

Mikrostrukturierte segmentierte Paul-Falle mit einstellbarem Magnetfeldgradienten

DISSERTATION
zur Erlangung des Grades eines Doktors
der Naturwissenschaften

vorgelegt von
Dipl. Phys. Delia Kaufmann
aus Siegen

eingereicht bei
der Naturwissenschaftlich-Technischen Fakultät
der Universität Siegen
Siegen 2011

Gutachter der Dissertation: Prof. Dr. C. Wunderlich
Prof. Dr. C. Grupen
Gutachter der Disputation: Prof. Dr. C. Wunderlich
Prof. Dr. C. Grupen
Prof. Dr. T. Mannel
Prof. Dr. O. Gühne
Datum der Disputation: 03.02.2012

Success is the ability to go from one failure to another with no loss of enthusiasm.

Sir Winston Churchill
(1874 - 1965)

Zusammenfassung

Lasergekühlte Ionenketten in mikrostrukturierten Paul-Fallen (Mikrofallen) bieten ein großes Potential für Anwendungen in den Quanteninformationswissenschaften. Sie können in einer dekohärenzarmen Umgebung präpariert und manipuliert, und ihre Zustände mit einer Effizienz von fast 100% detektiert werden. Mit zusätzlichen Magnetfeldgradienten ist es möglich, die Ionen im Frequenzraum zu adressieren und zu koppeln (MAGIC-Methode — Magnetic Gradient Induced Coupling).

In dieser Arbeit wurde eine neuartige Mikrofalle mit integrierten Elektromagneten entwickelt, in Betrieb genommen und charakterisiert. Das durch die integrierten Elektromagnete erzeugte steuerbare Magnetfeld wurde darauf optimiert, am Ort der Ionen einen möglichst großen Magnetfeldgradienten zu erzeugen. Die Mikrofalle besteht aus drei übereinander liegenden Lagen. Die äußeren Lagen erzeugen das Fallenpotential, durch die mittlere Fallenlage wird der Magnetfeldgradient erzeugt. Mit insgesamt 33 Elektrodenpaaren können die Ionen entlang der Fallenachse bewegt und ihre Spin-Spin Kopplung kontrolliert werden.

Die Mikrofalle wurde auf einem mit Dickschichttechnik bedruckten Keramikblock montiert, der sowohl alle elektrischen Anschlüsse für die Mikrofalle bereit stellt, als auch als Vakuumdurchführung dient. Mit dieser für Anwendungen mit Ionenfallen neuartigen Technologie wurde ein Vakuum im niedrigen 10^{-11} mbar-Bereich erzielt. In der Mikrofalle wurden $^{172}\text{Yb}^+$ -Ionen gespeichert, über 2 mm transportiert und im Magnetfeldgradienten der Elektromagnete manipuliert. Einzelne Ionen wurden als Magnetfeldsonden benutzt, auf diese Weise wurden relative Genauigkeiten von $\Delta B/B_0 = 7 \cdot 10^{-6}$ erreicht. Die Adressierung zweier Ionen im Magnetfeldgradienten mittels der MAGIC-Methode wurde demonstriert.

Abstract

Strings of laser cooled ions stored in microstructured Paul traps (microtraps) have promising potential for quantum information science. They provide a system which can be screened from a decohering environment, accurately prepared, manipulated and state selectively detected with efficiency close to unity. Magnetic field gradients allow for addressing trapped ions in frequency space. Furthermore, coupling of the ions' motional and spin states and long range spin-spin coupling of the ions' internal states are induced by such a gradient. This method is called Magnetic Gradient Induced Coupling, MAGIC.

In this thesis, the design, construction and first characterization of a novel microtrap with an integrated solenoid is reported. The solenoid is designed to create a high magnetic field gradient per dissipated heat. The microtrap consists of three layers stacked onto each other. The outer layers provide a trapping potential, while the inner layer creates the switchable magnetic field gradient. Another specialty of this trap is the 33 pairs of DC-electrodes, allowing to move the ions along the trap axis and to adjust the range and the strength of the ions' spin-spin interactions. The microtrap is fixed on top of a ceramic block that provides the necessary electrical connections via thick film printed wires, a technique adopted in the context of microtraps for the first time, and in addition acts as a vacuum interface. The volume of the vacuum chamber is quite small, allowing for pressures in the low 10^{-11} mbar range. In this microtrap, $^{172}\text{Yb}^+$ -ions are trapped, cooled and shuttled over a distance of about 2 mm. Trapped ions are used as magnetic field gradient probes, with a relative magnetic field precision of $\Delta B/B_0 = 7 \cdot 10^{-6}$. The addressing of two ions with the MAGIC method in the solenoid's magnetic field gradient is demonstrated.

Inhaltsverzeichnis

1. Einleitung	13
2. Mikrostrukturierte segmentierte Ionenfalle	15
2.1. Die lineare Paul-Falle	16
2.2. Segmentierte Paul-Fallen	20
2.3. Mikrostrukturierte Paul-Falle mit integrierten Elektromagneten	21
2.4. Design des maximierten Magnetfeldgradienten	23
2.4.1. Magnetfeld-Simulationen	25
2.4.2. Design der Mittellage	28
2.4.3. Stromdurchfluss an Dickschichtstrukturen	29
2.4.4. Stromdurchfluss an Mittellage	30
2.4.5. Stromdurchfluss an einem 50 μm Bonddraht	32
2.4.6. Magnetfeldmessung an einer mittleren Fallenlage	33
2.5. Fertigung der Mikrofalle	37
2.6. Verbessertes Mikrofallendesign	38
2.6.1. Design ohne Isolationsschicht	38
2.6.2. Optimierte Spulengeometrie	38
3. Vakuumsysteme mit Dickschicht-Fallenhaltern	41
3.1. Vakuumsysteme für die Mikrofalle	42
3.1.1. Komponenten der Vakuumsysteme	42
3.1.2. Anforderungen an den Fallenhalter	42
3.1.3. Fallenhalter mit Dickschichttechnik	43
3.2. In-Vakuum-Fallenhalter	45
3.2.1. Vakuumkammer	45
3.2.2. Aufbau des Fallenhalters	46
3.2.3. Elektrische Eigenschaften	50
3.3. Vakuumgrenzschicht-Fallenhalter	51
3.3.1. Aufbau des Fallenhalters	51
3.3.2. Ofenhalter	55
3.3.3. Ermittlung des Vakuum-Leitwertes	56
3.3.4. Gesamter Vakuumaufbau	58
4. Optischer Aufbau	61
4.1. Überblick über das Mikrofallenexperiment	62
4.2. Lasersysteme	63
4.2.1. Diodenlasersysteme	63

4.2.2.	Messung der Laserwellenlängen	64
4.3.	Strahlfokussierung in die Mikrofalle	64
4.4.	Abbildung der Ionen	65
4.4.1.	Objektiv	65
4.4.2.	Streulichtunterdrückung	66
4.5.	Detektion	69
4.5.1.	EMCCD Kamera	69
4.5.2.	Photomultiplier	71
5.	Ionenspeicherung	73
5.1.	Fallenbetrieb	73
5.1.1.	Radiofrequenz	73
5.1.2.	Gleichspannungspotentiale	74
5.1.3.	Tiefpassfilter	74
5.2.	Computersteuerung	75
5.3.	Justage der Fallenoptik	75
5.3.1.	Kameraausrichtung	76
5.3.2.	Laserausrichtung	76
5.4.	Photoionisation	77
5.5.	Laserkühlung	78
5.6.	Gespeicherte $^{172}\text{Yb}^+$ Ionen	79
5.6.1.	Ladeprozess	79
5.6.2.	Ermittlung von radialer und axialer Fallenfrequenz	81
5.6.3.	Mikrobewegungsabgleich	82
5.7.	Ionen-Transfer	84
6.	Ionen im Magnetfeldgradienten	86
6.1.	Doppelresonanz-Verfahren	87
6.1.1.	Magnetfeldabgleich	87
6.1.2.	Präparation der Laser	90
6.1.3.	Messung Radio-Optischer Doppleresonanzspektren	91
6.2.	Inkohärente Messung eines Magnetfeldgradienten	97
6.2.1.	Messung von Magnetfeldgradienten in der Mikrofalle	97
6.2.2.	Genauigkeit der Gradientenmessung	98
6.3.	Charakterisierung des Mikrofallen-Magnetfeldes	99
6.3.1.	In der Mikrofalle erzeugtes axiales Magnetfeld	99
6.3.2.	In der Mikrofalle erzeugter Magnetfeldgradient	101
6.4.	MAGIC	104
6.4.1.	Adressierung von Ytterbium-Ionen	104
6.4.2.	Kopplung im Magnetfeld-Gradienten	106
7.	Zusammenfassung und Ausblick	108

A. Fertigung der Mikrofalle	112
A.1. Fertigung der Einzelteile	112
A.2. Nachbearbeitung der Fallenlagen	113
A.2.1. Test auf Kurzschlüsse	113
A.2.2. Politur	113
A.2.3. Entfernung feiner Goldschichten	115
A.3. Elektrische Isolation	116
A.3.1. Photolack SU8	116
A.3.2. Polyimid-Folie	116
A.4. Montage	116
A.4.1. Bau der Falle	117
A.4.2. Drahtbonden	119
B. Vakuum	120
B.1. Grundlagen	120
B.1.1. Der Vakuum-Begriff	120
B.1.2. Vakuum-Leitwert	121
B.2. Vakuumtechnik	125
B.2.1. Versiegelung von Vakuumkammern	125
B.2.2. Vakuumpumpen	125
B.2.3. Druckmessung	128
B.3. Erzeugung eines Ultrahochvakuums	130
B.3.1. Evakuierung des Systems	130
B.3.2. Ausbacken	130
B.3.3. Lecksuche und Restgasanalyse	133
C. Technische Zeichnungen, Datenblätter und Tabellen	140
C.1. Hallsonde	140
C.2. Magnetisches Feld der Vakuumgetterpumpe NP-020	141
C.3. Drahtbonden-Parameter	143
C.4. Elektrische Verschaltung der Mikrofalle	144
C.4.1. Kontaktierung von Fallenhalter und Mikrofalle	144
C.4.2. Kontaktierung von PCB-Platinen und Fallenhalter	147
C.5. Genutzte Materialien im Vakuum	148
C.5.1. Design mit In-Vakuum-Fallenhalter	148
C.5.2. Design mit Vakuumgrenzschicht-Fallenhalter	149
C.6. Tiefpassfilterung der Fallenelektroden	150
C.7. Erzeugung des Hochfrequenzsignals für die Doppelresonanz	151
C.8. Schema eines Frame-Transfer-CCD	152
D. Konstanten	153

1. Einleitung

Bis vor wenigen Jahrzehnten schien es unmöglich, einzelne Atome isoliert von der Umgebung studieren zu können. Erwin Schrödinger, einer der Begründer der Quantenmechanik, sprach das Thema im Jahr 1952 direkt an: Er verglich den Gedanken, mit einzelnen Atomen zu experimentieren, mit der Vorstellung, Dinosaurier in einem Zoo zu züchten¹. Heutzutage scheint letzteres noch immer abwegig, aber nicht undenkbar — ersteres dagegen ist seit den 1980er Jahren durchaus möglich [1]. Die Eigenschaften beispielsweise von in Paul-Fallen [2] gespeicherten atomaren Ionen wurden in den letzten Jahrzehnten untersucht und für verschiedene Anwendungen ausgenutzt. In Paul-Fallen können Quantensysteme weitestgehend entkoppelt von ihrer Umgebung für die Quanteninformationsverarbeitung genutzt werden. Dabei werden die hierfür benötigten Quantenbits (Qubits) in einzelnen Ionen gespeichert. Qubits sind, analog zu klassischen Bits bei heutigen Computern, die kleinsten Speichereinheiten eines Quantencomputers und bestehen aus jeweils einem kontrollierbaren Zweizustands-Quantensystem. Für einen Quantencomputer ist neben den Qubits auch, analog zum klassischen Computer, eine Verbindung der gespeicherten Ionen über einen Quantenbus nötig, der die einzelnen Ionen miteinander koppelt [3].

Auf dem Weg zu einem funktionalen Quantencomputer sind Ionenfallen einer der aussichtsreichsten Kandidaten [4, 5]. Ein wichtiger Schritt hin zu solch einem Computer ist die Skalierbarkeit der Fallen. In einem Quantencomputer werden für komplexe Rechenschritte eine große Anzahl von miteinander verschränkten Ionen benötigt. In linearen Paul-Fallen ordnen sich einzelne Ionen aufgrund der Coulombabstoßung entlang der Fallenachse zu Ketten oder auch zu mehrdimensionalen Kristallen an. Solche Kristalle oder Ketten von Ionen sind jedoch nur mit einer verhältnismäßig kleinen Anzahl von Ionen gut kontrollierbar — bei langen Ionenketten sind beispielsweise die unkontrollierten Wechselwirkungen mit der Umgebung und damit die Dekohärenz so stark, dass Quantenzustände innerhalb einer für komplexe Manipulationen zu kurzen Zeit zerstört werden. Um diese Voraussetzungen miteinander zu vereinbaren, wurden Fallen entwickelt, in denen viele kurze Ketten von Ionen gefangen werden können. Die Ionen wechselwirken zum Beispiel durch das Zusammenbringen und Aufspalten der Ketten miteinander und müssen dafür entlang der Fallenachse verschiebbar sein. Dies gelingt mit segmentierten Ionenfallen [6]. Damit immer komplexere Rechenschritte durchgeführt werden können, sind immer kleinere und komplexer strukturierte Ionenfallen nötig. Die in dieser Arbeit entwickelte mikrostrukturierte segmentierte Paul-Falle, im Folgenden als Mikrofalle bezeichnet, kann erste Erkenntnisse hin zur Entwicklung eines großformatigen Quantencomputers liefern.

¹„[...] we never experiment with just one electron or atom [...] we are not experimenting with single particles, any more than we can raise Ichthyosauria in the zoo.“ Erwin Schrödinger, Br. J. Philos. Sci. III, 1952.

Die Mikrostrukturierung einer Falle kann dazu genutzt werden, einen möglichst starken Magnetfeldgradienten am Ort der Ionen zu erzeugen. Ein starker Magnetfeldgradient ist Grundlage für die elegante und funktionale Verschränkung und Adressierung der einzelnen Ionen nach der MAGIC-Methode (Magnetic Gradient Induced Coupling) [7–9]. Die kleinen Abmessungen der Falle sind hier von großem Vorteil, da die Stärke eines Magnetfeldes, und damit die Stärke seines Gradienten, empfindlich davon abhängt, wie weit man sich von der Quelle dieses Feldes entfernt. In der Mikrofalle wurden miniaturisierte Elektromagnete so eingebaut, dass sie sich $220\ \mu\text{m}$ entfernt vom Ort der Ionen befinden. Mit dieser Technik können große Magnetfeldgradienten von über $100\ \text{T/m}$ erzeugt werden.

Eine Herausforderung beim Betrieb mikrostrukturierter Fallen ist die verlässliche Ankontaktierung der miniaturisierten Anschlüsse der Falle. Mit der Dickschichttechnologie wird in dieser Arbeit eine im Gebiet der Quantenoptik neuartige Technologie verwendet, mit der maßgeschneiderte Platinen zur Ankontaktierung von mikrostrukturierten Fallen hergestellt werden können [10]. Diese Technik erlaubt neben der elektrischen Kontaktierung einer Falle außerdem die Integration von elektrischen Filtern nahe der Ionenfalle und dient darüber hinaus als Vakuumgrenzfläche des Systems.

2. Mikrostrukturierte segmentierte Ionenfalle

Segmentierte lineare Ionenfallen erlauben es, ihre Fallenparameter sowohl global als auch lokal einzustellen. Ihre Miniaturisierung ist für viele Anwendungen von Vorteil. So wird die Kontrolle über die Ionen durch eine feinere Strukturierung von Elektroden nahe den gespeicherten Ionen erhöht. Derzeit gibt es einige Gruppen im Gebiet der Quantenoptik, die sich mit miniaturisierten segmentierten linearen Paul-Fallen beschäftigen [24, 26–28].

In solchen Fallen gespeicherte Ionenketten können aufgespalten und wieder zusammengefügt werden, die Abstände zwischen den einzelnen Ionen einer Kette können variiert werden. Durch diese Operationen können skalierbare Quantenrechnungen implementiert werden, die auf der simultanen Operation lediglich zweier Ionen basieren [6]. Hamiltonoperatoren des Quantensystems können geformt werden, um beispielsweise Spinmoleküle aus den gefangenen Ionen zu erzeugen [7, 25] oder hochverschränkte Clusterzustände zu bilden [11]. Letztere können für den Bau von Einweg-Quantencomputer [12–14] genutzt werden. Diese führen Quantenrechnungen aus, indem eine Sequenz von 1-Qubit-Messungen an einem Clusterzustand durchgeführt wird. Durch die Messungen wird der Clusterzustand zerstört, deswegen wird dieser Quantencomputers als „Einweg“ bezeichnet. Die einzelnen Segmente der Ionenfalle können ebenfalls genutzt werden, ein Array aus nebeneinander liegenden Ionenfallen zu erzeugen und so einen großformatigen Quantencomputer zu bilden [6]. In jeder dieser Fallen kann dabei ein Ionen-Spinmolekül gespeichert werden. Simultane Operationen auf den Qubits können dann die Ausführung von Quantenalgorithmen deutlich beschleunigen [15].

In dieser Arbeit wurde eine mikrostrukturierte segmentierte lineare Paul-Falle entworfen, aufgebaut und charakterisiert. In diese Ionenfalle, die Mikrofalle, wurden steuerbare Elektromagnete integriert. Mit Hilfe dieser Magnete kann ein Magnetfeldgradient erzeugt werden, der für Verschränkung und Adressierung der einzelnen Ionen mit der MAGIC-Methode (MAGnetic Gradient Induced Coupling) [7–9] benötigt wird. Durch die MAGIC-Methode werden interne und Bewegungszustände von gespeicherten Ionen in einem Magnetfeldgradienten gekoppelt. Mit Hilfe der Coulomb-Wechselwirkung wird dabei eine langreichweitige Kopplung aller Spins erreicht. Ohne die Benutzung von auf einzelne Ionen fokussierte Laserstrahlen können mit dieser Methode die Ionen adressiert und gekoppelt werden und so für die Quanteninformationsverarbeitung nutzbar gemacht werden (siehe hierzu auch Abschnitt 6.4). Dabei werden statt des Laserlichtes elektromagnetische Wellen im Radiofrequenz- oder Mikrowellenbereich genutzt.

Der Aufbau und die Funktionsweise der Mikrofalle wird, beginnend mit den grundlegenden Eigenschaften einer linearen Paul-Falle, in diesem Kapitel zunächst prinzipiell beschrieben. Ein besonderes Augenmerk wird sodann auf Simulation und Charakterisierung der

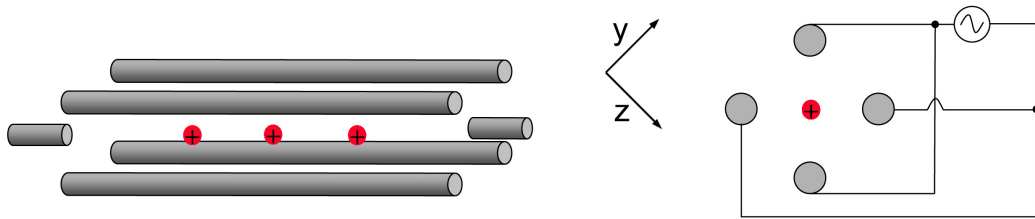


Abbildung 2.1.: Prinzip einer linearen Paul-Falle, die Lage der (hier positiven) Ionen ist angedeutet. An nebeneinander liegenden Stäben wird jeweils eine Wechselspannung entgegengesetzten Vorzeichens angelegt. Zwei Endkappen mit einem konstanten positiven Potential speichern die Ionen in axialer Richtung. Die Stäbe haben hier anstatt eines hyperbolischen einen runden Querschnitt.

integrierten Magnetfeldspulen gerichtet. Anschließend wird ein Überblick über den Fertigungsprozess der Falle gegeben (ausführlich beschrieben in Anhang A), bevor die Diskussion möglicher Modifikationen des aktuellen Designs, die in Zukunft umgesetzt werden könnten, das Kapitel abschließen.

2.1. Die lineare Paul-Falle

In elektrodynamischen Fallen können kleinste geladene Teilchen, beispielsweise einzelne Ionen, über Monate gespeichert werden. Heutzutage sind solche Fallen eine wohlbekannte Technologie mit einem breiten Anwendungsspektrum. Die Anwendungen reichen von Massenspektrometern [16, 17] über Atomuhren [20–23] bis hin zu Fallen für die Quanteninformationsverarbeitung [3].

Eine Realisierung der elektrodynamischen Falle ist die lineare Paul-Falle [2]. Als Grundlage für diesen Fallentyp dient ein von Wolfgang Paul in den 50er Jahren entwickeltes Massenspektrometer [16]. Paul erhielt für diese Erfindung 1989 den Nobelpreis. Um das Prinzip einer Paul-Falle zu verstehen, muss berücksichtigt werden, dass es in der Falle mit statischen elektrischen Feldern unmöglich ist, ein lokales Minimum oder Maximum zu erzeugen (Earnshaw-Theorem). Deswegen können geladene Teilchen nur von elektrodynamischen Fallen eingefangen werden, die mit elektrischen Wechselfeldern arbeiten. Im Folgenden wird die prinzipielle Funktionsweise einer linearen Paul-Falle kurz erklärt. Diese Grundlagen von Ionenfallen werden in dem Buch von Pradip Ghosh [18] ausführlich behandelt. Eine guten Überblick zu dem Thema liefert außerdem [19], Kapitel 2.

Paul-Fallen werden aufgrund ihrer Feldgeometrie auch als Quadrupol-Ionenfallen bezeichnet, ein zweidimensionales Quadrupolfeld bildet die Basis einer linearen Paul-Falle. Das Potential Φ eines Quadrupolfeldes in drei Dimensionen lautet:

$$\Phi = \frac{\Phi_0}{2r_0^2}(\gamma x^2 + \sigma y^2 + \lambda z^2) \quad (2.1.1)$$

Hierbei ist Φ_0 ein extern angelegtes elektrisches Potential, γ , σ und λ sind Feldkonstanten und r_0 ist abhängig von der genauen Feldstruktur (bei der im Folgenden beschriebenen linearen Falle beschreibt r_0 den radialen Abstand der Ionen zu den Fallenelektroden).

Das Potential gehorcht der Laplace-Gleichung $\nabla^2\Phi = 0$. Eine Lösung ist gegeben durch

$$\gamma + \sigma + \lambda = 0. \quad (2.1.2)$$

Mit der speziellen Lösung

$$\gamma = 0; \lambda = -\sigma = 1 \quad (2.1.3)$$

dieser Gleichung ergibt sich ein Feldpotential, das durch eine aus vier hyperbolisch geformten Stäben bestehenden Fallenstruktur erzeugt werden kann. Abbildung 2.1 zeigt das Prinzip einer solche Fallenstruktur (die Stäbe haben jedoch den in der Anwendung üblicheren runden Querschnitt).

An die vier Stäbe wird ein Wechsellpotential $\pm(U - V \cos(\Omega t))/2$, mit entgegengesetztem Vorzeichen an sich gegenüberliegenden Stäben, angelegt. Hierbei ist U das Gleichspannungspotential und $V \cos(\Omega t)$ eine Wechselspannung der Frequenz Ω und der Amplitude V . Ein gespeichertes Ion wird von jeweils zwei Stäben angezogen bzw. abgestoßen. Bevor das Ion die Falle verlassen kann, wechselt die Polarisierung der Stäbe, und das Ion wird von den anderen beiden Stäben angezogen bzw. abgestoßen. Dieser Wechsel zwischen anziehenden und abstoßenden Potentialen findet mit der Frequenz Ω statt. Gemittelt über die Zeit, befindet sich das Ion in einem effektiven Potential, das ein Minimum in radialer Richtung erzeugt und das Ion einschließt. Dieses zeitgemittelte effektive Potential nennt man das Pseudopotential. Das Pseudopotential für eine wie in Abbildung 2.1 dargestellte lineare Falle ist in Abschnitt 2.2, Abbildung 2.3(a) zu sehen. In einem solchen Pseudopotential ordnen sich gespeicherte Ionen entlang der Fallenachse in einer linearen Struktur an. An den Enden der linearen Struktur verhindern so genannte Endelektroden, die auf einem konstanten Potential liegen, das Austreten der Ionen aus der Falle in x -Richtung.

Legt man an die vier Stäbe der linearen Falle die Potentiale $\pm(U - V \cos(\Omega t))/2$ an, so beträgt das Potential Φ an einem Punkt der $(y - z)$ -Ebene

$$\Phi(y, z, t) = (U - V \cos(\Omega t)) \frac{z^2 - y^2}{2r_0^2} \quad (2.1.4)$$

Teilchen mit Masse m und Ladung e in diesem Potential gehorchen den Bewegungsgleichungen

$$\frac{d^2y}{dt^2} - \frac{e}{mr_0^2}(U - V \cos(\Omega t))y = 0 \quad (2.1.5)$$

$$\frac{d^2z}{dt^2} + \frac{e}{mr_0^2}(U - V \cos(\Omega t))z = 0 \quad (2.1.6)$$

$$\frac{d^2x}{dt^2} = 0 \quad (2.1.7)$$

Von diesen Bewegungsgleichungen ausgehend gelangt man mittels der Substitutionen

$$a = \frac{4eU}{mr_0^2\Omega^2} \quad (2.1.8)$$

$$q = \frac{2eV}{mr_0^2\Omega^2} \quad (2.1.9)$$

$$\Omega t = 2\zeta \quad (2.1.10)$$

zu den Matthieu'schen Differentialgleichungen:

$$\frac{d^2y}{d\zeta^2} - (a - 2q \cos(2\zeta))y = 0 \quad (2.1.11)$$

$$\frac{d^2z}{d\zeta^2} + (a - 2q \cos(2\zeta))z = 0 \quad (2.1.12)$$

Diese Matthieu'schen Differentialgleichungen haben je nach a - und q -Werten stabile Lösungen, das heißt es gibt Sätze von Gleichspannungspotential, Wechselspannungsfrequenz und Wechselspannungsamplitude, bei denen geladene Ionen einer bestimmten Masse m sich innerhalb der Falle auf einem räumlich begrenzten Volumen bewegen und so gefangen werden. Diese stabilen Lösungen sind in einem a, q -Diagramm als so genannte stabile Bereiche zu erkennen (siehe Abb. 2.2).

Durch die schon erwähnten Endelektroden, wie sie auch in Abbildung 2.1 abgebildet sind, wirkt bei Anlegen einer konstanten Spannung U_{end} an diese Elektroden ein zusätzliches Feld in Form eines harmonischen Oszillators in x -Richtung auf die Ionen [18]. Das Potential hat die Form

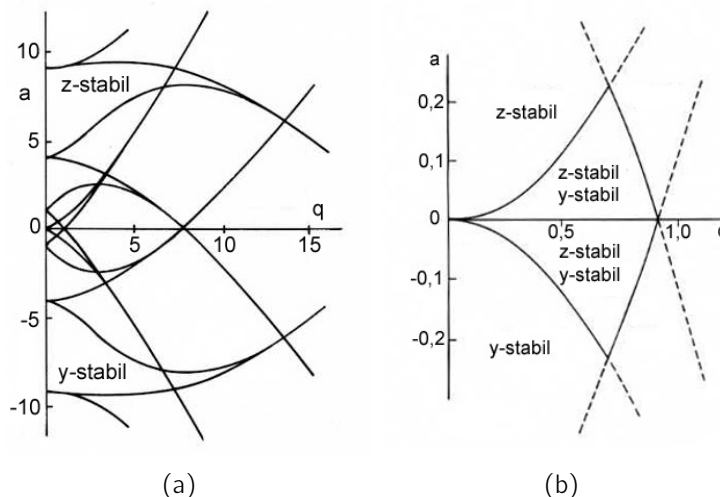


Abbildung 2.2.: Stabilitätsbereiche in einer Paul-Falle [18]. Man erkennt für y - und z -Koordinate stabile Bereiche. In den Schnittpunkten dieser Bereiche ist eine Speicherung von Teilchen möglich. Typischerweise werden kleine a - und q -Werte gewählt, so dass man sich im kleinsten Stabilitätsbereich befindet (rechts in Vergrößerung dargestellt).

$$\Phi_{end}(x, y, z) = \kappa \cdot U_{end} \left(x^2 - \frac{z^2 - y^2}{2} \right) \quad (2.1.13)$$

Hierbei ist κ ein empirischer Geometriefaktor der jeweiligen Ionenfalle. In diesem Potential schwingt das Ion entlang der x -Achse mit der so genannten axialen Fallenfrequenz ω_{axial} . Für einfach geladene Ionen ergibt sich diese Frequenz im Potential nach Gleichung (2.1.13) zu

$$\omega_{axial} = \sqrt{\frac{2e\kappa U_{end}}{m}} \quad (2.1.14)$$

Diese Frequenz ist unabhängig von der angelegten Wechselspannung des Fallenantriebs, sie ist nur abhängig von der Fallengeometrie und der Endelektrodenspannung. Jedoch beeinflusst das axiale Fallenpotential die radialen Fallenfrequenzen. Für die Beschreibung der Falle mit Endkappenpotentialen müssen die Matthieu-Gleichungen (2.1.11) und (2.1.12) erweitert werden [18]:

$$\frac{d^2 y}{d\zeta^2} - (a + a_x - 2q \cos(2\zeta))y = 0 \quad (2.1.15)$$

$$\frac{d^2 z}{d\zeta^2} + (a + a_x - 2q \cos(2\zeta))z = 0 \quad (2.1.16)$$

mit der Substitution

$$a_x = -2 \left(\frac{\omega_{axial}}{\Omega} \right)^2 \quad (2.1.17)$$

In diesem Potential schwingen die Ionen in radialer Richtung mit den radialen Fallenfrequenzen

$$\omega_y = \frac{\Omega}{2} \sqrt{\frac{q^2}{2} - a + a_x} \quad (2.1.18)$$

$$\omega_z = \frac{\Omega}{2} \sqrt{\frac{q^2}{2} + a + a_x} \quad (2.1.19)$$

Die hier beschriebene Elektrodenverschaltung ist nicht die einzige, mit der man Ionenfallen betreiben kann. Eine exakt gegenphasige Wechselspannung von sich in einer linearen Falle gegenüber liegenden Stäben ist in der experimentellen Umsetzung aufwendig. Bei einer typischen Verschaltung einer linearen Paul-Falle werden deshalb zwei sich gegenüberliegende Elektroden mit einer Wechselspannung betrieben, während die beiden anderen Stäbe auf einem konstanten Potential liegen. Diese Verschaltung ist möglich, da ein räumlich konstanter Term Φ_{const} , der zum Potential hinzu addiert wird, die auf die Ionen wirkenden Kräfte der Falle unbeeinflusst lässt.

Weichen Elektrodengeometrien von hyperbolischen Geometrien ab, so führt das im Potential zu Termen höherer Multipolordnungen [18]. Trotzdem werden häufig andere Geometrien genutzt. Dies ist möglich, da die Potentiale, die in von der Hyperbel abweichenden Geometrien gebildet werden, am Ort der Ionen näherungsweise dasselbe Quadrupolpotential erzeugen wie in hyperbolischen Strukturen. Die gekühlten und kristallisierten Ionen, die in den Fallen gespeichert werden, erfahren im Allgemeinen nur kleine Auslenkungen aus ihrer Gleichgewichtslage, die Terme höherer Ordnung sind so vernachlässigbar (vgl. Abb. 2.3).

2.2. Segmentierte Paul-Fallen

Sind die Elektroden einer Paul-Falle in mehrere aufeinander folgende Segmente unterteilt, ermöglicht das eine Reihe interessanter Anwendungen. So können die Segmente zum Beispiel genutzt werden, gespeicherte Ketten von Ionen zu transportieren oder die Kopplungskonstanten der Ionen untereinander zu formen. Durch Miniaturisierung wird eine Kontrolle über die Ionen erhöht, da dann eine feinere Strukturierung der einzelnen Fallenelektroden möglich ist.

Aus fertigungstechnischen Gründen ist bei solchen miniaturisierten Fallen eine rechteckige oder rautenförmige Struktur der Fallensegmente von Vorteil (vgl. Abbildungen 2.5(a) und (b)). Der radiale Einschluss der Ionen im Pseudopotential einer solchen Falle wird deutlich in Abbildung 2.3. Teilabbildung (a) zeigt das zeitgemittelte effektive Potential einer linearen Falle mit runden Fallenelektroden, Teilabbildung (b) das entsprechende Potential einer segmentierten mikrostrukturierten Falle. Die abgebildete mikrostrukturierte Falle ist ähnlich zur in dieser Arbeit beschriebenen Falle aufgebaut [30]. Man erkennt, dass das Pseudopotential nahe den Ionen bei beiden Fallentypen näherungsweise gleich geformt ist.

Das einschließende axiale Potential (Endkappenpotential) in segmentierten Fallen wird typischerweise nicht durch auf der Achse montierte Endkappenelektroden gebildet. Vielmehr kann es durch Anlegen einer abstoßenden Spannung an den Elektroden benachbarter Segmente erzeugt werden.

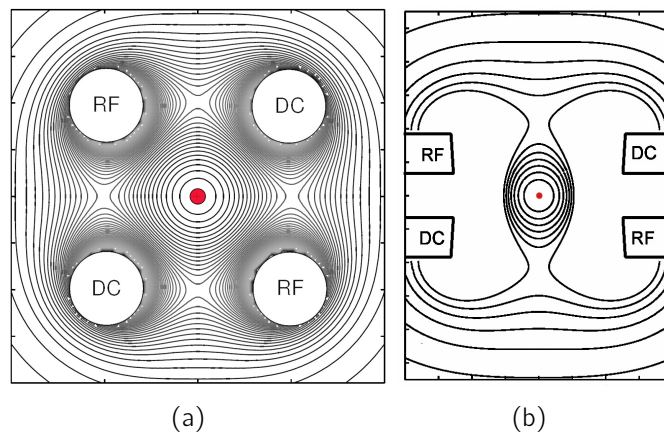
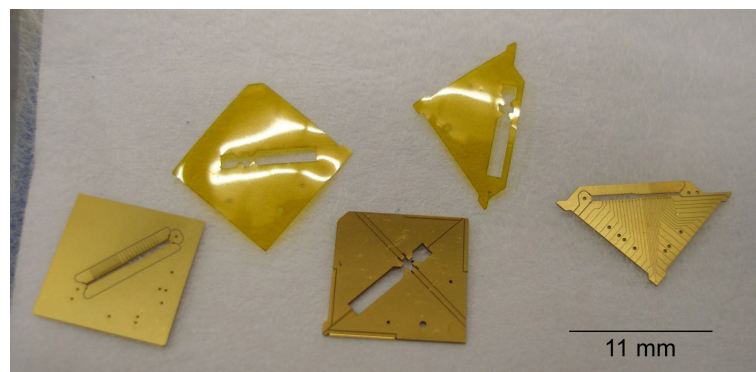


Abbildung 2.3.: Pseudopotential in Paul-Fallen mit unterschiedlich geformten Elektroden (Simulationen aus [30]). In rot ist die Lage eines in der Falle gespeicherten Ions angedeutet. (a) Pseudopotential einer Paul-Falle mit Fallenelektroden runden Querschnitts. (b) Pseudopotential einer segmentierten Paul-Falle mit rautenförmigen Elektroden. Diese segmentierten Paul-Falle diente als Vorlage für die Mikrofalle; im Wesentlichen ist sie wie die Mikrofalle aufgebaut, jedoch befindet sich an Stelle der magnetfeldgradientenerzeugenden Mittellage in dieser Falle ein 125 μm dicker Keramik-Abstandshalter [30].

2.3. Mikrostrukturierte Paul-Falle mit integrierten Elektromagneten

Im Rahmen dieser Arbeit wurde eine mikrostrukturierte, segmentierte Ionenfalle mit integrierten Elektromagneten, die Mikrofalle, konzipiert und implementiert. Sie besteht aus drei vergoldeten, mikrostrukturierten Keramikplättchen (siehe Abb. 2.4(a), unten; die genaue Fertigungsprozedur wird in Anhang A beschrieben). Diese drei Plättchen (Fallenlagen) werden übereinander gelegt und miteinander verbunden (Abb. 2.4(b)). Zur elektrischen Isolation der Lagen gegeneinander werden zwei passend zugeschnittene Polyimid-Folien (KAPTON) zwischen die Fallenlagen gelegt (Abb. 2.4(a), oben; vgl. Abschnitt A.3). Die



(a)



(b)

Abbildung 2.4.: Übersicht über die Mikrofalle vor und nach ihrem Zusammenbau. (a) Die einzelnen Fallenlagen; oben im Bild erkennt man zwei isolierende Polyimid-Lagen. Darunter sind die mikrostrukturierten, vergoldeten Lagen der Mikrofalle zu sehen. Von links nach rechts: Unterseite der unteren Lage, Oberseite der mittleren Lage, Oberseite der oberen Lage. Die Oberseite der unteren Lage ist schematisch in Abbildung 2.7 dargestellt. (b) Zusammen gesetzte Mikrofalle. Man erkennt die obere Lage und die Hälfte der mittleren Lage, die untere Lage ist fast ganz verdeckt.

äußeren Fallenlagen haben, ohne Goldschicht, eine Dicke von $125\ \mu\text{m}$ (galvanisierte Goldschichtdicke: $5\text{-}10\ \mu\text{m}$), die mittlere Lage $250\ \mu\text{m}$ (Goldschichtdicke: $20\text{-}40\ \mu\text{m}$) und die KAPTON -Folien $25\ \mu\text{m}$. Die Kantenlänge der zusammen gesetzten quadratischen Falle beträgt $11\ \text{mm}$.

Die obere und die untere Lage bilden die eigentliche lineare Paul-Falle, während die Mittelage in Hinblick auf das Fallenpotential als Abstandshalter dient; das prinzipielle Design dieser Falle wird ausführlich in [32] beschrieben, eine Simulation des Pseudopotentials dieser Falle ist in Abbildung 2.3(b) zu sehen. In jede Fallenlage wurde eine rund $7,4\ \text{mm}$ lange Aussparung geschnitten (Abb. 2.4(a)). Diese drei Schlitzte werden übereinander justiert (Abb. 2.4(b)). Entlang dieses Schlitzes wird das Fallenpotential gebildet, in dem lange Ionenketten gespeichert werden können. Eine Vergrößerung des Fallenschlitzes ist in den Abbildungen 2.5(a) und (b) zu sehen.

In Abbildung 2.6 ist ein schematischer Querschnitt der Mikrofalle senkrecht zum Fallenspalt abgebildet. Die obere und die untere Lage der Falle sind jeweils kreuzweise zueinander mit einer Radiofrequenz (RF) U_{RF} und einer Gleichspannung (DC) U_{DC} verbunden. Durch diese dreidimensionale Elektrodengeometrie wird ein Paul-Fallen-Potential (vgl. Abschnitte 2.1 und 2.2) geformt. Die Ionen, deren Lage in der Abbildung durch einen roten Punkt angedeutet wird, befinden sich im Minimum eines zeitgemittelten Fallenpotentials.

Abmessungen und Struktur der Mikrofalle werden in Abbildung 2.7 gezeigt. Hier sind die obere und die untere Fallenlage sowie ein Schema des Fallenschlitzes zu erkennen. Die untere Fallenlage und die obere Fallenlage sind elektrisch identisch aufgebaut, jedoch befinden sich RF- und DC-Bereiche auf den jeweils gegenüber liegenden Seiten des Schlitzes (vgl. auch Abbildung 2.6). Die in 33 Segmente entlang des Schlitzes aufgeteilten DC-Elektroden können dazu dienen, die gefangenen Ionen in die einzelnen Fallenregionen zu

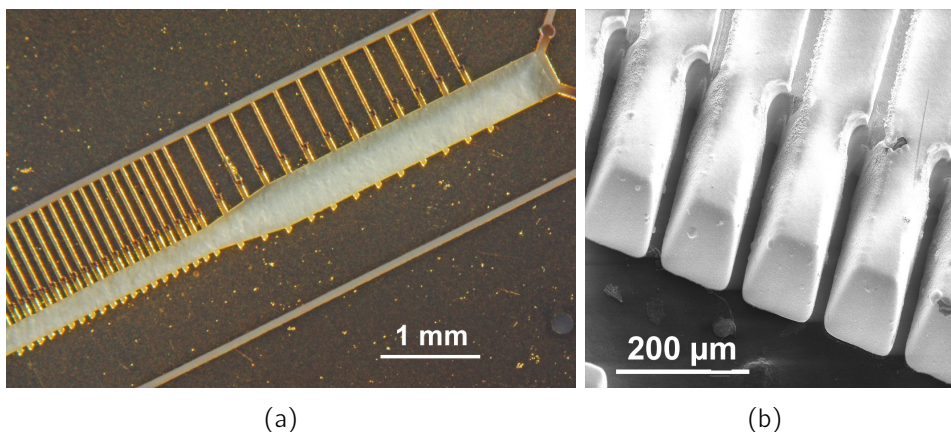


Abbildung 2.5.: Detailansichten des Mikrofallenschlitzes. (a) Fallenschlitz auf der Unterseite der unteren Lage. Zu sehen sind oberhalb des Fallenschlitzes die segmentierten DC-Elektroden und, auf der gegenüber liegenden Seite des Schlitzes unten im Bild, die RF-Elektrode mit zu den DC-Elektroden symmetrischen Aussparungen. (b) Rasterelektronenmikroskop-Aufnahme der segmentierten DC-Elektroden im schmalen Bereich des Schlitzes (Foto: microtrap-Kollaboration). Hier wird deutlich, dass die DC-Elektroden, bedingt durch das Laserprofil des Schneidelasers, trapezförmig geformt sind.

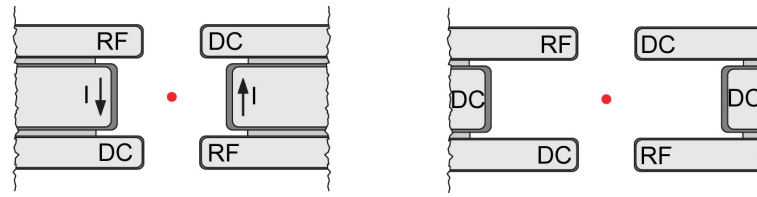


Abbildung 2.6.: Querschnitt der Mikrofalle am Ort der Magnetfelderzeugung. Man erkennt die drei übereinander montierten Fallenlagen, diese sind in den Abbildungen 2.7 und 2.10 im Detail abgebildet. Abgebildet sind jeweils eine DC- und RF-Elektrode auf den äußeren Fallenlagen. Das linke Bild ist ein Schnitt am Ort eines Elektromagneten (Bereich F im Schlitz in Abb. 2.10), die mit einem Strom I durchflossene Struktur auf der Mittellage ist entsprechend gekennzeichnet. Im rechten Bild ist ein Schnitt durch das Zentrum zwischen den Elektromagneten gezeigt (Bereich B im Schlitz in Abb. 2.10). Die Fläche der mittleren Fallenlage, die sich im Schlitz zwischen den Elektromagneten befindet, ist vergoldet und wird auf ein konstantes DC-Potential gelegt. Die Lage der Ionen ist jeweils durch den roten Punkt angedeutet.

transportieren, sie voneinander zu separieren oder auch die Kopplungskonstanten der Ionen untereinander zu formen.

Die im Schlitz gegenüber gelegene, nicht segmentierte RF-Elektrode dient der Erzeugung des dynamischen Fallenpotentials. Die Abbildung 2.5(a) zeigt einen Teil der RF-Elektrode der unteren Fallenlage. Man erkennt in der Abbildung in die RF-Elektrode geschnittene rechteckige Strukturen im Fallenspalt. Diese dienen der Symmetrisierung des Fallenpotentials im Hinblick auf die gegenüberliegende DC-Elektroden Struktur [30] und sollen so Einstreuungen der RF entlang der Fallennachse, die zu einer Aufheizung der gespeicherten Ionen führen, unterdrücken.

Der 7,4 mm lange Fallenschlitz ist in drei unterschiedliche Zonen eingeteilt (Abb. 2.7). In der 500 μm breiten Speicherregion können die Atome ionisiert und gefangen werden. Anschließend werden sie durch die sich verjüngende Transferregion in die 250 μm breite Prozessregion gebracht. In der Prozessregion werden die Ionen in einem im Vergleich zur Speicherregion tieferen Fallenpotential gespeichert. Die Segmentierung der DC-Elektroden ist hier mit 100 μm breiten Segmenten deutlich feiner als die Segmentierung der Elektroden in der Speicherregion (250 μm).

2.4. Design des maximierten Magnetfeldgradienten

Innerhalb der Mikrofalle soll über integrierte Elektromagnete ein schalt- und einstellbarer Magnetfeldgradient erzeugt werden. Setzt man in einer linearen Falle gespeicherte und lasergekühlte Ionen einem Magnetfeldgradienten aus, ist es möglich, die Ionen mit der MAGIC-Methode im Frequenzraum einzeln zu adressieren (siehe Abschnitt 6.4). Außerdem wird die Dynamik der internen Zustände der Ionen durch eine langreichweitige Spin-Spin-Kopplung bestimmt, deren Betrag proportional zum Quadrat des Magnetfeldgradienten ist. Durch einen möglichst starkem Magnetfeldgradienten erhält man zum einen eine große Niveaufspaltung und kann so eine hohe Anzahl von Ionen adressieren. Zum andern können

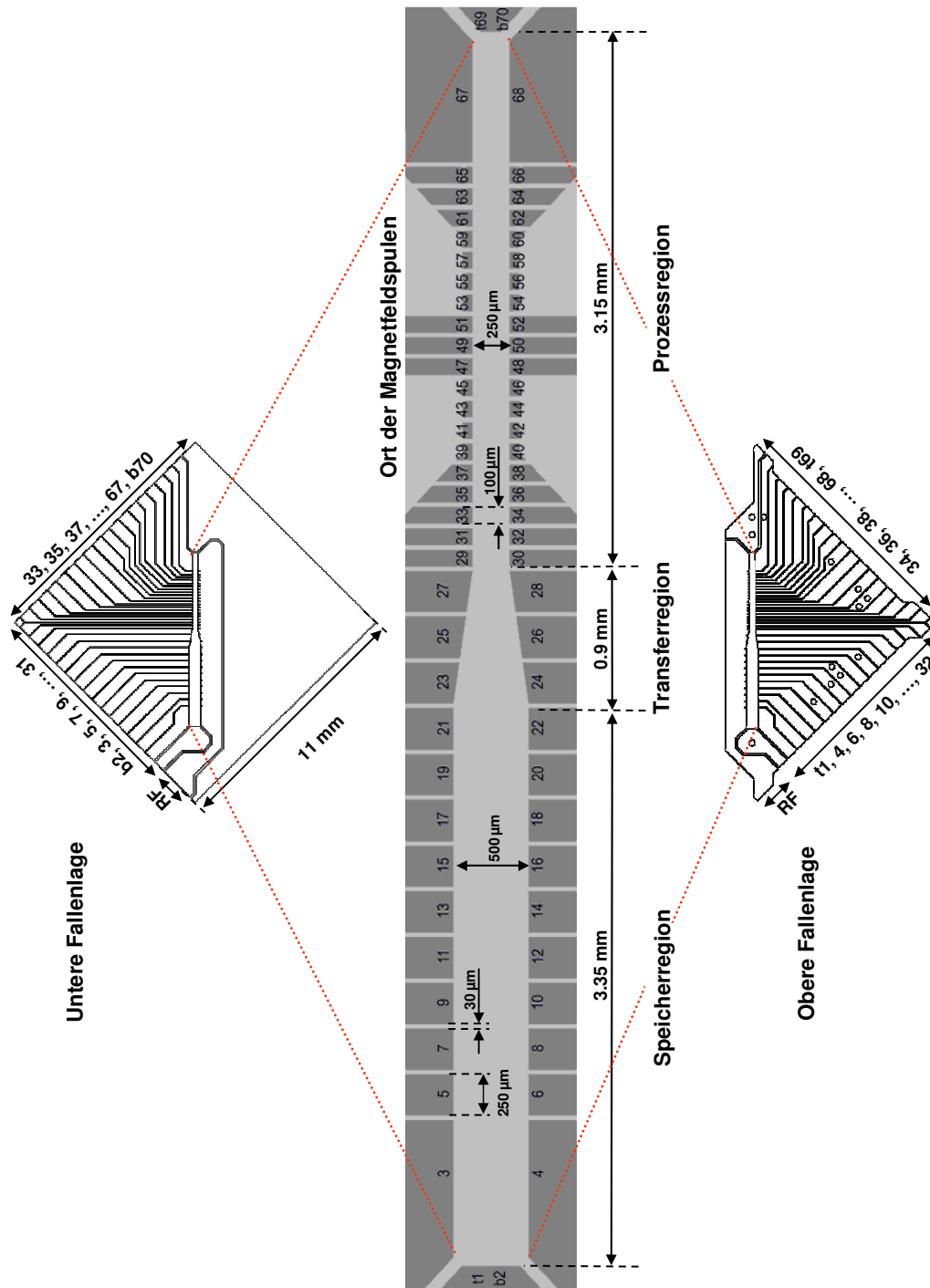


Abbildung 2.7.: Schema der Mikrofalle (untere und obere Fallenlage) und des Fallenschlitzes. Der Fallenschlitz zeigt nur die segmentierten DC-Elektroden der oberen und unteren Fallenlage, die RF-Elektroden wurden der Übersicht halber nicht eingezeichnet.

so große Kopplungskonstanten realisiert werden (Abschnitt 6.4.2). Mit Hilfe von Magnetfeldsimulationen wurde ein zur Mikrofalle kompatibles Design eines maximierten Magnetfeldgradienten erarbeitet. Nach der Produktion wurden die magnetfelderzeugenden Gradientenspulen, die sich auf der mittleren Fallenlage befinden, getestet und charakterisiert. Es wurden zudem Messungen der räumlichen Variation des Magnetfeldes durchgeführt und mit numerischen Simulationen verglichen.

2.4.1. Magnetfeld-Simulationen

Um einen möglichst großen Magnetfeldgradient zu erzeugen, wurden unterschiedliche Leiterbahnanordnungen simuliert und optimiert. Für diese Simulationen wurde das Programm BiotSavart¹ genutzt. In diesem Programm werden mit Hilfe des Biot-Savartschen Gesetzes Magnetfelder stromdurchflossener Leiter simuliert.

Das Biot-Savartsche Gesetz erlaubt, bei bekannter räumlicher Stromverteilung, die räumliche Berechnung magnetischer Feldstärkeverteilungen. Es beschreibt den Zusammenhang zwischen dem Feld der magnetischen Flussdichte \vec{B} und der elektrischen Stromdichte \vec{j} [34]:

$$\vec{B} = \frac{\mu_0}{4\pi} \int \frac{\vec{j}(\vec{r}') \times (\vec{r} - \vec{r}')}{|\vec{r} - \vec{r}'|^3} dV \quad (2.4.1)$$

Hierbei ist \vec{r} der Ort, an dem das \vec{B} -Feld angegeben wird, \vec{r}' Ort der Stromdichte $\vec{j}(\vec{r}')$, μ_0 die magnetische Feldkonstante und $\int dV$ ist das Volumenintegral.

Eine beliebige Stromdichteverteilung $\vec{j}(\vec{r}')$ kann man als aus vielen einzelnen Stromfäden aufgebaut beschreiben [34]. Das wird sowohl bei der Herleitung des Biot-Savartschen Gesetzes ausgenutzt, als auch im BiotSavart-Programm bei den folgenden Simulationen angewandt. Größere Flächen werden in den Simulationen durch eine große Anzahl von neben- und übereinanderliegenden dünnen Stromleitern beschrieben, die zugleich den Verlauf des Stromflusses beschreiben.

Anti-Helmholtzspulenpaar

Die als erstes untersuchte Leiterbahnstruktur ist ein Paar von Anti-Helmholtzspulen. Anti-Helmholtzspulen oder Maxwell-Spulen sind zwei Spulen, die ähnlich einem Helmholtzspulenpaar zueinander montiert werden und gegensinnig von einem Strom I durchflossen werden (vgl. Abb. 2.9(a)). Im Gegensatz zu den Helmholtz-Spulen, die im Bereich zwischen den Spulen ein homogenes Feld erzeugen, erzeugen die Anti-Helmholtzspulen hier einen näherungsweise konstanten Magnetfeldgradienten. Das Magnetfeld auf der Achse des Spulenpaares x berechnet sich, unter Verwendung des Biot-Savartschen Gesetzes (2.4.1), aus der Summe der Felder beider Spulen (das Feld einer Spule wird hierbei als Summe der Felder von N runden Leiterschleifen angenähert [34])

$$B(x) = \frac{\mu_0 N I R^2}{2} \left(\frac{1}{(R^2 + (x + \frac{d}{2})^2)^{\frac{3}{2}}} - \frac{1}{(R^2 + (x - \frac{d}{2})^2)^{\frac{3}{2}}} \right) \quad (2.4.2)$$

¹Version 11.0, Autor: Dr. Michael Johanning

Hierbei ist R der Radius der Spulen, d der Abstand der Spulen zueinander, I der an die Spulen angelegte Strom, und μ_0 die magnetische Feldkonstante.

Montiert man die beiden Spulen in einem Abstand von $\sqrt{3}R$ zueinander, verschwindet für $x = 0$ die dritte Ableitung des Magnetfeldes aus (2.4.2). Die Ableitungen gerader Ordnung verschwinden bei jedem Abstand der Spulen zueinander. Eine Taylorentwicklung um $x = 0$ ergibt bei diesem Abstand

$$B(0) \propto x + O(x^5) \quad . \quad (2.4.3)$$

Die Erzeugung eines konstanten Gradienten wird mit dieser Lösung also in sehr guter Näherung erreicht.

Für eine Anwendung dieser Spulenkonfiguration zur Erzeugung eines Magnetfeldgradienten wurde zunächst ein aus Golddraht bestehendes Miniatur-Spulenpaar als möglicher Kandidat untersucht. Ein solches Spulenpaar sollte möglichst nahe an den Ionen platziert sein. Diese mögliche Realisierung eines magnetfeldgradientenerzeugenden Elektromagneten stößt jedoch auf zwei praktische Limitationen. Zum einen müssten isolierte Durchführungslöcher durch die komplette Fallenstruktur gebohrt werden, was aufgrund der Fallenstruktur nur in einer Entfernung von einigen Millimetern zur Fallennachse überhaupt möglich wäre. Je weiter die Struktur jedoch vom Ort der Ionen entfernt ist, umso geringer ist, bei gleichem Spulenstrom, der erzeugte Magnetfeldgradient. Zum anderen stellt die thermische Ankopplung aufgrund der ohmschen Heizleistung ein Problem dar. Das Spulenpaar wäre im Vakuum weitgehend thermisch isoliert, ein hoher Strom wäre nicht möglich. Die elektrische Ankontaktierung und das zerstörungsfreie Anbringen dieser Miniatur-Spulen wäre eine weitere Herausforderung.

Aufgrund der mechanischen, elektrischen und thermischen Herausforderungen dieses Designs wurde nach einer eleganteren Methode zur Gradientenerzeugung gesucht.

Gerader Leiter

Als nächstes wurde eine Struktur untersucht, die aufgrund sehr guter thermischer Ankopplung zum Trägermaterial einen höheren Stromfluss ermöglicht. Auf die Mittellage der Falle, auf der sich keine Leiterbahnen zur Erzeugung des Fallenpotentials befinden, würde für diese Struktur eine gerade Leiterbahn senkrecht zum Fallenschlitz auf die Oberseite der mittleren Fallenlage aufgebracht.

Berechnet man den Gradienten der Leiterbahn nach der Formel für die magnetische Flussdichte B eines langen, geraden Leiters mit Hilfe des Biot-Savartschen Gesetzes (2.4.1) (siehe auch [34], B ist in diesem Falle nur eine Funktion des senkrechten Abstandes r_{\perp} zum Draht)

$$B(r_{\perp}) = \frac{\mu_0 I}{2\pi r_{\perp}} \quad (2.4.4)$$

(mit magnetischer Feldkonstante μ_0 und durch den Leiter fließendem Strom I), so erhält man bei einem realistischen Abstand von 1,5 mm zu den Ionen einen Gradienten von

0,1 T/Am. Durch die endliche Länge eines tatsächlichen Leiters ist dieser Wert nur als Näherung einer tatsächlichen Anordnung zu betrachten. Da der Wert des Gradienten jedoch für die gegebenen Anforderungen zu gering ist, wurden keine weiteren Untersuchungen an dieser Struktur durchgeführt.

Partielles Anti-Helmholtzspulenpaar

Das partielle Anti-Helmholtzspulenpaar verbindet die Vorteile der beiden zuvor beschriebenen Strukturen. In diesem Design wird ein stark abfallendes Magnetfeld ähnlich zum Feld eines Anti-Helmholtzspulenpaares erzeugt, und das bei guter thermischer Ankopplung der Spulen an das Trägermaterial wie bei dem geraden Leiterbahndesign. Zudem befindet sich die Struktur, im Gegensatz zu beiden zuvor beschriebenen Strukturen, nahe am Ort der Ionen.

Die Leiterbahnstruktur des partiellen Anti-Helmholtzspulenpaar ist in Abbildung 2.8 skizziert. Die Leiterbahnen führen einmal in z-Richtung im Schlitz um die mittlere Keramiklage herum und bilden so auf der Stirnfläche des Schlitzes den Ausschnitt eines Anti-Helmholtzspulenpaares (siehe auch Abb. 2.9(a) und (b)). Die das Spulenpaar formenden Leiterbahnen, die durch Aufdampfen und Galvanisieren von Gold entstehen, sind in direktem thermischen Kontakt mit dem Keramikträger. Der Abstand der stromführenden Oberfläche eines partiellen Spulenteils zu den Ionen beträgt rund 200 μm .

Die Simulation des Magnetfeldgradienten ist in Abbildung 2.8 dargestellt. Mit der Struktur kann für die hier vorgestellte Falle ein maximaler Gradient von 2 T/Am erreicht werden. Zur Abschätzung des maximal möglichen Stroms wurden einige Testmessungen durchgeführt. Die Beschreibung dieser Messungen erfolgt in den Abschnitten 2.4.3 bis 2.4.5. Das Ergebnis sei vorweg genommen: Die Spulenstruktur begrenzt den Stromdurchfluss auf rund 100 A, es können also Gradienten von weit über 100 T/m erreicht werden. In den in

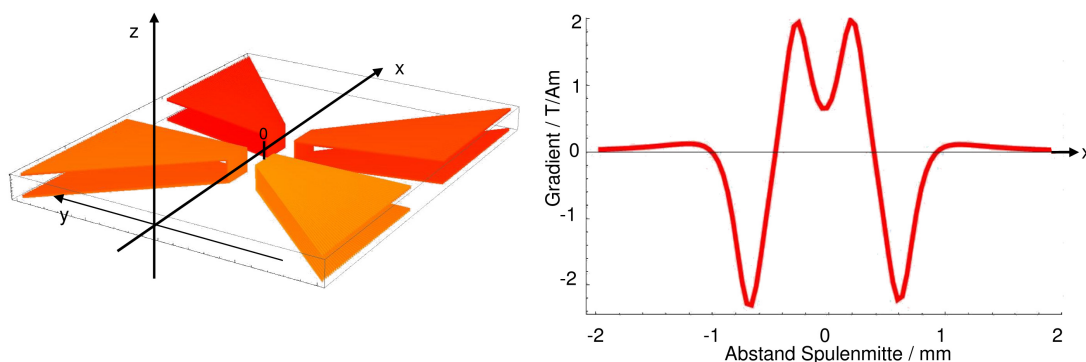


Abbildung 2.8.: Simulation des Magnetfeldgradienten entlang der Fallenachse x in der Mikrofall. Links sieht man die simulierte Struktur der Spulen, rechts den Magnetfeldgradienten normiert die Stromstärke. Der maximale Magnetfeldgradient pro Ampere beträgt 2 T/m.

dieser Arbeit untersuchten Mikrofallen wird der Strom jedoch durch Zuleitungsdrähte auf maximal 10 A begrenzt.

2.4.2. Design der Mittellage

Entsprechend der diskutierten Simulationen wurde das Design eines partiellen Anti-Helmholtzspulenpaares auf der mittleren Lage der Mikrofalle umgesetzt. Die Abbildungen 2.9 und 2.10 zeigen einen Überblick über die Struktur der Fallenmittellage. Die Mittellage besteht aus 250 μm dickem Aluminiumoxid (Al_2O_3), welches vergoldet und anschließend mikrostrukturiert wurde (vgl. Anhang A). In der Diagonalen ist am Ort der Fallenschlitze von unterer und oberer Lage ein Schlitz ausgeschnitten. Die im Schlitz aufeinander zu laufenden Dreiecke kontaktieren die eigentliche partielle Spulenstruktur an den abgeflachten Spitzen. Die Anti-Helmholtzspulenpaar-Stücke der mittleren Fallenlage haben die Abmessungen 400 μm \times 20-40 μm \times 250 μm (Breite x \times Dicke y \times Höhe z , vgl. Koordinatensystem in Abbildung 2.8). Die schematische Darstellung eines Querschnitts durch diese Struktur ist in Abbildung 2.9(b) zu sehen, die Pfeile deuten die Flussrichtung des magnetfelderzeugenden Stromes an. Abbildung 2.9(c) zeigt ein Foto der Rückseite der Struktur, Abbildung 2.10 die technische Zeichnung der mittleren Fallenlage.

Die Simulationen im vorhergehenden Abschnitt zeigten, dass diese Struktur rund 2 T/Am Gradient entlang der Schlitzachse erzeugen kann. Die Stärke des Gradienten ist somit direkt proportional zu der Stärke des angelegten Stromes. Wenn hohe Stromdichten erreicht werden sollen, ist Gold aufgrund seiner elektrischen Eigenschaften eine geeignete Wahl: Stromdichten von über $1 \cdot 10^{11}$ A/m² durch eine wenige μm breite und dicke Goldstruktur wurden demonstriert [29]. Eine Extrapolation dieser Stromdichte auf die beschriebene Struktur würde Ströme von bis zu 1000 A erlauben, bevor eine Zerstörung der Struktur eintritt. Eine solche Stromdichte kann in größeren Strukturen jedoch schon aufgrund von Wärmeentwicklung nicht realisiert werden. Im beschriebenen Design der mittleren Fallenlage entsteht,

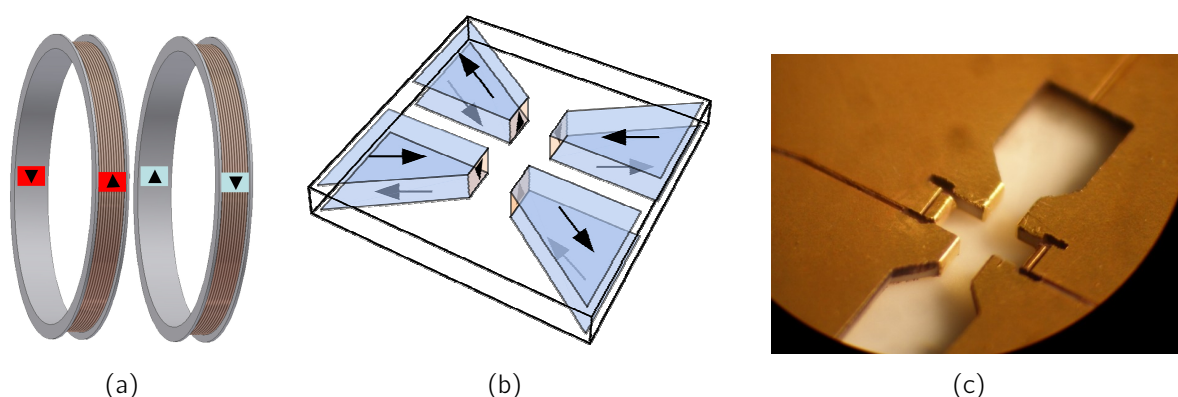


Abbildung 2.9.: Mittlere Lage der Mikrofalle. (a) Anti-Helmholtzspulenpaar mit ange deuteten Ausschnitten der partiellen Spulen (b) Schema des Stromflusses im partiellen Anti-Helmholtzspulenpaar. (c) Foto der Unterseite einer mittleren Fallenlage, ähnlich zu (b) ausgerichtet. Man erkennt die Elektromagnete mit den vergoldeten Kopfseiten, mitig zwischen der magneterzeugenden Struktur verläuft eine vergoldete DC-Elektrode.

ohne Berücksichtigung von Zuleitungsdrähten, bei Stromdurchfluss eine ohmsche Erwärmung von $0,003 \text{ K/A}^2$. Das bedeutet bei einem Strom von 1000 A eine Erwärmung der mittleren Fallenlage von 3000 K . Der folgende Abschnitt beschäftigt sich mit Testmessungen an goldenen Leiterbahnstrukturen, um eine Abschätzung darüber zu erhalten, welcher Strom zerstörungsfrei durch die beschriebenen partiellen Anti-Helmholtzspulenpaare fließen kann.

2.4.3. Stromdurchfluss an Dickschichtstrukturen

Eine mittels der Dickschichttechnik (vgl. Kapitel 3.1.3) hergestellte Teststruktur zur Simulation der mittleren Fallenlage ist in Abbildung 2.11(a) dargestellt. Die Struktur wurde mit einer Dickschicht-Goldpaste gedruckt, die aus Goldpartikeln und einer speziellen Trägerpaste besteht.

Die Teststruktur verjüngt sich mittig auf $250 \mu\text{m} \times 400 \mu\text{m} \times 10 \mu\text{m}$. Dieses Mittelstück entspricht in seinen Dimensionen bis auf seine Dicke dem Anti-Helmholtzspulenstück im Spalt der Mittellage (siehe Abb. 2.9 und 2.10). Mit Hilfe dieser Struktur soll eine untere Schranke des maximalen Stromes ermittelt werden, deshalb ist sie dünner als die tatsächliche partielle Spulenstruktur.

Die goldene Teststruktur ist ein Kaltleiter, das heißt bei höheren Temperaturen erhöht sich ihr Widerstand. Leitet man einen Strom durch diese Struktur, so wird sie durch ohmsches Heizen erwärmt, ihr Widerstand erhöht sich entsprechend. Ab einer gewissen Er-

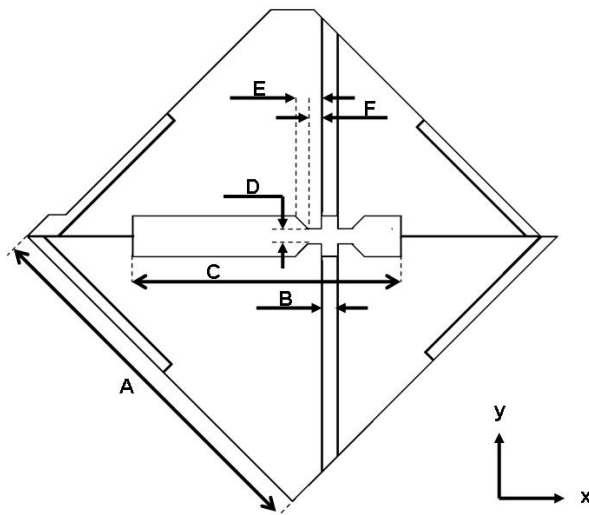


Abbildung 2.10.: Konstruktionszeichnung der mittleren Fallenlage und ihre Nomenklatur. **A** Länge der Fallenlage **B** Abstand der Spuleninnenkanten **C** Länge der Aussparung (analog: Breite der Aussparung) **D** Durchmesser einer Spule **E** Breite eines Dreieckssegmentes **F** Breite der Spulenkopfseite. Hier sind die Maße $A = 11 \text{ mm}$; $B = 490 \mu\text{m}$; $C = 7,91 \text{ mm}$ (Breite der Aussparung: $1,20 \text{ mm}$) ; $D = 440 \mu\text{m}$ ohne Galvanik; $E = 780 \mu\text{m}$; $F = 400 \mu\text{m}$.

wärmung ist eine Schwelle erreicht, bei dem der Widerstand so stark zunimmt, dass die Struktur durch die entstehende Wärme zerstört wird. In diesem Test wird die Struktur Strömen von 0 A bis 28 A ausgesetzt, um ihre Zerstörschwelle zu untersuchen. Das Substrat wurde hierbei mittels Wärmeleitpaste thermisch mit einem massiven Aluminiumblock gekoppelt, um die Kühlung der mittleren Fallanlage zu simulieren. Die Wärmeentwicklung der Teststruktur wurde, nach einer Thermalisierungsphase von einigen Minuten, mit Hilfe einer Wärmebildkamera aufgenommen und wird beispielhaft für einen Strom von 13 A in Abbildung 2.11(b) gezeigt. Der seitliche Wärmeeintrag stammt von auf die Struktur gelöteten Zuleitungsdrähten. Die maximale Temperatur misst etwa 60°C. Wie erwartet befindet sich der maximale Wärmeeintrag am Ort der Verjüngung. Das Bild zeigt insgesamt eine Region von etwa 3 cm Länge, aufgrund der Kameraauflösung konnte die Region um die Verjüngung nicht weiter aufgelöst werden. Die Messung zeigt jedoch, dass die Erwärmung der Struktur bei bis zu 13 A in einem risikoarmen Bereich stattfinden: Hitzeschäden der Mikrofall bzw. der angeschlossenen Bonddrähte sind erst ab Temperaturen von etwa 150 °C zu erwarten (Anhang A.4.2).

Abbildung 2.11(c) zeigt den Maximalstrom, der bei neun der beschriebenen Teststrukturen angelegt werden konnte, bevor sie durchbrannten. Die untersuchten Goldstrukturen brannten ab einem Strom von 14 A durch. Bei einem Strom von 14 A würden Gradienten von bis zu 28 T/m erzeugt.

Bei den beschriebenen Messungen wurden Stromdichten von bis zu $3 \cdot 10^9 \text{ A/m}^2$ erreicht. Dieser Wert liegt deutlich unter dem in [29] gemessenen Wert von $1 \cdot 10^{11} \text{ A/m}^2$. Der Unterschied lässt sich vor allem durch die Drucktechnik erklären, die zur Erzeugung der Teststruktur genutzt wurde. Anders als bei aufgedampften oder galvanisierten Strukturen erhält man durch den Druck eine körnige Struktur der Goldschicht (siehe Abb. 2.11(a)). Durch den Übergangswiderstand zwischen den Körnern ist der Gesamtwiderstand der Teststruktur um zwei Größenordnungen höher als der bei der tatsächlichen mittleren Fallanlage erwartete Widerstand. So misst der Widerstand im Dauerbetrieb $0,02 \Omega$. Der theoretische Widerstand der mittleren Fallanlage ohne Bonddrähte lässt sich zu $0,0005 \Omega$ berechnen.

Auf Grundlage dieser Widerstandsunterschiede wäre somit, bei einem Querschnitt der Struktur in der Mikrofall von $400 \mu\text{m} \times 20\text{-}40 \mu\text{m}$, ein maximaler Strom von über 100 A möglich (Stromdichte hierbei: $6 - 12 \cdot 10^9 \text{ A/m}^2$). Dies entspräche einem maximalen Gradienten von 200 T/m.

2.4.4. Stromdurchfluss an Mittellage

Die mittlere Lage der Mikrofall wurde mehrfach gefertigt, so dass einige der Spulenstrukturen als Testobjekte dienen konnten. Eine dieser Strukturen wurde, nach dem Anbenden auf eine Zuleitungsplatine (gefertigt mittels Dickschichttechnik auf Al_2O_3 -Substrat) mit mindestens 20 Bonddrähten je Kontaktfläche, mit einem Strom von bis zu 10 A durchflossen.

Dieser Test stellt jedoch aus unterschiedlichen Gründen den realen Aufbau des Mikrofallenenexperimentes nur sehr eingeschränkt nach. Der Testaufbau wurde ungekühlt betrieben. Als Vakuumkammer wurde eine Kammer genutzt, welche mit einem Flansch mit durchgeführten Zuleitungsdrähten bestückt war. Die durchgeführten Drähte besitzen einen Widerstand von mehr als $0,2 \Omega$, was bei einem maximal angelegten Strom von 10 A zu einer

Heizleistung von 20 W und so zu einer starken Hitzeentwicklung führte. Die Hitze führte dazu, dass das genutzte Lot schmolz² und das galvanisierte Gold auf der Mittellage der Fal- le Blasen warf (vgl. Abb. 2.12(a)). Trotz dieser enormen Belastung hielten die Bonddrähte und die Spulenstruktur stand.

Abbildung 2.12(b) zeigt die Thermalisierung des Versuchsaufbaus bei einem konstanten Strom von 4 A. Aufgetragen ist der Gesamtwiderstand von Fallenmittellage und Zuleitungs- drähten. Wie erwartet nähert sich die Kurve einem maximalen Widerstand an. Die in der Kurve enthaltenen abrupten Sprünge in den Widerstandswerten von je +0,05 Ω nach 25 s und 75 s sind wahrscheinlich durch sich lösende Bondkontakte zu erklären.

Der Test konnte nicht unter realistischeren Bedingungen wiederholt werden, da die dazu benötigten Vakuumkomponenten nicht vorhanden waren. Man kann die Ergebnisse dieses

²Die Schmelztemperatur des Lotes liegt bei rund 200°C

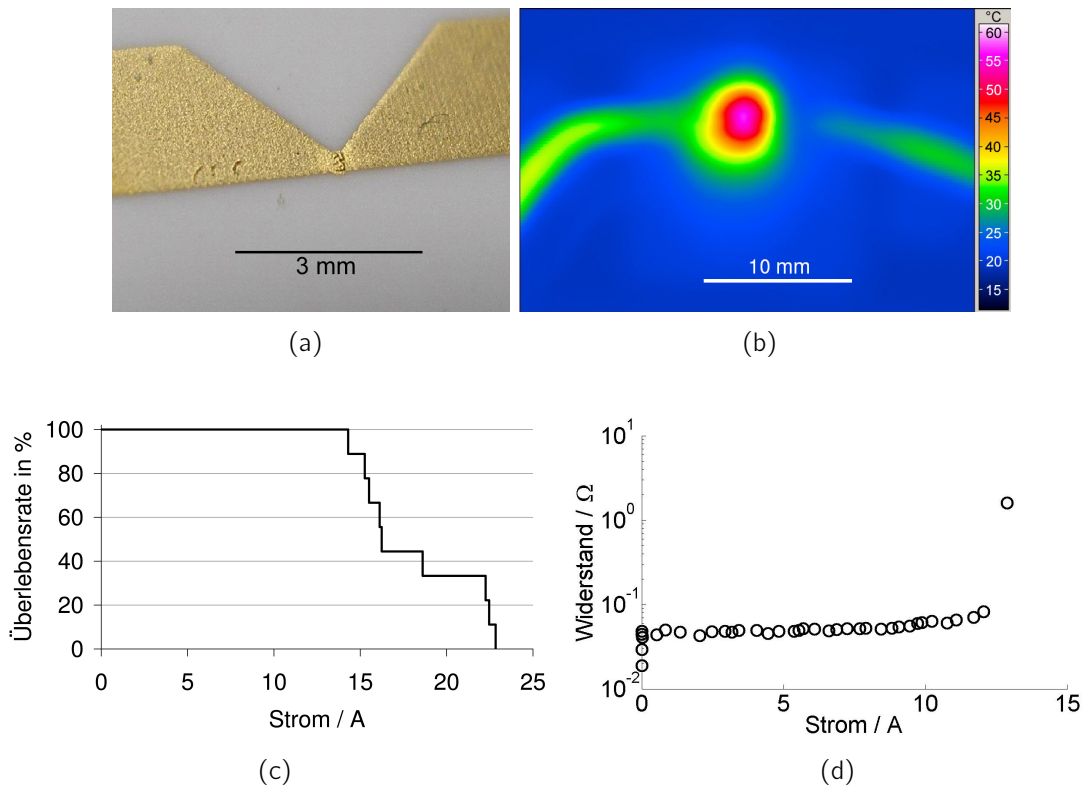


Abbildung 2.11.: Untersuchung der Zerstörschwelle der mittleren Fallenlage mittels einer goldenen Teststruktur. (a) Mit der Dickschichttechnik hergestellte Teststruktur zur Simulation der mittleren Fallenlage. (b) Wärmemessung an einer ähnlichen Struktur bei einem Stromfluss von 13 A. Die maximale Temperatur beträgt etwa 60°C, die minimale 22°C. Das entspricht einer Erwärmung von 40°C bei einer Leistung von 3,4 W (Widerstand der Struktur etwa 0,02 Ω, s.u.) (c) Ermittelte Zerstörschwelle bei insgesamt neun Testdurchläufen. Das Diagramm zeigt die Überlebensrate der Teststrukturen gegen den sie durchlaufenden Strom. (d) Widerstand während der Zerstörschwellenmessung, beispielhaft für eine der Messungen. Der aufgetragene Widerstandswert wurde inklusive des Widerstandes der Zuleitungsdrähte (rund 0,03 Ω) aufgetragen.

Tests jedoch für eine Abschätzung der unteren Schranke der möglichen Ströme nutzen. Da es selbst bei den dünnen Zuleitungsdrähten und ohne Kühlung möglich war, einen Strom von 10 A durch die Struktur zu leiten, wird dieser Wert im Experiment mit aktiver Kühlung und reduzierter ohmscher Heizung unkritisch sein.

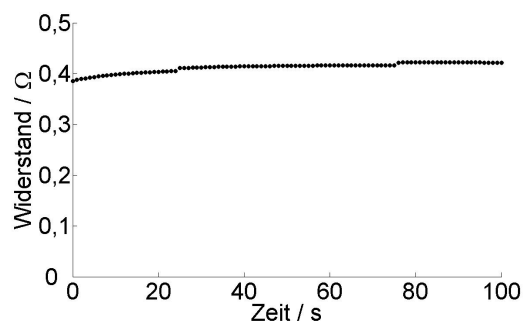
2.4.5. Stromdurchfluss an einem 50 μm Bonddraht

Ein weiterer Test wurde bezüglich der Stromleitfähigkeit von Bonddrähten im Vakuum durchgeführt. Hierzu wurde ein 6 mm langes Stück 50 μm dicken Golddrahtes, der zum Bonden der stromleitenden Kontakte genutzt wird, ungekühlt in einer evakuierten Vakuumkammer von einem Strom durchflossen (Abb. 2.13). Der Draht brannte bei einem Strom von 1,47 A durch, nachdem er 15 min mit einem Strom von 1,2 A durchflossen wurde und somit bei diesem Wert thermalisierte. Zuvor wurde 10 bzw. 50 Minuten lang bei 0,5 A bzw. 0,6 A pausiert (vgl. Abb. 2.13(b)).

Die so ermittelte Stromstärke kann für gebondete Golddrähte nicht übernommen werden. Beim Prozess des Drahtbondens wird eine Kraft auf die Bonddrähte ausgeübt, welche dazu führt, dass sie ihre Form und somit ihre elektrischen Eigenschaften verändern. Die Zerstörschwelle eines Bonddrahtes wird somit von der Qualität des Bondprozesses abhängen. Der oben beschriebene Stromdurchfluss an der mittleren Fallenlage (Abschnitt 2.4.4) liefert jedoch eine untere Abschätzung der Zerstörschwelle der im Mikrofallenexperimenten gesetzten Bonds. Hier waren die Bondverbindungen trotz Hitzeentwicklung auch bei ei-



(a)



(b)

Abbildung 2.12.: Untersuchung einer stromdurchflossenen mittleren Fallenlage. (a) Eine mittlere Fallenlage nach dem Testdurchlauf mit maximal 10 A. Die mittlere Fallenlage wurde auf eine Platine aus Al_2O_3 geklebt und mittels Drahtbonden mit den rückseitigen Leiterbahnen verbunden. Deutlich sind die Bonddrähte zur Ankontaktierung der Struktur und die durch zu große Erhitzung entstandenen aufgeworfenen Blasen zu erkennen. Die abgelöste Goldfläche ist nicht auf den Widerstandstest zurückzuführen, dieses Problem trat während des Drahtbondens auf. (b) Thermalisierung der mittleren Fallenlage bei einem Strom von 4 A. Gezeigt ist der von außerhalb des Vakuums gemessene Gesamtwiderstand der Mittellage und ihrer Zuleitungen. Die beiden Sprünge im Widerstandswert von je 0,05 Ω sind wahrscheinlich auf zum jeweiligen Zeitpunkt zerstörte Bonddrähte zurückzuführen.

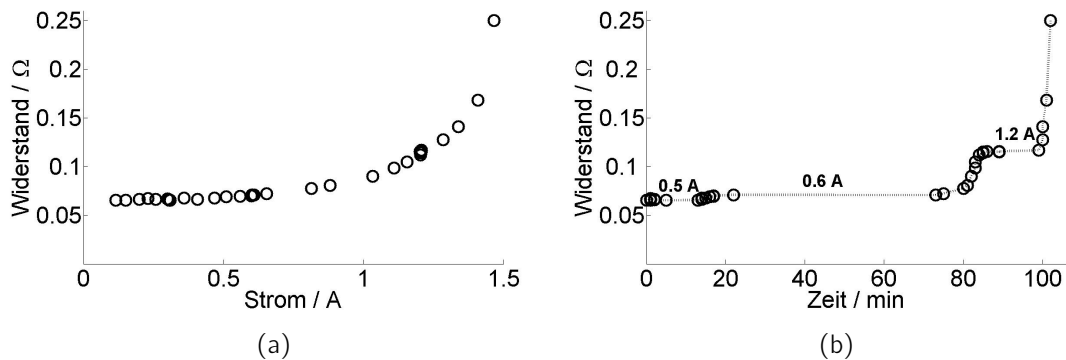


Abbildung 2.13.: Untersuchung der Zerstörschwelle eines stromdurchflossenen goldenen Bonddrahts mit einem Durchmesser von $50\ \mu\text{m}$. (a) Widerstand eines 6 mm langen und $50\ \mu\text{m}$ dicken Bonddrahtes bis zum Durchbrennen bei 1,47 A. (b) Zeitlicher Verlauf des Versuches mit Pausen bei drei unterschiedlichen Stromstärken.

nem Strom von 10 A noch zum Großteil unbeschädigt. Jede Spulenzuleitung war in diesem Experiment mit etwa 20 Bonddrähten angebondet, jeder Bond wurde also mit rund 0,5 A durchflossen. Dieser Wert soll als untere Abschätzung der Zerstörschwelle dienen.

Die Verläufe der Widerstandskurven sowohl für die Messung am Bonddraht (Abb. 2.13) als auch an den gedruckten Teststrukturen (Abb. 2.11(d)) lassen zunächst einen langsamen Anstieg des Widerstandes erkennen, bevor ab einer gewissen Schwelle ein rascher Anstieg und die Zerstörung der untersuchten Struktur erfolgt. Untersucht man den Anstieg des Widerstandes in der langsam ansteigenden Region, erkennt man, dass ein Anstieg von 20% sich im für die Struktur unkritischen Bereich befindet. Eine entsprechende Sicherheits-schaltung soll in Zukunft ab einem Anstieg des Widerstandes um 20% eine Abschaltung des Stroms vornehmen und so die Struktur vor Schäden bewahren.

2.4.6. Magnetfeldmessung an einer mittleren Fallenlage

Zur genaueren Charakterisierung der Spulenstruktur der mittleren Fallenlage wurde eine Messung des Magnetfeldes mit einer Hall-Sonde durchgeführt (siehe Anhang C.1). Hierbei wurden die Spulen mit einem Strom von jeweils 1,5 A durchflossen. Mit Hilfe der Hall-Sonde wurde das Feld in den drei Raumrichtungen direkt oberhalb des Fallenschlitzes gemessen³. Alle Messungen fanden wegen der Abmessungen innerhalb des Hallsondenmesskopfes (Abbildung C.1) in einem Abstand von 1,0-3,7 mm in positiver z-Richtung, also oberhalb der Mittellage, statt.

Für die Messungen wurde der Hallsondenmesskopf an einer computergesteuerten, motorisierten Verschiebeeinheit fixiert. So konnte das Magnetfeld präzise vermessen werden. Für die Ausmessung der xy-Ebene ist in Abbildung 2.14 sowohl die Ausrichtung des Messkopfes über der Mittellage als auch die Ausrichtung des vermessenen Feldes über der Mittellage beispielhaft dargestellt.

³Definition der Achsen: die x-Achse ist die Fallenachse, die xy-Ebene die Fallenchipebene, die z-Achse steht senkrecht auf der Fallenchipebene.

Die Ergebnisse aller Messungen werden in den folgenden Absätzen beschrieben und in Tabelle 2.1 abschließend zusammen gefasst.

Messung in der xy -Ebene

Diese Messung erfolgte parallel zur Oberfläche und ($1 \pm 0,1$) mm oberhalb der mittleren Fallenlage (siehe Abbildung 2.14(a)). In dieser Raumrichtung wird von den Helmholtzspulenpaaren ein Quadrupolfeld erzeugt. Die Messergebnisse stellen eine Mittelung über Bereiche des Magnetfeldes dar, die von der aktiven Fläche der Hallsonde vermessen werden. Diese aktive Fläche hat einen nominalen Durchmesser von 1,78 mm [63] (siehe auch Abbildung C.1).

In der Simulation der Messung wurden die stromführenden Leiterbahnen und die komplexe Leiterbahnstruktur der mittleren Fallenlage nicht im Detail simuliert, da vor allem das magnetische Feld am Ort der Ionen von Interesse ist. Der Abstand der Hallsonde über der Oberfläche wurde für die Simulation als konstant angenommen.

Die Ergebnisse der Simulation und der Messung sind in Abbildung 2.15 dargestellt. Abbildung 2.15(a) zeigt die Simulation, 2.15(b) das Ergebnis der Hallsondenmessung. In Abbildung 2.15(b) bezeichnen die vier Linien, die mit *Schlitz* bezeichnet werden, den Ort des Fallenschlitzes. Die äußeren Linien entsprechen der Breite des Schlitzes in der mittleren Fallenlage (1,2 mm, vgl. Abb. 2.10)), die inneren Linien haben denselben Abstand wie die Spulenstücke zueinander ($440 \mu\text{m}$). *Spulen* bezeichnet die Mitte der Gradientenspulen.

Betrachtet man Maxima und Sattelpunkt des Quadrupolpotentials, stimmen Messung und Simulation bis auf ein Offsetfeld innerhalb der Fehler überein. In der Simulation wurde

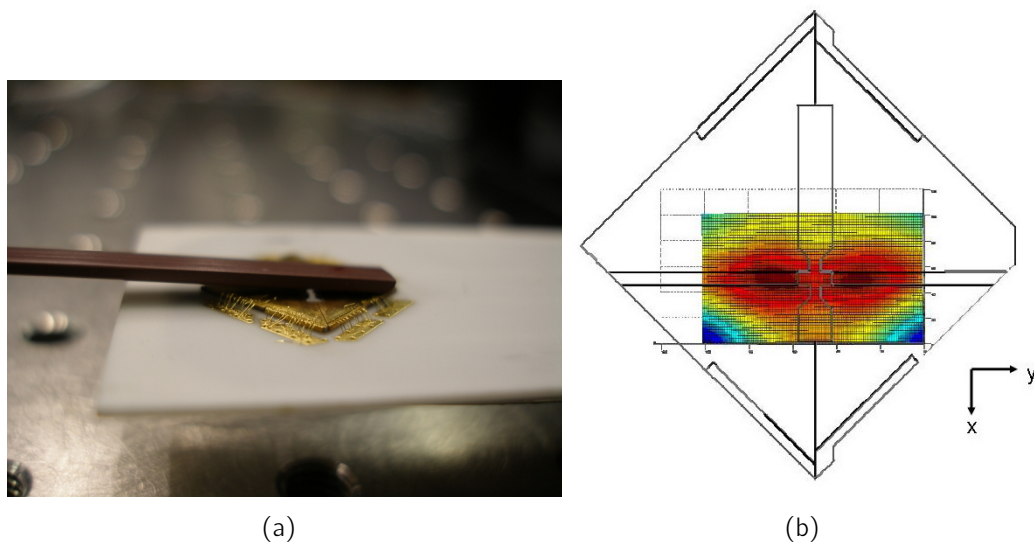


Abbildung 2.14.: Messung der Hallsonde parallel zur Oberfläche (xy -Ebene). Während der Messung wird die Sonde über eine computergesteuerte Verschiebeeinheit kontrolliert (je 100 Schritte mit einer Schrittgröße von $\Delta x=70 \mu\text{m}$ und $\Delta y=47 \mu\text{m}$) verfahren und nimmt so an definierten Punkten das Magnetfeld auf. Abbildung (a) zeigt ein Foto des Messaufbaus, Abbildung (b) zeigt das aufgenommene Quadrupolfeld und seine Ausrichtung zur mittleren Fallenlage.

der Sattelpunkt zu $3 \cdot 10^{-5}$ T und die Maxima zu $6 \cdot 10^{-5}$ T berechnet, es ergeben sich also $3 \cdot 10^{-5}$ T Differenz. Ein Messfehler von $1 \cdot 10^{-5}$ T wurde durch eine der Messungenauigkeit entsprechende Variation der Sensorhöhe um 0,1 mm mittels der Simulation berechnet. Bei der Messung wurde im Sattelpunkt ein Wert von $26 \cdot 10^{-5}$ T gemessen, im Maximum $30 \cdot 10^{-5}$ T. Die Differenz beträgt hier $4 \cdot 10^{-5}$ T und stimmt im Rahmen der Messungenauigkeit mit dem simulierten Wert überein.

Die Maxima und Minima des Quadrupols lassen in der Simulation zu $6 \cdot 10^{-5}$ T bzw. $-5 \cdot 10^{-5}$ T ermitteln, bei der Messung zu $30 \cdot 10^{-5}$ T bzw. $17 \cdot 10^{-5}$ T. Die Differenz zwischen den Minima und Maxima beträgt somit $11 \cdot 10^{-5}$ T (Simulation) bzw. $13 \cdot 10^{-5}$ T (Messung). Der Fehler beträgt $1 \cdot 10^{-5}$ T. Somit stimmen die relativen Ergebnisse im Rahmen der Messungenauigkeiten recht gut überein.

Zur Bestimmung des Untergrundes wurde die Messung mit und ohne durch die Spulen fließenden Strom durchgeführt. Die in diesem Abschnitt ermittelten Werte wurden untergrundbereinigt. Die hohen absoluten Werte des Magnetfeldes können somit nicht auf das Erdmagnetfeld oder ein anderes Gerät im Labor zurückgeführt werden. Jedoch wurden Felder der Zuleitungsdrähte und das Magnetfeld der Stromquelle nicht im Untergrund berücksichtigt.

Insgesamt stimmen das gemessene Quadrupolfeld und die Simulation desselben im Rahmen der Messungenauigkeiten bis auf einen konstanten Offsetterm von etwa $23 \cdot 10^{-5}$ T überein.

Messung in der xz -Ebene

Bei dieser Messung wurde die Hallsonde ähnlich wie bei der Messung parallel zur Oberfläche montiert, jedoch wurde der Messstift um 90° um die eigene Achse gedreht, so dass er senkrecht zur Oberfläche stand (xz -Ebene). Die Mitte der Sonde befand sich ($2,8 \pm 0,2$) mm

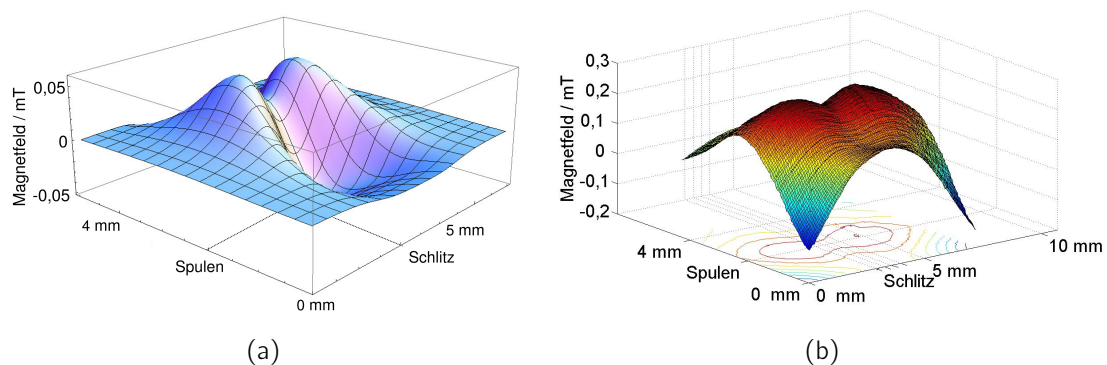


Abbildung 2.15.: In der xy -Ebene simuliertes und gemessenes Quadrupolfeld. (a) Simulation des Quadrupolfeldes. Die Lage des Schlitzes und der Spulen ist angedeutet. (b) Hallsondenmessung. Die mit *Schlitz* bezeichneten Linien deuten den 500 μ m breiten, 7,4 mm langen Schlitz in der mittleren Fallenlage an. *Spulen* bezeichnet die Mitte der Helmholtz-Spulenordnung. Von den Daten wurde ein Untergrund, gemessen am selben Ort ohne Stromfluss in den Spulen, abgezogen.

oberhalb der Spulenstruktur. Es wurde ein kontinuierlicher Anstieg des Feldes senkrecht zur Schlitzrichtung x beobachtet.

Die Stärke des Magnetfeldanstiegs ist in Simulation (Abb. 2.16(a)) und Messung (Abb. 2.16(b)) deutlich unterschiedlich. In der Simulation ist ein Anstieg von $3 \cdot 10^{-5}$ T, in der Messung um $17 \cdot 10^{-5}$ T zu beobachten. Der Fehler, bezogen auf die Ungenauigkeit in der Höhe der Sonde oberhalb der mittleren Fallenlage, beträgt $2 \cdot 10^{-5}$ T und erklärt die große Differenz nicht.

Zu erklären ist dieser Unterschied durch die unterhalb der Trägerkeramik angebrachten Zuleitungsdrähte. In der hier gemessenen Magnetfeldrichtung überlagert sich die größte Komponente des von den Zuleitungsdrähten erzeugten Magnetfeldes mit den von der mittleren Fallenlage erzeugten Magnetfeld. Die vier stromleitenden Drähte werden symmetrisch zur Messachse gegenläufig mit einem Strom von 3 A durchflossen und sind jeweils etwa 10 mm von dem Mittelpunkt der Messung entfernt. Somit ergeben sich, wenn man das vereinfachende Modell eines langen, geraden Leiters nach Gleichung (2.4.4) für die analytische Berechnung annimmt, zusätzliche Magnetfelder von $12 \cdot 10^{-5}$ T bzw. $-12 \cdot 10^{-5}$ T bei der senkrechten Magnetfeldmessung. Dieses Störfeld ist nicht im Untergrund enthalten.

Zusammenfassend kann man sagen, dass die Messung senkrecht zur Oberfläche mit einem großen Störfeld überlagert wurde. Das Störfeld erzeugt eine Felddifferenz von rund $20 \cdot 10^{-5}$ T am Ort der Messung.

Messung in der yz -Ebene

Für eine Messung in der yz -Ebene des von der mittleren Fallenlage erzeugten Magnetfeldes wurde der Messtift mit dem Hallsensor senkrecht von oben unter einem rechten Winkel zum Fallenschlitz in der yz -Ebene montiert. Diese Messung lieferte keine verwertbaren Ergebnisse, da der Hall-Sensor innerhalb des Messtiftes mit einem Abstand von 3,7 mm zur Spitze eingebaut ist (Abbildung C.1). In diesem Abstand ist das von den Spulen erzeugte

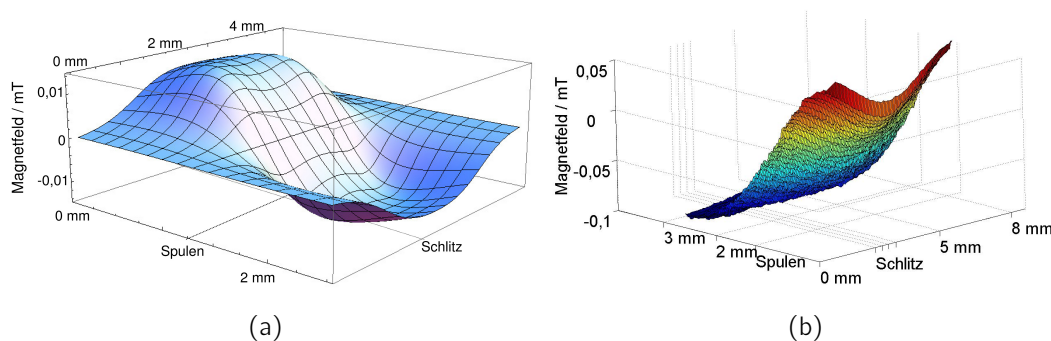


Abbildung 2.16.: In der xz -Ebene simuliertes und gemessenes Quadrupolfeld. (a) Simulation des Magnetfeldes in 3 mm Abstand zur Oberfläche. Die Lage des Schlitzes und der Spulen ist angedeutet. (b) Gemessenes Magnetfeld. Der Schlitz der mittleren Fallenlage sowie die Lage der Magnetfeldspulen sind angedeutet. Die Perspektive wurde aufgrund besserer Sichtbarkeit der Strukturen unterschiedlich zur Darstellung der Simulation gewählt.

Magnetfeld zu gering, um mit der Sonde gemessen werden zu können.

	Maximum 10^{-5} T	Minimum 10^{-5} T	Sattelpunkt 10^{-5} T	$ \Delta_{min,max} $ 10^{-5} T	$ \Delta_{max,sattel} $ 10^{-5} T
xy-Ebene					
Simulation	6	-5	3	11	3
Messung	30 ± 1	(17 ± 1)	(26 ± 1)	(13 ± 1)	(4 ± 1)
xz-Ebene					
Simulation	1,5	-1,5		3	
Messung	(8 ± 2)	(-9 ± 2)		(17 ± 2)	

Tabelle 2.1.: Ergebnisse der Magnetfeldmessungen und -simulationen an der Spulenstruktur der mittleren Fallenlage. $\Delta_{min,max}$ bezeichnet die Differenz zwischen dem Minimum und dem Maximum des Magnetfeldes, $\Delta_{max,sattel}$ die Differenz zwischen Maximum und Sattelpunkt. Die Messungen in der xy-Ebene stimmen bis auf einen konstanten Term von etwa $23 \cdot 10^{-5}$ T gut mit der Simulation überein. Die Messungen in der xz-Ebene weichen dagegen deutlich von der Simulation ab. Zu erklären ist das durch das Magnetfeld der Zuleitungsdrähte.

Insgesamt zeigen die in diesem Abschnitt vorgestellten Messungen mit der Hallsonde, dass durch die Elektromagnete der mittleren Fallenlage den Simulationen entsprechend in der xy-Ebene ein Quadrupolfeld erzeugt wird. Messungen des erzeugten Magnetfeldes bzw. seines Gradienten innerhalb des Fallenschlitzes, also im Nahfeld der Ionen, konnten aufgrund der Größe der Hallsonde nicht auf diese Weise erfolgen. Diese Messungen wurden mit in der Falle gespeicherten Ionen durchgeführt (siehe Abschnitt 6.3).

2.5. Fertigung der Mikrofalle

Die Fertigung der Mikrofalle ist ein komplexer Prozess mit mehreren Einzelschritten. Ausführlich wird dieser Prozess in Anhang A beschrieben. Hier soll nur eine kurze Zusammenfassung der Produktionsschritte erfolgen.

Die einzelnen Fallenteile wurden aus Al_2O_3 -Substraten mit Hilfe von Femtosekunden-Lasern herausgeschnitten. Dies ist ein zweischrittiger Prozess. Zunächst wurden alle Strukturen ausgeschnitten, die in der fertigen Falle eine Goldschicht tragen sollen. Die beschnittenen Substrate wurden dann mit Chrom (Haftschicht) und Gold beschichtet und anschließend mit Gold auf 5-10 μm (obere und untere Fallenlage) bzw. 20-40 μm (mittlere Fallenlage) Schichtdicke galvanisiert. Im Anschluss an die Galvanik erfolgte ein zweiter Laserbearbeitungs-Schritt, bei dem das unerwünschte Gold weggeschnitten und die Fallenteile komplett ausgeschnitten wurden. Hierbei wurden zudem die benötigten Leiterbahnstrukturen aus dem Gold heraus geschnitten.

Die Einzelteile der Falle wurden im Hause durch Ätzen von einer verbleibenden feinen Goldschicht befreit, die sich durch die Laserbearbeitung in den Lücken zwischen in das Gold geschnittene Leiterbahnstrukturen auf der blanken Keramik abgesetzt hatte und so

hochohmige Kurzschlüsse erzeugte. Die mittlere Fallenlage wies durch den längeren Galvanisierungsprozess große Aufwerfungen der Goldschicht von bis zu 50 μm auf, die manuell poliert wurden um ihre Höhe zu verringern. Alle Teile der Falle wurden auf Kurzschlüsse geprüft. Anschließend wurden die Falleneinzelteile zusammen mit isolierenden Zwischenlagen aus 25 μm dicken Polyimidfolie-Zuschnitten übereinander gelegt und verklebt. Als letzter Schritt wurde die nun komplette Mikrofaller auf einen Fallenhalter geklebt, ihre elektrischen Kontakte angebondet und in das Vakuumsystem eingebaut.

2.6. Verbessertes Mikrofallendesign

Aufgrund der während dieser Arbeit gesammelten Erkenntnisse wurden einige Studien zu einer möglichen Verbesserung des Designs der Mikrofaller durchgeführt. Diese Überlegungen werden im Folgenden kurz vorgestellt und schließen das Kapitel über die Mikrofaller ab.

2.6.1. Design ohne Isolationsschicht

Auf der Basis des beschriebenen dreilagigen Mikrofallendesigns wurde ein Elektrodendesign entwickelt, das es ermöglicht, eine stromführende mittlere Fallenlage ohne isolierende Zwischenschicht in die Fallenstruktur einzubauen (siehe Abbildung 2.17). Eventuelle Probleme, die durch die isolierende Schicht entstehen können, wie Spannungsdurchschläge, virtuelle Lecks, ungenaues Ausrichten von bis zu fünf Einzelschichten zueinander und der Verzerrung des Fallenpotentials durch die größere Höhe des Fallenschlitzes, werden so umgangen. Durch das veränderte Design wird zudem die Kapazität der Falle verringert, da die entsprechenden vergoldeten Oberflächen nicht mehr nur durch eine dünne Polyimidfolie, sondern durch die Al_2O_3 -Keramik voneinander getrennt sind.

Um eine möglichst breite stromführende Zuleitung zu erhalten, wurden die DC-Zuleitungen dichter aneinander gesetzt. Die Fläche, auf die die Bonds gesetzt werden können, ist somit kleiner als im ursprünglichen Design, dies sollte jedoch nach den Erfahrungen beim Ankontaktieren der Falle nicht problematisch sein.

Die Veränderungen in der Zuführungsgeometrie der elektrischen Kontakte verändert die elektrischen Eigenschaften der Falle am Ort der Ionen nicht [31], weswegen dieses Fallendesign realisierbar sein sollte.

2.6.2. Optimierte Spulengeometrie

Bei den in dieser Arbeit vorgestellten Vakuumaufbauten für die Mikrofaller wurde festgestellt, dass die Begrenzung des maximal möglichen Stroms, der dauerhaft an die Magnetfeldspulen angelegt werden kann, nicht durch die Magnetfeldspulen selber, sondern durch die Zuleitungsdrähte gegeben ist. Die Begrenzung durch die Bonddrähte kann, wie in Abschnitt 2.6.1 beschrieben, zwar durch größere Bondflächen und mehr Bonddrähte minimiert werden. Jedoch traten auch bei den restlichen Zuleitungen innerhalb des Vakuumsystems zum Teil recht hohe Widerstände von bis zu 1,4 Ω auf, die schon bei 10 A Strom eine Heizleistung von über 100 W bedeuten. Eine solch große Wärmemenge würde die Falle

zerstören, in vorhergehenden Versuchen wurden Kennzeichen einer Zerstörung der galvanisierten Goldschicht auf der Fallenmittellage bei einer angelegten Leistung von 20 W beobachtet (Abschnitt 2.4.4).

Deshalb kann es von Vorteil sein, auf einen möglichen Stromdurchfluss im beschriebenen Magnetfeldspulendesign von bis zu 100 A zu verzichten und statt dessen die Struktur dahin gehend zu optimieren, dass ein möglichst großer Magnetfeldgradient pro Stromstärke erzeugt wird. Dabei ist der maximal mögliche Strom durch die hier beschriebenen Strukturen geringer als bei dem aktuellen Design, da die Strukturen nicht wie die aktuelle Struktur auf einen minimalen Wärmeeintrag hin optimiert wurden.

Zwei entsprechend simulierte Strukturen sind in Abbildung 2.18 gezeigt. In diesen simulierten Strukturen wurde, im Vergleich zur aktuellen Geometrie, die Spulenkopfseite (vgl. Abb. 2.10, Maß „F“) verkleinert und der Abstand der Spuleninnenkanten (Abb. 2.9(d), Maß „B“) verringert. So erhält man bei gleicher Stromstärke eine größere Flussdichte in der Spulenkopfseite, die sowohl zu einem größeren Gradienten, als auch zu einem geringeren maximal möglichen Stromdurchfluss führt. Verkleinert man das Maß der Spulenkopfseite

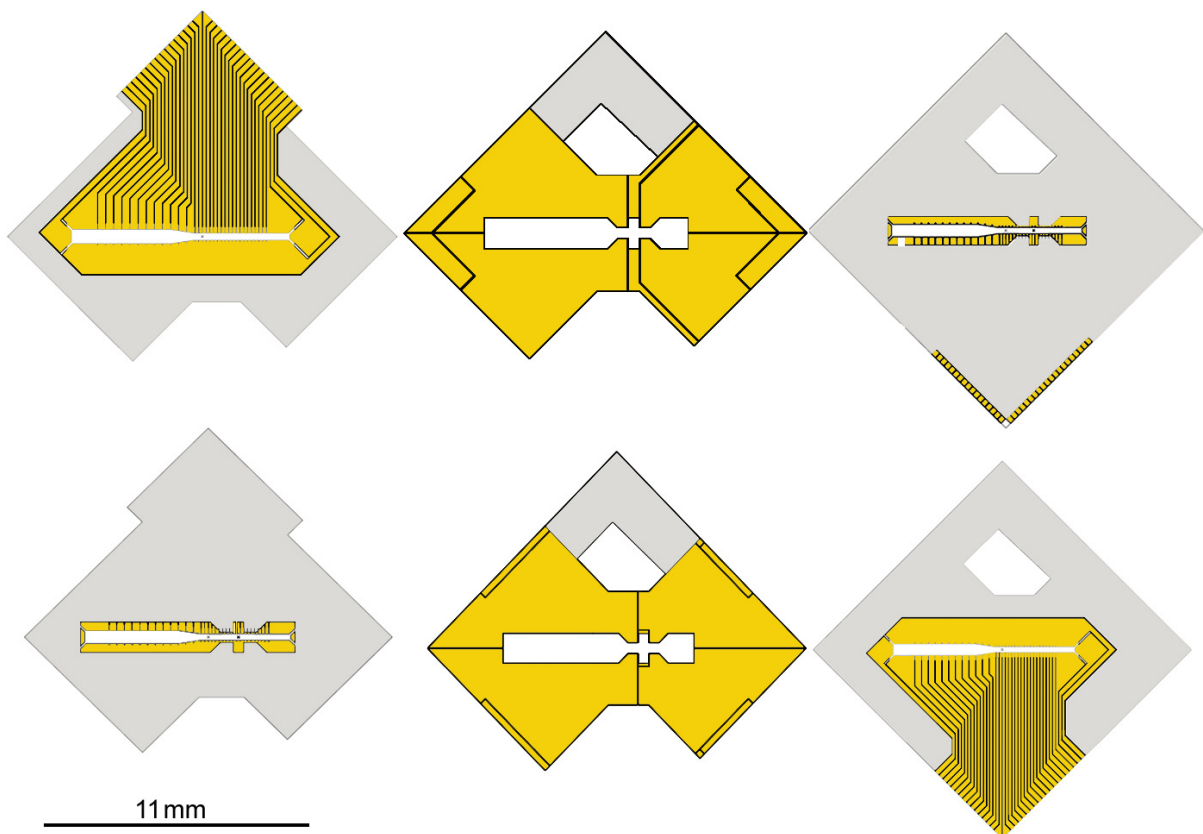


Abbildung 2.17.: Konstruktionszeichnung einer dreilagigen Mikrofalle mit integrierten Magnetfeldspulen ohne zusätzliche Isolierungsschicht und mit größeren Bondelektroden für die stromführende Mittellage. Unten ist die gespiegelte Unterseite, oben die Oberseite der Elektrodenstruktur zu sehen, jeweils von links nach rechts in der Reihenfolge obere Fallenlage, mittlere Fallenlage, untere Fallenlage. Die elektrisch leitenden Strukturen sind jeweils gelb, das isolierende Keramikträgermaterial in grau dargestellt.

von den bisherigen $400\ \mu\text{m}$ auf $200\ \mu\text{m}$ bzw. $100\ \mu\text{m}$, so ergeben sich maximale Magnetfeldgradienten von rund $3\ \text{T/Am}$ (Abb. 2.18(a)) bzw. $4\ \text{T/Am}$ (Abb. 2.18(b)). Der Abstand der Spulenninnenkanten wurde beide Male zu $300\ \mu\text{m}$ gewählt. Mit diesen Maßen wurde ein konstant maximaler Gradient über einen möglichst großen Bereich innerhalb des Fallenschlitzes erreicht (etwa $250\ \mu\text{m}$ bzw. $200\ \mu\text{m}$). Bei den Simulationen wurde, der aktuellen Geometrie entsprechend, eine Dicke der galvanisierten Goldschicht von $30\text{-}40\ \mu\text{m}$ angenommen.

Ein Nachteil der hier simulierten Geometrien gegenüber dem aktuell genutzten Design ist der kleinere Bereich, in welchem durchgehend Gradienten von mehr als $1\ \text{T/Am}$ erzeugt werden. Im aktuellen Design ist der erzeugte Gradient in einem durchgängigen Bereich von $600\ \mu\text{m}$ größer als rund $1\ \text{T/Am}$, bei den beiden simulierten Geometrien in einem Bereich von $450\ \mu\text{m}$ bzw. $300\ \mu\text{m}$. Sehr lange Ionenketten befänden sich bei diesen simulierten Designs also zum Teil in Bereichen recht geringer Gradienten.

Bei den simulierten Strukturen sind die Ströme durch die Spulenteile auf $50\ \text{A}$ bzw. $25\ \text{A}$ begrenzt (vgl. Abschnitt 2.4.3). Mit den allein durch die Spulendimensionen begrenzten maximalen Strömen könnten somit Gradienten von bis zu $150\ \text{T/m}$ bzw. $100\ \text{T/m}$ erzeugt werden. Bei den aktuell im Experiment möglichen, durch Zuleitungen und Bondverbindungen beschränkten, Strömen von bis zu $10\ \text{A}$ würden sich Gradienten von $30\ \text{T/m}$ bzw. $40\ \text{T/m}$ ergeben. Der aktuelle Aufbau hingegen wird Gradienten von bis zu $20\ \text{T/m}$ erzeugen können.

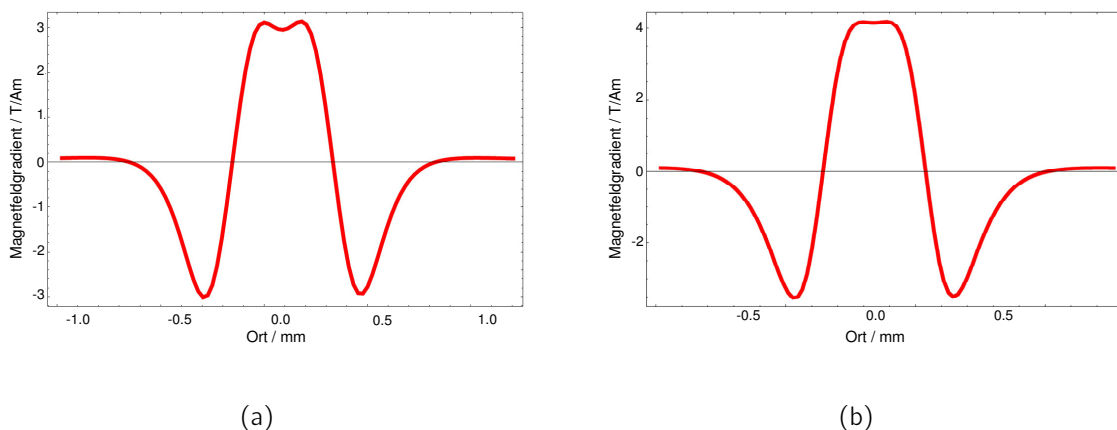


Abbildung 2.18.: Simulierte Gradienten in optimierten Spulengeometrien. Die Gradienten pro Ampere sind größer als bei dem aktuellen Design, jedoch können die Strukturen nur mit geringeren Strömen betrieben werden. Der Abstand der Spulenninnenkanten beträgt jeweils $300\ \mu\text{m}$. Zur Definition der Begriffe vgl. Abbildung 2.10. (a) Magnetfeldgradient bei einer Breite der Spulenkopfseite von $200\ \mu\text{m}$. Der maximal erreichte Gradient beträgt in diesem Design $3\ \text{T/Am}$. (b) Magnetfeldgradient bei einer Breite der Spulenkopfseite von $100\ \mu\text{m}$, das Maximum beträgt hier rund $4\ \text{T/Am}$.

3. Vakuumsysteme mit Dickschicht-Fallenhaltern

Bei den im Rahmen des Mikrofallenexperimentes geplanten Experimenten sollen Ionen innerhalb der Mikrofalle bewegt und mit verschiedenen elektromagnetischen Feldern manipuliert werden. Um diese Experimente erfolgreich durchführen zu können, muss sich die Mikrofalle in einem Ultrahochvakuum mit einem maximalen Druck von wenigen 10^{-10} mbar befinden (vgl. Abschnitt B.1.1). Ein guter optischer und Mikrowellen-Zugang gewährleistet die weitgehend ungestörte Bestrahlung der Ionen mit Mikrowellen und Laserlicht. Magnetische Materialien würden die für die Experimente benötigten Magnetfelder stören und müssen beim Bau eines Vakuumsystems vermieden werden.

Um Ionen in der Mikrofalle zu speichern und zu bewegen, müssen alle 70 DC-Fallenelektroden und die RF-Elektroden der Falle verbunden werden (Kapitel 2). Zur Unterdrückung von Einstreuungen der RF auf die DC-Elektrodenspannungen ist zudem eine effiziente Filterung der DC-Elektroden nötig. Nicht zuletzt müssen die in die Mikrofalle integrierten Elektromagnete an eine externe Stromquelle möglichst niederohmig angeschlossen werden, um ohmsches Heizen zu minimieren. Die effiziente Abführung der beim Betrieb der Magnete erzeugten Wärme soll eine Ermüdung der Materialien oder gar eine Zerstörung der Falle verhindern.

Im Verlauf der vorliegenden Arbeit wurden zwei Vakuumsysteme für den Mikrofallenaufbau entworfen, charakterisiert und aufgebaut. Diese beiden Systeme bestehen im Wesentlichen aus den Einzelkomponenten die in Abschnitt 3.1 vorgestellt werden. Im Aufbau unterscheiden sich die beiden Systeme jedoch stark voneinander. So ist das zuerst montierte Vakuumsystem um ein stählernes Verteilermodul herum aufgebaut, an welches alle benötigten elektrischen Anschlüsse mit der so genannten ConFlat-Technik befestigt wurden (Abschnitt B.2.1). Das zweitgenannte Vakuumsystem besitzt einen zentralen Keramikblock, der sowohl als Vakuumgrenzfläche dient als auch alle nötigen elektrischen Anschlüsse ermöglicht.

Beiden Systemen gemein ist die Verwendung der Dickschicht-Hybridtechnologie [47–49]. Durch diese Technologie können die für den Betrieb der Mikrofalle benötigten elektrischen Zuleitungen und Tiefpassfilter direkt auf dafür vorgesehene Keramiken gedruckt werden. Dadurch wird insbesondere das mühsame manuelle Anbringen einer Vielzahl von Kondensatoren und Widerständen, wie zum Beispiel in der Veröffentlichung [56] für eine vergleichbare Ionenfalle beschrieben, vermieden.

Beide Vakuumsysteme werden im Folgenden beschrieben und ihre Vor- und Nachteile analysiert. Die für dieses Kapitel benötigte Theorie der Vakuumtechnik sowie einige charakterisierende Messungen an den Vakuumkammern sind in Anhang B zu finden.

3.1. Vakuumsysteme für die Mikrofall

Die geplanten Experimente mit gefangenen Ionen im Mikrofallenexperiment führen zu einer Vielzahl von Herausforderungen für Planung und Bau eines Vakuumsystems. Im Folgenden werden die Komponenten vorgestellt, die in den beiden bislang realisierten Vakuumsystemen der Mikrofall genutzt wurden. Diese Vakuumsysteme werden dann ausführlich in den Abschnitten 3.2 und 3.3 beschrieben.

3.1.1. Komponenten der Vakuumsysteme

Um das für die Mikrofallenexperimente benötigte Ultrahochvakuum zu erzeugen, wird in den beiden realisierten Vakuumsystemen zumeist auf Standard-Vakuumpkomponenten zurück gegriffen. Die meisten Komponenten der Vakuumkammern bestehen aus nichtmagnetischem Edelstahl 316L oder 316LN und werden mit der ConFlat-(CF-)Technik miteinander verbunden (Abschnitt B.2.1). Andere Komponenten der Vakuumkammern bestehen aus Glas oder aus Keramik. Zur Erzeugung und Aufrechterhaltung des Ultrahochvakuums wurde eine Getterpumpe und, in einem der Systeme, zusätzlich eine Titansublimationspumpe an das Vakuumsystem angeschlossen (Abschnitt B.2.2). Die Druckmessung im versiegelten System erfolgt über einen Druckmesskopf (Abschnitt B.2.3).

Dem optischen und Mikrowellen-Zugang zur Mikrofall dient in beiden Systemen ein für die Ionenfluoreszenz bei 369 nm beidseitig antireflexbeschichtetes optisches Fenster. Stählerne Komponenten nahe dem Fenster wurden soweit möglich vermieden, um den Mikrowellen-Zugang nicht zu behindern.

Die mechanische Halterung der Mikrofall und die elektrische Kontaktierung und Filtrierung erfolgt über einen keramischen Fallenhalter.

3.1.2. Anforderungen an den Fallenhalter

Die Halterung der Mikrofall muss alle nötigen elektrischen Anschlüsse bereit stellen, die zum Betrieb der Mikrofall notwendig sind. Zudem müssen vergoldete Kontaktflächen zum Anschließen der Falle durch Bonddrähte vorgesehen werden. Da die Mikrofall über integrierte Elektromagnete verfügt, die bei einem hohen Strom betrieben werden sollen, ist zudem eine übermäßige Erwärmung der Falle zu verhindern. Auch sollen keine magnetischen Metalle wie Nickel verbaut werden, da diese das magnetische Feld stören würden. Nickel ist in kommerziellen keramischen Chiphalterungen (wie CLCC (ceramic leadless chip carrier) oder CPGA (ceramic pin grid array)), wie sie von anderen Forschergruppen für ähnliche Fallen benutzt werden [24, 26], enthalten. Nahe der Falle sollten Tiefpassfilter angebracht werden, um Störungen durch auf die DC-Elektroden eingestreuete Radiofrequenzsignal der Falle effektiv zu filtern. Nicht zuletzt muss der Fallenhalter auch die mechanische Halterung der Falle ermöglichen. Selbstverständlich muss auch auf die Vakuumtauglichkeit der verwendeten Materialien geachtet werden.

Eine Möglichkeit die Halterung und Kontaktierung der Mikrofall zu gestalten ist, eine Leiterbahnplatine entsprechend der aufgeführten Anforderungen zu konzipieren. Die ty-

pischen Kunststoff-Leiterplatten (PCBs) sind jedoch für ein UHV nicht geeignet¹. Mit der so genannte Dickschicht Technik können jedoch vakuumtaugliche und hitzeresistente Keramikplatten mit komplexen, viellagigen Leiterbahnstrukturen gefertigt werden. Diese Technik wurde für die Halterung der Mikrofaller gewählt und soll im Folgenden beschrieben werden.

3.1.3. Fallenhalter mit Dickschichttechnik

Für die Halterung der Mikrofaller wurde als Basismaterial Aluminiumoxid (Al_2O_3) gewählt, das mit Hilfe der Dickschichttechnik bedruckt wurde [47–50]. Die Dickschichttechnik dient der Herstellung elektronischer Schaltungen. Sie bietet die Möglichkeit, sowohl externe Bauteile in die Schaltkreise zu integrieren (Dickschicht-Hybridschaltungen), als auch bestimmte Bauteile direkt zu drucken.

Die Dickschichttechnologie arbeitet mit dem Siebdruckverfahren. Spezielle Pasten werden mit diesem Verfahren auf Al_2O_3 -Platten gedruckt². Nach dem Druck werden die Pasten in einem Hochtemperaturofen eingebrannt. Hierbei verschmelzen in den Pasten Glaspartikel und leitfähige Partikel miteinander, es bildet sich eine leitfähige Struktur. Der Einbrennprozess dauert typischerweise rund 60 min. Hierbei fährt der Einbrennofen mit einer Geschwindigkeit von 50 K/min bis auf die Maximaltemperatur von 850 °C, die 10 min lang konstant gehalten wird, bevor die Temperatur wieder mit 50 K/min herunter gerammt wird. Für den Druck auf Aluminiumoxidplatten, die eine Dicke von wenigen Millimetern überschreiten oder auf Platten anderer Materialien muss der Einbrennprozess gegebenenfalls angepasst werden³. Durch die Einbrennprozedur erhält man eine sehr gute Haftung der Pasten auf dem Keramikträgermaterial.

Für die Dickschichtdrucke gibt es verschiedene Typen von druckbaren Pasten. Neben den Leiterbahnpasten, welche meist aus einem Gemisch von Silber, Palladium, Glas und einem pastenartigen Lösungsmittel bestehen, gibt es zudem noch Isolationspasten, die nur aus Glaspartikeln und einer Lösungsmittelpaste bestehen, spezielle Pasten mit spezifischen Dielektrizitätskonstanten für den Druck von Kondensatoren, sowie unterschiedliche Widerstandspasten, mit denen Widerstände vom Ohm- bis in den oberen Megaohmbereich gedruckt werden können.

Mit der Dickschichttechnik können Platten mit komplexen Leiterbahnstrukturen in mehreren Ebenen gedruckt werden. Eine Isolationschicht wird dabei genutzt, um verschiedene Leiterbahnebenen übereinander zu drucken. Hier muss jedoch beachtet werden, dass bei jeder neuen Ebene ein neuer Einbrennvorgang nötig ist. Kleinere Kapazitäten (pF -Bereich) können durch den abwechselnden Druck von leitenden und Isolationsflächen hergestellt werden. Durch spezielle Leiterbahngeometrien können zudem auch kleinere Induktivitäten (μH -Bereich) gedruckt werden. Es ist möglich, durch eine Laserbearbeitung Durchfüh-

¹Eine Ausnahme bilden verschiedene PTFE basierte PCBs von Rogers (z.B. RO3003 [41] oder RO4350B [42]); bislang wurden mit diesen PCBs nur zweilagige Designs realisiert.

²Für die in dieser Arbeit beschriebenen Platten wurden ausschließlich Pasten der Firma DuPont verwendet, und zwar die Goldpaste 5722L, die Silber-Palladium-Paste LF 121 sowie die Isolationspaste 5704.

³Für den 15 mm dicken Vakuumgrenzschicht-Fallenhalter (Abschnitt 3.3) wurde eine Rampe von 20 K/min (mit zusätzlichen kurzen Pausen zur Thermalisierung) und eine Verweildauer von 20 min bei 850 °C gewählt.

rungsfenster (Vias) zu schaffen, durch die Ober- und Unterseite einer beidseitig bedruckten Keramik leitend miteinander verbunden werden.

Die Technik erlaubt es zudem, Leiterbahnstrukturen mit einer minimalen Breite von weniger als 0,1 mm zu drucken, die typische Höhe der Strukturen ist hierbei 7-11 μm . Die Leiterbahnbreite kann noch weiter reduziert werden, wenn die Methode des Lasertrimmens angewandt wird. Mit demselben Trimmlaser können zudem gedruckte Widerstände so abgeglichen werden, dass sie nach dem Trimmen mit einer Genauigkeit von weniger als 0,1% einen bestimmten Widerstandswert besitzen. Die gedruckten Widerstände zeigen auch nach einem Ausbackvorgang, wie er für Vakuumanwendungen nötig ist, noch eine sehr gute Genauigkeit. In einem Test wurden 25 Dickschichtwiderstände von 0,6-1 k Ω für sieben Tage bei 130°C und anschließend für zwei Tage bei 300°C gebacken. Der Unterschied der Widerstandswerte vor und nach diesem Backvorgang betrug $(0,211 \pm 0,008) \%$ (Abb. 3.1).

Dickschichtdrucke können mit der Drahtbondetechnik (Abschnitt A.4.2), leitendem Klebstoff oder auch durch Löten elektrisch ankontaktiert werden. Eine Ankontaktierung durch Löten ist jedoch insbesondere bei Dickschichtplatinen, die im Vakuum genutzt werden sollen, problematisch. Bei Lötversuchen mit vakuumtauglichem Lot wurden die zu verlötenden Leiterbahnen vom Flussmittel des Lotes teilweise zerstört.

Auf Aluminiumoxidkeramik gedruckte Dickschichtdrucke sind tauglich für UHV-Anwendungen. Bei einem Test, bei dem solche bedruckten Keramiken in eine Vakuumkammer gebracht wurden, konnten bei einer Analyse des im Vakuum befindlichen Gases mit Hilfe eines Massenspektrometers (Abschnitt B.3.3) keine durch den Dickschichtdruck hervorgerufenen Masseneinträge im Massenspektrum festgestellt werden. Bei dem Vakuumaufbau mit Vakuumgrenzschicht-Fallenhalter (Abschnitt 3.3) wurden Drücke im niedrigen 10^{-11} mbar Bereich erreicht.

Für die Anwendung im Mikrofallenexperiment wurde Aluminiumoxidkeramik als Trägermaterial gewählt, da sie sich durch ihre verhältnismäßig hohe Wärmeleitfähigkeit von

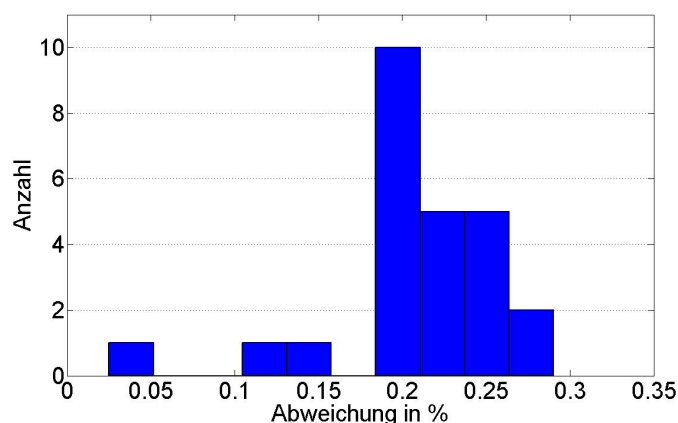


Abbildung 3.1.: Betrag der Abweichung der Widerstandswerte von 25 gedruckten Dickschichtwiderständen in % nach 7-tägigem Backen bei 130°C und anschließend 2-tägigem Backen bei 300°C. Die absoluten Widerstände variierten zwischen 0,6 k Ω und 1,0 k Ω . Die mittlere Abweichung des Widerstands nach dem Backen zu seinem vorherigen Wert beträgt $(0,211 \pm 0,008) \%$.

28 W/Km gegenüber anderen Keramiken auszeichnet. An Stelle der Aluminiumoxidkeramik können jedoch auch andere Materialien als Trägermaterial verwendet werden, die für andere Anwendungen vorteilhaft sein können. So sind beispielsweise Aluminiumnitrid, Berylliumoxid oder auch Polyimid (letzteres bei geringeren Prozesstemperaturen) als Substratmaterialien genutzt worden [49]. Die Glaskeramik MAKOR wurde von uns als Substrat getestet. Erste Drucke wurden durchgeführt, das Material scheint ebenfalls geeignet zu sein.

3.2. In-Vakuum-Fallenhalter

In diesem Abschnitt wird ein Vakuumaufbau für die Mikrofaller beschrieben, bei dem ein mittels Dickschicht bedruckter Fallenhalter innerhalb des Vakuums betrieben wurde. Diese Technik ermöglicht trotz einem großen Abstand der Mikrofaller zu den Vakuumdurchführungen (hier etwa 30 cm) eine Filterung der DC-Fallenelektroden nur wenige Zentimeter (hier rund 1-3 cm) von der Mikrofaller entfernt.

3.2.1. Vakuumkammer

Für diesen Vakuumaufbau wurde auf ein vorhandenes CF-Verteilermodul zurück gegriffen, durch das Randbedingungen an das Design vorgegeben wurden. In Abbildung 3.2 ist der Vakuumaufbau zu sehen. In der Abbildung erkennt man die Ionengetterpumpe für die Erzeu-

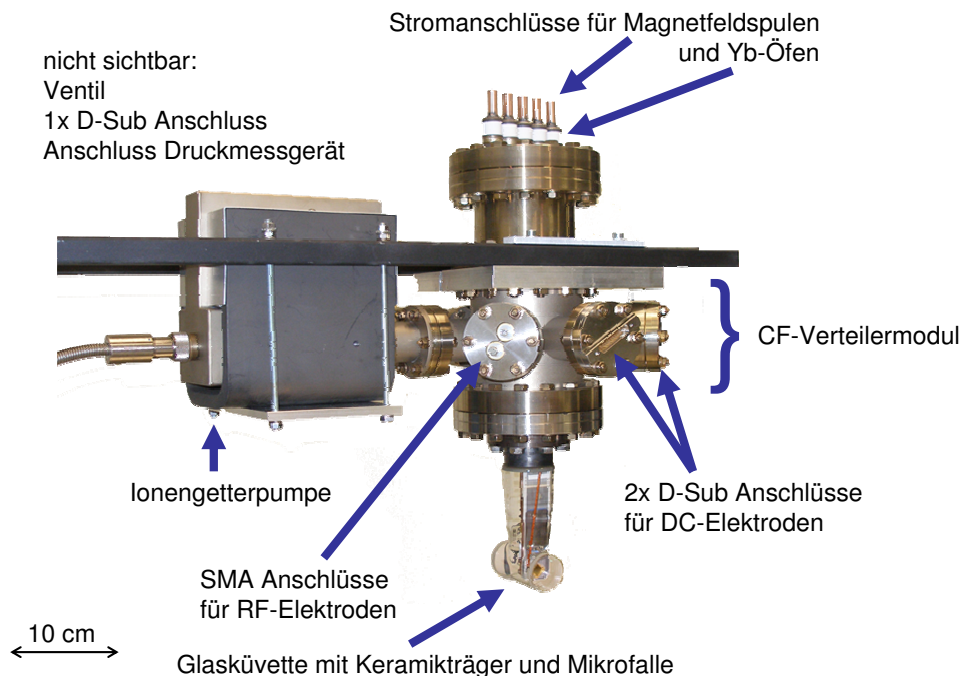


Abbildung 3.2.: Vakuumaufbau mit In-Vakuum-Fallenhalter. Zu sehen ist das zentrale CF-Verteilermodul, an das alle benötigten Anschlüsse angeflanscht wurde. Die Mikrofaller befindet sich auf dem Fallenhalter am unteren Ende der Glasküvette.

gung und Aufrechterhaltung des Ultrahochvakuums (UHV), zwei SMA-Anschlüsse, von denen einer für den Fallenantrieb genutzt wurde, zwei von insgesamt drei D-Sub Anschlüssen für die Gleichspannungs-Kontaktierung (DC-Kontaktierung) der Falle, große Kupferdurchführungen für den Spulenstrom sowie eine Glasküvette für einen ungehinderten optischen und Mikrowellen-Zugang zur Falle. Die einzelnen Komponenten dieser Vakuumkammer sind ausschließlich mit Hilfe von CF-Flanschen (Kapitel B.2.1) miteinander verbunden. Das Material der Flansche, wie auch der anderen Komponenten der Kammer, ist nichtmagnetischer, rostfreier Edelstahl.

Die einzelnen Komponenten der Vakuumkammer werden im Folgenden dargestellt, die genaue Arbeitsweise der relevanten Standard-Vakuumkomponenten wird in Anhang B beschrieben.

3.2.2. Aufbau des Fallenhalters

Die hier beschriebene Vakuumkammer, in die die erste Mikrofaller eingebaut wurde, verfügt über eine recht lange und schmale Glasküvette (Abb. 3.2; Länge ohne CF-Flansch: 15 cm, kleinster Innendurchmesser: 3 cm). Die so vom Stahlkörper der Vakuumkammer weit entfernte Experimentierzone verhindert eine Abschirmung der Mikrowellenstrahlung durch den Stahl der Vakuumkammer. Am Ende dieser Küvette befinden sich zwei beschichtete Glasfenster als optischer Zugang zur Mikrofaller. Diese Küvette erschwert durch ihre Dimensionen die Kontaktierung der, mit den beiden Elektroden auf der Fallenmittellage, insgesamt 72 DC-Elektroden der segmentierten Mikrofaller.

In Abbildung 3.3 ist die In-Vakuum-Fallenhalterung aus mit Dickschichttechnik bedruckter Al_2O_3 -Keramik zu sehen. Die Platine besteht aus fertigungstechnischen Gründen aus drei

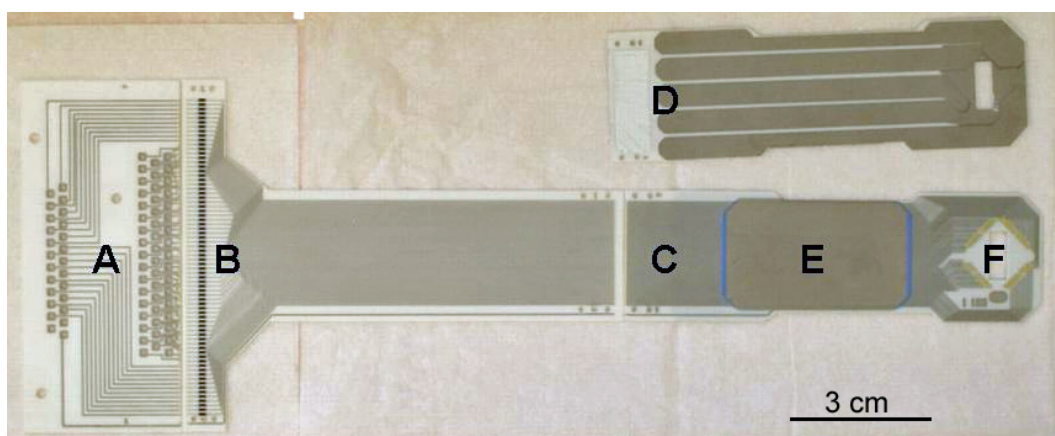


Abbildung 3.3.: Halterung der Mikrofaller nach dem Dickschichtdruck. Die Einzelteile sind noch nicht zusammengesetzt. A bezeichnet die Region, in der die D-Sub Pins eingelötet und ankontaktiert werden. Auf Keramikteil B sind die Dickschichtkondensatoren und Zuleitungen gedruckt, auf Teil CEF befindet sich der Kondensator (E) und die goldenen Verbindungsflächen für die Ankontaktierung der Mikrofaller (F). Teil D zeigt die Rückseite von CEF mit den breiten Leiterbahnen für die Stromkontakte der in die Mikrofaller integrierten Elektromagnete.

Einzelstücken (A, B und CEF; D zeigt die Rückseite von CEF.). Die drei jeweils 0,6 mm dicken Keramikstücke wurden mit Epoxidkleber⁴ zusammen geklebt. Hierzu wurden zwei weitere Keramikstücke gefertigt, die von hinten überlappend auf die Keramikstücke geklebt wurden. Anschließend wurden die Leiterbahnen der Einzelstücke durch Bonddrähte verbunden (Abb. 3.4(b)). In Bereich F befindet sich der Sockel für die Mikrofalle, die über gebondete Goldverbindungen an den Fallenhalter angeschlossen wird (Abb. 3.4 (c)). Die 72 Elektrodenanschlüsse führen über den gesamten Halter bis zu A, wo sich eine Anschlussmöglichkeit für D-Sub Steckerköpfe befindet (Abb. 3.4 (b)). Die Pins der D-Sub Stecker konnten erst angelötet werden, nachdem die einzelnen Stecklöcher manuell mit Silberpalladiumpaste durchkontaktiert wurden. Eine maschinelle Durchkontaktierung ist aufgrund der Lochgröße nicht möglich.

Die DC-Zuleitungen werden durch einen Tiefpass gefiltert, E ist der Tiefpass-Kondensator (Kapazität: 34-40 pF) und bei B sind die entsprechenden gedruckten Widerstände ($2-2,5 \text{ k}\Omega$ ⁵) zu sehen.

Für den Betrieb der Magnetfeldspulen in der Falle wird ein Strom von mehreren Ampere benötigt. Dieser Strom wird von der Rückseite des Halterstückes, auf dem die Mikrofalle plaziert wurde (D), durch angelötete Kupferblöcke auf 5 mm breiten Leiterbahnen über so genannte Wärmeleitrohre⁶ zugeführt (Abb. 3.4(a)). Durch die Keramik führende Durch-

⁴Typ EPO-Tek 90-87-6

⁵Die Widerstände wurden nicht abgeglichen (Abschnitt 3.1.3), da diese Genauigkeit für den Tiefpassfilter ausreichend ist

⁶Durchmesser 4 mm, Hersteller: Firma DAU GmbH Ligist

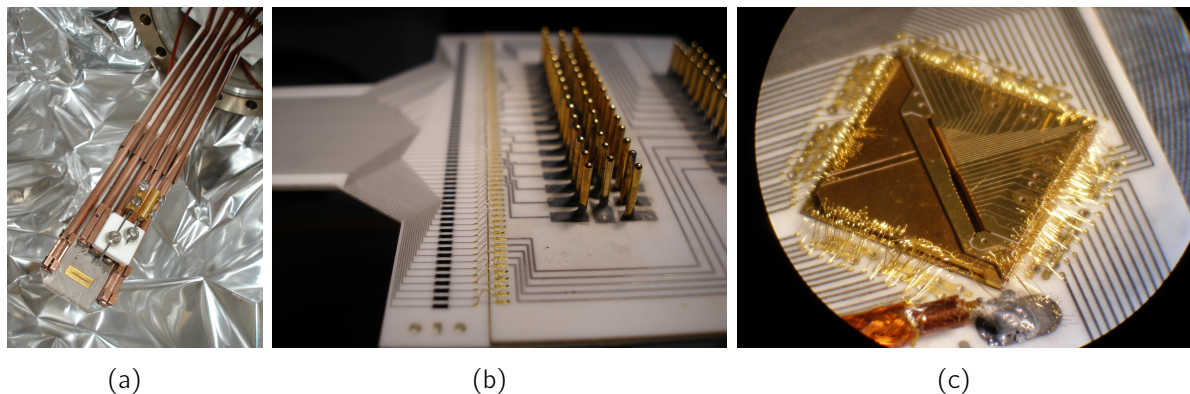


Abbildung 3.4.: In-Vakuum-Fallenhalter beim Einbau in das Vakuumsystem. (a) Halterung der Mikrofalle beim Einbau in die Vakuumkammer, Rückansicht. Man erkennt die Wärmeleitrohre, die den elektrischen Kontakt für die in die Mikrofalle integrierten Elektromagneten ermöglichen und den Fallenhalter mechanisch fixieren. (b) Gelötete Pins auf Halterteil A (Nomenklatur nach Abb. 3.3), die mit den D-Sub Steckerköpfen für die DC-Zuleitungen verbunden werden. Gut zu erkennen sind auch die Bonddrähte, die die Platinteile A und B verbinden. (c) Fixierte und angebondete Mikrofalle und das angelötete RF-Kabel für den Fallenantrieb. Die Bonddrähte der Falle führen zu den gedruckten Goldkontakten, die Kontakte für die Elektromagnete werden durch die Keramik des Fallenhalters über Vias durchgeführt.

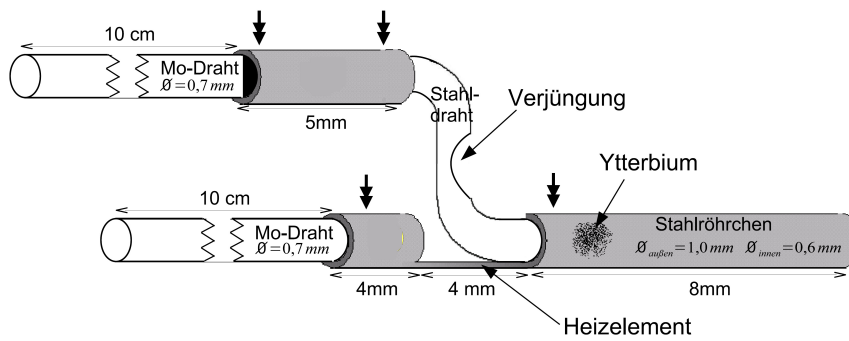


Abbildung 3.5.: Schematische Darstellung eines Ytterbiumofens [64]. Ytterbiumgranulat wird in das Stahlröhrchen eingefüllt, das bei Erwärmung des Ofens aus diesem austritt. Dafür wird der Ofen mit einem Strom durchflossen. Die Doppelpfeile zeigen an, wo die Drahtstücke in das Stahlrohr geschweißt wurden. Der verjüngte Stahldraht dient zur Wärmerückhaltung vom Heizelement.

kontaktierungen verbinden den Strom über viele parallele Bonddrähte mit der Mikrofalle (Abb. 3.4(c)).

Wärmeleitrohre oder *Heatpipes* sind evakuierte Rohre, in denen sich eine Flüssigkeit (Wasser oder Alkohol) befindet [57]. Der Innendruck ist so gewählt, dass die Flüssigkeit bei geringfügiger Temperaturerhöhung ihren Siedepunkt erreicht. Wird eine Seite des Wärmeleitrohres erhitzt, verdampft die Flüssigkeit, der Dampf kondensiert am kühleren Ende des Wärmeleitrohres und fließt abgekühlt zum warmen Ende zurück. Auf diese Weise wird eine hohe Wärmeleitfähigkeit erreicht.

Messungen an einem Wärmeleitrohr mit 12 mm Durchmesser ergaben eine bis zu 50mal höhere Leitfähigkeit des Wärmeleitrohres verglichen mit einem Kupferstab gleichen Durchmessers. So erreichte das untersuchte Wärmeleitrohr im senkrechten Betrieb bei einer Heizleistung von 20 W eine Wärmeleitfähigkeit von $2 \cdot 10^4$ W/Km (Zum Vergleich: Ein Kupferstab (reines Kupfer) derselben Abmessungen hat eine Wärmeleitfähigkeit von rund $4 \cdot 10^2$ W/Km). Laut Hersteller kann ein solches Wärmeleitrohr eine bis zu 100mal höhere Wärmeleitfähigkeit haben als ein Kupferstab mit gleichen Abmessungen.

Durch integrierte Kapillarrohre können Wärmeleitrohre nicht nur senkrecht zum zu kühlenden Objekt, sondern auch unter verschiedenen Winkeln zum Objekt noch effektiv kühlen [57]. Die Wärmeleitfähigkeit der Wärmeleitrohre ist jedoch im senkrechten Betrieb am größten.

Die Abbildung 3.5 zeigt die schematische Darstellung eines in diesem Vakuumaufbau integrierten Ofens [64]. Ein Stahlröhrchen wird mit granularem Ytterbium etwa 1 mm tief befüllt. Über die beiden daran befestigten Molybdän-Drähte fließt beim Laden der Mikrofalle mit Ytterbiumionen ein Strom von wenigen Ampere durch den Ofen (Abschnitt 5.6.1). An dem Ausschnitt des Stahlröhrchens (in der Abbildung mit *Heizelement* gekennzeichnet) wird nahe dem mit Ytterbium gefüllten Stahlröhrchen ein höherer Widerstand erzeugt, das Röhrchen wird bei Anlegen des Stromes vornehmlich an dieser Stelle erhitzt. Durch

die Erwärmung tritt ein durch das lange Stahlröhrchen gerichteter Ytterbium-Atomstrahl kegelförmig aus dem Ofen aus.

Im beschriebenen Vakuumaufbau befinden sich zwei dieser Öfen, die mit den Isotopen ^{172}Yb bzw. ^{171}Yb angereichertem Ytterbiumgranulat gefüllt wurden. Über eine Blende wird der Atomstrahl auf den Fallenspalt gerichtet (vgl. Abb. 3.6 (a) und (b)). Die Blende soll verhindern, dass die Oberfläche der Mikrofalle metallisiert wird und es somit zu Kurzschlüssen kommt. Die beiden Öfen werden über Kupferblöcke fixiert, welche auch als Halterung für die Wärmeleitrohre dienen. Hierzu wurden in zwei der Kupferblöcke Schraublöcher angebracht. Eine gemeinsame Erde der Öfen ist über eine Schraube leitend mit einem der Kupferblöcke, und so mit einem der Wärmeleitrohre, verbunden (Abb. 3.6(b), links im Bild). Zwei andere Drahtverbindungen sind über eine Klemmkonstruktion mit langen Kupferdrähten verbunden, die zur Vakuumdurchführung führen. Die Klemmkonstruktion ist mit Hilfe eines MAKOR -Blockes mit Schraubeinsatz an dem zweiten präparierten Kupferblock befestigt (Abb. 3.6(b)). Die Blende, die den Atomstrahl formt, wird mit der Masseverbindung der Öfen verschraubt und so zugleich fixiert und geerdet.

Das zeitaufwendige Ausrichten der Öfen musste am offenen Vakuum-Rezipienten durchgeführt werden, da alle notwendigen Befestigungsblöcke direkt am Halter der Mikrofalle befestigt wurden. Um eine Kontamination des Vakuums zu minimieren, sollte es ein zukünftiges Design ermöglichen, die Öfen schon vor dem Einbau zu justieren.

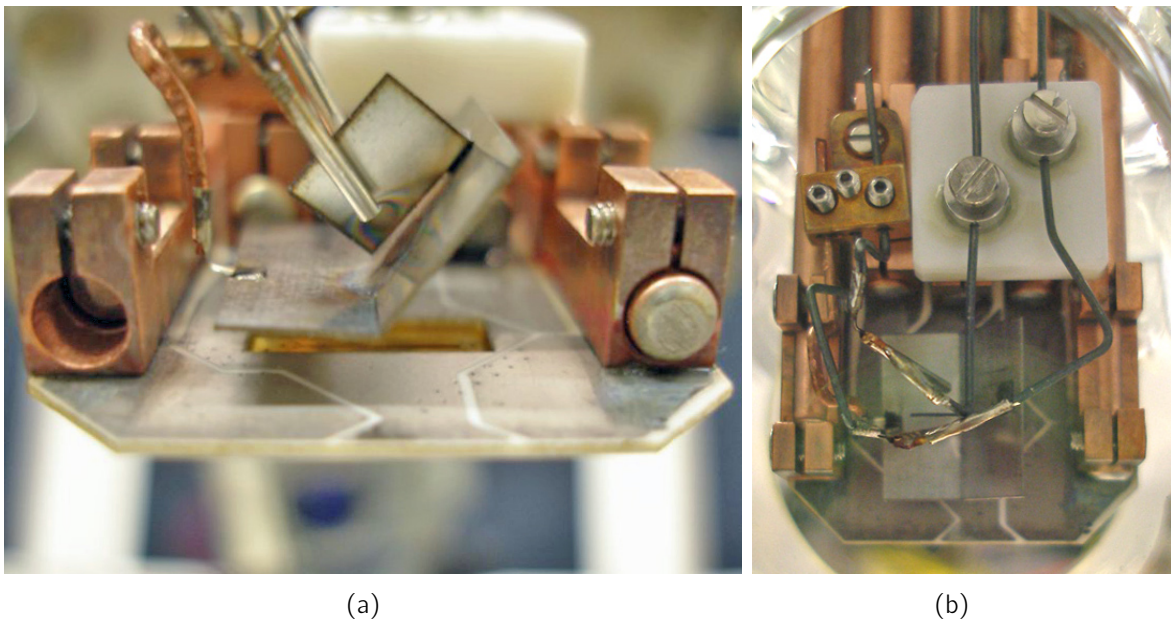


Abbildung 3.6.: Zwei Ansichten der Rückseite des Fallenhalters, an der die Ytterbiumöfen, Ofenblende und die Wärmeleitrohre befestigt wurden. Man erkennt die aufgelöteten Kupferblöckchen, die die Wärmeleitrohre befestigen. Der weiße Keramikblock aus MAKOR dient als Halterung für die Ytterbiumöfen. Links des MAKOR-Blockes in Abbildung (b) befindet sich der Erdungskontakt von Öfen und Ofenblende, die mit je einer Madenschraube in dem kupfernen Verbindungsstück fixiert wurden.

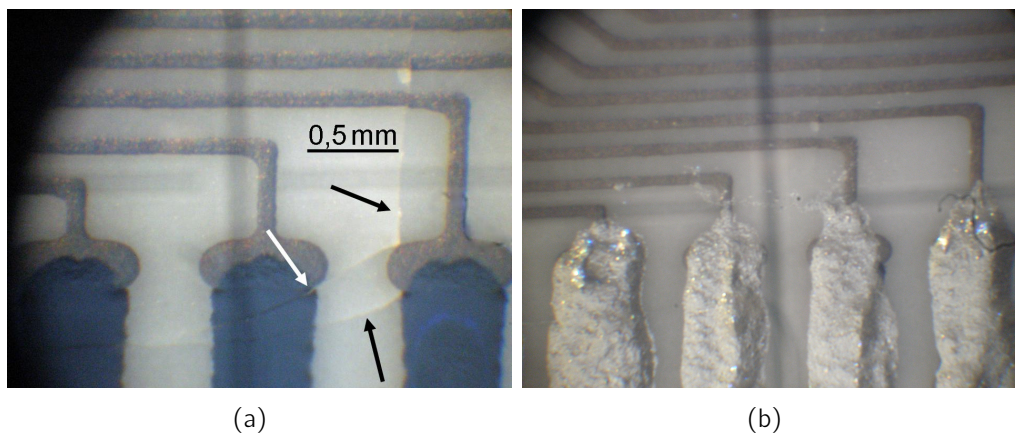


Abbildung 3.7.: Ansicht des In-Vakuum-Fallenhalters, Region A (Nomenklatur nach Abb. 3.3). (a) Risse in der Keramik, die einen Wackelkontakt verursachen. Die Lage der Risse wird durch Pfeile angezeigt. (b) Reparatur des Risses mit leitendem Klebstoff.

3.2.3. Elektrische Eigenschaften

Die Nutzung eines In-Vakuum-Dickschichtfallenhalters mit integrierten Tiefpassfiltern ist eine gute Methode, mikrostrukturierte Ionenfallen anzukontaktieren. Solche Fallenhalter wurden in anderen Experimenten bereits erfolgreich adaptiert⁷. Bei dem hier beschriebenen Vakuumaufbau mit In-Vakuum-Fallenhalter waren jedoch einige der elektrischen Eigenschaften nicht zufrieden stellend. Im Folgenden werden diese Punkte aufgeführt und diskutiert. Diese Probleme führten dazu, dass mit dem beschriebenen Aufbau keine Ionen gespeichert werden konnten.

Unterbrechung von Leiterbahnen Ein Problem dieses Aufbaus ist der lange, dünne keramische Fallenhalter und seine geringe Biegefestigkeit. Durch mechanischen Stress entstanden feine Risse in der Keramik, welche zu einer schwer lokalisierbaren Unterbrechung von einigen Leiterbahnen und Widerständen führten (siehe Abb. 3.7(a)). Es wurde versucht, die Risse in den Leiterbahnen mit einem leitenden Epoxidklebstoff zu reparieren (Abb. 3.7(b)), hierbei wurden die Widerstände überbrückt. Zur Fixierung wurde die geklebte Stelle mit nicht leitendem vakuumtauglichen Epoxy⁸ eingegossen.

Hohe Kapazitäten Die von außerhalb des Vakuums gemessene Kapazität von Mikrofalle und RF-Zuleitung, an die der Radiofrequenzgenerator angeschlossen wurde, betrug 900 pF. Die Mikrofalle selber sollte theoretisch nur eine Kapazität von etwa 20 pF aufweisen, das RF-Zuleitungskabel etwa 50 pF. Die hohe Kapazität führte dazu, dass mehr RF-Leistung an das System angelegt werden musste, um an der Falle die benötigte RF-Spannungsamplitude zu erhalten. Der Abgleich des RF-Resonanzkreises war durch die hohen Kapazitäten eine zeitaufwändige Aufgabe. Die durch die hohe benötigte Leistung bedingte Einstreuung der

⁷In den Arbeitsgruppen Rainer Blatt in Innsbruck und Ferdinand Schmidt-Kaler in Mainz.

⁸Typ EPO-Tek 90-87-6

Radiofrequenz in das Labor war ebenfalls problematisch. Ohne die Demontage und Zerstörung der montierten Mikrofaller konnte die Ursache für die hohe Kapazität nicht gefunden werden.

3.3. Vakuumgrenzschicht-Fallenhalter

Die Basis des Designs des zweiten realisierten Vakuumsystems für die Mikrofaller bildet ein 1,5 cm dickes Al_2O_3 -Keramikstück, welches mittels Dickschichttechnik (Abschnitt 3.1.3) mit den benötigten elektrischen Zuleitungen für die Mikrofaller bedruckt wurde. Es dient nicht nur der mechanischen Halterung der Fallere und ihrer elektrischen Kontaktierung, sondern auch als Vakuumdurchführung des Aufbaus. Hierbei wird die Vakuumversiegelung mit Indium erreicht. Die elektrische Kontaktierung der DC-Elektrodenzuleitungen, der RF und der Anschlüsse für Elektromagnete und Ytterbiumöfen kann deshalb außerhalb der Vakuumdurchführung über Standard-PCB-Platinen erfolgen. Durch eine spezielle keramische Ofenhalterung können zudem die Ytterbiumöfen schon vor dem Einbau in das Vakuumsystem vorjustiert werden. So wird die Kontamination des Vakuums während des Ofeneinbaus minimiert.

Durch dieses Design wird ein kompaktes Vakuumsystem mit kurzen Zuleitungsdrähten von wenigen Zentimetern Länge, einer hohen Wärmeleitfähigkeit und, durch den dicken Keramikblock, einer hohen mechanischen Stabilität implementiert.

3.3.1. Aufbau des Fallenhalters

Abbildung 3.8 (a) und (b) zeigen die zentrale mit Dickschichttechnik bedruckte Al_2O_3 -Keramik dieses Vakuumaufbaus. Die unbedruckte Keramik wurde von der Firma Micro-Ceram GmbH gefertigt. Sie misst 65 mm x 75 mm x 15 mm. An zwei Seiten wurden je vier Sacklöcher in die Keramik gebohrt, in die vier Wärmeleitrohre von 7 mm Durchmesser und vier Wärmeleitrohre von 3 mm Durchmesser zur Kühlung des Blockes gesteckt werden können. Diese befinden sich nach dem Zusammenbau der Vakuumkammer außerhalb des Vakuums.

Im mittleren Teil der Keramik befindet sich auf der Unterseite eine konische Ausfräsung, um Laserstrahlen reflexionsfrei auskoppeln zu können (Abb. 3.8(b)). Die Ausfräsung ermöglicht zudem den Zugang der beiden rückseitig montierten Ytterbium-Öfen, die isopenangereichertes ^{171}Yb - bzw. ^{172}Yb -Granulat enthalten (vgl. Abschnitt 3.3.2).

Die mittels Dickschichttechnik gedruckten Zuleitungen sind in den Abbildungen 3.8(a) und (b) gut zu sehen. Die Abbildung 3.9 gibt einen Überblick über die einzelnen Schritte, in denen der Druck aufgebracht wurde, und ermöglicht zugleich eine bessere Sicht auf die einzelnen Schichten. Auf der Oberseite wurden 74 Leiterbahnen für Gleichstrompotentiale gedruckt, von denen zwei der Reserve dienen. Goldene Kontaktflächen ermöglichen einen guten Bondkontakt. Die große silberne Fläche in Abbildung 3.8(a) bzw. 3.9(c) ist eine Kondensatorfläche, die für jeden DC-Kontakt eine Kapazität von (44 ± 3) pF erzeugt. Auf der Rückseite der Keramik (Abb. 3.8(b)) wurden die großflächigen Leiterbahnen für die Ankontaktierung der Gradientenspulen und der Öfen gedruckt. Durch die große Fläche wird der Widerstand möglichst gering gehalten, so dass, bei Kühlung des Blockes mit

den seitlich eingesteckten Wärmeleitrohren, Ströme von bis zu 10 A angelegt werden können. Der maximale Strom ist dabei durch die Zuleitungsdrähte im Vakuum gegeben, siehe Abschnitt 2.4.4.

Insgesamt fünf Löcher ovaler und L-förmiger Querschnitte im Keramikhalter dienen der Belüftung des Vakuumkammerteils jenseits der Keramik (rot markiert in Abbildung 3.9(a); siehe Abschnitt 3.3.3). Acht Durchgangslöcher mit kreisförmigem Querschnitt (Durchmesser 2.2 mm) dienen der Kontaktierung der stromführenden Leiterbahnen, die sich auf der Rückseite der Keramik befinden, mit den gradienterzeugenden Spulen. Die Kontaktierung erfolgte zum Teil durch M2-Schrauben, zum Teil durch kupferne Verbindungsstücke, die durch eine M2-Schraube am Durchgangsloch und eine M4-Schraube an der Unterseite des Keramikhalters fixiert wurden (vgl. Abb. 3.10).

Die Mikrofalle wurde auf der Oberseite der Keramik über einem 5 mm x 10 mm großem Loch (blau markiert in Abbildung 3.9(a)) mittig platziert und mit Kleber fixiert (zu Einzelheiten siehe Anhang A.4.1). In Abbildung 3.14 sind die mit Dickschichttechnik gedruckten, zum Teil vergoldeten Zuleitungsbahnen zu erkennen, mit denen die Mikrofalle über goldene Drahtbonds ankontaktiert wurde. Die entsprechenden Drahtbondparameter sind tabellarisch in Anhang C.3 zusammen gefasst.

Alle Leiterbahnen, die auf die Fallenhalterung gedruckt wurden, führen unterhalb eines Rings aus isolierendem Dickschichtmaterial bis an den Rand der Keramik (Abb. 3.8(a) und

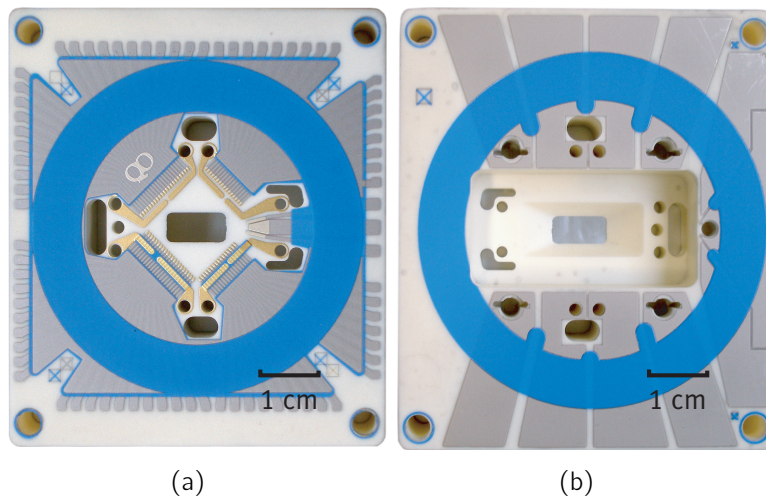


Abbildung 3.8.: Mit Dickschichttechnik bedruckte Oberseite (a) und Unterseite (b) des Vakuumgrenzschicht-Fallenhalters. Zu erkennen sind die Dickschichtdrucke nach dem Einbrennprozess. Der blaue Ring aus Isolationspaste dient nach einer Politur als Vakuumgrenzfläche. Die Mikrofalle wird mittig auf der Oberseite fixiert und mit Drahtbonds auf den goldenen Flächen ankontaktiert. Von rechts kommend ist auf der Oberseite die RF-Kontaktzuführung mit zwei benachbarten Abschirmleitern zu sehen. Die einzelnen Lagen der Oberseite werden in Abbildung 3.9 einzeln gezeigt. Die Unterseite des Halters besteht aus breiten Zuleitungen für Ofenströme (drei Zuleitungen rechts im Bild) und Elektromagnete (die restlichen acht Zuleitungen).

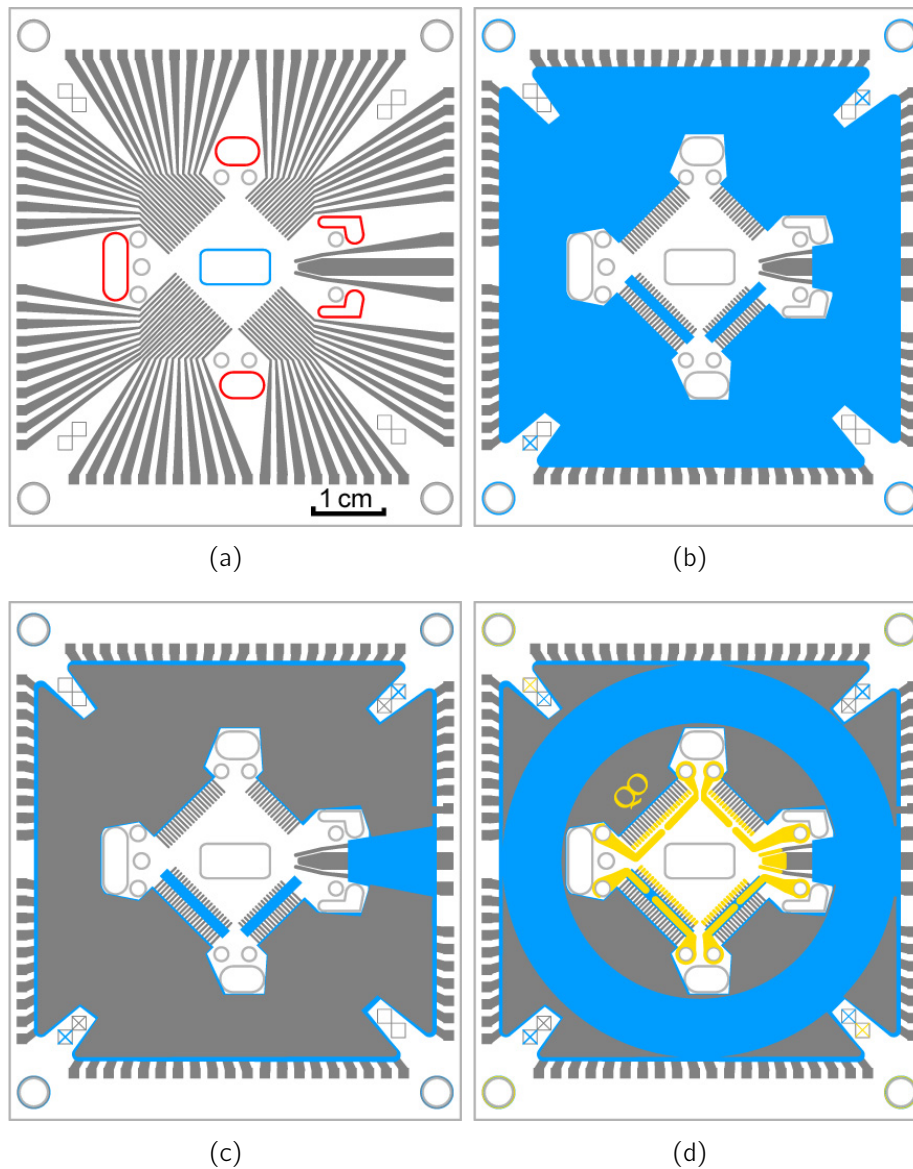


Abbildung 3.9.: Schema der einzelnen Druckschritte bei der Fertigung der Oberseite des Fallenhalters. (a) Druck von insgesamt 74 DC-Zuführungsleitungen und einer breiten RF-Kontaktfläche mit zwei benachbarten Erdungsleitern (rechts im Bild). In rot sind zudem die Belüftungslöcher für das Vakuum, in blau das Loch, über dem die Mikrofaller angebracht wird, markiert. (b) Druck einer Isolationslage für den Dickschichtkondensator und die Isolation des Golddruckes von den Leiterbahnen. (c) Druck der leitenden Kondensatorfläche. (d) Druck des blauen Isolationsringes und Druck der Goldflächen. Der Isolationsring isoliert den Indiumring von der leitenden Kondensatorfläche und dient so nach Politur als Vakuumgrenzschicht. Die Goldflächen dienen zur Ankontaktierung der Falle über goldene Drahtbonds.

(b)). Der Isolationsring wurde auf beiden Seiten mit feinen Diamantpasten⁹ von 0,25 μm und 0,7 μm Korngröße poliert. Hierzu wurde ein spezieller Bohrmaschinenaufsatz mit einem ringförmigen Fuß entwickelt, auf den die Paste an einem aufgeklebten Filzmaterial¹⁰ aufgebracht wurde. Anschließend wurde das Keramikstück auf einer weichen Unterlage unter den Polierkopf fixiert und zwei- bis dreimal für wenige Sekunden vorsichtig mit einem Andruck von etwa 1-2 kPa poliert. Dabei wurde der Andruck so gewählt, dass die Keramik auf der weichen Unterlage ein wenig einsank, jedoch noch nicht komplett angepresst wurde. So wurde eine gleichmäßige Politur gewährleistet. Das Ergebnis wurde unter einem Lichtschnittmikroskop begutachtet und für gut befunden, sobald die körnige Struktur des Dickschichtdruckes nicht mehr zu erkennen war.

Gegen die so polierte Fläche erfolgte eine Vakuumdichtung mittels Indiumdrahts (siehe Abschnitt 3.3.4). Die unterhalb des polierten Isolationsringes so aus dem Vakuum heraus geführten Kontakte wurden außerhalb des Vakuums mit einer Leiterplatte kontaktiert (siehe Abbildung 3.12(b) (Foto) und Abbildungen C.6(a) und (b) (Konstruktionszeichnungen)). Zur elektrischen Kontaktierung wurde hierbei Silberkleber¹¹ verwendet, der im Falle der DC-Elektroden-Kontaktierung mit einer Spritzenkanüle durch entsprechende Kontaktierungslöcher (Vias) der oberen Platine angebracht wurde (Abbildung 3.11). Dabei hat

⁹Winter diaplast N D0,7 und D0,25, Saint Gobain Diamantwerkzeuge

¹⁰Winter-Diamant Polierfilz D0,7-D0,25, Saint Gobain Diamantwerkzeuge

¹¹Silberepoxidharz Epoxy Technology H21D, MDC Vacuum

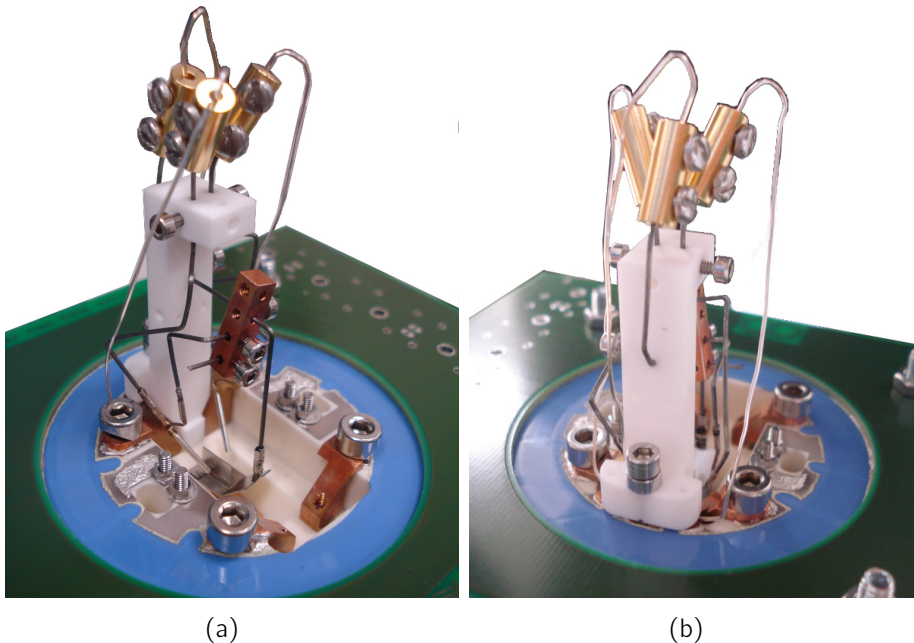


Abbildung 3.10.: Rückseite der Fallenhalter-Keramik mit montiertem Ofenhalter in zwei Ansichten. Neben dem Ofenhalter mit montierten Öfen und der Doppelblende sind auch die Kupferverbindern zur Kontaktierung der Stromkontakte sowie die Schrauben zu erkennen, die der Durchkontaktierung zwischen Vor- und Rückseite des Fallenhalters dienen.

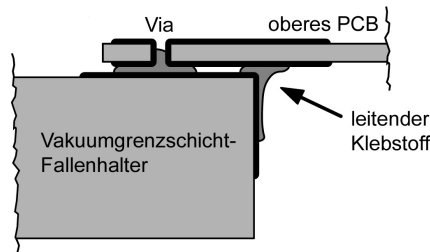


Abbildung 3.11.: Die obere Leiterplatte wird außerhalb des Vakuums leitend mit dem Fallenhalter verbunden. Dabei wird leitender Klebstoff mit einer Spritzenkanüle durch ein Via der Platine auf den Fallenhalter gebracht. Zur besseren Kontaktierung wird ein Tropfen des leitenden Epoxidharzes außerdem seitlich an den Fallenhalter gegeben.

die Platine einen Abstand von 0,3 mm zum Fallenhalter, um die unkontrollierte Ausbreitung des Klebstoffs auf benachbarte Elektrodenkontakte zu verhindern. Die Kontakte für Spulen- und Ofenstrom wurden großflächig mit demselben Klebstoff ankontaktiert. Zur Fixierung der Platine wurde zusätzlich ein isolierender Klebstoff¹² verwendet, der Platine und Fallenhalter mechanisch stabilisiert.

Ein weiteres Detail im Aufbau ist der vakuumdichtende Klebstoff¹³, den man in Abbildung 3.14 nahe der Falle auf der Grenzfläche des Kondensatordruckes als weiße Schicht erkennen kann. Er verhindert ein Eintreten von atmosphärischer Luft durch Mikrokanäle, die beim Dickschichtdruck bei nicht ausreichend fluiden Pasten an der Grenze zwischen Zuleitungsdrähten und Kondensatordruck auftreten können: Dieses Problem war bei vorhergegangenen Testaufbauten gelegentlich beobachtet worden.

3.3.2. Ofenhalter

Der Ofenhalter wurde von der mechanischen Werkstatt der Fakultät aus MAKOR gefertigt. Montiert auf dem Fallenhalter und mit justierten Öfen ist er in Abbildung 3.10 abgebildet. Das Material MAKOR wurde in diesem Fall gewählt, da die Wärmeleitfähigkeit gering ist (zum Vergleich: MAKOR: $1,5 \text{ WK}^{-1}\text{m}^{-1}$; Al_2O_3 : $28 \text{ WK}^{-1}\text{m}^{-1}$; reines Kupfer: $400 \text{ WK}^{-1}\text{m}^{-1}$) und eine Bearbeitung des Materials im Haus erfolgen konnte. Die geringe Wärmeleitfähigkeit ist von Vorteil, da die Öfen für das Verdampfen von Ytterbium erhitzt werden müssen, während der Fallenhalter währenddessen kühl bleiben soll. Zur Befestigung des Ofenhalters dient ein M3-Schraubloch und ein Durchgangsloch, durch das eine Schraube in den Ofenhalter gegengezogen wurde. Die elektrische Versorgung der Öfen erfolgt über den Fallenhalter. Hierzu wurden kupferne Verbindungsstücke an die freistehenden Zuleitungsdrähte der Öfen angelötet¹⁴ und mit Silberkleber an eine Leiterbahn aus Silberpalladium fixiert. Die äußersten Ränder dieser Kupferkontakte sind in Abbildung 3.10(b) unterhalb des vorspringen Keramikteils des Ofenhalters, der an diesem vorspringenden Teil mit einer M3-Schraube mit Mutter auf dem Fallenhalter fixiert wurde, zu erkennen.

¹²Zwei-Komponenten Epoxidharz UHU plus endfest 300

¹³varian torr seal TS10 Harz, Thorlabs

¹⁴Lot der Firma Kester: SAC 305, Typ Nummer 275

Mit Hilfe des Ofenhalters und eines Test-Fallenhalters aus Aluminium konnte die Position der Öfen vor dem Einbau vorjustiert werden. Die Öfen können bei Bedarf als Ofen-Ofenhalter-Modul aus dem System ausgebaut und ausgetauscht werden. Eine Feinjustage ist nach dem Einbau jedoch nötig.

3.3.3. Ermittlung des Vakuum-Leitwertes

Mit Hilfe des Vakuum-Leitwertes L kann man in Vakuumsystemen bei bekannter Saugleistung des angeschlossenen Pumpsystems den Druck am Ort des Experimentes ermitteln, ausführlich wird das in Anhang B beschrieben.

Für die zweite Generation des Mikrofallen-Vakuumsystems ist eine Abschätzung des Leitwertes unabdingbar. Der keramische Fallenhalter schirmt das Glasvolumen auf der von der Pumpe abgewandten Seite vom Rest der Kammer ab (vgl. Abb. 3.12 und Abb. 3.13). Ein wichtiger Designparameter ist eine ausreichende Belüftung dieses Volumens, da sich

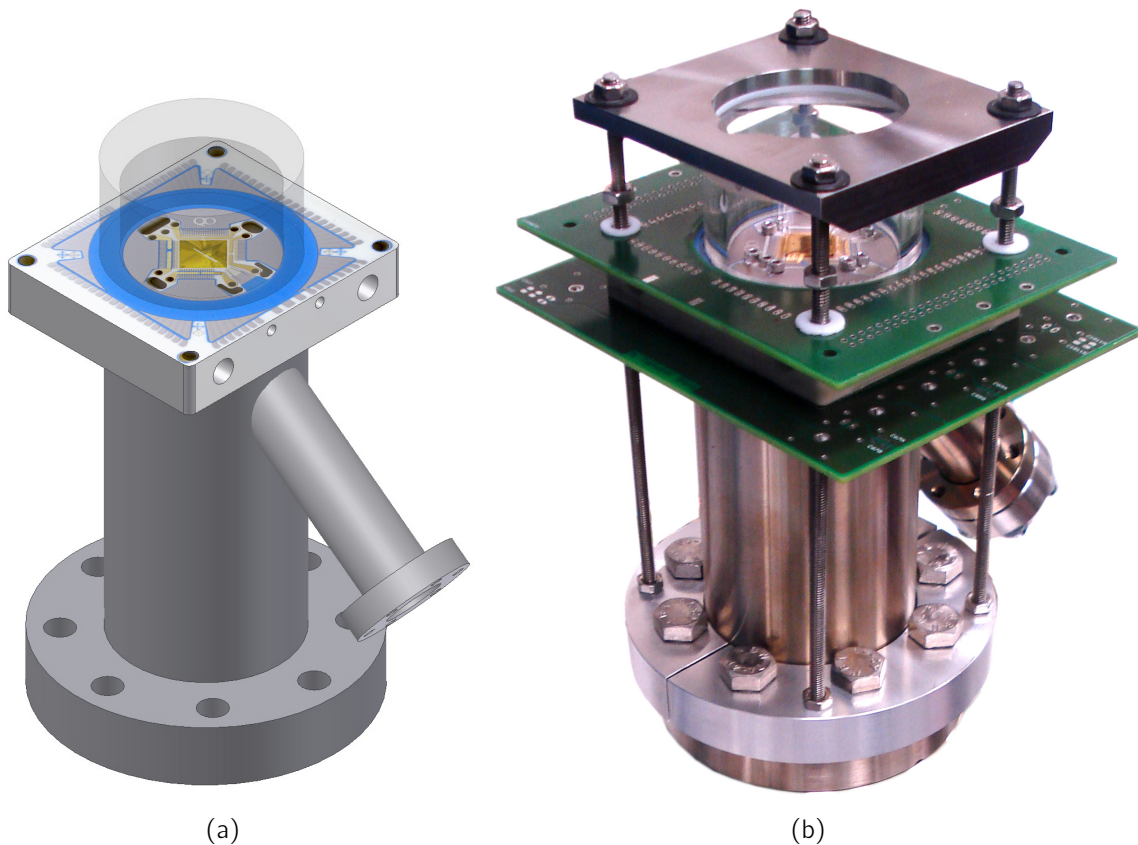


Abbildung 3.12.: Vakuumkammer mit Vakuumgrenzschicht-Fallenhalter. (a) Schematischer Aufbau der Vakuumkammer mit Vakuumgrenzschicht-Fallenhalter. In dieser schematischen Zeichnung ist besonders die Positionierung der Glaskappe auf dem Fallenhalter gut zu sehen. (b) Vakuumkammer vor dem ersten Ausbacken. Zu erkennen sind der montierte keramische Fallenhalter mit der Mikrofaller und den grünen PCB-Platinen zum Ankontaktieren. Die Glaskappe wird mit einem Stahldeckel auf den Fallenhalter gepresst.

die Ionenkette an der Schnittstelle zwischen diesen beiden Volumina befindet. Durch die vielen auf den Fallenhalter gedruckten Zuleitungen ist die Möglichkeit zur Implementierung von Belüftungslöchern jedoch aus Platzgründen eingeschränkt.

Für die Ermittlung des Leitwertes werden die ovalen Strukturen der Belüftungslöcher (in Abbildung 3.9(a), blau markiert) in einen kreisförmigen und einen rechteckigen Anteil zerlegt, nach den Formeln in Anhang B.1.2 ausgewertet und anschließend addiert. Hierbei folgt die Berechnung des kreisförmigen Anteils der Formel (B.1.1) und Abbildung B.1(a). Den Leitwert der rechteckigen Strukturen ermittelt man mit Hilfe des Grafen B.1(b), durch den die entsprechenden Durchlaufwahrscheinlichkeiten P ermittelt werden können. Multipliziert man diese mit dem Blendenleitwert der Rechteckstruktur (nach Formel (B.1.2)), so erhält man den entsprechenden Leitwert [35].

Die Nummerierung der Belüftungslöcher beginnt bei der größten, ovalen Belüftungsstruktur in Abbildung 3.9(a) links im Bild als Nummer 1, dann werden die Belüftungsstrukturen im Uhrzeigersinn nummeriert. Die L -förmigen Strukturen 3 und 4 wurden bei der Berechnung als jeweils zwei Ovale angenähert. Die Berechnung des gesamten Leitwertes dieser Strukturen aus der Summe der Einzelwerte ergibt

$$L_{1-5} = 2,01 \frac{1}{s} + 0,49 \frac{1}{s} + 0,45 \frac{1}{s} + 0,45 \frac{1}{s} + 0,61 \frac{1}{s} = 4,01 \frac{1}{s} .$$

Hinzu kommt der Leitwert des rechteckigen Fallenschlitzes L_6 , dieser beträgt $L_6 = 0,171/s$. Damit ergibt sich der Gesamtleitwert insgesamt zu $L_{ges} = 4,181/s$.

Somit wäre mit diesem Gesamtleitwert nach Anhang B.1.2 bei einer Saugleistung der Getterpumpe von $201/s$ hinter der Mikrofallen Halterung ein Druck von etwa $p_2 = 5,8 \cdot p_1$ zu erwarten. Hierbei ist p_1 der Druck am Flansch der Pumpe.

Man kann zusammenfassend sagen, dass durch die Keramikstruktur der Druck auf der pumpenabgewandten Seite des Fallenhalters deutlich erhöht wird, der Druck ist hier etwa sechs mal größer. Die Formeln zur Berechnung des Leitwertes in Anhang B.1.2 wurden jedoch für ein unendlich großes Volumen hinter der abschirmenden Struktur berechnet, der tatsächliche Druckunterschied wird somit kleiner sein als der hier berechnete. Zudem befindet sich die Ionenkette direkt am Schnittpunkt der beiden Volumina vor und hinter dem Fallenhalter und somit in einem besser gepumpten Bereich.

Bei der Analyse der Leitwerte sollte außerdem nicht vernachlässigt werden, dass auch ohne eine Keramik, die wie eine Blende einzelnen Teile der Vakuumkammer voneinander abschirmt, der Druck schon allein durch die Rohrleitungen einer Vakuumkammer messbar verändert wird. So ergibt die Berechnung des Leitwertes bei dem Vakuumaufbau mit In--Vakuum-Fallenhalter, der alleine durch die Rohrzuleitungen gegeben ist (nach Gleichung (B.1.1)), $L_{ges} = 17 \frac{1}{s}^{15}$. Bei einer Saugleistung von $201/s$ ist bei diesem Leitwert am Ort des Experimentes ein Druck von etwa $p_2 = 2,2 \cdot p_1$ zu erwarten. Hierbei ist p_1 der Druck am Flansch der Pumpe. Vernachlässigt wurden bei dieser Rechnung jedoch die im Vakuum befindlichen Kabel und Keramikteile, die den Druckaustausch deutlich verschlechtern können. Somit ist dieser Wert als untere Abschätzung des Druckes zu verstehen.

3.3.4. Gesamter Vakuumaufbau

In Abbildung 3.12 ist ein Großteil des Vakuumaufbaus zu erkennen, die Abbildung 3.13 zeigt ein Übersichtsschema des Aufbaus mit dem abbildenden Objektiv und der Laserstrahlrichtung.

Eine auf dem Fallenhalter montierte Glaskappe ermöglicht einen guten optischen und Mikrowellen-Zugang. Die Kappe wurde durch einen Stahlaufsatz mit vier M4 Schrauben, angezogen mit einem Drehmoment von 0,5 Nm, auf einem 0,5 mm dicken Indiumdichtdraht an den keramischen Fallenträger gepresst¹⁶. Dieser liegt, wieder über einen Dichtring aus Indium, auf einem Stahlrohr mit poliertem Rand auf. Mit diesem Stahlrohr ist ein kleineres Stahlrohr verschweißt, auf welchem ein CF16 Sichtfenster montiert ist. Das Fenster ist so angebracht, dass durch die Falle justierte Laserstrahlen aus der Vakuumkammer ausgekoppelt werden. Das große Stahlrohr wird über eine CF50 Flansch an ein Stahlkreuz befestigt (nicht abgebildet). Dieses dient zum Anschluss einer Ionengetterpumpe¹⁷, einer Titansublimationspumpe¹⁸, eines Druckmesskopfes¹⁹ und eines Vollstahlventils²⁰ (Einzelheiten zu den Komponenten siehe Anhang B). Das System wurde waagrecht auf dem optischen

¹⁵Abmessungen der Rohre mit Länge l und Durchmesser d : $l_1 = 6,4$ cm $d_1 = 3,8$ cm; $l_2 = 7$ cm, $d_2 = 10$ cm; $l_3 = 15$ cm, $d_3 = 3,5$ cm

¹⁶Das Indium (Reinheit 99,99%) wurde außerdem dünn mit Fluoriertem Fomblinfett (Pfeiffer Vacuum BN845805-T) bestrichen

¹⁷Hositrad NP-020

¹⁸VG Scienta ZST22

¹⁹Varian UHV-24p

²⁰VAT Series 540, DN 40, Vollstahl UHV-Ventil

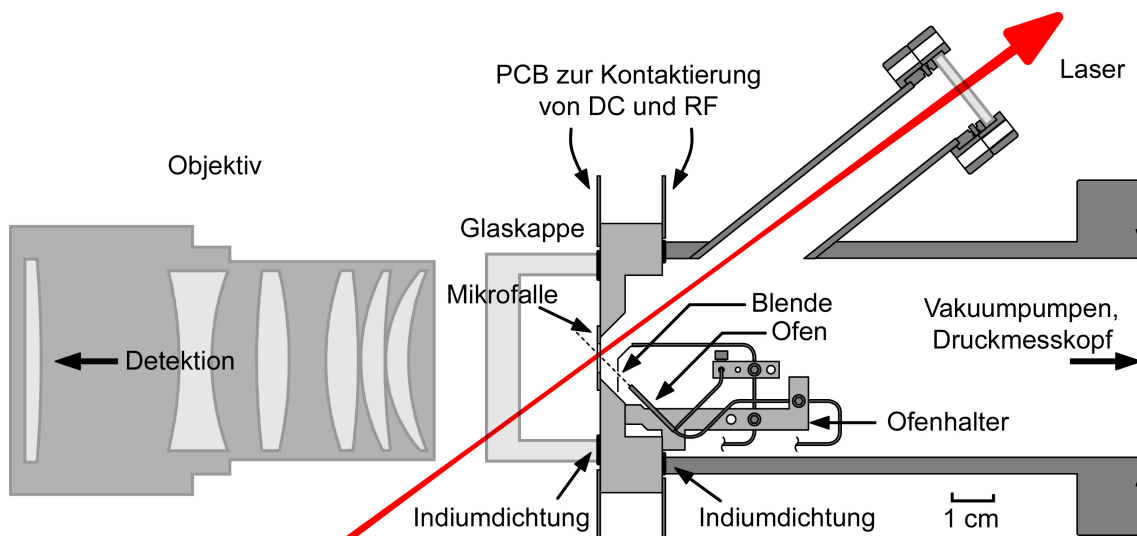


Abbildung 3.13.: Die Abbildung zeigt einen schematischen Schnitt durch die Vakuumkammer ohne Pumpen, Druckmesskopf und Ventil, sowie durch das abbildende Objektiv (vgl. Abschnitt 4.4.1). Der Weg der Laser durch Falle und Keramikhalter ist eingezeichnet. Zu erkennen ist außerdem einer der beiden Atomöfen mit Blende und der Ofenhalterung. Die Ankontaktierung außerhalb des Vakuums mit den PCB-Platinen sowie die Indiumversiegelung sind ebenfalls angedeutet.

Tisch angebracht. Die waagerechte Fixierung ist vorteilhaft, da so alle Laserstrahlen in der Tischebene justiert werden. Zudem befinden sich die Detektionseinheiten in einem geringen Abstand über dem Tisch, was die mechanische Stabilität erhöht. Kupferne Wasserkühlkörper an dem Druckmesskopf, den Wärmeleitrohren und an der Titansublimationspumpe vervollständigen das System.

Elektrische Kontaktierung

Die Mikrofaller wird im Vakuum elektrisch über Drahtbonds an den keramischen Fallenhalter kontaktiert (Abb. 3.14, siehe außerdem die Abschnitte C.3 und C.4). Die externe elektrische Kontaktierung der Mikrofaller erfolgt über die obere Leiterplatte (Abb. 3.12(b), Abschnitt C.4). Auf dieser Platine wurden Vielfachstecker angelötet, über die die einzelnen DC-Fallenelektroden, die Elektroden zwischen den Gradientenspulen (vgl. Abb. 2.9) sowie die Dickschicht-Kondensatorfläche ankontaktiert wurden. Die Verlotung der Steckerkontakte außerhalb des Vakuums erfolgte erst nach dem Ausbacken des Systems.

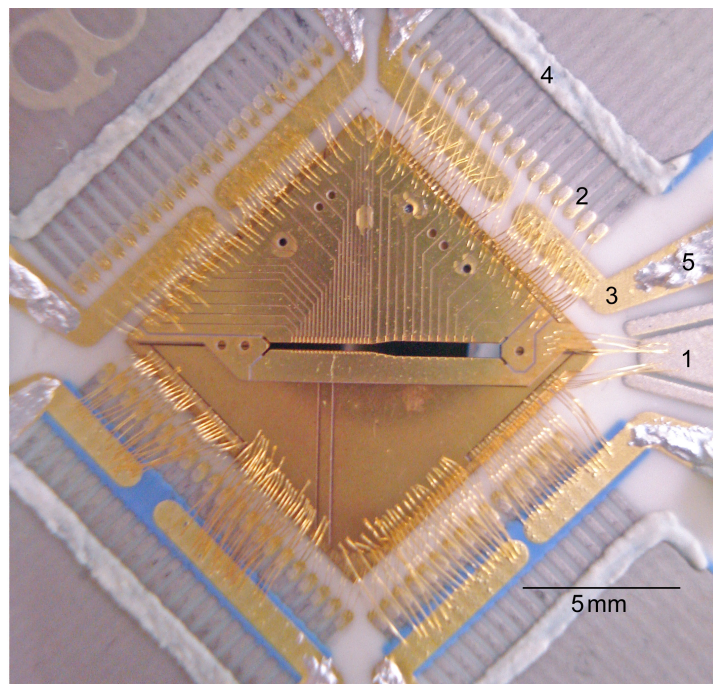


Abbildung 3.14.: Mikrofaller angebondet auf dem keramischen Fallenhalter. Rechts im Bild ist die konische Leiterbahn zu erkennen, über die die RF der Falle ankontaktiert wird (1). Oberhalb und unterhalb dieser Kontaktbahn befinden sich zwei abschirmende geerdeten Leiterbahnen. Um die Falle herum erkennt man 74 Leiterbahnen mit vergoldeten Endflächen (2) zur Kontaktierung der 70 DC-Fallenpotentiale und der beiden mittleren Erdungsflächen zwischen den Gradientenspulen auf der mittleren Fallenlage. Die breiten goldenen Leiterbahnen (3) sind die Kontakte für die Gradientenspulen der mittleren Fallenlage, je mit mindestens 20 Drahtbonds verbunden. Zum Teil wurden sie mit leitendem Vakuumklebstoff versehen (5), um ihre Leitfähigkeit zu erhöhen und die Leiterbahn mit durch die Keramik führenden Schrauben zu kontaktieren (außerhalb des Bildes). Die weiße Paste (4) weiter außen im Bild ist versiegelnder Vakuumklebstoff.

Die Gradientenspulen und die Ytterbiumöfen werden außerhalb des Vakuums über niederohmige Hochstromsteckerbuchsen über die untere Leiterplatte kontaktiert, ein Kontaktierungsplan findet sich in Abschnitt C.4. Im Vakuum erfolgt die Kontaktierung durch die Fallenhalterkeramik über kupferne Verbinder und Edelstahlschrauben, wie in Abbildung 3.10 zu sehen.

Ausbacken des Vakuumsystems

Um ein Vakuum von wenigen 10^{-10} mbar zu erreichen, muss die Vakuumkammer ausgebacken werden. Dieser Vorgang wird ausführlich in Abschnitt B.3.2 beschrieben, hier soll ein kurzer Überblick genügen.

Bei dem beschriebenen System wurden zunächst alle Stahlteile bei 300°C drei Tage lang an Luft gebacken, um die Diffusionsrate von Wasserstoff im Vakuumsystem zu reduzieren [55]. Anschließend wurden die Komponenten, wie sie in Abbildung 3.12(b) zu sehen sind, an ein CF40-Kreuz angeschlossen drei Tage lang bei 120°C gebacken. Diese Temperatur liegt unterhalb der Schmelztemperatur von Indium (156.4°C [58]), der Höchsttemperatur des Silberklebers (150°C) und ist niedrig genug, auch die Bonddrähte nicht zu beschädigen (zu hohe Temperaturen führen zum Ablösen der Bonddrähte, siehe Abschnitt A.4.2). Während des Backens wurde das System an einen Pumpstand, bestehend aus Turbo-Molekularpumpe mit vorgeschalteten Membranpumpe, angeschlossen und so evakuiert. Auf diese Weise wurde das Vakuumfett, das auf die Kontaktflächen der Indiumdichtung gegeben wurde, zum Großteil aus dem System entfernt. Zuletzt wurden alle Komponenten zusammenmontiert und bei 120°C vier Tage mit angeschlossenem Pumpstand gebacken.

Nach diesem dreistufigen Backvorgang wurden, nach einigen Wochen täglichen Betriebs der Ytterbiumöfen und der Mikrofaller, am Druckmesskopf Drücke im unteren 10^{-11} mbar-Bereich gemessen.

4. Optischer Aufbau

In diesem Kapitel soll eine Übersicht über den optischen Weg der Laserstrahleinkopplung in die Mikrofalle und die optische Abbildung und Detektion der $^{172}\text{Yb}^+$ -Ionen gegeben werden (ein Auszug aus dem Termschema dieser Ionen ist in Abbildung 4.1 dargestellt). Das gesamte Mikrofallenexperiment wird im Überblick in Abbildung 4.2 gezeigt, die einzelnen Komponenten werden zum Teil in diesem, zum Teil auch im nächsten Kapitel beschrieben. Einige der in diesem Kapitel beschriebenen Komponenten wurden bereits in verschiedenen Diplom- und Masterarbeiten im Detail beschrieben. Diese werden jeweils in einem kurzen, zusammenfassenden Abschnitt beschrieben, der insbesondere die Funktion dieser Elemente im Experiment erläutert. Andere Komponenten, die im Zuge dieser Arbeit aufgebaut oder angeschafft wurden, werden ausführlicher beschrieben. Dazu gehören insbesondere die hochauflösende Kamera und die Streulichtunterdrückung.

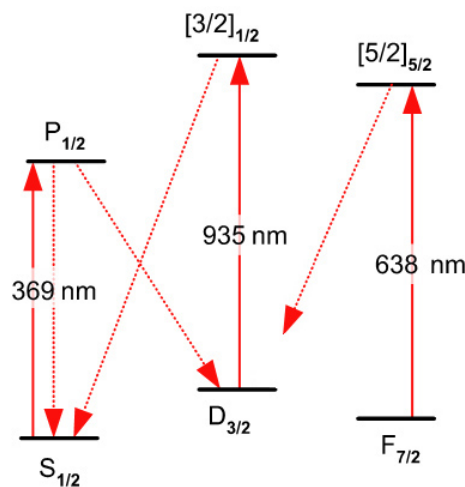


Abbildung 4.1.: Vereinfachter Auszug aus dem $^{172}\text{Yb}^+$ -Termschema. Der 369 nm Laser dient der Laserkühlung des Ions. 935 nm und 638 nm Laser verhindern optisches Pumpen in metastabile Zustände. Die Lebensdauer des $D_{3/2}$ -Niveaus beträgt 50 ms; alle 200 Zyklen [60] bzw. $1,6 \mu\text{s}$ [91] fällt das Atom aus dem Primärzyklus in das $D_{3/2}$ -Niveau. Das $[3/2]_{1/2}$ -Niveau besitzt eine Lebensdauer von 37 ns und zerfällt dann mit einer Wahrscheinlichkeit von 98% in den Grundzustand zurück [93]. Durch Stöße mit dem Restgas kann das Atom aus dem $D_{3/2}$ -Niveau in das $D_{5/2}$ -Niveau gelangen [60]. Der $D_{5/2}$ -Zustand wiederum zerfällt zu 83% in das metastabile $F_{7/2}$ -Niveau mit einer Lebensdauer von 10 Jahren [92]. Wird das Atom in den $[5/2]_{5/2}$ -Zustand gepumpt, der eine Lebensdauer von 50 ms besitzt, zerfällt dieses entweder in den $D_{3/2}$ - oder den $D_{5/2}$ -Zustand, und gelangt so schließlich wieder in den Kühlzyklus.

4.1. Überblick über das Mikrofallenexperiment

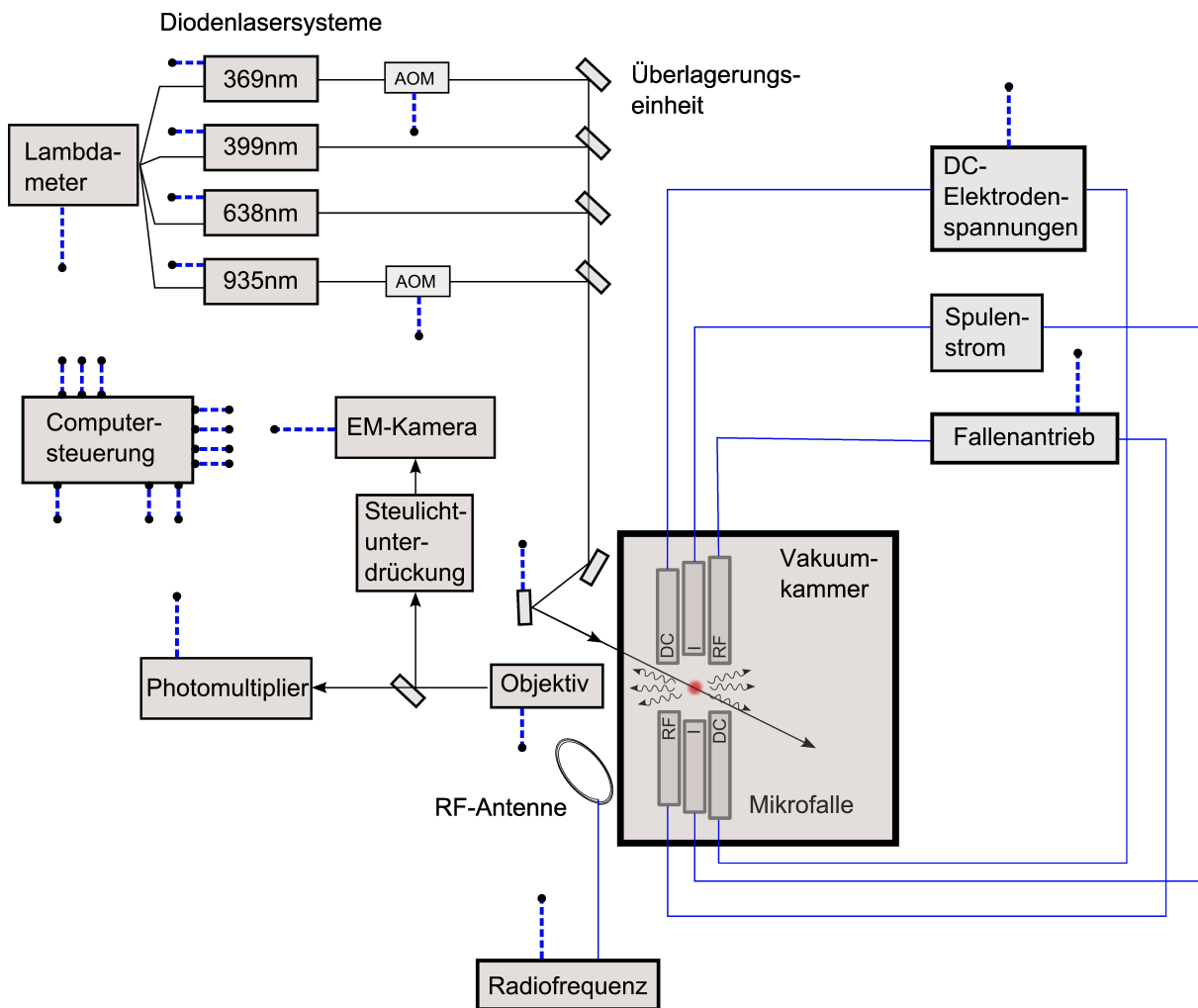


Abbildung 4.2.: Schematischer Überblick über das Mikrofallenexperiment. In der Mikrofalle gespeicherte Ionen (rot) werden mit Laserlicht bestrahlt und so gekühlt und zum Fluoreszieren gebracht. Das Fluoreszenzlicht wird über ein Objektiv (Abschnitt 4.4.1) von einer EM-Kamera oder einem Photomultiplier detektiert (Abschnitt 4.5). Eine Streulichtunterdrückungsbox unterdrückt vor der Detektion der Ionen in der EM-Kamera von den Fallenoberflächen reflektiertes Streulicht (Abschnitt 4.4.2). Die vier benötigten Laserstrahlen werden durch Diodenlaser erzeugt (Abschnitt 4.2.1), in der Überlagerungseinheit überlagert und über zwei Spiegel in den Mikrofallenschlitz eingekoppelt (Abschnitt 4.3). Ein Lambda-Meter misst die vier Laserwellenlängen (Abschnitt 4.2.2). Mit der RF-Antenne wird eine elektromagnetische Welle im Radiofrequenzbereich auf die Ionen gestrahlt (Abschnitt C.7). Die DC-Elektrodenspannungen der Mikrofalle und der Fallenantrieb (Abschnitt 5.1) können über die Computersteuerung kontrolliert werden (Die Computersteuerung von Elementen ist jeweils durch eine gestrichelte blaue Linie gekennzeichnet; ein Überblick findet sich in Abschnitt 5.2), die Kontrolle des Spulenstroms erfolgt momentan manuell.

4.2. Lasersysteme

Im Mikrofallenexperiment sind insgesamt fünf verschiedene Laser in das Experiment integriert. Diese Lasersysteme wurden im Wesentlichen von Jörg Reuner [65] und Peter Kaufmann [66] aufgebaut und charakterisiert. Im Folgenden soll ein kurzer Überblick über diese Laser folgen.

4.2.1. Diodenlasersysteme

Damit ^{172}Yb -Ionen ionisiert, gespeichert und zum Fluoreszieren gebracht werden können, sind vier unterschiedliche Laserwellenlängen nötig (369 nm, 399 nm, 638 nm und 935 nm, wobei der 399 nm-Laser der Photoionisation dient, siehe Abschnitt 5.4). Alle vier Laser im Mikrofallenexperiment sind Diodenlasersysteme in Littrowanordnung, die auf je einen externen optischen Resonator stabilisiert werden. Die Laserdiode bei 369 nm wird bei $-5\text{ }^\circ\text{C}$ betrieben, da keine kommerziell erhältliche Diode bei Raumtemperatur die benötigte Wellenlänge liefert [66]. Um Kondensation von Wasser auf den kalten Oberflächen zu verhindern, befindet sich der gekühlte Laser in einer luftdicht verschlossenen Plexiglasbox. Im Aufbau der beiden Laser bei 935 nm und 369 nm sind Akusto-Optische Modulatoren eingebaut [59]. Diese dienen dazu, die Laserstrahlen schnell an- und auszuschalten. Der 935 nm-Laser wird für das Doppelresonanzverfahren, das in Abschnitt 6.1 ausführlich erklärt wird, genutzt. Dazu wird er in zwei Teilstrahlen unterschiedlicher Polarisation, einen Präparationsstrahl $935_{\text{präp}}$ und einen Kühlstrahl $935_{\text{kühl}}$, aufgesplittet. Alle Laser sind über Fasern an eine Überlagerungseinheit angeschlossen und werden hier über ein strahlformendes Teleskop in die Mikrofalle fokussiert (Abschnitt 4.3). Zusätzlich wird von jedem Laser ein Teil seiner Leistung abgezweigt und als Messstrahl über eine zweite Überlagerungseinheit in das Lambdameter (Abschnitt 4.2.2) eingekoppelt.

Der Diodenlaser bei 399 nm dient, zusammen mit dem Laser bei 369 nm, der Photoionisation der Ytterbium-Ionen (Abschnitt 5.4). Bei der Bestrahlung mit den beiden Lasern werden die Atome isotopenselektiv ionisiert [61] und können so prinzipiell im elektromagnetischen Feld der Mikrofalle gespeichert werden. Die Atome haben nach dem Austritt aus dem Ytterbiumofen eine Temperatur von mehreren 100 K und damit mittlere Geschwindigkeiten von einigen 100 m/s [61], sie besitzen also eine hohe Energie. Die heißen Ionen werden durch die so genannte Laserkühlung (Abschnitt 5.5) mit dem Diodenlaser bei 369 nm gekühlt. Dieser treibt den $P_{1/2} \rightarrow S_{1/2}$ -Übergang des ^{172}Yb -Ions, der sowohl für die Kühlung als auch für die Detektion des Ions genutzt wird. In Abbildung 4.1 ist ein entsprechender Ausschnitt des Atomspektrums dargestellt.

Um optisches Pumpen in den metastabilen $D_{3/2}$ -Zustand, das den $P_{1/2} \rightarrow S_{1/2}$ -Kühlzyklus alle 200 Zyklen unterbricht [60], rückgängig zu machen, benötigt man einen Rückpump-Laser bei 935 nm. Dieser treibt den $D_{3/2} \rightarrow [3/2]_{1/2}$ -Übergang, der $[3/2]_{1/2}$ -Zustand zerfällt dann vorwiegend in den $S_{1/2}$ -Zustand und schließt so den Kühlzyklus.

Der Diodenlaser bei 638 nm dient dem Rückpumpen aus einem weiteren Dunkelniveau, dem $F_{7/2}$ -Zustand. Dieser Zustand wird wahrscheinlich durch Kollisionen mit dem Hintergrundgas bevölkert [60]. Das Ion wird unter anderem über den $[5/2]_{5/2}$ -Zustand schließlich wieder in den Kühlzyklus gepumpt.

4.2.2. Messung der Laserwellenlängen

Die Wellenlänge der vier Diodenlaser wird mit dem Mikrofallenexperiment-Lambdameter ermittelt [66]. Dieses Lambdameter basiert auf einem Michelsoninterferometer, bei dem die Arme kontinuierlich ihre Länge ändern. Die unbekanntes Diodenlaserwellenlängen werden gemessen, indem ihre Interferenzsignale mit dem Signal eines Referenzlasers bekannter Wellenlänge verglichen werden. Diese Referenzwellenlänge wird von einem frequenzstabilisierten Helium-Neon Laser erzeugt.

Von den vier zu messenden Wellenlängen können mit dem aktuellen System drei Wellenlängen parallel ausgelesen werden. Die Auslese des Lambdameters weist für den 369 nm-Laser eine Reproduzierbarkeit von ± 31 MHz auf, die anderen Wellenlängen können noch besser reproduziert werden [66]. Die Auflösung des Messwertes beträgt für den 369 nm-Laser 1,55 MHz.

4.3. Strahlfokussierung in die Mikrofalle

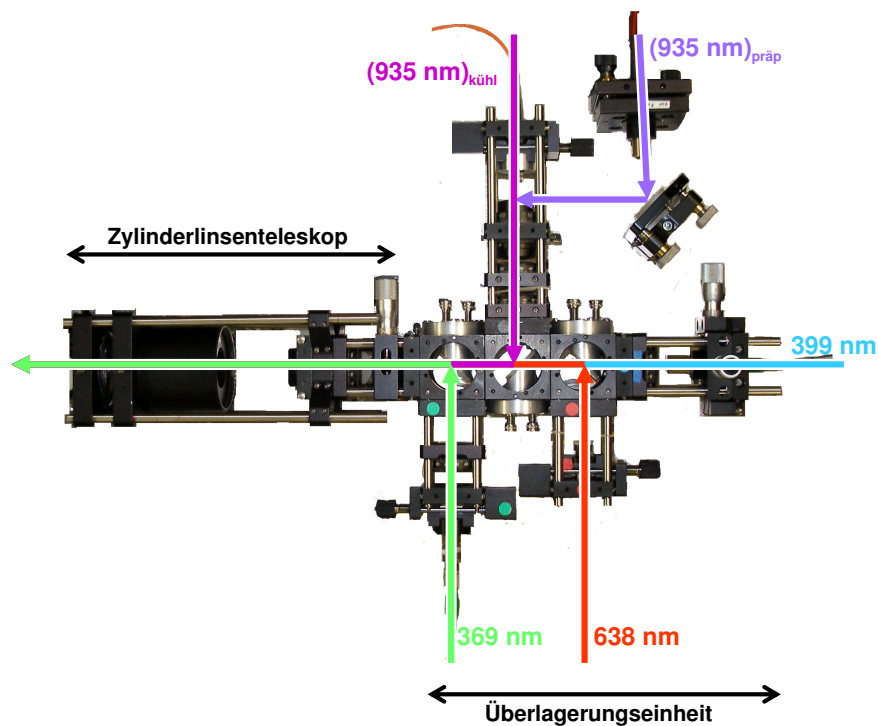


Abbildung 4.3.: Überlagerungseinheit mit den Strahleinkopplungen der Diodenlaser bei 369 nm, 399 nm und 638 nm sowie den beiden Lasereinkopplungen bei 935 nm für Präparation (präp) bzw. Kühlung (kühl) der Ionen bei der Doppelresonanzspektroskopie (Abschnitt 6.1). Links im Bild ist das Zylinderlinsenteleskop zu sehen.

Zur Einkopplung in den Mikrofallenschlitz werden alle vier Diodenlaser mit Einmoden-Fasern in eine Überlagerungseinheit eingekoppelt (siehe Abbildung 4.3). Der 935 nm Laser wird für die Doppelresonanzspektroskopie (Abschnitt 6.1) in zwei Teilstrahlen aufgespalten in die

Überlagerungseinheit eingekoppelt. Hier passieren beide Strahlen zur Einstellung ihrer Polarisation zwei Verzögerungsplatten. Dabei fällt das aus der Faser austretende Laserlicht zunächst linear polarisiert auf ein $\lambda/2$ -Plättchen, mit dem die Polarisationsrichtung des Lichtes variiert werden kann. Durch das anschließende $\lambda/4$ -Plättchen wird dann aus dem linear polarisierten Licht elliptisch polarisiertes Licht erzeugt. Alle Laserstrahlen werden schließlich über jeweils einen Umlenkspiegel mit dem 399 nm-Laserstrahl überlagert.

An dem Mikrobanksystem¹ der Überlagerungseinheit ist auch das Zylinderlinsenteleskop fixiert. Das Teleskop dient dem Zweck, die Strahlprofile der überlagerten Laserstrahlen zylindrisch zu formen und am Ort der Ionen in der Mikrofaller zu fokussieren. Dabei sollen zugleich lange Ionenketten möglichst gleichmäßig bestrahlt und das entstehende Streulicht so gering wie möglich gehalten werden. Details zur Entwicklung und Charakterisierung dieses Zylinderlinsenteleskopes finden sich in der Masterarbeit von Eman Asenwar [74].

Die zylindrischen, überlagerten Laserstrahlen werden schließlich über zwei Spiegel, von denen einer über eine Motorisierung verfügt², in den Mikrofallenspalt eingekoppelt. Der motorisierte Spiegel kann über einen Computer so angesteuert werden, dass die Laserstrahlen auf jeden Ort im Mikrofallenschlitz gerichtet werden können.

4.4. Abbildung der Ionen

In der Mikrofaller gespeicherte Ionen und wahlweise auch die Atomfluoreszenz der Neutralatome werden im Experiment optisch detektiert. Hierzu wird das Licht über ein Objektiv (Abschnitt 4.4.1) auf eine EMCCD-Kamera (Abschnitt 4.5.1) oder alternativ in einen Photomultiplier (Abschnitt 4.5.2) abgebildet. Vor der Abbildung in die Kamera reduziert eine Streulichtunterdrückung (Abschnitt 4.4.2) von den Falleroberflächen gestreutes Licht der Laser.

4.4.1. Objektiv

Das in diesem Experiment genutzte Objektiv wurde im Rahmen der Masterarbeit von Christian Schneider entwickelt [73] (ein Schema des Objektivs ist in Abbildung 3.13, links im Bild, dargestellt). In diesem Abschnitt werden einige für diese Arbeit relevanten Daten und Eigenschaften kurz umrissen, weitere Angaben finden sich in [73].

Mit dem Objektiv können einzelne in der Mikrofaller gespeicherte Ytterbiumionen durch Detektion ihres Fluoreszenzlichtes getrennt abgebildet werden. Das hohe Auflösungsvermögen des Objektivs wird durch seine numerische Apertur (sie beträgt 0,4) beschrieben — die numerische Apertur ist ein Maß für die minimale Größe eines im Fokus eines Objektivs abgebildeten Lichtpunktes. Das Objektiv wurde für die Abbildung einer bis zu 500 μm langen Kette von Ionen optimiert, in der Mikrofaller entspricht das einer Kette von bis zu 100 Ionen.

¹Bestehend aus LINOS *Mikrobank* 4-Stangen Aufbausystem, Thorlabs *Cage System* sowie im Hause gefertigten Komponenten

²Thorlabs, ZST13 DC Stepper Motor

Die Eintrittslinse des Objektivs hat einen Radius von $r_{obj} = 16 \text{ mm}$. Der Arbeitsabstand des Objektivs, also der Abstand des Objektivs zu den gespeicherten Ionen, beträgt $r_{kugel} = 40 \text{ mm}$, das Objektiv kann so rund 4% des Raumwinkels abbilden.

Der Tiefenschärfebereich des Objektivs beträgt $\pm 1 \mu\text{m}$ und kann über eine stufenlos einstellbare Irisblende für Justage und Fokussierung vergrößert werden. Beim Öffnen der Irisblende vergrößert sich jedoch die numerische Apertur des Objektivs.

Das Objektiv besitzt eine Brennweite von $f_{Obj} = 40 \text{ mm}$. Es ist auf eine Bildweite von ∞ optimiert, deshalb muss zur Abbildung auf eine Detektionseinheit eine zusätzliche Abbildungslinse in den Strahlengang eingesetzt werden. Im Mikrofallenexperiment wurde für die Abbildung eine Plankonvexlinse mit einer Brennweite von $f_{abb} = 500 \text{ mm}$ gewählt, diese Brennweite entspricht dann der effektiven Brennweite des Objektivs auf der Bildseite. So ergibt sich die Vergrößerung V des Objektivs zu³

$$V = \frac{f_{abb}}{f_{Obj}} = \frac{500 \text{ mm}}{40 \text{ mm}} = 12,5 \quad (4.4.1)$$

Bei der genutzten Detektionseinheit, der EM-Kamera (siehe Abschnitt 4.5.1), ergibt sich dadurch bei einer Kamerapixellänge von $16 \mu\text{m}$ ein Bild von einer $1,28 \mu\text{m}$ langen Region pro Pixel. Der gesamte Kamerachip, der 512×512 Pixel misst, kann also eine bis zu $655 \mu\text{m} \times 655 \mu\text{m}$ große Region aus der Ebene der Ionenkette abbilden.

4.4.2. Streulichtunterdrückung

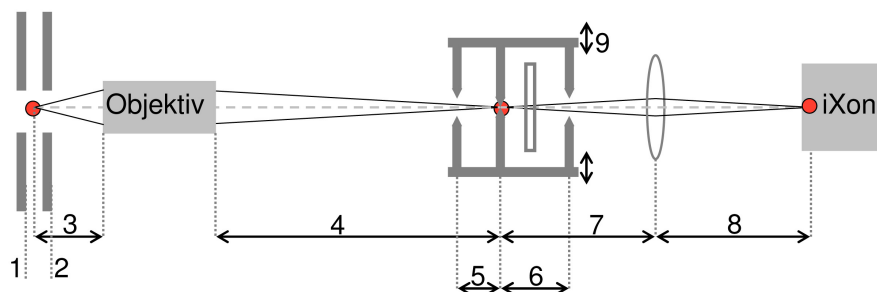


Abbildung 4.4.: Schema der Streulichtunterdrückung, nicht maßstabsgetreu. Links ist ein Schnitt durch die Mikrofalle mit gespeichertem Ion (roter Kreis) dargestellt. Das Ions wird durch das Objektiv in der Streulichtunterdrückungsbox abgebildet (Bild des Ions in rot), eine Linse fokussiert das Bild des Ions schließlich auf den Chip der Abbildungskamera. Hierbei ist (1) Oberseite der unteren Fallenlage; (2) Oberseite der oberen Fallenlage; (3) Abstand der Ionen zum Objektiv (40 mm); (4) Effektive Brennweite des Objektivs (Abschnitt 4.4.1, hier 500 mm); (5) und (6) Abstände der Klingenaare (3 cm bzw. 6 cm); (7) und (8) Brennweite der Fokussierlinse (10 cm); (9) Verschiebbare Klingenaare; „iXon“ bezeichnet die EM-Kamera (Abschnitt 4.5.1). In der Streulichtunterdrückungsbox ist zudem ein Filter eingebaut.

³ Linsen der Brennweiten $f_{abb} = 1000 \text{ mm}$ und $f_{abb} = 2000 \text{ mm}$ stehen ebenfalls zur Verfügung und würden nach Einbau Vergrößerungen von 25 bzw. 50 erlauben.

Die Mikrofalle besitzt vergoldete Oberflächen, die Laserlicht in Richtung der Detektionseinheiten reflektieren. Das Laserlicht, das in die Mikrofalle eingekoppelt wird, ist zwar elliptisch geformt um Reflexionen zu minimieren, jedoch sind auf den Fallenoberflächen gestreuten Photonen nicht vermeidbar. Diese beeinträchtigen das Signal-zu-Untergrund-Verhältnis im Mikrofallenexperiment signifikant. Die Intensität des Laserstrahls ist um viele Größenordnungen stärker als die Intensität des fluoreszierenden Photons. Die maximale Fluoreszenzrate eines $^{172}\text{Yb}^+$ -Ions beträgt $F_\infty = 60,2 \text{ MHz}$ ([78], Anhang B⁴), für ein einzelnes Ion und der Fluoreszenzwellenlänge 369 nm (Energie $E_\gamma = hc/\lambda_{369} = 3,4 \text{ eV}$ je Photon) ergibt sich daraus eine Leistung von

$$P_{Yb172,max} = F_\infty \cdot E_\gamma = 6,02 \cdot 10^7 \frac{1}{\text{s}} \cdot 3,4 \text{ eV} = 32 \text{ pW} \quad . \quad (4.4.2)$$

Die Leistung des Fluoreszenz-Laserlichtes beträgt typischerweise etwa $100 \mu\text{W}$ und ist somit rund $3 \cdot 10^6$ mal größer als die maximale Fluoreszenzleistung eines Ions. Das von Oberflächen reflektierte Laserlicht kann entsprechend eine gegen die Fluoreszenz des Ions nicht vernachlässigbare Intensität erreichen. Zur Unterdrückung des entstehenden Streulichtes wurde eine Streulichtunterdrückungsbox in den Strahlengang eingefügt.

Die Streulichtunterdrückung ist in Abbildung 4.4 schematisch dargestellt. Ein Ion in der stark vergrößert dargestellten Mikrofalle (angedeutet durch den roten Punkt, vgl. auch Darstellung eines in der Mikrofalle gespeicherten Ions in Abbildung 2.6) hat zu der Oberseite der unteren Mikrofalle einen Abstand von $221 \mu\text{m}$. Zur Oberseite der oberen Lage beträgt der Abstand $356 \mu\text{m}$. Licht, das von einer der beiden Fallenlagen reflektiert wird, wird somit in einer anderen Ebene abgebildet wie die Ionenkette. Die fluoreszierenden Ionen werden vom Objektiv in einem Abstand von 500 mm abgebildet (siehe auch Abschnitt 4.4.1). Mit Hilfe der Abbildungsgleichung kann man den Abstand b der Bilder der Fallenoberflächen zum Objektiv berechnen:

$$b = \frac{f \cdot g}{g - f} \quad (4.4.3)$$

(mit Gegenstandsweite g , Bildweite b und Brennweite f). Der Abstand der Bildebene der Fallenunterseite zum Objektiv beträgt $b_{(1)} = 470 \text{ mm}$, der Abstand der Fallenoberseite $b_{(2)} = 560 \text{ mm}$. Auf Höhe der drei Bildebenen ist die Streulichtunterdrückung aufgebaut. Drei geschwärtzte Rasierklingenpaare sind in dieser Einheit beweglich auf einem Schlitten montiert. Die Klingenpaare bilden ein System, das insbesondere Streulicht der Fallenoberflächen effektiv unterdrückt. Das mittlere Klingenpaar befindet sich auf Höhe der Ionenabbildung, die anderen beiden Paare 3 cm bzw. 6 cm von diesem Punkt entfernt am Ort der Bilder von unterer und oberer Fallenlage. Die Breite des Mikrofallenschlitzes beträgt in der betrachteten Fangregion $500 \mu\text{m}$. Da das Objektiv die Struktur $12,5$ fach vergrößert, müssen die äußeren Klingenpaare eine Öffnung kleiner als $6,25 \text{ mm}$ haben. Die Ionenkette soll in einem Bildausschnitt von wenigen μm abgebildet werden, das mittlere Klingenpaar kann also mit einer minimalen Öffnung von bis zu $100 \mu\text{m}$ montiert werden.

⁴In dieser Berechnung wurde nicht nur der Grundzustandszyklus $S_{1/2} \rightarrow P_{1/2}$, sondern der Kühlzyklus des Ions mit Berücksichtigung des Zerfalls in das $D_{3/2}$ -Niveau berechnet. Vernachlässigt man diese Zerfälle, so ergibt sich die (angenäherte) maximale Fluoreszenzrate aus der Multiplikation der Linienbreite $\Gamma = 19,8 \text{ MHz}$ [91] mit der Kreiszahl π zu $F_\infty = 62,2 \text{ MHz}$.

Zwischen dem mittleren Klingenpaar und dem hinteren Klingenpaar kann optional ein Filter befestigt werden, der alle Wellenlängen außer dem 369 nm Fluoreszenzlicht unterdrückt. Der für dieses Experiment verwendete Filter⁵ beispielsweise ist zu 94 % transparent für das Fluoreszenzlicht bei 369,5 nm und unterdrückt zugleich alle anderen Laserwellenlängen um mindestens 99,9999 %. In einem Abstand von 10 cm von dem mittleren Klingenpaar bildet eine UV-antireflexbeschichtete Linse der Brennweite 50 mm⁶ die Ionen auf den 10 cm entfernten Chip der EM-Kamera ab.

Die Abbildung 4.5 zeigt den Effekt der Streulichtunterdrückung bei eher geschlossenen (a) und weiter geöffneten (b) Klingenpaaren, wobei in diesem Fall alle Klingenpaare zugleich bewegt wurden. Der scharf abgebildete schwarze Schatten ist ein Bild des mittleren Rasierklingenpaars. Bei Vergleich der beiden Bilder (a) und (b) erkennt man bei geschlossenen Klingen eine Abnahme des gesamten Streulichtes, insbesondere werden helle Reflexe von den Fallsoberflächen geblockt. Nicht nur in der direkt verdeckten Region, sondern auch in der mittleren, rot markierten Region steigt das Streulicht bei weiter geöffneten

⁵Semrock SEM-FF01-370/6-25, Laser 2000

⁶Thorlabs *UV Fused Silica Bi Convex Lens*, UV AR beschichtet, LB4096, Die Reflektivität bei 369 nm beträgt 0,07%.

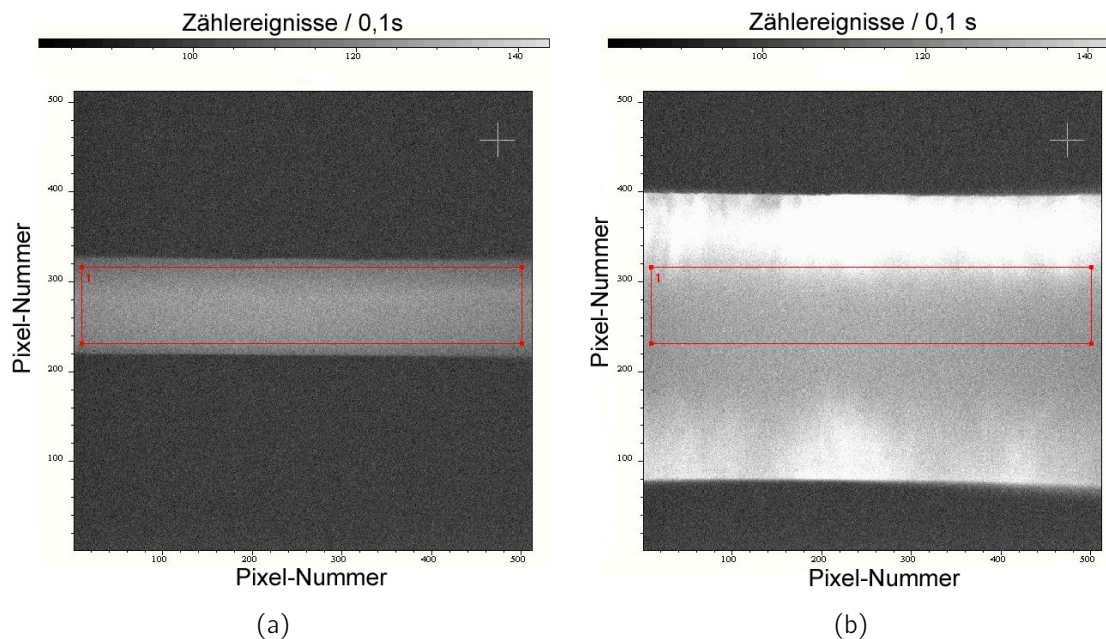


Abbildung 4.5.: Effekt der Streulichtunterdrückung. Zu sehen das Bild der EM-Kamera, aufgenommen von 512×512 Pixeln (Abschnitt 4.5.1; ein Pixel bildet einen quadratischen Bereich der Kantenlänge 1,28 µm ab). (a) Bild des Fallenschlitzes mit zur Streulichtunterdrückung angepassten und entsprechend geschlossenen Rasierklingen. Die schwarzen Flächen oben und unten im Bild sind die Schatten des mittleren Rasierklingenpaars. (b) Bild des Fallenschlitzes, alle Rasierklingenpaare wurden weiter geöffnet als bei (a); die rote Region umfasst denselben Bildausschnitt wie in (a). Deutlich ist hier, verglichen zu (a), eine Erhöhung des Streulichtes im rot markierten Bereich zu sehen (die Farbskala der Zählrate ist in (a) und (b) die gleiche).

Klingenpaaren an. Das zeigt, dass die äußeren Klingenpaare unscharf abgebildetes Streulicht abblocken, das am Ort der Ionen für ein insgesamt erhöhtes Untergrundsignal sorgen würde.

Eine neue Generation der Streulichtunterdrückungsbox, die in [74] beschrieben wird, ist prinzipiell aufgebaut wie die oben beschriebene Box. Einziger Unterschied ist, dass die einzelnen Rasierklingen in dieser Box unabhängig voneinander über insgesamt sechs Stellenschrauben aufeinander zu bewegt werden können, und so eine benutzerfreundlichere Justage der Box möglich ist. Mit Hilfe dieser Box wurde ein Signal-zu-Untergrund-Verhältnis von $S/U > 640$ in 10 ms Belichtungszeit erreicht. Gemessen wurde dieses Verhältnis, indem gleichzeitig das Signal eines fluoreszierenden Ions S und, wenige $10\ \mu\text{m}$ entfernt, das entsprechende Untergrundsignal U gemessen und die ermittelten Zählereignisse durcheinander geteilt wurden. Als Untergrund wurde so nur das Untergrundstreulicht und Kamerarauschen berücksichtigt, ein Rauschen des Signals jedoch außer acht gelassen. An dieser Stelle muss darauf hingewiesen werden, dass für die Güte der Detektion nicht das Signal-zu-Untergrund-Verhältnis, sondern die Trennung von Signal und Untergrund entscheidend ist. Ein stärkeres Signal verbessert also die Detektion.

4.5. Detektion

Das Bild der fluoreszierenden Ionen oder Atome kann im beschriebenen Experiment wahlweise mit einer EMCCD-Kamera oder einem Photomultiplier detektiert werden. Zur Wahl der Detektion befindet sich zwischen Objektiv und den Detektoren ein Umlenkspiegel in einer abgedunkelten Box, der von außerhalb der Box in den Strahlengang geschoben werden kann, um das Fluoreszenzlicht zur EMCCD-Kamera zu lenken.

4.5.1. EMCCD Kamera

Um quantenoptische Experimente mit einzelnen Ytterbium-Ionen durchführen zu können, ist die gute Detektion der einzelnen Ionen von entscheidender Bedeutung. Die Herausforderung, die an das Abbildungsinstrument gestellt werden, sind vor allem die geringe Anzahl an Photonen in den Experimenten sowie die hohe Geschwindigkeit, mit der Einzelbilder aufgenommen werden sollen. In verschiedenen quantenoptischen Experimenten werden fluoreszierende Ionen deshalb mit speziellen CCD-Kameras (Charged Coupled Device) detektiert, beispielsweise mit EMCCD-Kameras (Electron Multiplying Charged Coupled Device).

Ein CCD-Chip besteht aus einem Array lichtempfindlicher Segmente, den Pixeln. Fällt Licht auf einen Pixel, so werden, abhängig von der Lichtmenge, eine gewisse Anzahl von Elektronen in das Leitungsband des Pixels angeregt. Die so entstehende Ladung wird periodisch mit einer vorgegebenen Taktfrequenz nach dem Eimerkettenprinzip durch das Anlegen von Spannungen über den Chip verschoben und anschließend ausgelesen.

EMCCD-Kameras bestehen aus einem CCD-Chip, der mit einem Verstärkungsregister ausgestattet ist [70, 71]. In diesem Register werden die im CCD erzeugten Elektronen über eine Reihe von Verstärkungspixeln verschoben. Dabei ist das anliegende elektrische Feld so stark, dass es an jedem Pixel zur Stoßionisation kommt, durch die zusätzliche

Elektronen erzeugt werden. Dadurch wird ein Lawineneffekt erzeugt, der das Signal beim Durchlaufen des Verstärkungsregisters ein- bis tausendfach vervielfacht. Anschließend wird das verstärkte Signal von einem Analog-zu-Digital-Wandler digitalisiert und ausgelesen. Durch diese Technik werden auch schwache Signale, wie sie beispielsweise durch einzelne Photonen erzeugt werden, so verstärkt, dass das Ausleserauschen vernachlässigbar gering wird. Die Architektur eines typischen EMCCD-Kamerachips ist in Abbildung C.9 abgebildet, sie basiert auf einem *Frame Transfer CCD*.

Die im Mikrofallenexperiment integrierte EMCCD-Kamera⁷ soll im Folgenden als EM-Kamera bezeichnet werden. Die experimentelle Daten der Ytterbium-Ionen in den beiden folgenden Kapiteln wurden mit dieser Kamera ermittelt. Die EM-Kamera wurde für UV-Licht optimiert, und erreicht für die Fluoreszenzwellenlänge 369 nm eine Quanteneffizienz von rund 50%; das bedeutet, dass etwa die Hälfte der auf den Chip fallenden Photonen dieser Wellenlänge detektiert werden. Die EM-Kamera wird über das mitgelieferte Programm *Solis* gesteuert und die Auslese bei Bedarf über die Mikrofallen-Computersteuerung getriggert. Die Kamera verfügt über einen CCD-Chip mit einer aktiven Fläche von 512×512 Pixeln. Die einzelnen Pixel haben eine Größe von 16 µm×16 µm. Zusammen mit dem Objektiv (Abschnitt 4.4.1) ergibt sich eine Abbildung im Fallenschlitz von 1 Pixel = 1,28 µm Kantenlänge. Der gesamte Kamerachip bildet eine Fläche von 655 µm×655 µm ab. Bei maximal geöffneten Klingen der Streulichtunterdrückung sind so nicht nur die Speicherregion der Ionen, sondern auch Teile der Fallenoberfläche sichtbar. Dies wird für die Justage des Abbildungssystems genutzt (siehe Abschnitt 5.3).

Zur Reduzierung des Dunkelstromes wird die Kamera im Betrieb auf -80 °C gekühlt. Technisch möglich ist eine Kühlung bis etwa -100 °C, jedoch wirkt sich diese weitere Temperaturabsenkung bei kurzen Belichtungszeiten (getestet bei 20 µs) nicht messbar auf die Dunkelstromrate aus (der minimale Anteil von Dunkelzählereignissen betrug 0,6% bei geschlossenem Kameradeckel und Auslese des gesamten Chips).

Die minimale Belichtungszeit der EM-Kamera beträgt 10 µs, bei dieser Belichtungszeit ist es aber nicht möglich, das volle Bildformat (512×512 Pixel) zu nutzen. Dies stellt für das Mikrofallenexperiment keine Einschränkung dar, da die gespeicherten Ionen nur auf einen kleinen Bereich (Höhe etwa 5-10 Pixel, Länge abhängig von der Länge der Kette) des Kamerachips abgebildet werden. Mit der EM-Kamera wurden zudem Auslesetakungen von bis zu 2 kHz erreicht. Kurze Belichtungs- und Auslezeiten sind bei Ionenfallenexperimenten wichtig, da bei der Messung von atomaren Zuständen typischerweise rückpumpende Laserquellen ausgeschaltet werden, die Messungen sollten also in der Größenordnung der Rückpumpzeiten der entsprechenden Niveaus stattfinden. Durch kurze Detektionszeiten kann zudem die Güte einer Messung erhöht werden [72].

Für den Betrieb des Experimentes ist es wichtig, dass aufgenommene Photonen zuverlässig detektiert werden können. Dafür ist eine gute Trennung von Signal und Untergrund wichtig. Ein gutes Signal-zu-Untergrund Verhältnis liefert hierfür einen wichtigen Beitrag. Mit der EM-Kamera wurde bei der Untersuchung des Signal-zu-Untergrund Verhältnisses bei einer Belichtungszeit von 10 ms ein Verhältnis von 641 gemessen (vgl. Abschnitt 4.4.2), bei einer Belichtungszeit von 0,1 ms ergab sich ein Verhältnis von 43. Bei kürzeren Belich-

⁷iXon^{EM} Blue Kamera, Firma andor technology

tungszeiten wird der Anteil des Untergrunds im Verhältnis höher, da in der Kamera, neben den von der Belichtungszeit abhängenden, auch zusätzliche konstante Rauschprozesse stattfinden.

Abbildung 4.6 zeigt die Trennung vom Signal eines fluoreszierenden Ions und des Untergrundes bei einer Belichtungszeit von 3 ms. Signal und Untergrund wurden für diese Messung, wie in Abschnitt 4.4.2 beschrieben, getrennt voneinander gemessen. Untersucht man die residuale Anregung am Ort des Signals, also das Verhältnis der maximalen Intensität des Signals zur Intensität des Untergrunds bei dieser Photonenzahl, so ermittelt man diese zu mindestens $5,7 \cdot 10^5$. Das bedeutet eine Güte der Messung von mehr als 99,9998%, das Signal kann also sehr gut vom Untergrund getrennt werden.

4.5.2. Photomultiplier

Der eingebaute Photomultiplier⁸ kann statt der EM-Kamera genutzt werden, um Fluoreszenzlicht der Ionen zu detektieren. Das elektrische Feld, in dem die durch einfallende Photonen erzeugten Elektronen beschleunigt und vervielfacht werden, wird über die Versorgungsspannung des Photomultipliers geregelt. Die Versorgungsspannung beim eingebauten Photomultiplier kann bis zu 1250 V betragen, eine hohe Versorgungsspannung bedeutet eine größere Verstärkung der Photonen bzw. eine kürzere Ansprechzeit. Die Dunkelzählrate von 10 s^{-1} und eine Ansprechzeit von bis zu 22 ns (bei 1250 V Versorgungsspannung; zum Vergleich: 33 ns bei 500 V) schaffen gute Voraussetzungen für schnelle Messungen

⁸Modell hamamatsu R7518P

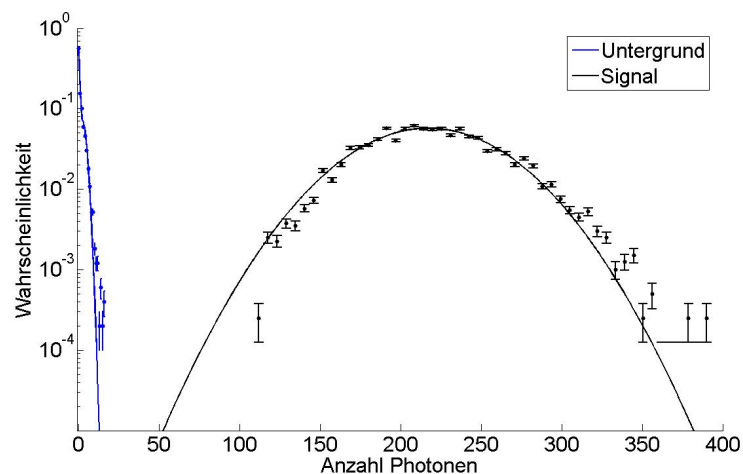


Abbildung 4.6.: Trennung von Signal und Untergrund mit der EM-Kamera. Dabei entstand das Signal, indem ein fluoreszierendes Ion mit einer Belichtungszeit von 3 ms mit der EM-Kamera aufgenommen wurde. Das Untergrundsignal wurde ebenfalls 3 ms belichtet und einige $10 \mu\text{m}$ vom Ort des Ions entfernt aufgenommen. Das Untergrundsignal ist in blau, das Signal des Ions in schwarz dargestellt. Eine Abschätzung liefert eine residuale Anregung von mindestens $5,7 \cdot 10^5$ (berechnet aus dem Signal zu Untergrund Verhältnis am Ort maximalen Signals) und damit eine Güte der Messung von mehr als 99,9998%.

mit einem guten Signal-zu-Untergrund Verhältnis. Der Photomultiplier kann einzelne Photonen detektieren, dieser empfindlichste Modus wird als *photoncounting* bezeichnet. Der Photomultiplier hat eine Quanteneffizienz von mehr als 25% bei einer Wellenlänge von 360 nm.

5. Ionenspeicherung

Die Mikrofalle, das Vakuumsystem und der optische Aufbau des Mikrofallenexperimentes wurden in den voran gegangenen Kapiteln ausführlich beschrieben. Dieses Kapitel soll das Zusammenspiel dieser und weiterer Komponenten beschreiben, das den Betrieb der Mikrofalle ermöglicht. Die ersten mit dem beschriebenen Aufbau detektierten Ytterbiumionen sind in Abbildung 5.1 dargestellt. Die Abbildung 4.2 zeigt einen schematischen Überblick über das gesamte Mikrofallenexperiment.

5.1. Fallenbetrieb

Eine Paul-Falle benötigt zur Speicherung von Ionen ein Radiofrequenz-Feld (RF) mit von den geometrischen Abmessungen der Falle abhängiger Amplitude und Frequenz, sowie Potentiale für den axialen Einschluss der Ionen und Potentiale zur Kompensation von Feldasymmetrien (Abschnitt 2.1). Bei der Mikrofalle werden über die einzelnen Gleichspannungs-(DC-)Elektroden sowohl Speicher- als auch Kompensationspotentiale erzeugt.

5.1.1. Radiofrequenz

Die RF-Spannung der Mikrofalle wird über drei Stufen erzeugt: Ein Sinussignal von 7,69 MHz¹ wird durch einen Frequenzgenerator² generiert, um 40 dB verstärkt^{3,4} und über einen Helixresonator (vgl. [81–84]; der Q -Faktor dieses Resonators ist größer als 500) an die RF-Elektroden der Falle angelegt. Der Aufbau des Systems wurde, über das Falldesign und durch die Wahl kurzer Zuleitungswege, auf eine kleine Last-Kapazität hin optimiert⁵. Die Gesamtkapazität des Systems aus Mikrofalle, Fallenhalter und dem Anschluss außerhalb des Vakuums misst etwa 30 pF.

¹ab dem 19.09.2011 alternativ auch 12,84 MHz möglich

²Rigol DG 1012

³Verstärker: Kalmus 110C

⁴Es hat sich herausgestellt, dass die Falle auch mit unverstärktem Frequenzgenerator betrieben werden kann. Der Frequenzgenerator kann Leistungen von bis zu 200 mW erzeugen.

⁵Eine große Last-Kapazität würde dazu führen, dass der Schwingkreis höhere Blindleistungen umsetzen muss und es unter anderem zu störenden Einstreuungen der RF im Labor kommt.

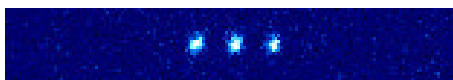


Abbildung 5.1.: Erste in der Mikrofalle gespeicherte Ionenkette (03.03.2011).

Beim Speichern der Ionenkette in Abbildung 5.5 wurde am internen Verstärker des Frequenzgenerators eine für den Mikrofallenbetrieb typische Verstärkung von -19 dBm gewählt. Das entspricht einer RF-Leistung von 125 mW bei einer Amplitude von rund $200 V_{PP}$ ⁶.

5.1.2. Gleichspannungspotentiale

Die Ansteuerung der 72 DC-Potentiale (33 Segmente⁷ und 2×2 Endkappen, Abbildung 2.7, sowie zwei Elektroden auf der mittleren Fallenlage) an den Fallenelektroden erfolgt in der ersten Generation über eine Verteilerplatine, auf die für jedes DC-Potential Kurzschlussbrücken gesteckt werden können. Hierbei werden die einzelnen Kanäle über das AdWin-System⁸ computergesteuert auf definierte Spannungen von bis zu $\pm 10 V$ gesetzt. Mit dieser zweistufigen Konstruktion können insgesamt zehn DC-Kanäle für die Ansteuerung eingesetzt werden. In einer zweiten Generation soll diese Ansteuerung durch den so genannten EFG (Electric Field Generator) [85] ersetzt werden, der über bis zu 100 Kanäle verfügen wird. Für die ersten Messungen hat diese 10-Kanal Lösung den Vorteil, dass zum Transport der Ionen entlang der Achse nur sechs zeitveränderliche Potentiale kontrolliert werden müssen, dadurch ist der Programmieraufwand zur Implementierung des Transportes klein und wenig fehleranfällig.

Bei einem Gleichspannungspotential von -1 V an den beiden Fallenelektroden am Ort des Ions und +1 V an den vier benachbarten und als Endkappen fungierenden Fallenelektroden können an allen Elektroden der Speicherregion Ionen gespeichert werden⁹. Nach einer Mikrobewegungskompensation (Abschnitt 5.6.3) werden dann in einem zweiten Schritt die Asymmetrie der Felder durch entsprechend geänderte Potentiale kompensiert.

5.1.3. Tiefpassfilter

Um ein Übersprechen der Fallenantriebsfrequenz zwischen DC-Potentialen und AdWin-System zu verhindern, wird jede DC-Elektrode mit einem Tiefpassfilter verbunden (siehe Abbildung C.7 in Anhang C.6). Dies erfolgt nahe der Falle zum einen durch den direkt auf die Leiterbahnen gedruckten Dickschichtkondensator (beschrieben in Abschnitt 3.3) mit einer Kapazität von (44 ± 3) pF pro Leiterbahn, zum anderen durch zusätzliche Tiefpassfilter auf einer angeschlossenen PCB-Filterplatine. Jeder dieser Filter ist ähnlich eines Π -Filters aufgebaut und besteht aus zwei Kondensatoren von $1 \mu F$ und (statt einer Induktivität wie bei Standard Π -Filtern) einem $15 k\Omega$ Widerstand. Die Grenzfrequenz der Filterplatine misst 106 Hz. Die Filterplatine ist mit einem Multipin-Steckkontakt am Vakuumsystem befestigt und kann durch andere Filterplatinen ausgetauscht werden.

⁶Die Amplitude wurde mit einer über $1 pF$ kapazitiv angekoppelten kalibrierten Oszilloskop-Messspitze ermittelt. Die Messung fand außerhalb des Vakuums rund 3 cm von der RF-Fallenelektrode entfernt statt.

⁷Ein Segment bezeichnet ein Paar aus zwei sich gegenüber liegenden DC-Elektroden, zwischen denen Ionen gespeichert werden könnten.

⁸AdWin-Pro II mit T11-Prozessor, Jäger Messtechnik

⁹Es gibt einen Kurzschluss zwischen den Elektroden 13 und 15, diese müssen als eine Elektrode betrieben werden.

5.2. Computersteuerung

Voraussetzung für einen flexiblen Betrieb des Experimentes ist die Computersteuerung. Sie wurde vor allem von Michael Johanning und Peter Kaufmann entwickelt und umgesetzt. Sie ermöglicht ein automatisiertes Zusammenspiel der einzelnen Komponenten im Experiment.

Die Benutzeroberfläche der Software wurde in der grafischen Programmiersprache Labview programmiert. Über diese Software können die verschiedensten Laborgeräte über eine Ethernet-Verbindung, eine GPIB-Schnittstelle oder per USB ausgelesen oder gesteuert werden. Die zentralen Programme zur Steuerung der Mikrofalle und der Laser wurden im so genannten *Microtrap Master Programm* auf einer einzigen grafischen Oberfläche miteinander kombiniert. Die Auslese des Lambdameters erfolgt auf einer separaten Oberfläche. Zur Steuerung der zeitgenauen Komponenten der Experimentsteuerung wird das AdWin-System genutzt (vgl. [66]). Dieses System ermöglicht die Kontrolle und Synchronisation des Experimentes mit einer Genauigkeit von ± 10 ns.

Die Funktionen der Software werden im Folgenden stichpunktartig aufgeführt.

- Kommunikation mit dem Adwin-System
 - Auslese des Lambdameters [66]
 - Einstellung der Laserwellenlängen
 - Steuerung der Laser-AOMs (Akusto-Optische Modulatoren [59])
 - Setzen der Fallenelektrodenpotentiale
 - Veränderung der Fallenelektrodenpotentiale zum Ionen-Transfer (Abschnitt 5.7)
 - Auslösen der EM-Kamera (Abschnitt 4.5.1)
 - Steuerung des Frequenzgenerators für den Fallenantrieb
- Programmierung des VFG 150 (Versatile Frequency Generator [86])
 - Steuerung des Frequenzgenerators VFG 150
 - Steuerung der RF Spule für die Radio-Optische Doppelresonanz (Abschnitt 6.1)
- Ansteuerung der Motoreinheiten¹⁰ (Abschnitte 4.3, 4.4)
 - Kontrolle des motorisierten Spiegels (Abschnitt 4.3)
 - Bewegung des Objektivs (Abschnitt 4.4.1) entlang zweier Achsen (Abschnitt 5.3.1)

5.3. Justage der Fallenoptik

Bevor die Mikrofalle in Betrieb genommen werden kann, müssen Kamera, Photomultiplier und Laser sorgfältig justiert werden. Das Ausrichten von Kamera und Lasern wird im Folgenden beschrieben.

¹⁰Thorlabs, ZST13 DC Stepper Motor

5.3.1. Kameraausrichtung

Zur Justage der EM-Kamera (Abschnitt 4.5.1) wird zunächst die Oberfläche der Mikrofalle mit einer LED mit einer Wellenlänge $\lambda = 370$ nm gleichmäßig ausgeleuchtet. Die Kamera wird nun auf dem optischen Tisch verschoben, bis die Oberflächenstrukturen der Mikrofalle auf dem Kamerachip scharf abgebildet werden (vgl. Abbildung 5.2(c)). Die Feinausrichtung erfolgt nach der Fixierung der Kamera über eine Verschiebung des Objektivs. Dieses kann sowohl auf die Falle zu entlang der z -Achse (Definition der Achsen in Kapitel 2) als auch entlang der Fallennachse (x -Achse) computergesteuert über eine Motoreinheit bewegt werden. Die Höhe des Objektivs über dem Tisch und damit der Abbildung (y -Achse) wird über eine Stellschraube eingestellt. Bei der Justage des Objektivs ist darauf zu achten, dass die Achse der Abbildung mit der Achse des Linsensystems übereinstimmen muss, um Linsenfehler in der Abbildung zu vermeiden.

5.3.2. Laserausrichtung

Überlagerung der Laser

Mit der EM-Kamera können nicht nur einzelne Ionen, sondern Bilder einer Größe von bis zu $655 \mu\text{m} \times 655 \mu\text{m}$ am Ort der Mikrofalle aufgenommen werden (Abschnitt 4.5.1). So kann mit der EM-Kamera ein Bild der Mikrofallenoberseite dargestellt werden. Diese Abbildung kann zur Justage und Überlagerung der vier Laser genutzt werden.

Hierzu wird zur Vorjustage zunächst eine Webkamera so montiert, dass die aus der Überlagerungseinheit austretenden Laserstrahlen über einen Umlenkspiegel dieselbe Entfernung

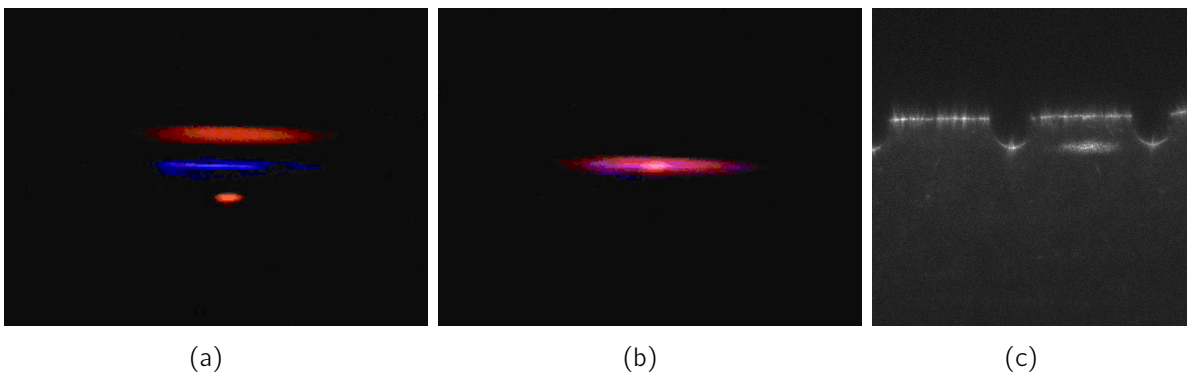


Abbildung 5.2.: Justage der Laser. (a) Falschfarbenbild der Webkamera. 369 nm, 399 nm und 638 nm Laser sind auf den Chip einer Webkamera gerichtet, die sich im gleichen Abstand zur Überlagerungseinheit befindet wie die Mikrofalle. (b) Überlagerung der drei Laser auf dem Webkamera-Chip (c) Aufnahme der EM-Kamera (nicht EM-verstärkter Modus): Man erkennt die Oberfläche der Mikrofalle, genauer die RF-Elektrode, auf Höhe der Speicherregion des Mikrofallenschlitzes. Die Fallenoberfläche wird mit einer 370 nm LED angeleuchtet. In der Nähe des Fallenschlitzes ist die Reflexion der überlagerten Laser zu erkennen. In diesem Falle ist nur der 369 nm Laser scharf abgebildet, da der Fokus des Objektivs dementsprechend gewählt wurde.

bis zu der Webkamera zurück legen wie zur Mikrofalle. Auf der Webkamera können alle vier Laserwellenlängen zugleich scharf abgebildet werden. Die so vorjustierten, durch Filter abgeschwächten Strahlen werden direkt auf den CCD-Chip der Webkamera gerichtet und auf ihm überlagert, wie in Abbildung 5.2(a) und (b) zu sehen ist. Die nun bis auf wenige 10 μm Abweichung justierten, abgeschwächten Laser werden nun auf die Mikrofallenoberfläche gerichtet (Abb. 5.2(c)), wo sie mit der EM-Kamera im nicht EM-verstärkten Modus detektiert werden und mit Hilfe dieser Abbildung dort justiert werden können.

Justage der Laser auf den Ort der Ionen

Um Ionen in der Falle zu fangen, müssen die Laser auf den Ort des effektiven zeitgemittelten Potentialminimums in der Mitte des Mikrofallenschlitzes ausgerichtet werden. Deshalb werden die Laser über einen motorisierten Spiegel in die Mikrofalle gelenkt. So kann eine Justage des Ortes, an dem die Laser den Schlitz der Mikrofalle passieren, so erfolgen, dass zunächst über die Motoreinheit der Laserfokus auf der Oberfläche einer gegenüberliegenden Fallenelektroden bzw. die Radiofrequenzelektrode (diese ist in Abb. 5.2(c) zu sehen) positioniert wird. Aus den Positionswerten der Spiegelkontrolleinheit, die über den Computer gesteuert und ausgelesen werden, kann dann die Mittenposition des Strahls berechnet werden.

Eine scharfe Abbildung der Oberseite der unteren Fallenlage kann durch Bewegung des Objektivs auf die Falle zu erzeugt werden. Diese Option ermöglicht ein Abschätzen der Position des Laserstrahles entlang des Fallennachse, indem der Laserstrahl auf die Fallunterseite gerichtet und abgebildet wird.

Zuletzt können durch Anfahren verschiedener Elektrodenpaare die entsprechenden Parameter für alle Fallenelektroden extrapoliert werden. Diese Einstellungen der Laser sind zum Fangen der Ionen ausreichend, eine abschließende Optimierung erfolgt am gespeicherten Ion. Hierbei ist zu beachten, dass die detektierbare Fluoreszenz eines gespeicherten Ions schon bei einer vertikalen Verschiebung der Laser um 10 μm fast gänzlich verschwindet.

5.4. Photoionisation

Die Ytterbium-Ionen im Mikrofallenexperiment werden über die so genannte Photoionisation isotopenselektiv ionisiert [61]. Diese Methode wird ausführlich in Alexander Brauns Doktorarbeit [78] sowie in den Masterarbeiten von Christian Paape [80] und Daniel Eite-
neuer [64] behandelt. Im Folgenden soll ein kurzer Überblick genügen.

Photoionisation ist ein Prozess, bei dem ein oder mehrere Elektronen durch elektromagnetische Strahlung aus der Atomhülle entfernt werden. Das so ionisierte Atom kann anschließend in elektromagnetischen Fallen gespeichert werden. Bei der beschriebenen zweischrittigen Photoionisation ist die Wellenlänge der resonanten elektromagnetischen Strahlung des 399 nm-Lasers abhängig von der Art des Isotopes, das ionisiert werden soll.

Abbildung 5.3 zeigt die für die Photoionisation relevanten Energiezustände des Ytterbium-Atoms. Die Ionisation erfolgt in zwei Schritten: Zunächst wird ein Ytterbium-Isotop mit einem 399 nm Laser resonant angeregt, so dass es vom 1S_0 - in das 1P_1 - Niveau übergeht.

In einem zweiten Schritt wird für eine nichtresonante Anregung Laserlicht einer etwas kürzeren Wellenlänge (also einer höheren Energie) benötigt, um das Elektron aus dem Atom zu lösen und so das Atom zu ionisieren. In diesem Fall ist die hierzu benötigte Wellenlänge $< 394 \text{ nm}$. Im Mikrofallenexperiment kann der 369 nm Kühllaser die Funktion des zweiten Photoionisationslasers erfüllen.

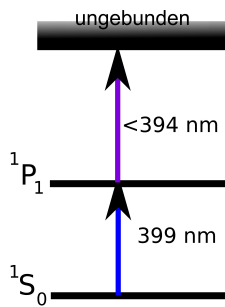


Abbildung 5.3.: Schema der Photoionisation von ^{172}Yb [79].

Die Abbildung 5.4 zeigt das Fluoreszenzspektrum von ^{172}Yb -Atomen bei ausgeschalteter Falle. Hierbei wurden die Atome in einem mit isotonenangereicherten Ytterbiumgranulat gefüllten Ofen erzeugt (Abschnitt 3.3). Es wurde für diese Messung ausschließlich der 399 nm Laser genutzt, die Atome senden entsprechend dem Schema in Abbildung 5.3 Fluoreszenzlicht von 399 nm aus. So kann die Wellenlänge maximaler Fluoreszenz ermittelt werden (hier $398,91095 \text{ nm}$), bei dem der Grad der Ionisation des jeweiligen Ytterbiumisotops am größten ist.

5.5. Laserkühlung

In der Mikrofalle werden gespeicherte Ionen über die so genannte Doppler-Kühlung [76, 77] mit Lasern gekühlt, so dass sie sich zu einem Kristall anordnen und über einen langen Zeitraum gespeichert werden können.

Bei diesem Prozess bestrahlt man die Ionen mit einem zur Resonanz rot verstimmen Laser. Diese Verstimmung bewirkt, dass auf den Laser zulaufende Atome wegen der Doppler-Verschiebung der Frequenz eine höhere Absorptionswahrscheinlichkeit zeigen als

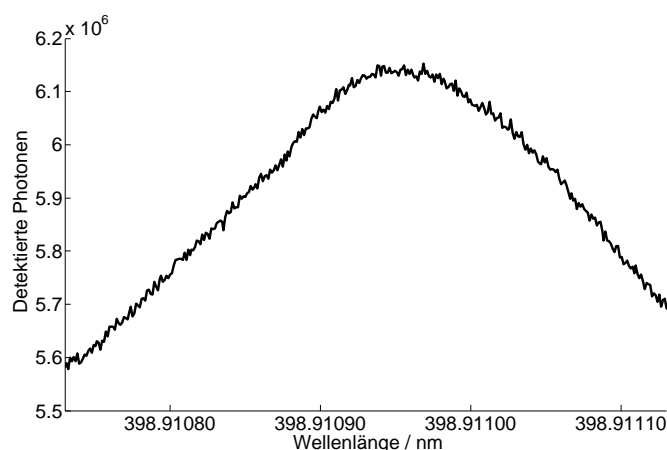


Abbildung 5.4.: Neutralfluoreszenz des ^{172}Yb . Die Wellenlänge des 399 nm Lasers wurde bei dieser Messung mit näherungsweise 20 MHz/s kontinuierlich verlängert, die Wellenlängen wurden mit dem Mikrofallen-Lambdameter ermittelt. Das Maximum der Fluoreszenz liegt bei $398,91095 \text{ nm}$.

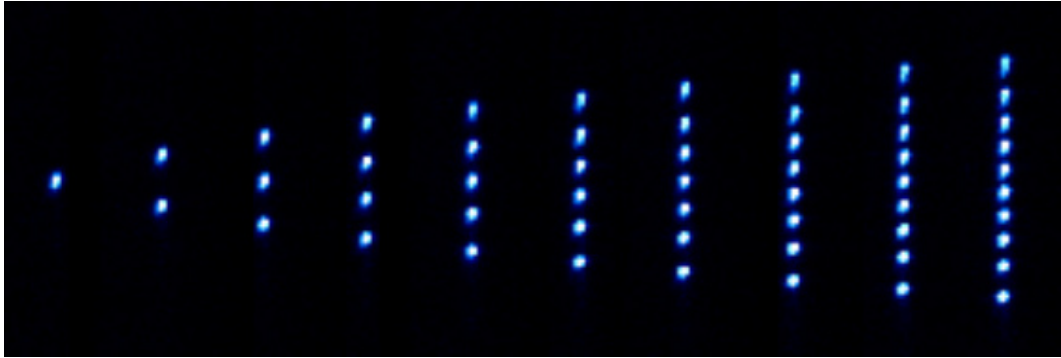


Abbildung 5.5.: Speicherung einer linearen Kette mit bis zu zehn Ionen. Das Bild zeigt falschfarbencodierte Resonanzfluoreszenzbilder der gespeicherten $^{172}\text{Yb}^+$ -Ionen. Von links nach rechts wird pro Spalte die zeitliche Abfolge des Ladens von zehn Ionen dargestellt. Die zwei geladenen Ionen in der zweiten Spalte haben einen Abstand von $(17\pm 1)\ \mu\text{m}$, das entspricht einer axialen Fallenfrequenz von $2\pi\cdot(94\pm 8)\ \text{kHz}$. Die radiale Fallenfrequenz misst $(885\pm 3)\ \text{kHz}$.

Atome, die sich in andere Raumrichtungen bewegen. Bei Absorption erhält das Atom einen Impuls $\hbar k$ entgegen der Richtung des Lasers, sein Impuls in dieser Raumrichtung wird also um diesen Wert verringert. Durch spontane Reemission wird anschließend das absorbierte Lichtquant wieder emittiert, dabei ist die Raumrichtung der Emission jedoch zufällig. So erhält das Atom einen Nettoimpuls entgegen seiner Bewegungsrichtung, es wird abgebremst bzw. gekühlt. Wird ein Atom aus jeder Raumrichtung von Lasern bestrahlt, werden alle Geschwindigkeitskomponenten verringert, das Atom wird mit dieser Methode typischerweise bis in den Millikelvinbereich abgekühlt.

Beim Mikrofallenaufbau trifft der 369 nm Kühllaser, typischerweise um $5 \cdot 10^{-5}\ \text{nm}$ zur Resonanz rot verstimmt, unter einem Winkel von etwa 45° auf die Fallenachse. Durch diese Ausrichtung werden zwei Geschwindigkeitskomponenten der Ionen zugleich durch einen Laserstrahl gekühlt. Da der radiale Einschluss der Ionen in der Mikrofalle recht groß ist ($(885\pm 3)\ \text{kHz}$, siehe Abschnitt 5.6.2), ist eine direkte Kühlung der verbleibenden Geschwindigkeitskomponente nicht nötig.

5.6. Gespeicherte $^{172}\text{Yb}^+$ Ionen

Mit den vorgestellten Gerätschaften und Methoden können einzelne $^{172}\text{Yb}^+$ -Ionen gespeichert und detektiert werden. Für das Speichern des $^{172}\text{Yb}^+$ zeigt das Termschema 4.1 die relevanten Zustände des Atoms.

5.6.1. Ladeprozess

Das Ytterbium-Atom wird, wie in den Abschnitten 5.4 und 5.5 erläutert, durch Photoionisation ionisiert und anschließend durch Laserkühlung bis nahe an den absoluten Nullpunkt herunter gekühlt.

Für den konkreten Ladeprozess in der Mikrofalle wird mit Hilfe der Gleichspannungspotentiale ein Potentialminimum von 1 V bis 2 V Tiefe erzeugt. Der Frequenzgenerator, der der Erzeugung des Wechselfeldes dient (siehe Abschnitt 5.1), wird zum Laden mit typischerweise -19 dBm betrieben, das entspricht einer Spannung von $200 V_{PP}$ an der RF-Elektrode. Die benötigten Laser (siehe Abbildung 4.1 und Abschnitt 4.2) werden auf die folgenden, mit dem Mikrofällen-Lambdameter gemessenen, Wellenlängen frequenzstabilisiert:

Laser	Wellenlänge λ / nm	Leistung P / μW	Strahlgröße im Spalt / μm^2
369 nm Kühlaser	$369,52418 \pm 0,00001$	200	30×300
399 nm Photoionisationslaser	$398,91088 \pm 0,00001$	80	40×400
638 nm Rückpumplaser	$638,61480 \pm 0,00001$	80	80×300
935 nm Rückpumplaser	$935,18685 \pm 0,00002$	180	100×600

Die angegebenen Wellenlängen sind Vakuumwellenlängen, der Fehler entspricht der Reproduzierbarkeit der Anzeige¹¹. Die Reproduzierbarkeit des Lambdameters ist gut genug, um mit den einmal gesetzten Wellenlängen Ionen ohne eine Veränderung der Wellenlängen laden zu können. P bezeichnet die Leistungen der jeweiligen Laser bei typischem Ladebetrieb der Mikrofalle.

Nachdem die Laser auf den Ort der Ionen justiert und auf die benötigte Leistung und Wellenlänge eingestellt wurden, wird der Ytterbiumofen für ^{172}Yb mit einem Strom von 1,3-1,7 A erhitzt. Der Atomstrahl aus dem Ofen ist auf die Speicherregion des Mikrowellenschlitzes ausgerichtet. Beim Laden kreuzen die Laser den Atomstrahl zwischen den Elektroden 19 und 20. In diesem Betriebsmodus werden die Ionen rund $500 \mu\text{m}$ entfernt von der Transferregion geladen. Der Abstand zur Transferregion ist wichtig, da durch die sich verengende Form der Transferregion axiale RF-Komponenten erzeugt werden, die bisher nicht kompensiert wurden¹². Diese störenden RF-Komponenten sind in der Entfernung von $500 \mu\text{m}$ vernachlässigbar gering.

Die Laderate der Falle ist abhängig von Leistung und Wellenlängenverstimmung der Laser und dem am Ofen anliegenden Strom. Bei einem Ofenstrom von 1,4 A und den aufgeführten Laserparametern wird rund 3 Minuten nach Einschalten des Ofens das erste Ion in der Falle detektiert. Der Druck innerhalb der Vakuumkammer hat sich zu diesem Zeitpunkt um etwa $3 \cdot 10^{-11}$ mbar gegenüber dem Druck vor dem Laden des ersten Ions erhöht (typischerweise auf $6 \cdot 10^{-11}$ mbar).

Der Ladeprozess wird beendet, indem der 399 nm-Laser blockiert und der Ytterbium-Ofen ausgeschaltet wird. Sollen mehrere Ionen gefangen werden, so wartet man ab, bis die gewünschte Anzahl Ionen detektiert wird und blockiert anschließend den Laser.

Auf die beschriebene Weise wurden bisher lineare Ketten von mehr als zehn Ionen gespeichert. Abbildung 5.5 zeigt die Speicherung einer Ionenkette, die zehn Spalten zeigen denselben Fallenausschnitt mit unveränderten Fallenpotentialen.

¹¹Vernachlässigt wurden systematische Fehler, die durch die nicht exakt bekannte Wellenlänge des HeNe-Referenzlasers dominiert werden [66]. Diese führen zu einer systematischen Verschiebung der ermittelten Wellenlängen.

¹²Eine Kompensation wäre durch Anlegen einer geeigneten RF-Spannung auf einzelne DC-Fallenelektroden möglich.

Es sei angemerkt, dass man in der Mikrofalle auch dann eine Ionenkette fangen und speichern kann, wenn alle DC-Potentiale auf 0 V gesetzt werden; die ersten gespeicherten Ionen in Abbildung 5.1 wurden ohne jegliche angelegte DC-Spannungen gefangen und gespeichert. Dies ist vermutlich durch die strukturierte Geometrie der Falle zu erklären. Die zahnartige, eingekerbte Struktur der DC-Elektroden (siehe z.B. Abb. 2.5) verformt das Wechselfeld, das an den ebenfalls eingekerbten RF-Elektroden anliegt. Durch diese Verformung könnten sich Potentialminima jeweils in der Mitte jedes Elektrodenpaares bilden.

5.6.2. Ermittlung von radialer und axialer Fallenfrequenz

Die radiale Fallenfrequenz in der Mikrofalle kann durch die Methode des parametrischen Heizens ermittelt werden, bei der an die beiden DC-Elektroden, die das Minimum des axialen Fallenpotentials eines gespeicherten Ions bilden, eine zusätzliche RF-Spannung angelegt wird (siehe z. B. [78]). Diese RF-Spannung wird kontinuierlich in ihrer Frequenz verändert, bis ein Resonanzeffekt des Ions zu erkennen ist: Das Ion wird zu einer Schwingung in radialer Richtung angeregt. Das Maximum der Resonanz entspricht der Fallenfrequenz des gespeicherten Ions.

Bei einer Fallenantriebsfrequenz von 7,69 MHz wurde mit dieser Methode eine radiale Fallenfrequenz von (885 ± 3) kHz ermittelt. Der q -Parameter des Quadrupolpotentials in der Mikrofalle beträgt dann nach (2.1.9) $q = 0,22$.

Die axiale Fallenfrequenz wird im Mikrofallenexperiment durch die Endkappenspannungen unterschiedlich eingestellt, je nachdem, welche Operationen an den Ionen durchgeführt werden sollen. Hier soll die Frequenz exemplarisch für die in Abbildung 5.5 abgebildete Ionenkette ermittelt werden.

Die axiale Fallenfrequenz ω_{axial} einer Falle mit zwei gespeicherten Ionen kann analytisch über ihren Abstand ermittelt werden. Hierzu betrachtet man die Energie E dieser beiden, im harmonischen Oszillatorpotential des axialen Falleneinschlusses gespeicherten, Ionen. Diese ergibt sich bei einem zum Potentialminimum symmetrischen Abstand $d = 2x$ der Ionen (Masse m_{Yb}) zueinander zu

$$E = 2 \cdot \frac{1}{2} \cdot m_{Yb} \cdot \omega_{axial}^2 \cdot x^2 + \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \cdot \frac{q^2}{2x} \quad (5.6.1)$$

mit $\partial_x E \stackrel{!}{=} 0$ erhält man daraus

$$d = 2 \cdot x = \sqrt[3]{\frac{q^2}{2\pi m_{Yb} \omega_{axial}^2 \epsilon_0}} \quad (5.6.2)$$

und

$$\omega_{axial} = \sqrt{\frac{q^2}{d^3 2\pi m_{Yb} \epsilon_0}} \quad (5.6.3)$$

Die beiden gespeicherten Ytterbiumionen, die in der zweiten Spalte von Abbildung 5.5 abgebildet sind, haben einen Abstand von $d = (17 \pm 1) \mu\text{m}$ zueinander. Die Masse eines

Ytterbiumions beträgt $m_{Yb} = 173 \text{ u}$, jedes Ion ist einfach geladen mit $q = 1,602 \cdot 10^{-19} \text{ C}$, ϵ_0 ist die elektrische Feldkonstante (Konstanten siehe Anhang D). Dann ergibt sich aus Gleichung (5.6.3) die axiale Fallenfrequenz zu $2\pi \cdot (91 \pm 8) \text{ kHz}$. Der Fehler ergibt sich über die Fehlerfortpflanzung aus dem Fehler des Ionenabstandes.

5.6.3. Mikrobewegungsabgleich

Aufgrund von Fabrikationsungenauigkeiten ist die Mikrofalle nicht perfekt symmetrisch aufgebaut. Außerdem wird die Falle durch externe Störfelder beeinflusst. Das führt dazu, dass sich die Ionen bei symmetrisch angelegten DC-Spannungen typischerweise nicht genau im Minimum des RF-Feldes befinden. Die Ionen werden deshalb mit der Antriebsfrequenz zum Schwingen angeregt. Diese Oszillation nennt man Mikrobewegung.

Befindet sich ein Ion genau im Nullpunkt des RF-Feldes, so ist es in Ruhe, Bewegungsseitenbänder im Spektrum verschwinden und die Intensität im Trägersignal, dem *Carrier*, der Verteilung wird maximal. Diese Effekte kann man ausnutzen, um die Mikrobewegung zu kompensieren. Dabei können zum Beispiel die Bewegungsseitenbänder analysiert und diese durch Verschiebung des Ions zum Nullpunkt des RF-Feldes hin minimiert werden (siehe z.B. [78]).

Befindet sich das Ion nicht im Nullpunkt des RF-Antriebsfeldes, so ist seine Mittenposition abhängig vom Fallenpotential und der Stärke des RF-Feldes an seinem Ort. Verändert sich die RF-Amplitude, so ergibt sich für das Ion eine neue Mittenposition. Bei periodischer Variation der RF-Amplitude wird das Ion dann mit dieser Periode schwingen, entsprechend der Veränderung seiner Mittenposition. Die Schwingung wird um so geringer sein, je näher die Mittenposition der Ionen und der Nullpunkt des RF-Feldes aneinander liegen, da die

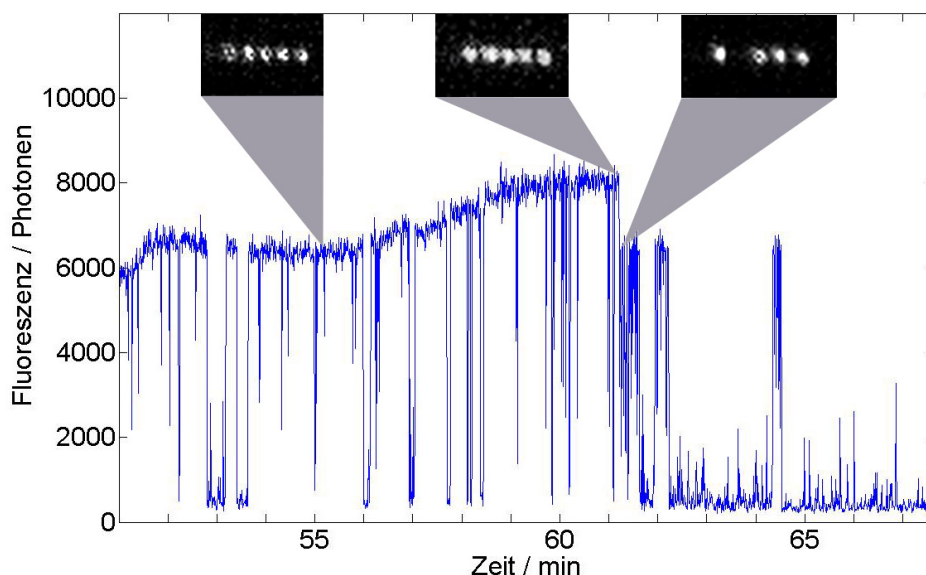


Abbildung 5.6.: Langes Speichern von Ionen. Nach 61,2 min wird das erste Ion in der Kette permanent dunkel. Zwischendurch werden die Ionen heiß, deshalb die Einbrüche in der Kurve. Sie kristallisieren aber immer wieder zu fünf Ionen.

Stärke des RF-Feldes zu seinem Nullpunkt hin abnimmt. Ändert man das axiale Fallenpotential, so verändert sich die Mittenposition des Ions. Wird das Ion dadurch näher an den Nullpunkt des RF-Feldes gebracht, wird seine Schwingungsamplitude minimiert. Durch die Minimierung der Schwingung des Ions mit der Periode der RF-Amplitudenmodulation kann auf diese Weise die Mikrobewegung des Ions, also seine Bewegung mit der Periode der RF-Antriebsfrequenz, minimiert werden.

Die folgende Tabelle zeigt Parametersätze der DC-Potentiale zum Speichern eines Ytterbium-Ions in der Mikrofalle. Zum Speichern von zwei oder mehreren Ionen muss das Potential ggf. abgeschwächt werden, da ein starker axialer Einschluss von mehreren Ionen diese aufgrund ihrer Coulombabstoßung zu Strukturen anordnen lässt, die nicht mehr auf der Fallennachse angeordnet sind; einzelne Ionen befinden sich dann nicht mehr im Nullpunkt des RF-Potentials und werden entsprechend geheizt. Die in der Tabelle mit * gekennzeichneten Parametersätze wurden mikrobewegungskompensiert. *Kondensator* bezeichnet den Dickschichtkondensator des Fallenhalters. Werden in der Tabelle vier Elektroden als Ort des Minimums bezeichnet, so bedeutet das, dass hier jeweils zwei nebeneinander liegende Elektroden paarweise kurzgeschlossen wurden. Diese Elektrodenpaare liegen im schmalen Prozessbereich der Mikrofalle. In den letzten beiden Zeilen der Tabelle werden zudem die Potentiale der Nächstnachbar-Segmente mit angegeben.

Mittlere Elektroden	Elektrodenpaar links des Minimums	Minimum	Elektrodenpaar rechts des Minimums	Gradientenspulen/ Kondensator
17/18	1 V/1 V	0 V/0,3 V	1 V/1 V	
19/20* ¹	1 V/1 V	0,1 V/-0,2 V	1 V/1 V	
21/22	1 V/1 V	0 V/0 V	1 V/1 V	
23/24	1 V/1 V	0 V/0 V	1 V/1 V	
25/26	1 V/1 V	0 V/0 V	1 V/1 V	
27/28	1 V/1 V	0 V/0 V	1 V/1 V	
29-32	1 V/1 V	-0,6 V/-0,6 V	1 V/1 V	0,6 V/0 V
2 Ionen	0,2 V/0,2 V	0 V/0 V	0,1 V/0,2 V	0,8 V/0 V
33-36	1 V/1 V	-1,2 V/-0,1 V	1 V/1 V	2,7 V/0 V
41-44*	1,2 V/1 V	0 V/0 V	1 V/0,8 V	0,9 V/0 V
2 Ionen	0,4 V/0,4 V	-0,1 V/-0,1 V	0,4 V/0,4 V	0 V/0 V
49-52*	1,1 V/0,9 V	-0,3 V/0,1 V	3,3 V/3,3 V	0 V/0 V
2 Ionen	0,5 V/0,5 V	0,2 V/0,5 V	0,7 V/0,7 V	0 V/0,5 V
49/50 ²	$\frac{1,5\text{V}}{1,5\text{V}} \frac{1\text{V}}{1,35\text{V}}$	-0,3 V/0,1 V	$\frac{1\text{V}}{1,5\text{V}} \frac{1,5\text{V}}{1,5\text{V}}$	1,5 V/0,5 V
2 Ionen ²	$\frac{1,5\text{V}}{1,5\text{V}} \frac{0,2\text{V}}{0,3\text{V}}$	-0,35 V/0,15 V	$\frac{0,2\text{V}}{0,4\text{V}} \frac{1,5\text{V}}{1,5\text{V}}$	1,5 V/0,5 V

¹Elektroden 1 bis 16 liegen hier auf 1,3 V

²bei einem Stromdurchfluss von 0,5 A durch Gradientenspulen

Ein in der Mikrofalle gespeichertes Ytterbium-Ion kann über einen Zeitraum von rund fünf Stunden gespeichert werden. Diese Zeit wurde aus der Messung einer längeren Ionen-

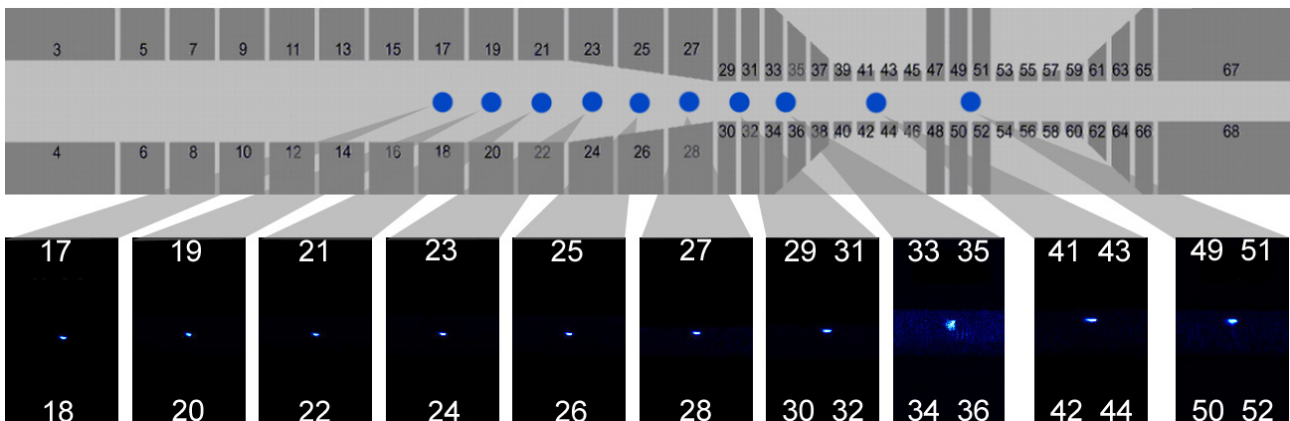


Abbildung 5.7.: Verschiebung eines einzelnen Ions von Elektrodenpaar 17/18 bis zu den Elektroden 49-52. Die Nummern bezeichnen jeweils die Elektroden, bei denen das Bild aufgenommen wurde.

kette bei den Elektroden 19 und 20 ermittelt, der Druck in der Vakuumkammer betrug $3\text{-}4\cdot 10^{-11}$ mbar (gemessen am Druckmesskopf). Diese Messung ist in Abbildung 5.6 dargestellt. Die Abbildung zeigt die Summe der Fluoreszenz der gesamten Ionenkette als Funktion gegen die Zeit. Zwischenzeitlich sind immer wieder Einbrüche in der Fluoreszenz zu sehen. Zu diesen Zeitpunkten waren die Ionen so heiß, dass der Kristall aufgelöst wurde. Anschließend kristallisierten sie jedoch immer wieder zu der Kette aus fünf Ionen. Nach 61,2 min wurde eines der Ionen in der Kette dauerhaft dunkel, dieser Zeitpunkt wurde für die Lebensdauerrechnung betrachtet. Grund dafür könnte der Zerfall des Ions in einen nicht an den Kühlzyklus gekoppelten internen Zustand sein. Eine andere Erklärung liefert [87]: Ytterbiumionen können über chemische Prozesse eine Dissotiation mit Wasserstoff eingehen, es entsteht YbH^+ . Da Wasserstoffgas in UHV-Vakuumkammern das Restgas dominiert [55], könnte dieser Prozess das dunkle Ion erklären.

5.7. Ionen-Transfer

Der Mikrofallenschlitz besteht aus drei Regionen, der Speicher-, der Transfer- und der Prozessregion (vgl. Abbildung 2.7). Der maximale Magnetfeldgradient wirkt auf Ionen, die sich etwa in der Mitte der Prozessregion befinden. Da die Ionen jedoch in der breiten Speicherregion geladen werden, ist ein Transport der Ionen von dort in die Prozessregion notwendig.

Die Veröffentlichung [32] beschreibt ausführlich eine auf eine ähnliche Falle¹³ optimierte Transfermethode. Im vorliegenden Experiment hat es sich als ausreichend herausgestellt, benachbarte Potentiale über eine sinusförmige Rampe (typischerweise: Rampendauer

¹³Die dort beschriebene Falle diente als Vorlage für die Mikrofalle. Sie ist im Wesentlichen wie die Mikrofalle aufgebaut, an Stelle der magnetfeldgradienterzeugenden Mittellage befindet sich in dieser Falle ein 125 μm dicker Keramik-Abstandshalter [30].

0,01 s¹⁴, Rampe unterteilt in 100 Zwischenschritte) ineinander übergehen zu lassen, um so das Potentialminimum zu verschieben.

Im Experiment hat sich ein Verschieben mit Ionen in einem DC-Potential von -1 V im Minimum und +1 V an den beiden Nachbarelektroden, einer Verstärkung von -23 dBm am Frequenzgenerator sowie einer konstanten Spannung von -0,5 V an den Gradientenspulen und 0 V an der Erdoberfläche zwischen den Gradientenspulen und der Kondensatorfläche auf dem Fallenhalter bei einer Resonatorfrequenz von 7,69 MHz als erfolgreich heraus gestellt. Hierbei sind nebeneinander liegende Elektroden im schmalen Prozessbereich jeweils paarweise kurzgeschlossen. Der Transfer kann vom Elektrodenpaar 19 und 20 aus in zwei Schritten mit einer Zwischenspeicherung bei den Elektroden 29-32 und anschließendem Transfer in der Region zwischen den Magnetfeldspulen bei den Elektroden 49 und 50 erfolgen.

Ausführlich wird der Ionen-Transfer in der Mikrofalle in [69] beschrieben. Abbildung 5.7 zeigt das Verschieben eines einzelnen Ions von der Speicherregion, genauer vom Elektrodenpaar 17 und 18, bis zu den Elektroden 49-52. Bei späteren Experimenten wurden die Elektroden 49 und 50 von ihren Nachbarn entkoppelt, um eine symmetrische Speicherung genau zwischen den Gradientenspulen zu ermöglichen. Bei den Elektroden 37-40 und 45-48 konnte kein Ion so lange stabil gespeichert werden, dass es mit der EM-Kamera detektiert werden konnte.

¹⁴Grenzfrequenz der angeschlossenen Filterplatine: 106 Hz (Abschnitt 5.1.3).

6. Ionen im Magnetfeldgradienten

Im vorangehenden Kapitel wurde beschrieben, wie im Mikrofallenexperiment Ionen gespeichert und transportiert werden können. In diesem Kapitel werden nun Experimente an den gespeicherten Ionen vorgestellt, bei denen die Ionen an verschiedenen Orten innerhalb der Mikrofalle mit einer elektromagnetischen Welle im Radiofrequenzbereich bestrahlt werden. Mit dem so genannten Doppelresonanz-Verfahren (Abschnitt 6.1) können damit Magnetfelder ausgemessen und das in der Mikrofalle erzeugte Magnetfeld und sein Gradient charakterisiert werden (Abschnitte 6.2 und 6.3). Das Kapitel schließt ab mit der Beschreibung der MAGIC-Methode (Magnetic Gradient Induced Coupling, Abschnitt 6.4), durch die in einem Magnetfeldgradienten Ionen adressiert und ihre internen Zustände gekoppelt werden können. Die Adressierung der Ionen mit Nutzung des Doppelresonanz-Verfahrens wird demonstriert.

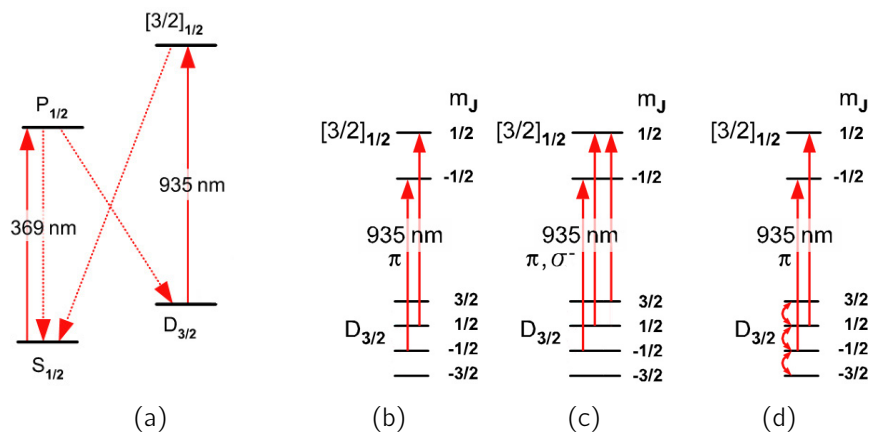


Abbildung 6.1.: Prinzip des Doppelresonanzverfahrens. (a) Kühlzyklus des $^{172}\text{Yb}^+$, vgl. auch Abbildung 4.1. (b-d) Auszug aus dem Kühlzyklus mit zeemanaufgespaltenen Atomniveaus. (b) Durch π -polarisiertes Rückpumplicht werden nur die beiden $D_{3/2}$ -Niveaus mit $m_J = \pm 1/2$ entvölkert (siehe Kühlzyklus in (a)), schließlich führt das zu einer Bevölkertung der Niveaus mit $m_J = \pm 3/2$. (c) Bevölkertung des $m_J = -3/2$ -Niveaus durch Nutzung von π - und σ^- -polarisiertem Licht. (d) Kopplung aller zeemanaufgespalteten $D_{3/2}$ -Niveaus durch Einstrahlung einer elektromagnetischen Welle im Radiofrequenzbereich. Es kommt zur Radio-Optischen Doppelresonanz mit Radiofrequenz- und Laserstrahlung.

6.1. Doppelresonanz-Verfahren

Liegt ein Magnetfeld am Ort eines Atoms an, kommt es durch die Wechselwirkung der atomaren magnetischen Momente mit dem Feld zu einer Aufspaltung der atomaren Level. Diese Aufspaltung nennt man den Zeeman-Effekt [34]. Die energetische Aufspaltung der Zeeman-Zustände ist für nicht zu starke magnetische Felder B linear zu B . Abbildung 6.1 zeigt den Kühlzyklus des $^{172}\text{Yb}^+$ -Ions, bei dem das $D_{3/2}$ -Niveau durch spontanen Zerfall aus dem $P_{1/2}$ -Niveau bevölkert wird, sowie die Aufspaltung des $D_{3/2}$ -Niveaus in seine Unterzustände mit den magnetischen Quantenzahlen $m_J = \pm\frac{1}{2}$ und $m_J = \pm\frac{3}{2}$. Diese Aufspaltung kann verwendet werden, um selektiv bestimmte Zeeman-Niveaus zu bevölkern. Hierzu nutzt man aus, dass die verschiedenen Zeeman-Niveaus durch π -, σ^+ - oder σ^- -polarisiertes Licht rückgepumpt werden. In der Abbildung 6.1(b) wird beispielsweise eine Entvölkerung der Zeeman-Niveaus mit $m_J = \pm\frac{1}{2}$ mit Hilfe von linear polarisiertem Licht dargestellt, das den π -Übergang anregt. Linear polarisiertes Licht kann die äußeren $m_J = \pm\frac{3}{2}$ -Zustände nicht entvölkern, daher werden diese Zustände durch spontane Zerfälle präpariert.

Strahlt man eine elektromagnetische Welle im Radiofrequenzbereich ein, können die $m_J = \pm\frac{3}{2}$ Zustände wieder entvölkert werden. Hierbei wird die Radiofrequenz (RF) so gewählt, dass sie innerhalb des $D_{3/2}$ -Niveaus die Übergänge $\Delta m_J = \pm 1$ angeregt und so die einzelnen Zeeman-Niveaus miteinander koppelt (siehe Abb. 6.1(d)). Diese doppelte Anregung des Atoms mit Photonen und Hochfrequenzstrahlung, bei der beide Anregungen resonant erfolgen müssen, nennt man Doppelresonanz-Verfahren [88] oder Radio-Optische Doppelresonanz. Ein interessanter Aspekt dieses Verfahrens ist seine hohe Nachweisempfindlichkeit, da langwellige, energiearme Radiofrequenzen durch kurzwellige, energiereichere Photonen nachgewiesen werden.

Im vorliegenden Versuch werden nicht wie oben beschrieben beide $m_J = \pm\frac{3}{2}$ Niveaus bevölkert, sondern durch die Einstrahlung von elliptisch polarisiertem Licht wird zusätzlich zum π -Übergang auch der σ^+ - oder der σ^- -Übergang getrieben (Abschnitt 6.1.2). Wird der σ^- -Übergang getrieben, so wird nur das $m_J = -\frac{3}{2}$ Niveau bevölkert (siehe Abb. 6.1(c)), bei σ^+ entsprechend $m_J = +\frac{3}{2}$.

Mit Hilfe des Doppelresonanz-Verfahrens können die $D_{3/2}$ -Niveaus des $^{172}\text{Yb}^+$ manipuliert und untersucht werden. Die Resonanzfrequenz eines Ions wurde am Mikrofallenexperiment für verschiedene experimentelle Randbedingungen ermittelt (siehe Abschnitt 6.1.3). Misst man die Resonanzfrequenz der Zeemanübergänge für ein Ion an verschiedenen Orten, können außerdem kleinste Magnetfeldgradienten gemessen werden (siehe Abschnitt 6.2).

6.1.1. Magnetfeldabgleich

Um das oben beschriebene Doppelresonanz-Verfahren anzuwenden, soll ein magnetisches Führungsfeld entlang der Fallenachse angelegt werden, das eine Quantisierungsachse definiert und zugleich die Zeeman-Niveaus von gespeicherten Ionen aufspaltet. Dazu müssen die zur Fallenachse senkrecht stehenden Magnetfeldkomponenten kompensiert werden. Das Magnetfeld am Ort der Falle wird vor allem durch das Erdmagnetfeld ($\approx 5 \cdot 10^{-5}$ T) und das Feld der Ionengetterpumpe ($\approx 5 \cdot 10^{-5}$ T, siehe Anhang C.2) dominiert. Der Magnet-

feldabgleich kann entweder über magnetfelderzeugende Spulen oder durch die Nutzung von Permanentmagneten erfolgen.

Kompensationsspulen

Ein üblicher Ansatz zur Kompensation der äußeren Magnetfelder und zur Definition eines Führungsfeldes ist die Nutzung von drei Helmholtzspulen-Paaren. Werden Helmholtzspulen-Paare mit einem Strom durchflossen, bildet sich in ihrem Zentrum ein homogenes Magnetfeld [89]. Für solche Spulenpaare müssen rausch- und driftarme Netzgeräte genutzt werden, da ein Rauschen oder Driften des angeschlossenen Stromes zu entsprechenden Fluktuationen des Magnetfeldes führt. Mit den Spulen können gegebenenfalls auch Gradientenfelder erster Ordnung kompensiert werden, indem durch die einzelnen Spulen eines Paares unterschiedliche Ströme geschickt werden.

In der Bachelorarbeit [62] wurde für den Mikrofallen-Aufbau mit In-Vakuum-Fallenhalter ein magnetfeldkompensierender Spulenkäfig entwickelt und charakterisiert. Da dieser Mikrofallen-Aufbau enge Randbedingungen an die äußeren Abmessungen der Spulenpaare stellte, wurden hier nicht nur Helmholtz-Spulenpaare, sondern zum Teil Spulenpaare mit zueinander unterschiedlichen Durchmessern gewählt.

Für das (aktuelle) Setup mit Vakuumgrenzschicht-Fallenhalter wurde ein anderer Ansatz, die Nutzung von Permanentmagneten, verfolgt. Zusätzlich wurden zwei Spulen senkrecht zum magnetischen Führungsfeld an der Vakuumkammer montiert, um mögliche Magnetfeldänderungen flexibel kompensieren zu können.

Permanentmagnete

Permanentmagnete haben Spulen gegenüber den Vorteil, dass sie ohne aufwendige Elektronik rauscharme Magnetfelder erzeugen können. Zudem kann mit solchen Magneten ein magnetisches Führungsfeld ohne permanenten Stromfluss angelegt werden, der die Experimente stören könnte. Der Nachteil ist, dass eine Änderung des an einem bestimmten Ort erzeugten Magnetfeldes nur durch ein Verschieben eines Permanentmagneten im Raum kompensiert werden kann, bei Spulen können solche Störungen durch Variation des anliegenden Stroms flexibel kompensiert werden.

Für die Kompensation des Magnetfeldes wurde eine Hallsonde [63] so montiert, dass das magnetische Feld in allen drei Raumrichtungen relativ zur Fallenachse einzeln ausgemessen werden konnte (Abbildungen 6.2(a) und (b)). Mit Hilfe von zwei Permanentmagneten, die auf optomechanische Präzisionshalter montiert wurden, konnte das Magnetfeld durch Verschieben der beiden Magnete im Raum und, zur präzisen Endjustage, durch Benutzung der Präzisionshalter-Stellschrauben für Translation und Rotation kompensiert werden.

Die Kompensation fand einige Zentimeter vom Ort der Falle entfernt statt, der Abstand zwischen der Sonde und der Falle betrug $(5,0 \pm 0,2)$ cm. Das Magnetfeld in der xy -Ebene und der yz -Ebene¹ sollte am Ort der Falle kompensiert werden. Hierfür wurde der Gradient der beiden Magnetfeldkomponenten ermittelt. Die Messung ergab Gradienten von $(0,04 \pm 0,03)$ mT/m in der yz -Ebene und $(1,77 \pm 0,03)$ mT/m in der xy -Ebene. Unter

¹Definition der Achsen: die x -Achse ist die Fallenachse, die xy -Ebene die Fallenchipebene, die z -Achse steht senkrecht auf der Fallenchipebene

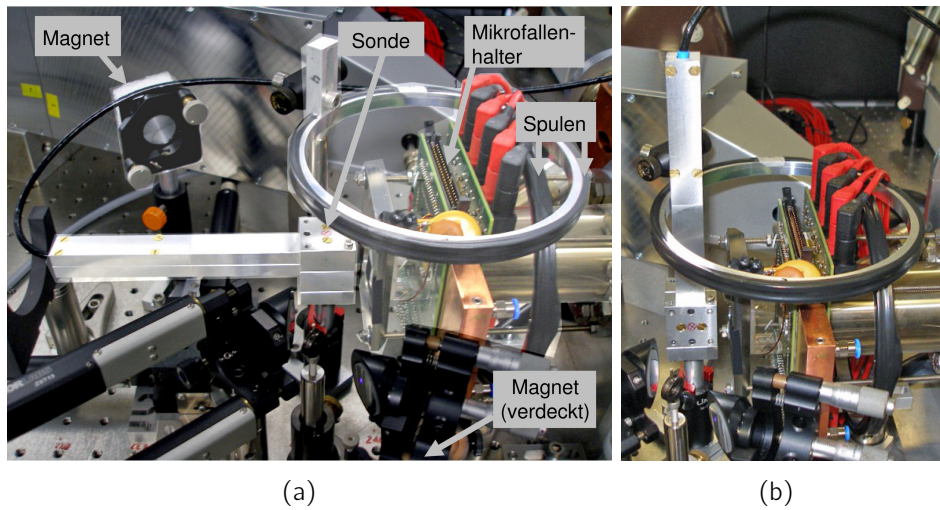


Abbildung 6.2.: Messung des Magnetfeldes während der Kompensation von Störfeldern durch Permanentmagnete mit einer Hallsonde. Die Sonde ist auf einem Sockel rund 5 cm von der Mikrofalle entfernt montiert. (a) Messung des Magnetfeldes in der yz-Ebene. Hierzu wurde die Sonde waagrecht montiert. Im Bild sind die Positionen der Hallsonde, des Mikrofallenhalters, der Magnete sowie der beiden Kompensationsspulen eingezeichnet. (b) Messung des magnetischen Führungsfeldes in der xz-Ebene.

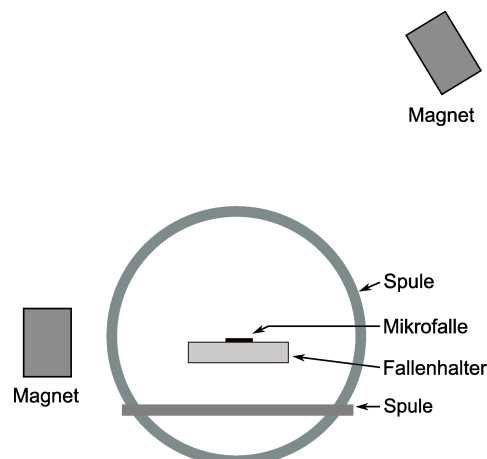


Abbildung 6.3.: Position der Permanentmagnete und der Kompensationsspulen zur Mikrofalle auf dem optischen Tisch. Die Positionierung der Magnete unterlag gewissen Randbedingungen, da andere Komponenten für den Betrieb der Mikrofalle ebenfalls auf dem optischen Tisch positioniert werden mussten (vgl. Abb. 6.2).

Einbeziehung dieser Kalibration wurde das Magnetfeld von größenordnungsmäßig 0,1 mT Hintergrundfeld je Raumrichtung auf $(0,00 \pm 0,01)$ mT (yz -Ebene) und $(0,02 \pm 0,01)$ mT (xy -Ebene) kompensiert.

Zusätzlich zur Kompensation in den zwei Raumrichtungen wurde zudem ein Führungsfeld in der xz -Ebene entlang der Fallenachse angelegt. Dieses ergibt sich bei dieser Messung zu $(0,7 \pm 0,1)$ mT. Der Gradient des magnetischen Führungsfeldes wurde, in einem Abstand von $(5,0 \pm 0,2)$ cm zur Mikrofalle, zu $(10,40 \pm 0,03)$ mT/m gemessen. Die Anordnung der beiden Permanentmagnete relativ zur Mikrofalle ist in Abbildung 6.3 dargestellt.

6.1.2. Präparation der Laser

Durch das oben beschriebene magnetische Führungsfeld wird nicht nur der Energieabstand der Zeeman-Niveaus, sondern auch die Quantisierungsachse der Atome definiert. Letztere ist wichtig, da die Quantisierungsachse zum polarisierten Laserstrahl eine wohl definierte Richtung haben muss, möchte man reine π -, σ^+ - oder σ^- -Übergänge treiben.

Die Quantisierungsachse liegt auf der Fallenachse. Sollen reine π -Übergänge getrieben werden, muss das magnetische Feld parallel zum elektrischen Feld des linear polarisierten Lasers stehen. Dies ist der Fall, wenn der Laser senkrecht auf die Fallenachse trifft. Hierzu muss der Laserstrahl jedoch durch das Abbildungsobjektiv hindurch geleitet werden, was durch Reflexionen im Objektiv zu deutlich erhöhtem Streulicht führt.

Statt reinem π -polarisiertem Licht kann für das Doppelresonanzverfahren auch elliptisch polarisiertes Licht genutzt werden, das neben der π - auch nur eine der beiden σ^\pm -Komponenten enthält. Dies ist in Abbildung 6.1(c) für σ^- -polarisiertes Licht dargestellt. In diesem Fall wird bei der Präparation mit einem σ^- - und π -polarisiertem Laserstrahl (935_{präp}-Laser) der $m_j = -\frac{3}{2}$ -Zustand des $D_{3/2}$ -Niveaus bevölkert. Bei Einstrahlung einer RF der entsprechenden Frequenz wird dieses Niveau wieder an die anderen Zeeman-Zustände gekoppelt, das Prinzip des Doppelresonanzverfahrens bleibt unverändert.

Um diese Methode zu implementieren, wurde der 935 nm-Laser in einen den Kühlzyklus schließenden Laserstrahl 935_{kühl} (vgl. Abb. 6.1) und einen präparierenden Laserstrahl 935_{präp} aufgespalten. Der 935_{präp}-Laser wird dabei über einen Spiegel und einen Polarisationsstrahlteilerwürfel mit dem 935_{kühl}-Laser überlagert und beide Laser zusammen durch ein $\lambda/2$ - und ein $\lambda/4$ -Plättchen hindurchgeführt (siehe Abschnitt 4.3). Durch den Strahlteilerwürfel wird sicher gestellt, dass die beiden Laserstrahlen unterschiedlich polarisiert in die Verzögerungsplättchen eintreten. Mit dem $\lambda/2$ -Plättchen kann die Polarisation der linear polarisierten Laserstrahlen gedreht und mit dem $\lambda/4$ -Plättchen elliptische oder zirkuläre Polarisation erzeugt werden. Mit entsprechender Rotation der Plättchen erreicht man, dass der 935_{präp}-Laserstrahl so elliptisch polarisiert wird, dass nur eine der σ^\pm -Komponenten mit dem Ion im magnetischen Führungsfeld wechselwirkt. Diese Art der Polarisation wird in Abbildung 6.4 veranschaulicht. Es ist möglich, die elliptische Polarisation so zu wählen, dass die Projektion der Polarisation auf der Ebene senkrecht zum magnetischen Führungsfeld am Ort eines Ions genau eine zirkuläre Polarisation erzeugt. Ist dies der Fall, so ist der Laserstrahl im System des Ions nur mit einer der beiden σ^\pm -Komponenten sowie der π -Komponente polarisiert. Wie in Abschnitt 6.1 beschrieben, kann dann das Ion für die Radio-Optische Doppelresonanz mit dem so polarisierten Licht präpariert werden.

Durch die unterschiedliche Polarisation der beiden Laserarme wird erreicht, dass nur ein Strahl, der $935_{\text{präp}}$ -Laserstrahl, diese Bedingung erfüllt und der andere Strahl den Kühlzyklus auch ohne RF-Strahlung schließt. Die Justage der Polarisation erfolgt mit einem gespeicherten Ion. Hierbei wird das Ion nur mit dem $935_{\text{präp}}$ -Laser und nicht mit dem $935_{\text{kühl}}$ -Laser bestrahlt. Durch Drehung der λ -Plättchen werden die Elliptizität der Polarisation und die Orientierung dieser Ellipse so präpariert, dass das Ion nicht mehr fluoresziert. Strahlt man mit dem $935_{\text{kühl}}$ -Laser wieder auf das Ion, so wird das Ion durch die andere Polarisation dieses Strahls wieder sichtbar.

6.1.3. Messung Radio-Optischer Doppleresonanzspektren

Das RF-Signal im Mikrofallenspalt wird über eine Antenne erzeugt, die an der Glaskappe der Vakuumkammer angebracht ist. Das Signal wird dabei von einem Frequenzgenerator getrieben, Frequenz und Amplitude des Signals sind regelbar (siehe Abschnitt C.7).

Die RF-Resonanzfrequenz eines Ions im Doppelresonanz-Verfahren hängt linear mit der Stärke des magnetischen Feldes zusammen. Man berechnet sie, indem man die Energieaufspaltung der linearen Zeeman-Aufspaltung

$$\Delta E_J = g_J m_J \mu_B B \quad (6.1.1)$$

(mit Landé g -Faktor g_J , magnetischer Quantenzahl m_J und dem Bohrmagneton μ_B , wobei für den Landé Faktor bei $D_{3/2}$ ($L=2$, $S=1/2$, $J=3/2$) unter Annahme reiner $L-S$ -Kopplung

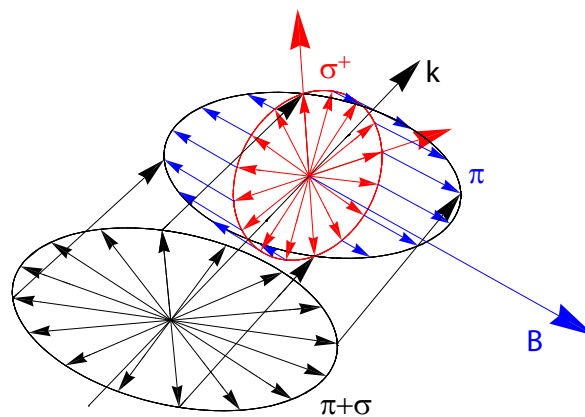


Abbildung 6.4.: Elliptisch polarisiertes Laserlicht mit der Ausbreitungsrichtung \vec{k} (schwarz) trifft unter einem gewissen Winkel auf die Fallenachse. Die Polarisation kann dann in zwei Komponenten senkrecht und parallel zum magnetischen Führungsfeld \vec{B} (blau) auf der Fallenachse zerlegt werden. Falls die Projektion der elliptischen Polarisation auf eine normal zum magnetischen Führungsfeld ausgerichtete Ebene kreisförmig ist (rot), so wird die effektive Polarisation des Lichtfeldes, das auf ein im Führungsfeld gespeichertes Ytterbiumion wirkt, nur die π - und eine der beiden σ^\pm -Komponenten treiben (vgl. Abbildung 6.1(c)). Auf diese Weise kann ein gespeichertes Ion präpariert und die Radio-Optische Doppelresonanz angeregt werden.

gilt [88]

$$g_J = 1 + \frac{J(J+1) - L(L+1) + S(S+1)}{2J(J+1)} = \frac{4}{5} \quad (6.1.2)$$

und den Zusammenhang

$$\Delta E_J = hf_{res} \quad (6.1.3)$$

zu

$$f_{res} = \frac{g_J \mu_B B}{h} \quad (6.1.4)$$

kombiniert, wenn, wie im untersuchten Fall, $\Delta m_J = \pm 1$ gilt.

Das Spektrum der Doppelresonanz wird bei den hier beschriebenen Messungen über einen Zeitraum von mehreren Sekunden aufgenommen, dabei werden Laserlicht und RF-Signal zugleich eingestrahlt. Bei diesem Vorgehen werden durch Dekohärenz alle Phasenbeziehungen der atomaren Zustände zerstört. Bei dieser so genannten inkohärenten Spektroskopie ist das aufgenommene Spektrum lorentzförmig [46] mit der Intensität

$$I(f) = \frac{1}{(f - f_{res})^2 + (\frac{\Gamma}{2})^2} \quad (6.1.5)$$

Dabei ist f_{res} die RF-Resonanzfrequenz nach (6.1.4) und Γ die effektive Linienbreite (FWHM).

Die Linienbreite Γ des Doppelresonanz-Spektrums wird dominiert durch Leistungsverbreiterungen durch die Leistungen von der RF-Strahlung und des 935 nm-Laser (siehe [46]), sowie durch Magnetfeldfluktuationen, die einen direkten Einfluss auf die Aufspaltung der Zeeman-Niveaus und somit die RF-Resonanzfrequenz der Doppelresonanz haben (Formel (6.1.4)). Die natürliche Linienbreite beträgt rund 3 Hz und ist deshalb vernachlässigbar; der Grund für diese schmale Linienbreite ist die lange Lebensdauer des $D_{3/2}$ -Zustandes von 50 ms [60] (siehe hierzu auch Abbildung 4.1). Im Vergleich dazu ist die Bevölkerungsrate des $D_{3/2}$ hoch. Das Ion wird mit dem 369 nm Laser von dem $S_{1/2^-}$ in das $P_{1/2^-}$ -Niveau des Ytterbiumniveaus gepumpt und zerfällt von dort nach 8 ns wieder in das $S_{1/2^-}$ Niveau (Primärzyklus) [91]. Etwa alle 200 Zyklen zerfällt das Ion jedoch statt dessen durch spontanen Zerfall aus dem $P_{1/2^-}$ in das $D_{3/2}$ -Niveau (Abb. 4.1), das heißt alle Zeeman-Zustände sind innerhalb von μ s besetzt [60].

Die Abbildung 6.5 zeigt die Messung der Doppelresonanz bei einem Ion, das zwischen den Elektroden 19 und 20 gespeichert wurde. Bei den Messungen wurde die Amplitude des VFG 150 schrittweise von -10 dB auf -45 dB um jeweils 5 dB reduziert. Die Leistung wird so nach der Verstärkung mit

$$P = \left(30 \cdot 10^{\frac{A_{dB}}{10}} \right) \text{ W} \quad (6.1.6)$$

von 3 W auf 1 mW reduziert, A_{dB} ist dabei die gewählte Amplitude des VFG 150 in dB. Jede Messung wurde über einen Zeitraum von mehreren Sekunden durchgeführt. Während der Messreihe wurden zwischenzeitlich neue Ionen in die Falle geladen. Die in die Mikrofalle integrierten Elektromagneten waren nicht eingeschaltet.

Man erkennt für eine reduzierte Leistung der RF immer schmalere lorentzförmige Profile mit einer zentralen Frequenz von $(7,1705 \pm 0,0003)$ MHz; diese Frequenz entspricht

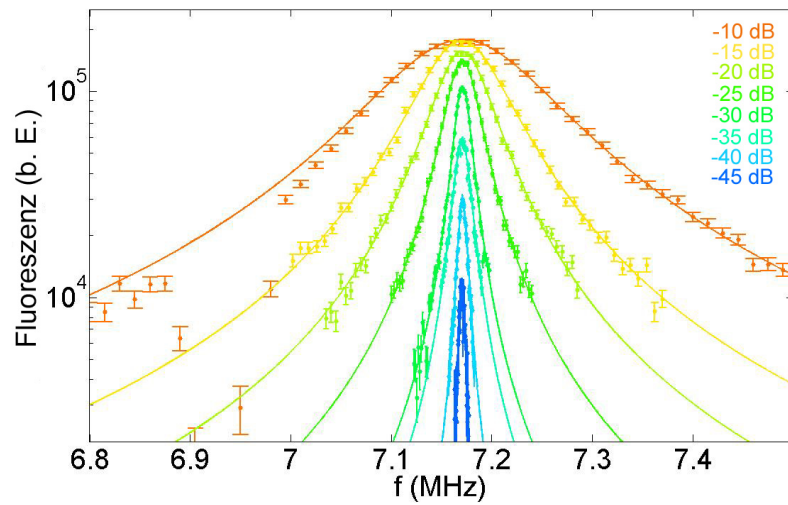


Abbildung 6.5.: Resonanzmessung eines Ions in der Mikrofalle mit Variation der RF-Amplitude. Hierbei wurde die Leistung des RF-Feldes von -10 dB auf -45 dB in 5 dB Schritten reduziert. Die Leistung des 935 nm-Lasers wurde während dieser Messung konstant bei $74 \mu\text{W}$ gehalten.

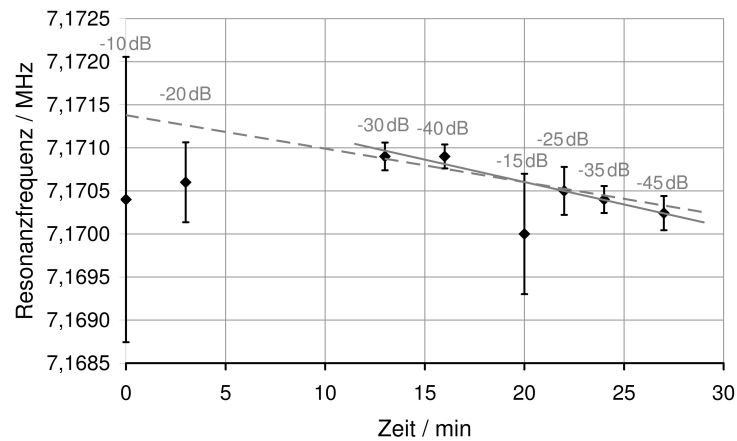


Abbildung 6.6.: Resonanzfrequenzen der einzelnen Resonanzmessungen aus Abbildung 6.5, aufgetragen gegen die Zeit. Die eingetragenen Zeitpunkte sind dabei jeweils die Zeit, zu der die jeweilige Messung beendet und die Daten gespeichert wurden. Die Driftgeschwindigkeit der Resonanzfrequenz beträgt, ermittelt über alle Werte unter Berücksichtigung ihrer Fehler, $(0,039 \pm 0,028) \text{ kHz/min}$; für die Resonanzfrequenzen ab Minute 13 der Messung beträgt sie $(0,052 \pm 0,024) \text{ kHz/min}$.

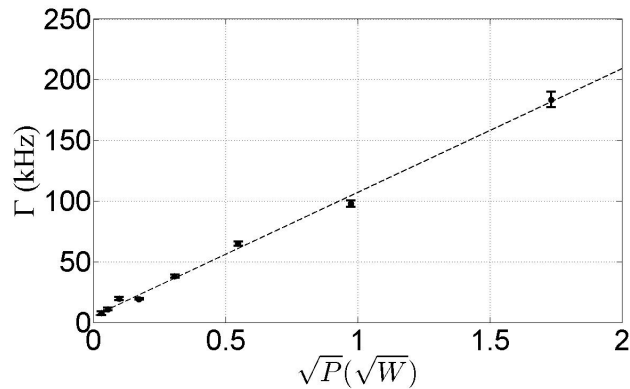


Abbildung 6.7.: Veränderung der Linienbreite bei Reduzierung der RF-Leistung. Die Leistung der RF-Strahlung wurde hier nach Formel (6.1.6) ermittelt. Aufgetragen gegen die Quadratwurzel der Leistung gehorcht die Linienbreite einem linearen Zusammenhang.

innerhalb der Fehler der erwarteten Resonanzfrequenz von (8 ± 1) MHz, die mit dem in Abschnitt 6.1.1 ermittelten magnetischen Führungsfeld von $(0,7 \pm 0,1)$ mT berechnet wurde. Die Amplitude der Spektren nimmt bei kleiner werdender Leistung der RF ab.

Die Resonanzfrequenz f_{res} ist in Abbildung 6.6 in Abhängigkeit von dem relativen Zeitpunkt der jeweiligen Messung aufgetragen. Die Amplitude der RF-Strahlung wurde, wie hier zu erkennen, nicht kontinuierlich verringert. Ein Zusammenhang zwischen eingestellter Amplitude und Resonanzfrequenz ist nicht zu erkennen. Dabei ist zu beachten, dass der Fehler der Messung bei höchster Amplitude (-10 dB) mit $(7,1704 \pm 0,0017)$ kHz deutlich größer ist als der Wert der anderen Messpunkte. Grund dafür ist der Einbruch des Spektrums bei etwa 6,93 MHz (siehe Abbildung 6.5), aufgrund des Einbruchs hat der Fit an die Funktion eine größere Unsicherheit. Grund für den Einbruch des Spektrums könnte eine Dunkelresonanz durch elektromagnetisch induzierte Transparenz (EIT) des Ions sein [95],

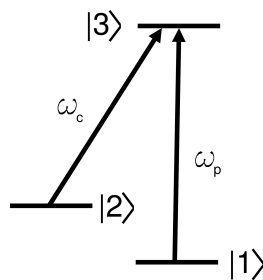


Abbildung 6.8.: Elektromagnetisch induzierte Transparenz [95]. Die Niveaus $|2\rangle$ und $|3\rangle$ sind über die Frequenz ω_c gekoppelt. Strahlt man nun eine elektromagnetische Welle der Frequenz ω_p ein, so würde ohne Berücksichtigung der anderen Niveaus durch diese ein Übergang zwischen $|3\rangle$ und $|1\rangle$ erzeugt. Durch einen Quanteninterferenzeffekt kommt es jedoch dann zur Kopplung zwischen $|1\rangle$ und $|2\rangle$, eine Kopplung der Zustände $|3\rangle$ und $|1\rangle$ findet nicht statt. Dieser Effekt führt zur Dunkelresonanz bei der Frequenz ω_p .

siehe Abbildung 6.8. Bei diesem Effekt würde sich die Frequenz der Dunkelresonanz bei einer energetischen Verschiebung der Atomniveaus ändern; eine solche Verschiebung kann durch den AC-Stark-Effekt erzeugt werden [90]. Eine auf diesen Effekt zurück zu führende Verschiebung der Zeemanzustände in einem gespeicherten $^{172}\text{Yb}^+$ -Ion wird zum Beispiel durch den 935 nm-Laserstrahl hervorgerufen. Dabei ist die Energieverschiebung, betrachtet im vereinfachten Falle eines zwei-Niveau-Systems, proportional zur Änderung der Lichtintensität [90]. Eine Untersuchung der Dunkelresonanz bei verschiedenen Intensitäten des 935 nm-Laserlichtes würde also erste Hinweise auf die Ursache der Dunkelresonanz liefern. Eine andere plausible Erklärung für den Einbruch des Spektrums wären elektromagnetische Felder im Labor, die bei der beobachteten Frequenz zu einem Aufheizen des Ions führen könnten. Eine größere Mikrobewegung würde dann zu einer kleineren Fluoreszenz des Ions führen.

Abbildung 6.7 zeigt die Abnahme der Linienbreite bei zunehmend verringerter RF-Leistung. Ist die sättigungsverbreiterte Linienbreite viel größer als die natürliche Linienbreite (diese beträgt rund 3 Hz), so besteht ein quadratischer Zusammenhang zwischen Linienbreite und Leistung [90]. Der Übersicht halber wurde deshalb die Linienbreite gegen die Quadratwurzel der Leistung aufgetragen. Erwartungsgemäß ist eine in dieser Darstellung lineare Abnahme der Linienbreite zu beobachten, die maximale Linienbreite beträgt $(183,6 \pm 6,3)$ kHz, der minimale Wert beträgt $(7,5 \pm 1,7)$ kHz. Durch die Reduzierung der RF-Leistung konnte die Linienbreite um einen Faktor 24 verringert werden. Eine Gerade durch die Datenpunkte hat die Form

$$\Gamma = (102 \pm 1) \frac{\text{kHz}}{\sqrt{\text{W}}} \cdot \sqrt{P} + (5 \pm 2) \text{ kHz} \quad (6.1.7)$$

Der Ordinatenabschnitt ist nicht mit Null verträglich, was zu erwarten ist, da die Linienbreite nicht ausschließlich von der Leistung der RF-Strahlung bestimmt wird. Dies wird deutlich durch die in Abbildung 6.9 aufgetragenen Spektren. Hier wurde die Leistung des 935 nm-Lasers von $74 \mu\text{W}$ auf $32 \mu\text{W}$ reduziert, vor und nach dieser Änderung wurde ein Spektrum eines gespeicherten Ions aufgenommen. Die Leistung der RF war bei den beiden Spektren konstant (-45 dB). Die Linienbreite der beiden Spektren wird von $(5,39 \pm 0,59)$ kHz auf $(3,12 \pm 0,20)$ kHz reduziert. Die Genauigkeit, mit der die Resonanzfrequenz bestimmt werden kann, nimmt bei Reduzierung der Linienbreite immer weiter zu; bei der kleinsten Linienbreite konnte die Resonanzfrequenz schließlich auf 50 Hz genau bestimmt werden. Unter der Annahme, dass die ermittelte Linienbreite deutlich durch die Leistung des 935 nm-Laserstrahls dominiert wird, kann man daraus die Rabi-Frequenzen dieser Übergänge bestimmen. Wechselwirkt Laserlicht resonant mit einem quantenmechanischen 2-Zustands-System, so oszilliert die Besetzung der beiden Zustände mit der Rabi-Frequenz Ω . Für die Intensität des Lasers am Ort des Ions ergibt sich, bei einer Strahlgröße von etwa $\pi \cdot (100 \times 600) \mu\text{m}^2$, näherungsweise $I_1 = 400 \text{ W/m}^{-2}$ bzw. $I_2 = 170 \text{ W/m}^{-2}$. Die Sättigungsintensität des Übergangs berechnet sich gemäß [90]

$$I_s = \frac{\pi h c}{3 \lambda^3 \tau} \quad (6.1.8)$$

mit der Wellenlänge $\lambda = 935 \text{ nm}$ und der inverse Einstein-A-Koeffizient des betrachteten Übergangs $\tau = 6 \mu\text{s}$ [96], zu $I_s = 0,042 \text{ W/m}^2$.

Für den Zusammenhang zwischen Rabi-Frequenz und Linienbreite gilt [90]

$$\Omega = \sqrt{\frac{I}{2I_s}} \Gamma . \quad (6.1.9)$$

Dann ergibt sich für die Rabifrequenzen der beschriebenen Spektren $\Omega_1 = 370$ kHz bzw. $\Omega_2 = 140$ kHz.

Bei der beschriebenen Messung verschob sich die Frequenz der Resonanz um 3,5 kHz. Ein Grund für eine solche Verschiebung der Resonanzfrequenz könnte eine energetische Verschiebung der Zeeman-Niveaus, hervorgerufen durch den AC-Stark Effekt, sein [90]. Eine andere Erklärung ist die Frequenzverschiebung durch fluktuierende externe Felder. Die beiden Spektren wurden in einem zeitlichen Abstand von 48 min aufgenommen. In Abbildung 6.6 wurde eine Fluktuationsrate der Resonanzfrequenzen von $(0,050 \pm 0,024)$ kHz/min ermittelt, Fluktuationen in der Größenordnung weniger kHz scheinen also durch eine zeitliche Frequenzdrift erklärt werden zu können. Zur Analyse von Lichtverschiebungen durch den AC-Stark Effekt müssten Spektren in einem kürzeren Zeitraum aufgenommen werden, um externe Fluktuationen ausschließen zu können.

Zuletzt sei angemerkt, dass bei dieser Messung der Einfluss von Magnetfeldfluktuationen auf die Linienbreite der Resonanzverteilungen geringer ist als die Auswirkungen der RF-Leistung und der beiden Laserleistungen. Jede Resonanzmessung wurde über einen Zeitraum von weniger als einer Minute durchgeführt, die in Abbildung 6.6 ermittelte Fluktuation

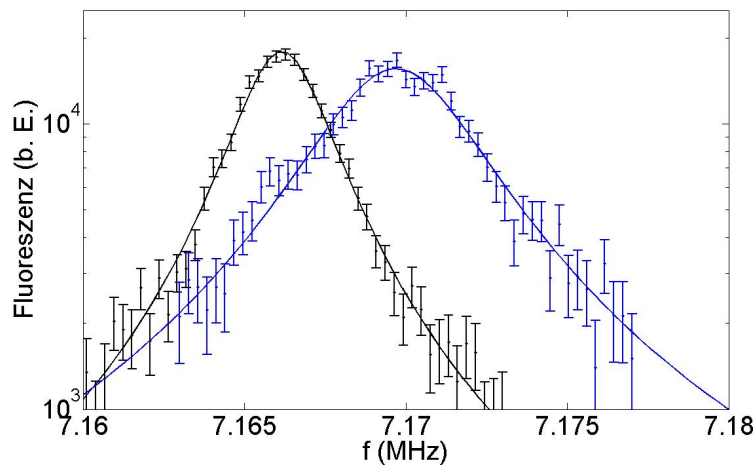


Abbildung 6.9.: Radio-Optische Dopplerresonanzspektren eines Ions in der Mikrofalle bei zwei verschiedenen 935 nm-Laserleistungen (blaue Kurve $74 \mu\text{W}$, schwarze Kurve $32 \mu\text{W}$). Die Linienbreite verringert sich von $(5,39 \pm 0,59)$ kHz auf $(3,12 \pm 0,20)$ kHz. Bei dieser Messung war die RF-Amplitude auf -45 dB eingestellt. Die Resonanzfrequenzen betragen $(7,16969 \pm 0,00010)$ MHz bzw. $(7,166155 \pm 0,000050)$ MHz, man beachte den kleinen Fehler bei der Bestimmung der Resonanzfrequenz des Spektrums bei verringerter 935 nm-Laserleistung, er beträgt 50 Hz. Die beiden Kurven wurden mit einer zeitlichen Differenz von 48 min aufgenommen.

von rund 0,05 kHz/min ist also auch eine Abschätzung der Fluktuationen während einer Resonanzmessung. Die oben untersuchten Effekte von Lasern und RF-Leistung auf die Linienbreite der Verteilungen sind bis zu vier Größenordnungen stärker als der Einfluss der Magnetfeldfluktuationen, erst bei Reduktion der Leistungen ist der beobachtete Effekt in derselben Größenordnung wie der Effekt, der durch zeitliche Fluktuationen hervorgerufen wird.

6.2. Inkohärente Messung eines Magnetfeldgradienten

Beim Doppelresonanzverfahren hängt die Resonanzfrequenz eines Ions bei einem $\Delta m_J = \pm 1$ -Übergang über die Formel (6.1.4) mit der Stärke des Magnetfeldes am Ort des Ions zusammen. Durch die Messung der Resonanzfrequenz eines Ions kann mit dieser Frequenz das Magnetfeld berechnet werden. Da die Resonanzfrequenz sehr exakt bestimmt werden kann (im Mikrofallenexperiment wurde die Resonanzfrequenz mit einer Unsicherheit von $7 \cdot 10^{-6}$ bestimmt), kann ein einzelnes Ion als ein genauer Magnetfeldsensor fungieren.

6.2.1. Messung von Magnetfeldgradienten in der Mikrofalle

Innerhalb der Mikrofalle können Ionen über viele Millimeter entlang der Fallenachse verschoben werden (vgl. Abbildung 5.7). Diese Technik wurde benutzt, um den Magnetfeldgradienten, der ohne Betrieb der in die Mikrofalle integrierten Elektromagnete entlang der Fallenachse auftritt, zu untersuchen.

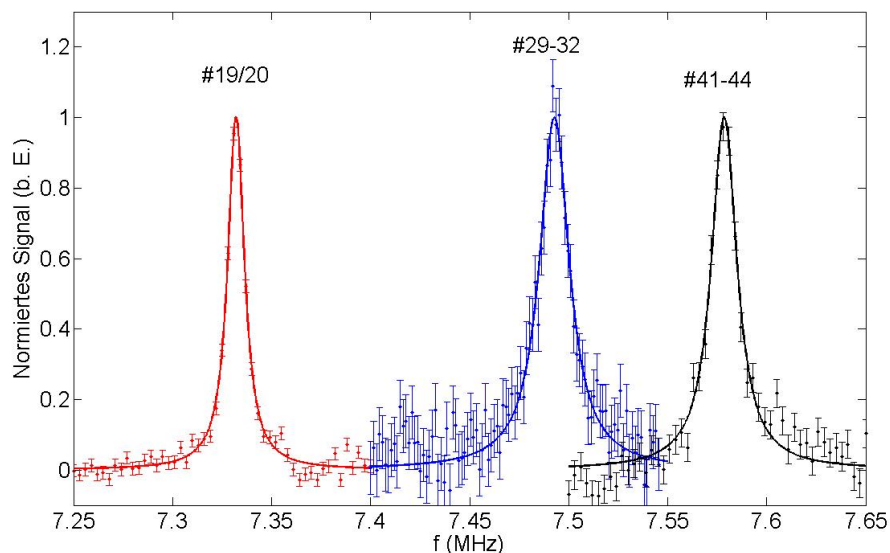


Abbildung 6.10.: Messung des Magnetfeldgradienten in der Mikrofalle bei ausgeschalteten Magnetfeldspulen. Die Abbildung zeigt drei Messungen mit dem Doppelresonanzverfahren, dafür wurde das Ion vor der Messung bei den Elektroden 19/20, 29-32 bzw. 41-44 gespeichert. Die Resonanzfrequenzen der Spektren verschieben sich je nach Position des Ions, das Magnetfeld entlang der Fallenachse zeigt also einen Gradienten.

Abbildung 6.10 zeigt die RF-Spektren, die mit Hilfe des Doppelresonanzverfahrens an einem gespeicherten Ytterbiumion an drei unterschiedlichen Orten innerhalb des Fallenschlitzes aufgenommen wurden. Man erkennt eine deutliche Verschiebung der Resonanzfrequenzen, das Ion befindet sich also in einem Magnetfeldgradienten. Die Stärke des Magnetfeldgradienten kann nach Ermittlung der Resonanzfrequenzen nach Formel (6.1.4) aus

$$\frac{\partial}{\partial x} B = \frac{h}{g_J \mu_B} \cdot \frac{\Delta f_{res}}{\Delta x} \quad (6.2.1)$$

bestimmt werden. Hierbei ist die x -Achse die Fallenachse, Δx ist der Abstand der Ionen, die eine betragsmäßige Differenz $|\Delta f_{res}|$ in ihren Resonanzfrequenzen besitzen. Bei der in Abbildung 6.10 dargestellten Messung beträgt die Resonanzfrequenz eines bei Elektrodenpaar 19/20 gespeicherten Ions $f_{res}=(7,3321\pm 0,0002)$ MHz. Ein bei den Elektrodenpaaren 29-32 gespeichertes Ion fluoresziert bei der RF-Resonanzfrequenz $f_{res}=(7,493\pm 0,001)$ MHz; wird das Ion bis zu den Elektrodenpaaren 41-44 verschoben, so verschiebt sich die Frequenz zu $f_{res}=(7,5785\pm 0,0006)$ MHz. Die unterschiedlichen Fehler in der Bestimmung der Frequenzen sind dadurch zu erklären, dass das Ion an den verschiedenen Orten der Falle aufgrund seiner Mikrobewegung jeweils unterschiedlich gut gekühlt werden konnte (vgl. Abschnitt 5.6.3). Die Entfernung von einem bei Elektrodenpaar 19/20 zu einem bei den Elektrodenpaaren 29-32 gespeicherten Ion beträgt $(1,39\pm 0,05)$ mm, die Entfernung zwischen einem bei den Elektrodenpaaren 29-32 und einem bei den Elektrodenpaaren 41-44 gespeicherten Ion beträgt $(0,77\pm 0,05)$ mm. Daraus ergibt sich ein Magnetfeldgradient von $(10,1 \pm 0,1)$ mT/m. Der Fehler in dieser Messung entsteht vermutlich durch Änderungen des Magnetfeldes während der Messung, die zum Beispiel durch die Verschiebung des Objektivs mit elektrischen Schrittmotoren verursacht wird. Im Vorfeld dieser Messung wurde der Gradient durch die Messung mit einer Hallsonde in einem Abstand zur Fallenachse von rund 50 mm zu $(10,40\pm 0,03)$ mT/m bestimmt (Abschnitt 6.1.1).

6.2.2. Genauigkeit der Gradientenmessung

Mit der Doppelresonanzmethode können prinzipiell äußerst kleine Gradienten bestimmt werden. In der in Abbildung 6.9 dargestellten Messung wurde die Resonanzfrequenz auf 50 Hz genau bestimmt. Nimmt man 50 Hz als kleinsten Abstand zweier gegeneinander auflösbarer Resonanzfrequenzen, so kann man in der Mikrofalle, bei Verschiebung eines Ions um 5 mm entlang der Fallenachse, nach Formel (6.2.1) Gradienten von bis zu $8,8 \cdot 10^{-7}$ T/m bestimmen.

Die Verschiebung eines Ions entlang der Achse ist jedoch zeitaufwendig. Möchte man einen Gradienten ohne diese Zeitverzögerung ermitteln, so können zum Beispiel zwei Ionen in einem Fallensegment gespeichert werden, die dann zugleich zur Resonanz angeregt werden. Ein typischer Abstand zweier Ionen beträgt 10 μ m. Mit dieser Messung können Gradienten von bis zu $4,4 \cdot 10^{-4}$ T/m ermittelt werden. Die relative Genauigkeit der Messung bei einer Auflösung von 50 Hz beträgt $\Delta B/B_0 = 6,9 \cdot 10^{-6}$, das absolute Magnetfeld misst bei der in Abbildung 6.9 dargestellten Messung $B_0=(6,33100\pm 0,00004) \cdot 10^{-4}$ T.

Es sei angemerkt, dass es auch andere Methoden gibt, bei denen mit gespeicherten Ionen Magnetfelder ausgemessen werden können. Bei Messungen von Magnetfeldgradienten mit der Spin-Echo-Technik wurde mit dieser Methode eine Genauigkeit von bis zu $\Delta B/B_0 = 5 \cdot 10^{-7}$ über einen Bereich von $140 \mu\text{m}$ erreicht [94]; die oben beschriebene Doppelresonanzmethode ist also weniger genau. Die inkohärente Doppelresonanzmethode ist jedoch gegenüber der kohärenten Spin-Echo-Technik in ihrer Durchführung robuster.

6.3. Charakterisierung des Mikrofallen-Magnetfeldes

In den in diesem Abschnitt beschriebenen Versuchen werden einzelne Ytterbiumionen dazu genutzt, das in der Mikrofalle schalt- und einstellbare Magnetfeld und den erzeugten Magnetfeldgradienten zu untersuchen. Die Ergebnisse werden mit Simulationen des Magnetfeldes verglichen.

6.3.1. In der Mikrofalle erzeugtes axiales Magnetfeld

Die Simulation der für einen Stromfluss von 1 A in den integrierten Elektromagneten entlang der Fallenachse erzeugten Magnetfeldkomponente wird in Abbildung 6.11 gezeigt. Diese Abbildung zeigt zudem, dass das Magnetfeld in der Mitte zwischen den Spulen verschwindet. Der Gradient, also die Änderung des Magnetfeldes, erreicht am Rand der Spulen seinen maximalen Wert. Genau in der Mitte der einzelnen Spulen, also bei den Elektrodenpaaren 41-44 bzw. 55-58, wird das Magnetfeld betragsmäßig maximal (das Maximum beträgt $|5,078 \cdot 10^{-4} \text{ T/A}|$), der Magnetfeldgradient jedoch verschwindet in den Extrempunkten. Außerdem zeigt der Graph zwei Nebenextrema bei den Elektrodenpaaren 33-36 bzw. 63-66 von maximal $|9,95 \cdot 10^{-5} \text{ T/A}|$.

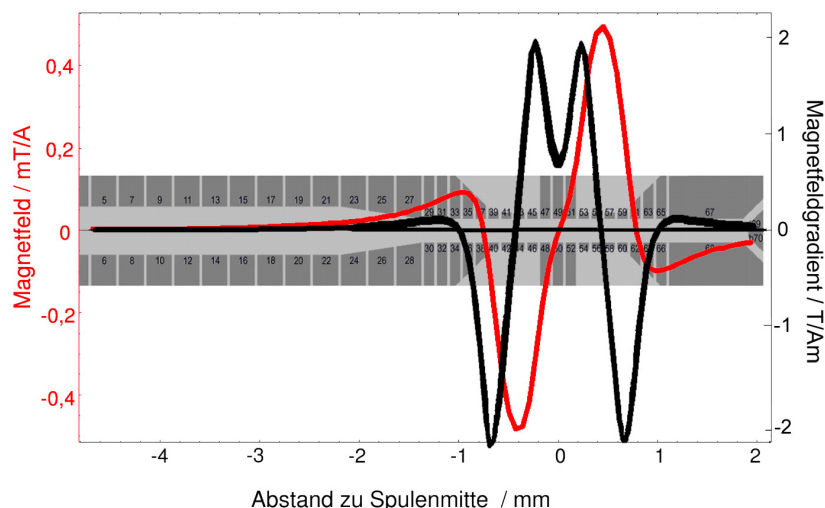


Abbildung 6.11.: Durch die integrierten Magnetfeldspulen erzeugtes Magnetfeld (rot) und Magnetfeldgradient (schwarz) entlang der Fallenachse, normiert auf einen Stromdurchfluss von 1 A. Die Lage der Mikrofallensegmente und der Magnetfeldspulen relativ zum erzeugten Feld ist angedeutet.

Um das durch die integrierten Magnetfeldspulen erzeugte Magnetfeld zu bestimmen, wurde ein Ion an verschiedenen Orten in der Mikrofalle gespeichert. Anschließend wurden Resonanzmessungen an dem Ion für verschiedene Spulenströme, beginnend mit 0 A, durchgeführt. Die Abbildung 6.12 zeigt die Ergebnisse der Messungen des durch die Spulen erzeugten Magnetfeldes, der Nullpunkt wurde durch Messungen bei 0 A definiert. Die Abbildung zeigt zugleich die Ergebnisse einer Simulation des Magnetfeldes, die auch in Abbildung 6.11 aufgetragen ist (vgl. hierzu auch Abschnitt 2.4.1). Die Simulation wurde für ein um $\pm 50 \mu\text{m}$ innerhalb der Falle verschobenes Ion durchgeführt und aufgetragen, da die Position des Ions relativ zu den Magnetfeldspulen aufgrund von Fertigungsungenauigkeiten der Mikrofalle nicht exakt bestimmt werden konnte.

Insgesamt stimmen Simulation und Messung recht gut überein, es ergeben sich Abweichungen zwischen Simulation und Experiment von im Mittel gut 10%. Die Abweichung ist bei den Elektrodenpaaren 41-44 maximal. Eine perfekte Übereinstimmung ist, aufgrund der schon erwähnten Fertigungsungenauigkeiten und aufgrund des vereinfachten Simulationsmodelles (vgl. Abschnitt 2.4), nicht zu erwarten. Normiert auf 1 A Stromdurchfluss in den Elektromagneten sind die Ergebnisse in Abbildung 6.14(a) dargestellt.

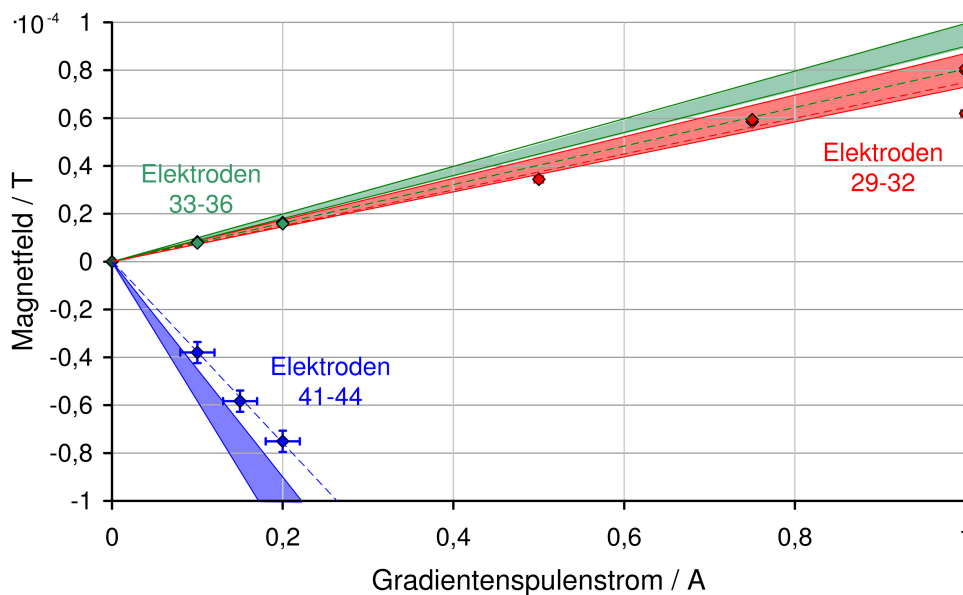


Abbildung 6.12.: Messung des durch die integrierten Gradientenspulen erzeugte Magnetfeld im Fallenschlitz bei den Elektrodenpaaren 29-32 (rot), 33-36 (grün) und 41-44 (blau), sowie Vergleich mit der Simulation. Der Strom durch die Magnetfeldspulen wurde bei dieser Messung variiert, der Nullpunkt entspricht einer Magnetfeldmessung bei einem Strom von 0 A durch die Gradientenspulen. Die Simulationen wurden um jeweils insgesamt $100 \mu\text{m}$ zur Mittenposition der Elektrodenpaare variiert, um die Ungenauigkeiten in der Ortsbestimmung zu berücksichtigen, die bei Fabrikation der Falle auftraten. Der so bestimmte Bereich ist in der entsprechenden Farbe hinterlegt. Die gestrichelten Linien sind an die Messwerte angepasste Geraden.

6.3.2. In der Mikrofaller erzeugter Magnetfeldgradient

Für mit der Mikrofaller geplante Experimente ist nicht das absolute von den integrierten Magnetfeldspulen erzeugte Magnetfeld, sondern vielmehr der erzeugte Magnetfeldgradient von Interesse. Dieser soll im Folgenden untersucht werden.

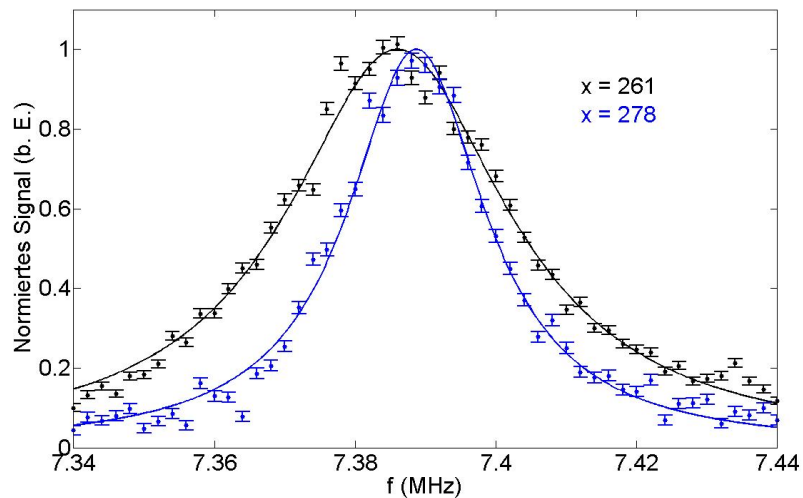
Um den Magnetfeldgradienten zu charakterisieren, wurden gespeicherte Ionen bei konstantem Strom durch die Magnetfeldspulen entlang der Fallennachse verschoben. Das Ergebnis ist beispielhaft für einen Strom von 1 A im Vergleich zu keinem durch die Spulen fließenden Strom für ein bei den Elektroden 29-32 gespeichertes Ion in Abbildung 6.13 dargestellt. Bei dieser Messung wurde das Ion um rund $20\ \mu\text{m}$ verschoben. Die Differenz der Resonanzfrequenzen wird durch Anlegen des Stroms vergrößert, der Abstand der Resonanzfrequenzen des im Raum verschobenen Ions beträgt $(2,7 \pm 2,0)$ kHz bei 0 A (Abb. 6.13(a)) und $(16,7 \pm 2,9)$ kHz bei 1 A (Abb. 6.13(b)). Aus dieser Einzelmessung kann man nach Formel (6.2.1) den durch die Spulen erzeugten Gradienten zu $(0,062 \pm 0,015)$ T/Am berechnen. Zusätzlich zur Aufspaltung der Spektren zueinander erkennt man eine Verschiebung der Resonanzfrequenz nach Anlegen des Stroms, also eine Änderung des am Orte des Ions bestehenden Magnetfeldes (siehe voran gehenden Abschnitt).

Die nun folgende Tabelle fasst die aus einer Reihe von solchen Messungen ermittelten Werte des Magnetfeldgradienten in der Mikrofaller bei den Elektroden 29-32, 33-36 und 49-52 zusammen und vergleicht mit dem Ergebnis der entsprechenden Simulation (siehe auch Abb. 6.14(b)). Bei den Simulationen wurde der Ort des Magnetfeldes innerhalb der Mikrofaller relativ zum gespeicherten Ion auf $\pm 50\ \mu\text{m}$ angenommen.

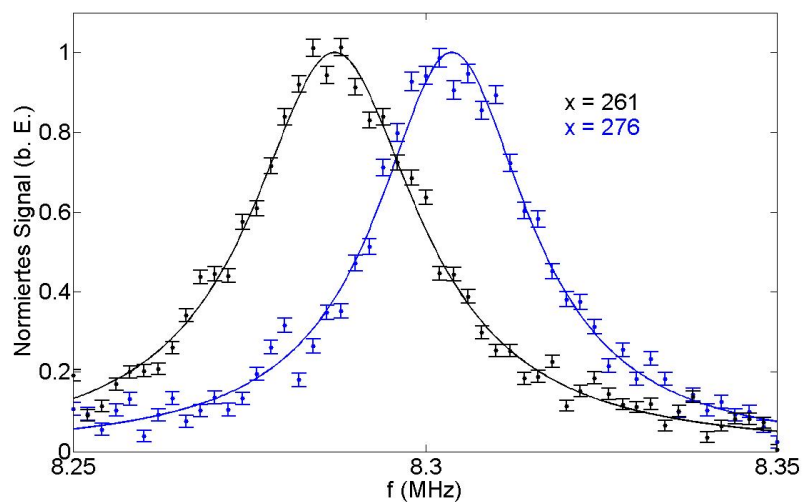
Ort der Ionen	Gradient / $\frac{T}{Am}$ Messung	Gradient / $\frac{T}{Am}$ Simulation
Elektroden 29-32	$0,0680 \pm 0,0031$	0,110—0,115
Elektroden 33-36	$-0,123 \pm 0,078$	-0,250—+0,025
Elektroden 49-52	$0,494 \pm 0,026$	0,687—1,101

Die Ergebnisse der Gradientenbestimmung bei den Elektrodenpaaren 29-32 und 49-52 weichen um 25% bzw. 30% von den simulierten Werten ab. Die Messung bei den Elektroden 33-36 stimmt innerhalb der Toleranzen mit der Simulation überein. Der Fehler dieser Messung ist jedoch groß, da das gespeicherte Ion bei den Elektroden 33-36 nicht gut gekühlt und bei zu großen Strömen nicht mehr gespeichert werden konnte. Grund dafür könnte die Verzerrung des einschließenden Fallennpotentials durch das Feld des Spulenstroms sein. Deshalb erfolgte diese Messung nur bei Strömen bis zu 0,2 A, die Messwerte wurden entsprechend interpoliert.

Die Messungen in diesem und dem voran gegangenen Abschnitt bestätigen die Erzeugung von Magnetfeld und Magnetfeldgradient durch die integrierten Elektromagneten in der Mikrofaller. Qualitativ bestätigen die Messungen die Simulation, die quantitativen Abweichungen sind durch vereinfachende Annahmen in der Simulation und durch Fabrikationsungenauigkeiten der Mikrofaller zu erklären. Die Ergebnisse sind in Abbildung 6.14 zusammengefasst und im Vergleich zu den simulierten Werten dargestellt.

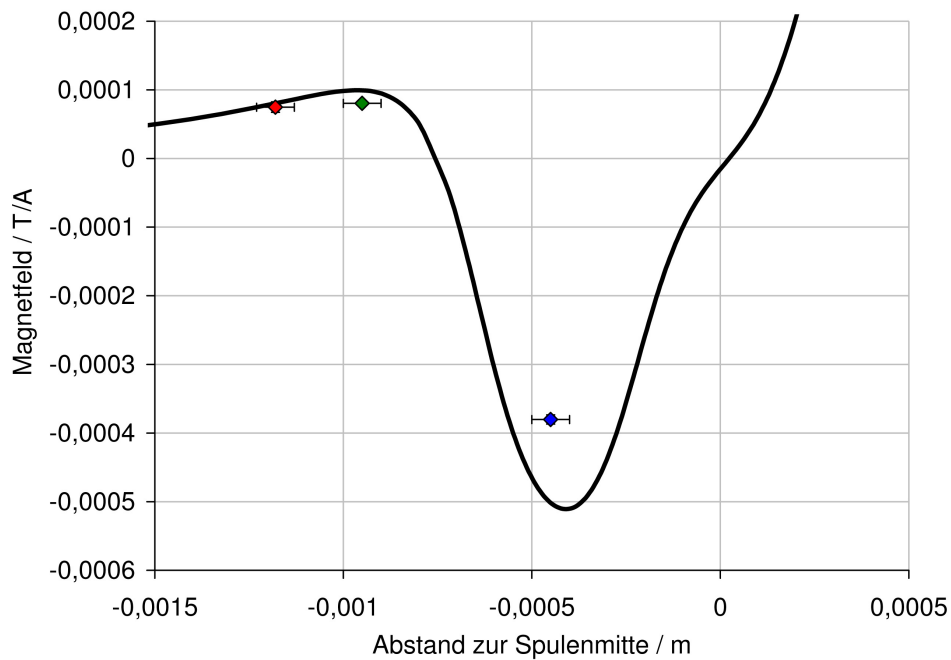


(a)

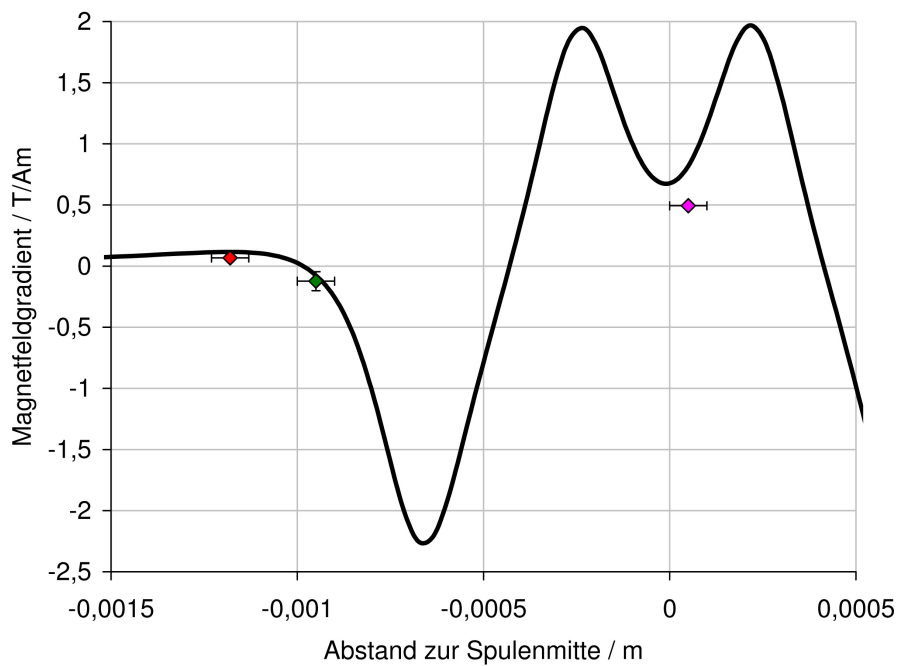


(b)

Abbildung 6.13.: Messung des Gradientenfeldes der integrierten Elektromagneten. (a) Ein bei den Elektroden 29-32 gespeichertes Ion wird um $(21,8 \pm 1,3) \mu\text{m}$ entlang der Fallachse verschoben. Am Ort des Ions vor bzw. nach dem Verschieben wird jeweils ein Doppelresonanz-Spektrum aufgenommen. Die beiden mit x bezeichneten Zahlen entsprechen dem x -Wert auf dem Chip der EM-Kamera, bei dem das Ion schwermittelmäßig abgebildet wurde. (b) Hier wurde das Ion um $(19,2 \pm 1,3) \mu\text{m}$ versetzt und lag bei der Messung der Spektren näherungsweise an denselben Orten wie bei der Messung in (a). Während dieser Messung floss ein Strom von 1 A durch die Elektromagnete. Man beachte die durch den Gradienten erzeugte Differenz der Resonanzfrequenzen der beiden Spektren zueinander und auch die Verschiebung der Resonanzfrequenzen relativ zu (a), die durch die Änderung des Magnetfeldes hervorgerufen werden.



(a)



(b)

Abbildung 6.14.: Ergebnisse der Magnetfeldcharakterisierung mit gespeicherten Ionen im Vergleich zu den Simulationen, normiert auf 1 A Stromdurchfluss an dem integrierten Elektromagneten. (a) Simulation der Magnetfeldkomponente entlang der Fallenachse und Messungen derselben an den Fallenelektroden 29-32 (rot), 33-36 (grün) und 41-44 (blau). (b) Simulation des Magnetfeldgradienten entlang der Fallenachse und korrespondierende Messungen an den Fallenelektroden 29-32 (rot), 33-36 (grün) und 49-52 (rosa).

6.4. MAGIC

Für die Anwendung von gespeicherten Ionen in den Quanteninformationswissenschaften ist es insbesondere von Interesse, die Ionen als Speicher der Quanteninformation zu nutzen (vgl. Kapitel 1). Für diese Anwendung müssen die Ionen einzeln adressierbar sein, ebenso wichtig ist eine Kopplung der internen und externen Zustände der Ionen zur Implementation eines Quanten-Busses. In diesem Abschnitt wird erläutert, wie im Rahmen der MAGIC-Methode diese beiden grundlegenden Anforderungen an ein Qubit in der Mikrofalle realisiert werden können.

6.4.1. Adressierung von Ytterbium-Ionen

Schon im ersten Abschnitt dieses Kapitels wurde festgestellt, dass die Resonanzfrequenz der RF-Strahlung beim Doppelresonanzverfahren abhängig ist vom Magnetfeld am Ort des Ions (Formel (6.1.4)). Daher führt ein magnetischer Gradient dazu, dass die Resonanzfrequenz eines Ions abhängig ist vom Ort des Ions. Der Grund für diese Ortsabhängigkeit ist die unterschiedliche Aufspaltung der Zeeman-Niveaus eines Atoms abhängig vom magnetischen Feld, in dem es sich befindet; dieser Zusammenhang wird in Abbildung 6.15(a) skizziert. Befinden sich mehrere Ionen zugleich in einem Magnetfeldgradienten, sind die einzelnen Ionen also voneinander aufgrund ihrer Resonanzfrequenz unterscheidbar, können die Ionen im Frequenzraum adressiert werden [7–9].

Um die Adressierung von Ionen in der Mikrofalle zu demonstrieren, wurden zwei Ionen in den Bereich großer Gradienten zwischen den Magnetfeldspulen transferiert. Die Magnet-

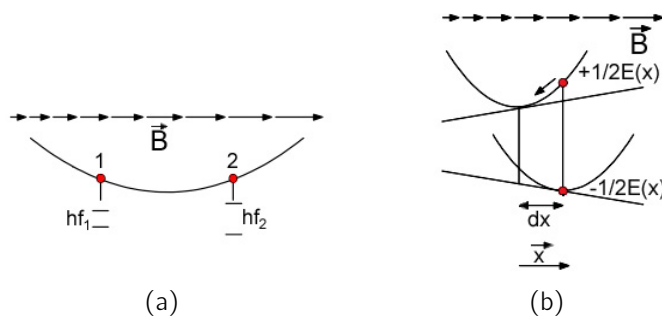


Abbildung 6.15.: Adressierung und Kopplung von Ionen im Magnetfeldgradienten. (a) Durch einen Magnetfeldgradienten wird die Größe der Zeeman-Aufspaltung positionenabhängig. Deshalb ist die Resonanzfrequenz f_i eines Ions i beim Doppelresonanz-Verfahren abhängig von seiner Position in der Falle und ist so für jedes Ion einer Kette verschieden. Die Ionen können somit im Frequenzraum adressiert werden. (b) Die potentielle Gesamtenergie eines Ions ist die Summe der Zeeman-Energie und des Fallenergiepotentials. Das führt dazu, dass in einem Magnetfeldgradienten die Ruheposition eines Ions abhängig ist von seinem internen Zustand, die Position ist also an den Zustand des Ions gekoppelt. Über die Coulombwechselwirkung wird durch die Positionsänderung die Position eines benachbarten Ions verändert. Diese Methode, Ionen im Magnetfeldgradienten zu koppeln, wird MAGIC (MAGnetic Gradient Induced Coupling) genannt.

feldspulen wurden mit einem Strom von $(0,43 \pm 0,01)$ A betrieben. Anschließend wurden die Ionen für das Doppelresonanzverfahren präpariert (vgl. Abschnitt 6.1) und das RF-Spektrum der beiden Ionen wurde mit der EM-Kamera aufgenommen. Die Spektren der Ionen können vollständig getrennt werden, da die Fluoreszenzintensität der beiden Ionen getrennt gemessen wurde. Die beiden Ionen wurden bei den Elektroden 49-52 gespeichert, der Ionenabstand betrug $10 \mu\text{m}$. Abbildung 6.16 zeigt das Ergebnis dieser Messung. Die Spektren sind gut unterscheidbar mit einem Unterschied von 23 kHz in ihrer Resonanzfrequenz. Der Gradient am Ort der Ionen beträgt so nach (6.2.1) $(0,494 \pm 0,026)$ T/m. Um die ungewollte Anregung eines Ions am Ort seines Nachbarn zu untersuchen, wurde das normierte Verhältnis der Intensität des Ions 1 am Ort seiner maximalen Fluoreszenz zur Intensität des Ions 2 am selben Ort im Spektrum berechnet. Dadurch gewinnt man, mit (6.1.5), die residuale Anregung 32,9 (bestimmt für das Ion geringerer Resonanzfrequenz) bzw. 11,0 (bestimmt für das Ion höherer Resonanzfrequenz). Das bedeutet eine ungewollte Anregung des benachbarten Ions von 3,0% bzw. 9,1%. In früheren Messungen wurden ungewollte Anregungen von weniger als 0,4% beobachtet [9]. Um die Güte der Messung zu verbessern, muss für zukünftige Experimente die Breite der Resonanzspektren verringert werden. Dies sollte zum einen durch eine bessere Kompensation der Mikrobewegung der Ionen geschehen; die Breite der Spektren in Abbildung 6.16 gibt bereits einen Hinweis auf eine unterschiedlich gute Mikrobewegungskompensation der beiden untersuchten Ionen.

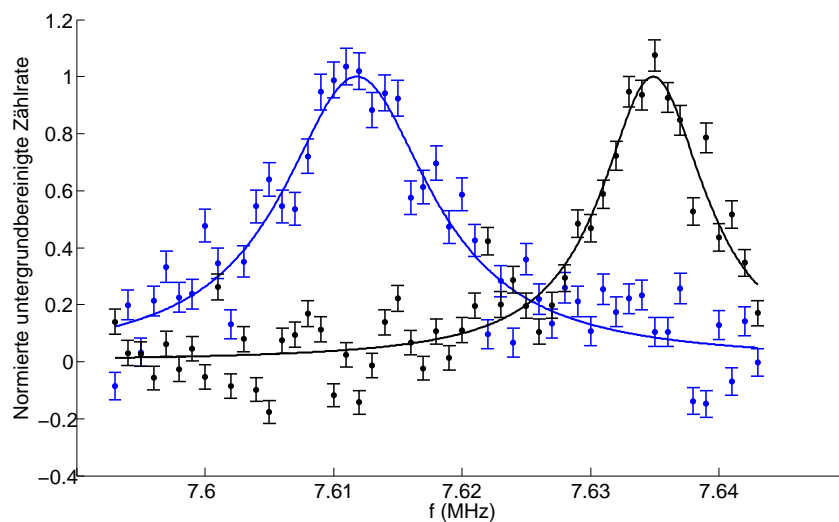


Abbildung 6.16.: Adressierung von zwei Ionen bei stromdurchflossenen Gradientenspulen ($(0,43 \pm 0,01)$ A). Die Ionen wurden bei den Elektroden 49-52 gespeichert, sie haben einen Abstand von $10 \mu\text{m}$ zueinander. Ihre Resonanzfrequenzen betragen $(7,61196 \pm 0,00041)$ MHz bzw. $(7,63491 \pm 0,00027)$ MHz und unterscheiden sich somit um $(22,9 \pm 0,5)$ kHz. Der Gradient am Ort der Ionen beträgt nach (6.2.1) $(0,494 \pm 0,026)$ T/m. Die Ionen konnten aufgrund unterschiedlich starker Mikrobewegung unterschiedlich gut gekühlt werden, deshalb ist die Breite der beiden Spektren verschieden ($(14,5 \pm 1,8)$ kHz bzw. $(8,1 \pm 1,5)$ kHz).

nen. Die Breite der Spektren wird zudem durch die Intensität von RF- und Laserstrahlung beeinflusst (Abschnitt 6.1.3). Der Effekt des 935 nm-Lasers könnte mit einer kohärenten Messung, bei der das Spektrum nur während einer Bestrahlung der Ionen mit dem RF-Signal bei ausgeschalteten Laserstrahlen aufgenommen wird, vermieden werden. Zudem ist für die Zukunft geplant, deutlich größere Magnetfeldgradienten zu erzeugen. Diese würden eine größere Differenz zwischen den beiden RF-Resonanzspektren erzeugen und so die ungewollte Anregung eines benachbarten Ions verringern.

6.4.2. Kopplung im Magnetfeld-Gradienten

Im Magnetfeldgradienten der Mikrofalle können Ionen nicht nur adressiert, sondern auch miteinander gekoppelt werden [7–9]. Bei dem ^{172}Yb -Isotop ist diese Kopplung eine Kopplung des Spins an die Ruheposition. Sie wird in Abbildung 6.15(b) skizziert. Die potentielle Energie eines gespeicherten Ions muss als die Summe der Zeeman-Energie und des Fallenpotentials betrachtet werden. Befindet sich das Ion in einem magnetischen Gradienten, so führt das dazu, dass die Ruhelage des Ions abhängig wird vom seinem Zustand im zeemanaufgespaltenen Niveau; die Ruheposition des Ions ist also in diesem Fall zustandsabhängig, seine inneren und äußeren Freiheitsgrade sind aneinander gekoppelt. Diese durch den Gradienten erzeugte Kopplung wird MAGIC (MAGnetic Gradient Induced Coupling) genannt. Die Änderung des inneren Zustands des Ions führt dazu, dass das Ion sich nicht mehr im Minimum des Potentials befindet, es beginnt nach der Zustandsänderung um seine veränderte Ruhelage zu schwingen.

Für die Implementation von MAGIC sollen in zukünftigen Experimenten nicht $^{172}\text{Yb}^+$ -Ionen, sondern $^{171}\text{Yb}^+$ -Ionen genutzt werden. Die $^{171}\text{Yb}^+$ -Ionen zeichnen sich dadurch aus, dass eine aus zwei Niveaus bestehende Hyperfeinstruktur im Grundzustand $S_{1/2}$ existiert, die für MAGIC genutzt werden kann — bei den $^{172}\text{Yb}^+$ -Ionen wird zur Kopplung und Adressierung der $D_{3/2}$ -Zustand genutzt, dieses Qubit gehorcht somit einer komplexeren Vier-Niveau-Dynamik. So kann das $^{171}\text{Yb}^+$ als „echtes“ Qubit angesehen werden, was für zukünftige Anwendungen des Ions im Rahmen der Quanteninformationswissenschaften von Vorteil ist. Bislang wurde das $^{171}\text{Yb}^+$ -Ion noch nicht in der Mikrofalle gespeichert, da es aufgrund seiner verglichen mit dem $^{172}\text{Yb}^+$ -Ion kleineren Linienbreite im $S_{1/2}$ — $P_{1/2}$ -Kühlzyklus höhere Ansprüche an das Experiment stellt. Für die Kühlung des Ions wird außerdem ein Mikrowellensystem benötigt [68], das zum Zeitpunkt dieser Arbeit noch nicht in das Experiment integriert war.

Beschrieben wird die Kopplung der gespeicherten Ionen im Hamiltonoperator des Systems [7]. Dieser hat die Form

$$H = H_{int} + H_{ext} - \frac{\hbar}{2} \sum_{n < l}^N J_{nl} \sigma_{z,n} \sigma_{z,l} \quad (6.4.1)$$

Hierbei ist N die Anzahl der Ionen, J_{nl} die Kopplungskonstante für das n te und l te Ion, $\sigma_{z,n}$ und $\sigma_{z,l}$ sind Pauli-Matrizen.

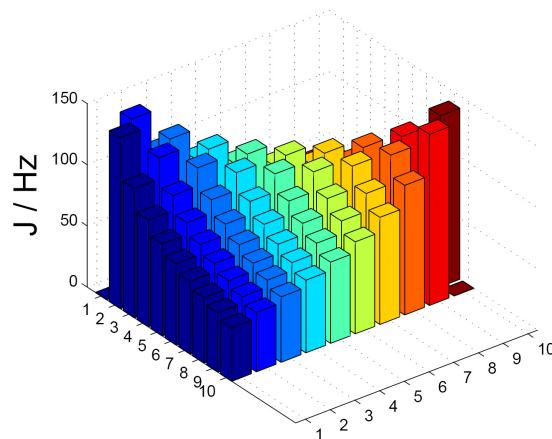


Abbildung 6.17.: Simulation der Kopplungskonstanten für eine Kette von 10 Ionen in der Mikrofalle (vgl. [67]). Der Gradient beträgt 16 T/m, die radiale Fallenfrequenz ist $\nu=2\pi\cdot 100$ kHz.

Der Hamiltonoperator (6.4.1) beschreibt die Energie einer linearen Ionenkette, wobei jedes Ion ein individuell adressierbares Qubit mit einer charakteristischen Resonanzfrequenz darstellt. Der letzte Term in Formel (6.4.1) beschreibt die paarweise Kopplung zwischen den einzelnen Ionen. Dieser Term ist analog zur gut untersuchten Spin-Spin Kopplung zwischen Spins innerhalb eines Moleküls, die in NMR-Experimenten genutzt wird. Die lineare Ionenkette kann somit als N -Atom Molekül angesehen werden, welches anpassbare Kopplungskonstanten besitzt.

Die Kopplungskonstanten sind proportional zum Quadrat des Magnetfeldgradienten. In der Mikrofalle können, wie in Kapitel 2 diskutiert, Gradienten von bis zu 20 T/m erreicht werden. Für die Berechnung einer typischen in der Mikrofalle möglichen Kopplung wurde von um 20% geringere Gradienten ausgegangen. Bei der Berechnung der Spin-Spin Kopplung von zehn gespeicherten $^{171}\text{Yb}^+$ -Ionen und den Magnetfeldgradienten 16 T/m ergeben sich Kopplungskonstanten von benachbarten Ionen von bis zu 140 Hz (Simulation durchgeführt von Harald Wunderlich, vgl. [67]). Die gesamte Matrix der Kopplungen bei 16 T/m ist in Abbildung 6.17 zu sehen (radiale Fallenfrequenz $\nu = 2\pi \cdot 100$ kHz).

7. Zusammenfassung und Ausblick

In dieser Arbeit wurde eine mikrostrukturierte, segmentierte Paul-Falle mit integrierten Elektromagneten entwickelt, in Betrieb genommen und charakterisiert. Das durch die integrierten Elektromagnete der Mikrofallerzeugte variable Magnetfeld wurde darauf optimiert, am Ort der Ionen einen möglichst großen Magnetfeldgradienten zu erzeugen. Simulationen des Systems lassen Gradienten von bis zu 2 T/Am erwarten. Messungen mit gespeicherten Ionen bestätigen die Erzeugung eines Magnetfeldgradienten entlang der Fallachse durch die Elektromagnete. Ein Vergleich zwischen gemessenen und zuvor simulierten Magnetfeldgradienten zeigt Abweichungen der Werte von wenigen 10%. Diese Abweichungen sind durch Fabrikationsungenauigkeiten beim Bau der Mikrofaller sowie vereinfachende Annahmen in der Simulation zu erklären.

Mikrostrukturierte Fallen wie die Mikrofaller benötigen eine Vielzahl von elektrischen Anschlüssen, die verlässlich ankontaktiert werden müssen. Zugleich müssen solche Fallen in einer UHV-Umgebung betrieben werden. In dieser Arbeit wurden mit der Dickschichttechnologie neuartige, maßgeschneiderte Vakuumdurchführungen für elektrische Anschlüsse hergestellt, die zugleich auch eine Unterdrückung von elektronischen Störungen auf den Elektrodenzuleitungen nahe der Falle noch im Vakuum ermöglichen. Im Experiment wurde mit dieser Technik ein Vakuum im niedrigen 10^{-11} mbar-Bereich erzielt. Durch geeignete Wahl der Materialien und eine aktive Kühlung der Fallhalterung über wassergekühlte zylindrische Wärmeleitrohre wird zudem die ohmsche Wärme abgeführt, die vor allem an elektrischen Zuleitungen beim Betrieb der Mikrofaller entsteht.

Mit der Mikrofaller wurden bislang Ketten von mehr als zehn $^{172}\text{Yb}^+$ -Ionen gespeichert. Einzelne Ionen wurden bei einer Belichtungszeit von 10 ms mit einem Signal-zu-Untergrund Verhältnis von mehr als 640 detektiert. Die Lebensdauer von gespeicherten Ionen beträgt bis zu fünf Stunden. Einzelne Ionen oder auch Paare von Ionen wurden über 2 mm von der Speicher- in die Prozessregion der Falle transportiert und im Magnetfeldgradienten der Elektromagnete manipuliert. Mit der Doppelresonanzmethode wurden Messungen von Magnetfeldgradienten durchgeführt, bei denen die einzelnen Ionen als Magnetfeldsonden fungieren. Auf diese Weise können relative Genauigkeiten von $\Delta B/B_0 = 7 \cdot 10^{-6}$ erreicht werden.

Durch ihre Segmentierung in 33 Elektrodenpaare erlaubt die Mikrofaller ein einstellbares Fallenpotential. Dieses Potential soll dazu genutzt werden, den Hamiltonoperator einer Ionenkette flexibel zu formen und quantenmechanische Simulationen beispielsweise von Molekülen durchzuführen. Bislang wurden die Segmente dazu verwendet, Ionen zu transportieren, den Abstand zwischen einzelnen Ionen einer Kette zu variieren und eine Kette

von bis zu vier Ionen an beliebiger Position zu teilen und wieder zusammenzuführen [69].

Mit dem in der Falle erzeugten Magnetfeldgradient können mit Hilfe der MAGIC-Methode Experimente im Gebiet der Quanteninformation durchgeführt werden. In dieser Arbeit wurde bereits die Adressierung zweier $^{172}\text{Yb}^+$ -Ionen gezeigt. Die Möglichkeit, Ionen zu adressieren, ist eine notwendige Voraussetzung für den Bau eines Ionenfallen-Quantencomputers.

In Zukunft sollen $^{171}\text{Yb}^+$ -Ionen in der Mikrofalle gespeichert werden. Das hierfür benötigte Mikrowellensystem wird momentan in das Experiment integriert, die Atomfluoreszenz der ^{171}Yb -Isotope wurde bereits nachgewiesen. $^{171}\text{Yb}^+$ -Ionen zeichnen sich gegenüber $^{172}\text{Yb}^+$ -Ionen durch eine Hyperfeinstrukturaufspaltung im Grundzustand aus, die als echtes Zwei-Niveau Qubit genutzt werden kann. Sie bieten somit beste Voraussetzungen für zukünftige quanteninformationswissenschaftliche Experimente mit der Mikrofalle.

Anhang

A. Fertigung der Mikrofall

Die Fertigung einer Mikrofall ist ein mehrstufiger Prozess. Die einzelnen Fallenteile entstanden in Zusammenarbeit mit der Firma micreon GmbH in Hannover, dem Laserzentrum Hannover (LZH) sowie dem Helmholtz Zentrum Berlin (HZB). Eine Nachbearbeitung der Fallenteile, der Zusammenbau der Falle und die elektrische Kontaktierung fand im Hause statt. Die folgenden Abschnitte beschreiben die einzelnen Schritte ausführlich.

A.1. Fertigung der Einzelteile

Die Grundform der hier beschriebenen Mikrofall, ohne eine magnetfelderzeugende mittlere Fallenlage, wurde innerhalb der microtrap-Kollaboration entwickelt¹. In [30] wird die Fertigungsprozedur dieser Falle ausführlich beschrieben. Insbesondere ist dort ein Überblick über Fertigungsungenauigkeiten zu finden.

Die Ober- und Unterseite der Mikrofall bestehen aus 125 µm dickem Al₂O₃ Substrat, welches von der Firma Reinhardt Microtech AG geliefert wurde. Das 250 µm dicke Substrat für die stromführende Mittellage der Mikrofall wurde von der Firma ceramtec zur Verfügung gestellt.

Die Keramiksubstrate wurden mit Femtosekundenlasern von der Firma micreon strukturiert. Anschließend wurden die äußeren Fallenlagen im LZH mit einer dünnen Goldschicht bedampft. Hierzu waren einige Vortests nötig, da die feinen DC-Elektroden-Zähne bei der Reinigungsprozedur leicht zerbrachen. Die Reinigung musste entsprechend verkürzt werden, insbesondere wurde das Ultraschallbad nicht durchgeführt. Nach der Bedampfung wurden die äußeren Fallenlagen am HZB galvanisiert. Auch hier waren Testläufe nötig, um eine gleichmäßige Galvanik auch im Fallenspalt zu gewährleisten. Die Schichtdicke beträgt insgesamt etwa 5-10 µm.

Die mittlere Fallenlage wurde ebenfalls bedampft und galvanisiert, die Galvanikschicht ist jedoch mit 30-40 µm deutlich dicker, um den Widerstand der stromdurchflossenen Struktur zu minimieren.

Nach der Beschichtung der Fallenteile erfolgte eine weitere Laserbearbeitung durch die Firma micreon. Hierbei wurden die restlichen Strukturen aus den Fallenteilen geschnitten, die eine blanke keramische Oberfläche erhalten sollten. Außerdem wurden nun alle Leiterbahnstrukturen erzeugt. Nach der optischen und elektrischen Kontrolle mussten einige der mittleren Fallenlagen ein weiteres Mal von micreon nachbearbeitet werden, da die dicken Goldschichten zum Teil noch nicht rückstandslos entfernt worden waren.

¹Simulationen und Bau der ersten Generation: Arbeitsgruppe Prof. Schmidt-Kaler

A.2. Nachbearbeitung der Fallenlagen

Die Fallenlagen konnten nicht wie von den Firmen geliefert eingebaut werden. Eine Reihe von Nachbearbeitungen, die vor dem Zusammenbau der kompletten Mikrofaller durchgeföhrt werden mussten, werden im Folgenden beschrieben.

A.2.1. Test auf Kurzschlüsse

Bevor die Falle zusammen gebaut wurde, wurden die Einzelteile auf elektrische Kurzschlüsse überprüf. Mit einer optischen Inspektion wurden Kurzschlüsse auf ihre Ursache hin untersucht und wenn möglich anschließend behoben (siehe unten). Nach der elektrischen Kontaktierung der Falle durch Drahtbonden wird vor dem Einbau in das Vakuumsystem ein abschließender elektrischer Test durchgeföhrt, um durch das Bonden entstandene Kurzschlüsse reparieren zu können.

Die Widerstände zwischen den einzelnen Elektroden der Mikrofallenlagen werden mit Hilfe von feinen Akupunkturnadeln (Durchmesser 200 µm) gemessen. Diese sollten zuvor mit einem Schmirgelpapier aufgeraut werden, um den Kontaktwiderstand zu minimieren. Anschließend können sie auf Probespitzen gelötet und unter einem flachen Winkel auf die Elektrodenoberfläche gehalten werden (dies verhindert Kratzer). Die Akupunkturnadeln können bei Bedarf über Verschiebeeinheiten gehalten werden, hierbei hat sich eine Webkamera als Justagehilfe als hilfreich heraus gestellt.

A.2.2. Politur

Die Oberfläche der Mikrofaller ist durch den Prozess des Galvanisierens zum Teil mit einigen bis zu 50 µm hohen Erhebungen der Goldschicht, im weiteren Goldnuggets genannt, bestückt (siehe Abbildungen A.1). Diese Goldnuggets sind auf der mittleren Fallenlage deutlich größer als auf oberer und unterer Fallenlage, da die Galvanikschicht dreimal dicker ist. Die kleinen Goldnuggets auf den beiden äußeren Lagen können zwar eine leichte Schrägstellung der Fallenlagen zueinander bewirken, diese ist aber in der Größenordnung von 0,1° und somit vernachlässigbar gering. Zudem drücken sich kleine Goldnuggets (bis 10 µm) fast komplett in das isolierende KAPTON-Material (vgl. Abschnitt A.3) hinein. Eine Nachbearbeitung der Struktur zur Entfernung dieser kleinen Goldnuggets ist also nicht nötig. Wichtig hingegen ist es, die großen Goldnuggets auf der dick galvanisierten mittleren Fallenlage zu entfernen. Ein weiteres Problem sind Goldnuggets, die zwischen Leiterbahnen oder zwischen den DC-Elektrodenzähnen zum Teil Kurzschlüsse verursachen.

Die Goldnuggets auf der mittleren Fallenlage werden mit feinen Diamantpasten² herunterpoliert. Hierzu wird zunächst eine Paste mit größeren Körnern, je nach Größe der Nuggets 1 µm bis 3 µm, gewählt und grob vorpoliert. Die Paste wird auf einen speziellen Filz³ gegeben, der auf eine ebene Glasfläche geklebt wird, und die Fallenteile werden vorsichtig und gleichmäßig poliert. Mit einem Lichtschnittmikroskop und einem Lichtmikroskop kann das Ergebnis begutachtet werden. Anschließend wird erst eine Paste mit Diamantkörnern des

²Winter diaplant N D3, Da, D0,7 und D0,25, Saint Gobain Diamantwerkzeuge

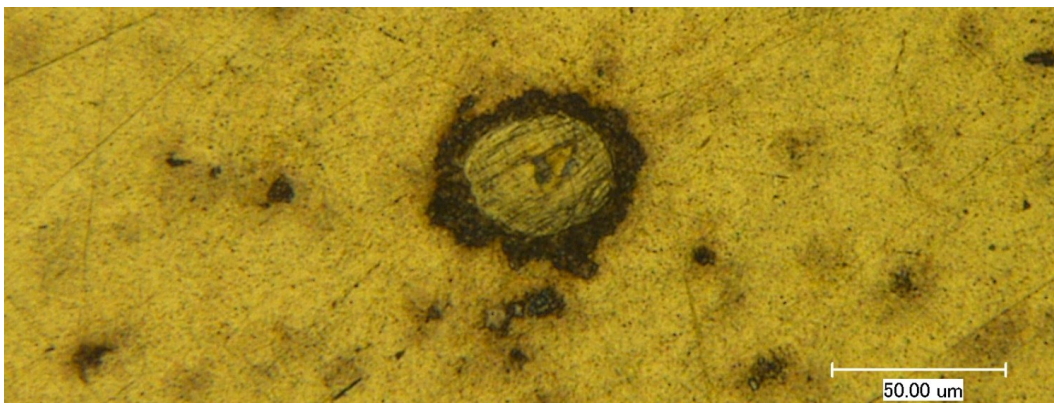
³Winter-Diamant Polierfilz D0,7-D0,25 und D3-D1, Saint Gobain Diamantwerkzeuge



(a)



(b)



(c)

Abbildung A.1.: Mikroskopaufnahmen von Goldnuggets (Keyence 3-fach-CCD Digital-Mikroskop). (a) Bei der Galvanisierung treten Aufwürfe des Goldes in Form von Verdickungen auf ("Goldnuggets"). (b) Das hier gezeigte Goldnugget befindet sich auf der mittleren Fallanlage. Es hat eine Höhe (A-B) von $10,6\ \mu\text{m}$ und eine Ausdehnung (D-C) von $68\ \mu\text{m}$. (c) Ein Goldnugget nach Politur der Oberfläche. Die Höhe ist mit der obigen Messapparatur nicht mehr messbar, sie misst weniger als $2\ \mu\text{m}$.

maximalen Durchmessers $0,7\ \mu\text{m}$ und zum Schluss die feinste Paste (Körnung $0,25\ \mu\text{m}$) verwendet, um die Oberfläche glatt zu polieren. Das Ergebnis einer Politur ist in Abbildung A.1(c) zu sehen.

Goldnuggets, die zwischen zwei Leiterbahnen auf der Fallenoberfläche zu einem Kurzschluss führen, können mit einer Akupunkturnadel (Durchmesser der Nadel je nach Größe des Goldnuggets $160\ \mu\text{m}$ bis $220\ \mu\text{m}$) vorsichtig entfernt werden. Hierzu folgt man mit der Nadel der Führung des isolierenden Spaltes zwischen den Leiterbahnstrukturen.

Goldnuggets, die zwischen den Zähnen der DC-Elektroden sitzen, sollten nicht entfernt werden. Das Risiko, dass die Elektrodenzähne brechen, ist zu groß [33].

A.2.3. Entfernung feiner Goldschichten

Durch die Laserschneidbearbeitung bei der Firma micreon wird die Goldschicht der Falle zum Teil verdampft, eine feine Goldschicht (wenige $100\ \text{nm}$) wird dabei über die ganze Falle verteilt. Diese setzt sich auch in den isolierenden Zwischenräumen fest, die mit den Lasern geschnitten wurden. Somit ist zum Teil ein hochohmiger Kontakt zwischen den Fallenelektroden zu messen. Um diese feine Goldschicht zu entfernen, wurden ausführliche Tests durchgeführt und eine Säuberungsprozedur der Falle mittels Ätzen erarbeitet [33]. Die Ergebnisse sollen an dieser Stelle zusammen gefasst werden.

Durch Ätzen wird die Falle nicht nur von der feinen Goldschicht befreit, ein weiterer Vorteil des Ätzens ist der, dass scharfe Spitzen und Kanten leicht abgerundet werden und somit ein Spannungsüberschlagsrisiko verringert wird [54]. Jedoch wird dieser Effekt durch den geringen Materialabtrag sehr gering ausfallen. Das Ätzen kann auch zur Entfernung von Kurzschlussbrücken zwischen Elektroden führen, sofern die Verbindung dünn genug ist. Dieser Effekt wurde beim Ätzen der Mikrofaller beobachtet.

Die genutzte Säure ist Königswasser (aqua regia), bestehend aus $120\ \text{ml}$ 32% HCl und $20\ \text{ml}$ 65% HNO_3 . Diese werden unter einer Dunstabzugshaube (giftige Dämpfe!) gemischt. Die beiden Säuren reagieren sehr aggressiv miteinander, so dass sich ihre Eigenschaften, insbesondere die Ätzgeschwindigkeit, mit der Zeit ändert. Für diesen Ätzprozess soll das Königswasser $15\ \text{min}$ stehen gelassen werden. Anschließend gibt man $0,5\ \text{ml}$ Triton-X 100 hinzu. Diese grenzflächenaktive Substanz bewirkt, dass das Königswasser auch in die kleinen Zwischenräume der Mikrofallenstruktur gleichmäßig eindringt, indem die Oberflächenspannung der Säure reduziert wird. Nun werden die Fallenteile in das Königswasser gehalten und sanft geschwenkt. PTFE-Pinzetten können hierbei als Halterung dienen. Insgesamt sollen die Teile jeweils insgesamt $40\ \text{s}$ mit Säure bedeckt werden. Es hat sich als vorteilhaft herausgestellt, nach $20\ \text{s}$ eine kurze Pause einzulegen, um die Fallenteile an einem anderen Ort mit der Pinzette zu halten. So werden verfärbte Stellen auf der Fallenoberfläche vermieden.

Nach der Behandlung mit der Säure muss diese sofort sorgsam mit destilliertem Wasser von den Fallenteilen entfernt werden. Die Fallenteile werden unter dem Mikroskop untersucht, falls noch Reste der Goldschicht zwischen den Elektroden zu sehen sind, kann die Prozedur verkürzt wiederholt werden. Die $40\ \text{s}$ Eintauchzeit haben sich in der Untersuchung [33] als bester Kompromiss herausgestellt, da die feine Goldschicht komplett entfernt wird, die Elektroden aber kaum angegriffen werden.

A.3. Elektrische Isolation

Alle drei Lagen der Mikrofalle mit integrierten Magnetfeldspulen sind beidseitig vergoldet. Aus diesem Grunde müssen die einzelnen Lagen gegeneinander isoliert werden. Hierzu wurden zwei Verfahren genauer untersucht.

A.3.1. Photolack SU8

Der vakuumtaugliche Photolack SU8 kann gleichmäßig auf eine glatte Oberfläche aufgeschleudert werden. Unterschiedliche Schichtdicken können hierbei eingestellt werden. Dieses Verfahren ist in der Mikroelektronik wohlbekannt⁴. Der Lack soll nach dem Aufbringen auf die Falllagen optisch poliert werden, um die einzelnen Fallenteile optisch miteinander zu kontaktieren zu können.

Um diese mögliche Isolierung zu testen, wurde zunächst eine optische Politur der Photolacke getestet. Für diesen Test wurden mit SU8-100 und SU8-2015 beschichtete, quadratische Al_2O_3 -Substrate von 11 mm Kantenlänge bei der Firma Photon LaserOptik poliert. Die Beschichtung fand in den Dicken 100 μm (SU8-100) sowie etwa 30 μm und 20 μm (SU8-2015) statt. Eine optische Begutachtung vor der Politur ergab, dass die Lackschicht jeweils zu den Rändern der Substrate hin dünner aufgetragen wurde als in der Mitte.

Nach dem Polieren stellte sich heraus, dass bei jeder Politur Absprengungen des Photolacks sowie Kratzer auftraten und eine optische Qualität der Oberfläche nicht zu erreichen war.

A.3.2. Polyimid-Folie

Alternativ zu der Isolierung mit Lack können die Falllagen auch mit einer dünnen Folie, beispielsweise aus Polyimid (z. B. KAPTON), gegeneinander elektrisch isoliert werden. Hierzu wurde 25 μm dicke KAPTON-Folie verwendet. Diese wurde von der Firma LiMab durch Laserbearbeitung (Femtosekunden-Pulse) zugeschnitten (siehe hierzu Abbildung 2.4(a), oben im Bild) und im Hause mit einer kleinen Menge des Epoxidharzes EPO-Tek 90-87-6 an der mittleren Falllage fixiert. Mit dieser Methode wurde eine vollständige elektrische Isolierung der Falllagen gegeneinander erreicht.

Im Hause wurden mit Hilfe von Dieter Gebauer zusätzliche Laserschneidtests (Nanosekunden-Pulse) an der Folie durchgeführt, die jedoch zu keinem befriedigenden Ergebnis führten. Bei unterschiedlichen Laserstärken und unterschiedlichen Lasersystemen verzog sich die Folie und wurde an den Schneidkanten geschwärzt oder aber der Schnitt führte nicht komplett durch das Material hindurch.

A.4. Montage

Nach der Säuberung sowie der elektrischen und optischen Überprüfung der drei Falllagen und der zwei Polyimid-Folien wurden die fünf Lagen übereinander justiert und miteinander

⁴Kontaktpersonen: Dipl.-Ing. Dierk Schäfer-Stephani, Dr.-Ing. Konstantin Seibel, Institut für Mikrosystemtechnik, Universität Siegen

zur Mikrofaller verbunden. Anschließend wurde die Mikrofaller auf einem Fallenhalter fixiert und elektrisch kontaktiert. Die genaue Vorgehensweise wird im Folgenden beschrieben.

A.4.1. Bau der Falle

Die Justage und Montage der einzelnen Teile der Mikrofaller wurde mit Hilfe eines Makroskopes durchgeführt. Zum Aushärten des hierbei verwendeten Epoxidharzes EPO-Tek 90-87-6 wurde außerdem eine Heizplatte unterhalb des Makroskopes angebracht, auf die eine aus Aluminium gefertigte Halterung für die Mikrofaller gelegt wurde. Diese besteht aus einem Aluminiumblock mit einer $11,3 \text{ mm} \times 11,3 \text{ mm}$ großen Ausfräsung. In der Mitte dieser Ausfräsung befindet sich ein 5 mm großes Loch im Aluminiumblock, außerdem gibt es drei weitere, rund 3 mm große Löcher am Ort der Mikrofaller-Justagelöcher.

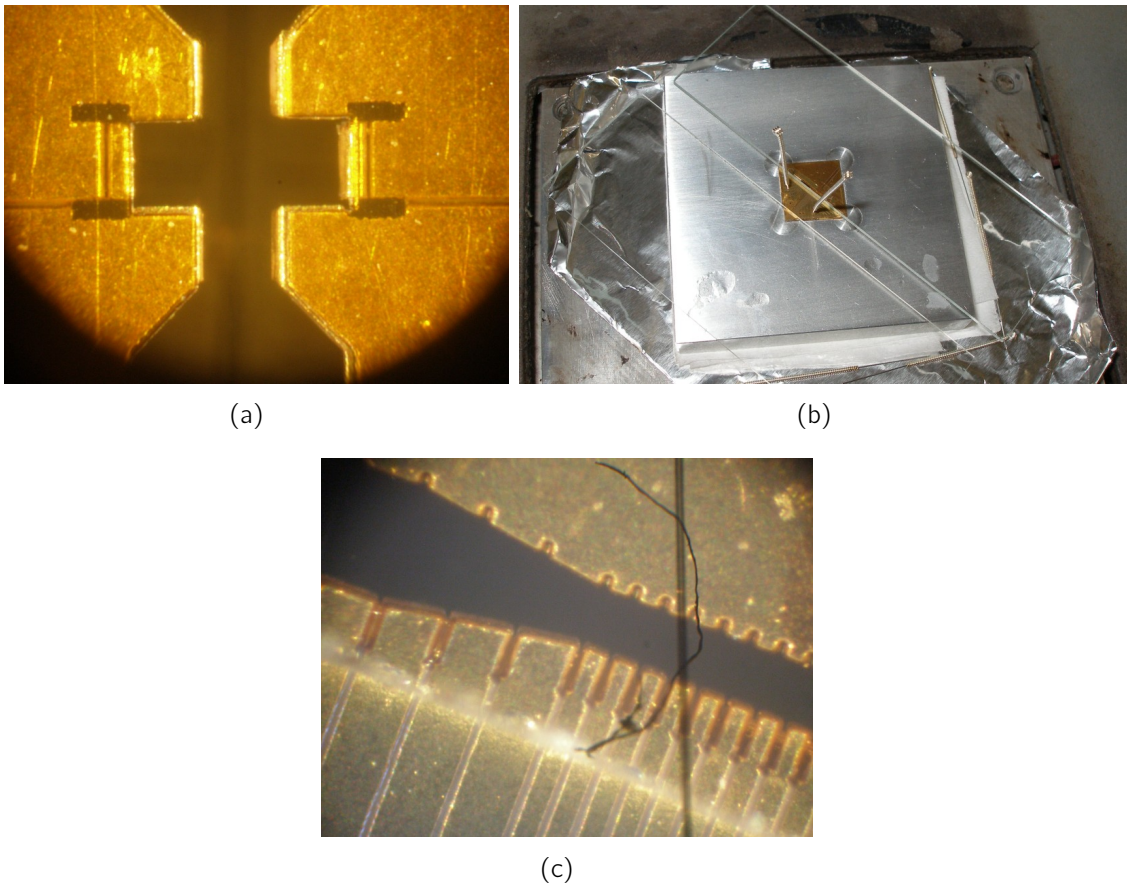


Abbildung A.2.: (a) Justage der isolierenden Polyimid-Folie auf der mittleren Fallenlage. (b) Justage der Mikrofaller. Zu sehen sind ein Aluminiumhalter mit darauf liegender Mikrofaller, zwei Akupunkturnadeln, die die Fallenlagen zueinander justieren, zwei Glasobjektträger zur Beschwerung der Falle, die die parallele Ausrichtung der Fallenlagen zueinander gewährleisten, sowie eine Heizplatte unterhalb des Aluminiumhalters zum späteren Aushärten des Vakuumklebers, der die Fallenlagen zueinander fixiert. (c) Justage der Falle, Blick durch das Makroskop. Zu sehen sind die DC-Elektroden-Zähne der oberen und unteren Fallenlage.

Zunächst wird die von der Firma Limab zugeschnittene KAPTON-Folie grob auf einer Seite der mittleren Fallenlage ausgerichtet und mit wenig Epoxidharz fixiert. Der dünnflüssige Kleber verteilt sich unter der Folie, eine Beschichtung von Kontaktflächen für die Drahtbomds ist hierbei zu vermeiden. Anschließend wird die Folie mit einer feinen Akupunkturnadel an die richtige Position geschoben (siehe Abbildung A.2(a)). Nach der Ausrichtung wird die Folie mit einem Glasobjektträger beschwert, damit sie eben auf der Fallenlage aufliegt, und die korrekte Justage erneut geprüft. Anschließend wird die Heizplatte langsam erhitzt und der Epoxidkleber bei etwa 105°C getempert. Nach ein bis zwei Tagen ist der Kleber ausgehärtet, dies kann mit einer UV-Lampe deutlich beschleunigt werden. Nach der Aushärtung wird auf der anderen Seite der mittleren Fallenlage ebenfalls die Folie angeklebt.

Die isolierte mittlere Fallenlage kann nun zwischen die äußeren Fallenlagen gelegt werden. Zur genauen Ausrichtung der einzelnen Lagen zueinander wurden im Design Justagelöcher vorgesehen (siehe zum Beispiel Abbildung 2.4). Zum einen gibt es drei Löcher, die komplett durch alle Lagen hindurch gehen und etwa einen Durchmesser von 220 µm haben. Das Loch im Aluminium-Montagehalter ist so gewählt, dass es diese Löcher freigibt. Weiter gibt es Löcher, die nur in eine einzelne Fallenlage geschnitten wurden, die ein Verkleben zweier Lagen zueinander ermöglichen sollen. Die komplett durchführenden Löcher können als Ausrichtungshilfen genutzt werden. Dort können dünne Akupunkturnadeln von 180 µm Dicke eingeführt werden. Zwei dieser Nadeln werden durch zwei der Löcher gesteckt (vgl. Abbildung A.2(b)). Die beiden Nadeln ermöglichen so ein Ausgleichen von Verschiebungen und Verdrehungen der Lagen zueinander. Um einen Eindruck von der Güte der Ausrichtung zu erhalten, muss mit dem Makroskop nacheinander auf die einzelnen Lagen fokussiert werden (vgl. Abbildung A.2(c)). Ebenso muss die Position der Falle unter dem Makroskop verändert werden, um die Verzerrungen der Abbildung zu untersuchen.

Nach dem Ausrichten wird die Falle vorsichtig mit zwei Glasobjektträgern beschwert, um ein planes Aufliegen der Fallenlagen zueinander zu gewährleisten. Mit einer aufgerauten feinen Nadel von 160 µm Dicke kann nun ein kleiner Tropfen des sehr dünnflüssigen Epoxidklebers in das dritte Loch gegeben werden. Die Ausrichtung ist anschließend gegebenenfalls zu erneuern. Außerdem werden in die Löcher in der oberen Fallenlage ebenfalls kleine Epoxidtropfen gegeben.

Nun werden die drei Fallenlagen mit den zwei Akupunkturnadeln über mindestens 24 Stunden bei 105°C ausgehärtet. Eine UV-Lampe kann hierbei nicht helfen, da das Licht nicht stark genug in die Löcher eindringt.

Ist der Kleber ausgehärtet, können die Nadeln vorsichtig entfernt werden. In die nun frei werdenden Löcher wurde jeweils ein weiterer Epoxidtropfen gegeben, die Ausrichtung der Fallenteile zueinander wird ein weiteres Mal überprüft. Der Kleber sollte nun ein oder zwei Tage bei 105°C aushärten.

Werden die Kontaktflächen mit Klebstoff beschichtet, ist dieser sofort mit einer geringen Menge Lösungsmittel (z.B. Ethanol) zu entfernen, da sonst die Flächen gegen jeden elektrischen Kontakt versiegelt werden. Wird jedoch zu viel Lösungsmittel genutzt, so breitet sich das Lösungsmittel weit über die Falle aus und der gelöste Epoxidkleber bildet überall eine dünne Schicht, nachdem das Lösungsmittel verdampft ist.

Es empfiehlt sich, die oben beschriebene Prozedur zunächst an einem Teststück auszuprobieren. Die einmal verklebte Falle kann nicht mehr auseinander genommen werden. Die

Ausrichtung der Falle an einer rechtwinklige Kantenstruktur, an die die Falle bündig herangebracht wurde, erwies als nicht exakt genug.

Die fertig zusammen gebaute Falle ist in Abbildung 2.4(b) zu sehen. Nach dem Zusammenbau wird die Falle auf den keramischen Fallenhalter geklebt und mit UV-Strahlung von unten fixiert. Eine fertig angebondete Falle ist in Abbildung 3.14 zu sehen.

A.4.2. Drahtbonden

Die elektrische Kontaktierung fand mittels des so genannten Drahtbondens statt. Hierzu wurde eine halb manuelle Drahtbondemaschine im Hause genutzt. Diese Methode erlaubt es, feine Golddrähtchen von in diesem Falle 50 μm und 25 μm Durchmesser mit einem Ultraschallpuls auf Goldoberflächen zu befestigen. Die Drähte sollten anschließend mit mindestens 15 g (50 μm Draht) bzw. mindestens 5 g (25 μm Draht) belastet werden können, ohne sich zu lösen. Hierzu sind an der Maschine verschiedene Parameter einzustellen wie Andruckkraft und -dauer, Ultraschallpulsdauer, Temperatur, Höhe des Bonds und Länge seines Überstandes, etc. Auch eine exakte Einstellung des Tisches, auf dem die zu bondenden Substrate liegen, hat sich als äußerst wichtig heraus gestellt. Die ermittelten Parameter sind im Anhang C.3 zu finden.

Erschwert wurde das Bonden durch die geringe Haftfestigkeit des Goldes auf dem Al_2O_3 -Substrat der Mikrofaller. Während des Bondens lösten sich einige der DC-Elektroden-Kontaktflächen, so dass nie mehr als zwei der dünneren Bonds gesetzt werden konnten. Diese abgelösten DC-Elektroden wurden mit ein wenig Epoxidharz fixiert. Bei ersten Tests mit der dick beschichteten mittleren Fallenlage löste sich ein Teil der Goldfläche während des Bondens komplett ab (siehe Abbildung 2.12(a), links oben).

Temperaturbeständigkeit

Zur Temperaturbeständigkeit der Bonddrähte erhielten wir vom Lieferanten (Firma Heraeus) die Empfehlung, dass Drahtbonds bis zu einer Temperatur von 130 °C erhitzt werden können; Temperaturen bis 150 °C seien ohne größeren Qualitätsverlust der Bonds möglich.

Um mehr über die Temperaturbeständigkeit der Drahtbonds zu lernen, wurden drei Tests durchgeführt. Hierfür wurden Drahtbonds auf goldene Dickschicht-Leiterbahnen gesetzt und vor und nach einem Temperprozess auf ihre Haftfestigkeit hin untersucht.

Ein 25 μm dicker Golddraht wurde auf eine goldene Dickschicht-Teststruktur gebondet. Nach 12-stündigem Tempern der Bonds bei 180 °C konnte keine Änderung der Haftfestigkeit und keine optisch sichtbare Änderung festgestellt werden.

In einem zweiten Test wurden Drahtbonds aus 50 μm dickem Golddraht zehn Tage lange bei 190 °C getempert. Dabei ließ die Haftfestigkeit der Bonds auf der Goldoberfläche um etwa 30% nach; jedoch wurde keine der Bondverbindungen zerstört.

Bei einem abschließenden Test wurden 50 μm dicke goldene Drahtbonds wenige Minuten lang bei 300 °C getempert, diese Prozedur zerstörte einen Großteil der Bondverbindungen.

B. Vakuum

In diesem Anhang sollen einige Grundlagen der Vakuumtechnik, ihre Anwendungen, mögliche Vorgehensweisen bei der Lecksuche sowie die Reinigung verschiedener Vakuumkomponenten beschrieben werden. Mit den hier beschriebenen Methoden wurden die Vakuumkammern des Mikrofallenexperimentes gereinigt und geprüft. Eine Beschreibung der beiden Vakuumkammern, die im Rahmen dieser Arbeit zum Einsatz kamen, sind in Kapitel 3 zu finden. Dort wird auf einige der Formeln und Definitionen zurück gegriffen, die in diesem Anhang beschrieben werden.

Eine ausführliche Darstellung der Vakuumtechnik ist in [43] zu finden. Einen guten Überblick ermöglichen [45], Kapitel 9, und [44]. Die Niederschrift [40] enthält neben einer Einführung in die Thematik vor allem viele praktische Informationen über Materialauswahl, die Reinigung der Komponenten und den Zusammenbau einer Ultrahochvakuum-Kammer.

B.1. Grundlagen

In diesem Abschnitt wird mit einem kurzen historischen Überblick der Begriff des Vakuums genauer definiert. Im zweiten, ausführlicheren Teil dieses Grundlagenkapitels wird der Begriff des Vakuumleitwertes eingeführt und beschrieben. Mit Hilfe dieses Wertes können Druckunterschiede, die aufgrund ihrer Geometrie in einer Vakuumkammer auftreten, ermittelt werden. Der Vakuumleitwert spielte für das Design einer der beiden in dieser Arbeit entwickelten Vakuumkammern eine zentrale Rolle.

B.1.1. Der Vakuum-Begriff

Der Begriff *Vakuum* beschreibt, philosophisch gesehen, einen absolut leeren Raum. Physikalisch ist dieser absolute Vakuum-Begriff jedoch zu relativieren. Hier spricht man im Allgemeinen von Vakuum, wenn der Druck innerhalb eines Volumens geringer ist als der Umgebungsdruck. Eine genauere Definition liefert DIN-Norm 28400 [51]:

Vakuum heißt der Zustand eines Gases, wenn in einem Behälter der Druck des Gases und damit die Teilchenzahldichte niedriger ist als außerhalb oder wenn der Druck des Gases niedriger ist als 300 mbar, d. h. kleiner als der niedrigste auf der Erdoberfläche vorkommende Atmosphärendruck.

Geschichtlich sind die Anfänge der Vakuumtechnik in der Mitte des 17. Jahrhunderts anzusiedeln [43]. Im Mittelalter glaubte man dem aristotelischen Begriff vom *horror vacui*: Der Abneigung der Natur gegen die Leere. Um 1650 beschäftigten sich kurz nacheinander

Evangelista Torricelli, Blaise Pascal und Otto von Guericke experimentell mit dem Vakuum. Aus den Versuchen und Überlegungen dieser Zeit stammen beispielsweise das Quecksilber-Thermometer, die barometrische Höhenformel und die Luftpumpe.

Seitdem sind auf diesem Gebiet enorme Fortschritte erzielt worden. Heutzutage ist es möglich, extrem hohe Vakua von etwa 10^{-13} mbar [45] zu erzeugen. Die unterschiedlichen Qualitäten von technisch erzeugten Vakua sind in Tabelle B.1 zusammen gestellt.

Druckbereich	Druck / mbar	Moleküle pro cm^3
Umgebungsdruck	1013,25	$2,7 \cdot 10^{19}$
Großvakuum	300 bis 1	10^9 bis 10^{16}
Feinvakuum	1 bis 10^{-3}	10^{-6} bis 10^{13}
Hochvakuum (HV)	10^{-3} bis 10^{-7}	10^{13} bis 10^9
Ultrahochvakuum (UHV)	10^{-7} bis 10^{-12}	10^9 bis 10^4
extrem hohes Vakuum (XHV)	$< 10^{-12}$	$< 10^4$

Tabelle B.1.: Unterschiedliche Qualitäten des Vakuums [35, 36].

Ab einer gewissen Qualität des Vakuums ist es anschaulicher, statt von Drücken von Teilchendichten oder der mittlere freien Weglänge λ eines Gasmoleküls zu sprechen. Letztere verdeutlicht zudem die Wichtigkeit der Vakuumtechnik in Experimenten mit gespeicherten Ionen. Hier möchte man die Experimente in einer möglichst dekohärenzarmen Umgebung durchführen. Stöße mit anderen Molekülen würden die Zustände der Ionen zerstören. So ist es nötig, die Wahrscheinlichkeit von solchen Stößen auf ein Minimum zu reduzieren, die mittlere freie Weglänge der Ionen somit also zu maximieren. Deshalb finden die Experimente mit Ionenfallen im Ultrahochvakuum bei Drücken von üblicherweise wenigen 10^{-10} mbar statt. Bei einem Druck von $1 \cdot 10^{-10}$ mbar beträgt die mittlere freie Weglänge eines Wassermoleküls (Durchmesser 0,28 nm) nach [35] rund 1000 km. Die Zeit zwischen zwei Stößen beträgt dann, mit einer typischen Teilchengeschwindigkeit bei Raumtemperatur von 500 m/s, rund 2000 s.

B.1.2. Vakuum-Leitwert

Drücke im UHV können beispielsweise von Ionengetterpumpen (vgl. Abschnitt B.2) erzeugt werden. Jedoch müssen bei der Konstruktion der Vakuumkammer gewisse Aspekte beachtet werden, um das gewünschte Vakuum am Ort des Experimentes tatsächlich zu gewährleisten.

Verringert sich der Querschnitt, durch den die Pumpe mit dem tatsächlichen Experiment, beispielsweise dem Ort der Ionenfalle, verbunden wird, verringert sich dort die effektive Pumprate und somit ist der Druck dort höher als am Ort der Pumpe — so führen schon die nötigen Rohrleitungen zur Pumpe zu einem messbaren Druckanstieg. Die durch Zuleitungen und Anschlüsse hervorgerufene Druckdifferenz an verschiedenen Orten eines Vakuumsystems kann mit Hilfe des Vakuum-Leitwertes L des Vakuumsystems ermittelt werden (vgl. [43, 44]).

Für die Berechnung von Leitwerten ist neben der Dimension und Struktur der Zuleitungen auch der Druck in einer Vakuumkammer und die daraus folgende Art der Gasströ-

nung zu berücksichtigen. Im UHV ist ausschließlich die so genannte Molekularströmung zu berücksichtigen [43]. Diese kann dadurch charakterisiert werden, dass annähernd keine Wechselwirkungen der Gasteilchen untereinander stattfinden, dafür aber die Teilchen mit den begrenzenden Wänden in der Vakuumkammer wechselwirken.

Um die exakten Leitwerte für unterschiedliche Zuleitungen zu berechnen, sind aufwändige Monte-Carlo Simulationen der Molekularströmung notwendig [52]. Die Strömung wird unter anderem durch Querschnittsform, Länge, Krümmung und Material der Zuleitung beeinflusst. Für die Berechnung der für diese Arbeit zu ermittelnden Leitwerte ist eine Monte-Carlo-Simulation jedoch nicht nötig, denn in der Literatur finden sich hierzu Näherungsformeln. So finden sich Formeln zur Berechnung von langen graden Rohren sowie von Blenden in [35, 43]; Grafen zur Ermittlung des Leitwertes rechteckiger und ringförmiger Strukturen sind in [35] zusammen gestellt (vgl. Abb. B.1(b)). Als ganz allgemeine Regel kann man anführen, dass für ein gutes Vakuum Anschlüsse und Zuleitungen mit entweder großen Querschnitten oder aber kurzen Verbindungsstücken nötig sind.

Leitwert einer Rohrleitung Der Leitwert L_o für eine gerade, lange Rohrleitung mit kreisförmigem Querschnitt bei Molekularströmung ist nach [35]:

$$L_o = c_o \cdot \frac{d^3}{l} \cdot \alpha \left[\frac{l}{s} \right] \quad (\text{B.1.1})$$

mit:

$$c_o = 12,1 \frac{s}{\text{cm}^2 \cdot l};$$

d = Rohr-Innendurchmesser in cm;

l = Rohrlänge in cm;

α = Korrekturfaktor für kurze Rohre.

Für kurze Rohre ($d/l > 0,01$) wird der Korrekturfaktor $\alpha < 1$ mit dem Leitwert aus (B.1.1) multipliziert (zur Bestimmung von α vgl. Abbildung B.1(a)). Für $d/l \leq 0,01$ gilt dann $\alpha = 1$.

Leitwert einer Blende Der Leitwert L_B einer so genannten Blende (das ist ein Rohr mit Länge $l \approx 0$ und beliebigem Querschnitt) bei Molekularströmung ist:

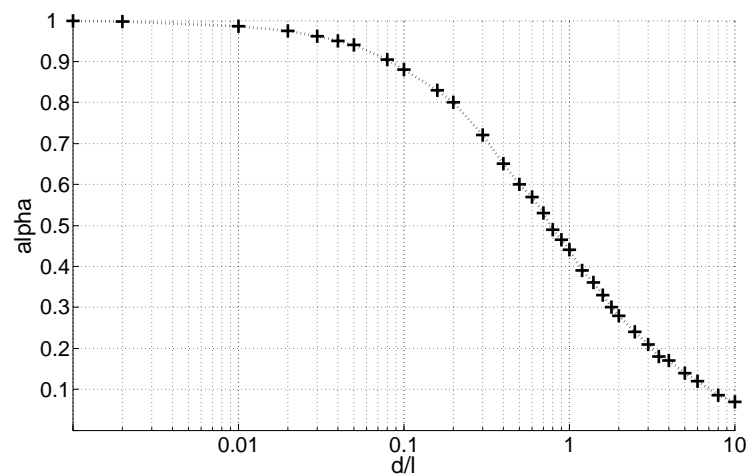
$$L_B = c_B \cdot A \left[\frac{l}{s} \right] \quad (\text{B.1.2})$$

mit

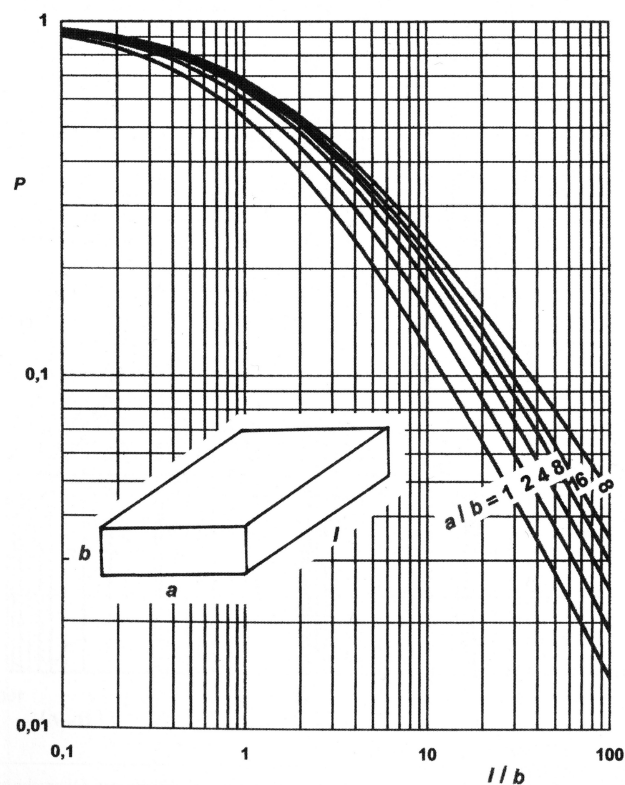
$$c_B = 11,6 \frac{s}{\text{cm}^2 \cdot l};$$

A = Querschnittsfläche der Öffnung in cm^2 .

Die beiden Formeln sind gültig für Luft bei 20°C. Bei Molekularströmung ist der Leitwert unabhängig vom Druck.



(a)



(b)

Abbildung B.1.: Graphen zur Bestimmung des Leitwertes. (a) Der Korrekturfaktor α für kurze Rohre und Strukturen (nach [43]). d ist der Durchmesser und l die Länge eines Rohres mit kreisförmigem Querschnitt. (b) Durchlaufwahrscheinlichkeit von Molekülen bei rechteckig geformten Leitungsstrukturen und Molekularströmung, die Genauigkeit liegt im %-Bereich [35]. Bei dieser Berechnung wurde davon ausgegangen, dass Moleküle, die auf die technische Oberfläche einer Wand stoßen, anschließend wieder in beliebiger Richtung emittiert werden.

Leitwert rechteckige Zuleitung Um den Leitwert einer Rohrleitung mit rechteckigem Querschnitt zu berechnen, muss der Blendenleitwert der Geometrie (nach Formel (B.1.2)) mit der Durchlaufwahrscheinlichkeit P (ermittelt aus Abbildung B.1(b)) multipliziert werden.

Berechnung der Druckdifferenz Der Gasstrom $q_{p,V} = (p \cdot V)/t$, auch pV -Durchfluss genannt, kann in Vakuumsystemen auch als Saugleistung einer Vakuumpumpe angesehen werden. So kann er aus dem Produkt von Saugvermögen der Vakuumpumpe und dem Druck auf der Ansaugseite der Pumpe berechnet werden:

$$q_{pV} = \frac{(p \cdot V)}{t} = S \cdot p = \frac{dV}{dt} \cdot p \quad (\text{B.1.3})$$

mit

$q_{p,V}$ = Gasstrom bzw. Saugleistung;

p = Druck;

V = Volumen;

$S = dV/dt$ = Saugvermögen der Vakuumpumpe.

Strömt nun ein Gas durch eine Leitung, gilt für die Druckdifferenz an den Leitungsenden:

$$\Delta p = \frac{q_{pV}}{L} \quad (\text{B.1.4})$$

Der Leitwert kann analog zum elektrischen Leitwert $1/R$ im dem Ohmschen Gesetz $U = R \cdot I$ betrachtet werden, falls die beiden Leitungsenden in unendlich großen Volumina enden. Entsprechend addieren sich bei Parallelschaltung solcher Zuleitungen die einzelnen Leitwerte zum Gesamtleitwert. Bei Reihenschaltung addieren sich die Kehrwerte der einzelnen Leitwerte zum reziproken Gesamtleitwert. Befinden sich keine sehr großen Volumina an den Leitungsenden, führt dieses einfache Modell zu Berechnungsfehlern [52, 53]. Zu einer groben Abschätzung des Gesamtleitwertes kann das Modell aber trotzdem genutzt werden, der tatsächliche Leitwert ist jedoch höher als der abgeschätzte.

Berechnung einer typischen Rohrzuleitung im Vakuumsystem der Mikrofalle Die im Experiment verwendete Vakuumpumpe hat ein Saugvermögen von 20 l/s. Wird sie, wie bei dem Vakuumsystem mit In-Vakuum-Fallenhalter (Abschnitt 3.2), über einen CF40-Flansch mit 3,8 cm Innendurchmesser und 10 cm Länge an die Vakuumkammer angeschlossen, ergibt sich nach B.1.1 der Leitwert L zu $L = \alpha \cdot 66,4 \text{ l/s}$. Der Korrekturfaktor lässt sich mit Abbildung B.1(a) zu $\alpha = 0,74$ abschätzen. Somit gilt $L = 49,1 \text{ l/s}$. Das heißt bei einem Druck von beispielsweise $p = 1 \cdot 10^{-10} \text{ mbar}$:

$q_{pV} = p \cdot S = 2 \cdot 10^{-9} \text{ mbar} \cdot \text{l/s}$ und somit gilt für den Druck p_2 hinter dem Zuleitungsrohr:

$$\Delta p = \frac{q_{pV}}{L} = \frac{p \cdot S}{L} \Rightarrow p_2 = \frac{p \cdot S}{L} + p \quad (\text{B.1.5})$$

$$\Rightarrow p_2 = \frac{2 \cdot 10^{-9} \text{ mbar} \cdot \text{l/s}}{49,1 \text{ l/s}} + 1 \cdot 10^{-10} \text{ mbar} = 1,4 \cdot 10^{-10} \text{ mbar} \quad (\text{B.1.6})$$

Somit führt schon eine typische Zuleitung in die Vakuumkammer zu einer messbaren Erhöhung des Drucks um einen Faktor 1,4.

B.2. Vakuumtechnik

Dieser Abschnitt beschreibt die Komponenten einer Vakuumkammer, die im Rahmen dieser Arbeit verwendet wurden. Diese Komponenten werden für die Erzeugung und Aufrechterhaltung des Vakuums sowie das Monitoring des Druckes in der Vakuumkammer benötigt. Die Arbeitsschritte, die für das Erreichen eines Ultrahochvakuums durchgeführt wurden, werden im nächsten Abschnitt vorgestellt.

B.2.1. Versiegelung von Vakuumkammern

Vakuumkammern können auf ganz unterschiedliche Weise versiegelt werden. Eine sehr übliche Technik zur Versiegelung von Vakuumkammern, die im Ultrahochvakuumbereich betrieben werden sollen, ist die CF-(ConFlat-)Technik [40, 43]. Bei dieser Technik verbinden so genannte CF-Flansche die einzelnen Komponenten einer Vakuumkammer miteinander. Diese Flansche besitzen auf beiden Seiten eine Schneidkante. Das Material der Flansche, wie auch der Wände der Vakuumkammer, ist meist rostfreier Edelstahl. Die Flansche werden miteinander mit einem festgelegten Drehmoment (4 Nm bei CF16-Flanschen (M4-Schrauben), 11 Nm bei CF40-Flanschen (M6-Schrauben), 20 Nm bei CF50 bis CF100-Flanschen (M8-Schrauben) [40]) verschraubt, wobei ein Kupferdichtring zwischen die beiden Schneidkanten gelegt wird. Dabei findet ein Fließpressen des Kupfers statt, der Kupfer ring passt sich hierbei der Mikrostruktur der Schneidkanten an. Mit dieser Technik wird eine Dichtwirkung erzielt, die innerhalb der so versiegelten Vakuumkammern Drücke im ultrahohen und sogar im extrem hohen Vakuum (Definitionen siehe Kapitel B.1.1) ermöglichen.

Eine andere Methode, Vakuumkammern für Ultrahochvakuum abzudichten, ist die Dichtung mit einem Indiumdraht [69]. Hierbei wird ein Indiumdraht (Reinheit 99,99%) mit einem kleinen Drehmoment (0,5-1,5 Nm) zwischen zwei polierte Flächen gepresst, die zum Beispiel aus Glas oder Edelstahl bestehen können. Mit einer Kombination aus dieser Indium-Technik und der CF-Technik wurde die in Kapitel 3.3 beschriebene Vakuumkammer erfolgreich versiegelt.

B.2.2. Vakuumpumpen

In das im Rahmen dieser Arbeit aufgebaute Vakuumsystem sind zwei Vakuumpumpen eingebaut, eine Ionengetterpumpe und eine Titansublimationspumpe. Diese beiden Pumpen werden zur Erzeugung und der Aufrechterhaltung eines Ultrahochvakuums benötigt und sollen im Folgenden beschrieben werden.

Ionengetterpumpe

Eine Ionengetterpumpe oder Ionenzerstäuberpumpe bindet Gasteilchen durch Sorption [38, 43]. Die Gasteilchen werden durch Stöße mit Elektronen ionisiert und beschleunigen auf die negativ geladene Wand der Pumpe (Kathode). Sie können dort chemisch durch eine Titanschicht gebunden (z.B. Sauerstoff, Stickstoff) oder implantiert (z.B. Edelgase) werden. Zugleich zerstäuben sie beim Aufprall das Titan. Herausgeschlagene Titanteilchen lagern sich an anderen Stellen in der Pumpe an, die Titanschicht wird somit fortwährend erneuert.

Bei Diodenpumpen (Abbildung B.2(a)) befindet sich eine zusätzliche Elektrodenkonfiguration in der Pumpe. Die Titanschichten bilden sich hier auch an den Anodenoberflächen. Implantation findet lediglich an den Kathodenoberflächen statt.

Zur Erzeugung von Ionen dient eine Hochspannungsanordnung mit zylinderförmigen Anoden (siehe Abbildung B.2(b), Penning-Zellen), welche eine Gasentladung erzeugt. Die Gasentladung enthält Ionen und Elektronen. Die erzeugten Elektronen legen aufgrund eines anliegenden Magnetfeldes auf Spiralbahnen einen langen Weg zurück, es wird eine hohe Ionenausbeute erzeugt. So wird auch bei geringen Drücken eine selbständige Gasentladung aufrecht erhalten.

Um die Sorption von Edelgasen zu verbessern, ist in der im Experiment genutzten Getterpumpe¹ eine der beiden Kathodenwände nicht mit Titan, sondern mit Tantal beschichtet. Durch diese Beschichtung wird zwar die Getterleistung der Pumpe, also das chemische Binden von bestimmten Elementen, um einige Prozent verschlechtert. Jedoch werden in der Tantalschicht gebundene Edelgase weitaus seltener wieder freigesetzt. Eine Freisetzung von Edelgasen tritt bei fortschreitender Kathodenzerstäubung bei Titanbeschichtung auf. Die Pumpwirkung für Edelgase nimmt also bei titanbeschichteten Kathoden nach einiger Zeit ab. Dieser Effekt wird durch die Tantalbeschichtung deutlich verringert.

Man kann die Getterpumpe, mit einer Ausleseoption ihres Treibers, auch als Messgerät für Drücke nutzen. Bei dem im Experiment genutzten Modell ist dies bis in den 10^{-8} mbar Bereich möglich. Durch die Gasentladung entsteht ein messbarer Ionenstrom zwischen

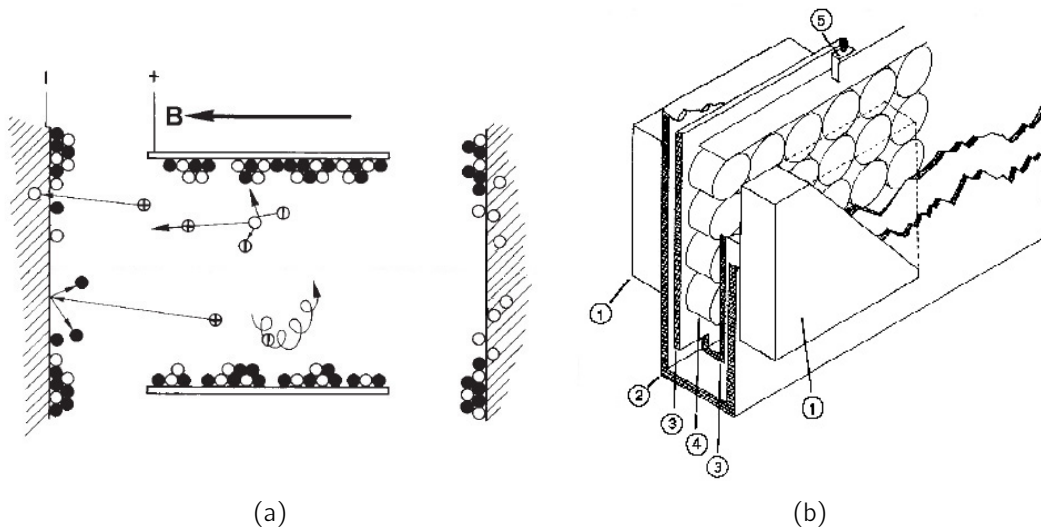


Abbildung B.2.: Funktionsweise und Aufbau einer Dioden-Ionengetterpumpe. (a) Elektrodenkonfiguration einer Dioden-Ionengetterpumpe (nach [43]). In schwarz sind die Titanatome, in weiß zu adsorbierende Gasteilchen dargestellt. Ionen und Elektronen sind durch ihre positive (+) bzw. negative (-) Ladung gekennzeichnet. (b) Aufbau einer Dioden-Ionengetterpumpe [37]. 1) Permanentmagnet; 2) Pumpenaußenwand; 3) Titan bzw. Tantal Kathode; 4) Anoden-Anordnung (Penning-Zellen); 5) Anschlussdraht für die positive Hochspannung.

Kathode und Anode, welcher eine Funktion des Druckes im Vakuumsystem ist. Man kann diesen Strom, konvertiert in eine proportionale Spannung (1 V entspricht 1 mA), über einen BNC-Steckverbinder am Netzteil der Pumpe messen. Das Datenblatt der Pumpe enthält eine entsprechende Strom-Druck-Kalibrationskurve, die einen linearen Zusammenhang zwischen den beiden Größen über acht Größenordnungen anzeigt. Die Umrechnung erfolgt nach dieser Kurve näherungsweise mit der Formel

$$p \approx 3 \cdot 10^{-3} \cdot I \cdot 1,33 \cdot \frac{\text{mbar}}{\text{A}}. \quad (\text{B.2.1})$$

Laut dem Datenblatt können Drücke p von bis zu minimal $4 \cdot 10^{-10}$ mbar über den Pumpstrom I ermittelt werden. Jedoch müsste dann ein Strom von $0,1 \mu\text{A}$ vom Pumpentreiber verlässlich gemessen werden, dieser kann jedoch nur Ströme von bis minimal $10 \mu\text{A}$ messen. Dieser Wert entspricht einem Druck von $4 \cdot 10^{-8}$ mbar innerhalb der Getterpumpe.

Das magnetische Streufeld einer Ionengetterpumpe (siehe Anhang C.2) ist bei empfindlichen Messungen unbedingt zu beachten und gegebenenfalls abzuschirmen oder zu kompensieren. Nahe der Pumpe beträgt das magnetische Feld bis zu 2,5 Gauss. In 20 cm Entfernung fällt das Feld auf 1,4 Gauss (seitlich der Pumpe) bzw. 0,7 Gauss (in gerader Richtung vom Flansch aus gemessen) auf einen bezogen auf das Erdmagnetfeld (ca. 0,5 Gauss) noch relevanten Anteil am Gesamtfeld am Ort des Experimentes.

Titansublimationspumpe

Zusätzlich zur Ionengetterpumpe ist im Vakuumaufbau der zweiten Generation noch eine Titansublimationspumpe angeschlossen. Die Arbeitsweise dieser Pumpe wird kurz in [43] (als Verdampferpumpe) oder auch in den Datenblättern der im Experiment aktiven Titansublimationspumpe² beschrieben.

Die Pumpe besteht im Wesentlichen aus einem Draht einer speziellen Titanlegierung, der in regelmäßigen Abständen (1 × die Woche) durch Strom (48 A) für eine Minute erhitzt wird und dabei eine dünne Titanschicht auf die Wände der Vakuumkammer verdampft. Das kondensierte Titan adsorbiert zufällig auftreffende Atome und Moleküle, die somit, wie in der Ionengetterpumpe, chemisch an die Titanschicht gebunden werden. Durch diesen Effekt verringert diese Pumpe den Druck in der Vakuumkammer. Die Titanschicht ist nicht, wie bei der Getterpumpe, selbsterneuernd, deshalb wird sie über das oben erwähnte erneute Verdampfen des Titans regelmäßig erneuert. Die Pumpleistung dieser Pumpe ist abhängig von der Größe und der Temperatur Oberfläche, auf die das Titan verdampft wird. Das beschriebene Modell hat eine Saugleistung von $3 \text{ ls}^{-1}\text{cm}^{-2}$) für Wasserstoff bei 20°C ($4 \text{ ls}^{-1}\text{cm}^{-2}$) für Stickstoff), die sich bei einer Kühlung der Wand mit flüssigem Stickstoff (bei -196°C) auf $10 \text{ ls}^{-1}\text{cm}^{-2}$) (für Wasserstoff und Stickstoff) erhöhen würde.

Beim beschriebenen Experiment wird die Wand, an die das Titan kondensiert, mit einer Wasserkühlung bei einer Temperatur von etwa 20°C konstant gehalten. Diese Kühlung verhindert vor allem das Ausgasen des Wandmaterials durch Erwärmung während des Auslösens der Pumpe.

²VG Scienta ZST22

Die Oberfläche, auf die das Titan verdampft, misst rund 100 cm^2 . Die Saugleistung der Pumpe ist somit nach dem Auslösen bei komplett aktiver Titanschicht 300 l/s und 400 l/s für Wasserstoff bzw. Stickstoff.

B.2.3. Druckmessung

Der im Experiment verwendete Druckmesskopf³ ist ein Glühkathoden-Ionisations-Vakuummeter oder Bayard-Alpert-Vakuummeter [39]. Die Druckmessung erfolgt mittels Ionisation der Restgasmoleküle.

Der Druckmesskopf (siehe Abbildung B.3) besteht aus einem Filament, welches als Elektronenquelle dient. Neben dem Filament befindet sich eine zylindrische Käfigstruktur, welche typischerweise auf einer Spannung von $+150\text{ V}$ gegenüber dem Filament liegt. Dieser Käfig dient als Elektronenkollektor. Die Elektronen,

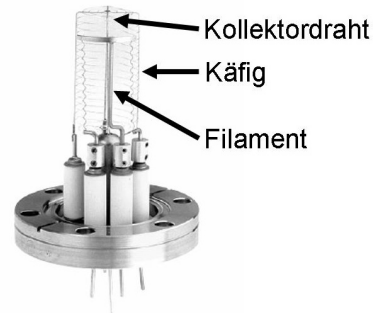


Abbildung B.3.: Druckmesskopf für das Vakuum (nach [39]).

welche von dem Filament freigesetzt wurden, passieren hierbei die Käfigstruktur mehrere Male, bevor sie vom Käfig eingefangen werden. Die Elektronen ionisieren bei dem Durchgang durch die Käfigstruktur die vorhandenen Gasmoleküle, wobei die Ionisationsrate abhängig ist von der Gasdichte und somit vom Druck. In der Mitte des Käfigs befindet sich ein dünner Wolfram-Kollektor Draht. Dieser liegt auf einer zum Filament negativen Spannung von -28 V . Die innerhalb der Käfigstruktur ionisierten Gasteilchen beschleunigen hin zu dem Kollektordraht und werden dort neutralisiert. Der Fluss der positiven Ionen zum Kollektordraht ist somit eine Messgröße, mit der der Druck der Kammer, in der sich der Messkopf befindet, gemessen werden kann.

Dieses einfache Messprinzip ist in der praktischen Umsetzung ein sehr sensibles System, das durch unterschiedliche Faktoren beeinflusst wird. Einige dieser Faktoren, die die Messung beeinträchtigen, sollen im Folgenden aufgeführt werden.

Die Sensitivität für unterschiedliche Gase ist im Druckmesskopf unterschiedlich gut, das heißt für unterschiedliche Restgasarten ist die Druckmessung unterschiedlich genau. Kalibriert wurde der Messkopf für Stickstoff; andere Gasarten haben in der Regel eine geringere Sensitivität. Somit wäre der angezeigte Druck aufgrund dieses Faktors geringer als der tatsächliche Druck im System.

Zu diesem Ungenauigkeitsfaktor kommt die Messungenauigkeit der Ströme hinzu, die durch die Neutralisation der positiven Ionen im Kollektordraht entstehen. Bei einem Druck von 10^{-9} mbar muss etwa ein Strom von 10^{-10} A gemessen werden, im mittleren 10^{-11} mbar Druckbereich beträgt der Ionenstrom lediglich 10 pA . Ein langer Zuleitungsdraht zwischen Druckmesskopf und Messgerät oder eventuelle Induktionsprozesse können die Druckmessung empfindlich stören. Auch Erdschleifen zwischen Vakuumkammer und Messgerät können durch Kriechströme Störungen verursachen.

Eine weitere Störquelle ist eine nahe am Messkopf befindliche leitende Wand, etwa die Außenhülle der Vakuumkammer. Eine solche Wand kann die Sensitivität des Messkopfes um bis zu 30% steigern [39]. Gleichzeitig findet bei einem solchen Einschluss des Messkopfes

³Varian UHV-24p Ionization Gauge

durch eine gesteigerte Erwärmung eine erhöhtes Ausgasen der Wand und des Druckmesskopfes statt. Tatsächlich zeigt bei laufendem Mikrofallen-Experiment der Druckmesskopf, wenn die dem Messkopf nahe Wand der Vakuumkammer mit Wasser gekühlt wird, einen drei- bis viermal geringeren Druck an, als bei nicht gekühlter Wand (Ungekühlte Wand: Anzeige Druckmesskopf typischerweise $1,1\text{-}1,4 \cdot 10^{-10}$ mbar; gekühlte Wand: $3\text{-}5 \cdot 10^{-11}$ mbar). Der Effekt des Ausgasens scheint hier zu überwiegen.

Der Druckmesskopf sollte vor der Verwendung im UHV ausgasen, damit aus dem Messkopf austretende Gase den Druck nicht erhöhen. Ein problematischer Effekt des Messkopfes ist jedoch, dass selbst nach dem Ausgasen Karbon-Monoxide aus dem Filament austreten. Je höher der Emissionsstrom ist, der an dem Filament anliegt, desto größer ist dieser Effekt. Es ist deshalb darauf zu achten, dass immer der kleinstmögliche Emissionsstrom anliegt, der in einem bestimmten Druckbereich zur effektiven Messung benötigt wird. Das ist bei Drücken $> 6,6 \cdot 10^{-10}$ mbar ein Strom von 4 mA; liegt der zu messende Druck tiefer, so sind 10 mA Emissionsstrom zu nutzen.

Ein letzter Faktor, der nicht außer Acht gelassen werden sollte, ist der Ort der Messung. Je nach Vakuumsystem kann sich der Druck an diesem Ort geometriebedingt deutlich vom Druck am Ort des Experimentes unterscheiden (vgl. Abschnitt B.1.2).

Ein Nebeneffekt der Druckmessung ist, dass der Druckmesskopf das Vakuumsystem pumpt. Durch die Neutralisation der ionisierten Gasteilchen werden am verwendeten System Pumpleistungen von etwa 0,5 l/s erreicht. Diese sind sehr gering im Vergleich mit der Ionengetterpumpe (20 l/s) und der Titansublimationspumpe (bis 300 l/s), die ebenfalls an das Vakuumsystem angeschlossen sind (siehe Abschnitt B.2.2).

Abbildung B.4 zeigt einen Vergleich zwischen dem Druck, der vom Druckmesskopf in der Vakuumkammer ermittelt wurde, und dem Druck, der nach Formel (B.2.1) aus dem

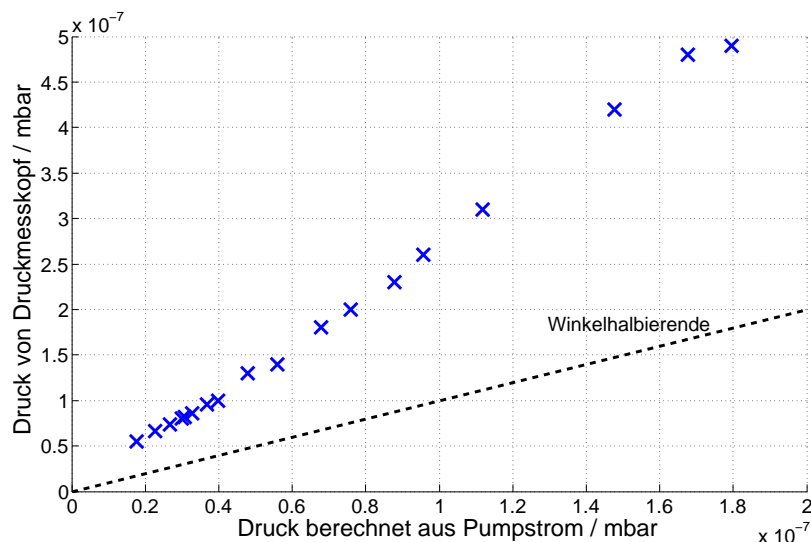


Abbildung B.4.: Druckvergleich zwischen dem mittels Druckmesskopf ermittelten Druckes und dem Druck, der aus dem Strom der Ionengetterpumpe berechnet wurde (vgl. Abschnitt B.2.2).

gemessenen Ionenstrom der Ionengetterpumpe berechnet wurde. Vergleicht man die Ergebnisse, ermittelt man zwischen den Werten eine Diskrepanz von etwa einem Faktor 3 bis 4. Dies kann zum Teil dadurch erklärt werden, dass am Ort der Pumpe tatsächlich ein geringerer Druck herrscht als am Ort des Messkopfes. Hinzu kommen die oben diskutierten Messungenauigkeiten am Druckmesskopf. Da die ermittelten Werte in Größenordnung und Tendenz gut übereinstimmen, kann auch die Messung mit der Ionengetterpumpe bis zu minimalen Drücken von $4 \cdot 10^{-8}$ mbar (Abschnitt B.2.2) einen Aufschluss über den Druck in der Vakuumkammer geben.

B.3. Erzeugung eines Ultrahochvakuums

Für die Erzeugung eines Vakuums im niedrigen 10^{-11} mbar-Bereich, der für Experimente mit der Mikrofaller erreicht werden sollte, reicht es normalerweise nicht aus, eine neu zusammengesetzte Vakuumkammer mit Pumpen zu evakuieren. In den Wänden gebundenes Wasser und Lösungsmittelrückstände führen zu einem um Größenordnungen höheren Enddruck, erst über ein Ausbacken der Vakuumkammer werden Wasser und Lösungsmittel aus dem System entfernt. Oft ist eine neu zusammengesetzte Vakuumkammer nicht dicht, sie hat Lecks, die ein Abpumpen in den UHV-Bereich verhindern. Im Folgenden werden Methoden zur Erzeugung eines Vakuums im niedrigen 10^{-11} mbar-Bereich sowie zur Lecksuche und Restgasanalyse in einem evakuierten Vakuumsystem beschrieben.

B.3.1. Evakuierung des Systems

In unseren Experimenten wird das benötigte UHV in mehreren Schritten erzeugt. Nach Reinigung aller Komponenten wird die Kammer zusammengefügt und über ein Ventil an einen Vakuumpumpstand angeschlossen. Dieser besteht aus einer Turbopumpe und einer Membranvakuumpumpe. Beide Pumpen sind Gastransferpumpen, die mechanisch Gas aus dem Vakuumsystem herauspumpen und an die Umgebung abgeben. Das genaue Arbeitsprinzip soll hier nicht weiter erläutert werden, es wird ausführlich in [43, 45] beschrieben.

Die Membranpumpe erzeugt nach einem ersten Absenken des Vakuumkammerdruckes ein für die Turbopumpe benötigtes Vorvakuum. Die Turbopumpe erzeugt in unseren Systemen typischerweise Enddrücke im 10^{-7} mbar bis 10^{-8} mbar Bereich. Nachdem ein Druck von mindestens $1 \cdot 10^{-4}$ mbar erzeugt wurde, kann theoretisch die fest an die Vakuumkammer angeschlossene Ionengetterpumpe (vgl. Abschnitt B.2.2) in Betrieb genommen und der Pumpstand entfernt werden. Zu beachten ist jedoch, dass bei einem frühen Entfernen des Pumpstandes die verbleibenden Gasrückstände in der Ionengetterpumpe gebunden werden und so das Vakuumsystem nicht verlassen. Deshalb ist es besser, den Pumpstand bis zu einem möglichst geringen Druck pumpen zu lassen, bevor die Ionengetterpumpe in Betrieb genommen wird.

B.3.2. Ausbacken

Soll ein neu zusammen gebautes Vakuumsystem Drücke im Bereich von 10^{-10} mbar erreichen, ist ein Ausbacken des Systems nötig, um gebundene und ausgasende Stoffe (vor

allem Wasser) aus den Wänden der Vakuumapparatur zu lösen. Hierzu wird das System, angeschlossen an den Vakuumpumpstand, entweder in einen Ofen gestellt oder mit Heizdraht umwickelt. Anschließend wird das System langsam auf die größtmögliche Temperatur gebracht, die dem System keinen Schaden zufügt. Viele Vakuum-Komponenten können Temperaturen von bis zu 400 °C aushalten (beispielsweise Stahlflansche, Getterpumpen ohne Magnete), andere sollten nicht über 150 °C (zum Beispiel Bonddrähte, angeklebte Fenster) erhitzt werden. Genauere Angaben zu Maximaltemperaturen der im Experiment genutzten Materialien sind den entsprechenden Datenblättern zu entnehmen. Es ist zu beachten, dass die Kontrolle über die maximale Temperatur im Ausbackofen nur auf einige °C genau ist, weshalb zur Sicherheit eine maximale Temperatur einige °C unterhalb der theoretischen Maximaltemperatur anzustreben ist. Unterscheiden sich die Maximaltemperaturen der einzelnen Komponenten, so kann überlegt werden, sie einzeln bei ihren maximalen Temperaturen vorzubacken und das gesamte System anschließend unter Schutzathmosphäre zusammen zu setzen. Ein finales Backen des gesamten Systems sollte diesen mehrstufigen Backvorgang abschließen.

Auch die Geschwindigkeit, mit der die Temperatur erhöht wird, ist komponentenabhängig. Beschichtete Fenster ziehen leicht Wasser, so dass die Beschichtung bei schnellen Temperaturrampen beschädigt werden kann. Langsame Rampen-Geschwindigkeiten von 1 °C in 2 min haben sich bei allen Komponenten als unkritisch herausgestellt. Es sollte jedoch, insbesondere bei massiven Vakuumkammern, nach einigen Grad Erhöhung einige Minuten pausiert werden, damit sich das komplette System erwärmen kann.

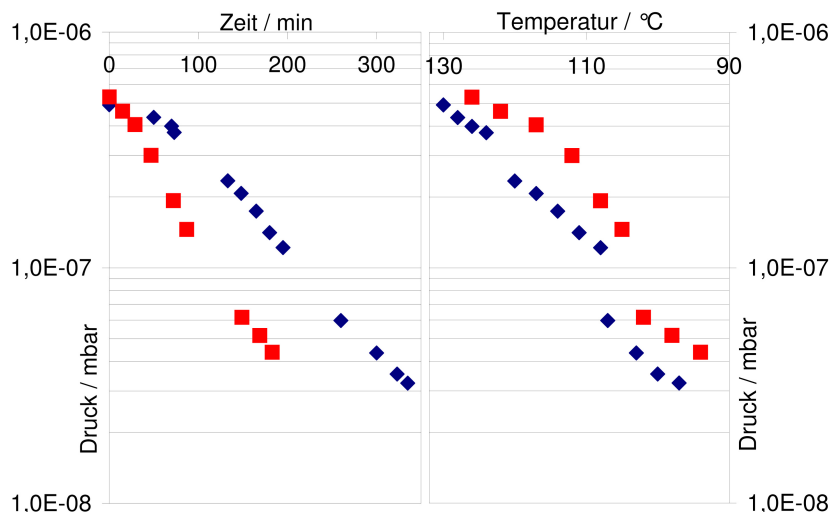


Abbildung B.5.: Druckabfall gegen die Zeit bei einer Temperaturabnahme von rund 30 °C. Die Daten stammen aus zwei Backvorgängen mit der Vakuumkammer erste Generation vom 20.01.2010 (blaue Rauten) und vom 05.02.2010 (rote Quadrate).

Ist die gewünschte Maximaltemperatur erreicht, sollte das System bei dieser Temperatur einige Zeit abgepumpt werden. Der Rückgang des Druckes gibt hierbei ein Indiz dafür, welche Wartezeit angemessen ist. Bei niedrigen Temperaturen unter 200 °C sollten das einige Tage sein.

In der Abbildung B.5 ist der Abfall des Druckes bei Abkühlung des Vakuumsystems erster Generation nach dem Backen gezeigt. Die blauen Rauten zeigen die Daten der Kammer, nachdem sie einen Tag auf 120 °C geheizt wurde (Tagesenddruck etwa $2 \cdot 10^{-6}$ mbar), am nächsten Tag wurde die Temperatur auf 130 °C angehoben (Tagesenddruck etwa $1 \cdot 10^{-6}$ mbar). Auf dieser Temperatur die Kammer anschließend noch zwei Tage lang gebacken. Am fünften Tag wurde die Temperatur bis auf Raumtemperatur reduziert (Druck zu Beginn des fünften Tages etwa $5 \cdot 10^{-7}$ mbar). Die roten Quadrate zeigen die Kammer nach einen ebenfalls fünftägigen Backvorgang auf 130 °C. Bei der maximalen Temperatur fiel der Druck hierbei von $2.6 \cdot 10^{-6}$ mbar auf etwa $5 \cdot 10^{-7}$ mbar. Beide Kurven zeigen einen Abfall von etwa einer Größenordnung Druckabfall bei den ersten 30 °C Temperatursenkung. Der Druckabfall bei tieferen Temperaturen konnten nicht gemessen werden, da der Druckmesskopf aufgrund der Temperaturen nicht in Betrieb war und der Pumpencontroller nur bis in den $5 \cdot 10^{-8}$ mbar Bereich zuverlässig messen kann.

Den größten Effekt hat das Ausheizen auf das in den Wänden des Systems gebundene Wasser. Der Rückgang der Wasserkonzentration über einen Zeitraum von 42 Stunden bei konstanten 130 °C ist in Abbildung B.6 zu sehen. Bei diesem Backvorgang nahm der Partialdruck des Wassers um etwa einen Faktor 30 ab. Man beachte, dass der Rückgang der Wasserkonzentration mit der Zeit erwartungsgemäß immer langsamer wird. Der gesamte Druck sinkt, diesem Schema folgend, nach einiger Backzeit nur noch äußerst langsam. Erkennt man nur noch minimale Änderungen in der Druckänderung, so geht man zum nächsten Schritt im Backvorgang über.

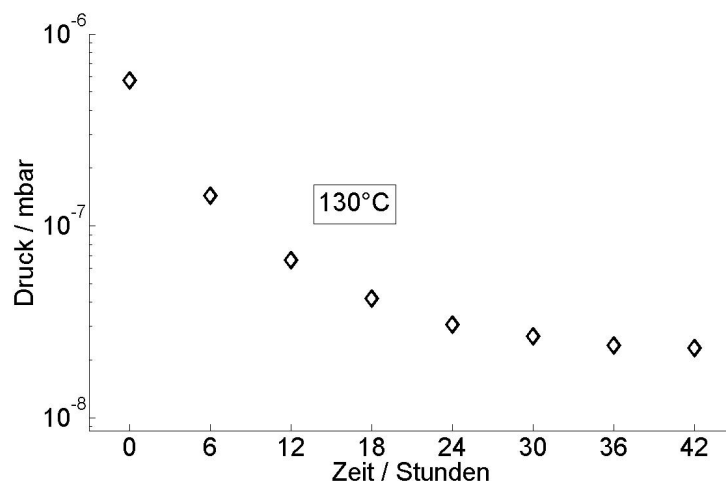


Abbildung B.6.: Rückgang von Wasser (Masse 18 amu) bei einem Backvorgang der Vakuumkammer zweiter Generation startend am 05.02.2010 (rote Quadrate in Abbildung B.5). Die Daten sind alle bei einer konstanten Ofentemperatur von 130 °C aufgenommen worden.

Nun wird die Ionengetterpumpe eingeschaltet. Nach dem Anschalten der Pumpe ist häufig zunächst eine deutliche Erhöhung des Druckes zu beobachten, da sich in der Pumpe Verunreinigungen gesammelt hatten. Nachdem der Druck unter den Wert vor Einschalten der Getterpumpe gesunken ist, wird ein Ventil, das die erhitzte Vakuumkammer vom Pumpstand trennt, geschlossen. So verbleiben so wenig Gaspartikel wie möglich innerhalb des Vakuumsystems. Nach einigen Stunden Wartezeit kann die Temperatur wieder schrittweise verringert werden.

Eine Methode, die Diffusionsraten von Wasserstoff in einem Vakuumsystem zu reduzieren und so den erreichbaren Enddruck eines Vakuumsystems zu minimieren, ist das Tempern der Stahlkomponenten des Vakuumsystems an Luft bei 400 °C. Es wurde gezeigt [55], dass nach 77 h Tempern der Edelstahlkomponenten an Luft bei 400 °C, anschließenden 8 h Wartezeit und zuletzt einem 96 h-Temporn der evakuierten und montierten Edelstahlkammer bei 150 °C Edelstahlkomponenten eine um einen Faktor 250 verringerte Wasserstoff-Ausgasrate zeigen. Im niedrigen UHV ist das Ausgasen von Wasserstoff häufig die Hauptursache für die Limitierung des Enddruckes [55].

B.3.3. Lecksuche und Restgasanalyse

In diesem Abschnitt soll zunächst auf eine der wichtigsten Techniken eingegangen werden, die beim Aufbau einer Vakuumkammer benötigt werden: der Suche nach Lecks. Ein Leck ist ein Loch im Vakuumrezipienten, durch das Gas eintreten kann. Ist der Druck in einer Vakuumkammer höher als erwartet, so ist ein Leck der wahrscheinlichste Grund dafür. Andere Gründe sind das Ausgasen von in Materialien gespeichertem Wasser oder Reinigungsmittelrückstände (wie Ethanol, Aceton, Isopropanol). Durch das Ausbacken der Kammer werden diese Probleme im Allgemeinen beseitigt. Desweiteren gibt es noch das Problem virtueller Lecks. Diese treten auf, wenn innerhalb der Vakuumkammer Bereiche zu finden sind, die nicht gut von der Vakuumpumpe abgepumpt werden können. Das Problem wird hervorgerufen durch einen zu kleinen Querschnitt des Zugangs von diesem Bereich zur Vakuumkammer, es kommt zur Bildung eines Gasreservoirs (siehe dazu Zusammenhang von Pumpquerschnitt und Druck in Abschnitt B.1). Ein solches Reservoir kann sich beispielsweise in unbelüfteten Schraubverbindungen befinden. In solchen virtuellen Lecks bleibt auch nach dem Abpumpen der Vakuumkammer ein kleines Gasvolumen zurück, welches dauerhaft kleine Mengen des Gases an die Vakuumkammer abgibt. Virtuelle Lecks sind beim Design einer Vakuumkammer unbedingt zu vermeiden, sie führen zu einem schlechten Vakuum und sind im Nachhinein als Fehlerquelle schwer zu entdecken. Selbst bei langem Pumpen und Ausheizen des Systems kann der Effekt der virtuellen Lecks nicht behoben werden.

Beim Aufbau des Experimentes wurden von uns verschiedene Methoden zur systematischen Lecksuche erprobt. Diese sollen im Folgenden kurz vorgestellt werden. Desweiteren wird kurz auf die Analyse des sich in der Kammer befindlichen Restgases eingegangen. Wichtigstes Instrument bei der Suche nach Lecks oder ausgasenden Materialien in einem evakuierten Vakuumsystem ist ein Massenspektrometer. Deswegen beginnt dieser Abschnitt mit der Beschreibung des Spektrometers, das in der vorliegenden Arbeit verwendet wurde.

Massenspektrometer

Mit einem Massenspektrometer kann im Vakuum befindliches Restgas analysiert werden, was es zu einem hilfreichen Instrument bei der Analyse des Vakuums und dem Entdecken von Lecks macht. Zum besseren Verständnis der folgenden Abschnitte soll hier die Arbeitsweise des von uns genutzten Massenspektrometers⁴ kurz erläutert werden (vgl. [44]).

Damit das Massenspektrum eines in einer Vakuumkammer befindlichen Gases aufgenommen werden kann, müssen die im Vakuum befindliche Gase zunächst ionisiert werden. Dies geschieht durch Stoßionisation mit beschleunigten Elektronen. Die Ionen werden in einen Quadrupol-Massenfilter geleitet und nach dem Verhältnis Ladung zu Masse getrennt [16, 17]. Ein Faraday-Detektor oder eine Sekundärelektronenvervielfacher (SEM) misst den Ionenstrom. Der gemessene Ionenstrom ist ein Maß für den Partialdruck des jeweiligen Gases (oder von bei der Ionisierung erzeugten Bruchstücken). Jedoch können Gase nicht nach ihrem Typ, sondern nur nach ihrem Masse-zu-Ladungs-Verhältnis identifiziert werden, welches nicht immer eindeutig einem Gas zuordnenbar ist.

Eine Messmethode mit dem verwendeten Massenspektrometer ist die Messung mittels eines Faraday-Behers. Die Ionen treffen auf einen Kollektor, den Faraday-Becher, und geben dort ihre elektrische Ladung ab. Ein Strom-Spannungs-Wandler (Elektrometerverstärker) überführt den Strom in eine zum Ionenstrom proportionale Spannung.

Die zweite Detektionsmethode bedient sich eines kontinuierlichen Sekundärelektronenvervielfacher (SEM; siehe Abbildung B.7). Mit dieser Methode können kleinere Ionenströme detektiert werden als mit der Faraday-Methode, jedoch ist die Apparatur weniger robust und kann erst bei Drücken ab $1 \cdot 10^{-4}$ mbar genutzt werden. Das SEM besteht aus einem Glasrohr, welches von innen mit einer speziellen Beschichtung versehen wurde. Diese Beschichtung zeichnet sich durch einen hohen Widerstand und eine kleine Austrittsarbeit aus. Wird nun eine Hochspannung (HV) an diese Schicht angelegt, so erhält man ein über die Rohrlänge gleichmäßiges Spannungsgefälle. Ionen aus dem Massenfilter werden auf eine Konversionsdynode gelenkt und erzeugen dort Sekundärelektronen. Diese werden lawinenartig im Glasrohr vervielfacht. Der Stromverstärkungsfaktor kann bei einer Hochspannung von 2.5 kV bis zu 10^6 betragen.

Der im Massenspektrometer integrierte Faraday-Becher kann nur auf der Achse des Ionenstrahls betrieben werden. Das SEM kann zu dieser Achse versetzt angebracht werden. Deshalb ist der Betrieb von SEM und Faraday-Modus im selben Massenspektrometer möglich, man kann über die Softwaresteuerung des Gerätes die gewünschte Messweise auswählen.

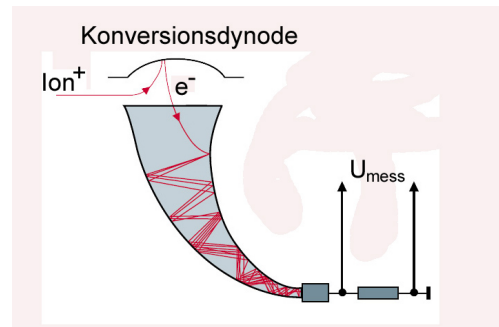


Abbildung B.7.: Funktionsweise eines kontinuierlichen Massenspektrometers (C-SEM) (nach [44]).

⁴Wir verwenden das PrismaPlus-Massenspektrometer von Pfeiffer-Vakuum mit einem Massenbereich von 1-100 amu.

Aceton-Test

Wenn mit dem Vakuumpumpstand lediglich ein Enddruck von 10^{-4} mbar erreicht wird, ist das ein Indiz für ein recht großes Leck. Meistens handelt es sich um nicht korrekt verschraubte Flanschverbindungen. Eine schnelle und einfache Methode, solche Lecks aufzuspüren, ist die Verwendung von Aceton. Gibt man mit einer kleinen Sprühflasche Aceton oder andere flüchtige Lösungsmittel⁵ direkt an die Flanschverbindungen, so sieht man bei einem entsprechend großen Leck durch das Eindringen und (durch den Druckunterschied) plötzliche Verdampfen des Lösungsmittels im System einen abrupten Anstieg des Vakuumdruckes. Es kommt vor, dass bei kleineren Lecks der Druck zunächst abfällt, bevor er anschließend langsam über den Anfangswert hinaus ansteigt. Dann haben die Acetonmoleküle das Leck für kurze Zeit versiegelt. Falls dieser Test zu keinem Ergebnis, also keiner Reaktion im Druckmesskopf, führt, müssen weitere, genauere Lecktests durchgeführt werden, da diese Methode nur bei größeren Lecks funktioniert.

Bei kleinen Lecks kann es passieren, dass das Aceton mit einer minutenlangen Verzögerung durch die Leckstelle hindurch diffundiert. Die Ortung des Lecks ist in solchen Fällen nur mit sehr viel Geduld, oder besser mit einer anderen Methode möglich. Man sollte dieses Verhalten aber kennen, um nicht gleich nach einem Druckanstieg von einem korrekt georteten Leck auszugehen. Deshalb sollte der Test, nachdem der Druck wieder gefallen ist, wiederholt werden.

Helium-Lecktests

Eine wesentlich genauere Methode als der Aceton-Test ist die Suche nach Lecks mittels Helium. Da die Helium-Moleküle klein sind, dringen sie schnell auch durch kleinste Löcher in die Vakuumkammer ein.

Es gibt zwei Methoden, ein Leck mittels Helium aufzuspüren. Eine Methode, die Überdrucklecksuche [35] besteht darin, das Vakuumkammervolumen mit Helium zu fluten und anschließend mit einem so genannten Heliumschnüffler die Heliumkonzentration an Luft zu messen. Dieser Heliumschnüffler ist ein tragbares Gerät, das über ein eingebautes Massenspektrometer Helium nachweist. Das Helium tritt durch eine Drosselstelle, etwa eine spezielle Membrane, an der Spitze des Gerätes in das Nachweissystem des Detektors ein. Gibt es ein Leck in der gefluteten Vakuumkammer, so ist am Orte des Lecks außerhalb der Kammer die Konzentration von Helium am größten. Problematisch hierbei ist, dass sich das Helium schnell im ganzen Raum verteilt und so überall ein gewisser Anstieg zu detektieren ist. Zudem wird ein Teil des Heliums durch die Stahlwände der Vakuumkammer diffundieren und einen messbaren Anstieg der Heliumkonzentration hervorrufen. So muss bei dieser Methode systematisch und mit langen Pausen in einem gut belüfteten Raum gearbeitet werden.

Ein mögliches Vorgehen bei dieser Lecksuche soll im Folgenden kurz umrissen werden. Zunächst werden zwei Ventile an die zu überprüfende Kammer angeschlossen. Anschließend wird über das eine Ventil eine Vakuumpumpe angeschlossen die die Kammer evakuiert,

⁵Es gibt Arbeitsgruppen, die diese Art von Lecktest mit Methanol durchführen. Davon ist unbedingt abzuraten, da Methanol schon bei bloßem Hautkontakt giftig ist und zudem durch dünne Schutzhandschuhe hindurchkriecht.

wobei ein Enddruck von 1 mbar ausreichend ist. Die Pumpe wird nun durch das Ventil von der Kammer getrennt und ausgeschaltet. Nun wird über das zweite Ventil Helium in die Kammer eingelassen. Nach dem Schließen dieses Ventils wird mit dem Heliumschnüffler nach dem Leck gesucht. Da Helium leichter ist als Luft, sollte am obersten Punkt der Kammer mit der Suche begonnen werden. Meint man, eine erhöhte Heliumkonzentration an einer gewissen Stelle zu messen, so sollte die Messung zur Sicherheit mehrfach wiederholt werden.

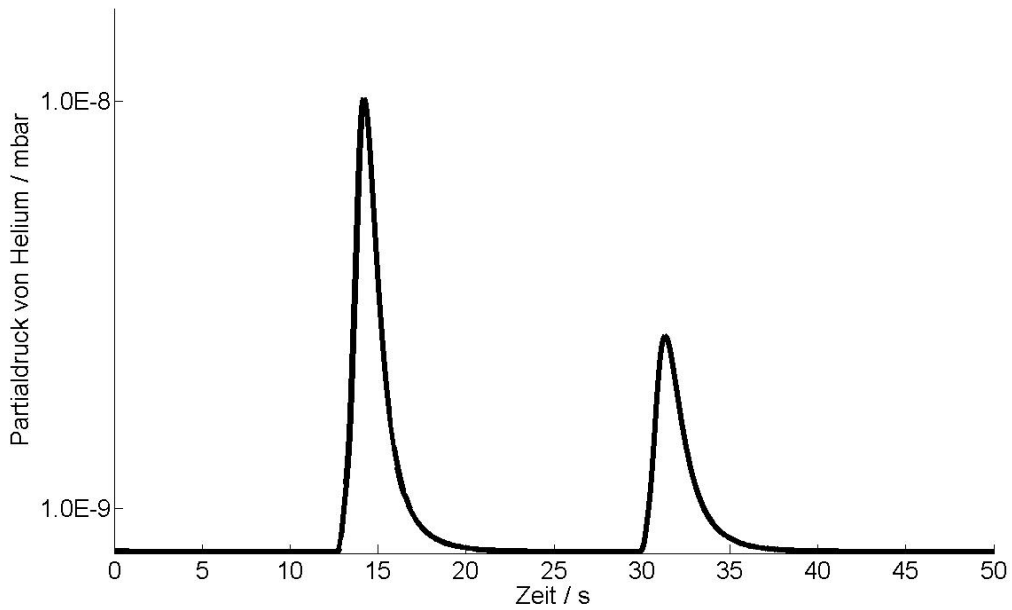
Sehr komfortabel lässt sich ein Heliumlecktest mit der Lecksuchfunktion eines im Vakuumsystem verbauten Massenspektrometers durchführen [35]. Ein solches Massenspektrometer kann sehr empfindlich verschiedene Massen eines Restgases in der Vakuumkammer detektieren und diskriminieren. Bei der Lecksuche misst das Massenspektrometer permanent die Heliumkonzentration innerhalb der Vakuumkammer. Nun kann von außerhalb des Vakuumsystems ein ganz leichter Heliumstrom durch eine feine Spitze⁶, beispielsweise eine Spritzenkanüle, an die verschiedenen Punkte der Kammer gehalten werden. Vermutet man das Leck an einer Dichtung, kann die kleine Kerbe, die in jedem CF-Flansch für diese Anwendung vorgesehen ist, genutzt werden, um nur diesen Dichtring optimal mit Helium zu besprühen. Alternativ können zur Eingrenzung des Leckortes einzelne Abschnitte der Kammer zum Beispiel mit Kunststofftüten luftdicht umschlossen werden. Anschließend werden die Umhüllungen einzeln mit Helium geflutet. Dieses Vorgehen ist aber meist nicht nötig und das Leck lässt sich ohne diese Maßnahme detektieren. In jedem Fall sollte die Kammer systematisch von oben nach unten abgesucht werden, da das Helium nach oben steigt.

Abbildung B.8(a) zeigt den Heliumanstieg im Massenspektrometer, wenn der Heliumstrom zweimal auf ein Leck gerichtet und sofort wieder entfernt wird. Zu beachten ist die Form des Peaks sowie die Steilheit der Anstiegs- und Abfallflanke. In Abbildung B.8(b) ist zum Vergleich der Anstieg der Heliumkonzentration in der Vakuumkammer aufgrund von Diffusion durch die Kammerwände zu sehen. Auch hier wurde der Heliumstrom mehrfach auf die Vakuumkammer gerichtet und nach einiger Zeit wieder entfernt. Der Peak unterscheidet sich sowohl in der Form als auch in der Steigung der Flanken (man beachte die Achsenskalierung) deutlich von dem Peak in Abbildung B.8(a), der von einem tatsächlichen Leck hervorgerufen wurde.

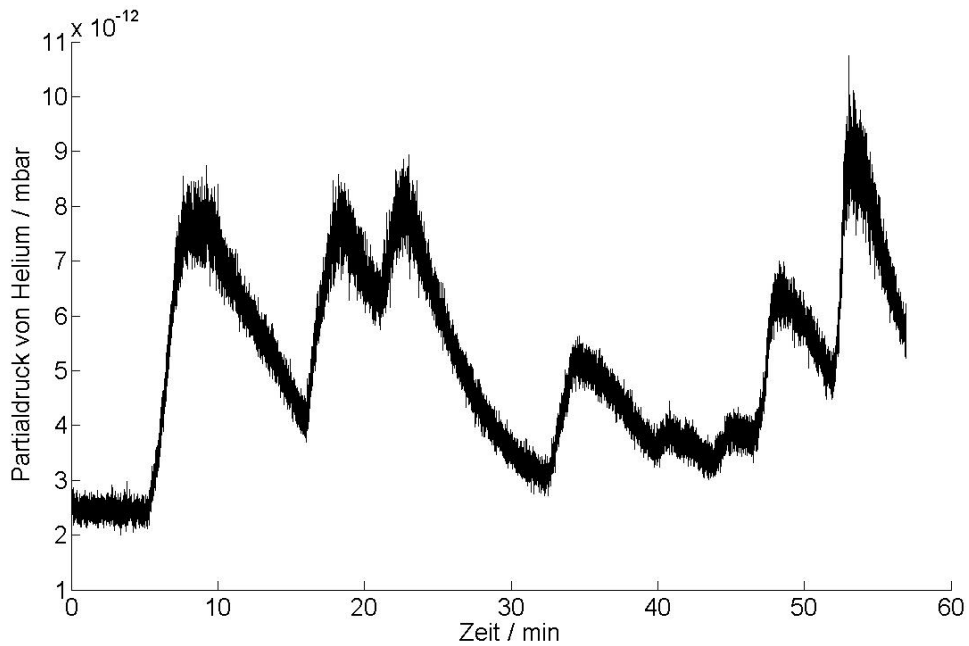
Das Massenspektrometer misst keine Partialdrücke, sondern Ionenströme. Diese sind proportional zum Partialdruck der einzelnen Massen. Die Proportionalitätskonstante, also die Sensitivität des Massenspektrometers auf ein bestimmtes Element, ist je nach Element eine andere. Diese wird vor allem durch den individuellen Ionisationsquerschnitt der Elemente, aber auch durch Fragmentierung einzelner Verbindungen (wie Kohlenwasserstoffe), die zu fehlerhaften Zuordnungen des Fragments führen, bestimmt. Für Helium, Argon, Xenon, Stickstoff und Krypton kann sie aus dem Testreport, der den Datenblättern zum Massenspektrometer beiliegt, oder anhand einer Kalibrationsmessung entnommen werden. Beispielhaft wird sie dort für Argon berechnet.

Wertet man die dort vorhandenen Graphen aus, erhält man als Sensitivität für Helium bei Betrieb des Massenspektrometers mit eingeschalteter Sekundärelektronenvervielfachung

⁶Eine Methode zum Einstellen des geringen Heliumstromes ist es, die Spitze an die angefeuchteten Lippen zu halten und den Druck so zu regeln, dass grade noch ein leichter Heliumfluss spürbar ist.



(a) Helium tritt durch ein Leck in die Vakuumkammer ein



(b) Heliumdiffusion durch die Wände der Vakuumkammer

Abbildung B.8.: Vergleich von Heliumlecktests bei Vakuumkammern mit und ohne Leck, man beachte die unterschiedlichen Skalen für Zeit und Partialdruck. Auch ohne Leck ist die Diffusion des Heliums messbar. Bei einem tatsächlichen Leck ist der Anstieg des Heliums aber um ein Vielfaches schneller, so dass beide Fälle leicht zu unterscheiden sind.

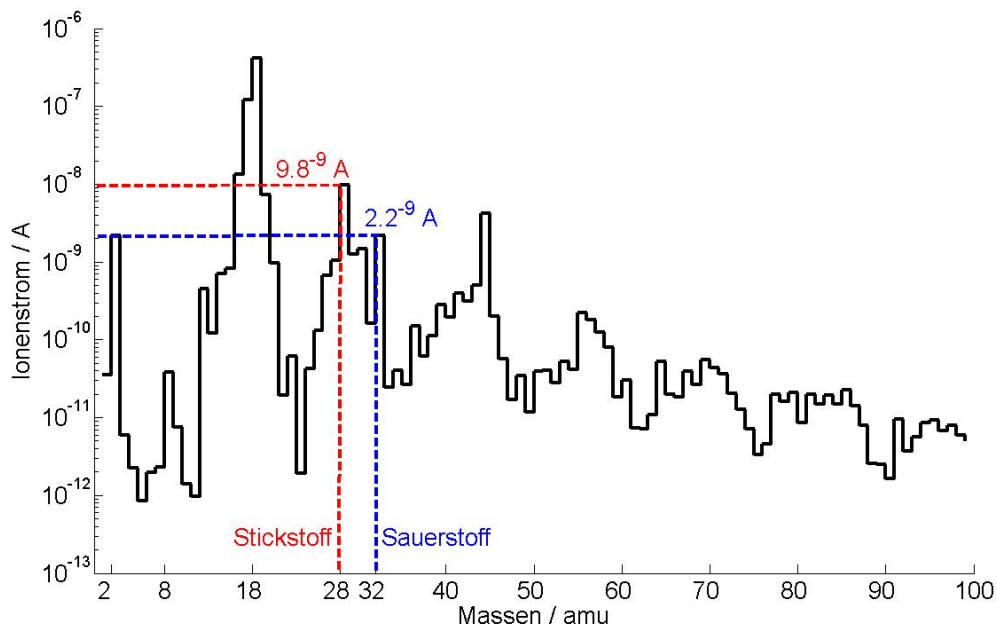
(SEM) (bei Hochspannung $HV = 980 \text{ kV}$) die Proportionalitätskonstante $1,2 \text{ A/mbar}$. Dieser Wert wurde der Achsenskalierung der beiden Grafiken in Abbildung B.8 zugrunde gelegt. Eine kleine Ungenauigkeit tritt hier jedoch auf, da die Spannung des SEM auf $HV = 1000 \text{ kV}$ eingestellt war.

Massenspektren

Die Auswertung der Daten eines an eine Vakuumkammer angeschlossenen Massenspektrometers ermöglicht die Analyse des enthaltenen Restgases.

Hohe Drücke in der Vakuumkammer können durch unterschiedliche Gründe verursacht werden. Ungebackene Kammern haben einen hohen Anteil an Wasser mit Masse 18 amu . Dieses wird durch den Backvorgang effektiv aus dem System entfernt (vgl. Abbildung B.6). Ein anderer Grund kann ein Leck oder auch das Ausgasen eines in die Kammer eingebauten nicht vakuumtauglichen Materials sein. Aufschluss darüber geben die aufgenommenen Massenspektren.

In Abbildung B.9 ist das SEM-Massenspektrum einer lecken Vakuumkammer abgebildet. Das Verhältnis von Sauerstoff zu Stickstoff ist hier $4,5$ und somit ähnlich zum Verhältnis der beiden Stoffe an Luft (Anteil Sauerstoff: $20,9\%$, Anteil Stickstoff: 78% , Verhältnis $3,7$). Sauerstoff und Stickstoff werden von der Vakuumpumpe unterschiedlich effizient gepumpt. Falls das Verhältnis der beiden Stoffe in der Vakuumkammer ähnlich dem Verhältnis an Luft ist, ist dies dadurch zu erklären, dass kontinuierlich Luft in das System einströmt und somit ein Leck vorliegt. Da die Empfindlichkeit des SEM-Massenspektrometers für Stickstoff und



(a)

Abbildung B.9.: SEM-Massenspektrum einer Vakuumkammer mit Leck. Das Verhältnis Sauerstoff zu Stickstoff beträgt $9,8 \cdot 10^{-9} \text{ A} / 2,2 \cdot 10^{-9} \text{ A} = 4,45$.

Name	Verbindung	Molekülmasse /u	char. Peaks /u	Bemerkung
Ethanol	C ₂ H ₅ OH	46	31, 45	Peak bei 45 kleiner
Aceton	C ₃ H ₆ O	58	43	
Isopropanol	C ₃ H ₈ O	60	45	
Wasser	H ₂ O	18	18	
Sauerstoff	O ₂	32	32	
Stickstoff	N ₂	28	28	
Wasserstoff	H ₂	2	2	
Kohlenwasserstoffe	C _m H _n	m·12 + n	m·12 + n	m, n ∈ ℕ

Tabelle B.2.: Moleküle und Verbindungen mit ihren Massen und charakteristischen Peaks im Massenspektrometer. Die ausgewählten Moleküle sind die für die Analyse des Vakuums häufig von Interesse.

Sauerstoff nicht die gleiche ist wird das Verhältnis der beiden Elemente, gemessen in der Einheit Ionenstrom des SEM, nicht exakt dem Verhältnis in Luft entsprechen.

Lösungsmittelrückstände im Rezipienten können identifiziert werden, indem man das Massenspektrum des genutzten Lösungsmittel⁷ mit dem gemessenen Spektrum vergleicht. Beispielsweise identifiziert man Aceton durch ein auffallendes Maximum bei Masse 43 amu, Ethanol durch ein Maximum bei 31 amu und ein halb so großes Maximum bei 45 amu und Isopropanol durch ein Maximum bei 45 amu. Einige ausgewählte Werte finden sich in der Tabelle B.2.

Die oszillierenden Einträge bei höheren Massenzahlen sind Kohlenstoffwasserstoffe, die unter anderem von Fettrückständen auf metallischen Oberflächen oder von Fetten in der Luft stammen. Nach einen langen Backvorgang reduzieren sich die Anteile dieser Massen deutlich.

⁷z.B. unter <http://webbook.nist.gov/chemistry/> mit Eingabe der entsprechenden CAS Nummer der Chemikalie oder ggf. der gesuchten Massenzahl

C. Technische Zeichnungen, Datenblätter und Tabellen

C.1. Hallsonde

Magnetfeldmessungen mit einer Hallsonde basieren auf dem Hall-Effekt [34]. Wenn in einem stromdurchflossenen Leiter ein Magnetfeld senkrecht zur Richtung des Stromes ausgerichtet ist, so entsteht senkrecht zur Strom- und zur Magnetfeldrichtung durch Wirken der Lorentzkraft ein elektrisches Feld. Durch die Messung der elektrischen Feldstärke kann die Magnetfeldstärke ermittelt werden. In der in dieser Arbeit verwendeten Hallsonde wird dieser Effekt in der aktiven Fläche (diese ist in Abbildung C.1 durch eine schwarze Umrandung am Ende des Messkopfes dargestellt) angewendet, um die senkrecht zur aktiven Fläche ausgerichtete Magnetfeldkomponente (in der Abbildung durch einen Pfeil angezeigt) über den Hall-Effekt zu ermitteln.

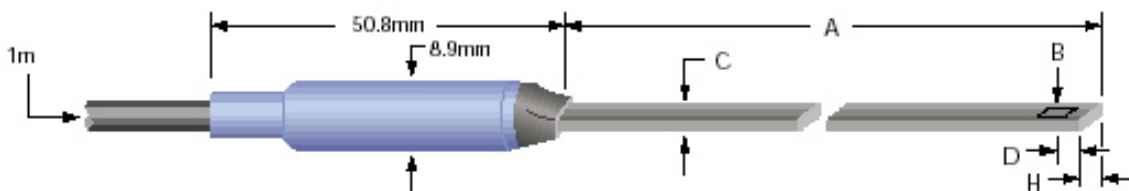


Abbildung C.1.: Schema der im Experiment genutzten Hallsonde STF99-0404 [62][63]. B bezeichnet die Magnetfeldrichtung, die von der Sonde gemessen wird. Die Abmessungen sind $A = 101.6 \pm 1.6$ mm, $H = 3.8 \pm 0.1$ mm, $C = 1.02 + 0 - 0.1$ mm, $D = 3.68 \pm 1.6$ mm; der Durchmesser der aktiven Fläche beträgt nominal 1,78 mm.

C.2. Magnetisches Feld der Vakuumpumpe NP-020

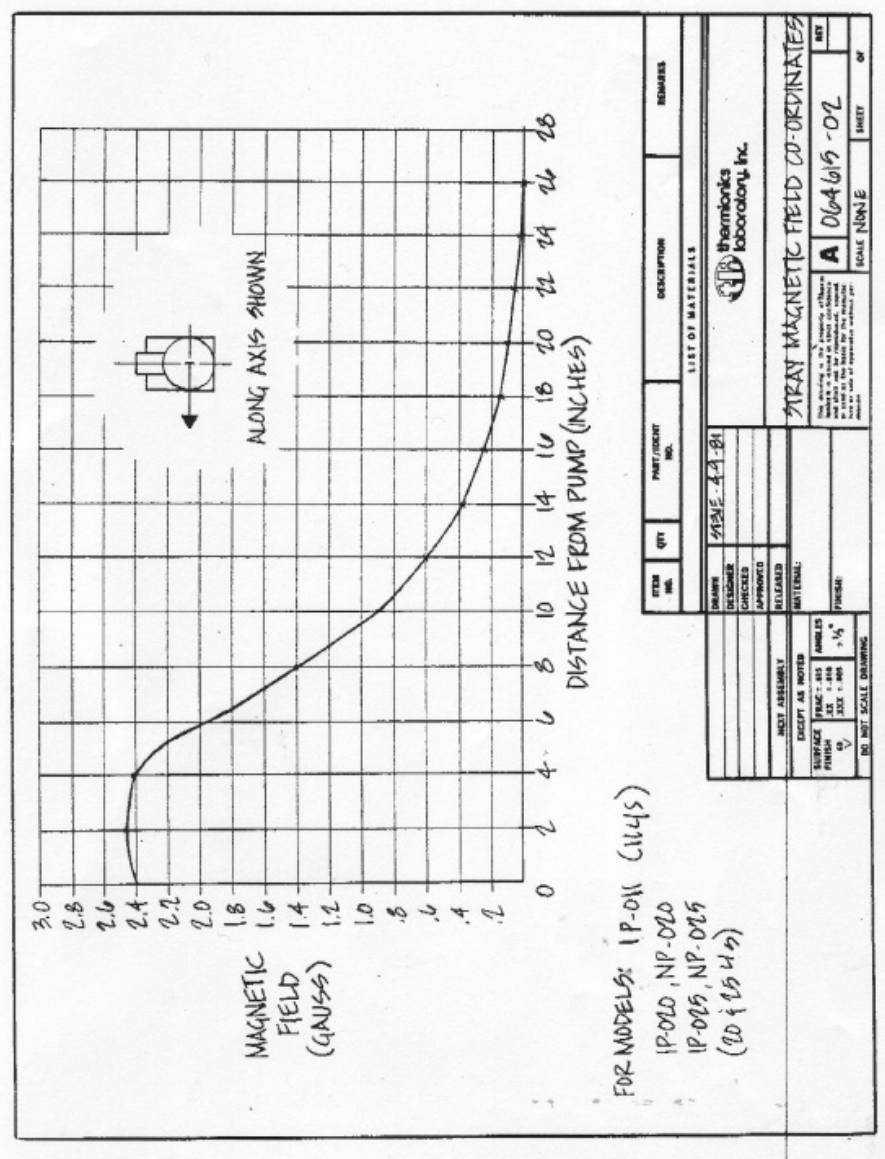


Abbildung C.2.: Streufeld der Ionengetterpumpe NP020 von Hositrad. Information von Hositrad.

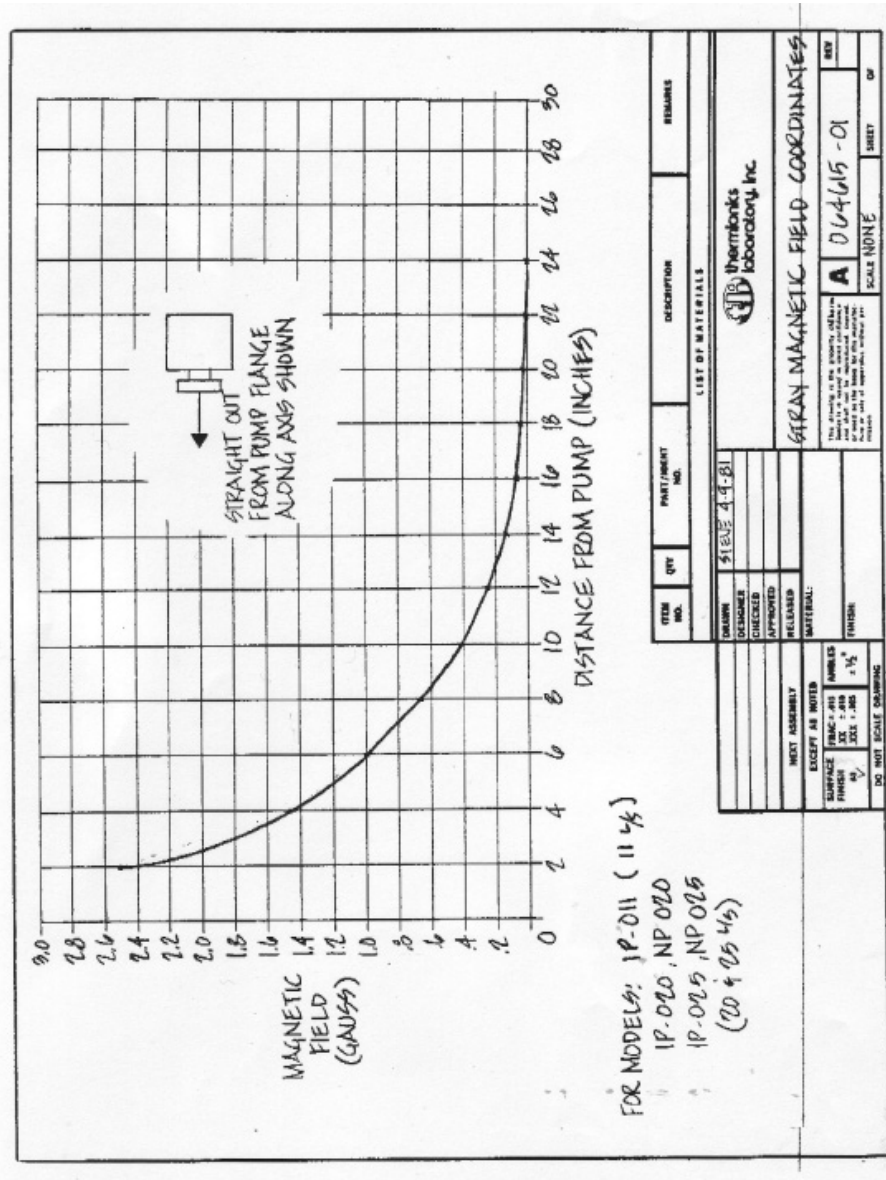


Abbildung C.3.: Streufeld der Ionengetterpumpe NP020 von Hositrad. Information von Hositrad.

C.3. Drahtbonden-Parameter

Die folgende Tabelle zeigt die Parameter für das Drahtbonden der beiden installierten Mikrofallen I und II. Bei der Mikrofalle II ergaben sich, anders als bei der Mikrofalle I, unterschiedliche Parameter bei oberer und unterer Fallenlage. Gebondet wurde mit Golddrähten der Durchmesser 25 μm und 50 μm .

Bemerkungen:

- Es wurde der Manual Wire Bonder 4523D, Kulicke & Soffa Industries, benutzt (Ultraschall-Wedge-Wedge-Bonden).
- Beim Bonden der Mikrofalle (Stufenbonden) wurde immer von oben nach unten gebondet, um die Mikrofalle nicht mit der Wirebondmaschine zu beschädigen. Hierbei ist die Nulllage des Tisches immer die unterste Stufe.
- Die Bondtemperatur ist die Raumtemperatur.
- Die Bondparameter wurden während des Betriebes laufend angepasst.
- Es wurde immer mit dem Modus 'Time: long' gearbeitet.

50 μm Mittellage I					
Search 1	2.55	Search 2	1.33		
Power 1	3.52 - 5.13	Power 2	4.15	Loop	2.5 - 4.5
Time 1	6.5 - 8.2	Time 2	8.1	Tail	variiert
Force 1	3.8 - 5.1	Force 2	5.3 - 6.1	Tear	5.0
25 μm DC-Lagen I					
Search 1	2.35	Search 2	1.2		
Power 1	2.23	Power 2	3.01	Loop	2.2 - 4.0
Time 1	7.0	Time 2	7.0	Tail	2.5
Force 1	1.8	Force 2	2.3	Tear	5.0
50 μm Mittellage II					
Search 1	2.15	Search 2	1.2		
Power 1	4.15 - 4.3	Power 2	3.82 - 4.15	Loop	3.5 - 4.5
Time 1	8.2	Time 2	7.9 - 8.1	Tail	0.0 - 2.8
Force 1	5.0 - 5.1	Force 2	5.2 - 5.8	Tear	5.0
25 μm Oberseite II					
Search 1	2.54 - 2,7	Search 2	1.64		
Power 1	3.05 - 3.13	Power 2	3.01	Loop	4.5
Time 1	7.0	Time 2	7.0	Tail	1,7 - 2.0
Force 1	2.2 - 2.4	Force 2	2.3	Tear	5.0
25 μm Unterseite II					
Search 1	1.52 - 1.6	Search 2	1.2		
Power 1	2.07 - 2.66	Power 2	3.01	Loop	2.5
Time 1	7.0	Time 2	7.0	Tail	0.9 - 2.4
Force 1	1,7 - 2.2	Force 2	2.3	Tear	5.0

C.4. Elektrische Verschaltung der Mikrofalle

C.4.1. Kontaktierung von Fallenhalter und Mikrofalle

Nummer des Pads auf oberem PCB	Nummer DC-Elektrode der Mikrofaller	Nummer des Pads auf oberem PCB	Nummer DC-Elektrode der Mikrofaller
0	Kondensator	37	69
1	1	38	70
2	4	39	67
3	---	40	65
4	6	41	63
5	8	42	61
6	10	43	59
7	12	44	57
8	14	45	55
9	16	46	53
10	18	47	51
11	20	48	49
12	22	49	47
13	24	50	45
14	26	51	43
15	28	52	41
16	32	53	39
17	30	54	Spulenerdung 2
18	34	55	37
19	36	56	35
20	38	57	33
21	Spulenerdung 1	58	31
22	40	59	29
23	42	60	27
24	44	61	25
25	46	62	23
26	48	63	21
27	50	64	19
28	52	65	17
29	54	66	15
30	56	67	NC
31	58	68	13
32	60	69	11
33	62	70	9
34	64	71	7
35	66	72	5
36	68	73	3
		74	2

Abbildung C.4.: Kontaktierung der Mikrofallenelektroden. Die Tabelle zeigt die Zuordnung zwischen einer Kontaktfläche (Pad) auf der oberen PCB-Platine und der Nummer der Fallenelektrode. Die Nummerierung der PCB-Platine erfolgt, beginnend mit der Kontaktfläche des Kondensators, entgegen dem Uhrzeigersinn (vgl. Abbildung C.5 und C.6(a)). Die Nummerierung der Fallenelektroden folgt der Definition in Kapitel 2 (siehe Abbildung 2.7).

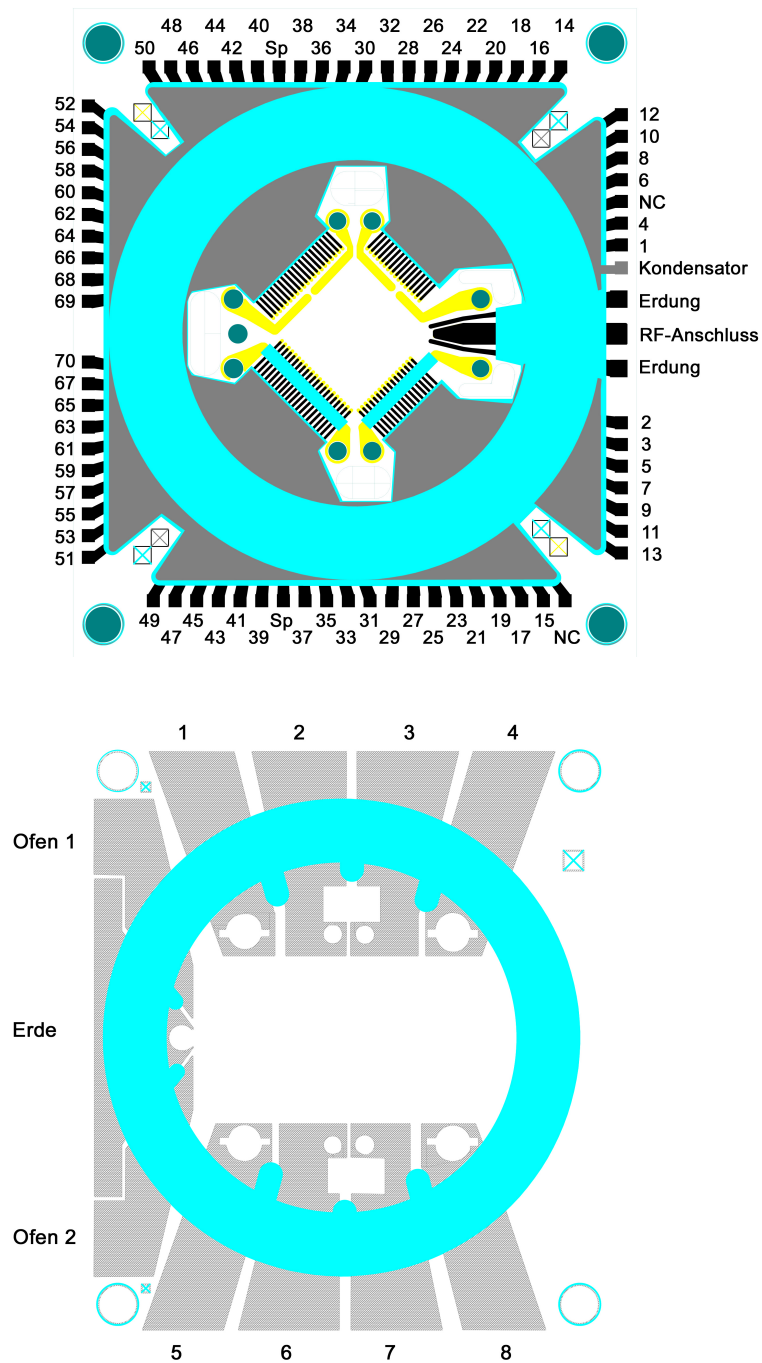


Abbildung C.5.: Kontaktierung des Vakuumgrenzschicht-Fallenhalters an die Mikro-falle. Oben: Obere Lage des Fallenhalters. Die Nummern stehen für die an das jeweilige Pad angeschlossene DC-Fallenelektrode; die Nummerierung wurde in Kapitel 2 definiert (siehe Abbildung 2.7). *Sp* bezeichnet die Erdungsflächen zwischen den Spulenpaaren auf der Fallenmittellage, *NC* (not connected) bezeichnet nicht an die Mikro-falle angeschlossene Kontaktflächen. Unten: Untere Lage des Fallenhalters. Links im Bild sind die Kontakte der Öfen mit der gemeinsamen Erdung zu sehen (Ofen 1: Ofen mit Yb^{171} -isotopenangereichertem Granulat; Ofen 2: Ofen mit Yb^{172} -isotopenangereichertem Granulat). Die Elektroden 1—8 sind Kontakte der Magnetfeldspulen. Je zwei benachbarte Elektroden sind Stromdurchführung an eine partielle Spule. Die Anordnung der Zuleitungsdrähte entspricht der Anordnung der Spulenstücke in der Mikro-falle.

C.4.2. Kontaktierung von PCB-Platinen und Fallenhalter

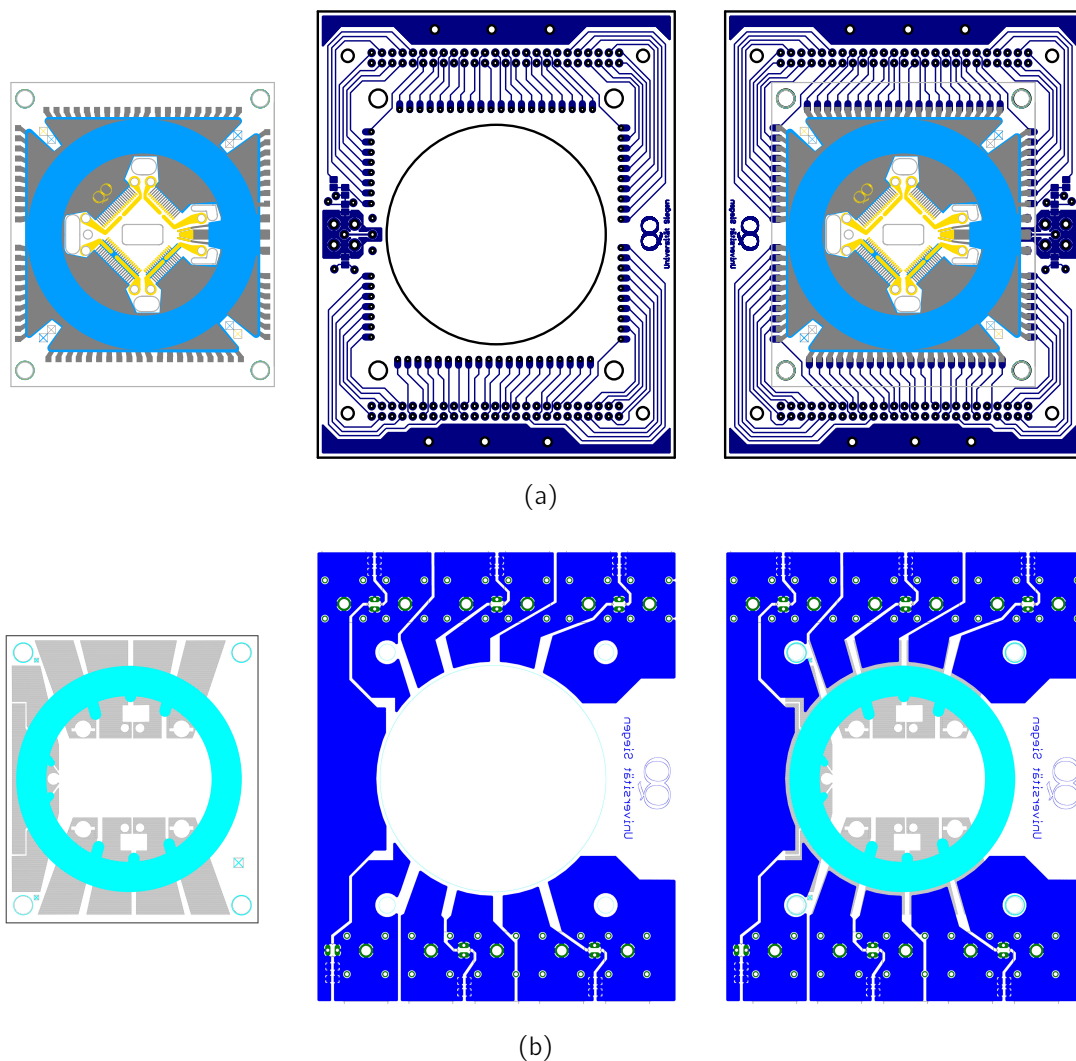


Abbildung C.6.: Kontaktierung der PCB-Platinen an den Vakuumgrenzschicht-Fallenhalter. (a) Obere Lage des Fallenhalters mit Kontaktflächen für die DC-Fallenelektroden. (b) Untere Lage des Fallenhalters mit Kontaktflächen für die stromdurchflossenen Teile des Mikrofallenaufbaus (Kontakte für den integrierten Elektromagneten und die Atomöfen)

C.5. Genutzte Materialien im Vakuum

C.5.1. Design mit In-Vakuum-Fallenhalter

Mikrofalle I

- Grundmaterial Aluminiumoxid, lasergeschnitten von der Firma micreon
- vergoldet: Bedampfung beim LzH, Galvanik bei BESSY
- Verklebung: Epoxy EPO-Tek 90-87-6
- Isolation der Zwischenlagen mit 20 µm dicker Polyimid-Folie

Halterung der Falle

- Grundmaterial Aluminiumoxid, lasergeschnitten von Dieter Gebauer
- bedruckt mit Goldpaste DuPont 5722L, Silberpalladiumpaste DuPont LF 121 und Isolationspaste DuPont 5704 im Hybridlabor der Universität Siegen
- Verklebung: Epoxy EPO-Tek 90-87-6
- Lot: Vakuumlot der Firma allecra
- Pins: Männliche D-Sub Crimppins der Firma allecra
- Kupferblöckchen, sauerstoffarmes Cu, mit Edelstahlschrauben aus A4-Stahl; mechanische Werkstatt
- Zylindrische Wärmeleitrohre der Firma dau GmbH Ligist, Durchmesser 40 mm

Sonstige Materialien und Geräte

- Ionengetterpumpe Hositrad NP-020
- Ventil: VAT Series 540, DN 40, Vollstahl UHV-Ventil
- Druckmesskopf Varian UHV-24p
- Kammer aus nichtmagnetischem Edelstahl 316L und 316LN sowie aus 304L
- UHV-taugliche D-Sub-Kabel der Firma allecra
- UHV-taugliches SMA-Kabel der Firma allecra
- UHV-taugliche D-Sub25- und SMA-Durchführungen der Firma allecra
- Glasküvette mit 40er Fenstern, Quartzglas, antireflexbeschichtet für 369 nm

C.5.2. Design mit Vakuumgrenzschicht-Fallenhalter

Mikrofalle II

- Grundmaterial Aluminiumoxid, lasergeschnitten von der Firma micreon
- vergoldet: Bedampfung beim LzH, Galvanik bei BESSY
- Verklebung: Epoxy EPO-Tek 90-87-6
- Isolation der Zwischenlagen mit 20 µm dicker Polyimid-Folie

Halterung der Falle

- Grundmaterial Aluminiumoxid, CNC-gefräst von der Firma MicroCeram GmbH Meisen
- bedruckt mit Goldpaste DuPont 5722L, Silberpalladiumpaste DuPont LF 121 und Isolationspaste DuPont 5704 im Hybridlabor der Universität Siegen
- Verklebung: Epoxy EPO-Tek 90-87-6
- Lot: SAC 305, Typ Nummer 275 der Firma Kester
- Kupferverbinder, sauerstoffarmes Cu, mit Edelstahlschrauben aus A4-Stahl; mechanische Werkstatt
- Politur der Vakuumgrenzfläche mit Diamantpasten N D 0,7 und N D 0,25 (Teilchengröße 0,7 mm bzw. 0,25 mm)
- Außerhalb des Vakuums in die Halterung eingebracht: Zylindrische Wärmeleitrohre der Firma dau GmbH Ligist, Durchmesser 30 mm bzw. 70 mm
- Silberepoxidharz Epoxy Technology H21D, MDC Vacuum
- varian torr seal TS10 Harz, Thorlabs
- Fluoriertem Fomblinfett (Pfeiffer Vacuum BN845805-T)
- Indiumdraht, Durchmesser 5 mm, Reinheit 99,99%

Sonstige Materialien und Geräte

- Ionengetterpumpe Hositrاد NP-020
- Ventil: VAT Series 540, DN 40, Vollstahl UHV-Ventil
- Titansublimationspumpe VG Scienta ZST22
- Druckmesskopf Varian UHV-24p
- Kammer aus nichtmagnetischem Edelstahl 316L und 316LN
- Glaskappe mit 40er Fenster, Quartzglas, antireflexbeschichtet für 369 nm

C.6. Tiefpassfilterung der Fallenelektroden

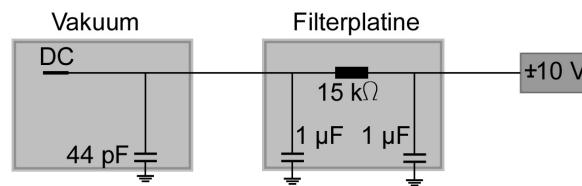


Abbildung C.7.: Tiefpassfilterung an der Mikrofalle. Jede DC-Elektrode der Mikrofalle, in der Abbildung mit *DC* bezeichnet, ist im Vakuum über einen (44 ± 3) pF-Dickschichtkondensator geerdet und über eine Filterplatine an eine Spannungsquelle angeschlossen. Die Filterplatine befindet sich außerhalb des Vakuums. Sie besteht aus zwei Kondensatoren von $1 \mu\text{F}$ und einem $15 \text{ k}\Omega$ Widerstand. Die Grenzfrequenz der Platine beträgt 106 Hz.

C.7. Erzeugung des Hochfrequenzsignals für die Doppelresonanz

Zur Erzeugung des hochfrequenten RF-Signals, das den Übergang zwischen den Zeeman-Niveaus treibt, wurde eine aus drei Windungen bestehende RF-Antenne außen an der Glaskappe der Mikrofallenvakuumkammer angebracht. Diese Antenne wird mit einem auf bis zu 3 W verstärktem Signal¹ des programmierbaren Frequenzgenerators VFG 150 [86] getrieben. Zusammen mit einem in Serie geschalteten Kondensator und einem veränderbaren Trimmwiderstand zur Impedanzanpassung bildet die RF-Antenne den Resonanzkreis für die RF. Dabei wird die Abstimmung des Kreises über einen Richtkoppler² kontrolliert. Der Schaltplan der Antenne ist in Abbildung C.8 dargestellt.

¹Verstärker Kalmus 110C

²Mini-Circuit ZFDC-20-5+

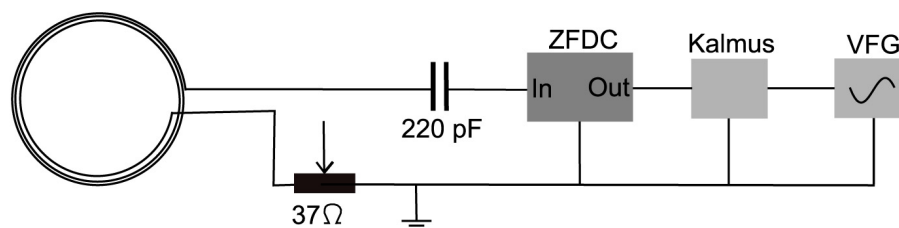


Abbildung C.8.: RF-Antenne im Mikrofallenaufbau. Die Antenne besteht aus einem dreifach um die Glaskappe der Vakuumkammer gewickelten Draht. An diesem ist ein Kondensator (220 pF) und ein Trimmwiderstand (37 Ω) angeschlossen, die einen Resonanzkreis bilden. Der Resonanzkreis wird über einen Richtkoppler vom Typ ZFDC und den Kalmus-Verstärker vom VFG 150 Frequenzgenerator angetrieben und erzeugt so die RF-Strahlung. Der Richtkoppler dient der kontrollierten Abstimmung des Schwingkreises.

C.8. Schema eines Frame-Transfer-CCD

Die Architektur eines typischen EMCCD-Kamerachips ist in Abbildung C.9 abgebildet, sie basiert auf einem *Frame Transfer CCD*. Bei dieser Chiparchitektur werden Photonen über die lichtempfindlichen Pixel in der aktiven Region aufgenommen. Die entstehenden Ladungen werden anschließend in ein gleich großes, jedoch lichtdicht maskiertes Pixelarray spaltenweise verschoben. Nach dem Verschieben der gesamten Ladung kann das nächste Bild aufgenommen werden, währenddessen werden die Ladungen in der maskierten Region zeilenweise ausgelesen. Dabei werden die Ladungen sowohl über ein einfaches Ausleseregister, als auch über das Multiplikationsregister verschoben und im letzteren verstärkt, bevor die Ladungen über einen elektronischen Verstärker ausgelesen werden.

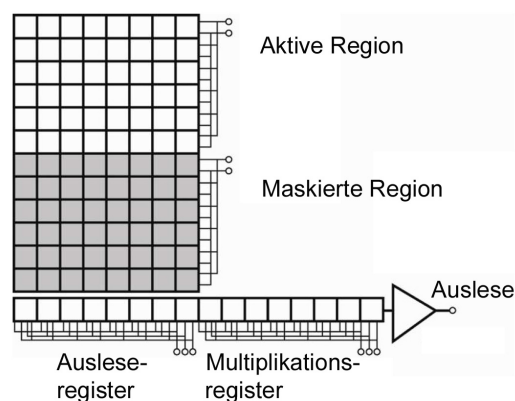


Abbildung C.9.: Schema eines *Frame transfer CCD*, der zum Beispiel in der EM-Kamera eingebaut ist. In der aktiven Region werden Photonen detektiert, die anschließend vertikal in die maskierte Region geschoben werden. Anschließend findet eine zeilenweise Auslese der Elektronenereignisse statt. Hierbei werden die Ereignisse durch ein Ausleseregister in ein Multiplikationsregister geschoben, wo eine Elektronenvervielfachung stattfindet, bevor die Ereignisse hinter einem elektronischen Verstärker ausgelesen werden [75].

D. Konstanten

Die aufgeführten Naturkonstanten entsprechen der internationalen CODATA-Empfehlung für Naturkonstanten 2010:

Konstante	Symbol	Wert	Einheit
Bohrsches Magneton	μ_B	$927,400968 \cdot 10^{-26}$	$\frac{J}{T}$
Plancksches Wirkungsquantum	h	$6,62606957 \cdot 10^{-34}$	Js
Elementarladung	e	$1,602176565 \cdot 10^{-19}$	C
Einheit der Atommasse	u	$1,660538921 \cdot 10^{-27}$	kg
Magnetische Feldkonstante	μ_0	$12,566370614 \cdot 10^{-7}$	$\frac{T^2 m^3}{J}$ oder $\frac{Tm}{A}$
Elektrische Feldkonstante	ϵ_0	$8,854187817 \cdot 10^{-12}$	$\frac{As}{Vm}$
Lichtgeschwindigkeit im Vakuum	c	$2,99792458 \cdot 10^8$	$\frac{m}{s}$

Literaturverzeichnis

- [1] W. Neuhauser, M. Hohenstatt, P. E. Toschek, and H. Dehmelt, *Localized Visible Ba+ Mono-Ion Oscillator*, Phys.Rev. A **22** (1980), 1137.
- [2] Wolfgang Paul, *Electromagnetic traps for charged and neutral particles*, Reviews of Modern Physics **62** (1990), no. 3.
- [3] J. I. Cirac and P. Zoller, *Quantum computation with cold, trapped ions*, Phys. Rev. Lett. **74** (1995), 4091-4094.
- [4] R. Hughes (Document coordinator), *A Quantum Information Science and Technology Roadmap, Version 2.0*, Advanced Research and Development Activity, USA (2004), no. LA-UR-04-1778.
- [5] T. Calarco (Editing author), *Quantum Information Processing and Communication: Strategic report on current status, visions and goals for research in Europe, version 1.7*, QUIE2T (2010).
- [6] D. Kielpinski, C. Monroe, and D. J. Wineland, *Architecture for a large-scale ion-trap quantum computer*, Nature (London) **417** (2002), no. 6890, 709-711.
- [7] Christof Wunderlich, *Conditional Spin Resonance with Trapped Ions*, Laser Physics at the Limit (Springer, Heidelberg) (2002).
- [8] F. Mintert, and C. Wunderlich, *Ion-Trap Quantum Logic Using Long-Wavelength Radiation*, Phys. Rev. Lett. **87** (2001), no. 257904.
- [9] M. Johanning, A. Braun, N. Timoney, V. Elman, W. Neuhauser, and C. Wunderlich, *Individual Addressing of Trapped Ions and Coupling of Motional and Spin States Using rf Radiation*, Phys. Rev. Lett. **102** (2009), no. 073004.
- [10] D. Kaufmann, T. Collath, M. T. Baig, P. Kaufmann, E. Asenwar, M. Johanning, and C. Wunderlich, *Thick-film technology for ultra high vacuum interfaces of micro-structured traps*, arXiv:1107.4082v1 [quant-ph] (2011).
- [11] H. Wunderlich, C. Wunderlich, K. Singer, and F. Schmidt-Kaler, *Two-dimensional cluster-state preparation with linear ion traps*, Phys. Rev. A **79** (2009), no. 5.
- [12] H. J. Briegel and R. Raussendorf, *Persistent Entanglement in Arrays of Interacting Particles*, Phys. Rev. Lett. **86** (2001), 910-911.
- [13] R. Raussendorf and H. Briegel, *Computational model underlying the one-way quantum computer*, Quantum Inf. Comput. **6** (2002), 443-486.
- [14] R. Raussendorf, D. E. Browne, and H. J. Briegel, *Measurement-based quantum computation on cluster states*, Phys. Rev. A **68** (2003), no. 022312.

- [15] T. Schulte-Herbrüggen, A. Spörl, N. Khaneja, and S. J. Glaser, *Optimal control-based efficient synthesis of building blocks of quantum algorithms: A perspective from network complexity towards time complexity*, Phys. Rev. A **72** (2005), no. 042331.
- [16] H. Steinwedel und W. Paul, *Ein neues Massenspektrometer ohne Magnetfeld*, Zeitschrift für Naturforschung **A8(7)** (1953), 448-450.
- [17] Raymond E. March and John F. J. Todd, *Quadrupole ion trap mass spectrometry, and references therein*, Second Edition, Wiley-Interscience, New Jersey, 2005.
- [18] Pradip Ghosh, *Ion Traps*, Oxford University Press, Oxford, 1995, reprinted 2007.
- [19] Michael Johanning, *Einzelpulseffekte an partiell gesättigter laserinduzierter Fluoreszenz*, Dissertation Universität Hannover, 2002.
- [20] H. Dehmelt, *Mono-Ion Oscillator as Potential Ultimate Laser Frequency Standard*, Thirty Fifth Annual Frequency Control Symposium (1981), 596-601.
- [21] K. Gibble and S. Chu, *Future Slow-atom Frequency Standards*, Metrologia **29** (1992), no. 2, 201-212.
- [22] P. Gill, G. P. Barwood, H. A. Klein, G. Huang, S. A. Webster, P. J. Blythe, K. Hosaka, S. N. Lea, and H. S. Margolis, *Trapped ion optical frequency standards*, Meas. Sci. Technol. **14** (2006), 1174-1186.
- [23] N. Herschbach, K. Pyka, J. Keller, and T. E. Mehlstäubler, *Linear Paul trap design for an optical clock with Coulomb crystals*, arXiv:1109.6152v1 [physics.atom-ph] (2011).
- [24] S. Schulz, U. Poschinger, F. Ziesel and F. Schmidt-Kaler, *Sideband cooling and coherent dynamics in a microchip multi-segmented ion trap*, New J. Phys. **10** (2008).
- [25] D. Mc Hugh and J. Twamley, *Quantum computer using a trapped-ion spin molecule and microwave radiation*, Phys. Rev. A **71** (2005), no. 012315.
- [26] J. J. McLoughlin, A. H. Nizamani, J. D. Siverns, R. C. Sterling, M. D. Hughes, B. Lekitsch, B. Stein, S. Weidt, and W. K. Hensinger, *Versatile ytterbium ion trap experiment for operation of scalable ion-trap chips with motional heating and transition-frequency measurements*, Physical Review A **83** (2011), no. 013406.
- [27] M. Brownnutt, G. Wilpers, P. Gill, R. C. Thompson, and A. G. Sinclair, *Monolithic microfabricated ion trap chip design for scaleable quantum processors*, New Journal of Physics **8** (2006), no. 232.
- [28] M. Harlander, R. Lechner, M. Brownnutt, R. Blatt, and W. Hänsel, *Trapped-ion antennae for the transmission of quantum information*, Nature (London) **471** (2011), no. 7337, 200-203.
- [29] S. Groth, P. Krüger, S. Wildermuth, R. Folman, T. Fernholz, J. Schmiedmayer, D. Mahalu, and I. Bar-Joseph, *Atom chips: Fabrication and thermal properties*, Appl. Phys. Lett. **85** (2004), no. 2980.
- [30] Stephan Schulz, *Scalable Microchip Ion Traps for Quantum Computation*, Dissertation Universität Ulm, 2009.

- [31] *Persönliche Information von Stephan Schulz, Arbeitsgruppe Ferdinand Schmidt-Kaler*, 2006.
- [32] S. Schulz, U. Poschinger, K. Singer, and F. Schmidt-Kaler, *Optimization of segmented linear Paul traps and transport of stored particles*, Fortschr. Phys. **54** (2006), no. 8-10, 648-665.
- [33] Michael Brownnutt, *Innsbruck Microtron traps in words and pictures*, microtrap community (2008).
- [34] Siegmund Brandt und Hans Dieter Dahmen, *Elektrodynamik*, Springer, 1997.
- [35] Karl Jousten, *Wutz Handbuch Vakuumtechnik*, Vieweg+Teubner, 2009.
- [36] Wikipedia (www.wikipedia.de), *Artikel: Vakuum*, 08.03.2010.
- [37] Thermionics, <http://www.thermionics.com/en-us/Desktop/Knowledge/View/-Articles/8f9d3d35-2727-4a64-93b6-373dd1fdf075/1942bb72-03de-4917-983a-1375b2c8b50f/>, 11.05.2010.
- [38] L. Schulz, *Sputter-ion pumps*, CERN Document server: OPEN-2000-264 (1999).
- [39] Varian, *UHV-24/UHV-24p Ionisation Gauge Instruction Manual* (2004).
- [40] K. Birnbaum, *Ultra-High Vacuum Chambers*, <http://www.its.caltech.edu/qoptics/Vacuum/> (2005).
- [41] Daniel Sigg, *Printed Circuit boards for ultra high vacuum*, www.ligo.caltech.edu/docs/T/T060280-00/T060280-00.pdf, LIGO project working note (2006).
- [42] M. D. Hughes, B. Lekitscha, J. A. Broersmaa, and W. K. Hensinger, *Microfabricated Ion Traps*, Contemporary Physics **52** (2011), no. 6.
- [43] Walter Umrath, *Grundlagen der Vakuumtechnik*, Leybold vacuum, Köln, 2002.
- [44] *Vacuum Technology Know How*, Pfeiffer Vacuum.
- [45] Wolfgang Demtröder, *Experimentalphysik 1*, Springer, Berlin, Heidelberg, 2005.
- [46] Wolfgang Demtröder, *Laserspektroskopie: Grundlagen und Techniken*, Springer, Berlin, Heidelberg; Auflage: 5., erw. u. neubearb. Aufl., 2007.
- [47] Charles A. Harper, *Handbook of Thick Film Hybrid Microelectronics*, McGraw-Hill Book Company, 1974.
- [48] Tapan K. Gupta, *Handbook of Thick- and Thin-Film Hybrid Microelectronics*, 2005.
- [49] Herbert Reichl, *Hybridintegration - Technologie und Entwurf von Dickschichtschaltungen*, Hüthig, 1986.
- [50] *Persönliche Informationen von Dieter Gebauer, Hybrid-Labor der Universität Siegen*.
- [51] DIN 28400 Teil 1, *Vakuumtechnik Benennungen und Definitionen — Allgemeine Benennungen*, 1990.
- [52] Gordon Bowden, *RF Accelerator Pressure Profile by Monte Carlo*, Linear Collider Collaboration Tech notes (2002), no. LCC-0078.

- [53] W. Oatly, *The flow of gas through composite systems at very low pressures*, British Journal of Applied Physics **8** (1957), 15.
- [54] Rod Latham, *High Voltage Vacuum Insulation*, Academic Press, 1995.
- [55] S. M. Chung and C. D. Park, *Reduction in hydrogen outgassing from stainless steels by a medium-temperature heat treatment*, J. Vac. Sci. Technol. A **26(5)** (2008).
- [56] W. Hensinger, S. Olmschenk, D. Stick, D. Hucul, M. Yeo, M. Acton, L. Deslauriers, C. Monroe, and J. Rabchuk, *T-junction ion trap array for two-dimensional ion shuttling, storage, and manipulation*, Appl. Phys. Lett. **88** (2006), no. 034101.
- [57] Firma dau, *Wärmeleitrohre: Einführung* <http://www.dau-at.com>, 18.10.2010.
- [58] Manfred Merkel und Karl-Heinz Thomas, *Taschenbuch der Werkstoffe*, 7th, Carl Hanser, 2008.
- [59] Jia-Ming Liu, *Photonic Devices*, Cambridge University Press, Cambridge, 2005.
- [60] N. Yu and L. Maleki, *Lifetime measurements of the $4f^4 5d$ metastable states in single ytterbium ions*, Physical Review A **61** (2000), no. 022507.
- [61] M. Johanning, A. Braun, D. Eiteneuer, C. Paape, C. Balzer, W. Neuhauser, and C. Wunderlich, *Resonance-enhanced isotope-selective photoionization of YbI for ion trap loading*, Applied Physics B - Lasers and Optics **103** (2011), 327-338.
- [62] Frederik Töpfer, *Aufbau eines Quasi-Helmholtz-Spulensystems zur Kompensation von Streufeldern in einer Mikrofalle*, 2009.
- [63] Hall-Sonde STF99-0404, <http://www.toyo.co.jp/bell/probe/bell02.html>, 2010.
- [64] Daniel Eiteneuer, *Bau und Charakterisierung einer Ytterbium-Quelle für mikrostrukturierte Ionenfallen*, Masterarbeit Universität Siegen, 2009.
- [65] Jörg Reuner, *Aufbau frequenzstabilisierter Diodenlasersysteme mit Emissionswellenlängen bei 399 nm, 638 nm und 935 nm*, Masterarbeit Universität Siegen, 2007.
- [66] Peter Kaufmann, *Diplomarbeit Universität Siegen*.
- [67] Harald Wunderlich, *Präparation von zweidimensionalen Cluster-Zuständen mit linearen Ionenfallen*, Masterarbeit Universität Siegen, 2007.
- [68] Timm Gloger, *Mikrowellenquelle mit phasenkohärenter Frequenzumschaltung zur Quantenzustandsmanipulation*, Masterarbeit Universität Siegen, 2011.
- [69] Thomas Collath, *Doktorarbeit Universität Siegen*.
- [70] LOT-Oriel, *Informationsblatt: iXon CCD-Kamera mit Electron Multiplier Technology*.
- [71] andor technology, *scientific Digital Camera solutions catalog 2006; CCD, EMCCD and ICCD Camera Comparisons*, www.andor.com, 2010.
- [72] A. H. Myerson, D. J. Szwer, S. C. Webster, D. T. C. Allcock, M. J. Curtis, G. Imreh, J. A. Sherman, D. N. Stacey, A. M. Steane, and D. Lucas, *High-fidelity readout of trapped-ion qubits*, Physical review letters **100** (2008), no. 20.

- [73] Christian Schneider, *Entwicklung eines Objektivs hoher numerischer Apertur zum Nachweis der Resonanzfluoreszenz einzelner gespeicherter Ionen*, Masterarbeit Universität Siegen, 2007.
- [74] Eman Asenwar, *Master Thesis Universität Siegen*.
- [75] andor technology, *Handbuch iXon+ EMCCD-Detektoren (Hardware bzw. Software)*, 2008.
- [76] T. W. Hänsch and A. L. Schawlow, *Cooling of gases by laser radiation*, Optics Communication **13** (1975), 69.
- [77] D. J. Wineland and H. G. Dehmelt, *Proposed $10^{14}\nu/\Delta\nu$ laser fluorescence spectroscopy on Tl^+ monoion oscillator*, Bull. Am. Phys. Soc. **20** (1975), 637.
- [78] Alexander Braun, *Addressing Single Yb^+ Ions*, Doktorarbeit Universität Siegen, 2007.
- [79] Nuala Timoney, *Robust rotations & coherent quantum states with a single trapped ion*, Doktorarbeit Universität Siegen, 2010.
- [80] Christian Paape, *Isotopenselektive Photoionisation von Ytterbium zur Speicherung einzelner Ionen in einer Ionenfalle*, Masterarbeit Universität Hamburg, 2004.
- [81] Ingo Weisgerber, *Aufbau eines Magnetfeldsystems, eines Helixresonators und eines optischen Strahlenganges*, Diplomarbeit Universität Hamburg, 2003.
- [82] W. W. Macalpine and R. O. Schildknecht, *Coaxial resonators with helical inner conductor*, Proc. IRE **47** (1959), no. 12, 2099-2105.
- [83] Peter Vizmuller, *RF Design Guide: Systems, Circuits, and Equations*, Artech House, Inc., London, 1995.
- [84] Anatol I. Zverev, *Handbook of Filter Synthesis*, John Wiley & Sons, Inc., New York, 1967.
- [85] *Electric Field Generator, Patent eingereicht unter DE 10 2011 001 399.7, am 18.3.2011*.
- [86] *VFG 150 - Versatile 150MHz Frequency Generator, Manual: M-046 Version 3.2*, top-tica photonics AG, 2010.
- [87] K. Sugiyama and J. Yoda, *Production of YbH^+ by chemical reaction of Yb^+ in excited states with H_2 gas*, Phys. Rev. A **55** (1996), no. 1.
- [88] Hermann Haken und Hans Christoph Wolf, *Atom- und Quantenphysik*, 8. Auflage, Springer-Verlag, Berlin, Heidelberg, New York, 2004.
- [89] Reinhard Weber, *Physik, Teil I*, B. G. Teubner Verlag, Wiesbaden, 2007.
- [90] Harold J. Metcalf and Peter van der Straten, *Laser Cooling and Trapping*, Springer Verlag, New York, 1999.
- [91] E. H. Pinnington, G. Rieger, and J. A. Kernahan, *Beam-laser measurements of the lifetimes of the $6p$ levels in $Yb II$* , Phys. Rev. A **56** (1997), no. 3, 2421-2423.

- [92] M. Roberts, P. Taylor, G. P. Barwood, P. Gill, H. A. Klein, and W. R. C. Rowley, *Observation of an Electric Octupole Transition in a Single Ion*, Phys. Rev. Lett. **78** (1997), 1876-1879.
- [93] Chr. Tamm and D. Engelke, *Dark times in the resonance fluorescence of trapped ^{171}Yb ions caused by spontaneous quantum jumps to the $^2D_{3/2}$ ($F = 2$) state*, EPL (Europhysics Letters) **33** (1996), no. 5, 347-352.
- [94] A. Walther, U. Poschinger, F. Ziesel, M. Hettrich, A. Wiens, J. Welzel, F. Schmidt-Kaler, *A single ion as a shot noise limited magnetic field gradient probe*, Physical Review A **83** (2011), no. 6.
- [95] S. E. Harris, *Electromagnetically induced transparency*, Physics Today (1997), no. 50, 36-42.
- [96] W. F. Meggers, *Second Spectrum of Ytterbium (YB 2)*, Journal of Research of the NBS (1967), no. 71A.

Danksagung

Zuallererst möchte ich meinem Doktorvater Prof. Dr. Christof Wunderlich danken. Er hat es mir ermöglicht, in einem spannenden Gebiet zu forschen und zu arbeiten. Bei Problemen hatte er stets ein offenes Ohr für mich und seine Ratschläge haben mir immer wieder weitergeholfen. Für all die kleineren und größeren Katastrophen, die bei einer experimentellen Arbeit unvermeidlich scheinen, zeigte er großes Verständnis.

Ganz besonders danke ich Dr. Michael Johanning, der mich während meiner Arbeit betreut hat. Seine Freude am Experimentieren ist einfach ansteckend und hat mich in den Zeiten, als es mal nicht so gut lief, wieder motiviert. Ohne seine Unterstützung, seine 100 Ideen und seine Geduld wäre diese Arbeit nicht so geworden wie sie ist. Auch dem Rest der Quantenoptikgruppe möchte ich danken. Besonders Dipl. Ing. Thomas Collath, meinem Bürokollegen und Partner-Master-of-Desaster, der seit dem ersten Tag mit mir in einem Boot und am Schreibtisch nebenan saß. Dr. Nuala Timoney und M.Sc. Anastasiya Khromova haben ebenfalls lange, lange Jahre mein Büro geteilt — danke für die vielen tollen Gespräche und eure Freundschaft! Dr. Andrés Varon möchte ich danken, für seine ansteckend gute Laune, seine guten Manieren und natürlich auch für physikalische Ratschläge. Nicht zuletzt ein Dank an Gudrun Bingener, sie war immer für ein gutes Gespräch zu haben und hat mir viele gute Ratschläge mit auf den Weg gegeben.

Was wäre mein Alltag ohne die Mittagspausen — für politische Diskussionen und nicht ganz politisch korrekte Gespräche möchte ich vor allem Dr. Kai Grybel und Dr. Sven Faller danken! Viele Jahre auch mittags dabei und immer noch mein bester Freund ist Dr. Martin Jung. Durch ihn konnte ich in Valencia Sonne tanken und immer mal wieder bei ihm meine Probleme loswerden, mit ihm kochen, Wein trinken und Spaß haben.

Meine Familie hat mich während meiner Promotion immer unterstützt, allen voran meine Eltern. Die Besuche bei ihnen haben mir Kraft gegeben und mich ein wenig von der Physik mit ihren Problemen losgelöst.

Zum Schluss mein Dank an die wichtigste Person in meinem Leben, meinem Mann. Seine Unterstützung, seine Hilfe und sein Verständnis haben mich durch die doch teilweise schwere und frustrierende Zeit der Promotion begleitet. Doch jetzt ist es geschafft!

