



JOHANNES GUTENBERG
UNIVERSITÄT MAINZ

Diplomarbeit

**Stabilisierung der radialen
Säkularfrequenzen gefangener Ionen in
einer segmentierten Paul-Falle**

vorgelegt von

Marco Dillmann

zur Erlangung des akademischen Grades

Diplom-Physiker

17. Oktober 2014

Erstprüfer: Prof. Dr. Ferdinand Schmidt-Kaler

Zweitprüfer: Prof. Dr. Patrick Windpassinger

Abstract

A main challenge for realizing a quantum computer is the implementation of multi-qubit gate operations. Just as important is the scalability of the system which, working with segmented Paul traps, can be fulfilled by means of the transport of ions. However, fast shuttling processes for high computation capacity imply the excitation of motion. This makes them difficult to reconcile with gate operations as long as those are sensitive to motion in the direction of transport. Within this thesis an existing laser setup was supplemented to allow the driving of stimulated Raman transitions between the Zeeman sublevels of the $4^2S_{1/2}$ ground state of $^{40}\text{Ca}^+$ ions with coupling to radial motional degrees of freedom only.

When carrying out multi-qubit gates mediated by radial motional modes one of the limiting decoherence effects is the stability of the radial secular frequencies of the trapped ions. Therefore the main topic of this thesis was the analysis of the most influential detrimental effects followed by their minimization by an active amplitude stabilization of the radiofrequency trap drive.

Using the supplemented laser setup and the stabilized trap drive it was possible to demonstrate the improved stability of the radial secular frequencies via sideband Ramsey spectroscopy on stimulated Raman transitions. It could be demonstrated that with active stabilization, the drift rates of the radial secular frequencies are comparable to the ones of the axial secular frequencies, which do not depend on the rf-drive amplitude. The radial frequencies change by less than 2 kHz within 4 hours.

Kurzfassung

Zentrale Aufgabe bei der Realisierung eines Quantencomputers ist die Implementierung von Gatteroperationen. Ein ebenso wichtiges Kriterium ist die Skalierbarkeit des Systems, welche bei der von uns verfolgten Umsetzung eines Quantencomputers mit einer segmentierten Paul-Falle durch Transport von gespeicherten Ionen prinzipiell erreichbar ist. Schnelle Shuttling-Prozesse für eine höchstmögliche Rechenleistung sind jedoch aufgrund der implizierten Anregung von Schwingungszuständen nur schwierig mit der Durchführbarkeit von Gatteroperationen vereinbar, solange diese parallel zur Transportrichtung vermittelt werden. Im Rahmen dieser Arbeit wurde deshalb ein bestehender Laseraufbau derart ergänzt, dass er das Treiben stimulierter Ramanübergänge zwischen den Zeeman-Unterstufen des $4^2S_{1/2}$ -Grundzustandes von $^{40}\text{Ca}^+$ -Ionen mit ausschließlicher Kopplung an radiale Schwingungsmoden erlaubt. Damit konnte ein wichtiger Grundstein zur Vermittlung von Gatteroperationen auf Radialmoden in einer segmentierten Paul-Falle gelegt werden.

Einen limitierenden Dekohärenzeffekt bei durch radiale Schwingungsmoden vermittelten Gattern stellte bisher die Stabilität der radialen Säkularfrequenzen der gefangenen Ionen dar. Kernthema dieser Arbeit war es deshalb in einem ersten Schritt die zentralen Störeffekte zu analysieren. In einem zweiten Schritt wurden diese durch eine aktive Amplitudenstabilisierung des Radiofrequenzantriebs der segmentierten Paul-Falle minimiert.

Zu guter Letzt konnte unter Einsatz des erweiterten Laseraufbaus sowie des stabilisierten Fallenantriebs mittels stimulierter Ramanübergänge die verbesserte Stabilität der radialen Säkularfrequenzen nachgewiesen werden. Es konnte gezeigt werden, dass mit aktiver Stabilisierung die Driftraten der radialen Fallenfrequenzen vergleichbar mit denen der Axialmoden werden. Es wurde eine obere Grenze von 2 kHz Frequenzänderung in 4 Stunden bestimmt, wobei dies durch die Genauigkeit der von uns verwendeten Spektroskopiemethode limitiert wird.

Inhaltsverzeichnis

1. Einleitung	1
2. Theoretische Grundlagen	5
2.1. klassische Bewegung geladener Teilchen in einer linearen Paul-Falle . . .	5
2.2. Licht-Ion-Wechselwirkung	8
2.3. Das $^{40}\text{Ca}^+$ -Ion als Quantenbit	11
2.4. Stimulierte Ramanübergänge	13
3. Experimenteller Aufbau	15
3.1. segmentierte lineare Mikrofalle	15
3.2. Lasersystem	18
4. Ursachen der Instabilität der radialen Fallenfrequenzen	23
4.1. Diskussion möglicher Ursachen	23
4.2. Analyse des Radiofrequenzverstärkers	24
4.3. Analyse des helikalen Resonators	33
4.4. Zusammenfassung der Resultate	40
5. Amplitudenstabilisierung des Radiofrequenzantriebs der Mikrofalle	43
5.1. Aufbau	43
5.2. Charakterisierung	51
6. Messungen am gefangenen $^{40}\text{Ca}^+$-Ion	57
6.1. Spektroskopie der Bewegungsmoden	57
6.2. Stabilität der Fallenfrequenzen	59
7. Zusammenfassung und Ausblick	65
A. Anhang	67
A.1. Messdatenverzeichnis	67
A. Einschaltverhalten und Temperaturabhängigkeit verschiedener <i>Mini-</i> <i>Circuits</i> Radiofrequenzverstärker	67
B. Messdaten zur Stabilität der Fallenfrequenzen	70

A.2. Bedienungshinweise zur Amplitudenstabilisierung des Radiofrequenzantriebs der Mikrofalle	73
A.3. Alias-Effekt	75
A.4. <i>MATLAB</i> -Skripte	76
B. Literaturverzeichnis	77

Abbildungsverzeichnis

1.1. Vereinbarkeit von schnellen Transportprozessen und Gatteroperationen	3
2.1. Geometrie einer linearen Paul-Falle	6
2.2. Stabilitätsdiagramm der linearen Paul-Falle	8
2.3. Produkthilbertraum für ein 2-Niveau-System und einen harmonischen Oszillator	11
2.4. Termschema von $^{40}\text{Ca}^+$	12
2.5. Termschema zum Prinzip des stimulierten Ramanübergangs	14
2.6. Mögliche stimulierte Ramanübergänge bei verschiedenen Strahlgeometrien	14
3.1. Design und Foto der segmentierten linearen Mikrofalle	16
3.2. Schematischer Aufbau des Radiofrequenzantriebs der Mikrofalle	17
3.3. Fotos zweier helikaler Resonatoren	18
3.4. Geometrie der Laserstrahlen	21
4.1. Schematischer Aufbau zur Stabilitätsanalyse des Radiofrequenzverstärkers	25
4.2. Gleichrichter zur Stabilitätsanalyse des Radiofrequenzverstärkers	26
4.3. Verhalten der Ausgangsspannung des Gleichrichters zur Analyse des Radiofrequenzverstärkers	27
4.4. Frequenzgang des zur Stabilitätsanalyse verwendeten Gleichrichters	27
4.5. Einschaltverhalten und Temperaturabhängigkeit der Amplitude des Radiofrequenzsignals am Verstärkerausgang	29
4.6. Fourieranalyse der ungestabilisierten Amplitude des Radiofrequenzsignals am Verstärkerausgang	30
4.7. Radiofrequenzauffang durch Eingangskabel am Radiofrequenzverstärker	31
4.8. Modulation der Amplitude des Radiofrequenzsignals am Verstärkerausgang durch Radiofrequenzauffang	32
4.9. Ersatzschaltbild der Mikrofalle samt Verkabelung als Last am Ausgang des helikalen Resonators	33
4.10. Schematischer Aufbau zur Stabilitätsanalyse des helikalen Resonators bezüglich mechanischer Vibrationen	34
4.11. Gleichrichter zur Stabilitätsanalyse des helikalen Resonators	35

4.12. Verhalten der Ausgangsspannung des Gleichrichters zur Analyse des helikalen Resonators	35
4.13. Einfluss mechanischer Vibrationen auf den helikalen Resonator	36
4.14. Schematischer Aufbau zur Stabilitätsanalyse des helikalen Resonators bezüglich Temperaturveränderungen	37
4.15. Einfluss von Temperaturveränderungen auf die Resonanzfrequenz des helikalen Resonators	38
4.16. Einfluss von Temperaturveränderungen auf die Amplitude des Radiofrequenzsignals am Ausgang des helikalen Resonators	39
5.1. Schematischer Aufbau des Radiofrequenzantriebs der Mikrofalle mit Amplitudenstabilisierung	44
5.2. Blockschaltbild eines Regelkreises	45
5.3. Schaltplan der Signalverarbeitung und des Reglers zur Amplitudenstabilisierung des Radiofrequenzantriebs	47
5.4. Optimierung der Parameter des Schaltkreises zur Amplitudenstabilisierung des Radiofrequenzantriebs	50
5.5. Gleichrichter des Schaltkreises zur Amplitudenstabilisierung des Radiofrequenzantriebs	51
5.6. Frequenzgang des Schaltkreises zur Amplitudenstabilisierung des Radiofrequenzantriebs	52
5.7. Langzeitmessung der stabilisierten Amplitude des Radiofrequenzsignals am Verstärkerausgang	53
5.8. Fourieranalyse der stabilisierten Amplitude des Radiofrequenzsignals am Verstärkerausgang (DC-1kHz)	54
5.9. Fourieranalyse der stabilisierten Amplitude des Radiofrequenzsignals am Verstärkerausgang (DC-100kHz)	55
6.1. Spektroskopie der Säkularfrequenzen durch stimulierte Ramanübergänge	58
6.2. Ramsey-Spektroskopiesequenz und Veranschaulichung auf der Blochkugel	60
6.3. Langzeitmessung der unstabilisierten Fallenfrequenzen	63
6.4. Langzeitmessung der stabilisierten Fallenfrequenzen	64
A.1. Einschaltverhalten und Temperaturabhängigkeit des Radiofrequenzverstärkers <i>Mini-Circuits ZHL-5W-1</i>	68

A.2. Einschaltverhalten und Temperaturabhängigkeit des Radiofrequenzverstärkers <i>Mini-Circuits LZY-1</i>	68
A.3. Einschaltverhalten und Temperaturabhängigkeit des Radiofrequenzverstärkers <i>Mini-Circuits ZHL-1-2W-S</i>	68
A.4. Einschaltverhalten und Temperaturabhängigkeit des Radiofrequenzverstärkers <i>Mini-Circuits ZHL-3A</i>	69
A.5. Messdaten von Träger und Seitenbändern der R2R4-Ramankonfiguration ohne Amplitudenstabilisierung des Radiofrequenzantriebs	71
A.6. Messdaten von Träger und Seitenbändern der R1R2-Ramankonfiguration ohne Amplitudenstabilisierung des Radiofrequenzantriebs	72
A.7. Verdeutlichung des Alias-Effektes	75
A.8. Fourieranalyse des Signalgeneratorsausgangs	75

1

Einleitung

Die Quantenmechanik, ursprünglich ein Subjekt der reinen Grundlagenforschung, hat im letzten Jahrhundert zahlreiche Anwendungen gefunden. So schlug 1986 Richard P. Feynman in [Feynman (1986)] erstmals vor ihre Prinzipien in Form eines Quantencomputers nutzbar zu machen. Die Quantenmechanik erlaubt durch neue effizientere Algorithmen das Lösen von Problemen, an denen klassische Computer versagen [Deutsch (1985), Grover (1996), Shor (1997)]. Insbesondere der von Peter W. Shor vorgestellte Algorithmus stößt auf großes öffentliches Interesse, da er die Primfaktorzerlegung ganzer Zahlen vornimmt und damit den Weg zur Dechiffrierung gängiger Verschlüsselungsmethoden ebnet.

Die fundamentalen Kriterien, die ein physikalisches System zur Tauglichkeit als Quantencomputer erfüllen muss, wurden von DiVincenzo aufgestellt [DiVincenzo (2000)]:

1. Adressierung und Initialisierung einzelner Quantenbits
2. Implementierung universeller Quantengatter
3. Gatterzeiten weitaus kleiner als Zeitskala dekohärenter Effekte
4. Zustandsauslese einzelner Quantenbits
5. Skalierbarkeit des Systems
6. Kürzere Rechenzeit als für klassische Computer
7. Informationsübertrag zwischen stationären und beweglichen Quantenbits

Einzelne in linearen Paul-Fallen gefangene Ionen stellen einen vielversprechenden Ansatz zur Erfüllung sämtlicher dieser Kriterien dar [Cirac u. Zoller (1995)]. Hierbei wird das Quantenbit von zwei langlebigen internen Zuständen des Ions gebildet, Gatteroperationen und die Zustandsauslese erfolgen zum Beispiel über die Wechselwirkung mit Laserfeldern. Mit konventionellen Paul-Fallen kann das Kriterium der Skalierbarkeit jedoch nicht erfüllt werden. Die erforderliche Zugänglichkeit jedes Quantenbits verlangt eine lineare Anordnung der Ionen. Eine zunehmende Anzahl an in einem einzelnen har-

monischen Potential gefangenen Ionen resultiert in einem kleiner werdenden Abstand, der die Adressierung und Zustandsauslese erschwert. Zudem skaliert die Anzahl der Schwingungsmoden der Bewegung linear mit der Anzahl der Ionen, was das gezielte Ansprechen individueller Moden im Frequenzraum zunehmend schwieriger gestaltet.

Als Lösungsansatz schlugen Kielpinski, Monroe und Wineland [Kielpinski u. a. (2002)] mikrostrukturierte Paul-Fallen vor. Deren Unterteilung in Segmente erlaubt das Arbeiten mit kleinen Ionenkristallen in separierten Potentialen, wobei Ionen durch zeitliche Veränderungen der Spannungen transportiert werden können. Seitdem wurden zahlreiche Fortschritte in der Herstellung sowie im Betrieb derartiger Fallen mit komplexen Strukturen erzielt. So konnte in [Walther u. a. (2012), Bowler u. a. (2012)] der Transport einzelner Ionen zwischen Segmenten der Falle in wenigen Oszillationszyklen gezeigt werden. Ebenso gelang das schnelle Trennen von Ionenkristallen [Bowler u. a. (2012), Ruster u. a. (2014)].

Schnelle Bewegungsprozesse zur Reduzierung der Dauer eines Quantenalgorithmus implizieren jedoch die Anregung von Schwingungszuständen entlang der Transportrichtung. Diese zu vermeiden erfordert hohen Kalibrationsaufwand [Kaufmann u. a. (2014)] und limitiert die erreichbare Geschwindigkeit. Für die Durchführung von Zwei-Ionen-Gattern ist die Minimierung der Anregung von Schwingungszuständen jedoch unerlässlich. Sie sind elementare Operationen des Quantencomputings [Blatt u. Wineland (2008)] und alle bekannten deterministischen Zwei-Ionen-Gatter setzen voraus, dass die Ionen auf Bereichen lokalisiert sind, die deutlich kleiner als die Wellenlänge des zum Antrieb verwendeten Laserfeldes sind.

Um die Durchführung von schnellen Transportprozessen und von Gatteroperationen vereinbar zu machen richtet man den effektiven Wellenvektor des antreibenden Laserfeldes orthogonal zur Bewegung der Ionen aus. Gatteroperationen werden somit auf den radialen Moden vermittelt und nicht durch axiale Transportoperationen beeinträchtigt. Die Radialmoden bieten darüberhinaus durch die höheren Schwingungsfrequenzen den theoretischen Vorteil geringerer thermischer Population sowie unterdrückter Thermalisierung mit den Fallenelektroden [Brownnutt u. a. (2014), Zhu u. a. (2006)]. Zudem erlaubt die spektrale Struktur der Radialmoden mehrere Moden parallel zur Vermittlung der Gatterwechselwirkung einzusetzen [Kim u. a. (2009)]. Der kohärente Antrieb von Radialmoden wird bereits erfolgreich in der Quantensimulation benutzt um durchstimmbare Spin-Spin-Wechselwirkungen zu erzeugen [Friedenauer u. a. (2008), Kim u. a. (2010), Jurcevic u. a. (2014)].

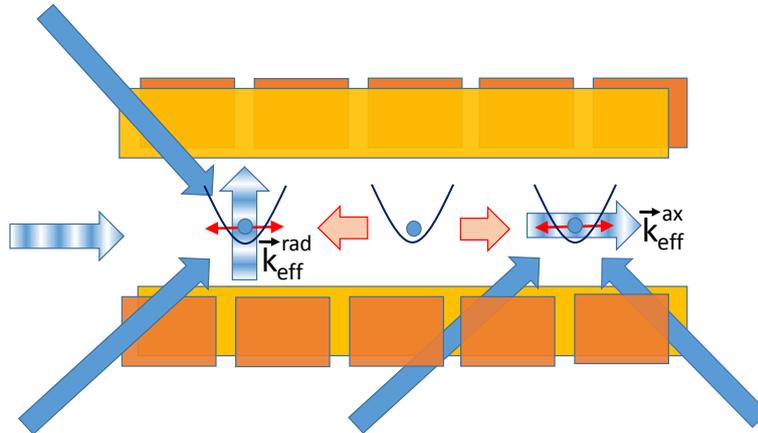


Abbildung 1.1.: Zwei unterschiedliche Laserkonfigurationen zum Antreiben von Ionen-Gattern in einer segmentierten Paul-Falle durch Anwendung von stimulierten Ramanübergängen: Die Verwendung der rechten Konfiguration liefert einen effektiven Wellenvektor entlang der Fallennachse, sodass die Durchführung von Gatteroperationen durch Transportprozesse beeinträchtigt wird. Abhilfe schafft die Nutzung der linken Konfiguration. Sie entsprechen einem effektiven Wellenvektor in radialer Richtung, sodass Gatteroperationen orthogonal zur Bewegungsrichtung der Ionen vermittelt werden können.

Die radialen Moden von Ionen in einer segmentierten Paul-Falle bilden das Kernthema dieser Arbeit. Die Frequenzen dieser Schwingungen hängen neben den verwendeten Gleichspannungen insbesondere von der Amplitude des Radiofrequenz-Fallenantriebs ab. Ziel ist es den bestehenden Aufbau so zu erweitern, dass stimulierte Ramanübergänge mit einer Kopplung an die radialen Bewegungsmoden getrieben werden können. Es soll die Stabilität der radialen Schwingungsfrequenzen charakterisiert und durch aktive Stabilisierung des Radiofrequenz-Antriebs verbessert werden.

Der inhaltliche Aufbau dieser Arbeit gliedert sich dabei wie folgt: In Kapitel 2 werden die zum Verständnis notwendigen theoretischen Grundlagen der linearen Paul-Falle sowie der Wechselwirkung von Licht mit in harmonischen Potentialen gefangenen Ionen behandelt. Kapitel 3 enthält einen Überblick über den Aufbau des Experiments. Hier liegt das Hauptaugenmerk auf der verwendeten segmentierten linearen Paul-Falle samt Radiofrequenz-Antrieb sowie dem Lasersystem. Kapitel 4 befasst sich mit der Analyse der zentralen Ursachen für die Instabilität der radialen Schwingungsfrequenzen, welche durch einen in Kapitel 5 beschriebenen Regelkreis beseitigt werden. In Kapitel 6 erfolgt schließlich mittels stimulierter Ramanübergänge die Untersuchung der radialen Fallenfrequenzen in Hinblick auf deren Stabilität.

2

Theoretische Grundlagen

In diesem Kapitel werden die grundlegenden theoretischen Hintergründe geliefert, die zum Verständnis unseres Experiments mit $^{40}\text{Ca}^+$ -Ionen als Spin-Qubits in einer linearen Paul-Falle erforderlich sind. Auf ausführliche Rechnungen und detaillierte Beschreibungen wird hier verzichtet und stattdessen auf weitere Quellen verwiesen. Abschnitt 2.1 enthält eine theoretische Behandlung der linearen Paul-Falle, die zentrales Element unseres Experiments ist. Weitere Informationen finden sich in [Leibfried u. a. (2003)] sowie [Paul u. a. (1958)], an die das Vorgehen angelehnt ist. Abschnitt 2.2 beschreibt die Licht-Ion-Wechselwirkung nach [Leibfried u. a. (2003)] und [Cirac u. Zoller (1995)]. Sie ist von fundamentaler Bedeutung, da die Kontrolle und Manipulation der Quantenbits in unserem Experiment über die Einstrahlung von Laserfeldern erfolgt. Das $^{40}\text{Ca}^+$ -Ion als Quantenbit wird in Abschnitt 2.3 erläutert. Abschnitt 2.4 greift die in Abschnitt 2.2 erwähnten stimulierten Ramanübergänge erneut auf, da sie eine wichtige Rolle beim Experimentieren mit $^{40}\text{Ca}^+$ speziell als Spin-Qubit spielen.

2.1. klassische Bewegung geladener Teilchen in einer linearen Paul-Falle

Der Einschluss eines geladenen Teilchens in allen drei Raumdimensionen ist nach dem Earnshaw-Theorem [Earnshaw (1842)] nicht mit Verwendung ausschließlich statischer elektrischer Felder möglich. Wolfgang Paul umging dies bei der Erfindung des *Ionenkäfigs* [Paul u. a. (1958)], indem er statische elektrische Felder mit hochfrequenten Wechsel-

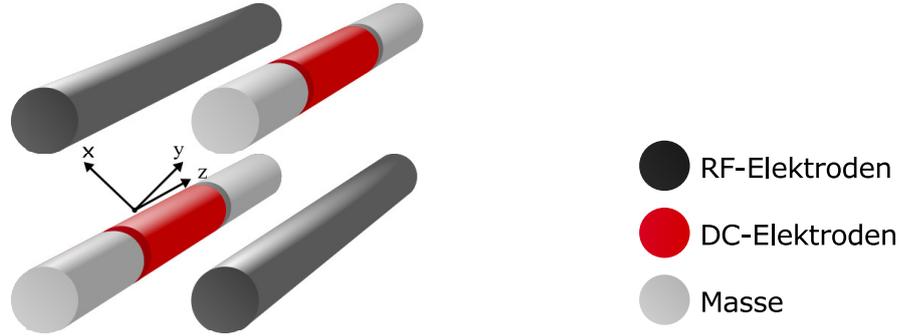


Abbildung 2.1.: Schematische Darstellung der typischen Konfiguration einer linearen Paul-Falle. Entnommen aus [Ruster (2012)].

feldern kombinierte. Das daraus resultierende zeitabhängige Potential hat die allgemeine Form

$$\Phi(x, y, z, t) = U \frac{1}{2} (\alpha_x x^2 + \alpha_y y^2 + \alpha_z z^2) + \tilde{U} \cos(\omega_{\text{RF}} t) \frac{1}{2} (\tilde{\alpha}_x x^2 + \tilde{\alpha}_y y^2 + \tilde{\alpha}_z z^2). \quad (2.1)$$

Hierin bezeichnen U eine gewählte Gleichspannung und \tilde{U} die Amplitude des elektrischen Wechselfeldes mit der Radiofrequenz ω_{RF} . Die übrigen Faktoren stellen geometrieabhängige Konstanten dar, die durch die Bedingung des Erfüllens der Laplace-Gleichung $\Delta\Phi = 0$ Einschränkungen erfahren:

$$\begin{aligned} \alpha_x + \alpha_y + \alpha_z &= 0, \\ \tilde{\alpha}_x + \tilde{\alpha}_y + \tilde{\alpha}_z &= 0. \end{aligned} \quad (2.2)$$

Für die lineare Paul-Falle, auf die sich im weiteren Verlauf aufgrund der Bedeutung für diese Arbeit beschränkt wird, wird für die Geometriefaktoren die Wahl

$$\begin{aligned} -(\alpha_x + \alpha_y) &= \alpha_z > 0, \\ \tilde{\alpha}_x = -\tilde{\alpha}_y &\iff \tilde{\alpha}_z = 0 \end{aligned} \quad (2.3)$$

getroffen. Die typische Konfiguration einer linearen Paul-Falle ist in Abbildung 2.1 schematisch skizziert. Sie besteht aus vier stabförmigen Elektroden, wobei zwei sich diagonal gegenüberliegende Elektroden die Radiofrequenzwechselspannung tragen. Die anderen beiden Elektroden sind entsprechend der Skizze unterteilt und tragen die DC-Spannung. Die gezeigte Geometrie, ausgedrückt durch die Beziehungen in Gleichung 2.3, führt für ein geladenes Teilchen innerhalb der Falle zu einem statischen Einschluss entlang der

z -Richtung, die nachfolgend als Fallennachse bezeichnet wird. Der radiale Einschluss in der xy -Ebene erfolgt dynamisch durch das Wechselfeld über die Trägheit des Ions aufgrund der Masse. Für ein Teilchen mit der Ladung $Z|e|$ und Masse m erhält man bei der Aufstellung der klassischen Bewegungsgleichungen unter Wirkung der Coulombkraft für die drei Raumdimensionen die entkoppelten Differentialgleichungen

$$\frac{d^2 u}{d\tau^2} + \left(a_u - 2q_u \cos(2\tau) \right) u = 0 \quad \text{mit} \quad u = x, y, z \quad (2.4)$$

mit den Definitionen

$$\tau = \frac{\omega_{\text{RF}} t}{2}, \quad a_u = \frac{4Z|e|U\alpha_u}{m\omega_{\text{RF}}^2}, \quad q_u = \frac{2Z|e|\tilde{U}\tilde{\alpha}_u}{m\omega_{\text{RF}}^2}. \quad (2.5)$$

Diese Gleichungen vom Typ Mathieu'scher Differentialgleichungen lassen sich numerisch oder beispielsweise über die Floquet'sche Methode analytisch lösen [McLachlan (1947)]. Man erhält

$$u(t) = u_0 \underbrace{\cos\left(\beta_u \frac{\omega_{\text{RF}}}{2} t\right)}_{\text{Säkularbewegung}} \underbrace{\left[1 - \frac{q_u}{2} \cos(\omega_{\text{RF}} t)\right]}_{\text{Mikrobewegung}} \quad \text{mit} \quad u = x, y, z. \quad (2.6)$$

Das eingeschlossene geladene Teilchen führt in allen drei Raumrichtungen entkoppelte harmonische Oszillationen mit den Säkularfrequenzen $\omega_u = \beta_u \frac{\omega_{\text{RF}}}{2}$ aus, die nachfolgend als axiale Fallenfrequenz ω_z und radiale Fallenfrequenzen¹ $\omega_{x,y}$ bezeichnet werden. Dieser *Säkularbewegung* ist eine hochfrequente Schwingung überlagert, die *Mikrobewegung*. Mit $\tilde{\alpha}_z = 0$ nach Gleichung 2.3 trifft dies jedoch nur auf die radiale Bewegung in der xy -Ebene zu.

Die Größen β_u gehen aus der Lösung von Gleichung 2.4 als Kettenbrüche hervor, welche von a_u und q_u abhängen. Die Näherung von β_u für $a_u, q_u \ll 1$ liefert $\beta_u \approx \sqrt{a_u + \frac{q_u^2}{2}}$, sodass sich die Fallenfrequenzen durch

$$\omega_u \approx \frac{\omega_{\text{RF}}}{2} \sqrt{a_u + \frac{q_u^2}{2}} \quad \text{mit} \quad u = x, y, z \quad (2.7)$$

angeben lassen. Gleichung 2.7 ist Ausgangspunkt der in Kapitel 4 vorgenommenen Analysen, weshalb sie dort wieder aufgegriffen und im Detail diskutiert wird. Nimmt

¹Aus Gründen der Symmetrie müssen die radialen Achsen nicht notwendig mit den in Abbildung 2.1 eingezeichneten x - und y -Koordinaten übereinstimmen. Dies wurde im Fall der Mikrofall in [Ott (2012)] analysiert.

man von Gleichung 2.7 speziell für die radialen Säkularfrequenzen eine Taylornäherung um \tilde{U}_0 für kleine Abweichungen $\Delta\tilde{U}$ vor, so erhält man

$$\omega_{x,y} \approx \omega_{x,y}^{(0)} + \frac{Z^2|e|^2\tilde{\alpha}_{x,y}^2}{2m^2\omega_{\text{RF}}^2} \frac{\tilde{U}_0}{\omega_{x,y}^{(0)}} \Delta\tilde{U}, \quad (2.8)$$

wonach bei fester Amplitude \tilde{U}_0 Amplitudenschwankungen für größere radiale Säkularfrequenzen eine geringere Veränderung bewirken.

Damit die Teilchentrajektorien begrenzt sind, sprich Ionen in allen drei Dimensionen eingeschlossen werden können, muss $0 \leq \beta_u \leq 1$ erfüllt werden. Die Einschränkung ist in Abbildung 2.2 in einem Stabilitätsdiagramm dargestellt.

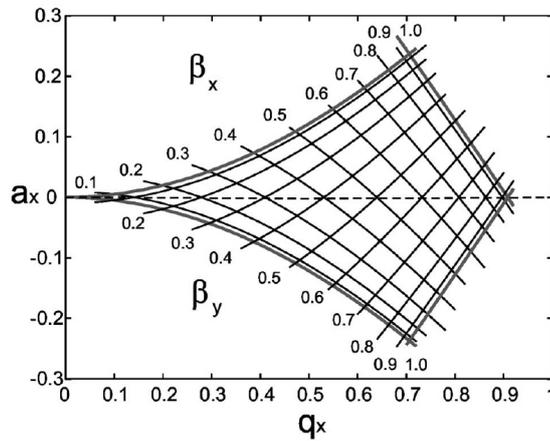


Abbildung 2.2.: Stabilitätsbereich des radialen Einschlusses in einer linearen Paul-Falle. Die Definitionen der Parameter sind dem Text zu entnehmen. Abbildung entnommen aus [Leibfried u. a. (2003)].

2.2. Licht-Ion-Wechselwirkung

Wie zu Beginn dieses Kapitels einleitend erläutert ist die Licht-Ion-Wechselwirkung in unserem Experiment von zentraler Bedeutung. Zur Wechselwirkung von Licht mit freien Atomen besteht der wichtige Unterschied, dass der Bewegungszustand von Ionen in einer linearen Paul-Falle gemäß des vorangegangenen Abschnitts näherungsweise durch einen harmonischen Oszillator beschrieben wird. Bei den folgenden Betrachtungen wird sich auf die axiale Bewegung beschränkt, das Vorgehen in radialer Richtung erfolgt analog.

In quantenmechanischer Formulierung hat der Hamiltonoperator dieser Bewegung die Form

$$\hat{H}_{\text{Bewegung}} = \hbar\omega_z \left(\hat{a}^\dagger \hat{a} + \frac{1}{2} \right) \quad (2.9)$$

mit \hat{a}^\dagger und \hat{a} den Auf- und Absteigeoperatoren.

Die interne Struktur des Ions lässt sich durch ein Zwei-Niveau-System mit einem Grundzustand $|g\rangle$ und einem angeregten Zustand $|a\rangle$ beschreiben, die eine Energiedifferenz von $\hbar\omega_0$ aufweisen. Dieses Modell ist zulässig, da die eingestrahlten Laserfelder nur mit jeweils einem Übergang resonant sind. Wird dem Zustand $|g\rangle$ die Energie $-\frac{\hbar\omega_0}{2}$ und dem Zustand $|a\rangle$ wiederum die Energie $+\frac{\hbar\omega_0}{2}$ zugewiesen, so wird der innere Zustand des Ions als Zwei-Niveau-System durch den Hamiltonoperator

$$\hat{H}_{\text{Ion}} = \frac{\hbar\omega_0}{2} \left(|a\rangle\langle a| - |g\rangle\langle g| \right) = \frac{\hbar\omega_0}{2} \hat{\sigma}_z \quad (2.10)$$

mit der Pauli-z-Matrix $\hat{\sigma}_z$ beschrieben.

Nun lässt sich die Wechselwirkung des Ions mit Licht beschreiben, wobei das Licht als klassisches elektrisches Feld behandelt wird und sich in z-Richtung ausbreitet:

$$\vec{E}(z, t) = \vec{E}_0 \left(e^{i(kz - \omega_L t)} + e^{-i(kz - \omega_L t)} \right) \quad (2.11)$$

Dabei gibt ω_L die Kreisfrequenz des Laserlichtes an und k die Wellenzahl. In unserem Experiment finden die drei folgenden essentiellen Arten der Wechselwirkung von Lasern mit Ionen Anwendung:

- **Dipolwechselwirkung:**

Das elektrische Feld des Lichts wechselwirkt mit dem Dipolmoment \vec{d} des Ions. Der Hamiltonoperator lautet

$$\hat{H}_{\text{Dipol}} = \vec{d} \cdot \vec{E}(z, t). \quad (2.12)$$

- **Quadrupolwechselwirkung:**

Bei Verbot der Dipolwechselwirkung bedingt durch die Auswahlregeln erfolgt die schwächere Wechselwirkung über das Quadrupolmoment des Ions. Der Hamiltonoperator lautet hier:

$$\hat{H}_{\text{Quadrupol}} = \sum_{i,j} eq_{ij} \frac{\partial}{\partial x_i} E_j \quad \text{mit} \quad q_{ij} = \frac{1}{2} \left(x_i x_j - \frac{1}{3} \delta_{ij} \vec{x}^2 \right) \quad (2.13)$$

- **Stimulierte Ramanübergänge:**

Bei stimulierten Ramanübergängen handelt es sich um Zwei-Photonen-Übergänge, bei denen zwei Zustände $|0\rangle$ und $|1\rangle$ mittels zweier Laserstrahlen über einen dritten Zustand $|2\rangle$ gekoppelt werden. Die weitere Behandlung stimulierter Ramanübergänge erfolgt jedoch separat in Abschnitt 2.4 dieses Kapitels.

Wird für die drei oben aufgeführten Wechselwirkungen jeweils eine Rabi-Frequenz Ω , eine Laserfrequenz ω_L sowie eine Wellenzahl k definiert, so lassen sie sich in einen einheitlichen Formalismus fassen [Leibfried u. a. (2003)]. Der Hamiltonoperator der Wechselwirkung nimmt dadurch die Form

$$\hat{H}_{\text{WW}} = \frac{\hbar}{2}\Omega(\hat{\sigma}_+ + \hat{\sigma}_-) \left(e^{i(kz - \omega_L t)} + e^{-i(kz - \omega_L t)} \right) \quad (2.14)$$

an, worin $\hat{\sigma}_+$ und $\hat{\sigma}_-$ den Pauli-Auf- beziehungsweise Absteigeoperator des Zwei-Niveau-Systems bezeichnen.

Der Hamiltonoperator des Gesamtsystems setzt sich damit aus drei Bestandteilen zusammen,

$$\hat{H} = \hat{H}_{\text{Ion}} + \hat{H}_{\text{Bewegung}} + \hat{H}_{\text{WW}}, \quad (2.15)$$

und nimmt durch Transformation in das Wechselwirkungsbild mit anschließender Drehwellennäherung eine übersichtlichere Form an. Man erhält

$$\hat{H}_{\text{int}} = \frac{\hbar}{2}\Omega \left(\hat{\sigma}_+ e^{i\eta(\hat{a}^\dagger e^{i\omega_z t} + \hat{a} e^{-i\omega_z t})} e^{-i\delta t} + \text{h.c.} \right), \quad (2.16)$$

worin $\delta = \omega_L - \omega_0$ die Verstimmung der effektiven Laserfrequenz gegenüber dem Zwei-Niveau-System bezeichnet und der *Lamb-Dicke-Faktor* η durch

$$\eta = k \cos(\Phi) \sqrt{\frac{\hbar}{2m\omega_z}} \quad (2.17)$$

gegeben ist. Er ist ein Maß für das Verhältnis der Ausdehnung des Wellenpakets des Ions zur Wellenlänge des effektiven Lasers und ist abhängig vom Winkel Φ des effektiven Wellenvektors zur Schwingungsmode, im behandelten Fall folglich zur Fallachse.

Im *Lamb-Dicke-Regime*, also für $\eta\sqrt{2n+1} \ll 1$, kann eine Taylornäherung der Exponentialfunktion in Gleichung 2.16 durchgeführt werden, die in

$$\hat{H}_{\text{int}} \approx \frac{\hbar}{2}\Omega \hat{\sigma}_+ e^{-i\delta t} \left(1 + i\eta \left(\hat{a}^\dagger e^{i\omega_z t} + \hat{a} e^{-i\omega_z t} \right) \right) + \text{h.c.} \quad (2.18)$$

resultiert. Abhängig von der Wahl der Verstimmung δ können drei grundlegende Fälle unterschieden werden:

- **Trägerübergang:** $\delta = 0$

In Gleichung 2.18 wird der Term $(\hat{\sigma}_+ + \hat{\sigma}_-)$ dominant. Es können ausschließlich Ab- und Anregungen des Zwei-Niveau-Systems erfolgen. Der Bewegungszustand bleibt unbeeinflusst, die Phononenzahl ändert sich nicht.

- **erstes rotes Seitenband:** $\delta = -\omega_z$

In Gleichung 2.18 wird der Term $(\hat{a}^\dagger \hat{\sigma}_+ - \hat{a}^\dagger \hat{\sigma}_-)$ dominant. Bei Anregung des Zwei-Niveau-Systems wird die Bewegung abgeregt (Reduzierung der Phononenzahl um 1) beziehungsweise bei Abregung des Zwei-Niveau-Systems wird die Bewegung angeregt (Erhöhung der Phononenzahl um 1).

- **erstes blaues Seitenband:** $\delta = +\omega_z$

In Gleichung 2.18 wird der Term $(\hat{a}^\dagger \hat{\sigma}_+ - \hat{a} \hat{\sigma}_-)$ dominant. Das Zwei-Niveau-System und die Bewegung werden gleichzeitig an- beziehungsweise abgeregt. Die Phononenzahl ändert sich dabei um den Wert 1.

Die drei aufgeführten Fälle sind in Abbildung 2.3 schematisch dargestellt.

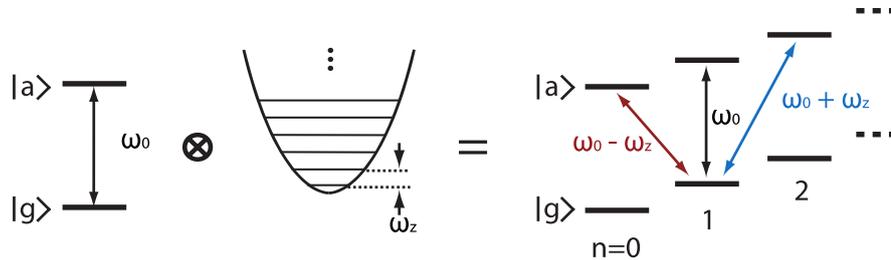


Abbildung 2.3.: Kopplung der inneren Ionenzustände $|g\rangle$ und $|a\rangle$ mit den Zuständen der Bewegung im harmonischen Oszillator-Potential. Rechts sind die im Text genannten Übergänge verdeutlicht: Trägerübergang (schwarz), rotes Seitenband (rot) und blaues Seitenband (blau). Entnommen aus [Ziesel (2008)].

2.3. Das $^{40}\text{Ca}^+$ -Ion als Quantenbit

Um ein *Quantenbit* (kurz *Qubit*) nutzen zu können, muss es möglich sein - analog zu den beiden Zuständen „0“ und „1“ eines Bits der klassischen elektronischen Datenverarbeitung - Informationen in reale quantenmechanische Zustände $|0\rangle$ und $|1\rangle$ codieren zu

2. Theoretische Grundlagen

können. Es benötigt die experimentelle Realisierung des im vorangegangenen Abschnitt behandelten theoretischen Konzepts eines Zwei-Niveau-Systems, dessen Zustände manipulierbar und detektierbar sein müssen, wie beispielsweise durch die ebenso behandelte Wechselwirkung mit eingestrahlten Laserfeldern. Die verwendeten Zustände müssen lange mittlere Lebensdauern aufweisen, die die Dauer jeglicher experimenteller Sequenzen übersteigen.

Die Arbeit mit in einer linearen Paul-Falle eingeschlossenen $^{40}\text{Ca}^+$ -Ionen bietet bei Betrachtung des Termschemas in Abbildung 2.4 zwei Varianten diese als Qubits zu nutzen: Das *Spin-Qubit* und das *optische Qubit*.

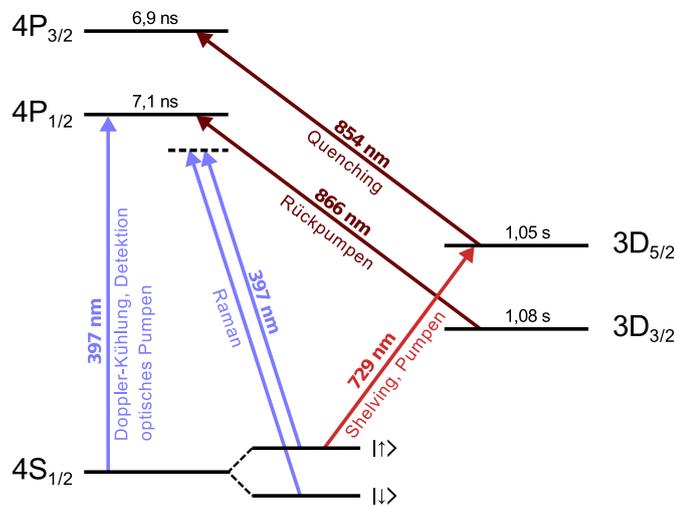


Abbildung 2.4.: Termschema von $^{40}\text{Ca}^+$ mit allen für das Experiment relevanten Zuständen mit ihrer jeweiligen Lebensdauer sowie den verwendeten Übergängen. Zur besseren Übersicht sind die Zeeman-Untersubzustände nur für den Grundzustand eingezeichnet. Entnommen aus [Poschinger (2010)].

- Beim Spin-Qubit, wie im Fall des Mikrofallenexperiments, werden die beiden Zeeman-Untersubzustände des Grundzustandes $4^2S_{1/2}$ als Qubit-Zustände verwendet. Die Aufspaltung erfolgt durch Anlegen eines externen Magnetfeldes. Als Untersubzustände des Grundzustandes können deren Lebensdauern als unendlich angenommen werden, sodass sie jegliche Sequenzen überdauern. Bedingt durch die geringe Energiedifferenz lassen sich zwischen den Qubit-Zuständen keine direkten optischen Übergänge treiben, weshalb ein Zwei-Photonen-Ramanübergang über den $4^2P_{1/2}$ -Zustand als virtuelles Zwischenniveau genutzt wird. Die Gewinnung beider Strahlen aus einer Laserquelle minimiert dabei relative Phasen- und Frequenzdrifts. Mit der Orientierung der beiden Strahlen kann über die Kopplung an

Bewegungsmoden entschieden werden, Erläuterungen hierzu finden sich in Abschnitt 2.4.

- Beim alternativen optischen Qubit macht man sich die Lebensdauer der D-Zustände von über einer Sekunde zu Nutze, die im Dipolverbot des Übergangs in den Grundzustand begründet ist. Zusammen mit der unendlichen Lebensdauer des Grundzustandes lässt sich ein Qubit mit dem $4^2S_{1/2}$ -Niveau als $|0\rangle$ und dem $3^2D_{5/2}$ -Niveau als $|1\rangle$ realisieren. Das Treiben des Übergangs erfolgt mit einem Laser bei 729nm über die Quadrupolwechselwirkung.

Weitere Erläuterungen zur Verwendung der im Termschema in Abbildung 2.4 enthaltenen Übergänge erfolgen in Kapitel 3.

2.4. Stimulierte Ramanübergänge

Stimulierte Ramanübergänge sind Zwei-Photonen-Übergänge, welche die Zustände $|0\rangle$ und $|1\rangle$ eines Zwei-Niveau-Systems über einen dritten Zustand $|2\rangle$ koppeln. Im Experiment der Mikrofalle, in der mit $^{40}\text{Ca}^+$ -Ionen als Spin-Qubits gearbeitet wird, werden auf diesem Weg die Zeeman-Unterstufen des Grundzustandes $4^2S_{1/2}$ über das Niveau $4^2P_{1/2}$ gekoppelt. Das allgemeine Prinzip ist in Abbildung 2.5 dargestellt. Bei ausreichender Verstimmung Δ der beiden verwendeten Laser gegenüber den Ein-Photon-Übergängen, d.h. bei einer deutlichen Überschreitung der Linienbreite, kann das Niveau $|2\rangle$ adiabatisch eliminiert werden [Gulley u. a. (2001)] und muss nicht in die weiteren Betrachtungen miteinbezogen werden. Die stimulierten Ramanübergänge können dann als effektive Übergänge zwischen den Zuständen $|0\rangle$ und $|1\rangle$ aufgefasst werden, die durch ein Laserfeld mit effektiver Frequenz und effektivem Wellenvektor,

$$\begin{aligned}\omega_{\text{eff}} &= \omega_2 - \omega_1 \\ \vec{k}_{\text{eff}} &= \vec{k}_2 - \vec{k}_1,\end{aligned}\tag{2.19}$$

getrieben werden [Wineland u. a. (1998)].

Bei verschwindender Verstimmung δ kann durch das effektive Laserfeld der Trägerübergang getrieben werden. Für das Treiben von Seitenbändern ist neben der Verstimmung $\delta = \pm\omega_{x,y,z}$ nach Abschnitt 2.2 ein nicht-verschwindender Lamb-Dicke-Faktor (Gleichung 2.17) nötig. Ein effektives Laserfeld kann demnach nur bei nicht-verschwindender

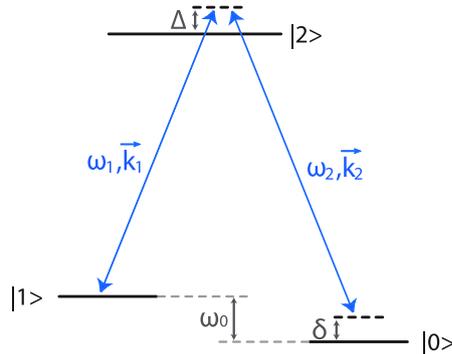


Abbildung 2.5.: Termschema zum Prinzip des stimulierten Ramanübergangs. Die angegebenen Größen sind im Text erklärt.

Projektion des effektiven Wellenvektors auf die Richtung einer Bewegungsmode an diese koppeln. Durch geeignete Wahl der Strahlgeometrien kann somit die Kopplung an Bewegungsmode vollkommen ausgeschlossen oder auf eine gewünschte Mode eingeschränkt werden. Ersteres wird durch eine zueinander parallele Einstrahlung der beiden Laserfelder erreicht. Zweiteres wird durch eine nicht-parallele Propagation der Strahlen realisiert. Wird die Strahlgeometrie so gewählt, dass der effektive Wellenvektor entlang der Fallenachse verläuft, liegt eine ausschliessliche Kopplung an die axialen Schwingungsmode vor. Bei Orientierung transversal zur Fallenachse hingegen findet Kopplung an die radialen Schwingungsmode statt. Die Umsetzung dieser Bedingungen in unserem Experiment zeigt Kapitel 3.2.

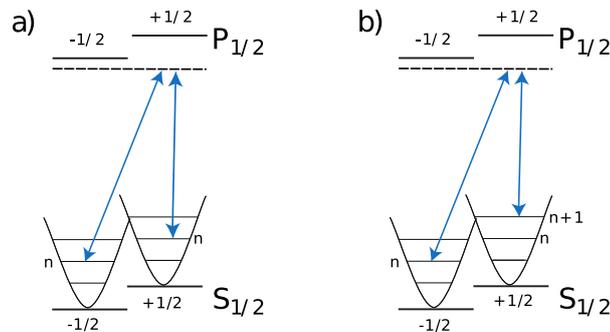


Abbildung 2.6.: mögliche stimulierte Ramanübergänge im Spin-Qubit abhängig von der Strahlgeometrie. a) parallele Einstrahlung beider Laserfelder. Der effektive Wellenvektor verschwindet, sodass nur Übergänge ohne Änderung der Phononenzahl n getrieben werden können. b) Einstrahlung derart, dass der effektive Wellenvektor mit einer der Schwingungsmode zusammenfällt. Das Treiben von Übergängen kann die zugehörige Phononenzahl n ändern. Entnommen aus [Ott (2012).]

3

Experimenteller Aufbau

Dieses Kapitel stellt einen Überblick über die grundlegenden Komponenten des Experiments dar. Diese werden in einem für das prinzipielle Verständnis erforderlichen Maß erläutert, für weitere Informationen erfolgen Verweise auf andere Quellen. Insbesondere wird auf Bestandteile des Experiments eingegangen, die im Rahmen der vorliegenden Arbeit eine zentrale Rolle spielen. Verwendete Analyseaufbauten und vorgenommene Weiterentwicklungen am Experiment werden hingegen in den nachfolgenden Kapiteln 4 und 5 im Kontext beschrieben. In Abschnitt 3.1 wird die segmentierte lineare Mikrofalle, die zentrale Komponente des Experiments, erläutert, in der ausschließlich mit $^{40}\text{Ca}^+$ -Ionen als Spin-Qubit gearbeitet wird. Ebenso beschrieben werden eng mit der Mikrofalle in Verbindung stehende Bestandteile des Gesamtaufbaus. In Abschnitt 3.2 wird das gesamte Lasersystem skizziert und die Bedeutung der einzelnen Laser für das Experimentieren mit $^{40}\text{Ca}^+$ -Ionen als Qubits erklärt.

3.1. segmentierte lineare Mikrofalle

Die segmentierte lineare Mikrochip-Falle, kurz als Mikrofalle bezeichnet, bildet das Herzstück unseres Experiments. Es handelt sich um eine Erweiterung der in Kapitel 2.1 behandelten linearen Paul-Falle, die neben dem Speichern auch den kontrollierten Transport von geladenen Teilchen ermöglicht. Sie wurde eigens in der Gruppe mit dem Ziel entwickelt, den Ansatz eines skalierbaren Quantencomputers verfolgen zu können. Die Details zur Herstellung können [Schulz (2009)] entnommen werden. Die Mikrofalle besteht aus zwei Radiofrequenzelektroden und zwei Gleichspannungselektroden, wovon letztere jeweils in 31 Segmente untergliedert sind, die unabhängig voneinander mit einer DC-Spannung versorgt werden können. Zudem ist die Falle in drei Regionen untergliedert: Die Ladezone, die Transferzone und die Prozessorzone. Die detaillierten Abmes-

3. Experimenteller Aufbau

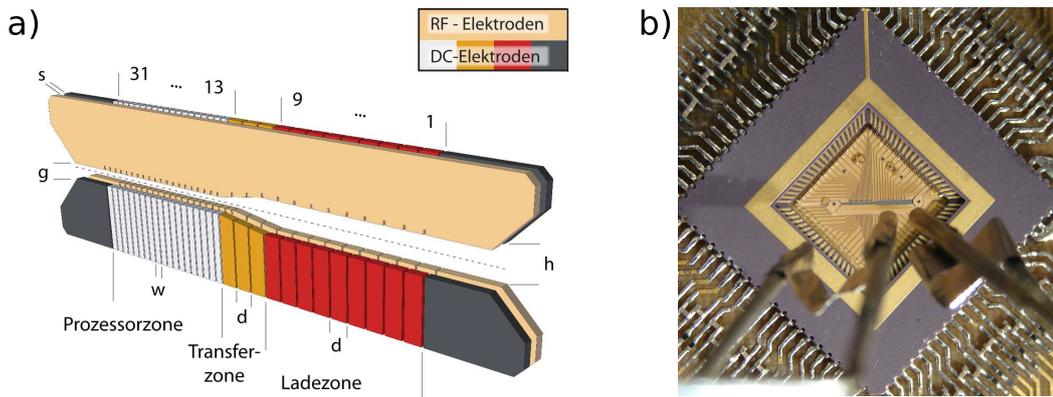


Abbildung 3.1.: Die lineare segmentierte Mikrochip-Falle: a) zeigt eine schematische Skizze mit der Untergliederung der DC-Elektroden in 31 Segmente sowie der Unterscheidung dreier Zonen. Die Maße betragen: $d=250\mu\text{m}$, $h=500\mu\text{m}$, $s=125\mu\text{m}$, $w=125\mu\text{m}$, $g=250\mu\text{m}$. Die Lücke zwischen zwei benachbarten Segmenten einer DC-Elektrode beträgt $30\mu\text{m}$. Die in Kapitel 6 enthaltenen Messungen erfolgten alle in der Ladezone in den Segmenten 5 und 6. Abbildung entnommen aus [Schulz (2009)]. b) zeigt ein Foto der Falle. Im Vordergrund befinden sich die elektrisch beheizten Öfen, die Kalziumatome in Richtung der Falle emittieren. Entnommen aus [Poschinger (2010)].

sungen können Abbildung 3.1a entnommen werden, welche eine schematische Skizze der Mikrofalle beinhaltet. Die in dieser Arbeit in Kapitel 6 aufgeführten Messungen wurden allesamt in der Ladezone mit in Segment 5 oder 6 gefangenen $^{40}\text{Ca}^+$ -Ionen durchgeführt. Als Segment wird hierbei der Bereich zwischen zwei sich gegenüberliegenden DC-Elektroden bezeichnet. Für den axialen Einschluss des Ions befand sich das Fangsegment dabei auf einer Spannung von -7V , die übrigen Segmente lagen auf dem Massepotential der Radiofrequenzelektroden.

Die Mikrofalle befindet sich in einer Ultrahochvakuumkammer, um die Wechselwirkung der gefangenen $^{40}\text{Ca}^+$ -Ionen mit dem Hintergrundgas zu minimieren. Mit einer Titan-Sublimationspumpe wird ein Druck zwischen 10^{-10} und 10^{-9}mbar aufrechterhalten, was das Arbeiten über mehrere Stunden ohne Verlust eines Ions ermöglicht. Weitere Informationen über die Vakuumkammer sowie die für das Ultrahochvakuum benötigten Komponenten finden sich in [Schulz (2009)].

Innerhalb der Vakuumkammer befinden sich elektrisch beheizte Öfen, die das darin befindliche Kalziumpulver verdampfen. Aufgrund der Ausrichtung der Öfen werden die Kalziumatome in Richtung der Falle emittiert, wo sie nach erfolgter Photoionisation gefangen werden. Die Öfen sind in Abbildung 3.1b im Vordergrund erkennbar.

Zwei an der Außenseite der Vakuumkammer angebrachte stromdurchflossene Spulen erzeugen ein Magnetfeld, dessen relative Orientierung zur Fallenachse in Abbildung 3.4

ersichtlich ist. Dieses bewirkt in Form des Zeeman-Effektes die Aufhebung der Entartung der beiden Unterniveaus des $4^2S_{1/2}$ -Zustandes von $^{40}\text{Ca}^+$ und ermöglicht damit die Nutzung des Ions als Spin-Qubit gemäß Kapitel 2.3. Bei den in Kapitel 6 durchgeführten Messungen betrug die Zeeman-Aufspaltung der beiden Spin-Qubit-Zustände $\omega_{\text{Zeeman}} \approx 2\pi \cdot 13,5\text{MHz}$.

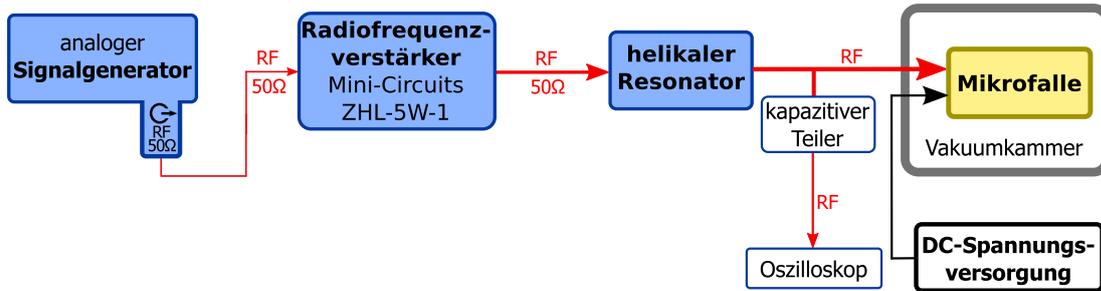


Abbildung 3.2.: Schematischer Aufbau der gegenwärtigen Spannungsversorgung der Mikrofalle. Der Fokus ist auf den Radiofrequenzantrieb gelegt, die Gleichspannungsversorgung nur angedeutet. Der helikale Resonator ist Abbildung 3.3a ähnlich. Verwendeter Signalgenerator: *Marconi Instruments 2019*.

In Abbildung 3.2 ist die gegenwärtige Spannungsversorgung der Mikrofalle schematisch dargestellt. Die Gleichspannungsversorgung ist darin lediglich angedeutet. Es wird eine vollständige Eigenentwicklung unserer Arbeitsgruppe verwendet, da bisherige kommerzielle Lösungen die hohen Ansprüche nicht erfüllen können. Weitere Informationen zur Hardware können beispielsweise [Ruster (2012)] entnommen werden. Aufgrund der Bedeutung für die vorliegende Arbeit ist in der genannten Abbildung der Fokus jedoch auf den Radiofrequenzantrieb gelegt. Das Radiofrequenzsignal wird von einem analogen Signalgenerator¹ bereitgestellt und dessen Leistung von einem Radiofrequenzverstärker² erhöht. Mit einem helikalen Resonator wird zum einen die Amplitude der Radiofrequenz weiter erhöht, zum anderen schließt er den 50Ω -Wellenleiter ab und ermöglicht damit die Wechselspannung der Mikrofalle reflexionsfrei zuzuführen. Detaillierte Informationen über die theoretische Beschreibung sowie die optimierte Gestaltung von helikalen Resonatoren finden sich in [Macalpine u. Schildknecht (1959)]. Abbildung 3.3 zeigt zwei solche Resonatoren: 3.3a ist dem gegenwärtig am Experiment eingesetzten Resonator ähnlich, 3.3b ist ein weiterentwickeltes Modell, dessen Integration in das Experiment geplant ist. Die Mikrofalle wird mit der Resonanzfrequenz des helikalen Resonators samt am Ausgang angehängter Falle angetrieben, welche gegenwärtig bei

¹Marconi Instruments 2019

²Mini-Circuits ZHL-5W-1

3. Experimenteller Aufbau

$f_{\text{RF}} \approx 35\text{MHz}$ liegt. Die verwendeten Amplituden der Radiofrequenzspannung an den RF-Elektroden der Mikrofalle betragen 150V bis 350V. Der Resonator ist auf der Oberseite der Vakuumkammer platziert und mit einer Abschirmung aus Metall versehen, um die Abstrahlung des Radiofrequenzsignals und die damit verbundene mögliche Beeinträchtigung der Funktion anderer Geräte innerhalb des Labors zu reduzieren. Das Signal wie auch die Gleichspannungen gelangen über Vakuumdurchführungen in die Vakuumkammer. Um die Amplitude des Radiofrequenzantriebs ermitteln zu können wird mit einem kapazitiven Teiler die Spannung anteilig abgegriffen. Das Signal wird mit einem Oszilloskop dargestellt und dabei die Amplitude über das bekannte Verhältnis des kapazitiven Teilers näherungsweise in den an den Radiofrequenzelektroden anliegenden Wert umgerechnet. Die am Aufbau in Abbildung 3.2 im Rahmen dieser Arbeit vorgenommenen Veränderungen werden in Kapitel 5 beschrieben.

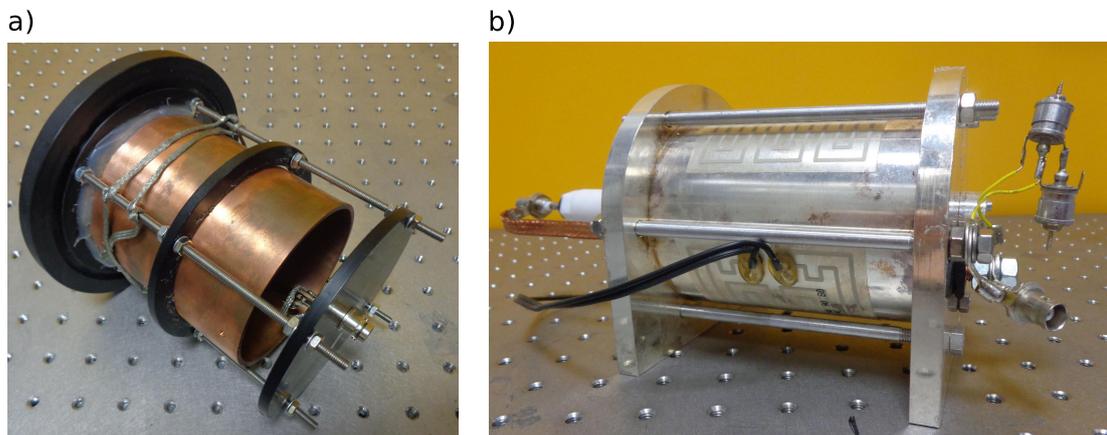


Abbildung 3.3.: Fotos zweier helikaler Resonatoren: a) zeigt ein Modell, welches dem gegenwärtig zum Antrieb der Mikrofalle verwendeten ähnlich ist. b) zeigt ein weiterentwickeltes Modell. Die angebrachten elektrischen Heizpads sowie die Drehkondensatoren am Resonatorausgang sind für die in Kapitel 4.3 durchgeführten Analysen von Relevanz.

3.2. Lasersystem

In Abbildung 3.4 ist die relative Orientierung aller am Experiment verwendeten Laserstrahlen zueinander dargestellt. Welche Übergänge zwischen Zuständen des $^{40}\text{Ca}^+$ -Ions getrieben werden können wird durch die Polarisierungen der Strahlen sowie deren Winkel relativ zum angelegten Magnetfeld mitbestimmt, weshalb die Ausrichtung des Magnetfeldes ebenso angegeben ist. Zudem ist die Lage der Fallenachse eingetragen, da

der Lamb-Dicke-Parameter für die Anregung von Schwingungsmoden von deren Winkel zum verwendeten Laserstrahl abhängig ist. Die Laser treten durch mehrere Sichtfenster in die Vakuumkammer ein und waren bei den in Kapitel 6 durchgeführten Messungen auf das zum Fangen verwendete Segment 5 oder 6 in der Ladezone ausgerichtet. Sie sind im Folgenden mit ihrer Funktion aufgelistet. Man beachte hierbei das Termschema von $^{40}\text{Ca}^+$ in Abbildung 2.4.

- **Laser bei 423nm und 374nm: Zweistufige Photoionisation von ^{40}Ca**

Die Kalziumatome, die aus den in Abschnitt 3.1 beschriebenen Öfen in Richtung der Falle emittiert werden, werden in einem ersten Schritt von einem Laser bei 423nm aus dem Grundzustand 4^1S_0 in das 4^1P_1 -Niveau angeregt. In einem zweiten Schritt werden sie von dort mit einem frei laufenden Laser bei 374nm ionisiert [Gulde u. a. (2001)].

- **Laser bei 397nm (1): Dopplerkühlung, Ionendetektion und optisches Pumpen**

Der Übergang $4^2S_{1/2} \leftrightarrow 4^2P_{1/2}$ wird von einem Laser bei 397nm getrieben. Er wird zum einen zur Dopplerkühlung der Ionen verwendet, zum anderen erfolgt die Detektion der Ionen über das Fluoreszenzlicht, welches beim Zerfall des kurzlebigen Zustandes $4^2P_{1/2}$ ausgesandt und mit einer EMCCD-Kamera³ registriert wird.

Ein weiterer Teilstrahl mit zirkularer Polarisierung wird genutzt, um nach dem Kühlen die Ionen optisch in den $|\uparrow\rangle$ -Zustand zu pumpen zwecks Präparation des Anfangszustandes.

- **Laser bei 866nm: Leeren des $D_{3/2}$ -Niveaus (*Rückpumpen*)**

Der Zustand $4^2P_{1/2}$ kann in den Zustand $3^2D_{3/2}$ zerfallen, welcher eine mittlere Lebensdauer von mehr als einer Sekunde aufweist. Mit einem Laser bei 866nm wird das Ion in den ursprünglichen Zustand $4^2P_{1/2}$ zurückgepumpt, um es wieder für die gewünschten Prozesse verwenden zu können.

- **Laser bei 854nm: Leeren des $D_{5/2}$ -Niveaus (*Quenching*)**

Der Zustand $3^2D_{5/2}$ wird im Experiment von einem Laser bei 729nm bevölkert und hat eine mittlere Lebensdauer von mehr als einer Sekunde. Nach einer Experimentsequenz wird dieser deshalb mit einem Laser bei 854nm durch Pumpen

³Andor iXon^{EM}DV860

in den kurzlebigen Zustand $4^2P_{3/2}$ geleert, um das Ion wieder dem Auslesezyklus zuzuführen.

- **Laser bei 729nm: Treiben des Quadrupolübergangs (*Shelving*)**

Wird $^{40}\text{Ca}^+$ als Spin-Qubit genutzt, so ermöglicht ein Laser bei 729nm die zustandsselektive Detektion. Da die $4^2P_{1/2}$ -Zustände in beide Zeeman-Unterebenen des $4^2S_{1/2}$ -Niveaus zerfallen können, ist keine zustandsselektive Fluoreszenzdetektion über den Laser bei 397nm möglich. Die Linienbreite des Übergangs nach $3^2D_{5/2}$ ist hingegen klein genug für eine zustandsselektive Anregung. Dies wird genutzt, um am Ende einer Experimentsequenz durch einen π -Puls oder einen adiabatischen Transfer nur die Besetzung des $|\uparrow\rangle$ -Zustandes in den $3^2D_{5/2}$ -Zustand zu überführen (*Shelving*). Bedingt durch die hohe mittlere Lebensdauer des $3^2D_{5/2}$ -Zustandes wird bei anschließendem Einschalten des Detektionslasers bei 397nm nur noch die Bevölkerung des $|\downarrow\rangle$ -Zustandes registriert.

Im Fall des optischen Qubits wird mit dem Laser bei 729nm der Übergang $4^2S_{1/2} \leftrightarrow 3^2D_{5/2}$ zwischen den beiden Qubit-Zuständen getrieben. Die Zustandsauslese erfolgt analog mit dem Detektionslaser bei 397nm, welcher nur mit der Besetzung des Qubit-Zustandes $4^2S_{1/2}$ die Emission von Fluoreszenzlicht hervorruft.

- **Laser bei 397nm (2): Stimulierte Ramanübergänge**

Um gemäß den theoretischen Erläuterungen in Kapitel 2.4 stimulierte Ramanübergänge zwischen den Spin-Qubit-Zuständen zu treiben, werden beim Experiment an der Mikrofalle vier Strahlen verwendet, die als $R1$, CC , $R2$ und $R4$ bezeichnet und paarweise verwendet werden. Für die jeweilige Orientierung beachte man Abbildung 3.4. Bei der Kombination der Strahlen $R1$ und CC verschwindet der effektive Wellenvektor \vec{k} , sodass keine Kopplung an Schwingungsmoden des Ions erfolgt. Bei der Verwendung der Strahlen $R1$ und $R2$ liegt hingegen ein effektiver Wellenvektor parallel zur Fallenachse vor, sodass getriebene Übergänge an axiale Schwingungsmoden koppeln. Diese Kombination wird von uns genutzt, um durch Seitenbandkühlung das Ion nahe an den quantenmechanischen Grundzustand zu führen (siehe Kapitel 2.4). Im Rahmen der vorliegenden Arbeit wurde am Experiment der angegebene $R4$ -Strahl ergänzt, welcher in Kombination mit dem Strahl $R2$ die Möglichkeit eröffnet stimulierte Ramanübergänge mit Kopplung an die radialen Bewegungsmoden des Ions zu treiben. Der effektive Wellenvektor liegt in diesem Fall orthogonal zur Fallenachse.

Die vier genannten Strahlen entstammen einem weiteren Laser⁴ bei der Wellenlänge 397nm, welcher gegenüber dem Übergang $4^2S_{1/2} \leftrightarrow 4^2P_{1/2}$ verstimmt ist. Die Verstimmung liegt typischerweise zwischen 40 und 120 GHz und ist damit um ein Vielfaches größer als die natürliche Linienbreite des Übergangs $4^2S_{1/2} \leftrightarrow 4^2P_{1/2}$. Die individuellen Wege der Strahlen werden gering gehalten, indem die Aufspaltung des Laserstrahls in vier Einzelstrahlen erst kurz vor Eintritt in die Vakuumkammer erfolgt. Dies gewährleistet eine hohe Phasenstabilität der Strahlen zueinander. Um die relative Verstimmung der Frequenzen sowie die Phasen und Intensitäten der Strahlen beeinflussen zu können werden *akusto-optische Modulatoren* (AOM) verwendet. Diese werden über ein Schaltnetzwerk von phasengelockten Frequenzgeneratoren⁵ angesteuert.

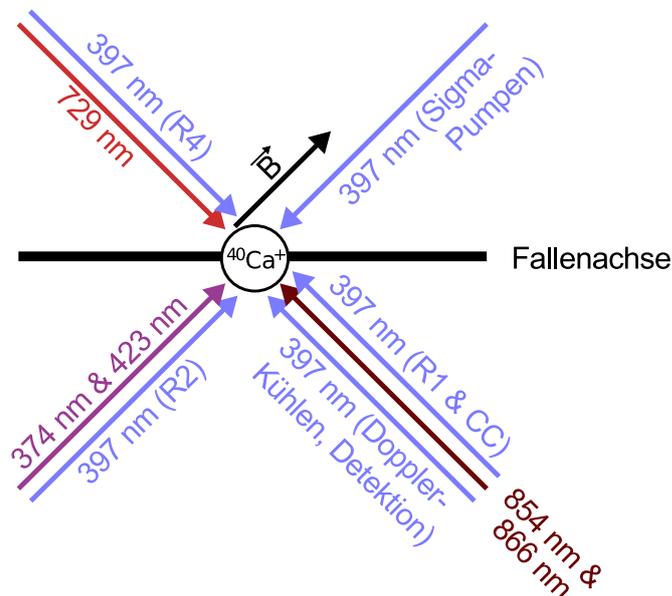


Abbildung 3.4.: Orientierung des erzeugten Magnetfeldes sowie aller eingesetzten Laserstrahlen relativ zur Fallenachse. Der R4-Strahl bei einer Wellenlänge von 397nm wurde im Rahmen dieser Arbeit hinzugefügt, um in Kombination mit dem R2-Strahl stimulierte Ramanübergänge mit Kopplung an radiale Bewegungsmoden treiben zu können.

⁴Toptica TA-SHG pro

⁵Toptica VFG 150

4

Ursachen der Instabilität der radialen Fallenfrequenzen

Dieses Kapitel befasst sich mit der Analyse der Ursachen, die zur Instabilität der radialen Fallenfrequenzen der $^{40}\text{Ca}^+$ -Ionen in der in Kap. 3.1 beschriebenen Mikrofalle führen. Zunächst wird in Abschnitt 4.1 von den die radialen Fallenfrequenzen bestimmenden Größen die Amplitude des Radiofrequenzantriebs der Mikrofalle als limitierender Faktor herausgearbeitet. Dadurch motiviert werden in den beiden anschließenden Unterkapiteln die zentralen Komponenten des in Abbildung 3.2 dargestellten Radiofrequenzantriebs hinsichtlich ihres Einflusses auf die Amplitudenstabilität untersucht: In Abschnitt 4.2 der Radiofrequenzverstärker und in Abschnitt 4.3 der helikale Resonator. Abschließend fasst Abschnitt 4.4 die gewonnenen Analyseergebnisse bewertend zusammen. Gegenüber dem untersuchten helikalen Resonator aus Abbildung 3.3b stellt sich hierbei der Radiofrequenzverstärker aufgrund der Schwankungen der Ausgangsleistung als Kernproblem heraus.

4.1. Diskussion möglicher Ursachen

In Kapitel 2.1 gibt Gleichung 2.7 an durch welche Größen die axiale Fallenfrequenz ω_z sowie die radialen Fallenfrequenzen $\omega_{x,y}$ bei einer idealen linearen Paul-Falle bestimmt sind. Zwecks der nun folgenden Diskussion werden die Gleichungen hier wiederholt angegeben:

$$\omega_z \approx \sqrt{\frac{Z|e|U\alpha_z}{m}} \quad (4.1)$$

$$\omega_{x,y} \approx \frac{\omega_{\text{RF}}}{2} \sqrt{a_{x,y} + \frac{q_{x,y}^2}{2}} \quad \text{mit} \quad a_{x,y} = \frac{4Z|e|U\alpha_{x,y}}{m\omega_{\text{RF}}^2}, \quad q_{x,y} = \frac{2Z|e|\tilde{U}\tilde{\alpha}_{x,y}}{m\omega_{\text{RF}}^2} \quad (4.2)$$

Bei der Ladung $Z|e|$ sowie der Masse m des Ions handelt es sich um Konstanten. Die Parameter $\alpha_{x,y,z}$ und $\tilde{\alpha}_{x,y}$ sind durch die konkrete Geometrie der linearen Paul-Falle festgelegt und somit bei der Mikrofaller als hinreichend konstant anzunehmen. Unter Annahme einer idealen Falle ist im Mikrofallen-Experiment folglich die axiale Fallenfrequenz lediglich durch die Wahl der DC-Spannung U bestimmt,

$$\omega_z = \omega_z(U), \quad (4.3)$$

wohingegen auf die radialen Fallenfrequenzen durch die DC-Spannung U sowie die Amplitude \tilde{U} und die Frequenz ω_{RF} des Radiofrequenzantriebs Einfluss genommen werden kann,

$$\omega_{x,y} = \omega_{x,y}(U, \tilde{U}, \omega_{\text{RF}}). \quad (4.4)$$

Die an den Segmenten der Mikrofaller anliegenden DC-Spannungen werden durch die eigens in der Gruppe entwickelte Hardware hochstabil bereitgestellt. Die Frequenz ω_{RF} des Radiofrequenzantriebs wird wiederum von einem analogen Signalgenerator¹ mit hinreichender Stabilität geliefert. Infolgedessen ist davon auszugehen, dass in unserem Experiment die Stabilität der radialen Fallenfrequenzen maßgeblich durch die zeitliche Konstanz der Amplitude \tilde{U} des Radiofrequenzsignals limitiert ist.

Gemäß Abbildung 3.2 stellen der verwendete Radiofrequenzverstärker sowie der helikale Resonator die zentralen Komponenten des Radiofrequenzantriebs der Mikrofaller dar. Aufgrund dessen wurde in den beiden folgenden Abschnitten untersucht inwiefern verschiedene Störeinflüsse diese beeinflussen und damit die Stabilität der Amplitude \tilde{U} des Radiofrequenzsignals beeinträchtigen können.

4.2. Analyse des Radiofrequenzverstärkers

In diesem Abschnitt wird die Analyse der Stabilität der Amplitude des Signals am Verstärkerausgang behandelt. Zum Antrieb der Mikrofaller wird gegenwärtig das Modell *ZHL-5W-1* des Herstellers *Mini-Circuits* verwendet, weshalb sich in diesem Abschnitt auf die Darstellung der Ergebnisse für diesen Verstärker beschränkt wird. Die Ergebnisse weiterer Modelle sind im Anhang A.1 unter A aufgeführt.

¹Marconi Instruments 2019

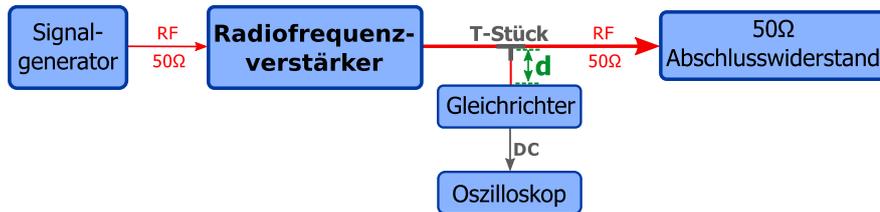


Abbildung 4.1.: Aufbau zur Stabilitätsanalyse der Ausgangsamplitude am Radiofrequenzverstärker. Die Amplitudenstabilität spiegelt sich im vom Gleichrichter gelieferten DC-Signal wieder. Aufgrund des Eingreifens in einen Wellenleiter ist die Distanz d zu minimieren.

Der zur Analyse verwendete Aufbau ist in Abbildung 4.1 enthalten. Ein analoger Signalgenerator² lieferte das Radiofrequenzsignal an den Verstärkereingang. Der Ausgang des Verstärkers wurde mit einem 50Ω -Widerstand hinreichender maximaler Leistungsaufnahme abgeschlossen. Um die Amplitude des Radiofrequenzsignals zu messen wurde über ein T-Stück ein Gleichrichter an das System angeschlossen. Da hierbei in einen Wellenleiter eingegriffen wird, musste die in Abbildung 4.1 gekennzeichnete Distanz d so gering wie möglich gehalten werden, um den Effekt von Stehwellen zwischen Verstärker und Abschlusswiderstand zu minimieren, der aufgrund von Reflexionen der Radiofrequenzwelle am hochohmigen Eingang des Gleichrichters auftreten kann. Erreicht werden konnte ein Wert von $d \approx 6\text{cm}$, weshalb der genannte Effekt als vernachlässigbar eingestuft wird. Dies soll durch folgenden Vergleich begründet werden:

Nach [Demtröder (2009)] gilt in einem Koaxialkabel für die Phasengeschwindigkeit v_{Ph} einer Welle die Gleichung

$$v_{\text{Ph}} = \lambda f = \frac{1}{\sqrt{L'C'}}. \quad (4.5)$$

Für den reellen Wellenwiderstand Z gilt der Zusammenhang

$$Z = \sqrt{\frac{L'}{C'}}. \quad (4.6)$$

Hierin bezeichnen λ und f die Wellenlänge und Frequenz der sich ausbreitenden Welle, L' und C' stehen für den Induktivitäts- und Kapazitätsbelag des Koaxialkabels. Für eine Antriebsfrequenz der Mikrofalle von $f_{\text{RF}} \approx 35\text{MHz}$, einer Kapazität von $C' = 102\text{pF/m}$ für ein Koaxialkabel vom verwendeten Typ RG58 [www.thiecom.de] sowie der vorliegenden Impedanz von 50Ω lässt sich mit den Gleichungen 4.5 und 4.6 die Wellenlänge zu $\lambda_{\text{RF}} \approx 5,6\text{m}$ bestimmen. Das Verhältnis der Distanz d zur Wellenlänge des Ra-

²Rohde & Schwarz SMY 01

4. Ursachen der Instabilität der radialen Fallenfrequenzen

Radiofrequenzsignals beträgt somit lediglich $\frac{d}{\lambda_{\text{RF}}} \approx 1\%$. Ein alternativer Ansatz unter Verwendung von 50Ω -klassifizierten Komponenten zur Gewinnung eines DC-Signals, welches die Amplitude des Radiofrequenzsignals widerspiegelt, wurde insbesondere in Hinblick auf die in Kapitel 5.1 beschriebene Stabilisierung des Verstärkerausgangs verworfen: Verwendet man einen *2-Wege-Splitter*, welcher eine zugeführte Eingangsleistung auf zwei Ausgänge verteilt, so kann theoretisch ein Ausgang das Signal zum Abschlusswiderstand beziehungsweise helikalen Resonator leiten und das Signal am zweiten Ausgang zur Analyse beziehungsweise späteren Stabilisierung weiterverarbeitet werden. Da in der erforderlichen Leistungskategorie prinzipiell nur Splitter verfügbar sind, die die Leistung gleichermaßen auf beide Ausgänge verteilen, verlangt dies die Verdopplung der Ausgangsleistung am Verstärker, um dem helikalen Resonator die gleiche Leistung wie im Fall ohne Splitter zukommen zu lassen. Splitter, die Eingangsleistungen dieser Größenordnung verarbeiten können, sind wiederum in der Regel mit Kühlkörpern ausgestattet. Dies lässt einen zu großen Einfluss der Temperatur auf das Splitting-Verhältnis vermuten, was die Anwendung für eine Amplitudenstabilisierung ausschließt.

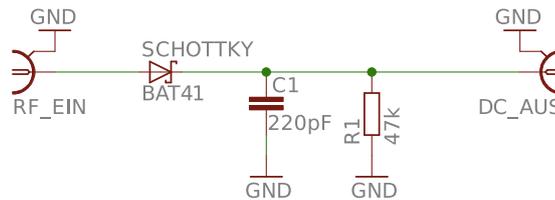


Abbildung 4.2.: Interne Komponenten des zur Analyse des Radiofrequenzverstärkers verwendeten Gleichrichters.

Abbildung 4.2 zeigt die internen Komponenten des in Abbildung 4.1 enthaltenen Gleichrichters. Die Zeitkonstante $\tau = RC$ [Demtröder (2009)] beträgt $\tau \approx 10\mu\text{s}$, sodass mit $\frac{\tau}{T_{\text{RF}}} \approx 360$ eine hinreichende Glättung eines Radiofrequenzsignals mit $f_{\text{RF}} \approx 35\text{MHz}$ vorliegt. Abbildung 4.3 enthält eine Charakterisierung des zur Analyse der Radiofrequenzverstärker genutzten Gleichrichters. Aufgetragen ist das DC-Signal am Ausgang abhängig von der Amplitude des Radiofrequenzsignals am Eingang. Das Verhalten ist wie erwartet linear. Das Ergebnis der linearen Anpassung zeigt, dass das DC-Signal der Amplitude entspricht, abzüglich einer an der Schottky-Diode abfallenden Durchlassspannung.

Zudem wurde der Frequenzgang des Gleichrichters ermittelt. Hierzu wurde die Amplitude des Radiofrequenzsignals am Eingang sinusförmig mit einer Tiefe von $\approx 12,5\%$

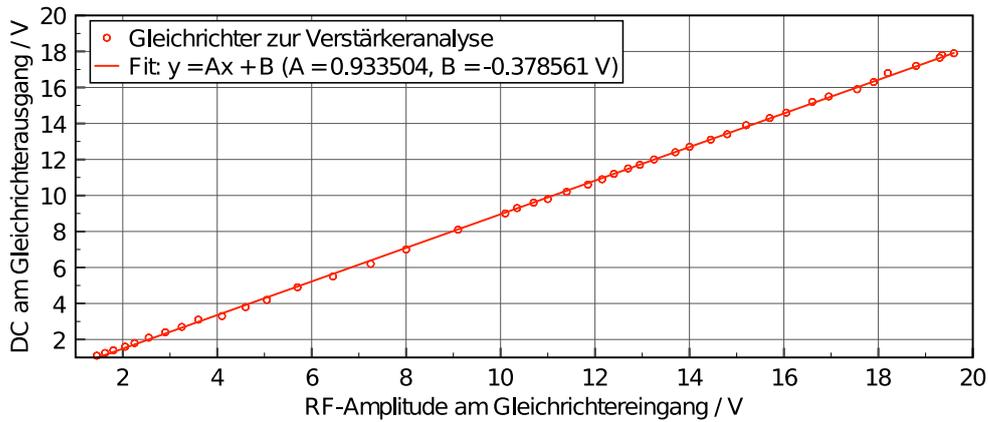


Abbildung 4.3.: Charakterisierung des Gleichrichters zur Verstärkeranalyse bei $f_{RF} \approx 35\text{MHz}$. Das Verhalten ist linear und der Ausgang liefert die Amplitude. Der Arbeitsbereich liegt bei $\approx 15\text{V}$ am Ausgang.

moduliert. Das Verhalten am Gleichrichterausgang ist in Abbildung 4.4 enthalten. Der Amplitudengang des Gleichrichters ermöglicht demnach bei der Verstärkeranalyse eine Erfassung von Fluktuationen auf hinreichend kleinen Zeitskalen.

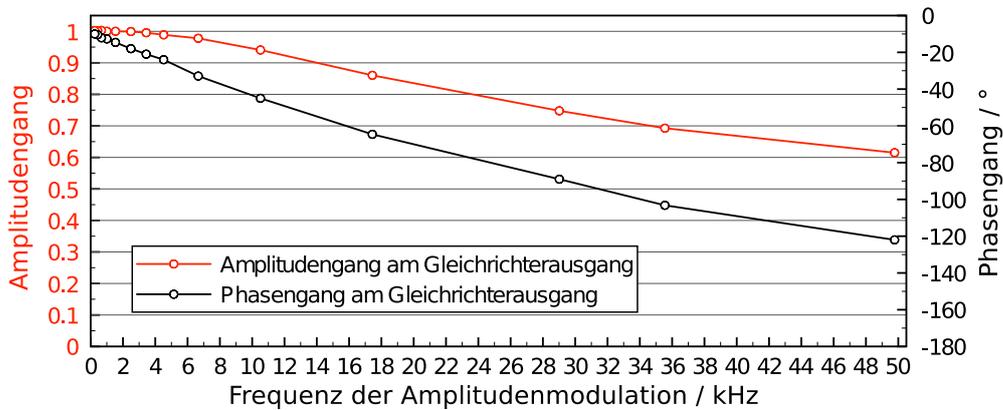


Abbildung 4.4.: Frequenzgang des Gleichrichters zur Verstärkeranalyse.

Stabilität auf langen Zeitskalen

Mit dem erläuterten Aufbau wurde zunächst das Langzeitverhalten der Amplitude am Ausgang des Verstärkers *ZHL-5W-1* untersucht, wobei die durch den Gleichrichter ge-

4. Ursachen der Instabilität der radialen Fallenfrequenzen

lieferte DC-Spannung automatisiert unter Nutzung der Software *MATLAB*³ per Oszilloskop⁴ gemessen wurde. Zu Beginn einer Messung befand sich der Verstärker auf Raumtemperatur um das Einschaltverhalten abbilden zu können. Die Messung wurde zudem bei zwei unterschiedlichen Raumtemperaturen⁵ durchgeführt um den Einfluss von Änderungen der Umgebungstemperatur untersuchen zu können, wobei die Eingangsleistung⁶ in beiden Fällen identisch gewählt wurde. Die Originaldaten dieser beiden Messungen sind im Anhang in Abbildung A.1 enthalten. Die aufgenommenen Kurven klingen während der Aufwärmphase jeweils auf einen Endwert ab, bei dem sich der Verstärker im thermischen Gleichgewicht mit der Umgebung befindet. An die Daten wurden exponentielle Kurven der Form

$$A(t) = A_0 \cdot e^{-t/\tau} + A_{\text{GW}} \quad (4.7)$$

angepasst um die Gleichgewichtsamplituden A_{GW} sowie die Zeitkonstanten τ zu bestimmen. In Abbildung 4.5 ist die prozentuale Abweichung der aufgenommenen DC-Signale vom Gleichgewichtswert, der sich bei der geringeren der beiden Raumtemperaturen einstellte, über der Zeit aufgetragen⁷. Man erkennt, dass in beiden Fällen zu Beginn der Messung die Amplitude um mehr als 6% größer ist als die sich im Dauerbetrieb einstellende Amplitude. Die ermittelten Zeitkonstanten betragen dabei $\tau \approx 21\text{min}$ im Fall einer Raumtemperatur von $\approx 20,5^\circ\text{C}$ sowie $\tau \approx 27\text{min}$ bei einer Raumtemperatur von $\approx 24,0^\circ\text{C}$. Es lässt sich ein deutlicher Einfluss der Raumtemperatur auf die Ausgangsleistung des Radiofrequenzverstärkers im Dauerbetrieb erkennen. Die Gleichgewichtsamplitude sinkt mit zunehmender Raumtemperatur. Die Veränderung kann anhand der beiden Datensätze zu

$$\frac{\Delta A_{\text{GW}} / A_{\text{GW}}}{\Delta T} = - (0,5 \pm 0,2) \frac{\%}{^\circ\text{C}} \quad (4.8)$$

abgeschätzt werden. Der Fehler ergibt sich aus einer angenommenen Unsicherheit von $\pm 1^\circ\text{C}$ bei der Angabe der Raumtemperatur, insbesondere aufgrund von Veränderungen derselbigen während der Messdauer.

³Erläuterungen zum verwendeten Skript befinden sich im Anhang A.4. Das Skript ist auf dem Laufwerk der Arbeitsgruppe in *AGSchmidtKaler/software/Matlab/OsziCommunication* hinterlegt.

⁴Agilent Technologies MSO7104A

⁵Die Temperaturerfassung erfolgte mit einem Multimeter des Typs *U1272A* von *Agilent Technologies*.

⁶Die durch den Signalgenerator zugeführte Leistung betrug $-22,7\text{dBm}$ bei 30MHz , was zu Beginn der Messungen eine Amplitude von $\approx 3,8\text{V}$ am Verstärkerausgang lieferte.

⁷Auf die Angabe von Fehlerbalken wurde verzichtet. Diese stellen Schwankungen während der Ermittlung eines Datenpunktes dar, welche im Anschluss separat durch Fourieranalysen erfasst werden. Man beachte hierzu auch die Erläuterungen zum verwendeten *MATLAB*-Skript im Anhang A.4

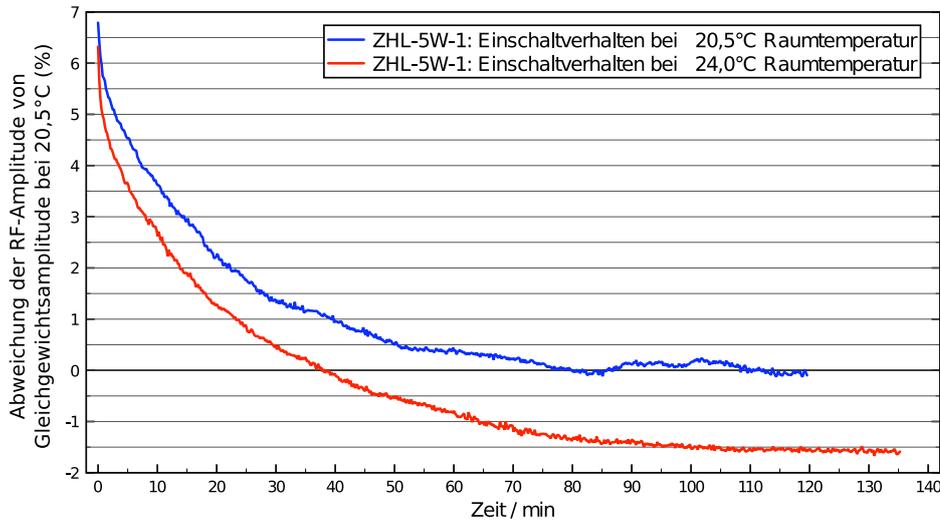


Abbildung 4.5.: Ergebnisse der Langzeitmessungen für den Radiofrequenzverstärker *ZHL-5W-1* von *Mini-Circuits* bei zwei unterschiedlichen Raumtemperaturen. Man erkennt deutlich das Einschaltverhalten sowie die Temperaturabhängigkeit der Amplitude des Radiofrequenzsignals im thermischen Gleichgewicht. Die größeren Schwankungen im Fall der Raumtemperatur von $\approx 20,5^\circ\text{C}$ sind durch eine geringere Stabilität der Raumtemperatur während dieser Messung begründet.

Stabilität auf kurzen Zeitskalen

Um Schwankungen der Amplitude am Ausgang des Verstärkers *ZHL-5W-1* auf kurzen Zeitskalen aufzulösen wurde das DC-Signal des Gleichrichters einer Fourieranalyse unterzogen. Hierbei wurde die im Oszilloskop integrierte Funktion der *Schnellen Fourier-Transformation* (englisch *fast Fourier transform*, kurz *FFT*) genutzt. Auch hier erfolgte das Auslesen der Daten aus dem Oszilloskop mit Hilfe eines *MATLAB*-Skriptes⁸. Um statistisches Rauschen zu beseitigen wurden dabei zahlreiche Spektren aufgenommen und eine Mittelung durchgeführt. Die ausgewerteten Daten sind in Abbildung 4.6 dargestellt. Die Amplituden der Fourierkomponenten sind in Relation zur DC-Spannung⁹ gesetzt, um das Ausmaß der Modulation der Amplitude des Radiofrequenzsignals bei den jeweiligen Frequenzen auszudrücken. Das Spektrum zeigt deutliche Peaks bei der Frequenz 50Hz sowie den Harmonischen 150Hz und 250Hz. Sie sind auf

⁸Das verwendete Skript befindet sich auf dem Laufwerk der Arbeitsgruppe in *AGSchmidtKaler/software/Matlab/OsziCommunication*.

⁹Die Ausgangsleistung des Signalgenerators betrug $-10,9\text{dBm}$ bei 35MHz . Dies lieferte eine Amplitude von $\approx 15\text{V}$ am Verstärkerausgang.

4. Ursachen der Instabilität der radialen Fallenfrequenzen

die Netzspannungsversorgung der Gleichspannungsquelle¹⁰, die den Radiofrequenzverstärker versorgt, zurückzuführen.

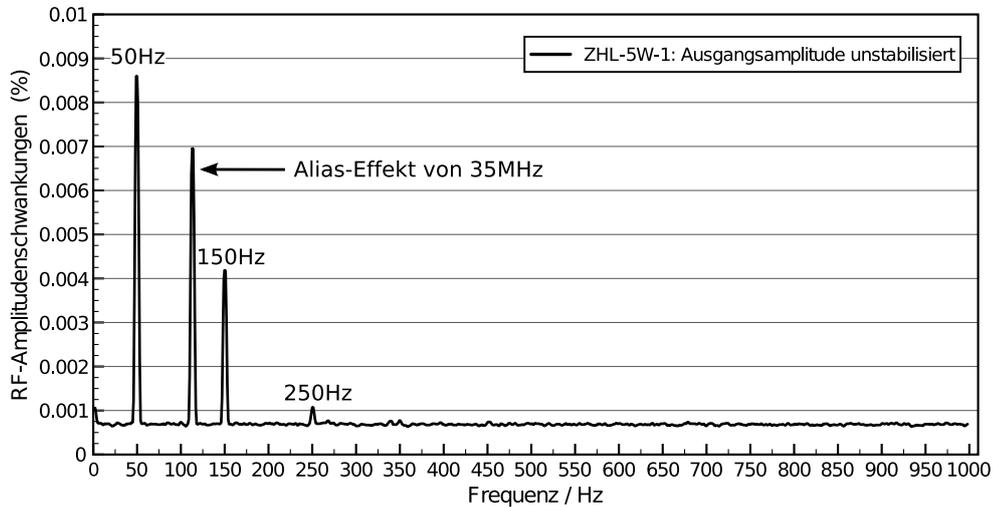


Abbildung 4.6.: Auswertung der Fourieranalyse der Amplitude des Radiofrequenzsignals am Ausgang des Verstärkers *ZHL-5W-1*. Man erkennt deutlich die Modulation der Amplitude aufgrund der 50Hz-Netzspannung.

Das Spektrum enthält zudem einen Peak bei $\approx 110\text{Hz}$. Es konnte nachgewiesen werden, dass es sich dabei um einen Alias-Effekt der verwendeten Radiofrequenz von 35MHz handelt. Die zugehörige Messung ist einschließlich einer kurzen Erläuterung des Alias-Effektes im Anhang A.3 enthalten. Das anteilige Auftreten dieser Frequenz im DC-Signal ist vermutlich durch Abstrahlung und Wiederauffang des Radiofrequenzsignals intern im Gleichrichter begründet, da aufgrund des genannten Verhältnisses von $\frac{\tau}{T_{\text{RF}}} \approx 360$ eine hinreichende Glättung des Signals zu erwarten ist. Für die Stabilisierung der Amplitude am Verstärkerausgang ist dieser Sachverhalt, wie in Kapitel 5.1 erläutert, jedoch unproblematisch.

Ein weiterer bei der Analyse des Verstärkers festgestellter Effekt ist das Auffangen eines Radiofrequenzsignals, welches in einem unserer Labore zum Antrieb einer Paul-Falle verwendet wird, mittels des Koaxialkabels am Eingang des Verstärkers. Abbildung 4.7 zeigt gemittelte Fourierpektren des Signals am Verstärkerausgang, welcher ohne Verwendung des Gleichrichters direkt mit dem Oszilloskop verbunden war. Am Eingang des Verstärkers wurde kein Signalgenerator angeschlossen, sondern lediglich Koaxialkabel¹¹

¹⁰Statron 2225

¹¹Hersteller: *RADIALL*

unterschiedlicher Länge verwendet und mit einem 50Ω -Abschlusswiderstand versehen. Zum Vergleich ist ebenso ein Spektrum ausschließlich mit Abschlusswiderstand ohne Koaxialkabel enthalten.

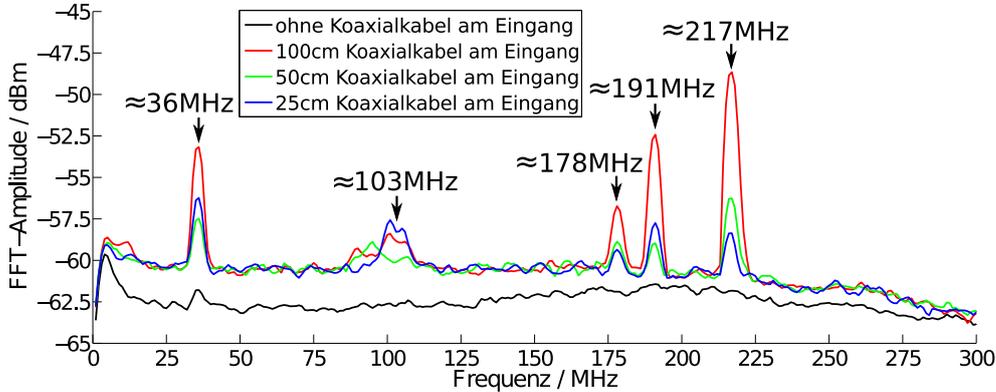


Abbildung 4.7.: Fourierspektren des Signals am Ausgang des Verstärkers *ZHL-5W-1* für unterschiedliche Konfigurationen am Eingang ohne Signalgenerator. Der Auffang der Antriebsfrequenz von $35,34\text{MHz}$ einer unserer Paul-Fallen sowie von Rundfunkbändern durch das Koaxialkabel am Eingang wird deutlich. Die Frequenzen werden verstärkt am Ausgang ausgegeben.

Im Fall ohne Kabel treten im Spektrum keine auffälligen Peaks auf. Im Fall des Kabels von 100cm Länge sind fünf deutliche Peaks erkennbar. Die Position des Peaks bei $\approx 36\text{MHz}$ stimmt im Rahmen der Auflösung des Spektrums mit der Frequenz von $35,34\text{MHz}$ überein, die zum Antrieb der Mikrofaller verwendet wird. Bei den übrigen Peaks handelt es sich um Rundfunkbänder [wikipedia.de]. Durch Koaxialkabel geringerer Länge konnten die Peakhöhen wiederum deutlich reduziert werden.

Wird nun mittels des Aufbaus aus Abbildung 4.1 dem Verstärkereingang ein Signal zugeführt, so treten am Ausgang aufgrund des zusätzlich aufgefangenen Signals zwei Radiofrequenzwellen auf. Eine geringe Differenz f_Δ der beiden Frequenzen führt nach [Merschede (2006)] zu einer Schwebung: Addiert man zwei im Folgenden komplex dargestellte Schwingungen mit Amplituden ξ_1 und ξ_2 sowie den Frequenzen f_1 und $f_2 = f_1 + f_\Delta$, so erhält man

$$\xi = e^{i2\pi f_1 t} \left(\xi_1 + \xi_2 e^{i2\pi f_\Delta t} \right). \quad (4.9)$$

Für $f_\Delta \ll f_1$ kann der Klammerterm als Amplitude interpretiert werden, die mit der Schwebungsfrequenz f_Δ und der Amplitude ξ_2 um den Mittelwert ξ_1 oszilliert. Wenn die Frequenz des vom Signalgenerator gelieferten Signals nahe bei $35,34\text{MHz}$ liegt ist folglich im Fourierspektrum des DC-Signals am Gleichrichterausgang ein Peak bei der

4. Ursachen der Instabilität der radialen Fallenfrequenzen

Differenzfrequenz f_{Δ} zu erwarten. Abbildung 4.8 enthält die Ergebnisse einer quantitativen Analyse, bei der die Frequenz des vom Signalgenerator eingespeisten Signals variiert wurde. Über die Frequenz f_{Δ} ist die in Relation zur DC-Spannung gesetzte Fourieramplitude aufgetragen. Die Ausgangsleistung des Signalgenerators betrug dabei jeweils $-10,9\text{dBm}$, was am Verstärkerausgang eine Amplitude von $\approx 15\text{V}$ lieferte. Die Länge des am Verstärkereingang verwendeten Koaxialkabels betrug 100cm . Die Messdaten zeigen eine Abnahme der prozentualen Amplitudenmodulation bei zunehmender Verstimmung der beiden Radiofrequenzwellen. Dies ist durch den Amplitudengang des verwendeten Gleichrichters mit der Zeitkonstanten von $\tau \approx 10\mu\text{s}$ begründet. Zudem ist die Schwebungsfrequenz aufgetragen. Sie entspricht wie nach Gleichung 4.9 erwartet gerade dem Betrag der Verstimmung.

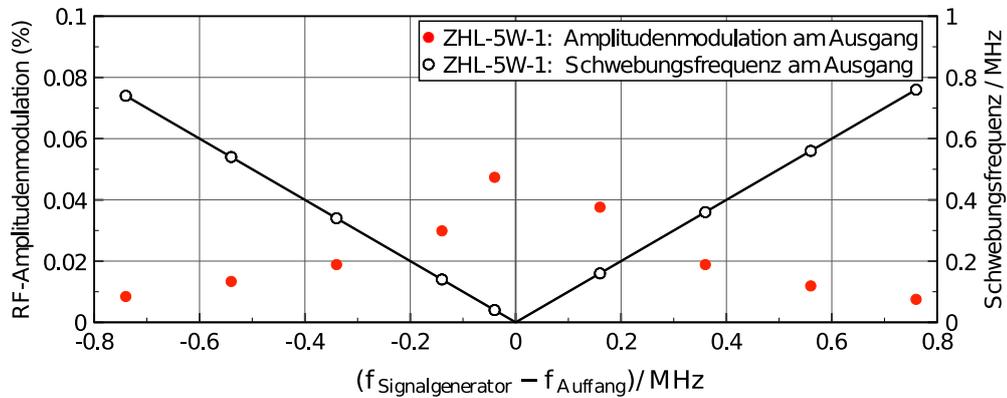


Abbildung 4.8.: Auswirkungen des Radiofrequenzauffangs: Aufgetragen ist die prozentuale Amplitudenmodulation am Verstärkerausgang sowie die Schwebungsfrequenz abhängig von der Frequenzdifferenz zwischen dem per Signalgenerator zugeführtem Signal und dem vom Eingangskabel aufgefangenen Signal. Die Kabellänge betrug 100cm , die Amplitude am Verstärkerausgang $\approx 15\text{V}$.

Zu den Ergebnissen bezüglich des Auffangs des Radiofrequenzsignals sei angemerkt, dass die Stärke der Einkopplung des Signals bei $35,34\text{MHz}$ in das Koaxialkabel am Verstärkereingang neben der Länge des Kabels stark durch die Position des Analyseaufbaus relativ zum die genannte Frequenz abstrahlenden Experiment sowie den genauen Verlauf des genannten Koaxialkabels mitbestimmt wird. Zudem sind gemäß Gleichung 4.9 die in Abbildung 4.8 enthaltenen Ergebnisse abhängig von der Wahl der Ausgangsleistung des Signalgenerators. Inwiefern der Effekt die Stabilität der Amplitude zum Antrieb der Mikrofalle beeinträchtigt wird in der abschließenden Zusammenfassung der Analyseergebnisse in Abschnitt 4.4 erörtert.

4.3. Analyse des helikalen Resonators

In diesem Abschnitt wurde untersucht inwiefern der helikale Resonator die Stabilität der Amplitude des Radiofrequenzsignals beeinträchtigen kann. Dabei ist die Anfälligkeit für mechanische Vibrationen sowie der Einfluss von Änderungen der Raumtemperatur analysiert worden. Man beachte, dass sich die Ergebnisse auf das in Abbildung 3.3b enthaltene weiterentwickelte Modell beziehen. Eine Analyse des Modells in Abbildung 3.3a, welches dem derzeit zum Antrieb der Mikrofalle verwendeten Resonator ähnlich ist, konnte im Rahmen dieser Arbeit nicht vorgenommen werden.

Nach [Gulde (2003)] wird die Resonanzfrequenz des helikalen Resonators mit angehängter Falle durch die einzelnen Dimensionen aller Bestandteile sowie deren Kapazitäten und Induktivitäten pro Einheitslänge bestimmt. Die mit dem Ausgang verbundene Falle kann somit anschaulich als Verlängerung des helikalen Resonators aufgefasst werden. Abbildung 4.9 verdeutlicht dies in einem Ersatzschaltbild. Für die Resonanzfrequenzen f_{gesamt} des Gesamtsystems, f_R des lastfreien Resonators und f_F der Falle samt Verkabelung gilt nach [Gulde (2003)] die Relation

$$\frac{1}{f_{\text{gesamt}}} = \frac{1}{f_R} + \frac{1}{f_F}. \quad (4.10)$$

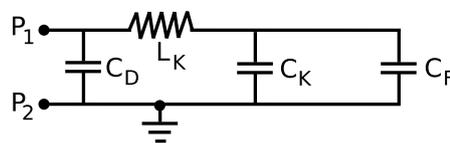


Abbildung 4.9.: Ersatzschaltbild der Mikrofalle samt Verkabelung als Last am Ausgang des helikalen Resonators. Bezeichnet sind die elektrischen Anschlüsse der Durchführung in das Innere der Vakuumkammer (P_1 und P_2), die Kapazität der Durchführung (C_D), die Kapazität und Induktivität der Verkabelung im Innern (C_K und L_K) sowie die Kapazität der Mikrofalle (C_F). Abbildung entnommen aus [Gulde (2003)].

Um im Analyseaufbau die Laborbedingungen abzubilden wurden deshalb am Ausgang des zu untersuchenden helikalen Resonators Drehkondensatoren angebracht, die die Mikrofalle als Last simulieren. Durch die variable Kapazität konnte die Resonanzfrequenz des Systems mit der am Experiment vorliegenden Antriebsfrequenz in Übereinstimmung gebracht werden. Die Drehkondensatoren sind in Abbildung 3.3b rechts zu erkennen.

Der verwendete Aufbau ist in Abbildung 4.10 skizziert, wobei das Lautsprechersystem lediglich bei der Analyse bezüglich mechanischer Vibrationen benutzt wurde. Um eine

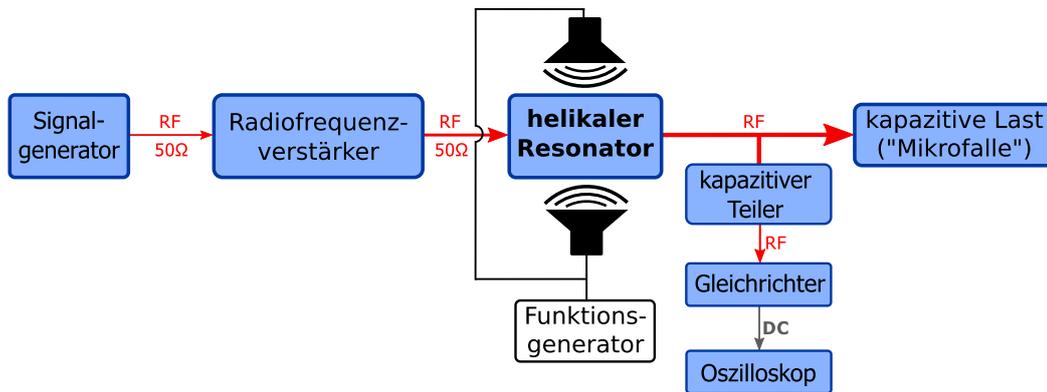


Abbildung 4.10.: Schematischer Aufbau zur Stabilitätsanalyse des helikalen Resonators angelehnt an Abbildung 3.2. Die Mikrofalle als kapazitive Last am Resonatorausgang wurde in Form von Drehkondensatoren nachgebildet, siehe Abbildung 3.3b. Das Lautsprechersystem fand nur bei der Untersuchung des Einflusses mechanischer Vibrationen Anwendung.

Beeinflussung der Ergebnisse bedingt durch das Verhalten der Amplitude am Ausgang des Verstärkers zu minimieren wurde das Modell *ZHL-3A* von *Mini-Circuits* verwendet und zudem im Dauerbetrieb genutzt. Von allen untersuchten Radiofrequenzverstärkern zeigte dieser das schnellste Abklingverhalten nach dem Einschalten sowie die geringste Beeinflussung durch Änderungen der Raumtemperatur¹². Man siehe hierzu die Messergebnisse im Anhang A.1 in Abbildung A.4. Um die Stärke des zu untersuchenden Signals am Ausgang des Resonators auf einen für das Oszilloskop verträglichen Wert zu reduzieren, wird es mit Hilfe eines kapazitiven Spannungsteilers anteilig abgegriffen. Anschließend erfolgt durch einen Gleichrichter die Umwandlung in ein DC-Signal, welches die Amplitude des Radiofrequenzsignals widerspiegelt. Den Aufbau des kapazitiven Teilers und des Gleichrichters zeigt Abbildung 4.11. Anders als im Fall der Analyse des Verstärkers ist hier aufgrund der kapazitiven Kopplung des Gleichrichters eine zweite Schottky-Diode erforderlich. Sie ermöglicht während einer negativen Halbwelle den Rückfluss elektrischer Ladung, die während einer positiven Halbwelle zur Aufladung der Kapazität C_1 zwischen den Kapazitäten C_2 und C_3 entzogen wurde. Als Konsequenz der kapazitiven Kopplung tritt am Ausgang des Gleichrichters nicht die Amplitude, sondern die Spitze-Spitze-Spannung des reduzierten Radiofrequenzsignals auf. Dies zeigt Abbildung 4.12, in der das Gleichrichtersignal über der reduzierten Amplitude aufgetragen ist. Eine lineare Anpassung an die Daten liefert eine Steigung von $m \approx 2$ sowie die

¹²Aufgrund der zu geringen Verstärkerleistung ist das Modell *ZHL-3A* nicht zur Verwendung beim Antrieb der Mikrofalle geeignet.

an den Dioden abfallende Durchlassspannung in Form des Ordinatenabschnitts. Die die Zeitkonstante τ bestimmenden Komponenten sind identisch zum Gleichrichter, der bei der Verstärkeranalyse verwendet wurde, sodass $\tau \approx 10\mu\text{s}$ sowie die Relation $\frac{\tau}{T_{\text{RF}}} \approx 360$ auch hier gültig sind. Ebenso ist von einem mit Abbildung 4.4 vergleichbaren Frequenzgang auszugehen, sodass auch hier die Erfassung von Fluktuationen auf hinreichend kleinen Zeitskalen möglich ist.

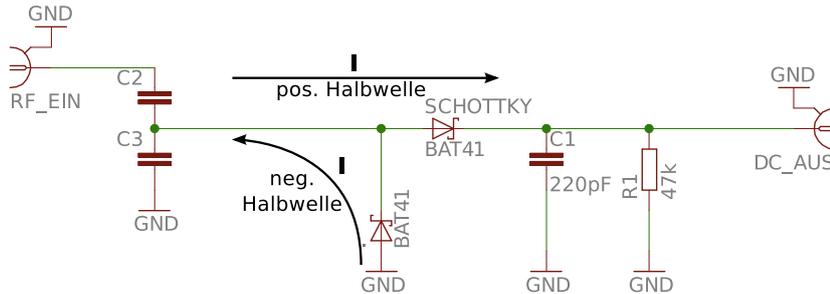


Abbildung 4.11.: Interne Komponenten des zur Analyse des helikalen Resonators verwendeten kapazitiven Teilers und Gleichrichters. Mit einem Verhältnis von $\frac{C_3}{C_2} \approx 50$ wird die Amplitude auf $\approx \frac{1}{50}$ reduziert. Aufgrund der kapazitiven Kopplung des Gleichrichters ist eine weitere Schottky-Diode erforderlich um Ladungsrückfluss zu ermöglichen.

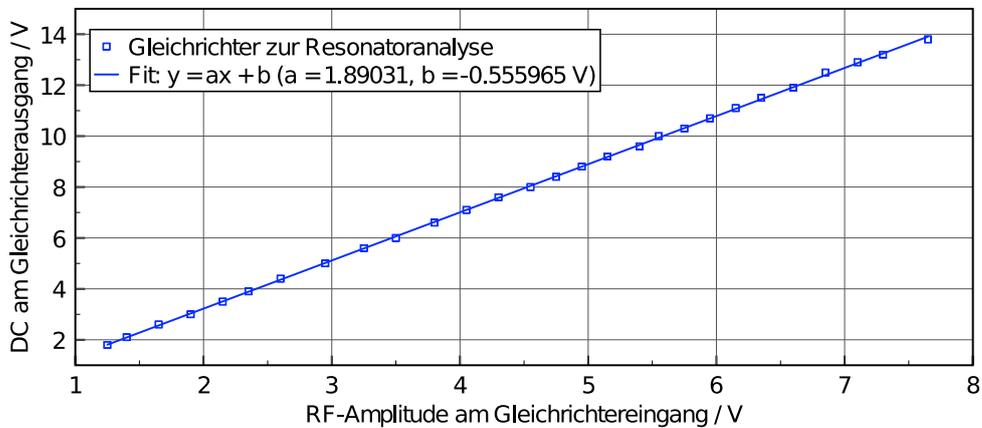


Abbildung 4.12.: Charakterisierung des Gleichrichters zur Resonatoranalyse bei $f_{\text{RF}} \approx 35\text{MHz}$. Das Verhalten ist linear und der Ausgang liefert die Spitze-Spitze-Spannung. Der Arbeitsbereich liegt bei $\approx 12\text{V}$ am Ausgang.

Einfluss mechanischer Vibrationen

Um die Anfälligkeit des helikalen Resonators für mechanische Vibrationen und den damit verbundenen Einfluss auf die Stabilität der Amplitude des Radiofrequenzsignals an dessen Ausgang zu untersuchen, wurde er mit dem Aufbau aus Abbildung 4.10 Beschallung ausgesetzt. Hierzu wurden zwei 0,4W-Lautsprecher unmittelbar am Gehäuse des Resonators angebracht und von einem Funktionsgenerator¹³ mit einem sinusförmigen Signal angesteuert. Für verschiedene Frequenzen im akustischen Bereich wurde das Signal des Gleichrichters einer Fourieranalyse unterzogen¹⁴. Die Fourieramplitude, die im Spektrum bei der zur Beschallung verwendeten Frequenz auftrat, wurde in Relation zur DC-Spannung¹⁵ gesetzt und ist in Abbildung 4.13 über der akustischen Frequenz aufgetragen. Der größte Einfluss liegt im Bereich bis zu 1kHz vor mit Schwankungen bis an 0,02% heran, darüber hinaus überschreiten sie 0,01% nicht.

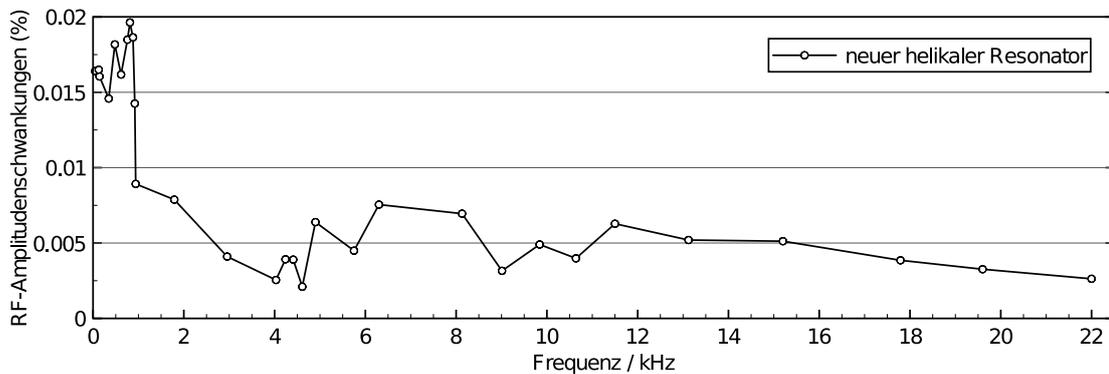


Abbildung 4.13.: Einfluss mechanischer Vibrationen auf die Stabilität der Amplitude des Radiofrequenzsignals am Ausgang des helikalen Resonators aus Abbildung 3.3b.

Einfluss von Temperaturveränderungen

Um den Einfluss von Veränderungen der Raumtemperatur auf die Amplitude des Radiofrequenzsignals am Ausgang des helikalen Resonators zu ermitteln, wurde in einem ersten Schritt das Verhalten der Resonanzfrequenz des Systems bei Erwärmung untersucht.

¹³Hewlett Packard 3310A

¹⁴Analog zur Analyse des Verstärkers erfolgte eine automatisierte Mittelung zahlreicher Spektren zur Beseitigung von statistischem Rauschen.

¹⁵Die Messungen wurden mit einer Ausgangsleistung des Signalgenerators von 6dBm bei ≈ 35 MHz durchgeführt. Das DC-Signal des Gleichrichters betrug ≈ 7 V, was einer Amplitude von ≈ 175 V am Resonatorausgang entspricht.

Hierzu diente der in Abbildung 4.14 schematisch dargestellte Aufbau. Am Gehäuse des Resonators wurden elektrisch betriebene Heizpads angebracht um diesen zu erwärmen. Die Resonanzfrequenz des Systems wurde mit Hilfe eines *Netzwerkanalysators*¹⁶ bestimmt. Dieser wurde in einem Modus betrieben, in dem ein Signal fester Leistung ausgesendet und die von dem zu analysierenden System frequenzabhängig reflektierte Leistung erfasst wird. Die bei minimaler Reflexion vorliegende Frequenz entspricht der Resonanzfrequenz. Sie wurde vor Beginn der Messung mittels der Drehkondensatoren zu $f_{\text{Resonanz}} \approx 30\text{MHz}$ eingestellt.

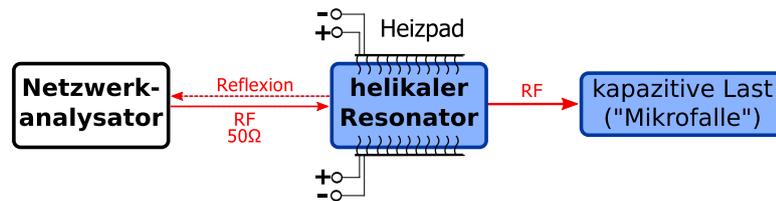


Abbildung 4.14.: Aufbau zur Stabilitätsanalyse der Resonanzfrequenz des helikalen Resonators bei Temperaturveränderungen.

In Abbildung 4.15 ist die ermittelte Resonanzfrequenz über der am Gehäuse des Resonators gemessenen Temperatur¹⁷ aufgetragen. An die Daten, die näherungsweise einem linear fallenden Verlauf folgen, wurde eine Gerade angepasst. Sie liefert eine Abschätzung für die Änderung der Resonanzfrequenz mit der Temperatur von

$$\frac{\Delta f_{\text{Resonanz}}}{\Delta T} \approx -0,6 \frac{\text{kHz}}{^\circ\text{C}}. \quad (4.11)$$

In einem zweiten Schritt wurde mit dem Aufbau aus Abbildung 4.10 die Amplitude am Ausgang des Resonators abhängig von der Verstimmung des vom Signalgenerator gelieferten Signals gegenüber der Resonanzfrequenz des Systems aufgenommen¹⁸. Der Resonator befand sich dabei auf fester Raumtemperatur von $T \approx 22^\circ\text{C}$. Die aufgenommenen Daten sind in Abbildung 4.16 in schwarz dargestellt. Sie zeigen die prozentuale Abweichung der Amplitude von der Amplitude bei Resonanz, welche über der Verstimmung des zugeführten Signals gegenüber der Resonanzfrequenz aufgetragen ist¹⁹.

¹⁶Rohde & Schwarz ZVL

¹⁷Die Temperaturerfassung erfolgte mit einem Multimeter des Typs *U1272A* von *Agilent Technologies*.

¹⁸Die Ausgangsleistung des Signalgenerators betrug -4dBm bei $\approx 30\text{MHz}$. Dies lieferte ein DC-Signal von $\approx 2,4\text{V}$ am Gleichrichterausgang, was einer Amplitude von $\approx 60\text{V}$ am Ausgang des Resonators entspricht.

¹⁹In einem Zwischenschritt wurde eine Parabel an die Originaldaten angepasst, um die exakte Resonanzfrequenz sowie die zugehörige Amplitude zu bestimmen.

4. Ursachen der Instabilität der radialen Fallenfrequenzen

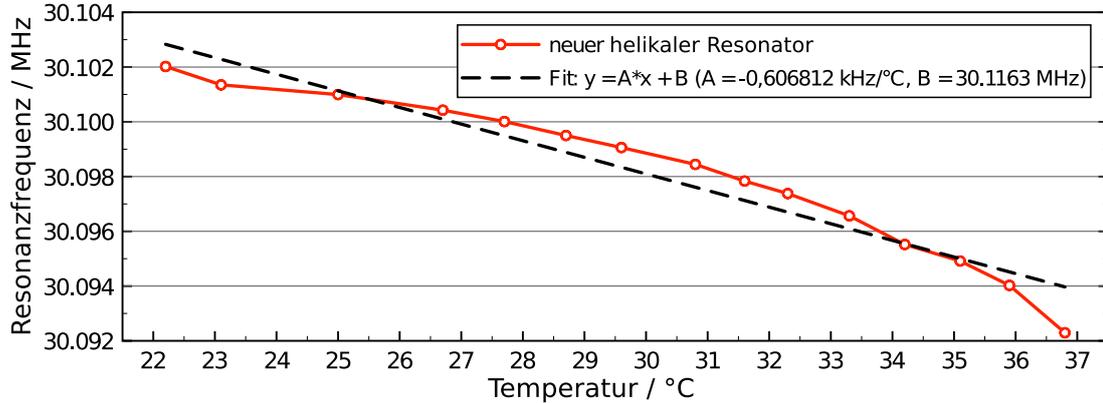


Abbildung 4.15.: Verhalten der Resonanzfrequenz des helikalen Resonators in Abbildung 3.3b bei Erwärmung. Mit Hilfe der Drehkondensatoren wurde die Resonanzfrequenz zu $\approx 30\text{MHz}$ gewählt.

In der Umgebung der Resonanz konnte eine Parabel an die Daten angepasst werden. Multipliziert man deren Ableitung mit dem Ergebnis in Gleichung 4.11, so erhält man schließlich eine quantitative Aussage über die prozentuale Änderung der Amplitude am Resonatorausgang mit der Temperatur. Das Resultat ist in Abbildung 4.16 in rot dargestellt. Der Einfluss von Temperaturänderungen auf die Amplitudenstabilität steigt mit den angenommenen Näherungen linear mit der Verstimmung des zugeführten Radiofrequenzsignals von der Resonanzfrequenz an.

Betrachtet man insbesondere den Idealfall $f_{\text{RF}} = f_{\text{Resonanz}}(T)$ bei einer gegebenen Temperatur T , so gilt mit den Fitergebnissen in Abbildung 4.16 und Gleichung 4.11 für die prozentualen Amplitudenänderungen aufgrund nachfolgender Temperaturdrifts ΔT der Zusammenhang

$$\frac{\Delta A}{A} \approx -10^{-3} \% \left(\frac{\Delta T}{^\circ\text{C}} \right)^2. \quad (4.12)$$

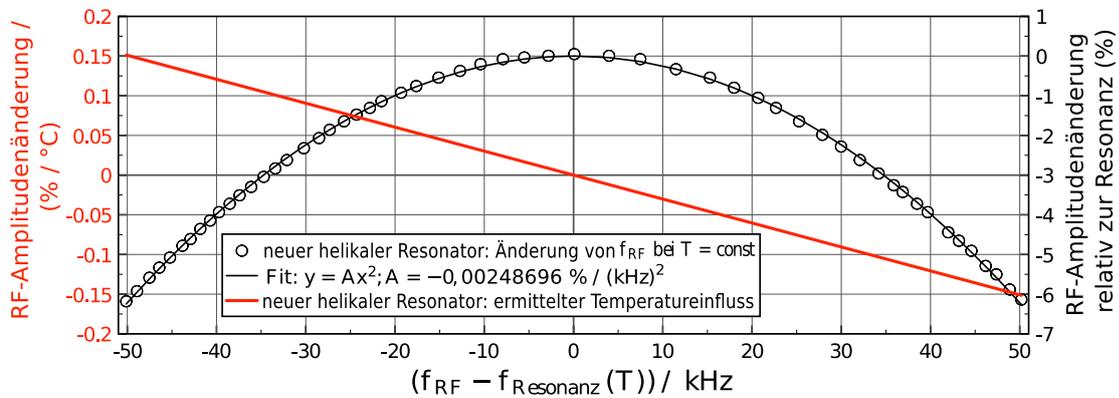


Abbildung 4.16.: Verhalten der Amplitude am Ausgang des helikalen Resonators aus Abbildung 3.3b abhängig von der Verstimmung des zugeführten Signals. In schwarz dargestellt ist die prozentuale Abweichung von der Amplitude bei Resonanz. Die daraus in Verbindung mit Gleichung 4.11 ermittelte prozentuale Änderung mit der Temperatur ist in rot aufgetragen.

4.4. Zusammenfassung der Resultate

In diesem Abschnitt werden die Analyseergebnisse aus den beiden vorangegangenen Abschnitten 4.2 und 4.3 zusammengefasst und abschließend bewertet, um das weitere Vorgehen bei der Amplitudenstabilisierung des Radiofrequenzantriebs der Mikrofaller zu begründen. Dabei ist die Temperaturkonstanz des klimatisierten Labors mit einzubeziehen. Daten aus der Vergangenheit zeigen, dass die Temperatur über den Zeitraum eines Monats jeweils innerhalb eines Fensters der Breite $\Delta T \lesssim 1,5^\circ\text{C}$ stabil ist.

Die Analyse des Radiofrequenzverstärkers *ZHL-5W-1* von *Mini-Circuits* zeigte ein stark ausgeprägtes Einschaltverhalten des Ausgangssignals. Die Amplitude fiel dabei mit Zeitkonstanten zwischen 20 und 30 Minuten exponentiell um mehr als 6% ab. Für die Verwendung des Verstärkers zum Radiofrequenzantrieb der Mikrofaller ist dieses Verhalten jedoch irrelevant, da er im Dauerbetrieb genutzt wird. Als problematisch erwies sich jedoch der Einfluss von Änderungen der Raumtemperatur auf die sich im Dauerbetrieb einstellende Ausgangsamplitude A_{GW} . Die Abhängigkeit konnte zu

$$\frac{\Delta A_{\text{GW}} / A_{\text{GW}}}{\Delta T} = - (0,5 \pm 0,2) \frac{\%}{^\circ\text{C}} \quad (4.8)$$

abgeschätzt werden. Im Rahmen der oben genannten Temperaturkonstanz des Labors stellt dies einen bedeutenden Einfluss auf die Stabilität der radialen Fallenfrequenzen dar. Zudem beeinträchtigt die Netzspannung über die DC-Versorgung des Verstärkers die Amplitudenstabilität. Nach Abbildung 4.6 zeigten sich am Ausgang Schwankungen mit den Frequenzen 50Hz, 150Hz sowie 250Hz, die insgesamt zu

$$\left(\frac{\Delta A}{A} \right)_{\text{Netz}} \approx 0,02\% \quad (4.13)$$

abgeschätzt werden. Der festgestellte Radiofrequenzauffang über das Eingangskabel des Verstärkers ist hingegen ein vernachlässigbarer Effekt. Schwabungen am Verstärkerausgang erreichen im Experiment die Radiofrequenzelektroden der Mikrofaller nur dann, wenn sich die aufgefangene Frequenz sehr gering von der per Signalgenerator zugeführten Frequenz unterscheidet. Die Frequenzen, die zum Antrieb der verschiedenen Paul-Fallen in unserer Arbeitsgruppe gegenwärtig verwendet werden, weichen jedoch um mehrere Megahertz voneinander ab. Sie können den helikalen Resonator nicht durchdringen, da sie zu stark von dessen Resonanzfrequenz abweichen. Prinzipiell kann der

Auffang durch Verwendung von Koaxialkabeln geringer Länge (25-50cm) sowie hoher Abschirmung²⁰ reduziert werden.

Die Analyse des helikalen Resonators aus Abbildung 3.3b bezüglich des Einflusses mechanischer Vibrationen auf die Amplitudenstabilität am Ausgang lässt schlussfolgern, dass derartige Beeinträchtigungen im Labor vergleichsweise vernachlässigbar sind. Die hervorgerufenen Amplitudenschwankungen ragten zwar bis an 0,02% heran, jedoch überschritten die bei der Analyse auf den Resonator einwirkenden Schallpegel deutlich die Bedingungen am Experiment. Die Beeinträchtigung der Amplitudenstabilität durch Temperaturveränderungen kann nach Abbildung 4.16 wiederum durch optimale Abstimmung des Radiofrequenzsignals auf die Resonanzfrequenz des Resonators hinreichend minimiert werden. Unter Annahme des Idealfalls, dass bei einer gegebenen Labortemperatur die Radiofrequenz am Signalgenerator exakt auf die Resonanz eingestellt wird, betragen nach Gleichung 4.12 die Amplitudenänderungen im Rahmen der genannten Stabilität der Labortemperatur lediglich $\approx 2,25 \cdot 10^{-3} \%$. In der Praxis des Experiments jedoch erfolgt die Einstellung der Antriebsfrequenz durch Maximierung der Amplitude am Resonatorausgang, was mit einer Genauigkeit von $\approx \pm 15\text{kHz}$ möglich ist. Die Veränderungen der Amplitude betragen bei dieser Verstimmung nach Abbildung 4.16 aber weniger als $0,05 \frac{\%}{\text{C}}$.

Mit den erlangten Ergebnissen wird insgesamt der Radiofrequenzverstärker als Kernproblem für die Amplitudenstabilität des Radiofrequenzantriebs der Mikrofalle eingestuft. Es sei daran erinnert, dass es sich bei dem untersuchten helikalen Resonator in Abbildung 3.3b um ein weiterentwickeltes Modell handelt, das von dem zur Zeit verwendeten abweicht. Entsprechende Umbaumaßnahmen waren im Rahmen dieser Arbeit zwar nicht möglich, jedoch ist der Einbau des verbesserten Modells geplant. Infolgedessen wurde die Realisierung eines amplitudenstabilisierten Radiofrequenzantriebs auf die Stabilisierung des Verstärkerausgangs beschränkt. Diese ist Inhalt des nachfolgenden Kapitels.

²⁰Die Verwendung von Koaxialkabeln des Herstellers RADIALL hat sich am Experiment generell als vorteilhaft erwiesen.

5

Amplitudenstabilisierung des Radiofrequenzantriebs der Mikrofalle

In diesem Kapitel wird die Umsetzung eines amplitudenstabilisierten Radiofrequenzantriebs der Mikrofalle beschrieben. Aufgrund der im vorangegangenen Kapitel gewonnenen Erkenntnisse beschränkt sich diese auf die Stabilisierung der Amplitude des Radiofrequenzsignals am Ausgang des in Abbildung 3.2 enthaltenen Verstärkers. In Abschnitt 5.1 wird der Aufbau des Systems sowie dessen Funktionsweise erläutert. Bei der Mikrofalle handelt es sich um ein hochempfindliches Konstrukt, welches sich zudem in einer Vakuumkammer befindet, sodass Reparatur- und Austauscharbeiten sehr zeitintensiv sind. Aus diesem Grunde wurde bei der Entwicklung des Stabilisierungsschaltkreises insbesondere Wert darauf gelegt im Falle einer Fehlfunktion den Schutz vor zu hohen Spannungen an den Radiofrequenzelektroden zu gewährleisten¹. Im anschließenden Abschnitt 5.2 erfolgt die Charakterisierung des Systems. Hinweise zur Bedienung können Anhang A.2 entnommen werden.

5.1. Aufbau

Um die Amplitude des Radiofrequenzsignals am Ausgang des Verstärkers zu stabilisieren, wurde der in Abbildung 3.2 dargestellte bisherige Aufbau des Radiofrequenzantriebs der Mikrofalle gemäß Abbildung 5.1 verändert. Er folgt dem in Abbildung 5.2 allgemein dargestellten Prinzip eines Regelkreises. Die Regelstrecke wird im vorliegenden Fall durch den Signalgenerator sowie den Radiofrequenzverstärker gebildet, wobei letzterer durch die im vorangegangenen Kapitel ermittelten Störgrößen beeinflusst wird.

¹In [Schnorr (2011)] wurde experimentell ermittelt, dass es bei den von uns verwendeten Mikrofallen ab einer Radiofrequenzamplitude von 500V unter Vakuumbedingungen zu elektrischen Durchbrüchen kommen kann, was die Zerstörung der Falle nach sich zieht.

5. Amplitudenstabilisierung des Radiofrequenzantriebs der Mikrofalle

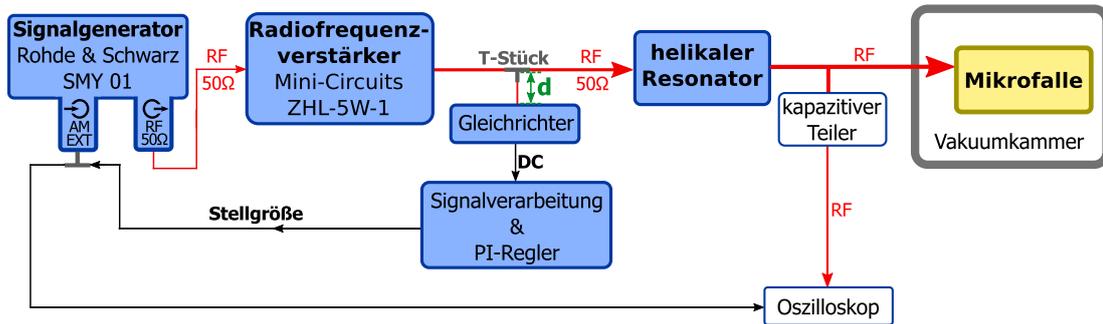


Abbildung 5.1.: Schematischer Aufbau zur Amplitudenstabilisierung des Ausgangs des Radiofrequenzverstärkers. Eine die Amplitude des Radiofrequenzsignals repräsentierende DC-Spannung wird mittels eines Gleichrichters gewonnen. Zur Regelung wird der Amplitudenmodulationseingang eines analogen Signalgenerators genutzt.

Analog zum Vorgehen bei der Stabilitätsanalyse des Radiofrequenzverstärkers in Kapitel 4.2 wird mittels eines Gleichrichters zwischen Verstärkerausgang und Resonatoreingang ein DC-Signal gewonnen, welches die Amplitude der Radiofrequenzwelle widerspiegelt². Aufgrund des Eingreifens in einen Wellenleiter ist auch hier die Distanz d zu minimieren. Es konnte wieder ein Wert von $d \approx 6\text{cm}$ realisiert werden. Mit der in Kapitel 4.2 bestimmten Wellenlänge eines sich in einem Koaxialkabel ausbreitenden Radiofrequenzsignals bei $f_{\text{RF}} \approx 35\text{MHz}$ ³ gilt damit auch hier die Abschätzung $\frac{d}{\lambda_{\text{RF}}} \approx 1\%$, sodass der Einfluss durch Reflexion der Radiofrequenzwelle am hochohmigen Gleichrichtereingang als vernachlässigbar eingeschätzt wird. Die DC-Spannung am Ausgang des Gleichrichters verhält sich nach Abbildung 4.3 linear in der Amplitude des am Eingang anliegenden Radiofrequenzsignals und stellt damit eine ideale Regelgröße dar. Aus dem verarbeiteten DC-Signal wird mittels eines *Proportional-Integral-Reglers* (kurz *PI-Regler*) eine Stellgröße gewonnen. Diese regelt schließlich über den Amplitudenmodulationseingang eines analogen Signalgenerators⁴, welcher linear auf die zugeführte Stellgröße reagiert, die Ausgangsleistung des Radiofrequenzverstärkers⁵ auf einen Sollwert. Im Rahmen der im Anhang A.2 beschriebenen Bedienung ist die Anzeige der Stellgröße mittels Oszilloskop erforderlich. Nach diesem kurzen Umriss des Funktionsschemas sollen die ergänzten Komponenten des Aufbaus in Abbildung 5.1 im Detail beschrieben werden.

²Die im Rahmen der Analyse des Radiofrequenzverstärkers skizzierte Alternative zur Gewinnung eines derartigen Signals wurde aus den dort genannten Gründen verworfen.

³derzeitige Antriebsfrequenz der Mikrofalle

⁴Rohde & Schwarz SMY 01

⁵Mini-Circuits ZHL-5W-1

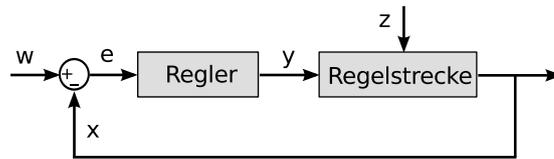


Abbildung 5.2.: Blockschaltbild eines Regelkreises. Die Differenz aus Sollwert (w) und Istwert (x) einer Regelgröße ergibt die Regelabweichung (e), welche die Eingangsgröße des Reglers bildet. Die Stellgröße (y) am Reglerausgang wirkt auf die Regelstrecke, um den Einfluss äußerer Störgrößen (z) zu kompensieren. Abbildung entnommen aus [RN-Wissen.de].

Der Plan zur elektronischen Schaltung, welche das vom Gleichrichter gelieferte DC-Signal verarbeitet und mittels eines PI-Reglers die Stellgröße erzeugt, ist in Abbildung 5.3 dargestellt. Zum besseren Überblick und Verständnis sind die einzelnen Sektionen gekennzeichnet und werden nun schrittweise erläutert. Die theoretischen Grundlagen über Operationsverstärker sind [Horowitz u. Hill (1989)] entnommen.

Zunächst ist es für die Signalverarbeitung erforderlich die am Gleichrichterausgang gelieferte Spannung zu puffern, das heißt unabhängig von der darauffolgenden Last zu machen. Dies geschieht mittels eines Operationsverstärkers, der als Spannungsfolger beziehungsweise *Impedanzwandler* (IW) betrieben wird. Das am Eingang anliegende zeitabhängige Gleichrichtersignal, das im Folgenden als Istwert $A_{\text{Ist}}(t)$ der zu stabilisierenden Amplitude bezeichnet wird, erscheint dabei unverändert am niederohmigen Ausgang:

$$U_{\text{aus}}^{\text{IW}}(t) = U_{\text{ein}}^{\text{IW}}(t) = A_{\text{Ist}}(t). \quad (5.1)$$

Des Weiteren muss ein variabler Sollwert A_{Soll} bereitgestellt werden, auf den die Amplitude zu stabilisieren ist. Dazu wird eine hochpräzise Referenz vom Typ *REF01* [Analog Devices (2010)] verwendet, welche eine Spannung von +10V liefert. Mit Hilfe eines Potentiometers ist A_{Soll} variabel abgreifbar und wird anschließend ebenso gepuffert. Da A_{Soll} für die weitere Nutzung mit invertiertem Vorzeichen vorliegen muss, erfolgt dies durch einen Operationsverstärker, der als invertierender Verstärker beschaltet ist. Mit der Relation $R_2 = R_7$ der verwendeten Widerstände ergibt dies einen *invertierenden Impedanzwandler* (IIW):

$$U_{\text{aus}}^{\text{IIW}} = -\frac{R_7}{R_2} U_{\text{ein}}^{\text{IIW}} = -A_{\text{Soll}} \quad (5.2)$$

5. Amplitudenstabilisierung des Radiofrequenzantriebs der Mikrofalle

Der Istwert $A_{\text{Ist}}(t)$ und der invertierte Sollwert $-A_{\text{Soll}}$ werden einem *invertierenden Addierer* (IA) zugeführt, um ein die Abweichung ausdrückendes Fehlersignal $e(t)$, die Regelabweichung, zu erhalten. Für das am Ausgang des Operationsverstärkers vorliegende Signal gilt unter Beachtung von $R_4 = R_5$ der Zusammenhang

$$U_{\text{aus}}^{\text{IA}}(t) = k \left(A_{\text{Soll}} - A_{\text{Ist}}(t) \right) =: e(t) \quad \text{mit} \quad k = \frac{R_6^*}{R_4}. \quad (5.3)$$

Hierin bezeichnet R_6^* den am Potentiometer R_6 anteilig abgegriffenen ohmschen Widerstand, über den der Verstärkungsfaktor k angepasst werden kann.

Die ermittelte Regelabweichung wird gemäß Abbildung 5.2 einem Regler zugeführt, welcher an seinem Ausgang die Stellgröße $y(t)$ liefert. Die Eliminierung der Regelabweichung kann nur durch Verwendung eines Integral-Reglers erreicht werden. Durch Kombination mit einem Proportional-Regler geschieht dies zudem mit hoher Geschwindigkeit. Infolgedessen wird ein *Proportional-Integral-Regler* (PIR) genutzt, der die Stellgröße in folgender Abhängigkeit von der Regelabweichung liefert:

$$U_{\text{aus}}^{\text{PIR}}(t) = \underbrace{-K_P \cdot e(t)}_{\text{P-Regler}} - \underbrace{K_I \cdot \int_0^t e(\tau) d\tau}_{\text{I-Regler}} + \text{const} =: y(t) \quad (5.4)$$

mit $K_P = \frac{R_{14}^*}{R_{13}}, \quad K_I = \frac{1}{R_{13}C_{19}}.$

R_{14}^* bezeichnet auch hier den am Potentiometer R_{14} abgegriffenen ohmschen Widerstand.

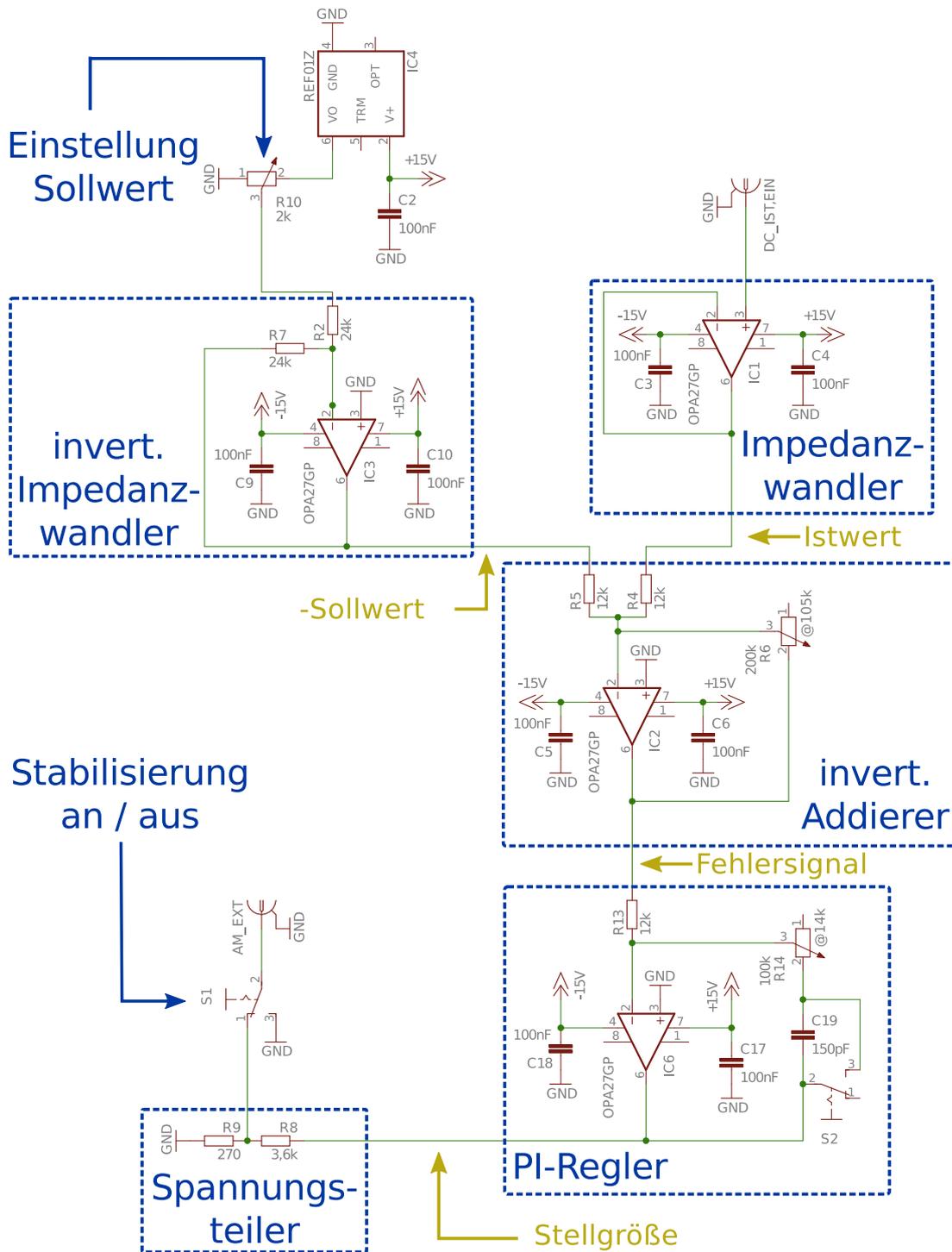


Abbildung 5.3.: Schaltplan zur Verarbeitung des DC-Signals am Gleichrichterausgang sowie zum Proportional-Integral-Regler. Die Erläuterung der einzelnen Sektionen erfolgt im Text.

Die Bedeutung des im Schaltplan in Abbild 5.3 enthaltenen ohmschen Spannungsteilers sowie des an diesen anschließenden Schalters S_1 ergibt sich aus den nun folgenden Erläuterungen zur genutzten Funktion der Amplitudenmodulation, die durch den verwendeten analogen Signalgenerator⁶ [Rohde&Schwarz (1997)]⁷ bereitgestellt wird. Dem Signalgenerator kann prinzipiell über einen Eingang⁸ ein externes Modulationssignal U_{EXT} zugeführt werden. Die Modulationsbandbreite ist auf 50kHz begrenzt, was für die vorliegende Anwendung hinreichend ist. Die durch das Signal U_{EXT} maximal bewirkte Modulationstiefe m kann am Gerät mit einer Auflösung von 0,1% zwischen 0% und 100% frei gewählt werden. Die Modulationstiefe am Ausgang des Signalgenerators wird innerhalb dieser Begrenzung durch das zugeführte Spannungssignal U_{EXT} bestimmt, für welches $U_{\text{EXT}} \in [-1\text{V}, +1\text{V}]$ einzuhalten ist. Für die Amplitude $A_{\text{SG}}^{\text{MOD}}$ am Ausgang des Signalgenerators bei aktivierter Modulation gilt die lineare Abhängigkeit

$$A_{\text{SG}}^{\text{MOD}}(U_{\text{EXT}}) = A_{\text{SG}} \left(1 \pm \frac{U_{\text{EXT}}}{1\text{V}} m \right). \quad (5.5)$$

Hierin bezeichnet A_{SG} die Amplitude bei deaktivierter Modulation, welche durch die gewählte Ausgangsleistung am Signalgenerator bestimmt ist. Das positive Vorzeichen in Gleichung 5.5 bezieht sich auf den Signalgenerator in Standardeinstellung. Das Gerät erlaubt ebenso eine interne Inversion des Eingangssignals U_{EXT} , für welche das negative Vorzeichen gilt. Im letzteren Fall führt demnach eine positive Spannung U_{EXT} zu einer gegenüber A_{SG} reduzierten Amplitude.

Die bis zu diesem Punkt grundlegend beschriebene Funktion der Amplitudenmodulation des Signalgenerators wird zur Schließung des vorliegenden Regelkreises genutzt. Als externes Spannungssignal U_{EXT} wird die vom PI-Regler gelieferte Stellgröße y verwendet. Um die Einhaltung von $U_{\text{EXT}} \in [-1\text{V}, +1\text{V}]$ zu sichern ist der bereits erwähnte Spannungsteiler in Abbildung 5.3 erforderlich, da das Reglerausgangssignal y näherungsweise durch die verwendeten Versorgungsspannungen des Operationsverstärkers von $\pm 15\text{V}$ begrenzt wird. Mit Hilfe des Schalters S_1 kann an den Modulationseingang des Generators statt der Stellgröße y Masse angelegt werden, womit der Regelkreis unterbrochen ist und nach Gleichung 5.5 gerade $A_{\text{SG}}^{\text{MOD}} = A_{\text{SG}}$ gilt. Damit der geschlossene Regelkreis Abweichungen des Istwert A_{Ist} der Amplitude am Verstärkerausgang vom gesetzten Sollwert A_{Soll} entgegenwirkt, ist eine *negative Rückkopplung* erforder-

⁶Rohde & Schwarz SMY 01

⁷Die Bedienungsanleitung ist auf dem Laufwerk der Arbeitsgruppe in *AGSchmidtKaler/all/Manuals* hinterlegt.

⁸Der Eingang am Gerät ist wie in Abbildung 5.1 angegeben mit *AM EXT* bezeichnet.

lich: Ist A_{Ist} beispielsweise zu groß, so führt dies nach den Gleichungen 5.3 und 5.4 zu einer Erhöhung der Stellgröße y . Um damit eine Reduzierung der Ausgangsamplitude am Signalgenerator zu bewirken, ist gemäß Gleichung 5.5 die interne Inversion⁹ des Signals am Modulationseingang nötig.

Wie in der Einleitung des vorliegenden Kapitels erwähnt, wurde bei der Entwicklung des Regelkreises darauf Wert gelegt die Radiofrequenzelektroden der Mikrofalle im Fall einer Fehlfunktion der Schaltung in Abbildung 5.3 vor zu hohen Spannungen zu schützen. Da der Bedienungsanleitung des Signalgenerators keine Informationen über das Verhalten für Modulationssignale außerhalb des Bereichs $\pm 1\text{V}$ entnommen werden konnten, wurde die an ihm anliegende Stellgröße y durch einen ohmschen Spannungsteiler wie angegeben eingeschränkt. Damit ist nach Gleichung 5.5 die maximal mögliche Erhöhung der Amplitude des Radiofrequenzsignals limitiert durch die am Signalgenerator gewählte maximale Modulationstiefe m . Für diese wurde bei der im Folgenden beschriebenen Optimierung der Reglerparameter ein Wert von $m = 5\%$ gewählt¹⁰. Dieser stellt zum einen eine hinreichende Beschränkung der maximal möglichen Amplitudenänderung zum Schutz der Falle vor Zerstörung sicher, zum anderen ist die Ausregelung der nach Kapitel 4.2 zu erwartenden Schwankungen der Verstärkerausgangsleistung im Dauerbetrieb möglich.

Die Optimierung der Reglerparameter K_P und K_I in Gleichung 5.4 sowie des Verstärkungsfaktors k der Regelabweichung in Gleichung 5.3 erfolgte durch empirisches Einstellen. Hierzu wurde am Eingang des invertierenden Addierers in Abbildung 5.3 temporär ein weiterer gleichwertiger ohmscher Widerstand angebracht und über diesen ein von einem Funktionsgenerator¹¹ geliefertes Rechtecksignal zugeführt. Der dadurch rechteckförmig modulierte Sollwert A_{Soll} der Amplitude am Verstärkerausgang wurde per Oszilloskop angezeigt. Bei geschlossenem Regelkreis und aktivierter Stabilisierung wurde ebenso der Istwert A_{Ist} zwischen dem Gleichrichter und der Signalverarbeitungsschaltung per Oszilloskop dargestellt¹². Die Parameter K_P , K_I und k wurden so gewählt, dass eine möglichst hohe Übereinstimmung des Verlaufs der beiden Signale vorlag. Das Ergebnis der Optimierung ist für eine Modulationsfrequenz von 10kHz in Abbildung

⁹Die entsprechenden Bedienungshinweise enthält Anhang A.2.

¹⁰Eine Überschreitung dieses Wertes im Betrieb führt zum Schwingen des Regelkreises.

¹¹Hewlett Packard 3310A

¹²Der Ausgang des Verstärkers wurde nicht mit dem helikalen Resonator, sondern mit einem 50 Ω -Widerstand hinreichender Leistungsaufnahme abgeschlossen. Die Ausgangsleistung des Signalgenerators betrug $\approx -11\text{dBm}$ bei 35MHz, was näherungsweise dem Arbeitsbereich am Experiment entspricht. Dies lieferte eine Amplitude am Verstärkerausgang von $\approx 15\text{V}$. Aufgrund eines internen Potentiometers erscheint diese um $\approx 50\%$ reduziert am Ausgang des Gleichrichters. Die Bedeutung dieses Potentiometers wird in der noch folgenden Diskussion des verwendeten Gleichrichters geklärt.

5. Amplitudenstabilisierung des Radiofrequenzantriebs der Mikrofalle

5.4 enthalten. Die ermittelten optimalen Dimensionen der Bauteile inklusive der finalen Stellungen der Potentiometer sind dem Schaltplan in Abbildung 5.3 zu entnehmen.

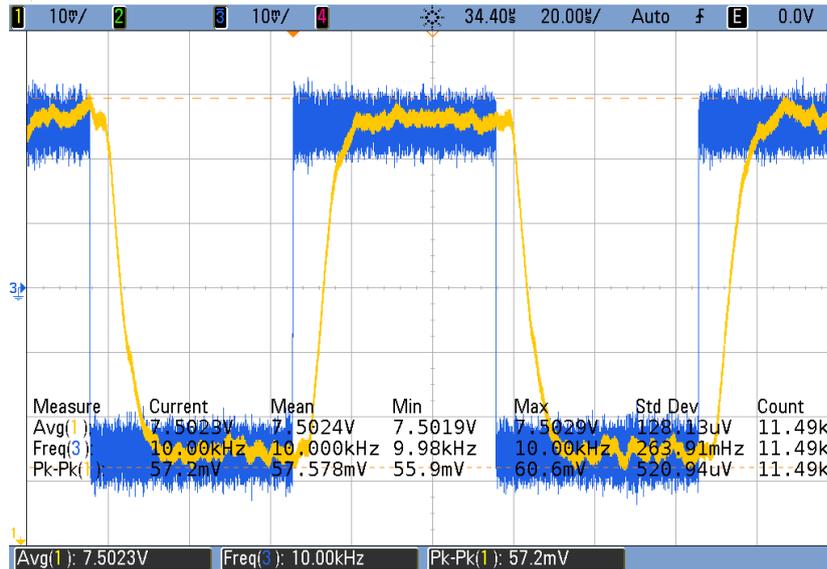


Abbildung 5.4.: Resultat der Optimierung der Schaltungsparameter. Blau zeigt die auf die Sollamplitude addierte Modulation in Form eines Rechtecksignals mit einer Frequenz von 10kHz und einer Amplitude von $\approx 25\text{mV}$. Gelb zeigt das daraus resultierende Verhalten der DC-Spannung am Ausgang des Gleichrichters bei aktivierter Amplitudenstabilisierung. Die Modulationstiefe des Signalgenerators betrug dabei $m = 5\%$.

Abschließend erfolgt nun die bisher hinten angestellte Diskussion des im Aufbau in Abbildung 5.1 verwendeten Gleichrichters. Die internen Komponenten sind in Abbildung 5.5a gezeigt. Der Gleichrichter ist prinzipiell identisch zu dem bei der Analyse des Verstärkers verwendeten Gleichrichter in Abbildung 4.2. Es wurde jedoch der $47\text{k}\Omega$ -Widerstand gegen ein Potentiometer von $50\text{k}\Omega$ ausgetauscht, durch den die dem nachfolgenden Impedanzwandler zugeführte Spannung um $\approx 50\%$ reduziert wird. Bei den eingesetzten Operationsverstärkern sollte nach [Analog Devices (2006)] bei den verwendeten Versorgungsspannungen von $\pm 15\text{V}$ ein Spannungswert von $12,3\text{V}$ am Eingang nicht überschritten werden. Der typische Arbeitsbereich des Radiofrequenzsignals am Verstärkerausgang liegt im Experiment jedoch bei einer Amplitude von $\approx 15\text{V}$. Die Zeitkonstante ändert sich durch diesen Austausch nur geringfügig zu $\tau = 11\mu\text{s}$, sodass bei einer Antriebsfrequenz von $f_{\text{RF}} \approx 35\text{MHz}$ gemäß $\frac{\tau}{T_{\text{RF}}} \approx 385$ eine hinreichende Glättung des Signals gegeben ist. Ebenso bleibt der in Abbildung 4.4 aufgetragene Amplitudengang nahezu unverändert, sodass die auszuregelnden Schwankungen der Amplitude am Verstärkerausgang durch den Gleichrichter nicht unterdrückt werden.

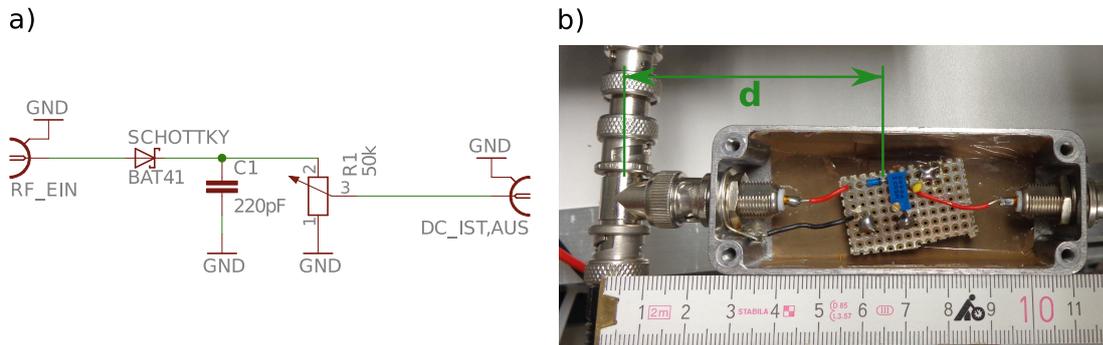


Abbildung 5.5.: Zur Amplitudenstabilisierung verwendeter Gleichrichter: a) zeigt die internen Komponenten des Gleichrichters. b) zeigt ein Foto des Gleichrichters bei geöffneter Abschirmung.

Der Gleichrichter sowie die in Abbildung 5.3 enthaltene Schaltung befinden sich in separaten abschirmenden Metallgehäusen, um die Abstrahlung von Radiofrequenzwellen in die Signalverarbeitungs- und Reglerschaltung zu unterbinden. Wie in Kapitel 4.2 anhand von Abbildung 4.6 ersichtlich wurde durchdringt jedoch das Radiofrequenzsignal in geringem Maße den Gleichrichter und erscheint an dessen Ausgang. Dieser Sachverhalt ist aber als unproblematisch einzustufen aufgrund des anschließenden Impedanzwandlers. Bedingt durch die Frequenzabhängigkeit der Verstärkung des Operationsverstärkers vom Typ *OP27* [Analog Devices (2006)] erscheint das ohnehin schwache Radiofrequenzsignal deutlich unterdrückt an dessen Ausgang.

5.2. Charakterisierung

In diesem Abschnitt wird das Verhalten des zuvor beschriebenen Regelkreises in Abbildung 5.1 charakterisiert. Bei den nachfolgenden Messungen trieb der Ausgang des Radiofrequenzverstärkers nicht über den helikalen Resonator die Mikrofalle an, sondern war mit einem 50Ω -Widerstand hinreichender Leistungsaufnahme abgeschlossen. Sie wurden bei geschlossenem Regelkreis bei einer gewählten Modulationstiefe von $m=5\%$ durchgeführt. Das Auslesen der die Amplitude widerspiegelnden DC-Signale erfolgte per Oszilloskop zwischen dem Ausgang des Gleichrichters und dem Eingang der Signalverarbeitungs- und Reglerschaltung. Die Ausgangsleistung des Signalgenerators betrug jeweils -11dBm bei einer Frequenz von $f_{\text{RF}}=35\text{MHz}$, woraus eine Amplitude von $\approx 15\text{V}$ am Verstärkerausgang resultierte. Die gewählten Werte entsprechen näherungsweise dem Arbeitsbereich bei Verwendung des Systems zum Antreiben der Mikrofalle.

5. Amplitudenstabilisierung des Radiofrequenzantriebs der Mikrofalle

Zum einen wurde der Amplituden- und Phasengang des Signals am Gleichrichterausgang bei aktivierter Regelung aufgenommen. Hierzu wurde der Sollwert der Amplitude am Verstärkerausgang sinusförmig moduliert. Das Vorgehen geschah analog zur Methode bei der Optimierung der Reglerparameter im vorangegangenen Abschnitt. Die Modulationsfrequenzen wurden zwischen 0kHz und 50kHz gewählt, was nach dem vorangegangenen Abschnitt dem begrenzten Frequenzbereich des Amplitudenmodulations-eingangs am Signalgenerator entspricht. Die Ergebnisse der Untersuchung sind in Abbildung 5.6 dargestellt. Vergleicht man die Resultate mit den Ergebnissen in Abbildung 4.4, so zeigt sich, dass der Frequenzgang des Regelkreises maßgeblich durch den Gleichrichter bestimmt wird, sodass auszuregelnde Schwankungen nicht zu stark unterdrückt werden. Der Phasengang ist näherungsweise identisch. Lediglich der Amplitudengang weist im Fall des Regelkreises gegenüber des isolierten Gleichrichters meist um 0,05 bis 0,1 höhere Werte auf. Eine mögliche Ursache ist, dass die vorgenommene prozentuale Änderung der Amplitude in beiden Fällen sehr verschieden war. Bei der isolierten Untersuchung des Gleichrichters wurde die Amplitude des Radiofrequenzsignals am Eingang um $\approx \pm 12,5\%$ moduliert. Im Fall des geschlossenen Regelkreises betrug die Modulation des Sollwertes der Amplitude lediglich $\approx \pm 0,3\%$.

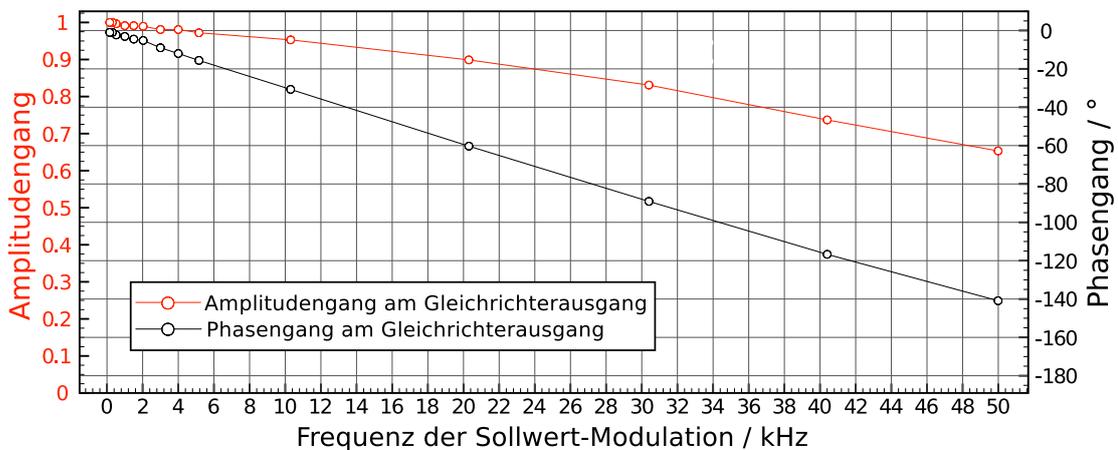


Abbildung 5.6.: Frequenzgang des Signals am Gleichrichterausgang im geschlossenen Regelkreis bei sinusförmiger Modulation des Sollwertes A_{Soll} .

Zum anderen wurde die durch den Regelkreis erreichte Stabilität der Amplitude des Radiofrequenzsignals am Verstärkerausgang quantifiziert. Bei aktivierter Regelung wurde eine Langzeitmessung des DC-Signals am Gleichrichterausgang über mehr als sechs Stunden vorgenommen. Die Messwertaufnahme erfolgte analog zu Kapitel 4.2 und bei maximaler Auflösung der Spannung am Oszilloskop. Zu Beginn der Messung befand

sich der Verstärker auf der Raumtemperatur von $\approx 22^\circ\text{C}$. Die Raumtemperatur bewegte sich während der gesamten Messdauer in einem Fenster von mindestens 2°C Breite, was ohne Regelung gemäß Kapitel 4.2 Veränderungen der Amplitude im Dauerbetrieb von $\approx 1\%$ bewirkt. Das Ergebnis der Messung zeigt Abbildung 5.7, in der die prozentuale Abweichung des Signals vom näherungsweise bestimmten Mittelwert über der Zeit aufgetragen ist¹³. Während der ersten 30 bis 60 Minuten der Messung lag ein abklingendes Verhalten vor, bei der die Amplitude um $\approx 0,015\%$ abfiel. Als mögliche Ursache wird die Erwärmung interner Komponenten der elektronischen Schaltung in Abbildung 5.3 gesehen, die aufgrund des begonnenen Regelungsbetriebs auftreten kann. Anschließend traten trotz der genannten Änderungen der Raumtemperatur lediglich Fluktuationen der Amplitude auf, welche

$$\frac{\Delta A}{A} \approx \pm 4 \cdot 10^{-3} \% \quad (5.6)$$

nicht überschritten. Zum Vergleich ist in Abbildung 5.7 ebenso das Dauerbetriebsverhalten der Amplitude am Ausgang im unregulierten Zustand dargestellt. Dafür wurde aus dem Datensatz für die Raumtemperatur von 24°C in Abbildung 4.5 der Bereich ab Minute 110 herausgegriffen, in dem sich der Verstärker im thermischen Gleichgewicht befand.

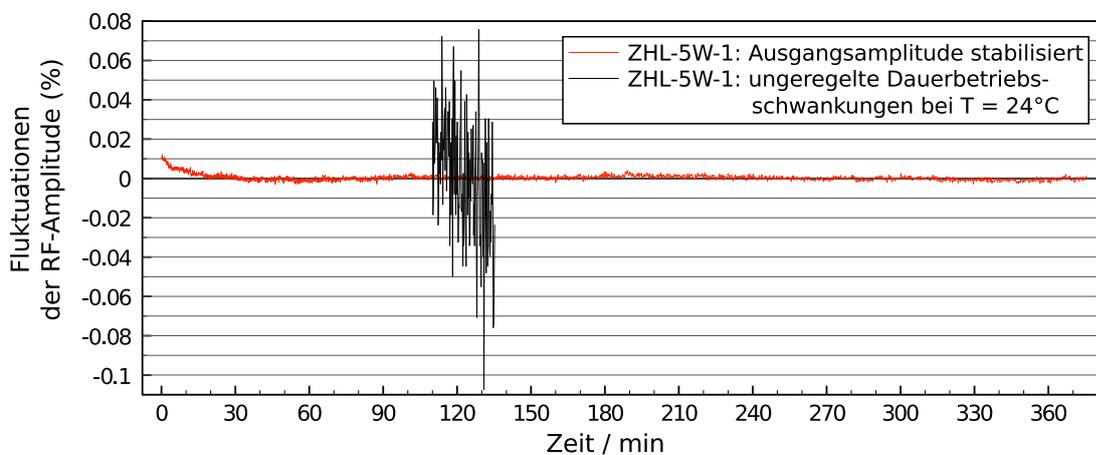


Abbildung 5.7.: Relative Fluktuationen der ausgeregelten Amplitude am Ausgang des Verstärkers *ZHL-5W-1* während einer Langzeitmessung. Zum Vergleich ist ebenso das Verhalten im Dauerbetrieb im Fall ohne Regelung aufgetragen.

¹³Auf die Darstellung von Fehlerbalken wurde verzichtet, da diese Schwankungen während der Aufnahme eines Messpunktes widerspiegeln, welche jedoch anschließend durch die Fourieranalyse separat erfasst werden.

Ebenso wurde mittels Fourieranalyse die erreichte Stabilität auf kurzen Zeitskalen überprüft. Analog zu Kapitel 4.2 wurden automatisiert zahlreiche Spektren aufgenommen und gemittelt, um statistisches Rauschen zu eliminieren. Abbildung 5.8 zeigt die ermittelten relativen Fluktuationen abhängig von der Frequenz im Bereich von 0Hz bis 1kHz. Zum Vergleich ist das Resultat aus Abbildung 4.6 für die unstabilisierte Amplitude ebenfalls enthalten. Durch die Regelung konnte der Störeinfluss der Netzspannung beseitigt werden. Die Höhe der Peaks bei den Frequenzen 50Hz, 150Hz und 250Hz sind bis auf das Niveau des Rauschens reduziert. Der Peak bei $\approx 110\text{Hz}$ ist wie erwartet unverändert, da er wie erläutert auf den Alias-Effekt der verwendeten Radiofrequenz zurückzuführen ist¹⁴.

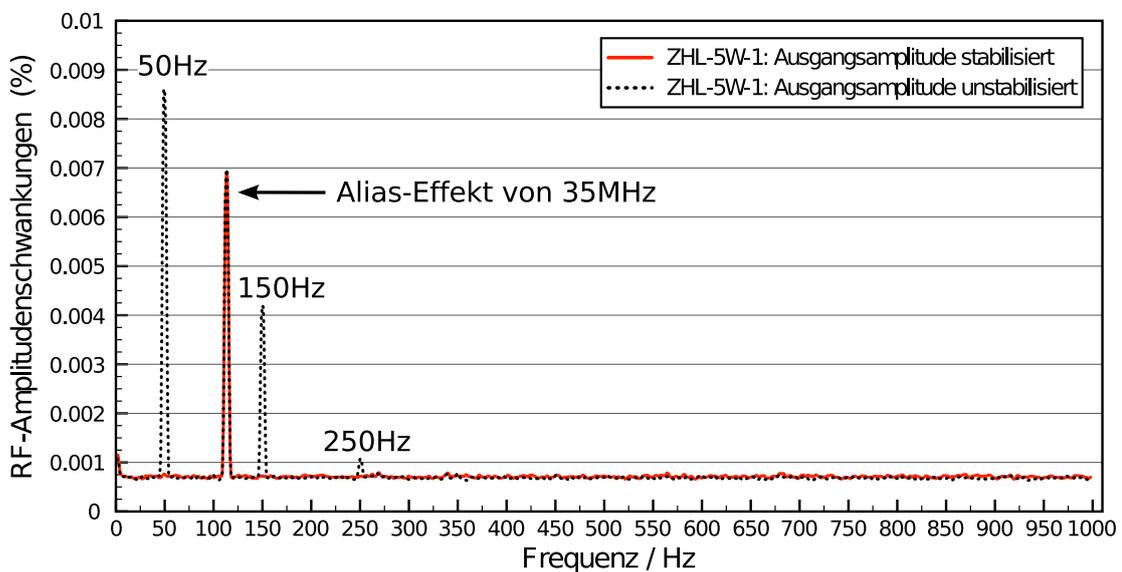


Abbildung 5.8.: Resultat der Fourieranalyse der ausgeregelten Amplitude am Verstärkerausgang. Zum Vergleich ist das Spektrum der unstabilisierten Amplitude aufgetragen. Der Einfluss der Netzspannung ist auf das Niveau des Rauschens reduziert worden.

Für die ausgeregelte sowie die unstabilisierte Amplitude zeigt ebenso Abbildung 5.9 das jeweilige Spektrum von 0kHz bis 100kHz. Man erkennt, dass das Rauschen im Bereich bis zu $\approx 20\text{kHz}$ reduziert werden konnte. Für höhere Frequenzen ist das Rauschen geringfügig erhöht. Dies ist durch den in Abbildung 5.6 gezeigten Phasengang begründet, durch den bei hohen Frequenzen die für eine Regelung notwendige negative Rückkopplung in eine positive Rückkopplung übergeht. Angemerkt sei der Peak bei $\approx 60\text{kHz}$, der ebenfalls durch einen Alias-Effekt verursacht wird. In diesem Fall handelt es sich jedoch

¹⁴Man beachte Anhang A.3.

um die durch das Koaxialkabel am Verstärkereingang aufgefangene Antriebsfrequenz einer unserer Paul-Fallen. Dies begründet die geringere Höhe des Peaks gegenüber Abbildung 5.8.

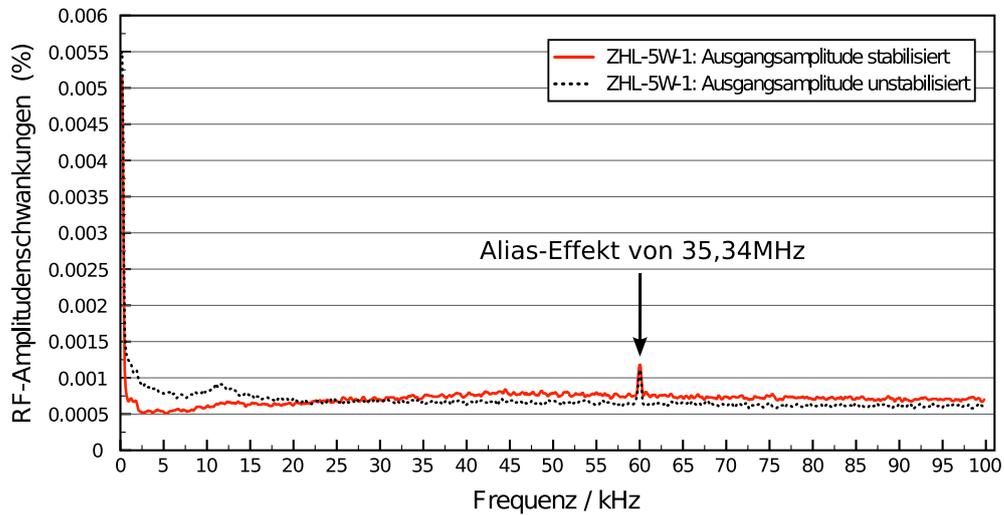


Abbildung 5.9.: Resultate der Fourieranalysen der ausgeregelten und der unstabilisierten Amplitude am Verstärkerausgang. Für hohe Frequenzen ist das Niveau des Rauschens geringfügig erhöht.

6

Messungen am gefangenen $^{40}\text{Ca}^+$ -Ion

In diesem Kapitel werden Ergebnisse von Messungen vorgestellt, die an einem in der Mikrofalle gefangenen $^{40}\text{Ca}^+$ -Ion durchgeführt wurden. Die Messungen konzentrierten sich auf die Anwendung des ergänzten Lasersystems, welches die Einstrahlung eines Laserfeldes mit orthogonal zur Fallenachse gerichtetem effektiven Wellenvektor ermöglicht und damit das Treiben stimulierter Ramanübergänge mit Kopplung an radiale Bewegungsmoden erlaubt. In Abschnitt 6.1 konnten somit am Mikrofallenexperiment erstmalig die radialen Säkularfrequenzen eines gefangenen Ions mittels stimulierter Ramanübergänge spektroskopiert werden. In Abschnitt 6.2 wurde das System genutzt, um zum einen die bisherige Instabilität der radialen Fallenfrequenzen zu quantifizieren und zum anderen die durch Einsatz des in Kapitel 5 beschriebenen Regelkreises erreichte Verbesserung der Stabilität zu untersuchen.

6.1. Spektroskopie der Bewegungsmoden

Mit dem in Kapitel 3.2 beschriebenen Lasersystem wurde mittels stimulierter Ramanübergänge der Übergang zwischen den Zeeman-Unterstufen des $4^2S_{1/2}$ -Niveaus von $^{40}\text{Ca}^+$ spektroskopiert. Die Kombination der Strahlen $R2$ und $R4$ in Abbildung 3.4 liefert einen effektiven Wellenvektor, der orthogonal zur Fallenachse gerichtet ist. Der somit verschwindende Lamb-Dicke-Parameter entlang der Fallenachse führt zu einer ausschließlichen Kopplung an radiale Bewegungsmoden. Ein mit der $R2R4$ -Konfiguration aufgenommenes Spektrum kann folglich keine axialen Seitenbänder aufweisen. Um diese Aussagen zu überprüfen wurde ein derartiges Spektrum aufgezeichnet. Die Messung erfolgte im Segment 5 der Falle bei einer DC-Spannung von -7V . Die übrigen Segmente befanden sich auf Massepotential. Die Antriebsfrequenz betrug $\omega_{\text{RF}} \approx 2\pi \cdot 35,24\text{MHz}$ bei einer Amplitude von $\tilde{U} \approx 340\text{V}$, die Zeeman-Aufspaltung lag bei $\omega_{\text{Zeeman}} \approx 2\pi \cdot 13,42\text{MHz}$.

Das Ergebnis der Untersuchung zeigt Abbildung 6.1. Aufgetragen ist die quadrierte¹ Wahrscheinlichkeit der Anregung eines Übergangs über der Verstimmung $\frac{\delta}{2\pi}$ der effektiven Laserfrequenz gegenüber dem Trägerübergang². Zum Vergleich ist ebenso ein Spektrum der $R1R2$ -Konfiguration enthalten³, welche einen axialen effektiven Wellenvektor liefert und somit ausschließlich an axiale Schwingungsmoden koppeln kann. Zum besseren Vergleich ist das Spektrum der $R1R2$ -Konfiguration in der Vertikalen um den Wert 0,05 verschoben dargestellt. Die Auswertung der Peakpositionen sowie die jeweilige Bedeutung der Peaks ist in Tabelle 6.1 aufgelistet.

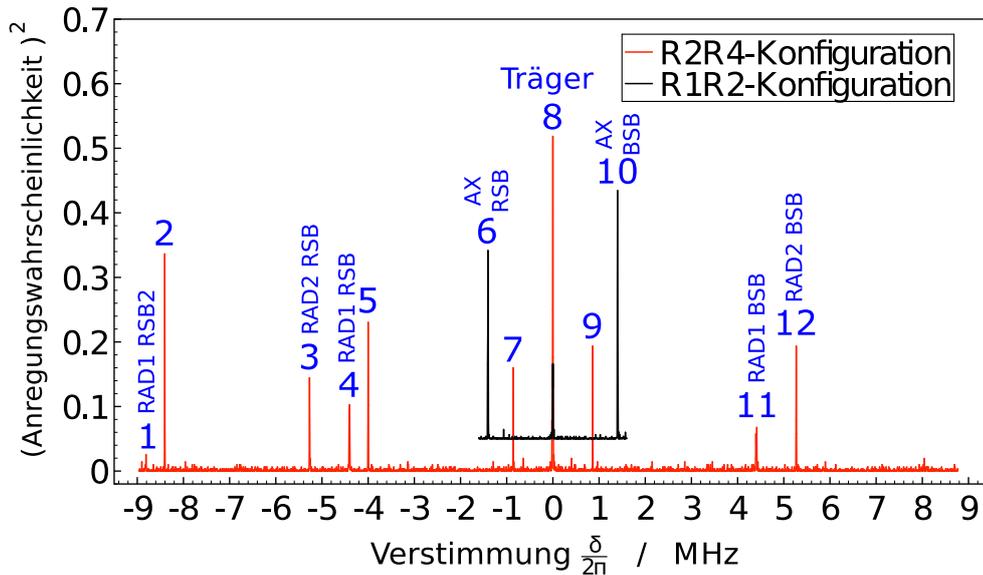


Abbildung 6.1.: Spektroskopie der Säkularfrequenzen durch stimulierte Ramanübergänge. Die $R2R4$ -Konfiguration koppelt an radiale Schwingungsmoden, die $R1R2$ -Konfiguration ausschließlich an die axiale Bewegung. Die Auswertung ist in Tabelle 6.1 enthalten. Man beachte, dass das Spektrum der $R1R2$ -Konfiguration in der Vertikalen künstlich verschoben wurde.

Die Peaks, die auf die radialen Fallenfrequenzen zurückzuführen sind, sind deutlich erkennbar. Aus Gründen der Symmetrie liegen in der Ebene senkrecht zur Fallenachse Schwingungen mit zwei unterschiedlichen Frequenzen vor [Ott (2012)], die sich im Spektrum in Form erster roter Seitenbänder (Peak 3 und 4) und erster blauer Seiten-

¹Die Peaks werden dadurch gegenüber dem Rauschen deutlicher hervorgehoben.

²Die Bezeichnung δ ist im Sinne von Kapitel 2.2 gewählt und als Kreisfrequenz zu verstehen.

³Aus technischen Gründen wurde das Spektrum im Segment 6 aufgenommen. Die Amplitude des Radiofrequenzantriebs wurde zu $\tilde{U} \approx 250\text{V}$ geändert, was jedoch nach Gleichung 2.7 die axiale Säkularfrequenz in einer idealen linearen Paul-Falle nicht beeinflusst. Die übrigen Einstellungen waren identisch oder vergleichbar. Die Antriebsfrequenz belief sich auf $\omega_{\text{RF}} \approx 2\pi \cdot 35,26\text{MHz}$.

Tabelle 6.1.: Auswertung der Spektren in Abbildung 6.1

Peak-Nr.	Verstimmung $\frac{\delta}{2\pi}$ / MHz	Bedeutung
1	$\approx -8,81$	$\omega_{\text{radial } 1}$ (2. rotes Seitenband)
2	$\approx -8,41$	$2\omega_{\text{Zeeman}} - \omega_{\text{RF}}$
3	$\approx -5,27$	$\omega_{\text{radial } 2}$ (1. rotes Seitenband)
4	$\approx -4,41$	$\omega_{\text{radial } 1}$ (1. rotes Seitenband)
5	$\approx -4,00$	$2\omega_{\text{Zeeman}} - \omega_{\text{RF}} + \omega_{\text{radial } 1}$
6	$\approx -1,41$	ω_{axial} (1. rotes Seitenband)
7	$\approx -0,86$	$\omega_{\text{radial } 1} - \omega_{\text{radial } 2}$
8	≈ 0	Träger
9	$\approx 0,86$	$\omega_{\text{radial } 2} - \omega_{\text{radial } 1}$
10	$\approx 1,40$	ω_{axial} (1. blaues Seitenband)
11	$\approx 4,40$	$\omega_{\text{radial } 1}$ (1. blaues Seitenband)
12	$\approx 5,27$	$\omega_{\text{radial } 2}$ (1. blaues Seitenband)

bänder (Peak 11 und 12) äußern. Für die gegebenen Einstellungen ergeben sie sich zu $\omega_{\text{radial } 1} \approx 2\pi \cdot 4,40\text{MHz}$ und $\omega_{\text{radial } 2} \approx 2\pi \cdot 5,27\text{MHz}$. Die Peaks 7 und 9 sind auf deren Differenz zurückzuführen. Für $\omega_{\text{radial } 1}$ ist, wenn auch schwach ausgeprägt, durch Peak 1 das zweite rote Seitenband erkennbar. Peak 2 liegt entsprechend der Angaben in Tabelle 6.1 in einem Mikrobewegungsecho begründet und weist zudem in Form von Peak 5 ein radiales blaues Seitenband auf. Die zum Vergleich dargestellten axialen Seitenbänder im Spektrum der $R1R2$ -Konfiguration (Peak 6 und 10) erscheinen im Einklang mit der theoretischen Erwartung im Fall der $R2R4$ -Konfiguration nicht. Für die gegebenen Bedingungen der Messung liegt die axiale Säkularfrequenz bei $\omega_{\text{axial}} \approx 2\pi \cdot 1,40\text{MHz}$.

6.2. Stabilität der Fallenfrequenzen

Die in diesem Abschnitt erläuterten Messungen zielen darauf ab die Stabilität der Fallenfrequenzen zu quantifizieren und zu vergleichen. Insbesondere soll die Verbesserung der Stabilität der radialen Fallenfrequenzen, die unter Einsatz des in Kapitel 5 erläuterten Regelkreises erreicht werden konnte, untersucht werden. Die Spektroskopie der Fallenfrequenzen erfolgte wie im vorangegangenen Abschnitt über stimulierte Ramanübergänge durch Nutzen der $R1R2$ - sowie der $R2R4$ -Strahlkonfiguration. Um die Fallenfrequenzen zu quantifizieren muss der Unterschied der Verstimmungen der verwendeten Laserstrahlen, die zum Treiben von Trägerübergängen und von Seitenbändern führen,

6. Messungen am gefangenen $^{40}\text{Ca}^+$ -Ion

bestimmt werden. Im Experiment erfolgt die relative Verstimmung der Strahlen mittels akusto-optischer Modulatoren (AOM). Durch zeitliches Verfolgen und anschließendes Vergleichen der Radiofrequenzen, die zum resonanten Treiben von Trägerübergängen und Seitenbändern führen, kann das zeitliche Verhalten der Fallenfrequenzen ermittelt werden. Zwecks einer besseren Statistik wurden im Folgenden stets die ersten roten wie auch blauen Seitenbänder verfolgt. Zeitliche Änderungen dieser an die AOMs anzulegenden Frequenzen sind jedoch nicht zwangsweise in Änderungen der Fallenfrequenzen begründet. Sie können ebenso durch Drifts der Stärke des verwendeten Magnetfeldes und damit der Zeeman-Aufspaltung verursacht werden. Deshalb war es erforderlich neben den Seitenbändern die Frequenzen für Trägerübergänge aufzuzeichnen, sodass im Gesamten die zeitliche Entwicklung von acht Signalen kontinuierlich verfolgt wurde⁴.

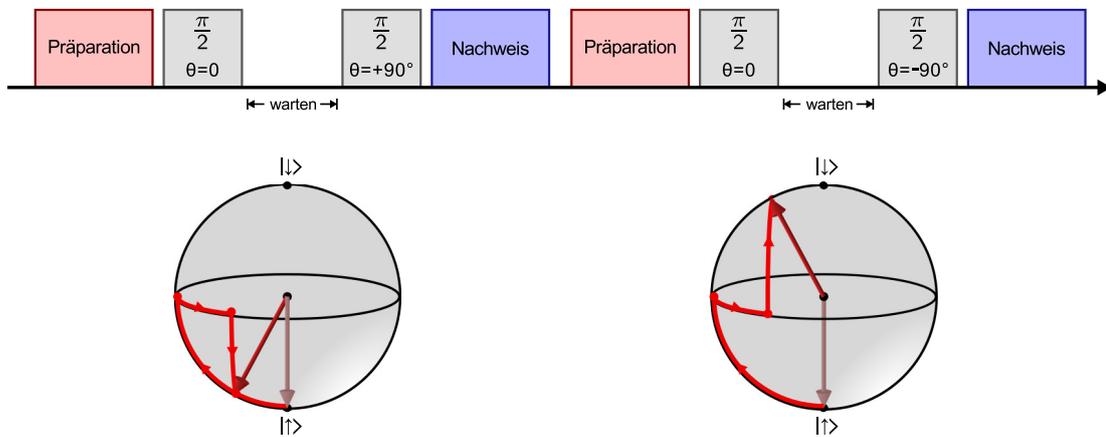


Abbildung 6.2.: Ablauf der Ramsey-Spektroskopiesequenz sowie Veranschaulichung beider Sequenzteile auf der Blochkugel. Abbildung entnommen aus [Ruster (2012)].

Um eine möglichst präzise Bestimmung der jeweiligen Resonanzfrequenzen vorzunehmen wurde zudem keine gewöhnliche Spektroskopie im Sinne von Abschnitt 6.1 betrieben, sondern eine Ramsey-Methode genutzt. Diese ist in Abbildung 6.2 verdeutlicht und soll kurz erläutert werden. Sie richtet sich nach dem Vorbild von [Letchumanan u. a. (2004)] und setzt sich aus zwei Ramsey-Experimenten zusammen. Nach der Initialisierung des Spin-Qubit-Zustandes werden zwei $\frac{\pi}{2}$ -Pulse ausgeführt, die durch eine Wartezeit getrennt sind, und anschließend der Qubit-Zustand ausgelesen. Der Unterschied der beiden Sequenzanteile besteht in der Phase des zweiten $\frac{\pi}{2}$ -Pulses, die im ersten Teil $+90^\circ$ und im zweiten Teil -90° beträgt. Durch Variation der Verstimmung

⁴Die Frequenzdrifts des verwendeten Lasers müssen hingegen nicht berücksichtigt werden, da die effektive Frequenz von diesen unbeeinflusst bleibt.

des Lasers gegenüber der Resonanzfrequenz eines Übergangs entstehen sich periodisch ändernde Besetzungswahrscheinlichkeiten der Zustände. Die Signale sind für beide Sequenzanteile um 180° phasenverschoben, sodass die Subtraktion einen Nulldurchgang im Resonanzfall⁵ liefert, welcher unabhängig von Drifts der Signalamplitude der Sequenzanteile ist.

Zunächst wurden die erforderlichen Daten unter Verwendung des Aufbaus in Abbildung 5.1, jedoch bei deaktivierter Regelung, aufgezeichnet um die Instabilität der radialen Fallenfrequenzen im Vergleich zur axialen Fallenfrequenz zu quantifizieren. Die Messung erfolgte bei einer Frequenz des Radiofrequenzantriebs von $\omega_{\text{RF}} \approx 2\pi \cdot 35,24\text{MHz}$ mit einer Amplitude von $\tilde{U} \approx 325\text{V}$. Das verwendete DC-Segment befand sich auf einer Gleichspannung von -7V , die übrigen Segmente wurden auf Massepotential gelegt⁶. Die aufgezeichneten Originaldaten sind im Anhang in den Abbildungen A.5 und A.6 enthalten. Aus technischen Gründen ist es nicht möglich die Datenpunkte der acht Spuren synchron aufzunehmen. Um zur Bestimmung der Fallenfrequenzen eine Subtraktion dieser Datensätze zu ermöglichen, wurden deshalb die Daten der Seitenbänder auf das Zeitmuster der zugehörigen Träger-Messung linear interpoliert. Das Ergebnis der Datenauswertung ist in Abbildung 6.3 dargestellt. Aufgetragen ist der jeweilige zeitliche Verlauf der drei Säkularfrequenzen während einer rund sechsständigen Messung. Ein Datenpunkt entspricht dabei dem Mittelwert der Werte einer Fallenfrequenz, die aus dem ersten roten und blauen Seitenband bestimmt wurden. Die angegebenen Fehler sind die zugehörige Standardabweichung. Zum besseren Vergleich sind die Ordinaten einheitlich skaliert. Die Verläufe der beiden radialen Fallenfrequenzen zeigen deutliche Schwankungen über einen Bereich mehrerer Kilohertz. Die Schwankungen sind korreliert und damit auf Instabilitäten der Amplitude des Radiofrequenzantriebs zurückzuführen. Die Fluktuationen der axialen Fallenfrequenz hingegen sind deutlich schwächer ausgeprägt und nicht mit denen der radialen Frequenzen korreliert. Die statistische Auswertung der Daten aus Abbildung 6.3 ist in Tabelle 6.2 enthalten. Der Mittelwert für die axiale Fallenfrequenz weicht um $\approx 50\text{kHz}$ von dem Ergebnis ab, welches in Abschnitt 6.1 erhalten wurde. Als Ursache wird das Durchführen der Messung in einem anderen Segment vermutet sowie die präzisere Messmethode, da alle die axiale Frequenz

⁵Aufgrund der Periodizität der Signale muss vor der Durchführung der Ramsey-Sequenz die Resonanzfrequenz durch Spektroskopie entsprechend Abschnitt 6.1 vorbestimmt werden.

⁶Weitere Angaben: Zeeman-Aufspaltung: $\omega_{\text{Zeeman}} \approx 2\pi \cdot 13,36\text{MHz}$; Wartezeit in der Ramsey-Sequenz: $10\mu\text{s}$; Schrittweite in der Ramsey-Sequenz: 2kHz .

Tabelle 6.2.: deaktivierte Amplitudenstabilisierung: Auswertung der in Abbildung 6.3 dargestellten Daten.

Fallenfrequenz	Mittelwert / MHz	Standardabweichung / kHz
$\omega_{\text{radial } 2}$	$2\pi \cdot 4,97521$	$2\pi \cdot 0,93$
$\omega_{\text{radial } 1}$	$2\pi \cdot 4,09160$	$2\pi \cdot 1,69$
ω_{axial}	$2\pi \cdot 1,45380$	$2\pi \cdot 0,32$

Tabelle 6.3.: aktivierte Amplitudenstabilisierung: Auswertung der in Abbildung 6.4 dargestellten Daten.

Fallenfrequenz	Mittelwert / MHz	Standardabweichung / kHz
$\omega_{\text{radial } 2}$	$2\pi \cdot 4,96671$	$2\pi \cdot 0,34$
$\omega_{\text{radial } 1}$	$2\pi \cdot 4,08193$	$2\pi \cdot 0,42$
ω_{axial}	$2\pi \cdot 1,45304$	$2\pi \cdot 0,23$

bestimmenden Parameter in beiden Messungen identisch waren⁷. Die Werte der radialen Fallenfrequenzen sind gegenüber Abschnitt 6.1 reduziert aufgrund der geringeren Amplitude des Radiofrequenzantriebs. Die Fluktuationen der radialen Fallenfrequenzen spiegeln sich in den deutlich höheren Standardabweichungen wieder. Auffällig ist dabei die geringere Standardabweichung von $\omega_{\text{radial } 2}$ gegenüber $\omega_{\text{radial } 1}$. Dies steht jedoch im Einklang mit der in Gleichung 2.8 angegebenen Taylornäherung, welche für größere radiale Fallenfrequenzen einen geringeren Einfluss von Amplitudenschwankungen vorhersagt.⁸

Um vergleichen zu können welche Stabilität mit dem Aufbau in Abbildung 5.1 erreicht werden konnte, wurde unter den gleichen Bedingungen wie bei der vorangegangenen Messreihe, jedoch mit aktivierter Amplitudenstabilisierung, ein weiterer Datensatz aufgenommen. Die Auswertung der Daten erfolgte auf dem gleichen Weg. Der zeitliche Verlauf der Fallenfrequenzen ist in Abbildung 6.4 dargestellt. Die ermittelte Statistik ist in Tabelle 6.3 enthalten. Der Mittelwert der axialen Fallenfrequenz ist wie erwar-

⁷Die Bestimmung der axialen Fallenfrequenz in Abschnitt 6.1 erfolgte in Segment 6. Die abweichende Radiofrequenzamplitude sowie die geringfügig geänderte Antriebsfrequenz haben nach Gleichung 2.7 keinen Einfluss auf ω_{axial} . Die verwendeten DC-Spannungen waren identisch.

⁸Es wird darauf hingewiesen, dass durch einen softwarebedingten Fehler die aufgenommenen Datensätze nicht mit hinreichender Genauigkeit gespeichert worden sind. Man beachte hierzu die Anmerkungen in Anhang B. Die vorgenommene Quantifizierung der Stabilität der Fallenfrequenzen ist somit beeinträchtigt. Die korrelierten Schwankungen der radialen Fallenfrequenzen konnten dennoch nachgewiesen werden.

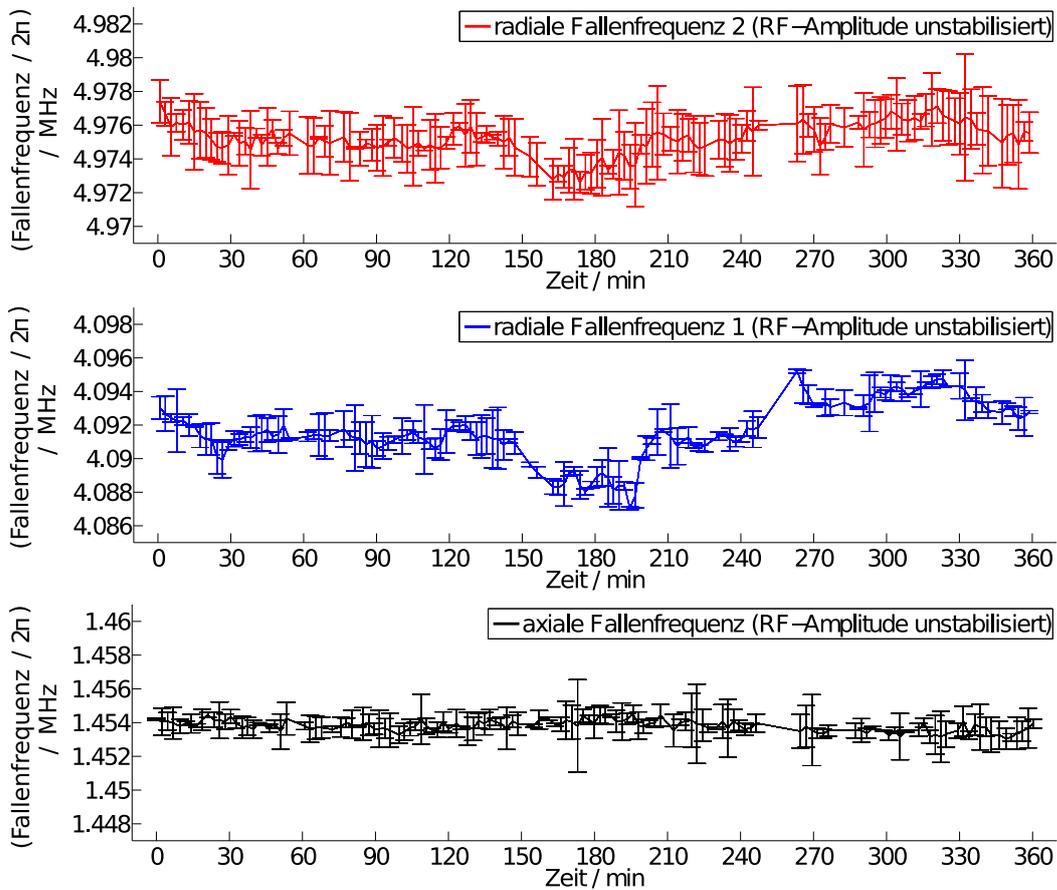


Abbildung 6.3.: Ergebnisse der Langzeitmessung der Fallenfrequenzen bei deaktivierter Amplitudenstabilisierung des Radiofrequenzantriebs.

tet nahezu unverändert. Die radialen Fallenfrequenzen sind geringfügig kleiner bedingt durch eine Änderung der Radiofrequenzamplitude beim Aktivieren des Regelkreises. Wie auch in Abbildung 6.4 klar erkennbar ist, zeigen die Standardabweichungen eine deutliche Reduzierung der Schwankungen der radialen Fallenfrequenzen. Die Standardabweichungen sind jedoch noch immer größer als die der axialen Fallenfrequenz. Im Vergleich zur Standardabweichung der axialen Fallenfrequenz im Fall deaktivierter Regelung liegen sie jedoch wiederum in der gleichen Größenordnung. Eine endgültige Quantifizierung der erreichten Stabilität der radialen Fallenfrequenzen ist anhand der aufgenommenen Daten nicht möglich, da ebenso diese Messreihe dem zuvor genannten Problem bei der Abspeicherung der Daten unterlag. Dieser Fehler ist ebenso eine mögliche Begründung für die unterschiedliche Größe der Fehlerbalken.

6. Messungen am gefangenen $^{40}\text{Ca}^+$ -Ion

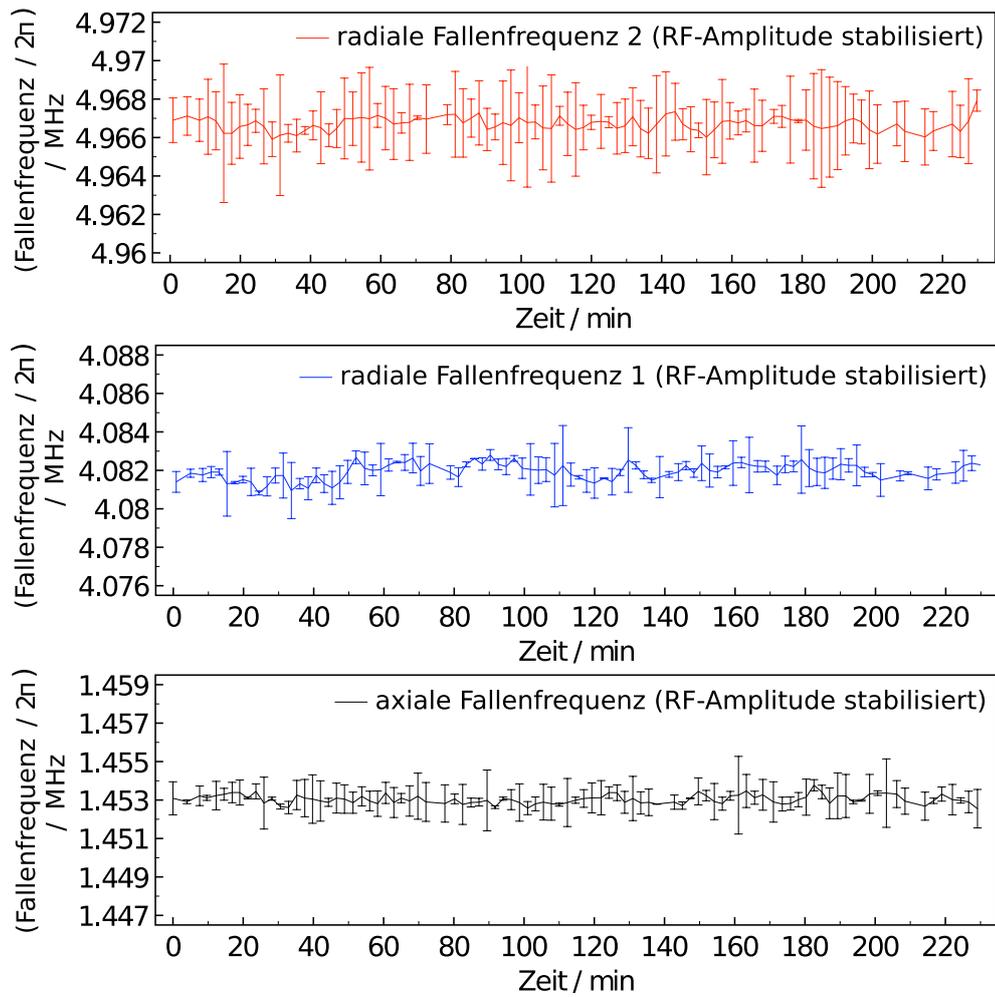


Abbildung 6.4.: Ergebnisse der Langzeitmessung der Fallenfrequenzen bei aktivierter Amplitudenstabilisierung des Radiofrequenzantriebs.

7

Zusammenfassung und Ausblick

Im Rahmen dieser Arbeit ist es gelungen die grundlegenden Voraussetzungen zu schaffen, um in einer segmentierten mikrostrukturierten Paul-Falle die Durchführung von Gatteroperationen mit schnellen Shuttling-Prozessen vereinbar zu machen. Bisher erfolgt in unserer Arbeitsgruppe am Experiment um die Mikrofalle die Vermittlung von Gatteroperationen durch ein effektives Laserfeld, das parallel zur Fallenachse gerichtet ist. Die Anregung von Schwingungen durch Transportoperationen beeinträchtigt die Durchführung von Gatteroperationen und limitiert dadurch die maximal erreichbare Geschwindigkeit. Da Gatter in unserem Experiment durch stimulierte Ramanübergänge zwischen den Zeeman-Unterstufen des $^{40}\text{Ca}^+$ -Grundzustandes getrieben werden, wurde ein weiterer Laserstrahl installiert, der zusammen mit dem bereits bestehenden Laseraufbau durch einen effektiven Wellenvektor orthogonal zur Fallenachse die Kopplung an ausschließlich radiale Bewegungsmoden ermöglicht. Durch diese Erweiterung konnten in unserer Arbeitsgruppe erstmalig die radialen Säkularfrequenzen eines $^{40}\text{Ca}^+$ -Ions mittels stimulierter Ramanübergänge spektroskopiert werden.

Der Nachteil der Vermittlung von Gattern auf Radialmoden gegenüber axial getriebenen Gattern besteht jedoch in den deutlich stärker ausgeprägten Dekohärenzeffekten bedingt durch die Instabilität der radialen Säkularfrequenzen. Da diese maßgeblich durch die Stabilität der Amplitude des Radiofrequenzantriebs limitiert ist, wurden die zentralen Komponenten des Fallenantriebs einer intensiven Analyse unterzogen. Als dominierender Störfaktor konnte in diesem Rahmen der verwendete Radiofrequenzverstärker herausgearbeitet werden, dessen Ausgangsleitung starke Temperaturabhängigkeit sowie Fluktuationen bedingt durch die versorgende Netzspannung aufwies. Durch die Entwicklung eines Regelkreises konnte für die am Verstärkerausgang vorliegende Amplitude eine relative Stabilität von $\pm 4 \cdot 10^{-3}\%$ über eine Zeitspanne von mehr als sechs Stunden erreicht werden. Bei der Umsetzung der aktiven Stabilisierung konnte zudem der Aspekt der Sicherheit gewahrt werden. Das System ist so konzipiert, dass die

maximal durch die Regelung hervorrufbaren Änderungen der Radiofrequenzamplitude hinreichend limitiert sind, um die empfindliche Mikrofalle im Falle einer Fehlfunktion vor Zerstörung zu schützen.

Die Analyse eines helikalen Resonators als zweite zentrale Komponente des Radiofrequenzantriebs offenbarte Störeffekte, die gegenüber dem Verstärker als primär vernachlässigbar zu betrachten sind. Durch den zukünftigen Einbau des untersuchten Modells, welches eine Weiterentwicklung des gegenwärtig verwendeten Resonators ist, ist eine weitere Verbesserung der Amplitudenstabilität des Fallenantriebs zu vermuten, die womöglich ebenfalls durch eine aktive Regelung minimal gesteigert werden kann.

Unter Verwendung des erweiterten Laseraufbaus konnte mittels stimulierter Ramanübergänge die zeitliche Stabilität der Säkularfrequenzen untersucht werden. Ohne Einsatz des Regelkreises zeigten sich dabei entsprechend der Erwartung stark ausgeprägte korrelierte Schwankungen der radialen Fallenfrequenzen. Mit aktivierter Amplitudenstabilisierung des Verstärkerausgangs konnte eine deutliche Reduzierung der Fluktuationen erreicht werden, sodass die Standardabweichungen mit $\sigma_{\text{radial } 1} = 2\pi \cdot 0,42\text{kHz}$ und $\sigma_{\text{radial } 2} = 2\pi \cdot 0,34\text{kHz}$ nahezu auf das Niveau der Standardabweichung der axialen Fallenfrequenz gesenkt werden konnten. Eine präzisere Bestimmung der Stabilität kann durch Optimierung der Parameter der verwendeten Ramsey-Spektroskopiesequenz erreicht werden.

Insgesamt konnte die vorliegende Arbeit wichtige Grundsteine zur Implementierung von Gatteroperationen, die über radiale Schwingungsmoden vermittelt werden, legen. Hinreichend geringe Thermalisierung durch die verwendete Falle vorausgesetzt, kann nun mit der erhöhten Stabilität der radialen Fallenfrequenzen die Seitenbandkühlung von Ionen in den Grundzustand der Bewegung verfolgt und damit möglicherweise eine weitere wichtige Grundvoraussetzung für auf Radialmoden vermittelten Gatteroperationen erfüllt werden.



Anhang

A.1. Messdatenverzeichnis

A. Einschaltverhalten und Temperaturabhängigkeit verschiedener Mini-Circuits Radiofrequenzverstärker

Analog zum Vorgehen in Kapitel 4.2 wurde das Einschaltverhalten und die Temperaturabhängigkeit der Amplitude des Radiofrequenzsignals am Ausgang von weiteren Verstärkern des Herstellers *Mini-Circuits* untersucht. Die verwendete Radiofrequenz belief sich auf $f_{RF} = 30\text{MHz}$. Die vom Signalgenerator zugeführte Eingangsleistung wurde jeweils so gewählt, dass die Amplitude am Ausgang zu Beginn der Messung bei $3,5 - 4\text{V}$ lag. Im speziellen Fall des Modells *LZY-1* gilt, dass der zugehörige Ventilator nicht mit den vorgesehenen 26V , sondern lediglich mit 12V betrieben wurde. Die ermittelten Temperaturabhängigkeiten der Ausgangsamplitude sind in Tabelle A aufgeführt.

Tabelle A.: Ermittelte Temperaturabhängigkeiten

Modell	$\frac{\Delta A_{GW}}{\Delta T} / A_{GW}$ / $\frac{\%}{^\circ\text{C}}$
ZHL-5W-1	$-(0,5 \pm 0,2)$
LZY-1	$-(0,7 \pm 0,2)$
ZHL-1-2W-S	$-(0,5 \pm 0,2)$
ZHL-3A	$-(0,08 \pm 0,04)$

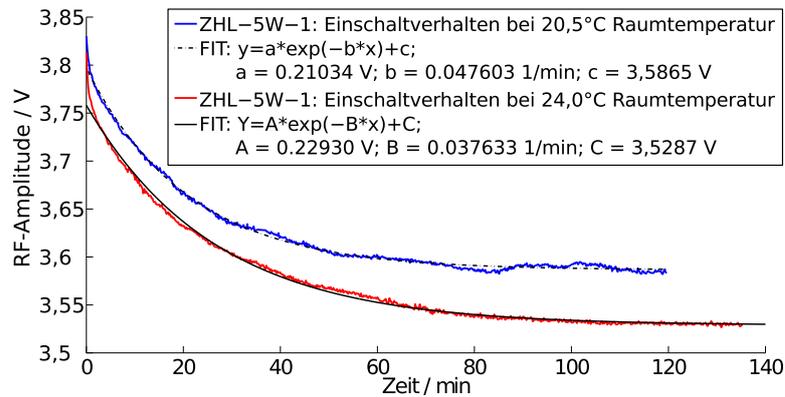


Abbildung A.1.: Messdaten zum Einschaltverhalten und der Temperaturabhängigkeit des Ausgangssignals des Verstärkers *ZHL-5W-1* von *Mini-Circuits*.

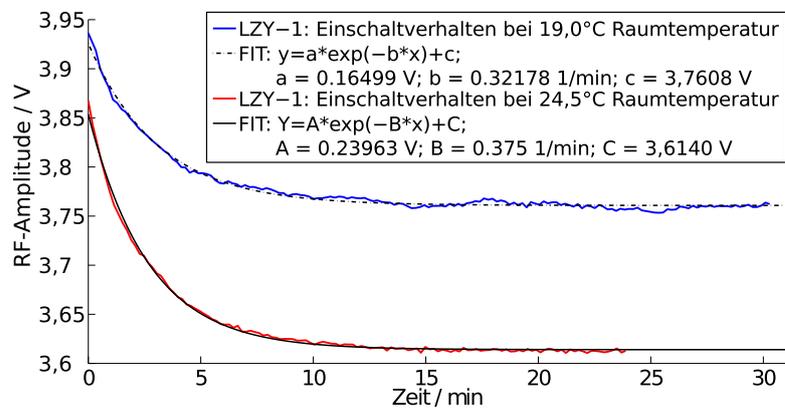


Abbildung A.2.: Messdaten zum Einschaltverhalten und der Temperaturabhängigkeit des Ausgangssignals des Verstärkers *LZY-1* von *Mini-Circuits*.

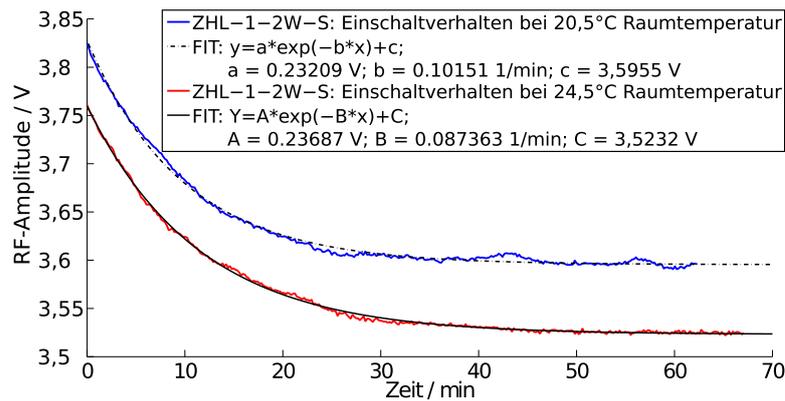


Abbildung A.3.: Messdaten zum Einschaltverhalten und der Temperaturabhängigkeit des Ausgangssignals des Verstärkers *ZHL-1-2W-S* von *Mini-Circuits*.

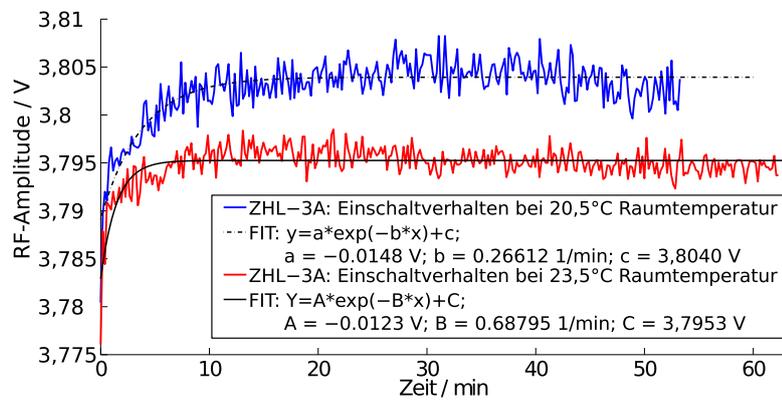


Abbildung A.4.: Messdaten zum Einschaltverhalten und der Temperaturabhängigkeit des Ausgangssignals des Verstärkers *ZHL-3A* von *Mini-Circuits*.

B. Messdaten zur Stabilität der Fallenfrequenzen

In diesem Abschnitt sind exemplarisch die originalen Messdaten aufgeführt, die in Kapitel 6.2 zur Bestimmung der Stabilität der Fallenfrequenzen bei deaktivierter Amplitudenstabilisierung des Radiofrequenzantriebs aufgenommen wurden. Abbildung A.5 zeigt die mit der *R2R4*-Konfiguration aufgezeichneten Daten zur Bestimmung des Verlaufs der radialen Fallenfrequenzen. Die Daten in Abbildung A.6 dienen der Bestimmung der Stabilität der axialen Fallenfrequenz, aufgenommen mit der *R1R2*-Konfiguration. Die im Rahmen von Kapitel 6.2 erwähnten Drifts des Magnetfeldes, die zu einer Änderung der Zeeman-Aufspaltung des Grundzustandniveaus von $^{40}\text{Ca}^+$ führen, lassen sich teilweise am Verlauf der AOM-Frequenzen zum resonanten Treiben der Träger erkennen. Das ebenso in Kapitel 6.2 genannte Problem bei der Genauigkeit der Datenabspeicherung lässt sich in den hier gezeigten Daten erkennen. Die Frequenzen wurden teils mit einer Genauigkeit von 1kHz, teils mit einer Genauigkeit von 0,1kHz gespeichert. Dies erklärt den stufigen Verlauf der Datensätze. Die angegebenen Fehlerbalken ergaben sich aus der linearen Anpassung an die Ergebnisse der Ramsey-Spektroskopiesequenz.

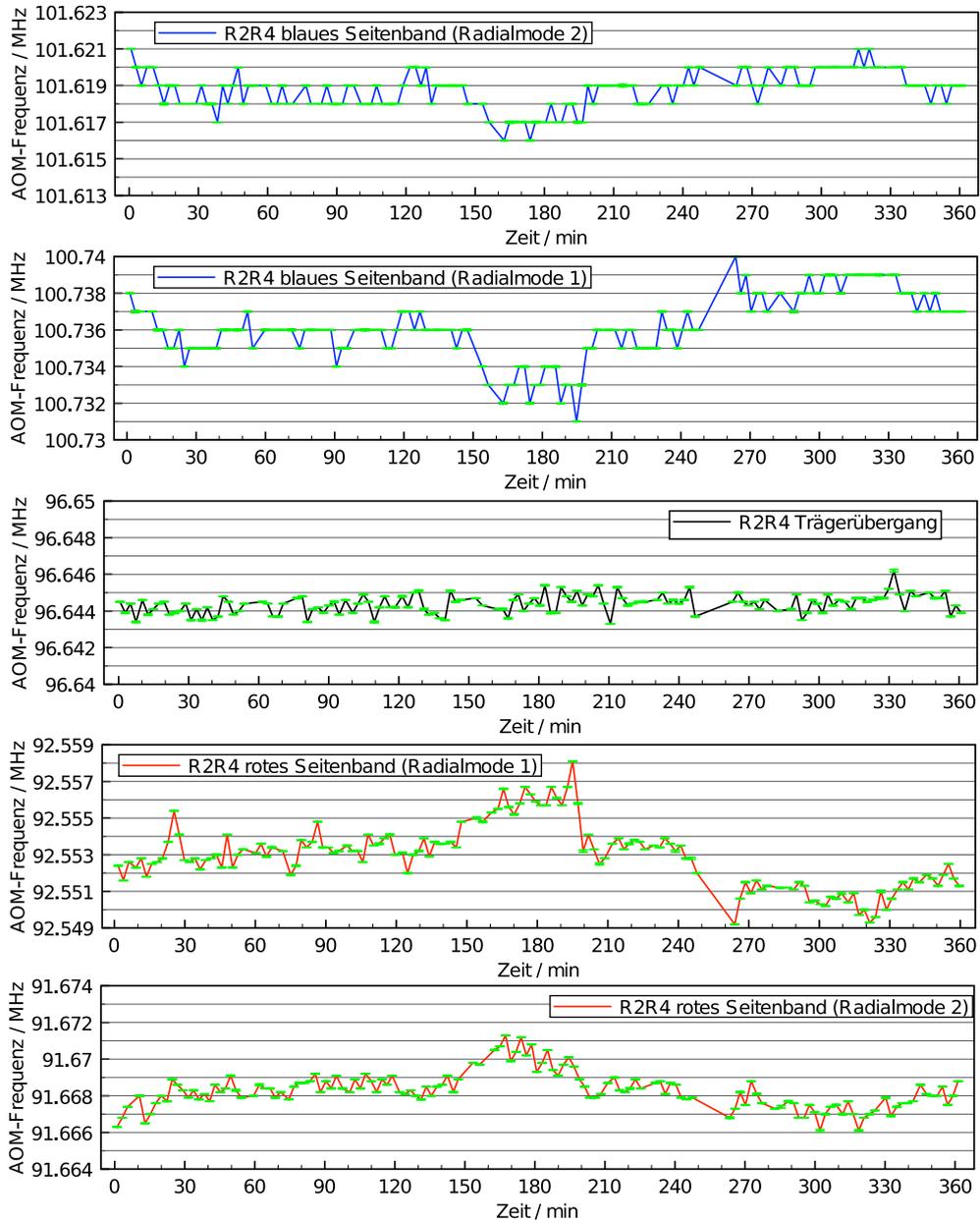


Abbildung A.5.: Messdaten von Träger und Seitenbändern der R2R4-Ramankonfiguration ohne Amplitudenstabilisierung des Radiofrequenzantriebs

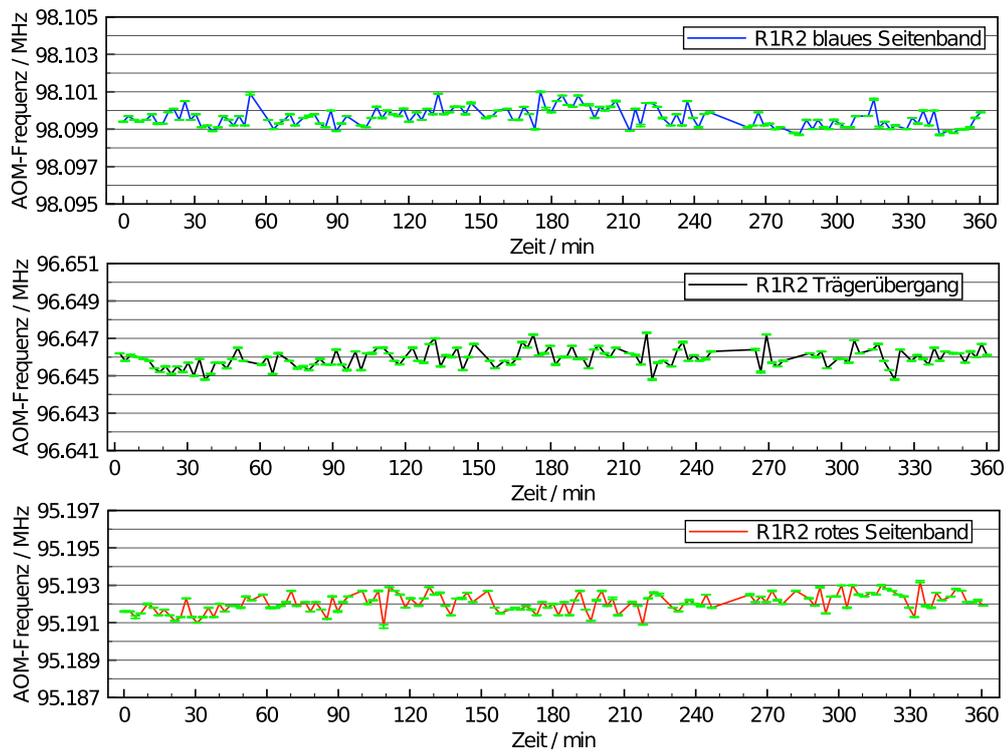


Abbildung A.6.: Messdaten von Träger und Seitenbändern der R1R2-Ramankonfiguration ohne Amplitudenstabilisierung des Radiofrequenzantriebs

A.2. Bedienungshinweise zur Amplitudenstabilisierung des Radiofrequenzantriebs der Mikrofalle

Inbetriebnahme der Amplitudenstabilisierung:

1. Invertieren des Eingangs *AM EXT* durch Aktivieren der Spezialfunktion 23:
 - a) Taste *SPEC* drücken
 - b) über Ziffernfeld die Zahlenfolge *23* eingeben
 - c) eine Taste im Bereich *UNIT* drücken
 - d) *Status*-Leuchte leuchtet grün und Invertierung ist aktiviert
2. Einstellen der Modulationstiefe zu $m = 5\%$:
 - a) Taste *AM* drücken
 - b) Taste *EXT DC* drücken
 - c) über Ziffernfeld und *UNIT*-Bereich *5%* eingeben
 - d) Taste *OFF* drücken
3. Herstellen aller Verbindungen gemäß Abbildung 5.1
4. Einstellen der gewünschten Amplitude des Radiofrequenzantriebs am Signalgenerator
5. Aktivieren der Regelung:
 - a) Stabilisierungsbox anschalten (Funktion *Amplitudenmodulation* muss am Signalgenerator deaktiviert sein!)
 - b) Potentiometer zur Einstellung der Soll-Amplitude drehen bis die am Oszilloskop angezeigte Stellgröße einen Vorzeichenwechsel erfährt ($\pm 1V$).
 - c) Aktivieren der Amplitudenmodulation am Signalgenerator:
 - i. Drücken der Taste *AM*
 - ii. Drücken der Taste *DC EXT*

Ändern der Amplitude des Radiofrequenzantriebs:

1. Drücken der Taste *AM*
2. Drücken der Taste *OFF*
3. Wiederholen der Schritte 4. und 5.

Allgemeine Hinweise:

1. Die eingestellte Modulationstiefe darf 5% nicht überschreiten.
2. Die am *AM EXT*-Eingang anliegende Stellgröße ist auf den Bereich $\pm 1V$ beschränkt. Beim Erreichen der Grenzen erfolgt keine Regelung. Falls Signal im Grenzbereich \rightarrow Ausgangsleistung am Signalgenerator ändern
3. Die DC-Spannung am Ausgang des Gleichrichters darf $\approx 11V$ nicht überschreiten. Gegenfalls mit internem Potentiometer reduzieren.
4. Die Bedienungsanleitung des Signalgenerators befindet sich auf dem Gruppenlaufwerk in *AGSchmidtKaler/all/Manuals*.

A.3. Alias-Effekt

Beim Alias-Effekt handelt es sich um einen Fehler bei Signalanalysen. Wird beispielsweise mit einem Oszilloskop ein Signal fourieranalysiert, so können reale Frequenzen aufgrund der endlichen Abtastrate als geringere Frequenzen interpretiert werden. Der Effekt ist in Abbildung A.7 verdeutlicht.

Der Peak bei $\approx 110\text{Hz}$ in den Spektren in den Abbildungen 4.6 und 5.8 ist auf diesen Effekt zurückzuführen. Dies konnte überprüft werden, indem bei der gleichen Radiofrequenz und der gleichen $\frac{TIME}{DIV}$ -Einstellung am Oszilloskop eine Fourieranalyse des Ausgangssignals am Signalgenerator vorgenommen wurde. Abbildung A.8 zeigt, dass wie auch bei den Fourieranalysen des Gleichrichterausgangs ein Peak bei $\approx 110\text{Hz}$ auftritt. Die FFT-Amplitude entspricht der Ausgangsleistung am Signalgenerator.

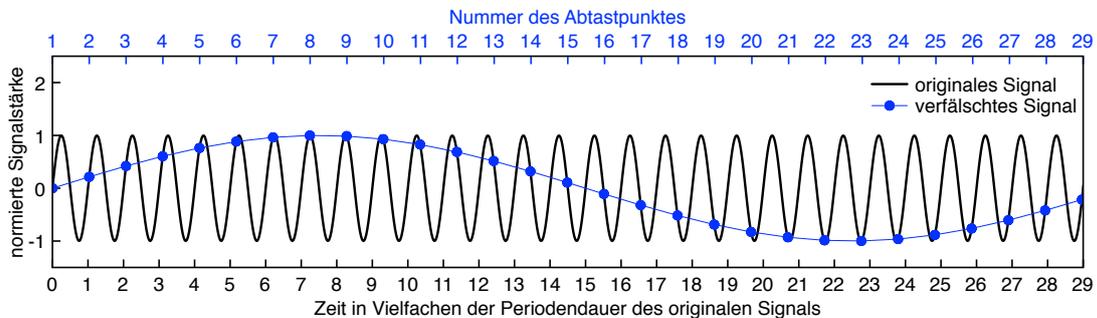


Abbildung A.7.: Veranschaulichung des Alias-Effektes.

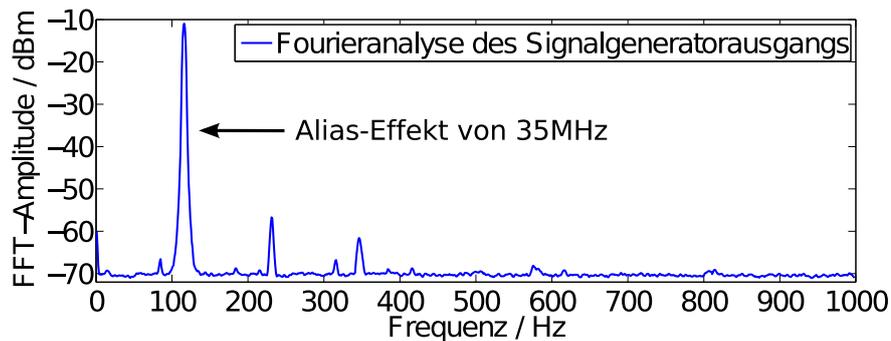


Abbildung A.8.: Fourieranalyse des Signalgeneratorausgangs bei 35MHz.

A.4. MATLAB-Skripte

Die im Folgenden kurz erläuterten *MATLAB*-Skripte wurden im Rahmen dieser Arbeit erstellt und zur automatisierten Messwertaufnahme mit einem Oszilloskop vom Typ *MSO7104A* des Herstellers *Agilent Technologies* genutzt. Sie befinden sich auf dem Laufwerk der Arbeitsgruppe in *AGSchmidtKaler/software/Matlab/OsziCommunication*.

Skript zur Messung gemittelter Spannungswerte über der Zeit:

Mit diesem Skript führt das Oszilloskop die Bestimmung der *AVERAGE*-Spannung eines Screens aus. Dies wird für eine im Skript vorab gewählte Anzahl an Counts wiederholt und die zugehörige Statistik ermittelt. Der Mittelwert und die Standardabweichung der gemessenen *AVERAGE*-Spannungen wird vom Oszilloskop ausgelesen und kontinuierlich über der Zeit aufgetragen. Der zeitliche Abstand zweier Datenpunkte ist dabei abhängig von der $\frac{TIME}{DIV}$ -Einstellung sowie der gewählten Anzahl an Counts, die für je einen Datenpunkt ausgewertet werden. Die Messung wird ausgeführt, bis sie manuell durch Anklicken der STOP-Taste beendet wird.

Skript zur Aufnahme gemittelter FFT-Spektren:

Mit diesem Skript führt das Oszilloskop eine *Schnelle Fourier-Transformation* eines Screens aus. Danach erfolgt das Auslesen des ermittelten Spektrums. Die Abfolge wird kontinuierlich wiederholt, wobei nach jedem Umlauf alle bis zu diesem Zeitpunkt aufgenommenen Spektren gemittelt werden und das Ergebnis dargestellt wird. Der Prozess wird ausgeführt, bis er manuell durch Anklicken der STOP-Taste beendet wird. Der Frequenzbereich des Spektrums wird bestimmt durch die $\frac{TIME}{DIV}$ -Einstellung am Oszilloskop.

B

Literaturverzeichnis

[Analog Devices 2006]

ANALOG DEVICES, Inc.: *OP27 Low-Noise Precision Operational Amplifier*.
Version: 2006. http://www.analog.com/static/imported-files/data_sheets/OP27.pdf. – Online-Ressource, Abruf: 06.10.2014

[Analog Devices 2010]

ANALOG DEVICES, Inc.: *REF01/REF02/REF03 Precision 2.5V, 5.0V, and 10.0V Voltage References*. Version: 2010. http://www.analog.com/static/imported-files/data_sheets/REF01_02_03.pdf. – Online-Ressource, Abruf: 06.10.2014

[Blatt u. Wineland 2008]

BLATT, R. ; WINELAND, D. J.: Entangled states of trapped atomic ions. In: *Nature* 453, 1008 (2008)

[Bowler u. a. 2012]

BOWLER, R. ; GAEBLER, J. ; LIN, Y. ; TAN, T. R. ; HANNEKE, D. ; JOST, J. D. ; HOME, J.P. ; LEIBFRIES, D. ; WINELAND, D. J.: Coherent Diabatic Ion Transport and Separation in a Multizone Trap Array. In: *Phys. Rev. Lett.* 109, 080502 (2012)

[Brownnutt u. a. 2014]

BROWNNUTT, M. ; KUMPH, M. ; RABL, P. ; BLATT, R.: Ion-trap measurements of electric-field noise near surfaces. In: *arXiv:1409.6572* (2014)

[Cirac u. Zoller 1995]

CIRAC, J. I. ; ZOLLER, P.: Quantum Computations with Cold Trapped Ions. In: *Phys. Rev. Lett.* 74, 4091 (1995)

[Demtröder 2009]

DEMTRÖDER, Wolfgang: *Experimentalphysik 2: Elektrizität und Optik*. 5. Berlin Heidelberg : Springer, 2009. – ISBN 978-3-540-68210-3

[Deutsch 1985]

DEUTSCH, D.: Quantum Theory, the Church-Turing Principle and the Universal Quantum Computer. In: *Proceedings of the Royal Society of London Series A Mathematical and Physical Sciences* 400 (1985), Nr. 1818, S. 97–117

[DiVincenzo 2000]

DiVINCENZO, David P.: The Physical Implementation of Quantum Computation. In: *Fortschritte der Physik* 48 (2000), Nr. 9-11, S. 771–783

[Earnshaw 1842]

EARNSHAW, S.: On the nature of the molecular forces which regulate the constitution of the luminiferous ether. In: *Trans. Camb. Phil. Soc.* 7, 97 (1842)

[Feynman 1986]

FEYNMAN, Richard: Quantum Mechanical Computers. In: *Foundations of Physics* 16 (1986), S. 507–531

[Friedenauer u. a. 2008]

FRIEDENAUER, A. ; SCHMITZ, H. ; GLUECKERT, J. T. ; PORRAS, D. ; SCHAETZ, T.F.: Simulating a Quantum Magnet with Trapped Ions. In: *Nat Phys* 4 (2008), Oktober, Nr. 10, S. 757–761

[Grover 1996]

GROVER, Lov K.: A Fast Quantum Mechanical Algorithm for Database Search. (1996)

[Gulde u. a. 2001]

GULDE, S. ; ROTTER, D. ; BARTON, P. ; SCHMIDT-KALER, F. ; BLATT, R. ; HOGERVORST, W.: Simple and efficient photo-ionization loading of ions for precision ion-trapping experiments. In: *Applied Physics B: Lasers and Optics* 73 (2001), Nr. 8, S. 861–863

[Gulde 2003]

GULDE, Stephan T.: *Experimental Realization of Quantum Gates and the Deutsch-Jozsa Algorithm with Trapped $^{40}\text{Ca}^+$ Ions*. Dissertation, Universität Innsbruck, 2003

[Gulley u. a. 2001]

GULLEY, M S. ; WHITE, A G. ; JAMES, D F V.: *A Raman Approach to Quantum Logic in Calcium- Like Ions.* (quant-ph/0112117). – Forschungsbericht, 2001

[Horowitz u. Hill 1989]

HOROWITZ, Paul ; HILL, Winfield: *The Art of Electronics.* 2. Cambridge New York Melbourne : Cambridge University Press, 1989. – ISBN 0–521–37095–7

[Jurcevic u. a. 2014]

JURCEVIC, P. ; LANYON, B. P. ; HAUKE, P. ; HEMPEL, C. ; ZOLLER, P. ; BLATT, R. ; ROOS, C. F.: Quasiparticle engineering and entanglement propagation in a quantum many-body system. In: *Nature* 511, 202 (2014)

[Kaufmann u. a. 2014]

KAUFMANN, H. ; RUSTER, T. ; SCHMIEGELOW, C. T. ; SCHMIDT-KALER, F. ; POSCHINGER, U. G.: Dynamics and control of fast ion crystal splitting in segmented Paul traps. In: *New Journal of Physics* 16, 073012 (2014)

[Kielpinski u. a. 2002]

KIELPINSKI, D. ; MONROE, C. ; WINELAND, D.J.: Architecture for a largescale ion-trap quantum computer. In: *Nature* (2002)

[Kim u. a. 2009]

KIM, K. ; CHANG, M.-S. ; ISLAM, R. ; KORENBLIT, S. ; DUAN, L.-M. ; MONROE, C.: Entanglement and Tunable Spin-Spin Couplings between Trapped Ions Using Multiple Transverse Modes. In: *Phys. Rev. Lett.* 103, 120502 (2009)

[Kim u. a. 2010]

KIM, K. ; CHANG, M.-S. ; KORENBLIT, S. ; ISLAM, R. ; EDWARDS, E. E. ; FREERICKS, J. K. ; LIN, G.-D. ; DUAN, L.-M. ; MONROE, C.: Quantum Simulation of Frustrated Ising Spins with Trapped Ions. In: *Nature* 465, 590 (2010)

[Leibfried u. a. 2003]

LEIBFRIED, D. ; BLATT, R. ; MONROE, C. ; WINELAND, D.: Quantum dynamics of single trapped ions. In: *Reviews of Modern Physics* 75 (2003), Jan, Nr. 1, S. 281–324

[Letchumanan u. a. 2004]

LETCHUMANAN, V. ; GILL, P. ; RIIS, E. ; SINCLAIR, AG: Optical Ramsey spectroscopy of a single trapped $^{88}\text{Sr}^+$ ion. In: *Physical Review A* 70 (2004), Nr. 3

[Macalpine u. Schildknecht 1959]

MACALPINE, W.W. ; SCHILDKNECHT, R.O.: Coaxial resonators with helical inner conductor. In: *Proc. IRE* 47, 2099 (1959)

[McLachlan 1947]

MCLACHLAN, N.W.: *Theory and Applications of Mathieu Functions*. N.W. McLachlan, 1947

[Meschede 2006]

MESCHEDER, Dieter: *Gerthsen Physik*. 23. Berlin Heidelberg New York : Springer, 2006. – ISBN 978-3-540-25421-8

[Ott 2012]

OTT, Konstantin: *Realisierung eines Zwei-Ionen-Quantengatters*. Diplomarbeit, Universität Mainz, 2012

[Paul u. a. 1958]

PAUL, W ; FISCHER, E. ; OSBERGHAUS, O: Ein Ionenkäfig. In: *Forschungsberichte des Wirtschafts- und Verkehrsministeriums Nordrhein-Westfalen* 415 (1958)

[Poschinger 2010]

POSCHINGER, Ulrich G.: *Quantum Optics Experiments in a Microstructured Ion Trap*. Dissertation, Universität Ulm, 2010

[RN-Wissen.de]

RN-WISSEN.DE: *Regelungstechnik*. <http://rn-wissen.de/wiki/index.php/Regelungstechnik>. – Online-Ressource, Abruf: 07.10.2014

[Rohde&Schwarz 1997]

ROHDE&SCHWARZ: *Signal Generator AM / FM / PHIM SMY01, SMY02, SMY43 Operating Manual*. München, 1997

[Ruster u. a. 2014]

RUSTER, T. ; WARSCHBURGER, C. ; KAUFMANN, H. ; SCHMIEGELOW, C.T. ; WALTHER, A. ; HETTRICH, M. ; PFISTER, A. ; KAUSHAL, V. ; SCHMIDT-KALER, F. ; POSCHINGER, U. G.: Experimental realization of fast ion separation in segmented Paul traps. In: *Phys. Rev. A* 90, 033410 (2014)

[Ruster 2012]

RUSTER, Thomas: *Schneller Transport von kalten gefangenen Ionen*. Diplomarbeit, Universität Mainz, 2012

[Schnorr 2011]

SCHNORR, Michael: *Nahresonantes kontinuierliches Seitenbandkühlen von Calcium Ionen*. Diplomarbeit, Universität Mainz, 2011

[Schulz 2009]

SCHULZ, Stephan: *Scalable Microchip Ion Traps for Quantum Computation*. Dissertation, Universität Ulm, 2009

[Shor 1997]

SHOR, P. W.: Polynomial-Time Algorithms for Prime Factorization and Discrete Logarithms on a Quantum Computer. In: *SIAM J. Sci. Statist. Comput.* 26 (1997), S. 1484. – quant-phys/9508027

[Walther u. a. 2012]

WALTHER, A. ; ZIESEL, F. ; RUSTER, T. ; DAWKINS, S. T. ; OTT, K. ; HETTRICH, M. ; SINGER, K. ; SCHMIDT-KALER, F. ; POSCHINGER, U. G.: Controlling fast transport of cold trapped ions. In: *Physical Review Letters* 109, 080501 (2012)

[wikipedia.de]

WIKIPEDIA.DE: *Frequenzband*. <http://de.wikipedia.org/wiki/Frequenzband>. – Online-Ressource, Abruf: 12.10.2014

[Wineland u. a. 1998]

WINELAND, D.J. ; MONROE, C. ; ITANO, WM ; LEIBFRIED, D. ; KING, BE ; MEEKHOF, DM: Experimental issues in coherent quantum-state manipulation of trapped atomic ions. In: *Journal of Research of the National Institute of Standards and Technology* 103 (1998), Nr. 3, S. 259–328

[www.thiecom.de]

WWW.THIECOM.DE: *Vergleichsliste bekannter 50 Ohm Koaxialkabeltypen*. <http://www.thiecom.de/kabelvergleich.htm>. – Online-Ressource, Abruf: 30.09.2014

[Zhu u. a. 2006]

ZHU, S.-L. ; MONROE, C. ; DUAN, L.-M.: Trapped Ion Quantum Computation with Transverse Phonon Modes. In: *Phys. Rev. Lett.* 97, 050505 (2006)

B. Literaturverzeichnis

[Ziesel 2008]

ZIESEL, Frank: *Spektroskopie und Transport von Ionen in einer Mikrofalle*. Diplomarbeit, Universität Ulm, 2008

Eidesstattliche Erklärung

Ich versichere, dass ich meine Diplomarbeit selbstständig und ohne Benutzung anderer als der angegebenen Hilfsmittel angefertigt habe. Alle Stellen, die wörtlich oder sinngemäß aus Veröffentlichungen oder anderen Quellen entnommen sind, sind als solche eindeutig kenntlich gemacht. Die Arbeit ist in gleicher oder ähnlicher Form noch nicht veröffentlicht und noch keiner Prüfungsbehörde vorgelegt worden.

Mainz, den 17. Oktober 2014

Marco Dillmann