

# **Miniaturisierte zweidimensionale Ionenfallen mit segmentierter Radiofrequenzelektrode**

Masterarbeit eingereicht an der  
FAKULTÄT FÜR  
MATHEMATIK, INFORMATIK UND PHYSIK  
DER LEOPOLD-FRANZENS-UNIVERSITÄT INNSBRUCK

zur teilweisen Erfüllung  
der Anforderungen zur Erlangung des Grades

MASTER OF NATURAL SCIENCE  
(MAGISTER RERUM NATURALIUM)

durchgeführt am Institut für Experimentalphysik  
unter der Leitung von Professor Rainer Blatt

vorgelegt von  
KIRSTEN LANGER

OKTOBER 2013



## Kurzfassung

Diese Arbeit beschreibt die ersten Schritte in der Erschließung einer zweidimensionalen Anordnung sphärischer Oberflächen-Paul-Fallen mit einem Abstand von  $100\ \mu\text{m}$  zwischen zwei benachbarten Ionen. Ein Hauptmerkmal der Ionenfalle sind segmentierte Radiofrequenzelektroden, mit deren Hilfe die Wechselwirkungsstärke zwischen benachbarten gefangenen Ionen variiert werden kann. Mithilfe der Technik des Drahtbondens wurden elektrische Kontakte zu den Elektroden der Ionenfalle geschaffen. Diese Verbindungen wurden genutzt, um die elektrischen Eigenschaften der Ionenfalle, namentlich ihre Kapazität und Durchbruchspannung, zu untersuchen. Des Weiteren wurde eine spezielle hochvakuumtaugliche elektrische Durchführung entwickelt, die sich durch eine geringe Kapazität  $C \lesssim 5\ \text{pF}$  auszeichnet. Außerdem wurde für die Radiofrequenzspannungsversorgung der Ionenfalle ein als Spannungsverstärker verwendbarer LC-Schwingkreis gebaut.

Es werden Verbesserungen an der Durchführung vorgeschlagen, die ihr Ausheizen ermöglichen sollten, sodass die Ionenfalle zum Fangen von Ionen ins Ultrahochvakuum gebracht werden kann. Für eine vollständige Kontaktierung aller Elektroden der Ionenfalle wird eine neue Version derselben benötigt. Sinnvolle Veränderungen werden am Ende der Arbeit besprochen.

## Abstract

This thesis presents the initial works performed on a two-dimensional array of spherical surface Paul traps with an ion-ion distance of  $100\ \mu\text{m}$ . The ion-trap array features segmented radio-frequency electrodes which can be used to vary the interaction strength between neighboring trapped ions. Electrical contacts to the trap electrodes were created by the method of wire bonding. Using these contacts, the electrical properties of the trap array, specifically its capacitance and breakdown voltage, were investigated. In addition, a custom vacuum feedthrough with a low capacitance  $C \lesssim 5\ \text{pF}$  was developed and demonstrated to be high-vacuum compatible. Furthermore, an LC-resonator was built, which can be used as a voltage amplifier to provide high-voltage radio-frequency to the trap array.

Improvements for the custom feedthrough are proposed which should make it bakeable, so that the ion-trap array can be put into ultra-high vacuum to trap ions. A new version of the ion-trap array will be necessary for complete contacting of all electrodes. Reasonable changes are discussed at the end of this thesis.

# Inhaltsverzeichnis

<b>1</b>	<b>Einleitung</b>	<b>1</b>
<b>2</b>	<b>Einführung in Paul-Fallen</b>	<b>3</b>
2.1	Grundlagen der Paul-Falle . . . . .	3
2.2	Oberflächen-Paul-Fallen . . . . .	5
2.3	Zweidimensionale Anordnung von Oberflächen-Paul-Fallen . . . . .	6
2.4	Die Ionenfalle „Folsom“ . . . . .	7
2.5	Von „Folsom“ zu „Ziegelstadl“ . . . . .	9
2.6	Zusammenfassung . . . . .	9
<b>3</b>	<b>Die Ionenfalle „Ziegelstadl“</b>	<b>11</b>
3.1	Aufbau . . . . .	11
3.2	Elektrische Kontaktierung . . . . .	14
3.2.1	Kurze Einführung in die Technik des Drahtbondens . . . . .	14
3.2.2	Vorbereitungen zum Drahtbonden . . . . .	15
3.2.3	Drahtbonden . . . . .	17
3.2.4	Filterplatine . . . . .	20
3.3	Elektrische Charakterisierung von Ziegelstadl . . . . .	25
3.3.1	Gleichspannungsversuche . . . . .	25
3.3.2	Wechselspannungsversuch . . . . .	26
3.4	Zusammenfassung . . . . .	29
<b>4</b>	<b>Elektrische Vakuumdurchführung</b>	<b>31</b>
4.1	Anforderungen an die Durchführung . . . . .	31
4.2	Aufbau der speziellen Durchführung . . . . .	32
4.3	Elektrische Eigenschaften . . . . .	34
4.4	Vakuumtests vor dem Ausheizen . . . . .	35
4.5	Ausheizprozess . . . . .	35
4.6	Zusammenfassung . . . . .	39
<b>5</b>	<b>LC-Schwingkreis</b>	<b>40</b>
5.1	Theorie des LC-Schwingkreises . . . . .	40
5.1.1	Unangepasster LC-Schwingkreis . . . . .	40

---

5.1.2	Impedanzanpassung . . . . .	41
5.2	Umsetzung des LC-Schwingkreises . . . . .	44
5.2.1	Unangepasster LC-Schwingkreis . . . . .	44
5.2.2	Impedanzanpassung . . . . .	45
5.2.3	Resonanzfrequenz und Spannungsverstärkung . . . . .	45
5.3	Zusammenfassung . . . . .	47
<b>6</b>	<b>Zusammenfassung und Ausblick</b>	<b>48</b>
<b>A</b>	<b>Messung der Transferfunktionen der Filterplatine</b>	<b>52</b>
<b>B</b>	<b>Messung der Kapazität des Ziegelstadl-Chips</b>	<b>54</b>
<b>C</b>	<b>Messdaten</b>	<b>55</b>
	<b>Literaturverzeichnis</b>	<b>56</b>



# Kapitel 1

## Einleitung

Simulationen finden in der Physik breite Anwendung, um experimentelle Messwerte mit theoretischen Voraussagen zu vergleichen oder mehr Licht in Problemstellungen zu bringen, die experimentell (noch) nicht zugänglich sind. Wie Richard Feynman im Jahr 1981 darlegte [1], gibt es jedoch quantenphysikalische Vorgänge, für die eine exakte Simulation mit einem klassischen Computer nicht effizient ausgeführt werden kann. Zugleich schlug Feynman auch eine mögliche Lösung des Problems vor: Einen Quantensimulator (QS), d.h. ein gut kontrollierbares Quantensystem, mit dem man andere Quantensysteme simulieren kann. Seitdem wurde an verschiedenen Umsetzungen eines QS gearbeitet. Mögliche Kandidaten sind vor allem neutrale Atome in Form ultrakalter Quantengase [2], gefangene Ionen [3], Photonen [4], Kernspinresonanzen [5] und supraleitende Netzwerke [6]. [7] bietet einen Überblick über diese und weitere Systeme.

Auf gespeicherten Ionen beruhende QS zeichnen sich durch lange Kohärenzzeiten, hohe Güte der Manipulation der Quantenbits (Qubits) und große Effizienz beim Auslesen des Quantenzustandes aus [8]. Eine Herausforderung stellt die Skalierbarkeit des Systems dar [9]. Üblicherweise beginnt man daher meist mit Experimenten mit wenigen Qubits (z.B. [10–12]) und nutzt die daraus gewonnenen Erfahrungen, um zu solchen mit mehr Ionen überzugehen (z.B. [13–15]). Bislang geschieht dies, indem weitere Ionen im harmonischen Potential einer linearen Paul-Falle gefangen werden. Das ist allerdings kein beliebig skalierbares Vorgehen, da die Anzahl der verwendbaren Qubits in einem solchen Potential begrenzt ist [16, 17, 8]. Eine mögliche Lösung ist die Segmentierung der Elektroden, um das statische Potential entlang der Achse der linearen Falle zu modulieren. In [18] wird die Verwendung eines langen, anharmonischen Potentials vorgeschlagen, in dem eine lange Kette von Ionen mit weitestgehend einheitlichem Abstand gespeichert werden kann. Stattdessen können segmentierte Elektroden auch dazu benutzt werden, um mehrere kleine Potentiale zu schaffen, zwischen denen die Ionen durch Variation der anliegenden Gleichspannung hin- und hergeschoben werden können [19, 20]. Dieser Ansatz scheint vielversprechend für die Entwicklung skalierbarer QS oder Quantencomputer mit Ionenfallen [21], die benötigte Elektronik zur Kontrolle der verschiedenen Elektrodenspannungen stellt jedoch eine technische Herausforderung dar.

Einige interessante Quantenphänomene beruhen auf zweidimensionalen (2D) Gitterstrukturen [22, 23, 7]. Die Simulation solcher Probleme ist mit einem universellen QS, der auf eindimensionalen Ionenketten in linearen Paul-Fallen basiert, zwar prinzipiell möglich, wird jedoch bei größerer Qubitanzahl umständlich. Dieser Aufwand lässt sich vermeiden, indem man einen

QS mit einer 2D Geometrie benutzt, welche dem zu simulierenden System entspricht. Bei geeigneter Auswahl der Fallenparameter können sich zweidimensionale Ionenkristalle in linearen Paul-Fallen ausbilden [24, 25]. Dabei werden die Ionen allerdings nicht im Minimum des Pseudopotentials der Falle gefangen und daher verstärkt durch die an der Falle anliegende Wechselspannung im Radiofrequenzbereich (RF) angetrieben und erhitzt [26]. Dieses RF-Heizen wird mit steigender Ionenzahl zu einem immer größeren Problem und begrenzt QS mit Ionenkristallen in Paul-Fallen auf ungefähr 100 Qubits. Eine skalierbare Variante scheinen Ionenkristalle in Penning-Fallen darzustellen [27]. Diese Art von Ionenfallen beruht auf statischen elektrischen und magnetischen Feldern und kommt ohne RF-Heizen verursachende Wechselfelder aus.

Ionenkristalle haben eine vorgegebene Struktur, wünschenswert ist es jedoch, beliebige 2D Gitter nachzubilden zu können. Anordnungen von sphärischen Ionenfallen mit jeweils einem Ion pro Falle bieten diese Freiheit [28, 29]. In Innsbruck wurde ein Konzept für eine 2D Anordnung sphärischer Paul-Fallen mit individuell einstellbarer Wechselwirkung zwischen benachbarten Ionen entwickelt [30], welches mithilfe eines quadratischen  $4 \times 4$ -Gitters für Ionenwolken mit einem Abstand  $s = 1,5$  mm zwischen den einzelnen Fallen experimentell untersucht wurde. Kohärente Quantenoperationen sind in dieser Ionenfalle nicht möglich, da die Wechselwirkungszeit  $T_{\text{WW}} \propto s^3$  dazu zu groß ist. Daher wurde eine weiteres  $4 \times 4$ -Gitter mit einem kleineren Fallenabstand  $s = 0,1$  mm entworfen, in dem Quantenoperationen zwischen zwei Ionen gerade möglich sein sollten.

Diese Arbeit behandelt die neue Ionenfalle, die „Ziegelstadl“ getauft wurde<sup>1</sup>, sowie die ersten Schritte und Experimente, die schließlich zu ihrer Verwendung als QS führen sollen. Kapitel 2 liefert den grundlegenden theoretischen Hintergrund zu Oberflächen-Paul-Fallen und einen Rückblick auf die ältere Ionenfalle mit größerem Fallenabstand. In Kapitel 3 wird die miniaturisierte Ionenfalle Ziegelstadl vorgestellt, ihre elektrische Verbindung mithilfe des Verfahrens des Drahtbondens zu einer größeren Platine geschildert und die Ergebnisse erster Experimente bzgl. der verwendbaren Spannungen dargelegt. Für Ziegelstadl wurde eine spezielle elektrische Vakuumdurchführung entwickelt, welche sich durch eine geringe Kapazität auszeichnet. Diese wird in Kapitel 4 präsentiert. Kapitel 5 befasst sich nach einer Einführung in die Grundlagen von LC-Schwingkreisen mit der Umsetzung eines solchen Resonators als Spannungsverstärker für die Wechselspannungsversorgung von Ziegelstadl.

---

<sup>1</sup>Nach der umgangssprachlichen Bezeichnung der Justizanstalt Innsbruck.

# Kapitel 2

## Einführung in Paul-Fallen

In diesem Kapitel wird der theoretische Hintergrund zum Verständnis der miniaturisierten Ionenfalle „Ziegelstadl“ behandelt, welche einer Tradition entsprechend, Ionenfallen nach Gefängnissen zu benennen, den umgangssprachlichen Namen der Justizanstalt Innsbruck trägt. Desweiteren wird der größere Vorgänger von Ziegelstadl, die Ionenfalle „Folsom“ (nach dem Folsom State Prison in den USA), vorgestellt. Zu Beginn wird die grundlegende Idee der Paul-Ionenfalle anhand der idealen Version in Abschnitt 2.1 präsentiert. In Abschnitt 2.2 wird der Übergang von der idealen Paul-Falle zur Oberflächenfalle erläutert. Abschnitt 2.3 bespricht die Möglichkeiten einer zweidimensionalen Anordnung von Oberflächenfallen, Abschnitt 2.4 zeigt deren Umsetzung durch die Ionenfalle Folsom. Abschnitt 2.5 schließlich weist auf die Probleme mit Folsom hin und erklärt die Notwendigkeit der miniaturisierten Falle Ziegelstadl.

### 2.1 Grundlagen der Paul-Falle

Das Gaußsche Gesetz besagt, dass die Anzahl der Feldlinien, die in eine geschlossene Oberfläche hineingehen, gleich der ist, die aus ihr hinausgehen, wenn die Oberfläche keine elektrische Ladung umschließt [31]. Daher kann es in einem elektrostatischen Potential keinen stabilen Gleichgewichtspunkt für ein geladenes Teilchen geben (Earnshaw-Theorem). Ist das Potential in einer Richtung fangend, so muss es in eine andere instabil sein. Es wurden zwei Möglichkeiten entdeckt, um trotzdem geladene Teilchen mithilfe elektrischer Felder zu speichern: Wolfgang Paul entwickelte die Paul-Falle, welche ein elektrisches Wechselfeld verwendet [32], und Hans Georg Dehmelt erfand die Penning-Falle, die zusätzlich zu einem elektrostatischen Feld ein statisches magnetisches Feld benutzt [33, 34]. Sowohl Paul als auch Dehmelt erhielten dafür 1989 einen Anteil am Physiknobelpreis.

Hier wollen wir uns auf die sphärische Paul-Falle konzentrieren (für eine detailliertere Behandlung der Penning-Falle wie auch der linearen Paul-Falle s. z.B. [36, 37]). Sie besteht im idealen Fall aus einer Ringelektrode mit hyperbolischer Oberfläche und einem Innenradius  $r_0$  und zwei ebenfalls hyperbolischen Endkappenelektroden im Abstand  $2z_0$  mit  $z_0 = r_0/\sqrt{2}$  (s. Abb. 2.1a), zwischen denen eine Wechselspannung  $V \cos(\Omega t)$  und eventuell eine Gleichspannung  $U$  angelegt ist [32]. Das sich ergebende Potential ist durch die Gleichung

$$\Phi = \frac{\Phi_0(r^2 - 2z^2)}{r_0^2 + 2z_0^2} \quad (2.1)$$

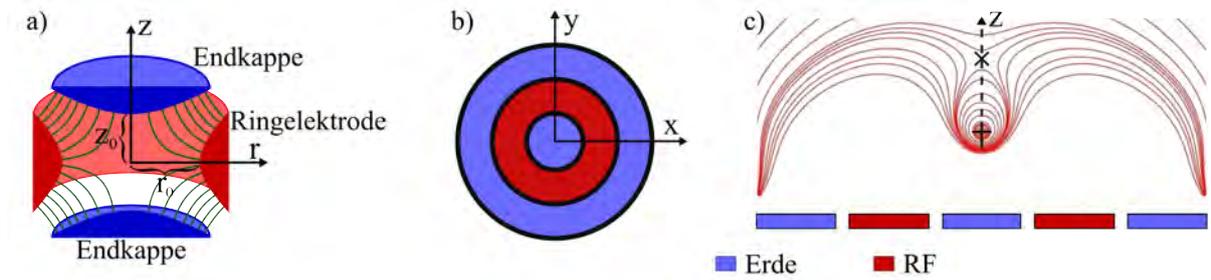


Abbildung 2.1: a) Querschnittsskizze einer idealen Paul-Falle mit hyperbolischen Elektroden. Die Endkappen haben einen Abstand  $2z_0$  voneinander, die Ringelektrode einen Innendurchmesser  $2r_0$ . Zwischen der Ringelektrode und den Endkappen wird eine Spannung  $U + V \cos(\Omega t)$  angelegt, welche ein Quadrupolfeld erzeugt. Die Feldlinien sind eingezeichnet. b) Schematische Ansicht einer sphärischen Oberflächen-Paul-Falle von oben. Eine kreisförmige geerdeten Elektrode ist von einer RF-Ringelektrode und einer geerdeten Ringelektrode umgeben. Die Elektroden liegen alle in einer Ebene. c) Querschnittsskizze einer Oberflächenfalle mit eingezeichneten Äquipotentiallinien. Das erzeugte Pseudopotential verfügt über ein Minimum (mit einem + gekennzeichnet), in dem Ionen gefangen werden können. Das X markiert ein Potentialmaximum in  $z$ -Richtung, die Falltiefe ist die Differenz zwischen diesem und dem Minimum. c) nach [35].

mit  $\Phi_0 = U + V \cos(\Omega t)$  gegeben. Die daraus folgenden Bewegungsgleichungen in radialer und axialer Richtung lassen sich als Mathieu-Gleichungen [38]

$$\frac{d^2 i}{d\tau^2} + (a_i + 2q_i \cos(2\tau))i = 0, \quad i = r, z \quad (2.2)$$

mit den dimensionslosen Parametern

$$a_z = -2a_r = \frac{4eU}{mz_0^2\Omega^2}, \quad q_z = -2q_r = \frac{2eV}{mz_0^2\Omega^2}, \quad \tau = \frac{\Omega t}{2} \quad (2.3)$$

schreiben, wobei  $e$  und  $m$  die Ladung des Teilchens bzw. seine Masse bezeichnen. Ob das Teilchen in der Falle gefangen ist, entscheidet sich über die Parameter  $a_z$  und  $q_z$  und kann im Stabilitätsdiagramm (s. Abb. 2.2) abgelesen werden. Für  $a_z, q_z \ll 1$  lässt sich die Bewegung eines stabil gefangenen Teilchens als Schwingung mit der Frequenz  $\omega_i = \beta_i \Omega / 2$  mit  $i = r, z$  und  $0 < \beta_i < 1$ , der sogenannten säkularen Bewegung, beschreiben, die von einer schnelleren Oszillation mit der Wechselspannungsfrequenz  $\Omega$ , der Mikrobewegung, überlagert wird [37]. Für  $U = 0$  ist die Falltiefe<sup>1</sup> in radialer Richtung [32]

$$D_r = \frac{|q_r|}{8} V = \frac{eV^2}{4mr_0^2\Omega^2}, \quad (2.4)$$

in axialer Richtung ist sie doppelt so groß.

<sup>1</sup>Die Falltiefe ist hier in der Dimension eines elektrischen Potentials angegeben. Die entsprechende potentielle Energie erhält man, indem man  $D_i$  mit der Ladung des Teilchens multipliziert.

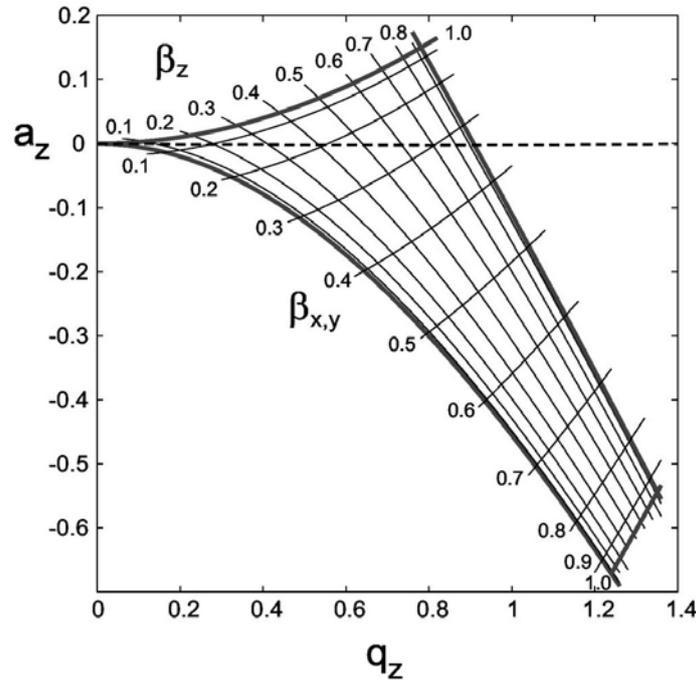


Abbildung 2.2: Ausschnitt aus dem Stabilitätsdiagramm für eine ideale sphärische Paul-Falle. Die dick umrandete Fläche bildet den niedrigsten Bereich von Fallenparametern, die ein stabiles Fangen ermöglichen. Es gilt  $\beta_{x,y} = \beta_r$ . Aus [38].

## 2.2 Oberflächen-Paul-Fallen

Die ideale Paul-Falle sieht unendlich große Elektroden mit hyperbolischem Querschnitt vor. Dies ist in der Praxis natürlich nicht umzusetzen: Zumindest sind die realen Elektroden endlich, meistens wird zudem auch von der hyperbolischen Form abgewichen. Dadurch wird vor allem das Fallenpotential in den äußeren Bereichen verändert, während es im Fallenzentrum weitestgehend gleich bleibt. Daher sind auch viele abgeänderte Elektrodenkonfigurationen als Falle verwendbar, wenn auch mit einer abweichenden (im Allgemeinen verminderten) Fallentiefe  $D = \kappa_D D_{\text{ideal}}$  im Vergleich zur idealen Paul-Falle.

Bei Oberflächenfallen liegen alle Elektroden in einer Ebene, was die Herstellung insbesondere kleiner Fallen stark vereinfacht, da so auf Standardverfahren der Mikrotechnik zurückgegriffen werden kann [39, 40]. Eine sphärische Oberflächenfalle, wie sie in Abb. 2.1b) dargestellt ist, besteht aus einer kreisförmigen Elektrode auf Masse, einer diese umgebenden Ringelektrode, an die eine Wechselspannung angelegt ist, und einer weiteren äußeren Ringelektrode, welche wiederum geerdet ist [41, 30]. Über diesen Elektroden bildet sich ein Quadrupolfeld aus (s. Abb. 2.1c), welches im Abstand  $d$  auf der Achse senkrecht zur Fallenoberfläche durch die Mitte der Kreiselektrode ein Potentialminimum aufweist, in dem Ionen gefangen werden können. Auf der gleichen Achse befindet sich weiter oben ein lokales Maximum. Die Fallentiefe [30]

$$D = \frac{\kappa_D e V^2}{4 m d^2 \Omega^2} \quad (2.5)$$

ist durch die Potentialdifferenz zwischen Minimum und Maximum gegeben. Mithilfe der Faustregel

$$\frac{\omega}{\Omega} = \frac{\kappa eV}{Km\Omega^2 d^2} \approx \frac{1}{7} \quad (2.6)$$

für das Verhältnis zwischen säkularer und Antriebsfrequenz, wobei  $\kappa$  die Falleneffizienz ist und  $K$  eine von der betrachteten Achse abhängige dimensionslose Konstante, lassen sich geeignete Fallenparameter im Innern des Stabilitätsdiagramms erreichen.

## 2.3 Zweidimensionale Anordnung von Oberflächen-Paul-Fallen

Verschiedene interessante Phänomene wie z.B. der gebrochenzahlige Quanten-Hall-Effekt oder die Hochtemperatursupraleitung basieren auf 2D Gitterstrukturen [22, 23]. Des weiteren bilden 2D Cluster-Zustände die Grundlage eines Einweg-Quantencomputers [42]. Für die Simulation solcher Phänomene oder den Aufbau eines Einweg-Quantencomputers ist es sinnvoll, die Qubits tatsächlich in einer 2D räumlichen Anordnung vorliegen zu haben. Mit Ionen lässt sich dies durch ein Gitter aus Oberflächen-Paul-Fallen umsetzen, in denen je ein einzelnes Ion als Qubit gespeichert wird.

Für einige Anwendungen ist es nötig, die Wechselwirkung benachbarter Qubits regeln zu können. Die Ionen interagieren untereinander durch die Coulomb-Kraft. Das Coulomb-Potential zweier einfach positiv geladener Ionen  $a$  und  $b$  in zwei Fallen wird durch die Gleichung [43]

$$U(x_a, x_b) = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{e^2}{s - x_a + x_b}, \quad (2.7)$$

beschrieben, wobei  $\epsilon_0$  die Vakuumpermittivität ist,  $e$  die Elementarladung und  $s$  der Abstand der Minima des reinen Fallenpotentials. Durch  $x_i$ ,  $i = a, b$  wird die Abweichung der Gleichgewichtsposition des Ions  $i$  vom Minimum des Fallenpotentials durch Abstoßung durch das andere Ion gegeben. Nähert man Gleichung 2.7 für kleine  $x_i$ , folgt für die Wechselwirkung der Ionenbewegungen für kleine Auslenkungen  $x'_i$  aus den Gleichgewichtspositionen [43, 44]

$$\frac{-e^2 x'_a x'_b}{2\pi\epsilon_0 s^3} \approx \frac{-\hbar\Omega_C}{2} (ab^\dagger + a^\dagger b) \quad (2.8)$$

mit der Kopplungsrate

$$\Omega_C = \frac{e^2}{2\pi\epsilon_0 s^3 \sqrt{m_a m_b \omega_a \omega_b}}. \quad (2.9)$$

Dabei sind  $a$  und  $b$  bzw.  $a^\dagger$  und  $b^\dagger$  die Vernichtungs- bzw. Erzeugungsoperatoren der harmonischen Oszillatoren für die Ionen  $a$  und  $b$ ,  $m_i$  ist die Masse des Ions  $i$  und  $\omega_i$  seine Schwingungsfrequenz. Anregungen des Bewegungszustandes oszillieren zwischen beiden Ionen. Identische Ionen ( $m_a = m_b = m$ ) in gleichen Potentialen ( $\omega_a = \omega_b = \omega$ ) haben ihren Bewegungszustand nach der Zeit [44, 43]

$$T_{\text{Austausch}} = \frac{\pi}{\Omega_C} = \frac{2\pi^2 \epsilon_0 s^3 m \omega}{e^2} \quad (2.10)$$

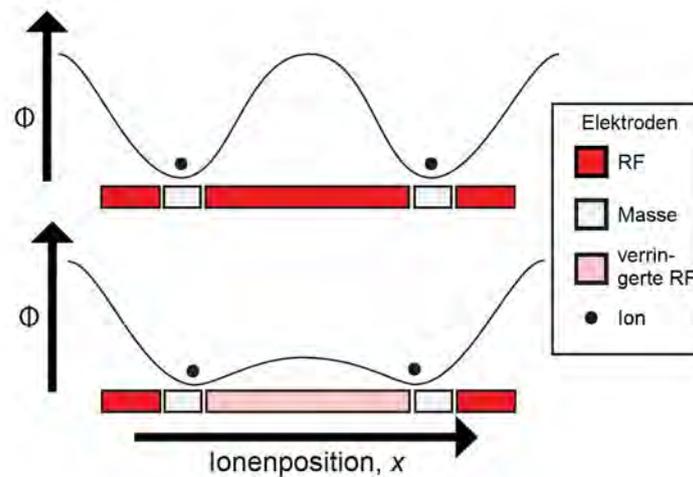


Abbildung 2.3: Durch die Senkung der RF-Spannungsamplitude zwischen den beiden Masseelektroden verkleinert sich die Krümmung des Potentials um die Minima, was zu einer geringeren Schwingungsfrequenz der Ionen führt. Außerdem rücken die gefangenen Ionen durch das asymmetrische Potential näher zueinander. Abbildung nach [30].

vollständig ausgetauscht. Der Anfangszustand mit einem Ion im Grundzustand und dem anderen im ersten angeregten Bewegungszustand entwickelt sich dementsprechend in der Zeit  $T_{\text{Bell}} = T_{\text{Austausch}}/2$  zu einem Bell-Zustand.

Durch Wahl der Ionensorte, die Dimensionierung der Falle und die Amplitude der RF-Spannung, von der die säkulare Schwingungsfrequenz der Ionen abhängt, lässt sich also die allgemeine Kopplungsrate  $\Omega_C$  bestimmen. Die Kopplung zweier benachbarter Ionen lässt sich mithilfe einer separaten RF-Elektrode zwischen ihnen steuern. Senkt man die Spannung auf dieser Elektrode unabhängig von den restlichen RF-Elektroden, wird das Pseudopotential zwischen diesen beiden Ionen flacher (s. Abb. 2.3). Dadurch verkleinert sich die Krümmung des Pseudopotentials um die Minima, was einer Verminderung der Fallenfrequenz  $\omega$  entspricht. Zudem rücken die adressierten Ionen im asymmetrischen Potential näher zueinander, d.h. der Ionenabstand  $s$  wird kleiner. Insgesamt kann man so die Wechselwirkung zwischen den beiden Ionen kontrolliert vergrößern. Abbildung 2.4 zeigt als Beispiel einer 2D Falle mit adressierbarer Wechselwirkung zwischen benachbarten Ionen die Elektrodenstruktur für eine quadratisches Gitter mit  $4 \times 4$  Ionenfallen.

## 2.4 Die Ionenfalle „Folsom“

Nach Vorversuchen an einer  $2 \times 2$ -Falle für geladene Staubpartikel [30], wurde die Ionenfalle „Folsom“ hergestellt (s. Abb. 2.5). Folsom ist ein quadratisches  $4 \times 4$ -Gitter aus sphärischen Oberflächen-Paul-Fallen mit adressierbaren RF-Elektroden für die inneren vier Ionenfallen. Die Elektroden sind auf einer  $170 \mu\text{m}$  dicken Leiterplatte aus dem Material RO4350B™ des Herstellers Rogers Corporation [45] aufgebracht und bestehen aus einer  $15 \mu\text{m}$  dicken Lage Kupfer welches mit 130 bis 250 nm Silber und 20 bis 50 nm Gold beschichtet ist. Die Freiräume zwischen den Elektroden sind  $50 \mu\text{m}$  breit. Der Abstand zwischen zwei Potentialminima im nicht

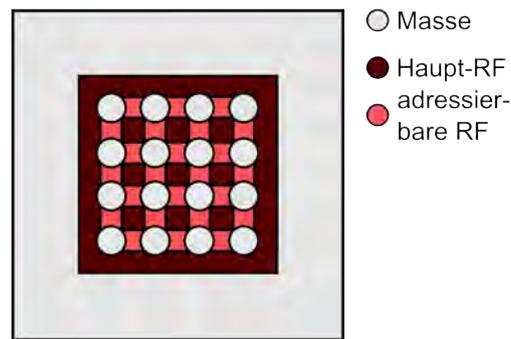


Abbildung 2.4: Schematische Darstellung einer quadratischen  $4 \times 4$ -Anordnung von Ionenfallen mit adressierbaren RF-Elektroden.

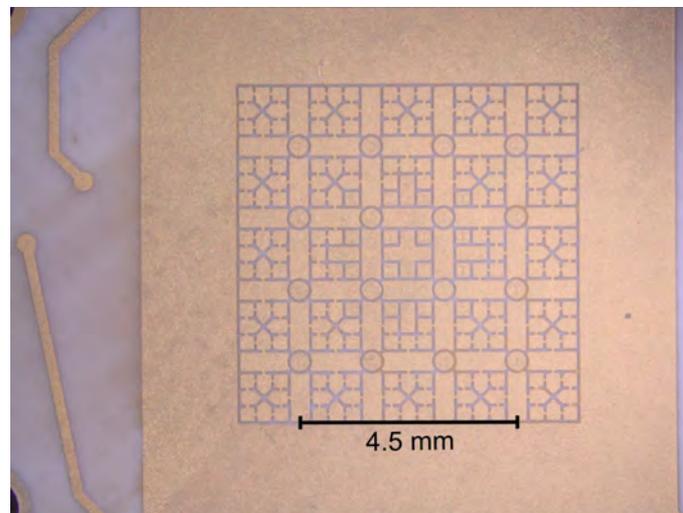


Abbildung 2.5: Photo der Ionenfalle Folsom. Ionen können oberhalb der 16 kreisförmigen Elektroden gespeichert werden. Die quadratischen RF-Elektroden sind feiner segmentiert, um zusätzliche Gleichspannungen anlegen zu können.

adressierten Fall beträgt  $s = 1,5$  mm. Die adressierbaren RF-Elektroden sind knapp dreimal so lang wie der Durchmesser der geerdeten Elektroden. Die Elektroden für die Haupt-RF-Spannung sind weiter segmentiert, um zusätzliche Gleichspannungen für die Feinjustage der Falle anlegen zu können.

Folsom wird mit einer RF-Spannung mit einer Amplitude  $V \approx 105$  V mit einer Frequenz  $\Omega = 2\pi \cdot 10,7$  MHz betrieben [46]. Der Ionen-Elektroden-Abstand beträgt gut  $400 \mu\text{m}$ . Es werden mehreren RF-Spannungen für die Haupt- und die adressierbaren RF-Elektroden verwendet. Damit zwischen diesen Spannungen bei unterschiedlicher Amplitude keine Phasenverschiebung entsteht, wurde ein Phasenregelkreis für die Resonatoren, welche die RF-Spannung liefern, entwickelt. Mithilfe von Folsom wurde die Funktionstüchtigkeit dieser Elektronik gezeigt. Außerdem wurde demonstriert, dass gefangene  $^{40}\text{Ca}^+$ -Ionenwolken durch Veränderung der RF-Amplitude einer adressierbaren RF-Elektrode hin- und herbewegt werden können.

## 2.5 Von „Folsom“ zu „Ziegelstadl“

In Folsom lassen sich keine RF-adressierten Quantengatteroperationen durchführen, da diese einige 100 ms dauern würden und somit im Vergleich zur Kohärenzzeit der  $\text{Ca}^+$ -Ionen zu viel Zeit benötigen [30]. Möglich werden Quantengatteroperationen für Gatterzeiten  $T_{\text{gate}} \lesssim 1$  ms, was einer miniaturisierten Version der Ionenfalle mit einem geringeren Abstand zwischen zwei Ionen von  $s \approx 100 \mu\text{m}$  entspricht. Zur Verkleinerung der Gatterzeiten im adressierten Fall ist es zudem sinnvoll, das Verhältnis zwischen der Länge der adressierbaren RF-Elektroden und dem Durchmesser der geerdeten Elektroden zu verringern. Die Ionenfalle „Ziegelstadl“, welche in Kapitel 3 beschrieben wird, erfüllt diese Bedingungen.

Für Ziegelstadl wird ein Ionen-Elektroden-Abstand  $d = 50 \mu\text{m}$  erwartet. Aus Formel 2.6 ist ersichtlich, dass für einen stabilen Betrieb von Ziegelstadl daher entweder eine höhere Antriebsfrequenz  $\Omega$  oder eine kleinere Spannungsamplitude  $V$  im Vergleich zu Folsom benötigt wird. Letzteres würde zum Nachteil einer geringeren Falltiefe führen, da diese gemäß Formel 2.5 proportional zu  $V^2$  ist, während  $V$  in Gleichung 2.6 nur in erster Potenz vorkommt. Dies spricht für eine RF-Frequenz  $\Omega \approx 2\pi \cdot 80$  MHz. Allerdings wachsen die für die Erzeugung einer RF-Spannungsamplitude  $V$  benötigte Stromamplitude  $I = \Omega CV$  und die verbrauchte Leistung mit höherer Antriebsfrequenz. Daher wird zunächst eine RF-Frequenz  $\Omega \approx 2\pi \cdot 40$  MHz angestrebt. Mit einer Wechselspannung von ungefähr  $50 V_{\text{rms}}$  bis  $100 V_{\text{rms}}$  sollte das Fangen von Ionen möglich sein. Falltiefen in der Größenordnung von einigen 0,1 eV werden erwartet, genaue Simulationen stehen allerdings noch aus.

Aufgrund der relativ hohen Antriebsfrequenz  $\Omega$  ist zudem ist eine niedrige Kapazität  $C$  wünschenswert, um den Leistungsverbrauch gering zu halten.  $C$  ist dabei nicht nur die Kapazität der Falle selbst, sondern die Gesamtkapazität der Falle und der zu ihr führenden elektrischen Verbindungen. Deshalb wurde für Ziegelstadl eine spezielle Vakuumdurchführung entwickelt, die sich durch eine geringe Kapazität auszeichnet (s. Kapitel 4).

## 2.6 Zusammenfassung

Paul-Fallen sind Ionenfallen, die geladene Teilchen mithilfe von elektrischen Wechselfeldern fangen. Die ideale Paul-Falle besteht aus einer hyperbolischen Ringelektrode und zwei ebenfalls hyperbolischen Endkappen, zwischen denen eine Wechselspannung mit Frequenz  $\Omega$  anliegt. Abweichungen von dieser Geometrie, z.B. Oberflächenfallen, bei denen alle Elektroden auf einer Ebene liegen, sind möglich, solange weiterhin ein Pseudopotential mit einem lokalen Minimum erzeugt wird. Gespeicherte Teilchen oszillieren um dieses Minimum, wobei sich ihre Bewegung in eine langsame, säkulare Schwingung mit Frequenz  $\omega$  und eine schnellere Mikrobewegung mit der Antriebsfrequenz aufteilen lässt. Mit der Faustregel  $\omega/\Omega \approx 1/7$  für das Verhältnis dieser Frequenzen lassen sich stabile Fallenparameter erreichen.

Gitter aus sphärischen Oberflächen-Paul-Fallen mit je einem gefangenen Ion pro Falle sind ein Ansatz für einen skalierbaren Quantensimulator. Benachbarte Ionen interagieren über die Coulomb-Wechselwirkung. Für die Kopplungsrate gilt  $\Omega_C \propto 1/(s^3\omega)$ , wobei  $s$  der Abstand zwischen den Ionen ist. Mithilfe segmentierter RF-Elektroden lässt sich die RF-Spannung zwischen zwei benachbarten Ionen senken, wodurch  $s$  und  $\omega$  verkleinert werden. Somit kann die Wechselwirkungsstärke für Paare von benachbarten Ionen kontrolliert werden. Mit der Ionenfal-

le Folsom wurden die Grundideen dieses Konzepts experimentell bestätigt. Für Quantensimulationen sind die Gatterzeiten in Folsom jedoch zu groß. Mit einer neuen Ionenfalle, Ziegelstadl, sollten sich nutzbare Gatterzeiten ergeben.

# Kapitel 3

## Die Ionenfalle „Ziegelstadl“

Dieses Kapitel behandelt die Ionenfalle „Ziegelstadl“, welche den Mittelpunkt dieser Arbeit bildet. In Abschnitt 3.1 werden der Aufbau, die Materialien und die Dimensionen der Falle beschrieben. Abschnitt 3.2 widmet sich der Methode des Drahtbondens, die benutzt wurde, um die elektrischen Verbindungen zwischen Ziegelstadl und einer Leiterplatte herzustellen, und eben jener Platine. Mithilfe dieser Kontakte konnten die Durchschlagsspannungen mehrerer Exemplare des Ziegelstadl-Chips gemessen werden. Die Ergebnisse finden sich in Abschnitt 3.3.

### 3.1 Aufbau

Bei Ziegelstadl handelt es sich um  $4 \times 4$  sphärische Oberflächenionenfallen, die in einem quadratischen Muster angeordnet sind (s. Abb. 3.1). Ionen können oberhalb von 16 kreisförmigen Elektroden gefangen werden, von denen die äußeren zwölf auf Masse liegen, während an die inneren vier eine Gleichspannung angelegt werden kann. Die übrigen Elektroden werden mit einer RF-Wechselspannung versorgt. Durch die Variation der RF-Spannungsamplitude einzelner Elektroden kann gezielt die Wechselwirkung benachbarter Ionenpaare kontrolliert werden.

Das Forschungszentrum Mikrotechnik der Fachhochschule Vorarlberg hat die Falle Ziegelstadl auf einem Siliciumdioxidsubstrat ( $\text{SiO}_2$ ) mit den Maßen  $1,1 \text{ mm} \times 1,1 \text{ mm} \times 0,55 \text{ mm}$

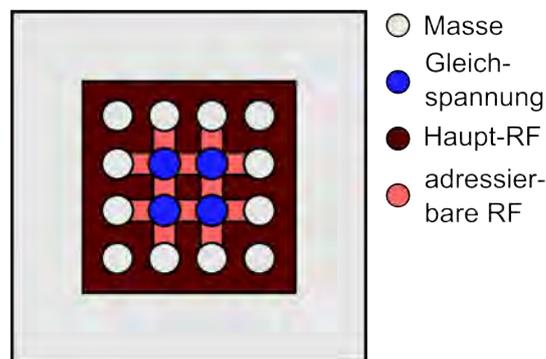


Abbildung 3.1: Skizze der Elektrodenanordnung von Ziegelstadl. Ionen können oberhalb der kreisförmigen Gleichspannungs- und Massenelektroden gefangen werden.

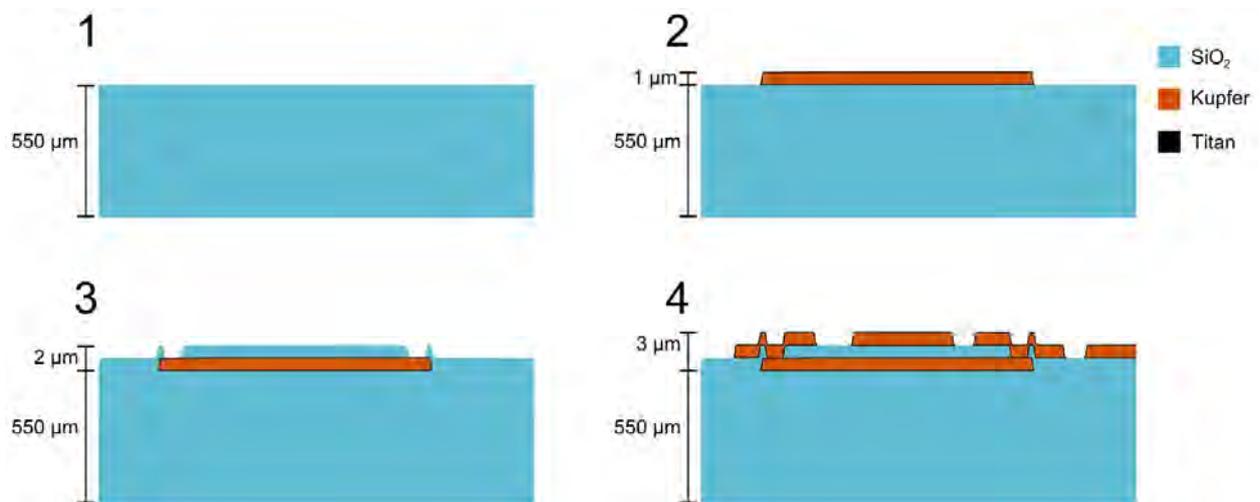


Abbildung 3.2: Schematische Darstellung des Aufbaus von Ziegelstadl im Querschnitt. Auf ein  $550\ \mu\text{m}$  hohes  $\text{SiO}_2$ -Substrat werden in einer ersten Kupferlage Leiterbahnen aufgebracht. Diese werden im nächsten Schritt mit einer isolierenden  $\text{SiO}_2$ -Schicht überzogen, bevor schließlich die Elektroden und Bondinseln als weitere Kupferschicht hinzukommen. Alle drei Schichten sind je  $1\ \mu\text{m}$  dick. Durch die sich teilweise überlappenden Schichten ist die Oberfläche nicht eben, wie auch im Bild des Rasterelektronenmikroskops in Abb. 3.3 zu sehen ist.

(Breite  $\times$  Länge  $\times$  Höhe) angefertigt. Auf dem Substrat sind zwei Kupferschichten und eine isolierende  $\text{SiO}_2$ -Lage dazwischen aufgebracht (s. Abb. 3.2 für eine schematische Darstellung der Herstellung und Abb. 3.3 für ein Rasterelektronenmikroskopfoto des Chips). Die obere Kupferlage bildet die bereits beschriebene Elektrodenstruktur sowie Anschlussflächen für das Drahtbonds (Bondinseln), während die untere Kupferschicht die Verbindungen dazwischen herstellt. Die  $\text{SiO}_2$ -Schicht und beide Kupferschichten haben eine nominelle Dicke von  $1\ \mu\text{m}$ . Zwischen jeder  $\text{SiO}_2$ - und Kupferlage befindet sich eine nominell  $50\ \text{nm}$  dicke Titanschicht, welche dafür sorgt, dass die Schichten aneinander haften. Auch über der obersten Kupferlage ist eine solche Titanschicht, die hier die Oxidation des Kupfers während der Lagerung des Chips verhindert.

Der Abstand zweier Ionen wird im nicht adressierten Fall  $100\ \mu\text{m}$  betragen (s. Abb. 3.4). Die Aussparungen zwischen den Elektroden in der oberen Kupferlage sind circa  $7\ \mu\text{m}$  und die Leiterbahnen in der unteren Kupferschicht ungefähr  $15\ \mu\text{m}$  breit. Die Bondinseln haben einen Durchmesser von circa  $45\ \mu\text{m}$ . Die Breite der nichtleitenden Fläche zwischen benachbarten Bondinseln ist nicht konstant und schwankt zwischen ungefähr  $40\ \mu\text{m}$  und  $10\ \mu\text{m}$ , was Abständen zwischen ca.  $85\ \mu\text{m}$  und  $55\ \mu\text{m}$  entspricht.

Das Forschungszentrum Mikrotechnik der Fachhochschule Vorarlberg hat zwei Wafer mit jeweils vier Bereichen (A1 bis A4), die aus je 100 einzelnen Ziegelstadl-Chips (Nummer 1 bis 100) bestehen, produziert. Somit standen uns insgesamt 800 Chips zu Verfügung, von denen bislang mehr als 600 völlig unberührt sind.

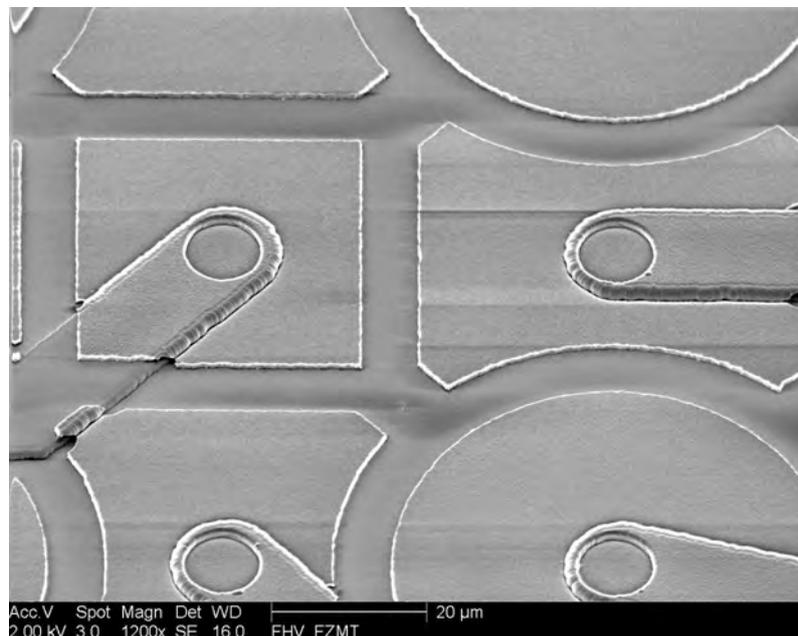


Abbildung 3.3: Mit einem Rasterelektronenmikroskop aufgenommenes Photo, auf dem die Unebenheiten der Chipoberfläche gut zu sehen sind. Das Bild wurde freundlicherweise vom Forschungszentrum Mikrotechnik der Fachhochschule Vorarlberg zur Verfügung gestellt.

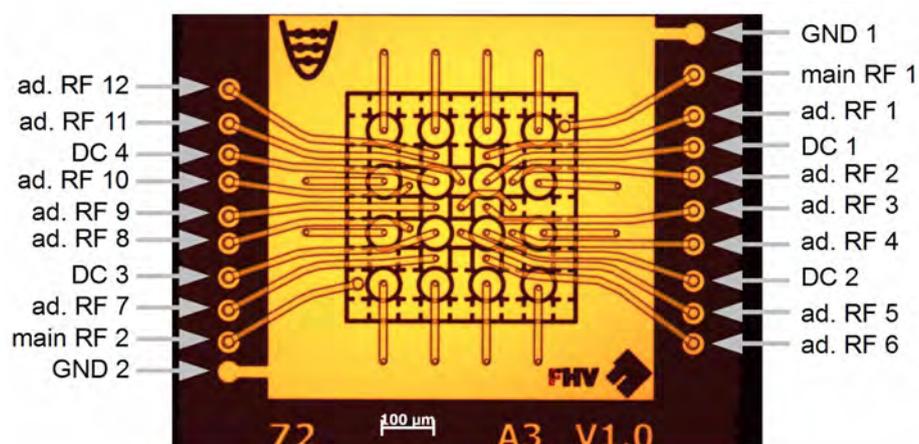


Abbildung 3.4: Mikroskopfoto von Ziegelstadl-Chip Nummer 72 A3 mit Maßstab und Bezeichnung der Anschlüsse.

## 3.2 Elektrische Kontaktierung

### 3.2.1 Kurze Einführung in die Technik des Drahtbondens

Drahtbonden ist eine weitverbreitete Technik zur elektrischen Kontaktierung in der Mikroelektronik, insbesondere für integrierte Schaltungen [47]. Hierbei wird ein Draht mit dem Bondwerkzeug unter Zuführung von Energie auf die metallischen Bondinseln gedrückt, sodass sich eine Schweißverbindung bildet (s. Abb. 3.5 für die grundlegenden Schritte des Ultraschalldrahtbondens mit Bondkeil). Es gibt verschiedene Verfahren, die sich durch die Art der Energiezufuhr und den Typ des Bondwerkzeuges unterscheiden. Beim **Thermokompressionsbonden** (engl. thermocompression bonding, TC) geschieht das Bonden unter Zufuhr von Hitze. Da hierbei Temperaturen von 300°C und höher notwendig sind, wird diese Methode heute kaum noch verwendet. **Ultraschallbonden** (engl. ultrasonic bonding, US) ist ein Raumtemperaturverfahren, bei dem die notwendige Energie durch Vibration des Bondwerkzeugs parallel zur Bondinseloberfläche geliefert wird. Übliche Vibrationsfrequenzen liegen zwischen 60 kHz und 100 kHz. **Thermo-Ultraschallbonden** (engl. thermosonic bonding, TS) verbindet beide Techniken, d.h. Bonds werden unter Ultraschallvibration bei Temperaturen zwischen 125°C und 220°C geformt. Die Bondwerkzeuge lassen sich in Bondkeile und -kapillaren einteilen. Bei ersteren wird der Draht durch eine Öse im hinteren Teil eines keilförmigen Bondwerkzeuges eingefädelt und von dort aus nach vorne unter den Bondfuß geleitet, mit welchem der Draht während des Bondvorgangs auf die Bondinsel gedrückt wird. Diese Technik wird **Keilbonden** (engl. wedge bonding) genannt. Bei zweiteren wird der Draht durch eine Kapillare geführt. Ein elektrischer Funke schmilzt das unten aus der Kapillare herausragende Ende des Drahtes, sodass dieses einen Ball formt – daher die Bezeichnung **Ballbonden** (engl. ball bonding) – der von der Kapillare gegen die Bondinsel gedrückt werden kann. Übliche Bonddrahtmaterialien sind Gold (vor allem TS-Ballbonden) und Aluminium (vor allem US-Keilbonden).

Die Physik des Bondmechanismus ist noch nicht vollständig verstanden und mathematische Modelle befinden sich noch in der Entwicklung [48, 49]. Verschiedene Gruppen haben sich mit der Untersuchung von Bondstellen befasst, um einen besseren Einblick in den Vorgang zu gewinnen [47, 50–53]. Schweißstellen bilden sich zuerst am Rand der Bondstelle, die Mitte bleibt häufig unverbunden. Je größer die Leistung und länger die Dauer der Ultraschallvibration, desto mehr schreitet der Schweißvorgang ins Innere des Bondkontakts fort. Je größer die Kraft ist, mit der Keil oder Kapillare auf den Bonddraht drücken, desto größer bleibt die nicht gebondete Fläche in der Mitte.

Da der Draht rund ist (zylinderförmig unter dem Keil oder kugelförmig unter der Kapillare), wird seine Mitte am stärksten auf die Bondinsel gedrückt. Ist die Reibungskraft, die durch den Druck von oben entsteht, größer als die Kraft der Ultraschallbewegung, so wird eine Bewegung hier verhindert. In den äußeren Regionen jedoch ist der Draht weniger fixiert, wodurch ein mikroskopisches Verrutschen (engl. microslip) möglich ist. Dieses wird dadurch begünstigt, dass die Materialien durch den Ultraschall weich gemacht werden [54, 47]. Durch den microslip werden Oxide und andere Vereinigungen abgerieben und entfernt und schließlich eine Bondverbindung zwischen den gereinigten Metalloberflächen geformt.

Golddraht lässt sich ausgezeichnet auf Goldoberflächen bonden, da es hier keine Probleme durch Oxidation gibt und sich keine intermetallischen Phasen bilden können, welche die Bondverbindung schwächen würden [47]. Es ist möglich, Golddraht auf Kupfer zu bonden,

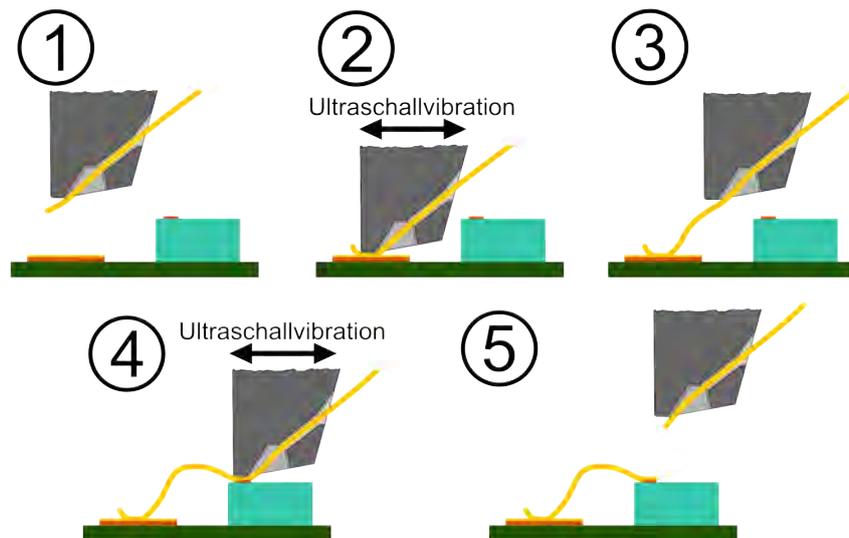


Abbildung 3.5: Die grundlegenden Schritte des Ultraschalldrahtbondens. Der Bonddraht wird mit dem Bondwerkzeug (hier: Bondkeil) auf die Oberfläche der ersten Bondinsel gedrückt und dort mithilfe von Ultraschallenergie verschweißt. Anschließend wird er mit dem Bondwerkzeug in einer Schleife zur zweiten Bondinsel geführt und auch auf diese gebondet. Nach dem zweiten Bond wird der Draht abgebrochen.

hier stellt jedoch das Kupferoxid eine Schwierigkeit dar, da es relativ weich ist und sich durch die Ultraschallvibration nur schlecht entfernen lässt [51]. Eine Lösung besteht in der Reinigung der Kupferoberfläche von Oxiden direkt vor dem Bonden, allerdings bildet sich das Kupferoxid insbesondere bei den zum TS-Bonden verwendeten Temperaturen schnell nach. Daher ist es üblich, Kupferoberflächen mit einer dünnen Schicht Silber oder Palladium zu versehen [47]. Auch auf Kupferbondinseln mit einem Titandünnsfilm ( $< 4$  nm) als Passivierungsschicht wurde erfolgreich gebondet [55, 56]. Dickere Titanfilme verhindern jedoch das Bonden, da sie durch die typischerweise verwendete Ultraschallleistung nicht entfernt werden können.

### 3.2.2 Vorbereitungen zum Drahtbonden

Die oberste Schicht des Ziegelstadl-Chips besteht, wie in Abschnitt 3.1 beschrieben, aus einer 50 nm dicken Lage Titan. Da sie zum Bonden zu dick ist, muss diese Schicht entfernt werden. Dies geschieht durch Ätzen mit gepufferter Flusssäure (Ammoniumfluorid und Flusssäure im Volumenverhältnis 7:1, engl. buffered oxide etch, HF BOE 7:1). Hierbei ist die Ätzdauer ein wichtiger Parameter, da in zu kurzer Zeit die Titanschicht nicht vollständig entfernt wird, andererseits aber auch das Siliciumdioxid von der Säure angegriffen wird und der Ätzvorgang daher nicht zu lange andauern sollte. Für Ziegelstadl erwies sich experimentell eine Ätzdauer von zwei Minuten als geeigneter Mittelweg. Nach dem Ätzen werden die Chips mit deionisiertem Wasser gereinigt und danach in Methanol gelagert, damit die freigelegte Kupferschicht vorerst nicht oxidiert.

Im nächsten Schritt werden die Chips chemisch mit Palladium beschichtet, um Oxidation zu vermeiden und das Drahtbonden zu vereinfachen. Dazu werden die Chips erneut mit

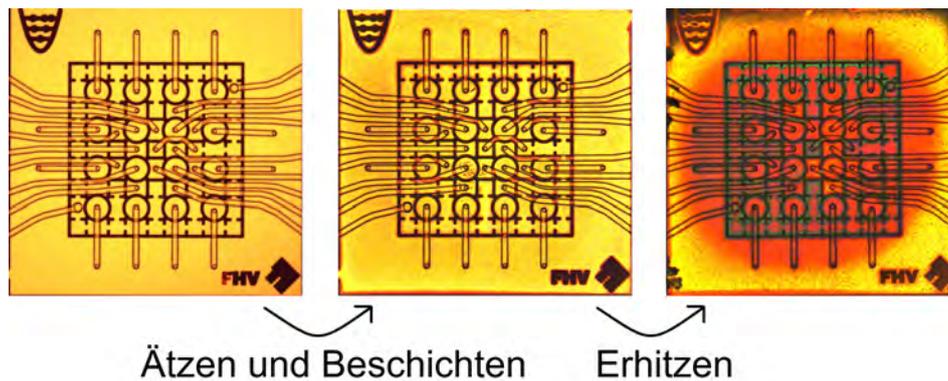


Abbildung 3.6: Veränderungen der Oberfläche von Ziegelstadl, die durch das Ätzen und Beschichten sowie durch das Erhitzen unter Atmosphäre entstehen.

deionisiertem Wasser gereinigt und dann für drei Minuten in ein auf  $50^{\circ}\text{C}$  erhitztes Palladiumplattierungstauchbad (Paladin™ Plating Bath RDX-1200 des Herstellers RD Chemical) gelegt, welches eine nominell 70 nm dicke Schicht Palladium auf dem Kupfer ablagert. Während der Plattierung sollte das Bad umgerührt werden, um eine gleichmäßigere Beschichtung zu erreichen. Anschließend werden die Chips ein weiteres Mal mit deionisiertem Wasser gereinigt. Vergleicht man die Chips vor dem Ätzen und nach dem Plattieren unter dem Mikroskop, fällt auf, dass die Oberfläche nach dem Ätzen und Plattieren etwas rauher aussieht (s. Abb. 3.6).

Die so vorbereiteten Chips werden auf eine Leiterplatte geklebt, die in Abschnitt 3.2.4 genauer beschrieben wird. Dazu wird Vacseal® (Hersteller Structure Probe, Inc) benutzt, was eigentlich ein Dichtmittel für Lecks in Vakuumsystemen ist, sich aber auch als Kleber verwenden lässt. Vacseal ist tauglich für Ultrahochvakuum (UHV, Druckbereich  $10^{-7} \text{ mbar} > p \geq 10^{-12} \text{ mbar}$  [57]) und temperaturbeständig bis  $400^{\circ}\text{C}$  in Luft bzw.  $450^{\circ}\text{C}$  in Vakuum und stellt somit keine Beschränkung für die Temperatur während des Ausheizprozesses des Vakuumsystems zum Erreichen eines UHV dar. Vacseal soll bei  $260^{\circ}\text{C}$  für eine Stunde ausgehärtet werden, allerdings beträgt die Maximaltemperatur des verwendeten Ofens  $220^{\circ}\text{C}$ . Für Ziegelstadl-Chip Nummer 37 A3 wurde diese Temperatur verwendet. Nach anderthalb Stunden war der Kleber ausreichend gehärtet, um den Chip für das Drahtbonds zu fixieren. Für Ziegelstadl 37 A3 wurde eine Durchbruchspannung von  $(112,5 \pm 7,5) \text{ V}_{\text{DC}}$  gemessen (s. Abschnitt 3.3.1), was im oberen Bereich der gemessenen Durchbruchspannungen liegt. Daher ist anzunehmen, dass auch der Ziegelstadl-Chip die Ausheiztemperatur nicht begrenzt. Allerdings oxidierte bei  $220^{\circ}\text{C}$  der Kunststoff der Leiterplatte. Deswegen wurde zu einer geringeren Temperatur übergegangen, welche die Platine nicht beschädigt. Bei  $120^{\circ}\text{C}$  dauert es circa zwei Tage, bis der Kleber ausreichend ausgehärtet ist. Die Elektroden und Bondinseln von Ziegelstadl weisen danach Verfärbungen auf, die auf Oxidation hindeuten (s. Abb. 3.6). Abgesehen von Schwierigkeiten beim Bonden ist die Oxidschicht unerwünscht, da sie die Oberfläche der Elektroden rauher macht und dadurch auch das Fallenpotential, das primär durch die Elektrodenoberflächen erzeugt wird, ungleichmäßiger wird. Dies kann zu einer verstärkten Anregung der gefangenen Ionen durch die RF-Felder und zu einer größeren Heizrate führen [58–60].

### 3.2.3 Drahtbonden

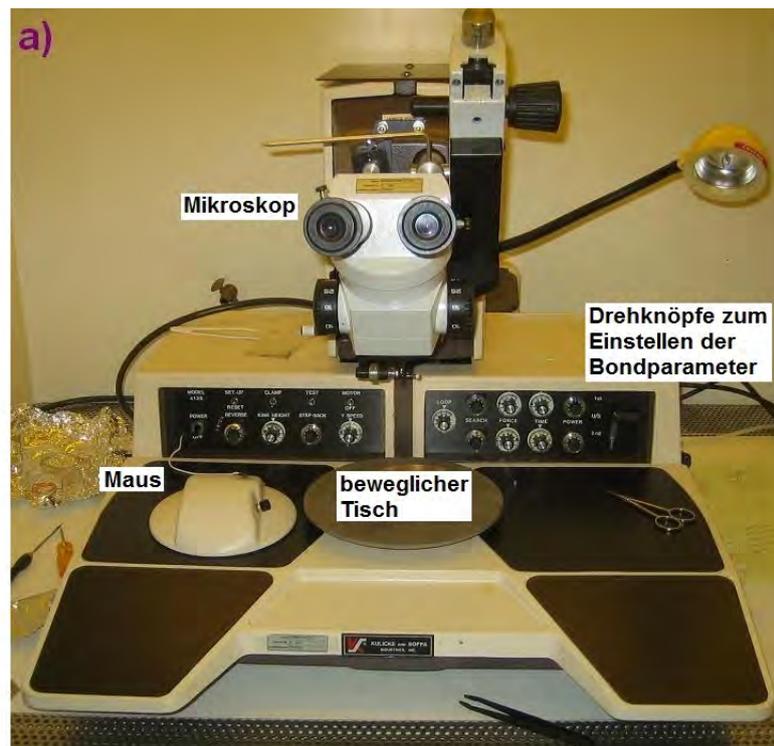
Die verwendete Bondmaschine (Kulicke & Soffa Modell 4126) befindet sich im Reinraum des Instituts (s. Abb. 3.7a). Sie benutzt die Methode des US-Keilbondens. Mithilfe eines beheizbaren Werkstückhalters ist auch TS-Bonden möglich. Der Bonddraht wird von der Spule durch eine Klemme zur Öse im Bondkeil und unter den Bondfuß geführt (Abb. 3.7b). Ist die Klemme geschlossen, kann man den Draht mit ihr vor und zurück bewegen, um so die Drahtlänge einzustellen, die über den Keil hinausragt. Der beheizbare Werkstückhalter ist höhenverstellbar. Er steht auf einer Platte, welche mithilfe einer Maus bewegt werden kann. An der Bondmaschine ist zudem ein Mikroskop angebracht, durch das man Bondkeil, Bonddraht und die üblicherweise sehr kleinen Strukturen des Werkstücks vergrößert betrachten kann. Verschiedene Parameter lassen sich über Drehknöpfe einstellen: Die Kraft (force), mit welcher der Keil während des Bondens auf das Werkstück gedrückt wird, die Dauer (time) des Bondvorgangs, die Leistung (power) der Ultraschallvibration und die Bondkeilhöhe im Suchmodus (search) jeweils für das erste und das zweite Bond sowie die Keilhöhe während der Schleifenformung zwischen erstem und zweitem Bond (loop). Alle Drehköpfe sind in zehn Skalenteile (Skt) eingeteilt. Die Ablesegenauigkeit beträgt 0,02 Skt für die Ultraschalleistungen und die Suchhöhen und 0,1 Skt für alle anderen Parameter.

Vor dem Bonden richtet man das Werkstück so aus, dass die Verbindungslinie zwischen den beiden Bondinseln parallel zur Drahtrichtung ist und die erste Bondinsel näher am Benutzer. Eine Bondverbindung lässt sich erzeugen, indem man die Maustaste presst und gedrückt hält. Der Bondkeil senkt sich nun auf die Suchhöhe herab, welche so eingestellt sein sollte, dass sich der Bondfuß nahe über der Werkstückoberfläche befindet und man beide gut durch das Mikroskop erkennen kann, der Bonddraht aber noch nicht auf das Werkstück gedrückt wird. Das Werkstück verschiebt man mit der Maus so, dass sich der Keil über der ersten Bondinsel befindet, und lässt die Maustaste los. Die Maschine erstellt nun den ersten Bondkontakt und hebt die Nadel anschließend auf die Schleifenhöhe. Ist die Bondverbindung geglückt, zieht man das Werkstück mit der Maus auf sich zu, bis sich der Keil über der zweiten Bondinsel befindet. Durch drücken der Maustaste gibt man den Befehl den zweiten Bondkontakt zu schaffen. Danach bricht die Maschine den Draht ab und geht in die Ausgangsstellung zurück, prinzipiell bereit für den nächsten Bondvorgang. Die Suchhöhen und die Schleifenhöhe lassen sich jederzeit verstellen, auch während man im jeweiligen Modus ist.

Wir verwenden zum Bonden von Ziegelstadl Golddraht mit einem Durchmesser von 17,5  $\mu\text{m}$ . Die Temperatur des Werkstückhalters ist auf 150°C eingestellt. Die erste Bondverbindung wird auf der Leiterplatte gemacht, die zweite auf dem Ziegelstadl-Chip, da der erste Bondkontakt meistens ein längeres überstehendes Drahtstück aufweist, welches auf der Platine wegen der größeren Abstände der Bondinseln ein geringeres Problem darstellt. Die Oberfläche der Leiterplatte besteht aus mit Gold beschichtetem Kupfer. Mit dem Bondkeil UT30C-C-2020-3/4-CGM des Herstellers Small Precision Tools und den Parametern

force in Skt	time in Skt	power in Skt
0,9	3,5	2,00

lassen sich hier relativ zuverlässig Bondverbindungen herstellen. Das Bonden auf Ziegelstadl erweist sich als schwieriger. Hier bildet sich oft keine haftende Bondverbindung, was auf die Oxidation der Oberfläche (s. Abb. 3.6) zurückzuführen ist. Mehrere Versuche, auf die selbe Bondinsel zu bonden, tragen die Oxidschicht nach und nach ab und führen schließlich häufig



b)

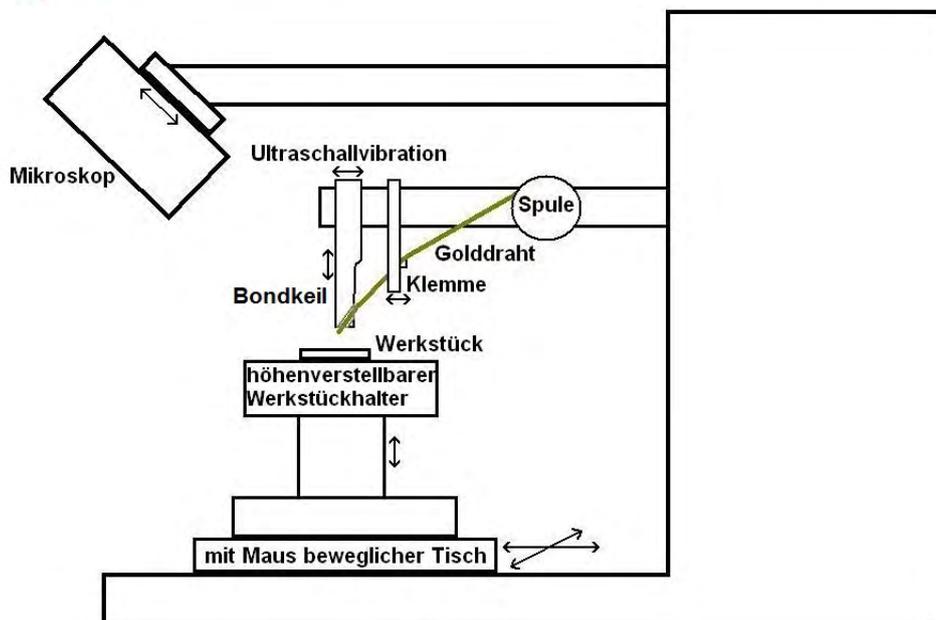


Abbildung 3.7: a) Photo der verwendeten Bondmaschine von vorne und b) Skizze von der Seite. Das Werkstück ist auf einem beheizbaren Werkstückhalter fixiert, welcher sich mithilfe der Maus bewegen lässt. Befindet sich der Bondkeil in der gewünschten Position über der Bondinsel des Werkstücks, was mit dem Mikroskop beobachtet werden kann, so lässt sich mit der Maus der Befehl zum Bonden geben. Dazu drückt die Bondmaschine den Bondkeil unter Ultraschallvibration auf das Werkstück. Die Bondparameter Kraft, Dauer, Leistung, Suchhöhe und Schleifenhöhe lassen sich über Drehknöpfe einstellen.

zum Erfolg. Effizienter ist es, die Chipoberfläche direkt vor dem Bonden mit einem in Salzsäure (32%) getunkten Wattestäbchen zu reinigen, was diese langfristig aber für Oxidation anfälliger macht. Die erfolgreichsten Parameter für den zweiten Bondkontakt waren

force in Skt	time in Skt	power in Skt
5,0	6,0	6,70

Beim Bonden wird der Draht auf grob die dreifache Breite seines ursprünglichen Durchmessers ausgewalzt, also ungefähr  $55\ \mu\text{m}$ . Vergleicht man dies mit der Distanz der Bondinseln auf Ziegelstadi zwischen einander von teilweise ebenfalls ca.  $55\ \mu\text{m}$ , ist es offensichtlich, dass es für einige benachbarte Bondinseln nicht möglich ist, Bondverbindungen zu beiden zu schaffen, ohne einen Kurzschluss zwischen diesen herzustellen. Zudem kommt der Bondfuß beim Anfertigen eines weiteren Bondkontakts häufig mit einem benachbarten in Berührung und löst diesen wieder von der Bondinsel. Der Abstand der Bondinseln von der äußeren Masse-Elektrode beträgt ca.  $75\ \mu\text{m}$ , allerdings sind die Bondverbindungen in diese Richtung ausgedehnter und schwieriger zu positionieren, weswegen es auch hier leicht zu Kurzschlüssen kommen kann. Für die meisten der in Abschnitt 3.3 beschriebenen Durchbruchspannungstest wurden daher nur die Masse- und die Haupt-RF-Elektrode mit der Leiterplatte kontaktiert. Abbildung 3.8 zeigt den Ziegelstadi-Chip Nummer 94 A3, bei dem neben diesen beiden Elektroden auch eine Gleichspannungselektrode und die vier diese umgebenden adressierbaren RF-Elektroden gebondet sind und der damit prinzipiell für erste Ionenfangversuche geeignet ist.

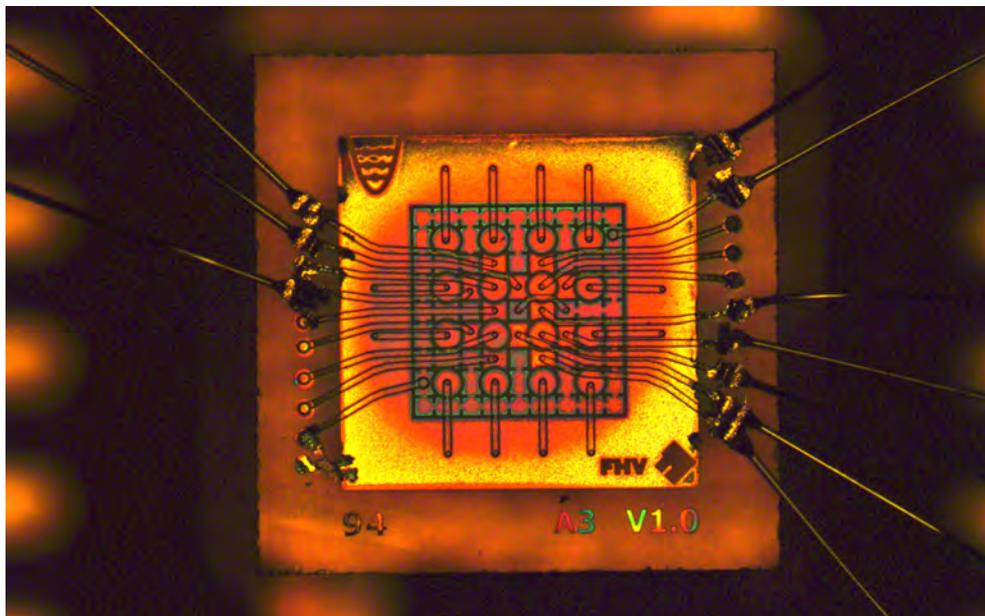


Abbildung 3.8: Ziegelstadi-Chip Nummer 94 A3 mit Bonds zur Masse, der Haupt-RF-, einer Gleichspannungs- und den vier diese umgebenden adressierbaren RF-Elektroden auf der rechten Seite des Photos. Die drei Bonds auf der linken Seite weisen einen Kurzschluss zur Masse auf.

### 3.2.4 Filterplatine

Die Platine, auf die Ziegelstadl geklebt ist, bietet die mechanische Halterung für den Chip, vor allem aber stellen ihre Leiterbahnen die elektrische Verbindung zwischen den Drahtbondkontakten und der Vakuumdurchführung dar, die in Kapitel 4 beschrieben wird. Auf der Leiterplatte befinden sich außerdem Tiefpassfilter für die vier Gleichspannungskanäle, weswegen sie im Folgenden auch als Filterplatine bezeichnet wird. Dieser Abschnitt führt zunächst die Anforderungen an die Platine auf und stellt schließlich ihre Umsetzung vor.

#### Anforderungen

**Material** Die Filterplatine wird sich in der Vakuumkammer befinden und muss daher aus UHV kompatiblen Materialien bestehen. Des Weiteren ist eine Oberfläche aus einem gut zu bondendem Metall wünschenswert.

**Maße** Wenn wir mit Ziegelstadl Ionen fangen, benötigen wir Laserzugang zu diesen, um sie zu kühlen und zu kontrollieren. Ein fokussierter Gauß-Strahl divergiert entsprechend der Formel

$$w^2(z) = w_0^2 (1 + (z/z_0)^2), \quad (3.1)$$

wobei  $w(z)$  der Strahlradius im Abstand  $z$  vom Fokus,  $w_0$  der Strahlradius im Fokus und  $z_0$  Rayleigh-Länge ist. Ein auf die Ionen fokussierter Strahl sollte die Filterplatine nicht treffen, was deren Breite entlang der Strahlachse begrenzt.

Ein über der Mitte von Ziegelstadl fokussierter Strahl (s. Abb. 3.9) hat am Rand des Chips  $z_Z = 1,1 \text{ mm}/2 = 0,55 \text{ mm}$  einen Radius

$$w(z_Z) = w_0 \left( 1 + \left( \frac{z_Z \lambda}{\pi w_0^2} \right)^2 \right)^{\frac{1}{2}} \approx 14,8 \mu\text{m}, \quad (3.2)$$

wobei  $z_0 = \pi w_0^2 / \lambda$  für die Rayleigh-Länge eingesetzt wurde und der gewünschte Strahlradius  $w_0 = 5 \mu\text{m}$  im Fokus und die Wellenlänge  $\lambda = 397 \text{ nm}$  des Kühlübergangs zwischen dem  $S_{1/2}$  Grundzustand und dem  $P_{1/2}$  angeregten Zustand des  $^{40}\text{Calcium}^+$ -Ions benutzt wurden. Damit ergibt sich ein Verhältnis  $d/w(z_Z) \approx 3,4$  zwischen dem geplanten Ionenelektrodenabstand  $d = 50 \mu\text{m}$  und dem Strahlradius  $w(z_Z)$ . Möchten wir dieses Verhältnis am Rand der Platine beibehalten, ergibt sich mit der Höhe des Chips  $h = 550 \mu\text{m}$  ein maximaler Strahlradius

$$w(z_{\text{FP, max}}) = \frac{w(z_Z) (d + h)}{d} \approx 177 \mu\text{m} \quad (3.3)$$

und eine maximale Leiterplattenbreite

$$2z_{\text{FP, max}} = 2 \frac{\pi w_0^2}{\lambda} \left( \left( \frac{w(z_{\text{FP, max}})}{w_0} \right)^2 - 1 \right)^{\frac{1}{2}} \approx 14 \text{ mm} \quad (3.4)$$

entlang der Laserachse. Für eine geringere Breite der Filterplatine ist der Laserzugang durch den Ziegelstadl-Chip begrenzt und nicht durch die Leiterplatte. Wird ein größeres Verhältnis

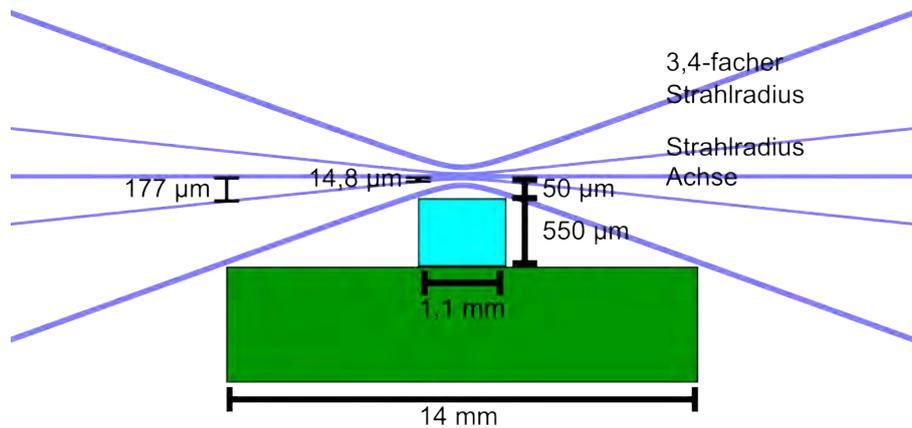


Abbildung 3.9: Damit der Laserzugang mit einem Gaußstrahl, der 50 µm über der Mitte des Chips fokussiert ist, nicht durch die Filterplatine beschränkt ist, darf sie höchstens 14 mm breit sein.

$d/w(z_z)$  gewünscht, lässt sich das über Variation des Strahlradius  $w_0$  im Fokus erreichen. Der Strahlradius an der Kante des Ziegelstadl-Chips wird für die Wellenlänge  $\lambda = 397$  nm minimal für  $w_0 \approx 8,3 \mu\text{m}$  mit  $w(z_z) \approx 11,8 \mu\text{m}$ , womit sich  $d/w(z_z) \approx 4,2$  ergibt. Für diesen Strahlradius im Fokus folgt  $w(z = 7 \text{ mm}) \approx 106 \mu\text{m}$  und  $d/w(z = 7 \text{ mm}) \approx 5,6$ .

Die äußeren Maße der Filterplatine werden durch das Design der elektrischen Vakuumdurchführung vorgegeben. Auf der Vakuumseite der Durchführung (s. Abb. 4.3) befinden sich Stecksockel (Mill-Max 1038-0-15-15-30-27-04-0) in zwei Doppelspalten mit jeweils 15 Reihen, wobei jede Reihe jeder Doppelspalte einen Signalkanal und einen geerdeten Stecksockel bietet. Die äußeren Spalten sind 81 mm voneinander entfernt, der Abstand zwischen zwei benachbarten Reihen beträgt 5 mm. Für Ziegelstadl benötigen wir 18 Kanäle (zwei für die Haupt-RF-Elektrode, zwölf für die adressierbaren RF Elektroden und vier für die Gleichspannungselektroden).

**Tiefpassfilter** Der Tiefpassfilter für die Gleichspannungskanäle hat verschiedene Funktionen zu erfüllen:

- Die Gleichspannungselektroden sind von RF-Elektroden umgeben, wodurch die an zweiten anliegende RF-Spannung kapazitiv auf erstere eingekoppelt werden kann. Dies vermindert die effektive Tiefe des Fallenpotentials und destabilisiert die Falle, was vermieden werden sollte. Zu diesem Zweck sollten die Gleichspannungselektroden für Wechselspannungen mit der Antriebsfrequenz  $\Omega \approx 2\pi \cdot 40 \text{ MHz}$  eine Verbindung mit niedriger Impedanz zur Masse aufweisen.
- Durch die Bewegung eines über der Gleichspannungselektrode gefangenen Ions kann in der Elektrode eine Wechselspannung mit der Fallenfrequenz  $\omega_{\text{Falle}} \approx \Omega/7 \approx 2\pi \cdot 6 \text{ MHz}$  induziert werden, wodurch die Schwingung des Ions verstärkt würde. Daher sollte die Gleichspannungselektrode auch für diese Frequenz gut geerdet sein, um das Aufheizen des Ions gering zu halten.

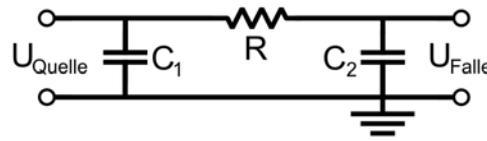


Abbildung 3.10: Schaltbild eines in beide Richtungen wirkenden Tiefpassfilters.

- Die Gleichspannungsquelle könnte höherfrequentes Rauschen aufweisen, welches nicht zur Gleichspannungselektrode gelangen sollte. Dieses Rauschen ist im Frequenzbereich zwischen  $2\pi \cdot 5 \text{ MHz}$  und  $2\pi \cdot 15 \text{ MHz}$  zu erwarten.

Wir benötigen daher einen Tiefpass sowohl von der Falle zur Quelle als auch von der Quelle zur Falle. Abbildung 3.10 zeigt das Schaltbild eines solchen Filters. Die theoretische Übertragungsfunktionen sind

$$|A_{F \rightarrow Q}| = \left| \frac{\frac{1}{i\omega C_1}}{R + \frac{1}{i\omega C_1}} \right| = \frac{1}{\sqrt{1 - (\omega C_1 R)^2}} \quad (3.5)$$

$$|A_{Q \rightarrow F}| = \left| \frac{\frac{1}{i\omega C_2}}{R + \frac{1}{i\omega C_2}} \right| = \frac{1}{\sqrt{1 - (\omega C_2 R)^2}} \quad (3.6)$$

von der Falle zur Quelle bzw. umgekehrt. In der Praxis wirken sich Leitungen gerade für hohe Frequenzen als Induktivitäten aus, was dazu führt, dass die Übertragungsfunktionen mehr denen von Kerbfiltern als von Tiefpässen entsprechen.

Geeignete Bauteile für die Komponenten des Tiefpasses sind z.B. Mehrschicht-Keramik-kondensatoren der Typen X7R 1210 (oberflächenmontiert, Länge  $\times$  Breite  $3,2 \times 2,5 \text{ mm}$ , Höhe abhängig von Kapazität und Hersteller, vorhanden mit Kapazität  $220 \text{ nF}$ ), X7R 1206 ( $3,2 \times 1,6 \text{ mm}$ ,  $1 \text{ nF}$  bis  $100 \text{ nF}$ ), X7R 0805 ( $2 \times 1,25 \text{ mm}$ ,  $1 \text{ nF}$  bis  $15 \text{ nF}$ ) oder COG 0805 ( $2 \times 1,25 \text{ mm}$ ,  $10 \text{ pF}$  bis  $1 \text{ nF}$ ) und Widerstände des Typs RC 0805 (Hersteller Yageo Europe, oberflächenmontiert, Länge  $\times$  Breite  $\times$  Höhe  $2 \times 1,25 \times 0,5 \text{ mm}$ , vorhanden mit Widerständen von  $10 \Omega$  bis  $1 \text{ M}\Omega$ ). Nach Simulationen mithilfe von Matlab wurden die Werte  $R = 1 \text{ k}\Omega$  für den Widerstand,  $C_1 = 22 \text{ pF}$  für den Kondensator auf der Quellenseite (umsetzbar mit Typ COG 0805) und  $C_2 = 10 \text{ nF}$  für den Kondensator auf der Fallenseite (umsetzbar mit Typ X7R 1206) ausgewählt.

### Aufbau des Filterplatine

Die Filterplatine ist eine  $1,55 \text{ mm}$  dicke doppelseitige Leiterplatte aus dem Material RO4350B® des Herstellers Rogers Corporation [45]. Die Kupferlagen sind  $35 \mu\text{m}$  dick und chemisch mit Gold, einem sehr geeigneten Material zum Bonden mit Golddraht, beschichtet. Die Leiterbahnen haben eine Breite von  $127 \mu\text{m}$ . Wie oben besprochen soll die Leiterplatte außen groß genug sein, um 18 Signalkanäle der Vakuumdurchführung abzudecken, in der Mitte jedoch so schmal, dass sie den Laserzugang zu Ziegelstadl nicht begrenzt. Daher ist die Leiterplatte wie eine Sanduhr geformt (s. Abb. 3.11). Die äußeren Maße der Platine sind  $92,45 \text{ mm} \times 52,32 \text{ mm}$ . Entlang der beiden kürzeren Seiten befinden sich je  $2 \times 9$  durchkontaktierte Bohrungen, in die Anschlussstifte (Mill-Max 3116-2-00-34-00-00-08-0) eingefügt werden können, mit denen sich

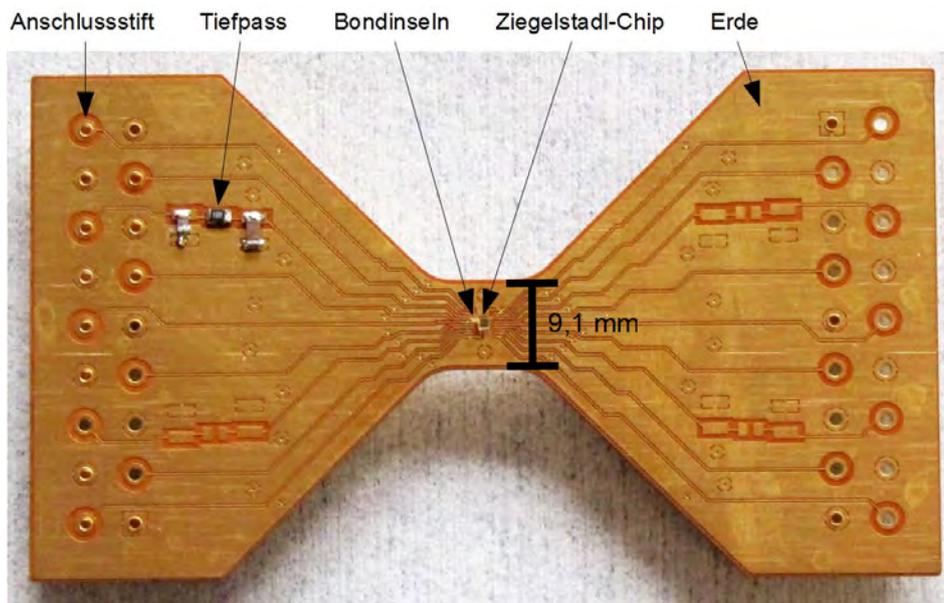


Abbildung 3.11: Photo der Filterplatine. Da der Ziegelstadl-Chip nicht vollständig gebondet ist, wurde nur ein Gleichspannungskanal mit den Komponenten für den Tiefpass ausgestattet und auf die Anschlussstifte für die unbenutzten Kanäle verzichtet.

die Leiterplatte auf die Stecksockel von 18 Signal- und den zugehörigen 18 geerdeten Kanälen der Durchführung stecken lässt. Zur Mitte hin verjüngt sich die Leiterplatte auf eine Breite von 9,1 mm, womit der Laserzugang zum Ziegelstadl-Chip, welcher auf eine geerdete Fläche in der Mitte der Platine geklebt wird, problemlos möglich sein sollte. Zu beiden Seiten dieser Fläche befinden sich die 20 leiterplattenseitigen Bondinseln. Eine Bondinsel auf jeder Seite ist mit der Masse der Platine verbunden, von den übrigen aus breiten sich die Leiterbahnen zu den Anschlussstiften hin aus. Die Gleichstromkanäle beinhalten Lötstellen für die Komponenten des Tiefpassfilters (dimensioniert für Kondensatoren der Gehäusegröße 1210 oder kleiner und Widerstände der Gehäusegröße 0805).

Für die Messung der Übertragungsfunktion des Tiefpasses wurde eine Filterplatine mit den gewählten Komponenten mit den Werten  $R = 1 \text{ k}\Omega$ ,  $C_1 = 22 \text{ pF}$  und  $C_2 = 10 \text{ nF}$  sowie Kabeln und BNC-Steckern ausgestattet (s. Anhang A Abb. A.1). Diese Kabel und BNC-Stecker ebenso wie ein verwendetes BNC-Kabel (s. Anhang A Abb. A.2) erhöhen die parasitären Induktivitäten und dürften daher die Messung verfälscht haben, ihre Benutzung lässt sich aber nicht vermeiden, da sie für den Anschluss der Filterplatine an einen Funktionsgenerator (TTI TG 4001 für Frequenzen unter 40 MHz, TTI TGR 6000 für Frequenzen über 10 MHz) und ein Oszilloskop (Fluke 199C) notwendig sind. Die gemessenen Übertragungsfunktionen von der Fallen- zur Quellenseite und umgekehrt werden in Abbildung 3.12 bzw. 3.13 gezeigt (Messdaten in [D13b]). Den Graphen ist zu entnehmen, dass die Grenzfrequenz in beide Richtungen bei ungefähr 300 kHz liegt. Die Transferfunktionen erreichen ein Minimum in der Größenordnung des Rauschniveaus des Oszilloskops bei 40 MHz und steigen für höhere Frequenzen wieder an. Dieser Tiefpass bietet eine gute Dämpfung bei der Antriebsfrequenz von ca. 40 MHz, bei der Fallenfrequenz von ca. 6 MHz sowie dem erwarteten Rauschbereich der Gleichstromquelle zwischen 5 MHz und 15 MHz wäre hingegen eine größerer Dämpfung wünschenswert. Dies

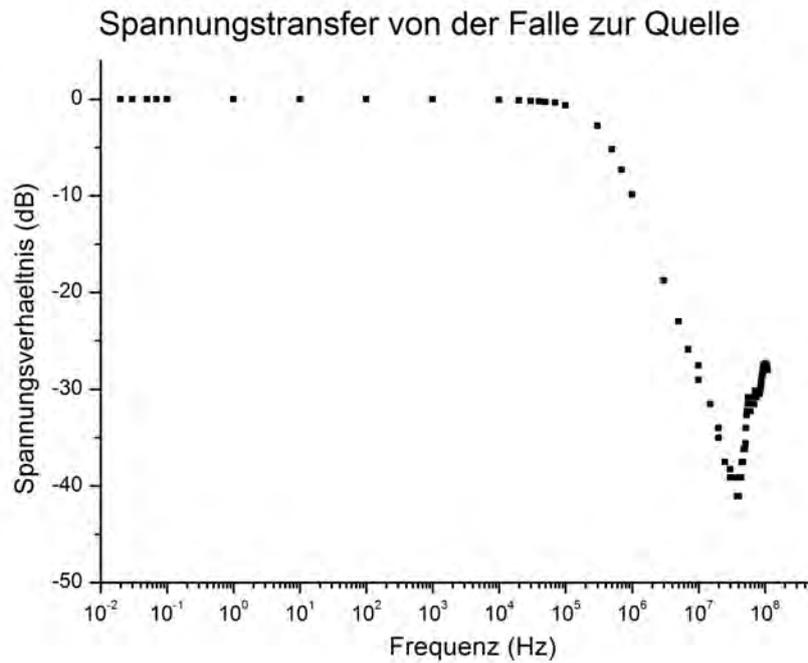


Abbildung 3.12: Gemessene Spannungsübertragung der Filterplatine von der Fallenseite zur Gleichspannungsquellenseite. Das Rauschniveau des Oszilloskops lag bei ca.  $-41$  dB.

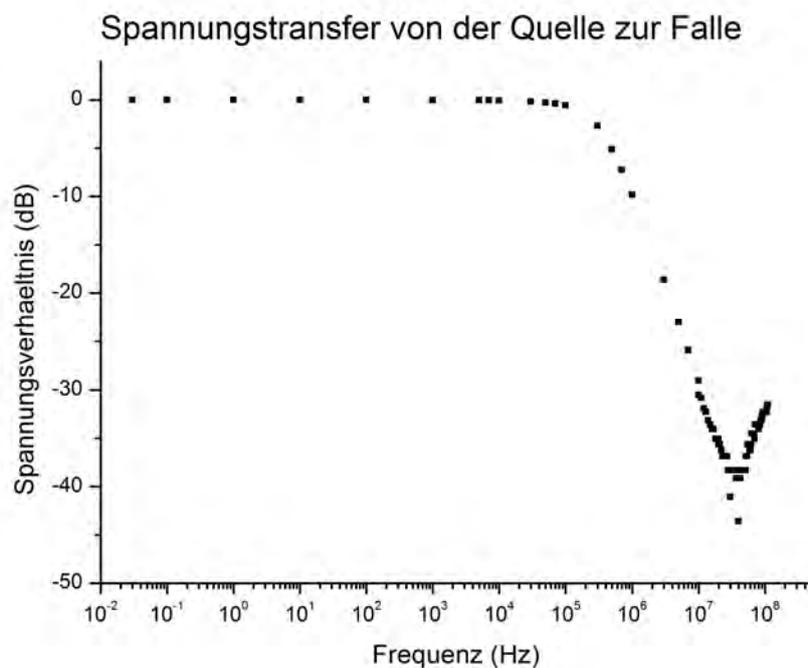


Abbildung 3.13: Gemessene Spannungsübertragung der Filterplatine von der Gleichspannungsquellenseite zur Fallenseite. Das Rauschniveau des Oszilloskops lag bei ca.  $-41$  dB.

ließe sich durch eine niedrigere Grenzfrequenz erreichen, allerdings führten Versuche, diese zu verkleinern, auch dazu, dass sich Anstieg der Transferfunktion zu niedrigeren Frequenzen verschob. Vorerst genügt der Tiefpassfilter in der vorliegenden Form, in Zukunft ist eine weitere Optimierung aber sinnvoll.

### 3.3 Elektrische Charakterisierung von Ziegelstadl

Der Ziegelstadl-Chip ist primär eine Anordnung von Elektroden, weswegen seine elektrischen Eigenschaften von Interesse sind. Zunächst galt es, eine Vorstellung von den Kapazitäten zwischen den Elektroden des Ziegelstadl-Chips zu gewinnen. Dazu wurde die Kapazität  $C_Z$  zwischen der Masse- und der Haupt-RF-Elektrode bestimmt, indem mithilfe eines Kapazitätsmessgerät einerseits die gemeinsame Kapazität  $C_{Z\&P}$  des Chips, einer Verbindungsplatine sowie Drähte zum Messgerät gemessen wurde, andererseits die Kapazität  $C_P$  der Platine und der Drähte ohne Chip (s. Anhang B für Details). Die Kapazität der Ziegelstadl-Elektroden und der Bonddrähte berechnet sich als  $C_Z = C_{Z\&P} - C_P$ . Es ergibt sich der Mittelwert  $C_Z = 2,1$  pF mit der Standardabweichung  $\Delta C_Z = 0,2$  pF. Es ist anzunehmen, dass die Kapazität zwischen anderen Elektroden des Ziegelstadl-Chips etwas geringer ist, da die Masse- und die Haupt-RF-Elektrode die beiden größten Elektroden sind und aneinander grenzen.

Es ist wichtig, dass kein Kurzschluss zwischen Elektroden, an die unterschiedliche Spannungen angelegt werden sollen, besteht. Daher wurde der Widerstand zwischen der Masse- und der Haupt-RF-Elektrode von 20 unbehandelten Chips mithilfe einer Messstation ermittelt, um eine Vorstellung von der Zuverlässigkeit der Ziegelstadl-Chips zu bekommen. Die Station verfügt über zwei feine Nadeln, welche sich über Mikrometerschrauben bewegen lassen, mit deren Spitzen der Kontakt zu den Ziegelstadl-Elektroden hergestellt werden kann. Am anderen Ende der Nadeln sind Kabel befestigt, mit denen die Messstation mit einem Multimeter verbunden wurde. Das Annähern der Nadelspitzen an die Oberfläche des Chips lässt sich über ein Mikroskop beobachten. Jeder Widerstand im Messbereich des Multimeters wurde als „Kurzschluss“ gewertet. Bei einem der 20 getesteten Ziegelstadl wurde ein „Kurzschluss“ entdeckt [D13c].

Ein Dielektrikum wie die  $\text{SiO}_2$ -Schicht zwischen den beiden Kupferschichten des Ziegelstadl-Chips ist normalerweise ein Isolator. Im Bandmodell sind Valenz- und Leitungsband (VB und LB) des Materials durch eine Energielücke getrennt und die Elektronen befinden sich vollständig im VB. Wird dem Dielektrikum jedoch ausreichend Energie zugeführt, so können Elektronen ins LB überwechseln und es wird leitend. Das kann z.B. durch eine ausreichend große anliegende Spannung erfolgen, die Durchbruchspannung. Damit ist eine Grenze für die Spannung gegeben, mit welcher der Ziegelstadl-Chip betrieben werden kann. Deshalb wurden an Ziegelstadl einige Gleichspannungsversuche und schließlich ein Wechsellspannungsversuch bei der Radiofrequenz, die beim Betrieb der Ionenfalle an den RF-Elektroden anliegen soll, durchgeführt, um eine Abschätzung des verwendbaren Spannungsbereiches zu gewinnen.

#### 3.3.1 Gleichspannungsversuche

Für die Gleichspannungsversuche wurden die Ziegelstadl-Chips wie in Abschnitt 3.2 beschrieben mit einer Filterplatine verbunden. Mithilfe der bereits erwähnten Messstation wurde überprüft, dass Kontakte zwischen den Ziegelstadl-Elektroden und den entsprechenden Anschluss-

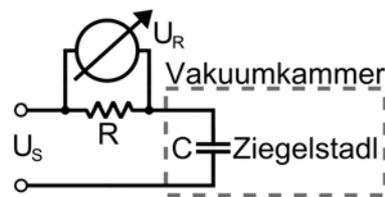


Abbildung 3.14: Schaltdiagramm für die Gleichspannungsversuche.

stiften der Filterplatine bestanden, nicht aber zwischen unterschiedlichen Anschlussstiften. Nach zwei vorläufigen Tests in Luft wurden die Gleichspannungsversuche in Vakuum ( $1,3 \cdot 10^{-5}$  mbar  $\geq p \geq 2,2 \cdot 10^{-7}$  mbar) durchgeführt. Dabei wurde anfangs eine handelsübliche Vakuumdurchführung benutzt, später die speziell für Ziegelstadl gefertigte, die in Kapitel 4 vorgestellt wird.

Zur Ermittlung der Durchbruchspannung wurde die Ionenfalle gemäß dem Schaltbild in Abb. 3.14 in Serie mit einem ohmschen Widerstand  $R \approx 100 \text{ k}\Omega$  an ein Gleichspannungsnetzgerät angeschlossen und die Spannung  $U_R$ , die über dem Widerstand abfiel, gemessen. Solange das Dielektrikum als Isolator wirkte, war die Gleichstromimpedanz der Falle viel größer als  $R$  und  $U_R$  viel kleiner als die anliegende Spannung  $U_S$ . Wurde die Falle jedoch leitend, so fiel fast die gesamte Spannung  $U_R$  über dem ohmschen Widerstand ab.

Da die anliegende Spannung  $U_S$  in Schritten vergrößert wurde und ein Durchbruch oftmals erst nach einigen Minuten bei gleicher Spannung erfolgte, ergaben sich für jedes getestete Ziegelstadl-Exemplar zwei Messwerte:  $U_{\min}$  ist die größte anliegende Spannung, bei der noch kein Durchbruch stattfand, bei  $U_{\max}$  wurde der Chip leitend. Die tatsächliche Durchbruchspannung liegt zwischen diesen beiden Werten, die beste Schätzung ist  $U_D = (U_{\min} + U_{\max})/2$  mit der Unsicherheit  $\Delta U_D = (U_{\max} - U_{\min})/2$ . Tabelle 3.1 bietet eine Übersicht der Messwerte aller getesteten Ziegelstadl. Abbildung 3.15 zeigt ein Histogramm der Durchbruchspannungen  $U_D$ . Ein extremer Ausreißer hatte eine Durchbruchspannung zwischen  $U_{\min} = 350 \text{ V}$  und  $U_{\max} = 600 \text{ V}$ , abgesehen davon lagen die Durchbruchspannungen im Bereich zwischen  $25 \text{ V}$  und  $125 \text{ V}$ . Betrachtet man den zeitlichen Verlauf der gemessenen Durchbruchspannungen (Abb. 3.16), so scheint sich eine Abnahme der Spannungen für längere Lagerungszeiten zu ergeben. Möglicherweise wird die  $\text{SiO}_2$ -Schicht während der Lagerung im Reinraum von der Luft angegriffen.

### 3.3.2 Wechselfspannungsversuch

Die Gleichspannungsversuche geben zwar eine erste Vorstellung von der Größenordnung der Spannungen, bei denen die Ionenfalle betrieben werden kann, im Endeffekt wird dafür jedoch eine Wechselfspannung im RF-Bereich verwendet werden. Daher wurde an Ziegelstadl Nummer 59 A3, das einen Gleichspannungstest bei  $120 \text{ V}$  überstanden hatte, ein Wechselfspannungsversuch durchgeführt.

Der Aufbau ist in Abbildung 3.17 dargestellt. Die Ionenfalle befand sich in der Vakuumkammer, in der ein Druck  $p = 2,5 \times 10^{-7}$  mbar herrschte [D13d]. Die Gesamtkapazität von Ionenfalle, Filterplatine und Durchführung bildeten den Kondensatorteil eines impedanzangepassten LC-Schwingkreises, welcher in Kapitel 5 behandelt wird. Der Schwingkreis hat eine Resonanzfrequenz  $\Omega_0 = 2\pi \cdot (38,410 \pm 0,005) \text{ MHz}$  und eine theoretisch berechnete Spannungsverstärkung  $G_V^{\text{M\&RLC}} = 31,6 \pm 0,3$ . Die RF-Spannung wird von einem Frequenzgenerator

Ziegelstadl	Datum	Tag	$U_{\min} / \text{V}$	$U_{\text{R}}(U_{\min}) / \text{mV}$	$U_{\max} / \text{V}$	$U_{\text{D}} / \text{V}$	$\Delta U_{\text{D}} / \text{V}$	Kommentar
28 A3	19.09.12	-14	75	55	80	77,5	2,5	in Luft
14 A3	19.09.12	-14	75	15	77	76	1	in Luft
	03.10.12	0	350	0,01	600	475	125	Messung von K. Lakhmanskij <sup>a</sup>
48 A3	06.11.12	34	150	0,3	200	175	25	
37 A3	01.02.13	121	105	2,4	120	112,5	7,5	
70 A3	18.02.13	138	0	–	35	17,5	17,5	
59 A3	21.02.13	141	120	4,1	–	–	–	kein Durchbruch
72 A3	17.04.13	196	37,3	100	53,2	45,25	7,95	hoher Leckstrom
71 A3	02.05.13	211	61,6	700	70,6	66,1	4,5	hoher Leckstrom
78 A3	06.05.13	215	29,3	15	53,6	41,45	12,15	langsamer Durchbruch

Tabelle 3.1: Ergebnisse der Gleichspannungsversuche. In einem Aufbau gemäß Schaltbild 3.14 wurde die über dem Widerstand  $R$  abfallende Spannung  $U_{\text{R}}$  in Abhängigkeit der anliegenden Gleichspannung  $U_{\text{S}}$  gemessen, welche in Schritten erhöht wurde.  $U_{\text{S}} = U_{\min}$  ist die anliegende Spannung beim letzten Schritt vor dem Durchbruch,  $U_{\text{S}} = U_{\max}$  die, bei welcher der Durchbruch geschah.  $U_{\text{R}}(U_{\min})$  schwankte meist stark, angegeben sind die gemessenen Maximalwerte. Die über dem Widerstand abfallende Spannung bei  $U_{\max}$  entspricht  $U_{\text{D}} = (U_{\min} + U_{\max}) / 2$  ist die aufgrund der Messung vermutete Durchbruchspannung,  $\Delta U_{\text{D}} = (U_{\max} - U_{\min}) / 2$  ihre Unsicherheit. Bei Ziegelstadl 59 A3 wurde  $U_{\text{S}}$  nur bis 120 V erhöht, um den Chip anschließend für den Wechselspannungstest verwenden zu können. Bei Ziegelstadl 78 A3 stieg die über dem Widerstand abfallende Spannung bei  $U_{\text{S}} = U_{\max}$  über mehrere 10 Minuten langsam von  $U_{\text{R}}(U_{\max}) \approx U_{\text{R}}(U_{\min})$  auf  $U_{\text{R}}(U_{\max}) \approx U_{\max}$  an, während dieser Anstieg bei allen anderen Chips deutlich schneller geschah.

<sup>a</sup>Kirill Lakhmanskij, Laboratory Notebook #1, S. 7 f.

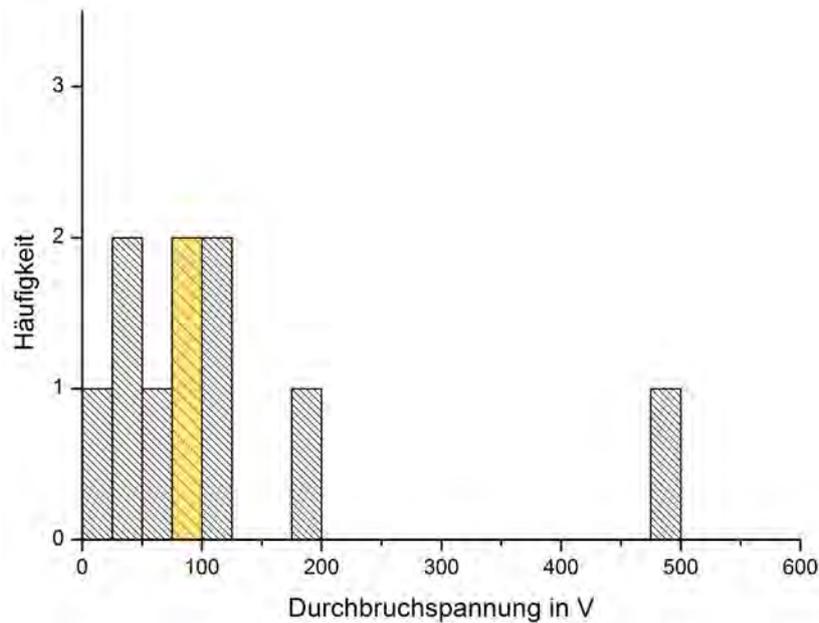


Abbildung 3.15: Histogramm aller gemessenen Durchbruchspannungen bei den Gleichspannungsversuchen inklusive der beiden Tests in Luft ( $U_D = 77,5$  V und  $U_D = 76$  V, weniger dicht schraffiert und gelb hinterlegt).

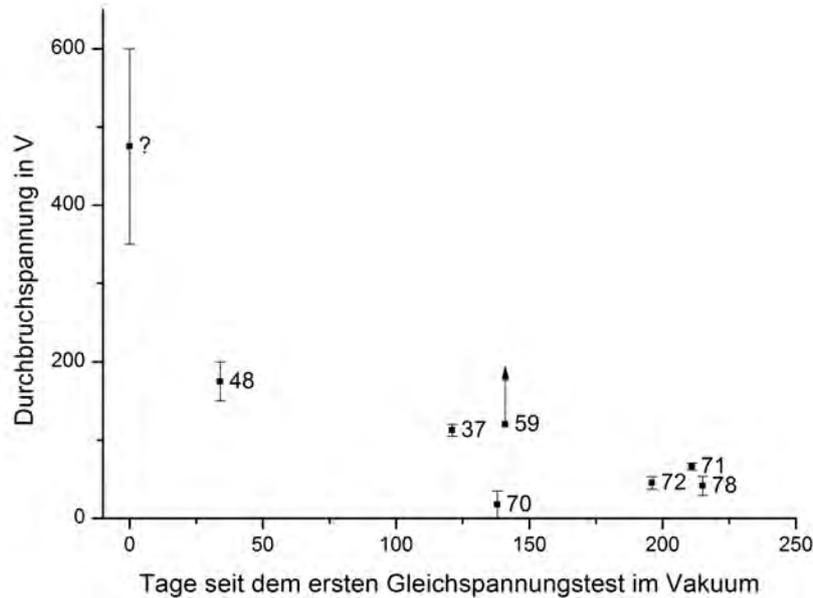


Abbildung 3.16: Zeitlicher Verlauf der gemessenen Durchbruchspannungen bei den Gleichspannungsversuchen im Vakuum. Es scheint sich ein Trend zu geringeren Durchbruchspannungen bei längeren Lagerzeiten abzuzeichnen. Die Zahlen neben den Messpunkten geben die Nummer des getesteten Ziegelstadl an, alle Chips stammen aus Bereich A3. Bei Ziegelstadl-Chip Nummer 59 A3 wurde die Spannung nicht bis zum Durchbruch erhöht, sondern nur bis 120 V, um ihn für einen Wechselspannungstest (s. Abschnitt 3.3.2) verwenden zu können.

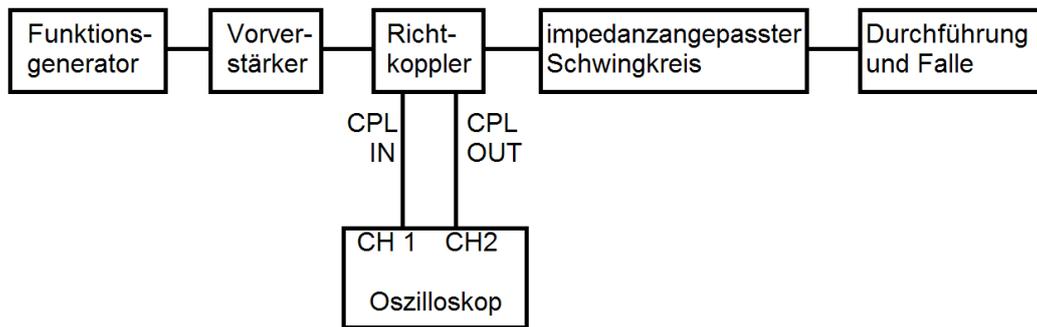


Abbildung 3.17: Schematische Skizze des Aufbaus für den Wechselspannungsversuch. Mit dem Oszilloskop können die vom Vorverstärker gelieferte Eingangsspannung  $U_{\text{in}}$  in den Schwingkreis auf Kanal 1 (CH1) und die vom Schwingkreis reflektierte Spannung  $U_{\text{ref}}$  auf Kanal 2 (CH2) beobachtet werden.

geliefert und mit einem Leistungsverstärker vorverstärkt. Mit einem Richtkoppler wird die am Schwingkreis anliegende Eingangsspannung  $U_{\text{in}}$  sowie die vom Schwingkreis reflektierte Spannung  $U_{\text{ref}}$  abgegriffen und zur Beobachtung und Messung auf ein Oszilloskop gegeben.

Zunächst wurde eine Eingangsspannung  $U_{\text{in}} = 0,441 \text{ V}_{\text{rms}}$  an den Schwingkreis angelegt [D13d], was einer Spannung  $U_{\text{C}} \approx 14 \text{ V}_{\text{rms}}$  über der Ionenfalle entspricht. Die reflektierte Spannung betrug  $U_{\text{ref}} = 6,5 \text{ mV}_{\text{rms}}$ , womit sich ein Verhältnis

$$U_{\text{ref}}/U_{\text{in}} \approx 0,015 \quad (3.7)$$

ergibt. Die Eingangsspannung wurde langsam bis zu einem maximalen Wert  $U_{\text{in}} = 2,705 \text{ V}_{\text{rms}}$  ( $U_{\text{C}} \approx 84 \text{ V}_{\text{rms}}$ ) erhöht. Während dieses Vorgangs war keine signifikante Änderung des Anteils der reflektierten Spannung zu beobachten; am Ende betrug sie  $U_{\text{ref}} = 38,5 \text{ mV}_{\text{rms}}$ , d.h. das Verhältnis war

$$U_{\text{ref}}/U_{\text{in}} \approx 0,014. \quad (3.8)$$

Zudem blieb die Resonanzfrequenz im vermessenen Spannungsbereich konstant. Ein Durchbruch wäre mit einer Änderung der Kapazität verbunden, was wiederum zu einer Verschiebung der Resonanzfrequenz bzw. größeren Anteil der reflektierten Spannung bei der ehemaligen Resonanzfrequenz führen würde. Da dies nicht zu beobachten war, lässt sich schließen, dass kein Durchbruch geschah und der Chip den Wechselspannungstest bestanden hat.

### 3.4 Zusammenfassung

Die Ionenfalle Ziegelstadl ist ein quadratisches  $4 \times 4$ -Gitter aus sphärischen Paul-Fallen mit adressierbaren RF-Elektroden. Der Abstand zweier Ionen im nicht adressierten Fall wird  $100 \mu\text{m}$  betragen, für die Ionen-Elektroden-Distanz werden  $50 \mu\text{m}$  erwartet. Die Ionenfalle wurde von der Fachhochschule Vorarlberg auf  $\text{SiO}_2$ -Chips mit einer Kantenlänge von  $1,1 \text{ mm}$  mit Kupferelektroden gefertigt. Mehrere Hundert dieser Chips wurden produziert. Die elektrische Kontaktierung der Elektroden erfolgt über Golddrahtbonds. Das Bonden wurde durch die Oxidation des Kupfers erschwert, geeignete Bondparameter konnten aber gefunden werden. Ziegelstadl wird mit einer Leiterplatte verbunden, welche für die Falle entwickelt wurde. Die Platine stellt

das Zwischenglied zwischen dem Chip und der Vakuumdurchführung, die im nächsten Kapitel behandelt wird, dar und ist mit Tiefpassfiltern in den Gleichspannungskanälen ausgestattet. Auffällig ist ihre Sanduhrform, welche zum einen Laserzugang zur Falle und zum anderen die Auffächerung der Signalkanäle ermöglicht, wodurch deren Kopplung verringert wird. Aufgrund der Dimensionierung der aktuellen Version von Ziegelstadl ist eine vollständige Kontaktierung aller Elektroden nicht möglich, einige elektrische Untersuchungen konnten dennoch vorgenommen werden. Die Kapazität zwischen der Masse- und der Haupt-RF-Elektrode von Ziegelstadl beträgt  $C_Z = (2,1 \pm 0,2)$  pF. Die Durchbruchspannungen zwischen diesen beiden Elektroden bei Gleichspannungsversuchen lag für die meisten getesteten Fallen zwischen 25 V und 125 V. Die Durchbruchspannungen scheinen nach längeren Lagerungszeiten zu sinken. Ein Chip, der einen Gleichspannungstest bei 120 V bestanden hat, bewährte sich auch bei einem Wechselspannungstest mit einer Spannungsamplitude von ca. 120 V (entspricht  $84 V_{\text{rms}}$ ) und einer Frequenz  $\Omega \approx 2\pi \cdot 40$  MHz. Prinzipiell sollten sich mit diesen Werten Ionen fangen lassen.

# Kapitel 4

## Elektrische Vakuumdurchführung

Ziegelstahl wird wie alle Ionenfallen in einer Vakuumkammer betrieben werden. Die Netzgeräte und Elektronik für die Spannungsversorgung hingegen befinden sich außerhalb der Kammer. Daher wird eine Durchführung benötigt, um die benötigten Spannungen in die Vakuumkammer zu bringen. Vakuumkomponentenhersteller bieten kommerzielle Durchführungen an, die jedoch für unsere Anwendung Probleme aufweisen. Deshalb wurde eine spezielle Durchführung entwickelt, die in diesem Kapitel vorgestellt wird.

In Abschnitt 4.1 werden die Anforderungen an die Durchführung aufgeführt und die Entwicklung einer speziellen Variante begründet. In Abschnitt 4.2 wird der Aufbau der Durchführung beschrieben. Ihre elektrischen Eigenschaften und Vakuumeigenschaften werden in Abschnitt 4.3 bzw. 4.4 präsentiert. Abschnitt 4.5 schließlich beschreibt den zum Erreichen eines UHV nötigen Ausheizprozess und sein Ergebnis.

### 4.1 Anforderungen an die Durchführung

Elektrische Vakuumdurchführungen haben vor allem zwei Aufgaben. Zum einem sollen sie eine Vakuumkammer dicht verschließen, zum anderen die elektrische Verbindung von Objekten innerhalb des Vakuumsystems mit solchen außerhalb ermöglichen. Ionenfallen werden innerhalb einer Vakuumkammer betrieben, weil das Fangen von Ionen bei Atmosphärendruck nicht stabil möglich ist, da die Ionen hier andauernd mit Luftteilchen zusammenstoßen und dadurch z.B. zusätzliche kinetische Energie zum Verlassen des Fallenpotentials erhalten oder mit den Gasmolekülen reagieren. Die Stoßrate nimmt mit sinkendem Druck ab. Eine exakte Berechnung ist schwierig, da sie z.B. von der genauen Zusammensetzung des Restgases abhängt und der lokale Druck über der Falle im Allgemeinen größer ist als der gemessene Hintergrunddruck. Für quantenphysikalische Experimente mit gefangenen Ionen in Raumtemperatursystemen sind Drücke in der Größenordnung von  $10^{-10}$  mbar bis  $10^{-11}$  mbar üblich [17, 60]. Stöße sind in diesem Druckbereich alle paar Minuten zu erwarten. Versuche bei Drücken von  $10^{-9}$  mbar und größer sind nur noch begrenzt sinnvoll. Damit man Drücke im Bereich von  $10^{-10}$  mbar bis  $10^{-11}$  mbar innerhalb eines praktikablen Zeitrahmens erreichen kann, müssen Wasser und andere Stoffe, die sich bei Atmosphärendruck auf den Oberflächen der Vakuumkomponenten ablagern, entfernt werden, da sie sich sonst im abgepumpten Vakuumsystem über Monate hinweg lösen und den Druck hoch halten. Heizt man das Vakuumsystem für einige Tage aus, beschleunigt sich

der Ablöseprozess währenddessen deutlich und die desorbierten Gase können mit einer Vakuumpumpe abgesaugt werden. Die Durchführung sollte daher ausheizbar und dicht für Drücke in der Größenordnung von  $10^{-11}$  mbar sein.

Für die Spannungsversorgung der Ionenfalle Ziegelstadl sind 13 RF- und vier Gleichspannungssignale notwendig. Dementsprechend muss die Durchführung mindestens 17 Spannungskanäle zur Verfügung stellen. Diese Kanäle sind über die Fallenelektroden kapazitiv gekoppelt, darüber hinausgehende Kopplung sollte jedoch vermieden werden. Die Durchführung benötigt also eine Abschirmung. Handelsübliche Mehrfach-Durchführungen sind mit ausreichend Kanälen für Ziegelstadl verfügbar, verfügen aber über praktisch keine Abschirmung zwischen ihnen. Koaxial-Durchführungen sind gut abgeschirmt, werden jedoch nicht mit der für Ziegelstadl nötigen Anzahl an Kontakten angeboten. Daher wäre zumindest eine speziell für Ziegelstadl hergestellte kommerzielle Durchführung nötig.

Desweiteren hängt die beim Betrieb der Ionenfalle verbrauchte Leistung von der Kapazität der Durchführung ab, da an ihrem Eingang ein Strom mit Amplitude  $I = \Omega CU$  nötig ist, um eine RF-Spannung mit Amplitude  $U$  zwischen den RF- und Masseelektroden des Ziegelstadl-Chips zu erzeugen. Dabei ist  $\Omega$  die RF-Frequenz und  $C = C_{DF} + C_{FP} + C_Z$  die gemeinsame Kapazität der Durchführung, der Filterplatine und des Ziegelstadl-Chips selbst (vgl. Abb. 4.1a). Theoretisch verbrauchen reaktive Bauteile wie Ziegelstadl, die Filterplatine und die Durchführung, die sich als Kapazitäten betrachten lassen, oder auch die Spule des LC-Schwingkreises (Beschreibung in Kapitel 5), der die Spannung für die Ionenfalle Ziegelstadl liefern soll, keine Leistung. In Wirklichkeit haben sie jedoch immer auch einen Ohmschen Widerstand und so steigt mit dem benötigten Strom  $I$  auch der Leistungsverbrauch. Insbesondere weil für die Ionenfalle Ziegelstadl eine vergleichsweise hohe Antriebsfrequenz  $\Omega \approx 2\pi \cdot 40$  MHz oder größer benötigt wird, ist eine geringe Kapazität der Durchführung wünschenswert. Sie sollte in der gleichen Größenordnung liegen wie die der Falle ( $C_Z \approx 2$  pF) und der Filterplatine ( $C_{FP} \approx 3,5$  pF). Die Verkabelung, die bei kommerziellen Durchführungen nötig ist, hat leicht Kapazitäten von mehreren 10 pF. Für Ziegelstadl muss also eine andere Lösung gefunden werden, bei der auf Kabel weitestgehend verzichtet werden kann.

## 4.2 Aufbau der speziellen Durchführung

Die neu entwickelte Durchführung, welche in Abb. 4.2 und 4.3 zu sehen ist, besteht im Kern aus einer Leiterplatte, die in eine Kupferhalterung gelötet ist, welche zugleich als Dichtung zwischen einer kommerziellen Vakuumkammer und einem Standardreduzierflansch dient. Die

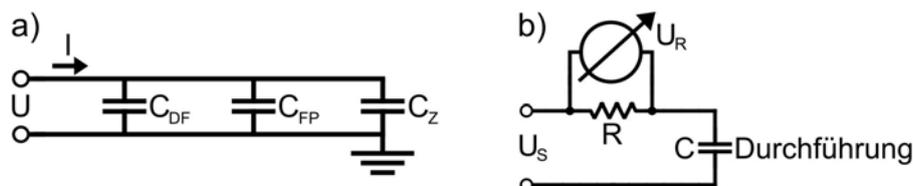


Abbildung 4.1: a) Ersatzschaltbild für die Durchführung mit angeschlossener Filterplatine und Ziegelstadl-Chip. Die Gesamtkapazität ist die Summe der einzelnen Kapazitäten. b) Aufbau für den Gleichspannungstest an der Durchführung.

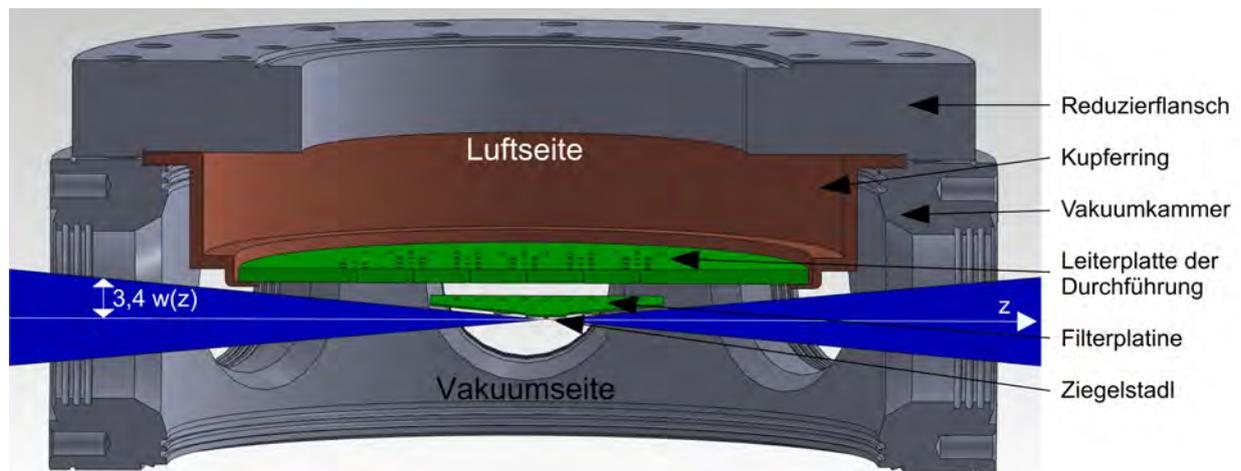


Abbildung 4.2: Querschnittsskizze der Vakuumbkammer. Die oktogonale Vakuumbkammer und der Reduzierflansch sind mit dem versilberten Kupferring abgedichtet. In den Kupferring ist die Leiterplatte der Durchföhrung gelötet. Auf die Darstellung des Lötzinns wie auch der in die Leiterplatte gelöteten SMB-Stecker und Mill-Max-Stecksockel wurde in der Skizze verzichtet. Unterhalb der Durchföhrung ist die Filterplatte zu sehen, die mit nicht dargestellten Anschlussstiften in den erwähnten nicht gezeigten Stecksockeln befestigt ist. Auf (bzw. unter in der Skizze) die Filterplatte sind der Ziegelstadi-Chip geklebt sowie die Komponenten des Tiefpasses gelötet. Im Abstand  $d = 50 \mu\text{m}$  von den Ziegelstadi-Elektroden befindet sich ein fokussierter Laserstrahl mit Strahlradius  $w(z)$ . An der Kante des Chips gilt  $3,4w(z) = d$ . Bei der Dimensionierung des Kupferrings wurde darauf geachtet, dass der Laserzugang durch Ziegelstadi und nicht durch den Ring beschränkt wird.

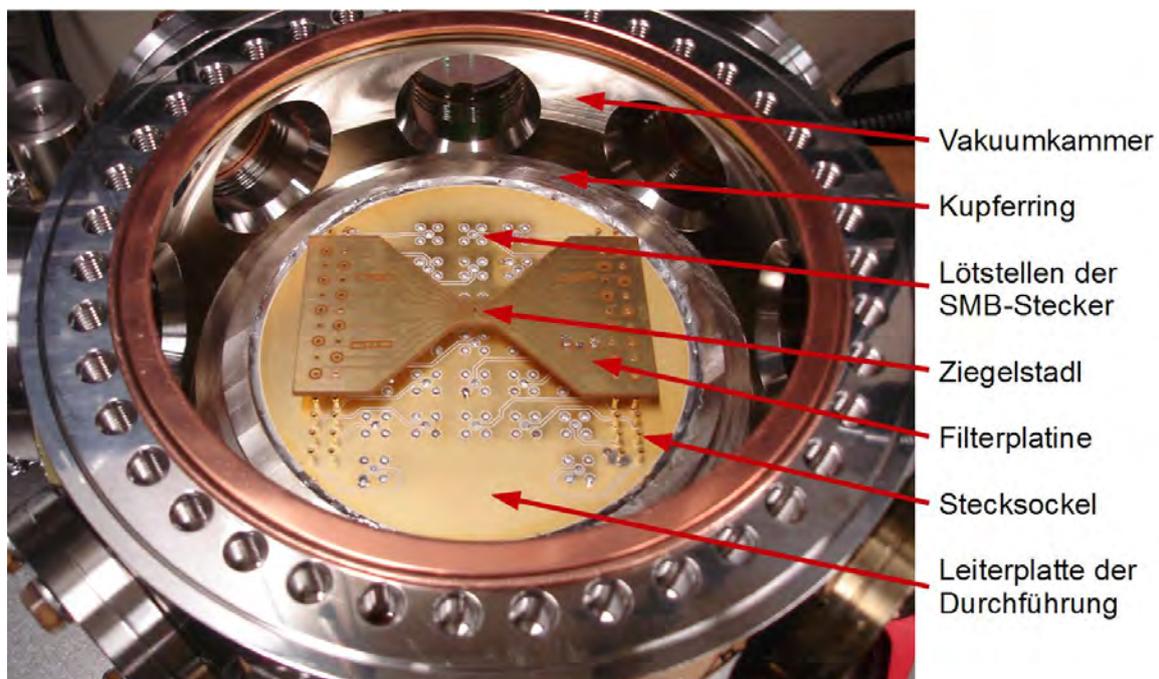


Abbildung 4.3: Photo der Vakuumbseite der Durchföhrung mit Filterplatte und Ziegelstadi-Chip.

beidseitig bedruckte Platine ist 3,2 mm dick und besteht aus RO4350B® der Herstellers Rogers Corporation [45], einem UHV kompatiblen Leiterplattenmaterial. Die Platine ist kreisförmig und hat einen Durchmesser von 128 mm. In die Leiterplatte sind SMB-Stecker und Stecksockel (Mill-Max 1038-0-15-15-30-27-04-0) gelötet, welche die Anschlussmöglichkeiten auf der Luft- bzw. der Vakuumseite der Durchführung darstellen. Der verwendete Lötzinn besteht aus 96,5% Zinn, 3,0% Silber und 0,5% Kupfer und wurde in unserer Arbeitsgruppe bereits erfolgreich für Anwendungen im UHV verwendet. Durch den Lötzinn werden die Hohlräume zwischen der Leiterplatte und den Steckern bzw. Stecksockeln verschlossen. Die Durchführung verfügt über 30 Signalkanäle. Diese werden durch geerdete Flächen zwischen den Leiterbahnen voneinander abgeschirmt. Die Filterplatine kann direkt in die Stecksockel auf der Vakuumseite gesteckt werden, Elektronik wie LC-Schwingkreise sollten sich ohne Verkabelung über die SMB-Stecker anschließen lassen.

Die Halterung besteht aus sauerstofffreiem Kupfer und wurde galvanisch mit 10 µm Silber beschichtet. Mit dem oben beschriebenen bleifreiem Lötzinn wurde die Leiterplatte in der Halterung fixiert und die Übergänge zwischen beiden verschlossen. Bei der Dimensionierung des Kupferrings sowie der Auswahl der Stecksockel wurde darauf geachtet, dass der Laserzugang zur Falle nicht beeinträchtigt wird. Das Verhältnis zwischen dem Abstand  $a(z)$  von Strahlachse und Durchführung und dem Strahlradius  $w(z)$  entsprechend Gleichung 3.1 beträgt minimal  $[a(z)/w(z)]_{min} \approx 4,0$  und ist somit immer größer als an der Kante von Ziegelstahl  $d/w(z_Z) \approx 3,4$  (vgl. Abschnitt 3.2.4), wobei  $d = a(z \leq z_Z)$  der Ionen-Elektroden-Abstand war.

### 4.3 Elektrische Eigenschaften

**Kapazität** Die Kapazität der Durchführung wurde mithilfe eines Kapazitätsmessgerätes gemessen. Dabei ergaben sich abhängig von der Länge der Leiterbahn des jeweiligen Kanals Kapazitäten zwischen  $C_{min} = (3,3 \pm 0,3)$  pF und  $C_{max} = (5,0 \pm 0,3)$  pF. Dies liegt wie gewünscht in der gleichen Größenordnung wie die Kapazität des Ziegelstahl-Chips bzw. der Filterplatine.

**Gleichspannungstest** An der Durchführung wurde ein Gleichspannungstest mit dem in Abb. 4.1b) dargestellten Aufbau durchgeführt. In der Vakuumkammer herrschte dabei ein Druck  $p = 2,2 \cdot 10^{-7}$  mbar. Für eine angelegte Gleichspannung  $U_S = 200$  V fiel über dem in Reihe geschalteten Widerstand  $R = (99,6 \pm 0,1)$  kΩ eine Spannung  $U_R = (0,10 \pm 0,04)$  mV ab, was einem Leckstrom

$$I = \frac{U_R}{R} = (1,0 \pm 0,5) \text{ nA} \quad (4.1)$$

entspricht. Der Widerstand der Durchführung beträgt damit

$$R_D(200 \text{ V}) = \frac{U_S - U_R}{I} \approx \frac{U_S}{I} \approx 200 \text{ G}\Omega, \quad (4.2)$$

was als kein Überschlag gewertet werden darf. Es ist anzunehmen, dass die Durchführung auch höheren Spannungen standhalten würde.

**Wechselspannungstest** Die Durchführung wurde während des Wechselspannungstests an Ziegelstahl (s. Abschnitt 3.3.2) verwendet, womit ihre Tauglichkeit bei einer Spannung  $U = 84 V_{\text{rms}}$  und einer Frequenz  $\Omega = 2\pi \cdot 38,41 \text{ MHz}$  gezeigt wurde. Separate Wechselspannungstests wurden nicht durchgeführt, es ist jedoch zu vermuten, dass sich die Durchführung auch bei größeren Spannungen und höheren Frequenzen betreiben lässt, sollte es sich später z.B. als sinnvoll erweisen, zu Antriebsfrequenzen  $\Omega \approx 2\pi \cdot 80 \text{ MHz}$  oder  $\Omega \approx 2\pi \cdot 100 \text{ MHz}$  überzugehen.

## 4.4 Vakuumtests vor dem Ausheizen

Die mit der speziellen Durchführung verschlossene Vakuumkammer wurde für die oben besprochenen Spannungstests mithilfe einer Vakuumpumpe (Pfeiffer Vacuum TSH 071 E Pumpstation mit TMH 071 P DN 40 Iso-KF Turbopumpe) evakuiert. Der minimal dabei erreichte Druck betrug  $p = 2,2 \cdot 10^{-7} \text{ mbar}$ . Der minimal mit der Pumpe erreichbare Druck laut Hersteller liegt bei  $p = 1 \cdot 10^{-7} \text{ mbar}$ , weswegen anzunehmen ist, dass hier die Saugleistung der Turbopumpe und nicht die Dichtheit der Durchführung der begrenzende Faktor war.

Eine Methode zur Überprüfung der Dichtheit ist der Heliumlecktest [57]. Hat ein evakuiertes System ein Leck, so dringt über dieses Gas von außen ein. Ein Massenspektrometer-Lecksucher dient dem Auffinden solcher Stellen. Es besteht aus einer Vakuumpumpe und einem Massenspektrometer (MS). Sprüht man ein Testgas auf eine Leckstelle, so dringt es in das System ein und das MS misst eine erhöhte Flussrate für die Masse des Testgases. Üblicherweise wird das Edelgas Helium als Testgas verwendet, da es erstens ungiftig und nicht brennbar und damit relativ ungefährlich ist, zweitens in der Luft nur als Spurengas vorkommt und drittens einen der geringsten Atomradien aller Elemente besitzt und somit durch die kleinsten Lecks diffundieren kann.

Entsprechend dieses Verfahrens wurde die Dichtheit der Durchführung mit einem Heliumlecksucher (Balzer HLT 160 dry) getestet. Die Grundflussrate vor dem Einsatz von Helium betrug  $j_0 = 0,3 \cdot 10^{-10} \text{ mbar l/s}$ . Mithilfe einer Gaspistole wurde die Durchführung einem kontinuierlichen Strom an Helium aus einer Gasflasche ausgesetzt. Die ersten 20 s, während denen die Spitze der Gaspistole insbesondere über die verschiedenen Lötstellen bewegt wurde, blieb die Heliumflussrate konstant. Den beobachteten späteren Anstieg kann man darauf zurückführen, dass das Helium zu diesem Zeitpunkt die KF-Verbindungen, mit denen die Vakuumkammer an den Heliumlecksucher angeschlossen war, erreicht hatte und durch diese Verbindungen in das System eindrang. Die Durchführung selbst hingegen hat den Heliumlecktest bei  $j_0 = 0,3 \cdot 10^{-10} \text{ mbar l/s}$  bestanden, da andernfalls schon viel früher ein Anstieg der Flussrate zu beobachten hätte sein müssen. Dieses Ergebnis übertrifft handelsübliche Standards [61] und deutet auf eine UHV-Tauglichkeit der Durchführung hin.

## 4.5 Ausheizprozess

Bei Kontakt mit Luft lagern sich Wasser und andere Stoffe und der Oberfläche der Vakuumkomponenten ab. Daher ist es notwendig, das Vakuumsystem auszuheizen und diese Stoffe zu entfernen, um zu Drücken im UHV-Bereich zu gelangen. Dazu wird das System an Vakuum-

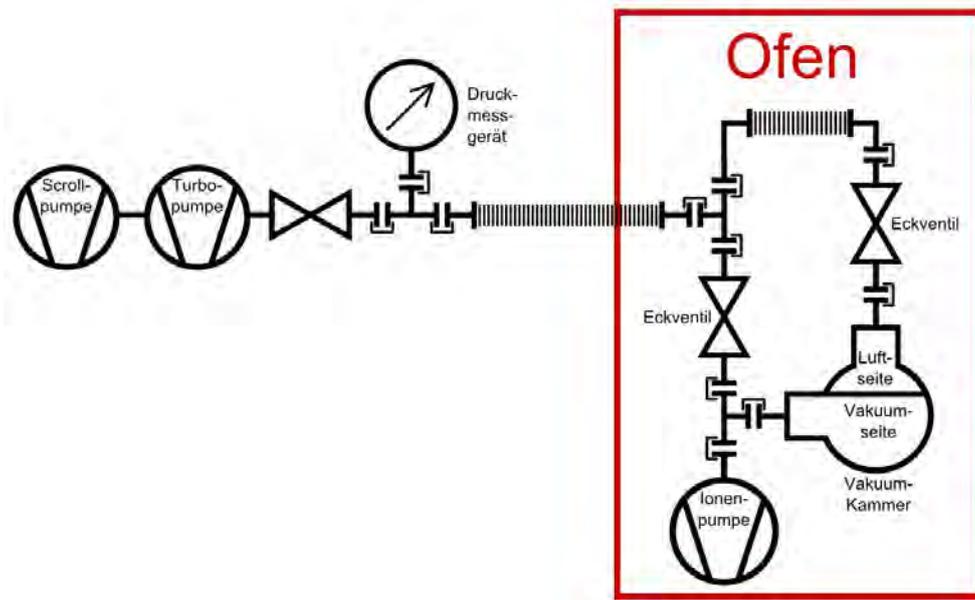


Abbildung 4.4: Schematische Skizze des Vakuumsystems während des Ausheizens. Sowohl die Vakuumseite als auch die spätere Luftseite der Vakuumkammer sind parallel mit der Pumpstation außerhalb des Ofens verbunden, damit während des Ausheizens kein Druck auf der Leiterplatte der Durchführung lastet. Beide Seiten lassen sich mit Eckventilen vom Rest des Systems trennen.

pumpen angeschlossen und z.B. in einem Ofen auf Temperaturen üblicherweise im Bereich von 100°C bis 300°C erhitzt.

Für den Ausheizprozess ist bei der neu entwickelten Durchführung zu bedenken, dass die Leiterplatte und der Lötzinn bei hohen Temperaturen weich werden. Damit sie sich nicht durch den Luftdruck verformen, wird während des Ausheizens auf beiden Seiten der Durchführung, d.h. sowohl auf der eigentlichen Vakuumseite wie auch auf der späteren Luftseite, Vakuum benötigt. Die spätere Luftseite während des Ausheizens unter Vakuum zu halten, hat zudem den Vorteil, eine verstärkte Oxidation der erhitzten Durchführung zu verhindern. Damit man nach dem Ausheizen den Zugang zur Luftseite öffnen kann, ohne gleichzeitig auch das Vakuum auf der Vakuumseite aufzuheben, braucht man ein Ventil, mit dem sich die spätere Luftseite vom Rest des Systems trennen lässt. In Abbildung 4.4 ist der Aufbau des Vakuumsystems für das Ausheizen zu sehen. Die Vakuumkammer wurde in einem Ofen aufgestellt. Über ein T-Stück wurden beiden Seiten der Vakuumkammer parallel mit der Pumpstation außerhalb des Ofens verbunden. Beide Seiten sind jeweils über ein Eckventil vom Rest des Vakuumsystems abtrennbar. Auf der Vakuumseite wurde zusätzlich eine Ionenvakuumpumpe (Varian VacIon Plus 20 StarCell) eingebaut, damit es hier möglich ist, auch nach dem Abtrennen vom übrigen System Gas abzupumpen.

Nach dem Aufbau des Vakuumsystems wurde zunächst die Scrollpumpe und anschließend die Turbopumpe der Pumpstation eingeschaltet. Nachdem ein Druck von  $2,6 \cdot 10^{-7}$  mbar erreicht war, wurde ein Heliumlecktest am Vakuumsystem durchgeführt. Es wurden keine undichten Stellen gefunden. Der Ausheizprozess wurde bei einem Druck von  $5,8 \cdot 10^{-8}$  mbar bei einer Raumtemperatur von 24°C begonnen (s. Abb. 4.5, Messdaten in [D13a]). Die Ofentemperatur

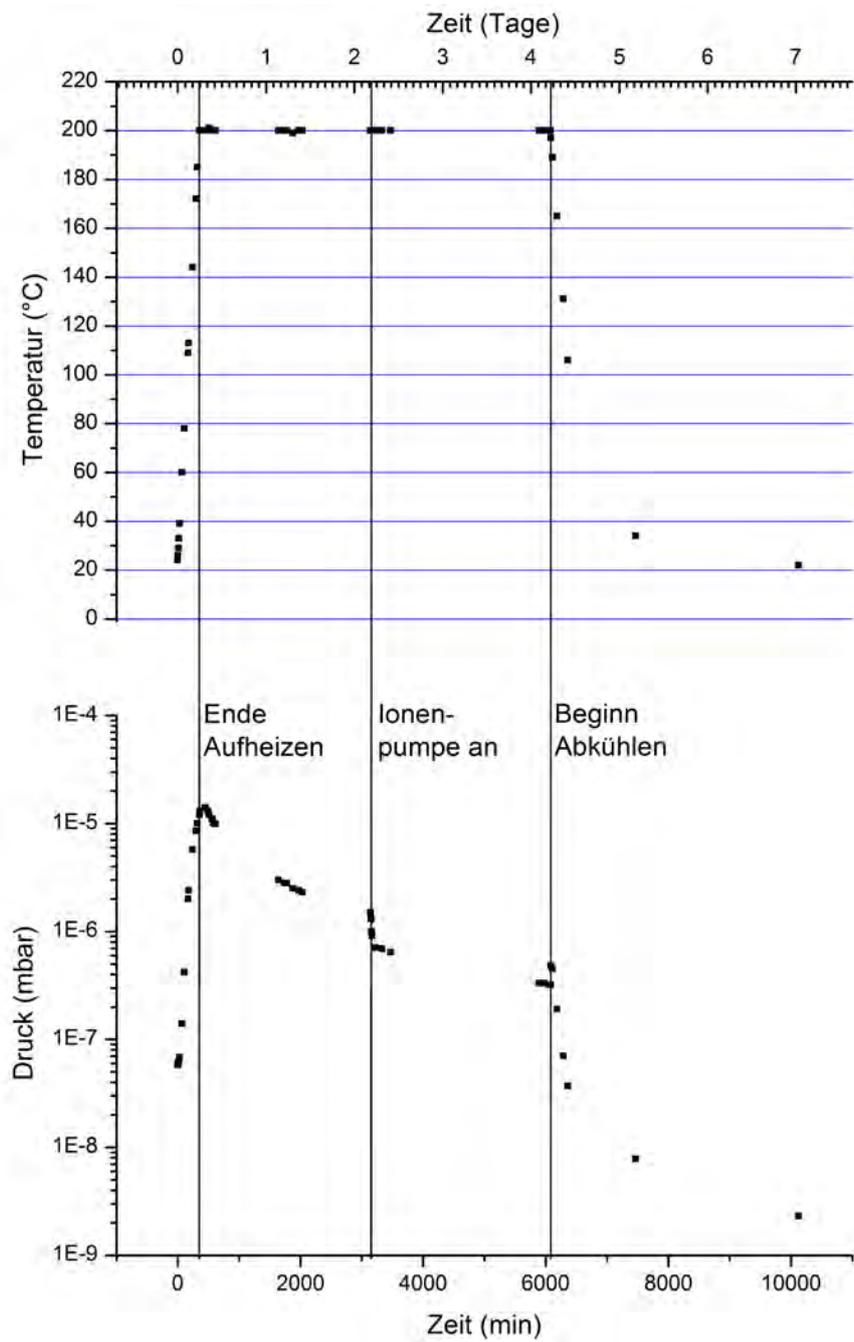


Abbildung 4.5: Temperatur- und Druckverlauf während des Ausheizens.

wurde mit einer Rate von  $30^{\circ}\text{C}/\text{Stunde}$  auf eine Endtemperatur von  $200^{\circ}\text{C}$  erhöht, wodurch der Druck auf  $1,4 \cdot 10^{-5}$  mbar anstieg. Danach wurde die Temperatur konstant auf  $200^{\circ}\text{C}$  gehalten. Nach zwei Tagen, vier Stunden und 28 Minuten wurde bei einem Druck von  $1,5 \cdot 10^{-6}$  mbar die Ionenpumpe eingeschaltet. Nach vier Tagen, fünf Stunden und 20 Minuten war ein Druck von  $3,2 \cdot 10^{-7}$  mbar erreicht und es wurde mit dem Auskühlen des Ofens mit einer gewünschten Rate von  $20^{\circ}\text{C}/\text{Stunde}$  begonnen. Nach sieben Tagen und 44 Minuten lag die Ofentemperatur bei  $22^{\circ}\text{C}$  und der Druck bei  $2,3 \cdot 10^{-9}$  mbar.

Nach dem Ausheizen wurde ein Multimeter an die Steuereinheit der Ionenpumpe angeschlossen, um über die Stromstärke den Druck abschätzen zu können. Der Strom blieb konstant bei  $11 \mu\text{A}$ , während die Eckventile auf der Luft- und der Vakuumseite geschlossen wurden, was einen konstant bleibenden Druck bedeutet. Das Lösen der Schrauben zwischen dem Eckventil und dem Reduzierflansch führte dazu, dass der Strom deutlich auf über  $13 \text{ mA}$  stieg und die Steuereinheit eine Überlast anzeigte, weswegen die Ionenpumpe ausgeschaltet wurde.  $13 \text{ mA}$  entsprechen grob einem Druck von  $10^{-4}$  mbar und die Ionenpumpe lässt sich prinzipiell bis zu einem Druck von  $5 \cdot 10^{-2}$  mbar betreiben. Die Durchführung war also undicht geworden. Bei einer genaueren Untersuchung fanden sich Risse zwischen dem Lötzinn und der versilberten Kupferhalterung (s. Abb. 4.6). Nachdem diese mit Epoxidharz abgedichtet worden waren, konnten weitere, kleinere Lecks an einigen, aber nicht allen Lötverbindungen an den SMB-Steckern festgestellt werden. Eine mögliche Lösung dieses Problems bei den nächsten Durchführungen ist die Verbesserung der Qualität der Lötverbindungen, z.B. durch die Verwendung von Lötpaste anstelle von Lötdraht und durch das Erhitzen des Kupferrings während des Lötens mithilfe von Heizbändern. Zudem kann die Belastung durch den Ausheizprozess verringert werden, indem man die Heizrate und die Endtemperatur senkt.

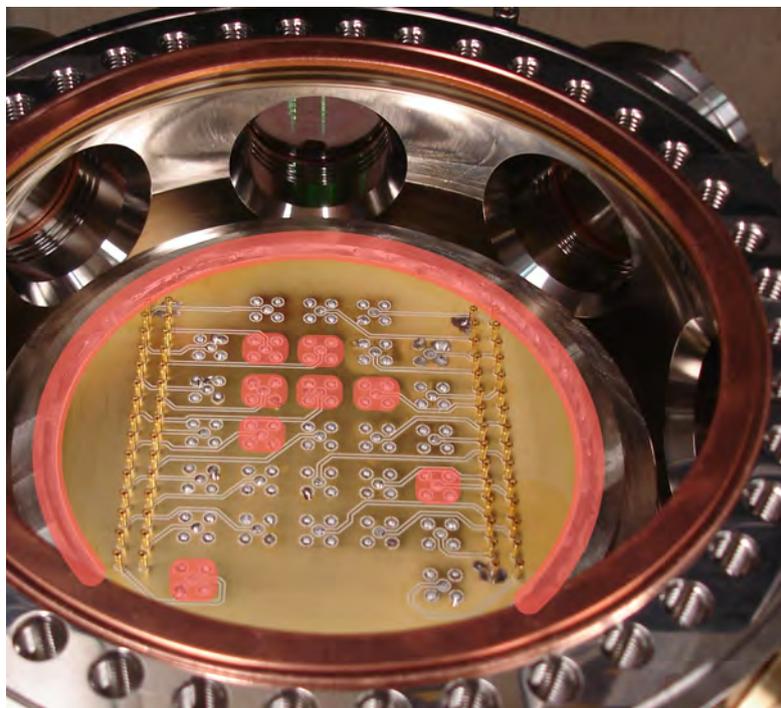


Abbildung 4.6: Photo der Vakuumseite der Durchführung. Die Stellen, an denen nach dem Ausheizen Lecks entdeckt wurden, sind rötlich markiert.

## 4.6 Zusammenfassung

Ziegelstadl soll in einer Vakuumkammer bei einem Druck im Bereiche von  $10^{-10}$  mbar bis  $10^{-11}$  mbar betrieben werden, wohingegen sich die Spannungsquellen außerhalb der Kammer befinden werden. Daher ist eine UHV-kompatible elektrische Durchföhrung notwendig. Für einen geringen Leistungsverbrauch ist eine geringe Kapazität der Durchföhrung wönschenswert, welche mit handelsüblichen Durchföhrungen nicht zu erreichen ist. Daher wurde eine spezielle Durchföhrung entwickelt. Sie besteht aus einer ca. 3 mm dicken Leiterplatte aus UHV-tauglichem Material, welche in eine versilberte Kupferhalterung gelötet ist, die zugleich als Dichtung zwischen der Vakuumkammer und einem Reduzierflansch dient. Die Durchföhrung bietet 30 Signalkanäle, welche durch geerdete Flächen voneinander abgeschirmt sind. Die Filterplatine und LC-Schwingkreise können direkt an der Vakuum- bzw. Luftseite der Durchföhrung angeschlossen werden. Die Kapazität der Durchföhrung beträgt  $C_{DF} \leq 5$  pF, womit sich eine gemeinsame Kapazität von Durchföhrung, Filterplatine und Ziegelstadl  $C \approx 10$  pF ergibt, eine Größenordnung weniger als bei handelsüblichen Durchföhrungen. Die Durchföhrung hat sich bei den von uns benötigten Spannungen bewährt. Vor dem Ausheizen ließen sich Drücke von wenigen  $10^{-7}$  mbar erreichen. Ein Heliumlecktest mit einer Heliumflussrate  $j_0 = 0,3 \cdot 10^{-10}$  mbar/l/s über erfüllte die typische Anforderung an kommerzielle UHV-Durchföhrungen. Die spezielle Durchföhrung wurde beim Ausheizen undicht. Durch Verbesserung der Lötverbindungen sowie einen sanfteren Ausheizprozess sollte sich das in Zukunft vermeiden lassen.

# Kapitel 5

## LC-Schwingkreis

In Abschnitt 3.3.2 wird der Wechselspannungstest, der an Ziegelstadl-Chip 59 A3 durchgeführt wurde, beschrieben. Dabei wurde ein LC-Schwingkreis zur Spannungsverstärkung benutzt (bzgl. der Verwendung von Schwingkreisen als Spannungsverstärker für Ionenfallen s. auch die Masterarbeit von Gandolfi [62]). Dieses Kapitel liefert eine Einführung in die Theorie von LC-Schwingkreisen und der Notwendigkeit eines Impedanzanpassungsnetzwerkes in Abschnitt 5.1 und stellt den entwickelten Schwingkreis in Abschnitt 5.2 vor.

### 5.1 Theorie des LC-Schwingkreises

#### 5.1.1 Unangepasster LC-Schwingkreis

Ein serieller LC-Schwingkreis (s. Abb. 5.1) ist eine Reihenschaltung aus einem kapazitiven und einem induktiven Element, zwischen denen die elektrische Energie oszilliert, und einem ohmschen Widerstand, den reale Bauteile immer aufweisen [63, 62]. Ein Schwingkreis lässt sich als Spannungsverstärker verwenden. Wird die Spannung über dem Kondensator abgegriffen, erhält man die Transferfunktion

$$G_V(\Omega) = \frac{|U_{\text{out}}|}{|U_{\text{in}}|} = \left| \frac{\frac{1}{i\Omega C}}{R + i\Omega L + \frac{1}{i\Omega C}} \right|. \quad (5.1)$$

Für vernachlässigbar kleine  $R$  wird das Spannungsverhältnis maximal, wenn sich der induktive und der kapazitive Anteil im Nenner aufheben, d.h. bei der Resonanzfrequenz  $\Omega_0 = (LC)^{-1/2}$ . Die Transferfunktion beträgt dann

$$G_V(\Omega_0) = \frac{1}{\Omega_0 C R} = \sqrt{\frac{L}{C}} \cdot \frac{1}{R} = \frac{\Omega_0 L}{R}. \quad (5.2)$$

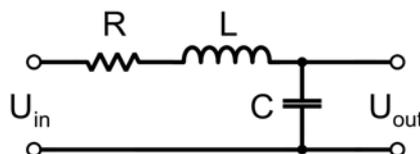


Abbildung 5.1: Schaltbild eines RLC-Schwingkreises.

Dies entspricht der Güte des Schwingkreises

$$Q := 2\pi \frac{E}{E_T} = \Omega_0 \frac{E}{P} = \Omega_0 \frac{\frac{1}{2}LI^2}{\frac{1}{2}RI^2} = \Omega_0 \frac{L}{R}, \quad (5.3)$$

wobei  $E$  die im Resonator gespeicherte Energie,  $E_T$  der Energieverlust während einer Schwingungsperiode  $T$ ,  $P = E_T/T$  die durchschnittlich abgegebene Leistung und  $I$  die Amplitude des fließenden Stroms ist. Für eine genauere Betrachtung der Transferfunktion ohne Vernachlässigung von  $R$  ist es hilfreich, Gleichung 5.1 mithilfe von  $Q$  und  $\Omega_0$  auszudrücken:

$$G_V(\Omega) = \left| i \frac{1}{Q} \frac{\Omega}{\Omega_0} - \left( \frac{\Omega}{\Omega_0} \right)^2 + 1 \right|^{-1}. \quad (5.4)$$

Wie man sieht, ist der Nenner dieser Funktion ein Polynom zweiter Ordnung in  $\Omega$  mit den komplexen Polstellen

$$\Omega_{1,2} = \left( \frac{i}{2Q} \pm \sqrt{\frac{-1}{4Q^2} + 1} \right) \Omega_0. \quad (5.5)$$

Für  $Q \leq 1/2$  sind  $\Omega_{1,2}$  rein imaginär und man erhält keine Schwingung. Für  $Q > 1/2$  haben  $\Omega_{1,2}$  einen reellen Anteil und es ergibt sich eine gedämpfte Schwingung. Die Transferfunktion erreicht ein Maximum, wenn ihr Nenner

$$\left| i \frac{1}{Q} \frac{\Omega}{\Omega_0} - \left( \frac{\Omega}{\Omega_0} \right)^2 + 1 \right| = \sqrt{\frac{\Omega^4}{\Omega_0^4} + \left( \frac{1}{Q^2} - 2 \right) \frac{\Omega^2}{\Omega_0^2} + 1} \quad (5.6)$$

minimal wird, was bei

$$\Omega_p = \pm \sqrt{1 - \frac{1}{2Q^2}} \Omega_0 \quad (5.7)$$

passiert, wovon nur das positive Ergebnis relevant ist. Die Spannungsverstärkung beträgt für diese Frequenz

$$G_V(\Omega_p) = \frac{Q}{\sqrt{1 - \frac{1}{4Q^2}}}. \quad (5.8)$$

Für große  $Q$  gehen die Wurzelterme in Gleichung 5.7 und 5.8 gegen 1. In diesem Grenzfall gilt  $\Omega_p \approx \Omega_0$  und  $G_V(\Omega_p) \approx Q$ . Im Folgenden wird diese Näherung verwendet.

### 5.1.2 Impedanzanpassung

Trifft eine elektromagnetische Welle auf eine Grenzfläche zwischen zwei Medien a und b, so wird sie teilweise reflektiert, wenn die Wellenimpedanzen  $Z_a$  und  $Z_b$  der beiden Medien nicht die Relation  $Z_a = Z_b^*$  erfüllen. Hierbei ist die Wellenimpedanz durch  $Z_i = \sqrt{\mu_i/\epsilon_i}$  mit der dielektrischen Permittivität  $\epsilon_i$  und der magnetischen Permeabilität  $\mu_i$  für  $i = a, b$  gegeben. Im konkreten Fall des LC-Schwingkreises wird die an diesem anliegende Wechselspannung von einer Wechselspannungsquelle über Koaxialkabel geliefert. Sowohl die Ausgangsimpedanz  $Z_S$  der Quelle (Abb. 5.2a) wie auch die Wellenimpedanz der Kabel sind üblicherweise rein reell und betragen  $50 \Omega$ . Reflexionen zwischen Quelle und Kabel sind daher nicht zu erwarten und

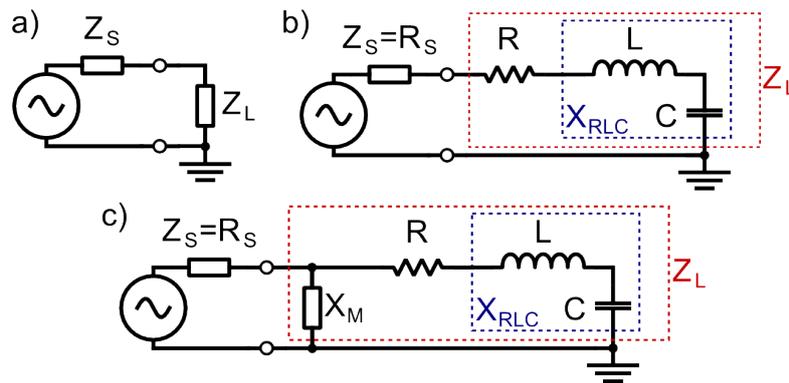


Abbildung 5.2: a) Damit am Übergang zwischen Spannungsquelle und Last keine Reflexionen entstehen, müssen die Quellenimpedanz  $Z_S$  und die Lastimpedanz  $Z_L$  die Relation  $Z_S = Z_L^*$  erfüllen. b) Typischerweise ist die Quellenimpedanz reell mit  $Z_S = 50 \Omega$ . Im Resonanzfall gilt  $Z_L = R$ . Da  $R$  meistens kleiner als  $50 \Omega$  ist, wird die Bedingung  $Z_S = Z_L^*$  im Allgemeinen nicht erfüllt. c) Über eine parallele Impedanz  $X_M$  lässt sich die Lastimpedanz so anpassen, dass  $Z_S = Z_L^*$  erfüllt wird.

die Kabel können als Teil der Quelle betrachtet werden. Im Resonanzfall ist die Lastimpedanz des Schwingkreises  $Z_L = Z_{\text{RLC}}(\Omega_0) = R$  ebenfalls reell, aber meistens deutlich kleiner als  $50 \Omega$  (Abb. 5.2b) und die Relation [63, 62]

$$Z_S = Z_L^* \quad (5.9)$$

wird nicht erfüllt.

Reflexionen am Eingang des LC-Schwingkreises sind unerwünscht. Zum einen würde die effektive Spannungsverstärkung des Resonators vermindert, wenn ein Teil der anliegenden Leistung reflektiert wird und gar nicht in den Schwingkreis gelangt, zum anderen schadet die zurück reflektierte Leistung der Spannungsquelle. Daher wird ein Impedanzanpassungsnetzwerk benötigt, durch das die Lastimpedanz verändert werden kann.

In der einfachsten Form kann die Impedanzanpassung über eine weitere Reaktanz  $X_M$  geschehen (s. Abb. 5.2c), die parallel zum LC-Schwingkreis eingebaut wird [64, 62]. Aus Bedingung 5.9 wird dann

$$R_S = \left( \frac{1}{iX_M} + \frac{1}{R + iX_{\text{RLC}}(\Omega)} \right)^{-1} \quad (5.10)$$

wobei  $X_{\text{RLC}}(\Omega)$  der Imaginärteil der Impedanz  $Z_{\text{RLC}}(\Omega) = R + iX_{\text{RLC}}(\Omega)$  des LC-Schwingkreises ist. Daraus ergeben sich die Gleichungen

$$R_S R = R^2 + X_{\text{RLC}}(\Omega)^2 \quad (5.11)$$

$$-X_M X_{\text{RLC}}(\Omega) = R^2 + X_{\text{RLC}}(\Omega)^2 \quad (5.12)$$

für den Imaginär- und Realteil. Aus Gleichung 5.11 folgt

$$X_{\text{RLC} 1,2} = \pm \sqrt{(R_S - R) R} \quad (5.13)$$

mit der Bedingung  $R_S > R$ . Daraus ergeben sich zwei positive Lösungen für  $\Omega$ :

$$\Omega_{1,2} = \pm \frac{\sqrt{(R_S - R)R}}{2L} + \sqrt{\left(\frac{\sqrt{(R_S - R)R}}{2L}\right)^2 + \frac{1}{LC}}. \quad (5.14)$$

Für die Reaktanz des Impedanzanpassungsnetzwerkes folgt

$$X_{M1,2} = \mp \frac{R_S}{\sqrt{\frac{R_S}{R} - 1}}. \quad (5.15)$$

Impedanzanpassungsnetzwerke mit mehr als einer reaktiven Komponente bieten mehr Parameter und ermöglichen eine Anpassung auch bei der Resonanzfrequenz  $\Omega_0$  des LC-Schwingkreises. Abb. 5.3 zeigt Schaltbilder sogenannter „L“-Netzwerke, bei denen die Impedanzanpassung über zwei reaktive Komponenten geschieht.

Sind  $U_{in}$  und  $I_{in}$  Eingangsspannung und -strom in das Impedanzanpassungsnetzwerk und  $U_{out}$  und  $I_{out}$  seine Ausgangsspannung bzw. sein Ausgangsstrom, so ist die von der Quelle ausgesehene Lastimpedanz  $Z_{in} = U_{in}/I_{in}$ , wohingegen die tatsächliche Lastimpedanz des Schwingkreises  $Z_{RLC} = U_{out}/I_{out}$  erfüllt. Im angepassten Fall gilt  $Z_S = Z_{in}^*$  und es lässt sich berechnen

$$\frac{|Z_{RLC}|}{|Z_S|} = \frac{|U_{out}/I_{out}| |U_{out}I_{out}^*|}{|U_{in}/I_{in}| |U_{in}I_{in}^*|} = \frac{|U_{out}|^2}{|U_{in}|^2}, \quad (5.16)$$

wobei die Leistungserhaltung  $|U_{out}I_{out}^*| = |U_{in}I_{in}^*|$  benutzt wurde. Daher gilt im Resonanzfall  $Z_{RLC}(\Omega_0) = R$  für die Spannungsverstärkung des Impedanzanpassungsnetzwerkes

$$G_V^M = \frac{|U_{out}|}{|U_{in}|} = \sqrt{\frac{|Z_{RLC}|}{|Z_S|}} = \sqrt{\frac{R}{|Z_S|}} \quad (5.17)$$

und insgesamt

$$G_V^{M\&RLC} = G_V^M G_V^{RLC} = \sqrt{\frac{R}{|Z_S|} \frac{\Omega_0 L}{R}} = \frac{\Omega_0 L}{\sqrt{|Z_S| R}}, \quad (5.18)$$

wobei Formel 5.2 verwendet wurde.

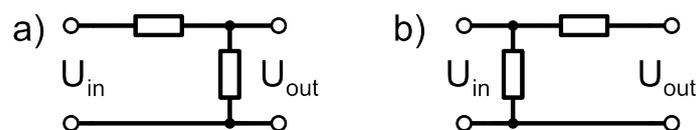


Abbildung 5.3: Schaltbilder der beiden Umsetzungen eines „L“-Netzwerks aus zwei reaktiven Komponenten. Der Name ist durch die Form des Netzwerks inspiriert.

## 5.2 Umsetzung des LC-Schwingkreises

Der in Abschnitt 3.3.2 verwendete Resonator besteht aus einem LC-Schwingkreis mit Impedanzanpassung. Die Kapazität des LC-Schwingkreises wird von der gemeinsamen Kapazität der Ionenfalle „Ziegelstadl“ und der Filterplatine, die in Kapitel 3 beschrieben werden, sowie der Durchführung, der Kapitel 4 gewidmet ist, und eventueller weiterer Verkabelung gebildet. Somit wird für den Schwingkreis selbst nur noch eine Induktivität benötigt, von deren Auswahl und Umsetzung Abschnitt 5.2.1 handelt. Die Impedanzanpassung erfolgt über ein „L“-Netzwerk, das in Abschnitt 5.2.2 vorgestellt wird. Die Induktivität des LC-Schwingkreises sowie die Komponenten des Impedanzanpassungsnetzwerkes sind auf eine Streifenplatine aus Hartpapier (Vero Technologies 01-3938) gelötet. Der Anschluss auf beiden Seiten erfolgt über BNC-Stecker, da der Schwingkreis vor der Verwendung unserer Durchführung gebaut wurde. Für zukünftige Umsetzungen des Resonators ist es sinnvoll beim durchführungsseitigen Anschluss auf SMB-Stecker passend zur Durchführung umzusteigen. Die Bestimmung der Resonanzfrequenz sowie die Berechnung der Spannungsverstärkung des aktuellen LC-Schwingkreises werden in Abschnitt 5.2.3 geschildert.

### 5.2.1 Unangepasster LC-Schwingkreis

Der eigentliche LC-Schwingkreis besteht aus einer Kapazität und einer Induktivität. Die Kapazität ist durch die gemeinsame Kapazität  $C$  von Ziegelstadl, der Filterplatine, der Vakuumdurchführung sowie eventueller weiterer Verkabelung gegeben. Da der Schwingkreis vor der Entwicklung der Durchführung gebaut wurde, ließ sich  $C$  nicht messen, sondern nur abschätzen. Erwartet wurde ein Wert  $C \approx 25$  pF. Den induktiven Teil des Schwingkreises bildet eine Spule, bei deren Auswahl zwei Bedingungen zu beachten waren.

Erstens wurde eine Resonanzfrequenz  $\Omega_0 \approx 2\pi \cdot 40$  MHz angestrebt. Mit der geschätzten Kapazität  $C \approx 25$  pF folgt daraus eine benötigte Induktivität

$$L = \frac{1}{\Omega_0^2 C} \approx 630 \text{ nH.} \quad (5.19)$$

Zweitens sollte die Leistung  $P$ , die in den Schwingkreis gesteckt werden muss, um hohe Spannungen  $U_C$  über der Ionenfalle zu erreichen, gering gehalten werden. Zum einen werden mit steigender Leistung größere und teurere Leistungsverstärker benötigt, um die Eingangsspannung für den Schwingkreis zu liefern. Zum anderen heizt die Verlustleistung die Ionenfalle (und die Durchführung) auf, was möglichst zu vermeiden ist. Vorerst ist  $P \leq 5$  W die gesetzte Grenze, ein geringerer Leistungsverbrauch ist natürlich immer sinnvoll. Da der Resonator nach dem ersten Gleichspannungstest an Ziegelstadl im Vakuum entworfen wurde, bei dem der Durchbruch erst bei einer Spannung von  $600 V_{DC}$  geschah, wurde eine Spannungsamplitude  $U_C \geq 600$  V angestrebt. Mit den Annahmen, dass im Impedanzanpassungsnetzwerk keine Leistung verloren geht und somit die von der Quelle zu liefernde Leistung  $P$  der im Schwingkreis verbrauchten entspricht, und dass der Realteil der Impedanz des Schwingkreises, durch den die Leistung verbraucht wird, in guter Näherung durch den ohmschen Widerstand  $R$  der Spule

gegeben ist, gilt im Resonanzfall

$$\begin{aligned}
 P &= \frac{1}{2} I^2 \cdot R \\
 &= \frac{1}{2} (\Omega_0 C U)^2 \cdot \frac{\Omega L}{Q_L(\Omega)} \\
 &= \frac{\Omega_0 C U^2}{2 Q_L}.
 \end{aligned} \tag{5.20}$$

Dabei ist  $I$  die Stromamplitude im Schwingkreis und es wurde  $R = \Omega L / Q_L(\Omega)$  mit der frequenzabhängigen Güte der Spule  $Q_L(\Omega)$  für den Widerstand der Spule verwendet. Stellt man Gleichung 5.20 um und setzt  $\Omega_0 = 2\pi \cdot 40$  MHz,  $C = 25$  pF,  $U_C \geq 600$  V und  $P \leq 5$  W ein folgt für die Güte der Spule die Bedingung

$$Q_L(\Omega_0) = \frac{C U_C^2 \Omega_0}{2P} \gtrsim 226. \tag{5.21}$$

Eine Ringspule mit 15 Windungen aus Kupferdraht mit einem Durchmesser von 1 mm um einem Spulenkern des Typs T 106-0 der Firma Micrometals [65] erfüllt diese Bedingungen mit einer nominellen Induktivität  $L = 620$  nH und einer nominellen Güte  $Q_L(2\pi \cdot 40$  MHz)  $\approx 310$ . Der Spulenkern ist ein Hohlzylinder aus nicht magnetischem Material mit einer Höhe von 11,1 mm, einem Außendurchmesser von 27 mm und einem Innendurchmesser von 14,3 mm, welcher in der Institutswerkstatt aus Teflon hergestellt werden konnte. Die angefertigte Spule wurde mithilfe eines Q-Meters (Hewlett-Packard 4342A) ausgemessen. Das Messgerät erlaubt die Einstellung der Frequenz und der Kapazität und zeigt die Güte auf einer Skala an. Über die Variation der Kapazität wurde die Güte für verschiedene Frequenzen minimiert [D12]. Abb. 5.4 zeigt die gemessenen maximalen Güten in Abhängigkeit der Frequenz. Über die eingestellten Kapazitäten  $C$ , bei denen die Güte jeweils maximal wurde, lässt sich zudem mit  $L = 1 / ((2\pi\nu)^2 C)$  die Induktivität der Spule berechnen. Es ergibt sich ein gewichteter Mittelwert  $L = (664 \pm 6)$  nH. Die Abweichung vom nominellen Wert wurde vermutlich durch die manuelle Wicklung der Spule verursacht.

### 5.2.2 Impedanzanpassung

Die Impedanzanpassung erfolgt über ein  $L$ -Netzwerk entsprechend Abb. 5.3a). Wie in Abb. 5.5 dargestellt besteht die parallele Reaktanz aus der Parallelschaltung eines variablen Kondensators  $C_2$  (5 pF bis 45 pF, Sprague Goodman GXE 4500) und einer Induktivität  $C_1$  (12  $\mu$ H, API Develan 5022-123J), die andere Reaktanz aus einem variablen Kondensator  $C_1$  (12 pF bis 100 pF, Johanson Manufacturing 9328). Mithilfe der Kondensatoren lässt sich das Netzwerk auf den jeweiligen LC-Schwingkreis einstellen. Die parallele Induktivität  $L_1$  stellt eine Verbindung mit niedrigem Gleichstromwiderstand zwischen der RF-Elektrode und der Masse dar, wodurch einem unerwünschten elektrischen Aufladen der ersteren entgegengewirkt wird.

### 5.2.3 Resonanzfrequenz und Spannungsverstärkung

Für die Einstellung des Anpassungsnetzwerkes schlossen wir den LC-Schwingkreis auf der einen Seite (P2) über die Durchführung und die Filterplatine an den Ziegelstadl-Chip an, auf

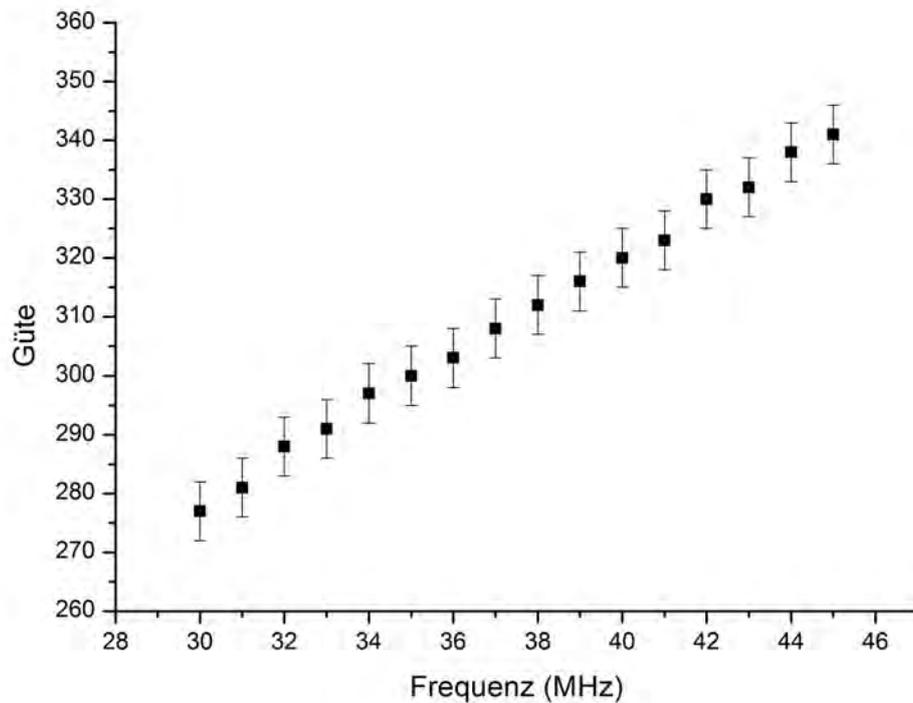


Abbildung 5.4: Güte  $Q_L$  der Spule des LC-Schwingkreises in Abhängigkeit der Frequenz  $\nu$ . Im vermessenen Frequenzbereich scheint die Güte annähernd linear zu steigen. Nach [65] wird die Kurve für höhere Frequenzen jedoch flacher und fällt schließlich nach einem Maximum bei  $\nu \approx 60$  MHz.

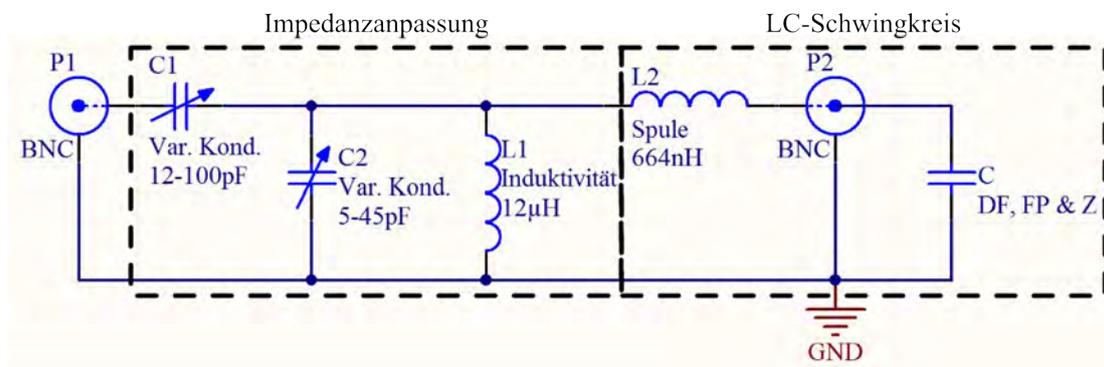


Abbildung 5.5: Schaltbild des LC-Schwingkreises mit Impedanzanpassungsnetzwerk.

der anderen (P1) an einen Impedanzanalysator (AEA Technologies VIA Bravo II). Mithilfe der beiden variablen Kondensatoren wurde das Minimum der Reflexionskurve möglichst nahe an 0 gebracht. Für die Feinjustage wurde der gleiche Aufbau wie für den Wechselspannungstest verwendet (s. Abb. 3.17). Durch Verändern der Kondensatoreinstellungen sowie der Frequenz wurde die reflektierte Spannung minimiert. Bei der letztendlichen Einstellung hatten wir eine mittlere Spannungsreflexion  $r = 0,013 \pm 0,004$  bei einer Frequenz  $\Omega_0 = 2\pi \cdot (38,410 \pm 0,005)$  MHz. Mit der Induktivität  $L = (664 \pm 6)$  nH und der Güte  $Q_L(38 \text{ MHz}) = 312 \pm 5 < Q_L(39 \text{ MHz})$  der Spule sowie der Quellenimpedanz  $Z_S = 50 \Omega$  ergibt sich für die Spannungsverstärkung nach Formel 5.18

$$G_V^{M\&RLC} = \frac{\Omega_0 L}{\sqrt{|Z_S| R}} = \sqrt{\frac{\Omega_0 L Q_L}{Z_S}} = 31,6 \pm 0,3. \quad (5.22)$$

### 5.3 Zusammenfassung

Für die Wechselspannungsversorgung von Ziegelstadl sollen LC-Schwingkreise als Spannungsverstärker verwendet werden. Damit diese effizient genutzt werden können, ist es notwendig, ihre Impedanz über ein Netzwerk aus reaktiven Komponenten an die Ausgangsimpedanz der Spannungsquelle anzupassen. Für den Wechselspannungstest (vgl. 3.3.2) wurde ein impedanzangepasster LC-Schwingkreis entwickelt. Der kapazitive Teil des eigentlichen Schwingkreises ist durch die gemeinsame Kapazität der Durchführung, der Filterplatine und der Falle gegeben. Da der Schwingkreis vor der Fertigstellung der speziellen Durchführung entworfen wurde, wurde  $C \approx 25$  pF angenommen. Die Induktivität des LC-Schwingkreises sollte bei einer Frequenz  $\Omega \approx 2\pi \cdot 40$  MHz mit einer Leistung  $P \leq 5$  W eine Spannungsamplitude  $U_C \geq 600$  V über der Falle erzeugen können. Es wurde eine Ringspule mit nicht magnetischem Spulenkern hergestellt, die dies mit einer Induktivität  $L \approx 660$  nH und einer Güte  $Q_L \approx 310$  erfüllt. Für die Impedanzanpassung wurde ein „L“-Netzwerk verwendet. Bei einer Frequenz  $\nu \approx 38,4$  MHz konnte die Spannungsreflexion auf  $r \approx 0,013$  minimiert werden. Die berechnete Spannungsverstärkung des impedanzangepassten LC-Schwingkreises beträgt  $G_V^{M\&RLC} \approx 30$ .

# Kapitel 6

## Zusammenfassung und Ausblick

In vielen Experimenten zur Quantensimulation werden die Energiezustände von Ionen als Qubits genutzt. Üblicherweise werden dazu mehrere Ionen als Kette in einer linearen Paul-Falle gefangen. Einen alternativen Ansatz stellen sphärische Paul-Fallen mit je ein gefangenen Ion dar, welche einem beliebigen zweidimensionalen Gitter arrangiert werden können. Die vorliegende Arbeit hat die Ionenfalle Ziegelstadl zum Thema, welche eine Umsetzung jenes Konzepts ist. Sie bietet eine kurze Einführung in die Theorie zweidimensionaler Ionenfallen, stellt den Aufbau von Ziegelstadl vor und beschreibt die ersten Schritte, die Falle elektrisch zu kontaktieren, eine Spannungsversorgung für sie zu entwickeln und sie ins Vakuum zu bringen.

Mehrere hundert Exemplare der Ionenfalle Ziegelstadl wurden vom Forschungszentrum Mikrotechnik der Fachhochschule Vorarlberg als dreilagige Struktur aus zwei Kupferschichten und einer isolierenden  $\text{SiO}_2$ -Schicht dazwischen auf einem  $\text{SiO}_2$ -Substrat mit einer Kantenlänge von 1,1 mm produziert, wobei die obere Kupferschicht die Elektroden der Ionenfalle bildet und die untere die zu den Bondinseln nach außen führenden Leiterbahnen liefert. Die Elektroden formen ein quadratisches  $4 \times 4$ -Gitter aus sphärischen Oberflächen-Paul-Fallen mit einem Abstand  $s = 100 \mu\text{m}$ . Über segmentierte RF-Elektroden kann gezielt das elektrische Potential zwischen zwei benachbarten Ionenfallen gesenkt und damit die Coulomb-Wechselwirkung zwischen den darin gefangenen Ionen verstärkt werden, was als Adressieren bezeichnet wird. Im adressierten Fall werden für Ziegelstadl Gatterzeiten von einigen Zehntel Millisekunden erwartet, während für den nicht adressierten Fall zwei Größenordnungen höhere Werte anzunehmen sind. Dies sollte erste Quantensimulation ermöglichen.

Ziegelstadl wurde mithilfe der Technik des Drahtbondens, genauer des Thermo-Ultraschallbondens, kontaktiert. Dazu wurde eine 50 nm dicke Titanschicht, welche das Bonden verhindern würde, durch Ätzen mit Flußsäure entfernt. Experimentell wurde die kürzeste Ätzdauer ermittelt, bei der die Titanschicht vollständig abgetragen wird, um die Beschädigung des  $\text{SiO}_2$ , welches ebenfalls von HF angegriffen wird, möglichst zu vermeiden. Nach dem Ätzen wurden die Chips mit Palladium plattiert. Die Palladiumschicht bietet einen guten Oxidationsschutz für die Lagerung bei Raumtemperatur, scheint aber zu dünn zu sein, um eine Oxidation bei höheren Temperaturen ( $\sim 120^\circ\text{C}$ ), die zum Aushärten des Klebers zur Fixierung des Chips auf einer Leiterplatte nötig sind, zu verhindern. Das Oxid scheint eine rauere Elektrodenoberfläche zu verursachen, was möglicherweise eine höhere Ionenheizrate bedingt. Außerdem erschwert es das Bonden. Trotzdem wurden geeignete Bondparameter gefunden.

Für eine zukünftige Version des Ziegelstadl-Chips ist es wünschenswert, auf das Ätzen verzichten und gleichzeitig Oxidation vermeiden zu können. Es bestehen verschiedene Vorschläge, wie dies zu erreichen ist. Eine einfache Option wäre es, die Kupferschichten durch Gold zu ersetzen. Da Gold nicht oxidiert, wird keine schützende Titanschicht benötigt und es kann auf den der isolierenden  $\text{SiO}_2$ -Schicht schadenden Ätzbvorgang verzichtet werden. Gold wäre zudem das ideale Material für die Bondinseln. Sollte sich dies aus Kostengründen nicht umsetzen lassen, wäre eine Alternative die Verringerung der Dicke der schützenden Titanschicht von den jetzigen 50 nm auf ca. 3 nm. Eine solche dünnere Titanschicht sollte das Golddrahtbonds nicht mehr verhindern [55, 56]. Eine weitere Möglichkeit wäre es, auf die Titanschicht zu verzichten und die Kupferelektroden sofort nach der Herstellung des Chips chemisch mit Palladium zu plattieren. In diesem Fall sollte ein anderer Kleber anstelle von Vacseal® gefunden werden, der sich vorzugsweise bei Raumtemperatur aushärten lässt, und der Bondvorgang von TS-Bonds auf einfaches Ultraschallbonds umgestellt werden. Welche Lösung gewählt wird, sollte mit der Fachhochschule Vorarlberg, welche die Fallen herstellt, besprochen werden.

Die Bondinseln der aktuellen Version des Ziegelstadl-Chips haben teilweise einen sehr geringen Abstand von lediglich 55  $\mu\text{m}$  voneinander, was ungefähr der Breite des Drahtes an der Stelle des Bondkontaktes entspricht. Daher ist es unmöglich, alle 20 Bondinseln durch Drahtbonds zu kontaktieren, ohne einige davon kurzzuschließen. Für eine zukünftige Version sollten die Bondinseln einem gleichmäßigen Abstand von 80  $\mu\text{m}$  oder größer aufweisen. Da Bondverbindungen vor allem am Rand einer Bondstelle entstehen, wäre es zudem sinnvoll, den Durchmesser der Bondinseln an die Breite der Bondkontakte anzupassen. Mit einem Abstand von 80  $\mu\text{m}$  und einem Durchmesser von 60  $\mu\text{m}$  würden die Bondinseln einem Bereich mit einer Ausdehnung von  $10 \cdot 80 \mu\text{m} + 60 \mu\text{m} = 860 \mu\text{m} = 0,86 \text{ mm}$  einnehmen, was konfliktfrei mit der aktuellen Kantenlänge des Ziegelstadl-Chips von 1,1 mm zu vereinbaren ist. Schließlich sollte auch Abstand der Bondinseln von der äußeren Masseelektrode von momentan 75  $\mu\text{m}$  vergrößert werden, um auch in diese Richtung Kurzschlüsse leicht vermeiden zu können. Eine Verdoppelung des Abstands auf 150  $\mu\text{m}$  wäre angenehm. Dazu müsste der Ziegelstadl-Chip in diese Richtung etwas vergrößert werden, was allerdings kein Problem darstellen sollte.

Für Ziegelstadl wurde eine Leiterplatte entwickelt, auf die der Chip geklebt wird und mit der er durch die Drahtbondkontakte elektrisch verbunden ist. Die Leiterplatte ist chemisch mit Gold beschichtet, wodurch das Bonds hier zuverlässig funktioniert. Auffällig ist ihre Sanduhrform. Diese gewährt durch die Schmalstelle in der Mitte Laserzugang zur Ionenfalle, bietet aber auch den Platz, um die Leiterbahnen auseinander zu fächern und geerdete Elektroden zwischen ihnen einzufügen, um so die Kopplung zwischen verschiedenen Signalkanälen gering zu halten. Die Gleichspannungskanäle der Leiterplatte beinhalten Tiefpassfilter, die das Aufgreifen von Wechselfeldern durch die Gleichspannungselektroden der Falle vermindern und einer dadurch verursachten Aufheizung des Ions und Destabilisierung des Fallenpotentials entgegenwirken sollen. Da die Leiterbahnen zwischen Tiefpass und Falle als parasitäre Induktivitäten wirken, ergibt sich die Filtercharakteristik eines Kerbfilters anstelle eines Tiefpasses, was die Auswahl der Komponenten erschwert. Die momentane Dimensionierung bietet eine gute Dämpfung von ca. -40 dB für die geplante RF-Frequenz  $\Omega \approx 2\pi \cdot 40 \text{ MHz}$ , für die erwartete säkulare Frequenz  $\omega_{\text{Falle}} \approx 2\pi \cdot 6 \text{ MHz}$  jedoch nur ungefähr -25 dB. Eine weitere Optimierung des Tiefpassfilters kann daher sinnvoll sein.

An Ziegelstadl konnten verschiedene elektrische Untersuchungen durchgeführt werden. Zwischen der Masse- und der Haupt-RF-Elektrode wurde eine Kapazität  $C_Z \approx 2 \text{ pF}$  gemessen, die

Kapazitäten zwischen anderen Elektroden dürften etwas kleiner sein. Für mehrere Ziegelstadl-Chips wurde ermittelt, bei welcher zwischen Masse- und Haupt-RF-Elektrode anliegenden Gleichspannung ein Durchbruch des Dielektrikums passiert. Die gemessenen Durchbruchspannungen lagen größtenteils im Bereich zwischen 25 V und 125 V, wobei es scheint, dass sie nach längerer Lagerungszeit der Chips geringer werden. An einem Chip, der einen Gleichspannungstest bei 120 V bestanden hat, wurde eine Wechselspannung von  $84 \text{ V}_{\text{rms}}$  mit einer Frequenz  $\Omega \approx 2\pi \cdot 40 \text{ MHz}$  angelegt. Es war kein Durchbruch zu beobachten.

Ziegelstadl soll mit einer RF-Frequenz von 40 MHz oder höher betrieben werden, was niedrige Kapazitäten für einen geringen Leistungsverbrauch wichtig macht. Dies gilt nicht nur für die Falle selbst ( $C_Z \approx 2 \text{ pF}$ ), sondern auch für die Filterplatine ( $C_{\text{FP}} \approx 3,5 \text{ pF}$ ) und der Vakuumdurchführung. Da die für handelsübliche Durchführungen nötige Verkabelung leicht Kapazitäten von mehreren 10 pF aufweist, wurde für Ziegelstadl eine spezielle Durchführung entwickelt. Sie besteht aus einer Leiterplatte, welche in eine versilberte Kupferhalterung gelötet ist, die zugleich als Dichtung zwischen der Vakuumkammer und einem Reduzierflansch dient. Die Filterplatine lässt sich direkt auf der Vakuumseite der Durchführung anschließen, während für die Wechselspannungsversorgung der Falle nötige Schwingkreise unmittelbar auf der Luftseite angebracht werden können. Die Kapazität der Durchführung beträgt  $C_{\text{DF}} \lesssim 5 \text{ pF}$ , womit sich zusammen mit der Filterplatine und der Falle eine geringe Gesamtkapazität von nur  $C \approx 10 \text{ pF}$  ergibt. Des Weiteren bewährte sich die Durchführung in Durchbruchtests mit den für Ziegelstadl relevanten Spannungen.

Die Vakuumdurchführung wurde bei einem Druck  $p = 2,2 \cdot 10^{-7} \text{ mbar}$  problemlos verwendet. Zudem bestand sie einen Heliumlecktest bei einer Heliumflussrate  $j_0 = 0,3 \cdot 10^{-10} \text{ mbar l/s}$ , womit handelsübliche Standards für UHV-Durchführungen erfüllt werden. Bei einem ersten Versuch, die Durchführung auszuheizen, entstanden allerdings Risse zwischen dem Lötzinn und der Kupferhalterung, wodurch die Durchführung undicht wurde. In Zukunft soll daher die Qualität der Lötverbindungen verbessert und ein sanfterer Ausheizprozess vorgenommen werden. Dadurch lässt sich diese Schwierigkeit vermutlich beheben und eine UHV-taugliche Durchführung erhalten.

Für den Wechselspannungstest wurde ein impedanzangepasster LC-Schwingkreis entworfen, welcher auch als Prototyp für die spätere Wechselspannungsversorgung der Ionenfalle dient. Der kapazitive Teil des eigentlichen Schwingkreises wird durch die gemeinsame Kapazität von Ziegelstadl, der Filterplatine und der Durchführung gebildet, als induktiver Teil wurde eine Ringspule mit nicht magnetischem Spulenkern gebaut, deren Güte  $Q_L(2\pi \cdot 38 \text{ MHz}) \approx 312$  beträgt. Zur Impedanzanpassung wurde ein Netzwerk aus zwei variablen Kondensatoren und einer Induktivität verwendet. Bei einer Frequenz  $\Omega \approx 2\pi \cdot 38 \text{ MHz}$  ließ sich die Spannungsreflexion auf  $r \approx 0,013$  minimieren. Die theoretische Spannungsverstärkung beträgt  $G_V^{\text{M\&RLC}} \approx 30$ .

Der nächste Arbeitsschritt besteht in der Implementierung der Verbesserungen der Durchführung. Ist diese UHV-kompatibel, sollten sich mit Ziegelstadl Ionen fangen lassen. Der dazu nötige Calciumofen sowie der Laseraufbau können von der Ionenfalle Folsom, dem größeren Vorgänger von Ziegelstadl, übernommen werden, nur die Falle, die Durchführung und die Elektronik müssen ausgetauscht werden. Mithilfe weiterer LC-Resonatoren mit Phasenregelkreis müsste sich auch bei der aktuell möglichen elektrischen Kontaktierung die Veränderung der Fallenfrequenz sowie der Ionenposition durch Adressierung einer adressierbaren RF-Elektrode überprüfen lassen. Für Quantengatteroperationen ist die vollständige Kontaktierung

des Ziegelstadl-Chips nötig. Mit den hier vorgeschlagenen Verbesserungen sollte das für die nächste Version von Ziegelstadl möglich sein.

# Anhang A

## Messung der Transferfunktionen der Filterplatine

Für die Messung der Spannungstransferfunktionen wurde eine Filterplatine, die in Abb. A.1 zu sehen ist, nicht nur mit den Komponenten eines Tiefpasses ausgestattet, sondern auch mit Kabeln und BNC-Steckern, um sie mit einem Funktionsgenerator auf der einen und einem Oszilloskop auf der anderen Seite verbinden zu können. Abb. A.2 zeigt den schematischen Aufbau für die Messung der Transferfunktion von der Fallen- zur Quellenseite bzw. umgekehrt. Als Funktionsgenerator wurde ein TTI TG 4001 für Frequenzen unter 40 MHz und ein TTI TGR 6000 für Frequenzen über 10 MHz verwendet. Beim Oszilloskop handelte es sich um ein Fluke 199C. Gemessen wurde die übertragene Spannung  $U_{\text{Oszi}}$  im Abhängigkeit der Frequenz  $\nu$ . Das Rauschniveau lag bei 0,4 mV, die Ablesegenauigkeit oberhalb davon betrug  $\Delta U_{\text{Oszi}} = 0,1$  mV. Die Dämpfung ist in Abb. 3.12 bzw. 3.13 graphisch dargestellt und berechnet sich über  $20 \cdot \lg [U_{\text{Oszi}}(\nu)/U_{\text{Oszi}}(\nu_{\text{min}})]$ , wobei  $U_{\text{Oszi}}(\nu_{\text{min}})$  die übertragene Spannung bei der niedrigsten verwendeten Frequenz  $\nu_{\text{min}}$  ist. Bei der Messung der Transferfunktion von der Fallen- zur Quellenseite war dies  $U_{\text{Oszi}}(\nu_{\text{min}} = 20 \text{ mHz}) = 45,2$  mV, für die Messung von der Quellen- zur Fallenseite  $U_{\text{Oszi}}(\nu_{\text{min}} = 30 \text{ mHz}) = 45,3$  mV. Die vollständigen Messdaten sind in [D13b] einzusehen.

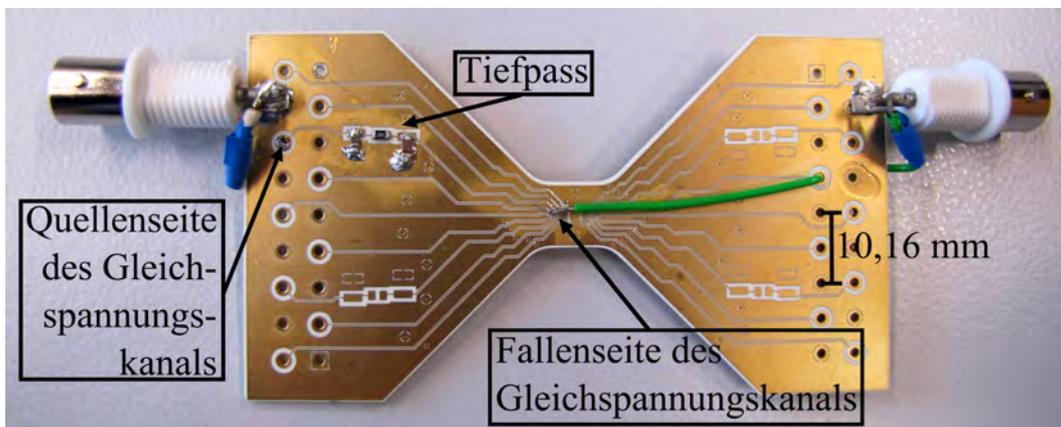


Abbildung A.1: Photo der Filterplatine, die für die Messung der Spannungstransferfunktionen verwendet wurde. Ein Gleichspannungskanal wurde mit den Komponenten des Tiefpassfilters ausgestattet. Für die Messung wurden zwei BNC-Stecker an der Platine angebracht, die mit Kabeln mit der Fallen- bzw. Quellenseite des Gleichspannungskanals verbunden sind.

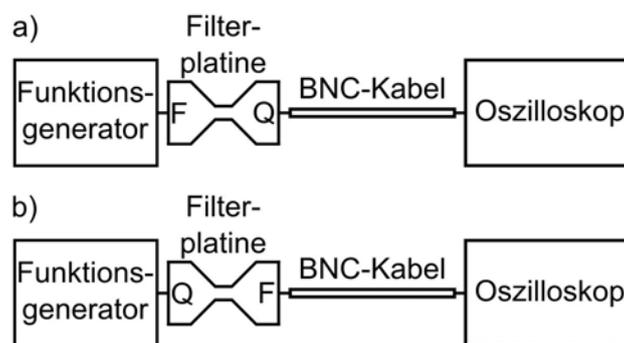


Abbildung A.2: Schematische Darstellung des Aufbaus für die Messung der Spannungstransferfunktion a) von der Fallen- (F) zur Quellenseite (Q) bzw. b) von der Quellen- zur Fallenseite.

# Anhang B

## Messung der Kapazität des Ziegelstadl-Chips

Bei drei der ersten Ziegelstadl mit Drahtbondkontakten zur Masse- und Haupt-RF-Elektrode wurde die Kapazität zwischen diesen Elektroden gemessen. Da die Filterplatine zu diesem Zeitpunkt noch nicht entworfen worden war, wurde überzählige Exemplare der Ionenfalle Folsom als Leiterplatte verwendet. Folsom wurde mithilfe kurzer Drähte (einige cm) mit einem Kapazitätsmessgerät verbunden. Gemessen wurden die Gesamtkapazität  $C_{Z\&P}$  von Ziegelstadl, Folsom und den Verbindungsdrähten (vgl. Abb. B.1), sowie die gemeinsame Kapazität  $C_P$  der Verbindungsdrähte und einer Folsom-Leiterplatte ohne Ziegelstadl. Die Messwerte sind in Tabelle B.1 aufgeführt. Die Kapazität von Ziegelstadl ist die Differenz  $C_Z = C_{Z\&P} - C_P$ . Es ergibt sich ein Mittelwert  $\langle C_Z \rangle = 2,1$  pF mit einer Standardabweichung  $\Delta \langle C_Z \rangle = 0,2$  pF.

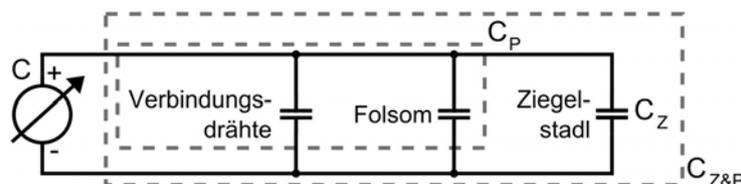


Abbildung B.1: Schaltdiagramm für die Messung der Kapazität. Die einzelnen Kapazitäten von Ziegelstadl, Folsom und der Verbindungsdrähte addieren sich zu einer Gesamtkapazität.

Ziegelstadl Nummer	$C_{Z\&P}$ in pF	$C_P$ in pF	$C_Z$ in pF
28 A3	4,8	2,9	1,9
14 A3	4,4	2,2	2,2
48 A3	4,7	2,6	2,1

Tabelle B.1: Messung der Kapazität zwischen der Masse- und der Haupt-RF-Elektrode des Ziegelstadl-Chips entsprechend Schaltbild B.1. Die Messgenauigkeit für  $C_{Z\&P}$  und  $C_P$  liegt aufgrund von Schwankungen der Anzeige bei 0,2 pF, womit für  $C_Z = C_{Z\&P} - C_P$  nach Gaußscher Fehlerfortpflanzung eine Unsicherheit von 0,3 pF folgt. Die verschiedenen Ergebnisse für  $C_Z$  dürften hauptsächlich durch diese Schwankungen verursacht sein.  $C_P$  variiert stärker, da die Verbindungsdrähte unterschiedliche Länge hatten.

# Anhang C

## Messdaten

Die referenzierten Messdaten sind in digitaler Form hinterlegt unter:

\\anna-c704.uibk.ac.at\anna\cryotrap\Users\Kirsten\Thesis\_Data .

Aufgeführt sind jeweils eine Kurzbeschreibung des Versuchs, der Name der Datei und das Datum des Versuchsbeginns.

### Verzeichnis der Messdaten

[D12] Untersuchung der Spule des LC-Schwingkreises mit Q-Meter. *Qmeasurement.ods*, 11.10. 2012.

[D13a] Ausheizprozess des Vakuumsystems . *bakeout.ods*, 17.06. 2013.

[D13b] Messung der Transferfunktionen der Filterplatine. *Lowpass\_Filter.xlsx*, 12.04. 2013.

[D13c] Untersuchung von 20 Ziegelstadl-Chips auf Kurzschlüsse. *shortcircuit.txt*, 07.02. 2013.

[D13d] Wechselfspannungsdurchbruchtest an Ziegelstadl 59 A3. *AC\_Test.xlsx*, 01.03. 2013.

# Literaturverzeichnis

- [1] R. Feynman, *Simulating physics with computers*, International Journal of Theoretical Physics **21** (6), 467 (1982)
- [2] I. Bloch, J. Dalibard & S. Nascimbene, *Quantum simulations with ultracold quantum gases*, Nature Physics **8**, 267 (2012)
- [3] R. Blatt & C. F. Roos, *Quantum simulations with trapped ions*, Nature Physics **8**, 277 (2012)
- [4] A. Aspuru-Guzik & P. Walther, *Photonic quantum simulators*, Nature Physics **8**, 285 (2012)
- [5] J. Du, N. Xu, X. Peng, P. Wang, S. Wu & D. Lu, *NMR Implementation of a Molecular Hydrogen Quantum Simulation with Adiabatic State Preparation*, Phys. Rev. Lett. **104**, 030502 (2010)
- [6] A. A. Houck, H. E. Tureci & J. Koch, *On-chip quantum simulation with superconducting circuits*, Nature Physics **8**, 292 (2012)
- [7] I. Buluta & F. Nori, *Quantum Simulators*, Science **326** (5949), 108 (2009)
- [8] R. Blatt & D. Wineland, *Entangled states of trapped atomic ions*, Nature **453**, 1008 (2008)
- [9] P. Zoller, T. Beth, D. Binosi, R. Blatt, H. Briegel, D. Bruss, T. Calarco, J. I. Cirac, D. Deutsch, J. Eisert, A. Ekert, C. Fabre, N. Gisin, P. Grangiere, M. Grassl, S. Haroche, A. Imamoglu, A. Karlson, J. Kempe, L. Kouwenhoven, S. Kröll, G. Leuchs, M. Lewenstein, D. Loss, N. Lütkenhaus, S. Massar, J. E. Mooij, M. B. Plenio, E. Polzik, S. Popescu, G. Rempe, A. Sergienko, D. Suter, J. Twamley, G. Wendin, R. Werner, A. Winter, J. Wrachtrup & A. Zeilinger, *Quantum information processing and communication*, The European Physical Journal D - Atomic, Molecular, Optical and Plasma Physics **36** (2), 203 (2005)
- [10] R. Gerritsma, G. Kirchmair, F. Zahringer, E. Solano, R. Blatt & C. F. Roos, *Quantum simulation of the Dirac equation*, Nature **453**, 68 (2008)
- [11] A. Friedenauer, H. Schmitz, J. T. Glueckert, D. Porras & T. Schaetz, *Simulating a quantum magnet with trapped ions*, Nature Physics **4**, 757 (2008)

- [12] F. Schmidt-Kaler, H. Häffner, S. Gulde, M. Riebe, G. P. T. Lancaster, T. Deuschle, C. Becher, W. Hänsel, J. Eschner, C. F. Roos & R. Blatt, *How to realize a universal quantum gate with trapped ions*, Applied Physics B: Lasers and Optics **77** (8), 789 (2003)
- [13] R. Gerritsma, B. P. Lanyon, G. Kirchmair, F. Zähringer, C. Hempel, J. Casanova, J. J. García-Ripoll, E. Solano, R. Blatt & C. F. Roos, *Quantum Simulation of the Klein Paradox with Trapped Ions*, Phys. Rev. Lett. **106**, 060503 (2011)
- [14] R. Islam, C. Senko, W. C. Campbell, S. Korenblit, J. Smith, A. Lee, E. E. Edwards, C.-C. J. Wang, J. K. Freericks & C. Monroe, *Emergence and Frustration of Magnetism with Variable-Range Interactions in a Quantum Simulator*, Science **340** (6132), 583 (2013)
- [15] T. Monz, K. Kim, W. Hänsel, M. Riebe, A. S. Villar, P. Schindler, M. Chwalla, M. Hennrich & R. Blatt, *Realization of the Quantum Toffoli Gate with Trapped Ions*, Phys. Rev. Lett. **102** (4), 040501 (2009)
- [16] R. J. Hughes, D. F. V. James, E. H. Knill, R. Laflamme & A. G. Petschek, *Decoherence Bounds on Quantum Computation with Trapped Ions*, Phys. Rev. Lett. **77**, 3240 (1996)
- [17] D. J. Wineland, C. Monroe, W. M. Itano, D. Leibfried, B. E. King & D. M. Meekhof, *Experimental issues in coherent quantum-state manipulation of trapped atomic ions*, J. Res. Natl. Inst. Stand. Technol. **103** (3), 259 (1998)
- [18] G.-D. Lin, S.-L. Zhu, R. Islam, K. Kim, M.-S. Chang, S. Korenblit, C. Monroe & L.-M. Duan, *Large-scale quantum computation in an anharmonic linear ion trap*, Europhysics Letters **86** (6), 60004 (2009)
- [19] D. Kielpinski, C. Monroe & D. J. Wineland, *Architecture for a large-scale ion-trap quantum computer*, Nature **417** (6890), 709 (2002)
- [20] M. A. Rowe, A. Ben-Kish, B. DeMarco, D. Leibfried, V. Meyer, J. Beall, J. Britton, J. Hughes, W. M. Itano, B. Jelenkovic, C. Langer, T. Rosenband & D. J. Wineland, *Transport of quantum states and separation of ions in a dual RF ion trap*, Quant. Inf. Comput. **2** (4), 257 (2002)
- [21] J. M. Amini, H. Uys, J. H. Wesenberg, S. Seidelin, J. Britton, J. J. Bollinger, D. Leibfried, C. Ospelkaus, A. P. VanDevender & D. J. Wineland, *Toward scalable ion traps for quantum information processing*, New Journal of Physics **12** (3), 033031 (2010)
- [22] B. Paredes & I. Bloch, *Minimum instances of topological matter in an optical plaquette*, Phys. Rev. A **77**, 023603 (2008)
- [23] P. Hauke, *Quantum disorder in the spatially completely anisotropic triangular lattice*, Phys. Rev. B **87**, 014415 (2013)
- [24] T. Schaetz, A. Friedenauer, H. Schmitz, L. Petersen & S. Kahra, *Towards (scalable) quantum simulations in ion traps*, Journal of Modern Optics **54** (16-17), 2317 (2007)
- [25] I. M. Buluta & S. Hasegawa, *Designing an ion trap for quantum simulation*, Quant. Inf. Comput. **9** (5-6), 0361 (2009)

- [26] K. Chen, S. T. Sullivan, W. G. Rellergert & E. R. Hudson, *Measurement of the Coulomb Logarithm in a Radio-Frequency Paul Trap*, Phys. Rev. Lett. **110**, 173003 (2013)
- [27] J. W. Britton, B. C. Sawyer, A. C. Keith, C.-C. J. Wang, J. K. Freericks, H. Uys, M. J. Biercuk & J. J. Bollinger, *Engineered two-dimensional Ising interactions in a trapped-ion quantum simulator with hundreds of spins*, Nature **484**, 489 (2011)
- [28] J. D. Siversns, S. Weidt, K. Lake, B. Lekitsch, M. D. Hughes & W. K. Hensinger, *Optimization of two-dimensional ion trap arrays for quantum simulation*, New Journal of Physics **14** (8), 085009 (2012)
- [29] R. C. Sterling, H. Rattanasonti, S. Weidt, K. Lake, P. Srinivasan, S. C. Webster, M. Kraft & W. K. Hensinger, *Two-dimensional ion trap lattice on a microchip*, arXiv:1302.3781v5 [quant-ph] (2013)
- [30] M. Kumph, M. Brownutt & R. Blatt, *Two-dimensional arrays of radio-frequency ion traps with addressable interactions*, New Journal of Physics **13** (7), 073043 (2011)
- [31] C. J. Foot, *Atomic Physics (Oxford Master Series in Atomic, Optical and Laser Physics)*, 1. Auflage, Oxford University Press, USA (2005)
- [32] W. Paul, *Electromagnetic traps for charged and neutral particles*, Rev. Mod. Phys. **62**, 531 (1990)
- [33] H. Dehmelt, *Experiments with an isolated subatomic particle at rest*, Rev. Mod. Phys. **62**, 525 (1990)
- [34] H. G. Dehmelt & F. L. Walls, *Bolometric-Technique for the rf Spectroscopy of Stored Ions*, Phys. Rev. Lett. **21**, 127 (1968)
- [35] A. Pauli, *Classical control of an ion in a surface trap*, Masterarbeit, Universität Innsbruck, Österreich (2011)
- [36] G. Werth, V. N. Gheorghe & F. Major, *Charged Particle Traps: Physics and Techniques of Charged Particle Field Confinement*, 1. Auflage, Springer-Verlag Berlin Heidelberg (2005)
- [37] G. Werth, V. N. Gheorghe & F. Major, *Charged Particle Traps II: Applications*, 1. Auflage, Springer-Verlag Berlin Heidelberg (2009)
- [38] D. Leibfried, R. Blatt, C. Monroe & D. Wineland, *Quantum dynamics of single trapped ions*, Rev. Mod. Phys. **75**, 281 (2003)
- [39] J. Chiaverini, R. B. Blakestad, J. Britton, J. D. Jost, C. Langer, D. Leibfried, R. Ozeri & D. J. Wineland, *Surface-electrode architecture for ion-trap quantum information processing*, Quant. Inf. Comput. **5** (6), 419 (2005)
- [40] S. Seidelin, J. Chiaverini, R. Reichle, J. J. Bollinger, D. Leibfried, J. Britton, J. H. Wesenberg, R. B. Blakestad, R. J. Epstein, D. B. Hume, W. M. Itano, J. D. Jost, C. Langer, R. Ozeri, N. Shiga & D. J. Wineland, *Microfabricated Surface-Electrode Ion Trap for Scalable Quantum Information Processing*, Phys. Rev. Lett. **96**, 253003 (2006)

- [41] J. H. Wesenberg, *Electrostatics of surface-electrode ion traps*, Phys. Rev. A **78**, 063410 (2008)
- [42] R. Raussendorf, D. E. Browne & H. J. Briegel, *Measurement-based quantum computation on cluster states*, Phys. Rev. A **68**, 022312 (2003)
- [43] K. R. Brown, C. Ospelkaus, Y. Colombe, A. C. Wilson, D. Leibfried & D. J. Wineland, *Coupled quantized mechanical oscillators*, Nature **471** (7337), 196 (2011)
- [44] M. Harlander, R. Lechner, M. Brownnutt, R. Blatt & W. Hansel, *Trapped-ion antennae for the transmission of quantum information*, Nature **471** (7337), 200 (2011)
- [45] Rogers Corporation, *RO4000® Series High Frequency Circuit Materials – Data Sheet*, URL <http://www.rogerscorp.com/documents/726/acm/RO4000-Laminates---Data-sheet.pdf>, download vom 29.10.2013
- [46] M. Kumph, Dissertation, Österreich, Veröffentlichung folgt (2014)
- [47] G. G. Harman, *Wire Bonding in Microelectronics*, 3. Auflage, The McGraw-Hill Companies (2010)
- [48] C. Hu, N. Guo, H. Du, W. Li & M. Chen, *A microslip model of the bonding process in ultrasonic wire bonders Part I: Transient response*, The International Journal of Advanced Manufacturing Technology **29** (9-10), 860 (2006)
- [49] C. Hu, N. Guo, H. Du & X. Jian, *A microslip model of the bonding process in ultrasonic wire bonders part II: steady teady state response*, The International Journal of Advanced Manufacturing Technology **29** (11-12), 1134 (2006)
- [50] G. Harman & J. Albers, *The Ultrasonic Welding Mechanism as Applied to Aluminum- and Gold-Wire Bonding in Microelectronics*, IEEE Transactions on Parts, Hybrids, and Packaging **13** (4), 406 (1977)
- [51] I. Lum, J. Jung & Y. Zhou, *Bonding mechanism in ultrasonic gold ball bonds on copper substrate*, Metallurgical and Materials Transactions A **36** (5), 1279 (2005)
- [52] H. Ji, M. Li & C. Wang, *Interfacial Characterization and Bonding Mechanism of Ultrasonic Wedge Bonding*, in *Electronic Packaging Technology, 2006. ICEPT '06. 7th International Conference on*, 1–5 (2006)
- [53] H. Ji, M. Li, C. Wang, J. Guan & H. S. Bang, *Evolution of the bond interface during ultrasonic Al-Si wire wedge bonding process*, Journal of Materials Processing Technology **182** (1-3), 202 (2007)
- [54] I. Lum, H. Huang, B. H. Chang, M. Mayer, D. Du & Y. Zhou, *Effects of superimposed ultrasound on deformation of gold*, Journal of Applied Physics **105** (2), 024905 (2009)
- [55] J.-N. Aoh & C.-L. Chuang, *Thermosonic bonding of gold wire onto a copper pad with titanium thin-film deposition*, Journal of Electronic Materials **33** (4), 290 (2004)

- [56] H. Ueno, *Au Wire Bonding to Cu Pad Using Ti Thin Film*, Japanese Journal of Applied Physics **31** (Part 1, No. 5A), 1547 (1992)
- [57] C. Edelmann, *Vakuumphysik: Grundlagen, Vakuumerzeugung und -messung, Anwendungen*, 1. Auflage, Spektrum Akademischer Verlag (1998)
- [58] M. Harlander, M. Brownnutt, W. Hänsel & R. Blatt, *Trapped-ion probing of light-induced charging effects on dielectrics*, New Journal of Physics **12** (9), 093035 (2010)
- [59] S. X. Wang, G. Hao Low, N. S. Lachenmyer, Y. Ge, P. F. Herskind & I. L. Chuang, *Laser-induced charging of microfabricated ion traps*, Journal of Applied Physics **110** (10), 104901 (2011)
- [60] M. Brownnutt, M. Kumph, P. Rabl & R. Blatt, *Ion-trap measurements of electric-field noise near surfaces*, zur Veröffentlichung eingereicht (2013)
- [61] VACOM Vakuum Komponenten und Messtechnik GmbH, *VACOM Produktkatalog – Kapitel 4: Elektrische Durchführungen*, URL <http://www.vacom.de/produkte/elektrische-durchfuehrungen>, download vom 08.08.2013
- [62] D. Gandolfi, *Compact RF Amplifier for Scalable Ion-Traps*, Masterarbeit, Università degli studi di Trento, Universität Innsbruck, Italien, Österreich (2011)
- [63] D. C. Giancoli, *Physik – Lehr- und Übungsbuch*, 3., erweiterte Auflage, Pearson Studium (2010)
- [64] P. L. D. Abrie, *Design of RF and Microwave Amplifiers and Oscillators*, 1. Auflage, Artech House (2000)
- [65] Micrometals, Inc., *Q Curves for Iron Powder Cores*, A Design and Application Supplement to Micrometals RF Catalog, Issue H (2004)

# Danksagung

Ich möchte mich an dieser Stelle bei allen bedanken, deren Unterstützung mein Studium und diese Masterarbeit ermöglicht hat.

Aufgelistet sei da an erster Stelle Professor Rainer Blatt, der mich in seiner Arbeitsgruppe willkommen heißen und immer wieder Interesse und Begeisterung an meinem Projekt gezeigt hat. Auch danken möchte ich Mike Brownnutt, meinem Betreuer, zu dem ich mit all meinen Fragen, vor allem beim Schreiben dieser Arbeit, kommen konnte. Ohne Muir Kumph wäre diese Arbeit nicht möglich gewesen. Er hat Folsom und Ziegelstadl entwickelt und stand mir bei allen Schritten dieses Projekts mit Rat und Tat zur Seite. Hilfreiche Hinweise und Verbesserungsvorschläge kamen auch von Philip Holz und Martin Meraner, bei denen ich zudem das Ziegelstadl-Projekt in Zukunft in guten Händen weiß. Michael Niedermayr und Kirill Lakhmanskij haben für mich das Ätzen mit Flusssäure übernommen. Armin Sailer und das Team aus der Mechanikwerkstatt unterstützten mich bei der Entwicklung der Kupferhalterung und kleineren Aufgaben. Renate Rupprechter und Patricia Moser halfen mir, wenn es um Bestellungen oder offizielle Angelegenheiten ging. Schließlich möchte ich auch allen hier nicht einzeln aufgeführten Angehörigen der AG Blatt und überhaupt des ganzen Instituts für Experimentalphysik für die konstruktive wissenschaftliche Umgebung danken, in die sie mich aufgenommen haben.

Ich möchte Professor Linden, PD Metsch, Frau Zapf und den Mitarbeitern des Studentensekretariats der Universität Bonn für ihre Unterstützung meines Wechsels nach Innsbruck danken.

Ich danke Christine, Fabian und Philip für die angenehme Atmosphäre im Büro und Gerard für seinen Tee. Ich danke der Kochgruppe und den Rockets für gutes Essen.

Danke an Sebastian, Natalie, Urd und all die anderen Freunde und Kommilitonen aus Bonn für die gegenseitige Hilfe beim Studium und die gemeinsam verbrachte Freizeit. Ein großes Danke an alle Physikshowler, insbesondere natürlich Herbi, Patricia, Michael und Andreas.

Vielen Dank an meine Eltern und an die Freunde und Bekannten, die uns in Tirol besucht haben, uns dadurch Anlass gegeben haben, diese landschaftlich und kulturell interessante Gegend zu erkunden und uns mit CARE-Paketen mit Remoulade und Löwensenf versorgt haben.

Vor allem aber möchte ich Norman danken, der all meine Stimmungsschwankungen aushalten musste und mich immer wieder aufgefangen und motiviert hat. Danke. Ohne dich hätte ich das alles nie geschafft.