

Aufbau eines Experimentes zur Speicherung von Yb^+ in einer mikrostrukturierten Paul-Falle

DISSERTATION

zur Erlangung des Grades eines Doktors
der Naturwissenschaften

vorgelegt von

Dipl.-Ing. Thomas Collath

eingereicht bei der Naturwissenschaftlich-Technischen Fakultät
der Universität Siegen

Siegen 2015

Gutachter der Dissertation: Prof. Dr. C. Wunderlich
Prof. Dr. U. Pietsch

Gutachter der Disputation: Prof. Dr. C. Wunderlich
Prof. Dr. U. Pietsch
Prof. Dr. O. Gühne
Prof. Dr. C. Gutt

Datum der Disputation: 3. Juli 2015

genehmigte Dissertation

Gedruckt auf alterungsbeständigem holz- und säurefreiem Papier

Zusammenfassung

An in Paul-Fallen gespeicherten Ionen lassen sich quantenmechanische Effekte untersuchen. Hierzu werden die internen Zustände der Ionen manipuliert und anschließend durch Fluoreszenzmessungen detektiert. Diese Experimente können für Anwendungen in der Quanteninformationsverarbeitung genutzt werden, Ziele hierbei sind beispielsweise die Simulation von Quantensystemen und die Verwirklichung eines Quantencomputers.

Im Rahmen dieser Arbeit wird als Apparatur zum Speichern von Ytterbium-Ionen eine mikrostrukturierte segmentierte Paul-Falle verwendet. Durch den in die Falle integrierten Elektromagneten ist es möglich, die Ionen zu koppeln (MAGnetic Gradient Induced Coupling - MAGIC) und mittels Mikrowellenstrahlung zu adressieren. Durch die segmentierten Elektroden können die Ionen innerhalb der Falle kontrolliert bewegt werden und es lässt sich deren Wechselwirkung einstellen. Ein mit Dickschichttechnik bedruckter Keramikblock dient als kompakte Vakuumdurchführung der über siebzig elektrischen Signale, die für den Betrieb der Falle benötigt werden. Alle weiteren für die Versuchsanlage benötigten Komponenten wie der Vakuumrezipient und die Laserstrahlquellen wurden aufgebaut. Für die Erzeugung von Laserstrahlung bei 369 nm durch Frequenzverdopplung wird erstmals ein Bismuth-Triborat-Kristall genutzt. An den gespeicherten Ionen werden kohärente Rabi- und Ramsey-Messungen durchgeführt. Durch Messung der Energiedifferenz der einzelnen Zeeman-Niveaus lässt sich das Magnetfeld am Ort des Ions mit einer relativen Unsicherheit von einem ppm bestimmen.

Abstract

Ions trapped in a Paul trap make an ideal system to investigate quantum mechanical effects. To this end the initial states of the ions are manipulated and fluorescence measurements are used for detection. Such experiments have applications in quantum information processing, in particular in the simulation of quantum systems or the realization of a quantum computer.

The Paul trap used to trap ytterbium ions in this thesis is a microstructured segmented trap. Electromagnets are integrated into this trap with which individual ions can be coupled to one another (MAGnetic GRADient Induced COUPLing - MAGIC) and addressed using microwave radiation. Controlled movement of the trapped ions and adjusting the coupling constant between the ions is possible using the segmented electrode structure. A compact vacuum feed through system is realised using a thick film technique printed onto a ceramic block. More than seventy electric signals are used to control the trap using this feed through. Furthermore, the experiment requires a vacuum chamber and laser sources, all of which were constructed and installed during the course of this work. For the first time a bismuth triborate crystal is used for the generation of laser radiation at 369 nm by frequency doubling.

First coherent measurements in the form of Rabi and Ramsey measurements are carried out on the trapped ytterbium ions. Measurement of the energy difference between individual Zeeman levels, allow to determine the ions local magnetic field with a relative uncertainty of one ppm.

Inhaltsverzeichnis

1. Einleitung	1
2. Ytterbium	5
2.1. Photoionisation	10
2.2. Auswahl von Energieniveaus und Übergängen . .	11
3. Fallenapparatur	13
3.1. Vakuumsystem	13
3.2. Paul-Falle	15
3.3. Mikrofalle	19
3.4. Mikrowellensystem	26
4. Laserlichtquellen	29
4.1. Diodenlaser	30
4.2. Frequenzverdoppelter Titan:Saphir Laser	41
4.3. Überlagerung, Strahlformung und Fokussierung der Laser	69
4.4. Lambdameter	74
5. Theoretische Grundlagen zu Qubits	81
5.1. Kopplung von Qubits	89
5.2. MAGIC	92
6. Messergebnisse mit $^{171}\text{Yb}^+$	99
6.1. Rabi-Oszillation	102

6.2. Ramsey-Oszillation	114
7. Zusammenfassung und Ausblick	120
Publikationen	123
A. Elektrische Schaltungen	127
A.1. Schnelle Photodiode im Lambdameter	127
A.2. Laserdioden Schutzschaltung	130
A.3. Schneller Hochspannungsschalter	134
B. Matrizenoptik	137
C. Vakuumkomponenten	143
D. Einrichtung einer Laserdiode	148
Literaturverzeichnis	152

1

Einleitung

Seit der Erfindung des Transistors 1948 [1] hat die Halbleitertechnologie einen bemerkenswerten Siegeszug angetreten. Innerhalb weniger Jahrzehnte wurde zunächst die Informationsverarbeitung und anschließend der Informationsaustausch grundlegend verändert. Einem klassischen Computer sind allerdings Beschränkungen aufgelegt, die in der Art und Weise seiner Datenverarbeitung liegen. Zum Beispiel ist die Simulation eines Quantensystems nicht effizient möglich [2]. In einem von R. Feynman vorgeschlagenen Konzept werden quantenmechanische Systeme genutzt um komplexe Quantensysteme zu simulieren, wodurch sich die Anzahl der Rechenschritte verringern lässt [3, 4]. Neben der Simulation von Quantensystemen gibt es noch weitere Probleme, die sich mit einem Quantencomputer effizienter lösen lassen. Beispiele dafür sind der Grover-Algorithmus [5, 6] zum Suchen in unsortierten Datenbanken und der Shor-Algorithmus [7, 8, 9] zum Faktorisieren von Primzahlen. Um einen Quantencomputer aus einem Quantensystem realisieren zu können, müssen einige Voraussetzungen erfüllt sein. Diese wurden von D.P. DiVincenzo zusammengefasst und sind nach ihm benannt [10]:

1. Einleitung

- Es wird ein skalierbares System von Qubits (*Quantum Bits*) benötigt.
- Die Qubits müssen in einen wohldefinierten Ausgangszustand gebracht, initialisiert werden können.
- Das System muss einen universellen Satz an Quantengattern erlauben.
- Die Dekohärenzzeit des Systems muss viel länger sein als die Dauer eines elementaren Quantengatters.
- Einzelne Qubits müssen mit hoher Güte ausgelesen werden können.

Die DiVincenzo Kriterien machen noch keine Aussage zum physikalischen Trägersystem des Qubits. Es gibt unterschiedliche Implementierungen eines Quantencomputers, unter anderem mittels Kernspinresonanz [11], Quantenpunkten [12], neutralen Atomen [13], Cavity Quantum Electrodynamics (Cavity-QED) [14] und Ionen [15].

Einige der erfolgversprechendsten Experimente auf dem Weg der Realisierung eines Quantencomputers sind dabei bis jetzt mit gespeicherten Ionen erzielt worden [16].

Die Skalierbarkeit der Anzahl der kontrollierten Qubits stellt eine große Herausforderung für weitere Fortschritte dar. Lange Ionenketten unterliegen beispielsweise einer durch Wechselwirkung mit der Umgebung verursachten Dekohärenz, so dass die Quantenzustände schon vor dem Beenden des Algorithmus gestört werden können. In mikrostrukturierten segmentierten Paul-

Fallen (Mikrofallen) ist es möglich, die Ionenposition innerhalb der Falle kontrolliert zu verändern. Durch den segmentierten Aufbau der Elektroden und den geringen Abstand zu den Ionen lassen sich diese sehr gezielt manipulieren. Ionenketten können verschoben werden und mehrere Ionenketten lassen sich zeitgleich fangen. Es besteht die Möglichkeit, Ketten miteinander zu verbinden und wieder zu trennen, darüber hinaus lassen sich die Kopplungskonstanten zwischen den Qubits lokal justieren [17, 18]. Mit diesen Manipulationsmöglichkeiten lassen sich groß angelegte Quantencomputer verwirklichen und dabei die Nachteile langer Ionenketten umgehen [19].

Durch einen in die Mikrofalle integrierten Elektromagneten ist es möglich, einen hohen Magnetfeldgradienten entlang der Fallachse zu erzeugen. Hierdurch können die Qubits durch schmalbandige Mikrowellenstrahlung manipuliert und gekoppelt werden, dieses Verfahren wird *M*agnetic *G*radient *I*nduced *C*oupling (*MAGIC*) genannt [20, 21, 22, 23]. Es lassen sich Quantengatter hoher Güte erzielen [24, 25] und gleichzeitig muss die Mikrowelle nicht auf ein einzelnes Ion fokussiert werden.

In der vorliegenden Arbeit wird der komplette Aufbau eines Ionenfallen-Experimentes beschrieben. Zunächst wird in Kapitel 2 das physikalische Trägermedium des Qubits vorgestellt, ein atomarer Übergang eines Ytterbium-Ions. Neben dem Qubit-Übergang werden auch die anderen für das Experiment wichtigen Übergänge und die Unterschiede der beiden genutzten Isotope diskutiert. Auf die Mikrofalle zum Speichern der Ionen wird zusammen mit den Komponenten des Vakuumsystems und der zum Treiben des Qubits benötigten Mikrowelle in Kapitel 3 einge-

1. Einleitung

gangen. Dabei stehen im Besonderen die Eigenschaften der verwendeten mikrostrukturierten segmentierten Paul-Falle im Fokus. Der Aufbau der unterschiedlichen Lasersysteme und des zum Messen der Wellenlängen benötigten Lambdameters wird in Kapitel 4 erläutert. Hier wird exemplarisch der Aufbau eines Diodenlasers beschrieben und anschließend auf die Erzeugung von Laserstrahlung bei einer Wellenlänge von 369,5 nm durch Frequenzkonversion mittels nichtlinearer Optik eingegangen. Als nichtlineare optische Kristalle werden dabei ein β -Barium Borat und ein für diesen Einsatzzweck zum ersten mal genutzter Bismuth Triborat untersucht und die Ergebnisse diskutiert. Nachdem alle für den Experimentaufbau benötigten Komponenten beschrieben sind, wird in Kapitel 5 kurz auf den theoretischen Hintergrund zum Arbeiten mit Qubits eingegangen, bevor die Messergebnisse in Kapitel 6 vorgestellt werden. Hierbei bilden kohärente Rabi- und Ramsey-Messungen den Schwerpunkt. Im Anhang werden einige während des Experimentaufbaus entwickelte Komponenten und technische Details verschiedener Verfahren vorgestellt.

2

Ytterbium

Das Lanthanoid Ytterbium hat die Ordnungszahl 70 und besitzt im einfach ionisierten Zustand ein Valenzelektron in der 6s Schale. Die energetisch niedrigeren Elektronen bilden einen Atomrumpf mit abgeschlossenen Schalen (Elektronenkonfiguration $[\text{Xe}] 4f^{14}6s^1$), dessen Gesamtspin und Gesamtdrehimpuls null beträgt. Das Termschema ähnelt dadurch dem der Alkalimetalle. Von den sieben stabilen Isotopen des Ytterbiums werden im Rahmen dieser Doktorarbeit ^{171}Yb mit Kernspin $1/2$ und ^{172}Yb mit verschwindendem Kernspin für Experimente genutzt.

$^{172}\text{Yb}^+$

In Abbildung 2.1 sind die für unsere Anwendung wichtigen Energieniveaus des $^{172}\text{Yb}^+$ dargestellt. Der Übergang $^2S_{1/2} \leftrightarrow ^2P_{1/2}$ dient zur Kühlung und zum Nachweis des Ions, das obere Niveau $^2P_{1/2}$ hat eine Lebensdauer von 8,1 ns [26]. Die natürliche Linienbreite des Übergangs beträgt 19,6 MHz. Zum Anregen dieses Übergangs wird Laserstrahlung der Wellenlänge 369,5 nm benötigt.

2. Ytterbium

Der Zustand ${}^2P_{1/2}$ zerfällt mit einer Wahrscheinlichkeit von 0,5% [27] in den metastabilen Zustand ${}^2D_{3/2}$. Das Ion hat in diesem Zustand eine Lebensdauer von 52 ms [27] und wird weder gekühlt, noch kann es detektiert werden. Zum Zurückführen des Ions in den Kühlkreislauf wird der Übergang ${}^2D_{3/2} \leftrightarrow {}^3[3/2]_{1/2}$ mit Laserlicht der Wellenlänge 935,2 nm angeregt. Der Zustand ${}^3[3/2]_{1/2}$ besitzt eine Lebensdauer von 37,7 ns und zerfällt mit großer Wahrscheinlichkeit in den Grundzustand ${}^2S_{1/2}$ [28].

Durch Stöße mit Restgasatomen im Vakuum kann es zu einer Anregung des Zustands ${}^2D_{5/2}$ [27] und einem anschließenden Zerfall in den Zustand ${}^2F_{7/2}$ kommen. Dieser ${}^2F_{7/2}$ Zustand entsteht durch Innerschalenanregung: ein Elektron der 4f-Schale füllt die 6s-Schale auf und hinterlässt eine unvollständige innenliegende 4f-Schale ($[\text{Xe}] 4f^{14}6s^1 \rightarrow [\text{Xe}] 4f^{13}6s^2$). Der Zustand ${}^2F_{7/2}$ besitzt eine Lebensdauer von etwa sechs Jahren [29]. Durch Anregen des Überganges ${}^3[5/2]_{5/2} \leftrightarrow {}^2F_{7/2}$ mit Laserlicht der Wellenlänge 638,6 nm und anschließendem Zerfall in den ${}^2D_{3/2}$ Zustand kann das Ion zurück in den Kühlkreislauf geholt werden.

${}^{171}\text{Yb}^+$

Im Gegensatz zum Ytterbium Isotop ${}^{172}\text{Yb}^+$ mit Kernspin $I=0$, sind beim ungeraden Isotop ${}^{171}\text{Yb}^+$ mit Kernspin $I=1/2$ die Energieniveaus in Hyperfeinzustände aufgespalten. Abbildung 2.2 zeigt das Termschema unter Vernachlässigung der Zustände, welche durch Stöße mit Restgasatomen und der daraus folgenden Anregung des ${}^2D_{5/2}$ Niveaus besetzt werden.

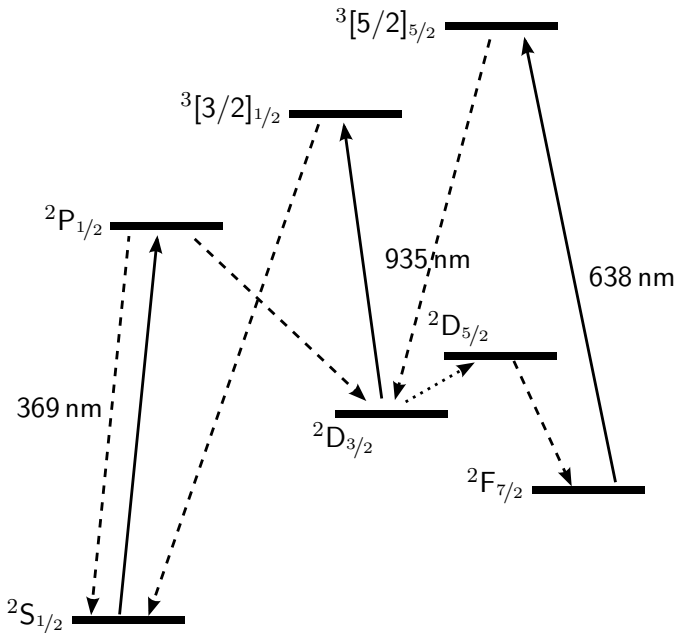


Abbildung 2.1.: Auszug einiger für das Experiment wichtiger Übergänge und Zustände des $^{172}\text{Yb}^+$ Termschema. Die durchgezogenen Pfeile zeigen durch Lichtfelder der angegebenen Wellenlänge getriebene Übergänge, die gestrichelten Pfeile stehen für spontane Zerfälle und der gepunktete Pfeil weist eine Anregung durch Stöße mit Restgasatomen aus.

2. Ytterbium

Als Kühl- und Nachweisübergang dient der Übergang $^2S_{1/2}, F=1 \leftrightarrow ^2P_{1/2}, F=0$. Das Ion verlässt diesen Kreislauf mit einer Wahrscheinlichkeit von etwa 0,5% und zerfällt von $^2P_{1/2}, F=0 \rightarrow ^2D_{3/2}, F=1$. Aus dem Niveau $^2D_{3/2}, F=1$ wird es mit einem Laser bei 935 nm auf das Niveau $^3[3/2]_{1/2}, F=0$ angeregt und zerfällt

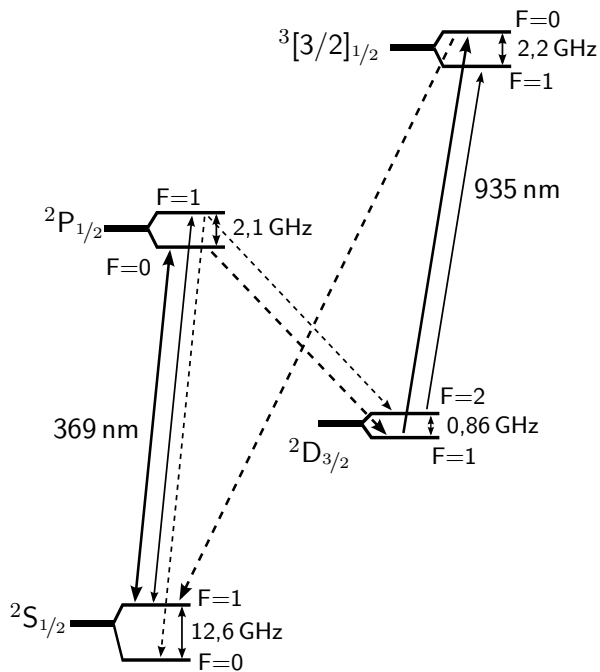


Abbildung 2.2.: Auszug einiger für das Experiment wichtiger Übergänge des $^{171}\text{Yb}^+$ Termschema

anschließend in das Grundniveau [30]. Dieser Kreislauf ist bis hierhin sehr ähnlich zu dem des $^{172}\text{Yb}^+$ -Isotops, nun kann zusätzlich durch nichtresonante Anregung das Niveau $^2\text{P}_{1/2}$, $F=1$ besetzt werden und es anschließend zu einem Zerfall in $^2\text{S}_{1/2}$, $F=0$ kommen. In diesem Niveau würde das Ion nicht mehr von den anliegenden Lichtfeldern angeregt werden. Durch Anlegen von Mikrowellenstrahlung mit einer Frequenz von 12,6 GHz (siehe Kapitel 3.3) wird der Übergang $^2\text{S}_{1/2}$, $F=0 \leftrightarrow ^2\text{S}_{1/2}$, $F=1$ getrieben und das Ion zurück in den Kühlkreislauf gebracht. Durch spontane Zerfälle von $^2\text{P}_{1/2}$, $F=1$ kann es zusätzlich zur Besetzung des Niveaus $^2\text{D}_{3/2}$, $F=2$ kommen. Das Laserlicht bei 935 nm ist deshalb mit einem elektrooptischen Modulator (EOM) um 3,07 GHz in der Phase moduliert. Durch die dadurch entstehenden Seitenbänder wird der Übergang $^2\text{D}_{3/2}$, $F=2 \leftrightarrow ^3[3/2]_{1/2}$, $F=1$ getrieben und das Ion kann in den Grundzustand zerfallen.

2.1. Photoionisation

Das neutrale Ytterbium-Atom wird, wie in Abbildung 2.3 dargestellt, in zwei Schritten ionisiert. Zunächst erfolgt die Besetzung des Zustands $[\text{Xe}]4f^{14}6s\ ^1P_1$ durch Anregung des Grundzustands $[\text{Xe}]4f^{14}6s^2\ ^1S_0$ mit Laserlicht der Wellenlänge 399 nm [31, 32, 33]. Im zweiten Schritt wird zum Ionisieren ein Lichtfeld mit einer Wellenlänge von unter 394 nm benötigt. Für den Übergang vom 1P_1 Niveau in Kontinuum ist keine exakte Wellenlänge notwendig, überschüssige

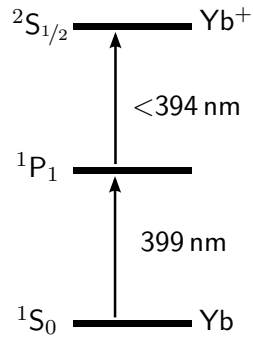


Abbildung 2.3.: Ionisation des neutralen Ytterbiums

ge Energie eines zu energiereichen Photons wird in kinetische Energie des dann freien Elektrons umgewandelt. Nach diesem zweiten Schritt befindet sich das vorher neutrale Ytterbium-Atom im Grundzustand des Ytterbium-Ions $[\text{Xe}]4f^{14}6s\ ^2S_{1/2}$. Als Lichtfeld für diesen Übergang dient der für Kühlung und Nachweis benötigte 369 nm Laser. Demnach wird für den Ionisationsprozess neben dem Laser bei 369 nm nur eine weitere Strahlquelle mit einer Wellenlänge von 399 nm benötigt, für eine weiterführende Betrachtung siehe [34, 35, 36]. Eine andere gebräuchliche Bezeichnung für die Ionisationsstufen des Ytterbium-Atoms und Ions sind Yb I und Yb II , in dieser Arbeit wird jedoch ausschließlich Yb und Yb^+ verwendet.

	Übergang	Wellenlänge $\lambda(\text{nm})$
$^{171}\text{Yb}^{(+)}$	$^2\text{S}_{1/2}, F=1 \leftrightarrow ^2\text{P}_{1/2}, F=0$	369,52577
	$^2\text{D}_{3/2}, F=1 \leftrightarrow ^3[3/2]_{1/2}, F=0$	935,18724
	$^2\text{F}_{7/2}, F=3 \text{ oder } 4 \leftrightarrow ^1[5/2]_{5/2}, F=2 \text{ oder } 3$	638,61488
	$^1\text{S}_0 \leftrightarrow ^1\text{P}_1$	398,91063

Tabelle 2.1.: Auswahl einiger Übergänge des Ytterbium Isotops ^{171}Yb mit den gemessenen Vakuum-Wellenlängen der treibenden Laser.

2.2. Auswahl von Energieniveaus und Übergängen

In Tabelle 2.1 sind die Wellenlängen der vier von Lasern getriebenen optischen Übergänge von ^{171}Yb und $^{171}\text{Yb}^{+}$ angegeben. Die Wellenlängen sind am laufenden Experiment mittels des in Kapitel 4.12 vorgestellten Lambdameters gemessen. Die für das Aufrechterhalten des Kreisprozesses benötigte Mikrowelle (Übergang $^2\text{S}_{1/2}, F=0 \leftrightarrow ^2\text{S}_{1/2}, F=1$) arbeitet bei einer Frequenz von 12,642825(1) GHz (siehe Kapitel 3.4 und 5.2). Die Vakuum-Wellenlänge des in Abbildung 2.1 gezeigten Kühl- und Nachweislasers ($^2\text{S}_{1/2} \leftrightarrow ^2\text{P}_{1/2}$) beträgt dabei 369,52577 nm, der Rückpumper ($^2\text{D}_{3/2} \leftrightarrow ^3[3/2]_{1/2}$) hat die Vakuum-Wellenlänge 935,18724 nm. Die für den ersten Schritt der Photoionisation benötigte Vakuum-Wellenlänge beträgt 398,91063 nm (Abbildung 2.3). Der Laser bei 638,61488 nm wird benötigt um die Ionen vom Niveau $^2\text{F}_{7/2}$ wieder zurück in den Kühlkreislauf zu bekom-

2. Ytterbium

men. Es ist anspruchsvoll diese Wellenlänge genau zu bestimmen, da sich das Ion in unserem Experimentaufbau nur selten im Zustand $^2F_{7/2}$ befindet. Dies ist allerdings kein prinzipielles Problem, in anderen Experimenten zur Verwirklichung einer Atomuhr wird der Übergang zwischen dem $^2F_{7/2}$, $F=3$ Niveau und dem Grundniveau $^2S_{1/2}$, $F=0$ als optischer Frequenzstandard genutzt [37, 38]. Hierbei wird das $^2F_{7/2}$, $F=3$ Niveau angeregt, anschließend kann durch Laserstrahlung bei 638,6 nm das Ion zurück in den Grundzustand gebracht werden.

Durch die Isotopenverschiebung sind die Übergangsfrequenzen des ^{172}Yb um wenige GHz gegenüber den angegebenen verschoben [39].

3

Fallenapparatur

Damit die freien Ytterbium-Ionen gespeichert und manipuliert werden können, benötigt man neben der Ionenfalle noch ein Ultrahochvakuumsystem und einen Mikrowellenaufbau. Im folgenden werden diese vorgestellt und beschrieben. Der Aufbau der ebenfalls benötigten Laserstrahlquellen wird in Kapitel 4 im Detail diskutiert.

3.1. Vakuumsystem

Der Betrieb einer Paul-Falle mit dem Ziel der kohärenten Manipulation der gespeicherten Ionen stellt hohe Anforderungen an das umgebende Vakuumsystem. Durch Stöße der gefangenen Yb^+ -Ionen mit freien Restgasatomen oder Molekülen würde jede Kohärenz zerstört werden. Es kann zur Anregung des $^2\text{D}_{5/2}$ -Niveaus (siehe Kapitel 2) und darüber hinaus zu einer chemischen Reaktion mit elementarem Wasserstoff zu Ytterbiumhydrid kommen ($\text{Yb}^+ \rightarrow \text{YbH}^+$). Zur Verwirklichung von praktikablen Speicher- und Experimentierzeiten von mehreren Minuten

3. Fallenapparatur

bis Stunden ist es erforderlich, die elektrodynamische Paul-Falle in einem extrem hoch Vakuum (XHV) mit einem Druck unter 10^{-10} mbar zu betreiben. Neben der Qualität des Vakuums muss der Vakuumrezipient einen Zugang für alle vier Lasersysteme, die Detektions-Optik für die Resonanzfluoreszenz des ${}^2P_{1/2} \rightarrow {}^2S_{1/2}$ Übergangs und die Mikrowellenstrahlung bieten. Für den Betrieb

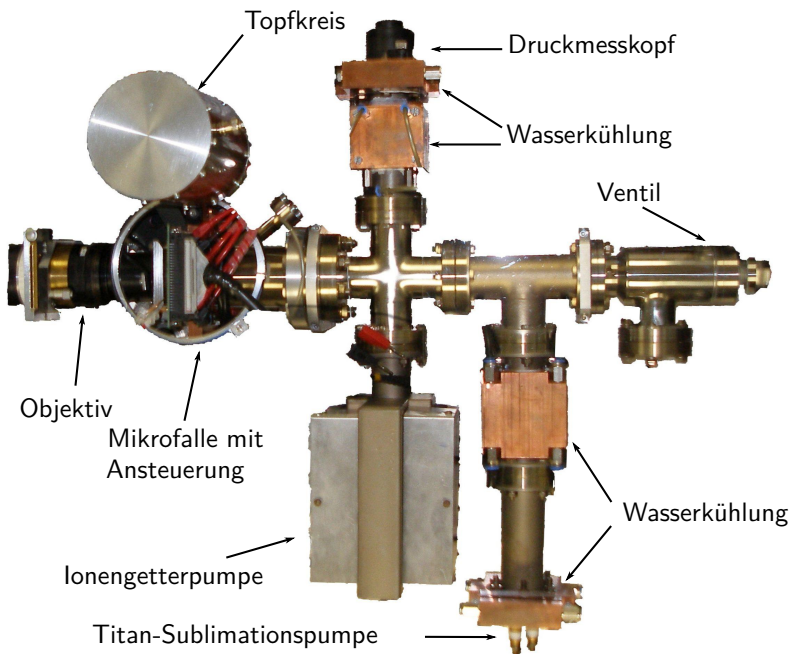


Abbildung 3.1.: Das freigestellte Vakuumsystem, der besseren Übersicht halber ohne elektrische Anschlüsse dargestellt.

der von uns genutzten segmentierten Paul-Falle und der Atomöfen werden darüber hinaus noch über 75 elektrische Durchführungen mit unterschiedlichen Anforderungen benötigt [33, 40].

So weit wie möglich wurde auf Standardkomponenten zum Aufbau des Vakuumrezipienten zurückgegriffen. Zur Verbindung wird das CONFLAT (CF) System genutzt, als Material der Standardkomponenten kommt ein nichtmagnetischer Edelstahl (316L oder 316LN) zum Einsatz. Im Bild 3.1 ist das komplette Vakuumsystem zu sehen: an dem zentralen Kreuz sind eine Ionengetter Pumpe und ein Druckmesskopf (Glühkathoden-Ionisations-Vakuummeter oder Bayard-Alpert-Vakuummeter) befestigt. Das T-Stück verbindet die Titan-Sublimationspumpe und ein UHV-Ventil mit dem zentralen Kreuz. Der bis jetzt beschriebene Bereich des Rezipienten dient ausschließlich zur Erzeugung und Messung des Vakuums. Die eigentliche Falle mitsamt allen Stromdurchführungen ist an diesen Bereich nur mit einem CF-Flansch verbunden (vergleiche Abbildungen 3.3 und 3.5).

Der Aufbau des Vakuumrezipienten und der Zusammenbau der in den folgenden Kapiteln vorgestellten Mikrofalle, Atomöfen und Keramikträger erfolgte in enger Zusammenarbeit mit Delia Kaufmann und ist in Anhang C und [40] genauer beschrieben.

3.2. Paul-Falle

Das Einfangen von ionisierten Atomen erfolgt durch elektrische Potentiale, welche im Zeitmittel eine zur Fallenmitte rücktreibende Kraft erzeugen [41]. Durch statische Felder kann kein Poten-

3. Fallenapparatur

tialminimum im Vakuum erzeugt werden (Earnshaw-Theorem). Die Laplace-Gleichung

$$\Delta\Phi = 0 \quad (3.2.1)$$

veranschaulicht dies: anziehende Kräfte in allen Raumrichtungen können diese Gleichung nicht erfüllen. Durch den Einsatz von elektrodynamischen Feldern lässt sich allerdings ein effektives Potentialminimum erzeugen. Das genutzte Konzept der Paul-Falle besitzt eine Geometrie der Fallenelektroden, welche in guter Näherung am Ort der Ionen ein Quadrupolfeld erzeugt.

$$\Phi = \frac{\Phi_0}{2r_0^2}(ax^2 + by^2 + cz^2) \quad (3.2.2)$$



Abbildung 3.2.: Prinzipieller Aufbau einer linearen Paul-Falle. Die jeweils gegenüberliegenden Stäbe sind miteinander verbunden. Ein Paar der Stäbe wird auf einem konstanten Niveau gehalten, das andere Paar mit einer Wechselspannung (Amplitude V , Frequenz Ω_{RF}) getrieben. Die beiden Endkappen liegen auf einem positiven Niveau (U) und verhindern das Entweichen der in rot angedeuteten Ionenwolke. $2r_0$ ist der Elektrodenabstand bei hyperbolischen Oberflächen. Bei einer anderen Geometrie der Elektroden muss r_0 noch mittels numerischer Simulation angepasst werden.

Die Laplace-Gleichung 3.2.1 ergibt als Lösung diese Quadrupolfeldes:

$$\Delta\Phi = \frac{\Phi_0}{r_0^2}(a + b + c) = 0 \quad (3.2.3)$$

und damit $a + b + c = 0$

Bei einer linearen Paul-Falle werden die Parameter $a = -b$ und $c = 0$ gewählt. Das Potential ist dadurch rotationssymmetrisch um die z -Achse, durch zwei Endkappen mit bindendem Potential wird ein Entweichen der Ionen verhindert. In Abbildung 3.2 ist die Geometrie einer linearen Paul-Falle skizziert. An zwei Fallenelektroden wird eine Wechselspannung (Amplitude V , Frequenz Ω_{RF}) mit statischem Anteil (Amplitude U) gelegt $\Phi_0(t) = (U - V \cos(\Omega_{RF}t))$, die anderen beiden Elektroden werden auf einem konstanten Niveau gehalten. Der Abstand zwischen zwei gegenüberliegenden Elektroden beträgt $2r_0$. Daraus ergibt sich folgendes Potential in der x/y -Ebene:

$$\Phi(x, y, t) = (U + V \cos(\Omega_{RF}t)) \frac{x^2 - y^2}{2r_0^2} \quad (3.2.4)$$

Die Endelektroden sorgen zusätzlich für ein bindendes Potential entlang der z -Achse.

$$\Phi_z(x, y, z) = \xi U_z \left(z^2 - \frac{x^2 + y^2}{2} \right) \quad (3.2.5)$$

mit der angelegten Spannung U_z und ξ als empirischem Faktor der von der Geometrie der Falle abhängt. Mit der Kraft die auf ein

3. Fallenapparatur

Ion wirkt ($\vec{F} = -Q\nabla(\Phi + \Phi_z)$), lassen sich die Bewegungsgleichungen in den unterschiedlichen Raumrichtungen entwickeln. Durch folgende Substitution:

$$\begin{aligned} a &= \frac{4QU}{mr_0^2\Omega_{RF}^2} \\ q &= \frac{2QV}{mr_0^2\Omega_{RF}^2} \end{aligned} \quad (3.2.6)$$

können die Bewegungsgleichungen in der x - und y -Ebene zu den Mathieuschen Differenzialgleichungen umgeformt werden. Die Mathieu-Gleichungen besitzen analytische Lösungen, wodurch Kombinationen der beiden Faktoren a und q bestimmt werden können, bei denen die Ionen eine stabile Lage in der x - und y -Ebene einnehmen. Aufgrund von technischen Gegebenheiten ist es dabei sinnvoll, den stabilen Bereich mit den geringsten Spannungen zu wählen. Wird weiterhin die statische Spannung $U = 0 \rightarrow a = 0$ gewählt, ergibt sich ein stabiler Bereich zwischen $0 < q < 0,908$. In dem durch die Fallenelektroden und Endkappen erzeugten Potential schwingen die Ionen in der z -Richtung mit der axialen Fallenfrequenz

$$\omega_{\text{axial}} = \sqrt{2\xi \frac{Q}{m} U_z} \quad (3.2.7)$$

In der x, y -Ebene schwingt das Ion bei der Wahl der Stabilitätsparameter ($a, q^2 \ll 1$) mit den radialen Fallenfrequenzen

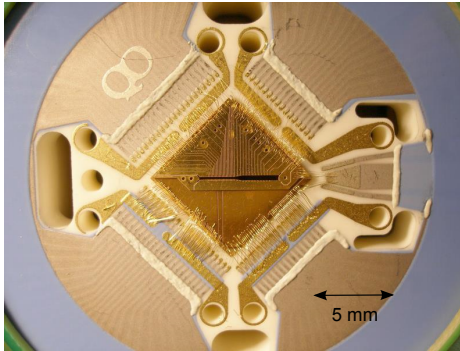
$$\omega_{x,y} = \frac{\Omega_{RF}}{2} \sqrt{\frac{q^2}{2} \pm a + a_z} \quad (3.2.8)$$

mit $a_z = -2\left(\frac{\omega_{\text{axial}}}{\Omega_{RF}}\right)^2$. Auf diese radiale Schwingung (auch *secular motion*) ist noch eine weitere, schnellere Schwingung moduliert (*micromotion*). Diese hat die Frequenz des antreibenden Feldes (Ω_{RF}), die Amplitude ist abhängig vom Abstand zur z -Fallenachse. Um die meist unerwünschte Mikrobewegung zu minimieren ist es erforderlich, die Ionen auf der Fallenachse zu positionieren. Dies wird Mikrobewegungsabgleich genannt.

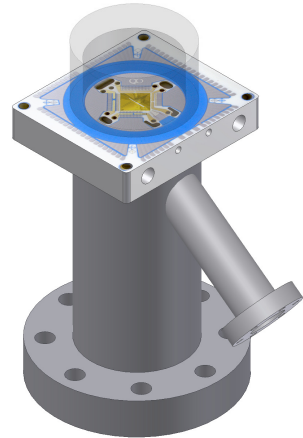
3.3. Mikrofalle

Die in einer Kollaboration konstruierte [42] und genutzte lineare Paul-Falle ist miniaturisiert und besitzt segmentierte Elektroden. Durch die hohe Anzahl an Fallenelektroden können die Fallenparameter lokal und global verändert und an die gewünschten Eigenschaften angepasst werden. Der miniaturisierte Aufbau ermöglicht aufgrund des geringen Abstands zwischen den Fallenelektroden und den Ionen eine kontrollierte Manipulation der Ionenposition innerhalb der Falle. Ketten von Ionen lassen sich durch Verändern von Potentialen verschieben und sogar trennen [43, 44, 45]. Es können mehrere Ionenketten zeitgleich gespeichert werden und der Abstand der Ionen innerhalb einer Kette lässt sich verändern. Hierdurch können zum Beispiel skalierbare Quantenrechnungen vorgenommen werden, die auf simultanen Operationen von zwei Ionen aufbauen oder es lässt sich ein Array aus mehreren Ionenfallen erzeugen um einen großformatigen Quantencomputer zu erstellen [19].

3. Fallenapparatur



(a) Auf Keramikträger befestigte Mikro-falle



(b) Skizze der Mikro-falle mit Vakuumsystem

Abbildung 3.3.: (a) Die Mikro-falle ist auf einen Keramikträger geklebt, welcher gleichzeitig als Vakuumdurchführung für die elektrischen Verbindungen fungiert. Die elektrischen Verbindung zwischen Mikro-falle und Keramikträger sind durch gebondete Golddrähte hergestellt. Mit Dickschicht-Technologie gedruckte Vakuumdurchführungen ermöglichen eine Kontaktierung von außerhalb des Vakuums.

(b) Skizze des in das Vakuumsystem integrierten Keramikträgers. Auf der Oberseite befindet sich eine Glaskappe. Die vakuumdichten Verbindungen zwischen Glas, Keramik und Stahl werden durch Indiumdichtungen hergestellt (siehe Anhang C).

Für das in Kapitel 5.2 vorgestellte Konzept zur Kopplung und Adressierung von Qubits (MAGnetic Gradient Induced Coupling = MAGIC [20, 21, 22, 23]) ist ein Magnetfeldgradient entlang der Fallenachse notwendig. Durch MAGIC kann die Manipulation der Qubits mit Mikrowellenstrahlung erfolgen. Dadurch benötigt man nicht mehr auf einzelne Qubits fokussierte Laserstrahlung, was die Komplexität des Experimentaufbaus reduziert und damit die Skalierbarkeit des Experiments erleichtert. Mit dem in der Mikrofaller integrierten Elektromagneten lassen sich Magnetfeldgradienten von etwa 10 T/m erzeugen.

Im Gegensatz zur der in Kapitel 3.2 aus vier Stäben aufgebauten Paul-Falle sind bei der Mikrofaller die Fallenelektroden nicht symmetrisch angeordnet und zusätzlich segmentiert. Die einzelnen Fallenelektroden haben darüber hinaus fertigungsbedingt eine rautenartige Form. Hierdurch ergeben sich Änderungen an den Bewegungsgleichungen der Ionen innerhalb der Falle, so ist das radiale Fallenpotential nicht mehr rotationssymmetrisch und es entstehen unterschiedliche radiale Schwingungsfrequenzen (siehe Gleichung 3.2.8).

An jede DC-Fallenelektrode kann eine anderen Spannungsamplitude angelegt werden, wodurch das Potential innerhalb der x/y -Ebene (Gleichung 3.2.4) von weiteren Parametern abhängig wird. Darüber hinaus wird das einschließende axiale Potential in segmentierten Fallen typischerweise nicht durch die Endelektroden, sondern durch ein abstoßendes Potential von benachbarten Elektrode gebildet (Gleichung 3.2.5). Das Fallenpotential der Mikrofaller wird in [42, 46] genauer behandelt.

3. Fallenapparatur

Die Mikrofaller ist aus drei strukturierten Keramikplättchen aufgebaut, die jeweils mit einer Goldschicht überzogen sind (zunächst bedampft, anschließend 5-10 μm (Ober- und Unterseite) oder 20-40 μm (Mittellage) dick galvanisiert). Diese drei Plättchen werden zusammen mit isolierenden Polyimid-Folien (Kapton) übereinander gestapelt. Das obere und untere Keramikplättchen bilden zusammen die Fallelektroden, die Mittellage dient sowohl als Abstandhalter wie auch zur Erzeugung des regelbaren Magnetfeldgradienten. In Abbildung 3.4 ist ein Ausschnitt der Mittellage zu sehen. Die Stromrichtung durch die als Elektromagnete arbeitenden vier einwindigen Spulen ist angedeutet. Die Position der Spulen innerhalb der Falle ist in Abbildung 3.6 durch hellere Flächen angedeutet (im Bereich der Elektroden 33-66). Der angesprochene maximale Magnetfeldgradient existiert im Bereich zwischen den Spulen. In Abbildung 3.3 sind die auf einem Keramikträger befestigte (zusammengebaute) Mikrofaller und die Integration des Keramikträgers ins Vakuumsystem zu sehen. Die vakuumtauglichen Verbindungen zwischen Stahl und Keramik auf der einen und Glas und Keramik auf der anderen Seite sind durch Indiumdichtungen hergestellt, im Anhang C wird dieses genauer erläutert. Auf

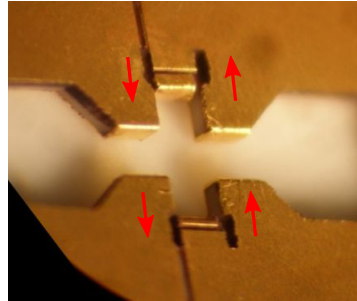


Abbildung 3.4.: Bild der Mittellage. Die Richtung des Stromflusses durch die Spulen ist angedeutet.

dem Keramikträger wurden mit Dickschicht-Technologie Leiterbahnen aufgedruckt, die als elektrische Vakuumdurchführungen dienen. Zur Ansteuerung der Mikrofaller werden neben der RF-Spannung noch 70 DC-Spannungen benötigt. Die Elektromagnete zur Erzeugung des Magnetfeldgradienten und die Atomöfen für ^{171}Yb und ^{172}Yb brauchen insgesamt elf Zuführungen die in der Lage sind Ströme von über 1 A zu liefern. Alle diese elektrischen Zuführungen werden über die gedruckten Leiterbahnen auf dem Keramikträger ins Vakuum geführt. Auf das Design und die Produktion der Mikrofaller, des Keramikträgers und der Atomöfen wird im Rahmen dieser Arbeit nicht weiter eingegangen, ausführliche Informationen finden sich in [33, 36, 40, 45].

In Abbildung 3.5 ist ein Schnitt der ins Vakuumsystem integrierten Mikrofaller zu sehen. Auf der Rückseite der Mikrofaller sind zwei getrennt ansteuerbare isotonenangereicherte Atomöfen für die beiden Ytterbium-Isotope ^{172}Yb und ^{171}Yb installiert. Die nicht von den Ytterbiumionen gestreute Laserstrahlung dringt durch den Fallenschlitz der Mikrofaller, eine entsprechende Öffnung des Keramikträgers und kann anschließend das Vakuumsystem durch ein optisches Fenster verlassen. Von der Detektionsoptik wird das emittierte Lichtfeld kollimiert [47], durch eine austauschbare Einzellinse (nicht abgebildete) wieder fokussiert und kann anschließend mittels eines schwenkbaren Spiegels auf einen Photomultiplier^a oder einer EMCCD-Kamera^b gelenkt werden. Die Ausrichtung der Laser und der Detektionsoptik

^aModel R7518P, Hamamatsu

^biXon^{EM} Blue Kamera, Andor Technology

3. Fallenapparatur

ist motorisiert und wird über Steuerungsprogramme kontrolliert. Beide Systeme können synchron verschoben werden und jeden Bereich des Fallenschlitzes erreichen. In Abbildung 3.6 ist der Fallenschlitz mit durchnummerierten Elektroden zu sehen. Wenn ein großer Magnetfeldgradient gewünscht ist, können die Ionen entweder direkt zwischen den Elektroden 49/50 gefangen oder dorthin transportiert werden. Sofern im Folgenden nichts anderes angegeben ist, erfolgt die Speicherung und Manipulation der Ionen zwischen den Elektroden 19 und 20. Zur Erzeugung der RF-Spannung wird neben einem Frequenzgenerator ein eigens dafür entwickelter Topfkreis genutzt [44].

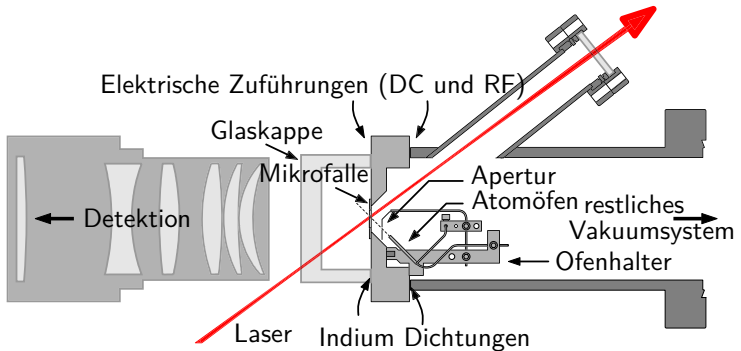


Abbildung 3.5.: Schnitt der in das Vakuumssystem integrierten Mikrofalle. Um den Niederschlag von Ytterbium auf der Mikrofalle zu minimieren, befindet sich eine Apertur vor den Atomöfen. Das Volumen der Glaskappe wird durch den Fallenschlitz gepumpt. Die Zeichnung stammt aus [36].

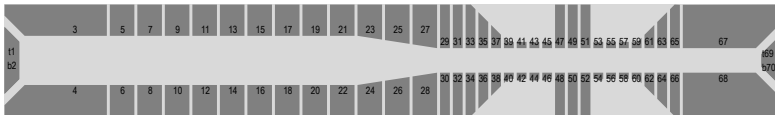


Abbildung 3.6.: Skizze der einzelnen Elektroden der Mikrofallens. Es sind nur die Gleichspannungselektroden gezeigt. Durch Veränderung der Potentiale können die Ionen in der Falle bewegt werden. Die Elektromagnete sind im engen Bereich als helle Flächen angedeutet. Der Fallenschlitz ist 7,4 mm lang, der Abstand zwischen den oberen und unteren Fallenelektroden beträgt 0,5 mm im breiten und 0,25 mm im schmalen Bereich.

3.4. Mikrowellensystem

Zum Anregen des in Abbildung 2.2 gezeigten Mikrowellenübergangs der Hyperfeinaufspaltung des $^2S_{1/2}$ Niveaus muss die Amplitude, Phase, Pulsdauer und Frequenz eines elektromagnetischen Feldes der ungefähren Frequenz 12,6 GHz kontrolliert werden. Dieser Übergang muss dabei nicht nur zum Aufrechterhalten des Laser-Kühlkreislaufs getrieben werden, auch das in Kapitel 5 vorgestellte Qubit ist auf diesem Übergang implementiert. Die Manipulation und Adressierung der einzelnen Qubits erfolgt dabei mit dem Mikrowellensystem. Beim Umschalten der Frequenz während der Manipulation der Qubits darf die Phase nicht beliebig gewählt werden. Der genutzte Signalgenerator (Versatile Frequency Generator - VFG)^c kann in einem Frequenzbereich von 1-150 MHz Impulssequenzen erzeugen und ist in der Lage eine phasenkohärente Frequenzumschaltung durchzuführen. Dabei bleibt die Phaseninformation auch beim Wechseln der Frequenz erhalten (siehe Abbildung 3.7). Das Mikrowellensystem wurde von Timm F. Gloger im Rahmen einer Masterarbeit aufgebaut, für weiterführende Informationen siehe [48]. Das von zwei synchronisierten VFGs erzeugte Informationssignal wird dabei mit einem IQ-Mischer auf ein Trägersignal von 12,568 GHz moduliert. Hierdurch wird das Signal der VFGs in den Frequenzbereich der Hyperfeinaufspaltung des $^2S_{1/2}$ Niveaus gebracht. Der IQ-Mischer ist eine Version von Modulator, der neben der Trä-

^cVersatile Frequency Generator (VFG): In der Arbeitsgruppe selbst entwickelter Signalgenerator, Vertrieb über Toptica Photonics

gerfrequenz zwei um $\pi/2$ zueinander verschobene Nutzsingnale benötigt. Dadurch ist es möglich, beim Mischprozess nur ein Seitenband zu erzeugen. Der Oszillator^d und die VFGs sind dafür auf einen gemeinsamen Rubidium Frequenzstandard^e stabilisiert. Das vom IQ-Mischer erzeugte Singnal wird anschließend auf typischerweise 4 W verstärkt und mit einer Antenne auf den Ort der Ionen gelenkt.

^dMITEQ DCLRO-010-12568-3-15P

^eStanford Research Systems FS725

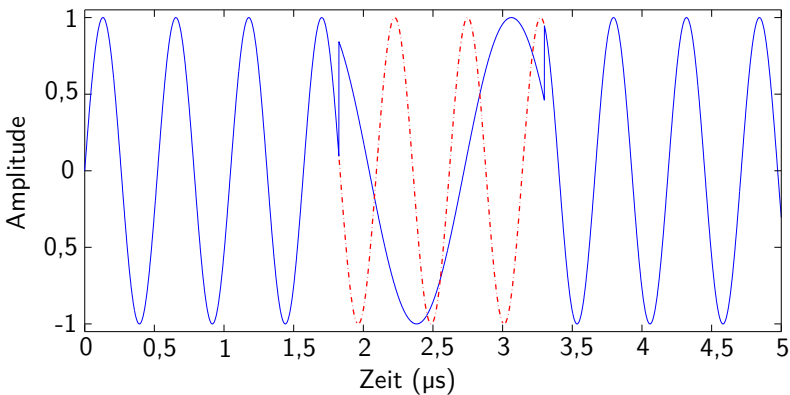


Abbildung 3.7.: Phasenkohärente Frequenzumschaltung: Der Singnalgenerator besitzt eine globale Phase und kann dadurch nach einem Frequenzwechsel ohne Phasenunterschied zur ursprünglichen Schwingung zurückkehren. Der Singnalverlauf ohne Frequenzumschaltung ist rot gestrichelt dargestellt.

3. Fallenapparatur

Die Seitenbandunterdrückung des Mischers, der Ausgangspegel des VFGs und die Verstärkung des Endverstärkers sind frequenz- und phasenabhängig. Für jede Frequenz muss deshalb durch Phasen- und Amplitudenanpassung der VFG-Ausgangssignale die maximale Seitenbandunterdrückung eingestellt werden. Die Ausgangsleistung des Mikrowellensystems ist frequenzabhängig, ausgehend von einer Anpassung von 0 dB bei einer Referenzfrequenz bei 75 MHz kommt es zu Leistungsunterschieden von +0,54 dB bei 65 MHz und -0,45 dB bei 85 MHz. Es ist geplant durch eine Kalibrierungstabelle die Pegel der VFGs automatisch an die Frequenz anzupassen und dadurch eine frequenzunabhängige Ausgangsleistung zu erreichen. Diese Kalibrierungstabelle ist zurzeit (Januar 2015) noch nicht in das Experiment integriert.

4

Laserlichtquellen

Zur Ionisation, Kühlung und Manipulation von Ytterbium-Ionen wird wie zuvor durch das Termschema veranschaulicht elektromagnetische Strahlung verschiedener genau festgelegter Wellenlänge benötigt. Die darüber hinaus gehenden zusätzlichen Anforderungen, zum Beispiel hohe spektrale Strahldichte, geringer Fokusbereich und Kohärenz, lassen sich nur mit Laserlichtquellen erfüllen. Wie in Kapitel 2 beschrieben werden Laser mit Wellenlängen bei 935 nm, 638 nm, 399 nm und 369 nm benötigt. Laserdioden, die bei Raumtemperatur die gewünschte Wellenlänge und Leistung besitzen, sind nur für die ersten drei Wellenlängen erhältlich. Für die Laserstrahlung bei 369 nm sind Laserdioden verfügbar, die auf unter 0°C gekühlt werden müssen um die gewünschte Wellenlänge zu erreichen [49]. Als Alternative und zur Erzeugung von höheren Leistungen existiert ein mehrstufiges Lasersystem, welches unter anderem aus einem frequenzverdoppelten Titan:Saphir-Laser (Ti:Sa-Laser) besteht. Im Folgenden sollen die unterschiedlichen Lasersysteme beschrieben werden.

Da die einzelnen Laseraufbauten ständig angepasst und weiterentwickelt werden, stellt diese Beschreibung eine Momentaufnahme im Frühjahr 2014 dar.

4.1. Diodenlaser

Laserdioden bestehen aus zwei sich berührenden und unterschiedlich dotierten Bereichen eines Halbleiters [50, 51]. Beim Dotieren wird ein geringer Prozentsatz von Fremdatomen in das Kristallgitter eines Halbleiters eingebracht, welche sich an die regulären Positionen des Kristallgitters setzen. Solange die Konzentration der Fremdatome nicht zu hoch ist und die Größe der Atome sich nicht zu sehr von denen des Halbleitermaterials unterscheidet, bleibt das Kristallgitter dabei erhalten. Durch unterschiedliche Elektronenkonfigurationen der Fremdatome gegenüber dem Halbleiter entstehen Bereiche, in denen zu wenig (Akzeptor) oder zu viele (Donator) ungebundene Elektronen als Ladungsträger zur Verfügung stehen. Für Laserdioden wird unter anderem Galliumarsenid (GaAs) als Halbleitermaterial verwendet, welches mit Phosphor (Donator) und Indium (Akzeptor) dotiert wird. An der Grenzschicht zwischen den beiden Dotierungen kommt es durch Diffusion von Elektronen vom Donator- in den Akzeptor-Bereich zu einer Verarmungszone oder Sperrschicht, in der keine freien Ladungsträger vorhanden sind (dieser Bereich wird als p-n-Übergang bezeichnet). Da sich nur die Elektronen bewegen und die Fremdatome an ihrem Platz bleiben, entsteht eine Spannung und damit verbunden ein Feld über der Verarmungszone.

ne, welches der Diffusion entgegenwirkt und so lange ansteigt, bis keine weiteren Elektronen in die Akzeptor-Zone diffundieren. Der eigentliche Laserprozess entsteht durch Rekombination von Elektronen mit Löchern unter Emission eines Photons. Durch das Anlegen eines Stromes in Durchlassrichtung (Pumpstrom) erhöht sich der Anteil der angeregten Elektronen-Loch Paare im Bereich der Grenzschicht. Sobald der Pumpstrom so groß ist, dass die Anzahl der angeregten Elektronen-Loch Paare die der nicht angeregten übersteigt (Besetzungsinversion), wird ein spontan emittiertes Photon durch stimulierte Emission verstärkt und die Lasertätigkeit setzt ein. Der Laserresonator wird von den beiden Endflächen des für die Laserwellenlänge transparenten Halbleiterkristalls gebildet. Diese sind planparallel geschliffen und entsprechen den Endspiegeln eines Festkörper- oder Gas-Lasers. Eine dieser Endflächen ist hoch-reflektierend beschichtet. Durch den hohen Brechungsindex des Halbleitermaterials (GaAs, $n = 3,6$ [51]) hat die andere Grenzfläche eine Reflektivität von etwa $R = [(n-n')/(n+n')]^2 = 32\%$, mit $n' = 1$ für Luft. Eine zusätzliche Beschichtung für diese Auskoppelfacetten ist nicht notwendig. Falls die Laserdiode mit einem externen Resonator betrieben werden soll, kann es notwendig sein, die Auskoppelfacetten mit einer Antireflexbeschichtung

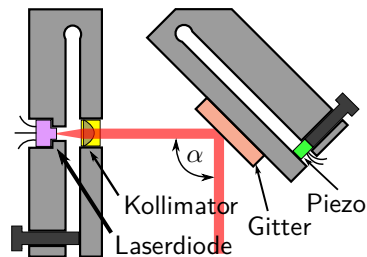


Abbildung 4.1.: Littrow-Anordnung der Laserdiode

4. Laserlichtquellen

zu versehen. Zum Regeln der Wellenlänge werden Laserdioden unter anderem in Littrow-Konfiguration aufgebaut (siehe Abbildung 4.1) [52]. Das Gitter wird hierbei so ausgerichtet, dass die 1. Ordnung der Beugung vom Reflexionsgitter in die Laserdiode zurück reflektiert wird. Das Gitter hat dadurch die Funktion eines wellenlängenabhängigen Auskoppelspiegels und bildet zusammen mit der Rückfacette der Laserdiode einen zweiten, externen Laserresonator. Das aus Stellschraube, Piezokristall und Aluminiumblock bestehende Festkörpergelenk ermöglicht das Drehen des Gitters um den Winkel α . Bei einem fertig eingerichteten und durch die Stellschraube vorgespannten System wird durch Anlegen einer Spannung an den Piezokristall der Winkel zwischen Gitter und Laserdiode geringfügig verändert. Dadurch verschiebt sich das Optimum der Rückkopplung zu einer anderen Laserfrequenz. Das reflektierte Lichtfeld durchläuft das aktive Medium und wird durch stimulierte Emission verstärkt, bevor es von der Endfacette in sich selber reflektiert wird. Die Frequenz des emittierten Lichtfeldes stellt sich so ein, dass die gekoppelten Verstärkungsprofile von Gitter und Laserdiode maximal sind. Hierdurch kann die natürliche Frequenz des freilaufenden Lasers verändert und die gewünschten Wellenlängen (siehe Tabelle 2.1) erreicht werden. Eine genauere Betrachtung zu den gekoppelten Resonatoren findet sich unter anderem in [53]. Je mehr der eingestrahlten Laserleistung in die 1. Ordnung des Gitters gebeugt wird, desto weiter lässt sich die Laserwellenlänge verstimmen. Diesen größeren Durchstimmbereich erkauft man sich allerdings mit einer reduzierten maximalen Laserausgangsleistung. Die in den Datenblättern angegebene Zerstörschwelle der Laserdioden

ist wesentlich von der an der Austrittsfacette der Laserdiode reflektierten Leistung abhängig, es lassen sich hierzu allerdings keine verlässlichen Daten von den Produzenten der Laserdioden bekommen [54]. Die resonatorinterne Leistung P_{in} hängt mit der Ausgangsleistung P_{out} und der Reflektivität des Auskoppelfensters R_{out} über $P_{out} = P_{in} \cdot (1 - R_{out})$ zusammen. Bei gleicher resonatorinterner Leistung beträgt die maximale Ausgangsleistung bei einer Reflektivität des Gitters von 80% nur $1/5$ der freilaufenden Laserdiode. Als ein guter Kompromiss zwischen hoher Ausgangsleistung und weitem Durchstimmbereich, hat sich eine Reflektivität von 20-30% gezeigt. Eine zweite wichtige Eigenschaft des Gitters ist der Winkel, um den das Lichtfeld abgelenkt wird (α in Abb. 4.1). Die Interferenzgleichung des Gitters lautet [55]:

$$m\lambda = 2a_g \sin\left(\frac{\alpha}{2}\right) \quad (4.1.1)$$

mit der Gitterkonstante a_g , dem Ablenkungswinkel α und der Interferenzordnung m . Das Auflösen nach α und Einsetzen von $m = 1$ ergibt:

$$\alpha = 2 \arcsin\left(\frac{\lambda}{2a}\right) \quad (4.1.2)$$

Die Geometrie des Gitterhalters ist auf einen Winkel $\alpha = 90^\circ$ ausgelegt. Bei kleinen Längenänderungen des Piezoelementes bewegt sich das Gitter so, dass dies keine Nachjustage erfordert [52]. Da der gewünschte Gittertyp nicht immer verfügbar ist, müssen Kompromisse bei der Auswahl getroffen werden. Dabei hat sich die Winkelbedingung des Gitters als weniger wichtig als

die Reflektivität erwiesen. Im Folgenden wird exemplarisch der Laseraufbau bei 935 nm genauer beschrieben.

4.1.1. Laseraufbau bei 935 nm

Die einzelnen Laseraufbauten sind räumlich und mechanisch voneinander getrennt und auf optischen Versuchsaufbau-Montageplatten (Breadboards) montiert. Dadurch sind die Laseraufbauten besser gegenüber Schwingungen isoliert und lassen sich problemlos als Ganzes auf dem optischen Tisch verschieben und neu positionieren. In Abbildung 4.2 ist der optische Aufbau des 935 nm Lasers zu sehen. Das Experiment wird ständig weiterentwickelt, optimiert und modifiziert und wird sich im Laufe der Zeit verändern. Der prinzipielle Aufbau bleibt dabei jedoch nahezu gleich, üblicherweise werden nur einzelne Komponenten ausgetauscht und der Strahlengang angepasst. Der im folgenden beschriebene Aufbau beschreibt den Zustand vom Mai 2013.

Neben der elektronischen Ansteuerung ist das Lasersystem nur durch Lichtwellenleiter mit dem restlichen Experimentaufbau verbunden. Die eigentliche Laserdiode nimmt in Abbildung 4.2 nur einen kleinen Bereich ein. Für den besseren Überblick wurde der Aluminiumdeckel der Laserbox abgenommen. Dieser schützt im normalen Betrieb den Laserresonator vor Schall und Luftverwirbelungen. Der Littrow-Aufbau innerhalb der Laserbox besteht aus Laserdiode^a, Kollimator^b und Gitter^c, er ist in Abbil-

^aLaserdiode: Toptica LD-0935-0050-AR-2

^bKollimator: Optima Precision Inc. 336-1027-785

^cGitter: Thorlabs GH13-12u 1200¹/_{mm} UV optimiert

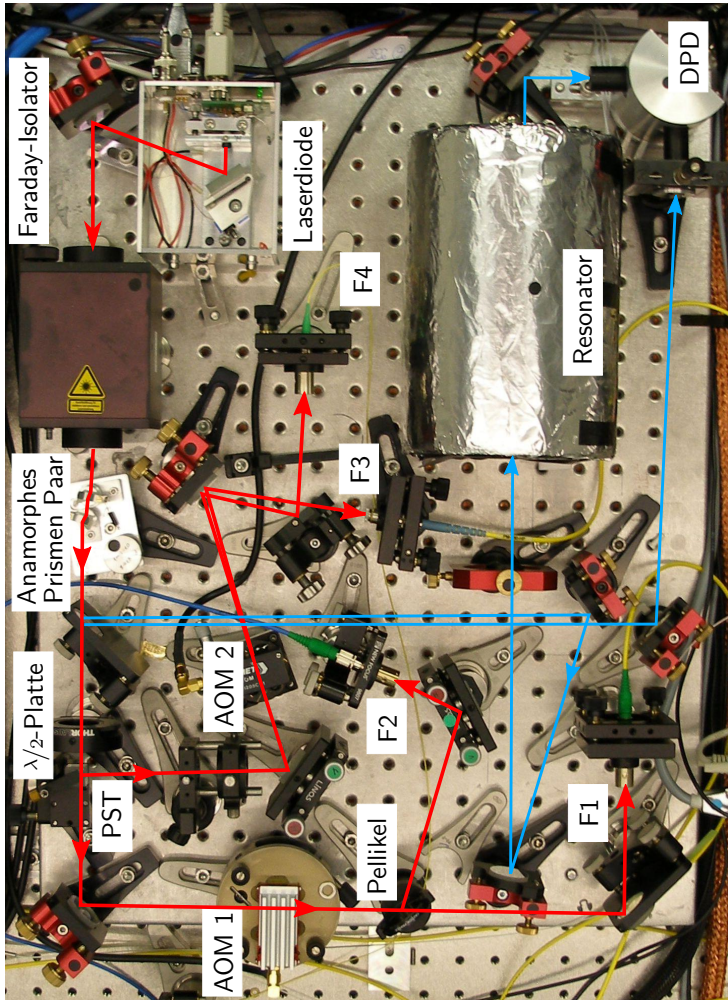


Abbildung 4.2.: Aufbau des Lasersystems bei 935 nm, die Zeichnung wird im Text näher erläutert.

4. Laserlichtquellen

dung 4.1 skizziert. Der Weg des Laserstrahls zum Experiment ist in Abbildung 4.2 mit roten Pfeilen angedeutet, die blauen Pfeile zeigen den Weg der für die Stabilisierung benötigten Laserstrahlung.

Die erste Komponente im optischen Weg ist ein Faraday-Isolator^d. Dieser dämpft das von planen Oberflächen zurück reflektierte Licht um mehr als 30 dB und minimiert dadurch Störungen und Beschädigungen durch einen möglicherweise unbeabsichtigt entstehenden externen Resonator [56]. Das folgende anamorphe Prismenpaar^e dient zur Strahlformung [53]. Diese wird nötig, weil die Austrittsfacette der Laserdiode mit einer Breite von 500 μm und einer Höhe von 100 μm nicht symmetrisch ist. Dadurch hat die emittierte Laserstrahlung bei gleichem Strahlparameterprodukt in den beiden Raumebenen unterschiedliche Divergenzen.

Das Strahlparameterprodukt (SPP) ist eine Kenngröße, mit der sich Laserstrahlen beschreiben lassen, es bleibt auch bei einer Umformung der Strahlparameter erhalten.

$$\text{SPP} = \frac{\Theta w_0}{2} = M^2 \frac{\lambda}{\pi} \quad (4.1.3)$$

Dabei ist Θ der Öffnungswinkel im Fernfeld, w_0 die Strahltaile (Strahlradius im Ursprung oder Fokus) und λ die Wellenlänge. Die Beugungsmaßzahl M^2 beschreibt die Fokussierbarkeit des Laserstrahls, sie wird manchmal auch als Strahlqualität bezeichnet.

^dFaraday-Isolator: Linos FI-660/1100-5 SI

^eAnamorphes Prismenpaar: Thorlabs PS871-B

net [57]. Das SPP ist für beide Ebenen der besprochenen Laserstrahlung gleich. Aus den unterschiedlichen Abmessungen der Austrittsfacette folgen die verschiedenen Strahltaillen und Öffnungswinkel.

Mit dem anamorphen Prismenpaar ist es möglich, eine Achse des durchdringenden Lichtfeldes in seiner Größe zu verändern [58]. Wird der Laserstrahl dadurch in eine nahezu runde Form gebracht, ist aufgrund des Strahlparameterproduktes auch die Divergenz gleich. Die für die Stabilisierung benötigte Auskopplung von Laserstrahlung erfolgt anschließend über eine unbeschichtete Quarzscheibe. Der eine Reflex wird nur einmal umgelenkt, geht durch einen einstellbaren Abschwächer und trifft danach auf eine differenzielle Photodiode (DPD).

Der andere Reflex wird mit Spiegeln umgelenkt und durch eine Linse an das folgende Fabry-Perot-Interferometer (in Abbildung 4.2 als Resonator bezeichnet) modenangepasst. Sobald die Frequenz der Laserdiode resonant zu einer Eigenmoden des Fabry-Perot-Interferometers ist, durchdringt ein Teil des Lichtfeldes dieses und fällt auf den zweiten Detektor der differenziellen Photodiode. Das elektrische Signal der Photodiode dient zum Erzeugen eines Regelsignals, welches auf den das Gitter bewegenden Piezokristall gekoppelt ist. Die beiden Spiegel des Interferometers sind zusammen mit einem Piezokristall auf ein Quarzrohr geklebt und befinden sich in einem temperatur-stabilisierten und luftdicht verschlossenem Gehäuse. Die Frequenzdrift der Eigenmoden dieses optischen Resonators liegt bei etwa 200 kHz/h. Die eigentliche Stabilisierung des Lasers erfolgt auf der Flanke (Side-Of-Fringe) des den Resonator durchdringenden Lichtfeldes

4. Laserlichtquellen

(Airy Peaks). Für eine genauere Beschreibung des Stabilisierung siehe auch [53].

Die nicht für die Stabilisierung benötigte Laserstrahlung durchdringt nach der Auskopplung eine $\lambda/2$ -Platte und fällt anschließend auf einen polarisierenden Strahlteilerwürfel (PST). Durch Drehen der Polarisation der Laserstrahlung mit Hilfe der $\lambda/2$ -Platte ist es möglich, das Verhältnis der Laserleistung in den beiden Ausgängen des PST ohne Strahlversatz einzustellen. Die durch den PST nicht abgelenkte Laserstrahlung fällt auf den akustooptischen Modulator^f (AOM 1). Ein AOM besteht aus einem transparenten Festkörper, in dem durch Schwingungen eines Piezokristalles laufende Schallwellen erzeugt werden, welche eine räumliche Modulation des Brechungsindex bewirken. Ein Laserstrahl wird beim Durchdringen des AOMs an dem durch Dichtemodulation erzeugten optischen Gitter gebeugt. Dabei kommt es abhängig vom Beugungswinkel und der Ausbreitungsrichtung der laufenden Welle zu einer stimulierten Absorption oder Emission eines Phonons [50, 59]. Der gebeugte Anteil der Laserstrahlung wird dadurch um die Antriebsfrequenz des akustooptischen Modulators verschoben, im Falle von AOM 1 sind dies 80 MHz. Der AOM 1 hat darüber hinaus die Funktion eines schnellen optischen Schalters. Wie in Kapitel 6 beschriebenen lässt sich das Lichtfeld des 935 nm-Lasers in den unterschiedlichen Phasen der experimentellen Sequenz (Kühlung, Präparation, Manipulation und Detektion) damit an- oder abschalten. Bei eingeschaltetem AOM 1 befindet sich über 90% der Laserleistung in der 1. Beu-

^fAkustooptischer Modulator: A.A. optoelectronics MT110

gungsordnung. Hinter dem AOM 1 befindet sich ein Pellikel^g mit 20% Reflektivität. Dieses wird bei Bedarf mit einem Magnethalter in den optischen Weg gebracht und koppelt einen Teil des Lichtes über die Faser F2 an einen anderen Experimentaufbau. Der Vorteil eines Pellikels gegenüber einem entsprechend beschichteten Spiegel besteht darin, keinen Strahlversatz des durchdringenden Lichtfeldes zu erzeugen. Demzufolge ist beim Ein- und Ausbau keine Nachjustage des ursprünglichen Strahlverlaufes notwendig. Der nicht abgelenkte Anteil der Laserstrahlung wird direkt in die Faser F1 eingekoppelt und geht von dort zur Überlagerungseinheit (Abb. 4.11: Eingang 2). Um Störungen der Polarisierung und Leistungsschwankungen im Lichtfeld an der Position des Ions zu minimieren, ist die gewählte Glasfaser polarisationserhaltend und besitzt einen Kerndurchmesser in dem sich nur die Grundmode des Lichtfeldes ausbreiten kann (Monomode- oder Singlemode-Faser). Da das Ausgangssignal der Laserdiode noch auf die durch den Faraday-Isolator abgeschwächte rückreflektierte Laserstrahlung reagiert, sind zur Reduzierung des Rückreflexes die Ein- und Auskoppelfacetten der Glasfaser um 8° angeschrägt (APC = angled physical contact). Die vom polarisierenden Strahlteilerwürfel abgelenkte Laserstrahlung wird von einem zweilinsigen Teleskop in einen zweiten mit 80 MHz betriebenen akustooptischen Modulator^h (AOM 2) fokussiert. Bei diesem beträgt die Beugungseffizienz in die erste Ordnung nur etwa 65%. Die erste Ordnung wird durch die Glasfaser F3 zur

^gPellikel Strahlteiler: Thorlabs BP108

^hAkustooptischer Modulator: Isomet 1205C-1

4. Laserlichtquellen

Wellenlängenbestimmung zum Lambdameter (siehe Kapitel 4.4) geschickt. Die ungebeugte Leistung der nicht frequenzverschobenen sogenannten nullten Ordnung geht durch die APC polarisationserhaltende Singlemode-Faser F4 zur Überlagerungsenheit (Abb. 4.11: Eingang 1). Diese Faser ist noch zusätzlich mit einem integrierten elektrooptischen Modulator (EOM) ausgestattetⁱ. Bei einem EOM wird durch ein angelegtes elektrisches Feld eine Veränderung des Brechungsindex eines transparenten Mediums hervorgerufen (Pockels-Effekt)[50]. Je nach Aufbau des elektro-optischen Modulators und den polarisationssensitiven Elementen lässt sich damit die Phase, die Amplitude oder die Polarisation eines durchdringenden Laserstrahls verändern. Der von uns genutzte EOM erzeugt eine Phasenmodulation, durch diese werden der Laserstrahlung bei einem Abstand von 3,07 GHz Seitenbänder aufgeprägt. Dadurch lassen sich beim $^{171}\text{Yb}^+$ gleichzeitig die Übergänge $^2\text{D}_{3/2}, F=1 \leftrightarrow ^3[3/2]_{1/2}, F=0$ und $^2\text{D}_{3/2}, F=2 \leftrightarrow ^3[3/2]_{1/2}, F=1$ treiben (Abb. 2.2). Einige Details zum Einrichten und zur regelmäßig notwendigen Nachjustage des 935 nm Laserdiode-Aufbaus werden im Anhang D erläutert.

ⁱElektrooptischer Modulator: Photline NIR-MPX800-LN-05-P-P-FC-FC at 935 nm Eingangsverbindung zu APC geändert

4.2. Frequenzverdoppelter Titan:Saphir Laser

Neben den Diodenlasern existiert auch ein Festkörperlasersystem, welches zur Erzeugung von Laserstrahlung bei 369 nm dient. Dieses Lasersystem ist in den Aufbau eines anderen Experimentes zum Speichern und Manipulieren von Yb^+ Ionen integriert [24, 60]. Der für unseren Anwendungsfall größte Vorteil von Festkörperlasern ist neben einer Strahlqualität von $M^2 \approx 1,2$ eine höheren Ausgangsleistung. Während die im Mikrofallenexperiment genutzte Laserdiode bei 369 nm eine maximale Ausgangsleistung in der Größenordnung von 10 mW besitzt, ist es möglich, mit dem frequenzverdoppelten Festkörperlaser über 100 mW zu erzeugen. In Abbildung 4.3 sind die Hauptkomponenten des mehrstufigen Lasersystems dargestellt. Zunächst wird durch einen diodengepumpten Festkörperlaser^j eine optische Leistung von 10 W bei einer Wellenlänge von 532 nm erzeugt. Diese Laserstrahlung dient zum Pumpen eines Titan:Saphir-Lasers^k(Ti:Sa-Laser). Als aktives optisches Medium zeichnet sich Titan:Saphir durch eine große Fluoreszenzbandbreite von 670-1070 nm aus [51]. Durch ein frequenzselektives Element im Resonator lässt sich die Wellenlänge der emittierten Strahlung des Ti:Sa-Lasers auf einen beliebigen Wert innerhalb der Fluoreszenzbandbreite einstellen. Die für unseren Anwendungszweck gewählte Wellenlänge beträgt

^jResonator intern frequenzverdoppelter Festkörperlaser(Nd:YVO₄): Coherent Verdi V10

^kCoherent Scotland: MBR110

4. Laserlichtquellen

etwa 738 nm. Zum Schutz vor Rückreflexen und dadurch auftretenden Störungen ist ein Faraday-Isolator¹ als erste Komponente im Strahlengang hinter dem Ti:Sa-Laser platziert. An der darauf folgenden unbeschichteten Glasplatte werden zwei Reflexe ausgekoppelt. Ein Reflex wird zur Wellenlängenbestimmung zum Lambdameter geschickt, der andere dient zur Erzeugung eines Stabilisierungssignals um Langzeitdrifts des Ti:Sa-Lasers zu kompensieren [61]. Der nicht abgelenkte Anteil der Laserstrahlung durchdringt eine $\lambda/2$ -Platte. Diese dient zur Anpassung der Polarisation des Lichtfeldes auf den nichtlinearen optischen Kristall innerhalb des Verdopplungsresonators. Durch ein dreilinsiges Teleskop erfolgt die Modenanpassung des Lichtfeldes auf den

¹Optics for Research (OFR): IO-3-780-HP

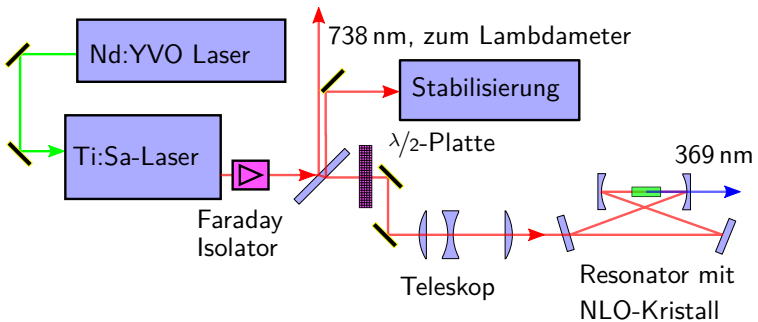


Abbildung 4.3.: Übersicht des Lasersystems zur Erzeugung von 369 nm durch Frequenzverdopplung

Resonator. Das vorhandene System aus Resonator und nicht-linearem optischen Kristall (NLO-Kristall) erzeugt bei 750 mW eingestrahelter Laserleistung der Wellenlänge 738 nm frequenzverdoppelte Laserstrahlung mit einer Leistung von 18 mW [61]. Im Rahmen dieser Arbeit wurde ein neuer Verdopplungsresonator konzipiert und aufgebaut, der eine um den Faktor fünf höhere Ausgangsleistung ermöglicht.

4.2.1. Theorie der Frequenzverdopplung

Das Prinzip der Frequenzverdopplung beruht auf der Erzeugung von harmonischen Oberwellen in einem nichtlinearen optischen Kristall [57]. Die Polarisierbarkeit P lässt sich als Potenzreihe der elektrischen Feldstärke E entwickeln:

$$P = P^{(1)} + P^{(2)} + P^{(3)} = \epsilon_0(\chi^{(1)} E + \chi^{(2)} E^2 + \chi^{(3)} E^3 + \dots) \quad (4.2.1)$$

Für die meisten Materialien und nicht zu hohe Feldstärken ist ein Abbruch nach dem linearen Term gerechtfertigt, dieser Bereich kennzeichnet die klassische lineare Optik. Es gibt Kristalle, die eine relativ hohe Suszeptibilität in der Größenordnung von 10^{-12} m/V für $\chi^{(2)}$ und 10^{-20} m²/V² für $\chi^{(3)}$ besitzen, diese werden als nichtlineare optische Materialien bezeichnet. Effekte zweiter Ordnung wie Frequenzverdopplung, Summenfrequenzmischung oder parametrische Verstärkung werden durch $\chi^{(2)}$ gebildet. An Effekten dritter Ordnung, beruhend auf $\chi^{(3)}$, gibt es unter anderem Frequenzverdreifung, Selbstfokussierung und Brillouin-Streuung (die in Kapitel 4.1.1 beschriebenen AOMs be-

4. Laserlichtquellen

ruhen auf diesem Effekt). Im Weiteren soll die Frequenzverdopplung genauer untersucht werden. Der Tensor $\chi^{(2)}$ lässt sich durch Symmetrieüberlegungen auf eine 3×6 Matrix reduzieren. Wenn die Kristallachsen und die Ausbreitungsrichtung des Lichtfeldes fest sind, lässt sich $\chi^{(2)}$ sogar bis auf den skalaren Parameter d_{eff} reduzieren [62]. Damit lautet der für die Frequenzkonversion interessante Term

$$P^{(2)} = \epsilon_0 d_{\text{eff}} E_0^2 \quad (4.2.2)$$

Dabei ist E_0 der Betrag des elektrischen Feldstärkevektors. Um einen signifikanten Anteil des eingestrahnten Lichtfeldes in der Frequenz zu verdoppeln, ist es notwendig, dass die Phasengeschwindigkeiten von Grund- und Oberwelle nahezu identisch sind. Aufgrund der normalen Dispersion ist dies typischerweise nicht gegeben. In doppelbrechenden Medien ist der Brechungsindex und damit die Phasengeschwindigkeit neben der Frequenz noch von der Richtung und der Polarisation des einfallenden Lichtes abhängig. Das einfallende Licht lässt sich in einem optisch einachsigen Kristall in einen ordentlichen und einen orthogonal dazu linear polarisierten außerordentlichen Strahl aufteilen. Der Brechungsindex des ordentlichen Strahles (n_o) ist unabhängig vom Einstrahlwinkel. Beim außerordentlichen Strahl ist der Brechungsindex ($n_a(\theta)$) abhängig vom Winkel θ zwischen der optischen Achse des Kristalls und der Ausbreitungsrichtung des eingestrahnten Lichtfeldes [61, 63].

$$\frac{1}{n_a^2(\theta)} = \frac{\cos^2(\theta)}{n_o^2} + \frac{\sin^2(\theta)}{n_a^2} \quad (4.2.3)$$

Hierbei ist n_o der Brechungsindex der optischen Achse und n_a der Brechungsindex bei $\theta = 90^\circ$. In Abhängigkeit vom sogenannten Phasenangepassungswinkel θ kann bei einem außerordentlichen Strahl demnach der Brechungsindex zwischen den beiden Extremen n_o und n_a variiert werden. Ist der maximale Brechungsindex beim außerordentlichen Strahl n_a größer als der Brechungsindex beim ordentlichen Strahl n_o , so spricht man von einem optisch negativen Kristall, andernfalls wird der Kristall als optisch positiv bezeichnet. Um eine Phasenangepassung zu erreichen, muss es möglich sein, identische Brechungsindizes von Grundwelle (ω) und frequenzverdoppelter Strahlung (2ω) über eine Winkelangepassung zu erreichen. Dabei ist es unerheblich, welches der beiden Lichtfelder als außerordentlicher Strahl polarisiert ist.

Neben den hier besprochenen einachsigen nichtlinearen Kristallen existieren auch optisch mehrachsige Kristalle. Auf die grundsätzliche Vorgehensweise bei der Phasenangepassung hat das keine Auswirkung, jedoch wird die Gleichung zur Bestimmung der Brechungsindizes komplexer. Im Gegensatz zu einachsigen Kristallen (Gleichung 4.2.3) müssen mehrere Winkel beachtet werden und es existiert kein ordentlicher Strahl mehr. Die hier beschriebene Technik der Phasenangepassung wird als Typ 1 bezeichnet. Daneben existiert noch die Möglichkeit, die Grundwelle so zu polarisieren, dass sie in einen ordentlichen und einen außerordentlichen Teil aufspaltet (Typ 2). Bei einigen Kombinationen von nichtlinearen Kristallen und Wellenlängen ist es möglich, die Phasenangepassung über die Temperatur vorzunehmen. Dabei wird die unterschiedliche Änderung der Brechungsindizes der Grund- und Oberwelle bei Temperaturänderungen ausgenutzt. Ein be-

kanntes Beispiel für diese Art der Phasenanpassung ist die Frequenzkonversion von 1064 nm auf 532 nm mit dem nichtlinearen optischen Kristall Lithiumtriborat (LBO). Die weiter oben diskutierte Phasenanpassung über Winkel wird auch als *kritische* und die Anpassung über die Temperatur als *nicht kritische* Phasenanpassung bezeichnet. Zusätzlich existiert noch die sogenannte Quasi-Phasenanpassung: hier findet keine eigentliche Phasenanpassung statt. Es wird ein für die gewünschte Frequenz gezüchteter periodisch polarisierter nichtlinearer Kristall genutzt, wodurch trotz fehlender Phasenanpassung eine hohe Konversionseffizienz erreicht wird [57, 64].

Optimierung der Konversionseffizienz

In der grundlegenden Arbeit von Boyd und Kleinman [65] über die harmonische Wechselwirkung von fokussierten Gaußschen Strahlen wird die Konversionseffizienz für einen gegebenen nichtlinearen optischen Kristall optimiert. Das CGS-Einheitensystem aus dem originalen Boyd und Kleinman Paper ist in [64] auf SI-Einheiten umgeformt, im Folgenden wird immer im SI-System gerechnet. Als elektrisches Feld der Grundwellenlänge innerhalb des Kristalls wird ein Gauß-Strahl angenommen und es zeigt sich, dass das erzeugte frequenzverdoppelte Lichtfeld ebenfalls ein gaußförmiges Strahlprofil hat. Die Idee von Boyd und Kleinman besteht darin, den Kristall gedanklich in infinitesimal dünne Scheiben zu schneiden und innerhalb jeder Scheibe die Interaktion von Grundwelle und frequenzverdoppeltem Lichtfeld mit dem nichtlinearen optischen Kristall zu betrachten. Die Berech-

nung wird erschwert durch die Fokussierung des Grundstrahls und das Auseinanderlaufen von Grund- und Oberwelle aufgrund der Propagation entlang unterschiedlichen Kristallachsen in dem doppelbrechenden Material (engl.: Walk-Off) [63]. Mit folgenden Parametern

$\alpha_{1,2}$	Absorptionskoeffizient von Grund- bzw. zweiter harmonischer Oberwelle
$\alpha' := \alpha_1 - 1/2 \alpha_2$	effektiver Absorptionskoeffizient
l_0	Geometrische Länge des nichtlinearen optischen Kristalls
$h(*)$	Boyd-Kleinman Faktor
η_{SHG}	Konversionseffizienz

bekommt Gleichung 4.2.2 die Form:

$$P^{(2)} = \frac{16\pi^2 d_{\text{eff}}^2}{\epsilon_0 c \lambda_\omega^3 n_\omega n_{2\omega}} l_0 e^{-\alpha' l_0} h(*) [P^{(1)}]^2 \quad (4.2.4)$$

oder

$$P^{(2)} = \eta_{SHG} [P^{(1)}]^2$$

Bis auf den Boyd-Kleinman Faktor $h(*)$ sind durch die Wahl von Wellenlänge und Kristallorientierung alle anderen optimierbaren Parameter vorgegeben. Wird noch eine Näherung aufgrund vernachlässigbarer Absorption ($\alpha' \approx 0$) gemacht und die Fokussposition in die Kristallmitte gesetzt [66], so ist der Boyd-Kleinman Faktor $h(*)$ bis auf den Kristallparameter B_K und die Fokusstärke ξ bestimmt $h(*) = h(B_K, \xi)$ [64, 67]. Der Kristallparameter

4. Laserlichtquellen

B_K ist definiert als

$$B_K = \rho \frac{\sqrt{l_0 k_\omega}}{2} \quad (4.2.5)$$

Mit dem Walk-Off Winkel ρ und dem Wellenvektor $k_\omega = 2\pi n_\omega / \lambda_\omega$. Die Fokusstärke ist definiert als

$$\xi = \frac{l_0 \lambda_\omega}{2\pi n_\omega w_0^2} \quad (4.2.6)$$

Der Durchmesser des Fokus eines runden Gauß-Strahls mit radialer Intensitätsverteilung $I(r) = I_0 e^{-2r^2/w_0^2}$ beträgt $2w_0$. Dieser Gauß-Strahl lässt sich durch den konfokalen Parameter

$$b = \frac{2\pi n_\omega w_0^2}{\lambda_\omega} \quad (4.2.7)$$

charakterisieren. Damit lässt sich die Fokusstärke auch schreiben als: $\xi = l_0/b$. Der Winkel, unter dem der Gauß-Strahl divergiert, beträgt

$$\theta_0 = \frac{\lambda_\omega}{\pi n_\omega w_0}. \quad (4.2.8)$$

Der Boyd-Kleinman Faktor $h(B_K, \xi)$ ist ein numerisch lösbares Integral, das noch auf die Fokusstärke ξ optimiert werden muss. In [68] wird eine analytische Methode zur Berechnung von $h(B_K, \xi)$ vorgestellt, welche die Ergebnisse von Boyd und Kleinman nahe der maximalen Konversionseffizienz näherungsweise wiedergibt. Die Lösungen für die optimale Fokusstärke ξ_m lautet

$$\xi_m(B_K) = \frac{2,84 + 1,39B_K^2}{1 + 0,1B_K + B_K^2} \quad (4.2.9)$$

Mit Gleichung 4.2.6 lässt sich daraus die Größe der optimalen Strahltaile im Kristall bestimmen. Bei optimaler Strahltaile lautet die Lösung des maximalen Boyd-Kleinman Faktors

$$h_m(B_K) = \frac{1,068}{1 - 0,7\sqrt{B_K} + 1,62B_K} \quad (4.2.10)$$

Damit sind sowohl die Konversionseffizienz wie auch der optimale Fokussdurchmesser innerhalb des nichtlinearen optischen Kristalls nur noch von Kristallparametern abhängig.

4.2.2. Unterschiedliche nichtlineare optische Kristalle

Es stehen zwei unterschiedliche nichtlinearen optische Kristalle für die Frequenzkonversion von 738 nm auf 369 nm zur Verfügung. Ein β -Barium Borat Kristall (β -BaB₂O₄, oftmals als BBO abgekürzt) und ein Bismuth Triborat Kristall (BiB₃O₆). Das β -Barium Borat ist ein gut bekanntes und untersuchtes Material für die Frequenzkonversion im für uns wichtigen Wellenlängenbereich [64]. Das Bismuth Triborat wurde bis jetzt noch nicht für diesen Zweck genutzt. Versuche mit gepulsten Laserstrahlen zeigen im Wellenlängenbereich um 370 nm allerdings gute Ergebnisse [69]. Der nichtlineare optische Koeffizient des BiB₃O₆ ist größer als der des β -Barium Borat (siehe Tabelle 4.1), trotz der größeren Absorption sollte eine hohe Frequenzkonversion möglichen sein. Der BiB₃O₆-Kristall wird erstmals als nichtlineares optisches Medium für die Frequenzkonversion von Laserstrahlung bei einer Wellenlänge von 369,5 nm im Dauerstrich Betrieb

4. Laserlichtquellen

untersucht, um eine Alternative zu den gängigen nichtlinearen Materialien Lithiumtriborat (LBO), β -Barium Borat (BBO) und Kaliumtitanylphosphat (KTP) aufzuzeigen [70].

Beide Kristalle wurden so geschliffen, dass bei senkrechtem Einfall des Lichtfeldes Phasenanpassung möglich ist. Zusätzlich wurden sie mit einer Antireflexbeschichtung für die Grund- und Oberwelle versehen. In Tabelle 4.1 sind einige wichtige Eigenschaften der Kristalle aufgeführt. Mit diesen Kristalldaten ergeben sich folgende Werte für den Parameter B_K (Gleichung 4.2.5)

$$\begin{aligned} B_{K,\text{BiB}_3\text{O}_6} &= 11,3 \\ B_{K,\text{BBO}} &= 13,5 \end{aligned} \quad (4.2.11)$$

Daraus lassen sich mit Gleichung 4.2.9 zunächst die optimalen Fokusstärken ξ_m für den Betrieb der beiden Kristalle und mit Gleichung 4.2.6 die für die weiterführenden Dimensionierung des

		BiB ₃ O ₆	β -BaB ₂ O ₄
Brechungsindex	$n_{738\text{ nm}}$	1,88	1,66
Geometrische Länge	$l_0(\text{mm})$	4,4	10
Nichtlin.-opt. Koeffizient	$d_{\text{eff}}10^{-12}(\text{m/V})$	2,60	1,98
Walk-Off Winkel	ρ (mrad)	85,0	72,1
Absorptionskoeffizient	$\alpha_{738\text{ nm}}(\text{cm}^{-1})$	0,028	0,003
	$\alpha_{369\text{ nm}}(\text{cm}^{-1})$	0,062	0,040

Tabelle 4.1.: Einige ausgesuchte Eigenschaften der verwendeten nichtlinearen optischen Kristalle. Die Länge wurde gemessen, die restlichen Daten stammen aus [70, 71]

Verdopplungsresonator benötigten Strahlradien im Fokus (w_0) bestimmen.

$$\begin{aligned}\xi_{m,\text{BiB}_3\text{O}_6} = 1,389 &\Rightarrow w_{0,\text{BiB}_3\text{O}_6} = 14,1 \mu\text{m} \\ \xi_{m,\text{BBO}} = 1,388 &\Rightarrow w_{0,\text{BBO}} = 22,6 \mu\text{m}\end{aligned}\quad (4.2.12)$$

Die Boyd-Kleinman Faktoren bei optimaler Fokusstärke betragen (Gleichung 4.2.10)

$$\begin{aligned}h_{m,\text{BiB}_3\text{O}_6} &= 0,063 \\ h_{m,\text{BBO}} &= 0,053\end{aligned}\quad (4.2.13)$$

4.2.3. Simulation des Verdopplungsresonators

Durch eine resonante Überhöhung der Leistung in der Grundwelle lässt sich die Effizienz der Frequenzverdopplung erhöhen (Gl. 4.2.4). Die dafür genutzte Resonatorgeometrie eines gekreuzten Ringresonators (Abbildung 4.4) wird als *Bow-Tie-Konfiguration* bezeichnet [57]. Im Gegensatz zu einem normalen Stehwellenresonator durchläuft das Lichtfeld den Ringresonator in nur einer Richtung, wodurch die Auskopplung der erzeugten frequenzverdoppelten Strahlung ebenfalls in nur einer Richtung erfolgt [57, 63].

Durch Reflexionen an den Facetten des nichtlinearen Kristalls kann es neben der offensichtlichen Erhöhung von Leistungsverlusten noch zur Entstehung eines entgegengesetzt laufenden Lichtfeldes kommen. Dieses Lichtfeld trägt nicht zur Verdopplungseffizienz bei, die erzeugte frequenzverdoppelte Strahlung tritt an einer anderen Stelle aus dem Resonator aus. Zusätzlich

4. Laserlichtquellen

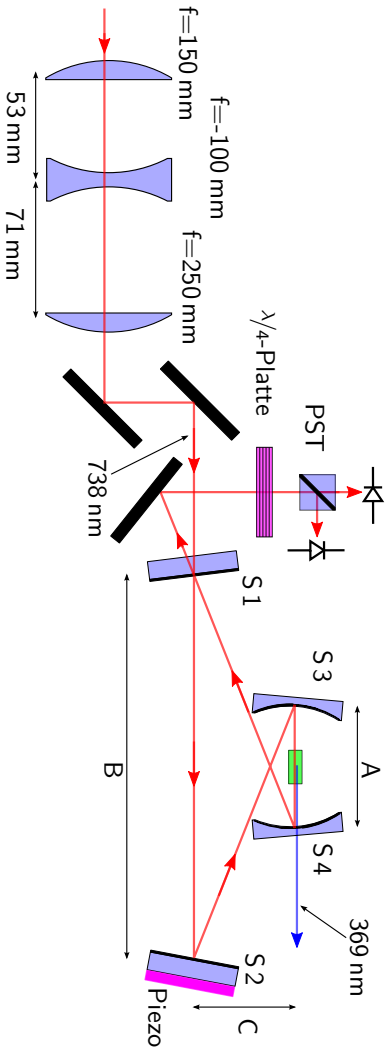


Abbildung 4.4.: Skizze des Verdopplungsresonators, des Teleskopes für die Modenanpassung und des optischen Teils der Stabilisierung. Die Längenangaben des Teleskopes sind für den Betrieb mit dem BBO-Kristall berechnet

kann durch einen Austritt der Grundwelle aus dem Einkoppel-
fenster des Ringresonators ein Teil des Lichtfeldes in den Pump-
laser zurückgestrahlt werden und diesen stören. Die Facetten der
beiden nichtlinearen Kristalle sind aus diesem Grund mit einer
Antireflex-Beschichtung versehen, die Zerstörschwelle der Be-
schichtung des β -BaB₂O₄-Kristalls^m liegt bei über 10 MW/cm².
Neben den in 4.2.12 berechneten optimalen Strahlradien im Fo-
kus stellt die Zerstörschwelle der Beschichtung die einzige wei-
tere Größe dar, die bei der Bestimmung der Resonatorgeometrie
beachtet werden muss.

Als Krümmungsradius der beiden Hohlspiegel wurde 50 mm
gewählt, dadurch ist zwischen den Hohlspiegeln genügend Platz
für den Positionierungstisch des Kristallhalters und gleichzeitig
lässt sich ein mechanisch stabiler und kompakter Aufbau des Re-
sonators erreichen. Ausgehend vom Strahlradius im Fokus inner-
halb des nichtlinearen Kristalls wird mit dem ABCD-Matrizen-
Formalismus [57] die Strahlpropagation innerhalb des Resonators
berechnet (siehe Anhang B). Für eine stabile Resonatormode
muss sich das Lichtfeld nach einem Umlauf in sich selber abbil-
den.

Aufgrund der gewählten Bow-Tie Resonatorgeometrie müs-
sen die optischen Achsen der Spiegel gegenüber der Ausbrei-
tungsrichtung des Lichtfeldes verkippt werden (siehe Abbildung
4.4). Durch den schrägen Lichteinfall auf die beiden Hohlspie-
gel S3 und S4 kommt es zu Astigmatismus, wodurch sich die

^mTelefonische Auskunft des Kristalldistributors Eckhart Döhler, Döhler
Elektrooptik GmbH

4. Laserlichtquellen

Resonatormoden in der sagittalen und meridionalen Ebene unterscheiden [63]. In Abbildung 4.5 ist die Strahltaille innerhalb des β -BaB₂O₄-Kristalls für unterschiedliche Abstände der konkaven Spiegel dargestellt. Als Arbeitspunkt dieses Resonatoraufbaus wird 58 mm gewählt, dadurch befindet man sich in der Mitte des stabilen Bereichs wo die Strahltaillen für die sagittale und meridionale Ebene in etwa gleich groß sind und zusätzlich kleine Abweichungen der Spiegelabstände die Strahltaillen nur geringfügig verändern. Der genaue Abstand der planen Spiegel zeigt

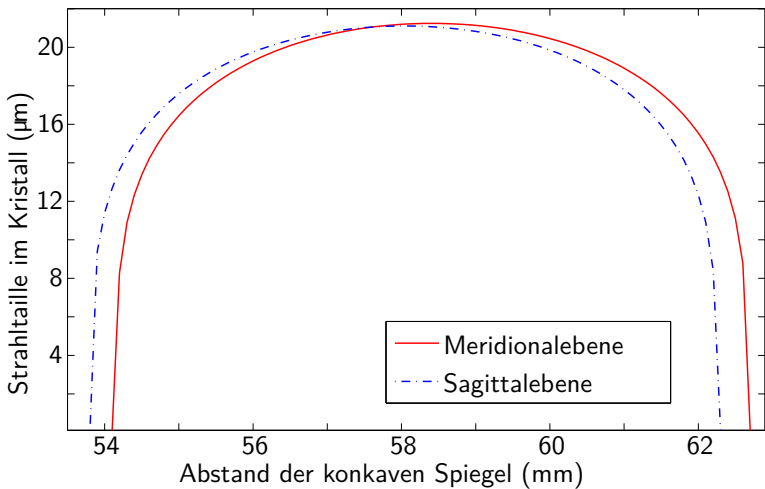


Abbildung 4.5.: Strahltaille im nichtlinearen optischen Kristall BBO, der Abstand der planaren Spiegel beträgt 140 mm.

	A	B	C
BBO	58	140	16
BiB ₃ O ₆	54	320	20

Tabelle 4.2.: Spiegelabstände der unterschiedlichen Resonatoraufbauten, alle Längen in mm. Die Strecken sind in Abbildung 4.4 definiert.

sich hierbei weniger kritisch als derjenige der konkaven Spiegel. Die aufgrund des mechanischen Aufbaus am besten erzielbaren Strahltaillen von $21,2 \mu\text{m}$ für $\beta\text{-BaB}_2\text{O}_4$ und $15,1 \mu\text{m}$ für BiB_3O_6 weichen von den optimalen um weniger als 8% ab. Die dadurch zu erwartende Reduzierung der maximalen Konversionseffizienz liegt bei unter 6% [64, 65, 67]. Die berechneten Spiegelabstände sind in Tabelle 4.2 angegeben, die Strecken sind in Abbildung 4.4 definiert.

Der Strahlradius der Grundmode des Ringresonators für die berechneten Spiegelabstände beim $\beta\text{-BaB}_2\text{O}_4$ -Kristall ist in Abbildung 4.6 gezeigt. Es sind zwei Strahltaillen zu erkennen, die bereits diskutierte mit einem Strahlradius von $21,2 \mu\text{m}$ innerhalb des nichtlinearen Kristalls und eine zweite, die mit etwa $200 \mu\text{m}$ nicht ganz zehn mal so groß ist. An den Positionen bei 0 cm und etwa 34 cm ändert sich der Divergenzwinkel der Resonatormode sprunghaft, da sie hier an den Konkavspiegeln reflektiert wird. Die planen Spiegel haben keinen Einfluss auf die Divergenz der Eigenmode. Durch den symmetrischen Aufbau des Resonators befindet sich die zweite Strahltaille mittig zwischen den beiden planen Spiegeln, auf diese erfolgt die Modenanpassung des

4. Laserlichtquellen

Titan:Saphir-Lasers. Die dafür benötigten Strahlparameter des Ti:Sa-Lasers sind in Tabelle 4.3 angegeben, sie wurden mittels einer beweglichen Schneide am Austrittsfenster des Lasergehäuses bestimmt [72]. Für die Modenanpassung wird ein dreilinsiges Teleskop verwendet, die Auswahl der Spiegel und die Berechnung

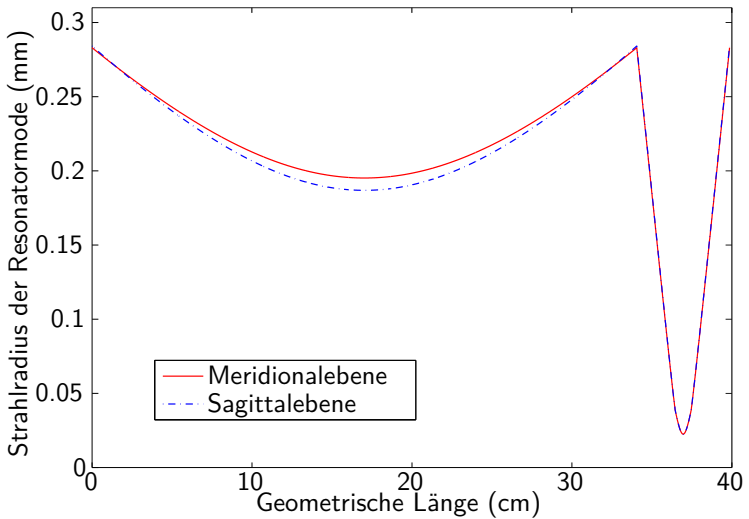


Abbildung 4.6.: Strahlradius der Resonatormode mit dem BBO-Kristall und den Spiegelabständen 58 mm (konkave Spiegel) und 140 mm (plane Spiegel). Anfangs- und Endpunkt des Graphen ist der Auskoppelspiegel des Resonators (S4 in Abb. 4.4).

Strahlparameter Ti:Sa-Lasers	
Strahlradius w_z	0,41 mm
Divergenz θ	0,64 mrad
Strahlqualität M^2	1,09

Tabelle 4.3.: Am Austrittsfenster des Titan:Saphir-Lasers mit einer beweglichen Schneide gemessene Strahlparameter.

der Abstände erfolgt mit Zemaxⁿ. Bei der Anpassung des Teleskopes auf den Verdoppler mussten die berechneten Abstände noch angepasst werden. In Abbildung 4.4 sind die ausgewählten Linsen sowie die optimierten Werte für den β -BaB₂O₄-Kristall angegeben, der Abstand von der Hauptebene der letzten Linse bis zur Strahltaile der Resonatormode beträgt 275 mm. Der aufgrund des schrägen Einfalls auf die konkaven Spiegel auftretende Astigmatismus wird von dem Teleskop zur Modenanpassung nicht berücksichtigt, die Anpassung erfolgt auf den Mittelwert der sagittalen und meridionalen Ebene. Die Qualität der Modenanpassung wird durch η_{Ma} bezeichnet und bei der Diskussion der Messergebnisse mit dem β -BaB₂O₄-Kristall bestimmt.

4.2.4. Temperaturanpassung der nichtlinearen Kristalle

Bei der Phasenanpassung durch Ausrichtung der Kristallwinkel ist eine hohe Temperaturstabilität des nichtlinearen Kristalls nicht

ⁿZemax (2003) ist ein kommerzielles Programm zur Berechnung von optischen Systemen, Hersteller ist Radiant Zemax

4. Laserlichtquellen

erforderlich [64]. Innerhalb eines externen Resonators muss die Kristalltemperatur allerdings geregelt werden, da ansonsten Reflexionen an den Kristallfacetten die Leistungsüberhöhung beeinträchtigen. Trotz der Antireflexbeschichtung der Kristallfacetten dürfen die Reflexionsverluste an diesen nicht vernachlässigt werden. Die beiden planparallelen Oberflächen bilden ein resonatorinternes Etalon mit einem Modenabstand $\Delta\lambda$ von [73],

$$\Delta\lambda = \frac{\lambda_\omega^2}{2n_\omega l_0} = 0,016 \text{ nm.} \quad (4.2.14)$$

Der nichtlineare Kristall (in den folgenden Berechnungen und Graphen wird immer der β -BaB₂O₄-Kristall genutzt) ist auf einem Peltier-Element befestigt, mit dem sich die Temperatur anpassen lässt. Als Sensor für die Temperaturmessung und Stabilisierung dient ein temperaturabhängiger Widerstand (PT1000). Hierdurch ist es möglich, die optische Länge ($n_\omega l_0$) des Kristalls so weit zu verändern, dass sich die beiden Reflexe der Facetten gegenseitig auslöschen. Die Frequenzänderung in Abhängigkeit zur Temperaturänderung eines Etalons ist gegeben durch [74]:

$$\frac{\partial\nu}{\partial T} = \frac{c}{\lambda_\omega} \left(\frac{1}{n_\omega} \frac{\partial n}{\partial T} + \alpha_n \right) \quad (4.2.15)$$

Der Ausdehnungskoeffizient des β -BaB₂O₄-Kristalls entlang der Ausbreitungsrichtung des Lichtfeldes α_n beträgt $28 \cdot 10^{-6} \text{ K}^{-1}$ und die Temperaturabhängigkeit des Brechungsindex $\partial n / \partial T$ liegt bei $-16,6 \cdot 10^{-6} \text{ K}^{-1}$ [71].

Damit ergibt sich ein $\partial\nu/\partial T$ von $7,32 \text{ GHz/K}$ und daraus folgend eine Wellenlängenänderung in Abhängigkeit zur Temperaturänderung im Bereich des Arbeitspunktes von $\partial\lambda/\partial T = 0,0133 \text{ nm/K}$.

Im ungünstigsten Fall muss die optische Länge um $\Delta\lambda/2$ verändert werden, damit es von konstruktiver zu destruktiver Interferenz kommt. Daraus ergibt sich eine Abschätzung der benötigten Temperaturänderung von 0,60 K, um von einem Minimum zu einem Maximum zu kommen.

In Abbildung 4.7 a) ist die normierte Ausgangsleistung der frequenzverdoppelten Strahlung (Harmonische) in Abhängigkeit zur Kristalltemperatur zu sehen. Der Resonator wurde zwischen den einzelnen Messwerten nicht optimiert. Die an die Messergebnisse angepasste quadratische Transmissionsfunktion eines Fabry-Perot Interferometers zeigt eine gute Übereinstimmung mit den Messwerten. Die gemessene Temperaturdifferenz zwischen einem Minimum und einem Maximum der Leistung beträgt 0,65 K, was in sehr guter Übereinstimmung mit dem berechneten Wert (0,60 K) ist. In Abbildung 4.7 b) ist die durch Reflexion am Kristall verursachte, im Resonator in Gegenrichtung laufende Leistung der Grundwelle zu sehen. Die Messkurve ist in guter Übereinstimmung mit der erwarteten Reflektivität eines Fabry-Perot Interferometers. Für die Messung der Grundwelle in Gegenrichtung wurde die durch den Spiegel S3 (Abbildung 4.4) transmittierte Leistung gemessen.

Neben der Reduzierung der Frequenzkonversion kommt es bei der Fehlanpassung der Kristalltemperatur noch zu einem Rückreflex des Verdopplungsresonators in den Titan:Saphir Laser. Der installierte Faraday-Isolator schwächt diesen Rückreflex zwar um 30 dB ab, für einen stabilen Betrieb sollte dieses trotzdem vermieden werden.

4. Laserlichtquellen

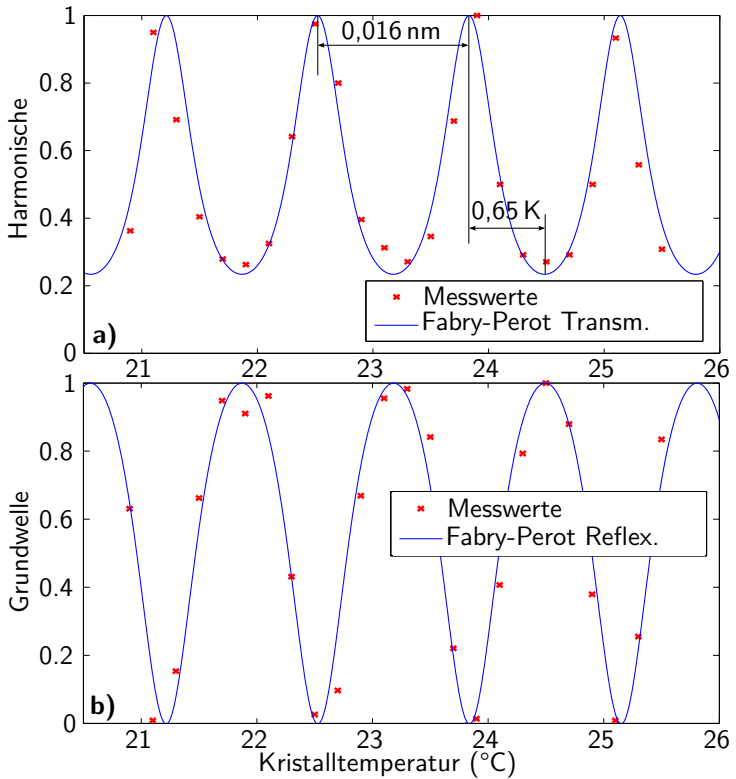


Abbildung 4.7.: Die normierten Ausgangsleistungen der frequenzverdoppelten Strahlung (Harmonische) und der in Gegenrichtung laufenden Grundwelle in Abhängigkeit zur Kristalltemperatur.

4.2.5. Messergebnisse des Verdopplungsresonators

Die Ergebnisse der unterschiedlichen Resonatoraufbauten für die untersuchten nichtlinearen Kristalle (β -BaB₂O₄ und BiB₃O₆) unterscheiden sich grundlegend voneinander und werden im folgenden getrennt diskutiert.

Frequenzkonversion mit BBO

Neben hochreflektierenden konkaven und planen Spiegeln (S2-S4 in Abbildung 4.4) stehen Einkoppelspiegel (S1) mit den Reflektivitäten (R) 96,69%, 97,99%, 98,28% und 99,10% für den Aufbau des Resonators zur Verfügung^o. Für die Auswahl des am besten geeigneten Spiegels wird der Resonatoraufbau zunächst optimiert und anschließend die Finesse (F) und die Höhe der frequenzkonvertierten Strahlung im Resonanzfall gemessen. Dafür wird die Länge des Resonators durch Anlegen einer veränderlichen Spannung an den Piezo-Kristall unter dem Resonatorspiegel S2 verändert und die transmittierte Leistung bei 369 nm mit einer Photodiode gemessen.

Die Intensität der Grundwelle im Inneren des Ringresonators ändert sich dabei als Funktion der Resonatorlänge mit [57]

$$I_{int} = \frac{I_{max}}{1 + \left(\frac{2F}{\pi}\right)^2 \sin^2\left(\frac{\pi\nu}{\nu_{FSR}}\right)} \quad (4.2.16)$$

^oDie hochreflektierenden Spiegel wurden von der Layertec GmbH beschichtet, die Einkoppelspiegel von Dieter Barlösius, Universität Hamburg

4. Laserlichtquellen

Einkoppeltspiegel	Finesse	Airy-Peak Höhe
96,69%	95	0,89 V
97,99%	170	2,51 V
98,28%	191	3,43 V
99,10%	298	2,29 V

Tabelle 4.4.: Frequenzkonversion und Finesse in Abhängigkeit der Reflektivität des Einkoppelspiegels.

dabei ist ν die Frequenz des eingestrahnten Lichtfeldes und F die Finesse des Resonators. Durch $\nu_{\text{FSR}} = c/L_{\text{res}}$ (mit der Resonatorlänge L_{res}) wird der freie Spektralbereich beschrieben. Diese Abhängigkeit der internen Intensität von der Resonatorlänge wird auch als Airy-Funktion bezeichnet. Abbildung 4.8 zeigt die Airy-Funktion und die Piezo-Kristall Spannung eines optimierten Verdopplungsresonators. Zum Bestimmen der Finesse wird der Freie Spektralbereich (ν_{FSR}), der Wellenlängenabstand zwei aufeinander folgender Moden und die Halbwertsbreite (δ_ν) der einzelnen Resonanzen benötigt. Die Finesse ist gegeben durch

$$F = \frac{\nu_{\text{FSR}}}{\delta_\nu} \quad (4.2.17)$$

In Tabelle 4.4 sind die Finesse und die mittels einer Photodiode gemessene Höhe der frequenzkonvertierten Leistung (die „Airy-Peaks“) angegeben. Die Höhe der Airy-Peaks ist dabei direkt proportional zur erzielbaren Frequenzkonversion. Der Einkoppelspiegel mit einer Reflektivität von 98,28% zeigt hier das höchste Ergebnis und wird für die weitere Untersuchung ausgewählt. Die

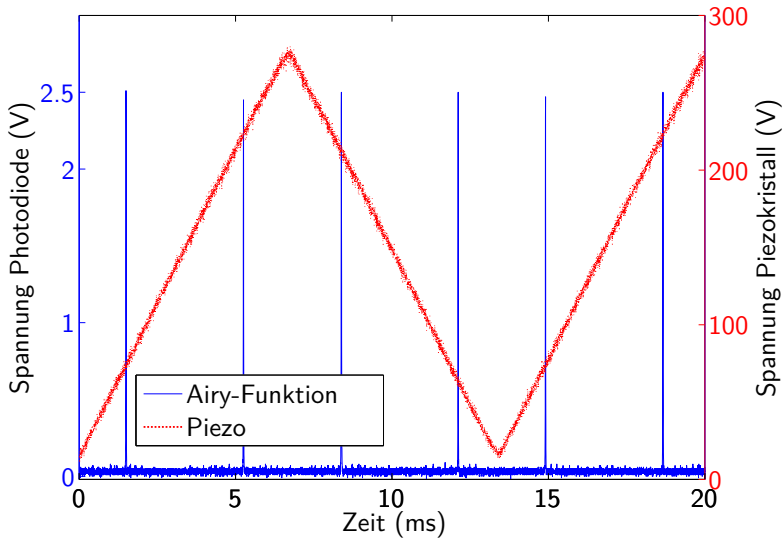


Abbildung 4.8.: Die Airy-Funktion (Gleichung 4.2.16) der frequenzkonvertierten Strahlung und die Spannung am Piezo-Kristall sind als Funktion der Zeit aufgetragen. Das Fehlen von kleineren Nebenmaxima bei der Airy-Funktion deutet auf eine gute Modenanpassung hin [57].

Finesse eines Ringresonators ist definiert als [75]:

$$F = \frac{\pi \sqrt[4]{RV}}{1 - \sqrt{RV}}. \quad (4.2.18)$$

Der Anteil der Leistung, der nach einem Umlauf noch vorhanden ist, wird durch V beschrieben. Dabei ist $V = 1 - L$, wobei L

alle Verluste innerhalb des Resonators ohne den Einkoppelspiegel beschreibt (Reflektivitäten der anderen drei Spiegel, Absorption und Umwandlungsverluste innerhalb des nichtlinearen Kristalls). Mit der Reflektivität des Einkoppelspiegels von $R = 98,28\%$ und einer Finesse von $F = 191$ ergibt sich der Verlust eines Durchlaufs im Bereich des Arbeitspunktes von $L = 0,0154$. Die resonante Überhöhung (N) eines Resonators beschreibt, wie oft ein Photon durchschnittlich den Resonator durchläuft, bevor es diesen verlässt. Die resonatorinterne Leistung ist demnach N mal größer als die eingekoppelte Leistung ($P_{res} = N \cdot P_{in}$). Die Überhöhung ist gegeben durch [75]:

$$N = \frac{1 - R}{(1 - \sqrt{RV})^2} \quad (4.2.19)$$

und beträgt im diskutierten Fall $N = 64,7$. Wenn die Reflektivität des Einkoppelspiegels nicht dem Anteil der resonatorinternen Leistung entspricht, die nach einem Umlauf noch vorhanden ist (V), wird ein Teil der eingestrahnten Grundwelle schon am Einkoppelspiegel reflektiert und leistet keinen Beitrag zur Frequenzkonversion. Dies wird als Impedanzanpassung η_{Ia} bezeichnet und ist definiert als [64]:

$$\eta_{Ia} = 1 - \left(\frac{\sqrt{V} - \sqrt{R}}{1 - \sqrt{RV}} \right)^2 \quad (4.2.20)$$

Bei einem Umlaufverlust von 0,0154 und einer Reflektivität von 98,28% ergibt sich eine Impedanzanpassung η_{Ia} von 0,997. Die gesammte resonatorinterne Frequenzkonversion η_{total} setzt sich

zusammen aus der Frequenzkonversion des Einzeldurchgangs η_{SHG} (Gleichung 4.2.4), der Überhöhung N , der Impedanzanpassung η_{Ia} und der Modenanpassung η_{Ma} .

$$\begin{aligned}\eta_{total} &= \eta_{SHG} \eta_{Ia}^2 \eta_{Ma}^2 N^2 \\ &= \frac{16\pi^2 d_{\text{eff}}^2}{\epsilon_0 c \lambda_\omega^3 n_\omega n_{2\omega}} l_0 h_m \eta_{Ia}^2 \eta_{Ma}^2 N^2\end{aligned}\quad (4.2.21)$$

Die in Gleichung 4.2.4 aufgeführte Absorption des nichtlinearen optischen Kristalls α' ist bereits in der Überhöhung N enthalten und kann Null gesetzt werden. Mit den entsprechenden Kristallparametern (Tabelle 4.1), dem Boyd-Kleinman Faktor h_m (Gleichung 4.2.13) und dem bereits bestimmten Wert von η_{Ia} ergibt sich $\eta_{total} = \eta_{Ma}^2 \cdot 0,464 \text{ W}^{-1}$.

In Abbildung 4.9 ist die Leistung der frequenzkonvertierten Strahlung in Abhängigkeit zur Leistung der eingestrahlten Grundwelle zu sehen. Die Messpunkte des optimierten Resonators zeigen eine gute Übereinstimmung mit Gleichung 4.2.21 bei einer Modenanpassung von $\eta_{Ma} = 0,90$. Dieser Wert von η_{Ma} erscheint realistisch, da die Eigenmoden des Resonators unterschiedliche Fokusbereiche in der Saggital- und Meridional-Ebene besitzen. Durch das Teleskop erfolgt jedoch eine Anpassung des Pumpstrahls auf einen runden Fokus mit dem Mittelwert der beiden Ebenen als Zieldurchmesser. Die höchste erzielte frequenzverdoppelte Laserleistung wurde bei einem nicht komplett optimierten Aufbau gemessen, zu diesem Zeitpunkt war die maximale Ausgangsleistung des Titan:Saphir-Lasers noch größer. Zur Erhöhung der Stabilität wurden Änderungen am Ti-

4. Laserlichtquellen

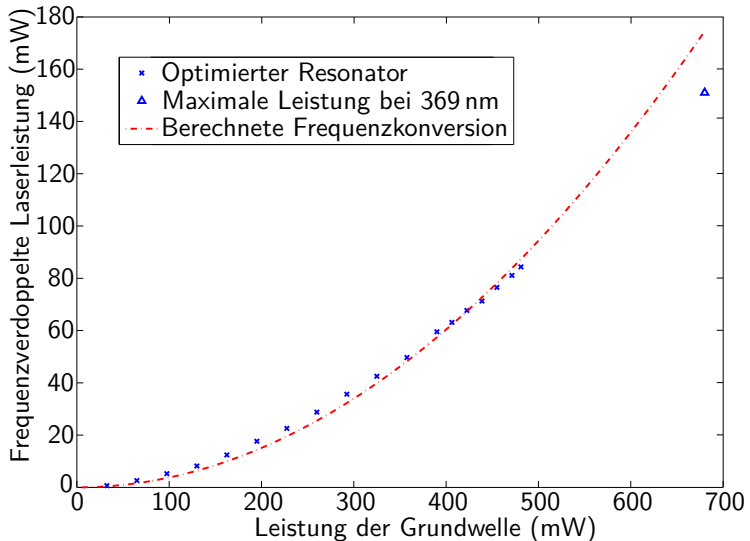


Abbildung 4.9.: Frequenzkonversion des Verdopplungsresonators mit BBO-Kristall. Der Messpunkt der maximalen Leistung bei 369 nm wurde vor einer Änderung am Titan:Saphir-Laser zur Stabilitätsverbesserung aufgenommen, zu diesem Zeitpunkt war die maximale Ausgangsleistung höher.

tan:Saphir Laserresonator vorgenommen, die zu einer Verringerung der Ausgangleistung führten. Die Stabilisierung des Verdopplungsresonators auf den Laser erfolgt, wie in Abbildung 4.4 skizziert, mit dem von Hänsch und Couillaud vorgeschlagenen Verfahren [76].

Frequenzkonversion mit BiB_3O_6

Der Resonator wird mit den in Tabelle 4.2 genannten Abständen neu aufgebaut und die Spiegelabstände des Teleskopes daran angepasst. Beim Optimieren der Spiegel- und Kristallausrichtung durch scannen der Piezokristall-Spannung und gleichzeitigem Maximieren der Airy-Peaks zeigt sich eine unerwartete Eigenschaft. Je nachdem ob man sich auf der an- oder absteigen-

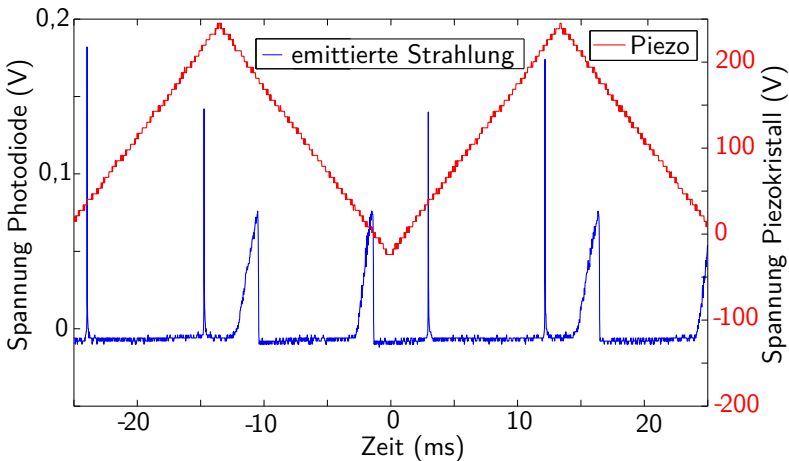


Abbildung 4.10.: Beim BiB_3O_6 -Kristall hat die vom Verdopplungsresonator emittierte Strahlung nicht die Form einer Airy-Funktion (blau). Durch verändern der Piezospannung (rot) wird die Resonatorlänge geändert, die erwartete Signalform entspricht der des BBO-Kristalls (Abb. 4.8).

4. Laserlichtquellen

den Flanke befindet, haben die transmittierten Signale eine andere Form (Abbildung 4.10 zeigt einen typischer Scan). Die breiten Signale der fallenden Flanke sind offensichtlich asymmetrisch. Eine genaue Untersuchung der schmalen Peaks zeigt, dass diese ebenfalls eine untypische, gestauchte Form haben. Der Piezokristall und alle optischen Elemente bis auf den BiB_3O_6 -Kristall konnten als Verursacher dieses Effektes ausgeschlossen werden. Durch die Installation eines EOMs in der Funktion eines schnellen optischen Schalters wurde die Entstehung einer thermischen Linse innerhalb des nichtlinearen Kristalls untersucht (siehe Anhang A.3). Dafür wurde das Airy-Signal in $1\ \mu\text{s}$ kurze Sequenzen unterteilt und jeweils ein Bild des Strahlprofils aufgenommen. Die Auswertung der Messwerte zeigt jedoch keine signifikante Änderung der Strahlgröße oder Mode. Die Erklärung des Phänomens brachte schließlich die Arbeit von N. Lastzka u.a. zum Messen von kleinen Absorptionen unter Ausnutzung der Selbstphasenmodulation [77]. Durch Absorption innerhalb des BiB_3O_6 -Kristalls kommt es beim Scannen des Resonators im Resonanzfall zu einer Temperaturerhöhung. Dadurch verändert sich die optische Länge des Kristalls und dementsprechend auch die des Resonators. Dieser Effekt ist unabhängig von der Scanrichtung des Piezokristalls, so dass die temperaturinduzierte Längenänderung einmal der Scanrichtung entgegenwirkt und im anderen Fall diese verstärkt. Aus den unterschiedlichen Formen der transmittierten Intensität ist es möglich, die Absorption des Kristalls zu bestimmen. Für den von uns genutzten Kristall ergab sich da-

bei eine Absorption^P von $\alpha_b = 8,6(1,9) \% \text{ cm}^{-1}$. Dies ist in sehr guter Übereinstimmung mit der direkt gemessenen Absorption $\alpha_g = 8,4(7) \% \text{ cm}^{-1}$. Beide Werte sind größer als der erwartete Literaturwert $\alpha_t = 2,8 \% \text{ cm}^{-1}$ [71]. Offensichtlich hat der von uns genutzte BiB_3O_6 -Kristall eine ungewöhnlich starke Absorption. Aufgrund der asymmetrischen Airy-Funktionen ist es nicht möglich, einen stabilen Arbeitspunkt des Resonators zu finden. Ein Vergleich der Signalhöhe der frequenzkonvertierten Strahlung mit der beim $\beta\text{-BaB}_2\text{O}_4$ -Kristall gemessenen, zeigt eine um 50% geringere Amplitude. Wegen des schlechteren Ergebnisses des von uns getestete BiB_3O_6 -Kristalls wird der Verdopplungsresonator dauerhaft mit dem $\beta\text{-BaB}_2\text{O}_4$ -Kristall betrieben.

4.3. Überlagerung, Strahlformung und Fokussierung der Laser

Alle vier Laserstrahlen müssen auf das gleich Ziel, die aktive Fallenregion, fokussiert werden. Hierbei werden besondere Anforderungen an die Strahlform im Fokus gestellt. In der axialen Fallennachse sollen Kristalle aus mehreren Ionen effektiv gekühlt und manipuliert werden. Hierfür ist es notwendig, dass das Laserstrahlprofil eine hinreichende Intensität über die gesamte Ionenkette besitzt. In dem nur $500 \mu\text{m}$ breiten Fallenschlitz muss ein Kompromiss zwischen einem geringen Streulichtlevel und einer

^PDie Absorptionswerte wurden in Zusammenarbeit mit Jessica Steinlechner vom Institut für Gravitationsphysik der Leibniz Universität Hannover aus den Messdaten extrahiert [77].

4. Laserlichtquellen

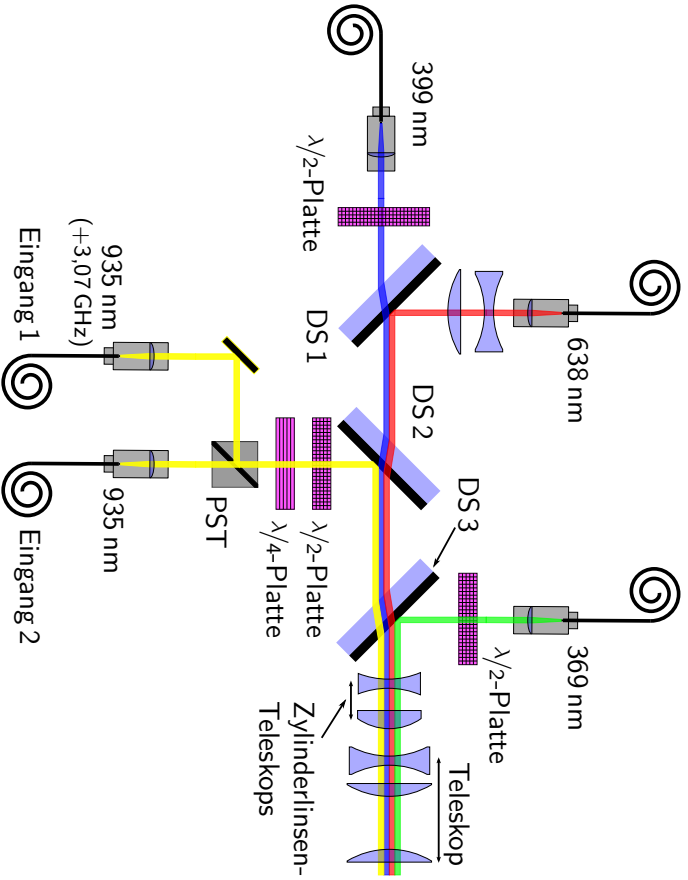


Abbildung 4.11.: Überlagerungseinheit des Experimentaufbaues mit Zylinderlinsenteleskop und Fokussieringsteleskop.

effektiven Kühlung von heißen, noch nicht kristallisierten Ionen gefunden werden (vergleiche Abbildung 3.6). Hieraus ergeben sich für unseren Experimentaufbau ein Strahldurchmesser innerhalb der aktiven Fallenregion von etwa $20\ \mu\text{m}$ in der radialen und $200\ \mu\text{m}$ in der axialen Fallennachse (siehe auch [40]). Durch die vier unterschiedlichen Strahlparameter (zum Beispiel: Wellenlänge, Divergenz und Strahldurchmesser) der Laserlichtquellen bei $369\ \text{nm}$, $398\ \text{nm}$, $638\ \text{nm}$ und $935\ \text{nm}$ ist dies nicht trivial. Zunächst wird dafür die aus den polarisations- und phasenerhaltenden Monomode-Glasfasern austretende Strahlung von den Faserkollimatoren nicht vollständig kollimiert. Je nach Wellenlänge und Durchmesser der Laserstrahlen wird eine unterschiedliche Divergenz oder Konvergenz auf den Strahl aufgeprägt. Nach Durchlaufen eines fünfлинigen Teleskops ergeben sich unter anderem wegen der unterschiedlichen Brechungsindizes (Dispersion) des Linsenmaterials aus den unterschiedlichen Laserstrahlparametern nahezu gleiche Fokusgrößen der unterschiedlichen Laser [78]. Abbildung 4.11 zeigt eine schematische Zeichnung des Aufbaus. Beim $935\ \text{nm}$ Laser werden zunächst zwei Laser mit um $\pi/2$ relativ zueinander gedrehter Polarisation in einem polarisierenden Strahlteilerwürfel (PST) überlagert. Anschließend kann mittels $\lambda/4$ und $\lambda/2$ Platten eine Polarisation mit frei wählbarer Elliptizität und Lage eingestellt werden, dies wird für das optische Pumpen des $^{172}\text{Yb}^+$ benötigt [55, 79]. Bei den $369\ \text{nm}$ und $399\ \text{nm}$ Lasern wird durch die $\lambda/2$ -Platten jeweils die benötigte Polarisation eingestellt. Im Gegensatz zu den anderen Lasern ist die Monomode-Glasfaser für $638\ \text{nm}$ nicht polarisationserhaltend. Ein Teil des zunächst linear polarisierte Lichtes

4. Laserlichtquellen

wird innerhalb der Glasfaser durch zeitlich veränderliche Doppelbrechung zirkular polarisiert. Die austretende Strahlung besitzt anschließend eine elliptische Polarisierung, welche sich zusätzlich noch zeitlich verändert. Der Kollimator der 638 nm Faser lässt sich nicht weit genug verstellen, die benötigte Divergenz wird mit einem dahinter platzierten Teleskop erreicht.

Die Parallelität und Überlappung der Strahlen wird mit Hilfe von drei dichroitischen Spiegeln innerhalb der Überlagerungseinheit erzeugt (siehe Abbildung 4.11). Diese Spiegel haben auf

^qDielektrischer Spiegel aus Optikbestand, in Hamburg beschichtet

^rDielektrischer Spiegel, LayerTec – batch W0508002

^sDielektrischer Spiegel, Laser Components – 15L369000/608127-1

λ (nm)	Pol.	Spiegel						Transm.
		DS 1 ^q		DS 2 ^r		DS 3 ^s		
399	S	T	86%	T	99%	T	38%	32%
	P		86%		99%		87%	74%
638	S	R	99%	T	99%	T	83%	81%
	P		99%		99%		98%	96%
935	S	–	–	R	100%	T	83%	83%
	P				100%		98%	97%
369	S	–	–	–	–	R	100%	100%
	P						99%	99%

Tabelle 4.5.: Übersicht der Verluste der Überlagerungseinheit. Unterschieden nach Laserwellenlängen und sagittaler (S) und paralleler (P) Polarisation (Pol.). Die Werte von DS 2 und DS 3 sind aus den Datenblättern übernommen, DS 1 ist gemessen.

einer Seite eine Breitband-Antireflexbeschichtung und sind auf der anderen Seite mit einer dielektrischen Beschichtung überzogen, die idealerweise hoch reflektiv für die reflektierte und hoch transmittiv für die durchdringenden Strahlungen ist. Die geringe Differenz zwischen den beiden Laserwellenlängen bei 369 nm und 399 nm stellt diesbezüglich eine Herausforderung an die Spiegelbeschichtung dar. In Tabelle 4.5 sind die Transmissionsverluste aller Laser in Abhängigkeit von der Polarisierung angegeben.

Nachdem alle vier Laserstrahlen überlagert wurden, durchlaufen sie zunächst ein Zylinderlinsen-Teleskop. Durch dieses wird die Strahlgeometrie so umgeformt, dass aus den vorher runden Strahlprofilen elliptische mit einem Aspektverhältnis von etwa 10:1 werden. Durch das folgende dreilinsige Teleskop werden die Laserstrahlen schließlich mit den geforderten Durchmessern von 200 μm in der axialen und 20 μm in der radialen Ebene in die aktive Fallenregion fokussiert. Der Abstand zwischen der letzten Linse des Teleskopes und der Mikrofalle beträgt hierbei etwa 20 cm. Um die Foki der Laserstrahlen innerhalb der Fallenebene, insbesondere auf der Fallennachse zu positionieren, werden die Laserstrahlen nach Verlassen der Überlagerungseinheit durch zwei mit Aluminium beschichtete Spiegel umgelenkt. Es ist notwendig hier metallbeschichtete Spiegel zu nutzen, da diese die Polarisierung der abgelenkten Strahlung, im Gegensatz zu dielektrischen Spiegeln, nicht verändern. Der zweite dieser Spiegel lässt sich durch Schrittmotoren bewegen[†] und ermöglicht eine automatische Positionierung der Laserfoki in der Ebene der Mikrofalle.

[†]ThorLabs ZST13

4.4. Lambdameter

Die genaue Bestimmung der Laserwellenlängen oder Frequenzen ist für erfolgreiches Experimentieren zwingend erforderlich. Eine direkte Messung der Laserfrequenz ist aufgrund der hohen Frequenzen von mehreren 100 THz technisch nicht möglich. Mit schnellen Photodioden lassen sich nur Frequenzen von wenigen 10 GHz direkt messen. Eine direkte Messung der Laserwellenlänge λ_x von einigen 100 nm mit einem hinreichend genauen Maßstab wäre zwar theoretisch möglich, praktisch scheitert die Umsetzung jedoch unter anderem daran, dass die erforderliche Genauigkeit größer sein muss als die aufgrund des nicht verschwindenden thermischen Ausdehnungskoeffizienten erreichbare. In unserem Experiment benutzen wir zum Messen der unbekannt Laserwellenlängen ein selbst aufgebautes Michelson-Interferometer mit beweglichen Tripelspiegeln (Retroreflektoren). Hiermit können gleichzeitig hochgenaue Messungen von drei Wellenlängen (UV bis IR) durchgeführt werden.

Zur Funktion des Michelson-Interferometers siehe auch [55, 63, 80]. Hierbei wird das Interferenz-Signal eines Referenz-Lasers bekannter Wellenlänge λ_r mit dem Interferenz-Signal der zu messenden Laser verglichen. Der Referenz-Laser dient hier sozusagen als Maßstab für die Wellenlängenbestimmung. Die exakte Frequenz und Stabilität dieses Lasers ist besonders wichtig, da die relative Genauigkeit der Frequenzbestimmung nur so genau sein kann wie die relative Genauigkeit des Referenz-Lasers.

$$\frac{\Delta\lambda_r}{\lambda_r} \leq \frac{\Delta\lambda_x}{\lambda_x} \quad (4.4.1)$$

Als Referenz-Laser wird ein temperaturstabilisierter Helium-Neon (He-Ne) Laser genutzt. Dieser Typ Gaslaser ist gut untersucht und verstanden und zeichnet sich durch eine lange Lebensdauer und geringen Wartungsaufwand aus [51]. Die Frequenz des He-Ne Lasers wird aktiv über eine Heizspirale geregelt. Diese ist um die Glasküvette des konfokalen Laserresonators gewickelt und verändert über Wärmeausdehnung den Abstand der beiden Resonatorendspiegel zueinander. Die Abhängigkeit zwischen den Eigenmoden des Resonators und dem Spiegelabstand lautet

$$\nu_k = k \frac{c}{2 \cdot L_\nu} \quad (4.4.2)$$

mit der Modenfrequenz ν_k und k als ganzer Zahl. Aufgrund der Frequenzabhängigkeit des Brechungsindex $n(\nu)$ ist die optische Länge des Resonators $L_\nu = n(\nu) \cdot L_0$ ebenfalls von der Frequenz abhängig. He-Ne hat als aktives Medium innerhalb des Lasers eine typische Verstärkungsbandbreite von etwa 1,5 GHz bei einer Wellenlänge von 632,8 nm [51]. Bei einem Abstand der Resonatorspiegel von etwa 30 cm beträgt der Frequenzabstand zwischen zwei benachbarten Eigenmoden

$$\begin{aligned} \nu_k - \nu_{k+1} &= k \frac{c}{2 \cdot L_\nu} - (k+1) \frac{c}{2 \cdot L_\nu} \\ &\approx 500 \text{ MHz} \end{aligned} \quad (4.4.3)$$

Es sind demnach immer mindesten zwei longitudinale Resonatormoden aktiv, deren Frequenz innerhalb der Verstärkungsbandbreite des aktiven Mediums liegt. Diese Moden sind orthogonal zueinander linear polarisiert [51]. Der aus der Rückseite des He-Ne Lasers austretende Multimode-Laserstrahl (Abb. 4.12) wird

4. Laserlichtquellen

Wellenl.	Pol.	Spiegel DS 4		Transmission
399 nm	S	T	68%	26%
	P		68%	59%
638 nm	S	R	93%	76%
	P		93%	90%

Tabelle 4.6.: Gemessene Eigenschaften von DS 4 und die Transmission durch die gesamte Überlagerungseinheit, für die Werte der anderen Spiegel siehe Tabelle 4.5.

mit einem polarisationsabhängigen Strahlteiler in seine S- und P-Ebene getrennt. Durch Intensitätsabgleich der unterschiedlichen gleichzeitig aktiven longitudinalen Moden wird anschließend mittels zweier Photodioden das Regelsignal daraus gebildet. Die $\lambda/4$ -Platte dient zum Setzen des Arbeitspunktes. Durch diese Art der Stabilisierung lässt sich eine Langzeitstabilität von $\Delta\lambda/\lambda = 1 \cdot 10^{-8}$ (1 Jahr) erreichen [80, 81].

4.4.1. Optischer Aufbau

Der optische Aufbau des Lambdameters ist in Abbildung 4.12 skizziert. Alle vier Laser werden zunächst mittels einer Überlagerungseinheit überlagert. Diese ist ähnlich aufgebaut wie in Abbildung 4.11. Die Spiegel DS 2 und DS 3 sind identisch, DS 4 kommt ebenso wie DS 1 aus dem aus Hamburg übernommenen Bestand und ist dort beschichtet worden. Die gemessenen optischen Eigenschaften von DS 4 sind in Tabelle 4.6 dargestellt. Der

369 nm Laser wird nicht über eine Glasfaser zugeführt, sondern als kollimierter Strahl. Die überlagerten Laser sind in Abbildung 4.11 in der Farbe Cyan dargestellt. Der He-Ne Referenz-Laser und die vier Diodenlaser werden jeweils durch Spiegel umgelenkt und im rechten Winkel auf den 50:50 Strahlteilerwürfel gelenkt. Anschließend durchlaufen die fünf unterschiedlichen Laserstrahlen jeweils die beiden Arme des Michelson-Interferometers und treffen räumlich versetzt abermals auf den Strahlteilerwürfel. Die beiden unterschiedliche Wege durchlaufenden Strahlen des Referenz-Lasers interferieren anschließend auf PD 1. Die vier zu messenden Diodenlaser werden mit Hilfe eines Dispersionsprismas räumlich getrennt und interferieren anschließend auf den Photodioden PD 2, PD 3 und PD 4. Die Laser bei 399 nm und 638 nm werden zu unterschiedlichen Zeitpunkten während des Experimentierens benötigt und müssen nicht gleichzeitig gemessen werden (vergleiche Kapitel 2). Aus diesem Grund wird nur Photodiode PD 3 zur Bestimmung der beiden Wellenlängen benötigt und die jeweils unerwünschte Strahlung bei der Messung blockiert.

Die zwei Tripel-Spiegel sind auf einem beweglichen Schlitten befestigt, der auf einem Luftkissen gleitet. Unvermeidbar verbleibende Reibungsverluste werden durch eine Spule, die einen Impuls auf den Schlitten überträgt, kompensiert. Durch die Bewegung des Schlittens kommt es zu einer Längenänderung der beiden Arme des Michelson Interferometers. Am Ausgang des Interferometers ergibt sich aus der Längendifferenz der optischen Wege ein Interferenzsignal $\cos^2(\Delta\phi/2)$, welches vom Phasenunterschied der beiden umlaufenden Strahlen abhängt [55]. Die Pho-

4. Laserlichtquellen

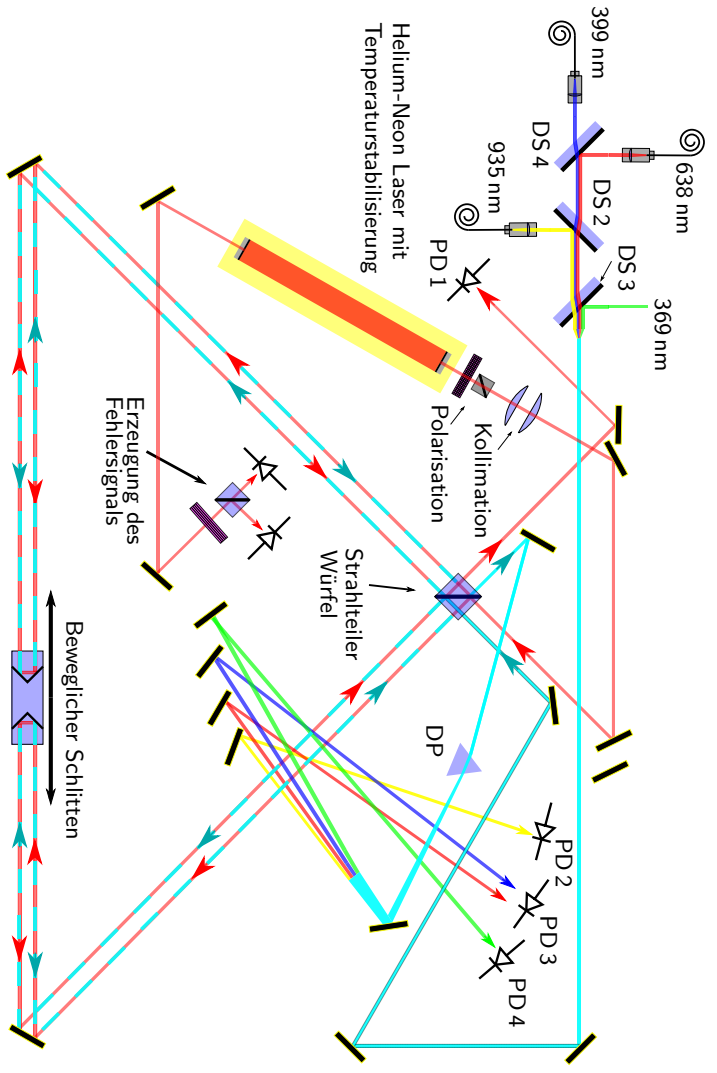


Abbildung 4.12.: Schematische Zeichnung des Strahlverlaufs im Lambda meter.

todioden mit anschließender Elektronik arbeiten wie ein Schmitt-Trigger und erzeugen aus der Sinusschwingung des Interferenzsignals ein digitales, Transistor-Transistor-Logik (TTL) kompatibles Signal. Ein anschließender Zähler wertet die von den jeweiligen Photodioden detektierten Signale aus. Die Zeitspanne, über die gezählt wird, hat hierbei Einfluss auf die Genauigkeit des Ergebnisses. Ein längeres Zeitintervall ist gleichbedeutend mit einer größeren von dem Schlitten zurückgelegte Strecke und einem kleineren Fehler der Messung. Da die Umkehrpunkte des Schlittens auf der Schiene die Messung stören würden, ist die maximale Genauigkeit hier unter anderem durch die Länge der Schiene begrenzt. Die gemessene Laborwellenlänge des Helium-Neon Lasers (λ'_{HeNe}) hängt mit der Vakuumwellenlänge ($\lambda_{HeNe,V}$) und dem wellenlängenabhängigen Brechungsindex der Luft $n(\lambda_{HeNe})$ zusammen über:

$$\lambda'_{HeNe} = \frac{\lambda_{HeNe,V}}{n(\lambda_{HeNe})} \quad (4.4.4)$$

Die Strecke ΔL , um die sich die Tripelspiegel während eines Messintervalls bewegen, sind für alle Laser gleich. Dadurch lässt sich die Laborwellenlänge einer Laserdiode (λ'_i) einfach aus dem Verhältnis der Zählerstände bestimmen.

$$\begin{aligned} N_i \cdot \lambda'_i &= N_{HeNe} \cdot \lambda'_{HeNe} (= \Delta L) \\ \lambda'_i &= \frac{N_{HeNe}}{N_i} \lambda'_{HeNe} \end{aligned} \quad (4.4.5)$$

Abgesehen von der als bekannt angenommenen Frequenz des Helium-Neon Referenzlasers, hängt der Messwert neben dem Brechungsindex nur noch vom Verhältnis der Zählerstände ab.

4. Laserlichtquellen

Die Bestimmung der genauen Brechungsindizes ist allerdings nicht trivial, neben der Dispersion muss auch noch die Abhängigkeit gegenüber Temperatur-, Luftdruck- und Luftfeuchteschwankungen beachtet werden. Zur weiteren Steigerung der Messgenauigkeit werden aus dem digitalisierten Signal der Photodioden noch zusätzlich die fraktionalen Pulse gezählt. Beim Beginn und Ende eines Messintervalls können sich die zu messenden Laser gerade zwischen zwei TTL-Pulsen des Schmitt-Triggers befinden. Durch eine genaue Auswertung der Zähler lassen sich allerdings zusätzliche Aussagen über diese nicht genau definierten Zustände treffen. Für eine ausführliche Beschreibung der Auswertung siehe [80]. Die gemessenen Vakuumwellenlängen aller vier Laser sind in Tabelle 2.1 angegeben.

5

Theoretische Grundlagen zu Qubits

Das Qubit (*Quantum Bit*) stellt das quantenmechanische Äquivalent zum Bit eines Computers dar. Wie das Bit repräsentiert das Qubit die kleinste Speichereinheit des Systems. Während ein Bit die Werte Null oder Eins einnehmen kann, besteht die Zustandsinformation bei einem Qubit aus einer Superposition von Null und Eins. Im Gegensatz zum Bit lässt sich im Allgemeinen der Zustand eines Qubits nicht mit einer einzigen Messung bestimmen. Diese wird als Ergebnis entweder Null oder Eins liefern und zusätzlich den Zustand des Qubits durch die projektive Messung verändern. Um eine signifikante Aussage zu treffen, muss die Messung an identisch präparierten Qubits mehrmals durchgeführt werden.

Ein Qubit besteht aus einem Zwei-Niveau-System, die beiden Zustände des Systems werden als Grundzustand $|0\rangle$ und angeregter Zustand $|1\rangle$ bezeichnet. Der Zustand $|\Psi\rangle$ eines Zwei-Niveau-

5. Theoretische Grundlagen zu Qubits

Systems lässt sich als Superposition beschreiben [82]:

$$|\Psi\rangle = \alpha_0(t)|0\rangle + \alpha_1(t)|1\rangle \quad (5.0.1)$$

Die Betragsquadrate $|\alpha_0|^2 + |\alpha_1|^2 = 1$ geben dabei die Besetzungswahrscheinlichkeiten der Zustände $|0\rangle$ und $|1\rangle$ zum Zeitpunkt t an. Die Energiedifferenz der beiden Zustände beträgt $\Delta E = \hbar\omega_0$. Beim Vorhandensein eines elektromagnetischen Feldes mit einer Frequenz ω_1 nahe bei ω_0 ergibt sich der Hamilton-Operator des Zwei-Niveau-Systems in Dipolnäherung zu

$$\begin{aligned} \hat{H} &= \hat{H}_0 + \hat{H}_w \\ &= \frac{\hbar}{2}\omega_0\hat{\sigma}_z + \vec{\mu} \cdot \vec{B} \cos(\omega_1 t + \varphi)\hat{\sigma}_x \end{aligned} \quad (5.0.2)$$

Hierbei beschreibt \hat{H}_0 den Hamilton-Operator des ungestörten Systems. Das Führungsfeld ist in z -Richtung längs der Fallachse orientiert (vergleiche Kapitel 2). Die Wechselwirkung mit dem von der Mikrowelle (Kapitel 3.4) eingestrahlten externen elektromagnetischen Wechselfeld wird durch \hat{H}_w beschrieben und klassisch betrachtet. Dieses Wechselfeld wird durch die Amplitude \vec{B} , die Phase φ und die Frequenz ω_1 charakterisiert. Das magnetische Moment des Systems ist durch $\vec{\mu}$ beschrieben, die Pauli-Matrizen sind durch $\hat{\sigma}_{x,z}$ dargestellt.

Für die Bestimmung der Zeitentwicklung der Besetzungswahrscheinlichkeiten wird mit dem Zeitentwicklungsoperator

$$\hat{U}(t) = e^{\frac{-i}{\hbar}\hat{H}_0 t} \quad (5.0.3)$$

dem zeitabhängigen Zustandsvektor und Hamiltonoperator

$$\begin{aligned} |\Psi(t)\rangle &= \hat{U}^\dagger(t)|\Psi\rangle \\ \hat{H}_{ww} &= \hat{U}^\dagger(t)\hat{H}\hat{U}(t) \end{aligned} \quad (5.0.4)$$

und der zeitabhängigen Schrödingergleichung

$$i\hbar \frac{\partial |\Psi(t)\rangle}{\partial t} = \hat{H}_{ww}|\Psi(t)\rangle \quad (5.0.5)$$

in das Wechselwirkungsbild transformiert^a.

Als Lösung ergeben sich unter Vernachlässigung der Phase φ zwei gekoppelte Differentialgleichungen für die Koeffizienten (siehe z.B. [48])

$$\begin{aligned} \dot{\alpha}_0(t) &= \frac{-i}{2\hbar} \alpha_1(t) \langle 0|\vec{\mu} \cdot \vec{B}|1\rangle \left(e^{-i(\omega_0+\omega_1)t} + e^{-i(\omega_0-\omega_1)t} \right) \\ \dot{\alpha}_1(t) &= \frac{-i}{2\hbar} \alpha_0(t) \langle 1|\vec{\mu} \cdot \vec{B}|0\rangle \left(e^{i(\omega_0+\omega_1)t} + e^{i(\omega_0-\omega_1)t} \right) \end{aligned} \quad (5.0.6)$$

Wenn die Frequenz der Mikrowelle ω_1 nahe an der Resonanzfrequenz ω_0 liegt, können aufgrund der Drehwellennäherung (rotating wave approximation) die hochfrequenten Terme der Exponentialfunktionen $\pm(\omega_0 + \omega_1)$ vernachlässigt werden [82]. Mit der Verstimmung $\delta = \omega_0 - \omega_1$ und der Rabi-Frequenz

$$\Omega = \frac{|\langle 0|\vec{\mu} \cdot \vec{B}|1\rangle|}{\hbar\hbar} \quad (5.0.7)$$

^aIn dem gewählten Wechselwirkungsbild ist ein zur Resonanz verstimmtes Feld nicht statisch ($\vec{\Omega} = \vec{\Omega}(t)$). Eine Transformation ins Wechselwirkungsbild mit $H'_0 = \frac{\hbar}{2}\omega_1\hat{\sigma}_z$ findet sich beispielsweise in [83].

5. Theoretische Grundlagen zu Qubits

können die Gleichungen 5.0.6 vereinfacht werden zu:

$$\begin{aligned}\dot{\alpha}_0(t) &= \frac{-i}{2}\alpha_1(t)\Omega e^{-i\delta t} \\ \dot{\alpha}_1(t) &= \frac{-i}{2}\alpha_0(t)\Omega e^{i\delta t}\end{aligned}\tag{5.0.8}$$

Diese beiden Gleichungen werden entkoppelt, indem eine Gleichung nach der Zeit abgeleitet und anschließend die andere eingesetzt wird. Mit dem Ansatz $A_{0,1} = \alpha_{0,1}e^{\pm i/2\delta t}$ gelangt man zu den Lösungen:

$$\begin{aligned}A_0(t) &= A_0(0) \left[\cos\left(\frac{\Omega't}{2}\right) + \frac{i\delta}{\Omega'} \sin\left(\frac{\Omega't}{2}\right) \right] + A_1(0) \left[\frac{i\Omega}{\Omega'} \sin\left(\frac{\Omega't}{2}\right) \right] \\ A_1(t) &= A_1(0) \left[\cos\left(\frac{\Omega't}{2}\right) - \frac{i\delta}{\Omega'} \sin\left(\frac{\Omega't}{2}\right) \right] + A_0(0) \left[\frac{i\Omega}{\Omega'} \sin\left(\frac{\Omega't}{2}\right) \right]\end{aligned}\tag{5.0.9}$$

mit der *effektiven Rabi-Frequenz*

$$\Omega' = \sqrt{\Omega^2 + \delta^2}\tag{5.0.10}$$

Mit der Anfangsbedingung, dass sich das Zwei-Niveau-System zum Zeitpunkt $t = 0$ im Zustand $|0\rangle$ befindet ($\alpha_0(0) = 1$), lassen sich folgende Zeitentwicklungen der Besetzungswahrscheinlichkeiten bestimmen:

$$\begin{aligned}|\alpha_0(t)|^2 &= A_0(t)A_0^*(t) = \cos^2\left(\frac{\Omega't}{2}\right) + \left(\frac{\delta}{\Omega'}\right)^2 \sin^2\left(\frac{\Omega't}{2}\right) \\ |\alpha_1(t)|^2 &= A_1(t)A_1^*(t) = \left(\frac{\Omega}{\Omega'}\right)^2 \sin^2\left(\frac{\Omega't}{2}\right)\end{aligned}\tag{5.0.11}$$

Die Besetzungswahrscheinlichkeiten oszillieren demnach bei dem Vorhandensein eines elektromagnetischen Feldes ω_1 mit der effektiven Rabi-Frequenz Ω' . Diese Art der Schwingung wird als Rabi-Oszillation bezeichnet. Je nach Verstimmung δ ergibt sich dabei eine unterschiedlich hohe maximale Wahrscheinlichkeit, dass sich das System im angeregten Zustand $|1\rangle$ befindet.

$$|\alpha_{1,max}| = \frac{\Omega^2}{\Omega'^2} = \frac{\Omega^2}{\Omega^2 + \delta^2} \quad (5.0.12)$$

Um die Systemdynamik grafisch darzustellen, bedient man sich der Einheitskugel. Dem Imaginär- und Realteil der Besetzungswahrscheinlichkeiten $(\alpha_{0,1})$ wird ein Punkt auf der sogenannten Bloch-Kugel zugeordnet. Ein reiner Zustand liegt dabei auf der Oberfläche dieser Kugel. Die einzelnen Komponenten des Bloch-Vektors \vec{R}_{Bloch} sind folgendermaßen definiert [84, 85]:

$$\begin{aligned} x_{\text{Bloch}} &= \alpha_0 \alpha_1^* + \alpha_0^* \alpha_1 \\ y_{\text{Bloch}} &= i(\alpha_0 \alpha_1^* - \alpha_0^* \alpha_1) \\ z_{\text{Bloch}} &= |\alpha_0|^2 - |\alpha_1|^2 \end{aligned} \quad (5.0.13)$$

Der Zustand $|0\rangle$ ist dabei durch den Bloch-Vektor $(0,0,-1)$ dargestellt und der Zustand $|1\rangle$ durch $(0,0,1)$. In Abbildung 5.1 ist beispielhaft $\vec{R}_{\text{Bloch}} = (\sqrt{3}/4, 3/4, 1/2)$ auf der Bloch-Kugel eingezeichnet.

Die Zeitabhängigkeit des Bloch-Vektors in Abhängigkeit zur effektiven Rabi-Frequenz lässt sich als klassische Kreisgleichung schreiben:

$$\frac{\partial \vec{R}_{\text{Bloch}}}{\partial t} = \vec{\Omega}' \times \vec{R}_{\text{Bloch}} \quad (5.0.14)$$

5. Theoretische Grundlagen zu Qubits

mit

$$\vec{\Omega}' = \begin{pmatrix} \Omega \cos(\varphi) \\ \Omega \sin(\varphi) \\ \delta \end{pmatrix} \quad (5.0.15)$$

Dabei ist φ der in Abbildung 5.1 gezeigte Azimutwinkel. Gleichung 5.0.14 zeigt, dass der Bloch-Vektor um $\vec{\Omega}'$ präzediert und dabei seine Länge nicht ändert (siehe Abbildung 5.2). Ohne ex-

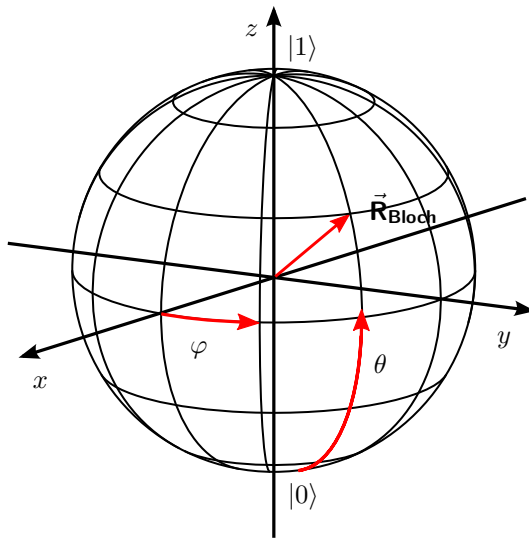


Abbildung 5.1.: Graphische Darstellung des Bloch-Vektors $\vec{R}_{\text{Bloch}} = (\sqrt{3}/4, 3/4, 1/2)$ oder in Kugelkoordinaten $(1, 60^\circ, 120^\circ)$ [mit (r, φ, θ) , θ ist hierbei vom Südpol aus definiert] auf der Bloch-Kugel.

ternes Feld ($|\Omega| = 0$) findet auch keine Änderung der Besetzungswahrscheinlichkeiten statt. Eine verbreitete Darstellung des reinen Zwei-Niveau-Zustands in der Bloch-Kugel Repräsentation ist im Folgenden gezeigt.

$$|\Psi_{Bl}\rangle = \cos \frac{\theta}{2} |0\rangle + e^{i\varphi} \sin \frac{\theta}{2} |1\rangle \quad (5.0.16)$$

In Gleichung 5.0.3 ist der Zeitentwicklungsoperator $\hat{U}(t)$ für Rotation um die z -Achse der Bloch-Kugel angegeben. Die allgemei-

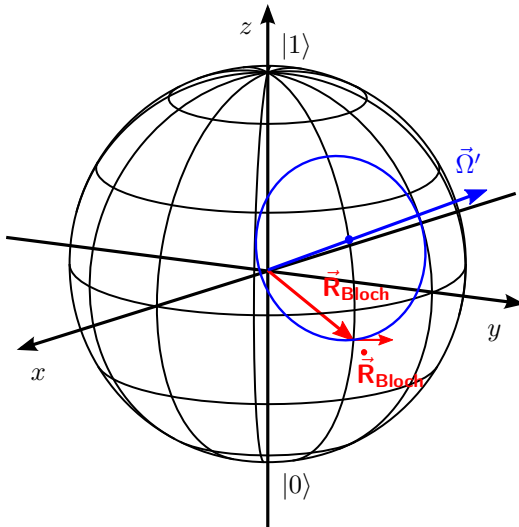


Abbildung 5.2.: Trajektorie eines nicht im Grundzustand präparierten Bloch-Vektors. Durch eine Verstimmung $\delta \neq 0$ liegt $\vec{\Omega}'$ nicht in der xy -Ebene.

5. Theoretische Grundlagen zu Qubits

ne Rotationsmatrix für den Bloch-Vektor lautet [86]:

$$\hat{U}_B = e^{-i\frac{\phi}{2}\vec{n}\vec{\sigma}} = \mathbb{1} \cos\left(\frac{\phi}{2}\right) - i\vec{n}\vec{\sigma} \sin\left(\frac{\phi}{2}\right) \quad (5.0.17)$$

mit $\vec{\sigma} = (\hat{\sigma}_x; \hat{\sigma}_y; \hat{\sigma}_z)$. Bei einer Verstimmung von $\delta = 0$ (Resonanz) und einer Phase von $\varphi = 0$, ergibt sich mit Gleichung 5.0.3 im Wechselwirkungsbild folgender Zusammenhang: $\vec{n} = (1; 0; 0)$, $\phi/2 = \Omega t/2$. Damit wird die allgemeine Rotationsmatrix zu:

$$\begin{aligned} e^{-i\frac{\phi}{2}\vec{n}\vec{\sigma}} &= e^{-i\frac{\Omega t}{2}\sigma_x} = \mathbb{1} \cos\left(\frac{\Omega t}{2}\right) - i\hat{\sigma}_x \sin\left(\frac{\Omega t}{2}\right) \\ &= \begin{pmatrix} \cos\left(\frac{\Omega t}{2}\right) & -i \sin\left(\frac{\Omega t}{2}\right) \\ -i \sin\left(\frac{\Omega t}{2}\right) & \cos\left(\frac{\Omega t}{2}\right) \end{pmatrix} \end{aligned} \quad (5.0.18)$$

Ist zum Zeitpunkt $t = 0$ der Zustand $|\Psi_{Bl}\rangle$ komplett in $|0\rangle$ präpariert, so ergibt sich folgende Zeitentwicklung:

$$\begin{aligned} |\Psi_{Bl}(t)\rangle &= \hat{U}_B(t) |\Psi_{Bl}(t=0)\rangle \\ &= \begin{pmatrix} \cos\left(\frac{\Omega t}{2}\right) & -i \sin\left(\frac{\Omega t}{2}\right) \\ -i \sin\left(\frac{\Omega t}{2}\right) & \cos\left(\frac{\Omega t}{2}\right) \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix} \\ &= \begin{pmatrix} \cos\left(\frac{\Omega t}{2}\right) \\ -i \sin\left(\frac{\Omega t}{2}\right) \end{pmatrix} \end{aligned} \quad (5.0.19)$$

Dies liefert das gleiche Ergebnis für die Besetzungswahrscheinlichkeiten wie in Gleichung 5.0.11 ($|\alpha_0(t)|^2 = |\langle 0|\Psi_{Bl}(t)\rangle|^2$) für den Fall $\delta = 0$.

Ein elektromagnetisches Feld wird gelegentlich nach der hervorgerufenen Änderung des Polarwinkels θ benannt. Bei einem resonanten Feld ($\delta = 0$) und einer Wechselwirkungszeit von $\Omega\tau = \pi/2$ spricht man von einem $\pi/2$ -Puls, dieser sorgt für eine Änderung des Bloch-Vektors um $\theta = 90^\circ$ oder $\pi/2$.

Durch die Transformation ins Wechselwirkungsbild ist die Präzessionsbewegung des Bloch-Vektors um die z-Achse nicht sichtbar. Auch bei einer verschwindenden Feldstärke des externen Feldes präzediert der Bloch-Vektor um die z-Achse. Dabei verändert sich der Azimutwinkel zwischen dem Bloch-Vektor und dem Ω' -Vektor mit $\Delta\varphi = \delta t$. Im Wechselwirkungsbild wird mit dem Feld mit rotiert, auch wenn dieses ausgeschaltet ist. Diese Präzessionsbewegung ist zum Beispiel für die in Kapitel 6.2 vorgestellte Messung der Ramsey-Präzession wichtig.

5.1. Kopplung von Qubits

Neben einem aus zwei oder mehreren unkorrelierten Qubits bestehendem System, gibt es auch Systeme, bei denen eine nichtlokale Verbindung (z.B. eine Wechselwirkung) zwischen zwei oder mehreren Qubits besteht. Diese Wechselwirkung kann ausgenutzt werden, um die Qubits miteinander zu verschränken. Bei einer Quantenverschränkung können die einzelnen Teilchen nicht mehr unabhängig beschrieben werden, sondern nur noch in Korrelation zu den anderen Teilchen. Gleichung 5.1.1 zeigt ein aus zwei *unkorrelierten* Qubits bestehendes System. Jedem Zustand jedes Qubits lässt sich eine Besetzungswahrscheinlichkeit ($|\alpha_{0,1}|^2$

5. Theoretische Grundlagen zu Qubits

bzw. $|\beta_{0,1}|^2$) zuordnen. Das komplette System lässt sich auch als Produkt der beiden Quantenzustände beschreiben.

$$\begin{aligned} |\Psi\rangle &= \frac{1}{\sqrt{2}}(|0\rangle + |1\rangle)_0 \otimes \frac{1}{\sqrt{2}}(|0\rangle + |1\rangle)_1 \\ &= \frac{1}{2}(|00\rangle + |01\rangle + |10\rangle + |11\rangle) \\ &= |+X\rangle_0 |+X\rangle_1 \end{aligned} \tag{5.1.1}$$

Bei einem verschränkten Quantensystem sind die einzelnen Zustände der Qubits nicht mehr unabhängig voneinander. Die Messung eines Qubits gibt Aufschluss über das Messergebnis des anderen. Bei einem Zweiteilchensystem lassen sich vier Zustände mit maximaler Verschränkung präparieren, die sogenannten Bell-Zustände:

$$\begin{aligned} |\Phi^+\rangle &= \frac{|00\rangle + |11\rangle}{\sqrt{2}} \\ |\Phi^-\rangle &= \frac{|00\rangle - |11\rangle}{\sqrt{2}} \\ |\Psi^+\rangle &= \frac{|01\rangle + |10\rangle}{\sqrt{2}} \\ |\Psi^-\rangle &= \frac{|01\rangle - |10\rangle}{\sqrt{2}} \end{aligned} \tag{5.1.2}$$

Bei der Messung der Besetzungswahrscheinlichkeit $|\alpha_x|^2$ eines Qubits wird der Bell-Zustand auf diese Basis (z -Achse der Bloch-Kugel) projiziert. Hierdurch kollabiert der Zustand und die Verschränkung wird aufgehoben. Eine Messung des ersten Qubits von Zustand $|\Phi^+\rangle$ wird als Ergebnis $|1\rangle$ oder $|0\rangle$ liefern, jeweils

mit einer Wahrscheinlichkeit von $1/2$. Das Messergebnis des zweiten Qubits ist nun mit dem Messergebnis des ersten korreliert. Bei einem $|1\rangle$ als erster Messung ist aus dem Bell-Zustand $|\Phi^+\rangle$ aufgrund der Projektion während der Messung der Zustand $|11\rangle$ geworden. Dadurch wird eine Messung des zweiten Qubits ebenfalls ein $|1\rangle$ zeigen. Die angesprochene maximale Verschränkung der Bell-Zustände bedeutet dabei, dass nach der Messung eines Qubits der Zustand des anderen bekannt ist.

Um einen verschränkten Zustand aus zwei Ionen erzeugen zu können, wird eine Kopplung zwischen den Zuständen der beiden Qubits benötigt. Die Spins der in der Mikrofalle gefangenen Ionen besitzen keine direkte Kopplung. Allerdings existiert mit den Schwingungsmoden innerhalb des harmonischen Fallenpotentials ein gemeinsamer Zustand der Ionen. Ein Maß für die Kopplung zwischen internem Zustand und Schwingungsmoden der in der Falle gespeicherten Ionen ist der Lamb-Dicke-Parameter (LDP)

$$\eta = \sqrt{\frac{(\hbar k)^2/2m}{\hbar\omega_z}} \quad (5.1.3)$$

mit dem Wellenvektor der treibenden Feldes k , der Ionenmasse m und der axialen Fallen-Kreisfrequenz ω_z . Die ursprüngliche Idee zur Kopplung von aus gespeicherten Ionen bestehenden Qubits stammt von Cirac und Zoller [15]. In ihrem Vorschlag erfolgt die Manipulation des Qubits mit Laserlicht, wobei jedes Ion seinen eigenen Laser benötigt, welcher stark fokussiert wird, um ein Übersprechen auf die benachbarten Ionen zu vermeiden. Bei einer direkten Umsetzung dieses Konzeptes mit Mikrowellen

wäre aufgrund des kleineren Wellenvektors der für die Qubit-Manipulation genutzten Mikrowellen (siehe Kapitel 2) der LDP mit einem Wert von $\eta \approx 3,7 \cdot 10^{-6}$ um einen Faktor in der Größenordnung von 10^4 kleiner als bei der Benutzung von Laserstrahlung ($\omega_z = 2\pi 150 \text{ kHz}$). Hierdurch wäre eine Kopplung der Qubits auf ein für alle Anwendungen unpraktikables Niveau verlangsamt.

5.2. MAGIC

Eine Methode, trotzdem eine Kopplung der Qubits zu ermöglichen, besteht in der Erzeugung eines Magnetfeldgradienten entlang der Fallenachse. Diese von Wunderlich und Mintert [20, 21] entwickelte Methode wird MAGIC genannt (MAGnetic Gradient Induced Coupling) und sorgt zusätzlich noch für eine einfache Adressierbarkeit der Qubits im Frequenzraum (siehe Abbildung 5.3)^b. Durch die Zeeman-Aufspaltung kommt es zu einer von der Magnetfeldstärke abhängigen Verschiebung der Atomniveaus. Die lineare Zeeman-Aufspaltung führt zu einem Energieunterschied der Zeeman-Niveaus von

$$\begin{aligned} \Delta E_{12} &= \Delta E_1 - \Delta E_2 = g_F m_{F,1} \mu_B B - g_F m_{F,2} \mu_B B \\ &= (m_{F,1} - m_{F,2}) g_F \mu_B B \end{aligned} \quad (5.2.1)$$

^bFür die Umsetzung im Experiment ist dafür in der Mittellage der verwendeten Mikrofalle ein Elektromagnet integriert, durch diesen kann ein Magnetfeldgradient entlang der Fallenachse erzeugt werden.

mit dem gyromagnetischen Faktor g_F , dem Bohrschen Magneton μ_B und der magnetischen Quantenzahl m_F . Beim Vorhandensein eines homogenen Magnetfeldes B_0 und eines inhomogenen Magnetfeldes mit dem Gradienten $\partial_z B = b_z$, ist die Zeeman-Aufspaltung nun von der Position der Ionen innerhalb der Falle abhängig. Die Übergangsfrequenz $\nu(z)$ zwischen zwei Niveaus

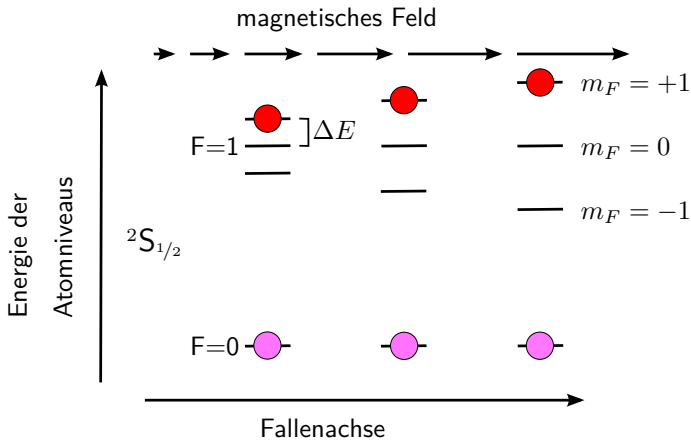


Abbildung 5.3.: Schematische Darstellung der unterschiedlichen Energieniveaus von drei Ionen im Magnetfeldgradienten der Mikrofalle. Aufgrund des inhomogenen Magnetfeldes kommt es je nach Position der einzelnen Ionen zu einer unterschiedlich starker Aufspaltung der Zeeman-Niveaus (ΔE in der Skizze). Bei der Wahl des $F = 0 \leftrightarrow F = 1, m_F = \pm 1$ Übergangs lassen sich die Qubits einzeln im Frequenzraum adressieren [22, 23, 87].

5. Theoretische Grundlagen zu Qubits

ergibt sich damit zu:

$$\nu(z) = \nu_0 + \frac{g_F \mu_B \Delta m_F}{h} (B_0 + b_z z) \quad (5.2.2)$$

mit der Position auf der Fallachse z und der Übergangsfrequenz ohne magnetisches Feld von $\nu_0 = E_0/h$. Aufgrund der Auswahlregel zu erlaubten Übergängen ist der Betrag der Änderung der magnetischen Quantenzahl 0 oder 1 (mit $\Delta m_F = 0, \pm 1$). Die einzelnen Qubit-Übergänge lassen sich demnach bei genügend großem Gradienten oder Abstand ohne Übersprechen einzeln ansprechen, ohne dass die Mikrowellen-Strahlung dafür fokussiert werden muss [23]. Durch die lineare Zeeman-Aufspaltung wird die Änderung der Energieniveaus nur bei kleinen magnetischen Feldstärken korrekt wiedergegeben.

Neben der linearen Zeeman-Aufspaltung existiert auch noch ein quadratischer Zeeman-Effekt. Beim $^{171}\text{Yb}^+$ mit Kernspin $I = 1/2$ lässt sich die Energieverschiebung der Hyperfeinstruktur-niveaus des Grundniveaus bei stärkeren Magnetfeldern durch die Breit-Rabi-Formel beschreiben [39, 88]

$$\Delta E = -\frac{\hbar A}{4} - m_F g_I \mu_K B \pm \frac{\hbar A}{2} \sqrt{1 + 2m_F X + X^2} \quad (5.2.3)$$

mit

$$X = \frac{(g_J \mu_B + g_I \mu_K) B}{\hbar A} \quad (5.2.4)$$

Dabei sind $g_J = 1,998$ und $g_I = 0,9837$ die g-Faktoren von Hülle und Kern, $\mu_B = 9,27401 \cdot 10^{-24} \text{ J/T}$ ist das bohrsche Magneton

5. Theoretische Grundlagen zu Qubits

und $\mu_K = 5,05078 \cdot 10^{-27} \text{ J/T}$ das Kernmagneton. Die Hyperfeinstrukturkonstante des $^2S_{1/2}$ Grundzustands von $^{171}\text{Yb}^+$ beträgt $A = 12,642812118471(9) \text{ GHz}$. Das positive Vorzeichen gilt bei $F = I + 1/2$ das negative bei $F = I - 1/2$.

Die durch die Breit-Rabi-Formel bestimmten Übergangsfrequenzen werden in Tabelle 5.1 mit denen der linearen Zeeman-Aufspaltung (Gleichung 5.2.1) bei einer für das Experiment typischen magnetischen Feldstärke von $0,64 \text{ mT}$ verglichen. Es zeigt sich, dass die Verschiebung der Übergänge mit $\Delta m_F = \pm 1$ mit einer Abweichung von unter $0,2\%$ in beiden Gleichungen ähnlich ist. Durch den quadratischen Zeeman-Effekt kommt es zu einer Verschiebung des $\Delta m_F = 0$ Übergangs von $12,675 \text{ kHz}$. Diese Verschiebung lässt sich mit der linearen Zeeman-Aufspaltung nicht bestimmen. Zusammenfassend kann gesagt werden, dass der lineare Zeeman-Effekt eine gültige Näherung für schnelle

Übergang	Breit-Rabi	lin. Zeeman-Effekt	Differenz ($ \delta $)
σ^+	8,9526 MHz	8,9576 MHz	5 kHz
σ^-	-8,9399 MHz	-8,9576 MHz	17,7 kHz
π	12,675 kHz	0	12,675 kHz

Tabelle 5.1.: Vergleich der durch die Breit-Rabi-Formel (Gleichung 5.2.3) und der linearen Zeeman-Aufspaltung (Gleichung 5.2.1) bestimmten Veränderung der durch die Mikrowelle getriebenen Übergangsfrequenzen innerhalb des Grundniveaus $^2S_{1/2}$ bei einer magnetische Feldstärke von $0,64 \text{ mT}$. Der Übergang mit $\Delta m_F = 0$ ist mit π bezeichnet, die Übergänge mit $\Delta m_F = \pm 1$ als σ^\pm .

5. Theoretische Grundlagen zu Qubits

Abschätzungen des Magnetfelds oder der Übergangsfrequenzen darstellt. Wenn eine hohe Genauigkeit gewünscht ist, muss die Breit-Rabi-Formel genutzt werden.

Das magnetische Moment ($\vec{\mu}$) des Qubit-Übergangs besitzt eine vom externen magnetischen Feld (\vec{B}) abhängige potentielle Energie $U = -\vec{\mu} \cdot \vec{B}$. Bei einem inhomogenen Feld existiert eine zum Magnetfeldgradienten proportionale Kraft $\vec{F}_m = \vec{\mu} \cdot (\vec{\nabla} \cdot \vec{B})$. Diese Kraft führt zu unterschiedlichen Gleichgewichtspositionen des Ions innerhalb des Fallenpotentials bei Änderung des internen Zustands (Abbildung 5.4 a). Hierdurch erfährt der in Gleichung 5.1.3 vorgestellte LDP eine Erweiterung zum *effektiven* Lamb-Dicke-Parameter [21]:

$$\eta' = \sqrt{\eta^2 + \kappa^2}, \quad (5.2.5)$$

mit

$$\kappa = \sqrt{\frac{g_F^2 \mu_B^2}{2\hbar m \omega_z^3}} b \quad (5.2.6)$$

Mit einer axialen Fallenfrequenz $\omega_z = 2\pi 150$ kHz und einem Magnetfeldgradienten $b = 20$ T/m, ergibt sich $\kappa^2 \gg \eta^2$ und dadurch $\eta' \approx \kappa = 2,6 \cdot 10^{-2}$. Dieser effektive LDP befindet sich in einem Bereich, in dem das von Cirac und Zoller vorgeschlagene Schema realisierbar erscheint und Seitenbandkühlung funktioniert [89]. Durch die Abhängigkeit zum Magnetfeldgradienten existiert darüber hinaus noch die Möglichkeit zur Anpassung der Kopplung.

Bis jetzt wurde nur ein einzelnes Ion innerhalb des Fallenpotentials betrachtet. Bei mehreren Ionen skaliert der effektive LDP

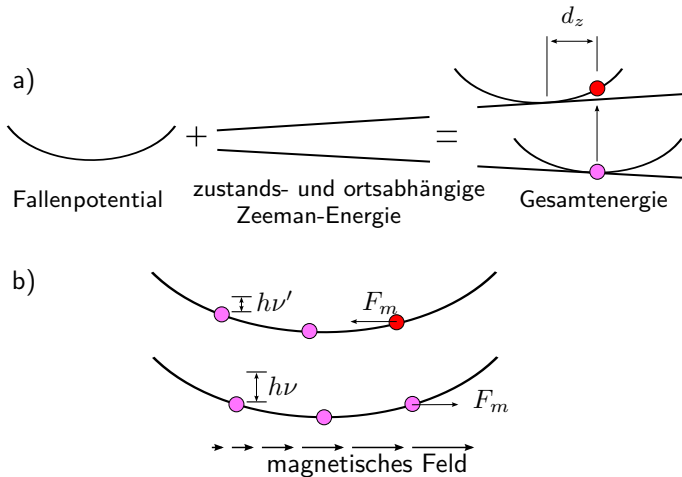


Abbildung 5.4.: a) Die potentielle Gesamtenergie eines gespeicherten Ions setzt sich aus dem Fallenpotential und der zustands- und ortsabhängigen Zeeman-Energie zusammen. Die Gleichgewichtslage des Ions ist dadurch abhängig vom internen Zustand, bei einer Anregung von $|0\rangle \rightarrow |1\rangle$ verschiebt sich diese um d_z . Das Ion erfährt dadurch eine Kraft in Richtung des neuen Minimums und oszilliert anschließend um die neue Gleichgewichtslage. Hierdurch kommt es zu einer vom Magnetfeldgradienten abhängigen Kopplung zwischen internem Zustand und der Schwingungsmode. Diese Spin-Bewegungs-Kopplung wird in [89] ausführlich diskutiert.

b) Drei Ionen im Fallenpotential, bei der Anregung eines Ions ändert sich die Richtung der vom Magnetfeldgradienten abhängigen Kraft F_m auf dieses Ion. Aufgrund der Coulomb-Kraft zwischen den Ionen kommt es hierdurch zu einer Verschiebung der ganzen Ionenkette innerhalb des Magnetfeldgradienten. Dabei ändert sich die Zeeman-Aufspaltung der Energieniveaus aller Ionen, wodurch es zu einer Spin-Spin-Kopplung kommt.

5. Theoretische Grundlagen zu Qubits

in etwa invers mit der Wurzel der Ionen innerhalb der Falle. Durch die veränderte Gleichgewichtslage aller Ionen bei der Zustandsänderung eines Ions kommt es weiterhin zu einer Verschiebung der Zeeman-Niveaus aller gespeicherter Ionen. Hierdurch entsteht eine zusätzliche (Spin-Spin) Kopplung zwischen den Ionen innerhalb der Falle (siehe Abbildung 5.4 b). Diese Kopplung wird in [21, 90] beschrieben, der Hamiltonoperator des Systems hat die Form:

$$\begin{aligned}\hat{H} &= \hat{H}_{int} + \hat{H}_{Falle} + \hat{H}_{kop} \\ &= \frac{\hbar}{2} \sum_{j=1}^N \omega_j(z_{0,j}) \sigma_{z,j} + \hbar \sum_{n=1}^N \nu_n (a_n^\dagger a_n) - \frac{\hbar}{2} \sum_{i<j}^N J_{ij} \sigma_{z,i} \sigma_{z,j}\end{aligned}\tag{5.2.7}$$

Mit der Anzahl der Ionen in der Kette N und der Übergangsfrequenz (Mikrowelle) ω_j von Ion j mit der Gleichgewichtsposition $z_{0,j}$. Die unterschiedlichen Schwingungsmoden der Ionen werden durch die Kreisfrequenz ν_n mit den Auf- und Absteigeoperatoren a^\dagger und a dargestellt. In \hat{H}_{kop} ist die paarweise Kopplung mit einer von $J_{i,j}$ abhängigen Stärke beschrieben.

In unserer Arbeitsgruppe wurde in einem anderen Experimentaufbau die Kopplung zwischen drei Ionen innerhalb eines Magnetfeldgradienten von $b \approx 19 \text{ T/m}$ bestimmt. Dabei wurde eine durch Variation von ω_z einstellbare Kopplung zwischen Ionen gemessen. Bei einer axialen Fallenfrequenz von beispielsweise $\omega_z = 2\pi 124 \text{ kHz}$ beträgt die Kopplung zwischen den benachbarten Ionen jeweils etwa $2\pi 30 \text{ Hz}$ und zwischen den äußeren Ionen etwa $2\pi 18 \text{ Hz}$ [87].

6

Messergebnisse mit $^{171}\text{Yb}^+$

Bevor mit einer Messung begonnen werden kann, müssen die gefangenen Ionen gekühlt und initialisiert werden. Das System wird dadurch in einen definierten Zustand gebracht.

Anschließend wird mit der Manipulation des Qubits begonnen und, wenn diese abgeschlossen ist, das Ergebnis ausgelesen. Jede einzelne Messung muss mehrmals wiederholt werden, um Aussagen mit statistischer Signifikanz zum Zustand des gemessenen Qubits treffen zu können. Ganz allgemein lässt sich eine Messung in einzelne Phasen unterteilen, diese sind in Tabelle 6.1 mit den jeweils benötigten Komponenten angegeben. Im Folgenden werden die einzelnen Phasen und die jeweils hauptsächlich benötigten Strahlquellen vorgestellt. Das Lasersystem bei 638 nm ist die ganze Zeit über aktiv, durch einen Sperr-Filter vor der Kamera wird dadurch kein detektierbares Streulicht erzeugt.

Zunächst durchlaufen die gefangenen Ionen einen **Kühlzyklus**, das Laserlicht bei 369 nm wird dafür rot verstimmt. Aufgrund der Doppler-Verschiebung der Resonanzfrequenz des sich bewegenden Ions kommt es vorrangig zu einer Absorption des Photons,

wenn sich Ion und Photon aufeinander zu bewegen. Der dabei übertragene Impuls des Photons ist der Bewegung des Ions entgegengesetzt, der durch die folgende spontane Emission entstehende Rückstoß dahingegen ist im Mittel ungerichtet. Hierdurch kommt es über viele Zyklen zu einer Verlangsamung und dadurch zur Kühlung des Ions [91]. Damit dieser Kühlzyklus geschlossen ist, müssen sowohl die Mikrowelle bei 12,6 GHz wie auch das Lasersystem bei 935 nm aktiv sein, andernfalls könnte es aufgrund von Verzweigungen im Termschema oder nicht resonanter Anregung zu einer Unterbrechung des Kühlzyklus kommen (siehe Kapitel 2).

Während der **Präparation** ist der 369 nm-Laser um 2,1 GHz verschoben, dadurch wird der Übergang $^2\text{S}_{1/2}, F=1 \leftrightarrow ^2\text{P}_{1/2}, F=1$ getrieben (auch als *optisches Pumpen* bezeichnet, siehe auch Abbildung 2.2). Vom Niveau $^2\text{P}_{1/2}, F=1$ kann das Ion spontan in den Zustand $^2\text{S}_{1/2}, F=0$ zerfallen. Ohne die Mikrowelle bleibt das Ion in diesem Zustand und wird vom Lichtfeld nicht mehr auf das Niveau $^2\text{P}_{1/2}$ angeregt. Am Ende der Präparations-Phase befindet sich das Ion im Zustand $^2\text{S}_{1/2}, F=0$, dem Grundzustand $|0\rangle$. Alle Laser sind nun von den möglichen Übergängen um 12,6 GHz weit verstimmt, das Ion ist vom Kühllaser entkoppelt. Um sicher zu gehen, dass nach dem Ende der Präparation die Lichtfelder der Laser deaktiviert sind, wird ein Lücke von 10 μs vor dem Beginn der nächsten Phase gelassen.

Durch Einstrahlung von Mikrowellenpulsen erfolgt die **Manipulation** des Quantenzustands des Ions. In dieser Phase findet das eigentliche Experiment statt. Je nach Sequenz der Mikrowellensignale lassen sich unterschiedliche Messungen an den Ionen

durchführen. Die Mikrowellenpuls-Sequenzen werden jeweils bei der Diskussion der einzelnen Ergebnisse vorgestellt.

Nachdem die Manipulation der Quantenzustände abgeschlossen ist, erfolgt die **Detektion** über Resonanzfluoreszenz. Hierbei wird das Qubit, eine Superposition von $|0\rangle$ und $|1\rangle$, einem Lichtfeld der Wellenlänge 369 nm ausgesetzt. Dieses führt zu einer Projektion auf die Zustände $^2\text{S}_{1/2}, F=1 \rightarrow |1\rangle$ und $F=0 \rightarrow |0\rangle$. Ist der Zustand $|1\rangle$ besetzt, wird der Übergang auf den Zustand $^2\text{P}_{1/2}, F=0$ getrieben und die dabei entstehende Resonanzfluoreszenz mittels Einzelphotonendetektoren detektiert (siehe Kapitel 3.3). Es besteht eine nicht verschwindende Wahrscheinlichkeit, dass das $^2\text{P}_{1/2}, F=1$ Niveau nichtresonant angeregt wird, wodurch das Ion in das $^2\text{S}_{1/2}, F=0$ Niveau fallen kann und den Resonanzfluoreszenz-Kreislauf verlässt [61]. Die Mikrowelle muss während der Detektion deaktiviert sein, andernfalls würde der Übergang $|0\rangle \longleftrightarrow |1\rangle$ getrieben und das Messergebnis wäre verfälscht.

Dem Ergebnis einer einzelnen Messung kann eine Anzahl von detektierten Photonen zugeordnet werden. Durch mehrmaliges Wiederholen der Sequenz wird der Mittelwert der Zählrate eines einzelnen Messpunktes bestimmt. Aufgrund der Dunkelzählrate der verwendeten Messgeräte gibt es einen Untergrund bei der Fluoreszenzrate. Das in unserer Arbeitsgruppe entwickelte Objektiv zur Detektion besitzt eine numerische Apertur (NA) von 0,4 [47]. Damit ist es möglich etwa 4,2% des in den vollen Raumwinkels abgestrahlten Lichtes zu kollimieren und entweder zum Photomultiplier (Quanteneffizienz mehr als 25% bei 360 nm) oder zur EMCCD-Kamera (Quanteneffizienz 50%) zu

leiten. Der Detektionsprozess ist in [92, 93, 94] genauer beschrieben.

6.1. Rabi-Oszillation

Eine grundlegende Art der Bestimmung der Energiedifferenz zwischen den Niveaus $^2\text{S}_{1/2}$ $F=0$ und $F=1$, $m_F=0, \pm 1$ stellt eine Messung der Rabi-Frequenz dar. Dabei wird mit der Mikrowelle der Übergang getrieben und zu unterschiedlichen Zeitpunkten die Besetzungswahrscheinlichkeit bestimmt. In Abbildung 6.1 ist eine Rabi-Oszillation zwischen $F=0$ und $F=1$, $m_F=0$ zu sehen. Die Messwerte werden bestimmt, indem die Mikrowelle nach einer Zeit $t_{r,f}$ deaktiviert und ein Messwert aufgenommen wird. Anschließend wird die gesamte Sequenz mit einer längeren aktiven Zeit der Mikrowelle wiederholt. Nachdem die maximale

	Kühlung	Präparation	Manipul.	Detektion
935 nm	X	X	-	X
369 nm	X	-	-	X
369 nm+2,1 GHz	-	X	-	-
12,6 GHz	X	-	X	-
Kamera	-	-	-	X

Tabelle 6.1.: Sequenz zum Durchführen einer Messung. Die Lasersysteme, die Mikrowelle und die EMCCD-Kamera sind in unterschiedlichen Phasen aktiv (jeweils mit **X** markiert).

Zeit der Rabi-Oszillation erreicht ist, wird die Messreihe wiederholt und die aktive Zeit $t_{r,f}$ beginnt bei null. In Abbildung 6.1 mit einer maximalen Zeit von 1 ms und 50 Schritten liegen die einzelnen Messpunkte bei $t_{r,f} = 0, 20, 40 \dots 1000 \mu\text{s}$. Die Messreihe ist 50 mal wiederholt worden. Laut einer Konvention werden im Folgenden Übergänge zwischen den Hyperfeinstrukturniveaus mit $\Delta m_F = 0$ als π -Übergang und bei $\Delta m_F = \pm 1$ als σ^\pm -Übergang bezeichnet. Die Verstimmung δ zwischen dem treibenden Feld und der Übergangsfrequenz führt zu einer ef-

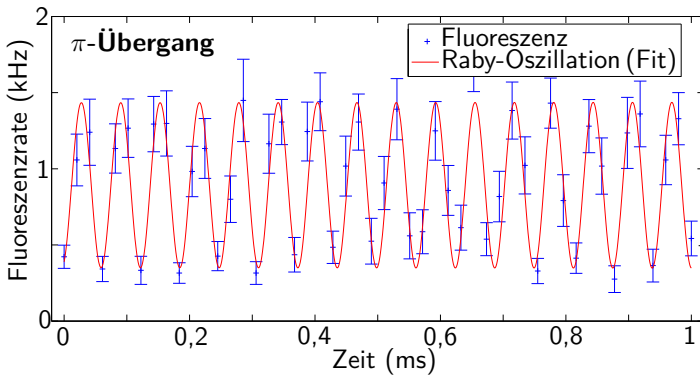


Abbildung 6.1.: Rabi-Oszillation auf das $F = 1, m_F = 0$ Niveau bei einer Frequenz des treibenden Feldes von VFG 74,829 MHz plus Oszillator 12,568 GHz. Mit einer Dauer der Kühlsequenz von 10 ms, einer Präparationszeit von $10 \mu\text{s}$ und einer Detektionszeit von 4,5 ms. Die maximale Zeit der Oszillation beträgt 1 ms, die Messreihe wurde 50 mal wiederholt. Die gemessene Rabi-Frequenz beträgt $2\pi 15,934(84)$ kHz.

6. Messergebnisse mit $^{171}\text{Yb}^+$

effektiven Rabi-Frequenz mit schnelleren Oszillationen und geringerer Modulationstiefe (Gleichung 5.0.10). Durch die Messung der Frequenz der Rabi-Oszillation bei unterschiedlichen Frequenzen des Mikrowellenfeldes lässt sich die Rabi-Frequenz bestimmen. In Abbildung 6.2 sind die effektiven Rabi-Frequenzen in Abhängigkeit von der Frequenz des treibenden Feldes aufge-

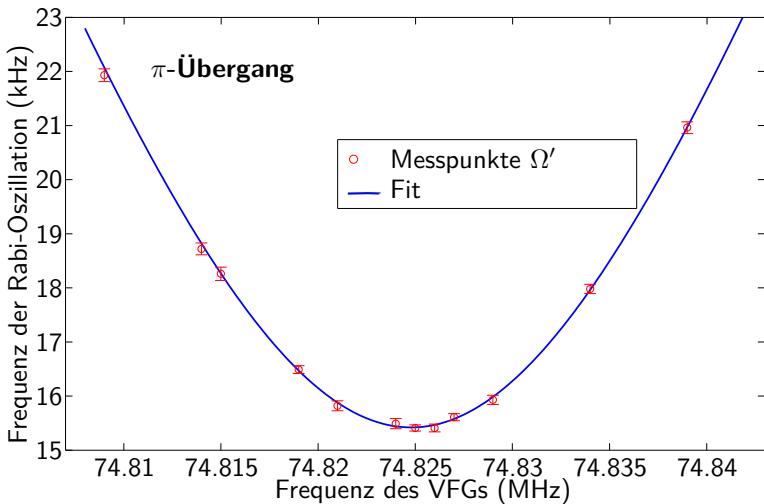


Abbildung 6.2.: Messung der effektiven Rabi-Frequenz Ω'_π des π -Übergangs bei unterschiedlichen Frequenzen der Mikrowelle. Die Anpassung (blaue Linie) an die Messergebnisse zeigt eine Rabi-Frequenz Ω_π von $2\pi 15,40(4)$ kHz (Gleichung 5.0.10) und eine Energiedifferenz der beiden Zustände ($\Delta E = h \nu_{0,\pi}$) von $\nu_{0,\pi} = 74,825(1)$ MHz (VFG) plus 12,568 GHz (Oszillator).

tragen, die Verstimmung ist bei einer Frequenz des VFGs von 74,825(1) MHz null und die Rabi-Frequenz des π -Übergangs beträgt $2\pi 15,40(4)$ kHz. Zur Frequenz des VFGs muss noch die dazu gemischte Frequenz des Oszillators von 12,568 GHz hinzu addiert werden (siehe Kapitel 3.4).

In gleicher Weise wird die Rabi-Frequenz des σ^- -Übergangs bestimmt. Die einzelnen effektiven Rabi-Frequenzen sind mit einer Kühlsequenz-Dauer von 10 ms, einer Präparationszeit von 10 μs , einer Detektionszeit von 4,5 ms und einer maximalen Zeit der Oszillation von 200 μs aufgenommen. Jede Messung wird 75 mal wiederholt und in 75 Schritte unterteilt. In Abbildung 6.3 ist das Ergebnis zu sehen. Die größeren Fehlerbalken im Vergleich zum π -Übergang sind auf die stärkere Abhängigkeit der $F=1$, $m_F = \pm 1$ Niveaus von der Magnetfeld-Stärke zurückzuführen (siehe Gleichung 5.2.3). Fluktuationen von \vec{B} während der Messung führen zu unterschiedlichen Übergangsfrequenzen und dadurch Werten der Rabi-Frequenz bei den einzelnen Messpunkten. Die eingestellte Ausgangsleistung der VFGs ist bei beiden Messreihen identisch und liegt bei 0 dBm. In gleicher Weise sind die Resonanz- und Rabi-Frequenz des σ^+ -Übergangs von $\nu_{0,\sigma^+} = 83,797(7)$ MHz (VFG) plus 12,568 GHz (Oszillator) und $\Omega_{\sigma^+} = 2\pi 39,32(28)$ kHz bestimmt. Die unterschiedlichen Rabi-Frequenzen der σ^\pm -Übergänge lassen sich durch die unterschiedlichen Empfindlichkeiten gegenüber der Polarisation des treibenden Feldes erklären. Eine durch Reflexionen der Mikrowellenstrahlung an den Fallenelektroden hervorgerufene Veränderung der Polarisation kann zur Bevorzugung eines σ^\pm -Übergangs führen. Bei einer Ionenposition zwischen den Fallenelektroden 49/50

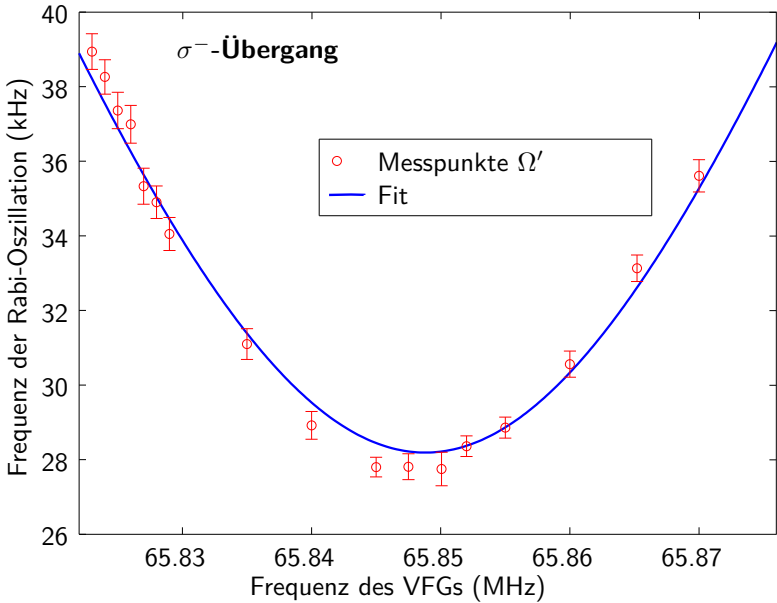


Abbildung 6.3.: Messung der effektiven Rabi-Frequenz Ω'_{σ^-} des σ^- -Übergangs bei unterschiedlichen Frequenzen der Mikrowelle. Die Anpassung (blaue Linie) an die Messergebnisse zeigt eine Rabi-Frequenz Ω_{σ^-} von $2\pi 28,19(32)$ kHz (Gl. 5.0.10) und eine Energiedifferenz der beiden Zustände ν_{0,σ^-} von VFG 65,849(6) MHz plus Oszillator 12,568 GHz ($\Delta E = h\nu_{0,\sigma^-}$). Auffallend ist, dass die Fehlerbalken im Gegensatz zu Abbildung 6.2 größer sind. Fluktuationen von \vec{B} während der Messung haben einen größeren Einfluss auf die Übergangsfrequenz (siehe Gleichung 5.2.3) und führen zu einer größeren Ungenauigkeit der einzelnen Messpunkte.

(siehe Abbildung 3.6) wird bei gleicher Ausgangsleistung der Mikrowelle eine höhere Rabi-Frequenz gemessen (die anderen Messungen wurden zwischen Elektrode 19/20 gemacht). In Abbildung 6.4 sind die Rabi-Oszillationen des σ^+ -Übergangs zwischen den Elektroden 49/50 zu sehen. Die gemessene Rabi-Frequenz ist mit $2\pi 191,61(60)$ kHz über vier mal so hoch wie im breiten Bereich der Falle. Aufgrund eines höheren Streulicht-Niveaus und größerer Mikrobewegung der Ionen im schmalen Fallenbereich, wird meistens eine Ionenposition zwischen den Elektroden 19/20 gewählt, wenn kein Magnetfeldgradient benötigt wird.

Die Resonanzfrequenzen der σ^\pm -Übergänge sind, wie in Gleichung 5.2.2 beschrieben, von der Stärke des Magnetfeldes abhängig. Aus den Frequenzen der treibenden Felder (ν_{σ^\pm}) lässt sich demnach die magnetische Flussdichte B bestimmen. Mit der Zeeman-Aufspaltung (Gleichung 5.2.1) ergibt sich mit einem gyromagnetischen Faktor von $g_F = 1$ eine magnetische Flussdichte zwischen den Elektroden 19/20 von $B = 0,6416(14)$ mT.

6. Messergebnisse mit $^{171}\text{Yb}^+$

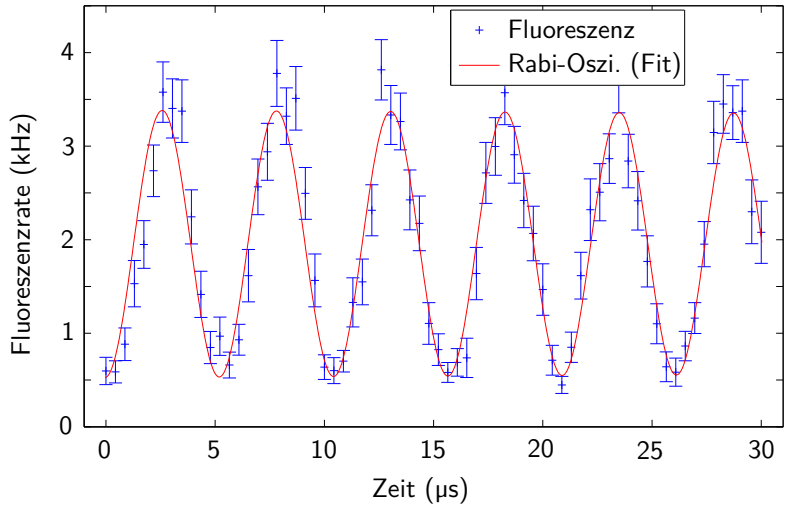


Abbildung 6.4.: Rabi-Oszillation des σ^+ -Übergangs zwischen den Fallenelektroden 49/50. Die Rabi-Frequenz beträgt $\Omega_{\sigma^+} = 2\pi 191,61(60)$ kHz, die Resonanzfrequenz liegt bei $\nu_{0,\sigma^+} = 84,351(14)$ MHz (VFG) plus 12,568 GHz (Oszillator).

Unterbrochene Zeitachse

Wenn die Genauigkeit der einzelnen Rabi-Frequenz-Messungen erhöht werden soll, ohne dabei die Anzahl der Messpunkte zu steigern, bieten sich Messungen mit unterbrochener Zeitachse an. Dabei werden nur am Anfang und am Ende des Messin-

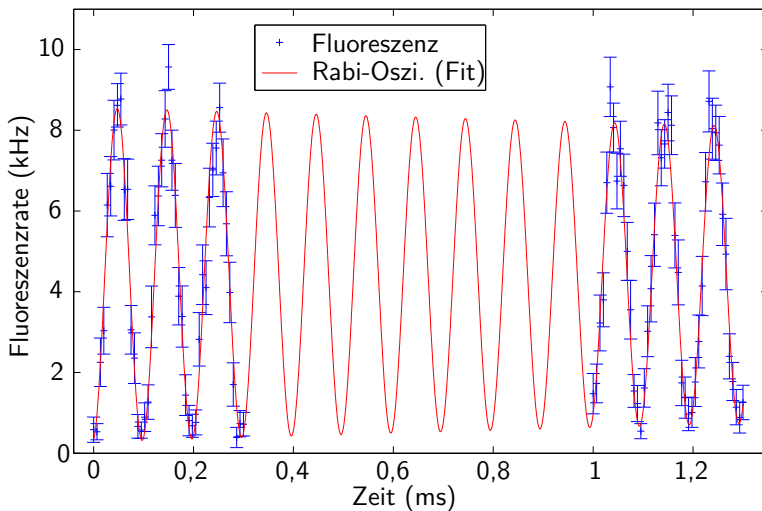


Abbildung 6.5.: Messung der Rabi-Frequenz des σ^+ -Übergangs mit unterbrochener Zeitachse und einer vorher durch Ramsey-Oszillation (siehe Kapitel 6.2) bestimmten Übergangsfrequenz von $83,709759(23)$ MHz (VFG) plus $12,568$ GHz (Oszillator). Die dabei gemessene Rabi-Frequenz beträgt bei je 45 Messpunkten pro Intervall (0-0,3 ms und 1-1,3 ms) und 50 Wiederholungen $2\pi 10,043(18)$ kHz.

tervalls die Besetzungswahrscheinlichkeiten bestimmt. Die Anpassung an die Messwerte erfolgt anschließend durch $\sin^2(\Omega t)$ (siehe Gleichung 5.0.11)^a. In Abbildung 6.5 ist eine typische Messung mit unterbrochener Zeitachse zu sehen. Mit 50 Wiederholungen und insgesamt 90 Messpunkten lässt sich damit die Rabi-Frequenz des σ^+ -Übergangs mit $\Omega_{\sigma^+} = 2\pi 10,043(18)$ kHz bestimmen (die Rabi-Frequenz unterscheidet sich aufgrund einer anderen Ausrichtung der Mikrowellenantenne von den vorherigen Messungen). Die Resonanzfrequenz des Übergangs beträgt $\nu_{0,\sigma^+} = 83,709759(23)$ MHz (VFG) plus 12,568 GHz (Oszillator). Diese Methode wird auch bei den im Folgenden vorgestellten Messungen von Ramsey-Oszillation zur Erhöhung der Genauigkeit angewendet.

Messung durch Frequenzvariation

Die Resonanzfrequenz der σ^\pm -Übergänge muss möglicherweise aufgrund von Fluktuationen des magnetisches Feldes in regelmäßigen Abständen neu kalibriert werden. Die dafür in Abbildung 6.3 genutzte Technik ist wegen der vielen benötigten Einzelmessungen recht aufwendig und zeitintensiv. Wenn die ungefähre Rabi-Frequenz bekannt ist, stellt die Messung durch Frequenzvariation eine schnellere Methode zur Bestimmung der Resonanz-

^aZur Erhöhung der Genauigkeit: wird gedanklich der \arcsin^2 auf die Daten angewendet, ergibt sich die Gerade Ωt mit Steigung Ω . Soll die Steigung einer Gerade genau bestimmt werden, sind Punkt mit großem Abstand von Vorteil. Jeder Punkt hat ein σ_y , der Abstand der Punkte sei Δ_t , dann ist der Steigungsfehler für zwei Messpunkte $\sqrt{2} \sigma_y / \Delta_t$.

frequenz dar. Zunächst wird dafür die ungefähre Rabi-Frequenz Ω geraten und die Dauer eines π -Pulses (τ_π) bei der Resonanzfrequenz bestimmt.

$$\tau_\pi = \frac{\pi}{\Omega} \quad (6.1.1)$$

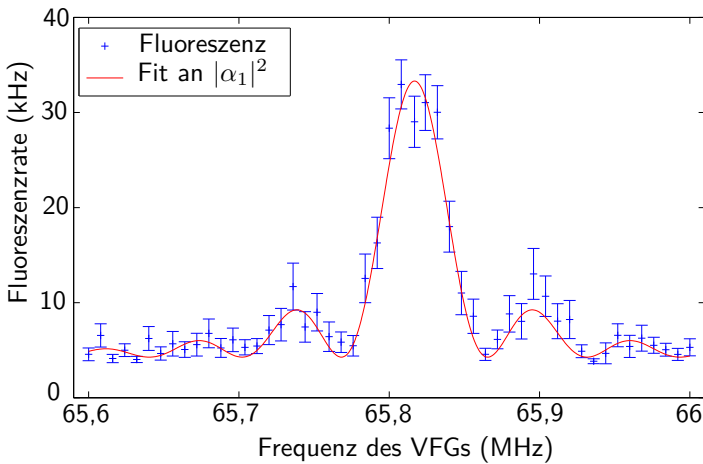


Abbildung 6.6.: Bestimmung der Rabi-Frequenz des σ^- -Übergangs durch Frequenzvariation. Zu sehen ist die Besetzungswahrscheinlichkeit des oberen Niveaus ($|\alpha_1|^2$), aufgetragen gegen die Frequenz des VFGs. Die berechnete Resonanzfrequenz ist mit 65,81684(59) MHz (VFG) plus 12,568 GHz (Oszillator) recht genau bestimmt, die Rabi-Frequenz besitzt mit $2\pi 45,1(2,9)$ kHz jedoch eine große Unsicherheit.

Anschließend wird die Besetzungswahrscheinlichkeit des angeregten Niveaus (Gleichung 5.0.11) bei unterschiedlichen Resonanzfrequenzen und gleichbleibender Pulsdauer bestimmt. Der VFG scannt während der Messung über einen Bereich von wenigen 100 kHz symmetrisch um die vorher angenommene Resonanzfrequenz. Im Gegensatz zur weiter oben vorgestellten Messung zur Bestimmung der Rabi-Frequenz wird dabei nur ein Messpunkt pro Frequenz des VFGs aufgenommen. Das Ergebnis so einer Messung ist in Abbildung 6.6 zu sehen. Mittels einer Ausgleichsberechnung an der Anregungswahrscheinlichkeit $|\alpha_1|^2$, welche gegeben ist durch

$$|\alpha_1(t)|^2 = \left(\frac{\Omega}{\sqrt{\Omega^2 + \delta^2}} \right)^2 \sin^2 \left(\frac{\sqrt{\Omega^2 + \delta^2} \tau_\pi}{2} \right) \quad (6.1.2)$$

können daraus sofort die Resonanz- und Rabi-Frequenz des Übergangs bestimmt werden. Die Genauigkeit der durch Anpassung berechneten Resonanzfrequenz ist dabei mit 65,81684(59) MHz (VFG) plus 12,568 GHz (Oszillator) sehr gut, die Rabi-Frequenz lässt sich allerdings nur mit 2π 45,1(2,9) kHz bestimmen. Durch eine anschließende Rabi-Messung mit unterbrochener Zeitachse bei der ermittelten Resonanzfrequenz kann die Rabi-Frequenz anschließend mit 2π 45,780(18) kHz bestimmt werden (Abbildung 6.7). Die ermittelten Resonanz- und Rabi-Frequenzen sind aufgrund von Veränderungen und Optimierungen des Experimentaufbaus (Ausrichtung der Permanent-Magnete und der Mikrowellenantenne) verschieden zu den weiter oben bestimmten.

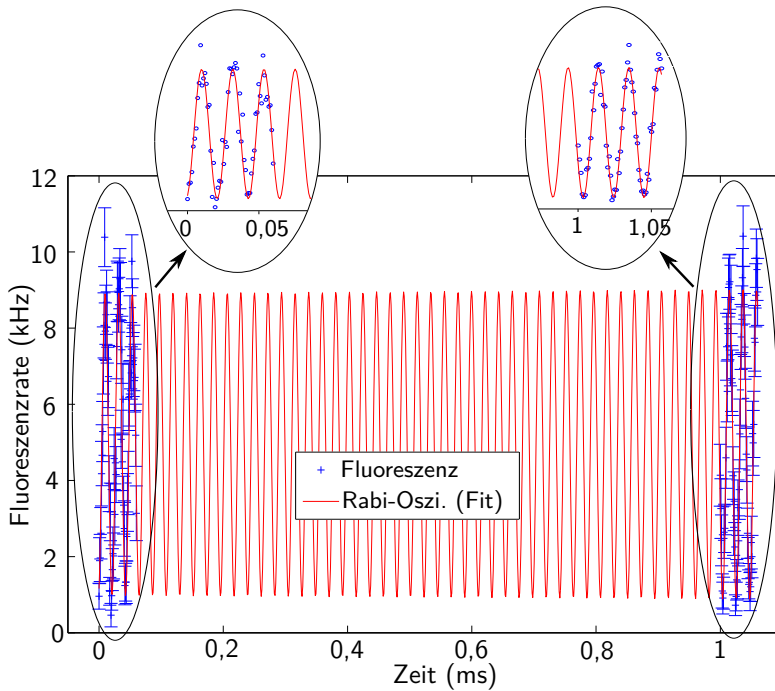


Abbildung 6.7.: Bestimmung der Rabi-Frequenz nach einer Messung durch Frequenzvariation. In jedem Intervall (0-0,06 ms und 1-1,06 ms) liegen je sechzig Messpunkte, die ganze Messung wurde fünfzig mal wiederholt. Die ermittelte σ^- Rabi-Frequenz liegt bei $2\pi 45,780(18)$ kHz. Zur besseren Sichtbarkeit wurden die Fehlerbalken in den beiden Vergrößerungen weggelassen.

6.2. Ramsey-Oszillation

Bei der Messung von Ramsey-Oszillationen wird der Grundzustand ($|0\rangle$) mit einem $\pi/2$ -Puls in eine Superposition von $|0\rangle$ und $|1\rangle$ gebracht. In der Blochkugel-Repräsentation (vgl. Abb. 5.1) wird der Blochvektor durch den $\pi/2$ -Puls vom Südpol auf den Äquator gedreht. Anschließend kann sich der Superpositionszustand frei entwickeln. Nach einer Zeit τ erfolgt ein zweiter $\pi/2$ -Puls und die Besetzungswahrscheinlichkeit von $|1\rangle$ wird bestimmt, die entsprechende Pulssequenz ist in Abbildung 6.8 gezeigt.

In der Zeit zwischen den beiden $\pi/2$ -Pulsen vollzieht der Blochvektor im Wechselwirkungsbild eine Präzessionsbewegungen um die z -Achse. Dabei wird eine Phase gegenüber dem treibendem Feld von $\Delta\varphi = \delta t$ aufgebaut (siehe Kapitel 5). Die Mikrowelle ist dabei deaktiviert, die Phaseninformation zwischen Qubit und treibendem Feld bleibt allerdings erhalten (siehe Kapitel 3.4). Je nachdem, wie groß die Verstimmung δ ist, wird während der frei-

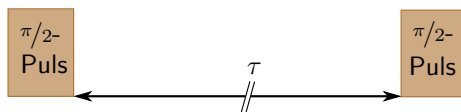


Abbildung 6.8.: Pulssequenz für die Messung von Ramsey-Oszillation. Durch die vorher bestimmte Rabi-Frequenz Ω kann die Dauer eines $\pi/2$ -Pulses über $t = \pi/(2\Omega)$ bestimmt werden. Die Dauer der freien Präzession τ wird während der Messung variiert.

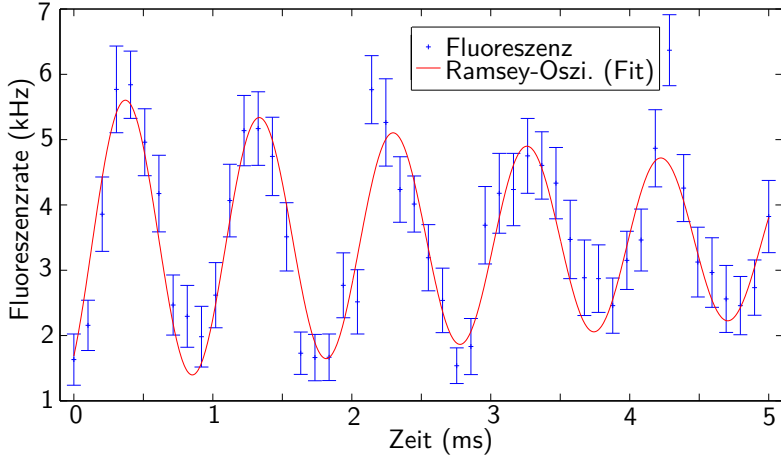


Abbildung 6.9.: Ramsey-Oszillation des σ^- -Übergangs bei einer Frequenz des VFGs von 65,833 MHz. Die Übergangsfrequenz ist zunächst durch Frequenzvariation auf 65,834(3) MHz (VFG) plus 12,568 GHz (Oszillator) bestimmt worden, die Rabi-Frequenz anschließend auf 2π 39,2(4) kHz. Die Frequenz der Ramsey-Oszillation beträgt $\nu_{\text{Ramsey}} = 1038(15)$ Hz. Damit ergibt sich die Resonanzfrequenz zu $\nu_{0,\sigma^-} = 65,831962(15)$ MHz (VFG) plus 12,568 GHz (Oszillator).

6. Messergebnisse mit $^{171}\text{Yb}^+$

en Präzessionsbewegung eine unterschiedlich große Phase aufgebaut. Für den Effekt des zweiten $\pi/2$ -Pulses ist diese Phase wichtig. Beispielsweise würde es bei einer Phasendifferenz von null zur Anregung des $|1\rangle$ Niveaus und bei einer Phasendifferenz von π zur Anregung des $|0\rangle$ Niveaus kommen. Zeigt der Zustand zum Zeitpunkt des zweiten Pulses in Richtung der Drehachse $\vec{\Omega}_1$, ändert der zweite $\pi/2$ -Puls die Besetzung nicht, und die Superposition bleibt erhalten [95]. Aus Messungen der Besetzungswahrscheinlichkeiten zu unterschiedlichen Zeitpunkten kann die

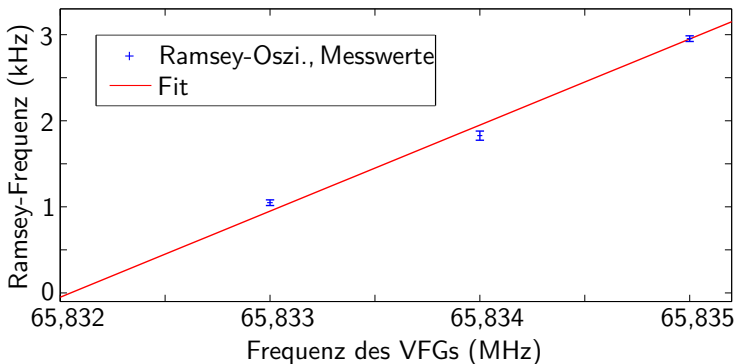


Abbildung 6.10.: Die Ramsey-Frequenz hängt linear mit der Verstimmung zwischen Übergangsfrequenz und Frequenz des treibenden Feldes zusammen. Durch Fluktuationen von \vec{B} während der Messung verändert sich die Übergangsfrequenz ständig. Die durch den Ramsey-Frequenz-Fit bestimmte Übergangsfrequenz im Nulldurchgang beträgt 65,83205(25) MHz (VFG) plus 12,568 GHz (Oszillator).

Phase und dadurch die Frequenzdifferenz zwischen der Übergangsfrequenz ν_0 und der Frequenz der Mikrowelle ν_1 bestimmt werden. In Abbildung 6.9 ist eine typische Ramsey-Oszillation zu sehen. Die Frequenz der Oszillation entspricht dem Betrag der Verstimmung ($|\delta|$). Um die Verstimmung berechnen zu können, sind mindestens zwei Messungen notwendig. In Abbildung 6.10 sind die Ergebnisse von drei Ramsey-Frequenz Messungen zu sehen.

Diese Technik zur Resonanzfrequenzmessung ist präziser als die weiter oben vorgestellte Messung durch Frequenzvariation. Mit der Methode der Frequenzvariation lässt sich die Übergangsfrequenz auf nur auf einige hundert Hertz genau bestimmen (siehe Beispielsweise Abbildung 6.6 mit 65,81684(59) MHz). Die Frequenz des σ^- -Übergangs lässt sich bestimmen durch

$$\nu_{0,\sigma^-} = \nu_{\text{osz.}} + \nu_{\text{VFG}} \pm \nu_{\text{Ramsey}} \quad (6.2.1)$$

Ob das treibende Feld eine zu hohe oder zu niedrige Frequenz hat, ergibt sich aus einer weiteren Messung mit leicht geänderter Frequenz. So erhält man für das Beispiel in Abbildung 6.10 ein „–“ Zeichen. Mit der Breit-Rabi Formel (Gleichung 5.2.3) lässt sich aus der Übergangsfrequenz die magnetische Flussdichte am Ort des Ions (zum Zeitpunkt der Messung) bestimmen. In Tabelle 6.2 sind die magnetischen Flussdichten der einzelnen Messungen aus Abbildung 6.10 angegeben. Die magnetische Flussdichte lässt sich mit einer relativen Genauigkeit von $\Delta B/B = 1,7 \cdot 10^{-6}$ bestimmen. Alle Messungen wurden innerhalb eines Zeitfensters von etwa fünf Minuten durchgeführt. Eine Ab-

6. Messergebnisse mit $^{171}\text{Yb}^+$

schätzung von \dot{B} während dieser Zeit lässt ein Schwankungsintervall von $(\mu_B \Delta B)/h \approx 200$ Hz erkennen.

Die relative Phase φ zwischen den beiden Zuständen des Qubits (siehe Gleichung 5.0.16) unterliegt einer Dephasierung. Je länger die freie Entwicklungszeit des Qubits dauert, desto geringer ist die Phasenbeziehung zwischen den beiden Zuständen, die Superposition zerfällt und ein gemischter Zustand entsteht (für eine ausführliche Diskussion vgl. [83]). In Abbildung 6.9 ist dies an der

	Übergangsfrequenz		Magnetische Flussdichte
	ν_{VFG}	ν_{Ramsey}	
Ramsey	65,834 MHz	1798(24) Hz	0,6424117(17) mT
	65,835 MHz	2954(16) Hz	0,6424229(12) mT
	65,833 MHz	1038(15) Hz	0,6424289(11) mT
Fit	65,83205(25) MHz		0,642423(18) mT

Tabelle 6.2.: Aus den Ramsey-Frequenz Messungen lässt sich eine magnetische Flussdichte am Ort des Ions (zum Zeitpunkt der Messung) bestimmen. Es werden mindestens zwei Ramsey-Messungen benötigt, um die Richtung der Verstimmung zu bestimmen. Aufgrund von Fluktuationen von \vec{B} während der Messung verschiebt sich die Übergangsfrequenz, die in Abbildung 6.10 gemachte Ausgleichsrechnung (Fit) stellt somit einen Mittelwert der magnetischen Flussdichte während der Messung dar. Die Frequenz des stabilisierten Mikrowellenoszillators wurde mit einem ebenfalls stabilisierten Spectrum-Analysator mit $\nu_{\text{osz.}} = 12,568000000(1)$ GHz gemessen (vergleiche Kapitel 3.4).

exponentiell abnehmenden Amplitude der Schwingung zu erkennen. Würde die Messdauer über 5 ms hinaus fortgesetzt, wäre die Wahrscheinlichkeit den Zustand $|1\rangle$ zu detektieren irgendwann konstant bei $1/2$. Die sogenannte T2-Relaxationszeit ist ein Maß für die Zeitdauer, in der noch Phaseninformationen vorhanden sind. In Abbildung 6.11 ist die aus Abbildung 6.9 übernommene Ramsey-Oszillation und die durch Dephasierung verursachte Dämpfung der Amplitude zu sehen. Der Abklingkoeffizient δ_D beträgt $135(106)$ Hz ($A = A_0 e^{-\delta_D t}$). Die T2-Relaxationszeit ist definiert als $T_2 = 1/\delta_D$ und beträgt im untersuchten Fall $7,37(5,80)$ ms.

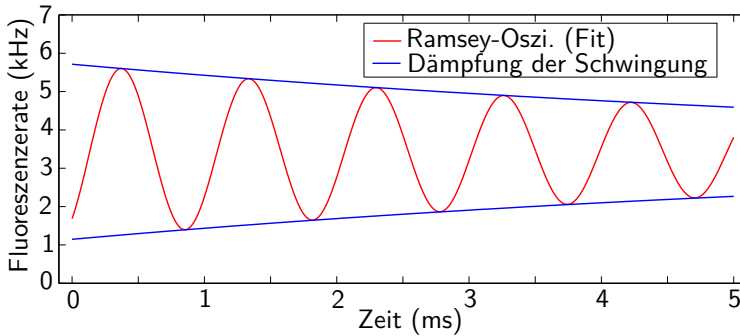


Abbildung 6.11.: Ramsey-Oszillation mit Dephasierung, die Schwingung ist aus Abbildung 6.9 übernommen. Die Einhüllende zeigt eine exponentielle Abnahme der Amplitude. Der Dämpfungskoeffizient beträgt $135(106)$ Hz und entspricht einer Kohärenzzeit von $7,37(5,80)$ ms.

7

Zusammenfassung und Ausblick

Im Rahmen dieser Dissertation wurde eine neue Apparatur zum Speichern von Ytterbium-Ionen aufgebaut und in Betrieb genommen. Durch einen mit Dickschichttechnik bedruckten Keramikträger wurde ein gut zu handhabendes und platzsparendes Konzept für den Einbau der Mikrofalle entwickelt [36]. Hiermit konnte ein Druck innerhalb des Vakuumsystems im unteren 10^{-11} mbar Bereich erzielt werden.

Für das Lichtfeld bei 369 nm wurde ein System zur Frequenzverdopplung eines Titan:Saphir-Lasers aufgebaut und zwei unterschiedliche nichtlineare optische Kristalle zur Frequenzkonversion untersucht. Die für die anderen Lichtfelder erforderlichen Diodenlaser und das Lambdameter mussten angepasst werden, bis eine für das Experiment ausreichende Stabilität von Frequenz und Leistung erreicht war.

Es konnten Ketten von über dreißig Ytterbium-Ionen innerhalb der Mikrofalle gespeichert werden. Durch die segmentierten Elektroden lassen sich diese Ketten innerhalb der Falle verschie-

ben, trennen und wieder verbinden [43]. Die Speicherzeit eines einzelnen Ions liegt bei mehreren Stunden.

Durch den in die Mikrofalle integrierten Elektromagneten lässt sich ein räumlich und zeitlich veränderlicher Magnetfeldgradient entlang der Fallachse erzeugen. Hierdurch kann das MAGIC-Konzept zur Manipulation und Kopplung von Ionen mit Mikrowellenstrahlung angewendet werden. Der Magnetfeldgradient konnte mit $0,5 \text{ T/A}$ bei einer maximalen Stromstärke von 2 A gemessen werden [40].

Es wurden kohärente Rabi- und Ramsey-Messungen an einzelnen $^{171}\text{Yb}^+$ durchgeführt, die T2-Relaxationszeit wurde dabei mit $7,4 \text{ ms}$ bestimmt. Durch genaue Bestimmung der Übergangsfrequenz des Qubits konnte die magnetische Flussdichte B mit einer relativen Genauigkeit von $\Delta B/B = 1,7 \cdot 10^{-6}$ bestimmt werden.

In zukünftigen Experimenten soll die Kopplung zwischen zwei Qubits verwirklicht werden. Mit der Demonstration von Rabi- und Ramsey-Messungen, der Möglichkeit, die Ionen innerhalb der Falle zu bewegen und dem regelbaren Magnetfeldgradienten sind die Grundlagen dafür bereits gelegt.

Mit den Möglichkeiten eines veränderbaren Magnetfeldgradienten lassen sich die Kopplungskonstanten zwischen den einzelnen Qubits einstellen. Mit einem gepulsten Strom durch den Elektromagneten sollte sich ein Magnetfeldgradient von 10 T/m erzielen lassen. Durch einen nicht zeitkonstanten Gradienten ließe sich die Kopplung resonant überhöhen [96]. Mit den segmentierten Fallenelektroden kann das Fallenpotential kontrolliert verändert werden. Hierdurch ist es möglich, die Kopplungskon-

7. Zusammenfassung und Ausblick

stanten zwischen den einzelnen Ionen innerhalb einer Ionenkette anzupassen [17, 46].

Eine Skalierung der kontrollierten Qubits wird mit den kombinierten Möglichkeiten der Mikrofalle und des MAGIC-Konzepts erleichtert. Wodurch beste Voraussetzungen für weiterführende Experimente in der Quanteninformationsverarbeitung geschaffen sind.

Publikationen

Zeitschriftenbeiträge

- T. F. Gloger; M. T. Baig; T. Collath; D. Kaufmann; P. Kaufmann; M. Johanning; C. Wunderlich: *Micro-motion minimization using ion trajectory analysis*; in Vorbereitung (2015)
- N. V. Vitanov; T. F. Gloger; P. Kaufmann; D. Kaufmann; T. Collath; M. T. Baig; M. Johanning; C. Wunderlich: *Fault-tolerant Hahn-Ramsey interferometry with pulse sequences of alternating detuning*; in Vorbereitung (2015)
- D. Kaufmann; T. Collath; M. T. Baig; P. Kaufmann; E. Asenwar; M. Johanning; C. Wunderlich: *Thick-film technology for ultra high vacuum interfaces of micro-structured traps*; Applied Physics B 107, S.935 (2012)

Konferenzbeiträge

- T. F. Gloger; M. T. Baig; T. Collath; D. Kaufmann; P. Kaufmann; M. Johanning; C. Wunderlich: *Trajectory-based micromotion compensation*; ECTI (2014)
- M. Johanning; M. T. Baig; T. Collath; T. F. Gloger; D. Kaufmann; P. Kaufmann; C. Wunderlich: *Transport of ions prepared in superpositions of hyperfine states*; Verhandl. DPG (2014)
- M. T. Baig; T. Collath; T. F. Gloger; D. Kaufmann; P. Kaufmann; M. Johanning; C. Wunderlich: *Coherent Control of Ions in a Microstructured Segmented Paul Trap*; IonTech II, Paris (2013)
- T. F. Gloger; M. T. Baig; T. Collath; D. Kaufmann; P. Kaufmann; M. Johanning; C. Wunderlich: *Hyperfine Qubits in a Microstructured Ion Trap with Integrated Solenoids*; Verhandl. DPG (2013)
- M. Johanning; M. T. Baig; T. Collath; T. F. Gloger; D. Kaufmann; P. Kaufmann; M. Giampaolo; S. Zippilli; F. Illuminati; C. Wunderlich: *Trajectory-Based Micro-Motion Compensation and Simulation of Long Distance Entanglement in a Segmented Trap*; Verhandl. DPG (2013)
- M. Johanning; M. T. Baig; T. Collath; T. F. Gloger; D. Kaufmann; P. Kaufmann; C. Wunderlich: *Ions in a Segmented Trap with Locally Adjustable Coupling Constants*; ECTI (2012)

- M. T. Baig; T. Collath; D. Kaufmann; P. Kaufmann; T. F. Gloger; A. Wiese; M. Ziolkowski; M. Johanning; C. Wunderlich: *Manipulation of Yb⁺ in a micro-structured Paul trap using a versatile electric field generator*; Verhandl. DPG (2012)
- T. Collath; M. Johanning; L. Bohaty; P. Becker; C. Wunderlich: *Efficient frequency doubling of laser light at 738 nm*; Verhandl. DPG (2012)
- D. Kaufmann; T. Collath; M. T. Baig; P. Kaufmann; E. Asenwar; M. Johanning; C. Wunderlich: *Thick-film technology for ultra-high vacuum interfaces of micro-structured traps*; Verhandl. DPG (2012)
- M. Johanning; M. T. Baig; T. Collath; T. F. Gloger; D. Kaufmann; P. Kaufmann; C. Wunderlich: *RF optical double resonance spectroscopy on Yb⁺ in a segmented micro-structured ion trap*; Verhandl. DPG (2012)
- M. T. Baig; T. Collath; M. Johanning; D. Kaufmann; C. Wunderlich: *Microstructured ion traps for microwave-based quantum information*; Summer school Glasgow (2011)
- M. T. Baig; T. Collath; M. Johanning; D. Kaufmann; C. Wunderlich: *Microstructured ion traps for microwave-based quantum information*; Verhandl. DPG (2011)

- M. Johanning; M. T. Baig; T. Collath; T.F. Gloger; D. Kaufmann; P. Kaufmann; A. Khromova; C. Piltz; B. Scharfenberger; A. F. Varon; C. Wunderlich: *Quantum Information Using Microwave Manipulation Of Laser Cooled Ionic Spin Chains*; NIST Workshop on Ion Trap Technologie (2011)
- M. Johanning; M. T. Baig; T. Collath; D. Kaufmann; P. Kaufmann; H. Wunderlich; C. Wunderlich: *Microstructured ion traps with magnetic gradients up to 100 T/m*; Minerva-Weizmann workshop „Entanglement in Atomic systems“, Rehovot, Israel (2010)
- D. Brüser; T. Collath; M. Johanning; C. Wunderlich: *Mikrostrukturierte Ionenfalle mit integrierten Magnetfeldspulen*; Verhandl. DPG (2009)
- P. Kaufmann; N. Timoney; T. Collath; M. Johanning; C. Wunderlich: *Ein Diodenlaser System bei 369 nm*; Verhandl. DPG (2009)
- D. Brüser; T. Collath; D. Eiteneuer; M. Johanning; P. Kaufmann; P. Kunert; H. Wunderlich; C. Wunderlich: *Microstructured ion traps with magnetic gradients greater than 100 T/m*; Modern Applications of Trapped Ions, Les Houches, Frankreich (2008)
- T. Collath; M. Johanning; L. Bohaty; P. Becker; C. Wunderlich: *Effiziente Frequenzverdopplung von Laserlicht der Wellenlänge 738 nm*; Verhandl. DPG (2007)



Elektrische Schaltungen

A.1. Schnelle Photodiode im Lambdameter

Die Photodioden im Lambdameter erzeugen aus den Interferenzsignalen der Laser elektrische Signale. Hierfür werden schnelle Photodiodenschaltungen benötigt, die bei Intensitäten von weniger als $100 \mu\text{W}$ das Lasersignal noch sicher detektieren. Die größte Herausforderung stellt dabei die Photodiode für 369 nm dar, die Empfindlichkeit ist hier am geringsten und die Frequenz des Interferenzsignals mit typisch 900 kHz am größten. Simon Spitzer hat hierfür eine Schaltung (Abbildung: A.1) entworfen. Die zur Erhöhung der Reaktionsgeschwindigkeit vorgespannte Photodiode ist mit der Kathode an den -12 V Eingang verbunden. Sie liefert einen zur Lichtintensität proportionalen Strom an den invertierenden Eingang des Operationsverstärkers (OP) OPA658N (ausgewählt aufgrund des hohen Verstärkungs-Bandbreiten-Produkts). Durch die Gegenkopplung des Tiefpassfilters, bestehend aus $R1$, $R2$ und $C1$, wird aus dem Photodiodenstrom eine Spannung an Pin 1 des OPs erzeugt. Hierbei ist der für die Photodiode effektive Eingangswiderstand der

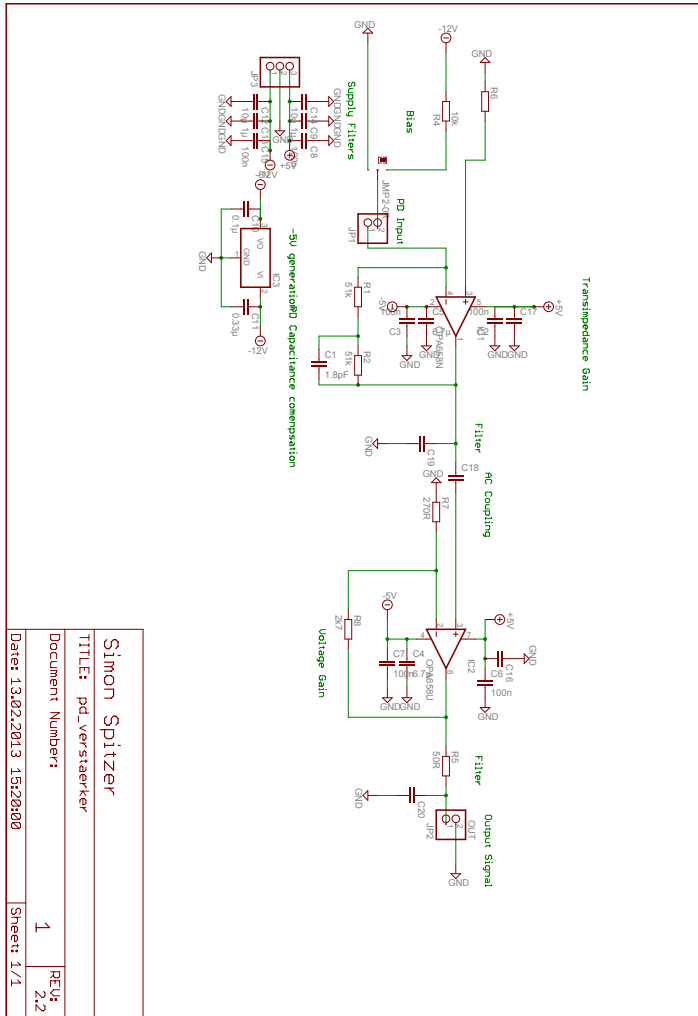


Abbildung A.1.: Schaltplan der Photodiodeschaltung

Verstärkerschaltung sehr gering, im Idealfall nur wenige Ohm. Durch die Kopplung über C18 wird der Gleichspannungsanteil des Photodiodensignals herausgefiltert. Dieser entsteht hauptsächlich aus dem nicht für alle Wellenlängen optimalen Teilungsverhältnis des Strahlteilerwürfels im Lambdameter, einer durch Fehljustage verursachten, nicht perfekten Überlappung der beiden Teilstrahlen und dem durch die Vorspannung erzeugten Dunkelstrom der Photodiode. Durch den nicht invertierenden Verstärker OPA658U wird das Signal nochmals verstärkt und steht anschließend am Ausgang zur weiteren Verarbeitung bereit. Die Grenzfrequenz, bis zu der die Schaltung arbeitet, liegt bei etwa 2 MHz. Durch die unterschiedlichen Intensitäten und Empfindlichkeiten der Photodioden auf die einzelnen Wellenlängen muss die Verstärkung der Schaltung eventuell individuell angepasst werden.

A.2. Laserdioden Schutzschaltung

Bei vielen Laserdioden liegt nur eine kleine Spanne zwischen dem Strom, bei dem der Laserbetrieb einsetzt und dem Strom der Zerstörschwelle. Ein typischer Wert liegt zum Beispiel bei 40 mA für die Laserschwelle und 70 mA für die Zerstörschwelle. Wie in Kapitel 4.1 diskutiert, wird der Wert für die Zerstör- und Laserschwelle je nach Reflektivität des Gitters in der Littrow-Konfiguration noch reduziert. Laserdioden werden wegen der steilen Strom-Spannung-Kennlinie aufgrund des Halbleiterübergangs mit Konstantstromquellen betrieben. Der von uns im Labor genutzte Laserdiodentreiber hat einen Designfehler und lässt sich durch den Ausschalter nicht komplett deaktivieren. Es wird lediglich die Last abgekoppelt, wodurch die Konstantstromquelle versucht, weiterhin den eingestellten Strom zu liefern. Dies führt zu einer Aussteuerung der Ausgangsspannung von etwa 9V ohne Last und unabhängig vom eingestellten Strom. Im Ein- und Ausschaltmoment kann es folglich zu Spannungsspitzen kommen, welche zu einer Zerstörung oder Beschädigung der Laserdiode führen können. Um dieses zu vermeiden, wurde eine Schutzschaltung entwickelt, die sowohl die ausgeschaltete Laserdiode vor elektrostatischer Entladung schützt, als auch im Einschaltmoment für einen langsamen Anstieg von Strom und Spannung sorgt und im laufenden Betrieb vor Überspannung schützt. Abbildung A.2 zeigt den Schaltplan der Schutzschaltung. Durch die unterschiedlichen Beschaltungsmöglichkeiten der Laserdioden (Anode oder Kathode mit dem Gehäuse verbunden) ist es nötig, die Konstantstromquelle mit schwebender Masse (floating ground) zu betrei-

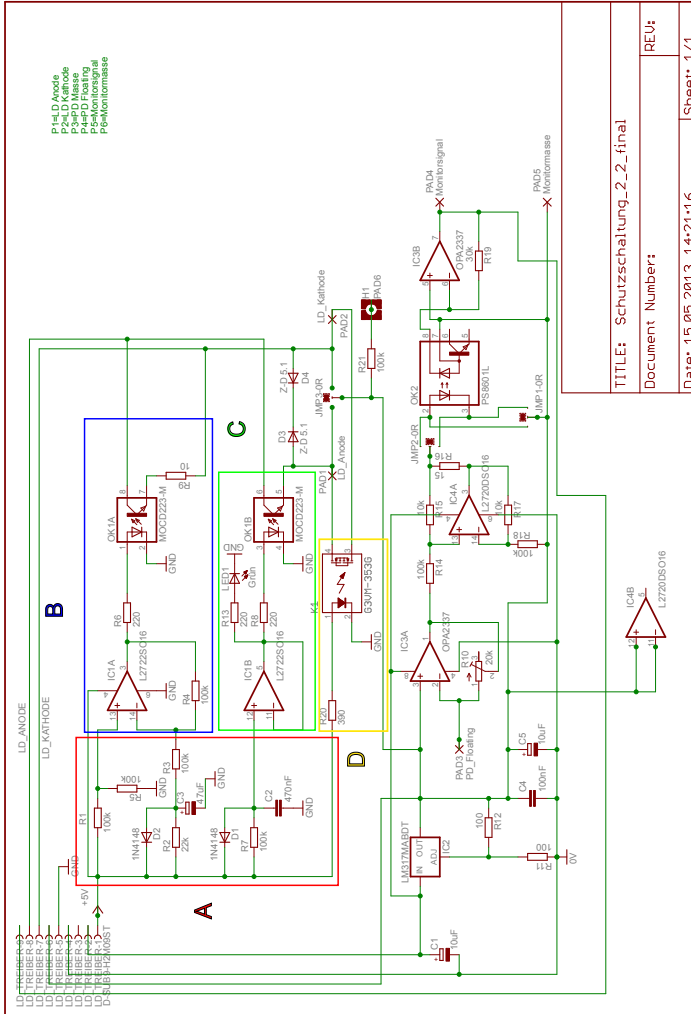


Abbildung A.2.: Schaltplan der Laserdioden-Schutzschaltung, die markierten farbigen Bereiche werden im Text diskutiert.

TITLE: Schutzschaltung_2_2_final	REU:
Document Number:	
Date: 15.05.2013 14:21:16	Sheet: 1/1

ben. Um ein definiertes Potential zu erhalten, muss die Lötbrücke JMP3-0R mit dem Gehäusepin der Laserdiode und anschließend PAD6 mit dem gewünschten Referenzpotential verbunden werden. Der rot markierte Bereich A enthält die Zeitglieder, diese sorgen dafür, dass im Einschaltmoment der Kurzschluss zwischen den Laserdiodenpins aufgetrennt wird (Optokoppler K1, gelber Bereich D) und gleichzeitig der Strom der Konstantstromquelle durch den Optokoppler OK1A und über den $10\ \Omega$ großen Widerstand R9 fließt (Bereich B). Etwa 50 ms später wird der Optokoppler OK1B freigeschaltet und die Laserdiode in den Stromkreislauf einbracht (grüner Bereich C). Nach weiteren 950 ms sperrt OK1A und der Widerstand R9 wird aus dem Stromkreislauf herausgezogen (blauer Bereich B). Bis auf die Laserdiode und den durchgeschalteten Optokoppler OK1B, befindet sich nun nichts mehr im Laserdioden-Stromkreis. Überspannungen im laufenden Betrieb werden durch die beiden antiparallel geschalteten Zener-Dioden D3 und D4 kurzgeschlossen. Hier ist zu beachten, dass die maximale Spannung, die an der Laserdiode abfallen kann, durch die Wahl der Zener-Dioden bestimmt wird. Im aktuellen Design ist die Laserdiodenspannung auf etwa 5,6V beschränkt. Wird eine höhere Spannung für den Betrieb benötigt, müssen entsprechend andere Zener-Dioden ausgewählt werden. Aufgrund des Optokoppler OK1B beträgt der maximale Strom durch die Laserdiode etwa 150 mA, darüber hinaus kann es zu einer Schädigung des Optokopplers kommen. Der untere Bereich der Schaltung ist für die Verstärkung des Signals der mit ins Laserdiodengehäuse integrierten Photodiode zuständig. Das Monitorignal der Photodiode kann nach vorheriger Kali-

brierung als Messsignal für die Laserdiodenleistung dienen. Um ein verlässliches Signal der Photodiode zu bekommen, darf man nicht die Photospannung, sondern muss den Photostrom nutzen. Die Lötbrücke JMP3 dient über R21 sowohl zum Erzeugen eines definierten Potentials des Laserdiodenkreises, als auch zur Verbindung des gemeinsamen Pins von Photo- und Laserdiode mit der Verstärkerschaltung. Der noch freie Pin der Photodiode muss mit PAD3 verbunden werden. Da die Photodioden sowohl mit der Anode wie auch mit der Kathode an PAD3 verbunden sein kann, ist die Schaltung so konzipiert, dass alle möglichen Kombinationen funktionieren. Die Versorgungsspannung ist mittels des LM317 symmetrisiert, um sowohl negative wie auch positive Ströme verstärken zu können. Der Photodiodenstrom wird zunächst von dem Transimpedanzwandler IC3A in eine Spannung gewandelt und anschließend von IC4A verstärkt. Je nachdem, ob die Anode oder die Kathode der Photodiode mit PAD3 verbunden ist, werden die zwei Jumper JMP2 und JMP1 so gesetzt, dass der Optokoppler OK2 mit positiver Spannung betrieben wird. Abschließend wird das Signal von Operationsverstärker IC3B verstärkt und liegt auf PAD4 und Pin 9 des D-Sub Steckers an. Die Verstärkerschaltung muss auf die verwendete Photodiode eingerichtet werden. Dafür wird die Laserdiode ohne Gitter mit dem maximalen Diodenstrom betrieben und das Potentiometer R10 so eingestellt, dass etwa 1 V als Ausgangssignal anliegt.

A.3. Schneller Hochspannungsschalter

Ein elektrooptischer Modulator (EOM) kann neben der in Kapitel 4.1.1 beschriebenen Funktion als Phasenmodulator auch als optischer Schalter betrieben werden [63]. Hierzu muss die Betriebsspannung des verwendeten EOMs (Linos LM0202 P5W) von 330 V in der gewünschten Geschwindigkeit geschaltet werden. Für die Untersuchung des in Kapitel 4.2.5 beschriebenen Effektes werden Schaltzeiten von unter 1 μ s benötigt. Für dieses Problem wurde der hier beschriebene Hochspannungsschalter entwickelt (Abbildung A.3). Um ein schnelles Schalten der Hochspannung an einer kapazitiven Last zu ermöglichen, werden zwei Leistungs-Feldeffekttransistoren (FET 1 und FET 2 genutzt). Ist FET 2 durchgeschaltet, sorgt dies für ein schnelles Entladen des Hochspannungsausgangs (HV_Out). Wenn FET 1 leitend ist, wird über den strombegrenzenden Widerstand R1 die kapazitive Last am Hochspannungsausgang geladen. Durch R1 wird dabei verhindert, dass FET 1 durch einen zu hohen Strom beschädigt wird. Über den TTL Eingang 2 wird die aus Transistor 2 und Transistor 4 bestehende Gegentaktstufe geschaltet. Diese sorgt für ein schnelles Laden und Entladen der Gatekapazität des Leistungstransistor FET 2 [97]. Die Widerstände R 4 und R 3 dienen zur Strombegrenzung, der Kondensator C 2 als Energiespeicher und die Zenerdiode D 2 als Überspannungsschutz. Die Ansteuerung des Feldeffekttransistors FET 1 ist durch das Nichtvorhandensein eines konstanten Bezugspunktes komplizierter aufgebaut. Je nachdem in welcher Schaltposition die Hochspannungsschaltung ist, befindet sich der Hochspannungsaus-

gang und dadurch die interne Masse (GNDINT) auf dem Niveau der Hochspannung oder dem Nullpotential. Aus diesem Grund ist der TTL Eingang 1 über den Optokoppler OK 1 galvanisch getrennt und die Betriebsspannung von 5 V hat durch den DC/DC Wandler V 1 eine schwebende Masse. Der Rest der Ansteuerung ist identisch zu dem von FET 2. Durch den Optokoppler ist das Eingangssignal TTL 1 invertiert. Die maximale Frequenz, bei der noch 330 V an dem EOM geschaltet werden, liegt bei etwa 3 MHz. In Tabelle A.1 sind die einzelnen Eingangspegel den Schaltpositionen der Transistoren und der jeweiligen Ausgangsspannung gegenübergestellt. Für die Verwendung als schneller Hochspannungsschalter ist es möglich, die beiden TTL-Eingänge zu verbinden und gemeinsam zu schalten. In diesem Fall können auch die beiden unerwünschten Zustände (Kurzschluss und undefiniert) nicht auftreten.

TTL Eingang		Leistungstransistor		Ausgangsspannung
1	2	1	2	
0	0	Leitend	Sperrend	330 V
1	1	Sperrend	Leitend	0 V
1	0	Sperrend	Sperrend	undefiniert
0	1	Leitend	Leitend	Kurzschluss

Tabelle A.1.: Wertetabelle der Hochspannungsschaltung. Die Ausgangsspannung hängt von der verwendeten Hochspannungsquelle ab. Im Falle eines Kurzschlusses verhindert Widerstand R 1 eine Beschädigung der Leistungstransistoren, trotzdem sollte dieser Zustand vermieden werden.

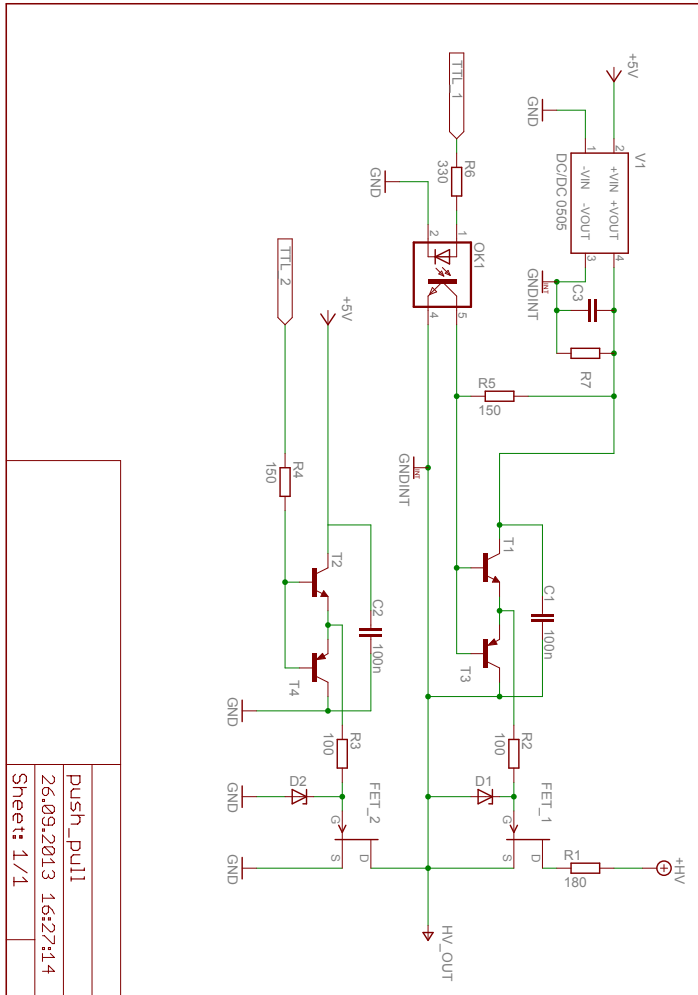


Abbildung A.3.: Schaltplan des Hochspannungsschalters

B

Matrizenoptik

Die im Folgenden diskutierte Strahlenoptik ist nur so lange anwendbar, wie die Fresnel-Zahl F sehr viel größer als eins ist.

$$F = \frac{w_z^2}{\lambda L} \gg 1 \quad (\text{B.0.1})$$

mit dem Strahlradius w_z , der Wellenlänge λ und dem Abstand L zwischen Beobachtungsebene und Apertur. In der Strahlenoptik kann ein Lichtstrahl über zwei Parameter definiert werden: dem Abstand zur optischen Achse x und dem Winkel zwischen Ausbreitungsrichtung und der optischen Achse α . Die Matrizenoptik beinhaltet die paraxiale Näherung. Hierbei wird angenommen, dass der Winkel α des Lichtstrahls klein ist. Dadurch ergibt sich folgende Näherung des Snelliusschen Brechungsgesetzes.

$$\frac{\alpha_1}{\alpha_2} \approx \frac{\sin(\alpha_1)}{\sin(\alpha_2)} = \frac{n_2}{n_1} \quad (\text{B.0.2})$$

Wenn ein Lichtstrahl ein optisches System durchläuft, kommt es zu Änderungen der beiden Parameter. Ein einfaches Beispiel ist

die Ausbreitung über die optische Länge L .

$$\begin{aligned} x_2 &= x_1 + L \alpha_1 \\ \alpha_2 &= \alpha_1 \end{aligned} \quad (\text{B.0.3})$$

Dieses kann auch in Matrixform geschrieben werden.

$$\begin{pmatrix} x_2 \\ \alpha_2 \end{pmatrix} = \mathbf{M}_{FR} \begin{pmatrix} x_1 \\ \alpha_1 \end{pmatrix}, \text{ mit } \mathbf{M}_{FR} = \begin{pmatrix} 1 & L \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \quad (\text{B.0.4})$$

Nach dem gleichen Muster kann auch die Transfer-Matrix der Brechung an einer planen Oberfläche in der paraxialen Näherung bestimmt werden,

$$\begin{aligned} x_2 &= x_1, \quad \alpha_2 = \frac{n_1}{n_2} \alpha_1 \\ \begin{pmatrix} x_2 \\ \alpha_2 \end{pmatrix} &= \mathbf{M}_B \begin{pmatrix} x_1 \\ \alpha_1 \end{pmatrix}, \text{ mit } \mathbf{M}_B = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & \frac{n_1}{n_2} \end{pmatrix} \end{aligned} \quad (\text{B.0.5})$$

wobei n_1 und n_2 die Brechzahlen vor und nach der Grenzfläche sind. Die Transfer-Matrizen der Brechung an einer gekrümmten Oberfläche \mathbf{M}_{BG} und der Reflexion an einer gekrümmten Oberfläche \mathbf{M}_{RG} lauten:

$$\mathbf{M}_{BG} = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ \frac{n_1 - n_2}{n_2 r} & \frac{n_1}{n_2} \end{pmatrix} \quad \mathbf{M}_{RG} = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ -\frac{2}{r} & 1 \end{pmatrix} \quad (\text{B.0.6})$$

wobei r den Krümmungsradius der Oberfläche bezeichnet. Wenn der Lichtstrahl mehrere optische Elemente durchläuft, lassen sich die Transfer-Matrizen miteinander kombinieren.

$$\begin{pmatrix} x_{n+1} \\ \alpha_{n+1} \end{pmatrix} = \mathbf{M}_n \mathbf{M}_{n-1} \dots \mathbf{M}_2 \mathbf{M}_1 \begin{pmatrix} x_1 \\ \alpha_1 \end{pmatrix} = \mathbf{M} \begin{pmatrix} x_1 \\ \alpha_1 \end{pmatrix} \quad (\text{B.0.7})$$

Hierdurch lassen sich die idealisierten (ohne sphärische Aberration, Astigmatismus usw.) Transfer-Matrizen von komplizierteren optischen Systemen wie beispielsweise einem Teleskop oder Verdopplungsresonator (siehe Kapitel 4.2.3) entwickeln.

Das gleiche Prinzip lässt sich auch auf die Wellenoptik anwenden. Ausgehend vom Huygens-Prinzip kommt man zum Kirchhoff-Integral, welches die Feldverteilung eines Gauß-Strahls als Eigenlösung hat [57]. Diese Feldverteilung sieht folgendermaßen aus:

$$E_1(x_1, y_1) = E_0 \exp \left[\frac{-ik}{2q_1} (x_1^2 + y_1^2) \right] \quad (\text{B.0.8})$$

mit der komplexen Zahl q . Durch Anwendung der Möbiustransformation und den Übergang von der Matrizen- zur Möbius-Abbildung, lassen sich die Multiplikationsregeln der Transfer-Matrizen auf Gauß-Strahlen übertragen [57]. Nach Durchlaufen einer Transfer-Matrix ergibt sich folgende Feldverteilung :

$$E_2(x_2, y_2) = \mathbf{M} E_1(x_1, y_1) \quad ; \quad \mathbf{M} = \begin{pmatrix} A & B \\ C & D \end{pmatrix}$$

$$E_2(x_2, y_2) = \frac{E_0}{A - B/q_1} \exp \left[\frac{-ik}{2q_2} (x_2^2 + y_2^2) \right] \quad (\text{B.0.9})$$

mit

$$q_2 = \frac{Aq_1 + B}{Cq_1 + D} \quad (\text{B.0.10})$$

Der q -Parameter lässt sich auch direkt aus den Strahlparametern bestimmen:

$$\frac{1}{q(z)} = \frac{1}{R(z)} - \frac{i\lambda}{\pi w(z)^2} \quad (\text{B.0.11})$$

mit der Krümmung der Wellenfront

$$R(z) = z_0 \left[\frac{z}{z_0} + \frac{z_0}{z} \right] \quad (\text{B.0.12})$$

dem Strahlradius

$$w(z) = w_0 \sqrt{1 + \left(\frac{z}{z_0} \right)^2} \quad (\text{B.0.13})$$

und der Rayleighlänge

$$z_0 = \frac{\pi w_0^2}{\lambda} \quad (\text{B.0.14})$$

Sind die Rayleighlänge des eingehenden Lichtfeldes, der Abstand z zwischen Strahltaile w_0 und dem optischen System und die Transfermatrix bekannt, lässt sich daraus der Verlauf des transformierten Strahls bestimmen. Die Strecke vom letzten Element des optischen Systems bis zur Strahltaile lautet:

$$z' = \frac{(Az + B)(Cz + D) - ACz_0^2}{C^2z_0^2 + (Cz + D)^2} \quad (\text{B.0.15})$$

und die transformierte Rayleighlänge:

$$z'_0 = z_0 \frac{Cz' + A}{Cz + D} \quad (\text{B.0.16})$$

Aus Gleichung 4.2.8 und B.0.13 lassen sich damit die Strahltaile und die Divergenz bestimmen.

Auch der in Kapitel 4.2.1 vorgestellte optische Resonator lässt sich mittels einer Transfermatrix darstellen. Hierbei ist es entscheidend, dass die Moden eines Resonators in sich selber abgebildet werden. Einen solchen Resonator bezeichnet man als stabil. Neben der Abbildung des umlaufenden Lichtfeldes in sich selber muss folgendes Stabilitätskriterium der Transfermatrix erfüllt sein.

$$\left| \frac{A + D}{2} \right| \leq 1 \quad (\text{B.0.17})$$

Der q -Parameter ist in einem solchen Resonator nach einem Durchlauf unverändert.

$$q_1 = \mathbf{M}_R q_1 \quad (\text{B.0.18})$$

Daraus folgt mit Gleichung B.0.10 folgender Ausdruck für den q -Parameter der Grundmode des Resonators

$$\frac{1}{q_1} = \frac{D - A}{2B} - \frac{i}{2B} \sqrt{4 - (A + D)^2} \quad (\text{B.0.19})$$

und des Strahlradius

$$w^2 = \frac{2\lambda B}{\pi \sqrt{4 - (A + D)^2}} \quad (\text{B.0.20})$$

Um diese beiden Werte für eine beliebige Stelle innerhalb des Resonators zu bestimmen, wird die Startebene an die zu untersuchende Position gesetzt und anschließend die Transfermatrix bestimmt. Im Falle eines passiven Resonators muss das eingestrahlte Lichtfeld durch Linsen an die Grundmode angepasst

B. Matrizenoptik

werden, dies wird als Modenanpassung bezeichnet. Die in diesem Kapitel benutzten Definitionen und Gleichungen stammen aus [57, 98].



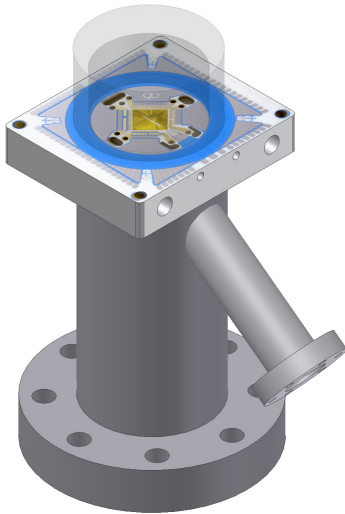
Vakuumpkomponenten

Das in Kapitel 3.1 beschriebene Vakuumsystem besteht zum größten Teil aus Standardkomponenten, die mittels CF-Flanschen verbunden sind (siehe Abbildung 3.1). Als Ionengetter Pumpe wird eine *Noble Ion Pump 20¹/_s NP-020* der Firma Hositad genutzt, der Druckmesskopf ist ein *UHV-24p Ionisation Gauge* der Firma Varian. Die Titan-Sublimationspumpe ist eine *ZST22* der Firma VG Scienta. Mit der Titan-Sublimationspumpe muss regelmäßig (etwa alle zwei Wochen) eine neue Schicht Titan verdampft werden [99]. Hierzu wird durch ein sich im Vakuum befindendes Titanfilament für 60 s ein Strom von 48 A geschickt. Das Filament erhitzt sich hierbei und einzelne Titanmoleküle werden in den Vakuumrezipient abgedampft. Auf den Edelstahlwänden bildet sich so eine wenige Atomlagen starke Schicht Titan. Restgasatome und Moleküle, die sich im Vakuum befinden und auf diese Titanschicht treffen werden durch Chemisorption gebunden. Sobald die Titanoberfläche so viele Fremdatome eingefangen hat, dass die Pumpwirkung nachlässt und sich der Druck erhöht, muss eine neue Schicht Titan aufgebracht werden. Damit

sich beim Aufbringen der neuen Titanschicht keine der gebundenen Fremdatome durch Erwärmung der Wände löst, wird der sich erwärmende Bereich des Vakuumrezipienten mit Wasser gekühlt. Da sich der Druckmesskopf im Betrieb ebenfalls erwärmt, werden die entsprechenden Wände des Vakuumrezipienten auch gekühlt.

Indium-Dichtringe

Das in Abbildung C.1 zu sehende System aus Glaskappe, Stahlzylinder und Keramik-Fallenträger muss fertigungsbedingt durch zwei Ringe aus Indium abgedichtet werden (zur Handhabung von Indiumringen siehe zum Beispiel [99]). Die Konstruktion des Keramikträgers ist in [40] ausführlich beschrieben. Auf ein etwa 1,5 cm dickes Al_2O_3 -Keramikstück sind mittels Dickschichttechnik die für den Betrieb der Mikrofaller benötigten Zuleitungen und ein Entstörkondensator aufgebracht. Anschließend werden Vorder- und Rückseite der Keramik mit einer ringförmigen isolierenden Schicht überzogen und diese poliert. In Abbildung C.2 (a) ist die Rückseite des Keramikträgers zu sehen. Die polierte blaue Isolationsschicht dient als Kontaktfläche für die Indiumringe. Die Kontaktflächen der Glaskappe und des Stahlflansches sind ebenfalls poliert. Zum Herstellen des Vakuumsiegels wird zunächst ein 0,5 mm dicker Indiumdraht in Form gebracht. Mit Hilfe einer Stahlscheibe mit einem Durchmesser von 52 mm wird aus dem Indiumdraht ein Ring geformt. Der vorher gesäuberte Draht wird dazu stramm um die Stahlscheibe gelegt und die Enden verdrillt, anschließend kann der überschüssige Draht ab-



(a) Schematische Darstellung



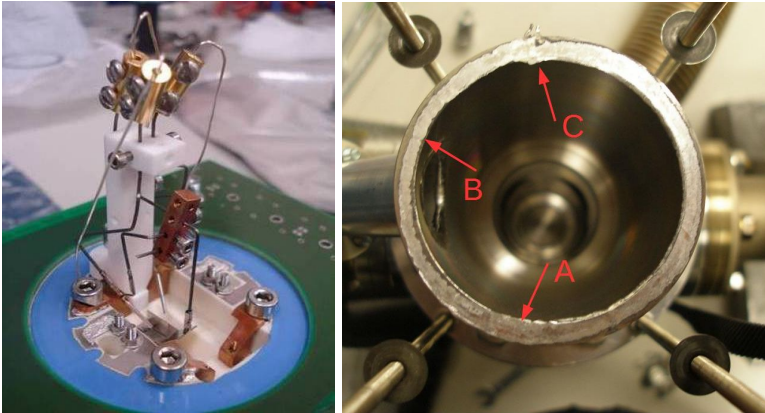
(b) Freigestelltes Vakkumsystem

Abbildung C.1.: Mit Indiumringen abgedichtetes System von Glaskappe, Keramikträger und Stahlflansch. Abbildung (a) zeigt zur besseren Übersicht nur die angesprochenen Komponenten. In Abbildung (b) sind noch die PCB-Boards zu sehen, an denen die elektrischen Kontakte befestigt werden, sowie die zum Zusammenpressen benötigten Gewindestangen.

C. Vakuumkomponenten

geschnitten werden. Das Indium lässt sich nach dem Anpressen nur schlecht lösen. Um einer Beschädigung des Keramikträgers beim eventuellen Auseinanderbauen vorzubeugen, wird der Indiumring noch mit einer dünnen Schicht Vakuumfett überzogen (*Fluoriertes Fomblim-Fett FM 090*, der Firma Pfeiffer Vacuum). Die beiden Indiumringe, der Stahlflansch, der Keramikträger, die Glaskappe und die Stahlplatte zum Anpressen werden, wie in Abbildung C.1 zu sehen, übereinander geschichtet und ausgerichtet. Beim Zusammenpressen des Stapels werden die vier Endschrauben der Gewindestangen genutzt. Beiden Indiumringe werden also gleichzeitig angepresst. Die Muttern werden hierzu gleichmäßig mit einem Drehmoment von 0,5 Nm angezogen. Da sich das Indium während das Anziehens verformt, müssen die Muttern mehrmals mit dem gleichen Drehmoment von 0,5 Nm angezogen werden. Die in Abbildung C.1 (b) mittig auf den Gewindestangen sitzenden Muttern werden nur zum Lösen der Verbindung benötigt, beim Zusammenpressen haben sie keine Funktion.

Neben Indium eignen sich auch Blei als Vakuumsiegel. Aufgrund der größeren Härte benötigt es einen höheren Anpressdruck, lässt sich allerdings auch besser bearbeiten und in Form bringen. Eine einzelne Blei-Dichtung zwischen zwei Stahlelementen zeigt gute Ergebnisse. Bei Versuchen mit dem beschriebenen Sandwichtaufbau sind bei einzelnen Vakuumsiegeln nicht reproduzierbare Lecks entstanden. Blei wurde daraufhin als Dichtungsmaterial verworfen.



(a) Rückseite des Keramikträgers mit Atomöfen

(b) Vakuumflansch mit bereits benutztem Indiumring

Abbildung C.2.: In Abbildung (a) ist die vorbereitete Rückseite des Keramikträgers und die in den Vakuumflansch reichenden Atomöfen zu sehen. Abbildung (b) zeigt den Vakuumflansch mit bereits benutztem Indiumring. Zum Überprüfen des Indiumsiegels wurde die Verbindung nochmal gelöst. Die unterschiedliche Dicke der Indiumbahn bei A und B lässt auf einen ungleichmäßigen Anpressdruck schließen. Bei C ist der Bereich zu sehen, an dem der Indiumring verdrillt wurde.

D

Einrichtung einer Laserdiode

Die emittierte Wellenlänge der Laserdioden an einem konstanten Arbeitspunkt verändert sich mit der Zeit. Als mögliche Ursachen kommen zum Beispiel Alterungsprozesse des Halbleiters und minimale Verschiebungen der optischen Elemente innerhalb der Laserdiodenbox infrage. Aus diesem Grund müssen die optischen Komponenten der Laserdiodenbox in unregelmäßigen Abständen neu justiert werden. Im Folgenden soll dies am Beispiel der 935 nm-Laserdiode^a erfolgen. In Abbildung D.1 ist ein Bild der Laserdiodenbox inklusive aller darin befindlichen Komponenten zu sehen. Alle für das Nachjustieren benötigten Schrauben sind markiert, die drei unmarkierten Schrauben sollten *nicht* verändert werden.

Falls sich der gewünschte Arbeitspunkt der Laserdiode nicht mehr durch Spannungsänderung am Piezokristall (vergleiche Abbildung 4.1) erreichen lässt, reicht es normalerweise aus, mit Schraube A den Winkel der Gitters zu verändern. Der verwendete Piezokristall^b hat bei einer Spannungsdifferenz von 100 V

^aLD-0935-0050-AR-2, Toptica Photonics

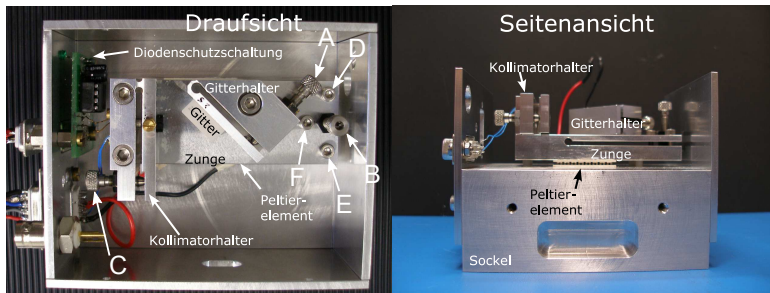
^bPSt 150/4/7, Piezomechanik GmbH

D. Einrichtung einer Laserdiode

einen Hub von etwa $6\ \mu\text{m}$. Das entspricht etwa 8° Rotation von Schraube A^c. Lässt sich dadurch der gewünschte Arbeitspunkt erreichen, sollten die anderen Schrauben nicht verändert werden.

Falls das Drehen von Schraube A nicht ausreicht oder sich dadurch die Laserschwelle [53, 72] verändert hat, müssen auch die anderen Schrauben bewegt werden. Durch die Schrauben B, D, E und F wird das in Abbildung D.1 (b) zu sehende Festkörpergelenk der *Zunge* verbogen, je nach Version der Zunge können auch weniger Schrauben vorhanden sein. Schraube C verändert

^cFGS 6-4 (Steigung 0,25 mm), Owis GmbH



(a) Draufsicht der Laserdiodenbox ohne Deckel

(b) Seitenansicht der Laserdiodenbox ohne Seitenwände

Abbildung D.1.: Ansicht aller Elemente innerhalb der Laserdiodenbox. Eine Funktionsskizze zur Littrow-Konfiguration ist in Abbildung 4.1 zu sehen. Alle während der Justage benötigten Schrauben sind markiert. Die Bilden wurden von Jörg Reuner aufgenommen.

D. Einrichtung einer Laserdiode

den Abstand zwischen Kollimator und Laserdiodenfacette. Bei einer bereits eingerichteten Laserdiodenbox sollten zunächst alle angesprochenen Schrauben bei laufender Laserdiode nur kurz mit einem isolierten Innensechskant (Inbus) berührt werden um Effekte kleiner Veränderungen zu beobachten. Schraube A wird bei dieser Optimierung nicht verändert, es würde dadurch zu einer Verschiebung der Wellenlänge kommen. Wenn es bei den Schrauben B-F dabei zu einer Erhöhung der Ausgangsleistung der Laserdiode kommt, werden diese um wenige Grad gedreht und auf Laserleistung optimiert. Das Ausrichten des Kollimators ist bei der 935 nm-Laserdiode extrem kritisch, die Schraube C sollte deshalb nur mit äußerster Vorsicht gedreht werden. Eventuell muss diese Prozedur wiederholt und einzelne Schrauben mehrmals ausgerichtet werden. Währenddessen muss immer die maximale Ausgangsleistung der Laserdiode beachtet und gegebenenfalls der Strom reduziert werden. Wenn es bei keiner Schraubenberührung mehr zu einer Erhöhung der Ausgangsleistung kommt, ist die Optimierung abgeschlossen.

Zeigt eine Berührung der Schrauben keinen Effekt auf die Ausgangsleistung der Laserdiode, ist die Rückkopplung des Gitters in die Diode fehlangepasst. Zum Neuausrichten des Gitters wird ein Stück Papier mit einem kleinen Loch versehen und so vor dem Kollimator platziert, dass die Laserstrahlung das Loch passieren kann. Der Rückreflex des Gitters (die gebeugte erste Ordnung) ist nun auf dem Papier zu sehen und wird mit dem Laserlicht überlagert. Die Laserstrahlung bei 935 nm ist für das Auge nicht sichtbar, darum muss die Überlagerung hier mit einer WebCam oder einem Infrarot-Sichtgerät vorgenommen werden. Anschlie-

Bend wird das Papierstück entfernt und überprüft, ob die Laserleistung sich beim vorsichtigen Drehen der Schrauben verändert. Wenn dies nicht der Fall ist, muss das Papierstück wieder vor der Laserdiode platziert werden und die Überlagerung erneut vorgenommen werden. Sobald ein nicht verschwindender Anteil der ersten Ordnung in die Laserdiode eingekoppelt ist, verringert sich die Laserschwelle und die Ausgangsleistung der Laserdiode steigt. Nun können die Schrauben auf Leistung optimiert werden. In Abbildung D.2 ist die Laserleistung in Abhängigkeit des Diodenstroms für den freilaufenden Betrieb ohne Gitter und für optimal ausgerichtete Gitter mit einer Reflektivität von 20% und 80% in die erste Ordnung zu sehen. Wie weiter oben schon geschrieben, muss beim Optimieren der Gitterposition immer die Laserausgangsleistung beachtet werden, um eine Beschädigung der Laserdiode zu vermeiden. Falls nach einem Wechsel der Laserdiode ein komplett neuer Aufbau eingerichtet wird, muss auch die Befestigungsschraube des Gitterhalters gelöst werden. Der Gitterhalter kann entnommen werden und das Strahlprofil der freilaufenden Laserdiode wird mit dem Kollimator im Fernfeld annähernd kreisrund justiert. Anschließend wird das Gitter mit etwa 45° gegenüber dem Laserstrahl positioniert. Sobald es zu einer Absenkung der Laserschwelle gekommen ist, muss die Frequenz mit dem Lambdameter überprüft und gegebenenfalls der Winkel des Gitters angepasst werden. Weitere Informationen zum Aufbau und Justieren der Laserdioden befinden sich in [53].

Die Schrauben B,D,E und F der Zunge arbeiten gegeneinander. Beim Anziehen muss darauf geachtet werden, die Mikrometerschraube B nicht zu stark zu belasten, da ansonsten das

D. Einrichtung einer Laserdiode

Feingewinde beschädigt werden kann. Allgemein dürfen die Festkörpergelenke nie zu stark gedehnt werden, da es ansonsten zu einer plastischen Verformung kommt.

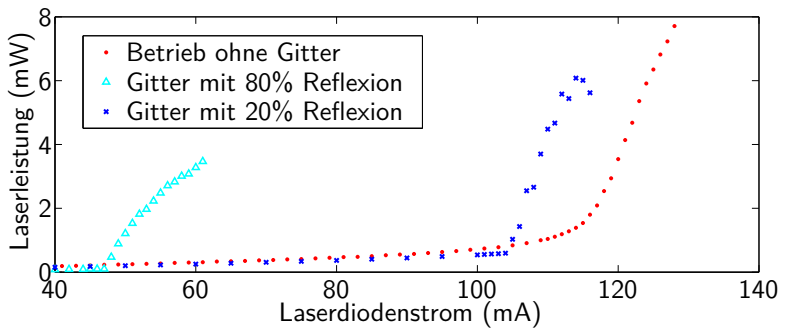


Abbildung D.2.: Laserleistung bei unterschiedlichen Reflexionsgittern der 935 nm-Laserdiode.

Literaturverzeichnis

- [1] BARDEEN, J. ; BRATTAIN, W. H.: The Transistor, A Semi-Conductor Triode. In: *Phys. Rev.* 74 (1948), S. 230
- [2] JANÉ, E. ; VIDAL, G. ; DÜR, W. ; ZOLLER, P. ; CIRAC, J. I.: Simulation of Quantum Dynamics with Quantum Optical Systems. In: *Quant. Inf. Comp.* 3 (2003), S. 15
- [3] FEYNMAN, R.: Simulating physics with computers. In: *Int. J. Theor. Phys.* 21 (1982), S. 467
- [4] LLOYD, S.: Universal Quantum Simulators. In: *Science* 273 (1996), S. 1073
- [5] GROVER, L. K.: Quantum mechanics helps in searching for a needle in a haystack. In: *Phys. Rev. Lett.* 79 (1997), S. 325
- [6] DICARLO, L. ; CHOW, J. M. ; GAMBETTA, J. M. ; BISHOP, Lev S. ; JOHNSON, B. R. ; SCHUSTER, D. I. ; MAJER, J. ; BLAIS, A. ; FRUNZIO, L. ; GIRVIN, S. M. ; SCHOELKOPF, R. J.: Demonstration of two-qubit algorithms with a superconducting quantum processor. In: *Nature* 460 (2009), S. 240
- [7] SHOR, P. W.: Algorithms for Quantum Computation: Discrete Logarithms and Factoring. In: *IEEE Symposium on Foundations of Computer Science* (1994), S. 124

- [8] LU, C.-Y. ; BROWNE, D. E. ; YANG, T. ; PAN, J.-W.: Demonstration of a Compiled Version of Shor's Quantum Factoring Algorithm Using Photonic Qubits. In: *Phys. Rev. Lett.* 99 (2007), S. 250504
- [9] LANYON, B. P. ; WEINHOLD, T. J. ; LANGFORD, N. K. ; BARBIERI, M. ; JAMES, D. F. V. ; GILCHRIST, A. ; WHITE, A. G.: Experimental Demonstration of a Compiled Version of Shor's Algorithm with Quantum Entanglement. In: *Phys. Rev. Lett.* 99 (2007), S. 250505
- [10] DIVINCENZO, D. P.: The Physical Implementation of Quantum Computation. In: *Fortschritte der Physik* 48 (2000), S. 771
- [11] GERSHENFELD, N. A. ; CHUANG, I. L.: Bulk Spin-Resonance Quantum Computation. In: *Science* 275 (1997), S. 350
- [12] LOSS, D. ; DIVINCENZO, D. P.: Quantum computation with quantum dots. In: *Phys. Rev. A* 57 (1998), S. 120
- [13] BRIEGEL, H.-J. ; CALARCO, T. ; JAKSCH, D. ; CIRAC, J. I. ; ZOLLER, P.: Quantum computing with neutral atoms. In: *Journal of Modern Optics* 47 (2000), S. 415
- [14] RAIMOND, J. M. ; BRUNE, M. ; HAROCHE, S.: Manipulating quantum entanglement with atoms and photons in a cavity. In: *Rev. Mod. Phys.* 73 (2001), S. 565

- [15] CIRAC, J. I. ; ZOLLER, P.: Quantum computation with cold trapped ions. In: *Phys. Rev. Lett.* 74 (1995), S. 4091
- [16] MONZ, T. ; SCHINDLER, P. ; BARREIRO, J. T. ; CHWALLA, M. ; NIGG, D. ; COISH, W. A. ; HARLANDER, M. ; HÄNSEL, W. ; HENNRICH, M. ; BLATT, R.: 14-Qubit Entanglement: Creation and Coherence. In: *Phys. Rev. Lett.* 106 (2011), S. 130506
- [17] ZIPPILLI, S. ; JOHANNING, M. ; GIAMPAOLO, S. M. ; WUNDERLICH, C. ; ILLUMINATI, F.: Adiabatic quantum simulation with a segmented ion trap: Application to long-distance entanglement in quantum spin systems. In: *Phys. Rev. A* 89 (2014), S. 042308
- [18] WUNDERLICH, H. ; WUNDERLICH, C. ; SINGER, K. ; SCHMIDT-KALER, F.: Two-dimensional cluster-state preparation with linear ion traps. In: *Phys. Rev. A* 79 (2009), S. 052324
- [19] KIELPINSKI, D. ; MONROE, C. ; WINELAND, D. J.: Architecture for a large-scale ion-trap quantum Computer. In: *Nature* 417 (2002), S. 709
- [20] MINTERT, F. ; WUNDERLICH, C.: Ion-Trap quantum logic using long-wavelength radiation. In: *Phys. Rev. Lett.* 87 (2001), S. 257904
- [21] WUNDERLICH, C.: Conditional Spin Resonance with

- Trapped Ions. In: *Laser Physics at the Limits*. Springer, 2002, S. 261
- [22] JOHANNING, M. ; BRAUN, A. ; TIMONEY, N. ; ELMAN, V. ; NEUHAUSER, W. ; WUNDERLICH, C.: Individual Addressing of Trapped Ions and Coupling of Motional and Spin States Using rf Radiation. In: *Phys. Rev. Lett.* 102 (2009), S. 073004
- [23] PILTZ, C. ; SRIARUNOTHAI, T. ; VARÓN, A. F. ; WUNDERLICH, C.: A trapped-ion-based quantum byte with 10^{-5} next-neighbour cross-talk. In: *Nat. Commun.* 5 (2014), Nr. 4679
- [24] TIMONEY, N. P.: *Robust rotations & coherent quantum states with a single trapped ion*, Universität Siegen, Diss., 2010
- [25] BROWN, K. R. ; WILSON, A. C. ; COLOMBE, Y. ; OSPELKAUS, C. ; MEIER, A. M. ; KNILL, E. ; LEIBFRIED, D. ; WINELAND, D. J.: Single-qubit-gate error below 10^{-4} in a trapped ion. In: *Phys. Rev. A* 84 (2011), S. 030303
- [26] PINNINGTON, E. H. ; RIEGER, G. ; KERNAHAN, J. A.: Beam-laser measurements of the lifetimes of the $6p$ levels in Yb II. In: *Phys. Rev. A* 56 (1997), S. 2421
- [27] YU, N. ; MALEKI, L.: Lifetime measurements of the $4f^{14}5d$ metastable states in single ytterbium ions. In: *Phys. Rev. A* 61 (2000), S. 022507

- [28] BERENDS, R. W. ; PINNINGTON, E. H. ; GUO, B ; JI, Q: Beam-laser lifetime measurements for four resonance levels of Yb II. In: *Journal of Physics B: Atomic, Molecular and Optical Physics* 26 (1993), S. 701
- [29] ROBERTS, M. ; TAYLOR, P. ; BARWOOD, G. P. ; ROWLEY, W. R. C. ; GILL, P.: Observation of the $^2S_{1/2}-^2F_{7/2}$ electric octupole transition in a single $^{171}\text{Yb}^+$ ion. In: *Phys. Rev. A* 62 (2000), S. 020501
- [30] OLMSCHENK, S. ; YOUNGE, K. C. ; MOEHRING, D. L. ; MATSUKEVICH, D. N. ; MAUNZ, P. ; MONROE, C.: Manipulation and detection of a trapped Yb^+ hyperfine qubit. In: *Phys. Rev. A* 76 (2007), S. 052314
- [31] PAAPE, C.: *Isotopenselektive Photoionisation von Ytterbium zur Speicherung einzelner Ionen in einer Ionenfalle.*, Universität Hamburg, Diplomarbeit, 2004
- [32] JOHANNING, M. ; BRAUN, A. ; EITENEUER, D. ; PAAPE, C. ; BALZER, C. ; NEUHAUSER, W. ; WUNDERLICH, C.: Resonance-enhanced isotope-selective photoionization of YbI for ion trap loading. In: *Appl. Phys. B* 103 (2011), S. 327
- [33] EITENEUER, D.: *Bau und Charakterisierung einer Ytterbium-Quelle für mikrostrukturierte Ionenfallen*, Universität Siegen, Masterarbeit, 2009

- [34] SANKARI, M. ; SURYANARAYANA, M. V.: Studies on the isotope selective photoionization of the low-abundant ^{168}Yb isotope. In: *Journal of Physics B: Atomic, Molecular and Optical Physics* 31 (1998), S. 261
- [35] BRAUN, A.: *Addressing Single Yb^+ Ions : A new scheme for quantum computing in linear ion traps*, Universität Siegen, Diss., 2007
- [36] KAUFMANN, D. ; COLLATH, T. ; BAIG, M.T. ; KAUFMANN, P. ; ASENWAR, E. ; JOHANNING, M. ; WUNDERLICH, C.: Thick-film technology for ultra high vacuum interfaces of micro-structured traps. In: *Applied Physics B* 107 (2012), S. 935
- [37] KING, S. A. ; GODUN, R. M. ; WEBSTER, S. A. ; MARGOLIS, H. S. ; JOHNSON, L. A. M. ; SZYMANIEC, K. ; BAIRD, P. E. G. ; GILL, P.: Absolute frequency measurement of the $^2\text{S}_{1/2} - ^2\text{F}_{7/2}$ electric octupole transition in a single ion of $^{171}\text{Yb}^+$ with 10^{-15} fractional uncertainty. In: *New Journal of Physics* 14 (2012), Nr. 1, S. 013045
- [38] HUNTEMANN, N. ; OKHAPKIN, M. ; LIPPHARDT, B. ; WEYERS, S. ; TAMM, C. ; PEIK, E.: High-Accuracy Optical Clock Based on the Octupole Transition in $^{171}\text{Yb}^+$. In: *Phys. Rev. Lett.* 108 (2012), S. 090801
- [39] MAYER-KUCKUK, T.: *Atomphysik*. Teubner Verlag, 1985

- [40] KAUFMANN, D.: *Mikrostrukturierte segmentierte Paul-Falle mit einstellbarem Magnetfeldgradienten*, Universität Siegen, Diss., 2011
- [41] PAUL, W.: Electromagnetic traps for charged and neutral particles. In: *Rev. Mod. Phys.* 62 (1990), S. 531
- [42] SCHULZ, S.: *Scalable Microchip Ion Traps for Quantum Computation*, Universität Ulm, Diss., 2009
- [43] JOHANNING, M. ; BAIG, M. T. ; COLLATH, T. ; GLOGER, T. F. ; KAUFMANN, D. ; KAUFMANN, P. ; WUNDERLICH, C.: Transport of ions prepared in superpositions of hyperfine states. In: *DPG Frühjahrstagung Berlin (Vortrag Q 21.4)*, 2014
- [44] BAIG, M. T.: *private Kommunikation*. 2013
- [45] SCHULZ, S. ; POSCHINGER, U. ; SINGER, K. ; SCHMIDT-KALER, F.: Optimization of segmented linear Paul traps and transport of stored particles. In: *Fortschr. Phys.* 54 (2006), S. 648
- [46] JOHANNING, M.: Isospaced Ion Crystals (Poster). In: *ECTI* (2014)
- [47] SCHNEIDER, C.: *Entwicklung eines Objektivs hoher numerischer Apertur zum Nachweis der Resonanzfluoreszenz einzelner gespeicherter Ionen*, Universität Siegen, Masterarbeit, 2007

- [48] GLOGER, T. F.: *Mikrowellenquelle mit phasenkohärenter Frequenzumschaltung zur Quantenzustandsmanipulation*, Universität Siegen, Masterarbeit, 2011
- [49] PILTZ, C.: *Aufbau von Laserlichtquellen und Optik zur Speicherung und Kühlung von Ytterbium⁺-Ionen*, Universität Siegen, Masterarbeit, 2010
- [50] KITTEL, C.: *Einführung in die Festkörperphysik*. Oldenbourg Wissenschaftsverlag, 2005
- [51] EICHLER, J. ; EICHLER, H. J. ; WEBER, H. (Hrsg.) ; HERZIGER, G. (Hrsg.): *Laser*. Springer, 1998
- [52] RICCI, L. ; WEIDEMÜLLER, M. ; ESSLINGER, T. ; HEMMERICH, A. ; ZIMMERMANN, C. ; VULETIC, V. ; KÖNIG, W. ; HÄNSCH, T. W.: A compact grating-stabilized diode laser system for atomic physics. In: *Opt. Commun.* 117 (1995), S. 541
- [53] REUNER, J.: *Aufbau frequenzstabilisierter Diodenlasersysteme mit Emissionswellenlänge bei 399 nm, 638 nm und 935 nm*, Universität Siegen, Masterarbeit, 2007
- [54] ELMAN, V.: *private Kommunikation*. 2007
- [55] DEMTRÖDER, W.: *Laserspektroskopie*. Springer, 2007
- [56] HECHT, E.: *Optik*. Oldenbourg Wissenschaftsverlag, 2009
- [57] HODGSON, N. ; WEBER, H.: *Laser Resonators and Beam Propagation*. Springer, 2005

- [58] TOPTICA PHOTONICS: *Manual: Variable Anamorphic Prism Pair*. 2010
- [59] BRIMROSE CORPORATION OF AMERICA: *Introduction to Acousto-Optics, Application Note*. 2013
- [60] TIMONEY, N. P.: *Exploration of experimental tools used for Yb⁺ ion trapping.*, Universität Siegen, Masterarbeit, 2007
- [61] BALZER, C.: *Zur Dynamik eines beobachteten einzelnen Quantensystems*, Universität Hamburg, Diss., 2003
- [62] KLEINMAN, D. A.: Nonlinear Dielectric Polarization in Optical Media. In: *Phys. Rev.* 126 (1962), S. 1977
- [63] BERGMANN, L. ; SCHAEFER, C ; NIEDRIG, H.: *Lehrbuch der Experimentalphysik, Band 3 Optik*. de Gruyter, 1987
- [64] RISK, W. P. ; GOSNELL, T. R. ; NURMIKKO, A. V. ; DJEU, N.: *Compact Blue-Green Lasers*. Cambridge University Press, 2003
- [65] BOYD, G. D. ; KLEINMAN, D. A.: Parametric Interaction of Focused Gaussian Light Beams. In: *Journal of Applied Physics* 39 (1968), S. 3597
- [66] KLEINMAN, D. A. ; MILLER, R. C.: Dependence of Second-Harmonic Generation on the Position of the Focus. In: *Phys. Rev.* 148 (1966), S. 302

- [67] STEINHEIL, B.: *Aufbau eines frequenzverdoppelten Diodenlasersystems zur Untersuchung ultrakalter Chrom-Atome*, Universität Stuttgart, Diplomarbeit, 2003
- [68] CHEN, Y. F. ; CHEN, Y. C.: Analytical functions for the optimization of second-harmonic generation and parametric generation by focused Gaussian beams. In: *Applied Physics B: Lasers and Optics* 76 (2003), S. 645
- [69] PETROV, V. ; GHOTBI, M. ; KOKABEE, O. ; ESTEBAN-MARTIN, A. ; NOACK, F. ; GAYDARDZHIEV, A. ; NIKOLOV, I. ; TZANKOV, P. ; BUCHVAROV, I. ; MIYATA, K. ; MAJCHROWSKI, A. ; KITYK, I.V. ; ROTERMUND, F. ; MICHALSKI, E. ; EBRAHIM-ZADEH, M.: Femtosecond nonlinear frequency conversion based on BiB₃O₆. In: *Laser & Photonics Reviews* 4 (2010), S. 53
- [70] DMITRIEV, V. G. ; GURZADIAN, V. G. ; NIKOGOSIAN, D. N.: *Handbook of Nonlinear Optical Crystals*. Springer, 1997
- [71] SMITH, A.V.: *SNLO nonlinear optics code, Version 63, AS-Photonics*. 2014
- [72] EICHLER, J. ; DÜNKEL, L. ; EPPICH, B.: Die Strahlqualität von Lasern - Wie bestimmt man Beugungsmaßzahl und Strahldurchmesser in der Praxis? In: *Laser Technik Journal* 1 (2004), S. 63

- [73] ONODA, Y. ; IKEDA, M. ; SUGIYAMA, K ; YOKOYAMA, H. ; KITANO, M.: Maximization of second-harmonic power using normal-cut nonlinear crystals in a high-enhancement external cavity. In: *Appl. Opt.* 48 (2009), S. 1366
- [74] DORIC, S. ; NERON, J.-L.: Fabry-Perot Etalons. In: *Doric Lenses Inc.* (2005)
- [75] BRIEGER, M. ; BÜSENER, H. ; HESE, A. ; v.MOERS, F. ; RENN, A.: Enhancement of single frequency SGH in a passive ring resonator. In: *Opt. Commun.* 38 (1981), S. 423
- [76] HÄNSCH, T.W. ; COUILLAUD, B.: Laser frequency stabilization by polarization spectroscopy of a reflecting reference cavity. In: *Opt. Commun.* 35 (1980), S. 441
- [77] LASTZKA, N. ; STEINLECHNER, J. ; STEINLECHNER, S. ; SCHNABEL, R.: Measuring small absorptions by exploiting photothermal self-phase modulation. In: *Applied Optics* 49 (2010), S. 5391
- [78] ASENWAR, E.: *Elliptical laser profiles for low background detection of long ion chains in a micro segmented ion trap*, Universität Siegen, Masterarbeit, 2012
- [79] KUNERT, P. J. ; GEORGEN, D. ; BOGUNIA, L. ; BAIG, M. T. ; BAGGASH, M. A. ; JOHANNING, M. ; WUNDERLICH, C.: A planar ion trap chip with integrated structures

- for an adjustable magnetic field gradient. In: *Applied Physics B* 114 (2014), S. 27
- [80] KAUFMANN, P.: *Präzise Wellenlängenmessung und Computer-Steuerung für Experimente mit gespeicherten Yb⁺-Ionen*, Universität Siegen, Diplomarbeit, 2012
- [81] NIEBAUER, T. M. ; FALLER, James E. ; GODWIN, H. M. ; HALL, John L. ; BARGER, R. L.: Frequency stability measurements on polarization-stabilized He-Ne lasers. In: *Appl. Opt.* 27 (1988), S. 1285
- [82] METCALF, H. J. ; STRATEN, P. van d.: *Laser Cooling and Trapping*. Springer, 1999
- [83] KHROMOVA, A.: *Quantum Gates with Trapped Ions using Magnetic Gradient Induced Coupling*, Universität Siegen, Diss., 2012
- [84] RABI, I. I. ; RAMSEY, N. F. ; SCHWINGER, J.: Use of Rotating Coordinates in Magnetic Resonance Problems. In: *Rev. Mod. Phys.* 26 (1954), S. 167
- [85] FEYNMAN, R. P. ; VERNON, F. L. ; HELLWARTH, R. W.: Geometrical representation of the Schrödinger equation for solving maser problems. In: *J. Appl. Phys.* 28 (1957), S. 49
- [86] ALLEN, L.: *Optical Resonance and Two-Level Atoms*. Dover Publications, 1987

- [87] KHROMOVA, A. ; PILTZ, C. ; SCHARFENBERGER, B. ; GLOGER, T. F. ; JOHANNING, M. ; VARÓN, A. F. ; WUNDERLICH, C.: Designer Spin Pseudomolecule Implemented with Trapped Ions in a Magnetic Gradient. In: *Phys. Rev. Lett.* 108 (2012), S. 220502
- [88] CORNEY, A.: *Atomic and Laser Spectroscopy*. Oxford University Press, 1977
- [89] SCHARFENBERGER, B.: *Seitenbandkühlung von gespeicherten Ytterbium-Ionen im Mikrowellenregime*, Universität Siegen, Diss., 2012
- [90] WUNDERLICH, C. ; BALZER, C.: Quantum measurements and new concepts for experiments with trapped ions. In: *Advances in Atomic, Molecular, and Optical Physics* 49 (2003), S. 293
- [91] HÄNSCH, T. W. ; SCHAWLOW, A. L.: Cooling of gases by laser radiation. In: *Opt. Commun.* 13 (1975), S. 68
- [92] WÖLK, S. ; PILTZ, C. ; SRIARUNOTHAI, T. ; WUNDERLICH, C.: State selective detection of hyperfine qubits. In: *ArXiv e-prints* (2014)
- [93] BARTHEL, P.: *Zeitaufgelöste Detektion eines Ytterbium-Qubits*, Universität Siegen, Bachelorarbeit, 2013
- [94] MATUSCHKE, F.: *Verbesserung der Detektionseffizienz durch Simulation und Datenanalyse*, Universität Siegen, Bachelorarbeit, 2013

- [95] SHIGA, N ; TAKEUCHI, M: Locking the local oscillator phase to the atomic phase via weak measurement. In: *New Journal of Physics* 14 (2012), S. 023034
- [96] WELZEL, J. ; BAUTISTA-SALVADOR, A. ; ABARBANEL, C. ; WINEMAN-FISHER, V. ; WUNDERLICH, C. ; FOLMAN, R. ; SCHMIDT-KALER, F.: Designing spin-spin interactions with one and two dimensional ion crystals in planar micro traps. In: *The European Physical Journal D* 65 (2011), S. 285
- [97] TIETZE, U. ; SCHENK, C.: *Halbleiter-Schaltungstechnik*. Springer, 2009
- [98] KOGELNIK, H. ; LI, T.: Laser Beams and Resonators. In: *Appl. Opt.* 5 (1966), S. 1550
- [99] WUTZ, M.: *Handbuch Vakuumtechnik*. Vieweg und Teubner, 2010

Danksagung

Viele Personen haben einen nicht unerheblichen Anteil zum Gelingen dieser Doktorarbeit beigetragen. Als erstes möchte ich mich bei meinem Doktorvater Prof. Dr. Christof Wunderlich bedanken, der an meine Fähigkeiten geglaubt hat und mir die Möglichkeit gegeben hat, in diesem interessanten Gebiet zu forschen.

Mein besonderer Dank gilt Dr. Michael Johanning, der mich stets in meiner Arbeit unterstützt hat und immer ein offenes Ohr für mich hatte. Ich habe sehr von seinen Erfahrungen und seinem Wissen profitiert, mit Hilfe seiner Geduld und Einsatzbereitschaft konnte diese Arbeit so werden, wie sie heute ist.

Weiterhin gilt mein Dank all denn Leuten, mit denen ich während meiner Zeit an der Universität Siegen zusammenarbeiten durfte. Durch die super Arbeitsatmosphäre hatte ich immer sehr viel Spaß bei der Arbeit, auch wenn sich die Erfolge im Labor gerade nicht einstellen wollten. Ich freue mich, unter euch nicht nur tolle Arbeitskollegen, sondern auch viele Freunde gefunden zu haben. Als letztes möchte ich meiner Verlobten Lisa für ihr langes Durchhalten danken. Ohne ihre Unterstützung und ihr Anstreben hätte sich die Fertigstellung der Doktorarbeit bestimmt noch länger hingezogen.