die verschiedenen Wellenlängen verstärkt werden. Danach wurde das verstärkte Licht in eine weitere Faser eingekoppelt, um es später mit einem Gitterspektrographen [ANDO, AQ-6315A] analysieren zu können. Doch zunächst wurden hinter der Faser die verschiedenen Wellenlängen im Licht mit einem Kantenspiegel voneinander getrennt und die Leistung einzeln mit einem Photodiodenmesskopf aufgezeichnet. Da die Verstärkung in dem Halbleiter ein nichtlinearer Prozess ist, war zu erwarten, dass das Verhältnis der Lichtleistungen bei 780,2 nm und 766,7 nm hinter dem Trapezverstärker nicht dem Verhältnis vor dem Verstärker entspricht. Diese Erwartung wurde von der in Abbildung 6.4 dargestellten Messung bestätigt. Die Steigung der Graphen ist an der Stelle, an der hinter dem TA die gleiche Leistung für beide Wellenlängen erzielt wird, sehr groß. Dementsprechend führen schon kleine Intensitätsschwankungen im Seed zu großen Intensitätsänderungen des verstärkten Lichts.

Zur Überprüfung wurde das Licht auch mit einem Gitterspektrographen

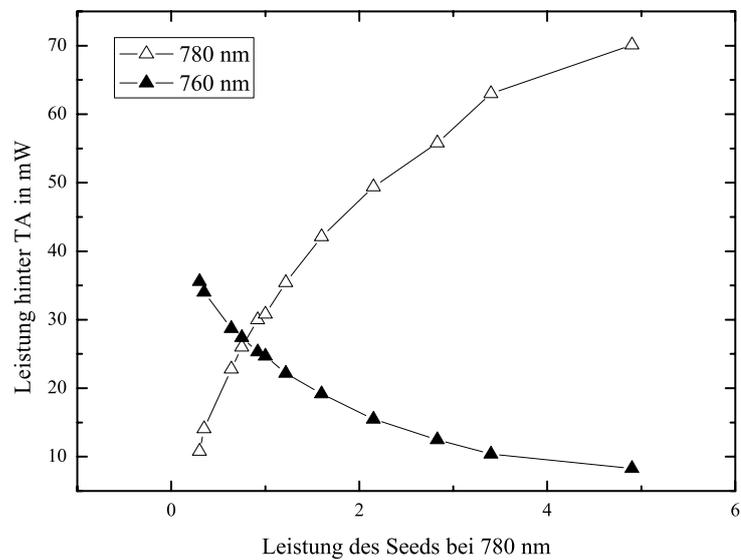


Abbildung 6.4: Licht der Wellenlängen 780,2 nm und 766,7 nm wurde simultan in einem TA verstärkt. Gemessen wurde das Leistungsverhältnis bei den einzelnen Wellenlängen hinter dem TA. Dabei wurde die Seedleistung bei 766,7 nm konstant bei 9.4 mW gehalten und die bei 780,2 nm variiert. Der TA wurde bei 1900 mA und 17 °C betrieben.

untersucht. Diese Messung ist in Abbildung 6.3 dargestellt. Dabei wurden einmal der Fall gleicher Seed-Leistung und einmal der Fall gleicher Ausgangsleistung aufgezeichnet. Diese Messung bestätigt, dass wirklich nur diese zwei Wellenlängen verstärkt werden und keine zusätzlichen Moden anschwingen.

Obwohl gezeigt wurde, dass die Verstärkung von Licht 13,5 nm auseinanderliegender Wellenlängen möglich ist, wird dazu in diesem Fall ein zu unterschiedliches Verhältnis der Seed-Leistungen benötigt. Insbesondere muss das Licht der Wellenlänge von 780 nm mit einer sehr niedrigen Intensität injiziert werden um hinter dem Verstärker die gleiche Leistung für beide Wellenlängen zu erhalten. Bei dieser niedrigen Leistung ist die Abhängigkeit der Ausgangsleistung von der injizierten Leistung besonders groß. Dementsprechend ist es sehr schwer die Leistungsverteilung zuverlässig und stabil einzustellen. Da die meisten Regelschleifen eine lineare Antwort des Systems auf die Regelparameter benötigen. Aufgrund dieser Erkenntnisse wurde, anders als ursprünglich geplant davon abgesehen, das Licht zur Manipulation von Kalium und Rubidium in einem TA zu verstärken. Stattdessen wurde der in Abschnitt 6.1.2 beschriebene Aufbau mit vier einzelnen TAs gewählt.

6.1 Änderungen am Lasersystem

Im folgenden Abschnitt sollen die durch die im vorherigen Abschnitt beschriebenen Ergebnisse inspirierten Veränderungen des Lasersystems beschrieben werden. Der komplette schematische Aufbau des Lasersystems ist in Abbildung 5.11 zu erkennen.

6.1.1 Veränderungen am Masterlasermodul

Da ursprünglich geplant war, das Licht zur Manipulation von Kalium und Rubidium zusammen in einem Trapezverstärker zu verstärken, war im alten Masterlasermodul eine Überlagerung der Lichtfelder vor der Einkopplung in eine gemeinsame Faser vorgesehen. Da die Lichtfelder jetzt getrennt verstärkt werden, sollen sie einzeln in vier Fasern zum Verstärkungsmodul geführt werden. Der veränderte Aufbau ist in Abbildung 6.5 schematisch dargestellt. Dazu sind, wie im Vergleich zu Abbildung 3.5 zu sehen ist, nur geringe Anpassungen nötig. Zusätzlich wird der ursprünglich vorgesehene Pfad zur Fluoreszenzdetektion von Kalium entfernt, da dieses Licht nun auf dem Verstärkungsmodul erzeugt wird.

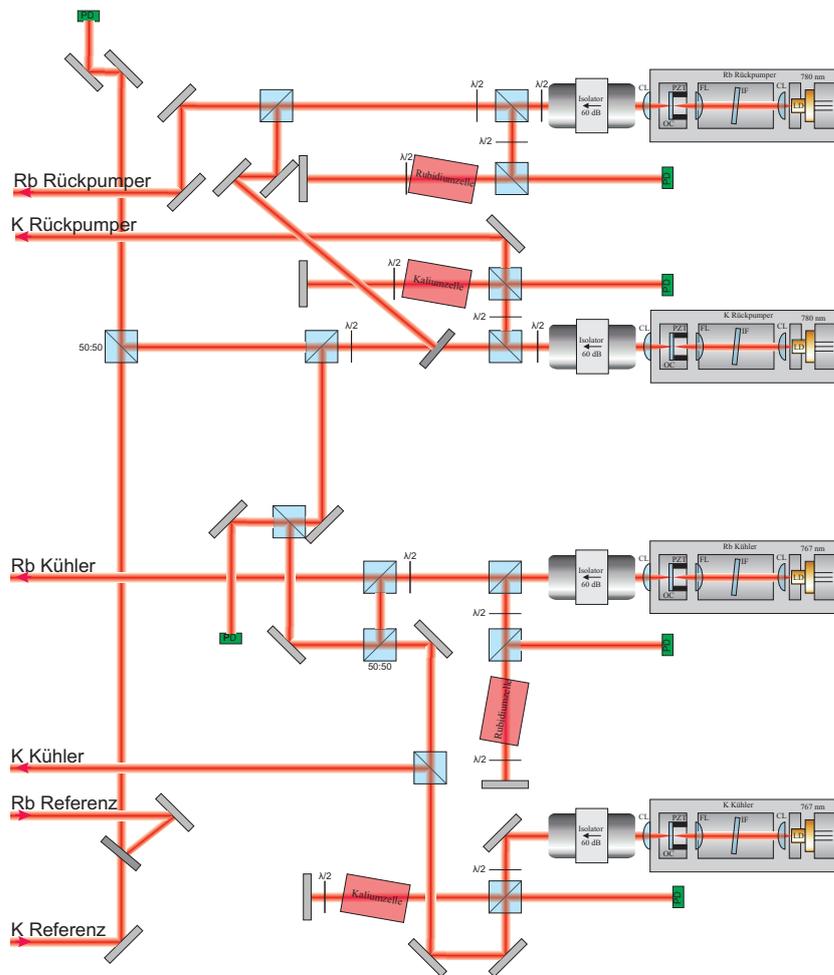


Abbildung 6.5: Schematische Darstellung des Masterlasermoduls. Unten links wird über Fasern das Kalium- und Rubidium-Referenzlicht eingekoppelt. Außerdem zu erkennen sind die vier Spektroskopiezellen & Photodioden sowie die beiden Photodioden, die zur Frequenzstabilisierung dienen. Teile übernommen aus [33].

6.1.2 Das neue Verstärkermodul

Im Gegensatz zum Masterlasermodule wurde das Verstärkungsmodul grundlegend umkonzipiert, um die einzelne Verstärkung der vier Lichtfelder in einem eigenen Trapezverstärker zu ermöglichen. Trotz des kompakten Aufbaus auf einer Fläche von $60 \times 60 \text{ cm}^2$ wurde beim Entwurf darauf geachtet, dass sich vor jeder kritischen Komponente (TA, Isolator, AOM, Faserkopplungen) zwei justierbare Spiegel befinden, um zum Einen die Justage zu vereinfachen und zum Anderen möglichst wenige Verluste bei den einzelnen Komponenten zu haben, ein Entwurf ist in Abbildung 6.6 abgebildet.

Zur Verstärkung werden die aus vier Fasern kommenden Laserstrahlen jeweils einzeln in einem separaten TA verstärkt. Es werden Trapezverstärker mit einer maximalen Ausgangsleistung von 1 W verwendet, [EYP-TPA-0780-01000-3006- CMT03-0000] von EagleYard für die Verstärkung des Laserlichts bei 780,2 nm und [m2k-TA-0765-1000] von m2k-Laser für das Laserlicht bei 766,7 nm. Das durch den TA erzeugte elliptische Strahlprofil wird danach mit einer Zylinderlinse wieder in eine kreisförmige Form gebracht. Mittels eines Teleskop werden die Laserstrahlen anschließend verkleinert und durch einen optischen Isolator und einen akusto-optischen Modulator (AOM) geschickt. Aus Platzgründen sind diese beiden Komponenten im Teleskop plziert. Der AOM dient zum getrennten Schalten der Kühl- und Rückpumplichtfelder für die Detektion und Zustandspräparation. Danach werden die Lichtstrahlen der einzelnen Wellenlängen an einem Polarisationsstrahlteiler überlagert. Ein kleiner Teil davon wird zur Schwebungsmessung jeweils auf eine Photodiode abzweigt. Diese Photodioden dienen der Phasenstabilisierung. Danach durchlaufen die beiden Strahlen zur Manipulation von Kalium und Rubidium jeweils einen weiteren AOM um die Lichter für jede atomare Spezies einzeln schalten zu können, ohne den Phasenlock zu verlieren. Die beiden Strahlen werden dann an einem Kantenspiegel überlagert und an einem letzten 50 : 50-Strahlteiler zu gleichen Teilen auf MOT- und Raman-Strahlengang aufgeteilt. Das Licht für den MOT-Strahlengang wird danach noch auf verschiedene Fasern für die 2D- und 3D-Mot aufgeteilt. Das Licht aus dem Raman-Pfad wird noch in Licht für den Pusher und zur Detektion aufgeteilt.

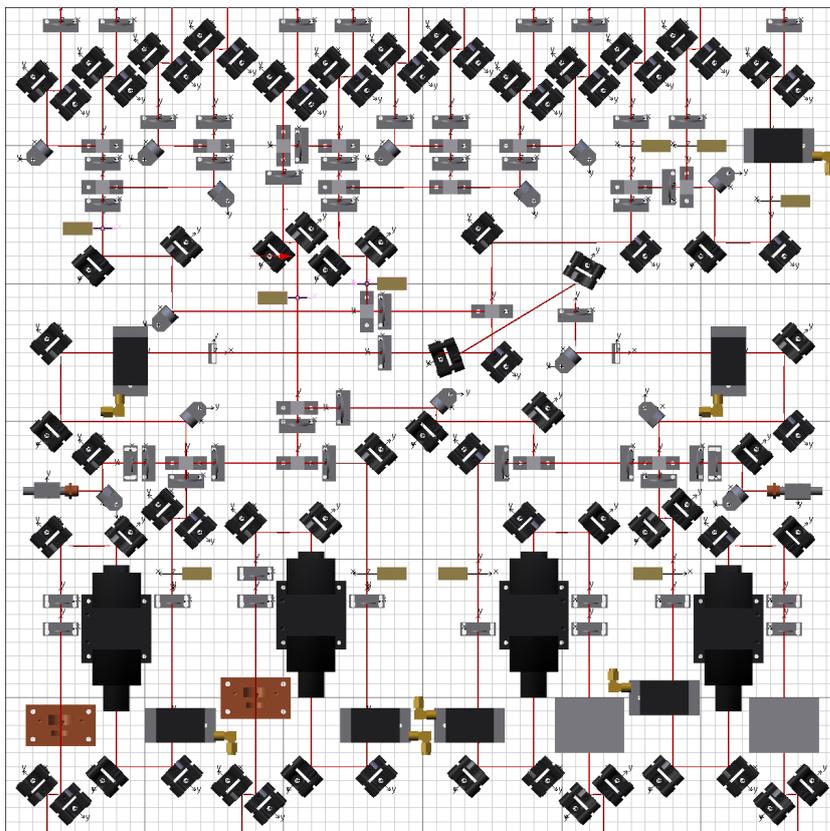


Abbildung 6.6: Entwurf des neuen Verstärkungsmoduls.

Ausblick

Im Rahmen dieser Diplomarbeit wurden entscheidende Schritte hin zur Realisierung eines differentiellen atomaren Gravimeters mit den beiden Elementen Kalium und Rubidium bewältigt. Dazu wurde zunächst an einem schon vorhandenen Lasersystem [34] die für die Atominterferometrie notwendige optische Phasenstabilisierung zwischen den beiden Raman-Lasern mit einer Regelbandbreite von 4 MHz realisiert.

Dabei konnten in der Realisierung des elektrischen Schaltkreises zur Phasenstabilisierung einige Möglichkeiten zur weiteren Verbesserung, wie zum Beispiel eine bessere Hochfrequenzschirmung, identifiziert werden. Diese sind in den im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten neuen Entwurf des Regelschaltkreises eingeflossen. Diese neue Platine wurde bislang jedoch noch nicht in Betrieb genommen und muss noch hinsichtlich der Verbesserungen in Bezug auf Regelbandbreite und Phasenrauschen detailliert untersucht werden.

Bislang wurden zur Erzeugung der Referenzsignale für die Phasenstabilisierung zwei aufeinander stabilisierte Synthesizer verwendet, die nicht im Hinblick auf unsere Anforderungen an die Phasenstabilität optimiert sind. Ein weiterer Punkt ist deswegen die neue hochstabile Frequenzreferenz die derzeit in der Entwicklung ist und alle benötigten Signale aus einem einzigen, auf niedriges Phasenrauschen hin optimierten, hochstabilen Oszillator generiert.

Die digitale Phasenstabilisierung zeichnet sich weiterhin durch die zuverlässige Erzeugung eines Fehlersignals aus. Zudem ist das Empfangverhalten verlässlicher, als bei der bisherigen Frequenzstabilisierung auf Basis eines Frequenz-zu-Spannungs-Wandlers. Aus diesem Grund ist es in Zukunft eventuell sogar ratsam, die bisher noch beibehaltene Frequenzstabilisierung zwischen Rückpumpplaser/Raman-Master und Referenzlaser ebenfalls durch

Phasenregelschleifen zu ersetzen. Da für diese Laser keine besonderen Anforderungen an die Phasenstabilität gestellt werden ist der elektronische Aufbau im Vergleich zu den Raman-Slave-Lasern wesentlich unkritischer.

Für den Übergang von der MOT zur Interferometriephase ist eine schnelle Verstimmung der Diodenlaser um bis zu einige GHz notwendig. Dabei übersteigt die benötigte Verstimmung allerdings den modensprungfreien Bereich der verwendeten Laser mit externem Resonator. Um einen Modensprung der Diodenlaser während des Frequenzsprungs zu verhindern, wurde eine analoge „feed-forward“-Schaltung zur Nachführung des Laser über die Resonatorlänge (Piezospaltung) und den Diodenstrom entworfen. Bislang konnte bereits eine Verstimmung der frequenzstabilisierten Laser um bis zu 1,6 GHz in 3,5 ms demonstriert werden. Sollte die Weite des Frequenzsprungs nicht ausreichen, kann diese durch Austausch der zur Zeit verwendeten VCOs angepasst werden. Um den Frequenzsprung schneller zu machen müssten die Spannungsrampen der Steuersignale während des Frequenzsprungs aufgrund des nichtlinearen Verhaltens der einzelnen Komponenten individuell angepasst werden. Zu diesem Zweck befindet sich zur Zeit eine Microcontroller-Steuerung in der Entwicklung.

Zusätzlich zur Entwicklung und Optimierung der optischen Phasenregelschleife wurde die simultane Verstärkung zweier Lichtfelder deutlich unterschiedlicher Wellenlängen (766,7 nm und 780,2 nm) in einem Trapezverstärker untersucht. Dabei konnte eine deutliche Abhängigkeit der Verstärkungseffizienz, sowie eine deutliche Nichtlinearität des Verstärkungsprozesses beobachtet werden. Dies macht es praktisch unmöglich die Intensitäten hinter dem Trapezverstärker zuverlässig einzustellen, geschweige denn sie zu stabilisieren. Diese Erkenntnisse haben zu einer Überarbeitung des bisherigen Konzepts geführt, das eine simultane Verstärkung der Lichtfelder vorsah. Stattdessen sollen nun die Lichtfelder einzeln in separaten Trapezverstärkern verstärkt werden, dies wird zur Zeit gerade umgesetzt.

Nach Vollendung dieser notwendigen Vorarbeiten am Diodenlasersystem müssen zunächst noch einige weitere wichtige Voruntersuchungen durchgeführt werden, bevor mit dem eigentlichen Betrieb des inertialsensitiven Atominterferometers begonnen werden kann. So stellen die möglichst effiziente Präparation des Eingangszustands, sowie die rauscharme Fluoreszenzdetektion der Ausgangszustände des Atominterferometers fundamentale Schlüsselkomponenten zur hochpräzisen Bestimmung der Fallbeschleunigung g dar. Vor allem muss dazu für die optimale Präparation des Eingangszustandes die exakte Frequenz und Dauer der Mikrowellenpulse zur Anregung der Übergänge zwischen den magnetfeldinsensitiven Hyperfeingrundzuständen bestimmt werden.

Darüber hinaus müssen anschließend alle optischen Komponenten mit höchster Sorgfalt justiert werden. Im besonderen gilt dies für den vibra-

tionsisolierten Retroreflektorspiegel der für die geschwindigkeitssensitiven Raman-Übergänge benötigt wird. Er muss exakt waagrecht sein und vor allem den Strahl exakt in sich zurück reflektieren. Anschließend müssen die exakten Rabi-Frequenzen für die Raman-Übergänge der beiden verwendeten Kalium- und Rubidium-Isotope bestimmt werden, um dann schon erste Interferometersignale aufzunehmen. Da hinsichtlich der Handhabbarkeit von Kalium in einem Atominterferometer im Gegensatz zu Rubidium noch keine Erfahrungen vorhanden sind ist dies besonders herausfordernd. Für die geschwindigkeitsselektiven Raman-Übergänge muss außerdem noch die Frequenz der Raman-Laser an die Doppler-Verschiebung der Atome angepasst werden.

Nach Abschluss all dieser einzelnen experimentellen Vorbereitungen wird man in der Lage sein, zum ersten Mal in der Welt überhaupt, Präzisions-Atominterferometrie mit Kalium durchzuführen und zudem die differenzielle Fallbeschleunigung von Kalium und Rubidium an den selben Raumzeitkoordinaten zu messen.

ANHANG A

Anhang

A.1 Termschema von ^{87}Rb

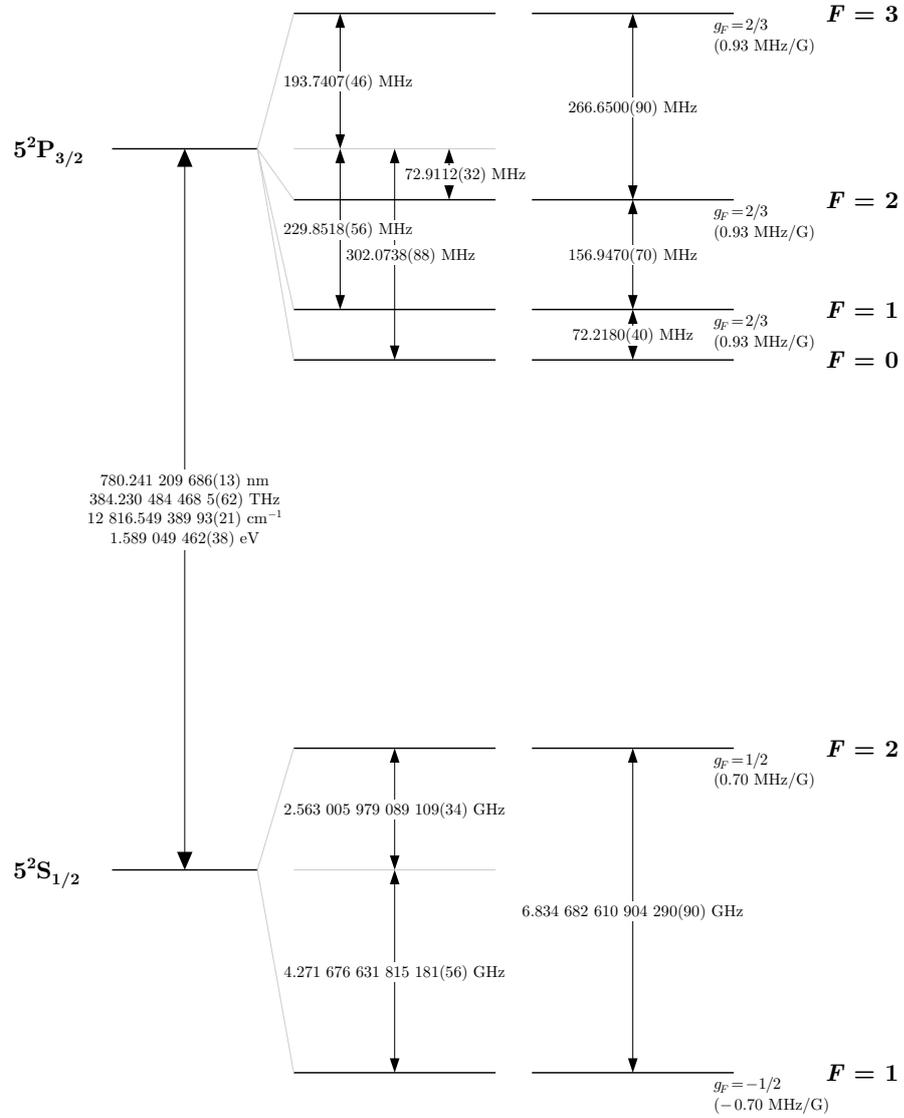


Abbildung A.1: Termschema der ^{87}Rb D₂-Linie übernommen aus [47].

A.2 Termschemata von ^{39}K , ^{40}K und ^{41}K

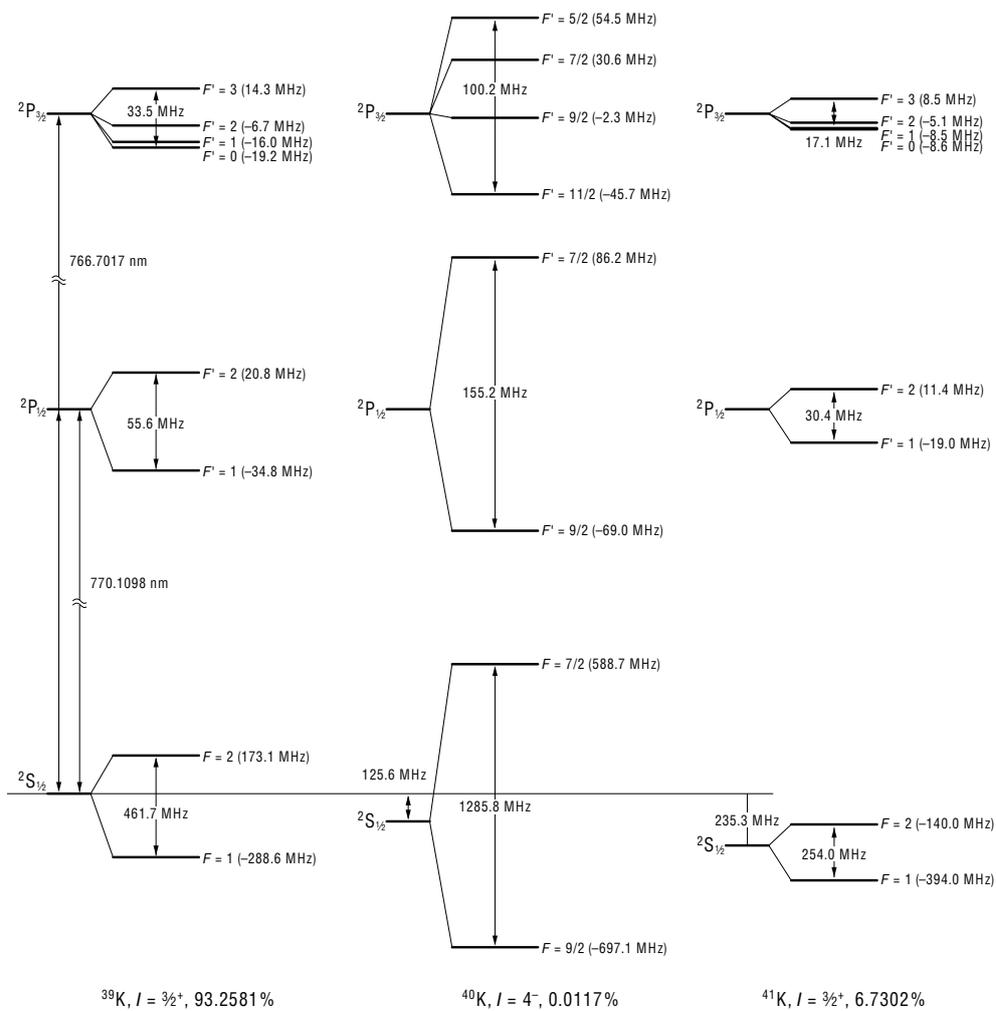


Abbildung A.2: Termschemata der D₂-Linien der Kaliumisotope ^{39}K , ^{40}K und ^{41}K übernommen aus [48], Seite 78.

A.3 Schaltplan der alten Phasenlockplatine

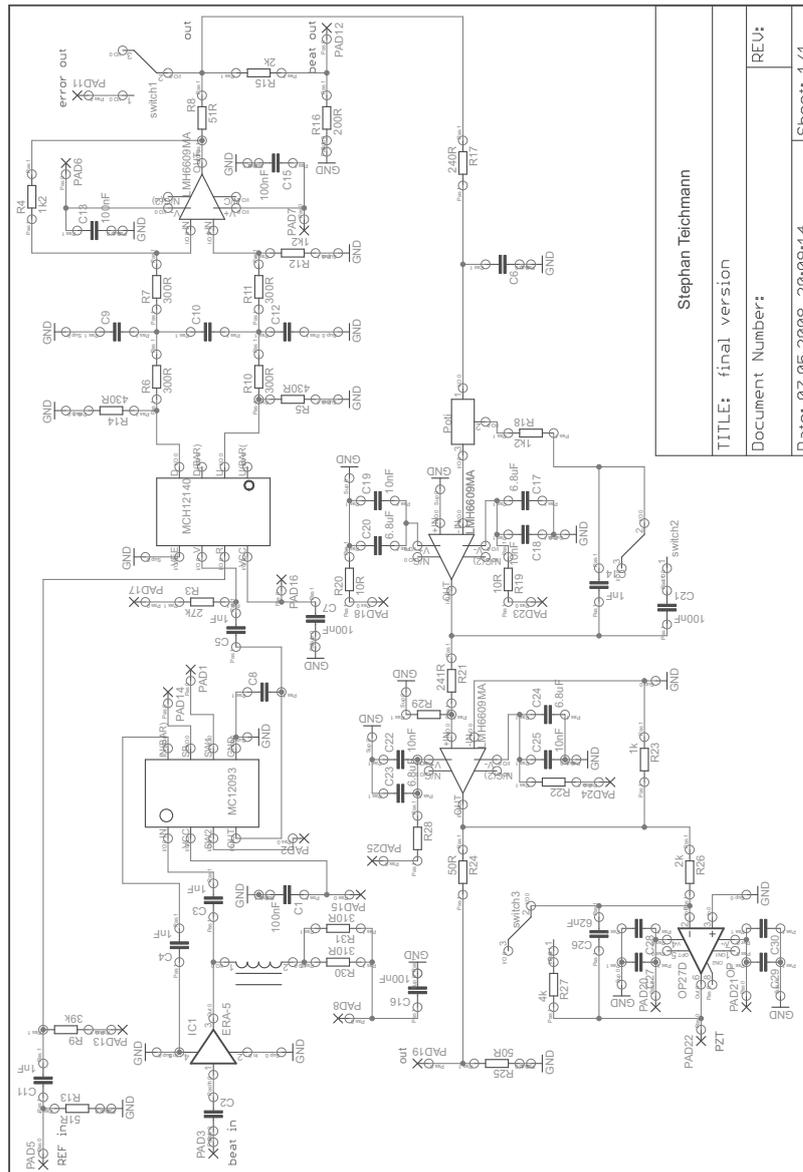


Abbildung A.3: Schaltplan der alten Phasenlockplatine. Aus [49].

Stephan Teichmann

TITLE: final version

Document Number:

Date: 07.05.2008 20:09:14 Sheet: 1/1

REU:

A.4 Schaltplan der neuen Phasenlockplatte

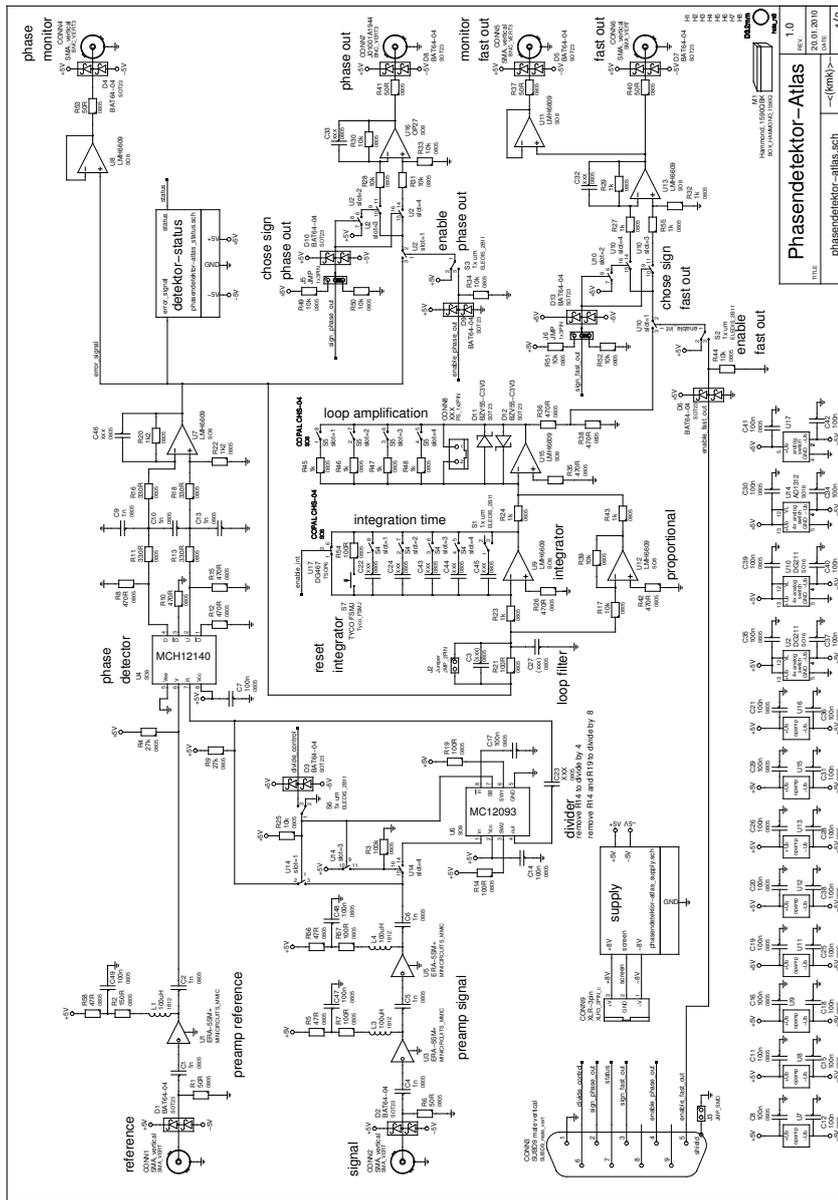


Abbildung A.4: Schaltplan der neuen Phasenlockplatte. Weitere Informationen sind im Elektronik-Wiki des IQO unter dem Projekt „Phasendetektor-Atlas“ hinterlegt.

A.5 Schaltplan des PID-Reglers

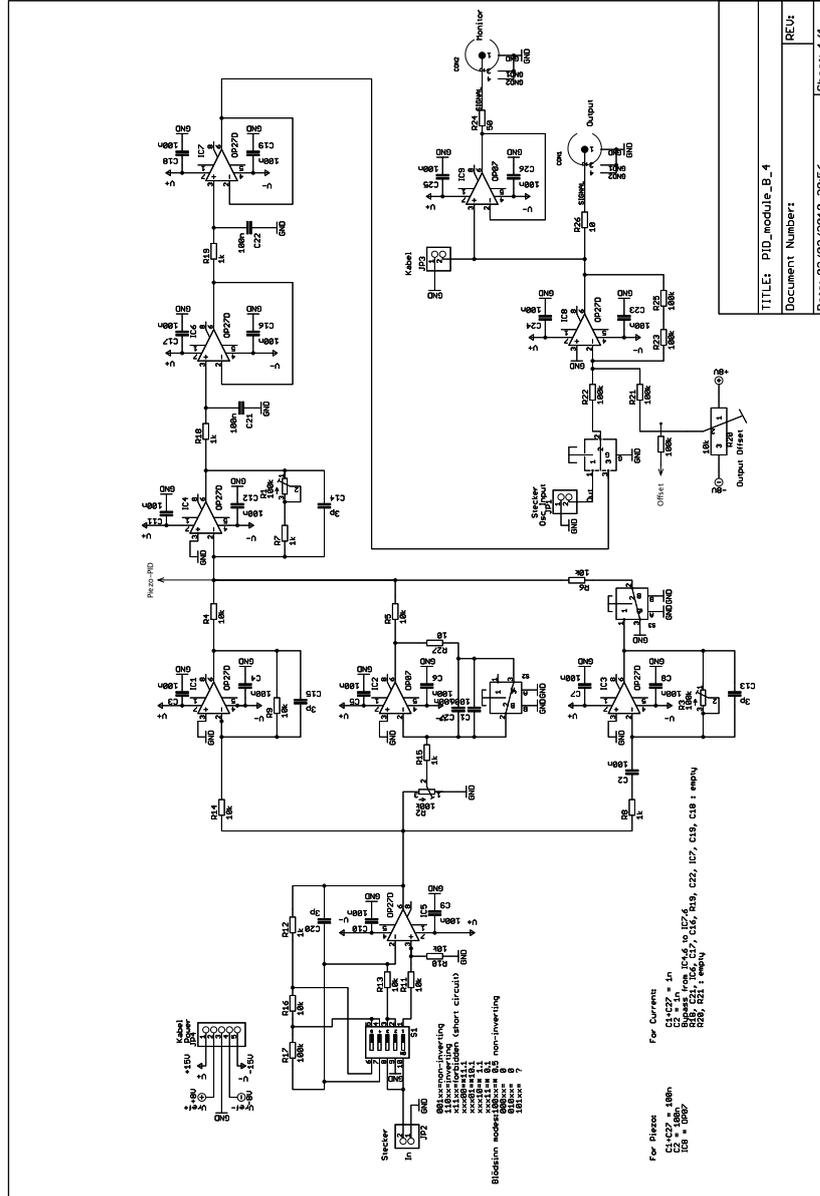


Abbildung A.5: Schaltplan des PID-Reglers mit Änderungen.

A.6 Schaltplan der Frequenzsprungplatine

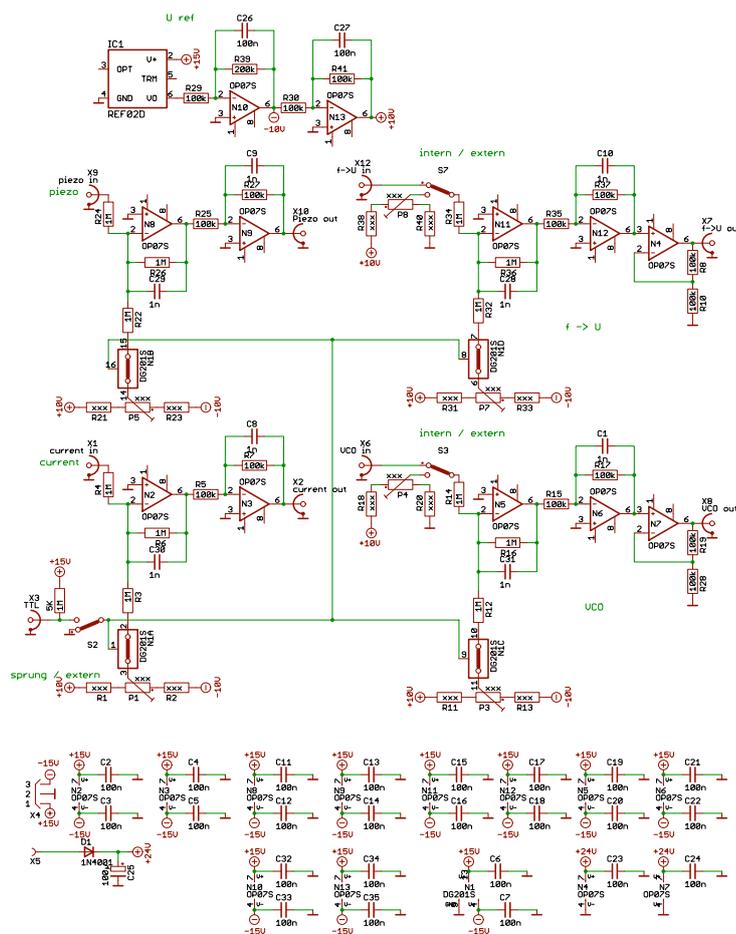


Abbildung A.6: Schaltplan der Frequenzsprungplatine, die dazugehörigen Eagle-Dateien sind im Projekt-Ordner von ATLAS zu finden unter:
 file:///afs/iqo.uni-hannover.de/projects/atlas/Elektronik/Frequenzsprungplatine

LITERATURVERZEICHNIS

- [1] Niebauer, TM, GS Sasagawa, JE Faller, R. Hilt und F. Klopping: *A new generation of absolute gravimeters.*
Metrologia, 1995.
- [2] Tapley, B.D., S. Bettadpur, M. Watkins und C. Reigber: *The gravity recovery and climate experiment: Mission overview and early results.*
Geophys. Res. Lett, 2004.
- [3] Broglie, L. de: *Waves and quanta.*
Nature, 1923.
- [4] Davisson, C. und LH Germer: *The scattering of electrons by a single crystal of nickel.*
Nature, 1927.
- [5] Halban, H. von und P. Preiswerk: *Preuve Expérimentale de la Diffraction Des Neutrons.*
Comptes rendus, 1936.
- [6] Estermann, I. und O. Stern: *Beugung von Molekularstrahlen.*
Zeitschrift für Physik A Hadrons and Nuclei, 1930.
- [7] Arndt, M., O. Nairz, J. Vos-Andreae, C. Keller, G. van der Zouw und A. Zeilinger: *Wave-particle duality of C 60 molecules.*
Nature, 1999.
- [8] Gerlich, S., M. Gring, H. Ulbricht, K. Hornberger, J. Tüxen, M. Mayor und M. Arndt: *Matter-Wave Metrology as a Complementary Tool for Mass Spectrometry.*
Angewandte Chemie International Edition, 2008.
- [9] Wicht, A., J. M. Hensley, E. Sarajlic und S. Chu: *A Preliminary Measurement of the Fine Structure Constant Based on Atom Interferometry.*
Phys. Scr., 2002.

-
- [10] Weiss, D. S., Brenton C. Young und Steven Chu: *Precision measurement of the photon recoil of an atom using atomic interferometry*. Phys. Rev. Lett., 1993.
- [11] Fixler, J. B., G. T. Foster, J. M. McGuirk und M. A. Kasevich: *Atom Interferometer Measurement of the Newtonian Constant of Gravity*. Science, 2007.
- [12] Lempert, G., A. Bertoldi, L. Cacciapuoti, M. Prevedelli und G. M. Tino: *Determination of the Newtonian Gravitational Constant Using Atom Interferometry*. Phys. Rev. Lett., 2008.
- [13] Riehle, F., Th. Kisters, A. Witte, J. Helmcke und Ch. J. Bordé: *Optical Ramsey spectroscopy in a rotating frame: Sagnac effect in a matter-wave interferometer*. Phys. Rev. Lett., 1991.
- [14] Gustavson, T. L., P. Bouyer und M. A. Kasevich: *Precision Rotation Measurements with an Atom Interferometer Gyroscope*. Phys. Rev. Lett., 1997.
- [15] Kasevich, M., D. S. Weiss, E. Riis, K. Moler, S. Kasapi und S. Chu: *Atomic velocity selection using stimulated Raman transitions*. Phys. Rev. Lett., 1991.
- [16] Kasevich, M. und S. Chu: *Atomic interferometry using stimulated Raman transitions*. Phys. Rev. Lett., 1991.
- [17] Phillips, W. D.: *Nobel Lecture: Laser cooling and trapping of neutral atoms*. Rev. Mod. Phys., 1998.
- [18] Chu, S.: *Nobel Lecture: The manipulation of neutral particles*. Rev. Mod. Phys., 1998.
- [19] Guena, J., P. Rosenbusch, P. Laurent, M. Abgrall, D. Rovera, G. Santarelli, M.E. Tobar, S. Bize und A. Clairon: *Demonstration of a dual alkali Rb/Cs fountain clock*. IEEE Trans. on Ultrason., Ferroel. and Freq. Contr., 2010.
- [20] Galilei, G.: *Discorsi e dimostrazioni matematiche intorno à due nuove scienze attenenti alla meccanica & i movimenti locali*. 1638.
- [21] Einstein, A.: *Über das Relativitätsprinzip und die aus demselben gezogenen Folgerungen*.

- In: *Jahrbuch der Radioaktivität und Elektronik*, Band 4, 1908.
- [22] Will, CM: *Was Einstein Right?*
Annalen der Physik, 2005.
- [23] Schlamminger, S., K.-Y. Choi, T. A. Wagner, J. H. Gundlach und E. G. Adelberger: *Test of the Equivalence Principle Using a Rotating Torsion Balance*.
Phys. Rev. Lett., 2008.
- [24] Williams, J. G., S. G. Turyshev und D. H. Boggs: *Progress in Lunar Laser Ranging Tests of Relativistic Gravity*.
Phys. Rev. Lett., 2004.
- [25] Fray, S., C. A. Diez, T. W. Hänsch und M. Weitz: *Atomic Interferometer with Amplitude Gratings of Light and Its Applications to Atom Based Tests of the Equivalence Principle*.
Phys. Rev. Lett., 2004.
- [26] Dimopoulos, S., P.W. Graham, J.M. Hogan und M.A. Kasevich: *Testing general relativity with atom interferometry*.
Physical review letters, 2007.
- [27] Michelson, Albert A. und Edward W. Morley: *On the relative motion of the earth and the luminiferous Æther*.
Philosophical Magazine Series 5, 1887.
- [28] Petelski, T.: *Atom interferometers for precision gravity measurements*.
Doktorarbeit, 2005.
- [29] Le Gouet, J., T. E. Mehlstaebler, J. Kim, S. Merlet, A. Clairon, A. Landragin und F. Pereira Dos Santos: *Limits to the sensitivity of a low noise compact atomic gravimeter*.
Applied Physics B-Lasers and Optics, 2008.
- [30] Guena, J., P. Rosenbusch, P. Laurent, M. Abgrall, D. Rovera, G. Santarelli, M. Tobar, S. Bize und A. Clairon: *Demonstration of a dual alkali Rb/Cs fountain clock*.
IEEE transactions on ultrasonics, ferroelectrics, and frequency control, 2010.
- [31] Jöllenebeck, S.: *Realisierung einer kalten Atomquelle zum Beladen einer optischen Dipolfalle*.
Diplomarbeit, 2008.
- [32] Zaiser, M.: *Eine Quelle quantenentarteter Gase für die Atominterferometrie*.
Doktorarbeit, 2010.

-
- [33] Herr, W.: *Realisierung eines schmalbandigen Diodenlasersystems hoher Ausgangsleistung zur rauscharmen Detektion und Manipulation von Rb-87-Atomen mit Hilfe der Atom-Licht-Wechselwirkung.*
Diplomarbeit, 2007.
- [34] Rode, C.: *Aufbau eines kompakten Lasersystems zur Kühlung der Isotope von Rubidium und Kalium.*
Diplomarbeit, 2009.
- [35] Phillips, W.D.: *Nobel Lecture: Laser cooling and trapping of neutral atoms.*
Reviews of Modern Physics, 1998.
- [36] Cohen-Tannoudji, C.N.: *Nobel Lecture: Manipulating atoms with photons.*
Reviews of Modern Physics, 1998.
- [37] Gilowski, M., C. Schubert, M. Zaiser, W. Herr, T. Wübbena, T. Wendrich, T. Müller, EM Rasel und W. Ertmer: *Narrow bandwidth interference filter-stabilized diode laser systems for the manipulation of neutral atoms.*
Optics Communications, 2007.
- [38] Le Gouët, J.: *Étude des performances d'un gravimètre atomique absolu: sensibilité limite et exactitude préliminaire.*
Doktorarbeit, 2008.
- [39] Cheinet, P.: *Conception et Réalisation d'un Gravimètre à Atomes Froids.*
Doktorarbeit, 2006.
- [40] Tackmann, G.: *Konzepte für die kohärente Manipulation von Materiewellen mit der Atom-Licht-Wechselwirkung für die Präzisionsatominterferometrie.*
Diplomarbeit, 2009.
- [41] Berg, P.: *Analyse und Unterdrückung von Phasenrauschen in der Atominterferometrie.*
Diplomarbeit, 2009.
in preparation.
- [42] Egan, W.F.: *Phase-lock basics.*
1998.
- [43] Gardner, F.M.: *Phaselock techniques.*
2005.
- [44] Shockman, Paul: *Phase Lock Loop General Operations.*
2004.

-
- [45] Botez, D. und D.R. Scifres: *Diode laser arrays*.
1994.
- [46] Nyman, RA, G. Varoquaux, B. Villier, D. Sacchet, F. Moron,
Y. Le Coq, A. Aspect und P. Bouyer: *Tapered-amplified antireflection-
coated laser diodes for potassium and rubidium atomic-physics expe-
riments*.
Review of Scientific Instruments, 2006.
- [47] Steck, Daniel A.: *Rubidium 87 D Line Data*.
Technischer Bericht 2.1.2, 2009.
- [48] III, Robert Sylvester Williamson: *Magneto-optical trapping of potassium
isotopes*.
Doktorarbeit, 1997.
- [49] Müller, T.
E-Mail Korrespondenz.

ABBILDUNGSVERZEICHNIS

2.1	Schematische Darstellung eines Mach-Zehnder-Interferometers mit Licht.	6
2.2	Schematische Darstellung eines Atominterferometers.	7
2.3	Rabi-Oszillationen	11
2.4	Die Energieniveaus beim Ramanübergang	12
2.5	Unterschiedliche Pfade beim Gravimeter	15
3.1	Skizze des experimentellen Aufbaus	20
3.2	Schematische Darstellung des ursprünglichen Lasersystems	22
3.3	Schematische Darstellung der Strahlaufteilung eines Referenzlasermoduls.	23
3.4	Schematische Darstellung eines ECDL-Lasers	24
3.5	Schematische Darstellung des alten Masterlasermoduls	26
3.6	Schema der Frequenzstabilisierung des Masterlasersystems	27
3.7	Ablauf der Zustandspräparations	29
3.8	Schematische Darstellung der Detektionssequenz	30
4.1	Schematische Darstellung der Schaltung der Ansteuerung der Laser für den Frequenzsprung	35
4.2	Fehlersignal beim Frequenzsprung	36
5.1	Schema einer optischen Phasenregelschleife	40
5.2	Verlauf des Fehlersignals eines digitalen Phasendetektors.	41
5.3	Beatsignal der Phasenstabilisierung	44
5.4	Einkoppelkreis für den Phasendetektor	44
5.5	Loopfilter	45
5.6	Aufbau der optischen Phasenstabilisierung	45
5.7	Messsignal am Phasendetektor für K_{PD} -Messung	46
5.8	Messung von K_{PD}	46
5.9	Messung der Phasenrauschdichte	47

5.10	Schema der geplanten Phasenregelschleife	49
5.11	Schematische Darstellung des gesamten Lasersystems	50
6.1	Intensitätsverteilung in einem TA	53
6.2	Verstärkung von Laserlicht zur Manipulation von Kalium und Rubidium in einem Trapezverstärkerchip	54
6.3	Spektrum des in einem Trapezverstärkerchip verstärkten La- serlichts zur Manipulation von Kalium und Rubidium	55
6.4	Simultane Verstärkung Licht zweier Wellenlänge in einem TA .	56
6.5	Schematische Darstellung des Masterlasermoduls	58
6.6	Entwurf des neuen Verstärkungsmoduls.	60
A.1	Termschema der ^{87}Rb D ₂ -Linie	66
A.2	Termschemata der D ₂ -Linien der Kaliumisotope ^{39}K , ^{40}K und ^{41}K	67
A.3	Schaltplan der alten Phasenlockplatine. Aus [49].	68
A.4	Schaltplan der neuen Phasenlockplatine. Weitere Informatio- nen sind im Elektronik-Wiki des IQO unter dem Projekt „Phasendetektor-Atlas“ hinterlegt.	69
A.5	Schaltplan des PID-Reglers mit Änderungen.	70
A.6	Schaltplan der Frequenzsprungplatine	71

Danksagung

Ich möchte die Gelegenheit nutzen, um mich an dieser Stelle bei allen zu bedanken, die mir die Anfertigung dieser Diplomarbeit ermöglicht und mich dabei unterstützt haben.

Zuerst möchte ich mich bei Professor Ernst M. Rasel bedanken, der mir die Mitarbeit am ATLAS-Experiment ermöglicht und meine Diplomarbeit betreut hat. Auch bei Professor Wolfgang Ertmer möchte ich mich für die Übernahme des Koreferats meiner Diplomarbeit und die Schaffung des Arbeitsumfeldes am Institut für Quantenoptik bedanken.

Den Doktoranden des ATLAS-Experiments Jonas, Ulli und Maic sowie meinem Mitdiplomanden Dennis möchte ich für die gute Zusammenarbeit im letzten Jahr danken. In unzähligen physikalischen und allgemeinen Diskussionen mit ihnen konnte ich mein Wissen erheblich erweitern.

Auch den restlichen Mitgliedern des Instituts für Quantenoptik danke ich, die mir stets mit Rat und Tat beiseite standen und die jeweils ihren Teil dazu beitragen dass eine tolle Arbeitsatmosphäre am Institut herrscht. Und speziell möchte ich mich bei den Doktoranden des CASI-Teams Gunnar, Peter, Christian und Micha bedanken, deren Labor ich anfangs benutzen durfte und die ich auch stets um Rat fragen konnte. Insbesondere möchte ich mich auch bei den Sekretärinnen des Institutes Frau Faber, Frau Hümitsch, Frau Pfennig, Frau Ohlendorf, Frau Thiele-Bode und Nicole Reinke bedanken.

Abschließend möchte ich besonders meinen Eltern danken, die mir dieses Studium ermöglicht und mich stets unterstützt haben.

Selbständigkeitserklärung

Hiermit versichere ich, dass ich diese Arbeit selbst verfasst und keine anderen als die angegebenen Quellen und Hilfsmittel verwendet habe.

(Nils Winter)