

Stabilisierung von Laser-Systemen für Experimente mit ultrakalten Atomen

Diplomarbeit

zur Erlangung des Magistergrades an der
naturwissenschaftlichen Fakultät
der Leopold-Franzens-Universität Innsbruck

vorgelegt von

Michael Hellwig

durchgeführt am Institut für Experimentalphysik
unter der Leitung von
Univ.-Prof. Dr. Rudolf Grimm

April 2005

Zusammenfassung

Im Rahmen meiner Diplomarbeit habe ich verschiedene Laserstabilisierungen bezüglich Laser-Frequenz und Intensität aufgebaut. Die stabilisierten Laser wurden für Experimente mit einem Rb^{87} Bose-Einstein Kondensat benötigt. Zum einen sollte mit diesen Lasern die Existenz optischer Feshbach-Resonanzen nachgewiesen werden. Zum anderen sollten diese Laser benutzt werden, um in einem stabilen optischen Gitter den Mott-Isolatorzustand für weitergehende Experimente herzustellen. Beides ist unserer Gruppe in der Zwischenzeit gelungen.

Zur Stabilisierung der Laser-Frequenz habe ich verschiedene Methoden verwendet: Injection Lock einer Laserdiode, Transfer Lock und Temperatur-Stabilisierung eines wellenlängenselektiven Etalons eines Titan-Saphir Lasers.

Beim Injection Lock wird eine zunächst freilaufende Laserdiode mithilfe von injiziertem Licht schwacher Leistung an eine frequenzstabile Quelle gekoppelt. Beim Transferlock wird das Licht des zu stabilisierenden Lasers gemeinsam mit frequenzstabilem Licht in ein Scanning-Fabry-Perot-Interferometer eingestrahlt, um so den Frequenzabstand der beiden Laser zu messen und konstant zu halten. Die Temperaturstabilisierung dient dazu, Längenänderungen eines frequenzselektiven Etalons in einem Titan-Saphir Laser möglichst zu verhindern.

Zur Messung der Frequenzeigenschaften dieser Laser baute ich ein Scanning-Fabry-Perot-Interferometer. Zusätzlich habe ich eine Intensitätsstabilisierung von Laserlicht mithilfe eines akusto-optischen Modulators aufgebaut, die auch im Puls-Betrieb funktioniert.

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	7
1.1	Grundsätzliches	7
1.2	Experimente in unserem Labor	9
1.3	Unser Versuchsaufbau	11
1.4	Mein persönlicher Beitrag	12
2	Injection Lock	13
2.1	Prinzip	13
2.2	Konkrete Realisierung	14
3	Messapparatur für Transferlock für Ti:Sa	17
3.1	Prinzip	17
3.2	Die Schaltung	18
4	Intensitätsstabilisierung	23
4.1	Prinzipieller Aufbau	23
4.2	AOM-Treiber	24
4.3	Regelung	25
5	Resonator	35
5.1	Bauteile	35
5.2	Zusammenbau	36
5.3	Erprobung, praktischer Einsatz	37

Inhaltsverzeichnis

6	Temperaturstabilisierung für Ti:Sa	41
6.1	Das "dicke Etalon"	41
6.2	Ausführung der Temperaturstabilisierung	42
6.3	Leistungsfähigkeit	42
	Bibliographie	47

Kapitel 1

Einleitung

1.1 Grundsätzliches

Eine der fundamentalen Annahmen der Quantenmechanik ist der Welleilchen Dualismus der Materie, i.e. Teilchen breiten sich als Wellen aus, werden aber als Teilchen detektiert. Die Wellenlänge von Teilchen ist die sogenannte de Broglie-Wellenlänge, gegeben durch

$$\lambda_{dB} = \frac{h}{mv} \quad (1.1)$$

(mit h – dem Planck'schen Wirkungsquantum, m – der Masse des Teilchens und v – der Geschwindigkeit des Teilchens). Bei Raumtemperatur ist die Wellenlänge typischer Atome kleiner als die Atome selbst. Makroskopische Körper haben eine viel größere Masse und daher eine noch viel kleinere Wellenlänge, weshalb die Welleneigenschaften derartiger Objekte in der sich unseren Sinnen präsentierenden Natur nicht zu erkennen sind.

Geht man jedoch zu so tiefen Temperaturen, dass v atomarer Teilchen so niedrig wird, dass λ_{dB} gleich groß wird wie der interatomare Abstand in einem Gas, ergeben sich beeindruckende Konsequenzen.

Mit den in den letzten Jahrzehnten entwickelten und perfektionierten Techniken des optischen und magnetischen Fangens und Kühlens ist es möglich, Gaswolken bis auf wenige Nanokelvin abzukühlen. λ_{dB} wächst dann bis in den Millimeter-Bereich. Bei ausreichender Dichte beginnen sich die Wellenfunktionen der einzelnen Atome zu überlappen, und falls es sich bei den Teilchen um Bosonen (ganzzahliger Spin) handelt und die Phasenraumdichte $n\lambda_{dB}^3 > 2.612$ ist, wird sich ein Bose-Einstein Kondensat (BEC) bilden, bei dem alle Atome den gleichen Quantenzustand einnehmen (siehe Abb 1.1).

1 Einleitung

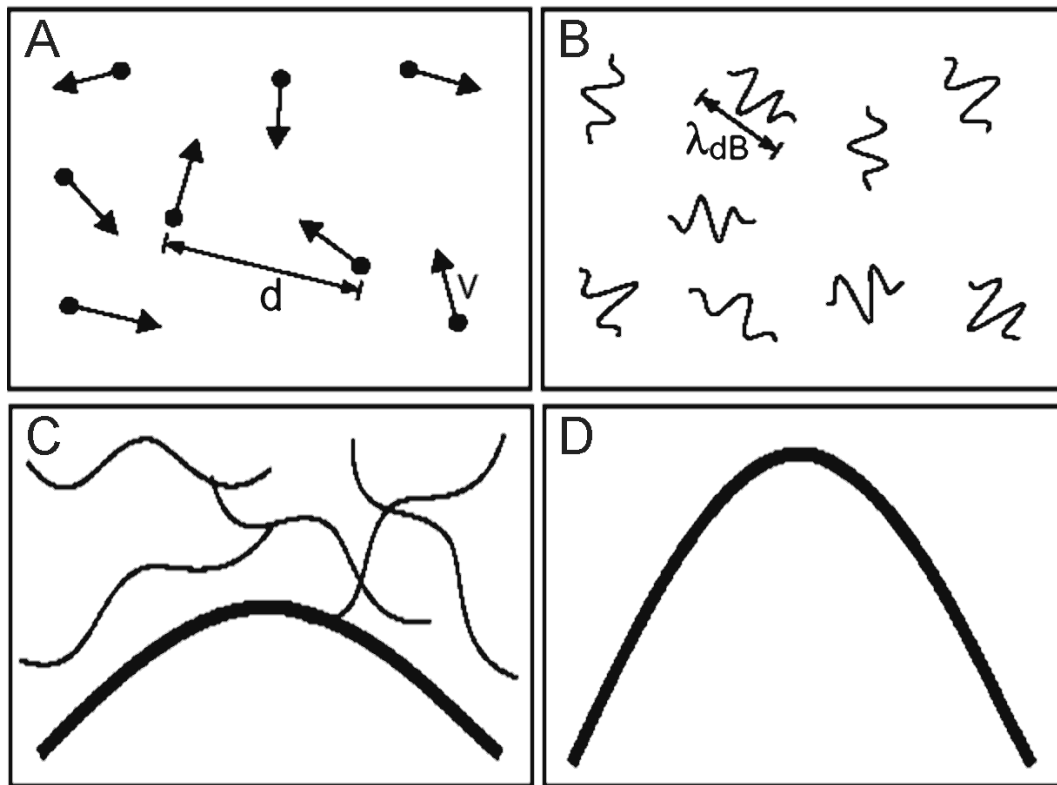


Abbildung 1.1: A: hohe Temperatur, Atome haben reine Teilchennatur, verhalten sich wie (ideale) Billardkugeln. B: Niedrige Temperatur, Atome sind Wellenpakete mit der Ausdehnung λ_{dB} . C: λ_{dB} ist ungefähr gleich groß wie der interatomare Abstand, es kommt zur Kondensation. D: Temperaturnullpunkt, alle Teilchen im reinen BEC. Bild von der MIT-Homepage.

Wenn dieser Zustand erreicht ist, lassen sich die Wellen-Eigenschaften der Materie auf makroskopischen Maßstäben beobachten, da das gesamte Kondensat *eine* Wellenfunktion bildet. Beispielsweise kann man aus einem Kondensat einen Atom-Laser auskoppeln ([Blo99]) oder zwei Kondensate miteinander interferieren lassen ([And97]). Eine zentrale Aufgabe in der Arbeit mit Kondensaten ist, die Wechselwirkung zwischen den Atomen im Kondensat zu verstehen und zu kontrollieren.

Die Bose-Einstein Kondensation wurde 1924 von Satyendra Bose und Albert Einstein theoretisch vorhergesagt und 1938 von Fritz London dazu benutzt, die 1911 entdeckte Suprafluidität von Helium (^4He) unterhalb von 2.2K zu erklären. In den 80ern wurde versucht, mit kryogen gekühltem Wasserstoff ein BEC herzustellen. Dies war zwar zunächst nicht erfolgreich, aber mit dem dort entwickelten Verdampfungskühlen in Magnetfallen wurde ein wichtiger methodischer Grundstein gelegt, auf dem (fast) alle modernen BEC-Apparate basieren.

Mithilfe von kombiniertem Laser- und Verdampfungskühlen gelang schließlich 1995 die Kondensation von verdünnten, schwach wechselwirkenden Alkali-Metall Gasen, wofür 2001 der Nobelpreis für Physik an zwei Gruppen [And95, Dav95] verliehen wurde.

Die Kondensat-Forschung hat sich seitdem zu einem sehr interessanten und vielschichtigen Komplex entwickelt. Sie reicht dabei in verschiedenste Teilgebiete der Physik hinein. Eine representative Auswahl an Beispielen ist:

Atominterferometrie Atomare Materie kann nun ähnlich zur Interferenz gebracht werden, wie wir es früher von Licht her kennen (siehe z.B. [And97]).

nichtlineare Atomoptik Die Dynamik von BECs wird zum großen Teil durch eine nichtlineare Selbstwechselwirkung bestimmt. Daher können Effekte wie z.B. Solitonen (siehe z.B. [Kha02]) oder Vortices (z.B. [Shi04]) beobachtet werden.

ultrakalte Molekülquantengase Mithilfe magnetischer und optischer Methoden kann die Wechselwirkung zwischen den Atomen eines ultrakalten Gases so verändert werden, dass sie sich zu Molekülen formieren. Diese Moleküle können sogar ein Kondensat bilden (siehe z.B. [Joc03]).

Festkörperphysik Lädt man ein Kondensat in ein 3D optisches Gitter, so kann das Energiespektrum der Teilchen eine Bandstruktur zeigen wie in einem Kristall. Unter bestimmten Voraussetzungen bildet sich ein Mott-Isolator Zustand (z.B. [Gre02]) in dem sich eine bestimmte, ganzzahlige Anzahl von Atomen an jedem Gittertopf-Platz befindet.

Quanteninformationsverarbeitung In einem solchen 3D Gitter kann eine große Anzahl von Atomen miteinander verschränkt werden (z.B. [Man03]). Dies bildet eine Grundlage für zukünftige Quanteninformationsverarbeitung.

Kontrolle der Atom-Atom Wechselwirkung Mithilfe von Feshbachresonanzen (sowohl magnetischen als auch optischen) kann die Wechselwirkung zwischen den Atomen nahezu beliebig verändert werden (siehe z.B. [Ino04]).

1.2 Experimente in unserem Labor

Wie sich in den letzten Jahren gezeigt hat, bietet die Manipulation von kohärenter Quantenmaterie auf optischem Weg viele neue Möglichkeiten, zum

1 Einleitung

einen weil Licht sich sehr schnell in Frequenz und Intensität ändern lässt, zum anderen weil man die Intensitätsverteilung ortsabhängig gestalten kann.

Beispiele für optische Manipulation sind unter anderem optische Dipolfallen, die Bragg-Beugung von Kondensaten, optische Feshbachresonanzen, sowie optische Gitter.

Von diesen wurden von uns besonders die zwei folgenden untersucht:

Optische Feshbach Resonanzen

Wie in [Fed96] vorgeschlagen, sollte es möglich sein, die Wechselwirkung zwischen den Teilchen in einem Kondensat auf optischem Weg zu beeinflussen. Der bestimmende Parameter für die Wechselwirkung zwischen den Teilchen ist die s-Wellen-Streulänge a . Positives a bedeutet ein effektiv abstoßendes Potential, negatives a ein anziehendes. In Abhängigkeit von der eingestrahlten Lichtfrequenz treten im Verlauf von a starke Variationen auf, die als Feshbach Resonanzen bezeichnet werden.

Die optische Manipulation der Streulänge bietet vor allem den Vorteil, dass sie sehr schnell möglich ist, weil Laserlicht mit Akusto-Optischen Modulatoren schnell schaltbar ist. Andererseits muss ein hoher Aufwand für die Stabilität der eingesetzten Laser getrieben werden.

Die optische Manipulation eines Kondensats tritt nicht in Konflikt mit einer etwaigen Speicherung in einer Magnetfalle. Bei Benutzung magnetischer Feshbach Resonanzen muss hingegen auf optische Dipolfallen für die Speicherung zurückgegriffen werden, wie in den in unserer Gruppe durchgeführten Experimenten zur Kondensation von Cäsium ([Web03]) und von Lithium-Molekülen ([Joc03]).

Schlussendlich bietet die optische Manipulation die Möglichkeit einer räumlichen Strukturierung, i.e. es sollte möglich sein, einzelne Atome z.B. in einem Gitter (s.u.) gezielt zu manipulieren.

Die experimentelle Realisierung solcher Resonanzen ist im Verlauf des Jahres 2004 sowohl in einem 1-Photon Prozess ([The04]) als auch in einem 2-Photon Raman-Übergang ([Tha04]) an unserem Experiment gelungen.

Optische Gitter

Wie sich in den letzten Jahren herausgestellt hat, sind optische Gitter eine der besten Möglichkeiten zur Kontrolle der externen und internen Freiheitsgrade eines BECs. Optische Gitter sind regelmäßig angeordnete Felder von mikroskopischen Potentialen, die durch den AC Stark-Effekt interferierender Laserstrahlen erzeugt werden. Das Spektrum von Teilchen in einem derartigen Gitter zeigt eine Bandstruktur, wie bei einem Kristall [Jak98].

Falls sich die Atome gegenseitig abstoßen, können sie sich in einem sogenannten Mott-Isolator Zustand anordnen. In einem tiefen 3D-Gitter, in dem die Tunnel-Wechselwirkung von einem Gittertopf zum nächsten klein gegenüber der Wechselwirkung zwischen den Atomen innerhalb eines Topfes ist, kann es dazu kommen, dass nur eine definierte Anzahl von Atomen pro Gitterplatz vorhanden ist, die sich zusätzlich im Grundzustand befinden. Diesen Zustand nennt man Mott-Isolator. Er ist eine sehr gute Ausgangsbasis zur Herstellung von Molekülen ([Jak02]) sowie für die Realisierung eines Quantencomputers. Zum Mott-Isolator sind vor allem die experimentellen Arbeiten aus der Gruppe von Immanuel Bloch zu nennen, die große Beachtung gefunden haben ([Gre02]). Der Mott-Isolator wurde 1998 in der Gruppe um Peter Zoller theoretisch vorhergesagt und seitdem sind viele Arbeiten zu diesem Thema erschienen (siehe z.B. [Rab03] und [Mic04]).

Die Realisierung eines Mott-Isolator Zustandes ist auch an unserem Experiment inzwischen gelungen.

An unserem Experiment soll der Mott-Isolator Zustand zuerst zur kontrollierten Erzeugung von stark gebundenen Rb_2 Molekülen im Vibrations-Grundzustand genutzt werden. Durch ein kontrolliertes "Schmelzen" des Mott-Isolators ([Jak02]) sollte es möglich sein, ein molekulares BEC herzustellen.

Weiters sollen auch in unserem Experiment Quanten-Informationsverarbeitungs Schemata erprobt werden. Hier sollen über Feshbach-Resonanzen kontrollierte Atom-Atom Kollisionen durchgeführt werden, um Quantengatter zu erzeugen. In diesem Zusammenhang soll auch die Möglichkeit getestet werden, optische Feshbachresonanzen in einem optischen Gitter zu benutzen.

1.3 Unser Versuchsaufbau

Um Rubidium (^{87}Rb) zu kondensieren, benutzen wir eine klassische Magneto-Optische Falle (MOT), in der ca $5 \cdot 10^9$ Atome gefangen und auf $50 \mu\text{K}$ vorgekühlt werden. Die so gewonnene Gaswolke wird mit einer Effizienz von ca 50 % in eine Magnetfalle umgeladen und dann mit einer Effizienz von ca 75 % über eine magnetische Transportstrecke (wie u.a. in [Gre00] und [Win02] beschrieben) in eine Glaszelle mit Ultrahochvakuum (UHV) verschoben, wo in einer QUIC-Falle (Quadrupol-Ioffe-Konfiguration [Ess98]) die Kondensation stattfindet. Im Kondensat befinden sich dann schließlich ungefähr 10^6 Atome.

1.4 Mein persönlicher Beitrag

Ich kam im Juni 2003 zum Team. Zu diesem Zeitpunkt funktionierte die Kondensation bereits. Um die gesteckten Ziele (optische Feshbach-Resonanzen, Mott-Isolator Zustände in optischen Gittern usw.) zu erreichen, mussten diverse Geräte und Techniken entwickelt, beziehungsweise getestet werden, um jeweils ausreichende Stabilität von Frequenz und Intensität der bereits vorhandenen Laser (Dioden und Ti:Sa) zu erreichen. Für einige dieser Geräte wurde diese Arbeit mir übertragen. Das waren:

Injection Lock Ein zunächst frei laufender Diodenlaser wird bei maximaler Ausgangsleistung auf eine frequenzstabile Quelle gelockt.

Transferlock für Titan:Saphir-Laser Die Frequenz eines Titan:Saphir Lasers wird mithilfe eines Fabry Perot-Interferometers in einem festen, fast beliebig großen Frequenz-Abstand zu einer frequenzstabilen Quelle gelockt.

Intensitätsstabilisierung Ein Laserstrahl wird mithilfe eines Akusto Optischen Modulators in seiner Intensität stabilisiert.

Resonator Aufbau eines Scanning Fabry-Perot Interferometer mit dem man das optische Spektrum eines Lasers messen kann.

Temperaturstabilisierung für Titan:Saphir-Laser Die Frequenzschwankungen eines Titan:Saphir-Lasers wurden über Temperaturstabilisierung eines eingebauten Etalons verringert.

Kapitel 2

Injection Lock

Wenn eine Laserdiode per Gitterrückkopplung stabilisiert wird, limitiert dies die maximal mögliche Intensität. Da das Gitter und die Laserdiode einen Resonator bilden, wird die Lichtintensität zwischen diesen beiden um ein Vielfaches höher als die im Endeffekt ausgekoppelte Intensität. Die Laserdiode verträgt jedoch nur ca 150 mW Lichtleistung an der Austritts-Facette.

Eine Möglichkeit dieses Problem zu umgehen, ist der "Injection Lock".

Dabei wird Licht eines frequenzstabilen Lasers ("Master") in eine freilaufende Laserdiode ("Slave") eingekoppelt ("injiziert"). Daher die Bezeichnung "Injection Lock" bzw. auch "Master-Slave Setup". Der Slave emittiert dann (bei geeigneten Einstellungen für Laserstrom und Temperatur) auf exakt der gleichen Frequenz wie der Master. Somit stammt die Frequenzstabilität vom Master, die Leistung aber vom Slave.

2.1 Prinzip

Eine theoretische Beschreibung des Mechanismus findet sich unter Anderem in [Sie86, S. 1129 ff].

Man benötigt eine Quelle für frequenzstabiles Laserlicht und eine Laserdiode. Wir benutzen zwei Casix-Laserdioden vom Typ "#LD-0785-0080-1" (L_1 und L_2). L_1 wird per Gitter und Rückkopplung über eine Spektroskopie frequenzstabilisiert. Das Licht von L_1 wird über den seitlichen Ausgangsport in eine optische Diode eingestrahlt. L_2 wird freilaufend betrieben. Über zwei Spiegel wird das Licht von L_2 in den Eingang der optischen Diode gestrahlt. Die Polarisation wird dabei so eingestellt, dass das Licht frei durch die Diode propagieren kann.

2 Injection Lock

Die Polarisation des Lichts von L_1 wird so eingestellt, dass ein möglichst großer Anteil (idealerweise 100%) des am seitlichen Ausgangsport der Diode eingestrahlt Lichts beim Dioden-Eingang wieder ausgestrahlt wird. Der Strahlengang wird so eingestellt, dass das Licht von L_1 genau auf die Mitte des Kollimators von L_2 trifft.

Um den Strahlengang von L_1 zu optimieren, lässt man L_2 abgeschaltet und sorgt dafür, dass das an der Vorderseite von L_2 reflektierte Licht den gleichen Weg nimmt, den das Licht von L_2 nehmen würde, wäre L_2 eingeschaltet.

Wenn man alles richtig eingestellt hat und die Frequenz des Masters L_1 sich im "Einfangbereich" des Slave L_2 befindet, folgt die Frequenz des Slave genau der des Masters. Der Einfangbereich, im Englischen mit "Locking Range" bezeichnet, kann mit folgender Formel (aus [Sie86, S.1130]) berechnet werden:

$$\Delta\omega_{\text{lock}} \approx \frac{2\omega_0}{Q_e} \sqrt{\frac{I_2}{I_1}} \quad (2.1)$$

Hier ist I_2 die Intensität des Slave, I_1 die Intensität des Masters, ω_0 die Eigenfrequenz des Laserresonators des Slave, sowie Q_e der Q-Faktor des Laserresonators. Der Q-Faktor ist eine Messgröße für die Güte eines Resonators und ist definiert als das Verhältnis zwischen im Resonator gespeicherter Energie und der Energie, die pro Umlauf aus dem Resonator abgestrahlt wird. ω_0/Q_e ist dann die Bandbreite des Resonators von L_2 ¹.

Wenn man für ω_0/Q_e einen typischen Wert von ca 10 GHz sowie für I_2/I_1 einen typischen Wert von ca 1/50 annimmt, ergibt sich eine grobe Abschätzung für den Einfangbereich mit 2.8 GHz.

In Abbildung 2.1 ist der Aufbau graphisch verdeutlicht.

Dabei sollte erwähnt werden, dass die Position von Spiegel S2 nicht notwendigerweise so kompliziert wie im gezeigten Bild sein muss. Hierzu siehe 2.2.

2.2 Konkrete Realisierung

Die Injektion des Master-Lichts in den Slave ist etwas aufwändig. In meinem Fall hauptsächlich deshalb, weil bei der zur Verfügung stehenden optischen Diode die Strahlteiler einen Abstrahlwinkel von $< 90^\circ$ aufwiesen, was zu dem

¹sehr oft findet man auch eine umgekehrte Definition, i.e. der Q-Faktor wird definiert als $\frac{\text{Eigenfrequenz}}{\text{Bandbreite}}$

2.2 Konkrete Realisierung

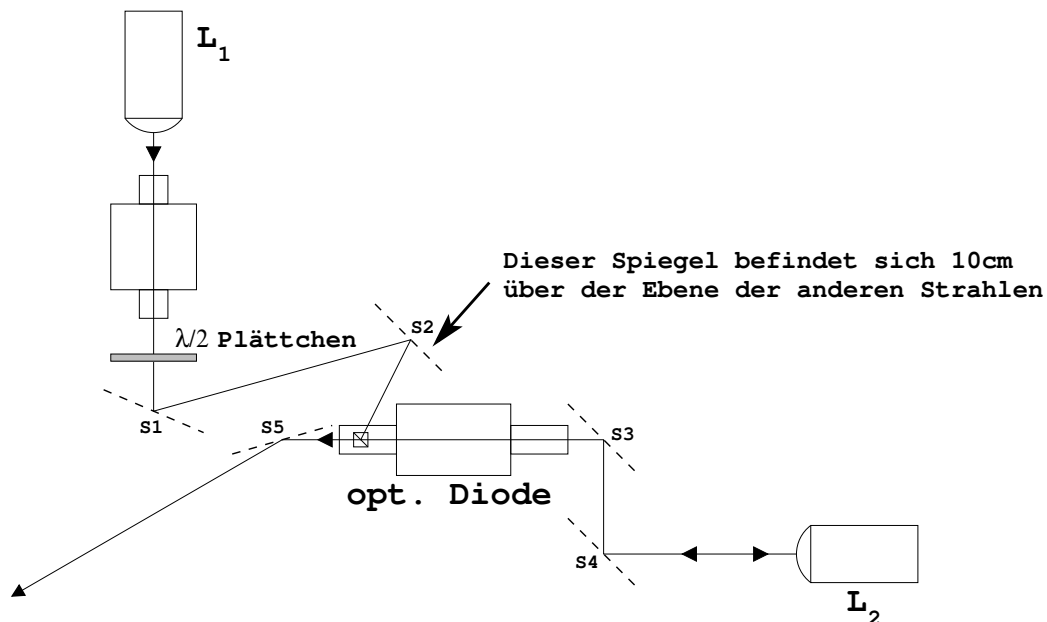


Abbildung 2.1: Prinzipieller Aufbau eines Injection Lock (wie von mir aufgebaut, andere Möglichkeiten bzgl Spiegel S2 existieren)

in Abbildung 2.1 gezeigten komplizierten Strahlverlauf führt. Nach Möglichkeit sollte hier also eine optische Diode mit rechtwinkliger Abstrahlung an den Ports benutzt werden.

Um zu überprüfen, ob tatsächlich ein Frequenzlock erfolgt, wurde das Licht von L_2 in einen optischen Spektrum Analysator eingekoppelt und die Frequenz von L_1 über einen kleinen Bereich langsam gescannt. Dieses "wobbeln" sollte, sobald ein Lock erfolgt, im Licht von L_2 auch sichtbar werden.

Sobald die Strahlen richtig eingestellt sind, muss die Stromstärke und Temperatur gefunden werden, bei der L_2 eine Resonanzfrequenz hat (ω_2), die mit der Frequenz, auf die L_1 stabilisiert ist (ω_1), soweit übereinstimmt, dass ω_1 im Empfangsbereich von L_2 liegt. Um diese zu finden und zu optimieren (man möchte ja die maximal mögliche Leistung aus L_2 holen) eignet sich der oben beschriebene "Wobble" sehr gut, da hier natürlich, sobald sich ω_1 in den Empfangsbereich von L_2 bewegt, eine teilweise Mitnahme von ω_2 erfolgt, die umso größer wird, je genauer die Frequenzen übereinstimmen.

Man versucht zuerst, bei irgendeiner Einstellung von L_2 eine hin und her Bewegung der Frequenz am Spektrum Analysator zu sehen, die mit der gleichen Periode wie die von L_1 erfolgt. In den meisten Fällen wird man dies bei sehr niedriger Stromstärke von L_2 finden².

Wenn man die Stromstärke am Treiber von L_2 erhöht, wird sich die Frequenz von L_2 in eine bestimmte Richtung von dem Bereich entfernen, wo ein Lock

²Murphy's Law

2 Injection Lock

erfolgen kann. Man muss nun die (geregelt) Temperatur von L_2 genau so verändern, dass der Anstieg der Stromstärke wieder kompensiert wird. In kleinen Schritten tastet man sich dann so an die gewünschte End-Stromstärke heran.

In der praktischen Erprobung wurde am Slave-Laser (L_2) eine Stromstärke von ca. 100 mA erreicht. Es war in dieser Einstellung möglich, den Master-Laser (L_1) um ca. 1.5 GHz zu scannen, ohne den Lock zu verlieren. Diese ungefähre Messung des Empfangsbereichs ist zwar niedriger als der in 2.1 angegebene Wert, aber bei diesem handelt es sich ja um einen theoretischen Maximalwert, der nur bei optimalen Bedingungen erreichbar ist. Die Linienbreite von L_2 , die theoretisch durch die Linienbreite des Masters L_1 limitiert ist, war jedenfalls schmaler als 30 MHz (wurde durch Ablesen am Oszilloskop gemessen. Die Messung war durch den optischen Spektral-Analysator limitiert, da die am zur Verfügung stehende Resonator montierten Spiegel für eine andere Wellenlänge konzipiert sind und somit die Finesse eher niedrig ist).

Kapitel 3

Messapparatur für Transferlock für Ti:Sa

In unserem Labor sind zwei Titan-Saphir Laser ("Ti:Sa") der Type **Coherent 899-01** im Einsatz. Sie sind in der bei uns vorhandenen Konfiguration ("Shortwave"-Spiegelsatz) in einem Frequenzbereich von 720 – 825 nm verstimmbar. Einer dieser beiden ist per Beat-Lock auf einen Dioden-Masterlaser gelockt, der wiederum auf eine Rubidium-Gaszelle gelockt ist. Dieser erste Ti:Sa wird für unsere MOT benutzt. Der Zweite sollte für Photo-Assoziations Experimente und optische Gitter verwendet werden. Die molekularen Übergänge liegen jedoch auf Frequenzen, die von den in einer Gaszelle zur Verfügung stehenden atomaren Übergangsfrequenzen weit entfernt sind. Daher wurde eine Möglichkeit benötigt, den zweiten Ti:Sa mit Hilfe eines Resonators in einem beliebigen (größeren) Frequenzabstand zu einem stabilisierten Diodenlaser zu locken.

Dies geschieht mit dem sogenannten Transfer-Lock.

3.1 Prinzip

Ein Lichtstrahl aus dem Diodenlaser sowie wenige Prozent des Lichts aus dem Ti:Sa werden auf einem polarisierenden Strahlteiler überlagert und in einen optischen Spektrum Analysator¹ (wir benutzen ein Gerät der Marke **Melles Griot**) eingekoppelt.

Dieser Spektrum Analysator erzeugt aus zwei Laserstrahlen mit unterschiedlicher Frequenz zwei elektrische Pulse in einem zeitlichen Abstand, der zum

¹Ein durchstimmbares Fabry-Perot Interferometer ("FPI") mit Photodiode, sowie ein Treiber, der einen Sägezahngenerator für den Piezo am FPI und einen Verstärker für die Photodiode enthält.

3 Messapparatur für Transferlock für Ti:Sa

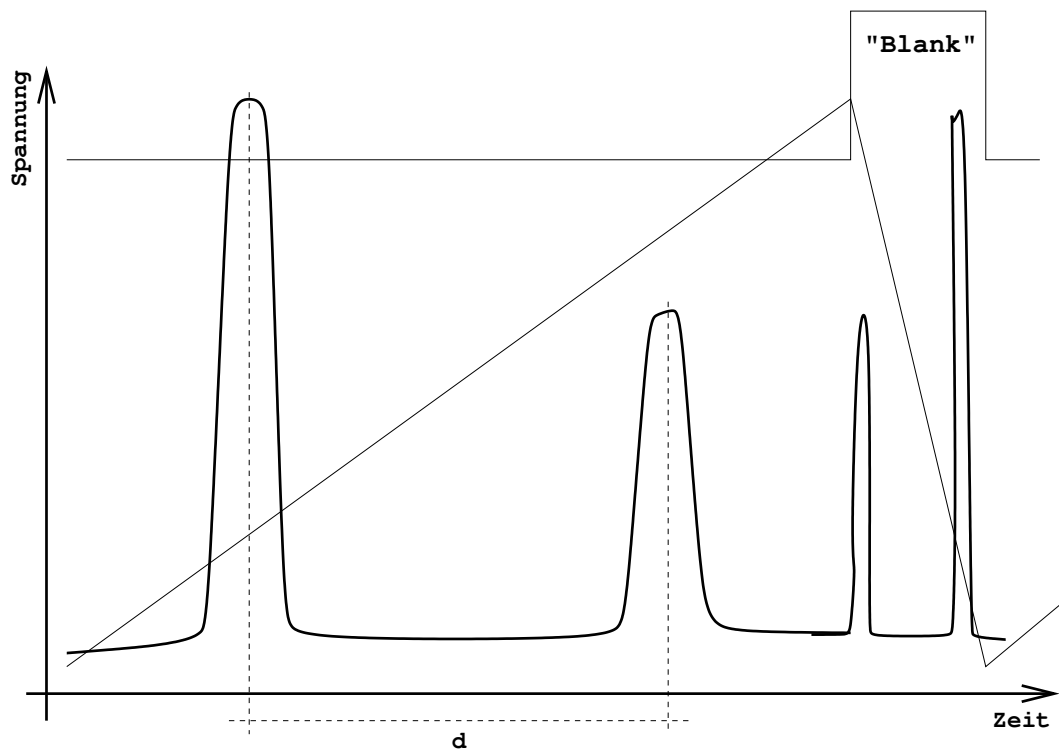


Abbildung 3.1: Signal am optischen Spektrum-Analysator. Die Sägezahn-Linie ist die Spannung, die am Piezo anliegt. Wenn der Piezo wieder umkehrt (abfallende Spannung) treten die beiden Frequenz-Peaks in gespiegelter, gestauchter Form noch einmal auf. Um diese ausblenden zu können, stellt der Spektrum Analysator den "Blank"-Puls zur Verfügung (das ist der Rechteck-Puls im Bild).

Frequenzabstand modulo dem freien Spektralbereich proportional ist. Wir benötigen zur Regelung eine Schaltung, die den zeitlichen Abstand dieser beiden Pulse in eine Spannung umrechnet, die dann als Regelgröße in einem PID-Regler benutzt werden kann.

3.2 Die Schaltung

Das Signal der im Spektrum Analysator eingebauten Photodiode sieht dabei (für einen Messzyklus) ungefähr so aus wie in Abbildung 3.1 gezeigt.

Aufgabe des Messgerätes ist es, den Zeitabstand "d" in eine Spannung umzurechnen, die dann als Regelgröße benutzt werden kann.

Wichtig für die Konzeption war hier, dass der benutzte optische Spektrum Analysator nach jedem Durchlauf (Frequenz typischerweise 50 – 100 Hz) einen sogenannten "Blank"-Puls auf einem eigenen Ausgang ausgibt, der normalerweise dazu dienen soll, die umgekehrten Pulse beim Rücklauf des FPI

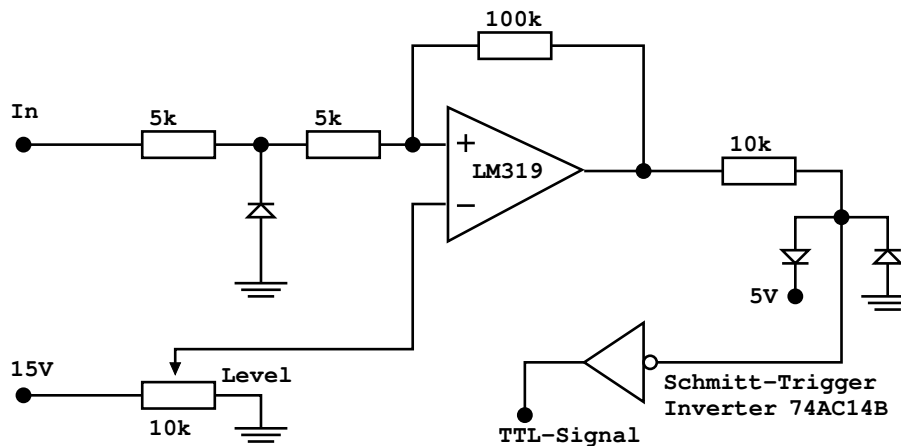


Abbildung 3.2: erzeugt aus zwei beliebig geformten Analogen Pulsen TTL-Signale. Der LM319 arbeitet als Komparator. Die Konstruktion direkt am Eingang begrenzt das Signal nach unten hin auf mindestens -0.6 V , was einen Betrieb mit nur positiver Versorgungsspannung erlauben würde (wurde aber dann nicht so eingesetzt). Die Konstruktion mit den 2 Dioden dient zur Limitierung des Signals auf mindestens 0 und maximal 5 Volt. Der Schmitt-Trigger Inverter schließlich erzeugt Rechteck-Pulse.

am Oszilloskop auszublenden. Dieser "Blank"-Puls wird als Taktgeber für das Messgerät benutzt.

Als erster Schritt steht am Eingang eine Schaltung, die die beiden in Abbildung 3.1 gezeigten Pulse in digital verarbeitbare Pulse mit TTL-Niveaus verwandelt (0 V und 5 V als mögliche Zustände). Dieser Teil ist in Abbildung 3.2 gezeigt.

Mit dem mit "Level" bezeichneten Potentiometer kann die Schwellenspannung eingestellt werden, die an "In" überschritten werden muss, damit ein Puls erzeugt wird, und die auch wieder unterschritten werden muss, damit der Puls beendet wird.

Im nächsten Schritt wird aus den zwei erzeugten Pulsen ein langer Puls (siehe Abbildung 3.3) erzeugt.

Dafür bietet sich eine Schaltung unter Benutzung eines flankengesteuerten D-FlipFlop an (74HCT74). Damit während der Rücklaufphase des Resonators die Pulse nicht gezählt werden, wird außerdem der "Blank"-Puls des Spektrum Analysators invertiert und auf den Reset-Eingang des FlipFlops gegeben. Dadurch wird der FlipFlop während der Rücklaufphase einfach deaktiviert. Die Teil-Schaltung ist in Abbildung 3.4 gezeigt.

Nachdem nun ein Puls von der Breite des Abstands der beiden Frequenzen zur Verfügung steht, lässt man für die Dauer dieses Pulses einen Integrator laufen und setzt diesen bei Beginn eines neuen Zyklus (i.e. wenn das "Blank"-Signal kommt) wieder auf 0. Dieser Integrator inklusive Ein- und Ausgangssignal ist in Abbildung 3.5 gezeigt.

3 Messapparatur für Transferlock für Ti:Sa

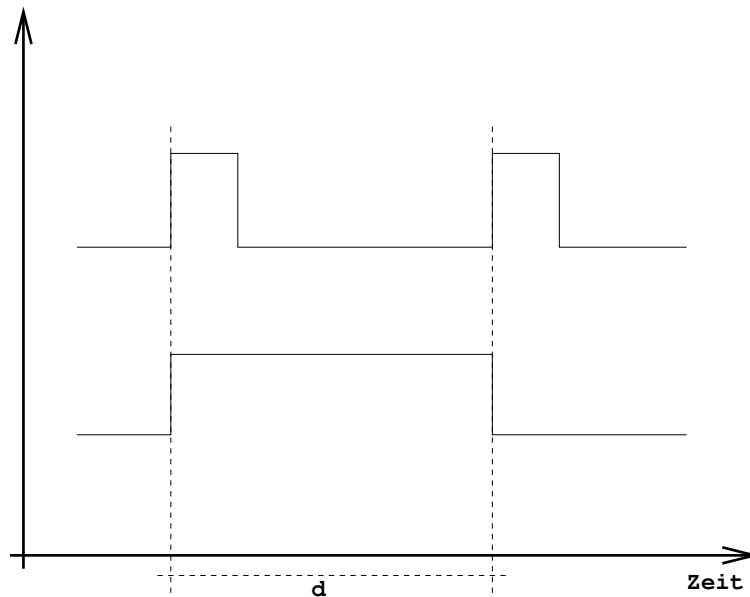


Abbildung 3.3: Oben die von der Schaltung in Abb. 3.2 erzeugten Pulse. Unten der nächste Schritt, ein Puls der Länge "d".

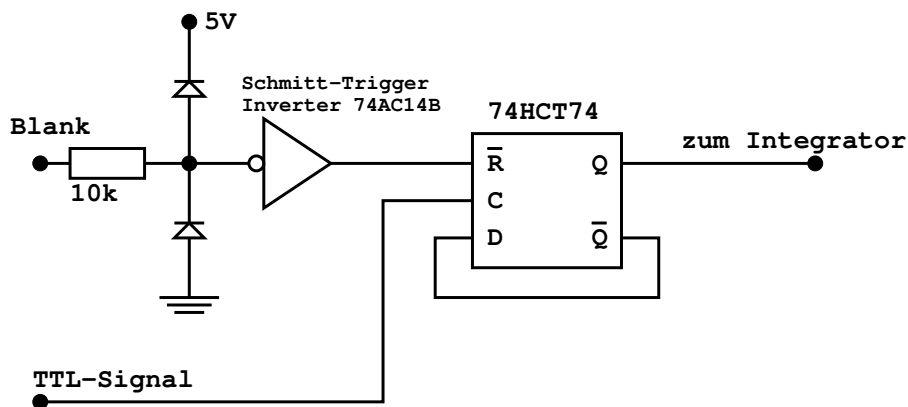


Abbildung 3.4: Wie in Abb. 3.3 gewünscht, wird aus zwei Pulsen ein einzelner

Der Ausgang dieses Integrators wird mit einer Sample&Hold² Schaltung verarbeitet. Es existieren zwar fertige Chips mit dieser Funktion (**LF398**), zum Zeitpunkt der nahenden Fertigstellung dieses Geräts hatten wir jedoch nur zwei defekte **LF398** zur Verfügung, weshalb die Funktion von Hand nachgebaut wurde. Dies ist in Abbildung 3.6 gezeigt.

Hier soll, sobald der Integrator aus Abbildung 3.5 auf seinem (negativen) Ma-

²Eine Schaltung, die von einem TTL-Signal gesteuert, solange ein bestimmter TTL-Pegel vorliegt, ihren Eingangswert an den Ausgang weiterreicht ("Sample"), beim Wechsel des TTL-Signals den zum Zeitpunkt der Flanke des TTL-Signals anliegenden Eingangswert beibehält ("Hold"), bis das TTL-Signal den Pegel wieder wechselt und somit der Befehl zum sampeln kommt.

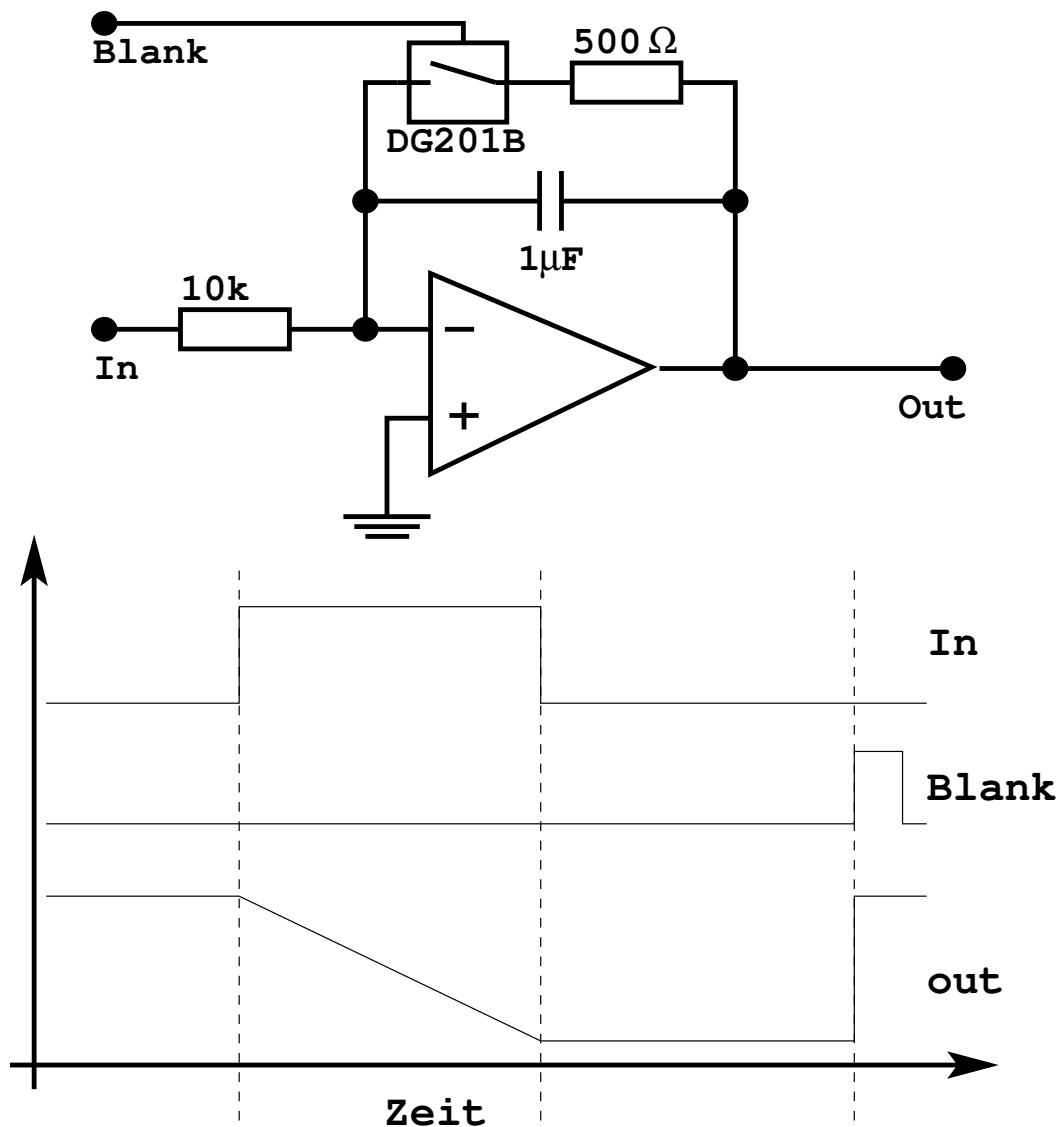


Abbildung 3.5: Der Integrator und sein Ein- und Ausgangssignal

ximalwert angelangt ist, für kurze Zeit ge-sample-t werden, sonst soll das Gerät immer auf "Hold" stehen. Dadurch wird in jedem Durchlauf, wenn ein neuer Abstandswert vorliegt, dieser an den Ausgang gemeldet. Der Ausgang bleibt dann so lange konstant, bis im nächsten Durchlauf wieder ein neuer Wert erzeugt wurde.

Um nun genau zum Ende der Integration (die ja durch den FlipFlop aus der Schaltung in 3.4 zeitlich gesteuert wird) ein kurzes Signal zu erzeugen, wird ein Monoflop (74HCT123) benutzt. Dieser wird so beschaltet, dass er, wenn er eine fallende Flanke an seinem Eingang sieht, einen kurzen Puls erzeugt. Die Länge dieses Pulses wird durch den Widerstand und den Kondensator, die an Pins 15 und 16 des Monoflops angeschlossen werden, definiert. Hier wurde

3 Messapparatur für Transferlock für Ti:Sa

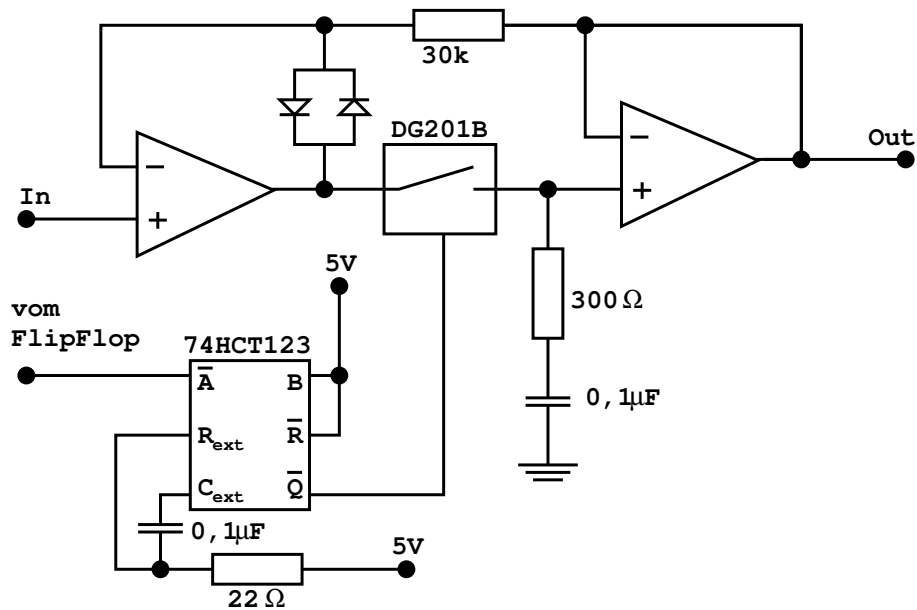


Abbildung 3.6: Die Sample&Hold Schaltung inkl. Ansteuerlogik

ein $22\ \Omega$ -Widerstand und ein $0,1\ \mu\text{F}$ Kondensator benutzt, was laut Datenblatt (Formel: $t_w = 0.45R_{ext}C_{ext}$) einer Zeitspanne von ca. $1\ \mu\text{s}$ entspricht.

Der Eingang dieses Monoflop wird mit dem Ausgang des FlipFlop verbunden. Sobald also die Integration beendet ist, wird ihr Ergebnis an den Ausgang ge-
reicht und dort so lange gehalten, bis ein neues Ergebnis zur Verfügung steht.

All dies ergibt ein Messgerät, das einen Spannungswert für den Frequenzab-
stand der beiden Laser auswirft. Kombiniert mit einer Referenzspannung und
einem konventionellen PID-Regler ergibt sich so eine Möglichkeit, die Fre-
quenz des Titan-Saphir-Lasers relativ zum stabilisierten Master-Laser frei zu
wählen und zu stabilisieren (durch Veränderung der Referenzspannung). Die
Genauigkeit beträgt dabei ca. $10\ \text{MHz}$. Was dieses Gerät *nicht* kann, ist, das
Vorzeichen des Frequenzabstandes festzustellen. Das muss der Experimenta-
tor mit seinen eigenen Augen am Oszilloskop voreinstellen.

Kapitel 4

Intensitätsstabilisierung

An unserem Experiment sollten unter anderem 3D-Gitter Experimente mit dem BEC gemacht werden. Hierfür ist eine exakt stabilisierte Intensität des Laserlichts vonnöten, da jede Abweichung der Intensität die Tiefe der Potentialtöpfe des Gitters verändern würde. Daher brauchten wir eine Intensitätsstabilisierung. Da zum Ein- und Ausschalten der Strahlen Akusto-Optische Modulatoren (AOMs) benutzt werden, sollte die Regelung mit genau diesen AOMs als Stell-Element arbeiten.

Dieses Regelung sollte

- ausreichend Bandbreite haben (mindestens 300 kHz) um akustische Störungen gut auszufiltern, sowie
- auch im Pulsbetrieb (Pulslänge ca. 50 μ s) ohne Überschwinger funktionieren.

4.1 Prinzipieller Aufbau

In Abbildung 4.1 wird der prinzipielle Aufbau einer derartigen Anordnung gezeigt. Das zu stabilisierende Licht wird durch einen AOM gekoppelt. Die erste Ordnung (sie enthält das Nutz-Licht, die nullte Ordnung wird als Leistungsreserve benutzt) wird durch eine Glasfaser an den Ort gebracht, wo man das Licht benötigt. Dort wird über eine Glasplatte ca. 4 % des Lichts auf eine Photodiode gestrahlt. Das Signal der Photodiode wird als Eingangssignal auf einen Differenzverstärker im Regler gegeben, wo zusammen mit einem Referenzpegel (einstellbar oder von außen vorgegeben) das Fehlersignal erzeugt wird. Der Ausgang des Reglers steuert schließlich den Amplitudenmodulations Eingang des AOM-Treibers für den oben erwähnten AOM.

4 Intensitätsstabilisierung

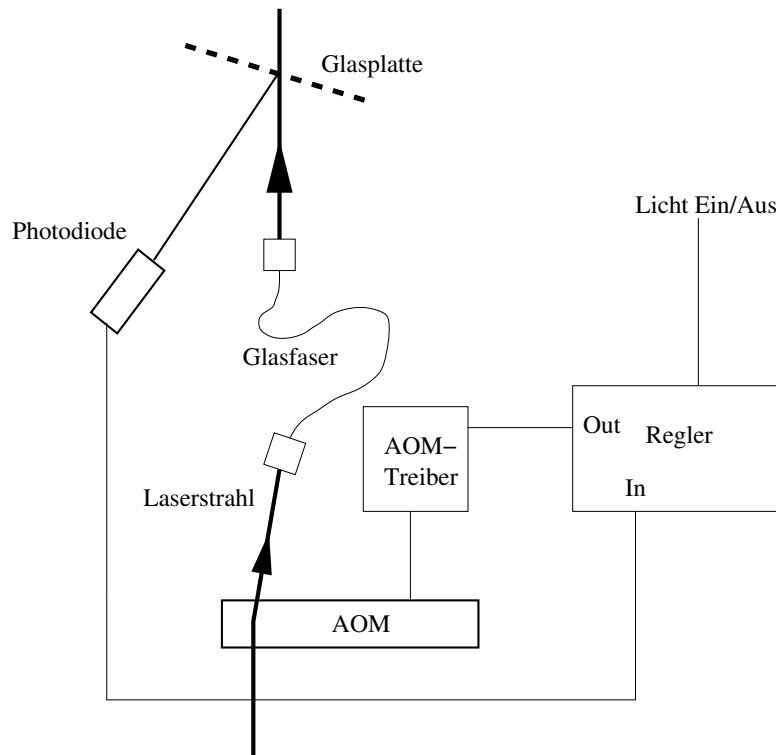


Abbildung 4.1: Aufbau der Intensitätsstabilisierung

4.2 AOM-Treiber

Im Vorfeld wurden die in unserer Gruppe vorhandenen AOM-Treiber auf ihre Tauglichkeit für eine schnelle und gute Intensitätsstabilisierung getestet.

Dabei stellte ich fest, dass der Amplituden-Modulations Teil zu langsam reagierte, um für eine Regelung benutzt zu werden. Als Gegenmaßnahme wurden 2 Tiefpässe, die wohl zur Verminderung von Rauschen gedacht waren, entfernt, sowie der Mischer vom Typ Minicircuits PAS-3 (im HF-Generator Teil markiert), der eine maximale Bandbreite von 200 MHz aufweist, gegen einen Minicircuits TFAS-2-SM (1000 MHz maximale Bandbreite), der außerdem den Vorteil hat, billiger zu sein, getauscht.

Die relevanten Teile dieses AOM-Treibers inklusive der vorgenommenen Änderungen sind in Abbildung 4.2 gezeigt.

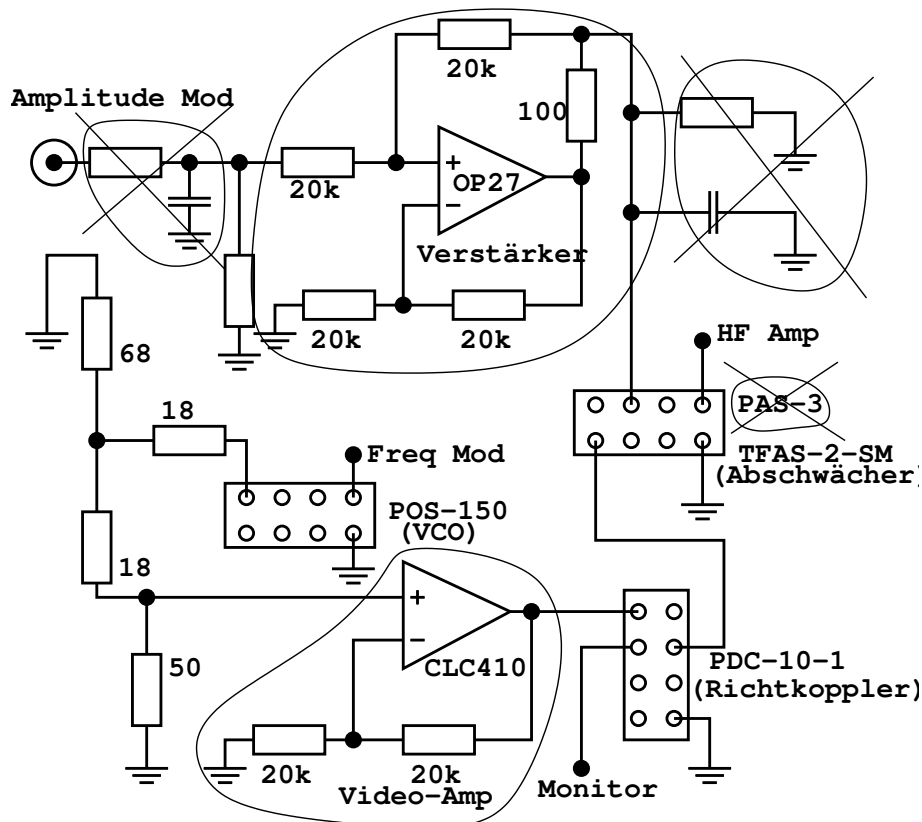


Abbildung 4.2: Die relevanten Teile des AOM-Treibers inklusive Änderungen. Direkt am Amplituden-Modulations Eingang befand sich ein Tiefpass, der entfernt wurde. Darauf folgt eine Verstärkerschaltung. Über einen weiteren (entfernten) Tiefpass gelangt dieses Signal auf den Steuerpin eines Abschwächers (PAS-3 bzw TFAS-2-SM). Die Trägerfrequenz wird in einem Voltage Controlled Oscillator (VCO) POS-150 erzeugt, und über eine Verstärkerschaltung auf einen Richtkoppler (PDC-10-1) gegeben. Dort werden 10 % des Signals an einen Monitor-Ausgang gegeben, der Rest geht auf den Abschwächer. Nach dem Abschwächer folgt ein Leistungsverstärker.

4.3 Regelung

Idee

Die Grundidee dieser Regelung ist, einen Schaltbaren PI-Regler¹ zu benutzen, und diesen mit einem Sample-And-Hold² so zu koppeln, dass über einen Logik-Eingang zwischen "Licht" und "kein Licht" geschaltet werden könnte, wobei im Fall von "kein Licht" die während der vorangegangenen "Licht"-

¹Ein Regelkreis, der über einen proportionalen und einen integrierenden Teil verfügt

²Eine Schaltung, die von einem TTL-Signal gesteuert, erst ihren Eingangswert an den Ausgang weiterreicht ("Sample"), dann den zum Zeitpunkt der Flanke des TTL-Signals anliegenden Eingangswert beibehält ("Hold"), bis das TTL-Signal den Pegel wieder wechselt und somit der Befehl zum sampeln kommt.

4 Intensitätsstabilisierung

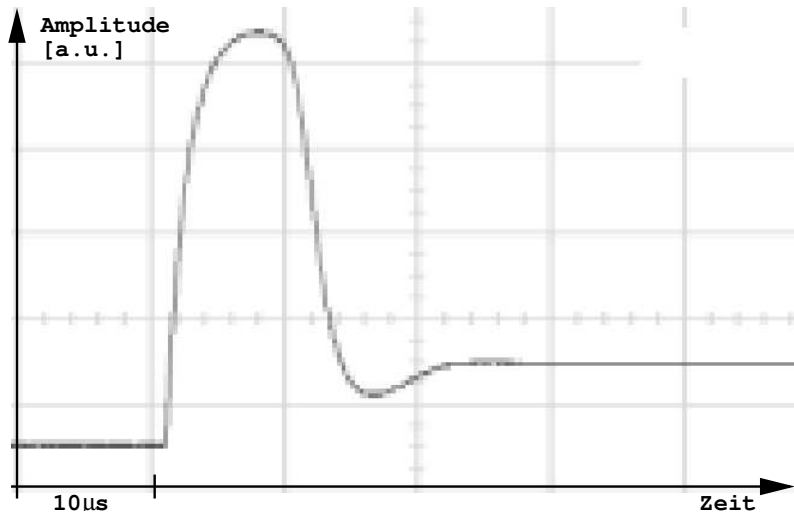


Abbildung 4.3: Gemessenes Einschaltverhalten eines PI-Reglers

Phase gewonnene Information beibehalten werden sollte, sodass beim nächsten "Licht"-Aufruf sofort (ohne Einregelvorgang mit Überschwingen) die richtige Intensität zur Verfügung stünde.

Warum dieser Aufwand? Angenommen, man benutzte einen Regelkreis ohne Sample-And-Hold. Sobald das Licht abgeschaltet wird, sieht der Regler keinen Input mehr, und der Integrator wird sich immer weiter aufladen, bis er schließlich an seinem Maximum anlangt. Wenn dann das Licht wieder eingeschaltet wird, wird zuerst die volle Lichtintensität anliegen, weil der Integrator erst wieder leer werden muss, bevor der tatsächliche Regelbetrieb beginnt. Das sieht dann in etwa wie in Abbildung 4.3 aus.

Lieber hätte man natürlich das in 4.4 gezeigte Verhalten (die beiden Bilder wurden mit identischer Skalierung aufgenommen).

Konkreter Aufbau

Aus [Tie99] wurde ein Schaltplan für einen "Schalt- und Resetbaren Integrator" (siehe Abbildung 4.5) übernommen. Die Zeitkonstante der Integration ist hier durch den Faktor R_1C gegeben. Im Normalbetrieb ist der Schalter S_1 geschlossen, S_2 geöffnet. Öffnet man S_1 , so wird der Eingang des Integrators von "In" getrennt. Schließt man zusätzlich S_2 , so wird an "Out" nach der Zeitspanne $R_N C$ der Wert

$$U_a = -\frac{R_N}{R_2} U_2 \quad (4.1)$$

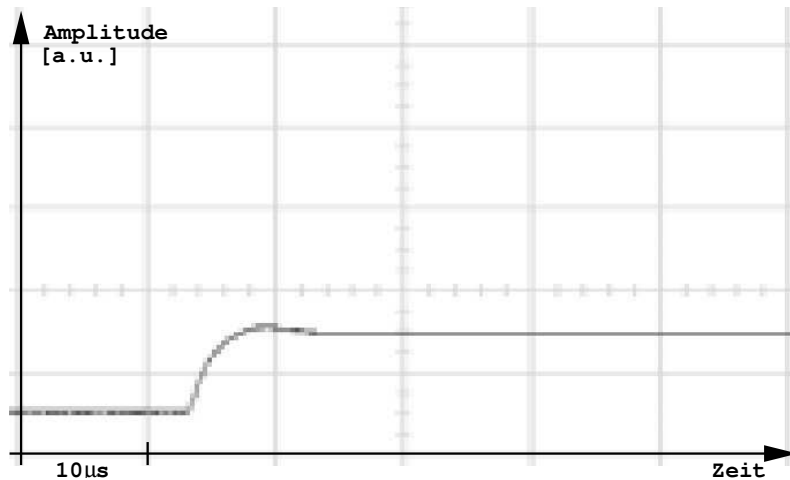


Abbildung 4.4: Gemessenes Einschaltverhalten mit der in diesem Kapitel diskutierten Schaltung

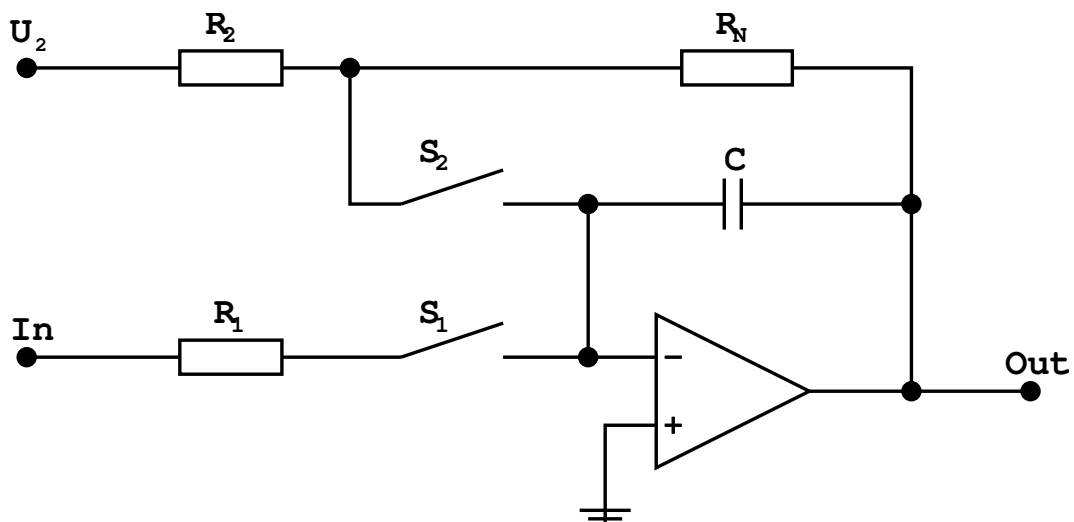


Abbildung 4.5: Schalt- und Resetbarer Integrator aus [Tie99]

anliegen.

Ein PI-Regler ist in Abbildung 4.6 gezeigt. Die Verstärkung des Proportionalteils ist dabei durch $-R_2/R_1$ gegeben, die Frequenz, unterhalb der der Integrator zum Einsatz kommt durch $1/(2\pi C_1 R_2)$.

Vereint man diese beiden Schaltungen erhält man einen schalt- und resetbaren PI-Regler, wie in Abbildung 4.7 gezeigt. Schlussendlich wird das Ganze mit einem Sample-And-Hold Glied versehen, das den Reset-Wert bereitstellen soll. Dieser Baustein ("LF398") stellt am Ausgang seine Eingangsspannung bereit. Da diese jedoch in invertierter Form benötigt wird (siehe Gleichung 4.1), wird noch ein invertierender Verstärker mit Verstärkung 1 nachgeschaltet. Damit nun tatsächlich die gerade schon vorhandene Spannung wieder als An-

4 Intensitätsstabilisierung

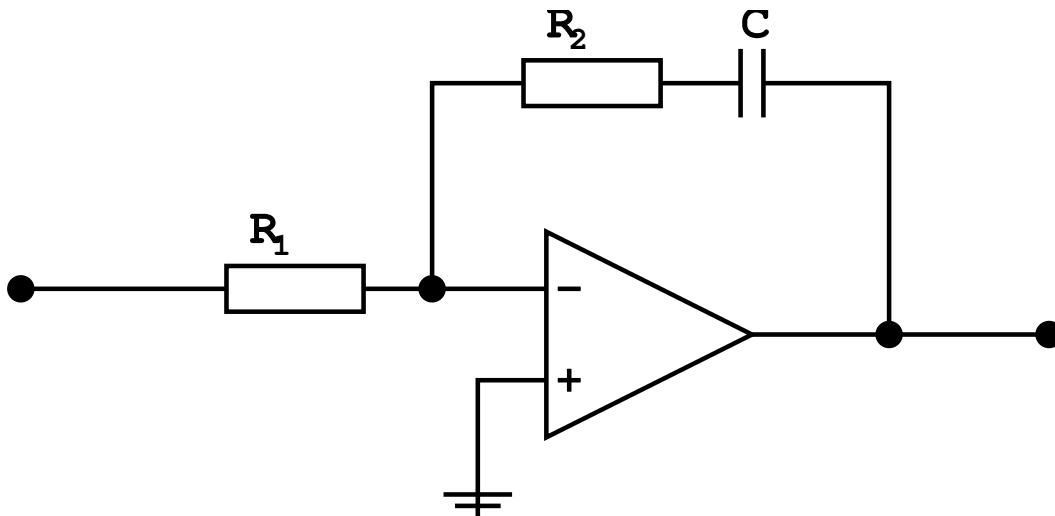


Abbildung 4.6: PI-Regler mit einem Operationsverstärker aus [Tie99]

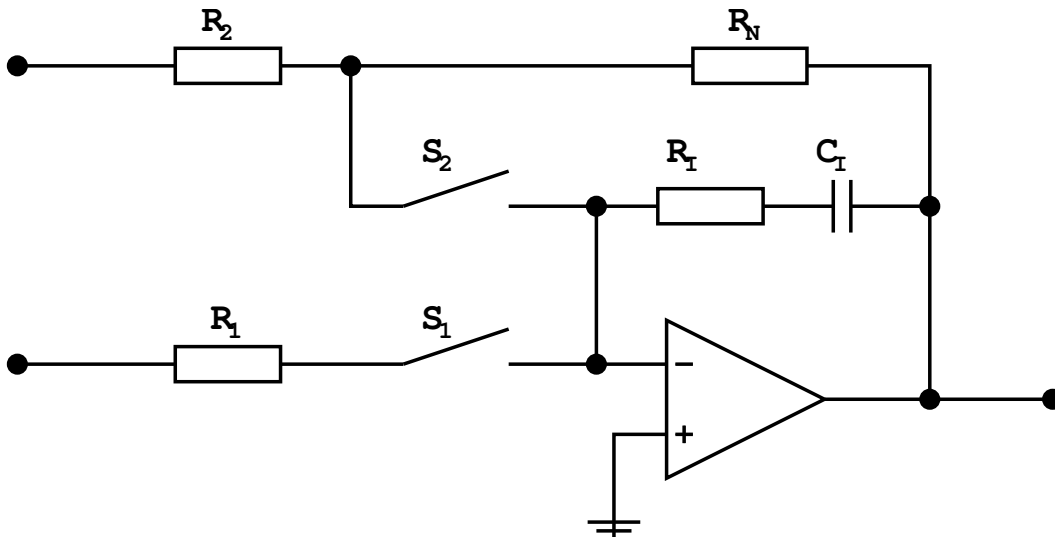


Abbildung 4.7: Schalt- und Resetbarer PI-Regler

fangsbedingung U_a gesetzt wird, muss natürlich auch $R_N = R_2$ gelten (folgt auch aus Gleichung 4.1). Das Endergebnis ist in Abbildung 4.8 gezeigt. Hier ist außerdem die konkrete Ausführung der Schalter (Analog-Schaltbaustein "DG201B") sowie ihre Ansteuerung gemeinsam mit dem Sample-And-Hold gezeigt. Alle 3 werden über einen einzigen Logik-Eingang geschaltet, die beiden Schalter immer gegengleich. Wenn Schalter S_1 geschlossen ist, soll LF398 auf Sample geschaltet sein, wird er geöffnet, soll LF398 in den Hold-Modus gehen.

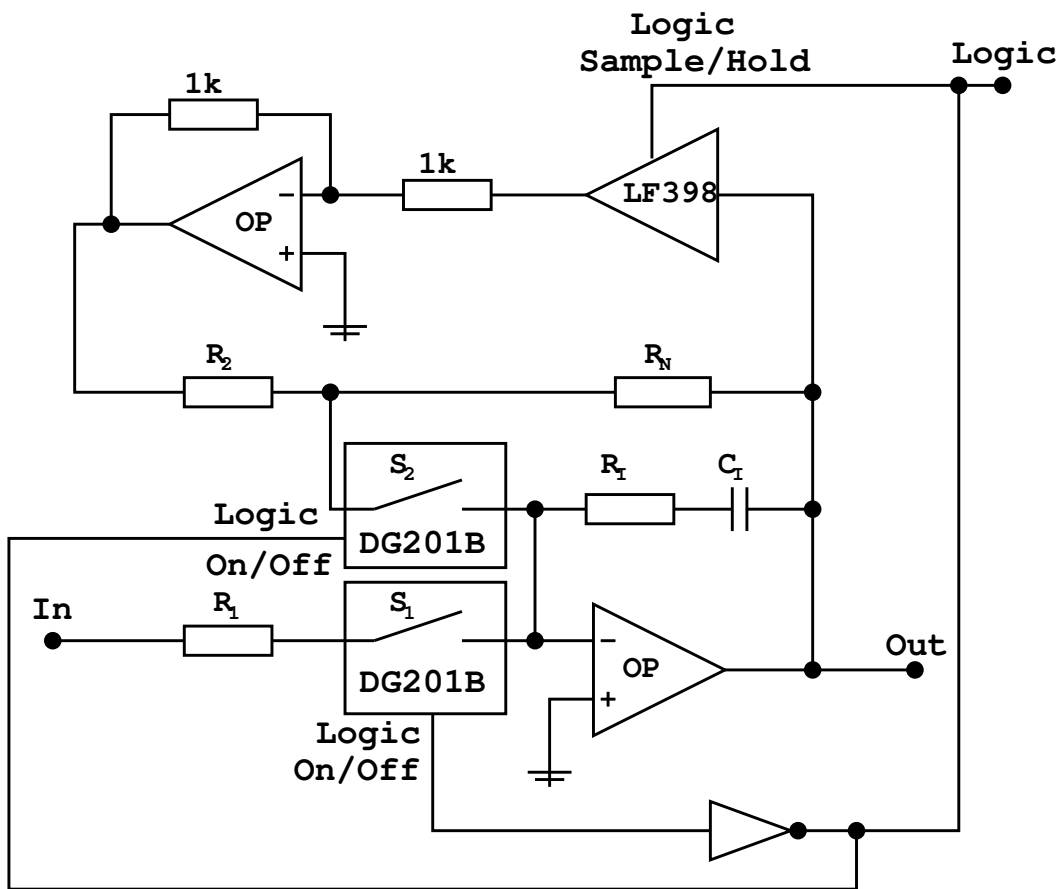


Abbildung 4.8: Prinzipskizze des fertigen Reglers

4 Intensitätsstabilisierung

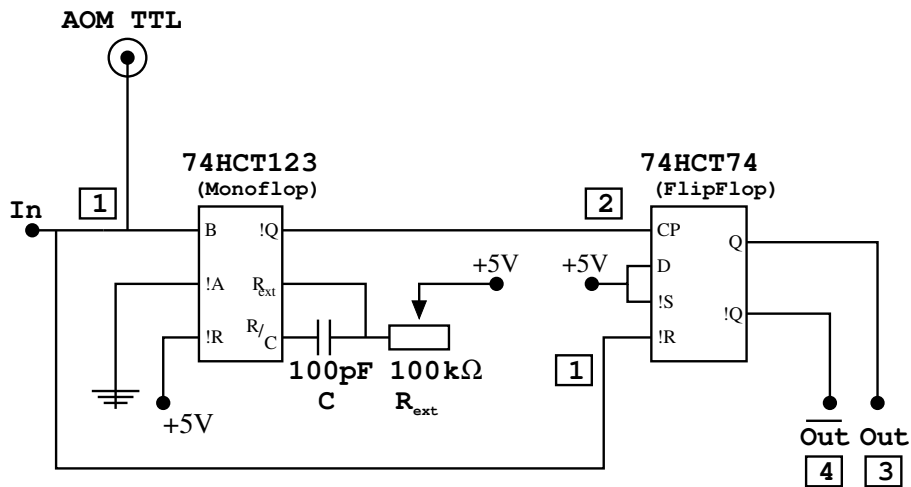


Abbildung 4.9: Verzögerungsschaltung für eine Flanke

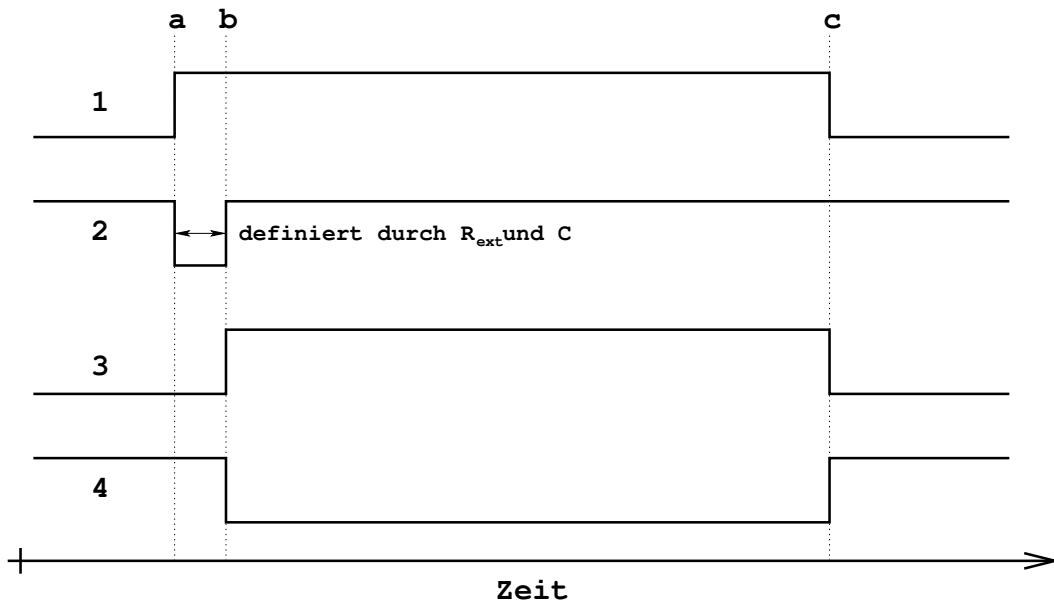


Abbildung 4.10: Puls-Diagramm für die Verzögerungsschaltung

Es zeigte sich, dass in die Leitung, die den Befehl "Licht Ein" gibt, eine zusätzliche Verzögerung eingebaut werden musste, da ein ca $2 - 3 \mu\text{s}$ langer Zeitraum zwischen dem Anschalten des AOMs und dem Zeitpunkt, zu dem die Photodiode (endliche Reaktionszeit) wieder ein Signal registriert, verstreicht. Würde die Regelung zum selben Zeitpunkt aktiviert wie der AOM, würde sie kurzzeitig versuchen, die Intensität nach oben zu regeln, um die Tatsache, dass wenig Signal an der Photodiode anliegt zu kompensieren. Dies zeigt sich wiederum durch Überschwinger im Einschaltverhalten.

Gleichzeitig soll natürlich die Abschalt-Flanke des Signals nicht verzögert werden. Diese "einseitige" Verzögerung des Signals wurde über eine Kombination

aus Monoflop und FlipFlop, wie in Abbildung 4.9 gezeigt, erreicht. Über ein Trimpoti kann die Verzögerungszeit an die jeweiligen Gegebenheiten angepasst und somit optimiert werden.

Abbildung 4.10 verdeutlicht, wie die Schaltung funktioniert. An den Punkten 1 liegt das Steuersignal so an, wie es am Eingang der Regelungsbox angesteckt wird³. Dieses Signal wird auch an der Buchse "AOM-TTL" zur Verfügung gestellt, sie wird mit der Buchse "TTL" am AOM-Treiber verbunden. Der Monoflop ist dauerhaft eingeschaltet (!R (nicht-Reset) ist auf high gesetzt), der invertierte Dateneingang !A ist auf low. Geht nun das auf dem zweiten Dateneingang B anliegende Signal zum Zeitpunkt a von low auf high (steigende Flanke), so wird am invertierten Ausgang !Q ein Puls von high auf low und zurück erzeugt, dessen Länge durch die die Kombination aus Kondensator C und Widerstand R_{ext} nach der Formel $\Delta t = 0.45 \times R_{ext} \times C$ vorgegeben ist.

Der so erzeugte Puls liegt an Punkt 2 an. Der FlipFlop ist folgendermaßen beschaltet: am invertierten Reset-Eingang !R liegt das Eingangssignal. Ab dem Zeitpunkt a ist der FlipFlop also aktiv und sein Zustand kann geändert werden, zum Zeitpunkt c kehrt er wieder in den Ruhezustand zurück. Der Dateneingang D ist auf high gesetzt, i.e. sobald am Clock-Eingang CP eine steigende Flanke auftritt, was zum Zeitpunkt b der Fall ist, geht der Ausgang Q von low auf high. Zum Zeitpunkt c kehrt er, wie schon erwähnt, wieder zu low zurück. Das Endergebnis an Q ist ein Puls, der gegenüber dem Eingangspuls um die Zeitdauer $b - a$ verzögert beginnt und zum gleichen Zeitpunkt endet. !Q ist der zu Q invertierte Ausgang.

Bei der Konzeption der Schaltung wurde absichtlich auf die "klassische" Version eines getrennt einstellbaren Proportional- und Integralteils verzichtet. Diese ist normalerweise deshalb von Vorteil, weil man die Grenzfrequenzen von Hand und direkt optimieren kann. Hier waren sie allerdings aus einem vorangegangenen Versuch mit einem ebensolchen einstellbaren PI-Regler bereits bekannt und konnten daher schon im voraus fest eingebaut werden, wodurch die Schaltung deutlich kompakter wurde (es ist nur ein vierfach-Operationsverstärker erforderlich).

Bei der praktischen Erprobung zeigte sich eine Regelbandbreite von mindestens 300 kHz. Allerdings ist zu bedenken, dass man, sollte man auf sehr kurze, geregelte Lichtpulse Wert legen, u.U. vor Beginn des Pulszyklus für einige μs "Licht Ein" geben sollte, um den Sample-And-Hold Baustein auf den richtigen Standard-Wert zu setzen.

Ein weiteres Problem aus der Praxis: Die Kombination aus Treiber und AOM lässt immer zumindest $\frac{1}{100}$ der Lichtintensität durch. Das bedeutet, dass wenn man am "Ref"-Eingang eine bei 0 beginnende Rampe vorgibt, erst einmal der

³Das Signal durchläuft einen Opto-Koppler zur Vermeidung von Masseschleifen.

4 Intensitätsstabilisierung

Integrator in Richtung -15 V läuft. Um Abhilfe zu schaffen, kann man entweder

- nicht bei 0 losfahren sondern etwas mehr vorgeben, oder
- eine Diode in Sperrichtung parallel zum Kondensator des Integrators schalten, was das Vollaufen des Integrators in negativer Richtung verhindert.

Erst mit dieser Modifikation war die Intensitätsstabilisierung gut genug, den Mott-Isolator Zustand zu erreichen.

Es gelang aufgrund der spartanischen Konzipierung schlussendlich 2 unabhängige Regelkreise auf einer Platine unterzubringen. Diese Weiterentwicklung stammt von Gerhard Hendl, sie ist in Abbildung 4.11 gezeigt.

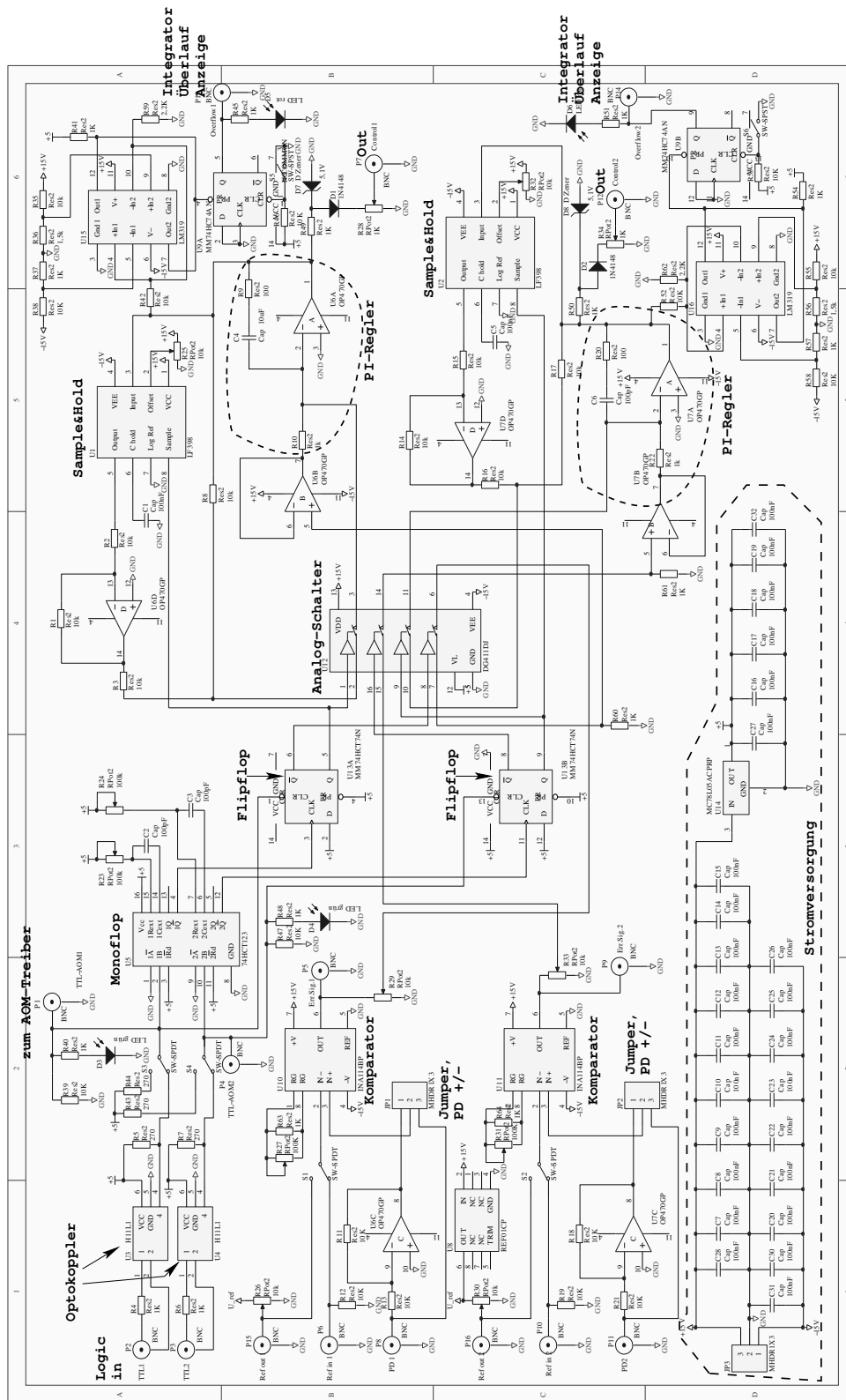


Abbildung 4.11: Zwei Intensitätsstabilisierungen auf einer Platine

Kapitel 5

Resonator

Wir benötigten ein Fabry-Perot Interferometer, mit dem sowohl ein Betrieb als scanning FPI (Spektrum Analysator) als auch ein Betrieb als Referenz-Cavity für die Frequenz-Stabilisierung eines Lasers möglich sein sollte.

Weil es äußerst schwierig ist, einen Resonator ideal konfokal zu bauen, und es somit wünschenswert ist, dass die Transversalmoden nicht entartet sind¹, wurde ein Aufbau mit einem planen Spiegel an der Vorderseite und einem Hohlspiegel an der Rückseite ($r = 250 \text{ mm}$) gewählt. Dieses Prinzip ist in Abbildung 5.1 gezeigt.

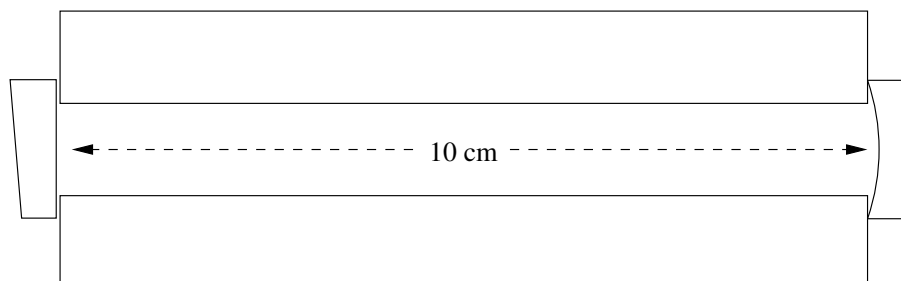


Abbildung 5.1: Prinzipskizze des verwendeten FPI

5.1 Bauteile

Spiegel

Aufgrund der Anforderung war eine niedrige Finesse über einen weiten Frequenzbereich erwünscht. Die geeigneten Spiegel hierfür wurden bei **Layertec** gefertigt. Es handelt sich um Substrate mit 1/2 Zoll Durchmesser, einmal plan

¹Wären die Transversalmoden aufgrund von nicht-ganz-Konfokalität "beinahe" entartet, würde dies die Moden verbreitern und also die Auflösung verschlechtern.

5 Resonator

mit $1/2$ Grad wedge², einmal konkav mit 250 mm Krümmungsradius. Die Beschichtung hat, laut Hersteller, eine Reflektivität von 99% über einen Wellenlängenbereich von 650 – 1100 nm.

Wie Messungen zeigen, wird hiermit eine Finesse von ca. 267.7 erreicht (s.u.).

Spacer

Der Abstandshalter zwischen den beiden Spiegeln ist aus einem keramischen Material namens "ULE" (Ultra Low Expansion) gefertigt, das (laut Hersteller) bei Raumtemperatur einen Nulldurchgang im Temperatur-Ausdehnungskoeffizienten aufweist. Er ist 10 cm lang.

Damit kann nach [Kog66] der Freie Spektralbereich ("FSB") aus $\nu_{FSB} = c/2d$ (mit der Lichtgeschwindigkeit in Luft $c_{air} = 299704644 \frac{m}{s}$ und der Länge des Resonators $d = 10 \text{ cm}$) berechnet werden ($\nu_{FSB} = 1.499 \text{ GHz}$)

Piezos

Aufgrund der Anforderung ist es notwendig, den Resonator über mindestens einen freien Spektralbereich scannen zu können. Hierfür werden röhrenförmige Piezos, die nach Maß von **Ferroperm Piezoceramics** gefertigt wurden, benutzt.

Maße der großen Piezo-Röhre:

Aussendurchmesser 24 mm

Innendurchmesser 22.4 mm

Höhe 4 mm

Maße der kleinen Piezo-Röhre:

Aussendurchmesser 18.3 mm

Innendurchmesser 16.7 mm

Höhe 4 mm

Um das Problem einer möglichen Temperaturdrift der Piezos zu umgehen, wurden zwei sich gegenseitig kompensierende Piezoröhren eingebaut. Das Prinzip ist in Abbildung 5.2 gezeigt.

5.2 Zusammenbau

Nach einer Reinigung mit Aceton und Methylalkohol wurde der vordere (plane) Spiegel mit UV-Kleber³ der Type **Dymax OP-60-LS** an den Spacer geklebt.

²Die leichte Keilform dient dazu, eine mögliche Etalon-Wirkung des Spiegelsubstrats zu verhindern, sowie Rückreflexe vom Spiegel seitlich abzustrahlen

³Ein Klebstoff, der unter UV-Beleuchtung aushärtet

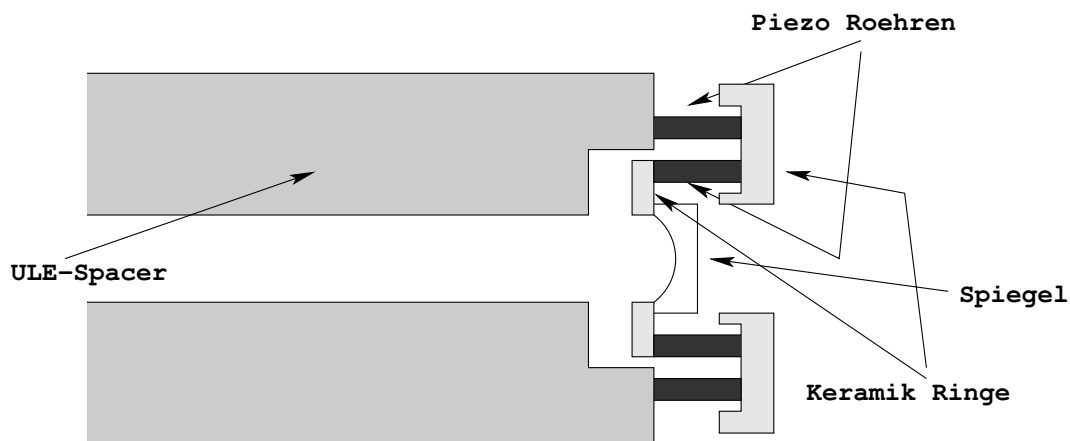


Abbildung 5.2: Sich gegenseitig kompensierende Piezoröhren

Bei den Piezos dienen die Innen- und Außenseite der Röhre jeweils komplett als Elektrode, sie sind mit Silber beschichtet. Hier wurden einfach dünne Litzendrähte angelötet.

Dann wurde die Piezo-Halterung mitsamt Piezos und Spiegel verklebt, und dieses Konstrukt schließlich auf die Rückseite des Spacers geklebt. Zur Erprobung wurde der Resonator in dieser Form mit einem Kabelbinder auf einer Aluminium-Halterung befestigt.

5.3 Erprobung, praktischer Einsatz

Zu Beginn wurde Licht aus einer gitterstabilisierten Laserdiode in den Resonator eingekoppelt. Dabei muss eine Modenanpassung gemacht werden, i.e. das Strahlprofil und die Wellenfronten, die auf den vorderen Spiegel treffen, müssen mit einer Stehwelle im Inneren des Resonators zusammenpassen. Dies wird mit einer geeignet dimensionierten Linse im richtigen Abstand vor dem Resonator erreicht. Das Prinzip ist in Abbildung 5.3 gezeigt.

Ein Beispiel für das Frequenzverhalten eines eingekoppelten Lasers ist in Ab-

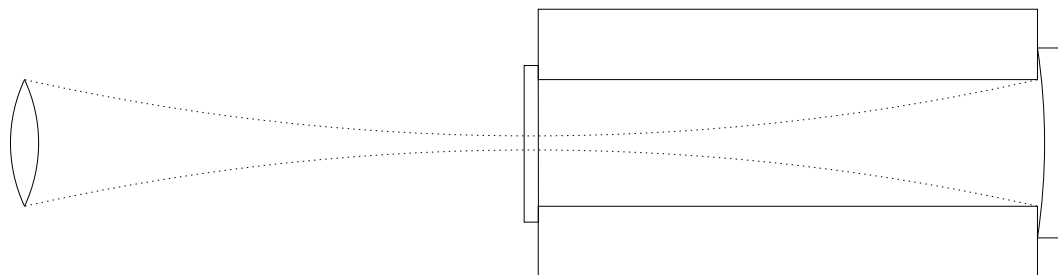


Abbildung 5.3: Modenanpassung bei der hier benutzten Resonator-Konfiguration

5 Resonator

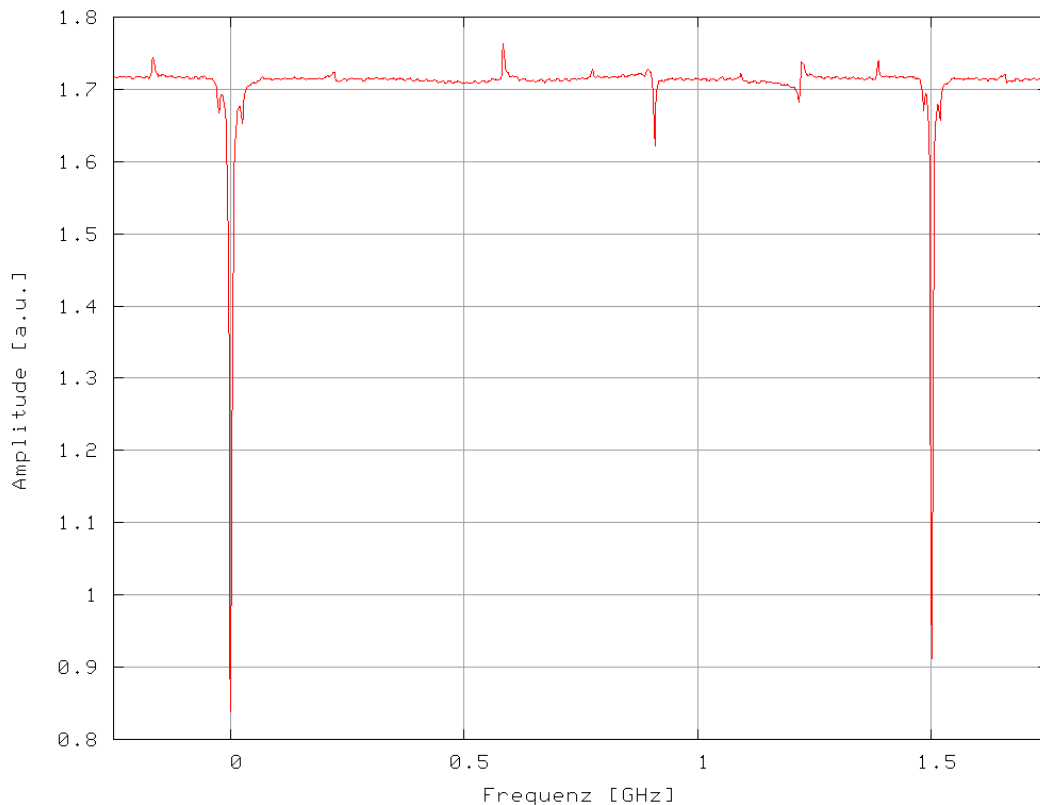


Abbildung 5.4: Frequenzspektrum eines Ti:Sa-Lasers, vom hier besprochenen Resonator reflektiertes Signal (daher negativ) mit Frequenzmodulation. Daher sind an den grossen Peaks Seitenbänder zu erkennen. Der kleinere Peak in der Mitte ist eine entartete Transversalmode. Bei den kleinen Peaks nach oben handelt es sich um RF-Noise, der von der Photodiode mit aufgefangen wird.

bildung 5.4 gezeigt. Hier wurde über einen weiten Bereich gescannt, man sieht, dass mehr als ein FSB überfahren wird, da sich das Spektrum wiederholt.

Mit der Kenntnis von $\nu_{FSB} = 1.499$ GHz kann die Frequenzachse, die ursprünglich nur eine Zeiteinheit enthält, skaliert werden⁴. In Abbildung 5.5 wurde zur Messung der Linienbreite der große Peak herangezogen. Theoretisch ist die gemessene Linienbreite das Ergebnis einer Faltung von Resonatorsignal und Lasersignal. Die Linienbreite des Titan-Saphir Lasers beträgt jedoch nur ca. 500 kHz, weshalb sie hier vernachlässigt werden kann. Nun kann man die Halbwertsbreite des Peaks mit $\lambda_{FW} = 5.6$ MHz ablesen.

Die Finesse des Resonators kann nun aus $F = \frac{\nu_{FSB}}{\lambda_{FW}}$ berechnet werden, es ergibt sich ein Wert von $F = 267.7$.

⁴Der Abstand zwischen zwei sich wiederholenden Peaks ist genau ν_{FSB}

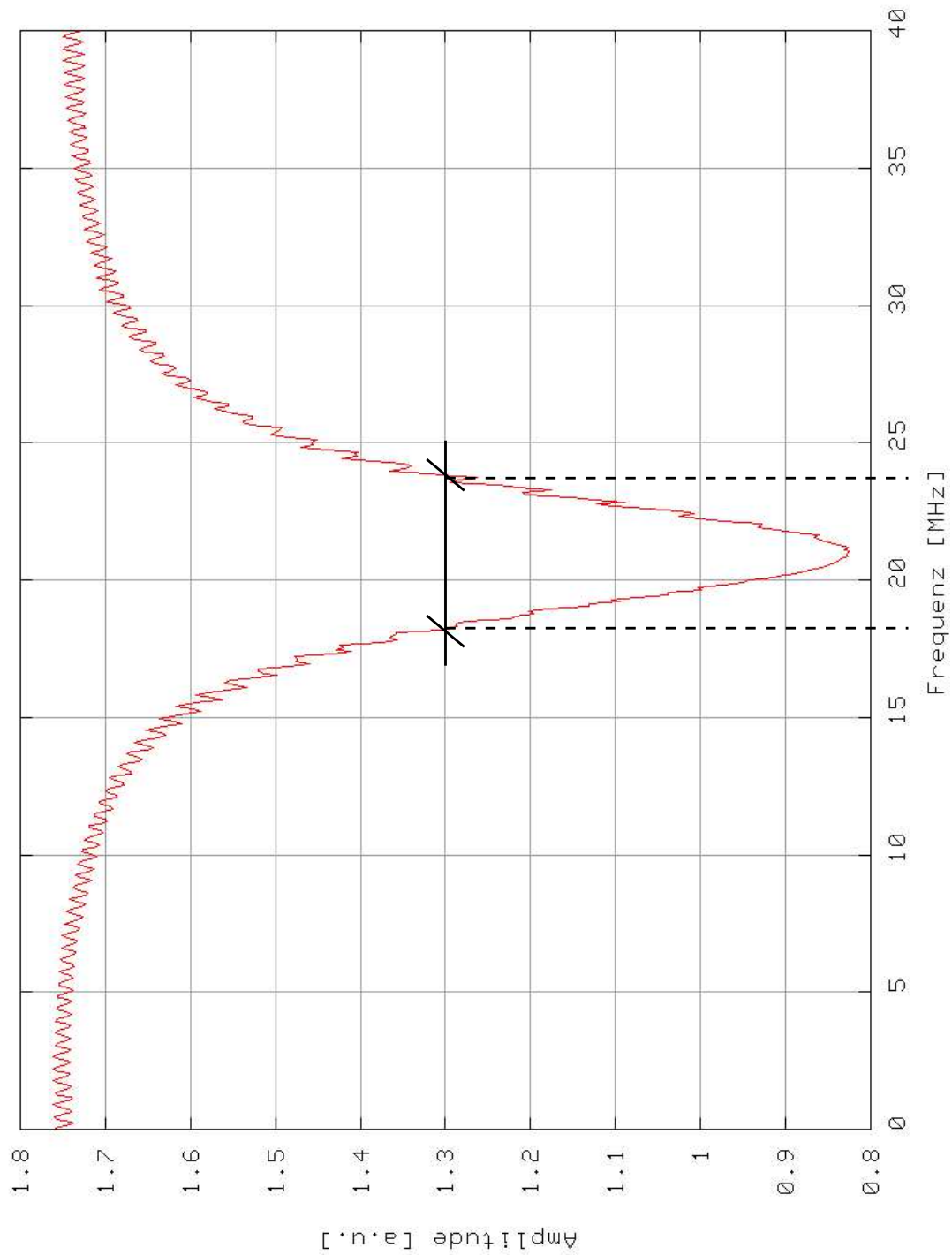


Abbildung 5.5: Nahaufnahme eines Peaks zur Messung der Linienbreite. Zusätzlich zum Photodioden-Signal ist 50 Hz-Noise zu sehen.

Kapitel 6

Temperaturstabilisierung für Ti:Sa

Wie auch in Kapitel 3 erwähnt, betreiben wir 2 Titan-Saphir Laser der Type Coherent 899-01. Diesen Laser gibt es in verschieden teuren Ausführungen zu kaufen, die unterschiedliche Eigenschaften hinsichtlich Frequenzstabilität, Linienbreite usw aufweisen. Unsere Version ist die billigste, "gestrippte" Version. Er kommt ohne externe Cavity, ohne ICA¹, ohne Galvo-Plättchen und ohne elektronische Kontrollbox.

6.1 Das "dicke Etalon"

Im Inneren des Laserresonators befindet sich unter anderem eine beschichtete, plane Glasplatte von ca 10 mm Dicke. Dies ergibt (für die Glasplatte) einen Freien Spektralbereich von ungefähr 10 GHz. Durch den Laserresonator selbst und das Gain-Medium (also der Titan-Saphir Kristall) wird die Linienbreite des Lasers vorgegeben, der freie Spektralbereich des Laserresonators (und damit der Abstand der Longitudinalmoden) beträgt ca. 180 MHz. Ohne das dicke Etalon würden nun mindestens 5 Longitudinalmoden des Laserresonators gleichzeitig schwingen, das dicke Etalon wählt eine davon aus. Würde das Etalon in seiner Durchgangscharakteristik driften, bekäme man Sprünge zwischen den einzelnen Moden. Es ist daher wünschenswert, Dickenänderungen dieser Glasplatte zu verhindern, weshalb ihre Temperatur stabilisiert werden muss. Es ist auch wünschenswert, den Temperatursollwert ändern zu können, um bewusst auf eine benachbarte Mode springen zu können.

¹"Intra Cavity Assembly", ein beweglicher Satz Etalons, der zur Stabilisierung genutzt wird

6.2 Ausführung der Temperaturstabilisierung

Zur Temperaturstabilisierung der von uns benutzten Laserdioden besteht bereits eine als "Slow PID" bezeichnete Schaltung in unserer Gruppe. Diese ist allerdings für die Benutzung mit einem Peltier-Element entworfen worden, i.e. man geht davon aus, kühlen und heizen zu können. In diesem Fall sollte nur ein Heizwiderstand benutzt werden, weshalb einige Änderungen vorgenommen werden mussten.

Drei Geräte wurden gebaut:

- Der eigentliche PID-Regler
- Eine Treiberbox für den Heizwiderstand
- Eine Temperatur-Messbrücke

PID-Regler

Die in unserer Gruppe vorhandene "Slow PID" Schaltung enthält zwei voneinander unabhängige Regelkreise auf einer Platine. Da hier nur ein Regelkreis nötig war, wurden die für den zweiten Regelkreis vorgesehenen Steckplätze für die Modifikationen benutzt. Die Schaltung ist in Abbildung 6.1 gezeigt, die veränderten Teile sind eingerahmt.

Treiberbox

Als Heizwiderstand wurde idealerweise ein Widerstand in TO220-Bauform gefunden, der mit maximaler Kontaktfläche auf die Halterung des Etalons aufgeschraubt werden konnte.

Dieser Heizwiderstand ($3\ \Omega$) wird mit der in Abbildung 6.2 gezeigten Schaltung betrieben.

Messbox

Um die momentane Temperatur des Etalons zu messen, wurde in die Halterung des Etalons genau unterhalb der Stelle, wo der Heizwiderstand aufgebracht wurde, ein Loch gebohrt, in das ein Temperatur-Sensitiver Widerstand (NTC) eingeführt wurde. Dessen Widerstandswert wird über eine Brückenschaltung, wie in Abbildung 6.3 gezeigt, gemessen.

6.3 Leistungsfähigkeit

Die Frequenzdrift des Etalons in Abhängigkeit von der Temperatur beträgt ungefähr $10\ \frac{\text{GHz}}{\text{K}}$. Da für die Durchführung der Experimente eine Frequenzsta-

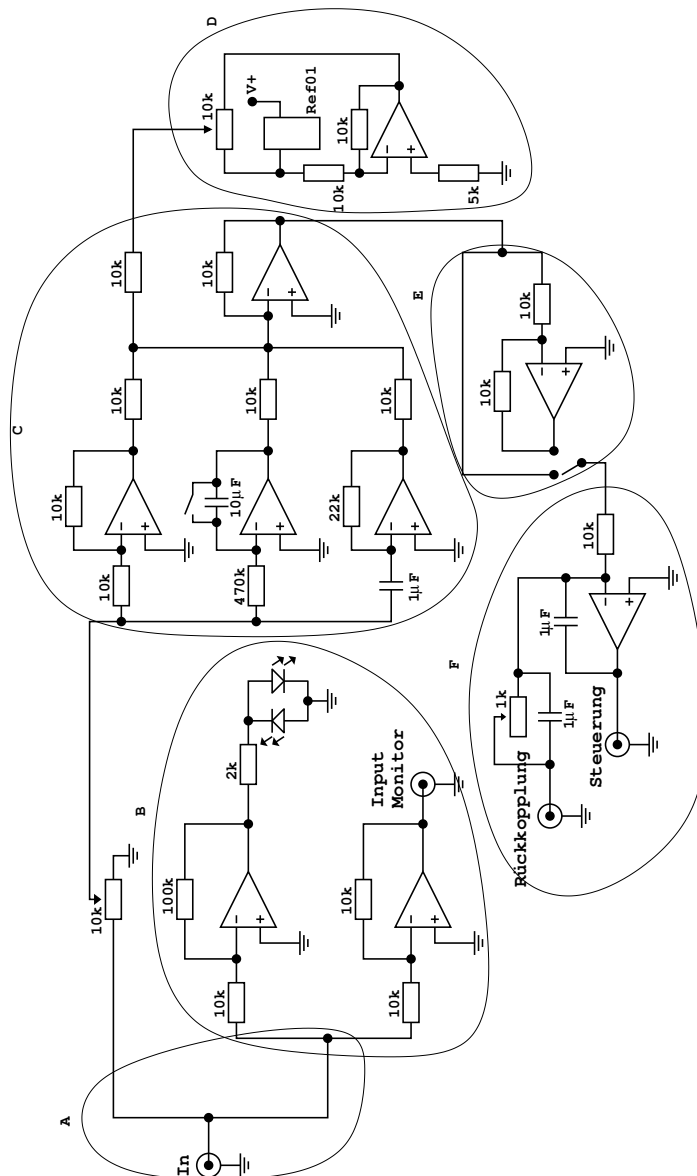


Abbildung 6.1: veränderte "Slow PID" Schaltung. Im Teil "A" der Schaltung befand sich ursprünglich ein Umschalter um einen der beiden Kanäle auf den Monitorausgang legen zu können. Da nur ein Kanal benutzt wird, wird dieser nicht benötigt und wurde entfernt. Teil "B" erzeugt ein Monitor signal, sowohl an einem Koax-Stecker als auch in Form von zwei LEDs, die bei "input zu groß" oder "input zu klein" aufleuchten. Teil "C" ist ein klassischer PID-Regler wie in [Tie99] beschrieben. Teil "D" erlaubt einen konstanten Offset zum Ausgangssignal hinzuzuaddieren. Teil "E" erlaubt die Umpolung des Ausgangssignals über einen Schalter. Teil "F" schliesslich ist bereits Teil der Ansteuerung des Heizwiderstandes. Da das Signal über einen verstellbaren Verstärker (Poti) erzeugt wird, der seine Rückkopplungsspannung direkt aus dem Strom am Heizwiderstand bekommt, kann hier der Gain des Reglers verstellt werden.

6 Temperaturstabilisierung für Ti:Sa

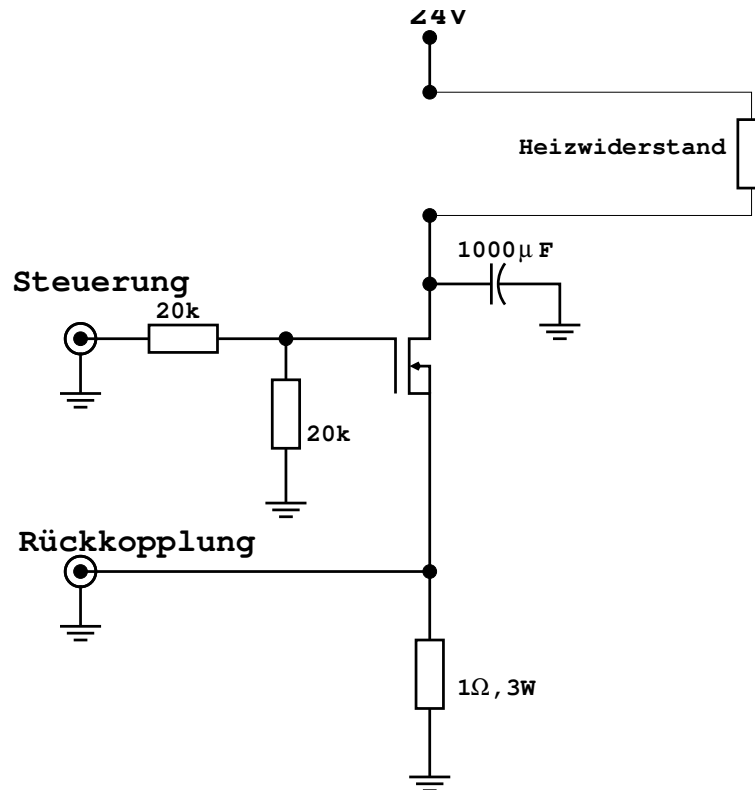


Abbildung 6.2: der Treiber für den Heizwiderstand. Am Eingang "Steuerung" kommt das Signal aus dem Teil "F" des PID an und steuert über den n-Kanal MOSFET "BUZ31" den durch den Heizwiderstand fließenden Strom. Dieser Strom wird (über den 3 Ω-Widerstand) in eine Spannung umgerechnet, die über den Ausgang "Rückkopplung" wieder auf den Rückkopplungszweig des Endverstärkers des PIDs gegeben wird.

bilität von ca 100 MHz nötig ist, muss das Etalon also auf 10 mK stabil sein.

Bei nicht allzu großen Temperaturschwankungen im Labor wird dieser Wert erreicht.

Die Wärmeleitung am Übergang Glas-Metall zwischen Etalon und seiner Halterung ist schlecht. Dies erschwert die Stabilisierung von größeren Temperaturschwankungen. Daher wurde im Anschluss an meine Arbeit noch die Lufttemperatur am (gegenüber dem Labor durch Plexiglasscheiben abgetrennten) Lasertisch zusätzlich stabilisiert.

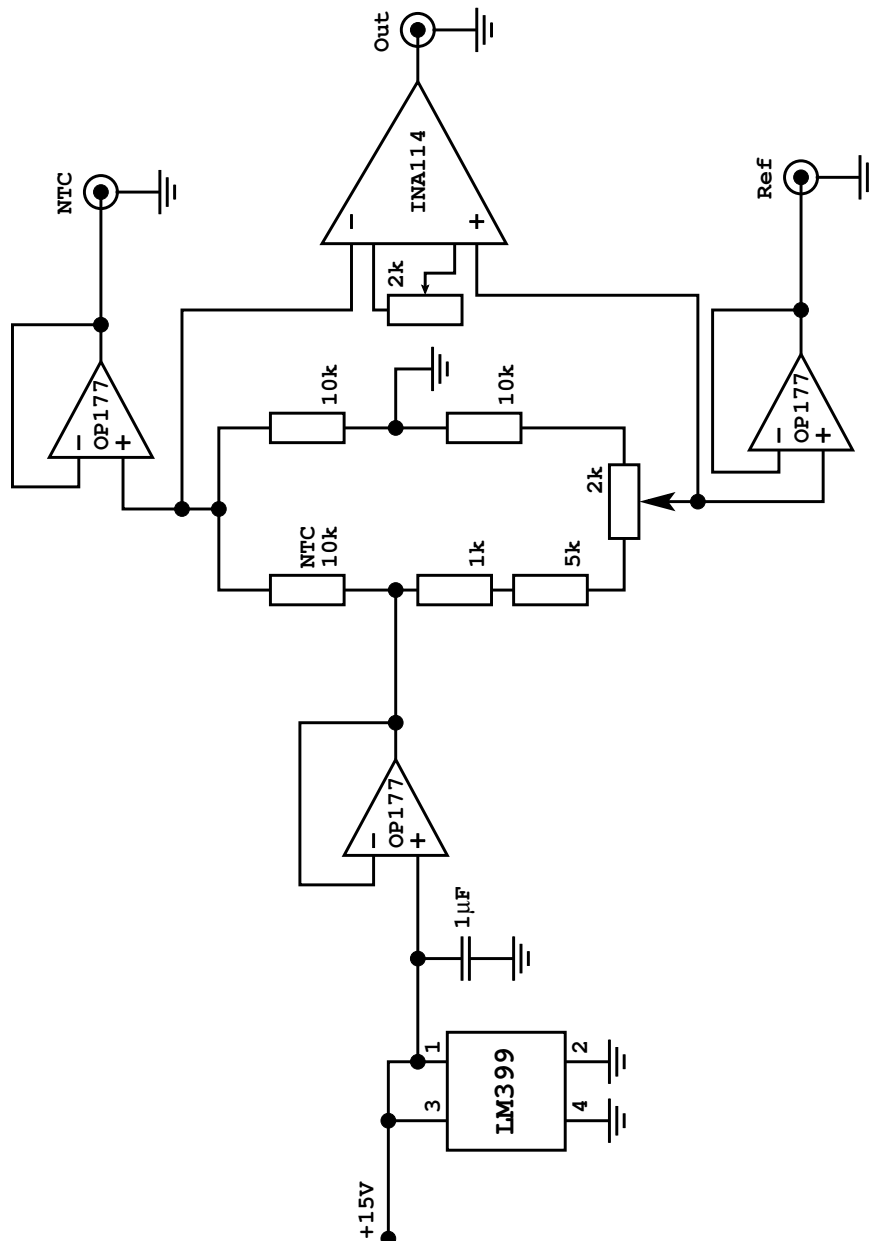


Abbildung 6.3: das Messgerät für die Temperatur des Etalons. Der Baustein "LM 399" stellt eine konstante Spannung zur Verfügung (und enthält seine eigene Temperaturstabilisierung). Über einen Spannungsfollower wird eine Wheatstonesche Messbrücke angeschlossen, in der der Widerstandswert des NTC mit dem Widerstandswert der zwei in Serie geschalteten Widerstände mit $1\text{ k}\Omega$, $5\text{ k}\Omega$ sowie des Poti mit $2\text{ k}\Omega$ über den Differenzverstärker "INA114" verglichen wird. I.e. bei gleichem Widerstandswert sollte der "INA114" das Ergebnis 0 ausgeben. Sein Gain ist mit dem direkt zwischen den "-" und "+" Anschlüssen gezeichneten Poti einstellbar. Die Ausgänge "NTC" und "Ref" dienen zum direkten Ansehen der an dieser Stelle anliegenden Spannungswerte.

Bibliographie

- [And95] M. H. Anderson, J. R. Ensher, M. R. Matthews, C. E. Wieman, and E. A. Cornell, *Observation of Bose-Einstein Condensation in a Dilute Atomic Vapor*, *Science* **269**, 198 (1995).
- [And97] M. R. Andrews, C. G. Townsend, H.-J. Miesner, D. S. Durfee, D. M. Kurn, and W. Ketterle, *Observation of Interference Between Two Bose-Einstein Condensates*, *Science* **275**, 637 (1997).
- [Blo99] I. Bloch, T. W. Hänsch, and T. Esslinger, *Atom Laser with a cw Output Coupler*, *Phys. Rev. Lett.* **82**, 3008 (1999).
- [Dav95] K. B. Davis, M.-O. Mewes, M. R. Andrews, N. J. van Druten, D. S. Durfee, D. M. Kurn, and W. Ketterle, *Bose-Einstein Condensation in a Gas of Sodium Atoms*, *Phys. Rev. Lett.* **75**, 3969 (1995).
- [Ess98] T. Esslinger, I. Bloch, and T. W. Hänsch, *Bose-Einstein condensation in a quadrupole-Ioffe-configuration trap*, *Phys. Rev. A* **58**, R2664 (1998).
- [Fed96] P. O. Fedichev, Y. Kagan, G. V. Shlyapnikov, and J. T. M. Walraven, *Influence of Nearly Resonant Light on the Scattering Length in Low-Temperature Atomic Gases*, *Phys. Rev. Lett.* **77**, 2913 (1996).
- [Gre00] M. Greiner, *Magnetischer Transport von Atomen*, Diplomarbeit, Max Planck Institut für Quantenoptik, Ludwig-Maximilians-Universität München (2000).
- [Gre02] M. Greiner, O. Mandel, T. Esslinger, T. W. Hänsch, and I. Bloch, *Quantum phase transition from a superfluid to a Mott insulator in a gas of ultracold atoms*, *Nature* **415**, 39 (2002).
- [Ino04] S. Inouye, J. Goldwin, M. L. Olsen, C. Ticknor, J. L. Bohn, and D. S. Jin, *Observation of Heteronuclear Feshbach Resonances in a Mixture of Bosons and Fermions*, *Phys. Rev. Lett.* **93**, 183201 (2004).
- [Jak98] D. Jaksch, C. Bruder, J. I. Cirac, C. W. Gardiner, and P. Zoller, *Cold Bosonic Atoms in Optical Lattices*, *Phys. Rev. Lett.* **81**, 3108 (1998).

Bibliographie

- [Jak02] D. Jaksch, V. Venturi, J. I. Cirac, C. J. Williams, and P. Zoller, *Creation of a Molecular Condensate by Dynamically Melting a Mott Insulator*, Phys. Rev. Lett. **89**, 040402 (2002).
- [Joc03] S. Jochim, M. Bartenstein, A. Altmeyer, G. Hendl, S. Riedl, C. Chin, J. H. Denschlag, and R. Grimm, *Bose-Einstein Condensation of Molecules*, Science **302**, 2101 (2003).
- [Kha02] L. Khaykovich, F. Schreck, G. Ferrari, T. Bourdel, J. Cubizolles, L. D. Carr, Y. Castin, and C. Salomon, *Formation of a Matter-Wave Bright Soliton*, Science **296**, 1290 (2002).
- [Kog66] H. Kogelnik and T. Li, *Laser Beams and Resonators*, Applied Optics **5**, 1550 (1966).
- [Man03] O. Mandel, M. Greiner, A. Widera, T. Rom, T. W. Hänsch, and I. Bloch, *Controlled collisions for multi-particle entanglement of optically trapped atoms*, Nature **425**, 937 (2003).
- [Mic04] A. Micheli, A. J. Daley, D. Jaksch, and P. Zoller, *A Single Atom Transistor in a 1D Optical Lattice*, arXiv:quant-ph/040602 (2004), submitted for publication.
- [Rab03] P. Rabl, A. J. Daley, P. O. Fedichev, J. I. Cirac, and P. Zoller, *Defect-Suppressed Atomic Crystals in an Optical Lattice*, Phys. Rev. Lett. **91**, 110403 (2003).
- [Shi04] Y. Shin, M. Saba, M. Vengalattore, T. A. Pasquini, C. Sanner, A. E. Leanhardt, M. Prentiss, D. E. Pritchard, and W. Ketterle, *Dynamical Instability of a Doubly Quantized Vortex in a Bose-Einstein condensate*, Phys. Rev. Lett. **93**, 160406 (2004).
- [Sie86] A. E. Siegman, *Lasers*, University Science Books, Mill Valley, 1986.
- [Tha04] G. Thalhammer, M. Theis, K. Winkler, R. Grimm, and J. H. Denschlag, *Inducing an Optical Feshbach Resonance via Stimulated Raman Coupling*, arXiv:cond-mat/0409552 (2004), submitted for publication.
- [The04] M. Theis, G. Thalhammer, K. Winkler, M. Hellwig, G. Ruff, R. Grimm, and J. H. Denschlag, *Tuning the Scattering Length with an Optically Induced Feshbach Resonance*, Phys. Rev. Lett. **93**, 123001 (2004).
- [Tie99] U. Tietze and C. Schenk, *Halbleiter-Schaltungstechnik*, Springer, Berlin, 1999.

- [Web03] T. Weber, J. Herbig, M. Mark, T. Kraemer, C. Chin, H.-C. Nägerl, and R. Grimm, *Experiments with a Bose-Einstein condensate of cesium atoms*, in: *Proceedings of the XVI. International Conference on Laser Spectroscopy (ICOLS 2003)*, World Scientific, 2003.
- [Win02] K. Winkler, *Aufbau einer magnetischen Transportapparatur für ultrakalte Atome*, Diplomarbeit, Institut für Experimentalphysik der Leopold-Franzens Universität Innsbruck (2002).

Dankeschön

Zuvörderst gilt mein Dank natürlich der tollen Arbeitsgruppe deren Teil ich sein durfte und in der ich eine sehr schöne Zeit hatte. Insbesondere zu erwähnen sind Univ.-Prof. Dr. Rudi Grimm, unser Chef, sowie Dr. Johannes Denzschlag, Aufseher über unser Experiment und unbezahlbare Hilfe bei der Fertigstellung des schriftlichen Teils dieser Arbeit.

Was die Laborarbeit betrifft danke ich besonders Gregor Thalhammer und Prof. George Ruff. Sie haben mir sehr viel wertvollen Input geliefert und in der Diskussion mit ihnen habe ich soviel gelernt wie selten sonst.

Die Bürogemeinschaft mit Tobias "Herr Krämer" Krämer und dem unvergleichlichen Dr. Tino Weber, dem besten Schreibtischnachbarn aller Zeiten, werde ich nie vergessen, auch wenn Tino inzwischen zum Feind desertiert ist².

Mehrere gute Freunde habe ich auch sonst während meines Studiums gefunden, die inzwischen irgendwo über Europa verstreut sind. Manfred, Alex, und first and foremost natürlich Norbert, der im 9. Semester das Handtuch geworfen hat aber nichtsdestoweniger für mich der bestimmende Ruhepol (oder eher Wahnsinnspol?) auf der Uni war.

Sehr großer Dank gebührt auch meinen Eltern, die dank ihrer Unterstützung sowohl finanzieller als auch moralischer und seelischer Natur mein Studium überhaupt erst ermöglicht haben. Hiermit sei auch eine Entschuldigung meinerseits wegen der langen Dauer ausgesprochen. Ich war in der glücklichen Lage, mir keine finanziellen Sorgen während meines Studiums machen zu müssen, mir ist das Ausmaß dieses Privilegs sehr bewusst.

Es begab sich leider, dass ich während der Fertigstellung dieser Arbeit zum Zivildienst eingezogen wurde. Mein direkter Chef (Bernd Weymann vom Roten Kreuz, Landesverband Tirol) gab und gibt sich jedoch viel Mühe mir und auch meinen Kollegen eine ordnungsgemäße Fertigstellung unseres Studiums zu ermöglichen. Das ist beileibe nicht selbstverständlich!

Mehrere außer-universitäre Freunde haben zur geistigen Auflockerung während des Studiums und der Diplomarbeit beigetragen, seid umarmt, Lukas, Robelix, Dominik, Bobby, Moni und natürlich auch (ganz getrennt von der vorgenannten Gruppe) Chrissi und Lydia.

Zu letzt (auf Englisch kommt hier diese "last but not least"-Formulierung) danke ich meiner Susanne, die so immens viel Geduld mit mir und meiner Schussligkeit und Technikverliebtheit zeigt, ohne Dich hätt ich das nicht geschafft.

²und er wird verstehen was ich meine