

Eine planare mikrostrukturierte Paul-Falle mit integrierter Struktur für einen veränderbaren Magnetfeldgradienten

DISSERTATION
zur Erlangung des Grades eines Doktors
der Naturwissenschaften

genehmigte Dissertation

vorgelegt von
Dipl-Phys. Peter Josef Kunert

eingereicht bei der Naturwissenschaftlich-Technischen Fakultät
der Universität Siegen
Siegen 2013

Gutachter der Dissertation:

Prof. Dr. Christof Wunderlich
Prof. Dr. Christian Gutt

Gutachter der Disputation:

Prof. Dr. Christof Wunderlich
Prof. Dr. Christian Gutt
Prof. Dr. Thomas Mannel
Prof. Dr. Stephan Schiller

Datum der Disputation:

13.12.2013

Zusammenfassung

In einer Paul-Falle gespeicherte, laser-gekühlte atomare Ionen können als elementare quantenmechanische Schalteinheiten für die Quanteninformationsverarbeitung (QIV) genutzt werden. Hierfür muss die Adressierung einzelner Ionen und die Wechselwirkung der Ionen untereinander gewährleistet werden. Hierzu wurde ein Konzept (magnetic gradient induced coupling, MAGIC) vorgeschlagen, welches einen Magnetfeldgradienten ausnutzt, um Ionen im Frequenzraum mittels Strahlung im Radiofrequenz- oder Mikrowellen-Bereich zu adressieren. Dabei wird die magnetfeldabhängige Aufspaltung der inneren Zustände der Ionen ausgenutzt. Zusätzlich kann eine Spin-Spin Kopplung zwischen den gespeicherten Ionen in einer Kette realisiert werden.

In dieser Arbeit werden erste Ergebnisse präsentiert um eine Oberflächenfalle für die QIV im Zusammenhang mit dem Konzept MAGIC nutzbar zu machen. Diese neuartige Falle ist eine miniaturisierte, segmentierte Paul-Falle, bei der die zum Speichern von Ionen notwendige Elektrodenstruktur auf eine einzige Ebene verlagert werden kann und Ionen oberhalb dieser Ebene gespeichert werden können. Es wird die Infrastruktur für die Herstellung einer Oberflächenfalle an unserem Institut geschaffen und mittels optischer Lithographie und Galvanik wird ein Fallenchip mit einer Elektrodendicke von $8,5\ \mu\text{m}$ mit einer Oberflächenrauheit von $r_{\text{rms}} = 20\text{-}30\ \text{nm}$ produziert. Dieser beinhaltet eine neuartige stromdurchflossene Struktur, die es erlaubt einen räumlich und zeitlich variablen Magnetfeldgradienten am Ort der Ionen zu erzeugen. Das Speichern von $^{172}\text{Yb}^+$ -Ionen über einige Stunden hinweg wird demonstriert. Mit Hilfe der Radiofrequenz-optischen Doppelresonanz-Spektroskopie wird der Magnetfeldgradient vermessen. Erstmals ist an einer Oberflächenfalle eine Adressierung im Frequenzraum von drei Ionen mittels angelegtem Gradienten demonstriert worden. Die Güte der individuellen Adressierung der Ionen beträgt $F = 0,52(1)$. Diese ist aktuell durch Imperfektionen der zuführenden Leiterbahnen begrenzt. In naher Zukunft sollten Gradienten um $20\ \text{T/m}$ realisierbar sein, was zu einer Güte nahe 1 führen sollte.

Abstract

Laser-cooled atomic ions, stored in a Paul trap, can be used as elementary quantum mechanical units for quantum information science. For this purpose, addressing of individual ions and deterministic coupling between the ions have to be provided. A static magnetic field gradient applied to a Wigner crystal of trapped ions allows for addressing of individual ions in frequency space, if the ions' energy levels are magnetic field dependent. At the same time this field gradient induces spin-spin coupling (magnetic gradient induced coupling - MAGIC) between ions that can be used for conditional quantum gates. Both, addressing and conditional quantum gates can be carried out using radiation in the radio-frequency and microwave regime. In this thesis first results to use a surface trap in quantum information science using MAGIC are presented. This novel kind of ion trap is a miniaturized, segmented Paul trap with electrodes placed in one single plane. Using micro-system technology for fabrication it is possible to produce complex two-dimensional electrode structures. During the course of this thesis the infrastructure was established to produce a surface trap chip at our institute. A trap chip was fabricated using optical lithography and electroplating with a resulting electrode-thickness of $8,5 \mu\text{m}$ and a surface roughness of $r_{\text{rms}} = 20\text{-}30 \text{ nm}$. This chip integrates a novel current-carrying structure to provide an arbitrary magnetic field distribution at the ions' position. Trapping of $^{172}\text{Yb}^+$ -ions with storage times of hours is demonstrated. Employing radio frequency-optical double-resonance spectroscopy the magnetic field gradient is characterized. For the first time, individual addressing in frequency space in a surface trap is demonstrated. For three ions an addressing fidelity of $F = 0,52(1)$ was demonstrated. This value is currently limited by imperfections of the circuit paths of the carrier. In the near future gradients up to 20 T/m should be achieved leading to an addressing fidelity close to unity.

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Theorie und Simulationen	6
2.1	Elemente Barium und Ytterbium	6
2.1.1	Barium	7
2.1.2	Ytterbium	9
2.2	Wechselwirkung Ionen mit optischen und RF-Feldern	11
2.2.1	Zwei-Niveau Systeme	13
2.2.2	Laserkühlung	15
2.2.3	Optisches Pumpen und Pseudo-Qubit	18
2.2.4	RF-optische Doppelresonanz-Spektroskopie	19
2.2.5	Adressierung von Ionen mittels Gradienten	20
2.2.6	MAGIC als Konzept für die Quanteninformationsverarbeitung	22
2.3	Fallentheorie	25
2.3.1	Zweidimensionale Fallen	26
2.3.2	Oberflächenfallen	34
2.4	Integration von Magnetfeldgradienten	51
2.4.1	Manipulation der Kontrollelektrode	52
2.4.2	Manipulation der Form der segmentierten Gleichspannungselektroden	53
2.4.3	Vergleich und Diskussion der Manipulationsansätze	57
2.5	Integration von Mikrowellen Leitern auf Chip	59
2.5.1	Impedanz der Wellenleitung	60
2.5.2	Mikrowellenleiterbahn als Resonator	63
2.6	Wahl des Designs und der Materialien für die Fallenchips	67
3	Herstellung des Fallenchips	69
3.1	Chipherstellung	69
3.1.1	Prozessierung im Reinraum	70
3.1.2	Galvanik	89
3.1.3	Entfernen von Lack- und metallischen Schichten	98

3.1.4	Diskussion des hergestellten Chips	102
3.2	Chiphalter	104
3.2.1	Dickschichttechnologie	104
3.2.2	Verbindung und Einbau	110
3.2.3	Durchschlagsspannung	115
4	Experimenteller Aufbau	118
4.1	Lasersysteme	119
4.1.1	Diodenlaser	119
4.1.2	Laser zum Speichern von Barium-Ionen	120
4.1.3	Laser zum Speichern von Ytterbium-Ionen	122
4.1.4	Überlagerungseinheit	129
4.1.5	Lambdameter am Barium-Experiment	129
4.2	Vakuumsystem	133
4.2.1	Aufbau des Vakuumrezipienten	133
4.2.2	Verdampfungssofen	136
4.2.3	Vakuum herstellen	138
4.3	Abbildungssystem	141
4.3.1	Sichtfenster und Objektiv	142
4.3.2	Streulicht unterdrückender Aufbau	144
4.3.3	Kamera	147
4.4	Elektrische Versorgung	148
4.4.1	RF-System	148
4.4.2	Gleichspannungs-System	149
4.4.3	Stromelektroden	150
4.5	Experimentsteuerung	152
4.5.1	Steuerung der Falle	153
4.5.2	Auslesen des Lambdameter	153
5	Experimentelle Ergebnisse	155
5.1	Fallencharakteristik	156
5.1.1	Laserjustage	156
5.1.2	Atomare Fluoreszenz	158
5.1.3	Speichern von gekühlten Ionen	164
5.1.4	Fangraten	170
5.1.5	Justage des Streulicht unterdrückenden Aufbaus	172
5.1.6	Säkularfrequenzen	175
5.1.7	Mikrobewegungskompensation	176
5.2	RF-optische Doppelresonanz-Spektroskopie	181
5.2.1	Statisches Magnetfeld	181
5.2.2	Pseudo-Qubit Initialisierung und Manipulation	183

5.2.3	Bestimmung des externen Magnetfeldes mittels RF-optischer Doppelresonanz	187
5.2.4	Stromfluss durch Chipstruktur	189
5.2.5	Inkohärente Vermessung der Gradientenstruktur	196
5.2.6	Adressierung	204
5.3	Zusammenfassung und Diskussion	205
5.4	Ausblick	206
A	Appendix Kapitel 2	208
A.1	Ionen unter optischen und RF-Feldern	208
A.1.1	Clebsch-Gordon Koeffizienten	208
A.1.2	Herleitung des effektiven Lamb-Dicke Parameters	208
A.2	DiVincenzo Kriterien	210
A.3	Manipulation der Kontrollelektrode	212
B	Appendix Kapitel 3	222
B.1	Grundlagen der Mikrosystemtechnologie	222
B.1.1	Reinraum und Reinigungsverfahren	222
B.1.2	Depositionsarten	225
B.1.3	Optische Lithographie	229
B.1.4	Nasschemisches Ätzen von Gold	240
B.2	Grundlagen der Dickschichttechnologie	241
B.2.1	Keramiken	242
B.2.2	Maskenherstellung	242
B.2.3	Siebherstellung	244
B.2.4	Bedrucken mit Pasten	244
B.2.5	Brennschritte	247
B.3	Verbindungsprozess mittels Chipbonden	249
C	Appendix Kapitel 4	250
C.1	Grundlagen der Halbleiter Laserdioden	250
C.1.1	Halbleiter Laserdioden	250
C.2	Diodenlaser Barium-Ionen	252
C.2.1	Geräte, Materialien und Abbildungen der Laseraufbauten	253
C.2.2	AOM-Systeme der Laser zum Speichern von Barium-Ionen	256
C.3	Diodenlaser Ytterbium-Ionen	257
C.3.1	Laseraufbauten Ytterbium-Ionen	257
C.3.2	Anhänge zum aufgebauten 369 nm Kühllaser	261
C.4	Spiegel der Überlagerungseinheiten	263
C.4.1	Überlagerungseinheiten für das Barium-Element	263
C.4.2	Überlagerungseinheit für das Ytterbium-Element	263

C.5	Lambdameter Barium-Ion	264
C.5.1	Konvertierung der gemessenen Wellenlängen in Vakuumwellenlängen	264
C.5.2	Multiplexer-Schaltung	265
C.6	Anhänge zum Verdampfungssofen	267
C.7	Restgas in Vakuumkammer	268
C.7.1	Vakuumklassen und Stahlsorten	268
C.7.2	Massenzusammensetzung des Druckes	268
C.7.3	Temperaturabhängigkeit des Druckes	269
C.7.4	Methoden der Lecksuche	271
C.8	Elektrische Verschaltung	272
C.9	Stabilität des verwendeten Stromgenerators	272
D	Appendix Kapitel 5	276
D.1	Kalibration des motorgesteuerten Spiegels	276
D.2	Dipolantenne	276
D.3	Schaltung zum Pulsen von Strömen	278

1

Einleitung

Seit der Antike hat der Mensch versucht immer komplexere Rechenmaschinen für einen erweiterten Anwendungsbereich zu entwickeln. Angefangen beim in der Antike stark verbreiteten Abakus wurden im Mittelalter in Europa das Dual- und Dezimalsystem (A. Riese, 15 Jh.) eingeführt und einfache Rechenstäbchen (J. Napier, 15 Jh.) und -schieber (E. Gunter, W. Oughtred, S. Patridge, 16-17 Jh.) entwickelt. Im Jahr 1623 hat W. Schickard die erste mit Zahnrädern betriebene Rechenmaschine konstruiert, die mit ganzen Zahlen rechnen konnte und das Rechenergebnis sofort ablesbar war. Auf dessen Grundlage entwarf B. Pascal im Jahr 1643 die "Pascaline", eine Rechenmaschine für sechsstellige Rechenoperationen. Nach Weiterentwicklungen dieser mechanischen Systeme im folgenden Jahrhundert (u.a. G. W. Leibnitz und G. Hahn) hatten C. Babbage und H. Hollerith im 19. Jh. die Idee, programmierbare Rechensysteme unter der Benutzung von Lochkarten zu entwickeln. Nachdem K. Zuse 1941 mit der "Z3" den ersten, auf Lochkarten basierten, programmgesteuerten Rechenautomat [1] und W. Shockley 1948 den Transistor als Schaltelement entwarf [2], erfolgte die Entwicklung der Informationstechnologie rasend. G. Moore versuchte diese Entwicklung über die Anzahl der auf einem Mikrochip befindlichen Transistoren in einer Zeitabhängigkeit zu beschreiben, dass sich die Anzahl der integrierten Transistoren in zwei Jahren verdoppelt [3]. In einigen wenigen Jahren werden Dimensionen erreicht sein, in denen Quanteneffekte eine Rolle spielen werden, weshalb neue Rechnerkonzepte entwickelt oder die bestehenden resistent gegenüber Quanteneffekten gemacht werden müssen.

R. Feynman beschreibt in seiner Veröffentlichung von 1982 [4], welches Potential Quantenrechner besitzen, insbesondere für eine Simulation von quantenmechanischen Vielteilchensystemen. Ein Quantenrechner ist eine Vorrichtung, die beispielsweise kontrolliert Quantenzustände präparieren und kohärent manipulieren kann [5]. Er liefert eine signifikante Verbesserung gegenüber einem klassischen Rechner in zahlreichen Anwendungsbereichen, wie beispielsweise der Faktorisierung von großen Zahlen (Shor-Algorithmus) [6], der Kontrolle großer Datenbanken (Glover-Algorithmus) [7], der Simulation von Quantensystemen [8], der Teilchenzeugung [9], der Simulation von relativistischen Teilchen [10] oder der Simulation von Zwei-Spin Systemen beliebiger Kopplung [11]. Die für die Herstellung des Quantenrechners benötigte Technologie muss viele Quantensysteme, bestehend aus einer Vielzahl von Qubits (Quantum Bit, kleinste Speichereinheit des Quantenrechners), gleichzeitig kontrollieren. Die Anforderung an einen universellen Quantenrechner sind in den DiVincenzo-Kriterien zusammengefasst [12].

Es existieren verschiedene Ansätze einen Quantenrechner zu implementieren. Die Technik der magnetischen Kernspinresonanz ("nuclear magnetic resonance", kurz: NMR) benutzt die Ausrichtungen der Kernspins von Atomen in einem Molekül in einem magnetischen Feld als Qubits. Es konnte die Funktionalität einiger Algorithmen gezeigt werden (u.a. Grover-Algorithmus [13] und Deutsch-Jozsa-Algorithmus [14]). Der Nachteil dieser Technik ist die begrenzte Skalierbarkeit auf eine geringe Anzahl von Qubits, da das detektierbare Signal mit der Anzahl der Qubits abnimmt und so die mögliche Anzahl von Qubits limitiert [15]. Als eine weitere Möglichkeit existieren supraleitende Qubits [16, 17], wie Ladungs- [18] oder Fluss-Qubits [19], die schon erfolgreich Zwei-Qubit Algorithmen demonstrieren konnten. Jedoch sind bei diesem Ansatz die aktuell erreichten Kohärenzzeiten der Qubits von wenigen Millisekunden zu gering. Darüberhinaus existiert eine Vielzahl von Bestrebungen wie Quantenpunkte [20], Stickstoff-Fehlstellen-Zentren ("Nitrogen-Vacancy", kurz: NV) [21] oder Hybridsysteme (aus Ionenqubits und supraleitenden Qubits) [22], um einen Quantenrechner zu implementieren.

Ein vielversprechender Ansatz um einen Quantenrechner zu implementieren ist die Technik der Ionenfallen, der zuerst von J. Cirac und P. Zoller [23] formuliert wurde. Bei diesem Ansatz wird eine Radiofrequenz-Paul-Falle [24–26] verwendet, um einzelne Ionen zu fangen und kohärent zu manipulieren und diese somit als Qubits zu nutzen. Informationen zwischen diesen Ionen-Qubits können mittels Coulomb-Wechselwirkung übertragen werden. Für dieses System sind bereits alle elementaren Voraussetzungen wie die Präparation [25], das Auslesen [27, 28] eines Quantenzustands, die kohärente Manipulation eines Zustands, mittels auf Einzelionen fokussierter Laserstrahlung [29], sowie ein bedingtes-NOT Quantengatter [30] demonstriert, wodurch sich dieser Ansatz zum Bau eines Quantenrechners als geeignet erscheint. Um jedoch Quantenalgorithmen auf eine

große Anzahl von gespeicherten Ionen anwenden zu können, wird eine präzise Kontrolle der Vielzahl aller Qubits verlangt, was für die existierenden Systeme nur unzureichend durchführbar ist [25]. Eine mögliche Lösung ist die Nutzung einer Fallenmatrix [31], in der die Ionen-Qubits in kleinen, separierten Fallen gehalten werden. Eine Wechselwirkung über Photonen [32, 33] oder spinabhängige Coulomb-Wechselwirkung [31] kann benutzt werden, um Informationen zwischen diesen auszutauschen (Quanten-Bus). Hierzu werden alle Qubits in so genannten Speicherzonen der Systeme gehalten [5]. Die gespeicherten Ionen können anschließend in eine Prozess- oder Experimentier-Zone verschoben werden, um Quanten-Gatter-Operationen [23] anzuwenden und somit einen Quantenrechner prinzipiell zu realisieren. Ein schneller Transport der Ionen kann zu einem Aufheizen führen, also eine Erhöhung der kinetischen Energie und somit ein Anheben der gespeicherten Ionen zu höheren Bewegungsmoden, wodurch die Ionen nach jedem Transportvorgang und vor einer zusätzlichen Verschränkungsoperation gekühlt werden müssen [5, 34, 35]. Die Separation von Ionenketten, die Verschiebung und deren Rekombination erfordern zeitabhängige Potentiale, die die verschiedenen Zonen der Falle verknüpfen. Die Rechengeschwindigkeit vieler Multi-Qubit Gatter ist proportional zur Bewegungsfrequenz der gefangenen Ionen. Diese Frequenz ist wiederum invers proportional zum Quadrat der Fallendimension. Somit bewirkt eine Verkleinerung der Fallengröße eine Erhöhung der Rechengeschwindigkeit der Gatter. Allgemein reagieren Ionenfallen sehr sensitiv auf Rauschen der angelegten Potentiale [36], was bei kleinen Abständen des Ions zur Elektrodenoberfläche einen wichtigen Punkt darstellt.

Die Grundlagen eines Quantenrechners sind mit makroskopischen Fallen demonstriert worden, die jedoch nur schwer zu dem zuvor erwähnten Ansatz der Fallenarrays erweiterbar sind, was für eine Skalierung auf viele Qubits notwendig ist. Ein Ansatz, um die Fallen in ihrer Größe skalierbar und zu Fallenarrays erweiterbar zu machen, liefert die Anwendung der Mikrosystemtechnik. Eine so produzierte mehrschichtige Falle kann genutzt werden, um die Quadrupol-Geometrie in kleinerer Größe zu reproduzieren [5, 37]. C. A. Schrama et. al. [34] benutzten Zwei-Elektroden-Schichten mit einer isolierten Zwischenschicht, um das Konzept einer Quadrupolfalle nachzubilden, bei dem geladene Ionen in der Zwischenschicht eingefangen werden konnten. Für komplexere Muster bzw. Arrays ist dieser Ansatz aufgrund des hierfür notwendigen komplexen Herstellungsverfahrens nur bedingt geeignet. Eine Alternative stellt ein Design mit drei leitenden und zwei isolierenden Zwischenschichten dar [5, 38, 39]. Der Nachteil der Multi-Schichten ist die problematische Herstellung mit Standard-Verfahren der Mikrosystemtechnik, weil hierzu eine große Vielzahl komplexere Lithographie-schritte auf unterschiedlichen Schichten benötigt wird.

J. Chiaverini et. al. [40] beschreiben als erste eine Oberflächenfalle als weitere Möglichkeit einer miniaturisierten Ionenfalle. Bei dieser neuen Fallenart wird die (zum Speichern von Ionen notwendige) Elektrodenstruktur in einer einzigen Ebene auf ein Substrat angebracht, weshalb eine Herstellung dieser Fallenart unter geringem Aufwand mittels Mikrosystemtechnologie ermöglicht wird. Mit geeigneter Wahl der Potentiale (Gleichspannung kombiniert mit einer radiofrequenten Wechselspannung) liefern diese ein für das Speichern von Ionen nötiges Quadrupolpotential. Es sind zwei verschiedene Varianten der Oberflächenfalle vorzuziehen. Bei einer aus vier Elektroden bestehenden Falle wird nur die äußere Gleichspannungselektrode für die axiale Beschränkung segmentiert [40, 41]. Wegen der somit entstehenden Asymmetrie muss die Breite der mittleren Gleichspannungselektrode verändert werden, um das laterale Feld zu kompensieren. Die Fangregion der Falle befindet sich zwischen den mittleren Gleichspannungs- und Radiofrequenz-Elektroden. Bei einer aus fünf Elektroden bestehenden planaren Geometrie [42, 43] befinden sich die äußeren, segmentierten und die mittlere Elektrode auf einem Gleichspannungspotential; an die zwei verbleibenden Elektroden wird eine radiofrequente Wechselspannung angelegt. Die Fangregion befindet sich oberhalb der mittleren Gleichspannungselektrode.

Gegenüber einer mehrschichtigen Falle hat dieser neue Fallentyp den Nachteil, dass die Fallentiefe bei einer vergleichbaren Geometrie um den Faktor 30 bis 100 geringer ist [40]. Die Ionen werden mit $\approx 100 \mu\text{m}$ jedoch näher zum Substrat gespeichert, weshalb höhere Fallenfrequenzen realisiert werden und somit schnellere Gatteroperationen durchführbar sind. Weiter ist eine Integrationsfähigkeit von Strukturen auf dem Fallenchip gegeben, an die konstante oder modulierte Signale angelegt werden können, was im Rahmen dieser Arbeit ausgenutzt wird. Es kann ein nahezu beliebig großes Array aus einer einzelnen, wiederkehrenden Basisstruktur aufgebaut erreicht werden. Darüberhinaus eignen sich diese Fallen in einer "Lab-on-Chip" Anwendung als Hybrid mit sekundären chemischen Sensoren [44].

Um die Ionenfallen als einen universellen Quantenrechner nutzen zu können, muss eine Adressierung von einzelnen Qubits gewährleistet werden. Die bisherigen Konzepte bedienen sich beispielsweise stark fokussierter Laserstrahlen [23, 29]. Ein anderer, technisch weniger Anspruchsvoller und somit auch einfach realisierbarer Ansatz bedient sich langwelliger Strahlung (Mikrowellen [45–47] oder Strahlung im radiofrequenten Bereich [48]), um Ionen in einem statischen Magnetfeldgradienten zu adressieren. Der Vorteil ist, dass die Strahlung nicht auf einzelne Ionen fokussiert werden muss und nur mittels Änderung der eingestrahlten Frequenz eine Adressierung von Einzelionen erreicht werden kann.

Zur Realisierung eines Quantenbusses mittels einer Kopplung zwischen den gespeicherten Ionen kann ebenfalls ein Magnetfeldgradient genutzt werden. Hierbei

werden die internen Zustände der Qubits mit den externen Schwingungszuständen der Ionenkette gekoppelt, was als (Magnetic gradient induced coupling, kurz: MAGIC) bekannt ist [45, 46]. In [49, 50] wird diskutiert, inwieweit Strukturen, die statische Magnetfeldgradienten am Ort des Ions erzeugen, auf einem Oberflächenfallen Chip integriert werden können. Es wird eine Adressierung mittels Quadrupolübergänge [49] demonstriert.

Im Rahmen dieser Arbeit wird ein neuartiger Oberflächenfallen Chip entwickelt, der integrierte Strukturen beinhaltet, mit der eine veränderbare und zeitabhängige Magnetfeldverteilung am Ort der Ionen erzeugt werden kann und Mikrowellenstrahlung in Nahfeld des Ions erzeugt werden kann. Teile dieser Arbeit sind bereits in [51] veröffentlicht.

In der vorliegenden Arbeit wird zunächst in Kap. 2 der theoretische Hintergrund beschrieben, insbesondere erfolgt eine Diskussion möglicher zu speichernder Elemente und eine Beschreibung der Wechselwirkung der Ionen mit einem Strahlungsfeld. Die durchgeführten Simulationen des Potentialproblems der Oberflächenfalle und deren integrierten Strukturen werden detailliert besprochen. Der Schwerpunkt dieser Arbeit wird auf den in Kap. 3 ausführlich beschriebene Herstellungsprozess eines Ionenfallen Chips mittels Mikrosystemtechnologie und eines mittels Dicksichttechnologie produzierten Chipträgers gesetzt und die Verknüpfung beider Systeme beschrieben. In Kap. 4 wird das aufgebaute Experiment vorgestellt, wobei hier speziell auf das Laser-, Vakuum- und Abbildungssystem eingegangen wird. Abschließend werden in Kap. 5 die mit dem Versuchsaufbau erzielten experimentellen Ergebnisse vorgestellt und diskutiert. Eine Zusammenfassung und ein Ausblick komplementieren die vorliegende Arbeit.

2

Theorie und Simulationen

In diesem Kapitel werden die für die vorliegende Arbeit wichtigen theoretische Grundlagen erklärt und die im Rahmen dieser Dissertation durchgeführten Simulationen vorgestellt. Nach einer Diskussion der möglichen zu speichernden Elemente Ytterbium und Barium (Kap. 2.1), wird die Wechselwirkung von Ionen mit Strahlungsfeldern behandelt. Insbesondere wird die Theorie eines Zwei-Niveau Systems diskutiert (Kap. 2.2.1), welches die im gespeicherten Ion stattfindenden Übergänge beschreibt, sowie die zum Speichern von Ionen notwendige Laserkühlung mittels Doppler-Effekt (Kap. 2.2.2) erklärt. Die Funktionsweise einer Paulfalle am Beispiel einer linearen Falle wird diskutiert (Kap. 2.3.1) und die Entwicklung hin zur Oberflächenfalle dargelegt (Kap. 2.3.2). Es werden die quasistatischen elektrischen und magnetischen Felder der planaren Falle simuliert und die Vorgaben an ein mögliches Design einer Oberflächenfalle eruiert. Ein Vorteil an Oberflächenfallen ist die Integrationsfähigkeit von Ionen manipulierenden Strukturen, wie zur Erzeugung eines Magnetfeldgradienten (Kap. 2.4) oder einer Mikrowellen führenden Leiterbahn (Kap. 2.5). Abschließend werden die für die Herstellung einer Falle möglichen Materialien diskutiert (Kap. 2.6).

2.1 Elemente Barium und Ytterbium

Die Auswahl an möglichen zu speichernden Elementen ist beträchtlich. Es wird für die Anwendung in einer Paulfalle ein Element bevorzugt, welches nach einer Ionisation ein Elektron in der äußeren Schale aufweist. Diese Bedingung wird von

den Erd-Alkali Elementen, einigen Übergangsmetallen (Cd, Hg) und Lanthaniden (Yb) erfüllt. Tab. 2.1 stellt eine Auswahl möglicher Elemente zusammen, die für die Speicherung in Ionenfallen verwendet werden können aus [52]. Das zu speichernde Element wird, basierend auf den nachfolgend beschriebenen Punkten, ausgewählt. Die Anzahl der zur Ionisation und Kühlung notwendigen Laser soll minimal sein. Zusätzlich sollten die Wellenlängen der Laser im sichtbaren oder angrenzenden ultravioletten bzw. infrarotem Bereich liegen, um die Effizienz der Detektion zu erhöhen (was auf Kalzium, Strontium, Barium und Ytterbium zutrifft). Ebenfalls sollen die Wellenlängen über kostengünstige Diodenlaser erreicht werden, um den Kostenaufwand eines Experimentes zu reduzieren. Für die Speicherzeiten in Ionenfallen ist es von Vorteil, wenn die Massen der gespeicherten Elemente hoch sind, um die Wahrscheinlichkeit eines Rausschlagens durch Restgasatomen aus der Falle zu reduzieren. Eine Kombination der aufgelisteten Punkte wird von Barium und Ytterbium erreicht.

Um Quanteninformation mit Mikrowellen betreiben zu können (Kap.2.2.6), wird zusätzlich eine Hyperfeinstrukturaufspaltung verlangt. Das ^{171}Yb besitzt zusammen mit ^{199}Hg eine, für das später diskutierte Konzept, günstige Hyperfeinstrukturaufspaltung, wobei die Aufspaltung bei 40,5 GHz des ^{199}Hg zu technischen Problemen führt, auf die jedoch im Rahmen dieser Arbeit nicht im Detail eingegangen wird.

In weiteren Laboren werden Experimente mit gespeicherten Beryllium-Ionen (NIST in Boulder) [57], Kalzium-Ionen (Innsbruck, Mainz) [58] und Strontium-Ionen (MIT) [49] betrieben.

2.1.1 Barium

Das erste Ion, welches in einer Falle deterministisch gespeichert und detektiert wurde, war 1980 ein Barium Ion [59]. Barium ist das schwerste der zur den Erd-Alkali gehörenden Elementen mit einer Masse von 137,327 u¹ (gerechnet aus der natürlichen Isotopenverteilung). Der Name leitet sich aus dem griechischen Wort für "schwer" ab. Barium besitzt sieben stabile Isotope (Tab. 2.2), das mit 71,1% am häufigsten vorkommende Isotop ist ^{138}Ba . Die Konfiguration des Grundzustandes dieses Isotops ist $[\text{Xe}]6s^2\ ^2S_{1/2}$; es besitzt keinen Kernspin und somit keine Hyperfeinstrukturaufspaltung.

Ionisiert werden kann Barium über einen Zwei-Photonen Prozess [62]. Die aus einem Verdampfungssofen (Kap. 4.2.2) stammenden Atome werden aus dem Grundzustand $[\text{Xe}] 6s^2\ ^1S_0$ mittels Laser bei 791,1 nm in einen angeregten Zustand $[\text{Xe}] 6s^2\ ^3P_1$ überführt und können mit Licht bei einer kleineren Wellenlänge als 340,1 nm, realisiert mit einem Stickstofflaser bei 337,1 nm, ionisiert werden

¹Atomare Masseneinheit $1\text{u} = 1,660538921(73)\cdot 10^{-27}\text{ kg}$ [60]

Isotop	natürliche Häufigkeit (%)	Kernspin (\hbar)	Hyperfeinstr.-aufspaltung (GHz)	λ Kühlübergang (nm)	Elektronen Konfiguration
^9Be	100	3/2	1,25001767	313	[He] $2s^2$
^{24}Mg	79	0	0	280	[Ne] $3s^2$
^{25}Mg	10	5/2	1,78876310	280	[Ne] $3s^2$
^{40}Ca	97	0	0	397	[Ar] $4s^2$
^{43}Ca	0,14	7/2	3,25560829	397	[Ar] $4s^2$
^{87}Sr	7	9/2	5,00236835	422	[Kr] $5s^2$
^{88}Sr	83	0	0	422	[Kr] $5s^2$
^{135}Ba	6,6	3/2	7,18334024	493	[Xe] $6s^2$
^{137}Ba	11,3	3/2	8,03774167	493	[Xe] $6s^2$
^{138}Ba	71,7	0	0	493	[Xe] $6s^2$
^{199}Hg	17	1/2	40,5073480	194	[Xe] $4f^{14} 5d^{10} 6s^2$
^{201}Hg	13	3/2	29,954365823629(171)[53]	194	[Xe] $4f^{14} 5d^{10} 6s^2$
^{202}Hg	30	0	0	194	[Xe] $4f^{14} 5d^{10} 6s^2$
^{113}In	4	9/2	8,409(4) [54]	231	[Kr] $4d^{10} 5s^2 5p^1$
^{115}In	96	9/2	8,426(3) [54]	231	[Kr] $4d^{10} 5s^2 5p^1$
^{203}Tl	30	1/2	12,1805 [55]	191	[Xe] $4f^{14} 5d^{10} 6s^2 6p^1$
^{205}Tl	70	1/2	12,2945 [55]	191	[Xe] $4f^{14} 5d^{10} 6s^2 6p^1$
^{171}Yb	14,3	1/2	12,6428121242(12) [56]	369	[Xe] $4f^{14} 6s^2$
^{173}Yb	16,1	5/2	10,49172020	369	[Xe] $4f^{14} 6s^2$
^{172}Yb	21,9	0	0	369	[Xe] $4f^{14} 6s^2$

Tabelle 2.1: Auflistung ausgewählter, zum Speichern in Ionenfallen nutzbarer Elemente aus [52]. Neben der Häufigkeit des Isotopes ist der Kernspin und damit verbunden die Hyperfeinstrukturaufspaltung aufgetragen. Weiter werden die Wellenlängen der Kühlaser, die den Übergang aus dem Grundzustand in ein angeregtes Niveau treiben, angegeben. Abschließend wird die Elektronenkonfiguration der Isotope dargelegt.

Isotop, stabil	^{130}Ba	^{132}Ba	^{134}Ba	^{135}Ba	^{136}Ba	^{137}Ba	^{138}Ba
Häufigkeit	0,11 %	0,10 %	2,42 %	6,59 %	7,85 %	11,23 %	71,70 %
Kernspin	0	0	0	$3/2 \hbar$	0	$3/2 \hbar$	0

Tabelle 2.2: Natürliche Isotopenverteilung des Barium Elements und zugehöriger Kernspin nach [61].

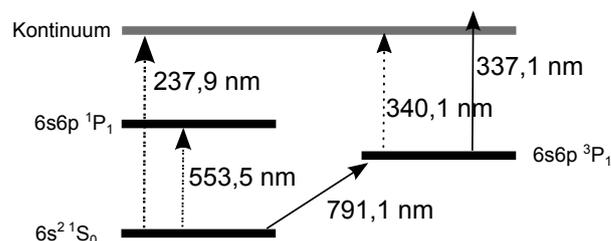


Abbildung 2.1: Reduziertes Levelschema der Zwei-Photonen Photoionization des Barium-Atoms. Ein Laser bei 791 nm regt das Atom aus dem Grundzustand $6s^2 \ ^1S_0$ in den Zustand $6s6p \ ^1P_1$ an. Durch Einstrahlung eines Stickstofflasers bei 337,1 nm wird das angeregte Atom ionisiert. Atomare Fluoreszenz kann mit Hilfe des von einem 553,5 nm Laser getriebenen Übergangs detektiert werden, was jedoch im Rahmen dieser Arbeit nicht berücksichtigt wird.

(Abb. 2.1).

Zum Speichern der Barium-Ionen ist die Kühlung der schnellen, ionisierten Atome notwendig. Dies passiert über Dopplerkühlung (Kap. 2.2.2) auf dem Kühlübergang $S_{1/2} \rightarrow P_{1/2}$ mittels Laserlicht bei 493 nm (Abb. 2.2). Mit einer Zerfallsrate von $(15,0 \pm 1,1)$ MHz [63] zerfällt der angeregte Zustand zurück in den Grundzustand und mit einer geringeren Zerfallsrate von $(5,3 \pm 0,6)$ MHz [63] in den $D_{3/2}$ Zustand, welcher eine Lebensdauer von $(79,8 \pm 4,6)$ s aufweist [64], nach der das Niveau mittels Spontanemission in den Grundzustand zurück fällt. Um das Ion dem Kühlkreislauf zurückzuführen, wird ein zweiter Laser bei 650 nm eingestrahlt, der das Ion aus dem $D_{3/2}$ -Zustand in den $P_{1/2}$ -Zustand rückpumpt, weshalb dieser Laser auch "Rückpumper" genannt wird. Nachgewiesen wird das gespeicherte Ion also neben dem Fluoreszenzlicht des Kühlüberganges auch die durch den Zerfall in den $D_{3/2}$ -Zustand entstehende Fluoreszenz.

2.1.2 Ytterbium

Ytterbium zählt zu den Lanthaniden, den seltenen Erden, und besitzt eine Masse von $\langle m \rangle = 173,04$ u (gerechnet für die natürliche Isotopenverteilung). Es existieren sieben stabile Isotope, die in Tab. 2.3 mit ihren Häufigkeiten und Kernspins aufgetragen sind nach [61]. In dem, im Rahmen dieser Arbeit aufgebauten, Experiment wird das (gerade) ^{172}Yb -Isotop verwendet, da es keinen Kernspin aufweist und somit eine Energiestruktur mit einer geringen Anzahl von zu berücksichtigenden Zuständen aufweist.

Ionisiert werden die ebenfalls aus einem Verdampfungssofen stammenden Ytterbium-Atome mittels eines Zwei-Photonen-Prozesses. Zuerst werden die Atome aus dem Grundzustand $[\text{Xe}] 4f^{14}6s^2 \ ^1S_0$ mit einem Laser bei 399 nm ins $6s6p \ ^1S_0$ -Niveau angeregt und anschließend mit einem Laser bei 369 nm ionisiert

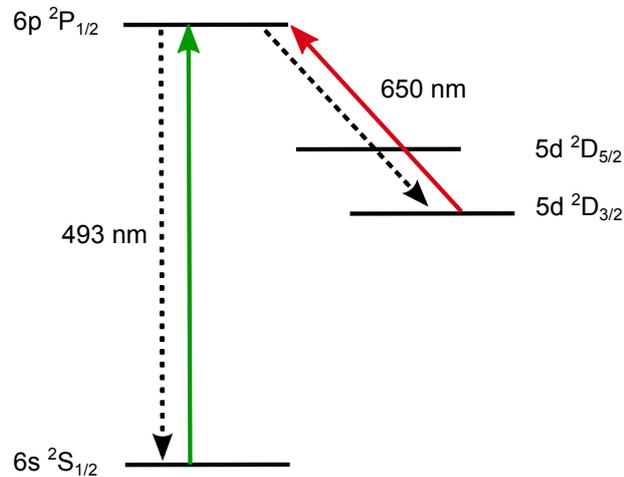


Abbildung 2.2: Reduziertes Levelschema des verwendeten $^{138}\text{Ba}^+$ -Ions mit der Elektronenkonfiguration im Grundzustand $[\text{Xe}]6s\ ^2\text{S}_{1/2}$. Der Kühlübergang $\text{S}_{1/2} \rightarrow \text{P}_{1/2}$ wird vom 493 nm Laser getrieben. Mit einer Zerfallsrate von $(15,0 \pm 1,1)$ MHz zerfällt der angeregte Zustand zurück in den Grundzustand und mit $(5,3 \pm 0,6)$ MHz ins $\text{D}_{3/2}$ -Niveau [63], welches eine Lebensdauer von $(79,8 \pm 4,6)$ s aufweist [64]. Es wird ein Rückpumpplaser bei 650 nm verwendet, um das Ion in den Kühlkreislauf zurückzuführen. Als Zustandsnachweis für ein gespeichertes Ion kann somit die Fluoreszenz des Kühlübergangs bei 493 nm, aber auch der Rückpumpübergangs bei 650 nm detektiert werden.

Isotop, stabil	^{168}Yb	^{170}Yb	^{171}Yb	^{172}Yb	^{173}Yb	^{174}Yb	^{176}Yb
Häufigkeit	0,13 %	3,05 %	14,30 %	21,90 %	16,12 %	31,80 %	12,70 %
Kernspin	0	0	$1/2 \hbar$	0	$5/2$	0	0

Tabelle 2.3: Natürliche Isotopenverteilung des Ytterbium Elements und zugehöriger Kernspin nach [61].

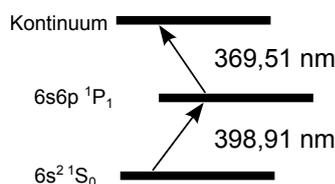


Abbildung 2.3: Reduziertes Levelschema der Zwei-Photonen Photoionization des Ytterbium-Atoms. Ein Laser bei 399 nm regt das Atom aus dem Grundzustand $6s^2 \ ^1S_0$ in den Zustand $6s6p \ ^1P_1$ an. Durch Einstrahlung eines weiteren Lasers < 394 nm (hier 369 nm) wird das angeregte Atom ionisiert.

(Abb. 2.3) [65, 66]. Diese Art der Ionisation führt zu einer etwa 142 höheren Laderate verglichen mit der Ionisation mittels einer Elektronenkanone [62].

Die ionisierten Atome werden mittels Dopplerkühlung mit dem vom 369 nm Laser getriebenen Übergang $S_{1/2} \rightarrow P_{1/2}$ gekühlt (Abb. 2.4) und können durch das von der Chipstruktur erzeugte Pseudopotential in der Falle gespeichert werden. Der Zustand $P_{1/2}$ weist einer Lebensdauer von 8,12(2) ns [67, 68] auf. Beim Rückfall in den Grundzustand wird ein Photon bei 369 nm emittiert, was als Kühlfluoreszenz des Ions detektiert wird. Mit einer Wahrscheinlichkeit von 0,501(15)% [69] wird beim Rückfall aus dem angeregten $P_{1/2}$ -Niveau das $D_{3/2}$ -Niveau besetzt, welches eine Lebensdauer von 52,7(2,4) ms besitzt [70]. Der Kühlkreislauf wird dadurch unterbrochen. Ein Rückpump Laser bei 935 nm wird verwendet, um diesen Zustand ins $[3/2]_{1/2}$ -Niveau² anzuregen, und von dort aus nach einer Lebensdauer von 37,7(5) ns [72] mit einer Wahrscheinlichkeit von 98,1 % [73, 74] in den Grundzustand $S_{1/2}$ zu fallen und das Ion dem Kühlkreislauf wieder zurückzuführen. Vom besetzten $D_{3/2}$ -Niveau aus kann das Ion mittels Streuung mit Restgasatomen in der Vakuumkammer in den Zustand $D_{5/2}$ übergehen, von dem es in den $F_{7/2}$ -Zustand fällt. Dieser ist ein langlebiger Zustand (10^{+7}_-4 a, [75]) und kann mit einem zweiten Rückpump Laser bei 638 nm über den getriebenen Zustand $[5/2]_{3/2}$ indirekt in den Grundzustand übergehen. Somit wird der Kühlkreislauf geschlossen.

2.2 Wechselwirkung von Ionen mit optischen und RF-Feldern

Dieser Abschnitt widmet sich der Beschreibung der Wechselwirkung zwischen gespeicherten Ionen und elektrodynamischen Feldern. Nach einer Diskussion von

²Das $[3/2]_{1/2}$ -Niveau und das $[5/2]_{1/2}$ -Niveau entsprechen einer Elektronen-Konfiguration $[\text{Xe}]4f^{13}5d6s$ und werden über eine jK-Kopplung beschrieben, wobei ein fehlendes Elektron bzw. Loch in der f-Schale mit der LS-Kopplung der äußeren Elektronen koppelt [71].

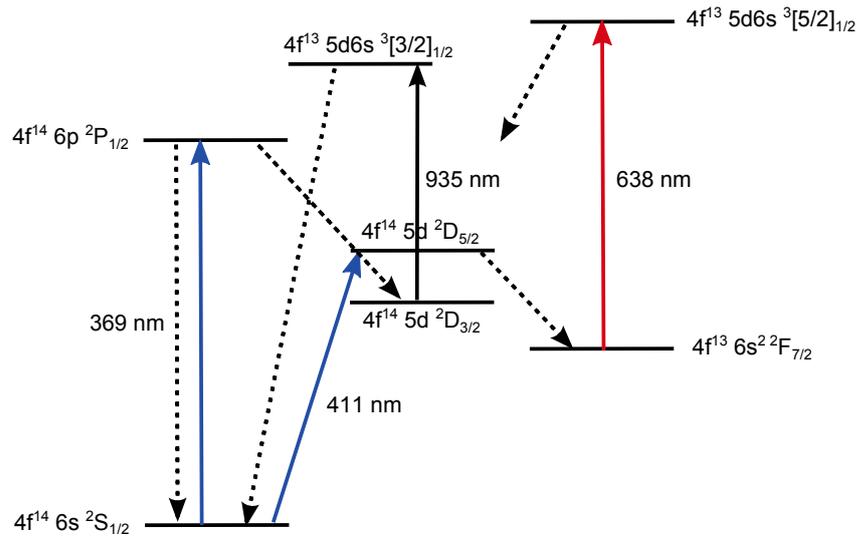


Abbildung 2.4: Reduziertes Level Schema des verwendeten $^{172}\text{Yb}^+$ -Ions mit der Elektronenkonfiguration im Grundzustand $[\text{Xe}]4f^{14}6s \ ^2S_{1/2}$. Der Kühlübergang $S_{1/2} \rightarrow P_{1/2}$ wird vom 369 nm Laser getrieben und hat eine Lebensdauer von 8,12(2) ns. Mit einer Wahrscheinlichkeit von 0,501(15)% wird beim Rückfall aus dem angeregten $P_{1/2}$ -Niveau das $D_{3/2}$ -Niveau besetzt (Lebensdauer 52 ms); es wird ein Rückpump Laser bei 935 nm verwendet, um dieses Niveau dem Kühlkreislauf rückzuführen über eine Anregung in das $[3/2]_{1/2}$ -Niveau, welches (nach 37 ns) mit 98,1% in den Grundzustand zurückfällt. Ein weiterer Rückpumper bei 638 nm ist notwendig, wenn vom $D_{3/2}$ -Niveau aus das $D_{5/2}$ -Niveau mittels Streuung an Restgasatomen besetzt wird und dieses in den $F_{7/2}$ -Zustand übergeht, welches eine Lebensdauer von 10^{+7}_{-4} a aufweist [75]. Der 638 nm Laser treibt den Übergang zum $[5/2]_{1/2}$ -Niveau, woraus das Ion dann abschließend in den Grundzustand übergeht.

Zwei-Niveau Systemen (Kap. 2.2.1) folgt eine Erläuterung der Kühlung von Atomen mit einem Laserfeld (Kap. 2.2.2). Anschließend wird optisches Pumpen besprochen und das verwendete Qubit motiviert (Kap. 2.2.3). Abschließend wird das Verfahren der RF-optischen Doppelresonanz Spektroskopie erläutert (Kap. 2.2.4), um die von der Fallenstruktur erzeugte Gradientenstruktur mit einem gespeicherten $^{172}\text{Yb}^+$ -Ion zu vermessen. Abgeschlossen wird dieses Unterkapitel mit einer Diskussion einer Adressierung von gespeicherten Ionen in einer Kette (Kap. 2.2.5) und der Motivation des Konzepts der mittels Gradienten induzierten Kopplung zwischen gespeicherten Ionen (Kap. 2.2.6).

2.2.1 Zwei-Niveau Systeme

Im Folgenden wird die Wechselwirkung eines gespeicherten Atoms oder Ions mit einem Strahlungsfeld beschrieben. Die Näherung eines Zwei-Niveau Systems als Beschreibung des Atoms oder Ions ist zulässig, wenn ein optischer Übergang dominant ist oder isoliert werden kann, d.h. alle anderen Übergänge sind so unwahrscheinlich, dass diese vernachlässigt werden können [76]. Der nachfolgende Formalismus unterscheidet nicht zwischen gespeicherten Atomen und Ionen. Die Wechselwirkung wird semi-klassisch betrachtet, sprich das Strahlungsfeld wird klassisch betrachtet, das Ion jedoch quantenmechanisch.

Im Zwei-Niveau System ist die Energiedifferenz beider inneren Zustände des Ions $\Delta E_{12} = E_2 - E_1 = \hbar \cdot \omega_{12}$. Es wird ein Strahlungsfeld mit der Frequenz $\omega_L = \omega_{12} - \delta_\omega$ eingestrahlt. Beschrieben wird das System mittels der zeitabhängigen Schrödingergleichung

$$\hat{H}\Psi = i\hbar \frac{\partial \Psi}{\partial t} \quad (2.1)$$

mit dem zusammengesetzten Hamiltonoperator $\hat{H} = \hat{H}_0(\vec{r}) + \hat{V}(t)$. Hier bezeichnet $\hat{H}_0(\vec{r})$ den zeitunabhängigen, störungsfreien Hamiltonoperator, der die inneren Zustände des Ions beschreibt und $\hat{V}(t)$ den Wechselwirkungsterm. $\Psi(t)$ ist die Lösung der Schrödingergleichung (2.1). Für den zeitunabhängigen, ungestörten Operator gilt $\hat{H}_0(\vec{r})\psi_i(\vec{r}) = E_i\psi_i(\vec{r})$, mit den Eigenenergien E_i und den Eigenfunktionen $\psi_i(\vec{r})$, wobei $\Psi_i(\vec{r}, t) = \psi_i(\vec{r}) \cdot \exp(-iE_i t/\hbar)$ die zeitabhängige Schrödingergleichung des ungestörten Systems $\hat{H}_0\Psi_i = i\hbar \frac{\partial \Psi_i}{\partial t}$ löst. Eine Linearkombination

$$\Psi(\vec{r}, t) = \sum_i c_i(t)\psi_i \exp(-iE_i t/\hbar) \quad (2.2)$$

der Lösungen der ungestörten Schrödingergleichung kann die mit dem Lichtfeld gestörte Schrödingergleichung (2.1) lösen, wobei i über alle Eigenzustände läuft. Für ein Zwei-Niveau System, reduziert sich (2.2) zu

$$\Psi(\vec{r}, t) = c_1(t)\psi_1(\vec{r}) \exp(-iE_1t/\hbar) + c_2(t)\psi_2(\vec{r}) \exp(-iE_2t/\hbar), \quad (2.3)$$

mit den zeitabhängigen Konstanten $c_i(t)$. Wird der zusammengesetzte Hamiltonoperator \hat{H} und die Wellenfunktion (2.3) in die ursprüngliche Schrödingergleichung (2.1) eingesetzt, mit ψ_i^* von rechts multipliziert, über den gesamten Raum integriert unter Ausnutzung der Orthonormalität der Eigenfunktionen ψ_i , so kann die Schrödingergleichung mittels der Koeffizienten aus (2.2) als

$$\dot{c}_1 = -\frac{i}{\hbar} [c_1(t)V_{11} + c_2(t)V_{12} \exp(-i\omega_{12}t)] \quad , \quad \dot{c}_2 = -\frac{i}{\hbar} [c_1(t)V_{21} \exp(+i\omega_{12}t) + c_2(t)V_{22}] \quad (2.4)$$

dargestellt werden mit $V_{ij} = \langle \psi_i | \hat{V}(t) | \psi_j \rangle$ [76]. Die Störung durch das Strahlungsfeld kann mit dem Hamiltonoperator

$$\hat{V}(t) = e\vec{r} \cdot \vec{E}_0 \cdot \cos(\omega_L t), \quad (2.5)$$

ausgedrückt werden [76], mit der Dipolenergie $-e \cdot \vec{r}$ und der Elektronenposition \vec{r} . Als Matrix umformuliert wird (2.5) zu

$$V_{jk}(t) = \frac{1}{2} [\exp(i\omega_L t) + \exp(-i\omega_L t)] \langle \psi_j | e\vec{r} \cdot \vec{E}_0 | \psi_k \rangle . \quad (2.6)$$

mit $j, k = 1 \vee 2$, wobei $V_{jj}(t) = 0$ gilt. In (2.4) eingesetzt, können die Koeffizienten mit

$$\begin{aligned} \dot{c}_1 &= -\frac{i}{2} \Omega_R [\exp(i(\omega_L - \omega_{12})t) + \exp(-i(\omega_L + \omega_{12})t)] c_2 \\ \dot{c}_2 &= -\frac{i}{2} \Omega_R [\exp(-i(\omega_L - \omega_{12})t) + \exp(i(\omega_L + \omega_{12})t)] c_1 \end{aligned} \quad (2.7)$$

ausgedrückt werden mit der Rabi-Frequenz [77]

$$\Omega_R = \frac{1}{\hbar} \langle \psi_1 | e\vec{r} \cdot \vec{E}_0 | \psi_2 \rangle . \quad (2.8)$$

Um zu verstehen, wie sich das Ion im Strahlungsfeld verhält, muss (2.7) gelöst werden.

Nachfolgend werden zwei Fälle unterschieden. Im Falle von einem eingestrahlten Lichtfeld mit geringer Intensität, ausgehend von einer Präparation des Atoms in den Grundzustand, ist die Anzahl der erwarteten Übergänge klein, so dass für die Zustände $c_1(t) \gg c_2(t)$ gilt und $c_1(t) = 1$ gesetzt wird [76]. Mit der Anfangsbedingung $c_2(t=0) = 0$, lässt sich $c_2(t)$ in der Drehwellennäherung³ mit

³In der Drehwellennäherung werden Terme, bei geringen Verstimmungen zwischen Energie des atomaren Überganges und des Strahlungsfeldes $\delta_\omega \ll (\omega_L + \omega_{12})$, mit $\omega_L + \omega_{12}$ vernachlässigt [78].

$$|c_2(t)|^2 = \left(\frac{\Omega_R}{2}\right)^2 \left(\frac{\sin(\delta_\omega \cdot t/2)}{\delta_\omega \cdot t/2}\right)^2 \approx \left(\frac{\Omega_R}{2}\right)^2 \cdot t^2|_{\delta_\omega=0} \quad (2.9)$$

ausdrücken; letztere Umformung gilt für den Fall der resonanten Einstrahlung mit $\delta_\omega = 0$. Für den Fall starker Lichtfelder in der Drehwellennäherung und im resonanten Fall reduziert sich (2.7) zu

$$\dot{c}_1 = \frac{i}{2}\Omega_R c_2(t) \quad , \quad \dot{c}_2 = \frac{i}{2}\Omega_R c_1(t). \quad (2.10)$$

Werden die gekoppelten Gleichungen differenziert und ineinander eingesetzt mit der Anfangsbedingung, dass zu $t = 0$ der Grundzustand besetzt ist, so ergibt sich die Wahrscheinlichkeit das Ion in einen der beiden Zustände zu finden mit

$$|c_1(t)|^2 = \cos^2(\Omega_R t/2) \quad , \quad |c_2(t)|^2 = \sin^2(\Omega_R t/2). \quad (2.11)$$

An (2.11) erkennt man, dass die Besetzungswahrscheinlichkeit der zwei Niveaus mit der Rabi-Frequenz oszilliert, was als Rabi-Oszillation bekannt ist. Wird das Lichtfeld nicht resonant eingestrahlt, so ändert sich (2.11) zu [76]

$$|c_2(t)|^2 = \frac{\Omega_R^2}{\Omega^2} \sin^2(\Omega_R t/2), \quad \Omega^2 = \Omega_R^2 + \delta_\omega^2. \quad (2.12)$$

mit der generalisierten Rabifrequenz Ω . Im nicht resonanten Fall wird also die Oszillationsfrequenz erhöht und gleichzeitig die Amplitude erniedrigt.

2.2.2 Laserkühlung

Die aus dem Verdampfungssofen emittierten Atome weisen eine temperaturabhängige Geschwindigkeitsverteilung auf. Um diese Speichern zu können, muss die kinetische Energie der Teilchen reduziert werden. Ebenfalls können kalte Ionen in der Falle durch ein harmonisches Fallenpotential beschrieben werden. Als Kühlung wird in diesem Zusammenhang die Reduktion der kinetischen Energie der Teilchen verstanden.

Neben einer Kühlung mit Hintergrundgas [79] hat sich die Laserkühlung als Standardverfahren etabliert, die 1975 erstmals vorgeschlagen wurde [80, 81]⁴. Es wird in der so genannten Doppler-Kühlung der Doppler-Effekt ausgenutzt, bei dem sich im Bezugssystem des mit der Geschwindigkeit v bewegenden Teilchens die Frequenz ν eines Lichtfeldes gegenüber der realen Frequenz ν_0 mit

⁴Darüberhinaus existieren die Methoden des Widerstands, des Stochastischen und des Sympathetischen Kühlens, auf die jedoch nicht eingegangen wird, aber in [82] nachgeschlagen werden können.

$$\nu = \nu_0 \left(1 \pm \frac{v}{c} \right) \quad (2.13)$$

verändert erscheint. Die Frequenz wird erhöht, wenn sich das Teilchen auf das Lichtfeld zubewegt und erniedrigt bei einer Bewegung in die entgegengesetzte Richtung. Anschaulich kann, wie im vorherigen Abschnitt erläutert, das Atom bzw. Ion als ein Zwei-Niveau System beschrieben werden. Das Ion befindet sich im Grundzustand mit einer Energielücke von $\Delta E_{12} = h \cdot \nu_{12}$ zum angeregten Zustand (Abb. 2.5 A). Es wird ein leicht rotverstimmter Laser eingestrahlt, dessen Frequenz ν_L mit der Energielücke im bewegten Bezugssystem des Ions übereinstimmt, wenn sich das Ion entgegengesetzt zum Lichtfeld bewegt. Durch die Absorbtion eines Photons erfährt das Ion einen Impulsübertrag $\hbar k_a$ (Abb. 2.5 B). Nach einer gewissen Zeit regt sich das Ion über spontane Emission wieder ab und sendet das zuvor absorbierte Photon wieder aus. Dabei erfährt es ebenfalls einen Rückstoßimpuls $\hbar k_e$, der jedoch statistisch über den ganzen Raum verteilt ist. Wird dieser Vorgang mehrmals wiederholt, mittelt sich der Rückstoßimpuls der spontanen Emission heraus und es bleibt nur der Impuls der Absorbtion über, der gegen die Ausbreitungsrichtung des Ions gerichtet ist. Dadurch, dass das Ion ein Photon mit einer geringeren Energie absorbiert, als es der Energielücke im ruhenden Zustand entsprechen würde und die reemittierte Photonenenergie eben dieser Energie in Ruheposition entspricht, verliert das Ion in jedem Absorbtions- und Reemissions-Zyklus an Energie, was in einer Reduktion der Geschwindigkeit resultiert.

Dieser Kühlvorgang kann jedoch nicht zu beliebig kleinen kinetischen Energie des Ions führen. Durch den Impulsübertrag der Reemission, der sich zwar zu Null mittelt, erfährt das Ion aber eine Zufallsbewegung ("Random Walk") mit $\langle \vec{v} \rangle = 0$ und $\langle v^2 \rangle \neq 0$, die in einem Beitrag zur kinetische Energie resultiert. Dieses Heizen durch die Zufallsbewegung wirkt der Doppler-Kühlung entgegen; es bildet sich ein Gleichgewicht aus. Es kann eine minimale Temperatur, das Doppler-Limit T_D , definiert werden, beschrieben über die Doppler-Energie

$$E_{\text{Doppler}} = \frac{\hbar \Gamma}{2} = k_B T_D \quad (2.14)$$

mit Γ als natürliche Linienbreite des Übergangs des Zwei-Niveau Systems des Ions und der Boltzmann-Konstante $k_B = 1,3806488(13) \cdot 10^{23}$ J/K [83]. Für das $^{172}\text{Yb}^+$ -Ion ist die Linienbreite des Kühlübergangs $\Gamma/2\pi = 19,8$ MHz [71], was ein Doppler-Limit von $T_D^{172} \approx 1$ mK darstellt.

Um eine zusätzliche Kühlung in den sub-mK Bereich zu erreichen, werden Methoden, wie beispielsweise die Seitenband-Kühlung, angewendet, die die Ionen im harmonischen Fallenpotential in den Grundzustand kühlen können. Für Details ist auf weiterführende Literatur verwiesen [78, 84].

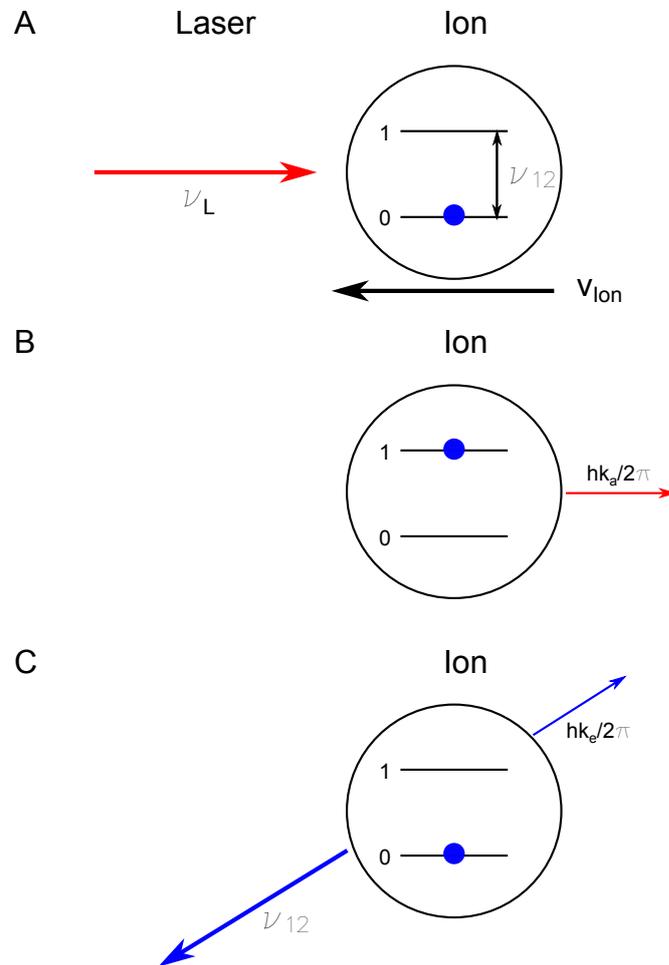


Abbildung 2.5: Darstellung der Prinzips der Doppler-Kühlung [84]. A: Ein rotverstimmer Laser wird entgegengesetzt der Bewegungsrichtung eines Ion gesendet, dessen Frequenz der Energielücke ν_{12} dem rotverstimmen Laser ν_L in dessen Bezugssystem entspricht. B: Bei Absorbition eines Photons aus dem Laserstrahl erfährt das Ion einen Rückstoßimpuls in Ausbreitungsrichtung des Lasers. C: Bei der spontanen Reemission des Photons erfolgt über mehrere Zyklen gemittelt kein Rückstoßimpuls. Das Ion verliert Energie, da bei der Reemission ein Photon mit der Frequenz $\nu_{12} > \nu_L$ ausgesendet wird. Der erreichte, stationäre Zustand wird durch die Zufallsbewegung der Ions beschrieben.

2.2.3 Optisches Pumpen und Pseudo-Qubit

Im $^{172}\text{Yb}^+$ -Ion kann ein Qubit aus den Zeeman-Unterniveaus des aufgespaltenen $D_{3/2}$ -Zustands gewählt werden. Dieser Zustand wird, wie in Kap. 2.1.2 beschrieben, mit einer 0,5 % Wahrscheinlichkeit beim Rückfall aus dem $P_{1/2}$ -Zustand, der im Kühlübergang getrieben wird, besetzt. Der so besetzte Zustand hat eine Lebensdauer von 52,2 ms, in der das gespeicherte Ion nicht gekühlt wird. Es wird ein Rückpumpelaser bei 935 nm verwendet, um das Ion in den $[3/2]_{1/2}$ Zustand zurückzubringen, aus dem es in den Grundzustand zurückfällt und das Ion dem Kühlkreislauf zurückgeführt wird.

Bei Anwesenheit eines externen Magnetfeldes findet bei kleinen Magnetfeldern eine lineare Zeeman-Aufspaltung des $D_{3/2}$ -Niveaus statt (Abb. 2.6). Das $D_{3/2}$ -Niveau spaltet in vier Level auf und kann mit geeignet polarisiertem Laserlicht zurückgepumpt werden. Der Übergang ohne Änderung des Drehimpulses ($\Delta m_J = 0$) wird als π -Übergang, oder linear polarisierter Übergang, bezeichnet, und mit Änderung des Drehimpulses ($\Delta m_J = 1$) als σ^+ -Übergang, oder rechts-zirkularer Übergang, und ($\Delta m_J = -1$) als σ^- -Übergang, oder links-zirkularer Übergang, respektive.

Die Übergänge werden mit einem polarisiertem Lichtfeld getrieben, wobei die Quantisierungsachse durch ein externes Magnetfeld definiert wird. Ist die elektrische Komponente eines linear polarisierten Strahlungsfeldes parallel zum magnetischen Feld ausgerichtet, so werden ausschließlich π -Übergänge getrieben. Wird die lineare Polarisation senkrecht zum magnetischen Feld eingestrahlt, so kann dieses als eine Überlagerung aus rechts- und links-zirkularem Licht angesehen werden und es werden ausschließlich beide σ -Übergänge gleichzeitig gepumpt. Eine beliebige Polarisation des Strahlungsfeldes kann, abhängig von der Projektion auf die vom externen Magnetfeld bestimmten Quantisierungsachse, eine Überlagerung von Übergängen treiben, was in Kap. 5.2.2 ausgenutzt wird.

Wird beispielsweise nur eine bestimmte Polarisation des 935 nm Lasers eingestrahlt, z.B. π -polarisiertes Licht, wird auch nur der dieser Polarisation entsprechenden Übergang getrieben. Befindet sich das Ion in eben diesem ($m_J = \pm 1/2$) wird es zurückgepumpt und in den Kühlkreislauf zurückgebracht. Mittels des vom Kühlübergang stammenden Fluoreszenzlichts bei 369 nm kann es anschließend nachgewiesen werden. Befindet sich das Ion in den anderen beiden Zuständen des $D_{3/2}$ -Niveaus ($m_J = \pm 3/2$), wird es nicht zurückgepumpt und bleibt dunkel, was als optisches Pumpen bekannt ist [85, 86]. Die Übergangsraten der Zeeman-aufgespaltenen Niveaus werden mittels Clebsch-Gordon Koeffizienten beschrieben (Anh. A.1.1) [87]. Als Pseudo-Qubit können in dieser Anordnung die Zeeman-aufgespaltenen Level des $D_{3/2}$ -Niveaus verwendet werden, wobei der optisch gepumpte Zustand $m_J = \pm 3/2$ als "dunkler Zustand" $|0\rangle$ und der an das π -polarisierte Strahlungsfeld koppelnde Zustand $m_J = \pm 1/2$ als "heller Zustand" $|1\rangle$ definiert werden kann.

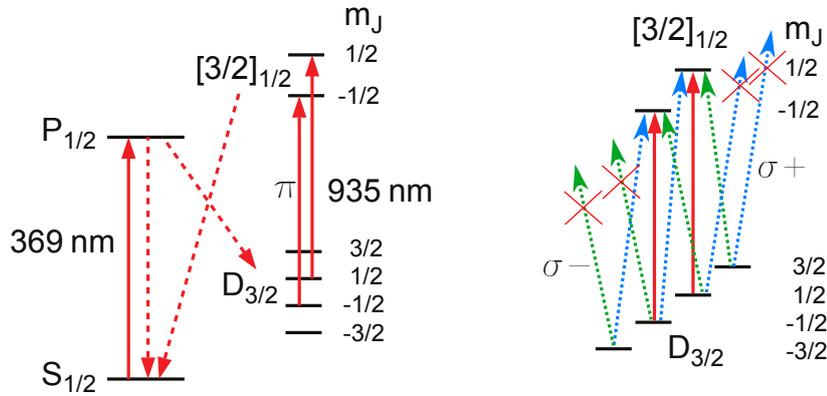


Abbildung 2.6: Darstellung der für die RF-optische Doppelresonanz-Spektroskopie wichtigen Energieniveaus des $^{172}\text{Yb}^+$ -Ions. Das durch den Kühlübergang ($S_{1/2}$ nach $P_{1/2}$) besetzte $P_{1/2}$ -Niveau zerfällt mit 0,5% ins $D_{3/2}$ -Niveau. Dieses wird bei Anwesenheit eines externen Magnetfeldes in vier Niveaus aufgespalten. Abhängig von der Polarisation des eingestrahnten Rückpumpasers bei 935 nm können selektiv σ^+ - ($\Delta m_J = 1$) (blaue Pfeile), σ^- - ($\Delta m_J = -1$) (grüne Pfeile) und π -Übergänge ($\Delta m_J = 0$) (rote Pfeile) ins $[3/2]_{1/2}$ -Niveau getrieben werden (rechte Seite).

2.2.4 RF-optische Doppelresonanz-Spektroskopie

Im vorherigen Abschnitt wird optisches Pumpen in einen Zustand des Zeeman-aufgespaltenen $D_{3/2}$ -Niveaus des $^{172}\text{Yb}^+$ -Ion motiviert. Dabei wird ein externes Magnetfeld verwendet, um die Quantisierungsachse des Ions vorzugeben und somit die Polarisation des 935 nm Rückpumpasers, der selektive einzelne Übergänge treiben soll. Wird nun dem konstanten Magnetfeld B_0 ein Magnetfeldgradient $\frac{\partial B_G}{\partial z}$ in (beispielsweise) axialer Richtung z zu einem Gesamtfeld

$$B = B_0 + z \frac{\partial B_G}{\partial z} \quad (2.15)$$

überlagert, ist die Zeeman-Aufspaltung des $D_{3/2}$ -Niveaus positionsabhängig, also von Ion zu Ion in einer Kette von gespeicherten Ionen unterschiedlich, da auf jedes einzelne Ion ein unterschiedliches Magnetfeld wirkt. Der Energieunterschied der Zeeman aufgespaltenen Niveaus im $D_{3/2}$ -Zustand [88] ist

$$\Delta E_J = \Delta m_J g_J \mu_B B, \quad (2.16)$$

mit dem Landé-faktor g_J , dem Bohrschen Magneton $\mu_B \approx 5,788 \cdot 10^{-5} eV/T$ [89] und der magnetischen Quantenzahl m_J . Der Landé-faktor g_J berechnet sich unter Berücksichtigung der LS-Kopplung für den $D_{3/2}$ - Zustand [86] zu

$$g_J = 1 + \frac{J(J+1) + S(S+1) - L(L+1)}{2J(J+1)} = 4/5, \quad (2.17)$$

mit $J = 3/2$, $S = 1/2$ und $L = 2$. Die magnetischen Dipol-Übergänge mit $\Delta m_J = \pm 1$, also zwischen $m_J = -3/2$ und $m_J = -1/2$ oder von $m_J = 1/2$ nach $m_J = 3/2$, liegen (bei kleinen Magnetfeldern) mit

$$f = \frac{1}{h} g_J \mu_B B \quad (2.18)$$

im Frequenzbereich der Radiofrequenz und können beispielsweise durch eine externe Dipol-Antenne getrieben werden. Mittels einer Kombination aus optischem Lichtfeld (935 nm) und Strahlungsfeld im radiofrequenten Bereich können die optisch gepumpten Zustände rückgepumpt werden, was als Verfahren der RF-optischen Doppelresonanz bekannt ist. Durch den Magnetfeldgradienten weist jedes Ion eine unterschiedliche Resonanzfrequenz auf, deren Aufspaltung von der Stärke des Magnetfeldgradienten abhängig ist (2.19). Über Messung der Resonanzfrequenz kann der vorhandene Gradient bestimmt werden.

2.2.5 Adressierung von Ionen mittels Gradienten

Ein wichtiger Punkt zur Realisierung eines Quantenrechners ist die Fähigkeit einzelne Qubits anzusprechen und zu manipulieren, was als Adressierung bezeichnet werden kann. Ein erster Ansatz verwendet zur Adressierung von Ionen in einer linearen Kette Laserlicht, welches auf ein einzelnes Ion fokussiert wird [23, 29]. Die Schwierigkeit dieses Ansatzes ist es den Laser nur auf ein einzelnes Ion zu fokussieren, ohne ungewollt die benachbarten Ionen anzuregen, da typische Ion-Ion Abstände in einer Paul-Falle um 5-10 μm liegen. Da Laser Gausstrahlen sind, können diese nur auf einen endlichen Durchmesser fokussiert werden, der mit einer Wellenlänge im optischen Bereich typischerweise um 10 μm liegt (C.3). Weiter werden mehrere Laser benötigt oder die Laserposition muss schnell und präzise verändert werden, um die Adressierung von Ionen während einer Messprozedur zu gewährleisten. Ionenketten bilden bei einer größeren Anzahl von Ionen eine "Zick-Zack"-Struktur aus, die zusätzlich die Adressierung einzelner Ionen mit einem Laser erschwert.

Eine weitere in der Literatur präsentierte Methode bedient sich der Mikrobewegung, der die Ionen in einer Paul-Falle unterliegen [90]. Das Prinzip ist, in einer segmentierten Falle, wie beispielsweise einer Oberflächenfalle mit segmentierten Elektroden, die Gleichspannungspotentiale so zu variieren, dass einzelne, ausgewählte Ionen in einer Kette entlang der radialen Fallenachse verschoben werden und somit auf diese eine andere Mikrobewegung wirkt. Diese Methode verlangt sehr kleine Segmente im Mikrometer Bereich, um auch wirklich nur einzelne Ionen zu verschieben.

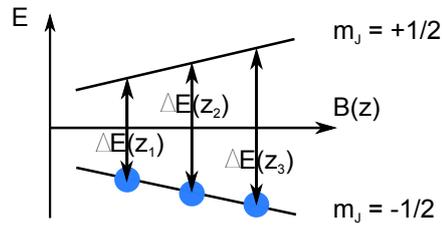


Abbildung 2.7: Darstellung der mittels Magnetfeldgradienten ermöglichten Adressierung von Ionen. Es wird ein Gradient in z -Richtung angelegt, der die Stärke der Zeeman-Aufspaltung, also einer Energiedifferenz $\Delta E(z)$, zwischen den Niveaus $m_J = 1/2$ und $m_J = -1/2$ abhängig von der Gradientenstärke verändert. Ionen in einer Kette besitzen somit ortsabhängig eine andere Aufspaltung, die zu einer anderen Resonanzfrequenz führt.

Eine weitere Methode, der in der vorliegenden Arbeit nachgegangen wird, ist die Adressierung mittels eines Magnetfeldgradienten [45–48]. Befindet sich eine Ionenkette in einem Gradientenfeld, so ist die Stärke der Verschiebung ΔE_{Zeeman} in der Zeeman-Aufspaltung linear zur Stärke des Gradienten

$$\Delta E_{\text{Zeeman}} = \Delta m_J g_J \mu_B \frac{\partial B_G}{\partial z} \Delta z. \quad (2.19)$$

Abb. 2.7 visualisiert diese Methode. Es wird ein Magnetfeldgradient in z -Richtung angelegt, der die Zeeman-Aufspaltung ortsabhängig entlang der Gradientenachse verändert. Befindet sich nun eine Kette aus gespeicherten Ionen in diesem Gradientenfeld, so besitzt jedes Ion eine andere, spezifische Energiedifferenz $\Delta E(z_i)$ des Übergangs ($\Delta m_J = 1$) und somit eine unterschiedliche Resonanzfrequenz. Eine Adressierung von Ionen in der Kette erfolgt nun über ein Strahlungsfeld, welches mit der ortsabhängigen Resonanzfrequenz des zu adressierenden Ions eingestrahlt wird, wodurch nur eben dieses eine Ion aus dem optisch gepumpten Zustand in einen hellen Zustand rückgepumpt wird und alle anderen Ionen nicht angesprochen werden, da sie andere Resonanzfrequenzen aufweisen. Das Ion kann somit im Frequenzraum mittels eines Strahlungsfeldes adressiert werden. Die Separation der Resonanzfrequenzen zwischen benachbarten Ionen muss größer als die inkohärente Linienbreite, verursacht durch Magnetfeld Fluktuationen, des Überganges sein, um nicht unerwünscht benachbarte Ionen mit anzuregen. Es werden große Aufspaltungen und somit höhere Gradienten bevorzugt. Die Qualität oder Güte einer Adressierung wird als $F = 1 - p_{\text{unerw}}$ definiert, wobei p_{unerw} die Wahrscheinlichkeit ist, unerwünschte Ionen mit anzuregen und somit zu adressieren. Um den Fehler der Güte abzuschätzen, wird bei der Methode der Adressierung mit optischem Licht das Verhältnis der Rabi-Frequenzen der Übergänge des zu adressierenden und des benachbarten Ions untersucht [91]. Im Schema der Adressierung mittels Gradienten ist dieses nicht zutreffend, da die generalisierte Rabi-Frequenz (2.12) von der

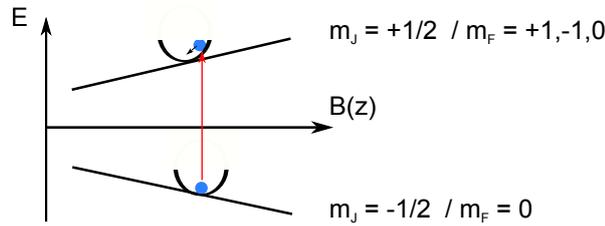


Abbildung 2.8: Darstellung der mittels Magnetfeldgradienten möglichen Adressierung von Ionen. Es wird ein Gradient in z -Richtung angelegt, der die Stärke der Zeeman-Aufspaltung, also einer Energiedifferenz, zwischen den Niveaus $m_J = +1/2$ und $m_J = -1/2$ (für RF Strahlung im $^{172}\text{Yb}^+$ -Ion) bzw. $m_F = +1$ und $m_F = 0$ (für Mikrowellen Strahlung im $^{171}\text{Yb}^+$ -Ion), abhängig von der Gradientenstärke verändert. Ionen in einer Kette besitzen somit ortsabhängig eine andere Aufspaltung, die zu einer anderen Resonanzfrequenz führt.

Verstimmung abhängig ist. Es wird ein Fehler-Kriterium definiert [92]

$$\epsilon_{err} = \frac{\Omega_R^2}{\Omega_R^2 + \delta_\omega^2} \quad (2.20)$$

welches die maximale nicht-resonante Anregungswahrscheinlichkeit eines Zwei-Niveau Systems definiert mit der Rabi-Frequenz Ω_R der resonanten Anregung und δ_ω als Verstimmung von der Resonanz des benachbarten Ions.

2.2.6 MAGIC als Konzept für die Quanteninformationsverarbeitung

Ein anderer Vorteil von angelegten Magnetfeldgradienten ist neben einer Adressierung im Frequenzraum die Kopplung von Ionen in einer Kette mittels Schwingungsmoden der Kette die nachfolgend erklärt wird. Dabei bilden die beiden inneren Zustände eines gespeicherten Ions ein "Quantum Bit" (Qubit). Die Kopplung der Qubits wird hier über eine Änderung des internen Zustands mittels langwelliger Strahlung erreicht.

Die Idee der Verwendung von langwelliger Strahlung im Radiofrequenz- bzw. Mikrowellenfrequenz-Bereich geht auf Experimente mit Kernspinresonanz (NMR) zurück, bei denen zuerst Quanten-Algorithmen implementiert werden konnten [13, 14]. Der Vorteil daran ist, günstige und stabile Strahlungsquellen verwenden zu können, die nicht wie Laser speziell stabilisiert und in kurzen Abständen immer wieder neu justiert werden müssen, um die gewünschte Frequenz zu erreichen. In NMR-Experimenten konnten zwar Qubit-Algorithmen demonstriert werden, sie eignen sich jedoch langfristig nicht als Möglichkeit zur Implementierung eines

Quantenrechners, da die Qubitanzahl nicht auf beliebig viele Qubits skaliert werden kann [13], wie es jedoch in den DiVincenzo-Kriterien (siehe Anh. A.2) verlangt wird [12]. Ionenfallen, und insbesondere Oberflächenfallen, sind skalierbar und zu Prozessregionen separierbar [5] und es ist wünschenswert die Kopplung zwischen Ionen mittels langwelliger Strahlung implementieren zu können. Diese Kopplung, auch als Quanten-Bus zwischen den einzelnen Qubits bezeichnet, wird in Ionenfallen über den Schwingungszustand der gespeicherten Ionen, die eine lineare Kette in axialer Richtung ausbilden, erreicht. Induziert wird die Kopplung, indem eine Strahlung im langwelligen Bereich den internen Zustand des Ions verändert und dieses zu eine Manipulation des externen Schwingungszustand führt [23] unter Existenz eines Magnetfeldgradienten. Die Bewegung kalter Ionen in einer Paulfalle kann durch einen harmonischen Oszillator beschrieben werden. Ein Maß für die Fähigkeit der Kopplung der inneren Zustände mit einem Strahlungsfeld ist der Lamb-Dicke Parameter. Dieser beschreibt die Variation des eingestrahlten Strahlungsfeldes im Vergleich zur räumlichen Ausdehnung der Wellenfunktion $\Delta z_\Psi = \sqrt{\frac{\hbar}{2m\omega_{\text{axial}}}}$ und dem Wellenvektor k des eingestrahlten Strahlungsfeldes mit

$$\eta = \Delta z_\Psi \cdot k = \Delta z_\Psi \cdot \frac{2\pi}{\lambda}. \quad (2.21)$$

Für eine Kopplung von internen und externen Freiheitsgraden muss dieses Maß > 0 sein. Bei Verwendung von Mikrowellenstrahlung ist der Parameter etwa 10^4 geringer als bei optischer Strahlung mittels Laserlicht ($\eta \approx 0, 1$), weshalb bisher nur Laserlicht verwendet wurde. Auch ist ein Fokussieren der langwelligigen Strahlung auf einzelne Ionen nicht realisierbar. Es muss während einer Gatteroperation gewährleistet werden, dass keine ungewollte Änderung des Bewegungszustands eintritt, weshalb zusätzlich das Lamb-Dicke-Kriterium $\eta \ll 1$ erfüllt sein muss [25].

Solange für die Fallenfrequenzen $\omega_{\text{radial}}/\omega_{\text{axial}} \geq 0,73N^{0,86}$ gilt (für N gespeicherte Ionen in einer Falle), so bildet sich eine Kette entlang der axialen Fallenrichtung aus, die durch die axialen Schwingungsmoden $\tilde{\omega}_l$ ($l = 1, \dots, N$) beschrieben wird [52]. Wird ein Strahlungsfeld im langwelligen Bereich angelegt, so wird lediglich der innere Zustand der Ions verändert. Ein Parameter von $\eta = 7 \cdot 10^{-7}$ wird erreicht⁵. Herrscht zusätzlich zum konstanten Magnetfeld ein Gradient in axialer Richtung z vor, so weist das Ion nach einer Änderung des inneren Zustands eine andere potentielle Energie auf und das Minimum des harmonischen Potentials wird verschoben. Dadurch wird eine Oszillation um die neue Gleichgewichtsposition induziert (Abb. 2.8). Diese Schwingung koppelt über Coulomb-Wechselwirkung mit den anderen Ionen in der Kette, wodurch ein Quanten-Bus realisiert werden kann.

⁵bei der Energiedifferenz des inneren Übergangs von $\omega_{12} = 2\pi \cdot 12,6$ GHz und der Bewegungsfrequenz des Ions im harmonischen Fallenpotential von $\omega_i = 2\pi \cdot 100$ kHz [45].

Der Gradient verändert den Lamb-Dicke Parameter $\eta \rightarrow \eta + i\epsilon_c$ und erzeugt einen effektiven Parameter

$$\eta' = \sqrt{\eta^2 + \epsilon_c^2}, \quad (2.22)$$

wodurch die Nutzung von langwelliger Strahlung für die Kopplung möglich wird. Für die Herleitung dieses effektiven Lamb-Dicke Parameters ist auf die Anhänge verwiesen (Anh. A.1.2). In [45] werden notwendige Gradienten für die Kopplung diskutiert. Bei einer axialen Fallenfrequenz von $2\pi \cdot 100$ kHz und einer Ionenanzahl von $N = 10$ in einer Kette werden Gradienten um 10 T/m verlangt, was zu effektiven Lamb-Dicke Parametern von $\approx 10^{-2}$ führt, um diese miteinander über die Schwingungsmoden zu koppeln.

Bisher wurde nur ein einzelnes, von seiner Umgebung isoliertes Ion betrachtet und mit einem Strahlungsfeld gekoppelt. Es wird nun eine Kette von mehreren Ionen angenommen. Zusätzlich zum Hamiltonoperator, der die inneren Zustände des Ions beschreibt und der Hamiltonoperator (A.2), der die Bewegungszustände im harmonischen Potential, wird ein Kopplungsterm der einzelnen Ionen untereinander berücksichtigt, so dass der gesamte Hamiltonoperator (ohne ein zusätzliches Strahlungsfeld) als [46]

$$\hat{H} = \hat{H}_0 + \hat{H}_{HO} = \frac{\hbar}{2} \sum_{n=1}^N \omega_n(z_n) \sigma_{z,n} + \sum_{n=1}^N \hbar \tilde{\omega}_n (\hat{a}_n^\dagger \hat{a}_n) - \frac{\hbar}{2} \sum_{n < l}^N J_{nl} \sigma_{z,n} \sigma_{z,l} \quad (2.23)$$

geschrieben werden kann für eine Kette bestehend aus N Ionen. Die Kopplungskonstante beträgt dabei $J_{nl} = \sum_{j=1}^N \tilde{\omega}_j \epsilon_{jn} \epsilon_{jl}$. Die skalierte Energie in einer Oszillatormode ist

$$\epsilon_{nl} = S_{nl} \frac{\hbar \partial_z \omega_l \Delta z_{\Psi,n}}{\hbar \tilde{\omega}_n} \quad (2.24)$$

($\partial_z \omega_l = (\mu_B / \hbar) \partial_z B$) mit der Übergangsfrequenz des l-ten Ions ω_l , der Schwingungsmoden $\tilde{\omega}_n$ und der Größe der Wellenfunktion $\Delta z_{\Psi,n}$ im Schwingungsgrundzustand. Die gespeicherten Ionen können somit als ein N-Qubit Molekül mit über die Fallenfrequenz einstellbaren Kopplungskonstanten betrachtet werden. Neben der Verwendung dieses Konzept für einen universellen Quantenrechner, können auch andere Systeme, wie Molekülen oder Spin-Ketten, simuliert werden. Mit

$$J \sim \left(\frac{\partial_z B}{\tilde{\omega}_l} \right)^2 \quad (2.25)$$

können für Gradienten um 10 T/m Kopplungskonstanten von $J/2\pi \approx 40$ Hz erreicht werden, die in der Größenordnung von ermittelten Konstanten in NMR-Experimenten liegen [13, 93].

Wird ein Gradient in z -Richtung angelegt, so wirken auf die unterschiedlichen Ion-Ion-Paare unterschiedliche Kopplungskonstanten. Wird ein Spin des n -ten Ions umgekehrt, so ändert sich dessen Position gering und dadurch die Coulomb-Abstoßung, wodurch auch die Position des m -ten Ions verändert wird, welches somit eine andere Zeeman-Energie erfährt. Für $J > 0$ wird eine Energiereduktion für parallele Spins erreicht, für $J < 0$ für anti-parallele Spins.

Wird nun anstelle eines statischen Gradienten, ein zeitlich veränderbarer Gradient angelegt, der mit einer Frequenz im kHz-Bereich nahe an einer Fallenfrequenz $\tilde{\omega}_l$ moduliert wird, so werden die Ionen an den Positionen angeregt, an denen die inneren Übergangsenergien dem Eigenvektor der Mode l entsprechen [50]. Somit können Spins selektiv an bestimmten Positionen manipuliert werden. Werden Überlagerungen von verschiedenen Modulationsfrequenzen des Gradienten angelegt, so können Superpositionen der Eigenmoden erreicht werden, wodurch beliebige Kombinationen von Anregungen der Ionen vollführt werden können. Weiter wird bei einer Einstrahlung des zeitlich veränderten Gradienten resonant zu einer Bewegungsmode die Kopplung gegenüber statischen Gradienten erhöht [50].

2.3 Fallentheorie

Um geladene Teilchen in ihrer Bewegung auf einen definierten Ort zu beschränken, werden Penning- und Paul-Fallen verwendet. Penning-Fallen [94] bedienen sich einer Kombination aus statischen elektrischen und magnetischen Feldern, um geladene Teilchen zu speichern. Paul-Fallen bedienen sich einer Überlagerung aus statischen und wechselnden elektrischen Feldern, wurden primär zum Zwecke eines Massenspektrometers entwickelt [95] und später als Weiterentwicklung zur Ionenfalle umgebaut [96]. Da Penning-Fallen starke Magnetfelder verwenden und die Teilchen einer Magnetron- und Zyklotronbewegung unterliegen, ist diese Fallenart für unsere Experimente nicht geeignet, da Teilchen verlangt werden, die lokalisiert sind.

Dieses Unterkapitel beschäftigt sich mit dem Funktionalitätsprinzip einer Paul-Falle. Ausgehend von der Wahl eines ortsbeschränkenden Quadrupolpotentials werden zweidimensionale Fallen beschrieben, das zum Speichern notwendige Pseudopotential diskutiert, die Bewegungsgleichungen der Ionen in der Falle aufgestellt und die Stabilität der Trajektorien der gespeicherten Teilchen untersucht (Kap. 2.3.1). Anschließend wird die Entwicklung der Oberflächenfalle motiviert (Kap. 2.3.2) und eine numerische und analytische Lösung des Potentialproblems vorgestellt.

2.3.1 Zweidimensionale Fallen

Quadrupolpotentiale

Ziel ist es, ein Teilchen in einem definierten, endlichen Ortsraum speichern zu können. Hierzu wird eine Kraft benötigt, die jeder Auslenkung des Teilchens entgegenwirkt und somit die gewünschte Ortsbeschränkung erreicht. Diese rücktreibende Kraft kann als

$$\vec{F} = -c \cdot \vec{x} \quad (2.26)$$

dargestellt werden mit c als passend gewählter Konstante. Diese Kraft kann von einem Quadrupolpotentialfeld realisiert werden, welches im ladungsfreien Raum der Laplace-Gleichung $\Delta\phi(\vec{x}) = 0$ genügen muss. Ein statisches Potential kann daher die benötigte rücktreibende Kraft nicht in alle Raumrichtungen gleichzeitig erzeugen (Earnshaw Theorem [97]). Ein Ansatz hier ist ein Potential zu benutzen, welches sich mit der Zeit ändert und somit zeitgemittelt die gewünschte Ortsbeschränkung erzielt, weshalb es auch als effektives Potential oder Pseudopotential bekannt ist. Es wird ein Quadrupolpotential

$$\phi(x, y, z) = A(\lambda_x \cdot x^2 + \lambda_y \cdot y^2 + \lambda_z \cdot z^2) + C \quad (2.27)$$

angesetzt [98], wobei A in dem allgemeinen Ansatz eine Funktion der drei Raumrichtungen ist und eine Abhängigkeit eines Wechselfeldes besitzt, mit einer aufaddierten Konstanten C . Das Einsetzen in die Laplacegleichung liefert $\Delta\phi(\vec{x}) = A(2\lambda_x + 2\lambda_y + 2\lambda_z) = 0$ und somit muss sich $\lambda_x + \lambda_y + \lambda_z = 0$ zu Null addieren. Es gibt eine Vielzahl von Lösungsmöglichkeiten dieser Gleichung. Die bekanntesten in der Literatur [98, 99] erwähnten Lösungen sind $\lambda_x = -\lambda_y, \lambda_z = 0$, was einer zweidimensionalen Falle, auch als lineare Paul-Falle oder Quadrupol Massenspektrometer bekannt, entspricht. Die so genannte drei dimensionale Quadrupol-Ionenfalle wird mit den Werten $\lambda_x = \lambda_y = -2\lambda_z$ erreicht. Im Folgenden wird sich auf den zweidimensionalen Fall einer linearen Falle beschränkt. Die Lösung der Laplacegleichung einer zweidimensionalen Falle in das Ausgangspotential (2.27) eingesetzt ergibt:

$$\phi(x, y) = A \cdot (x^2 - y^2) + C. \quad (2.28)$$

Realisiert wird dieses Potential mittels zweier symmetrischer Elektrodenpaare mit einem hyperbolischen Querschnitt. Die spezielle Konfiguration der linearen Falle mit runden Elektroden (Abb. 2.9) liefert eine gute Approximation des gewünschten Potentials [98]. Nachfolgend wird die Funktion A näher diskutiert. Ein Quadrupolpotential [98]

$$\phi_1(x, y) = \frac{\phi_0}{2 \cdot r_0^2} \cdot (x^2 - y^2) \quad (2.29)$$

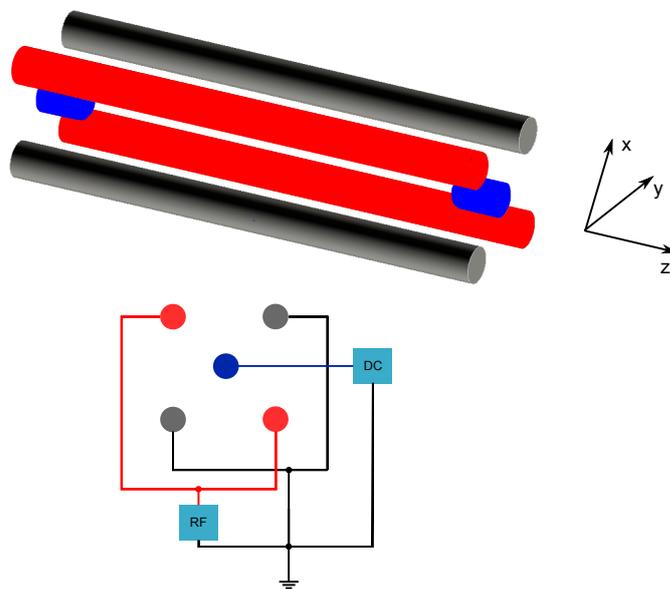


Abbildung 2.9: Schematische Skizze einer linearen Paul-Falle. Das zum Speichern von geladenen Teilchen notwendige Quadrupolpotential wird über vier Stabelektroden angenähert. An zwei Stäbe wird eine Wechselspannung angelegt (rot), während die anderen beiden auf einem Massepotential sitzen (grau). Zusätzlich dazu werden Endkappenelektroden verwendet (blau), die axial (z -Richtung) eine Ortseinschränkung bewerkstelligen.

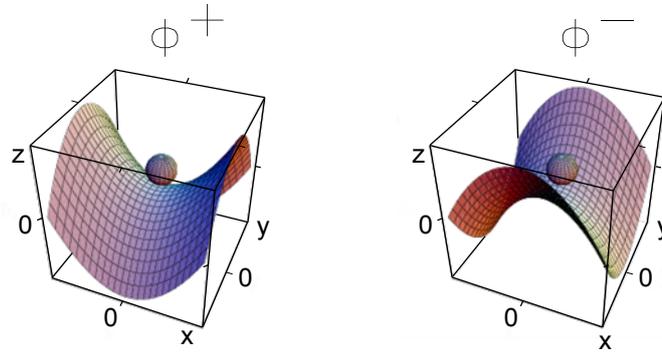


Abbildung 2.10: Demonstration des Wirkungsprinzips des oszillierenden Quadrupolpotentials. Zwischen einem Potential, welches eine Einschränkung in eine Richtung und gleichzeitig eine Defokussierung in die andere Richtung liefert, wird mit einer Frequenz im MHz-Bereich gewechselt. Zeitgemittelt sieht das geladene Teilchen ein effektives Potential oder Pseudopotential, welches zu einer gleichzeitigen Einschränkung in beide Richtungen führt [100].

liefert in einer Richtung (x -Richtung) eine fokussierende Kraft und gleichzeitig wirkt es in y -Richtung defokussierend, mit r_0 als Abstand des gespeicherten Teilchens zu den Elektrodenoberflächen, wo das Potential ϕ_0 anliegt. Das obige Potential, jedoch mit -1 multipliziert, bringt eine Beschränkung in y -Richtung bei gleichzeitiger Defokussierung in x -Richtung. Der periodische Wechsel zwischen diesen beiden Potentialen

$$\phi = \phi_1(x, y) \cdot \cos(\Omega t) = \frac{\phi_0}{2 \cdot r_0^2} \cdot (x^2 - y^2) \cos(\Omega t) \quad (2.30)$$

liefert das geforderte Pseudopotential, welches im Zeitmittel zu einer Bewegungseinschränkung des Teilchens im Punkt $(x = 0, y = 0)$ führt (Abb. 2.10). Somit lässt sich der in (2.28) erwähnte Parameter auf $A = \frac{\phi_0}{2r_0^2} \cdot \cos(\Omega t)$ identifizieren.

Pseudopotential als Potentialfeld der säkularen Bewegung

Durch das periodische Alternieren von (2.29) erfährt ein gespeichertes Teilchen eine Kraft, die zu einer Bewegung um den Ursprung führt. Dieser säkularen Schwingung des Teilchens ist eine schnelle Schwingung (auch Mikrobewegung genannt) überlagert, die ihren Ursprung in der Wechselfrequenz Ω zwischen den Potentialen hat. Die Bewegungsgleichung für ein Teilchen in diesem Potential lässt sich mit $\vec{E}_1 = -\nabla(\phi_1)$ als

$$\vec{F} = m \cdot \ddot{\vec{x}} = -q\nabla(\phi) = q\vec{E}_1(\vec{x}) \cdot \cos(\Omega t) \quad (2.31)$$

schreiben. Es wird die Bewegung, wie oben beschrieben, in einen schnellen Beitrag $\vec{\delta}$ mit kleiner Amplitude (Mikrobewegung) und einen langsam oszillierenden Anteil mit großer Amplitude \vec{X} (säkulare Bewegung) separiert mit

$$m \cdot (\ddot{\vec{X}} + \ddot{\vec{\delta}}) = q\vec{E}_1(\vec{X} + \vec{\delta}) \cdot \cos(\Omega t) \quad (2.32)$$

als resultierende Bewegungsgleichung. Im Folgenden wird die Bewegungsgleichung nach $\vec{\delta}$ und \vec{X} entkoppelt und eine eigenständige Bewegungsgleichung für die säkulare Bewegung nach \vec{X} aufgestellt. Mit den Bedingungen, dass die Mikrobewegungsamplitude kleiner ist: $|\vec{\delta}| \ll |\vec{X}|$ und dass sich diese schneller ändert: $|\dot{\vec{\delta}}| \gg |\dot{\vec{X}}|$, lässt sich die Bewegungsgleichung (2.32) zu

$$m \cdot \ddot{\vec{\delta}} = q\vec{E}_1(\vec{X}) \cdot \cos(\Omega t) \quad (2.33)$$

reduzieren. Da während einer Schwingungsperiode δ und X nahezu konstant sind, kann die Bewegungsgleichung der Mikrobewegung unabhängig von $\vec{X}(t)$ zweifach über die Zeit zu

$$m \cdot \vec{\delta} = \frac{-q}{\Omega^2} \cdot \vec{E}_1(\vec{X}) \cdot \cos(\Omega t) + \vec{c}_2 \cdot t + \vec{c}_1 \quad (2.34)$$

integriert werden, wobei c_i Integrationskonstanten sind. Um (2.32) in beide Bewegungsarten zu separieren, wird (zusätzlich in (2.32)) eine Taylor-Entwicklung von \vec{E}_1 um \vec{X} durchgeführt

$$m \cdot (\ddot{\vec{X}} + \ddot{\vec{\delta}}) = [q\vec{E}_1(\vec{X}) + q(\vec{\nabla} \cdot \vec{\delta})\vec{E}_1(\vec{X})] \cdot \cos(\Omega t) \quad (2.35)$$

und (2.34) in (2.35) eingesetzt. Es gilt somit

$$\begin{aligned} m \cdot \ddot{\vec{X}} + q\vec{E}_1(\vec{X}) \cdot \cos(\Omega t) &= q\vec{E}_1(\vec{X}) \cdot \cos(\Omega t) \\ &\quad - \frac{q^2}{m \cdot \Omega^2} (\vec{\nabla} \cdot \vec{E}_1(\vec{X}))\vec{E}_1(\vec{X}) \cdot \cos^2(\Omega t) \\ &\quad + \frac{q}{m} [\vec{\nabla} \cdot (\vec{c}_2 \cdot t + \vec{c}_1)]\vec{E}_1(\vec{X}) \cdot \cos(\Omega t). \end{aligned} \quad (2.36)$$

Wird über eine Periode ($t = \frac{2\pi}{\omega}$) gemittelt, so fällt der Kosinus Anteil in obiger Gleichung weg und der \cos^2 -Anteil liefert einen Faktor 0,5. Aus der säkularen Bewegung (2.36 umgeformt)

$$m \cdot \ddot{\vec{X}} = \frac{-q^2}{4m \cdot \Omega^2} \cdot (\vec{\nabla} \cdot \vec{E}_1^2(\vec{x})) = \vec{F} \quad (2.37)$$

lässt sich aus der auf das Teilchen resultierenden Kraft ein Potentialfeld mittels $\vec{F} = -\vec{\nabla}\psi$ zu

$$\psi(\vec{X}) = \frac{q^2}{4m \cdot \Omega^2} \cdot \vec{E}_1^2(\vec{X}) \quad (2.38)$$

aufstellen, was in der Literatur als Pseudopotential bekannt ist [98, 99]. Wird zusätzlich zum oszillierenden Anteil (2.30) ein statischer Anteil ϕ_{stat} addiert, so dass $\phi = \phi_1 \cos(\Omega t) + \phi_{\text{stat}}$ ist, so lautet durch Superposition das modifizierte Potentialfeld aus der säkularen Bewegung

$$\psi(\vec{X}) = q \cdot \phi_{\text{stat}}(\vec{X}) + \frac{q^2}{4m \cdot \Omega^2} \cdot (\nabla\phi_1(\vec{X}))^2, \quad (2.39)$$

durch welches das geladene Teilchen in der Falle gespeichert wird.

Mathieu-Gleichungen

Das im vorherigen Unterkapitel motivierte Pseudopotential ist ein Modell, welches die säkulare Bewegung eines Teilchens in einem Quadrupolpotential beschreiben kann, was nachfolgend in dem Abschnitt diskutiert wird. Um jedoch eine Aussage über die Stabilität der Ionenbewegung im Potential treffen zu können, müssen die Bewegungsgleichungen näher untersucht werden. Betrachte das ideale Quadrupolpotential aus (2.27)

$$\phi(\vec{x}, t) = \frac{1}{2r_0^2} (\lambda_x \cdot x^2 + \lambda_y \cdot y^2 + \lambda_z \cdot z^2) \cdot [U + V_{\text{rf}} \cdot \cos(\Omega t)] + C \quad (2.40)$$

unabhängig von der Wahl der Geometrie konstanten $\lambda_i (i = x, y, z)$, wobei $A = \phi_0/2 \cdot r_0^2$ gesetzt wird mit $\phi_0 = (U + V_{\text{rf}} \cdot \cos(\Omega t))$. Die Kraft auf ein Teilchen der Masse m und Ladung q in diesem Potential ist

$$F_i = -q \frac{d\phi(\vec{x}, t)}{dx_i} = -2q \frac{\lambda_i}{2r_0^2} \cdot [U + V_{\text{rf}} \cdot \cos(\Omega t)] \cdot x_i = \frac{d^2 x_i}{dt^2} \cdot m. \quad (2.41)$$

Es wird $\Omega t = 2\tau$ substituiert und die skalierte Gleichspannung $a_i = 4q\lambda_i U / mr_0^2 \Omega^2$ und die skalierte Wechselspannung $q_i = -2q\lambda_i V_{\text{rf}} / mr_0^2 \Omega^2$ als dimensionslose Fallen- bzw. Stabilitätsparameter definiert [98]. Daraus reduziert sich (2.41) zu

$$\frac{d^2 x_i}{d\tau^2} = -x_i \cdot (a_i - 2q_i \cos(2\tau)), \quad (2.42)$$

was als Mathieu-Gleichung bekannt ist [98] mit $x_i = x, y, z$. Für eine lineare Paul-Falle ist, aufgrund der Beziehung $\lambda_x = -\lambda_y = 1$, $\lambda_z = 0$, der Zusammenhang der Stabilitätsparameter für beide Dimensionen $a_x = -a_y = 4qU/mr_0^2\Omega^2$ und $q_x = -q_y = -2qV_{rf}/mr_0^2\Omega^2$. Die analytische Lösung dieser Differenzialgleichung folgt aus dem Floquet-Theorem [98] als eine Fourier-Reihe zu

$$x_i(\tau) = \bar{A}e^{\pm i\beta_i\tau} \sum_{n=-\infty}^{\infty} C_{2n}e^{i2n\tau} + \bar{B}e^{\mp i\beta_i\tau} \sum_{n=-\infty}^{\infty} C_{2n}e^{-i2n\tau} \quad (2.43)$$

mit $x_i = (x, y)$, dessen Variablen und Konstanten nachfolgend erklärt werden. Wenn neue Koeffizienten $A' = (\bar{A} + \bar{B})$ und $B' = i \cdot (\bar{A} - \bar{B})$ definiert werden, kann der obige Ansatz in

$$x_i(\tau) = A' \sum_{n=-\infty}^{\infty} C_{2n} \cos((2n + \beta_i)\tau) + B' \sum_{n=-\infty}^{\infty} C_{2n} \cos((2n + \beta_i)\tau) \quad (2.44)$$

umgeformt werden. Die Anfangsbedingungen $x_i(0) = A' \sum_{n=-\infty}^{\infty} C_{2n,i}$ und $\dot{x}_i(0) = B' \sum_{n=-\infty}^{\infty} C_{2n,i}(\beta_i + 2n)$ sind durch die Koeffizienten \bar{A} und \bar{B} bestimmt. Die Amplituden $C_{2n,i}$ und der Exponent β_i sind abhängig von den dimensionslosen Stabilitätsparametern a_i , q_i und im Falle von $C_{2n,i}$ zusätzlich noch von der Antriebsfrequenz Ω . Besitzt der Exponent β_i einen imaginären Anteil $\text{Im}(\beta_i) \neq 0$, so wächst entweder $e^{\pm i\beta_i\tau}$ oder $e^{\mp i\beta_i\tau}$ in (2.44) exponentiell an. Die Lösung der Differentialgleichung divergiert also, was sich in einer nicht stabilen Trajektorie des Teilchens wieder spiegelt. Ist β_i reell, so können stabile Trajektorien gefunden werden. Zur Visualisierung der möglich wählbaren β_i , die zu stabilen Trajektorien in der Falle führen, wird ein Stabilitätsdiagramm für die Stabilitätsparameter a_i und q_i aufgestellt. Für bestimmte Parameterwerte werden Regionen definiert, in denen die Trajektorien in x_i -Richtung stabile Werte haben, jedoch nur ein Überlapp dieser Regionen ist zu einem Einfangen von geladenen Teilchen in x - und y -Richtung (radiale Richtung) gleichzeitig fähig. Abb. 2.11 demonstriert ein Stabilitätsdiagramm für a und q mit Angabe der stabilen Regionen für eine lineare Falle. Bei experimentell verwendetem Sachverhalt, dass zur der anliegenden Wechselspannung keine Gleichspannung überlagert wird ($U = 0$), folgt $a = 0$ und somit ist im Intervall $q_i \in [0; 0,908]$ eine stabile Trajektorie möglich (erster Stabilitätsbereich). Für $q_i < 0,4$ kann mit der so genannten Dehmelt- bzw. adiabatischen Näherung der Exponent zu

$$\beta_i \approx \sqrt{a_i + q_i^2}/2 \quad (2.45)$$

angenähert werden [101] und reduziert sich für $a = 0$ zu $\beta_i = q_i/\sqrt{2}$. Eine präzisere Darstellung des Exponenten ist in [102] gegeben. Aus (2.44) kann für Werte, die stabile Trajektorien ergeben, eine Periodizität

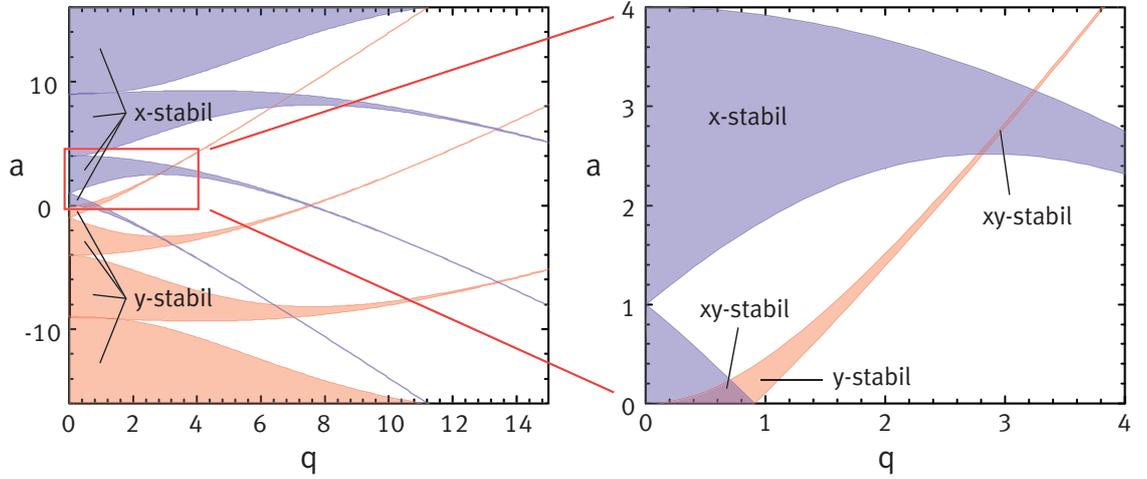


Abbildung 2.11: Stabilitätsdiagramm zur Visualisierung der Stabilitätsparameter a und q für die x - und y -Bewegungsrichtung der Teilchen [82]. Es werden Bereiche definiert, in denen die Teilchen stabile Trajektorien aufweisen. Nur im Bereich, wo eine Überlapp vorherrscht, kann ein Teilchen im vorliegenden Pseudopotential eingefangen werden. Für eine lineare Paulfalle gilt $a_x = -a_y$ und $q_x = -q_y$.

$$\omega_n = \frac{\Omega}{2}(2n \pm \beta) \quad (2.46)$$

entnommen werden, die der Bewegung von geladenen Teilchen in der Falle entspricht als eine Funktion der Antriebsfrequenz, also der Wechselfrequenz, mit der zwischen den Potentialen geschaltet wird.

Für den Fall kleiner Stabilitätsparameter ($|a|, q^2 \ll 1$) können die Trajektorien für die Richtung $x_i = x, y$ mit

$$x_i(t) = x_{i,0} \cdot \cos(\omega_i t + \tilde{\phi}_i) \cdot \left(1 + \frac{q_i}{2} \cdot \cos(\Omega t)\right) \quad (2.47)$$

angenähert werden [99], wobei $x_{i,0}$ und $\tilde{\phi}_i$ von den Anfangsbedingungen bestimmt wird. Die Frequenzen der säkularen Bewegung, auch radiale Fallenfrequenzen genannt, sind dabei

$$\omega_i = \frac{\Omega}{2} \sqrt{\frac{q_i^2}{2} + |a_i|} = \frac{|q_i| \cdot \Omega}{2\sqrt{2}} \Big|_{a_i=0}, \quad (2.48)$$

wobei $q_x^2 = q_y^2$ und $|a_x| = |a_y|$ ist. Im Falle von $a = 0$ ist $\omega_x = \omega_y = \omega_{radial}$. Wird die

Mikrobewegung vernachlässigt (siehe vorheriges Unterkapitel), so kann die säkulare Bewegung als Bewegung eines Teilchens in einem harmonischen Pseudopotential

$$\psi(\vec{x}) = \frac{m}{2}(\omega_x^2 \cdot x^2 + \omega_y^2 \cdot y^2) \quad (2.49)$$

angesehen werden, ausgedrückt über die Fallenfrequenzen.

Das bisherige Potential der betrachteten linearen Falle ist hinreichend, um geladene Teilchen in ihrer Bewegung in radialer Richtung einzuschränken. Um diese jedoch speichern zu können, muss ebenfalls eine Einschränkung in axialer Richtung (hier: z -Richtung) erfolgen. Dies wird mittels zusätzlicher Elektroden gewährleistet, den Endkappen, an denen eine Spannung U_{end} angelegt wird. Ein Potential

$$\phi_{\text{end}}(\vec{x}) = \kappa U_{\text{end}} \left(z^2 - \frac{1}{2}(x^2 + y^2) \right) \quad (2.50)$$

ist nahe der Fallenmitte ein harmonisches Sattelpotential [52], mit einem Fallentypischen Geometrieparameter κ , und hinreichend für eine Einschränkung in axialer Fallenrichtung. Die Bewegung der Teilchen in diesem Potential ist harmonisch mit einer Bewegungsfrequenz (axiale Fallenfrequenz)

$$\omega_z = \sqrt{\frac{2q}{m}\kappa} \cdot \sqrt{U_{\text{end}}}. \quad (2.51)$$

Das zusätzliche axiale Potential führt zu einer Schwächung der harmonischen radialen Potentials [103] mit einer neuen, angepassten radialen Fallenfrequenz

$$\omega_r'^2 = \omega_r^2 - \frac{1}{2}\omega_z^2. \quad (2.52)$$

Ionenkristalle

Werden mehr als ein einzelnes Ion in der Falle gespeichert, so wirkt zusätzlich zum, mit der an den Endkappen angelegten Spannung modifizierten, attraktiven Pseudopotential der Falle die repulsive Coulomb-Wechselwirkung der Ionen untereinander. Ein Gleichgewicht stellt sich her. Ist die Bewegung der Ionen mittels Laserkühlung (Kap. 2.2.2) so weit reduziert, dass die kinetische Energie geringer ist, als die aufwendbare Energie damit zwei Ionen die Position tauschen, so bildet sich ein Ionenkristall aus. Die potentielle Energie eines Kristalls von N Teilchen lässt sich als Summe der potentiellen Energien der Ionen im Fallenpotential und des Potentials der Coulomb-Abstoßung schreiben. Ist $\omega_{\text{radial}}/\omega_z \geq 0,73N^{0,86}$ (mit z als axialer Richtung) für N gespeicherte Ionen, so formen die gespeicherten Ionen einen linearen Kristall [52]. Aus der potentiellen Energie

$$V_{pot} = \sum_{j=1}^N \frac{1}{2} m \omega_z^2 z_j^2 + \sum_{j,k=1, j \neq k}^N \frac{q^2}{8\pi\epsilon_0} \frac{1}{|z_j - z_k|} \quad (2.53)$$

kann die Gleichgewichtsposition $z_l^{(0)}$ über $\frac{\partial V_{pot}}{\partial z_l} = 0$ gefunden werden mit z_l als Position des l -ten Ions. Die Lösung des Systems aus N gekoppelten Gleichungen wurde für bis zu zehn Ionen numerisch gelöst [104] und kann numerisch für bis zu 50 Ionen ermittelt werden. Für zwei bzw. drei Ionen kann die Lösung analytisch bestimmt werden. Aus dem Energieerhaltungssatz $E_{ges} = \frac{1}{2} m \omega_{cm}^2 d_2^2 + \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{q^2}{d_2}$ mit d_2 als Abstand der Ionen zum Schwerpunkt der Kette, bzw. zur Gleichgewichtsposition und ω_{cm} als Schwerpunktsfrequenz, was der axialen Fallenfrequenz entspricht, kann für zwei Ionen nach

$$d_2^3 = \frac{q^2}{4\pi\epsilon_0 m \omega_{cm}^2} \quad (2.54)$$

aufgelöst werden. Der Abstand zweier Ionen ist somit $\Delta_2 = 2 \cdot d_2$. Analog berechnet sich der Abstand für drei Ionen zu

$$\Delta_3^3 = \frac{5}{8} \Delta_2^3. \quad (2.55)$$

Die Positionen z_l sind somit für zwei Ionen:

$$z_1 = -\left(\frac{1}{2}\right)^{2/3} \cdot d_2 \quad \text{und} \quad z_2 = +\left(\frac{1}{2}\right)^{2/3} \cdot d_2 \quad (2.56)$$

mit den Schwingungsmoden der axialen Schwerpunktsmode $\omega_{cm} = \omega_{z,axial}$ und der "Atmungsmode" $\omega_{breath} = \sqrt{3} \omega_{z,axial}$. Für drei Ionen ergeben sich die Positionen

$$z_1 = -\left(\frac{5}{4}\right)^{1/3} \cdot d_2, \quad z_2 = 0 \quad \text{und} \quad z_3 = +\left(\frac{5}{4}\right)^{1/3} \cdot d_2. \quad (2.57)$$

Hierbei kommt zusätzlich zu den vorherigen Schwingungsmoden der Schwerpunkts- und "Atmungsmode" die "Ägyptische Mode" $\omega_{wm} = \sqrt{\frac{29}{5}} \omega_{z,axial}$ hinzu, bei der das mittlere Ion gegenphasig zu den äußeren schwingt. Höhere Schwingungsmoden lassen sich nur numerisch lösen [52], wobei die Frequenzen von der Anzahl der gespeicherten Ionen abhängen.

2.3.2 Oberflächenfallen

In diesem Unterkapitel wird das Speichern von Ionen in einer Oberflächen- bzw. planaren Falle beschrieben. Die Vorteile dieser Fallenart werden ausführlich in der

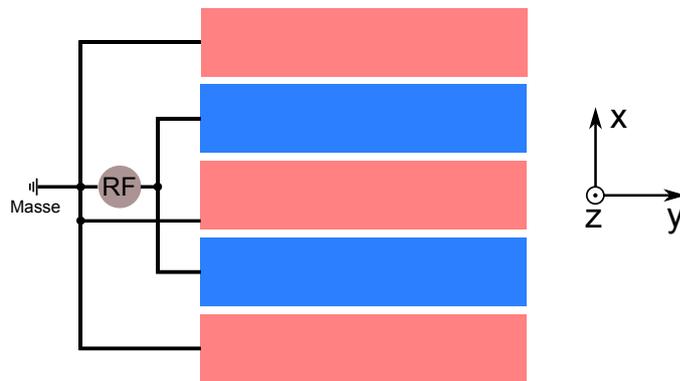


Abbildung 2.12: Reduziertes Grundschemata einer auf einem fünf-Elektroden Design basierten Oberflächenfalle. An zwei Elektroden wird eine Wechselspannung im radiofrequenten Bereich angelegt (blau), wobei die restlichen auf einem Massepotential sind. Das Minimum des Pseudopotentials wird oberhalb der mittleren Gleichspannungselektrode, in der Literatur auch als mittlere Kontrollelektrode bekannt, erzeugt.

Einleitung diskutiert. Bei dieser Fallenart kann die zum Speichern von Ionen nötige Elektrodenstruktur auf eine einzige Ebene verlagert werden, weshalb für die Herstellung Mikrosystemtechnologie verwendet werden kann (Kap. 3). Durch eine Überlagerung aus Wechselspannung und Gleichspannung wird oberhalb der Fallenebene ein zum Speichern von Ionen hinreichendes Pseudopotentialfeld (2.38) erzeugt. Abb. 2.12 zeigt das Grundschemata einer Falle basierend auf einem symmetrischen fünf-Elektroden Design [40, 42].

Die Bestimmung des elektrischen Feldes kann entweder numerisch mit einem auf finiten Elementen basierten Simulationsprogramm oder analytisch auf Basis eines elektrostatischen Randwertproblems [105] erfolgen.

Numerische Lösung

Eine Betrachtung der numerischen Lösung ist im Rahmen einer vom Autor betreuten Bachelorarbeit entstanden [106]⁶. Das von der Elektrodenstruktur erzeugte elektrische Feld wird oberhalb der planaren Struktur simuliert und über (2.38) das Pseudopotential errechnet. Ionen werden im Minimum des Potentials, welches sich in einer bestimmten Höhe, der Fanghöhe z_0 , oberhalb der Falle befinden, gefangen. Die Fanghöhe ist eine Funktion der Elektrodengeometrie und ist unabhängig von angelegter Spannung und Antriebsfrequenz. Letztere entscheiden über Stärke des Pseudopotentials und über die Stabilität der Trajektorien der zu speichernden Ionen.

⁶unter Verwendung der Simulationssoftware "HFSS 14.0" von Fa. Ansys, mit freundlicher Genehmigung von Prof. Haring-Bolivar.

nen. Um zu ermitteln, ob ein Ion in der Falle stabil ist, werden die ortsabhängigen Stabilitätsparameter a_i und q_i bestimmt. Es wird, analog zu einer linearen Paulfalle (2.40), ein Potential angesetzt

$$\phi(\vec{x}, t) = \frac{1}{2r_0^2} \left[\lambda_x \cdot (x - x_0)^2 + \lambda_y \cdot (y - y_0)^2 + \lambda_z \cdot (z - z_0)^2 \right] \cdot (U + V_{\text{rf}} \cdot \cos(\Omega t)) + C, \quad (2.58)$$

welches an der Fangposition (x_0, y_0, z_0) annähernd ein Quadrupolpotential darstellt mit r_0 (als aktuell nicht näher spezifizierten) Geometrieparameter. Mit $E = -\vec{\nabla}\phi$ kann aus (2.58) das elektrische Feld und dessen Ableitung zum Zeitpunkt $t = 0$ für die Richtungskomponente $i = (x, y, z)$ zu

$$E_i = -\frac{\lambda_i}{r_0^2} (U + V_{\text{rf}})(x - x_0), \quad \frac{dE_i}{di} = -\frac{\lambda_i}{r_0^2} (U + V_{\text{rf}}) \quad (2.59)$$

errechnet werden. Es kann nach

$$\lambda_i = -\frac{dE_i}{di} \cdot \frac{r_0^2}{U + V_{\text{rf}}} \quad (2.60)$$

umgeformt werden. Um die Laplacegleichung zu erfüllen, muss $\lambda_x + \lambda_y + \lambda_z = 0$ ergeben. Für eine Falle, die symmetrisch entlang der y -Achse ist, gilt $\lambda_y \approx 0$ und somit ist $\lambda_x = -\lambda_z$. (2.60) wird in die Definition der Stabilitätsparameter

$$q_i = \frac{-2q\lambda_i V_{\text{rf}}}{mr_0^2 \Omega^2} = \frac{dE_i}{di} \frac{2q}{m\Omega^2} \frac{V_{\text{rf}}}{U + V_{\text{rf}}} \quad \text{und} \quad (2.61)$$

$$a_i = \frac{4q\lambda_i U}{mr_0^2 \Omega^2} = \frac{dE_i}{di} \frac{2q}{m\Omega^2} \frac{2U}{U + V_{\text{rf}}} = -q_i \frac{2U}{V_{\text{rf}}} \quad (2.62)$$

eingesetzt. Fallentypische Werte von $q_i = 0,1$, $V_{\text{rf}} = 100$ V und $U = 1$ V ergeben einen Stabilitätsparameter von $a_i = 2 \cdot 10^{-3}$. Für $U = 0$ reduzieren sich Gleichungen (2.61) und (2.62) zu

$$q_i = \frac{dE_i}{di} \frac{2q}{m\Omega^2} \quad \text{und} \quad a_i = 0, \quad (2.63)$$

welche numerisch aus der Simulation des elektrischen Feldes bestimmt werden können.

Die nachfolgend präsentierten Simulationen werden mit einer Elektrodenstruktur durchgeführt, die eine Breite der Radiofrequenz-Elektroden (kurz: RF) von $120 \mu\text{m}$ und eine Breite der mittleren Kontrollelektrode (kurz: DC) von $100 \mu\text{m}$ aufweist. Der Faktor 1,2 zwischen den Breiten maximiert nach [105] das Pseudopotential (siehe 2.3.2). Es wird das Element Ytterbium mit $m_{\text{Yb}} = 172$ u betrachtet.

Simulationen mit Barium mit $m_{\text{Ba}} = 138$ u werden in [106] durchgeführt. Abb. 2.13 stellt das simulierte Pseudopotentialfeld oberhalb der Fallenstruktur in der $x - z$ -Ebene dar bei einer angelegten Antriebsfrequenz von $\Omega = 2\pi \cdot 15$ MHz und einer RF-Spannungsamplitude von $V_{\text{rf}} = 100$ V. Dieses simulierte Pseudopotential wird entlang der Höhe bei $x = 0$ in Abb. 2.14 dargestellt. Bei z_0 (Fanghöhe) wird ein Minimum durchlaufen, in dem eine Einschränkung der Ionenbewegung in radialer Richtung ($x - z$ -Richtung) erreicht wird. Am lokalen Maximum (Fluchthöhe) z_e kann ein gespeichertes Ion der Falle entweichen. Die Differenz des Pseudopotentials an beiden Extrema wird als Fallentiefe $\psi_0 = \psi(z_e) - \psi(z_0)$ definiert und beträgt in dieser Konfiguration $\psi_0 = 47$ meV. Im Fall, dass $\psi(z_0) = 0$ ist, gilt für das Quadrupolpotential $\psi_0 = \psi(z_e)$.

Der vorher nicht weiter diskutierte Geometrieparameter r_0 kann nun ermittelt werden. In einer linearen Falle ist dieser der Abstand vom Fallenminimum zur den Elektroden. Bei einer Oberflächenfalle gilt $r_0 \neq z_0$. Aus dem Pseudopotential $\psi(z_e) = \frac{q^2}{4m\Omega^2} \cdot \frac{\lambda_z^2}{r_0^4} V_{\text{rf}}^2 \cdot (z_e - z_0)^2$, wobei (2.59) in (2.38) eingesetzt wird, kann mit $\Omega = 2\pi \cdot 15$ MHz

$$r_0^4 = \frac{q^2}{4m\Omega^2} \cdot \frac{1}{\psi(z_e)} V_{\text{rf}}^2 \cdot (z_e - z_0)^2 \quad (2.64)$$

zu $r_0 = 436 \mu\text{m} = 4,36 \cdot z_0$ bestimmt werden unter der Annahme, dass $\lambda_z = 1$ ist.

Um festzustellen, ob die Ionen stabile Trajektorien aufweisen und somit in der Falle gefangen werden können, wird in der obigen Geometrie und Spannungskonfiguration der ortsabhängige Fallen- bzw. Stabilitätsparameter $q(x, z)$ nach (2.61) simuliert. Abb. 2.15 links präsentiert den Stabilitätsparameter q entlang einer Geraden in z -Richtung oberhalb der Falle bei $x, y = 0$ und entlang der radialen Richtung x um das Fallenminimum (bei $z = z_0, y = 0$) (Abb. 2.15 rechts). Am Fallenminimum wird ein Wert von $q = 0,225$ ermittelt. Laut dem Stabilitätsdiagramm für eine lineare Falle (Abb. 2.11) sind die Ionentrajektorien für $q \leq 0,9$ stabil. Allgemein gilt, dass Werte um $q < 0,3$ für die Stabilität der Ionen in der Falle von Vorteil sind, da nur in diesem Bereich die adiabatische Bedingung nahezu erfüllt wird und somit die Mikrobewegung nicht zu einem Heizen des gespeicherten Ions führt. Um mit einem geringen Stabilitätsparameter q zu experimentieren, muss die RF-Spannung reduziert werden, da $q \sim \frac{V}{\Omega^2}$ gilt, was jedoch wegen $\psi \sim V^2$ zu einer gleichzeitigen Reduktion der Fallentiefe führt.

In Abb. 2.16 wird das Pseudopotential bzw. die Fallentiefe bei verschiedenen Geometrien diskutiert mit einem konstanten Faktor von 1,2 zwischen den Breiten der RF-Elektroden und der mittleren Kontrollelektrode bei einer Variation der Antriebsfrequenz. Die Spannungsamplitude wird jeweils passend gewählt, um den Stabilitätsparameter von $q = 0,225$ (für einen Vergleich der verschiedenen Geometrien) konstant zu lassen, der bei einer Antriebsfrequenz von $2\pi \cdot 15$ MHz

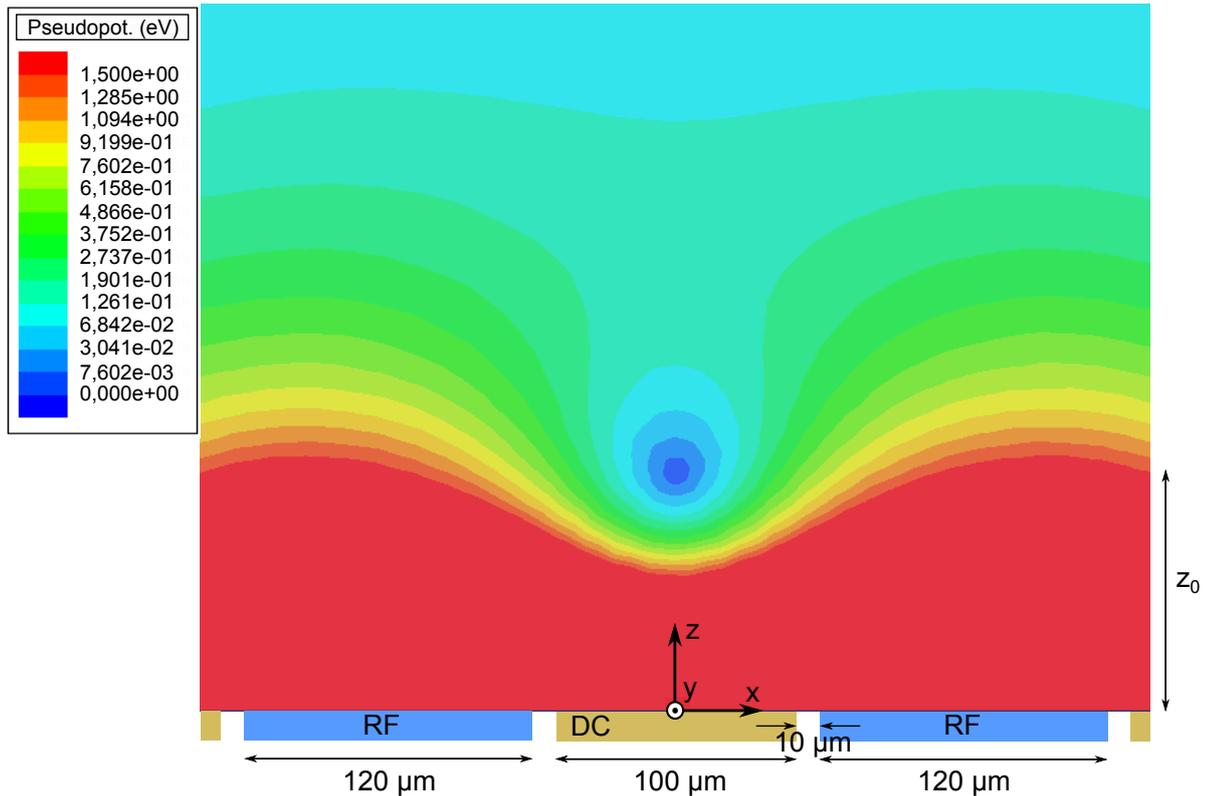


Abbildung 2.13: Simuliertes Pseudopotential in der x - z -Ebene oberhalb der Fallenstruktur erzeugt mit einer Breite der RF-Elektroden von $120\ \mu\text{m}$ und einer Breite der mittleren Kontrollelektrode von $100\ \mu\text{m}$ bei einer angelegten Antriebsfrequenz von $\Omega = 2\pi \cdot 15\ \text{MHz}$ und einer angelegten RF-Spannungamplitude von $V_{\text{rf}} = 100\ \text{V}$ für ein $^{172}\text{Yb}^+$ -Ion. Funktionswerte über $1,5\ \text{eV}$ sind der Übersicht wegen nicht dargestellt. Unterhalb des Pseudopotentials ist die Elektrodenstruktur dargestellt. Die Fanghöhe z_0 ist eingezeichnet, in der ein Minimum des Potentials vorherrscht, in dem die Ionen gespeichert werden können.

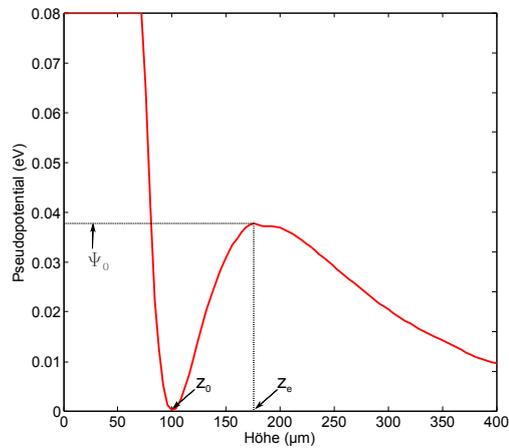


Abbildung 2.14: Das simulierte Pseudopotential aus Abb. 2.13 wird entlang der z -Achse oberhalb der Fallenstruktur bei $x = 0$ dargestellt. Ein Minimum wird bei $z_0 = 100 \mu\text{m}$ durchlaufen, in dem das Ion gespeichert werden kann, was als Fanghöhe definiert ist. Am lokalen Maximum (Fluchthöhe) $z_e = 176 \mu\text{m}$ kann das gespeicherte Ion aus der radialen Einschränkung entkommen. Die Differenz $\psi_0 = \psi(z_e) - \psi(z_0)$ ist als Fallentiefe definiert und beträgt in dieser Konfiguration $\psi_0 = 38 \text{ meV}$.

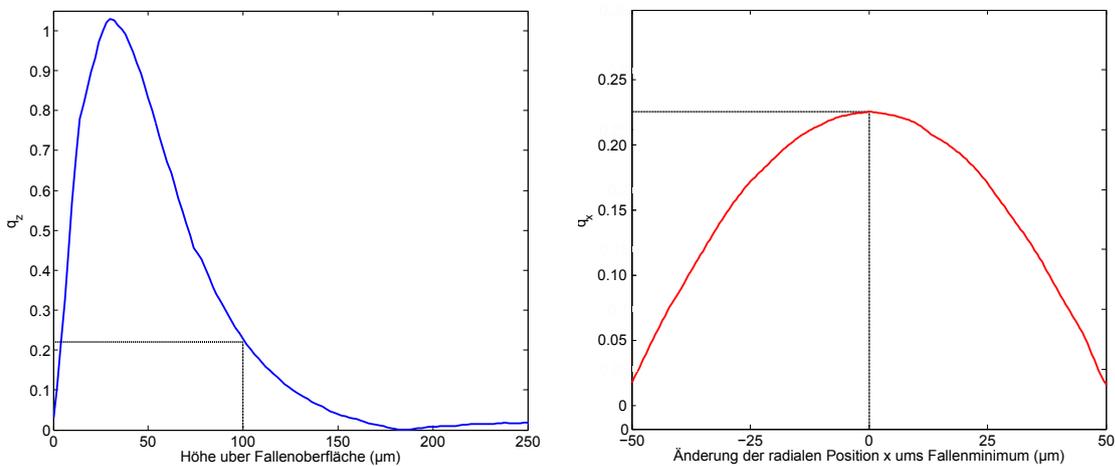


Abbildung 2.15: Simulation des Stabilitätsparameters q in der Geometrie und Spannungs-konfiguration von Abb. 2.13 zur Visualisierung der Ortsabhängigkeit. Links: Simulierter Stabilitätsparameter q entlang der z -Achse bei $x, y = 0$. Rechts: Simulierter Stabilitätsparameter q entlang der radialen Richtung x bei $z = z_0$ und $y = 0$. Am Fallenmimum $x = 0$ und $z = z_0 = 100 \mu\text{m}$ ist der simulierte Stabilitätsparameter $q \approx 0,225$.

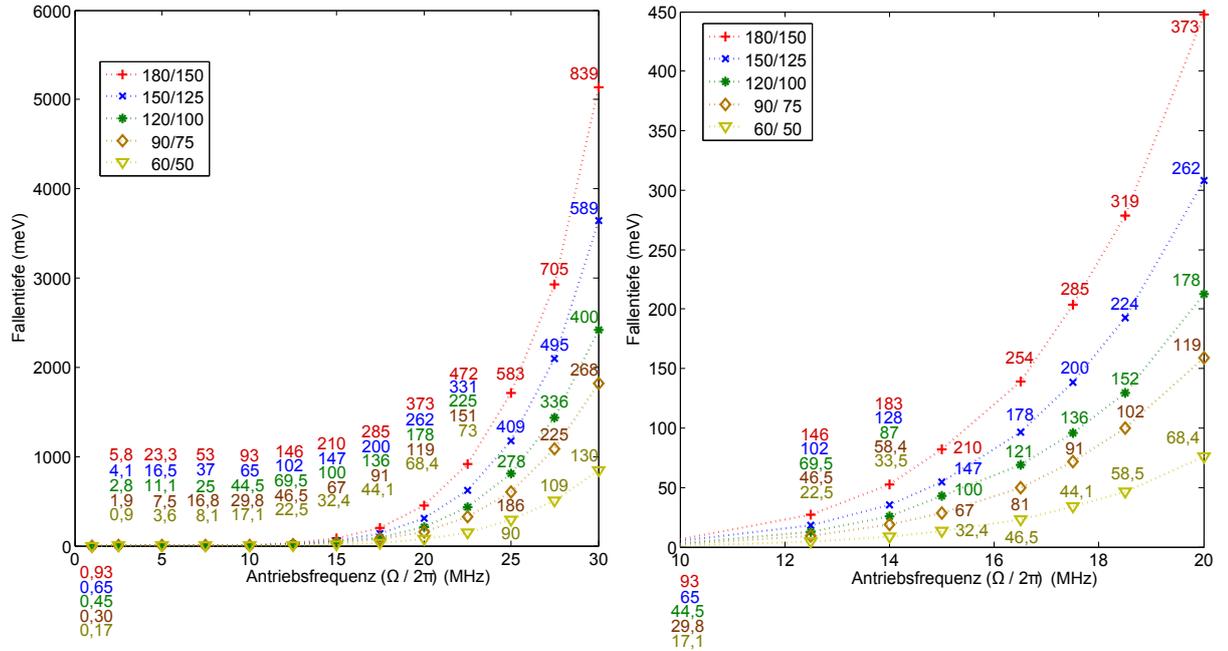


Abbildung 2.16: Links: Simulation der Falltiefe ψ bei Änderung der Antriebsfrequenz und einer Anpassung der Spannung für einen resultierenden Stabilitätsparameter von $q = 0,225$ im Fallenminimum für verschiedene Geometrien mit einem konstanten Faktor von 1,2 zwischen den Breiten der RF-Elektroden und der mittleren Kontrollelektrode. Die eingezeichneten Spannungen V_{rf} sind Spannungsamplituden. Rechts: Vergrößerung des Frequenzbereichs von 10 bis 20 MHz mit zusätzlichen Simulationenpunkten. Bei einer Antriebsfrequenz von $\Omega = 2\pi \cdot 15$ MHz resultiert beispielsweise eine angelegte Spannung von 100 V bei dem "120/100 μm "-Design (120 μm breite RF-Elektroden und 100 μm breite mittlere Kontrollelektrode) in einer Falltiefe von 37,8 meV. Die Abbildung stellt die Möglichkeiten dar, identische Falltiefen bei einem identischen Stabilitätsparameter bei unterschiedlichen Antriebsfrequenzen und Designs zu erreichen.

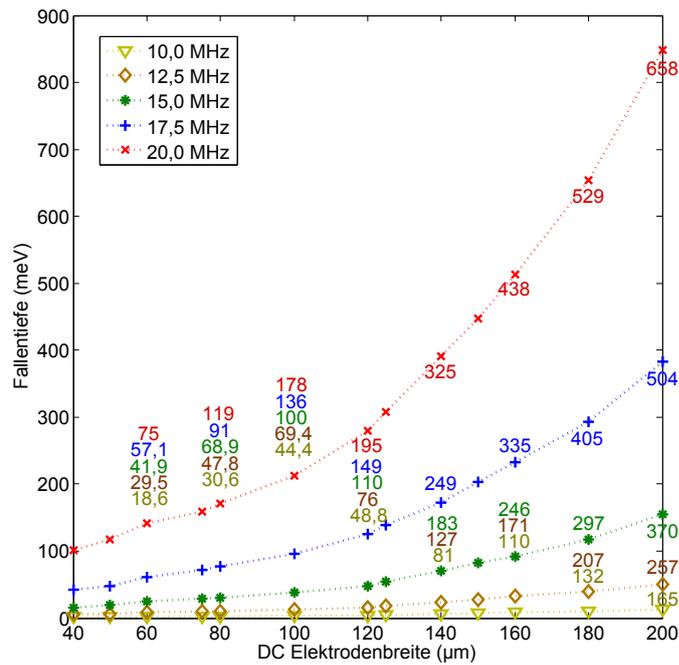


Abbildung 2.17: Simulation der Fallentiefe ψ bei Änderung der Breite der mittleren Kontrollelektrode (mit einer angepassten Breite der RF-Elektroden mit Faktor 1,2) bei der Antriebsfrequenz $\Omega/2\pi$ als Parameter mit einem über die Variation der RF-Spannung konstant gehaltenem Stabilitätsparameter von $q = 0,225$. Die entsprechenden Spannungsamplituden sind eingezeichnet. Diese Abbildung stellt die Möglichkeiten dar, identische Fallentiefen bei einem identischem Stabilitätsparameter bei unterschiedlichen Designs und Antriebsfrequenzen zu erreichen.

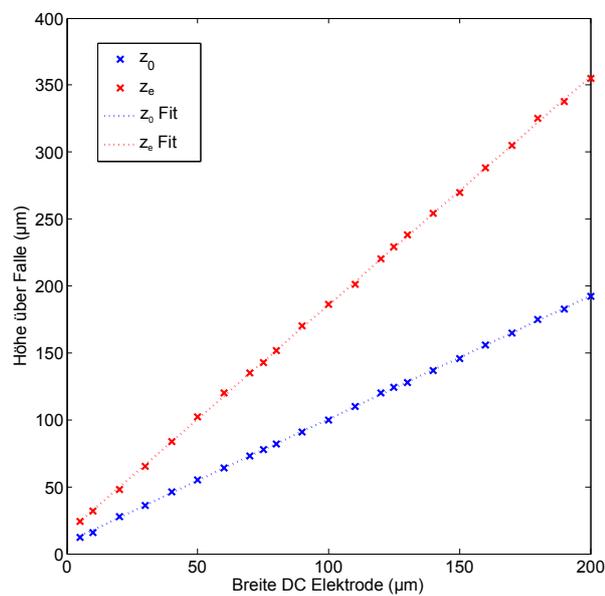


Abbildung 2.18: Simulation der Fanghöhe z_0 und der Fluchhöhe z_e bei einer Änderung der Breite der mittleren Kontrollelektrode mit einer angepassten Breite der RF-Elektroden mit Faktor 1,2 mit der Antriebsfrequenz $\Omega/2\pi = 15$ MHz. Die Fanghöhe entspricht mit $z_0 = 0,92 \cdot w_{dc} + 8,6$ nahezu der Breite der mittleren Kontrollelektrode w_{dc} . Für die Fluchhöhe kann eine Gerade mit $z_e = 1,7 \cdot w_{dc} + 15,5$ angefitet werden.

und einem Design von "120/100 μm " in der Fangregion simuliert wird. Bei einer Reduktion der Fallengröße sinkt neben der notwendigen RF-Spannungsamplitude auch die Falltiefe bei gleichbleibender Antriebsfrequenz. Eine Erhöhung der Antriebsfrequenz führt zu einer Vergrößerung der Falltiefe bei gleichzeitiger Erhöhung der Spannungsamplitude. Beispielsweise ergibt ein Design mit den Breiten "180/150 μm " bei 20 MHz und 370 V und ein Design mit den Breiten "60/50 μm " bei 27,5 MHz und 110 V eine ähnliche Falltiefe um 500 meV bei jeweils einem Stabilitätsparameter von $q = 0,225$. Abb. 2.17 stellt analog zu Abb. 2.16 die Falltiefe dar, jedoch in Abhängigkeit der Breite der mittleren Kontrollelektrode mit der Antriebsfrequenz als Parameter bei einem konstanten Stabilitätsparameter von $q = 0,225$.

Abb. 2.18 stellt die Fanghöhen z_0 und die Fluchthöhen z_e in Abhängigkeit der Breite der mittleren Kontrollelektrode w_{dc} dar bei einer Reduktion der Fallengröße mit einem Quotienten der Breiten von 1,2. Es kann eine lineare Funktion an beide Höhen angefügt werden. Die Fanghöhe entspricht mit $z_0 = 0,92 \cdot w_{dc} + 8,6$ nahezu der Breite der mittleren Kontrollelektrode w_{dc} .

Zuvor wurden die Fallentiefen bei einem Quotienten der Breiten der Elektroden von 1,2 aus [105] simuliert. Zur Überprüfung dieses Zusammenhanges wird die Breite der mittlere Kontrollelektrode auf 100 μm konstant gehalten und die Breite der RF-Elektroden variiert. Dargestellt ist diese Variation bei einer Frequenz von 15 MHz und einer Spannungsamplitude von 100 V in Abb. 2.19. Ein Artefakt der Simulation ist bei einer RF-Elektrodenbreite um 125 μm bei einer sonst glatten Funktion zu erkennen. Wird an die simulierten Datenpunkte eine quadratische Funktion angepasst, so kann unter Berücksichtigung der Amplitude des Artefakts eine maximale Falltiefe von $\psi_{sim} = (37,9 \pm 0,3)$ meV und mit dem Fitfehler einer zugehörige Breite der RF-Elektroden von $(126,7 \pm 8,8)$ μm bestimmt werden. Bei dem in [105] analytisch ermittelten Quotienten von 1,19, der zu einer maximalen Falltiefe führt, wird eine um 0,05 meV geringere Falltiefe numerisch simuliert.

Bei den bisherigen Simulationen wird der Abstand zwischen den Elektroden auf 10 μm definiert. Nachfolgend wird die Variation des Abstandes bzgl. Falltiefe und Fanghöhe untersucht, was in Abb. 2.20 dargestellt ist. Zwar steigt mit der Reduktion des Abstandes die Falltiefe, jedoch wird auch gleichzeitig die anlegbare Spannung an die RF-Elektroden reduziert. Um diese zu erhöhen, muss auch der Abstand erhöht werden, was zu größeren Isolationsflächen in der Fallenstruktur führt. Ein Abstand um 10 μm kann, mittels der Elektrodendicke ebenfalls um 10 μm , hinreichend verschattet werden [40] und es eine Spannungsamplitude von 100-150 V kann an die Elektroden angelegt werden (Kap.3.2.3).

Zusammenfassend können die Vorgaben an ein mögliches Design aufgelistet werden.

- Ein Quotient um $(1,27 \pm 0,09)$ zwischen den Breiten der RF-Elektroden und

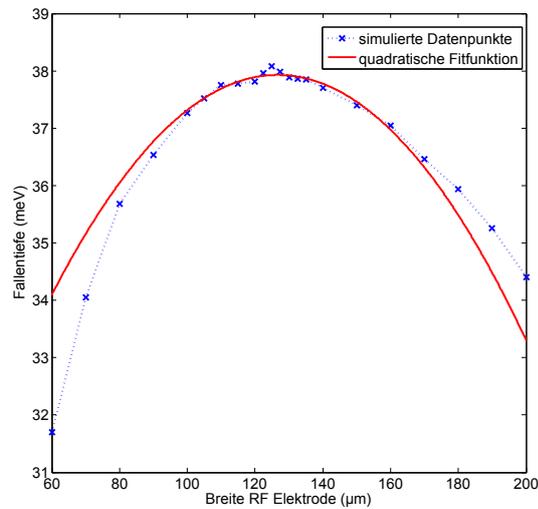


Abbildung 2.19: Simulation der Falltiefe ψ bei einer Änderung der Breite der RF-Elektrode bei einer konstanten Breite der mittleren Kontrollelektrode von $100 \mu\text{m}$ bei einer Antriebsfrequenz $\Omega/2\pi = 15 \text{ MHz}$. Es wird an die simulierten Datenpunkte eine quadratische Funktion an das Breitenintervall von $100 - 180 \mu\text{m}$ angepasst, die eine Falltiefe von $\psi_{\text{sim}} = (37,9 \pm 0,3) \text{ meV}$ bei einer RF-Elektroden Breite von $(126,7 \pm 8,8) \mu\text{m}$ ergibt. Der angegebene Fehler in der Breite ist der Fitfehler der quadratischen Funktion, als Fehler in der Falltiefe wird die Amplitude des bei einer Breite von $125 \mu\text{m}$ befindlichen Artefakts angesehen.

der mittleren Kontrollelektrode maximiert nach der numerischen Simulation die erzeugte Falltiefe.

- Kleinere Designs mit höheren Antriebsfrequenzen liefern ähnliche Falltiefen wie größere Designs bei kleineren Frequenzen und benötigen dabei geringere Spannungen. Der Nachteil jedoch ist, dass die Fanghöhe sich linear mit der Elektrodenbreite verringert. Hier wird das Streulicht, welches von den an der Falleneroberfläche gestreuten Lasern stammt, erhöht und die Gefahr der Deposition des Ofenelements auf dem Fallenchip steigt, da der Ofen näher zur Oberfläche ausgerichtet werden muss. Somit werden in einer ersten Realisierung einer Oberflächenfalle größere Designs mit Elektrodenbreiten von "120/100 μm " und "180/150 μm " bevorzugt.
- Der Abstand zwischen den Elektroden ist entscheidend für die möglich anlegbare Spannung, aber auch für die Größe der Isolationsfläche zwischen den Elektroden. Bei einem Kompromiss der Abstände von 10 μm können die störenden Substratflächen hinreichend verschattet werden und es wird eine RF-Spannungsamplituden um 150 V erlaubt.

Analytische Lösung

Die Diskussion der möglichen analytischen Lösung erfolgt auf der in [105] präsentierten Methode. In dreidimensionalen Fallen kann die Bewegung in den drei Raumrichtungen voneinander entkoppelt werden, dieses ist in Oberflächenfallen nicht möglich. Trotzdem kann auch hier in eine säkulare Bewegung und in eine Mikrobewegung separiert werden [105]. Die Bewegungsgleichung des Ions in einem Potential $\phi = \phi_{dc} + \phi_{rf} \cos(\Omega t)$ kann zu

$$m \frac{d^2 x_i}{dt^2} = -q \sum_j \left(\frac{\partial \phi_{dc}}{\partial x_i \partial x_j} + \frac{\partial \phi_{rf}}{\partial x_i \partial x_j} \cdot \cos(\Omega \cdot t) \right) \cdot x_j \quad (2.65)$$

aufgestellt werden [105]. Dies kann zur entsprechenden Mathieu-Gleichung der säkularen Bewegung umgeformt werden

$$\frac{d^2 \vec{x}_i}{d\tau^2} + [\underline{A} + 2\underline{Q} \cdot \cos(2\tau)] \vec{x} = 0, \quad (2.66)$$

mit $\tau = \Omega t/2$ und den Matrixelementen [105]

$$A_{ij} = \frac{4q}{m\Omega^2} \frac{\partial^2 \phi_{dc}}{\partial x_i \partial x_j}, \quad Q_{ij} = \frac{2q}{m\Omega^2} \frac{\partial^2 \phi_{rf}}{\partial x_i \partial x_j}. \quad (2.67)$$

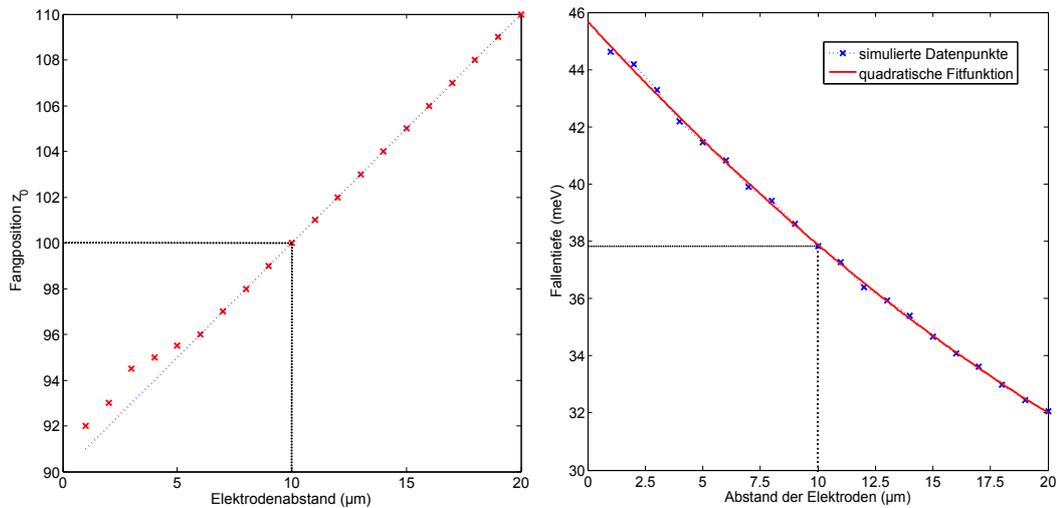


Abbildung 2.20: Simulation der Fanghöhe z_0 (links) und der Falltiefe ψ (rechts) bei einer Änderung des Elektrodenabstandes bei einem Fallendesign von $120 \mu\text{m}$ für die Radiofrequenz Elektrode und $100 \mu\text{m}$ für die mittlere Gleichspannungselektrode bei einer Antriebsfrequenz von $\Omega/2\pi = 15 \text{ MHz}$ und einer angelegten Spannungsamplitude von 100 V . Die Falltiefe steigt mit einer Reduktion des Elektrodenabstands, gleichzeitig muss dieser erhöht werden, um größere RF-Spannungen zu ermöglichen. Bei der Variation des Abstandes ist ebenfalls ein Artefakt im Bereich kleiner als $5 \mu\text{m}$ zu erkennen. Die zuvor simulierte Fangposition und Falltiefe bei $10 \mu\text{m}$ sind in den Abbildungen markiert.

Für $i = j$ reduziert sich (2.67) zu (2.61) und (2.62) bzw. (2.63) für verschwindende Gleichspannungen. $\underline{\underline{A}}$ und $\underline{\underline{Q}}$ sind symmetrisch und müssen eine verschwindende Spur aufweisen, um der Laplace-Gleichung zu genügen. Wenn beide diagonal sind, können drei voneinander unabhängige eindimensionale Mathieu Gleichungen aufgestellt werden. Die Eigenvektoren von $\underline{\underline{A}}$ und $\underline{\underline{Q}}$ sind mit den Fallen- bzw. Prinzipachsen identisch, wenn separierte Bewegungsgleichung aufgestellt werden können. Gelöst werden kann (2.65), wie bereits bei der linearen Falle beschrieben, mittels des Floquet-Theorems.

Um das Potential oberhalb der Falle analytisch aufzustellen, wird ein elektrostatisches Randwertproblem [107] betrachtet und das Potential als Überlagerung von vielen Einzelpotentialen angesehen, welche von Einzelelektroden erzeugt werden. Die generelle Form eines Ansatzes für ein Potentials ist durch die Dirichlet- und van-Neumann-Bedingungen bestimmt. Nach der Dirichlet-Bedingung existiert bei $z = 0$ ein Potential $\phi(x, y, z = 0) = V$ für $x_1 < x < x_2$ und $y_1 < y < y_2$ (, sonst 0), welches von einer an eine Spannung V angeschlossenen Elektrode erzeugt wird. Dieses Potential muss der van-Neumann-Bedingung im ladungsfreien Raum $\Delta\phi = 0$ genügen [107, 108]. Es lässt sich ein verallgemeinerter Lösungsansatz für das Potential mit

$$\begin{aligned} \phi(x, y, z) = \int_0^\infty dk_y \int_0^\infty dk_x \frac{e^{-\sqrt{k_x^2 + k_y^2} z}}{k_x k_y} [& A_1(k_x, k_y) \sin(k_x x) \cos(k_y y) \\ & + A_2(k_x, k_y) \cos(k_x x) \cos(k_y y) \\ & + A_3(k_x, k_y) \cos(k_x x) \sin(k_y y) \\ & + A_4(k_x, k_y) \sin(k_x x) \sin(k_y y)] \end{aligned} \quad (2.68)$$

aufstellen. Dabei sind die Koeffizienten A_i die Fourier-Transformierten des Potentials $\phi(x, y = 0, z)$. Die Lösung einer rechteckigen Elektrode kann zu

$$\begin{aligned} \phi(x, y, z) = \frac{V}{2\pi} [& \arctan \left(\frac{(x_2 - x)(y_2 - y)}{z \sqrt{z^2 + (x_2 - x)^2 + (y_2 - y)^2}} \right) \\ & - \arctan \left(\frac{(x_1 - x)(y_2 - y)}{z \sqrt{z^2 + (x_1 - x)^2 + (y_2 - y)^2}} \right) \\ & - \arctan \left(\frac{(x_2 - x)(y_1 - y)}{z \sqrt{z^2 + (x_2 - x)^2 + (y_1 - y)^2}} \right) \\ & + \arctan \left(\frac{(x_1 - x)(y_1 - y)}{z \sqrt{z^2 + (x_1 - x)^2 + (y_1 - y)^2}} \right)] \end{aligned} \quad (2.69)$$

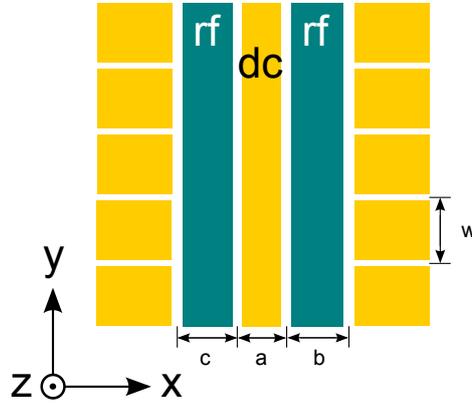


Abbildung 2.21: Prinzip einer Oberflächenfalle basierend auf einem fünf Elektroden Design für die analytische Betrachtung des Potentialproblems einer planaren Falle [105]. Zwei Elektroden der Breite b und c werden auf ein radiofrequentes Wechselfeld gesetzt, während die mittlere Kontrollelektrode der Breite a auf ein Gleichspannungspotential gesetzt wird. Die äußeren, segmentierten Elektroden mit der Segmentbreite w dienen dem axialen Einschluss. Dieser analytische Ansatz berücksichtigt keine Abständen zwischen den Elektroden.

umgeformt werden [105]. Für den Grenzfall, dass $y_i \rightarrow \infty$ ($i = 1,2$) ist, reduziert sich (2.69) zu

$$\phi(x, y, z) = \frac{V}{\pi} \left[\arctan\left(\frac{x_2 - x}{z}\right) - \arctan\left(\frac{x_1 - x}{z}\right) \right]. \quad (2.70)$$

Das Potential, welches von einer Oberflächenfallenstruktur erzeugt wird, ist die Superposition der von Einzelelektroden erzeugten Potentialen (2.70). Ein typisches Design einer Oberflächenfalle mit fünf Elektroden [40] ist in Abb. 2.21 dargestellt. Mit der zeitlich wechselnden Spannung $V = V_{\text{rf}} \cdot \cos(\Omega t)$ in (2.70) eingesetzt, kann das Potential oberhalb der Falle als

$$\begin{aligned} \phi(x, y, z) = & \frac{V_{\text{rf}}}{\pi} \left[\arctan\left(\frac{a + b - x}{z}\right) - \arctan\left(\frac{x_1 - x}{z}\right) \right. \\ & \left. + \left(\arctan\left(\frac{x}{z}\right) - \arctan\left(\frac{c + x}{z}\right) \right) \right] \cdot \cos(\Omega t) \end{aligned} \quad (2.71)$$

geschrieben werden, wobei V_{rf} die Spannungsamplitude darstellt und die Abstände der Elektroden zueinander als infinitesimal klein vernachlässigt werden. Io-

nen werden an der Ortsposition (x_0, z_0) gefangen, an denen das elektrische Feld verschwindet, was zu der Beziehung $\vec{\nabla}\phi(x_0, z_0) = 0$ führt. Die Position des Minimums des Potentials (Fangposition) berechnet sich daraus zu

$$x_0 = \frac{ac}{b+c} = a/2 \Big|_{b=c}, \quad z_0 = \frac{\sqrt{abc(a+b+c)}}{b+c} = \frac{\sqrt{a^2+2ab}}{2} \Big|_{b=c} \quad (2.72)$$

Die jeweils letzten Umstellungen in (2.74) gelten für den Fall einer symmetrischen Falle (mit $b = c$). Mit Hilfe des aufgestellten Potentials (2.71) können die Stabilitätsparameter (2.67) bestimmt werden. Mit der Bedingung äquivalenter Breiten ($c = b$) der RF-Elektroden kann der Stabilitätsparameter analytisch zu

$$Q_{11} = -Q_{22} = q_i = \frac{-4qV_{\text{rf}}}{\pi m \Omega^2} \cdot \frac{-4b^2(a^2 + 2ab - b^2)}{(a+b)^4 \cdot \sqrt{ab^2(a+2b)}} \quad (2.73)$$

und $Q_{12} = Q_{21} = 0$

errechnet werden. Eine Lösung für $c \neq b$ ist in [105] zu finden. Die Fluchthöhe ist die Ortsposition, an der der Gradient des Pseudopotentials verschwindet. Diese lässt sich bei äquivalenten Breiten der RF-Elektroden zu $x_e = a/2$, $z_e = \sqrt{2ab + a^2 + 2(a+b)\sqrt{2ab + a^2}}/2$ bestimmen. Die Falltiefe, also das Pseudopotential an Stelle des Fluchtpunktes, beträgt somit analytisch bestimmt

$$\psi(x_e, z_e) = \frac{q^2 V_{\text{rf}}^2}{\pi^2 m \Omega^2} \cdot \left(\frac{b}{(a+b)^2 + (a+b)\sqrt{2ab+a^2}} \right)^2. \quad (2.74)$$

Für eine gegebene Breite a der mittleren Gleichspannungselektrode kann analytisch das Maximum der Falltiefe beim Quotienten $b/a \approx 1,19149$ [105] bestimmt werden, wobei b die Breite beider RF-Elektroden ist. Im Gegensatz hierzu liefert die numerische Betrachtung des Problems ein Maximum bei einem Quotienten von $(1,27 \pm 0,09)$, was im nachfolgenden Unterkapitel diskutiert wird.

Vergleich der numerischen und analytischen Lösungsansätze

Der analytische Lösungsansatz liefert Ergebnisse für die Fang- und Fluchthöhen, für den Stabilitätsparameter q und die Falltiefe Ψ . Der Vergleich mit den numerisch bestimmten Fang- und Fluchthöhen für die in Abb. 2.18 präsentierten Designs liefert eine mittlere relative Abweichung für die Fanghöhe von $\Delta z_0/z_0 = 8 \cdot 10^{-3}$ und für die Fluchthöhe $\Delta z_e/z_e = 1,6 \cdot 10^{-2}$.

Anzumerken ist, dass der analytische Ansatz die Abstände der Elektroden untereinander nicht berücksichtigt, weshalb zu einer realen Elektrodenbreite von (beispielsweise) 100 μm der Elektrodenabstand berücksichtigt werden muss, also in

der analytischen Lösung mit einer Breite von $110 \mu\text{m}$ gerechnet wird. Es werden unterschiedliche Fallentiefen bei gleichen Elektrodenstrukturen ermittelt. Die analytische Lösung liefert eine um den Faktor $(1,24 \pm 0,01)$ erhöhte Fallentiefe gegenüber der numerischen Simulation, die aufgrund einer nicht infinitesimal kleinen Gitterstruktur in den durchgeführten Simulationen mit einem Fehler behaftet ist. In Abb. 2.20 wird eine Reduktion des Elektrodenabstandes diskutiert, jedoch bei gleichbleibenden Elektrodenbreiten. Werden nun die Abstände reduziert und gleichzeitig die Breite der Elektroden um diese Reduktion erhöht, so erhöht sich die mit der numerischen Simulation ermittelte Fallentiefe (von 38 meV) auf etwa 40 meV bei einem Abstand von $0,1 \mu\text{m}$, was einem Unterschied von $(1,18 \pm 0,01)$ entspricht. Somit ist erkennbar, dass sich die numerische der analytischen Lösung annähert.

Axiale Einschränkung der Ionenbewegung

Bisher wird lediglich die radiale Einschränkung der Ionen in einer Oberflächenfalle untersucht. Damit Ionen gespeichert werden können, muss auch in axialer Richtung (y -Richtung in Abb. 2.21) ein statisches Potential angelegt werden. In Oberflächenfallen wird dieses erreicht, indem die äußeren Gleichspannungselektroden segmentiert werden und an die als Endkappen bezeichneten Elektroden ein Gleichspannungspotential angelegt wird, welches im Bezug auf die mittleren Elektroden erhöht ist.

In [105] wird eine als optimal angesehene Breite der Segmentelektroden diskutiert, bei der die Potentialkrümmung bzw. der Gradient des elektrischen Feldes konstante Werte entlang der axialen Fallenrichtung aufweist. Dieses wird verlangt für einen heizfreien axialen Transport der gespeicherten Ionen durch eine adiabatische Bewegung des Potentialminimums mittels Änderung der an den Elektroden anliegenden Spannungen [109]. Für ein Fallendesign mit einem Quotienten zwischen den Breiten der RF-Elektroden und der mittleren Kontrollelektrode von $b/a = 1,2$ ist eine Breite einer segmentierten Gleichspannungselektrode (kurz: Segment) von $w \approx 4a$ zu wählen [105].

Parallele Elektrode

Zum Erhöhen der Fallentiefe, die bei Oberflächenfallen mit $50 - 100 \text{ meV}$ eher gering verglichen mit makroskopischen Fallen ist, kann parallel zur Fallenchipebene eine Elektrode in einer Höhe von wenigen Millimetern angebracht und an diese ein Potential angelegt werden [43]. Es kann gezeigt werden, dass mit einer passend gewählten positiven Spannung an die parallele Elektrode die Fallentiefe verdoppelt werden kann, bei jedoch einer gleichzeitigen Erhöhung der Mikrobewegung. Es kann die Höhe der Fangposition oberhalb des Chips über eine Spannung vari-

iert werden [43]. Ein anderer Vorteil an dieser parallelen Elektrode ist der Schutz des Ions vor Streufeldern, die sich an dem Detektionsfenster (Kap. 4.3.1) ausbilden können, was zu längeren Speicherzeiten führen kann.

2.4 Integration von Magnetfeldgradienten

Ein weiterer wichtiger Vorteil der zweidimensionalen, planaren Ionenfallen ist die Möglichkeit der Integration von stromführenden Strukturen, die am Ort der Ionen einen Magnetfeldgradienten erzeugen können. Der Magnetfeldgradient kann genutzt werden, um die Adressierung einzelner Ionen in einer Kette im Frequenzraum zu ermöglichen [45–48] (Kap. 5.2.6) oder mittels einer Seitenbandkühlung mit Mikrowellen die gespeicherten Ionen unter das Dopplerlimit zu kühlen [84]. Weiter kann mittels angelegtem Gradienten eine Kopplung zwischen den gespeicherten Ionen über die Schwingungsmoden der Ionenkette induziert werden, was in Kap. 2.2.6 diskutiert wird.

In diesem Abschnitt werden Möglichkeiten präsentiert in der Fallenstruktur die Form der Leiterbahnen so zu verändern, dass Magnetfeldgradienten am Ort der gespeicherten Ionen mittels eines Stromes durch diese Leiterbahnen erzeugt werden können, ohne dass die zum Speichern von Ionen notwendige Elektrodenstruktur verändert wird. In Experimenten mit Neutralatomen werden bereits Manipulationen der Form von stromführenden Strukturen zum Speichern von kalten Atomen verwendet. Hier sind so genannten U-, Z- und H-Strukturen aufzuführen, die eine zum Einschluss benötigte Magnetfallengeometrie liefern [110]. Zu den hier dargestellten Ansätzen zählen die Manipulation der Form der mittleren Kontrollelektrode (Kap. 2.4.1) und der segmentierten Gleichspannungselektroden (Kap. 2.4.2). Zur Charakterisierung der Ansätze werden die axialen und radialen Gradienten bei einem Design simuliert, welches in einer Fanghöhe um 100 μm resultiert und diese qualitativ diskutiert.

Die nachfolgenden Simulationen erfolgen mit einem geschriebenen⁷ und vom Autor angepassten Programm in Wolfram "Mathematica". Ein Teil der hier präsentierten Ergebnisse sind im Rahmen einer Bachelorarbeit [106] entstanden. Die Simulationen basieren auf dem Biot-Savart Gesetz [107, 112],

$$\vec{B}(\vec{r}) = \frac{\mu_0}{4\pi} \int d^3r' \vec{j}(\vec{r}') \times \frac{(\vec{r} - \vec{r}')}{|\vec{r} - \vec{r}'|^3} \quad (2.75)$$

welches die räumliche Berechnung des Magnetfeldes $\vec{B}(\vec{r})$ am Ort \vec{r} bei einer bekannten Stromdichteverteilung $\vec{j}(\vec{r}')$ am Ort \vec{r}' erlaubt; $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7} \text{ N/A}^2$ [113]

⁷Verfasst von Dr. M. Johanning, Akademischer Rat, Lehrstuhl Quantenoptik, veröffentlicht in [111].

ist die magnetische Permeabilitätskonstante. Die Stromdichteverteilung wird als aus vielen Einzelstromfäden aufgebaut angesehen [112], was auch in den Simulationen ausgenutzt wird. Dort sind Leiterbahnen als Strukturen dargestellt, die aus einer Vielzahl von stromführenden Fäden aufgebaut sind.

2.4.1 Manipulation der Kontrollelektrode

Zuerst wird eine Manipulation der Form der mittleren Gleichspannungselektrode (Kontrollelektrode) untersucht, die sich unterhalb des Ions zwischen den RF-Elektroden befindet. Ziel ist ein sich in axialer Richtung veränderndes Magnetfeld zu erzeugen. Eine stromdurchflossene, gerade, in axialer Richtung (y -Richtung) befindliche Leiterbahn erzeugt ein in radialer Richtung (x -Richtung), reziprok mit dem Abstand zur Elektrode, abfallendes Magnetfeld,

$$B(x) = \frac{\mu_0 I}{2\pi} \cdot \frac{1}{x}, \quad (2.76)$$

wobei I die Stromamplitude darstellt. Um einen sich in axialer Richtung verändernden Anteil des Feldes zu produzieren, muss der Stromfluss partiell senkrecht zur ursprünglichen Ausbreitungsrichtung liegen. Dies wird mittels Einschnitten in radialer Richtung in die Leiterbahn erreicht, was ebenfalls in [49, 50] diskutiert wird.

In den Anhängen (A.3) werden drei Ansätze zur Realisierung einer Magnetfeldgradienten erzeugenden Struktur mittels Einschnitten in radialer Richtung ausführlich diskutiert. Bei dem Ansatz der "Z-Struktur" wird mittels zweier Einschnitte in radialer Richtung der Stromfluss partiell senkrecht zum ursprünglichen Fluss gerichtet und es wird somit ein Magnetfeldgradient in axialer und radialer Richtung in der Strukturmitte erzeugt. Bei dem Ansatz der " Ω -Struktur" wird die Leiterbahn so verändert, dass der Stromfluss einer halben Schleife unterliegt und somit an zwei Stellen senkrecht zum ursprünglichen Fluss in axialer Richtung gerichtet ist, was den Gradienten in der Strukturmitte gegenüber dem ersten Ansatz erhöht. In dem Ansatz der "Erweiterten Ω -Struktur" wird zusätzlich eine zweite, parallele Leiterbahn mit einem entgegengerichteten Strom durchflossen und es kann ein erhöhter Gradient erzeugt werden.

Die vorgestellten Ansätze liefern Gradienten in axialer Richtung um 1 T/Am in einer Fanghöhe von 100 μm und werden mit einer Reduktion der Fanghöhe vergrößert. Der Nachteil hierbei ist, dass die Form des Gradienten von der Geometrie der Leiterbahn abhängig und während des Experiments nicht veränderbar ist. Zusätzlich wird mittels der Manipulation der mittleren Leiterbahn der Gradient nur lokal an einer Stelle des Fallenchips, nämlich oberhalb der Strukturmitte, erzeugt. Um sich nicht auf eine vorher definierte Stelle beschränken zu müssen, sondern Gradienten entlang der kompletten nutzbaren Chipfläche erzeugen zu können und die

Form des Gradienten manipulierbar zu machen, wird nachfolgend eine Manipulation der Form der segmentierten Gleichspannungselektroden diskutiert.

2.4.2 Manipulation der Form der segmentierten Gleichspannungselektroden

Wie zuvor diskutiert, passieren die bisherigen Ansätze zur Erzeugung eines Magnetfeldgradienten über eine Manipulation der Form der mittleren Kontrollelektrode [49, 50]. Der Nachteil hierbei ist, dass der Gradient nur lokal an einer bestimmten Stelle, nämlich oberhalb der manipulierten Struktur der mittleren Leiterbahnen des Chips erzeugt werden kann. Um auf der gesamten axialen Länge einen Gradienten erzeugen zu können, der zusätzlich in dessen Form variabel ist, wird sich einer anderen Methode bedient. Die segmentierten Gleichspannungselektroden werden in radialer Richtung geschlitzt (Abb. 2.22 oben) und auf dem Chipträger als zwei separate Elektroden ankontaktiert. Mittels Stromfluss durch die Elektroden bilden diese eine Spule. Mit einer Überlagerung der Spulenfelder von mehreren Elektroden, abhängig der Stromrichtung und der Ortsposition, an der der Gradient erzeugt werden soll, können beliebige Gradientenformen erzeugt werden, wobei mit einer Erhöhung der Anzahl der beteiligten Stromspulen die Gradientenstärke zunimmt. Der Gradient ist variabel, da die Stromstärke aller Spulen unabhängig voneinander gesteuert werden kann, die Anzahl der zum Gradienten beteiligten Spulen verändert werden kann und der Stromfluss zusätzlich zeitabhängig moduliert werden kann. Es muss berücksichtigt werden, dass die Erzeugung von höheren Gradienten auf Kosten von Wärmeentwicklung mittels ohmschen Verlusten in den Strukturen erreicht wird und dieser somit beschränkt ist. Bei dem Ansatz der Manipulation der Form des segmentierten Elektroden sind zwei Konfigurationen von Bedeutung: die Quadrupol-Konfiguration (Abb. 2.22 links), bestehend aus zwei aneinanderliegenden Spulenpaaren, und die gestreckte Quadrupol-Konfiguration (Abb. 2.22 rechts), bestehend aus zwei Spulenpaaren mit einem dazwischenliegenden Gleichspannungssegment, die unterschiedliche Formen von Gradienten erzeugen können. Im mittleren Teil der Abbildung sind die simulierten Magnetfeldgradienten in axialer Richtung und im untern Teil die entsprechenden Magnetfelder beider Konfigurationen dargestellt, erzeugt von einem Design mit "120/100 μm " Elektrodenbreiten und einer Segmentbreite von 350 μm für einen Stromfluss von jeweils 1 A durch die vier beteiligten Spulen. Bei der Quadrupol-Konfiguration (links) werden in einem schmalen Bereich hohe Gradienten mit einer Amplitude von 1,26 T/m erreicht, während bei der gestreckten Quadrupol-Konfiguration (rechts) über einen weiten Bereich von 400 μm eine auf 0,78 T/m reduzierte, aber homogene Amplitude simuliert werden kann. In Abb. 2.23 ist das dazugehörige Magnetfeld und der Magnetfeldgradient (mittig) in radialer Richtung präsentiert.

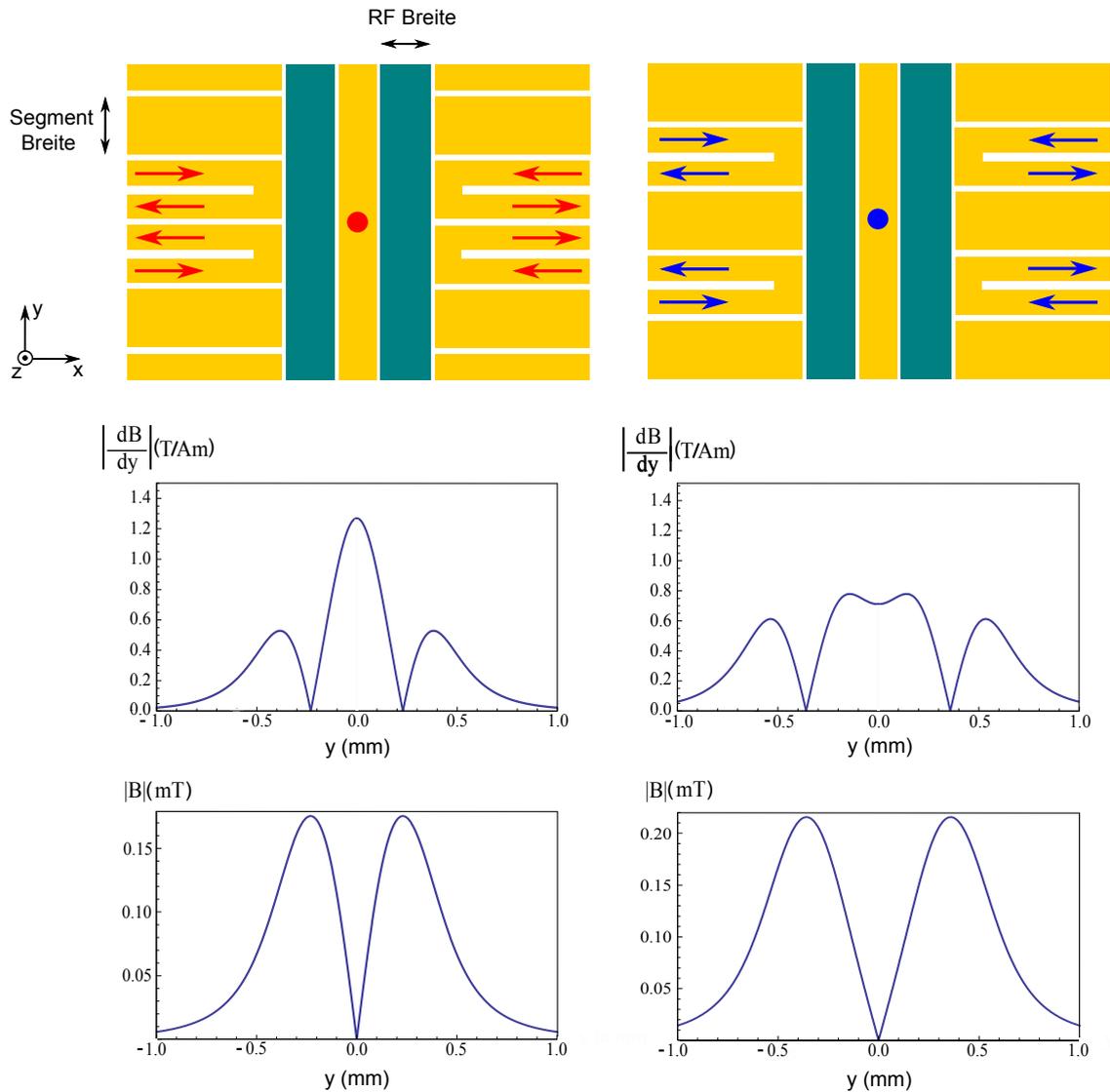


Abbildung 2.22: Eine Manipulation der Form der segmentierten Gleichspannungselektroden erfolgt, indem diese geschlitzt werden und als zwei Elektroden ankontaktiert werden durch die ein Strom geschickt werden kann. Zwei Konfigurationen können definiert werden: Quadrupol (links) mit beieinander liegenden Spulenpaaren und gestreckter Quadrupol (rechts) mit separierten Spulenpaaren. Im mittleren Teil sind die axialen Magnetfeldgradienten beider Konfigurationen dargestellt bei einem Fallendesign mit $120 \mu\text{m}$ breiten RF-Elektroden und $100 \mu\text{m}$ breiten Kontrollelektrode. Die Segmentbreite beträgt hier $350 \mu\text{m}$. Die entsprechenden Magnetfelder bei einem Stromfluss von 1 A sind im unteren Teil präsentiert.

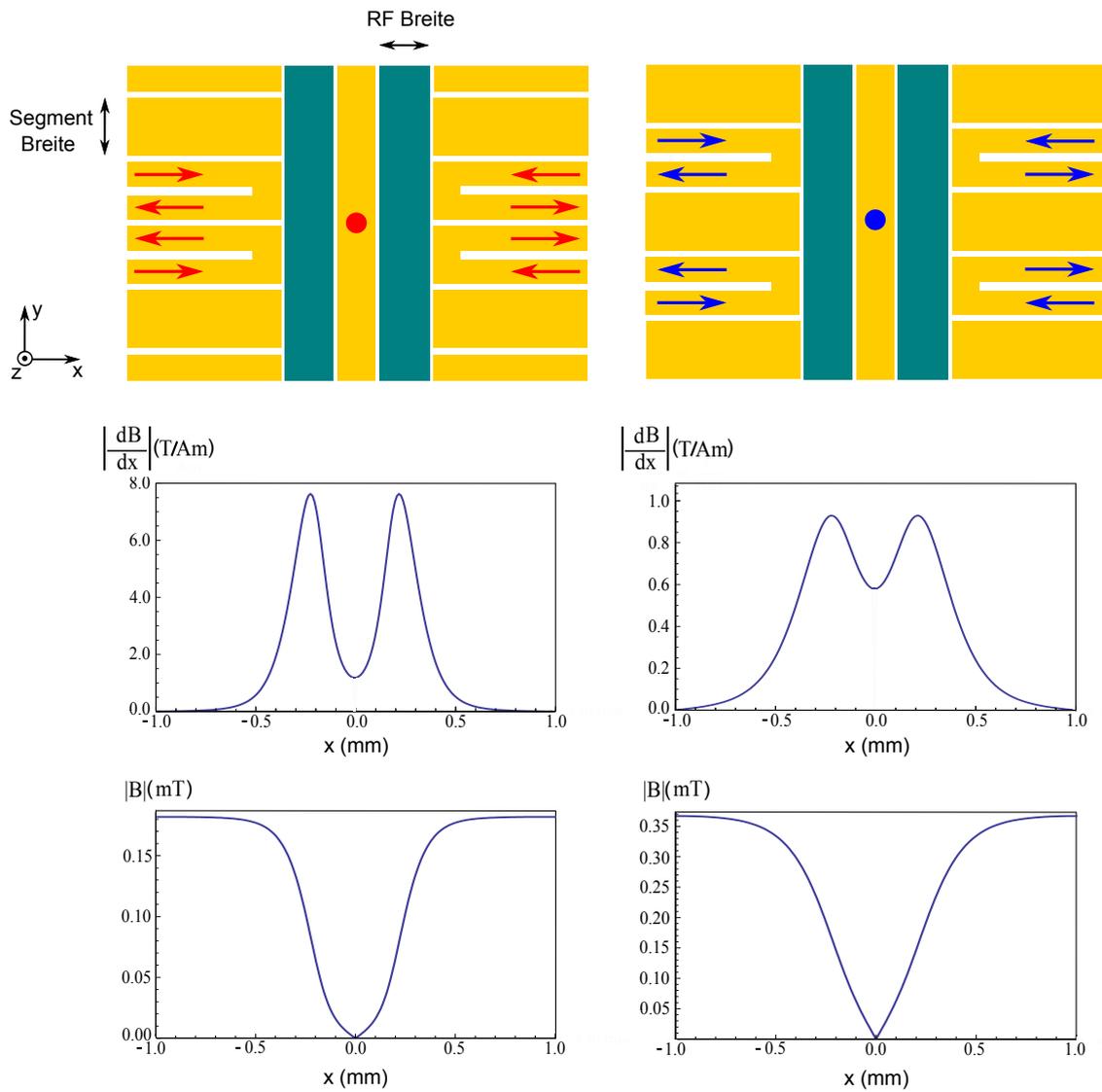


Abbildung 2.23: Analog zu Abb. 2.22 werden die Komponenten in radialer Richtung der mittels integrierter Struktur erzeugten Felder für die Konfigurationen Quadrupol (links) und gestreckter Quadrupol (rechts) simuliert.

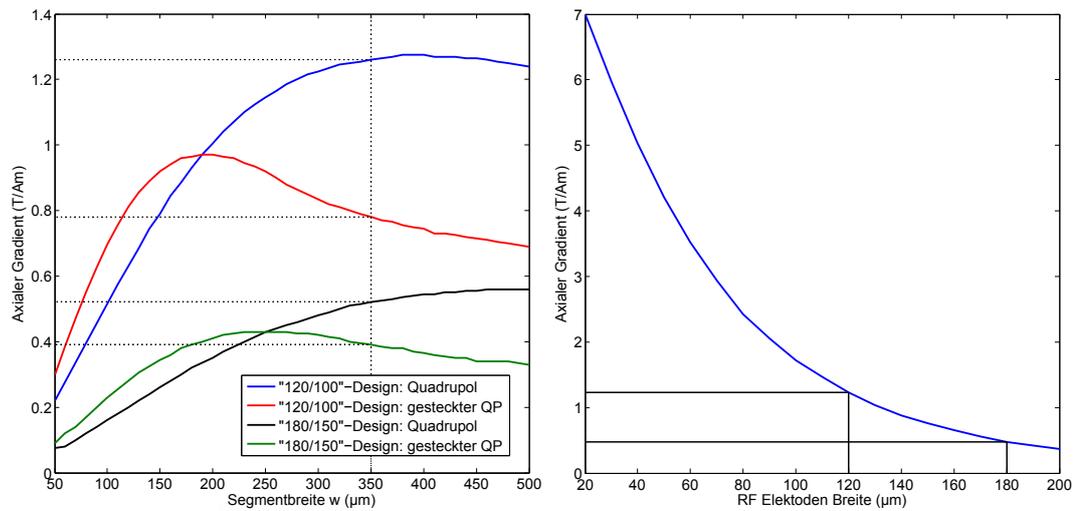


Abbildung 2.24: Links: Simulation des Gradienten in axialer Richtung bei einer Variation der Segmentbreite w für die Konfigurationen des Quadrupols und des gestreckten Quadrupols für die Designs "180/150 μm " und "120/100 μm ". Bei einer Maximierung der Amplitude einer Konfiguration wird die Amplitude der anderen reduziert. Ein Kompromiss bei $w = 350 \mu\text{m}$ wird gewählt. Rechts: Simulation des axialen Gradienten bei einer Variation der Breiten der RF- Elektroden und mittlerer Kontrollelektrode mit einem konstanten Breitenquotienten von 1,2, dargestellt über die RF-Breite, bei einer festen Segmentbreite von $w = 350 \mu\text{m}$, für einen Stromfluss durch vier Elektroden in der Quadrupolkonfiguration. Die im linken Teil verwendeten Designs sind in rechten Teil markiert.

In Kap. 2.3.2 wird eine Vorgabe an die Segmentbreite von $w = 4 \cdot a$ mit der Breite der mittleren Gleichspannungselektrode a gestellt. Es wird nachfolgend ermittelt, welche Segmentbreite die Amplitude des erzeugten Magnetfeldgradienten maximiert. Hierzu wird in den gewählten Designs "180/150 μm " und "120/100 μm " für beide Konfigurationen die Segmentbreite w variiert und der axiale Gradient simuliert (Abb. 2.24). Es ist hervorzuheben, dass bei der Maximierung der Amplitude einer Konfiguration die Amplitude der anderen reduziert wird. Ein Kompromiss mit einer Segmentbreite von $w = 350 \mu\text{m}$ wird gewählt, da nicht auf eine einzelne Komponente optimiert wird. Es kann aber auch in verschiedenen Bereichen der Falle auf eine einzelne Konfigurationen optimiert werden, was jedoch im Rahmen dieser Arbeit nicht durchgeführt wird. Der rechte Teil von Abb. 2.24 stellt die Simulation der Gradientenamplitude bei einer Reduktion der Breiten der RF-Elektroden und der mittleren Kontrollelektrode mit einem konstanten Breitenquotienten von 1,2 dar (siehe Kap. 2.3.2) (hier dargestellt als Änderung der Breite der RF-Elektroden und somit auch der Fanghöhe) bei einer konstanten Segmentbreite von $350 \mu\text{m}$. Bei einer Reduktion der Fanghöhe auf $20 \mu\text{m}$ werden Gradienten bis zu 7 T/Am erreicht für einen identischen Stromfluss durch vier Elektroden in der Quadrupol-Konfiguration.

2.4.3 Vergleich und Diskussion der Manipulationsansätze

Abb. 2.25 zeigt einen Vergleich der simulierten axialen Gradienten erzeugt mittels Manipulationen der Kontrollelektrode (links) und Manipulation der Segmente (rechts) bei Änderung der Fanghöhe bei konstantem Breitenquotienten von 1,2 zwischen den mittleren Elektroden.

Die Gradientenamplitude, die mittels einer Manipulation der Form der Kontrollelektrode erzeugt wird, benötigt für ähnliche Gradientenstärken weniger stromführende Elektroden, ist aber auf eine geometrieabhängige Form und Position beschränkt, im Gegensatz zum Ansatz der Änderung der äußeren Segmente. Letzterer Ansatz erlaubt eine variable Form des Gradienten. Weiter ist der Gradient entlang der gesamten axialen Fallachse mit unterschiedlichen Formen erzeugbar. Auch können axiale Gradienten über eine große Distanz erzeugt werden, wie in Abb. 2.22 rechts für eine Breite von etwa $400 \mu\text{m}$ simuliert, wodurch der Gradient auf etwa 100 gespeicherte Ionen wirken würde (bei axialen Fallenfrequenzen um 150 kHz).

Es kann untersucht werden, inwieweit der angelegte Gradient die Ortsposition der gespeicherten Ionen verändert und somit die Mikrobewegung erhöht. Es wird die Energie des Ions im harmonischen Fallenpotential E_{HO} zusammen mit dem vom angelegten Gradienten erzeugten Potentials V betrachtet. Es ist

$$E = E_{HO} + V = \frac{1}{2} m \omega_{\text{axial}}^2 y^2 - \mu_J \frac{dB}{dy} y \quad (2.77)$$

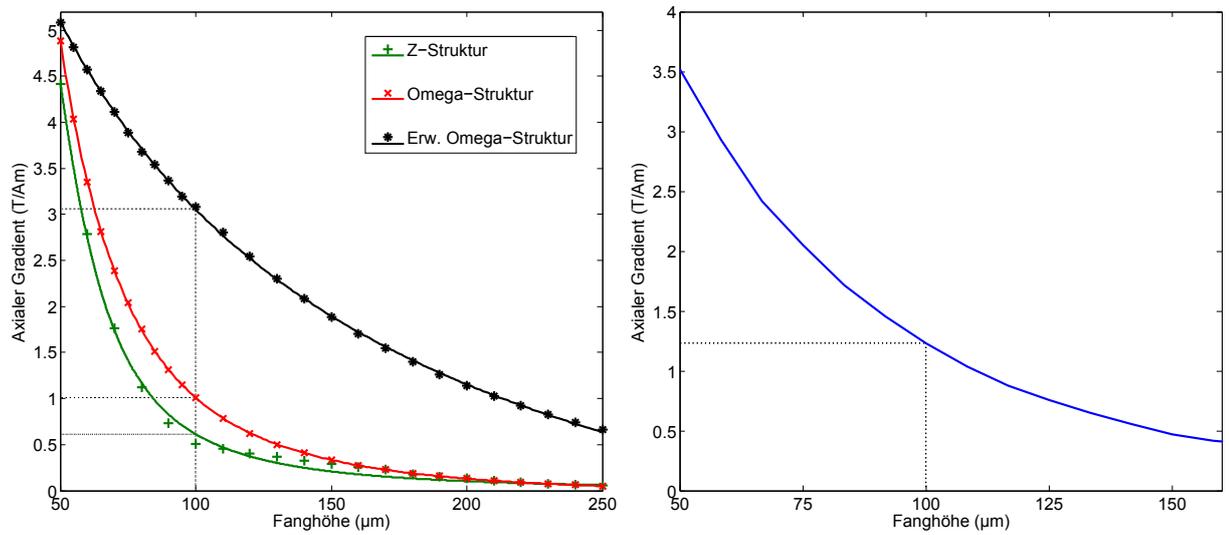


Abbildung 2.25: Vergleich der simulierten Gradienten in axialer Richtung der Ansätze der Manipulationen der Kontrollelektrode (links) und der äußeren Segmente (rechts). Die simulierten Punkte werden mit quadratischen Funktionen angefitet. Es zeigt sich, dass bei einer Fanghöhe von $100\ \mu\text{m}$ der von der erweiterten Omega-Struktur erzeugte Gradient etwa doppelt so hoch ist, wie beim Ansatz der stromführenden Segmente, bei einer halben Anzahl von stromführenden Elektroden. Bei einer Fanghöhe von $50\ \mu\text{m}$ werden Gradienten von $4,5 - 5\ \text{T/Am}$ vorhergesagt durch die Manipulation der Kontrollelektrode; beim Ansatz der Segmente $3,5\ \text{T/Am}$.

mit der axialen Fallenrichtung y und dem magnetischen Moment $\mu_J = \mu_B g_J \frac{J}{\hbar}$. Aus (2.17) folgt $g_J = 2$ für den Grundzustand $S_{1/2}$ des gespeicherten Ions und somit ist $\mu_J = \mu_B$, da für $L = 0$ gilt. Im Fallenminimum verschwindet die Ortsableitung der Energie, somit lässt sich aus (2.77)

$$\Delta y = \frac{\mu_B}{m\omega_{\text{axial}}^2} \frac{dB}{dy} \quad (2.78)$$

die Auslenkung der axialen Ortsposition zu $\Delta y = 0,5 \text{ nm/A}$ herleiten für eine axiale Fallenfrequenz von 150 kHz und einen Gradienten von 1,3 T/Am. Diese Auslenkung ist vernachlässigbar und geringer als die räumliche Ausdehnung der Wellenfunktion in einem harmonischen Oszillator mit $\Delta x = \sqrt{\frac{\hbar}{2m\omega_{\text{axial}}}} = 14 \text{ nm}$.

Wird die Erzeugung des Gradienten mittels der äußeren Segmente durchgeführt, ist der Bereich der mittleren Kontrollelektrode frei für weitere Integrationsmöglichkeiten, wie z.B. einer Leiterbahn für Mikrowellen, welche im nachfolgenden Kapitel beschrieben wird.

2.5 Integration von Mikrowellen Leitern auf Chip

In Kap. 2.1.2 wird das $^{172}\text{Yb}^+$ -Ion diskutiert. Um Ionen mit einer Hyperfeinstrukturaufspaltung, wie das $^{171}\text{Yb}^+$ -Ion speichern zu können, ist eine zusätzliche Strahlung im Mikrowellen Bereich notwendig⁸. Diese treibt den Übergang zwischen den Niveaus $|0\rangle = |S_{1/2}, F = 0, m_F = 0\rangle$ und $|1\rangle = |S_{1/2}, F = 1, m_F = 0, \pm 1\rangle$ mit einer Frequenz um 12,64 GHz [56]. Diese wird üblicherweise mittels einer Hornantenne in die Falle gestrahlt, wobei die Position dieser Antenne außerhalb des Vakuumsystems ist [115] oder mit einer sich im Vakuum befindlichen Mikrowellenantenne erzeugt wird [116], bei der der Abstand zum Ion ein Vielfaches der Wellenlänge beträgt. Mit einem auf dem Fallenchip integrierten Wellenleiter ist der Abstand vom Leiter zum Ion $d = 0,1 \text{ mm} \ll \lambda_{\text{Mikrowelle}} = 23,7 \text{ mm}$, wodurch sich das Ion in Nahfeld befindet. Die Welle muss somit nicht fokussiert werden, um den Übergang zu treiben und es ist weniger Leistung notwendig. Wird ein Resonator mit einem hohen Gütefaktor auf den Chip integriert, so können die in dem Resonator gespeicherten Photonen an das gespeicherte Ion koppeln, was jedoch im Rahmen dieser Arbeit nicht untersucht wird. Mit einer Verbesserung der Güte wird auch die benötigte Mikrowellenleistung reduziert. Ein Teil der nachfolgend präsentierten Simulationen sind im Rahmen einer Bachelorarbeit [106] entstanden, die im Rahmen dieser Promotion betreut wurde.

Integriert werden kann eine mikrowellenführende Struktur als koplanare Leitung auf den Fallenchip an der Position der mittleren Gleichspannungselektrode.

⁸Zur Beschreibung des $^{171}\text{Yb}^+$ -Ions sei hier auf weiterführende Literatur verwiesen [114]

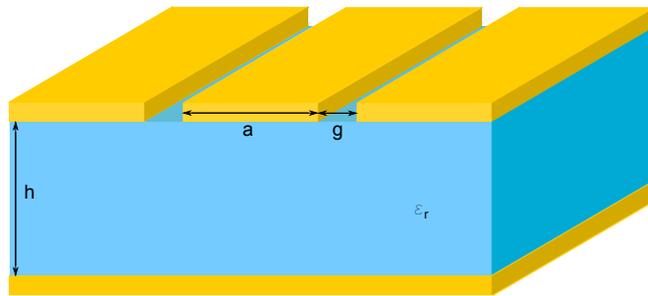


Abbildung 2.26: Prinzip einer Koplantarleitung. Eine mittlere Leiterbahn der Breite a umgeben von seitlichen Streifen im Abstand g aufgebracht auf einem Substrat kann als Wellenleiter genutzt werden. Optional wird unterhalb des Substrates der Dicke h eine Massefläche aufgetragen.

Eine Koplantarleitung (Abb. 2.26) besteht aus einem mittleren Leiterstreifen und zwei angrenzenden seitlichen Streifen, die auf ein dielektrisches Substrat aufgebracht werden optional mit einer zusätzlichen Masseleitung unterhalb des Substrates [117]. Die Koplantarleitung wird ähnlich einem coaxialen Wellenleiter mit einer TEM-Mode betrieben, da die TE- und TM-Moden wegen $\lambda/2 \gg h$ unterdrückt werden. Die Mikrowelle breitet sich entlang dieses Wellenleiters aus, aber auch teilweise im Vakuum und im Substrat. Um die Wellenlänge im Material zu bestimmen, wird die effektive relative Permittivität bestimmt. Nach [118] ist diese für koplantare Leitungen

$$\epsilon_{\text{eff}} = \frac{1 + \epsilon_r}{2} \cdot (\tanh(0,775 \cdot \ln(h/a) + 1,75) + \frac{ka}{h} [0,04 - 0,7k + 0,01(1 - 0,1\epsilon_r)(0,25 + k)]) \quad (2.79)$$

mit einer effektiven Leiterbreite $k = \frac{a}{2g+a}$, der Höhe des Substrates h , dem Abstand g der Leiterbahnen, der Breite des Wellenleiters a und der relativen Permittivität des Substrates ϵ_r . Bei der Frequenz 12,64 GHz beträgt die resultierende Wellenlänge $\lambda_L = \sqrt{\epsilon_{\text{eff}}} \cdot \lambda_0 = 1,0 \text{ cm}$ bei einer Leiterbahnbreite $a = 100 \text{ }\mu\text{m}$, einem Abstand $g = 10 \text{ }\mu\text{m}$, der Substratdicke (von Saphir Substraten) $h = 460 \text{ }\mu\text{m}$ und der Permittivität von Saphir von $\epsilon_r = 11,5$.

2.5.1 Impedanz der Wellenleitung

Um Reflexionen der Wellenleitung und damit ein Abnehmen der transmittierten Leistung zu vermeiden, müssen Inhomogenitäten in den Impedanzen reduziert werden. Diese kommen an den Übergängen von Kabeln zu den Leiterbahnen auf dem Substrat bzw. Chip vor. Um die entstehenden Reflexionen zu reduzieren, müssen

die Impedanzen der einzelnen Komponenten aufeinander abgestimmt werden, da die Stärke der Reflektion mit $r = \frac{Z_2 - Z_1}{Z_2 + Z_1}$ [118] vom Impedanzunterschied des Überganges von einer Struktur mit einer Impedanz von Z_1 zu einer Struktur mit einer Impedanz von Z_2 abhängig ist. Typischerweise werden Leitungen mit einer Impedanz von 50Ω verwendet, wodurch die Impedanz der Wellenleitung auf diesen Wert angepasst werden muss. Die Impedanz einer Wellenleitung ohne zusätzliche Masseleitung ist nach [118],

$$Z = 30 \pi \cdot \frac{R(k)}{\sqrt{\epsilon_{\text{eff}}(k)}} \quad \text{mit} \quad (2.80)$$

$$R(k) = \frac{1}{\pi} \cdot \ln \left(2 \frac{1 + \sqrt{\sqrt{1 - k^2}}}{1 - \sqrt{k}} \right), \quad 1 \geq k \geq \frac{1}{\sqrt{2}} \quad \text{und} \quad (2.81)$$

$$R(k) = \left[\frac{1}{\pi} \cdot \ln \left(2 \frac{1 + \sqrt{\sqrt{1 - k^2}}}{1 - \sqrt{k}} \right) \right]^{-1}, \quad \frac{1}{\sqrt{2}} \geq k \geq 0.$$

Abb. 2.27 links präsentiert die simulierte Leitungsimpedanz nach (2.80) für einen Leiterbahnenabstand von $g = 10 \mu\text{m}$ (links) auf dem Chip (Saphir Substrat). Für die in Kap. 2.3.2 erarbeiteten Designs einer Oberflächenfalle mit Elektrodenbreiten der mittleren Kontrollelektrode von $100 \mu\text{m}$ bzw. $150 \mu\text{m}$ wird eine Impedanz des Wellenleiters von 35Ω bzw. $33,6 \Omega$ simuliert. Eine gewünschte Impedanz von 50Ω wird für eine Elektrodenbreite von $14 \mu\text{m}$ (und $518 \mu\text{m}$) erreicht. Um jedoch das im vorherigen Kapitel eruierte Falldesign nicht zu verändern, werden die für die Fallenstruktur vorhergesehenen Breite unverändert gelassen. Die Reflektionen beim Übergang aus einem System mit 50Ω betragen für Leiterbahnbreiten von $100 \mu\text{m}$: $r_{100\mu\text{m}} = 0,176 \approx \frac{1}{6}$ und für Leiterbahnbreiten von $150 \mu\text{m}$: $r_{150\mu\text{m}} = 0,197 \approx \frac{1}{5}$ respektive.

Geführt wird die Mikrowelle zum Fallenchip über einen aus einer Alumina Keramik bestehenden Träger und ankontaktiert über Golddrähte. Analog zur Struktur auf dem Fallenchip kann hier die Leitungsimpedanz berechnet werden. Wird eine $500 \mu\text{m}$ breite Leiterbahn verwendet, so können für einen Abstand zur Massefläche von $g_1 = 500 \mu\text{m}$ bzw. $g_2 = 150 \mu\text{m}$ Impedanzen von $Z_1 = 61 \Omega$ bzw. $Z_2 = 52 \Omega$ simuliert werden (Abb. 2.27 rechts), was zu Reflektionen von $r_{500\mu\text{m}} = 0,1$ und $r_{150\mu\text{m}} = 0,02$ führt ausgehend aus einem System mit einer Impedanz von 50Ω .

Wird nun das gesamte System, bestehend aus einem mikrowellenführenden 50Ω Koaxialkabel⁹, dem Träger (Breite der Leiterbahn und Abstand zur Massefläche

⁹Fa. Allectra, "311-KAP50", mit Impedanz: 50Ω , Kapazität: $\approx 115 \text{ pF/m}$, Dämpfung: $1,9 \text{ dB/m}$ bei 1 GHz und maximaler transmittierter Frequenz: 17 GHz .

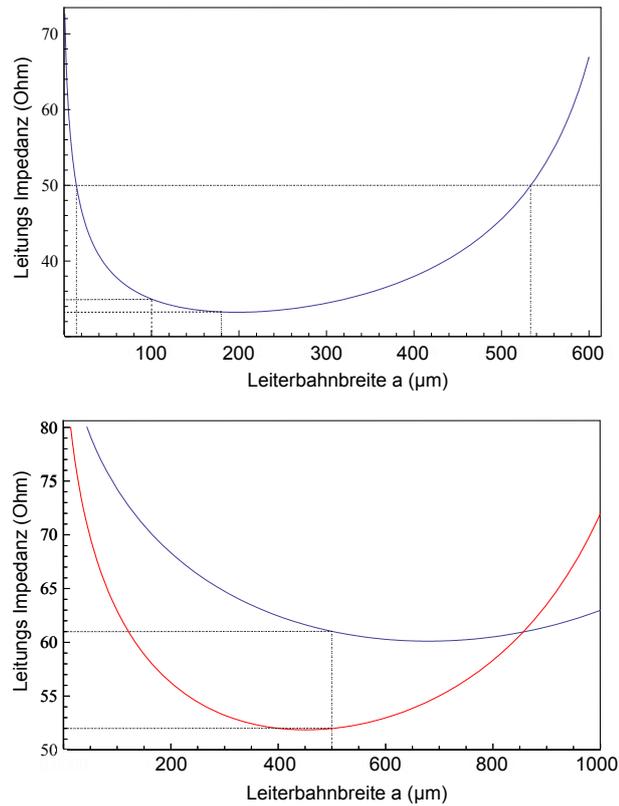


Abbildung 2.27: Simulierte Leitungsimpedanz nach (2.80) bei Variation der Leitungsbreite a . Links: Lücke g zur Massefläche von $10 \mu\text{m}$ auf einem Saphir Substrat mit $\epsilon_r = 11,5$. Für die im vorherigen Kapitel betrachteten Designs mit einer Leiterbahnbreite von $100 \mu\text{m}$ bzw. $150 \mu\text{m}$ wird eine Impedanz von 35Ω bzw. $33,6 \Omega$ simuliert. Die gewünschte Impedanz von 50Ω wird für eine Breite der mittleren Elektrode von $14 \mu\text{m}$ (und $518 \mu\text{m}$) erreicht. Rechts: Auf einem Alumina Substrat ($\epsilon_r = 9,5$) mit den Lücken $g = 500 \mu\text{m}$ (blau) und $g = 150 \mu\text{m}$ (rot) wird ein Impedanz von 61Ω bzw. 52Ω errechnet.

che von jeweils 500 μm) und dem Fallenchip (100 μm Leiterbahnbreite) betrachtet, so ist die gesamte, transmittierte Leistung zum Chip $T_1 = (1-r_{500\mu\text{m}}) \cdot (1-r_{100\mu\text{m}}) = 0,74$ für das "120/100 μm "-Design¹⁰ bzw. $T_2 = (1-r_{500\mu\text{m}}) \cdot (1-r_{150\mu\text{m}}) = 0,72$ für das "180/150 μm "-Design, wobei die Löt- und Bondverbindungen näherungsweise als verlustfrei angesehen werden.

Eine Möglichkeit die Fallenstruktur unverändert zu lassen und die Impedanzen der Übergänge anzupassen ist die Nutzung eines so genannten "Tapers", bei dem die Breiten kontinuierlich verändert werden. Es kann beispielsweise die mittlere Leiterbahn des Chips an der Bondverbindung auf 14 μm reduziert werden, um eine Impedanz von 50 Ω zu realisieren und kontinuierlich auf die fürs Speichern von Ionen notwendige Leiterbahnbreite erhöht werden. Dieser Ansatz kann in einer zukünftigen Realisierung einer Oberflächenfalle implementiert werden.

2.5.2 Mikrowellenleiterbahn als Resonator

Der auf dem Fallenchip befindliche Wellenleiter kann abgeschlossen oder die Welle reflektiert werden, um einen Resonator auszubilden. Der Abschluss kann erfolgen, indem der Wellenleiter auf der Gegenseite des Chips zum Träger übergeht und dort abgeschlossen oder über einen Abschluss, der direkt auf dem Fallenchip integriert wird. Realisiert wird dieses über einen Abschlusswiderstand, wodurch die Welle in ohmsche Wärme umgewandelt wird. Eine Reflektion erfolgt entweder als Kurzschluss oder als Leerlauf [106]. Bei einem Kurzschluss ändert sich die Richtung der elektrischen Komponente, wobei die magnetische Komponente unverändert bleibt. Ein Leerlauf ändert die Richtung der magnetischen Komponente und lässt die elektrische unverändert. Realisiert werden diese unterschiedlichen Reflektionsarten über eine Änderung des Abstandes d zur Massefläche am Ende der Wellenleitung (Abb. 2.28 oben). Eine Änderung auf $d = 0$ führt zu einem Kurzschluss (Abb. 2.28 rechts) eine Vergrößerung auf $d = 10 \mu\text{m}$ zu einem Leerlauf (Abb. 2.28 links). Die Feldstärken in Abb. 2.28 werden für eine Leistung von $P = 1 \text{ W}$ simuliert, beim Leerlauf existiert eine maximale Amplitude bei einer Entfernung vom Ort der Reflektion von $\lambda_L/4$, mit λ_L als resultierende Wellenlänge in der Leiterbahn. Der Ort der Reflektion wird geometrisch so gesetzt, dass die maximale Amplitude in der Fallenmitte erreicht wird. Durch eine Variation der Anregungsfrequenz kann die Güte dieses reflektierten Wellenleiters bestimmt werden, der auch als $\lambda/4$ -Resonator in der Literatur bekannt ist. Abb. 2.29 präsentiert die simulierten Reflektionen der angelegten Leistung der Leiterbahn am Anregungspunkt ("waveport"). Zwei lokale Minima bei 11,7 GHz und 13,8 GHz werden simuliert, bei denen eine Güte des Resonators $G = \frac{\nu}{\Delta\nu}$, mit der Frequenz ν und der Halbwertsbreite $\Delta\nu$ der Resonanz, von

¹⁰Design "120/100 μm " stellt eine symmetrische fünf Elektroden Oberflächenfalle mit einer Breite der mittleren Kontrollelektrode von 100 μm und den Breiten der RF-Elektroden von 120 μm dar.

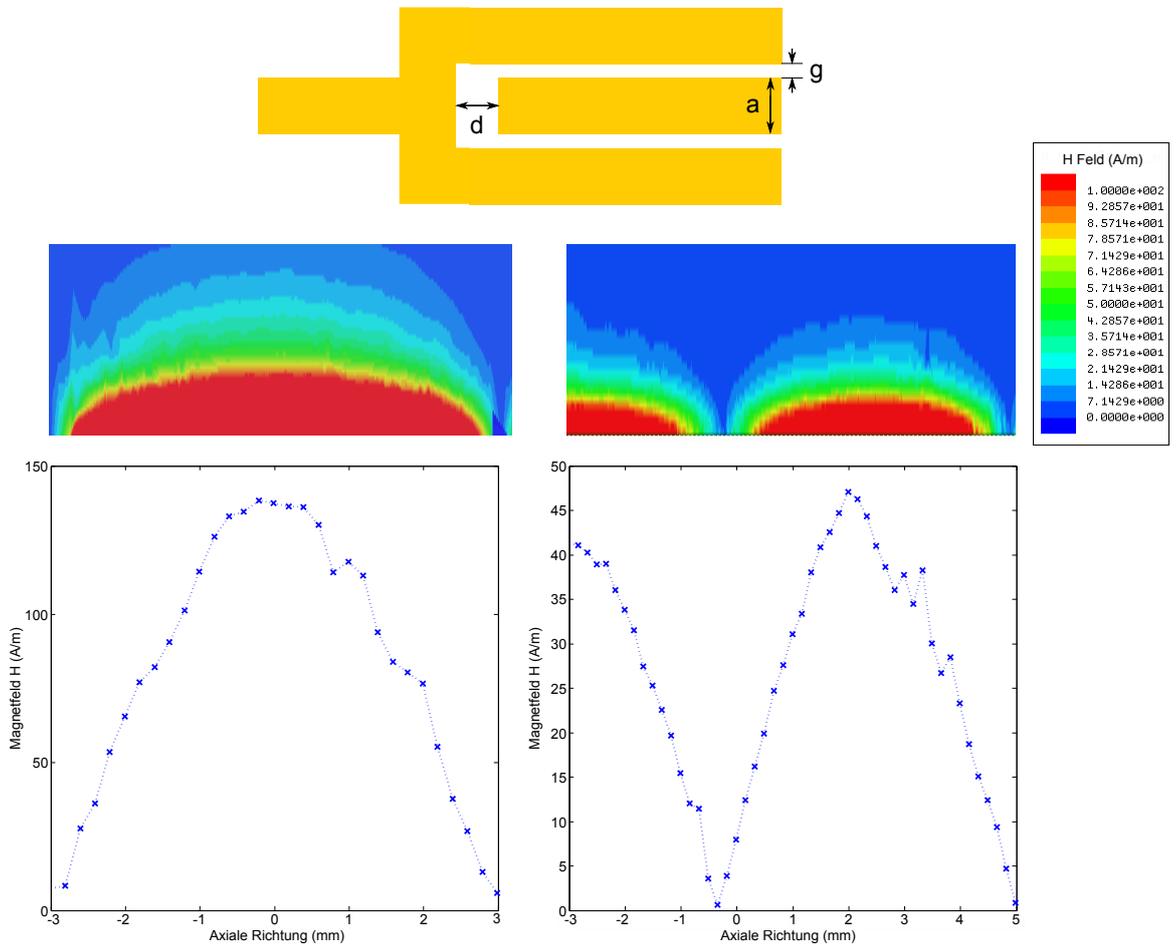


Abbildung 2.28: Simulierte magnetische Feldstärke in einer Höhe von $100 \mu\text{m}$ über der Oberfläche als Überlagerung aus laufender und an der Lücke d reflektierte Welle [106] bei einer mittleren Leiterbahnbreite von $100 \mu\text{m}$. Für $d = 0$ existiert ein Kurzschluss zur Massefläche (rechts) und für $d = 10 \mu\text{m}$ wird ein Leerlauf (links) realisiert. Die Feldstärken werden für eine Leistung von $P = 1 \text{ W}$ simuliert, beim Leerlauf existiert eine maximale Amplitude bei einer Entfernung vom Ort der Reflektion von $\lambda_L/4 = 2,5 \text{ mm}$.

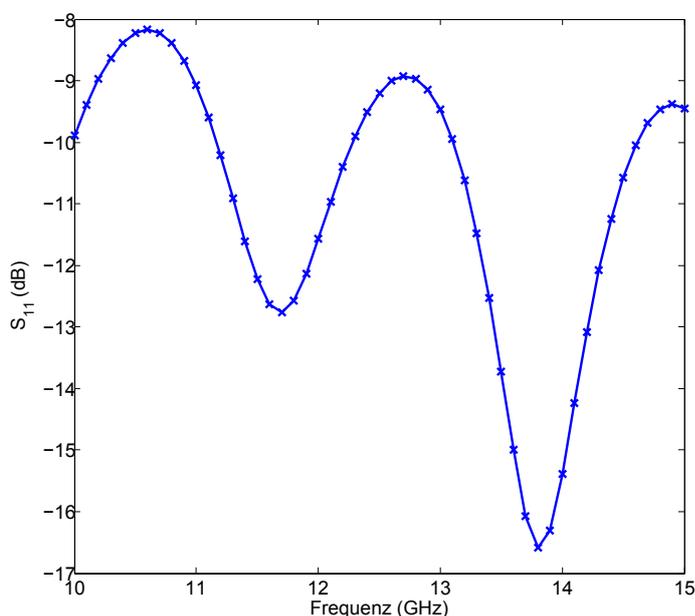


Abbildung 2.29: Darstellung der Leistungsreflektionen in dB des auf dem Fallenchip integrierten $\lambda/4$ -Resonators die am Anregungsport ("waveport") simuliert werden bei einer Variation der angelegten Frequenz von 10-15 GHz. Es werden lokale Minima bei 11,7 GHz und 13,8 GHz simuliert, bei denen die von außen angelegte Leistung im Resonator deponiert wird. Resonatorgüten von $G_{11,7} = 19,04$ und $G_{13,8} = 14,97$ können extrahiert werden.

$G_{11,7} = 19,04$ und $G_{13,8} = 14,97$ simuliert werden kann. Bei der Wellenlänge von 12,64 GHz wird keine Resonanz simuliert, die Leistung nimmt jedoch um 0,5 dB ab gegenüber einem Untergrund ab.

Um die Güte des integrierten Resonators zu erhöhen und die Resonatorwellenlänge auf 12,64 GHz exakt anzupassen, kann ein so genannter $\lambda/2$ -Resonator betrachtet werden. Dieser ist ein Wellenleiter, der an zwei Stellen im Abstand der halben Wellenlänge unterteilt ist und dieses Teilstück den eigentlichen Resonator ausbildet. Die Länge des Teilstücks definiert die Resonatorwellenlänge mit $d = \lambda_L/2$. Die im Wellenleiter befindliche Welle wird mittels des Abstandes, was als Kapazität angesehen werden kann, in den Resonator eingekoppelt. Im Rahmen dieser Arbeit wird der Fokus nicht auf eine Erhöhung der Güte eines Resonators gesetzt, weshalb der Ansatz nicht verfolgt wird.

Der integrierte Wellenleiter ist für eine Demonstration der Funktionalität des Prinzips der integrierten Mikrowellenleitung hinreichend. Nachfolgend wird die erwartete Rabi-Frequenz des mittels Mikrowelle getriebenen Überganges aus dem Niveau $|0\rangle = |S_{1/2}, F = 0\rangle$ nach $|1\rangle = |S_{1/2}, F = 1\rangle$ des $^{171}\text{Yb}^+$ -Ions abgeschätzt. Diese berechnet sich aus der Wechselwirkung des magnetischen Momentes μ_F und

des eingestrahlten Magnetfeldes B_{MW} zu

$$\Omega = \frac{1}{\hbar} \mu_F \cdot B_{MW}. \quad (2.82)$$

Hierbei ist das magnetische Moment [86]

$$\mu_F = g_F \mu_B \frac{\hat{S}}{\hbar} = g_F \mu_B \frac{1}{2} \sigma_z, \quad (2.83)$$

mit dem Bohrschen Magneton μ_B [89] und dem Landé-Faktor der Hyperfeinstrukturaufspaltung

$$g_F = g_J \frac{F(F+1) + J(J+1) - I(I+1)}{2F(F+1)} - g_I \frac{\mu_K}{\mu_B} \frac{F(F+1) + I(I+1) - J(J+1)}{2F(F+1)}. \quad (2.84)$$

Hierbei ist I die Kernspinquantenzahl, $J = L+S$ die Quantenzahl der Spin-Bahn Kopplung, $g_J = 1 + \frac{J(J+1)+S(S+1)-L(L+1)}{2J(J+1)}$ der Lande-Faktor der Spin-Bahn Kopplung, g_I der Landé-Faktor des Kernspins, dessen Beitrag in (2.84) aufgrund von $\frac{\mu_K}{\mu_B} = 1/1836$ vernachlässigbar ist und dem Kernmagneton μ_K . Für den oben erwähnten Übergang ($L = 0$, $S = 1/2$, $I = 1/2$) ist $g_F = 1$. Das dafür notwendige Magnetfeld wird von der Mikrowelle erzeugt und ist in Abb. 2.28 (links) am Ort des gespeicherten Ions mit einer magnetischen Feldstärke von $H = 137$ A/m simuliert bei einer angelegten Leistung von $P_{MW} = 1$ W. Zusammen mit der magnetischen Feldkonstante $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7} \frac{N}{A^2}$ und der Permeabilitätszahl für Gold¹¹ $\mu_r \approx 1$ kann das Magnetfeld zu $B_{MW} = 172$ μ T errechnet werden, was nach (2.82) und (2.84) zu einer Rabifrequenz von $\Omega_{1W}/2\pi = 1,2$ MHz führt. Diese ist linear abhängig vom Magnetfeld, welches mit einer Leistung von 1 W erzeugt wird. In Kap. 5.2.4 wird eine Diskussion bzgl. einer maximalen verwendbaren Leistung geführt und es wird eine Leistungsgrenze von 1 W aufgrund von Wärmeentwicklung auf dem Chipträger gesetzt. Durch zuvor diskutierte Leistungsverluste aufgrund der unterschiedlichen Impedanzen der Zuleitungen und des Fallenchips kann eine resultierende Rabifrequenz um $\Omega/2\pi = 1$ MHz abgeschätzt werden. Werden nahezu widerstandsfreie Zuleitungen realisiert, so können Leistungen um 10-20 W angelegt werden, was zu Rabifrequenzen um $\Omega_{20W}/2\pi = 4$ MHz führt. Wird zusätzlich ein Resonator mit einer Güte beispielsweise um 10^5 realisiert, so werden Rabifrequenzen um $\Omega_{res}/2\pi = 1$ GHz erwartet.

¹¹aus Datenbank des Simulationsprogramms HFSS 14, Fa. Ansys.

2.6 Wahl des Designs und der Materialien für die Fallenchips

In vorherigen Kapitel wird die Struktur einer Oberflächenfalle simuliert und bzgl. der Falltiefe optimiert. Anschließend werden in das entwickelte Design Strukturen integriert, die einen veränderbaren Magnetfeldgradienten am Ort des Ionen erzeugen und einen Wellenleiter für Mikrowellen aufweisen. Zusammenfassend können die zuvor eruierten Anforderungen an ein mögliches Design aufgelistet werden:

- Ein Faktor von 1,2 zwischen den Breiten der RF-Elektroden und der mittleren Gleichspannungselektrode maximiert die Falltiefe. Die Fanghöhe entspricht bei diesem Faktor der Breite der mittleren Elektrode. Um keine Probleme mit Streulicht zu erhalten, werden in einer ersten Implementierung der Falle Designs mit größeren Breiten wie "180/150 μm " und "120/100 μm " bevorzugt. (Kap. 2.3.2)
- Die Breite eines Segments wird aufgrund der Simulationen zur Erzeugung eines Magnetfeldgradienten auf 350 μm gesetzt. (Kap. 2.4)
- Die Abstände zwischen den Elektroden werden auf 10 μm gesetzt, da diese gut mit erzeugten Schichthöhen ebenfalls um 10 μm verschattet und eine hinreichende RF Spannung angelegt werden kann.
- An Stelle der mittleren Gleichspannungselektrode wird eine Leiterbahn für Mikrowellenstrahlung integriert mit einem Abschlussabstand von ebenfalls 10 μm .(Kap. 2.5)

Nun werden die möglichen Materialien diskutiert, die sich als Substrat für den Fallenchip eignen. In [40] ist eine Auflistung von verwendbaren Keramikmaterialien aufgeführt und diese werden in Tab. 2.4 dargestellt. Das verwendete Material muss kompatibel für das Ultrahochvakuum sein, es muss hohe Spannungen im Radiofrequenz-Bereich zulassen, wodurch die Durchschlagsfestigkeit und der elektrische Widerstand hoch und die dielektrischen Verluste der Radiofrequenz im Material gering sein müssen. Weiter sollte die Wärmeleitfähigkeit hoch sein, um auf dem Chip erzeugte Wärme effektiv abzuleiten. Ebenfalls ist eine geringe Rauheit von Vorteil, um glatte Fallenoberflächen auf dem Substrat zu produzieren. Diamant, Saphir und Quarz erfüllen diese notwendigen Bedingung, wobei Saphir aufgrund der besseren Wärmeleitfähigkeit ausgewählt wird¹².

Als Elektodenmaterial wird Gold ausgewählt, da dieses neben der Eigenschaft der nicht-oxidierbarkeit (Edelmetall) diamagnetisch ist, was wichtig ist, wenn mit

¹²Diamant wird wegen des ökonomischen Aspektes nicht ausgewählt.

Material	elektrischer Widerstand ($\Omega \text{ cm}$)	Wärmeleitfähigkeit ($\text{W/K}\cdot\text{m}$)	Permittivität (F/m)	dielekt. Verlustfaktor ($\tan \delta$)	Rauheit (nm)	Durchschlagsfestigkeit (kV/mm)
Aluminiumoxid	$1 \cdot 10^{14}$	30	9,5	$1 \cdot 10^{-4}$	50	20
Aluminiumnitrid	$1 \cdot 10^{13}$	180	8,7	$3 \cdot 10^{-4}$	50	16
Bornitrid	$1 \cdot 10^{13}$	28	4,1	$5 \cdot 10^{-4}$	50	30
Galliumarsenid	$1 \cdot 10^{12}$	55	13,0	$1 \cdot 10^{-3}$	25	40
Quartz	$1 \cdot 10^{16}$	7	3,8	$2 \cdot 10^{-4}$	2	80
Diamant	$1 \cdot 10^{14}$	2000	5,7	$6 \cdot 10^{-4}$	50	1000
Saphir	$1 \cdot 10^{14}$	46	11,5	$1 \cdot 10^{-4}$	10	35
Silizium	$1 \cdot 10^5$	150	11,8	$5 \cdot 10^{-3}$	25	30
Siliziumkarbid	$3 \cdot 10^5$	250	14,0	$2 \cdot 10^{-1}$	50	300

Tabelle 2.4: Materialeigenschaften nach [40] von für eine Oberflächenfalle infragekommenden Materialien. Die angegebenen Werte sind bei Raumtemperatur und bei Frequenzen im RF-Bereich. (Die angegebene Rauheit der Materialien, wichtig für eine resultierende Rauheit eines prozessierten Chips, ist die vor einem möglichen Polierschritt.)

zeitlich veränderlichen Magnetfeldern gearbeitet wird. Weiter ist die elektrische Leitfähigkeit mit $45,5 \cdot 10^6 \text{ A/(Vm)}$ hinreichend, um die Widerstände der Fallenelektroden zu minimieren und mit 320 W/(Km) ist die Wärmeleitfähigkeit recht hoch, um erzeugte Wärme vom Fallenchip ableiten zu können.

3

Herstellung des Fallenchips

Das folgende Kapitel gibt eine Übersicht über die Herstellungsprozesse eines Oberflächenfallenchips im Reinraum. Die typischen Produktionsschritte sind Reinigung, Lithographie, Galvanik und Ätzschritte. Der Herstellungsprozess eines Oberflächenfallenchips wird im Detail vorgestellt und diskutiert (Kap. 3.1). Abschnitt 3.2 befasst sich mit der Konstruktion und Herstellung eines mittels Dickschichttechnologie produzierten Fallenhalters für die Integration der Falle in den Vakuumrezipienten, welches in Kap. 3.2.2 beschrieben wird.

3.1 Chipherstellung

Im Kap. 2.6 wird ein typisches Fallendesign dargestellt und Vorgaben an das Design eruiert. Einer der vielen Vorteile an Oberflächenfallen ist, dass sie skalierbar sind. Um sie u.a. in der Anwendung von Quanteninformationsverarbeitung nutzen zu können, muss die Dimension solcher Fallen minimiert werden. Es darf jedoch nicht die Fallentiefe und somit die Funktionalität dieser Falle vernachlässigt werden, die mit der Größenreduktion ebenfalls abnimmt. Die Strukturen auf einem Chip sollten in den Dimensionen um $100\ \mu\text{m}$ für Elektrodenbreiten und Abständen von $10\ \mu\text{m}$ liegen (Kap. 2.6). Die Abstände müssen so gewählt werden, dass eine Wechselspannung von $150\ \text{V}$ anlegt werden kann (siehe Kap. 3.2.3). Um die Isolationsflächen zwischen den Elektroden zu verschatten und einen ausreichend großen Strom durch die Elektroden leiten zu können [119], der einen Magnetfeldgradienten am Ort der Ionen erzeugt, muss die Elektrodendicke auf bis zu $10\ \mu\text{m}$ erhöht werden.

Für die Herstellung dieser nötigen Elektrodenstruktur kann Mikrosystemtechnologie verwendet werden, da alle Strukturen auf einer planaren Ebene liegen. Typischerweise liegen dabei die in der Industrie verwendeten Schichtdicken im Sub-Mikrometer Bereich, daher muss für die Fallenherstellung ein Prozess für Dicken bis 10 μm entwickelt werden. Dabei sollte der Herstellungsprozess so einfach wie möglich gehalten werden, um Allgemein den Aufwand und die Produktionszeit zu minimieren. Ein Herstellungsprozess einer Oberflächenfalle [51] bedient sich einer optischen Lithographie, um die Struktur zu definieren und einer Galvanik, um die benötigte Schichthöhe zu erreichen. Es existieren produzierte planare Ionenfallen, die eine Schichthöhe von 2-3 μm der Fallenelektroden aufweisen und nur mit Depositionsprozessen erstellt wurden [50]. Um jedoch hohe Stromdichten erreichen zu können, werden die oben diskutierten höheren Elektrodendicken verlangt.

Die für die Fallenherstellung notwendigen Prozessschritte werden in den Anhängen motiviert und im Detail dargestellt (B.1.1 - B.1.3). Diese werden nachfolgend zu einem zusammenhängenden Herstellungsprozess vereint (3.1.1-3.1.3) und dieser in (3.1.4) diskutiert.

3.1.1 Prozessierung im Reinraum

In den Anhängen (B.1) werden die üblichen Arbeitsschritte und Prozesse einer Chipherstellung im Reinraum motiviert. In diesem Abschnitt wird die Herstellung des Oberflächenfallenchips dargestellt. Diese basiert auf vielen einzelnen Versuchsproben, um eine Optimierung der Prozessparameter der einzelnen Schritte zu erreichen. Um die Optimierungszeit und -kosten klein zu halten, kann das aus der Software-Entwicklung bekannte "V-model" [120] auch für diesen Optimierungsprozess angewendet werden. Jeder Schritt wird einzeln bezüglich der verwendeten Parameter optimiert und an die nachfolgenden Prozessschritte angepasst. Falls in einem nachfolgenden Schritt die bisherige Entwicklung zu falschen Ergebnissen gekommen ist, kann jeder einzelne vorherige Prozessschritt unter Berücksichtigung dieses Ergebnisses wieder angepasst werden (Abb. 3.1). Nach Planung des Designs, Wahl der Materialien (Kap. 2.6) und Herstellung der Lithographie-Maske muss der zu prozessierende Lack ausgewählt werden. Dieser wird im Hinblick auf Schichtdicke, Formstabilität und Eignung für eine nachfolgende Galvanik gewählt. Anschließend wird die notwendige, leitende, dünne Schicht ("Seedlayer") auf das Substrat mit einer zusätzlichen dünnen Schicht eines weiteren Materials, wie Chrom oder Titan, als Haftvermittler aufgebracht. Die Notwendigkeit dieser Haftvermittler zeigt sich jedoch erst in den nachfolgenden Prozessschritten. Bei der strukturdefinierenden Lithographie entscheidet sich, ob der gewählte Lack gut strukturierbar ist. In der Galvanik zeigt sich, ob der Lack für das Elektrolyt-Bad geeignet ist, die Schichtdicke des Seedlayers gut gewählt ist und die Haftung des Lackes hinreichend ist und sich das galvanisierte Metall auf dem Seedlayer gut ablagern kann. Die Ätzschritt-

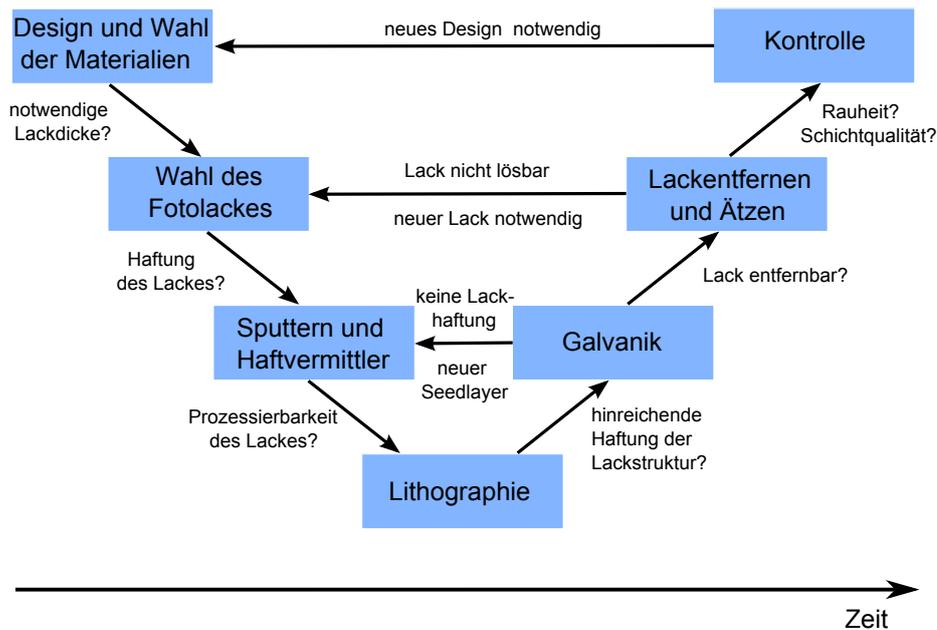


Abbildung 3.1: "V-model" in der Anwendung der Chipherstellung. Nach Planung des Designs, der Wahl der Materialien und der Herstellung der Lithographie-Maske muss der Lack ausgewählt werden. Dieser wird im Hinblick auf Schichtdicke, Formstabilität und Eignung in einer Galvanik gewählt. Anschließend werden die dünnen Schichten ("Seedlayer") und Haftvermittler aufgebracht. Die Notwendigkeit der Haftvermittler zeigt sich erst in den nachfolgenden Prozessschritten. Bei der strukturdefinierenden Lithographie entscheidet sich, ob der Lack gut strukturierbar ist. Die Galvanik gibt Auskunft, ob der Seedlayer und der Lack genügend Haftung besitzen und sich auf diesem eine optimale Schicht aufwachsen lässt. Nach dem Ätzen ist erkennbar, ob der Seedlayer optimal gewählt ist. Die abschließende optische Kontrolle gibt Auskunft, inwieweit die einzelnen Prozessschritte zu einem Gesamtschritt verknüpfbar sind.

te liefern eine voneinander separierte Elektrodenstruktur. Bei Problemen mit der Rauheit nach dem Ätzen kann ggf. ein anderer Seedlayer für die Galvanik oder ein anderes Ätzverfahren verwendet werden. Abschließend erfolgt die optische Kontrolle des Fallenchips, die Auskunft gibt, ob die einzelnen Prozessschritte zu einem Gesamtprozess verknüpfbar sind.

Nachfolgend werden die geleisteten Prozess- und Optimierungsschritte dargestellt, die zu einem Oberflächenfallenchip führen. Als erstes werden Falldesigns erstellt und in eine Lithographie-Maske integriert (Kap. 3.1.1). Anschließend wird der Fotolack für die optische Lithographie ausgewählt (Kap. 3.1.1). Die für eine Fallenherstellung notwendigen Prozessschritte (Abb. 3.2) sind aufgelistet:

- Reinigung des Substrat (Kap. 3.1.1),
- Sputtern der Goldschicht mit zusätzlichen Chromschichten als Haftvermittler (Kap. 3.1.1),
- Optische Lithographie (Kap. 3.1.1) mit Belacken, maskierter Belichtung und Entwicklung des Lackes,
- Gold-Galvanik (Kap. 3.1.2),
- Zerschneiden des Wafers ("Dicing"),
- Entfernen des Lackes und Ätzen der Gold/Chrom Schichten (Kap. 3.1.3).

und in Abb. 3.2 visualisiert.

Maskenherstellung

Die Lithographie-Maske wird bei einer externen Firma in Auftrag gegeben. Es ist eine (4 · 4) Zoll² Glas-Chrom-Maske für eine Kontaktlithographie mit einem 3 Zoll Wafer. Gezeichnet wird die Maske mit einer CAD-Anwendung. Abb. 3.3 zeigt die gefertigte Maskenstruktur. Es sind 24 Einzelchips¹ mit einer Seitenlänge von 11 mm und einem Abstand von 500 µm zueinander integriert. Dieser Abstand ist für den Schneidprozess mittels Wafer-Dicing notwendig. Es können somit bis zu 24 verschiedene Designs in einem einzelnen Herstellungsprozess produziert werden. Die Seitenteile der Maske müssen mit Chrom versehen werden, um lackfreie Bereiche auf dem Wafer zur Verfügung zu stellen, an denen der Wafer während der Galvanisierung ankontaktiert werden kann.

Abb. 3.4 zeigt die beiden einzelnen, in die Maske integrierten, Chipdesigns. In der Mitte der Chips befindet sich die zum Speichern von Ionen notwendige fünf

¹Im Rahmen einer Kooperation mit Prof. Schmidt-Kaler (Universität Mainz) sind vier Chips auf der Maske durch andere Designs ersetzt worden.

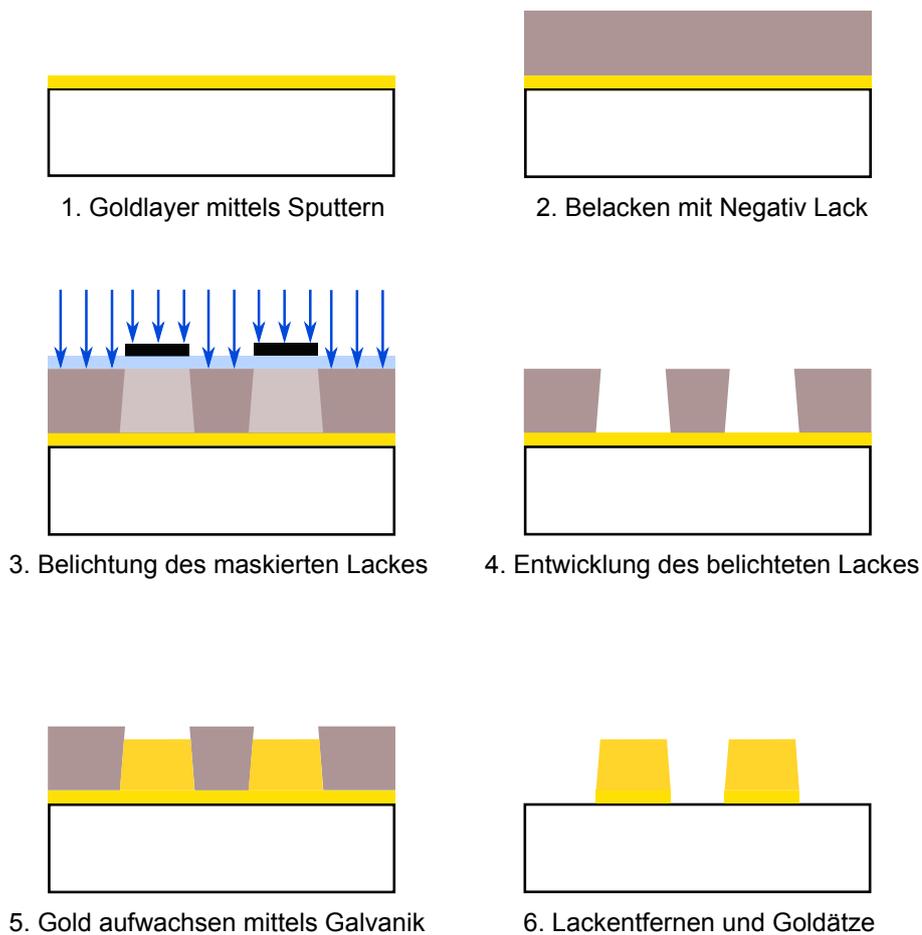


Abbildung 3.2: Herstellungsprozess eines Fallenchips auf einem Wafer oder Substrat. Nach Aufbringung des Seedlayers mittels Sputter-Deposition auf einen Wafer (1) wird im Rahmen einer optischen Lithographie der Fotolack aufgeschleudert (2), maskiert mit ultraviolettem Licht belichtet (3) und entwickelt (4). Eine Galvanik (5) liefert die notwendige Schichtdicke der Elektrodenstruktur. Nach Entfernen des Lackes und Ätzen des Seedlayers (6) können einzelne Chips aus dem Wafer geschnitten werden.

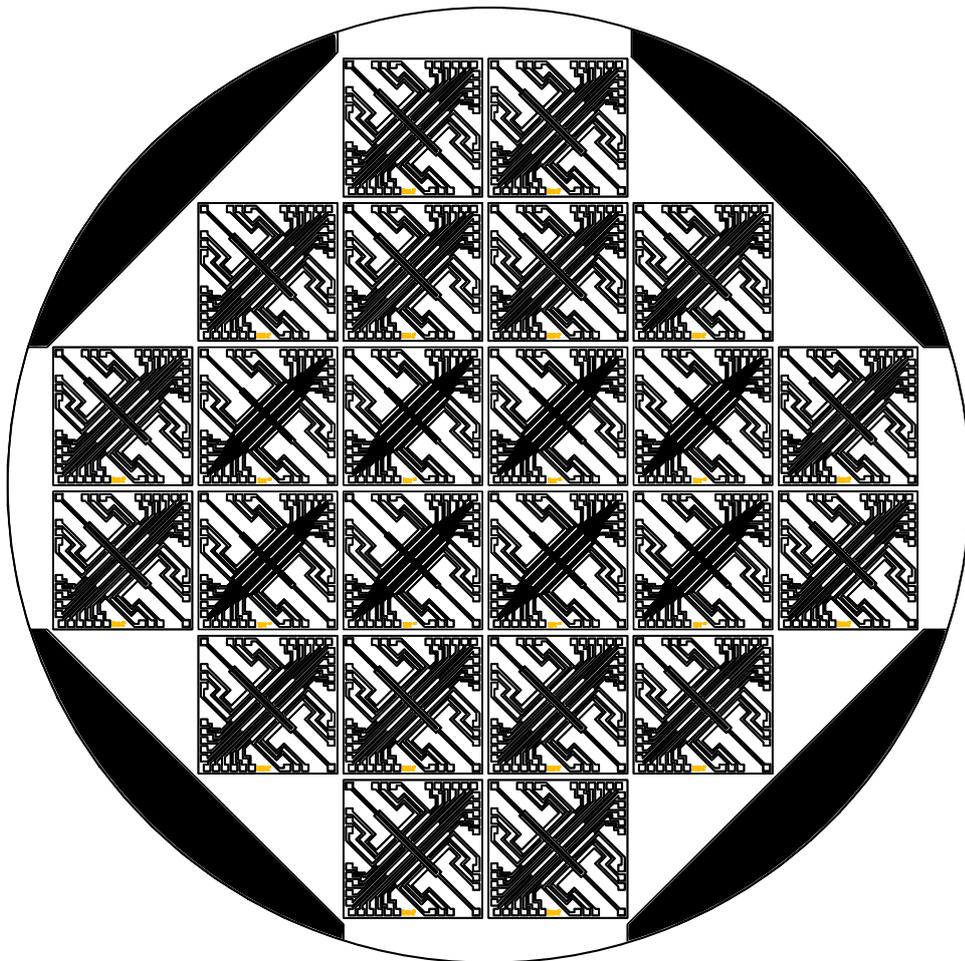


Abbildung 3.3: Eine $(4 \cdot 4)$ Zoll² Maske für die optische Lithographie. Es sind 24 Einzelchips mit einer Kantenlänge von 11 mm integriert mit einem Abstand von 500 μm zueinander. An den Seiten der Maske sind Chromschichten vorgesehen (schwarze Flächen), um dort lackfreie Bereiche zu gewährleisten, an denen bei der Galvanik der Wafer bzw. die Viertelwafer ankontaktiert werden können.

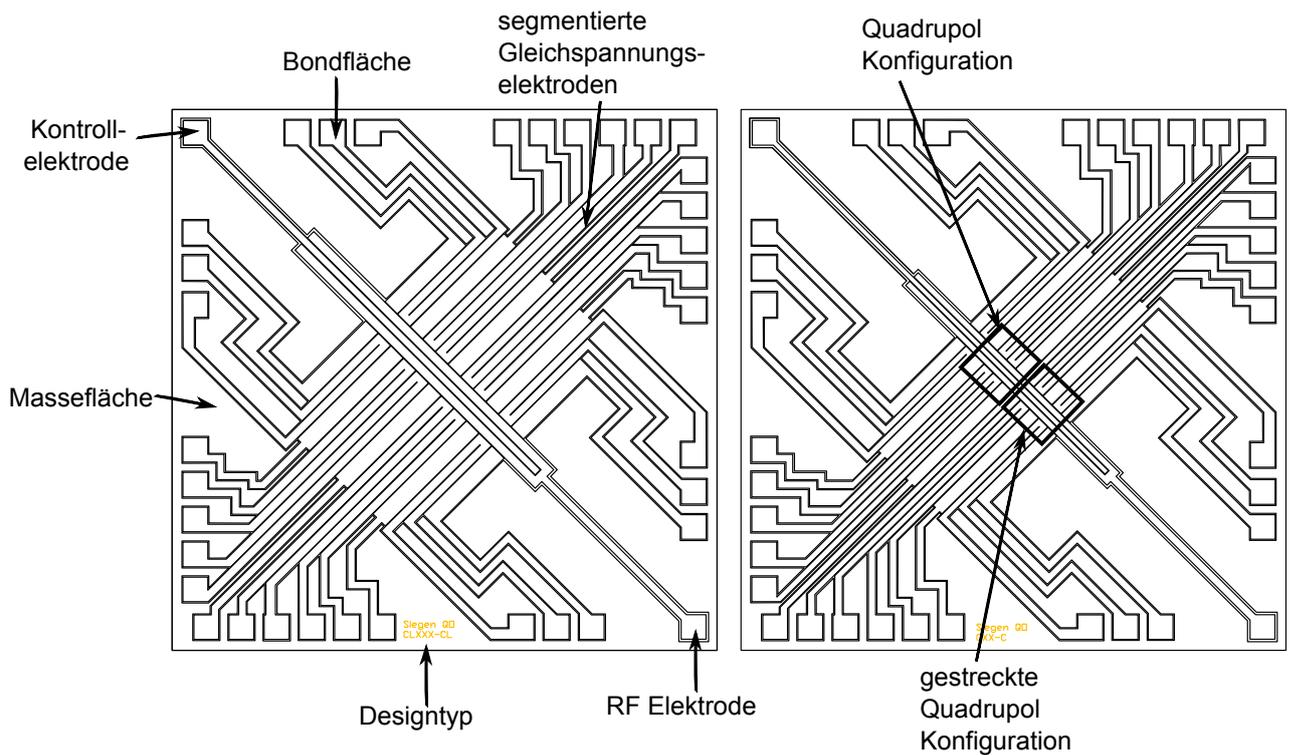


Abbildung 3.4: Auf der Maske sind zwei verschiedene Chip-Designs integriert, die am unteren Ende des Chips markiert sind. Das linke Design (Designtyp: CLXXX-CL, an unteren Seite des Chips integriert) beinhaltet RF-Elektroden der Breite $180\ \mu\text{m}$ mit einer mittleren Kontrollelektrode von $150\ \mu\text{m}$. Das rechte Design (Designtyp: CXX-C) besteht aus $180\ \mu\text{m}$ breiten RF-Elektroden und einer $150\ \mu\text{m}$ breiten mittleren Kontrollelektrode. Beide Designs beinhalten die in Kap. 2.4 entwickelte Gradientenspulen bei einer segmentierten Elektrodenbreite von $350\ \mu\text{m}$ mit den Konfigurationen eines Quadrupols und eines gestreckten Quadrupols.

Elektroden Struktur. Die segmentierten, seitlichen Gleichspannungselektroden werden über 350 μm breite Leiterbahnen nach außen zu Bondflächen mit einer Ausdehnung von 500 μm · 500 μm geführt. Die Fallenmitte hat auf allen Seitenteilen des Chips einen freien optischen Zugang, da dort keine Bonds vorgesehen sind. Auf der Maske werden zwei unterschiedliche Designs integriert. Design A (Abb. 3.4 links) besitzt eine RF-Elektrodenbreite von 180 μm und eine Breite der mittleren Kontrollelektrode von 150 μm . In Design B (Abb. 3.4 rechts) wird 120 μm als Breite der RF-Elektroden und 100 μm als Breite der Kontrollelektrode verwendet. Die RF-Elektrode und die mittlere Kontrollelektrode werden direkt an die an den Ecken befindlichen Bondflächen über 150 μm breite Leiterbahnen geführt. Beide Designs beinhalten die in Kap. 2.4 entwickelten Gradientenspulen. Es existieren jeweils zwei Quadrupol- und drei gestreckte Quadrupol-Konfigurationen auf den Chips, wobei natürlich auch eine beliebige Überlagerung der einzelnen Stromelektroden möglich ist. Weiter kann an die mittlere Kontrollelektrode entweder ein Gleichspannungspotential oder eine Mikrowelle bei 12,64 GHz angelegt werden, die zu einem Speichern von $^{171}\text{Yb}^+$ -Ionen genutzt werden kann. Diese wird am Ende der Leiterbahn reflektiert und es bildet sich eine stehende Welle aus, die ihr Maximum am Ort der Fallenmitte aufweist (siehe Kap. 2.5).

Wahl des Fotolackes

Es wird versucht eine Elektrodenhöhe, somit auch eine Lackdicke, von bis zu 10 μm zu erreichen. Hierzu verfügbar sind positive Dicklacke, wie der "AZ 4562"- oder der "AZ 9260"-Lack, die jedoch nur zwischen 6 μm und 15 μm prozessierbar sind [121, 122]. Kleinere Dicken sind von diesen Lacken von vornherein ausgeschlossen. Darüber hinaus ist die alkalische Stabilität nicht gegeben, da die Entwicklung dieser Lacke auf alkalischer Basis erfolgt. In sauren Milieus werden diese positiven Lacke nicht angegriffen. Die nötige Haftung auf Edelmetallen ist laut Hersteller jedoch nicht gegeben [121, 122]; es muss mit Haftvermittlern gearbeitet werden. Da jedoch die meisten Galvanikbäder für Edelmetalle (Gold, Silber) eher alkalisch sind [123–125], werden diese Lacke nicht getestet, um sich nicht von vornherein auf einen pH-Bereich in der Galvanik festlegen zu müssen. Bei den negativen Lacken eignet sich der Lack "AZ nLof 2000", da dieser von 1,5 μm bis 15 μm prozessierbar ist [126]. Ein weiterer, speziell für die galvanische Anwendung entwickelter Fotolack ist der "AZ 15nXT" Fotolack [127]. Dieser kann ähnlich zu den vorherigen Lackarten von 5 μm bis 20 μm prozessiert werden. Die negativen Lacke sind aufgrund der Quervernetzung stabilisiert in alkalischen und sauren Milieus, also für die typischen Galvanikbädern geeignet. Ebenfalls ist aufgrund der Quervernetzung die Haftung dieser Lacke auf Edelmetallen, im Gegensatz zu den positiven Lacken, besser.

Die ersten Tests der Lackprozessierung auf Glassubstraten werden mit dem Fo-

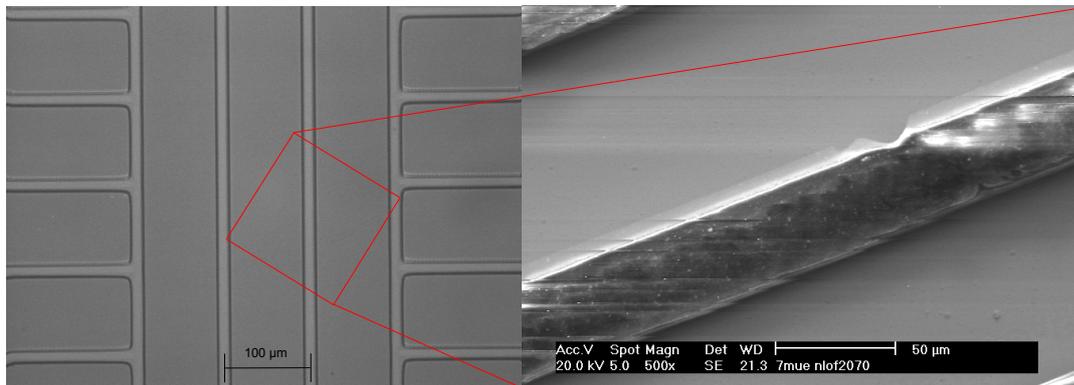


Abbildung 3.5: Betrachtung der lithographierten Strukturbreite bei einer Lackdicke von $7\ \mu\text{m}$ mit einem optischen Mikroskop (links) und unter einem Elektronenstrahlmikroskop (rechts). Die Struktur ist mit $\approx 20\ \mu\text{m}$ doppelt so breit, wie die Maskenöffnungsbreite von $10\ \mu\text{m}$.

tolack "AZ nLof 2000" durchgeführt. Der beobachtete Nachteil an diesem Lack ist, dass bei einer definierten Breite einer Öffnung in der Lithographiemaske stark vergrößerte Lackbreiten lithographiert werden. Die Vergrößerung ist zusätzlich abhängig von der prozessierten Schichtdicke. Bei kleinen Schichten um $1,5\ \mu\text{m}$ entspricht die Breite der lithographierten Struktur nahezu der Maskenöffnung von $10\ \mu\text{m}$; bei $7\ \mu\text{m}$ Lackdicke beträgt die Strukturbreite etwa $20\ \mu\text{m}$ (Abb. 3.5) bei gleicher Maskenöffnung. Somit müssten zeit- und kostenaufwendige Prozessierungsreihen mit unterschiedlichen Masken durchgeführt werden, um bei der gewünschten Schichtdicke die optimale Breite der Maskenöffnung zu ermitteln, weshalb dieser Lack als nicht geeignet erscheint.

Der Fotolack "AZ 15nXT" liefert auf Anhieb zufriedenstellende Ergebnisse, wodurch mit Hilfe dieses Fotolackes nachfolgend der Herstellungsprozess optimiert werden kann (Kap. 3.1.1 - Kap. 3.1.3). Die aufgetragene Schichtdicke des Lackes ist eine Funktion der Rotationsgeschwindigkeit beim Aufschleudern dieses und ist in Abb. 3.6 (für eine Lackviskosität von $450\ \text{cps}$) dargestellt [127]. Bei einer Rotationsgeschwindigkeit von $2500\ \text{Umdrehungen/min}$ beispielsweise wird eine Lackdicke von etwa $8,5\ \mu\text{m}$ erreicht. Abb. 3.7 zeigt die Gleichmäßigkeit einer aufgeschleuderten Lackschicht auf einem runden Wafer in Abhängigkeit des Abstandes zum Substratrand hin. Es ist ein Randwalleffekt bei den verschiedenen Geschwindigkeiten zu erkennen. Nur bei einer Rotationsgeschwindigkeit von $2500\ \text{Umdrehungen/min}$ ist die Homogenität auch zum Rand des Substrates hin nahezu gleichmäßig. Um bei der Belichtung Effekte, bedingt durch einen unebenen Untergrund, zu vermeiden, muss dieser Randwall nach dem Lackauftragen entfernt werden. Der negative Lack benötigt weiter keine Rehydrierungs- und Wartezeiten zwischen dem Belichten und dem zweiten Backschritt, da beim Belichten kein Wasser verbraucht

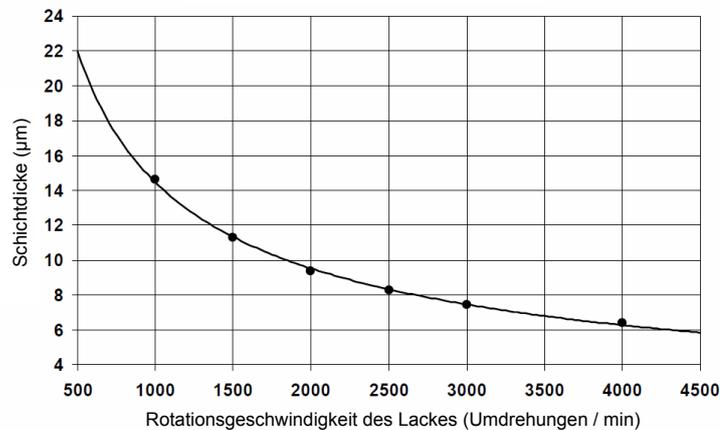


Abbildung 3.6: Erzielte Schichthöhe des Lackes mit einer Viskosität von 450 cps in Abhängigkeit der Rotationsgeschwindigkeit des Substrates nach einer Aufschleuderdauer von 30 s mit einer vorherigen Rotationsgeschwindigkeit von 500 Umdrehungen/min für 5 s zum gleichmäßigen Auftragen des Lackes [127]. Eine Geschwindigkeit von 2500 Umdrehungen/min beispielsweise ergibt eine Schichthöhe von 8,5 µm.

und auch keine Stickstoff produziert wird. Zuerst werden Testreihen durchgeführt, um die Prozessierbarkeit des Fotolackes zu untersuchen. Diese werden auf unbeschichteten 2 mm dicken ($2 \cdot 2$) Zoll² Borosilikat-Glas Substraten [128] durchgeführt. Anschließend werden die ermittelten Parameter auf mit Chrom beschichteten Substraten angewendet und mittels Betrachtung unter einem Elektronenstrahlmikroskop optimiert. Ein erneuter Optimierungsschritt ist notwendig, da die Metallschichten das ultraviolette Licht beim Belichten reflektieren und der Lack somit in den substratnahen Bereichen eine höhere Belichtungsdosis erfährt und sich somit die Prozessierungsparameter verändern. Anschließend werden die ermittelten Parameter für die mit Gold beschichteten 460 µm dicken drei Zoll Saphir Wafer² verwendet. Hier ist jedoch wiederum eine Anpassung der Parameter notwendig, da zusätzlich zur unterschiedlichen Dicke die Wärmeleitfähigkeiten mit 1,2 W/Km für das Borosilikatglas und 41,9 W/Km für Saphir unterschiedlich sind.

²Firma Siebert Consultin liefert Saphir Wafer in Reinraumqualität mit einer polierten Oberflächenrauigkeit um $r_{\text{rms}} = 2$ nm.

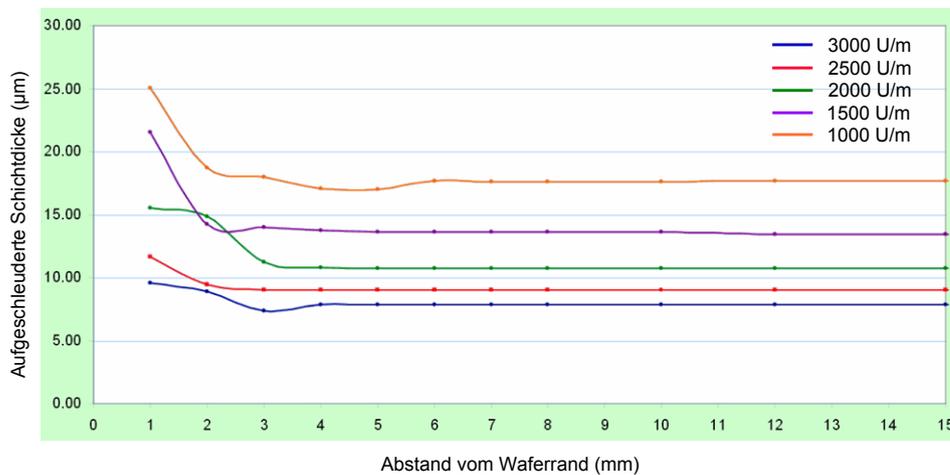


Abbildung 3.7: Gleichmäßigkeit einer aufgetragenen Schicht in Abhängigkeit vom Abstand zum Substratrand mit der Rotationsgeschwindigkeit als Parameter. Nur bei einer Geschwindigkeit von 2500 Umdrehungen/min wird eine homogene Schicht, jedoch mit einem ausgeprägten Randwall, erzielt [127]. Bei allen anderen Geschwindigkeiten ist eine Homogenität zum Rand hin nicht oder nur minder gegeben.

Reinigung des Substrats

Vor Nutzung der Substrate bzw. Wafer muss eine Reinigung durchgeführt werden (Kap. B.1.1). Es wird die Standardreinigung im Ultraschallbad mit Aceton (3 min) und Isopropanol (3 min) mit jeweiligem Abspülen mit demineralisiertem Wasser angewendet. Um die Lösungsmittelreste und das Wasser restlos vom gereinigten Substrat (bzw. Wafer) zu entfernen, wird dieses für 10 min in einen Ofen bei 180 °C gelegt. Eine anschließende Reinigung mit Sauerstoffplasma, um restliche organische Verbiindungen zu entfernen, ist von Vorteil, aber nicht notwendig, da mittels "Rückspütern" (Kap. B.1.2) der Wafer vor der Sputterdeposition zusätzlich gereinigt wird.

Sputter-Deposition

Nach den Reinigungsschritten kann die Sputter-Deposition von Chrom bzw. Gold auf die Substrate bzw. Wafer erfolgen. Es wird eine Radiofrequenz-Sputteranlage (Kap. B.1.2) genutzt, um die gewünschten Schichten auf die Substrate aufzudampfen. Erfahrungsgemäß eignen sich zum Austesten von Lacken Schichtdicken um etwa 50 nm³ (, was einer Prozesszeit von einer Minute mit vorherigem Rückspütern von 15 s entspricht). Gold als Edelmetall haftet auf Glas und Saphir nur minder. Zusätzlich stellt Gold auch einen schlechten Haftuntergrund dar, weshalb die Haftung des Fotolacks ggf. nicht optimal ist. Gold kann ohne Haftvermittler von der Oberfläche des Substrates ohne Lösungsmittel abgewischt bzw. abgetragen werden. Deshalb wird eine zusätzliche, einige Atomlagen dünne Chromschicht als Haftvermittler zwischen das Substrat und die Goldschicht aufgebracht. Hier kann bezüglich Prozessparameter ebenfalls auf Erfahrungswerte zurückgegriffen werden⁴, die die Haftung, Haltbarkeit und Homogenität einer Goldschicht mit 70-80 nm maximieren. Um sicherzugehen, dass die Haftung des Lackes auf Gold ebenfalls für die Galvanik ausreichend ist, wird bei einem weiteren Wafer eine zusätzliche Chromschicht auf das Gold aufgetragen und auf diese der Lack prozessiert. Die verschiedenen Prozesszeiten sind in Tab. 3.1 aufgelistet.

Lithographie

Dieser Abschnitt soll die Entwicklung bzw. den Optimierungsprozess der Lithographie präsentieren. Der Fotolack ist ein dynamische System, also müssen die Parameter jedes einzelnen Prozessschrittes im Gesamtprozess zueinander angepasst werden. Eine Änderung des Substratmaterials, der Substratdicke, der Lackdicke

³Mündliche Korrespondenz von Dipl. Phys.-Ing. D. Schäfer-Stephani, Leiter des Reinraums am Institut für Mikrosystemtechnologie, Prof. M. Böhm.

⁴Mündliche Korrespondenz von Dr.-Ing. H. Schäfer, Assistent am Lehrstuhl für Höchstfrequenztechnik und Quantenelektronik, Prof. P. Haring-Bolivar.

Prozessschritt	Zeit (s)	Prozess
1	15	Rückspütern zur Reinigung
2	20	Chrom als Haftvermittler
3	10	Rückspütern zur Verbesserung der Haftung auf Chrom
4	60 + 60	Gold
5	10	Rückspütern zur Verbesserung der Haftung auf Gold
6	10	Chrom

Tabelle 3.1: Prozessierungszeiten für die Wafer/Substrate in der Sputterkammer. Die Depositionsraten sind in der Sputteranlage etwa 0,8 nm/s. Nach einem Reinigen des Substrates/Wafers mit einem Rückspüternprozess erfolgt die Deposition einer dünnen Chromschicht als Haftvermittler zum Gold, welches auf etwa 70-80 nm aufgebracht wird. Es wird in dem Sputterprozess eine Pause eingelegt, um das Substrat zwischendurch abzukühlen. Optional wird noch eine dünne Chromschicht mit einem vorherigen Rückspütern zur Optimierung der Lackhaftung auf dem Gold aufgetragen (Prozessschritte: 5,6). Das Rückspütern beim Wechsel des zu sputternden Materials ist jeweils notwendig, da sich die unterschiedlichen Materialien in unterschiedlichen Kammern befinden und die Wafer/Substrate der Reinraumatmosferae ausgesetzt sind, wodurch diese beim Wechseln der Kammer mit Kleinstpartikeln kontaminiert werden können.

oder (der Reihenfolge) der Beschichtungen können die vorher als optimal bestimmten Parameter verändern. Bei der Prozessierung wird von den Vorgaben des Herstellers [127] ausgegangen und kleine Veränderungen zur Optimierung an die verwendeten Substrate und Sputterschichten vorgenommen.

- *Fotolack auf Glas*

Als erstes werden Testreihen auf Borosilikat-Glas-Substraten durchgeführt. Die Lackhöhe soll bei 8,5 μm liegen und wird durch eine zweistufige Rotationsgeschwindigkeit von 450 Umdrehungen/min für 5 s, um den Lack zu verteilen, und 2500 Umdrehungen/min für 45 s aufgeschleudert, um die gewollte Lackdicke zu erreichen. Die freien, zu wählbaren Parameter sind beim ersten Backschritt ("soft-bake", SB) die Backdauer und -temperatur, beim Belichten die Belichtungsdauer, also eine resultierende Lichtdosis ("exposure dose" ED) und beim zweiten, quervernetzenden Backschritt ("post-exposure-bake" PEB) die Dauer und Temperatur. Es wird ein erster Backschritt bei 110 °C durchgeführt zwischen zwei und vier Minuten, um den Lösemittelanteil prozentual zu reduzieren. Die Belichtungsdosis in der für den Lack empfindlichen i-Linie beträgt 3,43 mW/cm² (Kap. B.1.3). Die Dosis wird zwischen 25 s ($\approx 85 \text{ mJ/cm}^2$) und 40 s ($\approx 140 \text{ mJ/cm}^2$) variiert. Bei einer falsch gewählten Dosis können die in Abb. B.7 präsentierten Strukturfehler auftreten. Die Entwicklungszeit ist kein frei wählbarer Parameter und muss an die

jeweilige Belichtungs-dosis angepasst werden. Hier wird nach jeder Minute die Entwicklung in einem Wasserbad gestoppt und die Lackstruktur nach Abblasen des Wassers mit Stickstoff unter einem optische Mikroskop untersucht bezüglich noch vorhandener Lackreste zwischen den Strukturen, der Formtreue und der Kantenteilheit des Lackes. Die Parameter des PEB werden vorerst auf 120 °C bei einer Minute konstant gehalten.

Tab. 3.2 stellt die Parameter und Ergebnisse der aus sechs Proben bestehenden Testreihe dar. Abb. 3.8 präsentiert die Auswertung der Lithographie mittels optischen Mikroskop repräsentativ für Probe 3. Auf dem linken, oberen Bild ist die Lackstruktur nach einer Entwicklungsdauer von 2 min dargestellt. Man erkennt mit einer 50-fachen Vergrößerung (oben rechts) an der großflächigen Struktur eine nicht vollständig entwickelte Kante, was auf eine zu kurze Entwicklungszeit hindeutet. Die unteren Teilbilder von Abb. 3.8 stellen die Struktur nach 3 Minuten Entwicklungszeit dar. Das linke Bild zeigt die Fokussierung auf die Substratoberfläche, das rechte Bild ist auf die obere Kante des Lackes fokussiert. Die Chipstruktur ist hier vollständig und gut entwickelt. Es zeigt sich, dass die erste Variation der Parameter vergleichbar gute Ergebnisse bzgl. der Formtreue, der Strukturierung und der Kantenteilheit liefert. Eine Variation der Parameter des PEB scheint nicht notwendig. Ein eher kürzerer erster Backschritt (Proben 3,4) erscheint von Vorteil, da bei einem längeren Backschritt der Lösungsmittelanteil stärker reduziert wird und sich später Risse in der Struktur bilden können (Proben 5,6). Bei einer zu kurzen Belichtungs-dosis werden die unteren Lackschichten zu stark abgetragen, weil diese durch eine niedrigere Lichtleistung in den unteren Lackschichten weniger quervernetzt sind. Es bildet sich ein Unterschnitt im Lackprofil aus. Die Entwicklungszeit ist an die jeweilige Belichtungs-dosis anzupassen. Bei einer zu kurzen Entwicklung existieren nicht abgetragene Lackreste auf dem Substrat.

Bisher ist zu den gewählten Parametern des ersten Backschritts und Belichtungs-dosis lediglich nur die Entwicklungszeit unter einem optischen Mikroskop angepasst, um den Prozess zu optimieren. Um tatsächlich eine Aussage treffen zu können, wie gut die prozessierten Strukturen sind, müssen diese unter einem Elektronenstrahlmikroskop, wie dem "Focussed-Ion-Beam Imaging" (kurz: FIB) Mikroskop⁵ untersucht werden. Um Aufladungen im Lack und auf dem Substrat aufgrund des abbildenden Elektronenstrahls zu vermeiden, muss das Glassubstrat und die lithographierte Struktur mit einer leitenden Chrom-Schicht versehen werden, was nachfolgend diskutiert wird.

- *Fotolack auf mit Chrom besputterten Glassubstraten*

Aus der ersten Testreihe werden die Proben mit den erfolgversprechendsten Ergebnissen ausgewählt und ihren Parametern entsprechend auf mit Chrom besput-

⁵Fa. FEI, "V400ACE Focused Ion Beam".

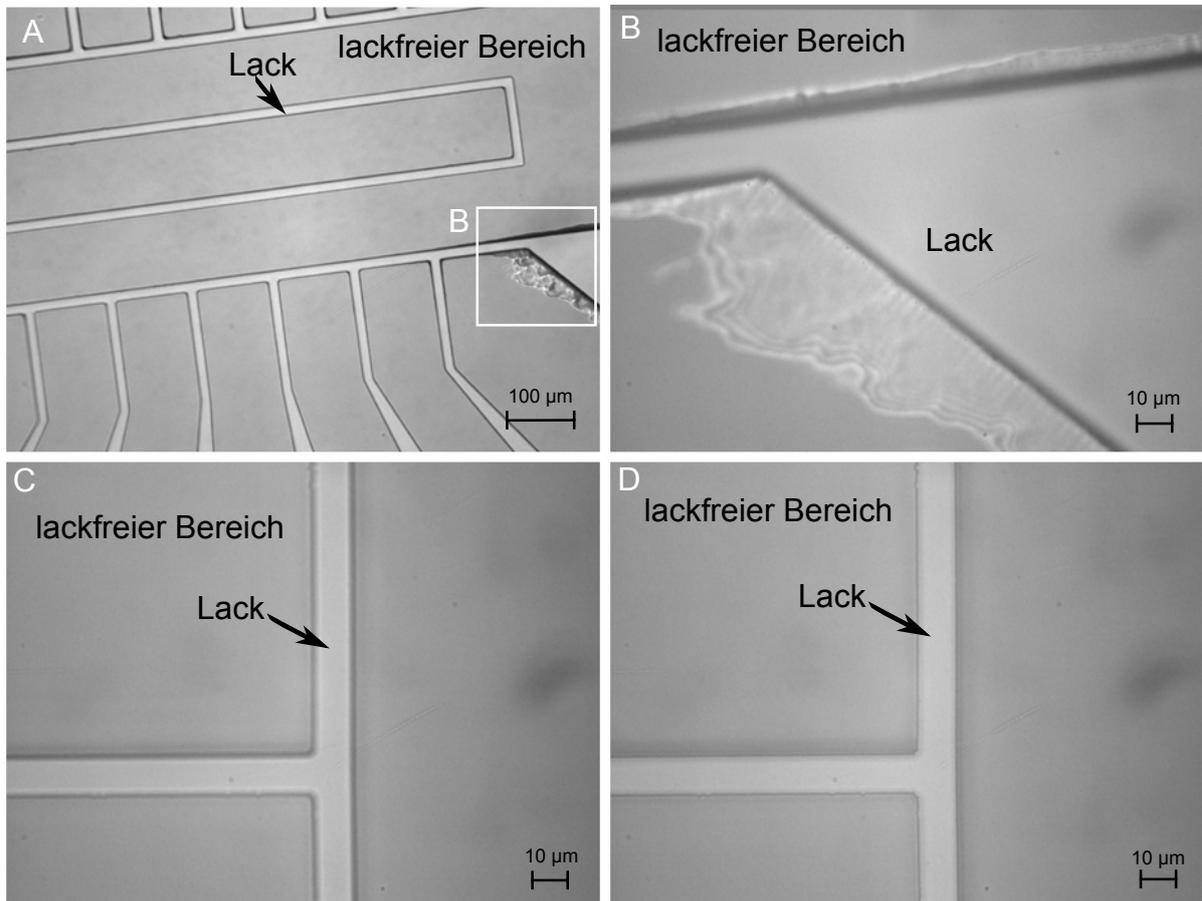


Abbildung 3.8: Auswertung der Probe 3 mittels eines optischen Mikroskops. Auf dem linken, oberen Bild ist die Lackstruktur nach einer Entwicklungsdauer von 2 min dargestellt. Man erkennt in der 50-fachen Vergrößerung (oben rechts), dass die großflächige Struktur eine nicht vollständig entwickelte Kante besitzt, was auf eine zu kurze Entwicklungszeit hindeutet. Die unteren Teilbilder stellen die Struktur nach 3 min Entwicklungszeit dar. Das linke Bild zeigt die Fokussierung auf die untere Ebene der Struktur, das rechte Bild ist auf die obere Kante fokussiert. Man erkennt eine gut strukturierte und formtreue Lackschicht mit einer Breite von 10 µm.

Nr.	SB	ED	PEB	Entw.	Kommentar
1	110°C, 3 min	30 s = 102,9 mJ/cm ²	120°C, 1 min	4 min	Struktur gut
2	110°C, 3 min	40 s = 137,2 mJ/cm ²	120°C, 1 min	6 min	Überbelichtet
3	110°C, 2 min	25 s = 85,8 mJ/cm ²	120°C, 1 min	3 min	Struktur gut
4	110°C, 2 min	30 s = 102,9 mJ/cm ²	120°C, 1 min	4 min	Struktur gut
5	110°C, 4 min	40 s = 137,2 mJ/cm ²	120°C, 1 min	6 min	Risse in Struktur
6	110°C, 4 min	25 s = 85,8 mJ/cm ²	120°C, 1 min	3 min	geringe Risse in Struktur

Tabelle 3.2: Prozessierte Testreihe auf unbeschichteten Borosilikat Glassubstraten untersucht mit einem optischen Mikroskop. Es wird die Dauer des ersten Backschritts (SB) bei einer konstanten Temperatur um 100 °C und die Belichtungs-dosis (ED) variiert. Nach einem zweiten Backschritt (PEB) bei 120 °C für 1 min wird die Entwicklung des Lackes durchgeführt, dessen Prozesszeit an die variierte Belichtung angepasst wird.

Probe	SB	ED	PEB	Entw.	HB	Kommentar
A(6)	110°C, 4 min	25 s = 85,8 mJ/cm ²	120°C, 1 min	3 min	120°C, 90 s	Risse
B(3)	110°C, 2 min	25 s = 85,8 mJ/cm ²	120°C, 1 min	3-4 min	120°C, 90 s	Struktur gut
C(4)	110°C, 2 min	30 s = 102,9 mJ/cm ²	120°C, 1 min	4 min	120°C, 90 s	Struktur gut
D(4)	110°C, 2 min	30 s = 102,9 mJ/cm ²	120°C, 1 min	4 min	keine HB	Struktur gut

Tabelle 3.3: Zweite Testreihe auf mit Chrom besputterten Glassubstraten. Die Proben der ersten Testreihe auf unbeschichteten Glassubstraten, die unter dem optischen Mikroskop gute Strukturen beinhalten werden nun erneut auf einem chrombesputterten Glassubstrat prozessiert. Zusätzlich wird ein dritter Backschritt durchgeführt, der Hardbake, um die Adhäsion des Lackes auf die Chromschicht zu erhöhen. Untersucht werden die Proben unter dem FIB-Mikroskop und sind in Abb. 3.9 präsentiert.

terten Glassubstraten prozessiert (siehe Tab. 3.3 mit B = Probe 3, C = Probe 4 und A = Probe 6). Zusätzlich wird hier ein dritter lackhärtender Backschritt ("hard-bake", kurz HB) vorgenommen, um die Haftung des Lackes auf dem Chrom zu verbessern. Eine vierte Probe D, mit den Prozessierungsparameter von Probe C, wird ohne zusätzlichen Backschritt als Vergleich untersucht. Tab. 3.3 stellt die Prozessparameter der Proben dar. Die hinzugekommene, dünne Chromschicht auf dem Glas ändert die ermittelten Prozessparameter kaum. Durch die Reflektion des Lichtes an der Chromoberfläche (Reflektivität $\approx 50\%$ bei 365 nm) wird die Lichtleistung in der substratnahen Lackschicht minimal erhöht, wodurch etwas länger entwickelt werden muss. Dafür sollte sich die Kantensteilheit erhöhen.

Abb. 3.9 präsentiert die Analyse der Lackstrukturen unter dem FIB-Mikroskop. In die jeweils zu untersuchende Struktur kann mit dem Gallium Ionenstrahl des FIB-Mikroskops ein Teil vom Lack abgetragen werden (Abb. 3.9 oben links). Somit kann in die Struktur unter einem Winkel von 52° zur Chipebene gesehen und diese direkt vermessen werden. Probe A weist nach der Lithographie Risse auf und wird somit nicht mehr für die Analyse in Betracht gezogen. Es wird auf den Proben eine Lackhöhe von etwa $8,7\ \mu\text{m}$ bestimmt, was mit den Herstellervorgaben übereinstimmt. Probe B (Abb. 3.9 oben rechts) und Probe C (Abb. 3.9 unten links) sind einseitig verkippt und verrundet, was mit dem zusätzlichen Backschritt zusammenhängt. Dieser verstärkt zwar die Haftung des Lackes auf dem Substrat, verändert aber auch die Form der lithographierten Struktur, wodurch dieser Schritt nachfolgend vermieden wird. Die prozessierten Flanken weisen allgemein eine Differenz von etwa $1\ \mu\text{m}$ zwischen Breite am Boden und Breite am oberen Drittel des Profils auf, was auf eine etwas zu geringe Belichtungs-dosis hinweist. Zusätzlich ist am oberen Ende des Profils ein sehr starker Anstieg der Breite festzustellen (Abb. 3.9 rechts unten). Dies hat Ursprung in einer nicht exakt aufliegenden Maske und resultiert somit in einem Abstand in der Kontaktbelichtung. Ursache dafür ist der bei den Teststrukturen auf den Glassubstraten nicht entfernte Randwall, der bei quadratischen Substraten einen noch stärkeren Effekt hat als bei runden Wafern. Hier ist die Notwendigkeit der Randwallentlackung zu sehen.

- *Fotolack auf mit Chrom und Gold bedampften Saphir-Wafer*

Anschließend wird der Lack auf zwei Saphir Wafern mit den Parametern von Probe D (siehe Tab. 3.3) prozessiert. Es wird auf den zwei Wafern mit jeweils unterschiedlichen Sputter-Prozessschichten lithographiert. Die Sputter-Schichtfolge, bestehend aus einer Chrom-Gold-Schicht auf dem Saphir, wird zusätzlich mit einer Chromschicht auf dem Gold bedampft, um die Haftung des lithographierten Fotolackes für den nachfolgenden Galvanikprozess zu erhöhen. Ein zweiter Wafer wird ohne diese zusätzliche Chrom-Bedampfung lithographiert, da bisher unbekannt ist, inwieweit die Lackhaftung auf Gold im Galvanikprozess gegeben ist.

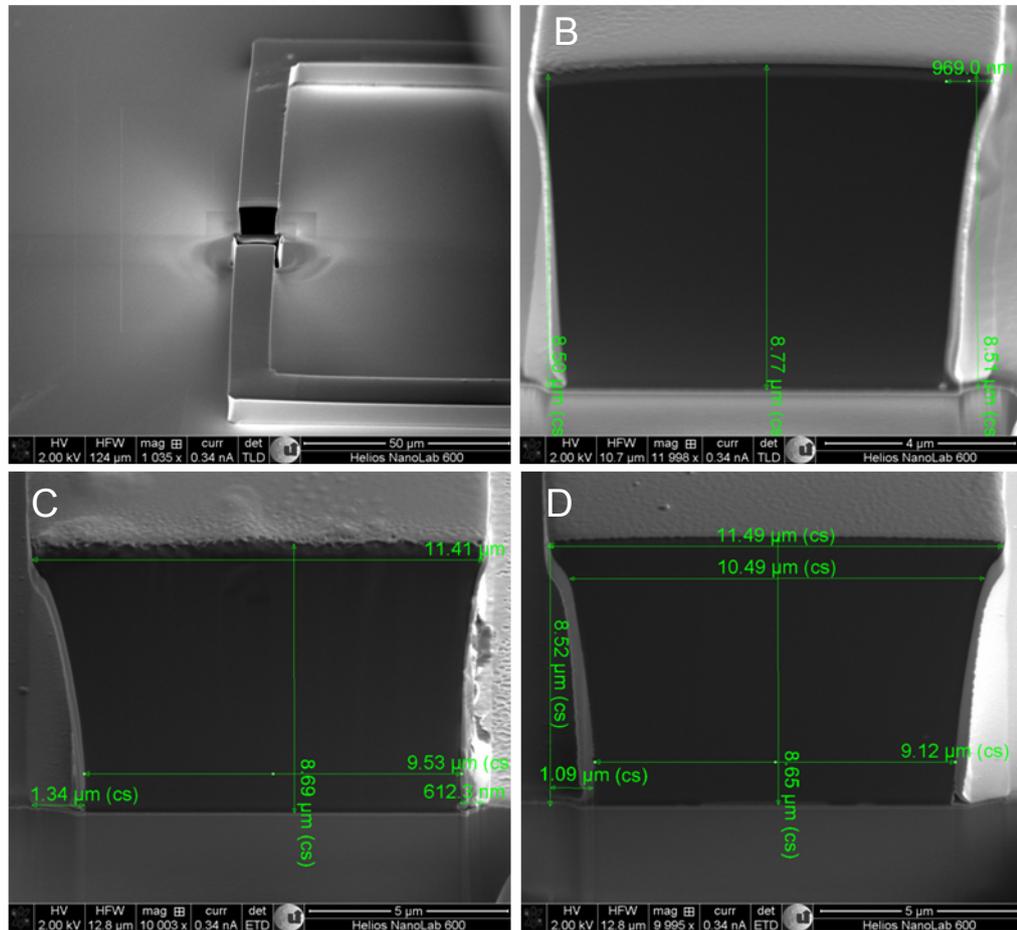


Abbildung 3.9: Analyse der lithographierten Struktur auf den mit Chrom besputterten Glassubstraten mit dem FIB-Mikroskop. Zur Analyse wird ein Teil des Lackes abgetragen (oben links) und nacheinander die Lackprofile der Proben vermessen. Eine Lackhöhe von etwa $8,7\ \mu\text{m}$ wird bestimmt. Probe B (oben rechts) und Probe C (unten links) sind einseitig verkippt bzw. abgerundet, was mit dem zusätzlichen Backschritt zusammenhängt. Die Flanken weisen eine Differenz von etwa $1\ \mu\text{m}$ zwischen Breite am Boden und Breite am oberen Ende auf, was auf eine minimal zu kleine Belichtungs-dosis hinweist. Zusätzlich dazu ist am oberen Ende des Profils ein sehr starker Anstieg der Breite festzustellen. Dies hat Ursprung in einer nicht exakt aufliegenden Maske. Eine Ursache dafür ist der vorher nicht entfernte Randwall, der bei quadratischen Substraten einen stärkeren Effekt hat als bei runden Wafern. Probe D ist ohne zusätzlichen Backschritt prozessiert und weist weder ein Verkippen, noch ein Verrunden auf.

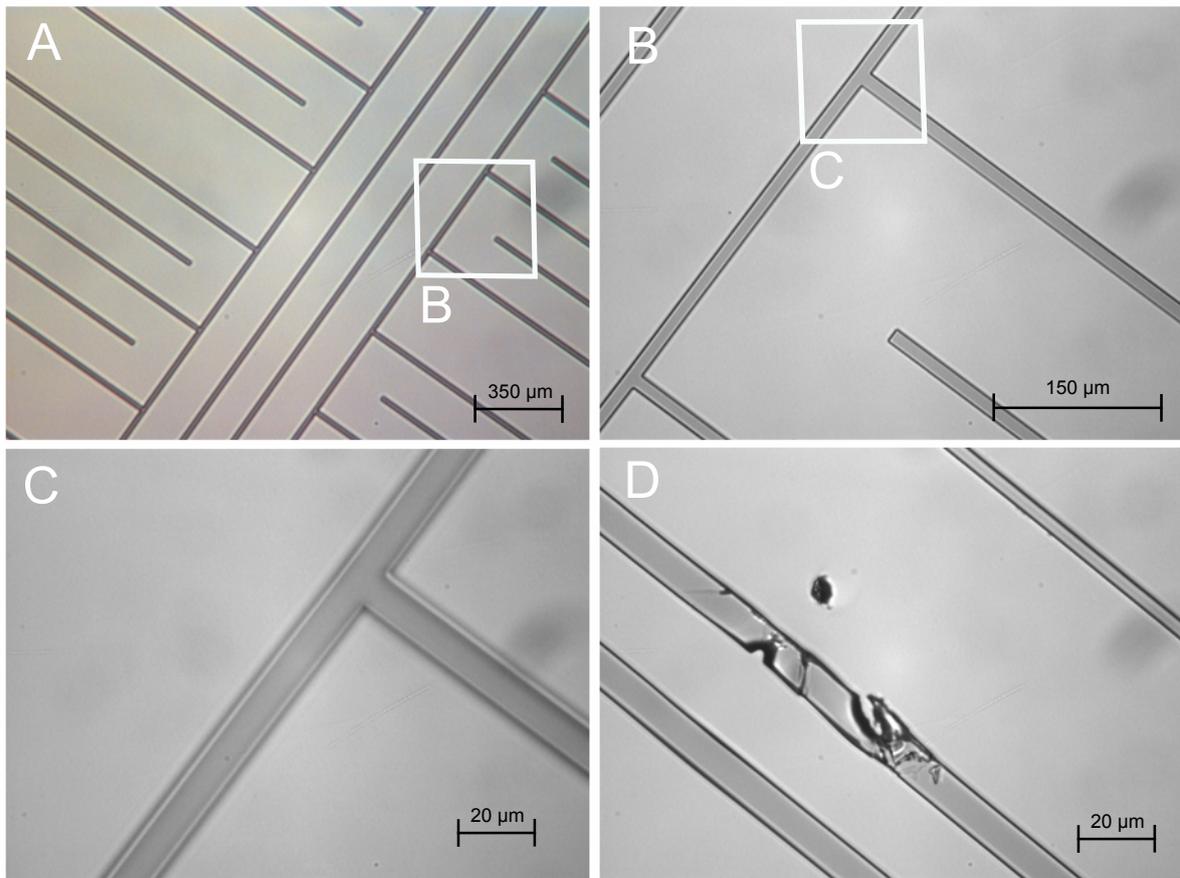


Abbildung 3.10: Optische Analyse eines prozessierten mit Chrom-Gold-Chrom besputterten Saphir-Wafers. A: Abbildung der lithographierten Struktur. B: Vergrößerung eines Ausschnitts des linken Bildes. C: Fokussierung auf die obere Lackkante. D: Auftretende Defektstellen im Lack durch Verunreinigungen im Lack.

Die Reflektion des ultravioletten Lichtes der i-Linie ist bei Gold mit etwa 35 % kleiner als bei Chrom. Deshalb wird die Belichtungs-dosis minimal erhöht ($t = 32 \text{ s} \rightarrow \approx 110 \text{ mJ/cm}^2$), um vergleichbare Dosen wie bei den Testprozessen zu haben. Zusätzlich wird eine Randwallentlackung mit Isopropanol direkt nach Auftragen des Lackes durchgeführt. Abb. 3.10 zeigt die Untersuchung des ersten, prozessierten Wafers unter einem optischen Mikroskop. Beim untersuchten Wafer existiert im Durchschnitt pro Chip eine Defektstelle in der Lackstruktur. Diese Defektstellen sind durch Dreckpartikel verursacht, die sich schon vor der Lithographie auf dem Wafer befunden haben oder der Lack mit diesem konterminiert war.

Die Analyse der Prozessierung unter dem FIB-Mikroskop liefert zufriedenstellende Ergebnisse (Abb. 3.11). Die gemessene Breite des Lackprofils (Abb. 3.11 B)

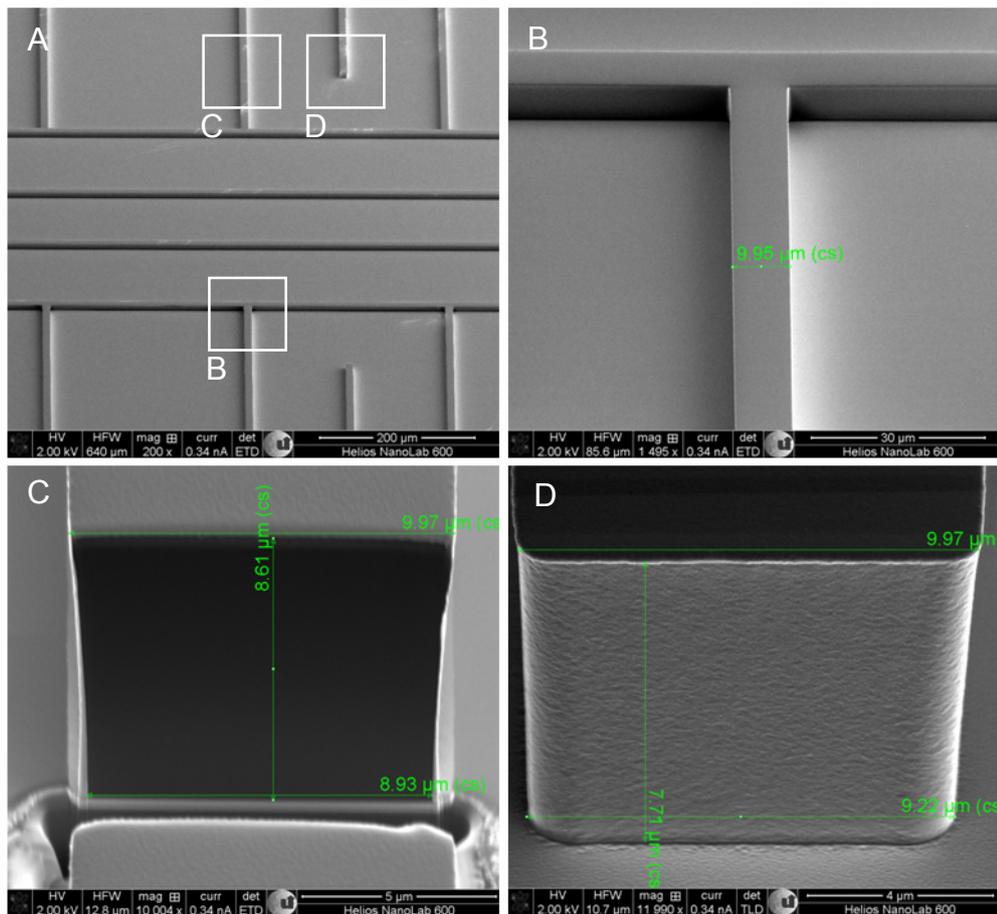


Abbildung 3.11: Analyse des mit Chrom-Gold-Chrom bedampften Wafers unter dem FIB-Mikroskop. A: Darstellung der Struktur. B: Messung der Profilbreite zu 10 μm, die der Breite der Maskenöffnung entspricht. C: Das Lackprofil weist beim Einschneiden dieses die starke Verbreiterung zum oberen Ende hin nicht mehr auf. Die Differenz von 1 μm zwischen unterer und oberer Kante ist nachweisbar gegeben, die Lackhöhe ist mit 8,6 μm die erwartete. D: Abbildung einer abgeschlossenen Struktur.

entspricht der Maskenöffnungsbreite von 10 μm . Die in den vorherigen Proben auftretende starke Lackverbreiterung zum oberen Ende des Profils hin tritt aufgrund einer vorher durchgeführten Randwallentlackung nicht mehr auf. Es existiert jedoch weiterhin eine Differenz von 1 μm (10 %) zwischen Breite des Profils am Boden und am oberen Ende. Da das obere Ende die korrekte Breite von 10 μm aufweist, deutet das auf eine etwas zu geringe Belichtungs-dosis hin, die in einer nächsten Prozessoptimierung erhöht werden muss, welche jedoch in einer erhöhten Lackentfernzzeit resultiert (Kap. 3.1.3).

3.1.2 Galvanik

Die im vorherigen Unterkapitel durchgeführte Lithographie liefert zufriedenstellende Ergebnisse. Daher wird der nächste Prozessschritt einer Goldgalvanik [123, 129], der die nötige Schichtdicke der Elektroden liefert, durchgeführt. Zuerst wird eine Auftragsarbeit⁶ vergeben, dessen Ergebnisse jedoch bzgl. der Rauheit um $r_{rms} = (114 \pm 3) \text{ nm}$ ⁷ mit einer Körnigkeit des Goldes um 0,5 μm nicht zufriedenstellen sind (Abb. 3.12). Darüberhinaus ist die Haftung der Goldschicht auf dem Substrat nicht zufriedenstellend, da dass galvanisierte Gold in einem mit Aceton gefüllten Ultraschallbad partiell entfernt werden kann. Somit wird basierend auf den in [130] präsentierten Ergebnissen im Rahmen einer Masterarbeit [131] eine Goldgalvanik in einem speziell konstruierten Reinraum am Lehrstuhl für Quantenoptik aufgebaut. Das Prinzip einer Galvanik wird in den Anhängen diskutiert (B.1.3).

Aufbau einer Gold Galvanik

Um die benötigte Menge des Goldbades zu reduzieren und mit gleicher Anzahl lithographierter Wafer mehrere Testvorgänge betreiben zu können, werden die runden Wafer mittels Wafer-Dicing in Viertel-Wafer geschnitten. In [130] werden mehrere Galvanik-Lösungen ausprobiert und optimiert. Auf der Grundlage der Arbeit wird ein Bad ausgewählt und die benutzten Parameter als eine Grundlage für zusätzliche Optimierungsschritte verwendet. Als Galvanikbad wird die Elektrolytlösung "Gold-SF" (Fa. MetaKem) verwendet [124]. Dieses ist ein nahezu pH neutrales (pH = 7,5) sulfidisches und chlorfreies Goldbad, basierend auf Ammoniumgold(I)-sulfid ($[(\text{NH}_4)_3\text{Au}(\text{SO}_3)_2]$). Es ist hochrein und deshalb auch vollständig unter Licht-einwirkung stabil. In einem Liter Elektrolytlösung sind 15 g Gold gelöst. Es können Schichten bis zu 100 μm mit einer Reinheit von 99,99 % erreicht werden [124]. Die zu optimierenden Prozessparameter sind die Temperatur des Goldbades und die Stromdichte. Die Betriebszeit der Galvanik bestimmt die Dicke des galvanisierten

⁶Institut Bessy/AZM - Anwenderzentrum für Mikrotechnik in Berlin.

⁷bzgl. Messungen der Rauheit siehe Kap 3.1.4.

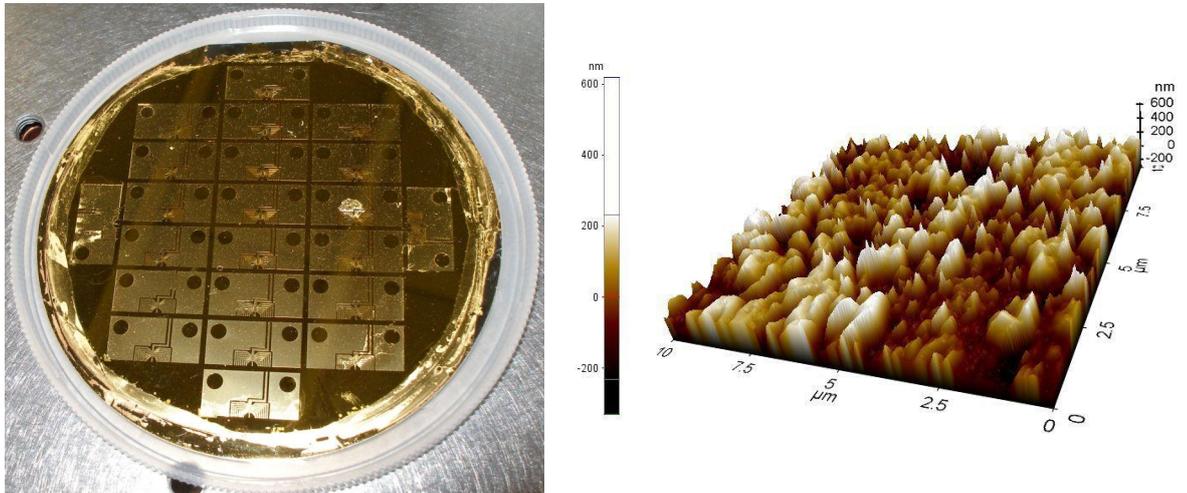


Abbildung 3.12: Durchgeführte Galvanik eines Wafers als Lohnarbeit am Institut Besy/AZM - Anwenderzentrum für Mikrotechnik in Berlin. Links: Saphir-Wafer mit einer Galvanisierung von Gold auf 10 µm. Rechts: Untersuchung der Rauheit der galvanisierten Schicht mit einem ermittelten Wert von $r_{rms} = (114 \pm 3)$ nm.

Goldes. Die verwendete Stromdichte bestimmt die Körnigkeit und Rauheit der aufgewachsenen Goldschicht. Vom Hersteller wird eine Stromdichte von 1 mA/cm² bis 20 mA/cm² empfohlen. Die Abscheidungsrate beträgt 3,8 µm/h (bei einer verwendeten Stromdichte von 1 mA/cm²). Die mit Gold zu galvanisierende Fläche A_{galv} eines Viertelwafers wird zu $A_{galv} = 9,7$ cm² berechnet.

Ausgehend vom ersten Faradayschen Gesetz [132], dass die durch einen elektrischen Strom chemisch abgeschiedene Stoffmenge $n = M_{mol}/m$ proportional zur elektrischen Ladung $Q = n \cdot z \cdot F$ (mit der Oxidationszahl z) ist, lässt sich mit $Q = I \cdot t$ nach der Prozesszeit

$$t = \frac{m \cdot z \cdot F}{M_{molar} \cdot I} \quad (3.1)$$

umstellen; hierbei ist $M_{mol} = 196,98$ g/mol [132] die molare Masse des umgesetzten Stoffes. Mit der Masse des galvanisierten Goldes $m = \rho \cdot A_{galv}$ und dem Strom $I = j \cdot A_{galv}$ lässt sich die Prozesszeit für eine Golddicke h zu

$$t = \frac{\rho \cdot z \cdot F}{M_{molar} \cdot j} \cdot h \quad (3.2)$$

aufstellen. Mit der bekannten Massendichte $\rho_{Au} = 19,32$ g/cm³ von Gold [132] lässt sich die Prozesszeit für die gewünschte Höhe h berechnen. Tab. 3.4 zeigt eine Variation der Stromdichte und die nötigen Prozesszeiten, um eine Schichthöhe von

Stromdichte (mA/cm ²)	Strom (mA)	Prozessdauer (min)
0,5	4,85	252
1,0	9,70	126
1,5	14,55	84
2,0	19,40	63
2,5	24,25	50,5
3,0	29,10	42

Tabelle 3.4: Entsprechend der zur galvanisierenden Fläche eines Viertelwafers von $A_{\text{galv}} = 9,7 \text{ cm}^2$ ist für eine gegebene Stromdichte die Stromamplitude und Prozessdauer für eine resultierende Golddicke von $8 \text{ }\mu\text{m}$ dargestellt.

$h = 8 \text{ }\mu\text{m}$ zu galvanisieren. Diese Höhe wird gewählt, um unter der lithographierten Schichtdicke von $8,5 \text{ }\mu\text{m}$ zu bleiben, die als ideal bzgl. Schichthomogenität gilt [127]. Abgeschätzt können mit dem Goldbad bis zu 16 Viertelwafer auf eine Höhe von $8 \text{ }\mu\text{m}$ galvanisiert werden, jedoch reduzieren Verunreinigungen des Elektrolyt-Bades während des Herstellungsprozesses diese Ausbeute. Zusätzlich dazu beträgt die Lebensdauer einer solchen Elektrolyt-Lösung etwa 2 Jahre [124].

Speziell für die Galvanik wird eine Reinraumzelle an unserem Institut geschaffen, die in die Reinraumklasse 5 bis 6 einzuordnen ist, was einer Nasszelle in einem Reinraum entspricht [133]. Erreicht wird diese Klasse mittels einer laminaren Flowbox, die sich einer Kombination zweier Filter, eines Grobstaubfilters (G4) und eines "HEPA"-Schwebstofffilters ("High Efficiency Particulate Air-Filter") der Klasse H13 bedient [131]. In der saubereren, laminaren Luftströmung wird die Galvanik aufgebaut (Abb. 3.13). Ein Liter der Elektrolyt-Lösung wird in einen Behälter ($15 \cdot 15 \cdot 18,1 \text{ cm}^3$ mit Füllvolumen $2,6 \text{ l}$ aus Polypropylen (PP) gefüllt. Dieser befindet sich in einem mit einem Magnetrührer [134] auf $(57 \pm 1) \text{ }^\circ\text{C}$ temperaturkontrollierten Wasserbad. Eine permanente planinierte Titanstreckmetallanode (Breite 100 mm , Höhe 65 mm) wird in die Elektrolyt-Lösung komplett getaucht und ist mit zwei Platin Laschen (Länge 100 mm , Breite 20 mm) verbunden, die aus der Lösung reichen und die elektrische Verbindung gewährleisten. Darüberhinaus können diese am PP-Behälter fixiert werden. Der zu galvanisierende Wafer wird in Viertelwafer geschnitten, damit ein Viertel während des Prozesses dauerhaft in der 1 l Elektrolyt-Lösung getaucht ist. Mittels Polymethylmethacrylat-Schrauben (PVC) wird der Viertelwafer an einen Halter, ebenfalls aus PVC, befestigt und in die Lösung getaucht. Der Halter ist mit einem Motor verbunden, der den Wafer mit einer Geschwindigkeit von $40 \text{ Umdrehungen/min}$ in der Lösung umherrührt. Der Viertelwafer wird parallel zur Anode ausgerichtet und an eine externe Stromquelle angeschlossen. Diese ist eine speziell für diesen Prozess entwickelte Stromquelle [131], die mit einer Genauigkeit von $0,01 \text{ mA}$ eingestellt werden kann mit einer

gemessenen Stabilität von $dI/I = (3,49 \pm 0,05) \cdot 10^{-3}$ bei 10 mA, die eine Faktor 10 bessere Stabilität gegenüber handelsüblichen Stromquellen (ELV, "PPS 5330" mit $dI/I = (5,08 \pm 0,07) \cdot 10^{-2}$ [131, 135]) aufweist.

Durchführung der Galvanik

Vor der Galvanik muss der mit der zusätzlichen Chromschicht besputterte Wafer von dieser zwischen den Lackstrukturen wieder befreit werden, da das galvanisierte Gold nicht auf Chrom haftet. Dies passiert mit einem Chromätzschritt (siehe Kap. 3.1.3). Hier tritt ein Problem auf: zwar ist diese zusätzliche Haftschiicht mit etwa 10 nm sehr dünn, aber die lithographierte Lackstruktur verschattet die zu ätzenden Flächen. Es muss eine 10-mal so lange Ätzzeit verwendet werden, wie für unverschattete Flächen gleicher Dicke. Die lithographierte Lackstruktur weist nur eine Breite von 10 μm auf. Es kommt zu partiellem Unterätzen der Lackstruktur und sogar zu einem stellenweisen Abheben der Lackschicht. Ist diese zusätzliche Chromschicht notwendig, so können aufgrund des Unterätzens nach der Galvanik nur vereinzelt Chips eines prozessierten Wafer verwendet werden, da die Ausfallrate hoch wird. Unmittelbar vor der Galvanik werden die Viertelwafer mit Aceton im Ultraschallbad gereinigt und anschließend mit Isopropanol⁸ und demineralisiertem Wasser abgespült. Es wird jeweils ein Viertel der mit unterscheidlichen Schichten besputterten Wafer mit einer Stromdichte von 1 mA/cm² in einer Prozesszeit von 125 min auf 8 μm galvanisiert. Die Temperatur des Goldbades wird auf $(57 \pm 1) ^\circ\text{C}$ geregelt, der pH-Wert auf 7,5 kontrolliert und die jeweiligen Viertelwafer mit 40 Umdrehungen/min im Bad bewegt, um die Auswirkung stationärer Strudel, die zu Rührschatten führen können, zu minimieren. Weiter wird der Magnetrührer auf 100 Umdrehungen/min eingestellt, um mit dieser erzwungenen Konvektion die Nernstsche Diffusionsschicht an den Elektrode zu reduzieren und die Goldabscheidung zu homogenisieren. Das Bad wird offen betrieben, deshalb verdampft Ammoniak in die Luft, wodurch der pH-Wert während des Prozesses abnimmt ($\approx -0,2/\text{h}$). Mit Zugabe einer 25% Ammoniaklösung und destilliertem Wasser kann der pH-Wert nach der Galvanik reguliert werden.

Analyse der galvanisierten Goldschicht

Nach dem Galvanikprozess muss der Lack in den Goldzwischenräumen entfernt werden, um die Wafer unter einem Elektronenstrahlmikroskop analysieren zu können. Abb. 3.14 (mit zusätzlicher Chromschicht) und Abb. 3.15 (ohne zusätzliche Chromschicht) zeigen die galvanisierten Wafer unter dem FIB-Mikroskop. Eine Schichthöhe von 9,5 μm wird prozessiert. An den Seiten des aufgewachsenen Goldes hat sich eine Wulst und an den Ecken Blasen ausgebildet, was darauf hindeutet,

⁸Ethanol ist nicht geeignet, da dieses im Ultraschallbad die Goldschicht ablöst.

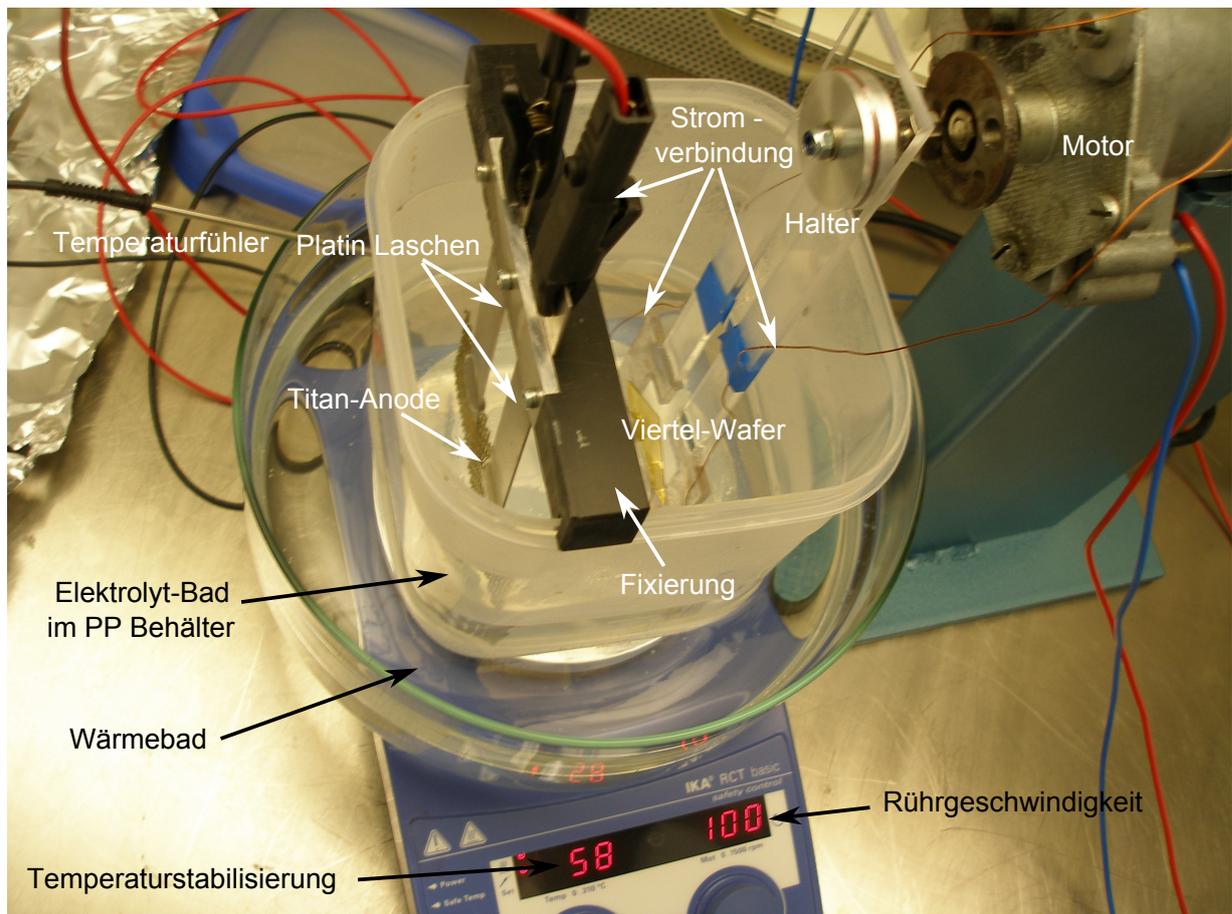


Abbildung 3.13: Fotografie des experimentellen, offen betriebenen Aufbaus der Gold-Galvanik [131]. In ein Gefäß aus Polypropylen (PP) wird das Elektrolyt-Bad gefüllt, welches sich in einem geregelten Wärmebad befindet. In die Lösung werden die permanente Titan-Anode und der zu galvanisierende Viertelwafer getaucht. Letzterer wird von einem Motor bewegt, um Rührschatten zu reduzieren. Weiter wird das Elektrolyt mittels Magnetrührer vermischt, um die Homogenität der galvanisierten Schicht zu erhöhen.

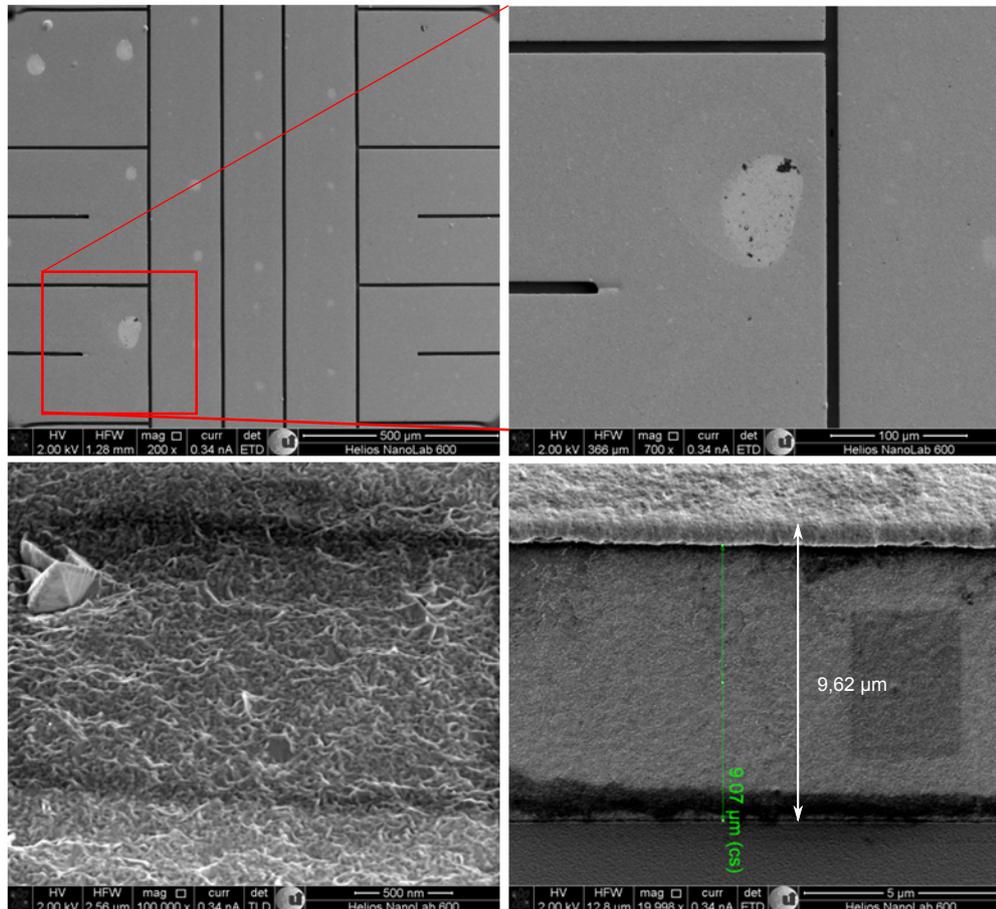


Abbildung 3.14: Analyse der galvanisierten Goldstruktur bei einer Galvanik, wo die strukturdefinierende Lackschicht auf einer zusätzlichen Chromschicht auf dem Gold prozessiert wird. Die Bilder sind mit einem Elektronenstrahlmikroskop aufgenommen. Oben links: Aufsicht auf die Goldstruktur. (Die weißen Stellen sind eingetrocknete Reste vom Lackentferner.) Oben rechts: Vergrößerung der Struktur. Unten links: Oberflächenrauheit ist abgeschätzt unter 50 nm. Unten rechts: Die erreichte Goldhöhe in diesem Bild liegt bei 9,6 μm, es hat sich eine Randwulst ausgebildet, da die galvanisierte Schicht höher als die gerechneten 8 μm ist und die Goldschicht über die 8,5 μm des Lackes geht.

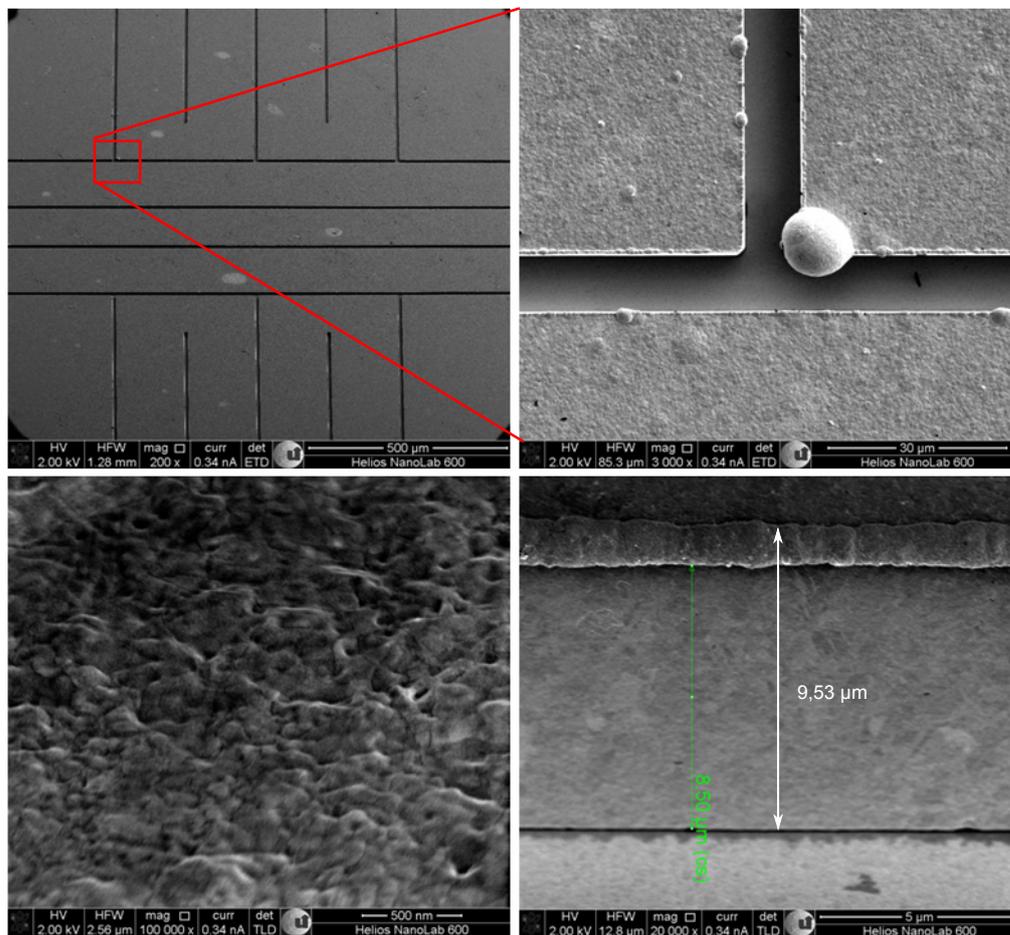


Abbildung 3.15: Analyse der galvanisierten Goldstruktur bei einer Galvanik, wo die strukturdefinierende Lackschicht direkt auf Gold prozessiert wird unter dem FIB-Mikroskop. Oben links: Aufsicht auf die Goldstruktur, wobei die weißen Stellen Reste von getrocknetem Lösemittel herkommen. Oben rechts: Vergrößerung der Struktur, wo Blasen am Rand zu erkennen sind, die jedoch mit dem Ionenstrahl entfernt werden können. Unten links: Die Oberflächenrauheit kann auf unter 50 nm abgeschätzt werden. Unten rechts: Die erreichte Goldhöhe in dieser Abbildung liegt bei 9,5 μm, es hat sich eine Randwulst ausgebildet, da die galvanisierte Schicht höher als die gerechneten 8 μm ist.

Chip	j (mA/cm ²)	h (μm)	r_{rms} (nm)
1	2,0	7,5	20 ± 2
2	5,0	6	35 ± 2
3	5,0	8,5	50 ± 3
4	0,5	4	120 ± 4

Tabelle 3.5: Gemessene quadratische Rauheit in nm ("root-mean-square") für verschiedene Stromdichten j und der Stromdichte entsprechenden Golddicken h . Die Rauheiten sind an verschiedenen Positionen der Chips vermessen. Eine Stromdichte um 2,0 mA/cm² ergibt eine Rauheit von $r_{rms} = (20 \pm 2)$ nm und die resultieren Rauheiten steigen mit der prozessierten Golddicke an.

dass ungewollt Gold auf eine Höhe über die des Lackes von 8,5 μm gewachsen ist. Die Oberflächenrauheit kann auf unter 50 nm abgeschätzt werden (Abb. 3.14 und 3.15 unten rechts). Eine Körnigkeit des Goldes ist nicht zu erkennen. Man erkennt, dass die zusätzliche Chrombeschichtung nicht notwendig ist, da beide Viertelwafer gleiche Ergebnisse liefern.

Zur Optimierung des Prozesses werden weitere Viertelwafer mit unterschiedlichen Stromdichten galvanisiert und unter dem FIB-Mikroskop die jeweiligen erreichten Schichthöhen von mehreren Chips an unterschiedlichen Positionen vermessen. Abb. 3.16 präsentiert die gemessenen Werte und die, mit den Parametern der Stromdichte und Goldfläche eines Chips, errechneten Sollhöhen. Die galvanisierte Schicht ist homogen und variiert innerhalb eines Viertelwafers in einem Bereich kleiner als 0,1 μm [131]. Bei verschiedenen Vierteln sind Variation bis 0,5 μm trotz identischer Parameter detektiert, da in jedem unterschiedlichen Galvanikprozess der pH-Wert und die Temperatur der Lösung geringere Abweichungen ausweisen. Auch ist die zu galvanisierende Fläche aufgrund Lackfehler minimal unterschiedlich. Die gemessenen Dicken sind höher als die Erwarteten, was auf einen systematischen Fehler hindeutet. Die zu galvanisierende Fläche eines Viertelwafers wird auf $A_{galv} = 9,7$ cm² abgeschätzt. Mit den gemessenen, galvanisierten Schichtdicken kann die verwendete Stromdichte von beispielsweise 1,0 mA/cm² zu $j_{kor} = 1,096$ mA/cm² bestimmt werden und somit die Fläche eines Chips von 9,7 cm² auf $A_{galv}^{kor} = (8,85 \pm 0,01)$ cm² korrigiert werden [131].

Nachfolgend werden die Rauheiten der galvanisierten Wafer mit einem Rasterkraftmikroskop⁹ bei einer Variation der Stromdichten bestimmt. Tab. 3.5 stellt gemessene Rauigkeiten der Chips bestimmt an verschiedenen Positionen der jeweiligen Chips dar. Eine Stromdichte um 2,0 mA/cm² resultiert in einer gemessenen Rauheit von $r_{rms} = (20 \pm 2)$ nm. Mit Erhöhung der Golddicke erhöht sich auch deren Rauheit. Abb. 3.17 präsentiert das mit dem Mikroskop gemessene Höhenprofil

⁹AFM - PSIA, "XE-100", Lehrstuhl für Oberflächen- und Werkstofftechnologie, Prof. X.Jiang.

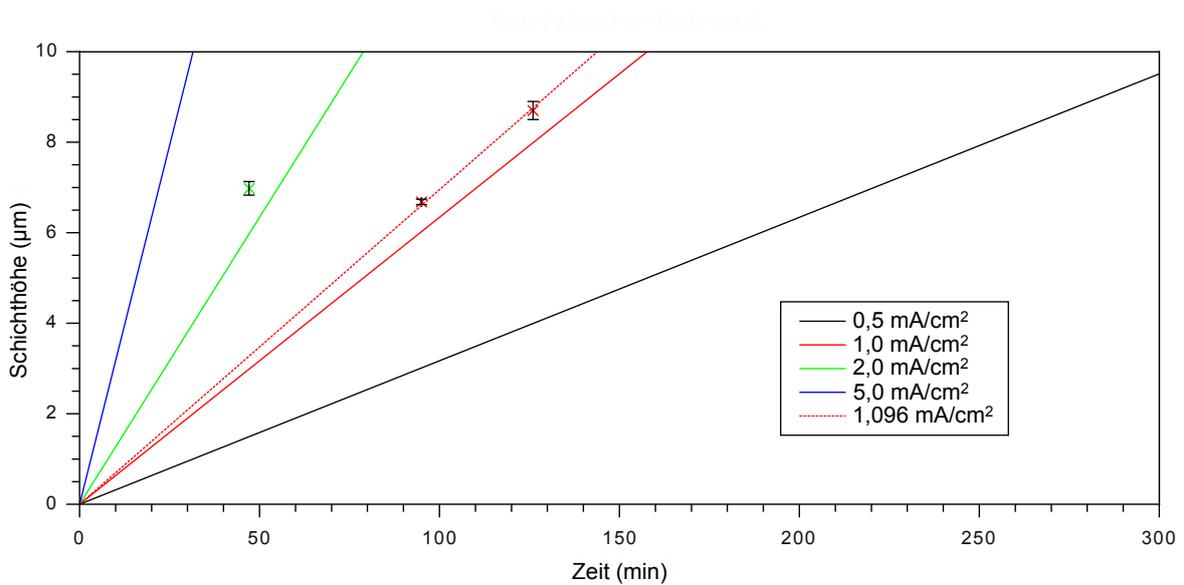


Abbildung 3.16: Mit dem FIB-Mikroskop vermessene Höhen der galvanisierten Goldschicht präsentiert zusammen mit den errechneten Höhen bei verschiedenen Stromdichten [131]. Der dargestellte Fehler ist berechnet an verschiedenen Messpositionen von bis zu vier unterschiedlichen galvanisierten Viertelwafern pro dargestelltem Punkt. Die Schichtdicke eines einzelnen Viertelwafers ist homogen und variiert maximal um $0,1 \mu\text{m}$ [131]. Der Unterschied zwischen verschiedenen Wafern beträgt maximal $0,5 \mu\text{m}$. Die Ursache hierfür liegt in einer Änderung der vorherrschenden Temperatur, des pH-Wertes und des Füllstandes der Elektrolyt-Lösung bei einem jeweiligen Galvanikprozess. Allgemein sind höhere Schichtdicke gemessen, als erwartet wurde, was auf eine falsch errechnete zu galvanisierende Fläche hindeutet. Es kann für beispielsweise $1,0 \text{ mA/cm}^2$ eine korrigierte Stromdichte von $j_{\text{kor}} = 1,096 \text{ mA/cm}^2$ angegeben werden und somit eine korrigierte Fläche der Chips von $A_{\text{galv}}^{\text{kor}} = (8,85 \pm 0,01) \text{ cm}^2$. Der Fehler in der Prozesszeit ist bedingt durch das unterschiedlich schnelle manuelle Hoch- und Runterschalten der Stromamplitude und kann auf maximal 10 s diskutiert werden.

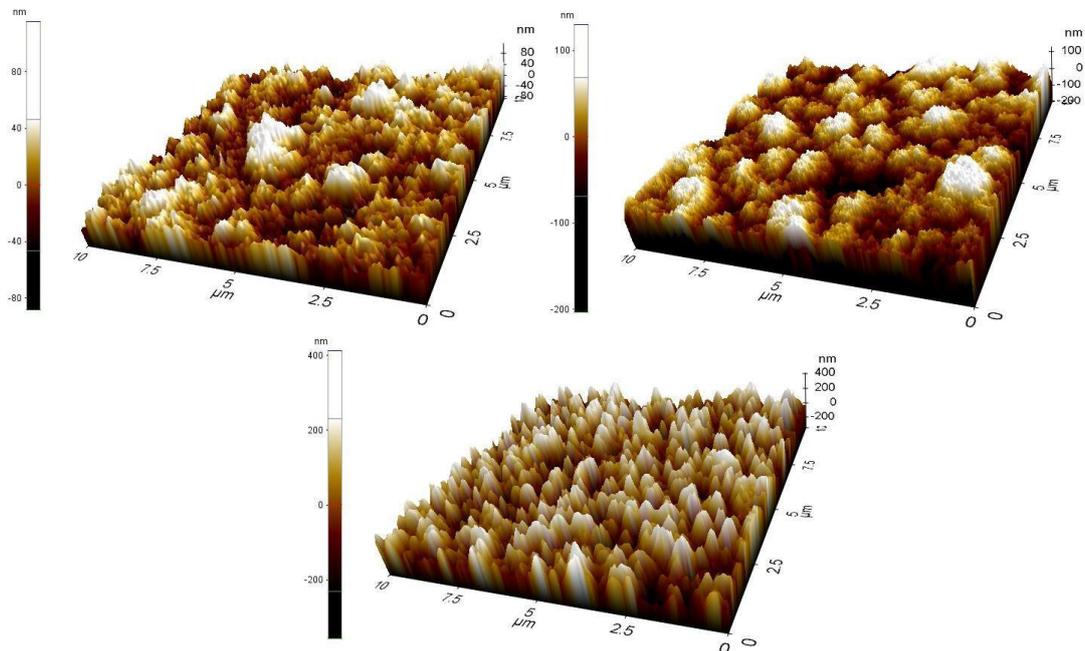


Abbildung 3.17: Gemessenes Höhenprofil in einer quadratischen Fläche von $10\ \mu\text{m} \cdot 10\ \mu\text{m}$ mit einem Rasterkraftmikroskop. Es sind die Chips 1 (links), 2 (rechts) und 4 (unten) aus Tab. 3.5 dargestellt. Die hier präsentierten Rauheiten sind von Chip 1: $r_{rms} = 23,6\ \text{nm}$, Chip 2: $r_{rms} = 35,1\ \text{nm}$ und Chip 4: $r_{rms} = 117,5\ \text{nm}$.

dreier Stromdichten bei verschiedenen galvanisierten Elektrodenhöhen an den gleichen Chippositionen.

3.1.3 Entfernen von Lack- und metallischen Schichten

Lack entfernen

Um aus den galvanisierten Viertelwafern Einzelchips zu produzieren, muss der Fotolack entfernt werden. Hierzu können chemische Löser wie "NMP" (N-Methyl-2-Pyrrolidon) oder "DMSO" (Dimethylsulfoxid) verwendet werden, die die Bindung des Lackes zum Untergrund auflösen und somit der Lack als ganzes abgelöst wird oder eine kommerzielle Ätzlösung wie "NI555" (Fa. Technitrip), die den Lack selektiv, nasschemisch ätzt. Die Entfernung des haftenden, quervernetzten Lackes wird erreicht, indem eine Kombination aus DMSO/NPM und NI555 verwendet wird. Einzelchips werden für jeweils 1 Woche in das auf $60\ ^\circ\text{C}$ erhitzte Lösemittel gegeben¹⁰.

¹⁰Achtung: NMP ist bei $> 80\ ^\circ\text{C}$ aufgrund des niedrigen Dampfdruckes explosiv!

Letzte, nicht entfernte Lackreste, können mittels Trockenätzen über ein Sauerstoff-Plasma oder physikalisch über ein Argon-Plasma entfernt werden. Aufgrund der langen Ätzzeit wird auf eine Erhöhung der Belichtungsdosis verzichtet, die zwar die Kantensteilheit erhöht, aber auch die notwendige Ätzzeit zusätzlich erhöht.

Nasschemisches Ätzen von Gold

Anschließend erfolgt ein Gold Ätzschritt, um die zusammenhängende Goldschicht zu entfernen und die Elektroden voneinander zu separieren. Gold kann mit nasschemischen Mitteln, aber auch über physikalisches Ätzen mit einem Argon-Plasma entfernt werden. Gold gehört zu den Edelmetallen und kann aufgrund der Elektronenkonfiguration nur schwer oxidiert werden. Somit muss eine Ätzlösung einen stark oxidierenden Reaktionspartner und einen Komplexbildner aufweisen, der die geätzten Goldatome bindet. Im nasschemischen Verfahren ist der Einsatz von Königswasser ("agua regia") für schnelles Ätzen geeignet, da hier eine Ätzrate von 10 µm pro Minute vorherrscht. Königswasser ist ein Gemisch aus Salzsäure und Salpetersäure in einem Molarenverhältnis von 3:1 [132]. Im Anhang B.1.4 ist eine Berechnung des Volumen-Mischungsverhältnisses bei lieferbaren Säurekonzentrationen zu finden. Ein Volumenverhältnis von 1 : 3,86 von 69 %-Salpetersäure zu 37 %-Salzsäure wird zur Herstellung von Königswasser benötigt¹¹. Über die Reaktion



entsteht naszierendes Chlor (als Zwischenprodukt), welches mit dem Gold einen Komplex (HAuCl_4) bildet und dieser in die Lösung abgeschieden wird [132]. Eine Verbesserung des Ätzverhaltens liefert die Zugabe von Triton-X (0,5%), welches die Oberflächenspannung der Ätzlösung reduziert und diese effektiver die verschatteten Goldschichten entfernen kann. Für langsames Ätzen im Bereich von 1 µm pro Minute eignet sich eine KI-I₂-Lösung in Wasser. Hier wird ein Verhältnis von KI:I₂:H₂O = 4 g:1 g:40 ml verwendet. Diese Ätzlösung greift selektiv nur Gold an (Abb. 3.18), wobei das Iod mit Gold zu Goldiodid reagiert, was in der Lösung ausfällt. Beide Ätzlösungen lassen sich mit Wasser verdünnen und so die Ätzraten verkleinern. Typischerweise ist die Ätzzeit der Goldschicht, da diese von den Elektroden verschattet ist, etwa 10 mal größer verglichen mit einer unverschatteten Fläche. Daher ergibt eine Analyse der geätzten Goldstruktur unter dem FIB-Mikroskop eine sehr stark erhöhte Rauheit des Goldes (Abb. 3.19 oben). Es zeigt sich, dass Ätzen mit einer höheren Ätzrate eine bessere Oberflächenqualität liefert (Abb. 3.19 unten).

¹¹Neben Gold ätzt Königswasser auch Aluminium, Kupfer und Palladium.

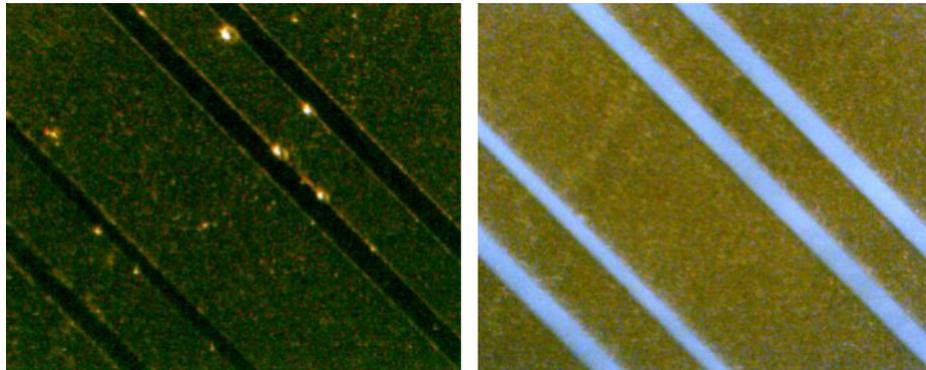


Abbildung 3.18: Durchlicht Abbildung des Chips vor (links) und nach einem Ätzvorgang (rechts) mit Kalium-Iodid-Lösung mit einer Verdünnung mit Wasser von 1:2 [131]. Die nötige Ätzzeit beträgt 16 min, um auch die 10 μm Kanäle zwischen den Elektroden zu entfernen.

Gold Ätzen mit physikalischem Trockenätzen

Eine Alternative zum nasschemischen Ätzen liefert das physikalische Trockenätzen mit einem Argon Plasma. Es wird die Sputterkammer (Kap. B.1.2) verwendet, wobei Target und Anode (Substrat) umgepolt werden. Das erzeugte Plasma wird zum Substrat hin beschleunigt und entfernt anisotrop die obersten Atomlagen vom Substrat. Mit einer Ätzrate von 0,8 nm/s kann sehr präzise die zu ätzende Schichtdicke gewählt werden, wodurch die Rauheit der Goldelektoden nicht verändert wird. Tab. 3.6 zeigt die vermessenen Rauheiten der in Kap. 3.1.2 diskutierten Chips nach dem Ätzen (siehe Kap. 3.1.4). Abb. 3.20 zeigt einen Chip nach dem Ätzen, dessen Ätzzeit von 45 s nur auf das Entfernen der Goldschicht eingestellt ist. Die Chromschicht bleibt nahezu ungeätzt und es ist ein weiterer, selektiver Chromätzschritt notwendig.

Nasschemisches Chrom Ätzen

Für das selektive Ätzen von Chrom existiert eine selektive, kommerzielle Ätzlösung. Diese ist eine Zusammensetzung aus einer Perchlorsäure, Ammoniumcarnitrat und Wasser zu 4.25 % : 10.9 % : 84.85 % und weist eine Ätzrate von 60 nm/min auf [136]. Die zu ätzenden Chips werden für 1 min unter starkem Rühren in die unverdünnte Ätzlösung gehalten und anschließend der Ätzprozess mit destilliertem Wasser gestoppt, wobei diese Spülzeit etwa doppelt so lange betragen sollte, wie die Ätzzeit. Abschließend wird mit einem Abpusten des Wassers mit Stickstoff der Herstellungsprozess des Chips abgeschlossen.

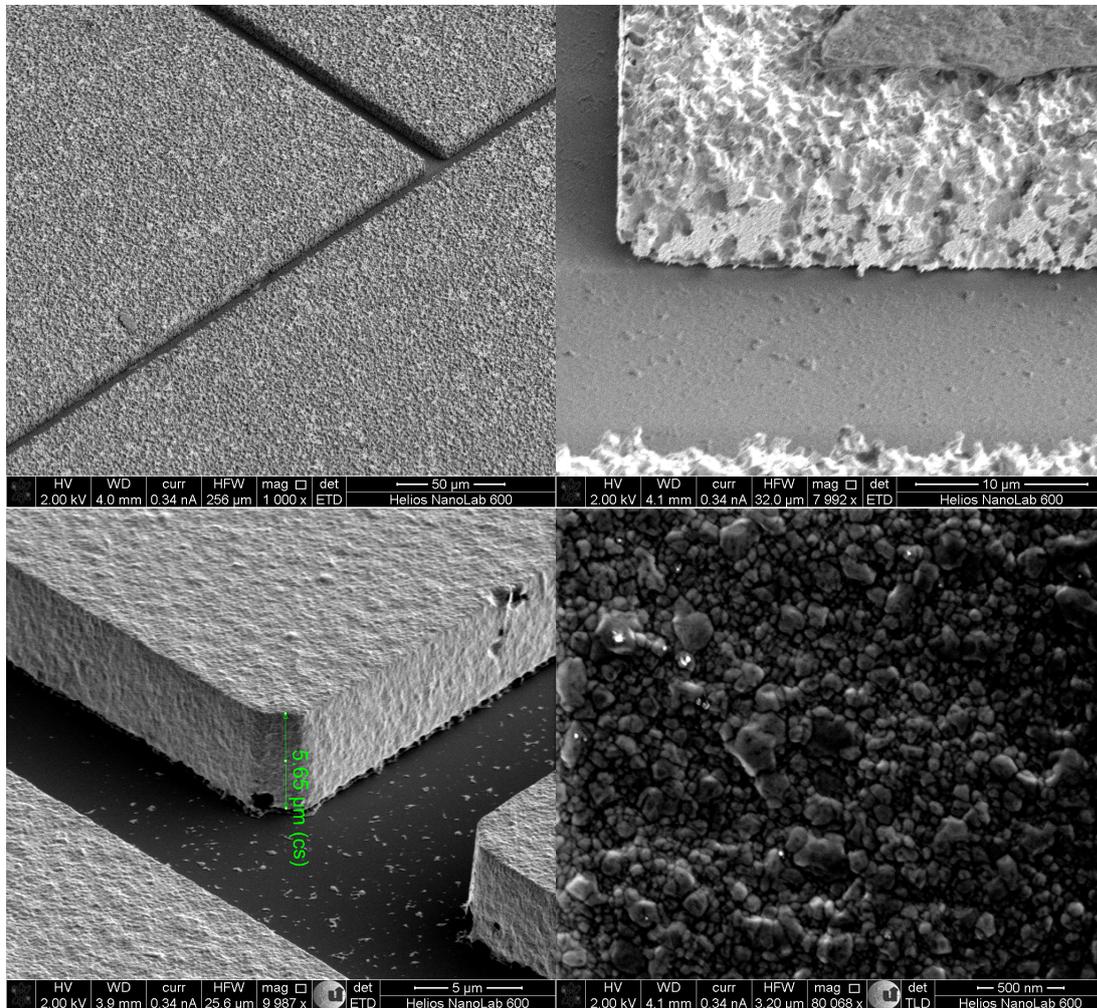


Abbildung 3.19: Analyse der nasschemisch geätzten Chips unter dem FIB-Mikroskop. Ein schneller Ätzvorgang resultiert in einer geringeren Rauheit der Oberfläche. Oben links: Stark aufgeraute Oberfläche der Elektrodenstruktur mit einer Kalium-Iodid-Ätzlösung. Oben rechts: Vergrößerung einer Elektrodenkante. Unten links: Geätzte Struktur mit unverdünntem Königswasser und Triton-X. Partiiell sind gut haftende Goldreste zwischen den Elektroden nicht geätzt, was als kleine Flecken auf dem Bild gesehen werden kann. Unten rechts: Oberfläche der mit Königswasser geätzten Struktur. Eine Rauheit um 100 nm kann abgeschätzt werden.

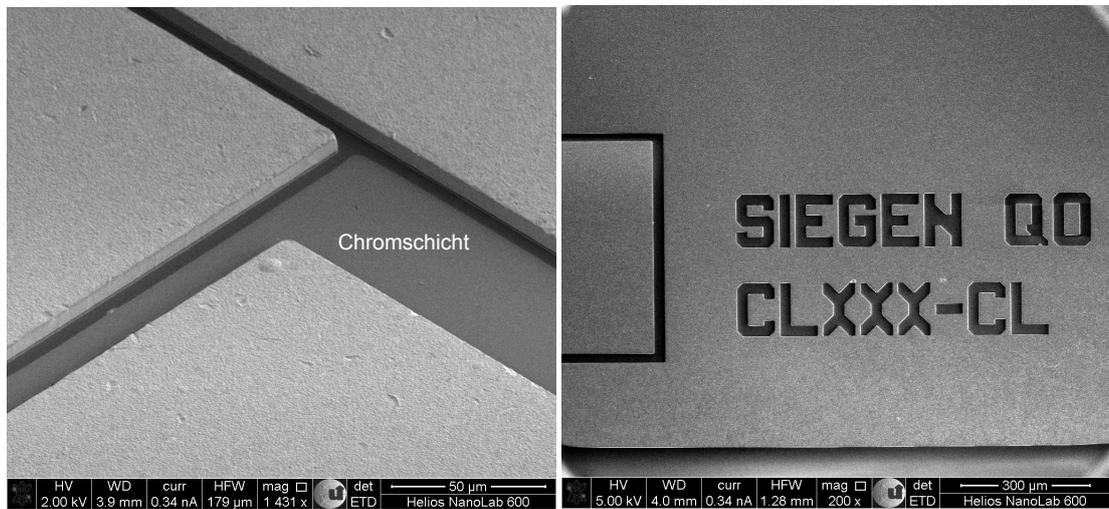


Abbildung 3.20: Darstellung des trockenätzten Chips in der Sputter-Kammer nach eine Ätzzeit von 45 s. Eine Chromschicht (grau) ist zwischen den Elektroden zu sehen, die nachfolgend selektiv geätzt werden muss. Rechts sind die Markierungen zu sehen, die die verschiedenen Designs kennzeichnen mit Breite der RF-Elektrode (180 μm) und Breite (150 μm) der mittleren Elektrode.

3.1.4 Diskussion des hergestellten Chips

Nach den Ätzschritten mit physikalischem Ätzen von Gold und nasschemischem Ätzen von Chrom wird erneut die Rauheit der in Tab. 3.5 vermessenen Chips an den gleichen Stellen untersucht (Tab. 3.6). Es ist eine minimale Aufrauung bei der Rauigkeit um 20 nm (Chip 1) zu sehen, aber auch ein minimales Glätten der Oberfläche bei Rauigkeiten um 50 nm (Chip 3) und 120 nm (Chip 4). Abschließend ist zu bemerken, dass eine Stromdichte um 1 - 2 mA/cm^2 in der Galvanik eine Rauheit zwischen $r_{rms} = 20 - 30$ nm ergibt. Die Goldschichten sind homogen gewachsen, typische Effekte von Schichtinhomogenitäten, die bei einer Mikrogalvanik auftreten, sind nicht zu beobachten. Die Schichtdicke der Chips auf einem Viertelwafer unterscheidet sich um 100 nm, während die Dicke im Vergleich zu Prozessierungen auf anderen Wafer um 500 nm variieren kann. Bei pH-Werten der Elektrolyt-Lösung, die etwa 0,5 unter dem optimalen Wert liegen, sind Inhomogenitäten in der Höhe zum Rand der aufgewachsenen Elektroden zu sehen, somit muss darauf geachtet werden, den pH-Wert genau einzustellen. Abb. 3.21 präsentiert einen fertigen Chip in Durchlicht, wobei eine optische Kontrolle bzgl. Kurzschlüssen zwischen den Elektroden erfolgen kann.

Chip	j (mA/cm ²)	h (μm)	r_{rms} (nm) nach	r_{rms} (nm) vor
1	2	7,5	24 ± 3	20 ± 2
2	5	6	36 ± 2	35 ± 2
3	5	8,5	46 ± 3	50 ± 3
4	0,5	4	111 ± 6	120 ± 4

Tabelle 3.6: Gemessene ("root-mean-square") Rauheit nach einem vollständigen Ätzprozess mit physikalischem Ätzen von Gold und nasschemischem Ätzen von Chrom der schon zuvor in Tab. 3.5 vermessenen Chips. Es werden die gleichen Stellen auf den Chips vermessen. Der angegebene Fehler ist eine Inhomogenität der Schichtdicken aus bis zu 10 Einzelmessungen. Eine minimale Aufrauung ist bei der Rauheit um 20 nm (Chip 1) zu sehen, aber auch ein Glätten der Oberfläche bei höheren Rauheiten wie um 50 nm (Chip 3) und 120 nm (Chip 4).

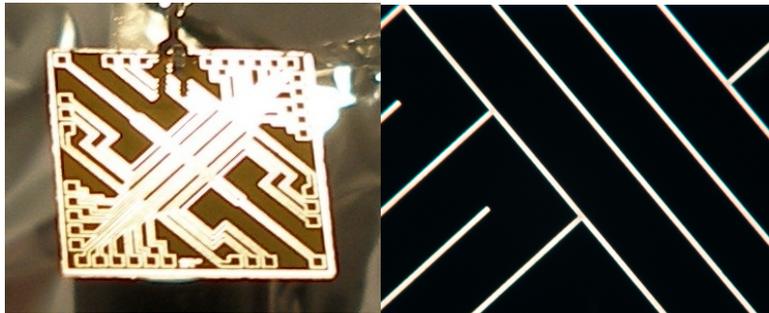


Abbildung 3.21: Darstellung eines hergestellten Oberflächenfallen Chips in einer Durchlicht Beleuchtung (links). Die Lücken in der Elektrodenstruktur sind sichtbar, da das Saphir Substrat transparent ist. Im Durchlicht kann die Struktur des Chip unter einem optischen Mikroskop auf Kurzschlüsse untersucht werden, die abhängig von der Schichtdicke eine veränderte Transparenz aufweisen (rechts).

3.2 Chiphalter

Der im vorherigen Unterkapitel hergestellte Chip benötigt für den Einbau in das Vakuumsystem einen stabilen Untergrund, der die elektrische Versorgung der benötigten Gleich- und Wechselspannungen für den Chip bereitstellt. Für diesen Zweck eignen sich so genannte Chiphalter. Es gibt kommerzielle Möglichkeiten, wie die Serien "CLCC" (ceramic leadless chip carrier) oder "CPGA" (ceramic pin grid array), die in industriellen Systemen und anderen Forschergruppen [38, 137] verwendet werden. Die elektrischen Verbindungen an den Chip werden über ein Ankontaktieren von Golddrähten mittels Draht-"Bonding" (siehe Kap. 3.2.2) erreicht. Der Halter selbst kann über Lötungen oder Anklemmen mit elektrischen Kontakten von Außen versorgt werden. Der Nachteil an den kommerziellen Systemen ist, dass die Chipgröße an diese angepasst werden muss. Die Integrationsmöglichkeiten von weiteren Systemen, wie nachfolgenden chemischen Analysesystemen in einer Lab-on-Chip-Anwendung, oder komplexe Fallenstrukturen bis hin zu Arrays sind nur bedingt möglich. Darüberhinaus beinhalten die kommerziellen Halter ferromagnetische Materialien, wie Nickel [111], die Probleme beim erzeugten Magnetfeldgradienten darstellen könnten. Aus diesen Gründen werden die im Rahmen dieser Arbeit verwendeten Chiphalter mittels Dickschichttechnologie selbst produziert.

3.2.1 Dickschichttechnologie

Die Dickschichttechnologie wurde speziell für die Raumfahrt- und Militärtechnik entwickelt, da diese Technologie eine hohe Zuverlässigkeit und Leitungsfähigkeit auch unter schwierigen Einsatzbedingungen bietet [138]. In der Dickschichttechnologie werden mit Hilfe von Siebdruckverfahren Leiterbahnstrukturen auf Keramikplatten aus beispielsweise Aluminiumoxid bedruckt und durch ein Brennverfahren bei 850 °C eingebrannt, wodurch sich die gedruckten Bahnen verbinden und leitfähige Schichten ausbilden [139]. Die minimale Auflösung dieser Technik ist begrenzt durch die Siebe und liegt bei etwa 100 µm [140]. Neben einfachen Leiterbahnstrukturen können auch Widerstände und, mittels spezieller Dielektrikschichten, Kondensatoren direkt auf die Substrate gedruckt werden. Ein wichtiger Vorteil dieser Technik ist, dass sie komplett Ultrahochvakuum tauglich ist. Darüberhinaus können Schaltungen zur Störungsunterdrückung wie Tiefpässfilter u.ä. mittels Bedrucken direkt auf den Halter integriert werden. Weiter ist die Technik bei Tiefsttemperaturen, wie im Milieu eines Kryostaten, einsetzbar.

Ein Produktionsschritt eines Keramikhalters besteht aus den Arbeitsschritten:

- Layoutdesign,
- Herstellen einer Fotomaske,

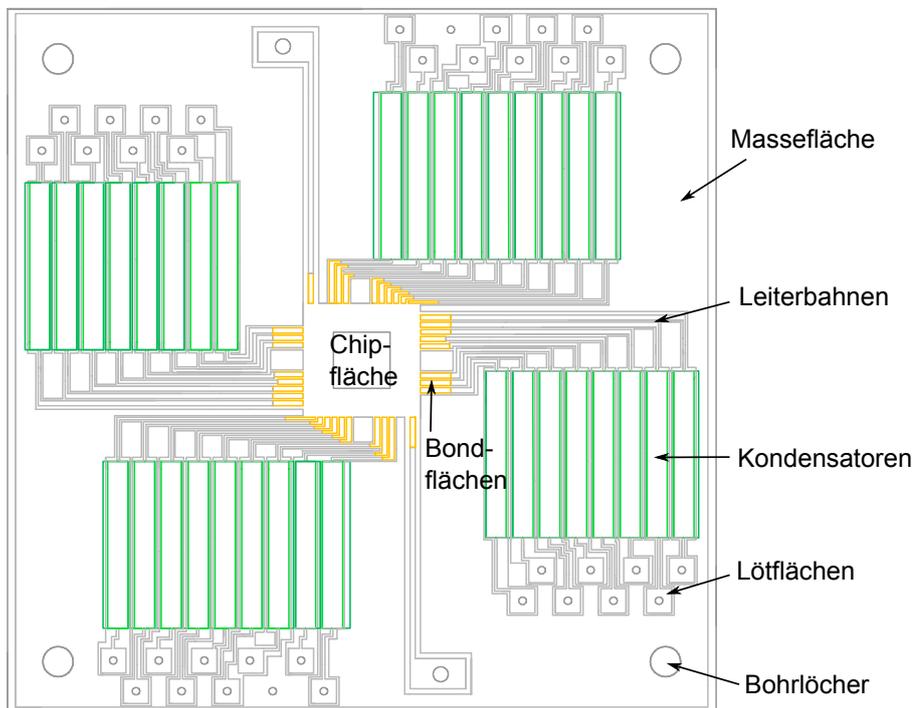


Abbildung 3.22: CAD-Layout des Keramik Chiphalters für die Oberflächenfalle. Jedes unterschiedliche Material und jeder aufeinanderfolgender Druckschritt muss jeweils auf eine einzelne Ebene konstruiert werden. Es sind die Ebenen der Silberpalladium-Paste (graue Kontur), der Gold-Paste (gelbe Kontur) und die Kondensatorgegenflächen aus Silberpalladium (grüne Kontur) zu sehen. Die dielektrische Schicht befindet sich unter der Kondensatorgegenfläche und ist hier nicht visualisiert.

- Herstellen der Siebe,
- Bedrucken des Substrats mit Pasten und
- Brennschritte.

die in den Anhängen (B.2) im Detail erklärt werden. Zusätzlich wird dort eine Diskussion der möglichen verwendbaren Materialien geführt B.2.1. Nachfolgend wird die Herstellung des Halters für die Oberflächenfalle im Hybridlabor an unserem Institut beschrieben.

Layoutdesign

Das nötige Layout wird mit einer CAD-Anwendung erstellt. Abb. 3.22 zeigt ein Layout eines Chiphalters für die Integration einer Oberflächenfalle ins Vakuumsys-

tem. Es ist ein $(70 \cdot 70) \text{ mm}^2$ Alumina-Substrat, welches vier Randbohrungen mit einem Durchmesser von 3 mm aufweist und mittels vier Stäben auf einen Vakuum-Flansch montiert werden kann (siehe Kap. 3.2.2). Mittig auf dem Halter befindet ein quadratische Aussparung, wo der Fallenchip eingesetzt und von der Rückseite (des Halters) mit vakuumfähigem Kleber [141] durch die quadratische Öffnung befestigt werden kann. Angrenzend an diese Aussparung befinden sich bedruckte Leiterbahnen, die zuerst eine Breite von $500 \mu\text{m}$ aufweisen, um mehr Raum für eine Ankontaktierung des Fallenchips mittels "Wire-Bonding" zu haben, und dann (raumoptimiert) auf $250 \mu\text{m}$ reduziert werden mit einem Abstand von $100 \mu\text{m}$ zueinander und zur Massefläche. Die Bondflächen bestehen aus Gold, da aufgrund des nicht oxidierenden Charakters des Goldes die Haftung der Bondkontakte auf Gold bzgl. elektrischer Verbindung und Langzeithaltbarkeit besser sind¹². Anschließend führen die Leiterbahnen, die die Gleichspannungselektroden versorgen, zu bedruckten Kondensatoren mit $(16,4 \cdot 2,0) \text{ mm}^2$, die eine gemessene Kapazität von $(105 \pm 5) \text{ pF}$ aufweisen. Abgeschlossen werden die Leiterbahnen mit Flächen von $(2,5 \cdot 2,5) \text{ mm}^2$ mit Bohrungen von $0,8 \text{ mm}$ Durchmesser in deren Mitte, die jeweils für Lötungen mit einem $0,75 \text{ mm}$ durchmessenden Invakuumbabel vorgesehen sind. Die Leiterbahnen für die radiofrequente Spannung und das Mikrowellensignal werden auf $500 \mu\text{m}$ belassen und der Abstand zur Massefläche auf $500 \mu\text{m}$ erhöht. Im Laufe der vorliegenden Arbeit hat sich herausgestellt, dass aufgrund der stromführenden Strukturen die Breiten aller Leiterbahnen auf $500 \mu\text{m}$ belassen werden, was in der zweiten Version des Trägers berücksichtigt wird, um den Leitwert dieser zu erhöhen und weniger ohmsche Verluste auf dem Träger zu produzieren. Weiter wird auf quadratische Einschnitte verzichtet, da diese Ursache von Rissen sein können.

Produktion des Halters

Am Department Physik der Universität Siegen werden mittels Dickschichttechnologie Keramik-Substrate in einem Hybridlabor bearbeitet¹³, welches die Herstellung des Chiphalters übernimmt. Die in B.2.1 beschriebene Keramik Aluminiumoxid eignet sich als Trägersubstrat, da Aluminiumoxid und Saphir nahezu identische Wärmeausdehnungskoeffizienten aufweisen (siehe Tab. B.1). Als Leiterbahnpaste wird eine Silberpalladium-Paste (Fa. DuPont, "LF 121" [142]) aufgrund ihrer Leitfähigkeit, Haftung auf dem Substrat und der Lötbarkeit (zum Ankontaktieren von elektrischen Leitungen an den Halter) gewählt. In den Bereichen, auf denen gebondet wird, wird eine Goldpaste (Fa. DuPont, "5744" [143]) aufgetragen, die die Bondhaftung auf dem Halter stark erhöht. Darüberhinaus eignet sich diese Gold-Paste für

¹²Mündliche Korrespondenz von Dr. D. Kaufmann, Wissenschaftliche Mitarbeiterin bei Prof. Wunderlich.

¹³Ehemals zur Arbeitsgruppe von Prof. A. Walenta gruppiert, Mitarbeiter Dipl. Phys.-Ing D. Gebauer und Dipl. Phys.-Ing D. Junge.

den benötigten Übergang zu den Leiterbahnen aus Silberpalladium. In einem späteren Design wird die Silberpalladium-Paste bis auf die Lötflächen vollständig von der Goldpaste ersetzt, da letztere einen geringeren Leitungswiderstand aufweist. Zur Herstellung der integrierten Kondensatoren wird ein Dielektrikum mit $\epsilon_r = 10$ gewählt (Fa. DuPont, "5704" [144]), welches mittels Zweifachbedrucken auf eine Dicke von 20 μm aufgetragen wird, wodurch eine Kapazitätsdichte von etwa $18 \frac{\text{pF}}{\text{mm}^2}$ erreicht wird. Das erstellte Layout (Abb. 3.22) wird in eine Gerber-Datei konvertiert und von einem Fotoplotter (Aristo, "LZE 113") eingelesen, der die Fotoplots mit einer Ungenauigkeit von 3 μm herstellt¹⁴. Aufgrund der benötigten Strukturen auf dem Halter muss das Aufbringen der Pasten in mehreren Schichten erfolgen, da jede Pastenart einzeln auf das Substrat aufgetragen werden muss. Es werden somit mehrere Fotoplots benötigt (Abb. 3.23). Die Belichtung des Filmes findet mit einer 50 W Halogenlampe statt. Die Entwicklung erfolgt mit dem "G101c"-Entwickler (Fa. Agfa), die nachfolgende Fixierung mit dem "G333c"-Fixierer (Fa. Agfa).

Für die Leiterbahnen wird ein Sieb mit einer Maschenzahl 300 mesh und einem Drahtdurchmesser von 65 μm verwendet, um die feineren Strukturen um 150 μm auf das Substrat aufbringen zu können. Das Dielektrikum wird mit einem gröberen Sieb von 220 mesh und einer Drahtdicke von 100 μm aufgetragen. Auf die leeren, gereinigten Siebe (Abb. 3.24 A) wird ein selbstklebendes Fotopolymer (Murakami, "MS Film 30 μm ") aufgetragen. Darauf wird der jeweilige Fotoplot gelegt und in eine Belichtungsmaschine mit ultraviolettem Licht beleuchtet. Es wird eine 300 W Quecksilberdampfampe verwendet und für zwei Minuten beleuchtet¹⁵. Das Fotopolymer ist auf die i-, g- und h- Emissionslinien der Lampe sensitiv und durch die Belichtung werden an den unmaskierten Stellen Polymere ausgebildet, die aneinander haften. Die maskierten Stellen werden nicht belichtet und können im Anschluss mit Wasser abgespült werden. Abb. 3.24 B,C zeigen den auf das Sieb übertragenen Grundlayer (Abb. 3.23 links). In Abb. 3.24 D sind die Gegenplatten des Kondensators, für einen weiteren Siebdruckschritt auf ein Sieb übertragen, dargestellt. Anschließend werden die Siebe in eine Druckmaschine eingespannt und die Paste zuerst manuell auf das Sieb aufgetragen. Den Prozessparametern entsprechend drückt die Maschine die Paste mittels eines Rackels auf das Substrat.

Gebraunt werden die einzelnen Drucke den Datenblättern der Pasten entsprechend. Abschließend muss der Halter aus dem $100 \cdot 100 \text{ mm}^2$ Substrat ausgeschnitten und die nötigen Bohrungen durchgeführt werden. Hierzu wird sich bei dünnen Keramiken um 640 μm eines Nd:YAG-Lasers bei 1064 nm bedient. Zwar ist die Absorption dieser Wellenlänge vom Alumina-Substrat unter 5 %, wodurch ein Schneiden unmöglich wird, aber mittels einer Beschichtung mit Kaolin erhöht sich

¹⁴Mündliche Korrespondenz von Dipl. Phys.-Ing. D. Gebauer, Leiter des Hybridlabors, Universität Siegen

¹⁵Die Belichtungszeit ist ein empirisch optimierter Wert. Mündliche Korrespondenz von Dipl. Phys.-Ing. D. Junge, Mitarbeiter im Hybridlabor, Universität Siegen.

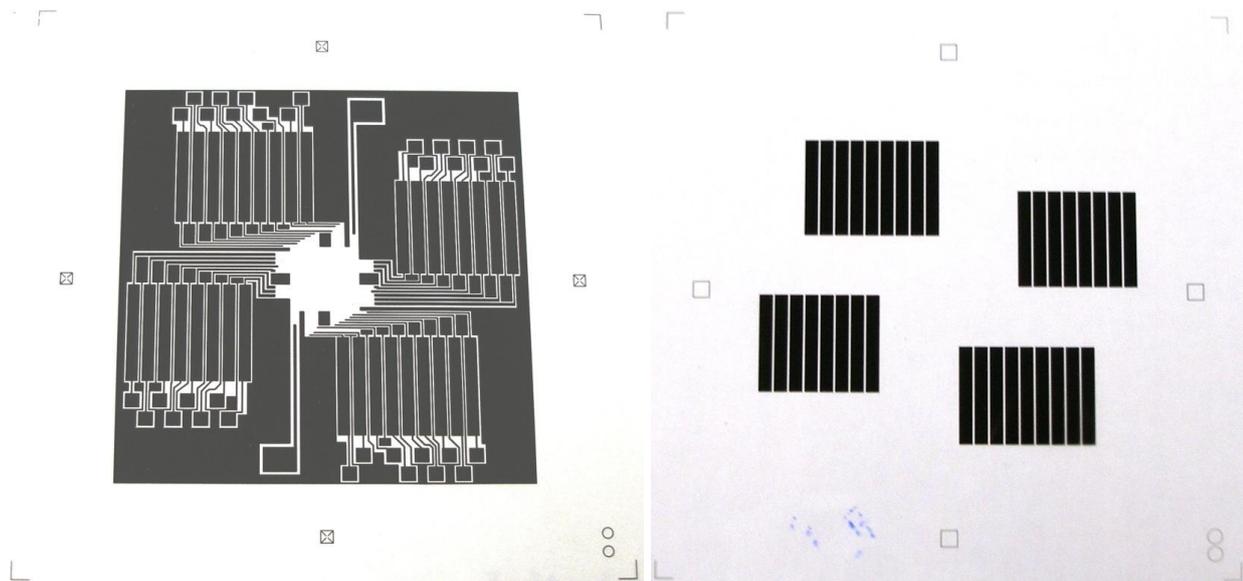


Abbildung 3.23: Produzierte Fotoplots für die Herstellung des Chiphalters. Aufgrund der benötigten Strukturen auf dem Halter muss das Aufbringen der Pasten in mehreren Schritten erfolgen, wodurch mehrere Fotoplots benötigt werden. Nach einer Grundsicht aus Silberpalladium (links), folgt eine dielektrische Schicht für die integrierten Kondensatoren und eine weitere Leiterbahnschicht für die Gegenplatten der Kondensatoren (rechts). Weiter ist eine Goldschicht für den Bereich vorgesehen, in dem der Chip mittels "Wire-Bonding" an den Halter kontaktiert wird. (Anmerkung: Die Verzeichnung in den Fotoplots ist durch das Abfotografieren entstanden).

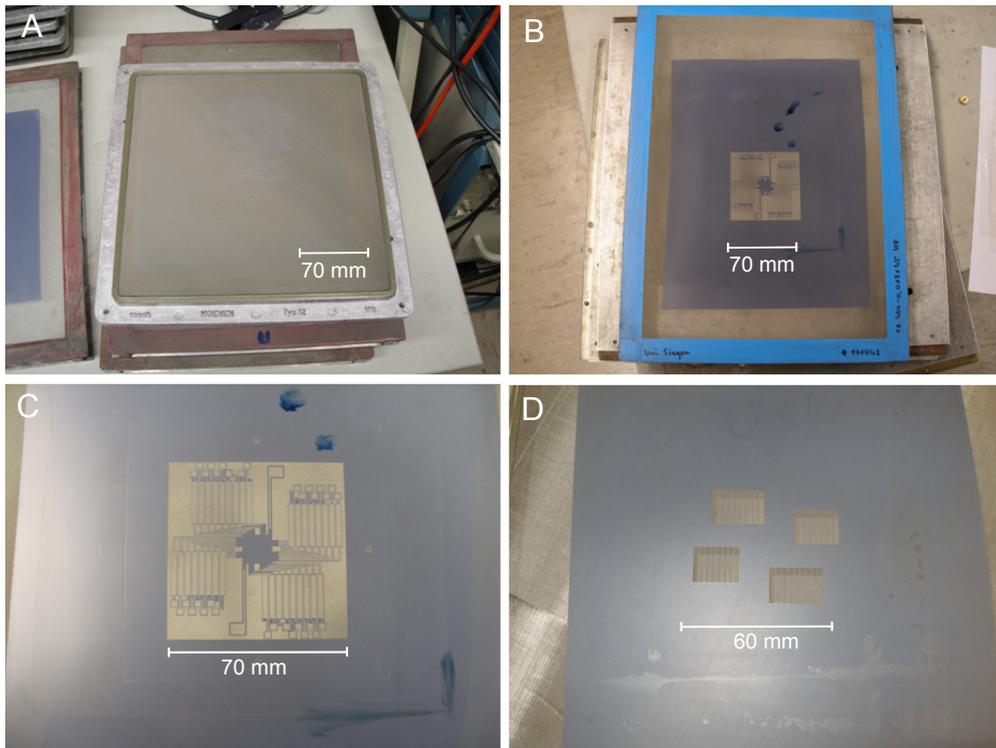


Abbildung 3.24: Siebe zur Pastenauftragung auf das Substrat. A: Gereinigtes, leeres Sieb mit 300 mesh und einer Drahtdicke von $65\ \mu\text{m}$. B: Übertragene Fotoplotstruktur des Grundlayers (Abb. 3.23 links) auf ein Sieb. C: Vergrößerung von B. D: Auf das Sieb übertragene Struktur der Kondensatorgegenplatten (Abb. 3.23 rechts).

die Absorption auf etwa 60 %. Dickere Keramiken können nur mit CO₂ - Lasern ($\lambda = 10,6 \mu\text{m}$) geschnitten werden¹⁶. Darüber hinaus eignet sich der Nd:YAG-Laser zum Bearbeiten von Leiterbahnen (Absorption bei 60 %) und Trimmen von aufgedruckten Widerständen (Absorption bei 90 %).

Abb. 3.25 oben zeigt den fertigen Chiphalter nach vier Druck- und Brennprozessen. Der Leitungswiderstand des Halters mit Leiterbahnen aus Silberpalladium ist $(3,8 \pm 0,2) \Omega$. Für eine anzulegende Gleichspannung ist dieser Widerstandswert hinreichend. Für einen Stromfluss jedoch werden Widerstände kleiner als 1Ω benötigt, da ansonsten die Wärmedeposition auf der Keramik zu hoch ist. Wird jedoch Gold als Leiterbahnmaterial genommen (Abb. 3.25 unten), reduziert sich dieser Wert auf etwa $(1,2 \pm 0,1) \Omega$.

3.2.2 Verbindung und Einbau

Nachdem die Herstellung des Fallenchips (Kap. 3.1) und des Keramikträgers (Kap. 3.2.1) im Detail besprochen wird, wird nun die Verbindung beider Systeme, der Einbau des kombinierten Systems in den Vakuumrezipienten und die dabei auftretenden Probleme diskutiert.

Verbindung des Halters mit dem Fallenchip

Bevor der Chip an den Halter befestigt wird, müssen an den Halter zuerst alle elektrischen Verbindungen ankontaktiert werden. Diese werden per Lötungen auf die vorhergesehenen Lötflächen aus Silberpalladium gewährleistet. Es muss ein spezielles, fürs Ultrahochvakuum (UHV) geeignetes Lot verwendet werden, welches im Vakuum nicht ausdampft. Es existieren UHV-Lote mit separatem Flussmittel (Fa. Allectra, "UHV Lot 315-LF" [145]), aber auch Lote mit integriertem Flussmittel, die nicht speziell für die UHV Anwendung hergestellt werden, aber in Tests¹⁷ als UHV tauglich bestätigt werden (Fa. Kester, "275" [146]). Um auf einer mit Silberpalladium bedruckten Keramik zu löten, muss der Gradient zwischen Keramik und LötKolben so gering wie möglich sein, da ansonsten die Silberpalladium Lötfläche auf der Keramik weggebrannt wird. Löttests mit beiden Lots ergeben ein einfacheres Löten mit dem Lot, welches das Flussmittel bereits integriert hat. Es wird eine Heizplatte (Weller, "W-HPL") verwendet, um die Keramik zu erhitzen. Bei einer Keramiktemperatur um 200 °C und einer LötKolbentemperatur um 225 °C werden die besten Lötungen bzgl. mechanischer Stabilität, Haftung und Leitfähigkeit erzielt. Das Löten muss unbedingt vor dem Chipeinbau erfolgen, da bei einer Temperatur um 200 °C sich die Haftschiicht aus Chrom partiell ablösen kann. Weiter ver-

¹⁶Lohnarbeit bei A.L.L. Lasertechnik GmbH, München.

¹⁷Mündliche Korrespondenz von Dipl. Phys. M. Harlander, Mitarbeiter in der Gruppe von R. Blatt in Innsbruck.

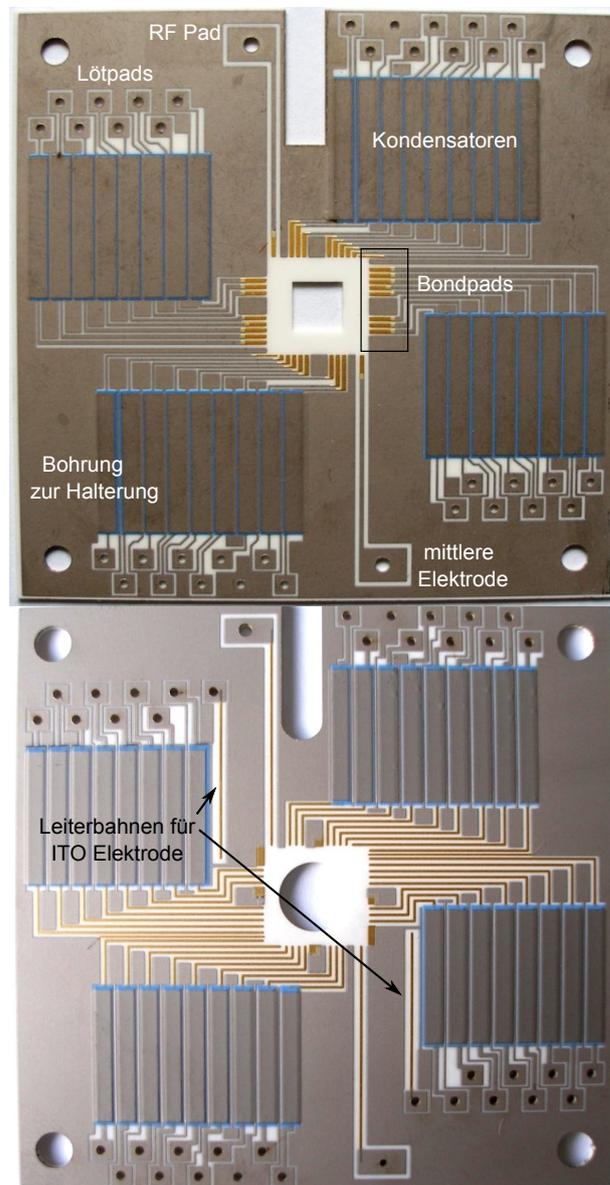


Abbildung 3.25: Mittels Dickschichttechnologie gefertigter Chiphalter für einen Oberflächenfallenden Chip. Oben: Design 1 mit Silberpalladium-Leiterbahnen mit einem Leitungswiderstand von $(3,8 \pm 0,2) \Omega$. Unten: Design 2 mit Gold-Leiterbahnen, die einen Leitungswiderstand von etwa $(1,2 \pm 0,1) \Omega$ aufweisen.

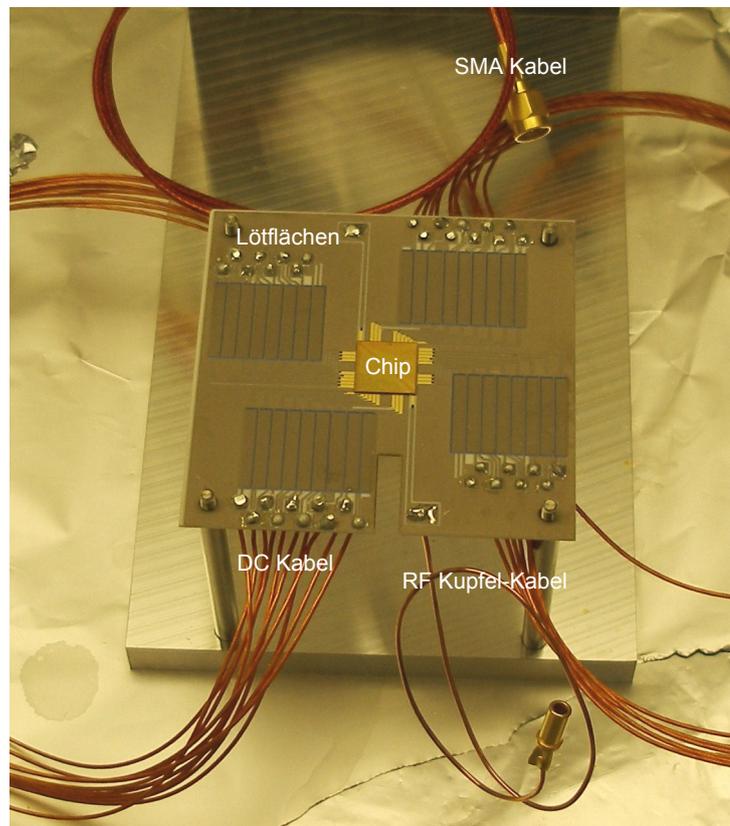


Abbildung 3.26: Mit einem Fallen Chip bestückter und fertig gelöteter Keramikträger auf einer konstruierten Haltevorrichtung.

teilt sich das Flussmittel bei einer Lötung großflächig auf dem Träger, welches von einem Einbau mittels Standardreinigung in einem Ultraschallbad (siehe Kap. B.1.1) vom Keramikträger entfernt werden muss. Anschließend wird der Chip mit vakuumtauglichem Kleber (Fa. Thorlabs, "Torrseal" [141]) von der Rückseite an den Träger geklebt. Abb. 3.26 präsentiert den bestückten Keramikhalter.

Die unmittelbare elektrische Verbindung vom Chip zum Träger wird mit einer Ankontaktierung mittels Chipbonden erreicht. Hier existieren verschiedene Möglichkeiten, wobei die Prozesse des "Thermsonic-Ball-Wedge-Bonding" (TS-Bonden) und des "Ultrasonic-Wedge-Wedge-Bonding" (US-Bonden) typischerweise verwendet werden [147, 148]. Beide Arten werden in den Anhängen (B.3) diskutiert.

Es stellt sich in Tests heraus, dass das TS-Bonden bei gleicher zur Verfügung stehender Fläche mehr Kontakte erlaubt. Es werden bis zu sechs 50 μm Golddrähte pro Elektrode an den Fallenchip mittels TS-Bonding¹⁸ erreicht (Abb. 3.27). Beim

¹⁸Am Institut für Photonische Technologien Jena.

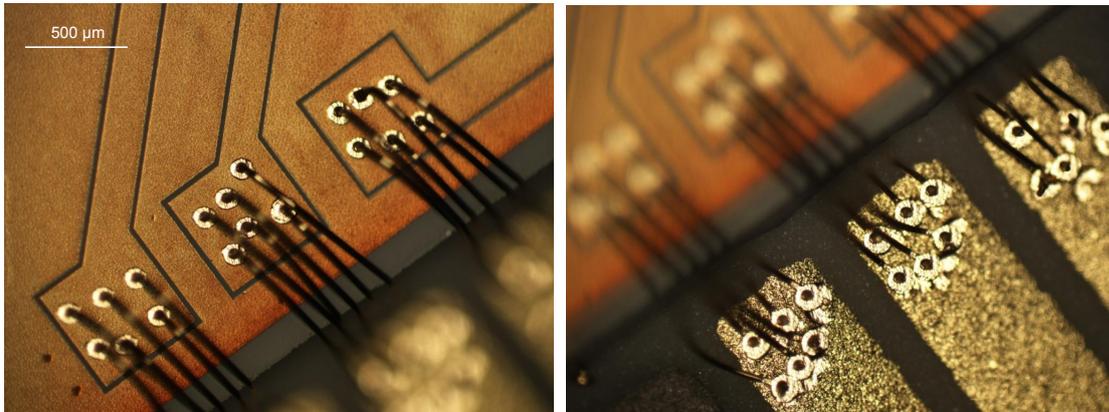


Abbildung 3.27: Abbildung der mittels "TS-Bonden" erreichten Ankontaktierung des Chips an den Träger mit einem optischen Mikroskop. Links: Fokussierung auf den Chip, der mit einer maximalen Anzahl von sechs Golddrähten mit einem Durchmesser von 50 µm ankontaktiert werden kann. Rechts: Fokussierung auf den Träger.

Rücktransport nach dem Bondprozess sind Probleme aufgetreten. Die Keramikträger sind aufgrund des dünnen Materials von 640 µm und der quadratischen Ausschnitte gebrochen, wobei die Bruchstellen jeweils von den Ausschnitten ausgingen. Deshalb wird ein zweites Design mit Keramikdicken von 1,5 mm produziert (Abb. 3.25 unten), um diese Fehlerquelle zu minimieren.

Einbau in Kammer

In diesem Unterkapitel wird der Einbau des Halters mit dem gebondeten Chip in den Vakuumrezipienten beschrieben. Der Halter wird in der Kammer auf Stangen aus nichtmagnetisierbarem Edelstahl (1.4429) mit einem Durchmesser von 5 mm und einer Länge von 75 mm befestigt (Kap. 4.2.1). Die Stangen werden über Gewinde in den unteren CF 100 Flansch der Kammer gedreht, wobei darauf geachtet wird, dass die Gewinde einen Einschnitt haben, damit die dort eingeschlossene Luft mit den verwendeten Vakuumpumpen aus dem Rezipienten gepumpt werden kann und sich keine virtuellen Lecks bilden (Kap. 4.2.3). Für den Einbau sind die folgenden Schritte abzuarbeiten:

- Das Vakuum wird gebrochen, der Flansch mit dem nach innen liegenden integrierten Sichtfenster wird gelöst und die seitlichen Flansche, die für die elektrischen Verbindungen vorgesehen sind, werden entfernt.
- Der Verdampfungssofen wird ausgebaut und in eine weitere Testkammer, bestehend aus einem Kreuz, eingebaut und zum Schutz vor Oxidation des Verdampfungselements auf ein Hochvakuum abgepumpt.

- Die Keramik wird durch die Sichtfensteröffnung geführt, auf die Stangen gesetzt und mittels Muttern mit Unterlegscheiben aus Alumina fixieren.
- Die mit Kapton ummantelten Kupferkabel (Allectra, "311-KAP11-075") werden durch die Kammer durchgeführt und beide D-Sub Stecker (Keramik: Allectra, "211-FS25-UHV-S" oder PEEK: Allectra, "211-FS25-PK-S") Pin für Pin verbunden¹⁹.
- Das SMA Kabel (Allectra, "311-KAP50"), welches für die Mikrowelle vorgesehen ist, wird mit einem Vakuumkleber (Torrseal) zusätzlich an den Träger zwecks Zugentlastung fixiert und mit der SMA-Durchführung verbunden.
- Das sauerstofffreie 1 mm durchmessende Kupferkabel (Bedra, "OF-Cu") für die radiofrequente Spannung wird mittels eines Krimpkontakts (Allectra, "360-CRBC-1.3mm") auf die MHV-Durchführung gesteckt, die vakuumseitig einen Pin besitzt, ohne einen Kontakt zum leitfähigem Material der Kammer herzustellen.
- Eine mit Silber-Palladium bedruckte Keramik-Blende (Alumina) wird zum Schutz des Chips vor Deposition mit dem Ofenelement auf den Halter geklebt und einseitig zur Massefläche ankontaktiert (MDC Vacuum, "Epo-Tek"[149]).

Als zur Chipoberfläche parallele Potentialplatte (Kap. 2.3.2) kann entweder ein Gold-Gitter oder ein ITO-Glas-System eingebaut werden. Als Gitter kann ein 1 Zoll² Gold Gitter (SPI, "02299G-AB") mit einer "mesh" Zahl von 200 mit einer Drahtdicke von 14,7 μm und einem Abstand von 112 μm verwendet werden, was einem offenen Bereich von $(78 \pm 3) \%$ entspricht. Das Gitter wird auf einen, aus (1.4429) Edelstahl bestehenden, Rahmen mit leitfähigem Kleber (Epo-Tek) geklebt und wird an dessen Seite mit einem Kabel ankontaktiert. Aufgrund mangelnder Spannung neigt das geklebte Gitter zu einer Wellenbildung mit einer Amplitude von etwa 0,5 mm. Das Gitter wird seinerseits auf Stäbe (1.4429 Stahl) der Länge 3 mm und einem Durchmesser von 1 mm geklebt und diese werden isoliert mit dem Träger verbunden. Somit existiert ein Abstand zwischen einem gespeicherten Ion und der Unterseite des Goldgitters von 2,38 mm. Das Gitter ist wegen dem Drahtdurchmesser von 14,7 μm sehr fragil und neigt schnell zu reißen. Als Alternative bietet sich hier eine leitende Beschichtung auf einem Glassubstrat. In der Halbleiterindustrie werden so genannte TCO (transparent conductive oxide) - Schichten verwendet, die leitfähig, aber auch transparent im sichtbaren Bereich sind. Aufgebracht werden diese Schichten identisch zu metallischen Schichten mittels einer Sputterdeposition. Hier sind Indium-Zinn-Oxid (kurz: ITO) und Aluminium-Zinn-Oxid (kurz:

¹⁹Der PEEK Stecker ist nur für einen Temperaturbereich von -50 bis 230 °C vorgesehen, während der Keramik Stecker von 4 K bis 300 °C eingesetzt werden kann.

AZO) vorzuziehen, da diese Materialien am Institut für Mikrosystemtechnologie zur Verfügung stehen. Die ITO-Schicht wird der AZO-Schicht vorgezogen, da diese eine höhere Transmission aufweist bei gleicher Leitfähigkeit²⁰. Die Leitfähigkeit der aufgetragenen Schicht ist proportional zur gesputterten Schichtdicke, wobei gleichzeitig die Durchlässigkeit für optisches Licht reduziert wird [150], wodurch ein Kompromiss für die Schichtdicke notwendig ist. Eine Dicke von 100 nm weist für 369 nm eine Transmission von 76% auf bei einem Widerstand von $\approx 40 \Omega$; eine Dicke von 400 nm besitzt zwar einen Widerstand von $\approx 5 \Omega$, die Transmission ist jedoch nur um 50%. Zusätzlich dazu kommen die Verluste durch das Trägermaterial, auf welches die dünne Schicht aufgetragen wird. Um diese Reduktion weitgehend zu minimieren wird ein $20 \cdot 20 \text{ mm}^2$ breites und $60 \mu\text{m}$ dünnes BK-7 Glas verwendet (Menzel, "Deckglas 00") mit einer gemessenen Transmission von $\approx 90\%$ bei 369 nm. Somit liegt die gesamte Transmission des ITO-Glas-Systems bei 68%, was nur 10% geringer ist, als beim Goldgitter. Im Gegensatz zum Goldgitter ist das ITO-Glas hingegen stabiler und einfacher einzubauen.

Beim Einbau des zusammengesetzten Systems sind Probleme aufgetreten, da nach Kleben der Keramik-Blende ein Riss vom quadratischen Ofenauschnitt zur Trägermitte führt. Es folgt der Ausbau des Gitters und eine Reparatur der $150 \mu\text{m}$ dünnen Leiterbahnen. Hierbei wird mit einer $50 \mu\text{m}$ dünnen Nadel leitfähiger UHV-Kleber (Epo-Tek) auf die unterbrochenen Leiterbahnen aufgebracht. Abb. 3.28 präsentiert den mit einer Falle bestückten und in die Kammer eingebauten Träger einem ITO-Glas-System nach dessen Reparatur.

3.2.3 Durchschlagsspannung

Es muss eruiert werden, welche Spannungsamplituden gefahrlos an die Elektrodenstruktur des Fallenchips angeschlossen werden können. Ein möglicher Überschlag erfolgt entweder über die Isolationsfläche zwischen den Elektroden, über eine Feldemission aus dem Elektrodenmaterial oder über das sich im Vakuum befindliche Restgas, wobei die anlegbare Amplitude mit dem Abstand der Elektroden steigt. Im Rahmen dieser Arbeit sind bei zwei Fallen mit jeweiligen Elektrodenabständen von $3 \mu\text{m}$ und $10 \mu\text{m}$ Zerstörschwellen bei ungefähr $200 V_{pp}$ und $650 V_{pp}$ gemessen worden; Durchschläge sind bereits bei geringeren Spannungen aufgetreten. Abb. 3.29 präsentiert Aufnahmen der Elektrodenstruktur mit einem Elektronenstrahlmikroskop nach einem solchen strukturzerstörenden Durchschlag.

Saphir als verwendeter Isolator hat eine Durchschlagsfestigkeit von 35 kV/mm was zu einer Durchschlagsspannung von etwa $1000 V_{pp}$, bei einem Abstand der Elektroden von $10 \mu\text{m}$, führt. Dieses ist jedoch nicht der tragende Effekt. Die Aus-

²⁰Mündliche Korrespondenz Dipl. Ing. A. Babblich, Mitarbeiter am Institut für Mikrosystemtechnologie von Prof. Böhm, Universität Siegen.

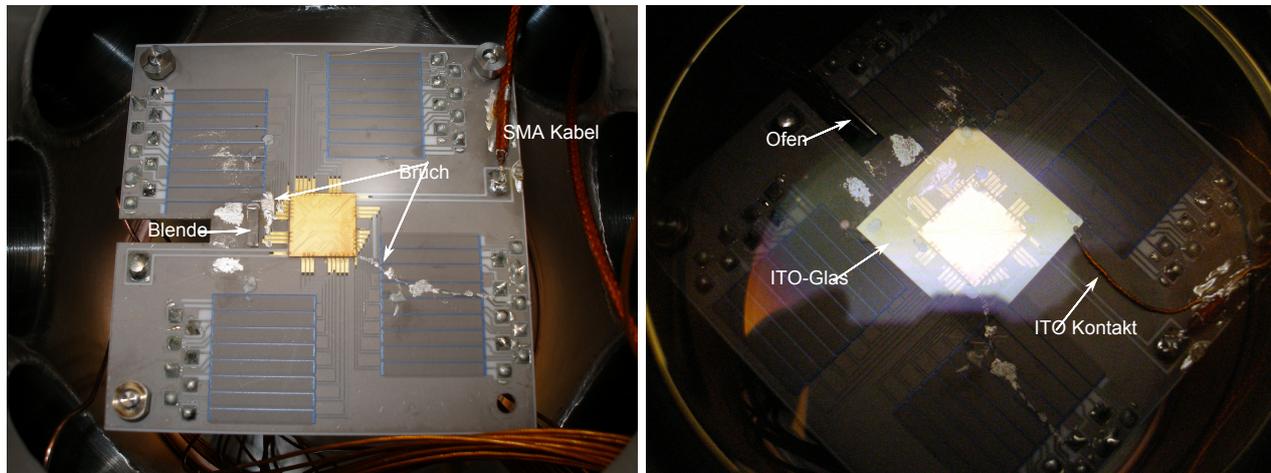


Abbildung 3.28: Abbildung des mit einem Riss durchzogenen Trägers nach einer Reparatur mit leitfähigen, UHV geeigneten Kleber mittels tupfen mit einer $50\ \mu\text{m}$ dünnen Nadel (links). Als parallele Elektrode wird ein mit einer $100\ \text{nm}$ ITO-Schicht gesputtertes Glas eingebaut (rechts).

trittsarbeit von Gold liegt bei $4,7\ \text{eV}$, was einer Feldstärke von $\approx 1\ \text{MV/mm}$ entspricht und somit ebenfalls nicht die gemessenen Spannungen erklärt, sondern nur eine oberste Grenze angibt. Diese Feldstärke ist nur bei idealen, glatten Oberflächen gegeben. Es können lokal an Unebenheiten höhere Feldstärken auftreten, wobei eine mittlere Stärke vorherrscht, die geringer als die oben angegebene Feldstärke ist. Ein Durchschlag stammt entweder von der Kathode oder Anode [151]. Durch eine Feldemission treten aus Strukturspitzen an der Oberfläche Atome aus, die einen Metalldampf zwischen den Elektroden ausbilden, und über diesen eine Entladung erfolgen kann. An der Anode können Elektroden austreten, die im Feld beschleunigt werden, und auf die Kathode treffen, was zu einem Heizen der Elektrode führt. Hier können wiederum Metallatome verdampfen, über die ebenfalls eine Entladung erfolgen kann.

Ausgehend von den gemessenen Zerstörspannungen kann eine mittlere Feldstärke der galvanisierten Goldschicht auf $\approx 23\ \text{kV/mm}$ diskutiert werden.

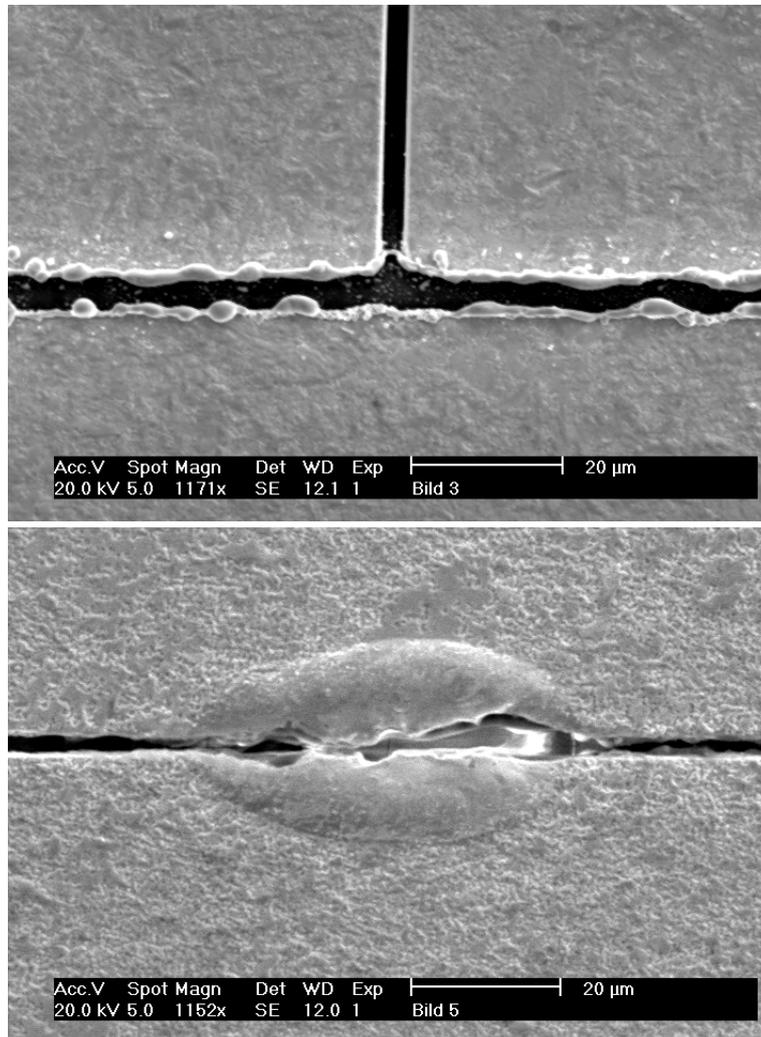


Abbildung 3.29: Abbildung mit einem Elektronenstrahlmikroskop von einer Chipstruktur mit einem Elektrodenabstand von $3\ \mu\text{m}$ nach Anlegen einer Spannung, die zu Durchschlägen geführt hat. Die Kanten sind aufgeschmolzen und der Abstand hat sich auf etwa $5\text{-}6\ \mu\text{m}$ erhöht. Unter einem optischen Mikroskop sind die aufgeschmolzenen Ränder silbern, was den Haftvermittler Chrom darstellt. Ein Abheben der randnahen Schicht ist durch den Überschlag verursacht, was auch den höheren Abstand der Elektroden erklärt.

4

Experimenteller Aufbau

In diesem Kapitel wird der experimentelle Aufbau im Detail beschrieben. Zunächst werden die Lasersysteme für Ytterbium und Barium diskutiert (Kap. 4.1) mit einer zusätzlichen Betrachtung des Lambdameters. Im Prinzip können die Elemente Ytterbium und Barium in der Oberflächenfalle gespeichert werden, da für beide die Intrastruktur geschaffen wird, erfolgreich speichern zu können. Kein anderes Experiment in der Arbeitsgruppe speichert jedoch ein Barium-Ion, somit können die mit einem Wellenlängenmessinstrument (Lambdameter) bestimmten Werte nicht an einem gespeicherten Ion eines benachbarten Experiments überprüft werden. Es wird somit primär auf das Element Ytterbium zurückgegriffen, um die Funktionalität der neu entwickelten Falle und des neu aufgebauten Experimentes zu demonstrieren, da hier die Wellenlängen verglichen werden können und somit der Raum der unbekannt Parameter um die Wellenlängen reduziert ist.

Anschließend wird das Vakuumsystem erläutert (Kap. 4.2), insbesondere der Aufbau des Rezipienten und des Verdampfungssofens. Das Abbildungssystem, bestehend aus Sichtfenster, Objektiv, Streulicht unterdrückendem Aufbau und Detektionskamera wird in Kap. 4.3 besprochen. Es folgt die Beschreibung der elektrischen Versorgung (Kap. 4.4) der Gleich- und Wechselspannungen und der Stromversorgung der auf dem Chip integrierten Strukturen. Abschließend wird auf die Experimentsteuerung eingegangen (Kap. 4.5).

4.1 Lasersysteme

Zum Speichern von Ionen in einer Oberflächenfalle werden Laser zum Ionisieren, zum Kühlen, zur Zustandsdetektion und zum Rückpumpen verwendet. Aufgrund der gewählten Elemente, können alle notwendigen Wellenlängen über Diodenlaser erreicht werden, die in Kap. 4.1.1 motiviert werden. Anschließend werden separat die zum Fangen von Barium- (Kap. 4.1.2) und Ytterbium-Ionen (Kap. 4.1.3) notwendigen Laser diskutiert. Die Bestimmung der Wellenlänge der Diodenlaser erfolgt mittels eines Wellenlängenmessinstruments (Kap. 4.1.5). Abschließend wird die Überlagerung der einzelnen Laser diskutiert (Kap. 4.1.4).

4.1.1 Diodenlaser

Bei Experimenten mit Ionenfallen wird versucht, die notwendigen Wellenlängen mittels Diodenlaser bzw. Halbleiterlaser zu erreichen. Diese sind aufgrund einer Massenproduktion in der Halbleiterherstellung kostengünstig, besitzen einen kleinen Strahldurchmesser (verglichen mit Farbstoff- und Moleküllasern), haben die Möglichkeit der Stromversorgung über Transistorschaltungen, einen hohen Wirkungsgrad¹ und es ist eine direkte Modulation über den Strom bis 10 GHz möglich [152]. Die typischen Ausgangsleistungen der genutzten Halbleiter-Laserdioden liegen zwischen 10 bis 100 mW. In den Anhängen C.1.1 ist eine Beschreibung der Halbleiter Laserdioden zu finden. Desweiteren sind Laserstrahlen Gaußstrahlen, was in C.1.1 diskutiert wird.

In der Regel ist die Linienbreite, die durch die temperaturabhängige Bandlücke emittiert wird, im MHz Bereich. Um diese zu reduzieren wird ein so genannter externer Resonator in Littrow- oder Littman-Konfiguration verwendet [155]. Dieser nutzt eine teilweise Rückkopplung der emittierten Laserleistung aus, um eine bestimmte Wellenlänge zurückzusenden und die stimulierte Emission zu verändern. In den, in dieser Arbeit verwendeten, Littrow-Aufbauten wird der divergente Laserstrahl nach der Diode mittels einer Linse kollimiert und auf ein holographisches Gitter gestrahlt, von dem die nullte Beugungsordnung ausgekoppelt und die erste Beugungsordnung in die Diode zurückgesendet wird. Das Gitter bildet mit der Diode einen Resonator, dessen Länge die Wellenlänge des Lasers bestimmt und diese über Drehung des Gitters manipuliert wird. Diese Anordnung wird der Littman-Anordnung vorgezogen, da hier größere Ausgangsleistungen möglich sind [152]. Der Nachteil an dieser Methode ist die Positionsänderung des ausgekoppelten Strahls bei Änderung der Gitterposition.

Um die Laserfrequenz zu stabilisieren, wird die Temperatur der Diode mit-

¹Abhängig von der Halbleiterdiode ist der Wirkungsgrad von elektrischer Leistung zu emittierter Lichtleistung bis zu 50 % [152].

tels eines Regelkreises stabilisiert, basierend auf einer Proportional- und Integral-Regelung [156]. Es kann eine Frequenzstabilität im Bereich von GHz/Stunde erreicht werden [157], welche jedoch zum längeren Speichern von Ionen nicht ausreichend ist. Eine zusätzliche Stabilisierung erfolgt mittels eines externen Fabry-Perot Resonators [158]. Dieser besteht aus zwei sphärischen, hochreflektiven Spiegeln ($r = 99,50 \pm 0,15$), die einen konfokalen Resonator bilden (Finesse um $F = (310 \pm 100)$ [159]) und auf einen Quarztubus als Abstandshalter geklebt werden. Ein Spiegel wird dabei auf einen Piezoaktuator montiert, wodurch Änderungen in der Resonatorlänge ermöglicht werden. Die Spiegel befinden sich in einem temperaturstabilisierten und druckdicht abgeschlossenem System. Das transmittierte Laserlicht kann mittels einer schnellen Photodiode (OPT101 [160]) gemessen werden [161]. Bei Änderung der Resonatorlänge wird im Spannungssignal eine Airy-Funktion [158] detektiert. Zur Stabilisierung wird eine Amplitude einer Spitze dieser Funktion gewählt und über eine aktive Regelung der Piezospannung der externen Kavität konstant gehalten. Es kann eine Frequenzstabilisierung im Bereich von wenigen MHz/Stunde erreicht werden [157].

4.1.2 Laser zum Speichern von Barium-Ionen

Die für Barium notwendigen Wellenlängen werden in Kap. 2.1.1 motiviert. Die erzeugten Laserstrahlen werden jeweils in Teilstrahlen separiert, die zum Experiment und zwecks Wellenlängenmessung zum Lambdameter geschickt werden. Eine Einkopplung in optische, polarisationserhaltende und Einzelmoden-Fasern erfolgt, um das Laserprofil des transmittierten Strahls zu manipulieren, mittels Kollimation die Fokussierung des Gaußstrahls zu verändern und weitgehend modular zu bleiben.

Kühlaser - 493 nm Laser

Nicht alle notwendigen Wellenlängen können direkt über Diodenlaser erreicht werden. Es existiert die Möglichkeit der Frequenzverdopplung, wobei ein Diodenlaser bei 986 nm durch einen, sich in einer optischen Kavität in einer Ringresonator-Konfiguration ("bow tie") befindlichen Kristall, frequenzverdoppelt wird. Im Kristall ergibt sich für ein eingestrahktes Lichtfeld mit der elektrischen Feldstärke \vec{E} ein nichtlinearer Anteil der elektrischen Polarisation $\vec{P} = \sum_i \epsilon_0 \cdot \chi_i \cdot \vec{E}^i$ [162] mit der dielektrischen Suszeptibilität χ . Im Falle einer Frequenzverdopplung wird die Ordnung $i = 2$ betrachtet. Dieser Anteil schwingt mit der doppelten eingestrahkten Frequenz, woraus die zweite Harmonische abgestrahlt wird. Die möglich zu verwendenden Kristalle richten sich nach der Transparenz der eingestrahkten Wellenlänge und der Zerstörschwelle. Für die Frequenzverdopplung zu 493 nm wird ein Kaliumniobat-Kristall (KNbO₃) verwendet. In Abb. C.2 wird der Aufbau des Lasers skizziert. Das System kann als aus zwei Untersystemen aufgebaut betrachtet

werden. Zuerst wird die Stabilisierung des Laser bei 986 nm auf einen Referenzresonator beschrieben. Mit einem Gitter in Littrow-Konfiguration wird etwa 20% in der ersten Ordnung in die Diode zurückreflektiert. Nach einer optischen Diode, die die Halbleiterdiode vor Rückreflexen schützt, wird ein Akusto-Optischer Modulator (kurz: AOM) durchlaufen (Anh. C.2.2), der die Frequenz des unverdoppelten Lasers um 160 MHz verstimmen kann, wobei der AOM in einem Doppeldurchgang betrieben wird, um Strahlversätze zu verhindern. Es erfolgt eine Frequenzstabilisierung auf einen Referenzresonator mittels einer Pound-Drever-Hall Modulation [163]. Die Aufmodulation von Seitenbändern auf das Trägersignal erfolgt über den Diodenstrom, wodurch auch die Wellenlänge moduliert wird. Die Regelung erfolgt somit über die Änderung der Länge des externen Resonators an der Diode für eine langsame Regelung und des Laserstroms für sich schnell ändernde Anteile. Der so stabilisierte 986 nm Laser wird über einen polarisationsabhängigen Strahlteiler (PBS) in den Ringresonator geschickt. Es wird ein Ringresonator verwendet, da dieser die Effizienz der Verdopplung erhöht [164]. Die Länge des Resonators wird mittels eines Piezoaktors variiert und ebenfalls mittels der Pound-Drever-Hall Methode stabilisiert. Es wird eine Ausgangsleistung von mehreren mW bei 493 nm erzielt.

Rückpumplaser - 650 nm Laser

Der Rückpumplaser bei 650 nm wird im Rahmen einer Bachelorarbeit aufgebaut [157]. Die Laserdiode² wird mit einem Gitter in einer Littrow-Konfiguration betrieben, wobei 35% der Leistung in der ersten Ordnung des Reflektionsgitters in die Diode zurückgesendet werden. Nach einer optischen Diode und einer Lochblende zur Strahlformung werden mit einer Glasplatte zwei Reflexe für die Stabilisierung mit einem Referenzresonator erzeugt (Abb. C.3). Ein Reflex wird mittels einer Linse ($f = 300$ nm) in den Resonator fokussiert und nach Transmission durch diesen auf eine differentielle Photodiode gesendet. Es wird ein Spannungswert in der differentielle Photodiode gemessen, von dem der zweite, mit einem Graukeil abgeschwächte Reflex als Untergrund abgezogen wird. Ein 50:50-Strahlteiler separiert den Hauptstrahl in zwei Teilstrahlen, die jeweils in Fasern eingekoppelt ins Lambdameter bzw. zur Überlagerungseinheit gesendet werden. Es wird eine Stabilisierung der Frequenz von (241 ± 4) kHz/min erzielt [157].

Ionisationslaser - 791 nm und 337 nm Laser

Die Ionisation der Barium-Atome erfolgt über einen Zwei-Photonen-Prozess. Ein Laser bei 791 nm regt das Atom an, ein weiterer Laser (gepulster N₂-Laser) bei 337 nm ionisiert das angeregte Atom (Kap. 2.1.1). Der 791 nm Laser ist nicht auf

²Fa. Sanyo "DL-3147-021", freilaufende Wellenlänge 650 nm, Ausgangsleistung 5 mW.

eine externe Kavität stabilisiert, da er nur für die Ionisation notwendig ist. Die Temperaturstabilisierung der Laserdiode ist ausreichend für ein kurzzeitiges Einstellen der exakten Wellenlänge, da ein Ladevorgang nur wenige Minuten dauert und die Linienbreite des Übergang aufgrund des Dopplereffekts verbreitert ist. Nach der Laserdiode³ wird mittels eines Gitters in Littrow-Konfiguration das Laserlicht ausgekoppelt, wobei 15% der Leistung in die Diode zurück reflektiert wird. Mittels eines Strahlteiler (70:30) wird nach der optischen Diode ein Teil des Lichtes fürs Lambdameter zur Messung der Wellenlänge ausgekoppelt (Abb. 4.1).

Ein weiterer Laser bei 337 nm ist für die Ionisation notwendig. Dieser ist ein gepulster Stickstofflaser⁴ und weist eine gepulste Ausgangsleistung von 150 μJ bei einer Pulsdauer von 0,5 ns auf. Weiter ist der emittierte Strahl in einer Richtung stark divergent, weshalb ein Zylinderlinsenteleskop⁵ zur Strahlformung verwendet wird. Mittels eines für ultraviolettes Licht antireflex beschichteten Spiegels (gemessene Reflexion für 337 nm um $R_{337} \approx 99\%$ mit einer gemessenen Transmission von $T_{791} \approx 90\%$ für 791 nm) werden beide Laser überlagert und erreichen als einzige Laser ohne eine Fasereinkopplung die Falle in der Vakuumkammer.

4.1.3 Laser zum Speichern von Ytterbium-Ionen

Die zum Speichern von Ytterbium Ionen notwendigen Laserwellenlängen werden in Kap. 2.1.2 besprochen. Die Laser werden mittels optischen, polarisationserhaltenden Einzelmoden Fasern aus dem benachbarten Experiment ("Mikrofalle") in das Oberflächenfallen-Experiment eingekoppelt.

Kühlaser - 369 nm Laser

Die zum Kühlen und zum Zustandsnachweis notwendige Laserwellenlänge bei 369 nm kann mit den zur Verfügung stehenden Halbleiter-Laserdioden bei Raumtemperatur nicht erreicht werden. Die Wellenlänge des emittierten Laserlichtes einer Halbleiterdiode ändert sich mit der Temperatur. Bei der verwendeten Laserdiode⁶ erniedrigt sich die Wellenlänge mit $\frac{\Delta\lambda}{\Delta T} \approx 0,0468 \text{ nm/K}$ [165], wodurch die freilaufende, also ohne Rückkopplung mittels Reflektionsgitter betriebene, Diode auf $\approx -5 \text{ }^\circ\text{C}$ gekühlt werden muss, um die gewünschte Wellenlänge zu erreichen. Die Laserdiode wird in ein luftdichtes Gehäuse aus Polymethylmethacrylat (kurz: PM-

³Fa. Eagleyard, "Eyp-RWL-0790-00100-1500-SOT02-0000", freilaufende Wellenlänge 787,7 nm, 100 mW Ausgangsleistung.

⁴Fa. ILEE, "NN-100".

⁵Zylinderlinsenteleskop aus Quarzglas mit Brennweiten $f_1 = 25 \text{ mm}$, $f_2 = -5 \text{ mm}$.

⁶Nichia "Ultra Violet Laser Diode NDU1113E", freilaufende Wellenlänge bei 372 nm, Ausgangsleistung 20 mW.

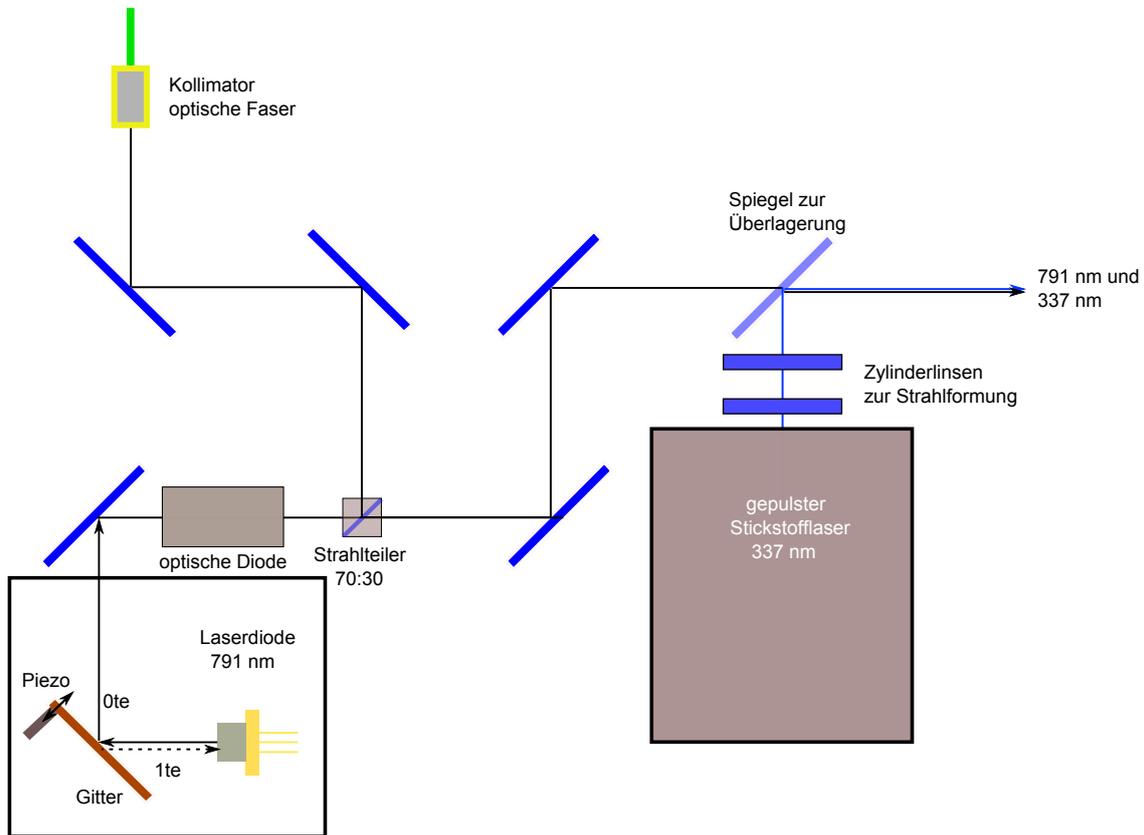


Abbildung 4.1: Aufbau der zur Ionisation von Barium verwendeten Laser. Ein Diodenlaser bei 791 nm wird mittels optischem Gitter in einer Littrow-Konfiguration betrieben. Ein Teilstrahl (30%) wird nach der optischen Diode mittels eines Strahlteilers ausgekoppelt und via optischer Faser zum Lambdameter geschickt. Der andere Teilstrahl wird mit dem zweiten, zur Ionisation notwendigen, Laser bei 337 nm überlagert. Hierzu wird ein antireflex beschichteter Spiegel für 337 nm mit einer Transmission von 90% bei 791 nm verwendet. Der 337 nm Laser ist ein gepulster Stickstofflaser mit einer Ausgangsleistung von 150 μJ bei einer Pulsdauer von 0,5 ns, der aufgrund einer Divergenz, in Richtung parallel zur Tischebene, mit einem Zylinderlinsenteleskop ($f_1 = 25 \text{ mm}$, $f_2 = -5 \text{ mm}$) geformt wird.

MA) gebaut und es wird ein Trockenmittel⁷ verwendet, um die Luftfeuchtigkeit auf einen minimalen Wert zu senken, da der Taupunkt laut Magnus-Formel [166] für Wasser neben einer Temperaturabhängigkeit auch eine Abhängigkeit der relativen Luftfeuchtigkeit aufweist (Anh. C.3.2). Das aufgebaute System basiert auf einem in [167] entwickelten Laser. Der Vorteil an diesem ist, dass das Gitter des externen Resonators auch im abgeschlossenen, gekühlten Zustand bewegt werden kann. Hierzu wird ein motorgesteuerter Spiegelhalter mit integrierten Piezomotoren (Fa. Newport, "AG-M050N") in das gekühlte Gehäuse eingebaut, an dem das Reflektionsgitter in Littrow-Konfiguration angebracht wird. Gekühlt wird die Diode mittels zweier Peltier-Elemente (Fa. Supercool, "PE-127-10-08"), wobei das erste Element eine Grundkühlung liefert und das zweite die Temperaturstabilisierung gewährleistet. Die an der Unterseite der ersten Elements erzeugte Wärme wird an einen wassergekühlten Kupferblock weitergegeben. Ausgekoppelt wird der Laserstrahl über ein optisches Fenster, welches in einen Flansch im Brewsterwinkel geklebt und dieser mit Vakuumpfett luftdicht an das Gehäuse geschraubt wird. Abb. 4.2 links stellt den Aufbau der Laserdiode im Kühlgehäuse dar. Die elektrischen Kontakte werden über einen luftdicht geklebten Sub-D Stecker aus dem Gehäuse geführt. In Abb. 4.2 rechts wird der Strahlengang des Lasers diskutiert. Nach einer optischen Diode wird der Laser mittels eines 50:50-Strahlteiler in einen Teilstrahl für die Frequenzstabilisierung und in einen zweiten Arm aufgeteilt. Letzterer wird wiederum mit einem 50:50-Strahlteiler separiert zur Wellenlängenmessung mittels einer Faser und als freilaufender Strahl zur Überlagerungseinheit. Im Anhang sind Messungen der Laserschwelle in Abhängigkeit der Temperatur dargestellt (Anh. C.3.2). Der freilaufende Laserstrahl wird zusätzlich durch eine Lochblende mit einer Größe von $30\ \mu\text{m}$ mittels eines Teleskopaufbaus ($f_1 = 40\ \text{mm}$, $f_2 = 60\ \text{mm}$) gesendet, um nur die Grundmode TEM_{00} des Gaußstrahls zu transmittieren und somit eine Reduktion des Streulichts an der Falle zu erreichen.

Der für die Stabilisierung abgezwigte Strahl wird in eine 15 m lange, optische Faser⁸ eingekoppelt und zum benachbarten "Mikrofallen"-Experiment gesendet, wo etwa 10% der vorherigen Leistung ausgekoppelt werden kann⁹. Hier wird eine Stabilisierung von zwei Lasern auf eine einzige Kavität gleichzeitig durchgeführt. Um die Laser vor der Kavität aufeinander zu überlagern und nach der Kavität wiederum zu separieren, werden beide Laser senkrecht zueinander polarisiert (Abb. 4.3). Die so aufgebaute Stabilisierung auf eine externe Kavität kann demonstriert werden, jedoch nur für die Dauer weniger Minuten. Ursache hierfür liegt in der Änderung der Polarisation des transmittierten Lasers durch die Faser. Dadurch wird die Leistung nach der Überlagerung am polarisationsabhängigen Strahlteiler (PBS) in kurzer Zeit

⁷Fa. Mini Pax, "Sorbent 0,5 g molecular".

⁸Faser: Fa. Thorlabs, "PMS350-HP"; Faserkollimator: Fa. Schäfter-Kirchhoff, "60FC-4-A4-52"

⁹die restliche Leistung geht über Einkoppelverluste und Verluste in der 15 m langen Faser verloren.

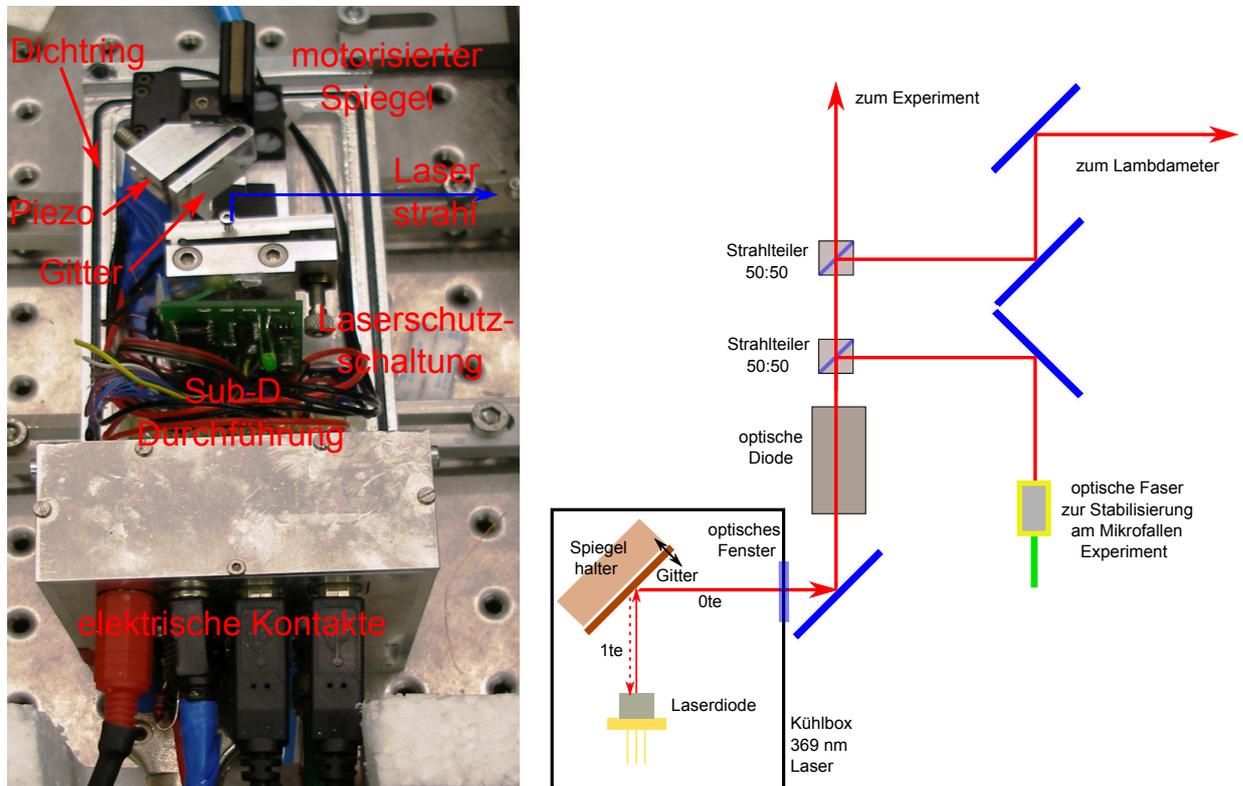


Abbildung 4.2: Links: Aufbau der Kühlbox für die 369 nm Laserdiode. Diese besteht aus einem Aluminiumuntergrund auf den ein Gehäuse aus PMMA gestülpt wird. Mittels eines Dichtringes wird die Verbindung luftdicht verschlossen. Die Diode wird über eine zweistufige Peltierkühlung über einen PI-Regelkreis auf die notwendige Temperatur stabilisiert. Das Reflektionsgitter befindet sich an einem motorgesteuerten Spiegelhalter, der von Außen gesteuert werden kann, auch im gekühlten Zustand des Gehäuses. Ausgekoppelt wird der Laserstrahl über ein eingeklebtes Fenster in das Gehäuse aus PMMA (nicht im Bild zu sehen). Rechts: Strahlengang des 369 nm Lasers. Nach der Kühlbox wird eine optische Diode verwendet und mittels eines 50:50-Strahlteilers wird die Hälfte der Leistung in eine 15 m lange, optische Faser eingekoppelt, die zum benachbarten Experiment zwecks Frequenzstabilisierung gesendet wird. Der andere Teil des Lichts wird wiederum mit einem 50:50-Strahlteiler separiert und freilaufend zum Lambda-Meter und zum Experiment bzw. zur Überlagerungseinheit gesendet.

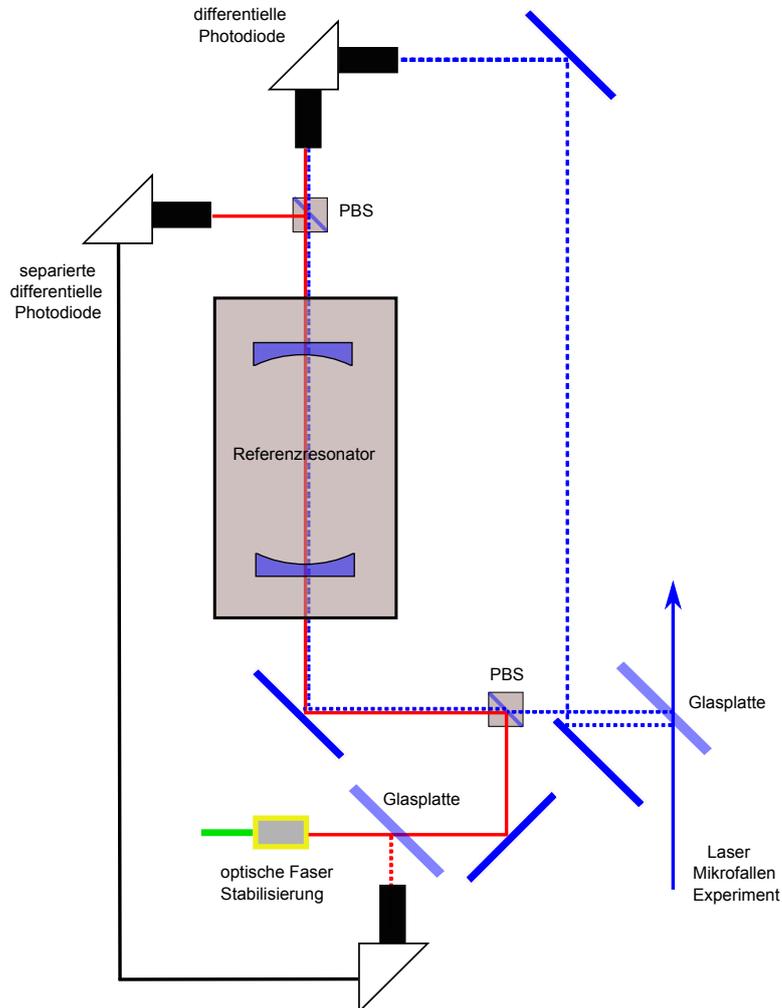


Abbildung 4.3: Aufbau der Stabilisierung zweier Laser auf den gleichen Referenzresonator. Ausgenutzt wird hierbei die einstellbare Polarisation beider Laser. Der Laser des Oberflächenfallen-Experiments (roter Strahlengang) stammt aus einer optischen Faser, bei der mittels Drehung des Kollimators die Polarisation des Laserstrahls definieren werden kann, die senkrecht auf die Polarisation des Lasers des Mikrofallen Experiments (blauer Strahlengang) gedreht wird. Überlagert werden die Laser über einen polarisationsabhängigen Strahlteiler (PBS) und anschließend überlagert in den Resonator eingekoppelt. Nach Durchlauf dieses werden beide Strahlen mittels eines PBS wieder getrennt und auf unterschiedliche Photodioden zwecks Stabilisierung gesendet. Das Hintergrundsignal wird mittels Glasscheiben aus den jeweiligen Strahlgängen ausgekoppelt. Aufgrund Platzmangels wird die differentielle Photodiode des Oberflächenfallen Lasers separiert und über eine Leitung miteinander verschaltet.

(Minuten Bereich) um bis zu 100 % verändert. Es verändert sich somit die Amplituden der Airy-Funktion nach dem Referenzresonator, wodurch die Stabilisierung auf eine Flanke nur über einen kurzen Zeitraum erfolgreich ist. Ohne eine funktionierende, stabilisierende Kavität besitzt der Laser aufgrund von Schwankungen in der Temperaturregelung der Laserdiode eine gemessene Stabilität um 1 GHz/10 Minuten, weshalb sich dieser Laser ohne zusätzliche Frequenzstabilisierung nicht zum Experimentieren mit gespeicherten Ionen eignet.

Da zum Speichern von $^{172}\text{Yb}^+$ -Ionen die Polarisation des 369 nm Lasers nicht wichtig ist, wird vom benachbarten Experiment ein Teilstrahl des 369 nm Lasers abgezweigt und über die verlegte Faser zur Überlagerungseinheit des Oberflächenfallen-Experimentes geschickt. Der nun verwendete, in [168] aufgebaute Laser ist in Abb. C.5 dargestellt (die Laserdiode ist identisch mit der Diode bei dem zuvor beschriebenen Aufbau). Der Strahlengang des Lasers wird nachfolgend grob skizziert. Die auf $-5\text{ }^\circ\text{C}$ gekühlte Laserdiode bei 369 nm befindet sich in einem Kühlgehäuse und der Laserstrahl wird mit einem optischen Gitter in Littrow-Konfiguration aus dem externen Resonator ausgekoppelt. Nach einer optischen Diode und einem Prisma zur Strahlformung werden mit einer Glasplatte zwei Reflexe erzeugt, die zur Stabilisierung auf einen Referenzresonator verwendet werden. Ein Reflex wird mit einer Linse mit einer Brennweite von $f = 200\text{ mm}$ in den Resonator fokussiert, während der andere Reflex als Hintergrundsignal detektiert wird. Das durch die Glasplatte transmittierte Licht wird mit einem PBS und einer vorherigen $\lambda/2$ -Verzögerungsplatte in einen Teilstrahl zur Wellenlängenmessung im Lambdameter und in einen Hauptstrahl separiert. Letzterer durchläuft einen AOM bei $1,05\text{ GHz}$ ¹⁰ in einem Doppeldurchgang, wodurch die Frequenz dieses Armes um $2,1\text{ GHz}$ ohne Änderung der Strahlrichtung moduliert werden kann. Zur Fokussierung in den AOM werden jeweils Linsen mit Brennweiten von $f = 100\text{ mm}$ verwendet und aufgrund einer $\lambda/4$ -Verzögerungsplatte, die zweimal durchlaufen wird, wird der Hauptstrahl nach links im PBS abgelenkt (siehe Abb. C.5 schwarzer Pfeil) und anschließend durch einen AOM bei 90 MHz zum Schalten der Laserintensität geschickt, wonach die Einkopplung ins Mikrofallen-Experiment erfolgt. Vor der Faser wird ein Spiegel auf einer Magnetbasis montiert, wodurch der Laserstrahl abgezweigt und über eine 15 m lange, optische Faser zum Oberflächenfallen-Experiment geschickt werden kann. Durch die Stabilisierung auf eine externe Referenzkavität wird eine Stabilität von $0,2\text{ MHz/h}$ bei einer Ausgangsleistung von einigen mW erreicht [168]. Die durch die 15 m lange Faser und die Überlagerungseinheit transmittierte Leistung am Oberflächenfallen-Experiment beträgt um $100\text{ }\mu\text{W}$, ohne dass der AOM bei $1,05\text{ GHz}$ betrieben wird. Andernfalls sinkt durch die Effizienz des AOM die gemessenen Leistung auf $30\text{ }\mu\text{W}$.

¹⁰AOM bei $2,1\text{ GHz}$ ist notwendig zum Experimentieren mit dem $^{171}\text{Yb}^+$ -Ion.

Rückpumplaser - 935 nm Laser

Die Grundstruktur des Rückpumplasers bei 935 nm im Mikrofallen Experiment wird im Rahmen einer Masterarbeit [159] aufgebaut und im Rahmen einer Dissertation [161] erweitert, weshalb für eine detaillierte Beschreibung auf die obigen Quellen verwiesen wird. Nachfolgend erfolgt ein grober Überblick des Lasers, dessen Strahlengang in Abb. C.6 skizziert wird. Die Laserdiode¹¹ wird in Littrow-Konfiguration betrieben, bei der 18 % der Laserleistung mittels eines Reflektionsgitters¹² aus der Kavität ausgekoppelt wird. Hinter der optischen Diode¹³ befindet sich ein anamorphes Prismenpaar¹⁴ zur Strahlformung. Mittels einer Glasscheibe werden zwei Reflexe erzeugt, die zur Frequenzstabilisierung mit einem externen Resonator genutzt werden können, wobei ein Strahl in den Resonator fokussiert wird und der andere Reflex als Hintergrundsignal mittels differentieller Photodiode detektiert wird. Mit einem PBS und einer vorherigen $\lambda/2$ -Verzögerungsplatte, die das Verzweigungsverhältnis einstellt, wird ein Teilstrahl fürs Lambdameter ausgekoppelt. Dieser durchläuft einen AOM bei 80 MHz¹⁵, um eine identische Frequenzverschiebung zu erhalten, wie der Hauptstrahl, der einen identischen AOM zum Schalten der Laserintensität in der Falle durchläuft. Der Hauptstrahl wird hinter dem AOM mittels eines "Pellicle"- Strahlteilers¹⁶ auf einer Magnetbasis abgezweigt und kann in eine Faser eingekoppelt zum Oberflächenfallen-Experiment gesendet werden. Die durch eine 10 m lange Faser¹⁷ und die Überlagerungseinheit transmittierte Leistung am Oberflächenfallen-Experiment beträgt um $\approx 150 \mu\text{W}$.

Ionisationslaser - 399 nm Laser

Der Laser bei 399 nm, der für den ersten Anregungsschritt der Zwei-Photonen Ionisation notwendig ist, wird für das Mikrofallen-Experiment im Rahmen einer Masterarbeit konstruiert [159]. Im Folgenden wird, analog zu den vorherigen Lasern, nur ein grober Überblick über den Aufbau gegeben. Für eine detaillierte Beschreibung sei hier ebenfalls auf [161] verwiesen. Abb. C.7 skizziert den Strahlengang des Lasers. Analog zu den vorherigen Laseraufbauten wird auch hier eine Halbleiter-Laserdiode¹⁸ mit einem Reflexionsgitter in Littrow-Konfiguration verwendet. Nach Durchlauf durch eine optische Diode werden mittels einer Glasplatte

¹¹Fa. Thorlabs, "LD-0935-0050-AR2".

¹²Fa. Thorlabs, "GH13-12V"

¹³Fa. Linos, "FI-660/1100-5 SI".

¹⁴Fa. Thorlabs, "PS871-B".

¹⁵Fa. AA optoelectronics, "MT110".

¹⁶Fa. Thorlabs, "BP245B2", eine $2 \mu\text{m}$ dünne Membran, die eine Transmission von 60 % und eine Reflektion von 40 % für 935 nm aufweist, ohne einen Strahlversatz zu verursachen.

¹⁷Faser: Fa. Thorlabs, "PM630-HP"; Faserkollimator: Fa. Schäfer-Kirchhoff, "60FC-4-M5-10".

¹⁸Fa. Thorlabs Photonics, "LD-0397-0030-1"

zwei Reflexe zur Stabilisierung auf eine externe Kavität erzeugt. Über einem 50:50-Strahlteiler wird der Hauptstrahl in jeweils einen Teilstrahl für das Lambdameter und für das Experiment geteilt, die in Fasern eingekoppelt werden. Identisch zu den vorherigen Lasern wird auch hier mittels eines Spiegels, auf einer Magnetbasis montiert, der Teilstrahl, der ursprünglich zum Mikrofallen-Experiment gesendet werden soll, abgezweigt und in eine 10 m lange Faser¹⁹ zur Überlagerungseinheit des Oberflächenfallen-Experiments geleitet. Die durch die 10 m lange Faser und die Überlagerungseinheit transmittierte Leistung am Oberflächenfallen-Experiment beträgt um 30 μW .

4.1.4 Überlagerungseinheit

Die zuvor beschriebenen und in Fasern eingekoppelten Laser werden in einer Einheit, basierend auf einem Mikrobanksystem, aufeinander überlagert. Die Überlagerung liefert die gleiche Ortsposition für die Laser entlang der kompletten Distanz zur Falle und wird im Nah- und Fernfeld der Einheit gewährleistet. Abb. 4.4 zeigt die Überlagerungseinheit der zum Speichern von Ytterbium notwendigen Laser, bei der von speziell beschichteten Spiegeln unter 45° die jeweiligen Laser maximal reflektiert und alle anderen Laser maximal transmittiert werden. In den Anhängen (Anh. C.4) sind die verwendeten Spiegel dargestellt.

Eingekoppelt werden die Laser in die Vakuumkammer mittels eines motorgesteuerten Spiegels²⁰, mit dem Änderungen im Mikrometer Bereich möglich sind. Die Beschreibung der Justage der Laser in die Vakuumkammer ist in Kap. 5.1.1 zu finden.

4.1.5 Lambdameter am Barium-Experiment

Zum Experimentieren mit gespeicherten Ionen ist es unumgänglich präzise die Wellenlängen der verwendeten Laser zu messen, um die exakten Wellenlängen einstellen zu können. Das Messinstrument (kurz: Lambdameter) wird zum Messen der Wellenlängen der Bariumlaser im Rahmen einer Masterarbeit aufgebaut [169]. Es wird ein Michelson-Interferometer verwendet, bei dem die Armlängen kontinuierlich moduliert werden (Abb. 4.5). Es wird ein bekannten Referenzlaser, in diesem Aufbau ein Helium-Neon Laser bei $\lambda_{ref}^0 = 632,817 \text{ nm}$, verwendet und in das Interferometer eingekoppelt. Ein 50:50-Strahlteiler separiert den Laser in zwei Arme, die jeweils unterschiedliche Weglängen durchlaufen. Nach der Reflektion an einem Reflektor und dem Zurücklaufen der Wege werden die beiden Teilstrahlen

¹⁹Faser: Fa. Thorlabs, "PMS350-HP"; Faserkollimator: Fa. Schäfter-Kirchhoff, "60FC-4-M5-33"

²⁰Thorlabs, optischer Spiegelhalter mit zwei integrierten, motorisierten Achsen "ZST13" mit einem maximalen Verfahrensweg von 13 mm.

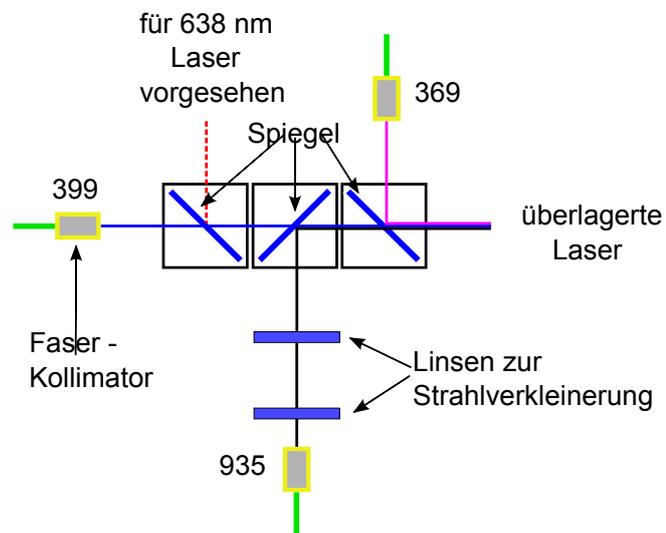


Abbildung 4.4: Einheit auf Basis eines Mikrobanksystems zur Überlagerung der zum Speichern von $^{172}\text{Yb}^+$ -Ionen notwendigen Laser. Das Laserlicht wird aus optischen Fasern emittiert. Speziell beschichtete Spiegel unter 45° zur Achse der transmittierenden Laser reflektieren die aus den Fasern austretenden Laser maximal und transmittieren dabei maximal die durchgehenden Wellenlängen. Ein zweiter Rückpump Laser bei 638 nm ist aktuell nicht eingebaut, kann aber nachträglich in die Überlagerungseinheit integriert werden.

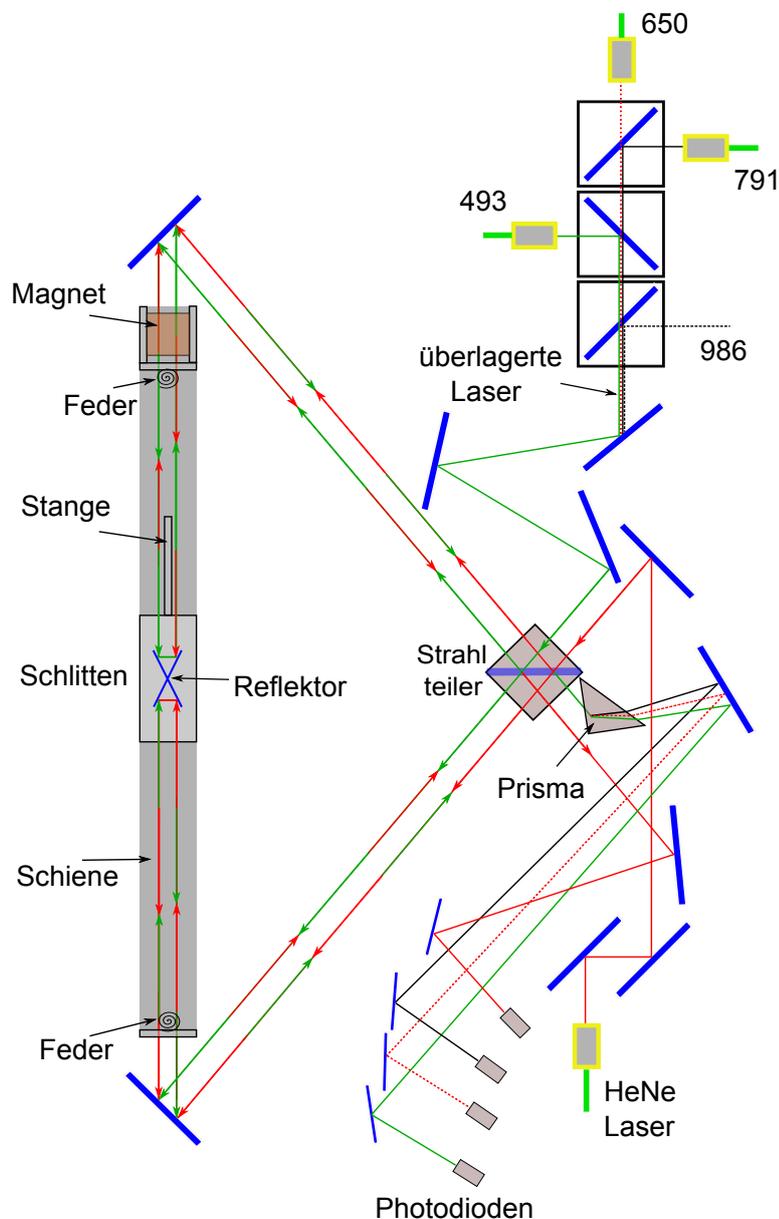


Abbildung 4.5: Aufbau des Lambdameters für die Laser zum Speichern von Barium-Ionen, die überlagert ins Lambdameter eingekoppelt und mit einem Referenzlaser (Helium-Neon-Laser) überlagert werden, wodurch der gleiche Weg durchlaufen wird. Separiert an einem Strahlteiler, laufen die jeweiligen Arme auf zwei unterschiedlich langen Wegen, dessen Weglänge kontinuierlich mit einem, sich auf einer Schiene befindlichem, Schlitten mit angebrachten Reflektoren moduliert wird. An den Reflektoren werden die Laser reflektiert, durchlaufen erneut die Weglänge und werden wieder überlagert. Die zu messenden Laser durchlaufen anschließend ein Prisma, in dem diese aufgrund von Dispersion unterschiedlich stark gebrochen werden und somit separiert auf Photodioden gesendet werden können. Auf der Photodiode ist ein Interferenzsignal zu detektieren, welches durch die sich ständig ändernde Wegstrecke zustande kommt. Über die Analyse der Signale kann auf die Wellenlänge der unbekannt Laser geschlossen werden.

im Strahlteiler wieder überlagert und auf eine Photodiode geschickt. Aufgrund einer kontinuierlichen Modulation der Armlängen wird Interferenz an der Photodiode detektiert. Konstruktive Interferenz entsteht, wenn die Weglänge einem Vielfachen der Wellenlänge entspricht. Das Interferenzsignal wird mittels einer Schaltung in ein digitales Signal (TTL) konvertiert²¹ und die Nulldurchgänge N_{ref} des Signals in einer bestimmten Zeitperiode von einem elektronischen Zähler registriert (Phillips, "PM 6680", Zweikanalzähler). Ein unbekannter Laser λ_{unb} wird mit dem Referenzlaser am Strahlteiler überlagert und dieser durchläuft den identischen Weg wie der Referenzlaser. Nach Zählen der, vom unbekanntem Laser, erzeugten Nulldurchgänge N_{unb} des Interferenzsignals kann mit

$$\lambda_{unb} = \frac{N_{ref}}{N_{unb}} \cdot \lambda_{ref}^0 \quad (4.1)$$

die Wellenlänge des unbekanntem Lasers bestimmt werden. Die Änderung der Weglänge wird durch einen Retroreflektor auf einem Schlitten gewährleistet, der sich auf einer Schiene auf einem Luftkissen bewegt. An beiden Seiten der Schiene befinden sich Federn und einseitig eine Spule, die zu einer bestimmten Zeit mit Strom durchflossen wird und eine auf dem Schlitten montierte Stange anzieht, wodurch der Schlitten in Bewegung bleibt. Die in (4.1) gezählten Nulldurchgänge weisen Fehler auf, die in [169] diskutiert werden. Um diese zu reduzieren werden die gemessenen digitalen Signale mit einer Schaltung vervielfältigt (Phase-Lock-Loop, kurz: PLL) [169]. Die gemessenen Wellenlängen sind die gemessenen Werte bei den aktuellen atmosphärischen Werten der Temperatur, des Drucks, der relative Luftfeuchtigkeit und dem CO₂-Anteil der Luft. Damit diese Parameter bei der Darstellung der Wellenlänge nicht angegeben werden brauchen, werden die gemessenen Wellenlängen in Vakuumwellenlängen nach [170] konvertiert (Anh. C.5.1), wofür eine Messung der aktuellen Werte des Druckes, der Temperatur und der Luftfeuchtigkeit notwendig ist. Es können alle vier Wellenlängen (493 nm, 650 nm, 791 nm und 986 nm) gleichzeitig gemessen werden, hierfür muss jedoch jeder zu messende Laser nacheinander zum Zähler gesendet werden, was mit einer Multiplexer-Schaltung realisiert wird (Anh. C.5.2).

Mit dem aufgebauten Lambdameter für Barium kann ohne eine Vervielfältigung der Nulldurchgänge mittels einer PLL-Schaltung eine Präzision von $\frac{\Delta\lambda}{\lambda} = 1,5 \cdot 10^{-6}$ erreicht werden. Mit einer Vervielfältigung mit Faktor 30 wird eine Präzision von $\frac{\Delta\lambda}{\lambda} = 2 \cdot 10^{-8}$ erreicht, was einer Auflösung von 9,1 MHz für 650 nm entspricht [169]. Das Lambdameter ist modular aufgebaut, es können zum Messen der Wellenlängen von anderen Elementen die Überlagerungseinheiten ausgetauscht werden.

Die Laser zum Speichern von Ytterbium werden mittels optischen Fasern vom

²¹Entwicklung von S. Spitzer, ehemalige student. Hilfskraft der Elektronischen Werkstatt, Universität Siegen.

benachbarten Mikrofallen-Experiment zum Oberflächenfallen-Experiment gesendet. Diese werden mit dem dortigen Lambdameter vermessen mit einer Auflösung des Messwertes von 1,55 MHz für 369 nm und einer Reproduzierbarkeit von ± 31 MHz [171].

4.2 Vakuumsystem

Ziel der vorliegenden Arbeit ist es ein Experiment aufzubauen, mit dem an gespeicherten Ionen geforscht werden kann. Dazu wird ein so genanntes Ultrahochvakuum (kurz: UHV) in einem Druckbereich von 10^{-10} mbar verlangt. In den Anhängen (Tab. C.5) werden die verschiedenen Vakuumbereiche definiert und die dazugehörigen freien Weglängen der Restgase präsentiert. Um Stöße der gespeicherten Ionen mit dem in der Kammer befindlichen Hintergrundgas zu minimieren, die zu einem Heizen der gespeicherten Teilchen oder sogar zum Verlassen der Falle führen kann, muss die freie Weglänge des Restgases erhöht, also der Druck in der Kammer minimiert werden. Nachfolgend wird der verwendete Rezipient diskutiert (Kap. 4.2.1), der Verdampfungssofen beschrieben (Kap. 4.2.2) und das Vorgehen geschildert ein Vakuum im UHV-Bereich zu erreichen (Kap. 4.2.3).

4.2.1 Aufbau des Vakuumrezipienten

Es werden verschiedenen Anforderungen an den Rezipienten gestellt. Dieser muss ein Ultrahochvakuum ermöglichen und aus einem nicht magnetisierbaren Material bestehen. Es existierten verschiedene industrielle Lösungen auf dem Markt, von denen die CF (ConFlat)-Technik die niedrigsten Drücke realisieren kann. Hierbei sind in den zu montierenden Flächen der Baustücke Schneidkanten integriert, die sich bei der Montage in einen dazwischenliegenden Dichtring aus Kupfer pressen und vakuumdicht verschließen. Da die gewünschten Experimente Magnetfelder erfordern, muss die Kammer aus nicht magnetisierbarem Edelstahl bestehen. Tab. C.6 in den Anhängen stellt die möglichen Edelstahlsorten zusammen. Für die Kammer selbst und für metallische Verbindungsstücke in der Kammer ist nur die Stahlsorte "1.4429" geeignet, da diese als einzige Sorte als "kaum magnetisierbar" in der Literatur definiert wird. Anbauteile, wie Durchführungen oder Ventile und Schrauben sollten aus mindestens "1.4401" Stahl bestehen.

Es muss bei der Planung der Kammer berücksichtigt werden, dass einzelne Anbaukomponenten gewechselt werden können und dass die Falle optischen Zugang für Laser und für die Detektion bereitstellen muss. Weiter wird optional die Möglichkeit einer Verbindung mit einem Kryostaten betrachtet. Es wird die in Abb. 4.6 dargestellte Kammer aus "1.4429" Stahl aufgebaut²². Diese besteht aus zwei par-

²²Spezialanfertigung von Fa. Hositrاد Vacuum Technology, nach angefertigten Plänen.

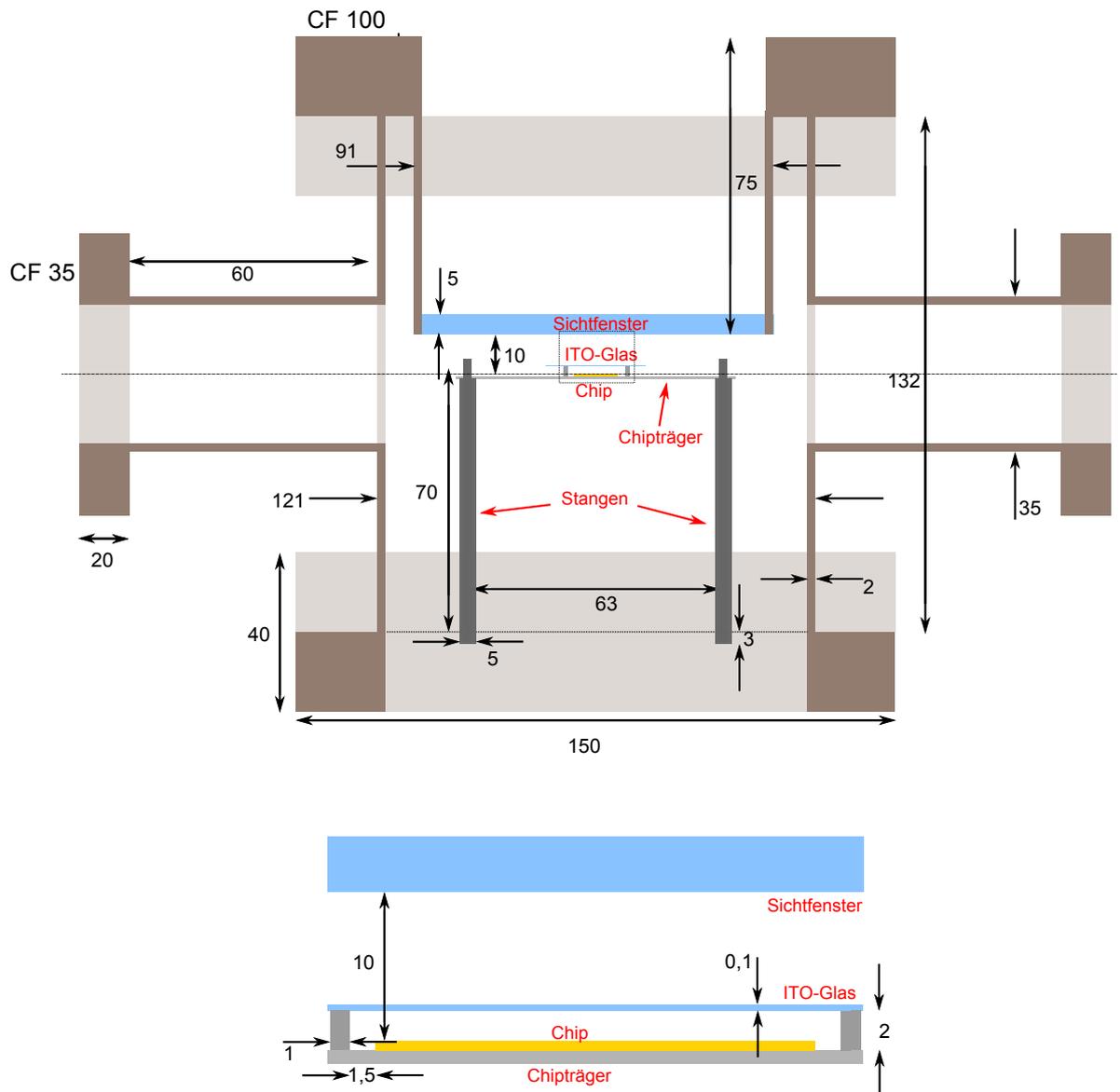


Abbildung 4.6: Zeichnung der Vakuumkammer des Oberflächenfallen-Experiments. Auf ein Grundgerüst aus zwei CF100 Flanschen wird ein Ring von acht CF35 Flanschen angebracht. Integriert wird der Fallenhalter samt Chip und ITO-Glas auf Stangen, die in den unteren CF100 Flansch geschraubt werden. Die Detektion erfolgt über ein nach Innen gerichtetes am oberen Flansch montiertes Sichtfenster. Im unteren Teil der Abbildung ist eine Vergrößerung des mittleren Bereichs um die Falle dargestellt. Die Maße sind in mm angegeben.

allelen CF100 Flanschen, an denen ein Ring aus acht CF35 Flanschen angebracht wird, an die die Peripherie angeschlossen werden kann. Der Chipträger wird parallel zu den CF100 Flanschen auf Stangen aus nicht magnetisierbarem Material gesetzt, die in den hinteren Flansch eingeschraubt werden, und mit Muttern ebenfalls aus nichtmagnetisierbarem Material fixiert werden (siehe Abb. 3.28).

Durch den vorderen CF100 Flansch erfolgt die Detektion der Ionen. Die Abbildungsobjektive für Barium und Ytterbium (Kap. 4.3.1) besitzen Arbeitsabstände von 20 mm bzw. 40 mm, weshalb ein Sichtfenster konstruiert wird, welches nach Innen in die Kammer gerichtet ist und die Unterkante des 5 mm dicken Fensters etwa 10 mm vom Ion entfernt ist (Abb. 4.6 unten). Die Laser werden seitlich über Sichtfenster in die Kammer eingekoppelt. Es werden Fenster aus Quarzglas verwendet (Vacom, "VPZ38QS-MB-NM-BBAR", "Spectrosil 2000" Glas) mit einer Breitband-Antireflexbeschichtung für den ultraviolettem Bereich (Vacom, "BBAR1"), um die geringste Absorption und die kleinste Streulichtmenge der transmittierten Laser zu erreichen.

Es werden elektrische Spannungen für die Versorgung der Falle benötigt, die mittels Vakuumdurchführungen bereit gestellt werden können. Für die radiofrequente Spannung wird eine massengetrennte MHV-Durchführung²³ (Allectra, "242-MHV50-C40-LN") vorgesehen, an die vakuumseitig ein sauerstofffreies Kupferkabel (Bedra, "OF-Cu") mittels Krimpen befestigt wird. Zwei Sub-D Durchführungen (Allectra, "210-D25-C40") mit jeweils 25 Pins, dessen Verbindung vakuumseitig mit Krimpsteckern an einer Buchse aus PEEK (Allectra, "211-FS25-PK-S") oder Keramik (Allectra, "211-FS25-PK-S") erreicht wird²⁴, liefern die Verbindung der Gleichspannungspotentiale. Eine vierfache Stromdurchführung (Vacom, "CF40LNS-HV20S-4-CE-CU24") wird für die Verdampfungsöfen vorgesehen und ist bis 26 A geeignet. Es können maximal drei Öfen ins Vakuumsystem angeschlossen werden, wenn eine gemeinsame Masseverbindung verwendet wird²⁵. Weiter wird eine SMA-Durchführung verwendet (Allectra, "242-SMAD18G-C40-2"), die vakuumseitig mit einem 50 Ω Koaxialkabel (Allectra, "380-SMA-MM-1000") verbunden ist, welches an die mittlere Leiterbahn des Fallenchips kontaktiert wird und an das eine Frequenz bis 17 GHz angelegt werden kann.

Um den nötigen Druck um $\leq 10^{-10}$ mbar zu erreichen, wird eine Kombination aus mehreren Pumpen verwendet. Eine Ionen-Getter-Pumpe (Duniway 20l Diode Ion Pump, Hositrad "HO-DSD-020-5125-M") arbeitet kontinuierlich. Das Funkti-

²³"Miniature High Voltage"-Durchführung, Spannungen bis 5 kV möglich, 50 Ω Impedanz, Schirm nicht geerdet, Frequenzen bis 100 MHz möglich.

²⁴Beide Arten unterscheiden sich nur im einsetzbaren Temperaturbereich. Der PEEK (Polyether Ether Keton) Stecker darf bei -50 - 230 °C betrieben werden, wobei der Keramik Stecker mit 4 K - 300 °C auch im Milieu eines Kryostaten verwendet werden darf.

²⁵Beim Einbau der Öfen muss aufgrund von Platzmangel in der Trägeraussparung auf einen dritten Ofen verzichtet werden.

onsprinzip einer solchen Pumpe ist ausführlich in [111] beschrieben. Mit dieser kann ein Vakuum im niedrigen 10^{-10} Bereich erreicht werden. Ursache dafür ist, dass die Pumpe nur eine bestimmte Pumpleistung von $20 \frac{l}{s}$ aufweist. Der erreichte Druck in der Kammer ist ein Gleichgewicht aus Pumpleistung und der Ausgasrate der in der Kammer befindlichen Materialien. Weiter ist eine Kammer niemals ideal dicht, sondern es diffundiert vereinzelt Gas, beispielsweise Helium, in die Kammer, was ebenfalls der Pumpleistung entgegenwirkt. Um sicherzugehen, dass die vollständige Pumpleistung der Pumpe auch am Ort der Falle vorhanden ist, muss der Leitwert L der Rohrzuleitung mit Innendurchmesser $D = 31$ mm und Länge $l = 82$ mm betrachtet werden. Dieser ist nach [172]

$$L = c_0 \cdot \frac{d^3}{l} \cdot \alpha \approx 26 \frac{l}{s}, \quad (4.2)$$

mit $c_0 = 12,1 \frac{l}{cm^2 \cdot s}$ und dem Korrekturfaktor für kurze Rohre $\alpha \approx 0,6$. Da der Leitwert höher als die Pumpleistung ist, wird diese durch die Rohrzuleitung nicht reduziert. Um den Druck zusätzlich zu reduzieren, wird eine Titan-Sublimationspumpe (VG Scienta "ZST22") verwendet. Diese besteht aus einem Titan Filament, durch welches ein Strom bei 48 A gesendet wird und aufgrund der dabei entstehenden Wärmeentwicklung Titan in die Kammer verdampft wird und sich dort an der benachbarten Wänden absetzt. In der Halbleiterindustrie wird Titan aufgrund seiner adhäsiven Charakteristika als Haftvermittler eingesetzt. Restgas, welches auf die bedampfte Titanschicht trifft, wird chemisch gebunden und ist somit aus der Kammer gepumpt. Die effektive Pumpleistung von $3 \frac{l}{s \cdot cm^2}$ ist abhängig von der bedampften Fläche und wird auf etwa $200 \frac{l}{s}$ abgeschätzt. Nach einer gewissen Betriebszeit verbraucht sich die bedampfte Flächen von selbst und muss erneuert werden.

Gemessen wird der Kammerdruck mit einem Heiß-Kathoden-Messkopf (Varian "UHV-24p Ionization Gauge"), der einen Druck bis $3 \cdot 10^{-11}$ mbar messen kann. Das Funktionsprinzip dieses Messkopfs kann detailliert in [111, 173] nachgelesen werden. Zwischen einem Filament und einem umhüllenden zylindrischen Käfig wird ein Elektronenstrahl gesendet. Dieser Strahl ionisiert das in dem Zwischenbereich befindliche Restgas. Ein weiterer Draht, auf eine negativen Spannung gelegt, detektiert die so ionisierten Restgasteilchen, wobei der Teilchenfluss in einen messbaren Druck konvertiert werden kann. Abb. 4.7 präsentiert eine Zeichnung des zusammengesetzten Systems. Ein Kaltfinger Kryostat kann optional an den hinteren CF100 integriert werden.

4.2.2 Verdampfungsöfen

Der verwendete Verdampfungsöfen [174] ist vollständig UHV tauglich aufgebaut und besteht aus zwei Röhrchen aus nicht magnetisierbarem Stahl die über einen verjüngten Stahldraht miteinander verbunden werden. Die Verbindungen werden

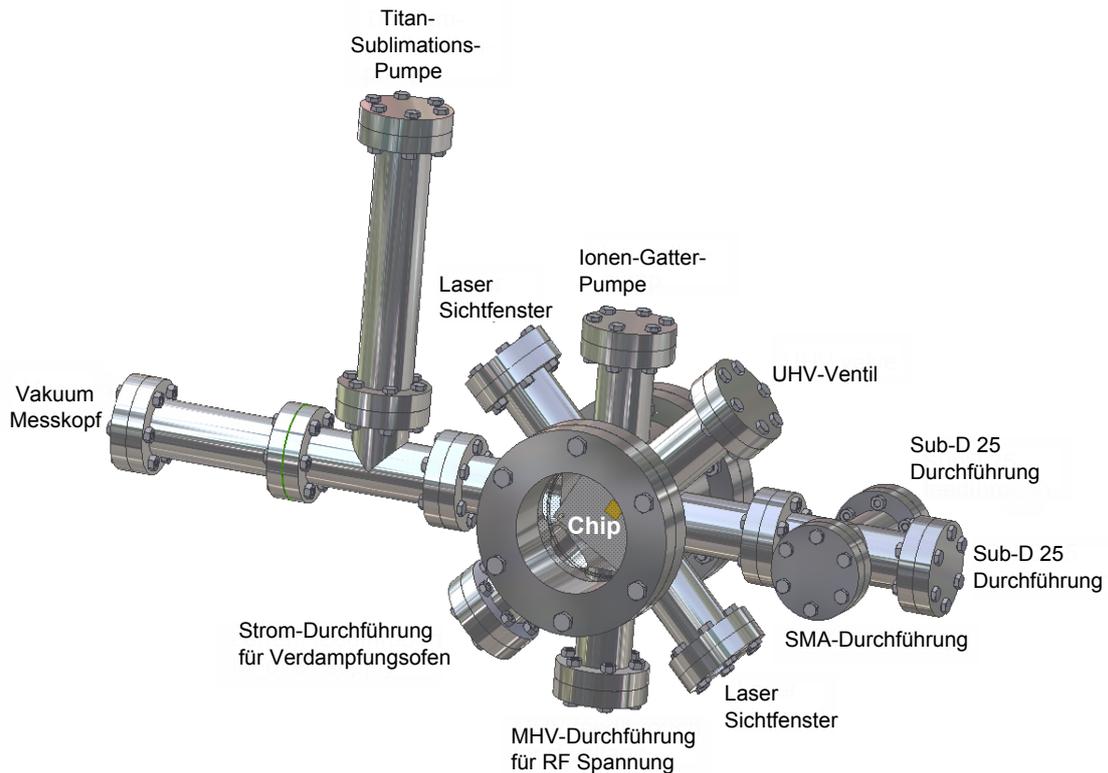


Abbildung 4.7: Zeichnung der zusammengesetzten Vakuumkammer des Oberflächenfallen-Experiments. An die in Abb. 4.6 dargestellte Kammer werden elektrische Durchführungen, Sichtfenster zum Einkoppeln von Laserlicht in die Kammer, Vakuumpumpen, ein Druck-Messkopf und ein Vakuumventil angebracht. Aufgrund von Platzmangel wird die Kammer um zwei Kreuze erweitert und zusätzlich der Messkopf und die Titan-Sublimations-Pumpe zum Schutz der Filamente in Tuben integriert.

dabei mittels Laserschweißen erzielt. Eines der beiden Röhren wird mit dem gewünschten Element befüllt. Wird nun ein Strom durch die Struktur geschickt, entsteht aufgrund des erhöhten Widerstandes im Heizelement, einer dünnen Stelle im befüllten Röhren unmittelbar vor der Verbindung zum Stahldraht, ohmsche Wärme. Dadurch wird der gesamte Ofen erwärmt und der zuvor befüllten Feststoff wird sublimiert, so dass aus dem Ofenröhren ein Atomstrahl emittiert wird. In den Anhängen (Abb. C.10) ist der Aufbau und ein Wärmebild des Ofens bei einem Stromfluss von 1,5 A präsentiert.

Der emittierte Atomstrahl weist eine Divergenz auf. Wird der Ofen ohne einen Schutz verwendet, würde der Chip mit der Zeit bedampft, was aufgrund der geringen Elektrodenabstände von $10\ \mu\text{m}$ zu Kurzschlüssen zwischen den Elektroden führen kann. Damit auch die vorhandene Divergenz nicht zu großen vertikalen Aufweitungen von der Strahlachse führt, wird der Abstand des Ofens zum Chip reduziert. Hierzu wird eine Aussparung in den Träger eingearbeitet (Abb. 4.8 unten). Weiter wird eine Blende (aus einer bedruckten Aluminiumoxid-Keramik) der Höhe $640\ \mu\text{m}$ auf den Träger integriert, um den Chip vor Deposition zu schützen (Abb. 4.8). Die Differenz der Oberkanten des Chips und der Blende entspricht $\approx 180\ \mu\text{m}$. Die eingebauten Öfen werden nun so justiert, dass das Ofenrohr, also effektiv der Atomstrahl, parallel zur Trägeroberfläche gerichtet ist und die Mitte des emittierenden Ofenröhren auf der Höhe der Oberkante der Blende liegt. Die Blende absorbiert den zur Chipoberfläche gerichteten Atomfluss. Somit wird erreicht, dass nur ein geringer Prozentanteil des aus dem Ofen verdampften Elements die Chipoberfläche erreicht. Abb. 4.9 zeigt die normierte, detektierte atomare Fluoreszenz für Ytterbium dieses Aufbaus bei einer Variation der Höhe des $399\ \text{nm}$ Lasers (siehe dazu Kap. 5.1.2). Zwar wird in den Fanghöhen um $150\ \mu\text{m}$ und $100\ \mu\text{m}$ eine Reduktion auf $(68 \pm 3)\%$ und $(45 \pm 2)\%$ der ursprünglichen atomaren Fluoreszenz detektiert, jedoch wird der Atomfluss auf der Chipoberfläche auf $(13,5 \pm 1,2)\%$ vermessen. Somit ist die Unterdrückung des atomaren Flusses vom Fangpunkt zur Fallenoberfläche beim Fallendesign mit $150\ \mu\text{m}$ Fanghöhe $(5,0 \pm 0,7)$ und beim Fallendesign mit $100\ \mu\text{m}$ Fanghöhe $(3,3 \pm 0,5)$.

4.2.3 Vakuum herstellen

Nachfolgend wird beschrieben, wie ein Vakuum im UHV-Bereich erzeugt werden kann. Die in der Kammer eingebauten Materialien dürfen nur eine verschwindende Ausgasrate bei geringen Drücken aufweisen. Mit Verwendung von Dickschicht- und Mikrosystemtechnologie wird dieses gewährleistet. Wichtig ist dies ebenfalls für den Einsatz von Loten und Klebern, weshalb nur spezielle, vakuumtaugliche Stoffe verwendet werden dürfen. Weiter werden die einzubauenden Teile mit Lösemitteln wie Aceton und Isopropanol gereinigt, um Rückstände von Ölen oder Fetten zu entfernen. Nicht restlos entfernte Lösemittelreste gasen im UHV aus, weshalb

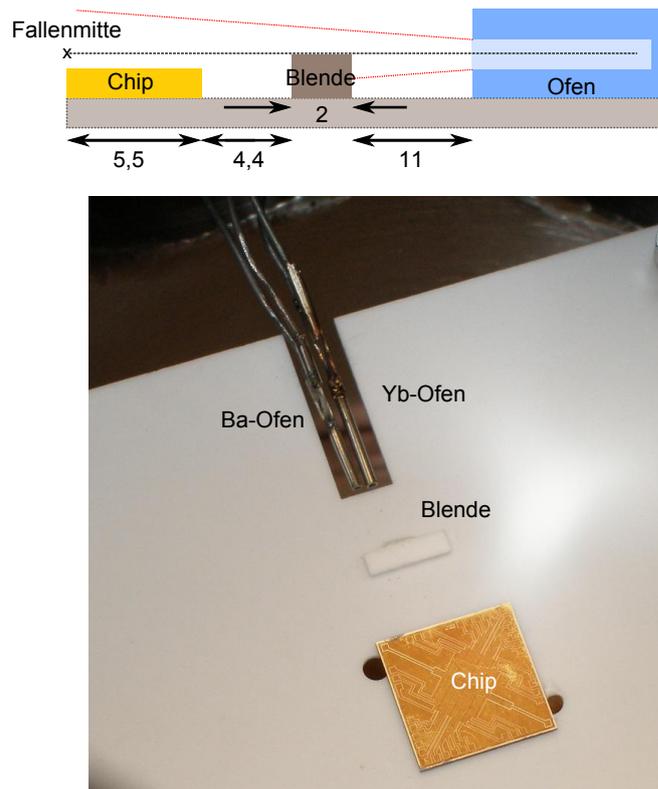


Abbildung 4.8: Oben: Nicht massstabsgetreue Skizze der Integration einer Blende zum Schutz des Chips vor Bedampfung mit dem, aus dem Verdampfungs-ofen emittierten, Element. Die Höhendifferenz von Blende und Chip beträgt $180\ \mu\text{m}$. Die Blende wird so nahe an den Chip wie möglich auf den Chip-träger geklebt. Der Ofen wird so justiert, dass die Mitte des Ofenrohres mit der Oberkante der Blende übereinstimmt und der zum Chip gerichtete Atomfluss (rot) von der Blende geblockt wird. (Die Maße sind in mm angegeben.) Unten: Testaufbau der Blende mit einem Barium- und einem Ytterbium-Ofen.

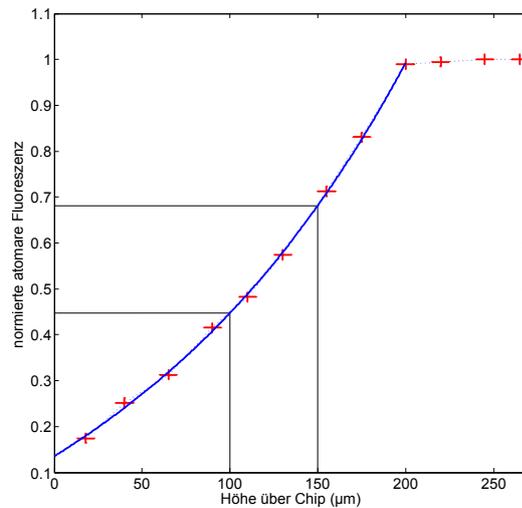


Abbildung 4.9: Detektierte, auf den ersten Messwert normierte, atomare Fluoreszenz von ^{172}Yb -Atomen bei Änderung der Höhe des 399 nm Lasers mit einer Blende der Dicke von $640\ \mu\text{m}$. Eine Exponentialfunktion fittet die ermittelten Messwerte. Eine Reduktion auf 68% bzw. 45% der ursprünglichen Fluoreszenz wird bei den Fanghöhen $150\ \mu\text{m}$ und $100\ \mu\text{m}$ registriert. Die Unterdrückung der neutralen Teilchendichte ($\text{Teilchen}/\text{m}^3$), die zum atomaren Fluss ($\text{Teilchen}/\text{m}^2\ \text{s}$) führt ist somit bei der ersten Fanghöhe $5,0 \pm 0,7$ und $3,3 \pm 0,5$ bei der Zweiten. Für geringere Fanghöhen können Blenden mit einer kleineren Dicke verwendet werden.

darauf geachtet werden muss diese mittels Spülen mit Wasser rückstandslos zu entfernen. Es sollten keine geschlossenen Schraubverbindungen benutzt werden, da diese zu virtuellen Lecks neigen. Diese sind eingeschlossene Bereiche mit Umgebungsdruck, die einen Gasfluss in die Kammer entweichen können und somit das erreichbare Vakuum reduzieren. Sind Schraubverbindungen unumgänglich, so können senkrecht zum Schraubgewinde Einkerbungen eingearbeitet werden, wodurch die virtuellen Lecks nicht entstehen können.

Trotz Berücksichtigung der obigen Punkte, wird nach dem Zusammenbau nur ein Vakuum in HV-Bereich erreicht, da sich Wasser an den Wänden der Kammer ansammelt, was sich nicht aus der Kammer pumpen lässt. Die Kammer muss auf eine Temperatur, höher als die Siedetemperatur von Wasser, für eine längere Zeit (≥ 48 h [173]) erhitzt werden²⁶ und somit das so aus den Wänden entweichende Wasser aus der Kammer zu pumpen. Dies passiert mit einer Turbomolekularpumpe [173], die Drücke im niedrigen HV-Bereich erzeugen kann. Die Ausheiztemperatur ist abhängig von den eingebauten Vakuumteilen und ist i.d.R. durch die Antireflexbeschichtungen der Fenster auf 200 °C begrenzt. Weiter werden Bonds verwendet, die nicht über 150 °C erhitzt werden sollten [111], da sich bei diesen Temperaturen die Haftung der Bonds zum Untergrund reduziert. Mit einem angeschlossenen Massenspektrometer kann die Zusammensetzung des Restgases in der Kammer untersucht werden und aus diesen Daten mögliche Lecks und Verunreinigungen identifiziert werden. In den Anhängen (C.7) wird die Massenzusammensetzung und die Temperaturabhängigkeit des Druckes präsentiert und typische Methoden der Lecksuche diskutiert. Während des Ausheizvorgangs müssen die Titan-Sublimations-Pumpe gefeuert und der Druck-Messkopf gereinigt werden, damit sich dort keine Restgasteilchen ansetzen können. Weiter wird der Ofen kontinuierlich auf einer höheren Temperatur als die Umgebung gehalten, damit sich auch hier keine Restgasteilchen absetzen können. Mit den oben beschriebenen Punkten kann ein Druck erreicht werden, der kleiner als der Messbereich des Messkopfes ($\leq 3 \cdot 10^{-11}$ mbar) ist und die Titan-Sublimations-Pumpe somit nur in großen Abständen gefeuert werden muss, da die Titanschicht aufgrund der geringen Teilchendichte der Restgases in der Kammer nicht gesättigt wird.

4.3 Abbildungssystem

Das nachfolgend beschriebene Abbildungssystem ist notwendig, um ortsaufgelöst einzelne Photonen der gespeicherten Ionen detektieren zu können und damit Experimente betreiben zu können. Der Aufbau wird modular gehalten, so dass zwischen den Detektionssystemen für Barium- und Ytterbium-Ionen umgebaut werden

²⁶Es wird ein Gradient von 2 °C pro 10 Minuten empfohlen, um die Beschichtungen der Sichtfenster nicht zu gefährden.

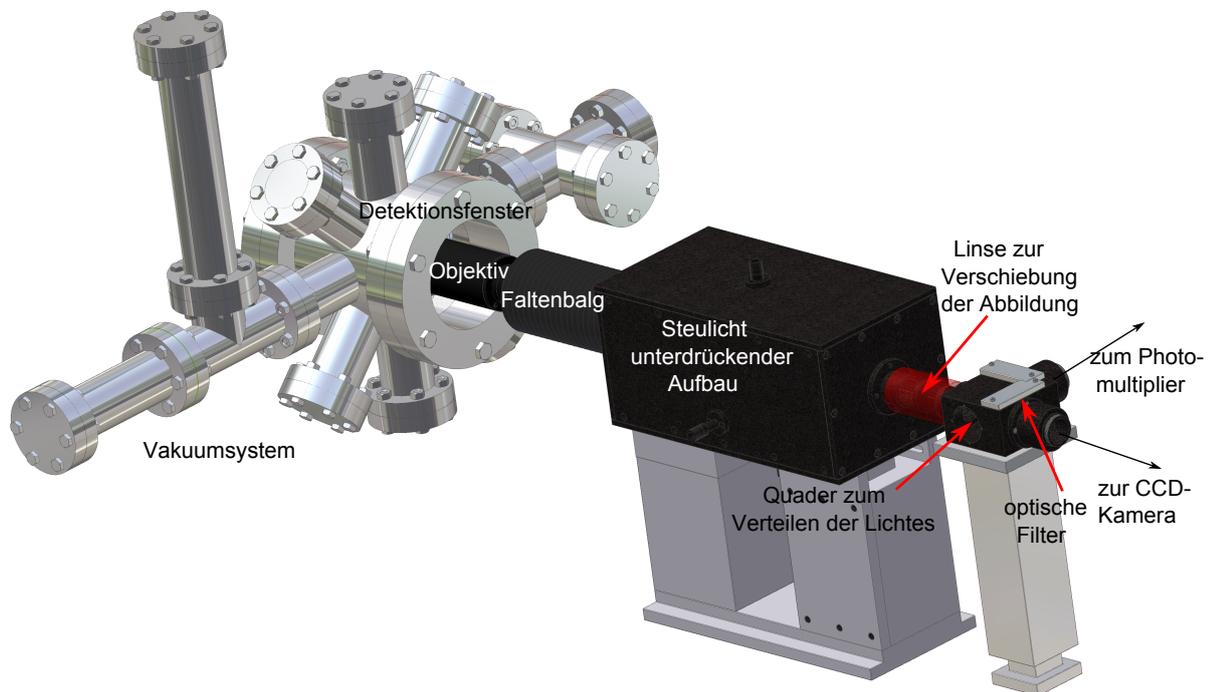


Abbildung 4.10: Darstellung des Detektionssystem bestehend aus dem Detektionsfenster, dem Objektiv, dem Streulicht unterdrückendem Aufbau, der zusätzlichen Abbildungslinse um die Abbildung zu größerem Abstand zu strecken, dem zwischen Kamera und Photomultiplier aufteilenden Quader und (nicht eingezeichnet) der CCD-Kamera [175].

kann. Zuerst werden die Abbildungsobjektive für Barium- und Ytterbium-Ionen und das darauf angepasste, aufgebaute Detektions- bzw. Sichtfenster beschrieben (Kap. 4.3.1). Um das Signal-zu-Hintergrund Verhältnis der Detektion zu verbessern, wird ein zusätzlicher Aufbau in den Strahlengang integriert (Kap. 4.3.2). Anschließend kann in einem Quader das Licht wahlweise auf eine CCD-Kamera (Kap. 4.3.3) oder einen Photomultiplier oder beide gleichzeitig gesendet werden, wobei ein Photomultiplier bisher nicht eingebaut wurde. In Abb. 4.10 ist das gesamte Detektionssystem, welches nachfolgend in diesem Unterkapitel beschrieben wird, dargestellt.

4.3.1 Sichtfenster und Objektiv

Das folgende Detektionssystem wird, bedingt durch eine frühere Vorgabe von Barium als zu fangendes Element, für Barium-Ionen entwickelt und anschließend für Ytterbium-Ionen angepasst. Die für Barium zu detektierenden Wellenlängen liegen

bei 493 nm für die Resonanzfluoreszenz und bei 650 nm für den Rückpumpübergang. Beide Wellenlängen liegen im sichtbaren Bereich, wodurch auf ein kommerzielles Objektiv zurückgegriffen werden kann. Die Vorgaben an ein solches System sind eine hohe numerische Apertur, eine starke Vergrößerung, um eine hinreichende Auflösung zu erreichen, und ein erhöhter Arbeitsabstand, da sich die gespeicherten Ionen in einer geschlossenen Vakuumkammer befinden. Es wird ein Abstand vom gespeicherten Ion zum Detektionsfenster von 10 mm benötigt, um keine Einschränkungen an den Aufbau des Trägers im Vakuumsystem stellen zu müssen und keine möglichen Aufladungseffekte des Detektionsfensters am Ort des Ions zu spüren²⁷, wodurch unter Betrachtung der Dicke des Detektionsfensters (5 mm) und einer geringen Variationsmöglichkeit des Abstandes ein Arbeitsabstand um mindestens 20 mm erfüllt werden sollte. Eine Alternative, ein Linsensystem in die Vakuumkammer zu integrieren, wird aufgrund einer langen Entwicklungsdauer verworfen. Optional ist eine Korrektur der chromatischen Abberation gewünscht, um gleichzeitig das Fluoreszenzlicht bei 493 nm und 650 nm detektieren zu können. Das apochromatische Objektiv "M Plan Apo 20x" (Mitutoyo, [176]) besitzt eine vergleichbare Leistungsfähigkeit wie typischen Mikroskopie Objektive, wobei es für einen Arbeitsabstand von $WD_{\text{Mitu}} = 20$ mm entwickelt wurde. Mit einer 20-fachen Vergrößerung kann eine Auflösung von $0,7 \mu\text{m}$ erzielt werden mit einer numerischen Apertur von $NA = 0,42$. Objektive mit einer stärkeren Vergrößerung ($> 20x$) benötigen kleinere Arbeitsabstände (< 13 mm); bei Objektiven mit größeren Arbeitsabständen (≥ 30 mm) sind die numerische Apertur ($\leq 0,2$) und die Auflösung ($> 1,0 \mu\text{m}$) nicht mehr ausreichend, da Ionen-Abstände bei längeren Ketten um $5 \mu\text{m}$ liegen. Das Objektiv bildet nicht ab, dafür ist eine weitere Linse vorgesehen (Mitutoyo, "MT-40"), die in einem Abstand von 170 mm ein Bild erzeugt, wo eine CCD-Kamera zur Detektion positioniert wird.

Damit der Arbeitsabstand von 20 mm erreicht werden kann, wird ein nach Innen gerichtetes Sichtfenster der Länge 70 mm, von der Oberkante des CF100 Flansches gemessen, konstruiert²⁸ (Abb. 4.7). Es wird ein 5 mm dickes Alkali Borosilikat (Corning "7056"²⁹ [177]) Glas verwendet mit einem Durchmesser von 87 mm. Eine beidseitige Antireflexbeschichtung³⁰ für 493 nm ($R = 0,25 \%$) und 650 nm ($R = 0,1 \%$) unterdrückt Reflexionen des durchgehenden Lichts.

Um gespeicherte Ytterbium-Ionen detektieren zu können, wird ein Objektiv verwendet, welches speziell zur Detektion von Licht bei 369 nm mit einem Arbeitsabstand von $WD_{369} = 40$ mm und einer numerischen Apertur von $NA = 0,4$ in der Arbeitsgruppe Quantenoptik entwickelt wurde [178]. Analog zum obigen kom-

²⁷Private Korrespondenz, Dr. M. Brownnutt, Assistent von Prof. R. Blatt, Universität Innsbruck.

²⁸Spezialanfertigung Fa. Hositrad Vakuum Technology, nach angefertigten Zeichnungen.

²⁹Die Transmission liegt bei 99 % für sichtbares Licht bei 493 nm und 650 nm, 93 % für 791 nm; im UV-Bereich: 97,5 % für 399 nm und 87,5 % für 369 nm.

³⁰Fa. Tafelmeier Dünnschicht-Technik GmbH, Rosenheim.

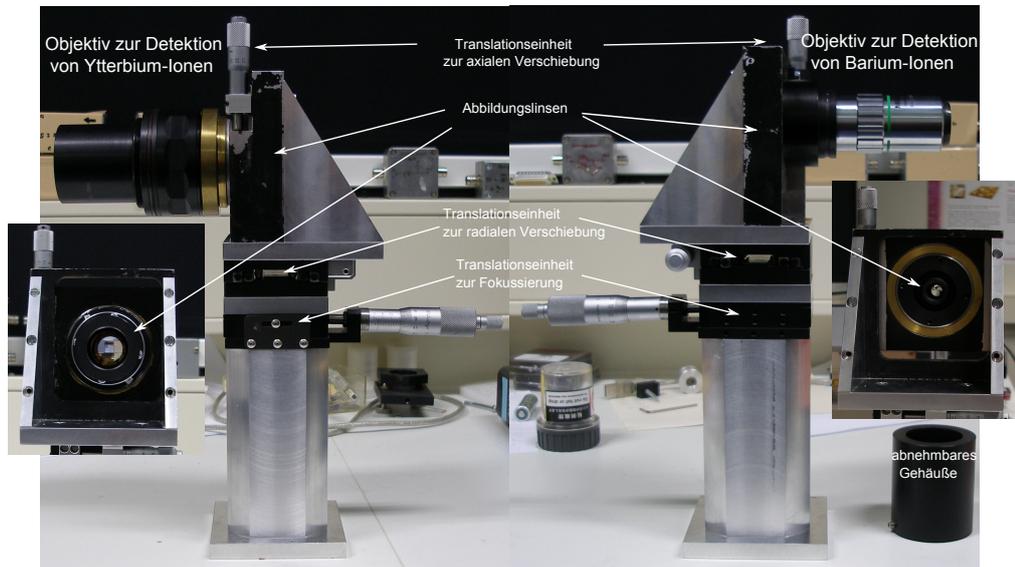


Abbildung 4.11: Abbildung der Objektive für Ytterbium (links) und Barium (rechts). Beide können auf die gleiche Halterung montiert werden. Diese besitzt Translations-einheiten für die Fokussierung und für eine Verschiebung der Sichtfläche in radialer und axialer Richtung.

merziellen System erzeugt das Objektiv kein Bild und muss mit einer zusätzlichen Linse (Quartzglas, $f = 500$ mm) ergänzt werden. Optimiert wurde das Objektiv, um eine Struktur der Länge $500 \mu\text{m}$ ohne Abbildungsfehler darstellen zu können, was einer Ionenkette von ungefähr 100 Ionen entspricht. Weiter kann die Tiefenschärfe mittels einer Irisblende eingestellt werden.

Beide Objektive können wahlweise auf eine Halterung montiert werden (Abb. 4.11), die Mikrometer genau mittels Verschiebeeinheiten jeweils in der Höhe, parallel zur Kammer und im Abstand zur Kammer variiert werden kann. Letzteres ist wichtig für das Ytterbium-Objektiv, da dieses nicht chromatische korrigiert ist und somit für jede einzelne Wellenlänge einen anderen Arbeitsabstand besitzt. Weiter werden zur Justage der Objektive auf die Wellenlänge des Fluoreszenzlichtes der zu detektierenden Ionen Leuchtdioden jeweils bei 500 nm (Fa. Limitronix, "LED cyan 500 nm", [179]) bzw. 375 nm (Fa. Thorlabs, "LED370E", [180]) an deren fallenseitigem Ende angebracht.

4.3.2 Streulicht unterdrückender Aufbau

Der Nachteil an der Art des Experimentaufbaus für die Oberflächenfalle ist, dass die Laser parallel zur Oberfläche der Falle gesendet werden. Da Laser Gaußstrahlen sind (Kap. C.1.1), existiert auch bei Abständen größer als der Halbwertsbreite

noch eine Restintensität, die an den Chipoberflächen Streulicht verursacht. Da Ionen bei den Oberflächenfallen typischerweise in Höhen von 50 bis 200 μm gefangen werden, müssen entweder die Laser sehr klein fokussiert werden, um die Restintensitäten des Lasers auf den Chipoberflächen zu reduzieren, oder die Unterdrückung des Streulichtes optimiert werden. Letzteres wird in diesem Kapitel beschrieben.

Der nachfolgend beschriebene Aufbau ist im Rahmen einer Bachelor- und Master-Arbeit entstanden [175, 181] und wird für die Abbildung von Ytterbium-Ionen konzipiert. Der Aufbau besteht aus drei Klingenebenen in einem festen Abstand zueinander, die einen telezentrischen Aufbau darstellen, integriert in ein Streulicht unterdrückendes, eloxiertes Aluminiumgehäuse. Das Eloxat weist eine Absorption von $\approx 90\%$ für Licht bei 369 nm auf, die verwendeten Klinsen sind speziell mit einem Lack überzogen, der 95 % des Lichtes bei 369 nm absorbiert [181]. Die mittlere Klingenebene, bestehend aus zwei senkrecht zueinander stehenden Klingepaaren, bildet eine rechteckige Apertur und befindet sich in der fokalen Ebene des Abbildungssystems (Abb. 4.12). Mittels einer zusätzlichen Abbildungslinse mit Brennweite $f = 80\text{ mm}$, die sich in einem Tubus hinter dem Aufbau befindet, wird das Licht auf die CCD-Kamera abgebildet, die sich im Abstand $4f$ von der mittleren Apertur befindet. Streulicht von der Chipoberfläche, der ITO-Elektrode oder vom Detektionsfenster, weist andere Arbeitsabstände des Objektivs auf und wird somit in anderen Fokalebene abgebildet. Durch die rechteckige Apertur, welche vom mittleren Klingepaar gebildet wird, wird nur ein Arbeitsabstand bzw. eine Fokalebene ohne Unterdrückung transmittiert, der auf die Ionen eingestellt wird. Licht, welches an der Position der Apertur nicht im Fokus ist, wird von den Klinsen abgeschnitten. Zentrisches Streulicht, welches von der Chipoberfläche direkt unterhalb der Ionen herkommt, wird vor der Apertur abgebildet und größtenteils geblockt (siehe Abb. 4.12 roter Strahlengang). Außerzentrisches Streulicht (grüner Strahlengang) wird von der mittleren Apertur absorbiert. Somit ist die Abbildung des Streulichtes auf dem Kamerachip in ihrer Intensität stark reduziert. Das vordere Klingepaar kann unabhängig von der mittleren Apertur eingefahren werden, was die Streulichtmenge von Objekten mit einem geringeren Arbeitsabstand zusätzlich reduzieren kann. Das hintere Klingepaar wird genutzt, um das an den vorderen Klingepaaren gebeugte Licht abzuschneiden. Aufgrund der Tatsache, dass die Höhe und Position der Ionen oberhalb des Chips variabel ist, wird auch der Streulicht unterdrückende Aufbau auf Translationseinheiten gearbeitet.

Justiert wird der Aufbau, wie in Kap. 5.1.5 beschrieben, auf ein maximales Signal-zu-Hintergrund Verhältnis (SHV) mittels einer Variation der Blendenfläche und dem Abstand der mittleren Blendenapertur zum Ion. Das Hintergrundlicht wird dabei als detektiertes Licht bei geblocktem 935 nm Laser definiert und besteht somit aus dem Streulicht des 369 nm Lasers und dem elektronischen Rauschen der Kamera. Letzteres kann natürlich nicht reduziert werden und liefert somit eine untere Grenze der Hintergrundlichtmenge.

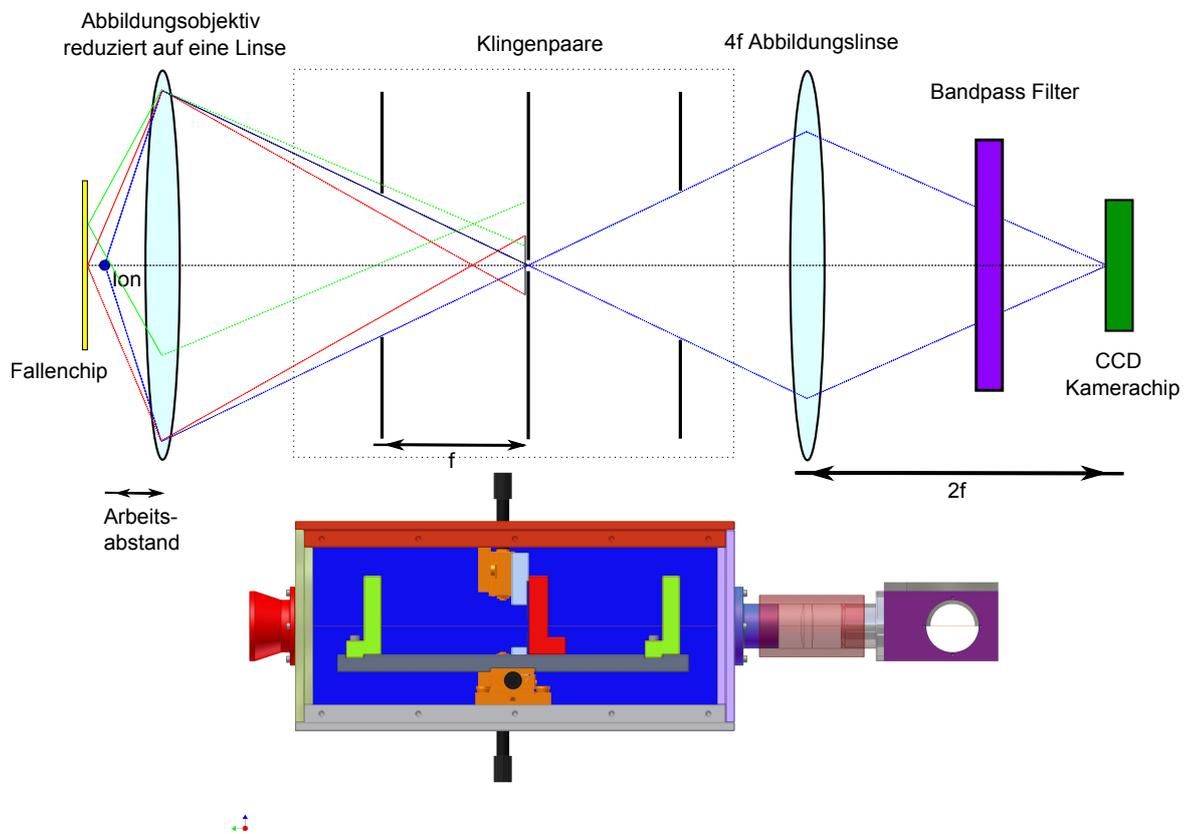


Abbildung 4.12: Darstellung des Streulicht unterdrückenden Aufbaus bestehend aus drei Klingenebenen gebaut in ein eloxiertes Aluminiumgehäuse. Die mittlere Klingenebene, aus zwei senkrecht zueinander stehenden Klingenpaaren bestehend, befindet sich in der Fokalebene des Abbildungsobjektivs. Mittels einer 4f-Abbildungslinse ($f = 80 \text{ mm}$) wird die Abbildung auf die Kamera projiziert. Auf das abzubildende Ion, im Arbeitsabstand des Objektivs, wird das System eingestellt, wobei sich das Ion in der optischen Achse befindet (blauer Strahlengang). Zentrisches Streulicht von der Chipoberfläche (Höhendifferenz zum Ion $50 \mu\text{m} - 200 \mu\text{m}$) (roter Strahlengang) weist einen anderen Arbeitsabstand und wird in einem Fokus abgebildet, welcher näher zum Objektiv ist. Daher wird ein großer Teil dieses Lichts vom mittleren Klingenpaar geblockt. Der Anteil des Lichts, der transmittiert wird, wird am hinteren Klingenpaar zusätzlich reduziert. Außerzentrisches Streulicht von der Oberfläche (grüner Strahlengang) wird von den Klingenpaaren vollständig geblockt. Streulicht von kleineren Arbeitsabständen (ITO-Elektrode, Sichtfenster) wird ebenfalls nahezu vollständig am vorderen Klingenpaar geblockt. Unten: Technische Zeichnung des Streulicht reduzierenden Aufbaus in der seitlichen Ansicht als Falschfarbenbild. Die mittlere Apertur ist rot, das vordere und hintere Klingenpaar sind grün hervorgehoben. Die Abstände der Linsen und Klinge sind in beiden Abbildungen identisch. (Die Abbildung ist nicht maßstabsgetreu.)

Um kein zusätzliches Streulicht zu erhalten, wird das Zwischenstück zwischen Objektiv und dem Streulicht unterdrückendem Aufbau mit einem Gummifaltenbalg abgedeckt, der sich von seiner Länge dem Abstand anpassen kann. Hinter dem Aufbau befindet sich ein Quader, der das Licht auf eine CCD-Kamera oder einen Photomultiplier mittels eines einsetzbaren Spiegels oder Strahlteilers leiten kann. Analog zum Streulicht unterdrückendem Aufbau und zum Tubus wird der Quader ebenfalls eloxiert, um Streulicht zu unterdrücken. Jeweils vor den Detektionselementen können optische Filter zur Unterdrückung nicht erwünschter Wellenlängen integriert werden. Für die Detektion von Ytterbium ist nur Licht bei 369 nm notwendig, daher wird eine Kombination zweier optischer Bandpassfilter³¹ verwendet, die nur Licht bei 369 nm mit einer Bandbreite von 12 nm (FWHM) mit 90 % transmittieren und die anderen Wellenlängen mit 10^7 unterdrücken [182, 183].

4.3.3 Kamera

Die verwendete Kamera (Andor, "iXon DU-897 back-illuminated") ist eine CCD-Kamera, die Einzelphotonen nachweisen kann. Es ist eine so genannte Elektronen-Vervielfachungs Kamera ("Electron Multiplying Charged Couple Device", kurz: EMCCD), die die detektierten Signale zusätzlich elektronisch verstärken kann ("EM Gain") und somit ein größeres Signal-zu-Hintergrund Verhältnis erzielen kann. Die Quanteneffizienz der Kamera liegt im sichtbaren Bereich um 95 %, im ultraviolettem Bereich bei 35 %. Erreicht wird diese Effizienz mittels einer speziellen Beschichtung ("UVB coating"), die auf der Rückseite des Chips aufgebracht wird, und der Chip umgedreht mit dessen Rückseite verwendet wird. Betrieben wird die Kamera bei einer Temperatur von -80 °C, um den thermischen Dunkelstrom zu reduzieren.

Justiert wird das gesamte Detektionssystem, indem die Abstände der einzelnen Komponenten so zueinander verschoben werden, dass die Chipoberfläche mittels Licht von der jeweiligen, integrierten Leuchtdiode bei 500 nm oder 375 nm (siehe Kap. 4.3.1) auf der CCD-Kamera abgebildet werden kann. Anschließend kann, wie in Kap. 5.1.1 diskutiert, der notwendige Detektionslaser des jeweiligen Elements auf die Chipoberfläche gestrahlt und diese nach Variation des Arbeitsabstandes auf der Kamera abgebildet werden. Abschließend werden der Arbeitsabstand des Objektivs und die Laser auf die Fanghöhe von 150 μm gestellt.

Die Vergrößerung des gesamten Detektionssystems kann bestimmt werden, indem ein bekannter Abstand, beispielsweise die Breite einer Fallenelektrode von 150 μm auf dem Kamerachip abgebildet wird und die Pixelanzahl zu (115 ± 2) ermittelt wird. Mit der bekannten Pixelgröße der Kamera von $(16 \cdot 16) \mu\text{m}^2$, wird

³¹Fa. Semrock, "365 nm MaxLamp Mercury line filter" und Fa. Semrock, "440 nm blocking edge BrightLine short-pass filter".

eine Vergrößerung von $V = (12,27 \pm 0,21)$ bestimmt. Somit entspricht ein einzelnes Pixel einem Quadrat mit der Kantenlänge $(1,33 \pm 0,05) \mu\text{m}$, die gesamte Detektionsfläche des Kamerachips beträgt somit $(679,4 \pm 23,0) \mu\text{m}$ bei einer Pixelfläche von $(512 \cdot 512) \text{Pixel}^2$.

4.4 Elektrische Versorgung

Ein wichtiger Punkt, um eine funktionierende Falle zu besitzen, ist die richtige elektrische Verschaltung dieser. Die RF-Spannung (Kap. 4.4.1) ist entscheidend für den radialen Einschluss, die Gleichspannungen (Kap. 4.4.2) für den axialen Einschluss des Ions in der Falle. Darüber hinaus wird der Anschluss der Ströme an die Elektroden detailliert beschrieben (Kap. 4.4.3)

4.4.1 RF-System

Ein Frequenzgenerator (Hameg, "HM8032") erzeugt eine Antriebsfrequenz bei 14,7 MHz, die mit einem Verstärker (Kalmus, "110C") um 40 dB auf eine Ausgangsleistung von $\approx 0,4 \text{ W}$ erhöht wird. Anschließend wird mittels eines Resonators die Leistung verstärkt. Das Konzept des Resonators basiert auf einem koaxialen Resonator mit einer leitenden inneren Helix [184]. Die Geometrie der Helix (Steigung, Dicke, Anzahl der Windungen) (Abb. 4.13) und der Verbindungspunkt zum äußeren Gehäuse definieren zusammen mit der Kapazität der angeschlossenen Last die Güte, also die Verstärkung des Resonators, und die Verstärkungsfrequenz. Es wird eine Helix aus Kupfer auf ein Rohr aus Polytetrafluorethylen (kurz: PTFE, Trivialname: Teflon) gewickelt, welches geringe dielektrische Verluste liefert und eine mechanische Stabilität gewährleistet, die in einer Frequenzstabilität im Bereich von $\pm 30 \text{ Hz}$ resultiert [51, 185]. Konstruiert ist der Resonator für eine Antriebsfrequenz von 17 MHz bei einer Lastkapazität von 30 pF [185]. Die gemessene Kapazität (SWR Meter, "MFJ-259B") des Vakuumsystems, bestehend aus dem Fallenchip, dem Chipträger, dem invakuum Kupferkabel und der MHV-Durchführung, kann zu $\approx 25 \text{ pF}$ bestimmt werden. Ein zusätzliches Anschlusskabel zum Resonator resultiert in einer gesamten Lastkapazität von $\approx 35 \text{ pF}$. Mit Variation der Lastkapazität, realisiert mittels Änderung der Kabellänge oder Anschluss von zusätzlichen BNC Steckern, kann die Frequenz reduziert werden, wobei die Güte des Resonators sinkt [185]. Mit angeschlossener Falle als Lastkapazität kann eine Resonatorgüte von $(77,9 \pm 0,8)$ gemessen werden.

Es wird der Resonator an das Fallensystem so angeschlossen, dass entstehende Masseschleifen reduziert werden. Abb. 4.14 visualisiert die Verbindung. Mittels einer 1 pF Kapazität, die an den Ausgang des Resonators angeschlossen wird, kann die aktuelle Amplitude auf einem Oszilloskop überwacht werden, wobei ein

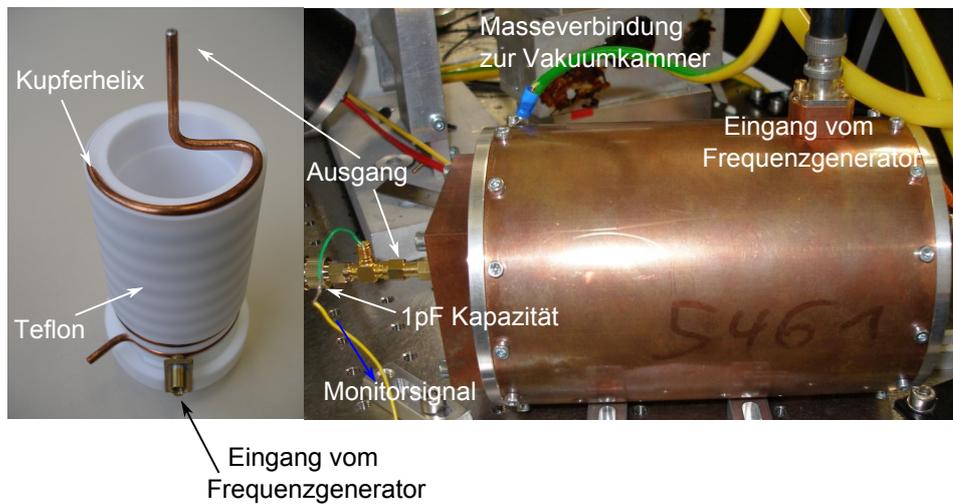


Abbildung 4.13: Fotografie des fürs Oberflächenfallen-Experiment entwickelten Resonators [185]. Links: Innere Helix aus Kupfer auf Polytetrafluorethylen definiert über die Dimensionsparameter zusammen mit der Größe der Last die Güte und die Verstärkungsfrequenz des Resonator. Rechts: Abbildung des Resonator mit Ein- und Ausgang des Frequenzsignals, dem Monitor-signal und der Masseverbindung zur Vakuumkammer.

Kalibrationsfaktor von $108,04 \pm 0,68$ zwischen Oszilloskop und realer Amplitude ermittelt wird (am gespeicherten Ion in Kap. 5).

4.4.2 Gleichspannungs-System

Im aktuellen Design des Fallenchips sind die äußeren Gleichspannungselektroden zu jeweils elf Elektrodenpaaren segmentiert. Mit der mittleren Kontrollelektrode und der ITO-Glas-Elektrode müssen somit 24 Elektroden auf unterschiedliche Potentiale angeschlossen werden. Erzeugt werden die Potentiale mit einem kommerziellen System (AdWin, "Pro II"). Die erzeugten Potentiale, von -10 V bis +10 V, können mit nahezu Echtzeit [186] geschaltet werden. Das kommerzielle System beinhaltet aktuell zwei Einsteckmodule ("Digital-Analog-Converter", "Pro II AOut-8/16") mit jeweils acht Ausgängen, wobei zehn analoge Ausgänge für die Spannungsversorgung der Oberflächenfalle vorgesehen sind. Die analogen Ausgänge, auf 50Ω konvertiert, werden über eine Routerplatine (Anh. C.8), die maximal 12 Eingangssignale auf 75 verschiedene Elektroden mittels drei Sub-D 25 Stecker verteilen kann, an die Elektroden gelegt. Die Ausgänge der Routerplatine werden mit Sub-D Verbindungskabeln an die Vakuumdurchführungen angeschlossen. Aufgrund der begrenzten Anzahl von zehn zur Verfügung stehenden Potentialen werden mehrere Elektroden auf das gleiche Potential angeschlossen, was als Kanal definiert

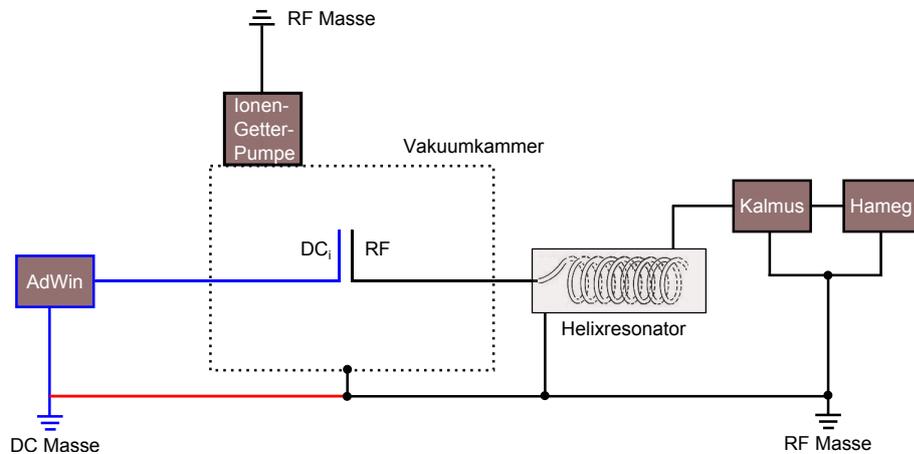


Abbildung 4.14: Abbildung des RF-Systems zur Unterdrückung von Masseschleifen. Es hat sich experimentell herausgestellt, dass bei einem Zusammenschluss der Massen (rote Verbindung) der Gleichspannungspotentiale (blau) und der Masse des RF-Kreises (schwarz) die Massenschleifen reduziert werden, sprich die resultierende RF-Amplitude steigt bei gleichzeitig geringerer umlaufender Leistung.

wird.

Auf dem Fallenchip sind die Abstände der Gleichspannungselektroden zu den RF-Elektroden $10 \mu\text{m}$. Dadurch gibt es eine kapazitive Kopplung der Wechselspannung auf die Gleichspannungselektroden, die zu einer Störung des Fallenpotentials führen können. Deshalb wird jeweils ein Tiefpassfilter für jede Elektrode aufgebaut, der diese Kopplung unterdrückt. In einem geschirmten Gehäuse, welches direkt an die Durchführung angeschlossen wird, wird eine Platine integriert, die zweistufige Tiefpassfilter für jeden einzelnen Pin der Sub-D Stecker mit der Grenzfrequenz $0,64 \text{ kHz}$ beinhaltet (Abb. 4.15).

4.4.3 Stromelektroden

In Kap. 2.4 wird eine Struktur zur Erzeugung von Magnetfeldgradienten am Ort der gespeicherten Ionen mittels Stromfluss durch diese entwickelt. Hierzu werden einige der segmentierten Elektroden geschlitzt und als zwei Elektroden angeschlossen. Zur Erzeugung des Stroms wird ein spannungsbegrenzter Stromgenerator (ELV, "PPS 5330"[135]) verwendet. Damit der Strom ohne ohmsche Verluste fließen kann, muss der Tiefpassfilter bei diesen Elektroden überbrückt werden. Die Verbindung wird unterbrochen (Abb. 4.16) und der Stromgenerator angeschlossen. Typischerweise sollen die verwendeten Stromelektroden auf einem definierten Potential liegen, welches für einen axialen Einschluss des Ions in der Falle notwendig

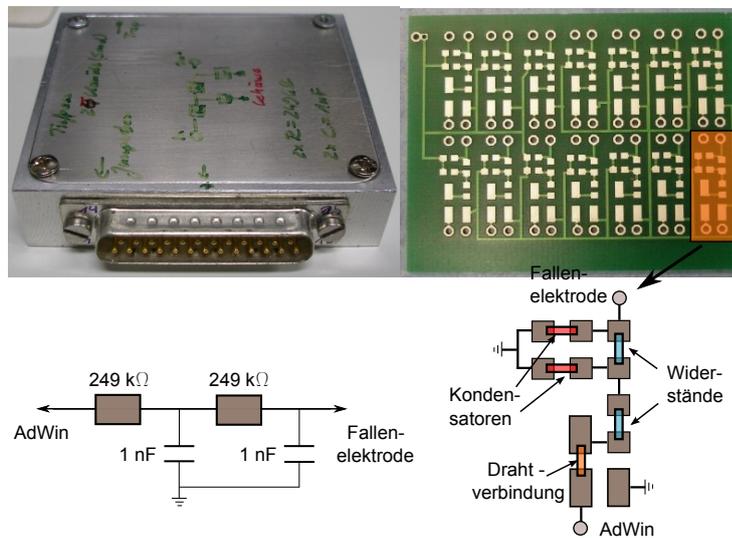


Abbildung 4.15: Darstellung des verwendeten, zweistufigen Tiefpassfilter für die jeweiligen 25 Pins eines Sub-D Steckers, die kompakt auf eine Platine für bis zu 28 Signale (oben rechts) in ein geschirmtes Gehäuse (oben links) integriert werden. Unten rechts wird ein Kanal der Platine vergrößert dargestellt; es kann optional für jeden Kanal eine Verbindung mit der Masse erzielt werden. Unten links ist das Schaltbild eines einzelnen Filters dargestellt, der mit einem Widerstand von $249\text{ k}\Omega$ und einer Kapazität von 1 nF eine Grenzfrequenz von $0,64\text{ kHz}$ aufweist.

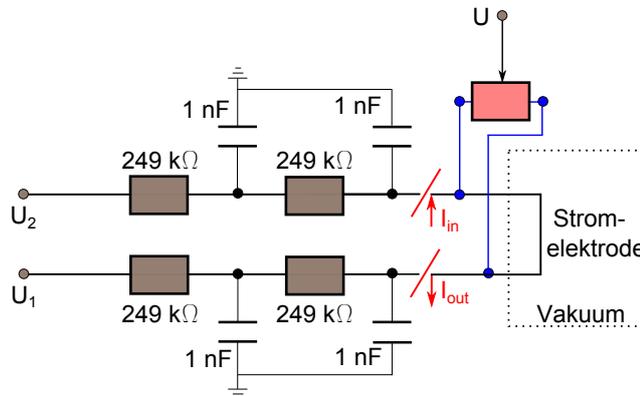


Abbildung 4.16: Darstellung des Anschlusses der Stromelektroden über eine Überbrückung der Tiefpassfilter. Die Verbindung wird unterbrochen und ein Stromgenerator angeschlossen. Typischerweise sollen die verwendeten Stromelektroden auf einem definierten Potential liegen, welches für einen axialen Einschluss des Ions notwendig ist. Erreicht wird die Anhebung auf das gewünschte Potential mittels einer Verwendung eines Widerstand-Potentiometers, dessen Masseverbindung auf eine Spannung gesetzt wird.

ist. Erreicht wird diese Anhebung des Potentials mittels einer Verwendung eines Widerstand Potentiometers, dessen Masseverbindung auf die gewünschte Spannung gesetzt wird. Um zu entscheiden, ob der Stromgenerator für das Experiment geeignet ist, wird die Stabilität dieses in einem Zeitraum von 1 h zu $\Delta I / I \approx 5 \cdot 10^{-2}$ bestimmt (Anh. C.9) [131].

4.5 Experimentsteuerung

Als letzter Punkt wird in diesem Kapitel die Experimentsteuerung betrachtet. Diese ist wichtig, um das Experiment, insbesondere die Spannungen und die Position der Laser oberhalb der Falle, in nahezu Echtzeit, kontrollieren zu können (Kap. 4.5.1). Ebenfalls ist das Auslesen des Wellenlängenmeters von Bedeutung (Kap. 4.5.2), um Kontrolle über die eingestrahelten Laser zu besitzen. Die Steuerung des Experimentes erfolgt über das Programm "LabView"³² und wird im Rahmen einer Masterarbeit [169] erarbeitet, basierend auf der Programmierung der Kommunikation [171] zwischen "LabView" und dem kommerziellen System "AdWin Pro II", welches die Gleichspannungen und digitalen Signale liefert.

³²National Instruments, Version 2012.

4.5.1 Steuerung der Falle

Entscheidend für die Funktionalität einer Falle ist das Anlegen von Spannungen an die Gleichspannungselektroden, was in Kap. 4.4.2 besprochen wird. Erzeugt werden die Spannungen über analoge Ausgänge des "AdWin Pro II" System, welches über einen Ethernet-Anschluss mit dem Steuerrechner verbunden wird. Es wird ein Steuerprogramm geschaffen, welches jeden einzelnen Spannungskanal in nahezu Echtzeit³³ steuern kann oder eine vorher programmierte Spannungssequenz an die Elektroden anlegen kann, mit der ein Iontentransport in der Falle realisiert werden kann.

Weiter können Akusto-Optische-Modulatoren (Anh. C.2.2), die die Laser nach dessen Durchlauf mit einem definierten Winkel ablenken und diese somit nicht mehr in Fasern eingekoppelt werden können, mit analogen und digitalen Spannungen geschaltet werden. Ebenfalls werden analoge Spannungen an die Piezoaktoren der Diodenlaser in der Littrow-Konfiguration angeschlossen, die die emittierten Wellenlängen verändern können. Über einen analogen Eingang können so genannte Fehlersignale der Frequenzstabilisierung eingelesen und es kann ausgegeben werden, ob eine Stabilisierung vorliegt.

Die Position der Laser oberhalb der Falle wird über einen motorgesteuerten Spiegel geändert (Kap. 5.1.1). Über Integration einer kommerziellen Steuersoftware³⁴ in das Steuerprogramm kann eine Positionsänderung in Echtzeit oder programmiert, in einer vorher definierten Sequenz, erreicht werden.

Zusätzlich können in dem Steuerprogramm Frequenzgeneratoren (Fa. Toptica, "VFG 150"), mittels USB-Anschluss, in der Frequenz, Amplitude und Phase in Echtzeit oder über eine programmierte Sequenz gesteuert werden, was für die im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Messungen (Kap. 5.2) entscheidend ist.

4.5.2 Auslesen des Lambdameter

Das Auslesen des Lambdameters erfolgt über eine GPIB³⁵ Verbindung des verwendeten Zählers (Phillips, "PM6680") mit dem Steuerrechner. Es kann auf den Speicher des Zählers zurückgegriffen werden, wodurch zwischen mehreren Zählmodi geschaltet werden kann. Die Konvertierung des gemessenen Wertes in eine Vakuumwellenlänge erfolgt nach [170] (Anh. C.5) über Einlesen des aktuellen Druckes und der Temperatur mittels analogen Eingängen am AdWin und die gemessene Wellenlänge wird anschließend ausgegeben. Bei Verwendung des Multiplexers wird das

³³Die Reaktionszeit des AdWin System beträgt laut Hersteller 300 ns.

³⁴Thorlabs APT V2.17.0 [187].

³⁵"General purpose interface bus", "IEC-625-Bus" oder "IEEE-488" ist die Bezeichnung für einen parallelen Datenbus mit einer Datenübertragungsgeschwindigkeit von bis zu 1MByte/s, über den maximal 15 Geräte gleichzeitig gesteuert werden können.

eingeliesene Signal jeweils auf mehrere, den einzelnen Wellenlängen entsprechende, Ausgabekanäle verteilt, wodurch eine gleichzeitige Ausgabe bzw. Messung von mehreren Wellenlängen erreicht wird.

5

Experimentelle Ergebnisse

Das folgende Kapitel beinhaltet die Messungen, die im Rahmen dieser Dissertation durchgeführt werden. Es folgt eine Aufteilung in Diskussion der Fallencharakteristik (5.1) und Messungen am gespeicherten Ion mittels Radiofrequenz-optischer Doppelresonanz-Spektroskopie (5.2). Im ersten Teil wird auf die Justage der Laser in die Falle (5.1.1), die Detektion der Atomfluoreszenz (5.1.2) und auf das Speichern von gekühlten Ionen (5.1.3) eingegangen, gefolgt von einer Beschreibung der Fangraten (5.1.4) und der Justage des Streulicht unterdrückenden Aufbaus (5.1.5). Um die Falle in ihrer Funktionalität zu analysieren, werden Fallenfrequenzen gemessen (5.1.6) und ein Mikrobewegungsabgleich durchgeführt (5.1.7). Um die von den integrierten Strukturen erzeugte Gradientenstruktur mit $^{172}\text{Yb}^+$ -Ionen auszumessen, werden Messungen am gespeicherten Ion mittels Radiofrequenz-optischer Doppelresonanz-Spektroskopie durchgeführt (5.2). Hier wird, nach einem Überblick des Spektroskopieverfahrens, das statische Magnetfeld diskutiert (5.2.1). Nach einer Beschreibung der Initialisierung und Manipulation des verwendeten Pseudo-Qubits (5.2.2) folgt eine Bestimmung des externen Magnetfeldes mittels gespeichertem Ion (5.2.3). Es wird der zu verwendende Strom durch die Chipstruktur eruiert, der zu keiner Beschädigung des Fallenchips führt (5.2.4) und damit die erzeugte Gradientenstruktur inkohärent vermessen (5.2.5). Abschließend erfolgt eine Diskussion der mittels angelegtem Magnetfeldgradienten ermöglichten Adressierung von Ionen im Frequenzraum (5.2.6).

5.1 Fallencharakteristik

In dem Unterkapitel wird ein Überblick über die Funktionalität der aufgebauten Oberflächenfalle gegeben. Um diese zu demonstrieren, müssen die verwendeten Laser sehr genau überlagert und in der Fangregion des Fallenchips fokussiert werden. Hierzu ist eine präzise Laserjustage notwendig (5.1.1). Eingestrahlt werden die Laser parallel zur Oberfläche in einem Winkel von 45° zur axialen Fallenachse, um die axiale und eine radiale Bewegungsmode der gespeicherten Ionen zu kühlen. Weiter muss gewährleistet werden, dass ein atomarer Fluss an der Fangregion existiert, weshalb die atomare Fluoreszenz untersucht wird (5.1.2). Anschließend kann das Speichern von gekühlten Ionen demonstriert werden (5.1.3). Zur weiteren Charakterisierung werden Fangraten der Falle bestimmt (5.1.4), die Fallenfrequenzen vermessen (5.1.6) und ein Mikrobewegungsabgleich durchgeführt (5.1.7). Die Justage des Streulicht unterdrückenden Aufbaus wird in (5.1.5) beschrieben.

5.1.1 Laserjustage

Um Ionen in der planaren Falle speichern zu können, müssen die genutzten Laser am Ort des Fallenminimums optimal überlagert sein. Zusätzlich muss der Durchmesser der Laser so gewählt werden, dass die Leistungsdichte ausreichend zum Speichern von Ionen ist und gleichzeitig das von den Lasern stammende Streulicht reduziert ist.

Für die Justage der Laserdurchmesser und deren Überlagerung wird sich einer CCD-Kamera (Electrophysics, "Micronviewer 7290" - Laserprofilkamera) bedient, dessen Abbildungslinse entfernt wird. Nach der Fokussierungslinse¹, die die Laserstrahlen in der Vakuumkammer am Ort der Ionen fokussiert, werden die zuvor in der Überlagerungseinheit zusammengeführten Laser direkt vor dem Vakuumfenster mit einem Spiegel ausgekoppelt und auf die oben erwähnte Kamera gesendet. Diese wird im gleichen Abstand zur Überlagerungseinheit positioniert, der dem Abstand zur Fangregion des Fallenchips entspricht. Mit einer bekannten Pixelbreite ($x \cdot y$) $18,6 \mu\text{m} \cdot 19,9 \mu\text{m}$ der Laserprofilkamera kann der Strahlradius w_0 der Laser (siehe Kap. C.1.1) mittels Fitten einer Gaußfunktion² an die gemessenen Profile bestimmt werden.

Die Laser werden über polarisationserhaltende Einzelmoden-Fasern zur Überlagerungseinheit gesendet. Am auskoppelnden Kollimator kann mittels Verstellen der Kollimatorlinse der Fokuspunkt der Abbildung, also der Durchmesser der Laserstrahls in einem bestimmten Abstand, variiert werden. Es wird ein Strahlradius um $w_0 = 100 \mu\text{m}$ für die verwendete Laser angestrebt, um das an der Chipoberfläche

¹Brennweite $f = 200 \text{ mm}$, Quartzglas.

²Entwickeltes Fitprogramm von Dr. M. Johanning, Akademischer Rat, Arbeitsgruppe Quantenoptik, Prof. Wunderlich, Universität Siegen.

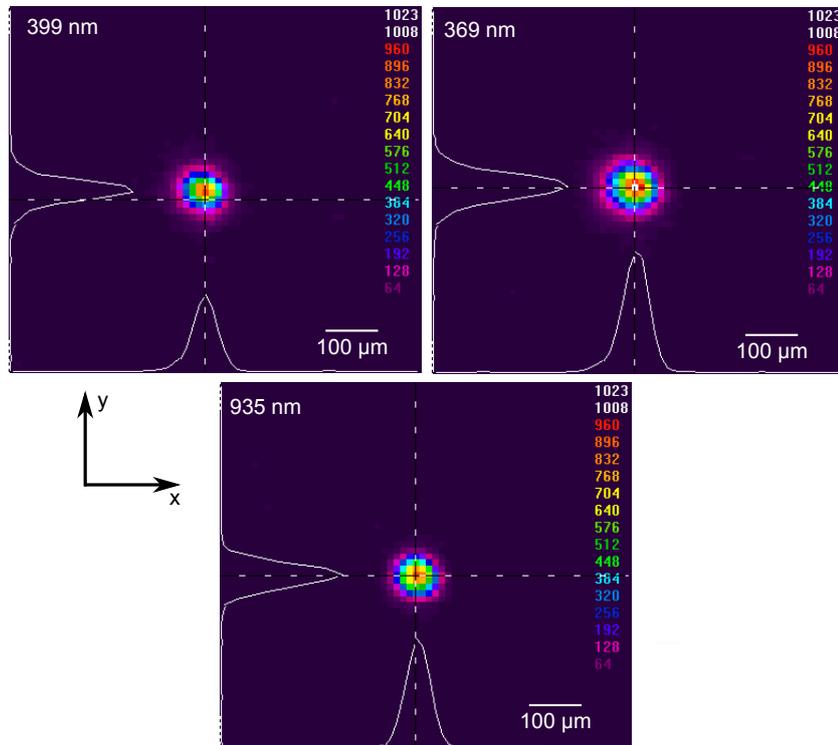


Abbildung 5.1: Darstellung der aufgenommenen Laserprofile der 399 nm, 369 nm und 935 nm Laser mit einer Laserprofilkamera bei reduzierten Laserleistungen im Nanowatt-Bereich, um die Abbildungen nicht zu sättigen.

Laser	w_0 (μm)
369 nm x	$98,8 \pm 2,0$
369 nm y	$104,5 \pm 2,4$
399 nm x	$87,7 \pm 2,6$
399 nm y	$86,9 \pm 3,8$
935 nm x mit Teleskop	$82,7 \pm 1,2$
935 nm y mit Teleskop	$88,0 \pm 1,4$

Tabelle 5.1: Mittels angefitzter Gaussfunktion bestimmte Strahlradien w_0 der Laserprofile in x - und y -Richtung mit einer Laserprofilkamera für die verwendeten Laser bei 369 nm, 399 nm und 935 nm. Da der korrekte Abstand der Kamera zur Überlagerungseinheit nicht exakt auf die Ionenposition eingestellt werden kann, wird die Position um 5 mm variiert und daraus ein Fehler bestimmt. Der 935 nm Laser wird zusätzlich mit einem strahlaufweitendem Teleskop manipuliert und so dessen Gaußbreite in der Falle reduziert. Eine Messung des 935 nm Lasers vor dem Einbau des Teleskops ist nicht durchgeführt worden, weshalb hier kein Messwert angegeben wird.

erzeugte Streulicht zu reduzieren, aber auch um nicht zu kritisch in der notwendigen Überlagerung zu sein. Abb. 5.1 zeigt die aufgenommenen Laserformen mit auf wenige Nanowatt reduzierter Leistung, um die Abbildungen nicht zu sättigen, und Tab. 5.1 präsentiert die ermittelten Strahlradien mit einem Gaussfit an die aufgenommenen Profile. Die Fehler werden bestimmt, indem bei einer geringen Positionsänderung um 5 mm der Kamera die Profile zusätzlich vermessen und aus der Änderung ein statistischer Fehler errechnet wird. Dieses ist notwendig, da der exakte Abstand vom Fallenminimum zur Überlagerungseinheit nicht exakt mit der Kamera eingestellt werden kann. Es werden in etwa die gewünschten 100 μm erreicht.

Beim 935 nm Laser wird mittels eines zusätzlichen Teleskops (Linsen aus BK-7: $f_1 = -10$ mm, $f_2 = 50$ mm) die Strahlbreite aufgeweitet, wodurch eine um den Faktor drei kleinere Gaußbreite an der Fallenposition erreicht wird.

Da Änderungen des Versatzes der Laserstrahlen an den Vakuumfenstern bei den obigen Messungen nicht berücksichtigt werden können und auch die Position der Kamera nicht absolut präzise auf den Abstand zur Fallenmitte justiert werden kann, wird die Überprüfung der Überlagerung direkt mit Hilfe der Abbildung der Laser, die im streifenden Einfall auf den Fallenchip gesendet werden, mit dem Detektionssystem durchgeführt. Hierzu werden mit dem motorgesteuerten Einkoppelspiegel die Laser auf die Oberfläche unterhalb des zu erwartenden Fallenminimums gestellt und der jeweiligen Wellenlänge entsprechend nacheinander auf die CCD-Kamera abgebildet. Um sicherzugehen, dass auch die Mitten der Laserprofile überlagert werden, wird auf das maximale Streulichtsignal überlagert. Abb. 5.2 zeigt repräsentativ den streifenden Einfall des 369 nm Lasers, der mit der Detektionskamera abgebildet wird. Die horizontale Überlagerung der Laser erfolgt über Justieren der Strahlmitten auf den gleichen Pixelwert mit einer Auflösung, die auf wenige Pixel diskutiert werden kann. Die visuelle Auflösung im vertikalen Überlapp ist, abhängig von der Einstellbarkeit des motorgetriebenen Einkoppelspiegels, um $(16,4 \pm 1)$ μm (siehe unten).

Anschließend werden die Mitten der Laserprofile auf die simulierte Fangposition um 150 μm oberhalb der Falle gesetzt (siehe Kap. 2.3.2). Hierzu ist eine Kalibration des motorgesteuerten Spiegels notwendig. In den Anhängen wird die Bestimmung des Kalibrationsfaktor von $dx/dS = (16,4 \pm 1,0)$ zwischen Änderung der Strahlhöhe an der Falle (dx in μm) und Änderung des Spiegels (dS in μm) detailliert beschrieben.

5.1.2 Atomare Fluoreszenz

Wie in Kap. 2.1.2 diskutiert, werden die aus einem Verdampfungssofen (Kap. 4.2.2) stammenden Ytterbium-Atome mittels eines Zwei-Photonen Prozesses ionisiert. Zuerst werden die Atome aus dem Grundzustand $[\text{Xe}]4f^{14}6s^2 \ ^1S_0$ mit dem 399 nm Laser ins $6s6p \ ^1P_0$ -Niveau angeregt und anschließend mit dem 369 nm Laser ioni-

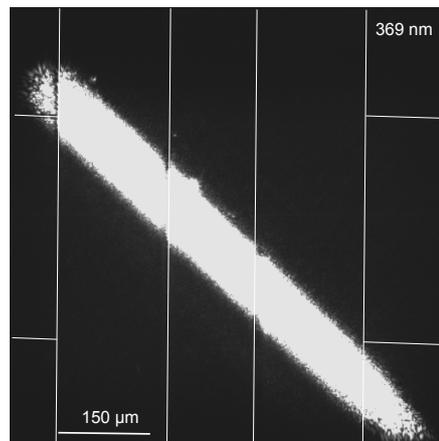


Abbildung 5.2: Die verwendeten Laser werden in einem streifenden Einfall auf die Chipoberfläche gestrahlt und über eine Änderung des Einstrahlwinkels die Position auf dem Chip variiert. Es wird jeweils die maximale Intensität eingestellt. Mit dem Objektiv können die Laser der Wellenlänge entsprechend nacheinander fokussiert werden. Zur Abbildung wird die zur Ionendetektion verwendete EM-CCD Kamera (Andor, "iXon DU-897") mit einer elektronischen Verstärkung ("EM Gain") von 100 verwendet. Die Laser können in vertikaler Richtung, reduziert durch die Auflösung des motorgetriebenen Spiegels, auf etwa $16,4 \mu\text{m}$ genau überlagert werden, in horizontaler Richtung ist diese Auflösung auf einige Pixel beschränkt. Zusätzlich ist die Chipstruktur in die Abbildung eingezeichnet.

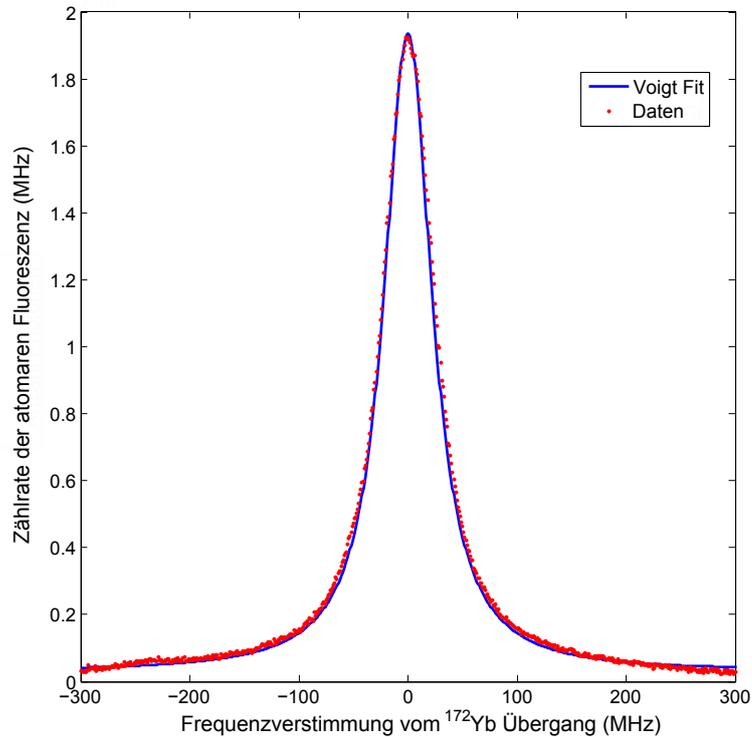


Abbildung 5.3: Spektrum der atomaren Fluoreszenz des Übergangs $6s6p\ ^1P_1$ nach $6s^2\ ^1S_0$ vom ^{172}Yb -Isotop. Es wird eine Voigtfunktion gefittet, die eine Faltung aus einer Lorentzfunktion und einer Gaussfunktion darstellt. Die Lorentzfunktion fittet die sättigungs- oder leistungsverbreiterte Linienbreite, die Gaussfunktion lässt eine Verbreiterung des Überganges über Dopplerverbreiterung zu. Es wird eine Halbwertsbreite von 53 MHz für den Übergang ermittelt.

sirt (Abb. 2.3) [65, 66]. Der Rückfall in das Grundniveau vom angeregten Zustand ist als atomare Fluoreszenz detektierbar. Abb. 5.3 zeigt die aufgenommene atomare Fluoreszenz bei Änderung der Frequenz des 399 nm Lasers, dessen Strahlmitte in einer Höhe von 150 μm oberhalb der Chipoberfläche positioniert ist. Es wird eine Halbwertsbreite von 53 MHz für den Übergang ermittelt, mit einer gefitteten Lorentzbreite von 50 MHz und einer gefitteten Gaussbreite von 12 MHz, die zusammen ein Voigt-Profil ergeben [174]. Der Übergang ist nahezu frei von Dopplerverbreiterung, die Verbreiterung der natürlichen Linienbreite von 28 MHz ist hauptsächlich durch die Leistungsverbreiterung des 399 nm Lasers verursacht. Die ermittelte Resonanzwellenlänge im Vakuum liegt bei $\lambda_{398}^0 = 398,910805(11)$ nm, gemessen mit dem Lambdamer des Mikrofallen-Experimentes [171].

Der Atomofen ist mit isotonenangereichertem ^{172}Yb befüllt. Jedoch können auch Spuren von ^{171}Yb , ^{173}Yb und ^{174}Yb ermittelt werden, die etwa eine um Fak-

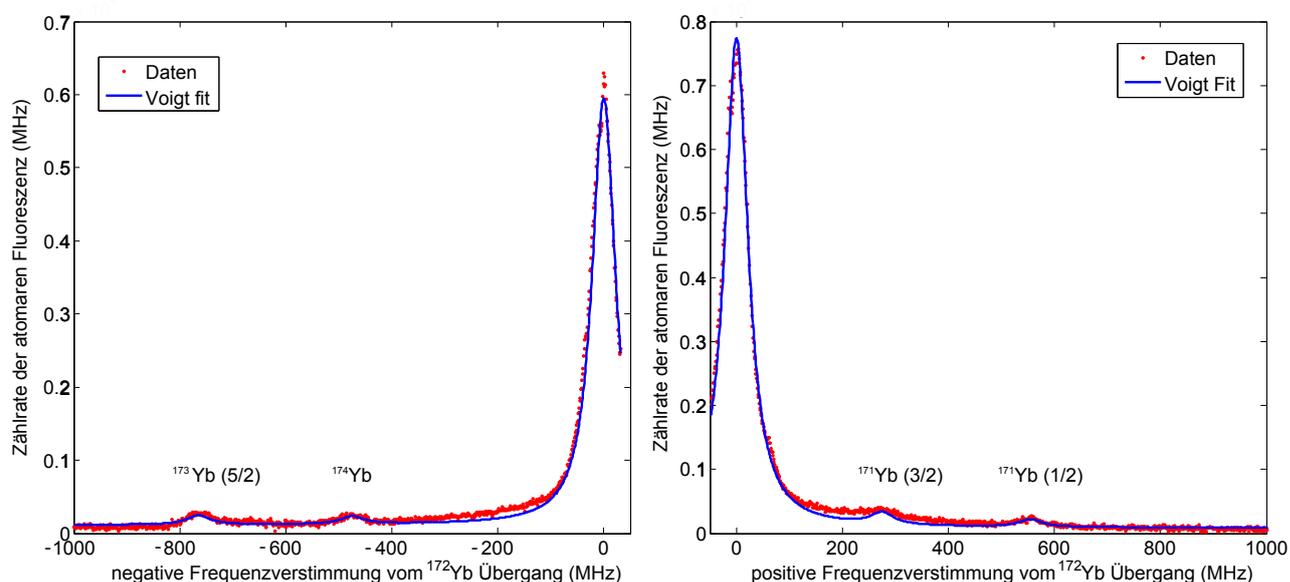


Abbildung 5.4: Ermitteltes Spektrum der atomaren Fluoreszenz des Überganges $6s6p\ ^1P_1$ nach $6s^2\ ^1S_0$ bei einer Frequenzverstimung von ± 1 GHz ausgehend von der Resonanz des ^{172}Yb -Isotops. Bestimmt werden die Resonanzen über Voigt-Funktionen. Die ermittelten Isotope sind in die Abbildungen eingezeichnet, die bestimmten Resonanzfrequenzen der jeweiligen Isotope sind in Tab. 5.2 dargestellt.

tor 50 reduzierte Fluoreszenzrate aufweisen (Abb. 5.4). Tab. 5.2 listet die gemessenen und gefitteten Isotopenverschiebungen zusammen mit Literaturwerten [188] auf. Der Vergleich ergibt Unterschiede zwischen gemessenen und Literaturwerten im Bereich von 20 bis 60 MHz. Die angegebenen Fehler sind aus einer Fortpflanzung aus dem Fitfehler und dem Fehler des Piezoaktuators, der die Frequenzvariation gewährleistet, gerechnet. Beim Piezoaktuator wird eine Linearität zwischen Spannung und Frequenz angenommen und dieser auf (378 ± 8) MHz/V kalibriert (unter Berücksichtigung der Präzision des Lambdameters von $\Delta\lambda/\lambda = 2 \cdot 10^{-8}$ [171]).

Die zuvor präsentierten Spektren der atomaren Fluoreszenz sind bei vollständig temperiertem Verdampfungssofen aufgenommen. Abb. 5.5 (links) stellt die atomare Fluoreszenz in Abhängigkeit der Betriebszeit bei einem Ofenstrom von 2,55 A dar. Der Anstieg der Fluoreszenz ist bedingt durch den Aufwärmprozess des Ofens gegen eine Endtemperatur T_e . Dieser Zusammenhang kann aus der Clausius-Clapeyron Formel [189] für eine Dampfdruckkurve zu

$$p(T) = p_0 \exp(-\Delta Q/k_B T) \quad (5.1)$$

hergeleitet werden, mit ΔQ als Übergangswärme (pro Teilchen) für den Phasen-

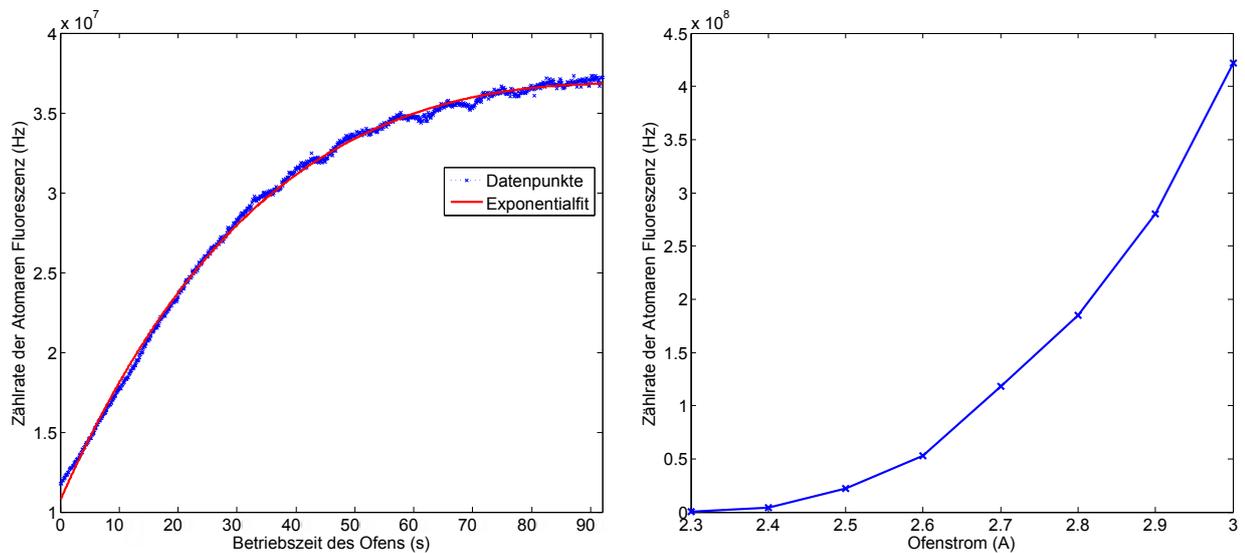


Abbildung 5.5: Links: Darstellung des Aufwärmprozess des VerdampfungsOfens bei einem Strom um 2,55 A, der durch eine Exponentialfunktion beschrieben werden kann (siehe Text). Rechts: Die atomare Fluoreszenz bzw. der emittierte Atomfluss ist eine Funktion des Stromes durch den Ofen. Für Ströme unter 2,6 A ist eine Aufwärmzeit von 10 min eingehalten worden, für größere 5 min, so dass davon ausgegangen werden kann, dass nach dieser Zeit der Atomofen vollständig temperiert ist. Bei Strömen kleiner als 2,3 A ist nahezu keine atomare Fluoreszenz mehr detektierbar.

Isotop	Resonanzen (MHz)	nach D. Das et. al. [188] (MHz)
176	n.b	- 1042,62 ± 1,03
173 (5/2)	- 765 ± 16	- 786,73 ± 1,03
174	- 475 ± 12	- 533,31 ± 0,53
173 (3/2)	n.b	- 17,33 ± 2,53
172	0	0
173 (7/2)	n.b	+ 54,68 ± 1,11
171 (3/2)	+ 275 ± 11	+ 299,13 ± 1,03
171 (1/2)	+ 560 ± 19	+ 620,39 ± 1,14
170	n.b	+ 659,08 ± 1,19

Tabelle 5.2: Auflistung der bestimmten Frequenzdifferenzen der gefitteten Resonanzen der atomaren Fluoreszenz bezogen auf den $6s6p\ ^1P_1 \rightarrow 6s^2\ ^1S_0$ Übergang des ^{172}Yb -Isotops. Die mit "n.b." bezeichneten Werte sind nicht gemessen worden. Die angegebenen Fehler sind aus einer Fortpflanzung aus dem Fitfehler und dem Fehler des Piezoaktuators, der die Frequenzvariation gewährleistet, gerechnet. Zum Vergleich werden Literaturwerte für die Resonanzen der einzelnen Isotope dargestellt [188]. Der Vergleich ergibt Unterschiede im Bereich von 20 bis 60 MHz. Die gemessenen Werte stimmen im Bereich 2 bis 4 - σ mit den Literaturwerten überein.

übergang von 1 (Feststoff) nach 2 (Gas) und p_0 als Anfangsbedingung. Mit Kenntnis der Beziehung zwischen Temperatur des Ytterbiumgases in Abhängigkeit von der Zeit t mit dem Strom I als Parameter

$$T = T_0 + (T_e - T_0) \cdot \exp(-I/t) \quad (5.2)$$

kann ein Zusammenhang zwischen Dampfdruck und Zeit aufgestellt werden. Aus der idealen Gasgleichung $pV = Nk_B T$ kann die Gasdichte zu

$$N = \frac{p(T)}{k_B T} \cdot V \quad (5.3)$$

bestimmt werden. Der Teilchenfluss durch eine runde Apertur beträgt somit [66]

$$\dot{N} = \sqrt{\frac{8\pi r^4}{mk_B T}} \cdot p(T). \quad (5.4)$$

Erst nach einer Zeit von 100 s ist bei einem Strom von 2,55 A der Dampfdruck des Ytterbium-Elements im Ofen vollständig temperiert, so dass die maximale Temperatur und somit auch der maximale Teilchenfluss erreicht wird. Zum Fangen von Ionen wird ein atomarer Fluss verwendet, bei dem keine atomare Fluoreszenz mehr detektierbar ist. Bei diesen verkleinerten Strömen ist die Deposition von Ytterbium

auf dem Fallenchip reduziert, was dem Schutz der Chipoberfläche dienlich ist. Die mittlere Geschwindigkeit der emittierten Atome ist geringer als im Vergleich zu höheren Strömen, was ein Einfangen der ionisierten Atome beschleunigt. Betrachte hierzu die Geschwindigkeitsverteilung eines thermischen Strahls [190]

$$f(v) = \frac{v_z^3}{2\tilde{v}^4} \exp\left(-\frac{v_z^2}{2\tilde{v}^2}\right) \quad (5.5)$$

mit $\tilde{v} = \sqrt{k_B T/M}$, wobei \tilde{v} die Geschwindigkeit der Teilchen in dem Strahl, M die Masse der Teilchen und v_z als Geschwindigkeit in Ausbreitungsrichtung z definiert ist. Gegenüber einer Maxwell-Boltzmann Verteilung eines Atomgases ist beim thermischen Strahl die mittlere Geschwindigkeit zu höheren Geschwindigkeiten hin verschoben. Wird der Ofen mit einem Strom um 1,8 A betrieben, bei dem keine Atomfluoreszenz mehr detektiert werden kann, ist die mittlere Temperatur der emittierten Teilchen um 550 K [174] und entspricht einer mittleren Geschwindigkeit in Ausbreitungsrichtung z von etwa $\langle v_z \rangle_{550K} = \sqrt{\frac{9\pi}{8}} \tilde{v} = 307$ m/s. Die Energie der Teilchen, die sich mit dieser mittleren Geschwindigkeit bewegen, liegt bei $E_{1,8 A} = 23,5$ meV. Bei einem Strom von 2,55 A beträgt die Temperatur um 700 K mit einer daraus resultierenden mittleren Geschwindigkeit $\langle v_z \rangle_{700K} = 346$ m/s, was einer Energie von $E_{2,55 A} = 30,1$ meV entspricht.

Um den zum Fangen notwendigen reduzierten Strom zu ermitteln, wird die Fluoreszenz als Funktion des Ofenstromes untersucht (Abb. 5.5 rechts). Erst bei einem Strom kleiner als 2,3 A ist keine atomare Fluoreszenz mehr detektierbar. Es wird ein Strom um 1,8 A zum Fangen gewählt, bei dem sich auch der Druck in der Vakuumkammer messbar nicht verändert.

5.1.3 Speichern von gekühlten Ionen

Mit der aufgebauten planaren Falle kann das Speichern von $^{172}\text{Yb}^+$ -Ionen demonstriert werden. Hierzu werden, wie bereits erwähnt, Ofenströme für den Verdampfungssofen um 1,8 A verwendet, da bei diesem keine atomare Fluoreszenz mehr detektierbar ist. Die ionisierten Atome werden mittels Dopplerkühlung mit dem vom 369 nm Laser getriebenen Übergang $S_{1/2} \rightarrow P_{1/2}$ gekühlt und können durch das von der Chipstruktur erzeugte Pseudopotential in der Falle gespeichert werden. Die wichtigen Übergänge des $^{172}\text{Yb}^+$ -Ions werden in Kap. 2.1.2 beschrieben.

Die Speicherzeiten liegen (bei eingestrahnten Lasern), ohne Verwendung eines zweiten Rückpump-Lasers bei 638 nm, im Bereich von Stunden für Einzelionen und Vielfache von 10 Minuten bei kleinen Ionenketten. Lange Ketten um 10 Ionen sind bis 5 Minuten speicherbar, ohne dass ein Ion im Kristall dunkel wird. Die Speicherzeiten geben keine Notwendigkeit, einen zweiten Rückpump-Laser bei 638 nm einzusetzen. Die zusammengesetzte Abbildung 5.6 demonstriert einen zusammen-

Laser	Resonanzwellenlänge im Vakuum (nm)
369 nm	369,524171(8)
935 nm	935,187116(22)
399 nm	398,910805(11)

Tabelle 5.3: Bestimmte Resonanzwellenlängen im Vakuum der zum Speichern von Ionen notwendigen Laser. Der Fehler ergibt sich aus dem statistischen Fehler der Messung und dem Messfehler des Lambdameters.

hängenden Ladeprozess von bis zu zwölf Ionen bei einem Ofenstrom von 1,9 A bei einer Gesamtdauer von 350 s aufgenommen in der zweiten Fangregion, die später im Detail diskutiert wird.

Der 369 nm Laser kann $\tau_{369} = (10 \pm 1)$ s geblockt werden, ohne dass Ionen aus der Falle geheizt werden. Die Blockzeit des 935 nm Rückpumper-Lasers beträgt $\tau_{935} \approx (2,0 \pm 0,5)$ s, nach dieser die gespeicherten Ionen im Kristall dunkel werden, also mittels Streuung an Restgasatomen in das $D_{5/2}$ -Niveau und von dort aus in den langlebigen $F_{7/2}$ -Zustand übergehen (siehe Kap. 2.1.2). Aus den Blockzeiten kann eine Heizrate der Falle abgeschätzt werden. Diese wird als Quotient zwischen Falltiefe und Anzahl der Schwingungszustände $\langle n \rangle$ abgeschätzt und ergibt für eine Falltiefe von $\Psi = 73$ meV bei einer radialen Fallenfrequenz $\omega_{\text{radial}} = 2\pi \cdot 1150$ kHz (Bestimmung erfolgt in Kap. 5.1.6) eine radiale Heizrate von

$$\langle \dot{n} \rangle = \frac{d}{dt} \langle n \rangle \approx \frac{\Psi}{\hbar \omega_{\text{radial}} \tau_{369}} = (1,54 \pm 0,14) \cdot 10^3 \text{ Phononen/ms.} \quad (5.6)$$

Die axiale Heizrate wird mit einer axialen Fallenfrequenz $\omega_{\text{axial}} = 2\pi \cdot 150$ kHz bestimmt zu $(1,18 \pm 0,12) \cdot 10^4$ Phononen/ms. Diese Abschätzung ist zutreffend, wenn angenommen wird, dass sich das Ion im Schwingungsgrundzustand befindet, beispielsweise über eine Seitenbandkühlung erreicht. Da nur eine Dopplerkühlung durchgeführt wird, ist diese obige Abschätzung nur eine grobe Annahme. Ein Vergleich mit anderen Oberflächenfallen ähnlicher Bauart liefert eine Faktor 100 höhere Heizrate [191].

Die Fanghöhe wird mittels Schärfentiefe des Abbildungsobjektivs bestimmt, indem zuerst auf die Oberfläche und anschließend auf das Ion fokussiert wird. Die Differenz ergibt eine Fanghöhe, die zu (160 ± 10) μm bestimmt wird, was den Simulationen (Kap. 2.3.2) unter Einbeziehung des Fehlers entspricht. Der Abstand zwischen zwei gespeicherten Ionen hängt von der axialen Fallenfrequenz ab ($\omega_{\text{axial}} = 150$ kHz) und errechnet sich mit der Vergrößerung des Detektionssystems (von $V = (12,30 \pm 0,21)$ mit $1,3$ $\mu\text{m}/\text{Pixel}$) zu $(10,40 \pm 0,65)$ μm . Dieser reduziert sich mit der Anzahl der gespeicherten Ionen in der Falle (Abb. 5.7) und beträgt für zwölf Ionen $(5,20 \pm 0,65)$ μm (Tab. 5.4). Für bis zu drei Ionen kann dieser bei bekannter

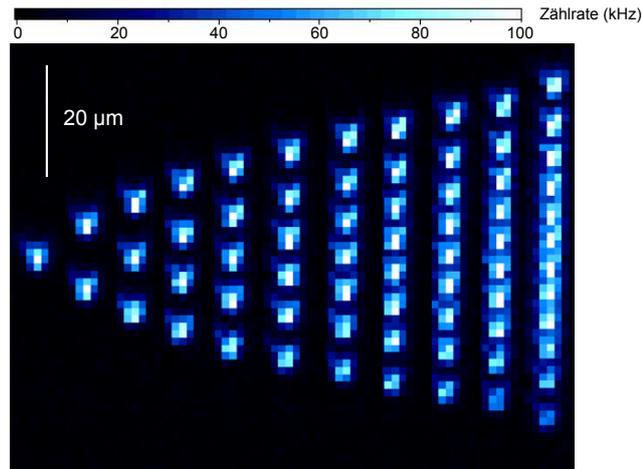


Abbildung 5.6: Zusammengesetzte, falschfarbene Abbildung einer Ionenkette von bis zu zwölf $^{172}\text{Yb}^+$ -Ionen, die aus einem einzelnen Ladevorgang bei 1,9 A und einer gesamten Ladedauer von etwa 350 s herrührt. Nach dem zehnten Ion entstand bei diesem Ladevorgang eine Wolke, da die aktuellen Strahlradianzen der Laser $\leq 100 \mu\text{m}$ nicht hinreichend groß ist, um weitere neu hinzugekommene Ionen ausreichend zu kühlen. Nachdem Ofen und Ionisationslaser ausgeschaltet wurden, sind nach mehreren Minuten Kühlzeit der Wolke zwei weitere Ionen in der Falle gefangen. Die Lebensdauer dieser Kette bestehend aus zwölf Ionen war etwa 5 min. Nach Ablauf dieser Zeit wird in jeweils 5 min Abständen ein einzelnes Ion dunkel. Die Kette von zwölf gespeicherten Ionen konnte mit bis zu fünf dunklen Ionen bestehen bleiben. Anschließend konnte die Kette nicht mehr gekühlt werden und entwich vollständig aus der Falle oder es bildete sich eine reduzierte aus 3-4 hellen Ionen. Die Ionen sind in der zweiten Fangposition bei einer axialen Fallenfrequenz um 150 kHz gespeichert worden (siehe Definition nachfolgend im Kapitel).

Anzahl Ionen	2	3	4	5	6	7	8	9	10	12
mittlerer Ionenabstand (μm)	10,4	9,1	8,2	7,7	7,1	6,7	6,1	5,9	5,6	5,2

Tabelle 5.4: Aus Abb. 5.6 ermittelter, mittlerer Ionenabstand bei einer Anzahl von zwei bis zwölf Ionen. Der Ablesefehler beträgt einem halben Pixel, was $0,65 \mu\text{m}$ entspricht.

axialer Fallenfrequenz auch analytisch ermittelt werden (Kap. 2.3.1). Der Abstand zweier Ionen ist nach (2.54) $\Delta x_2 = 2 \cdot x_2 = 9,7 \mu\text{m}$ bei einer axialen Fallenfrequenz von 150 kHz. Analog berechnet sich der Abstand für drei Ionen (2.55) zu $\Delta x_3 = 8,3 \mu\text{m}$ (gemessen $(9,10 \pm 0,65) \mu\text{m}$). Eine numerische Simulation nach [104] ergibt einen mittleren Ion-Ion Abstand von

$$d_{\text{mittel}} = \left(\frac{q^2}{4\pi\epsilon_0 m \omega_{\text{axial}}^2} \right)^{1/3} \cdot \frac{2,018}{N^{0,559}}, \quad (5.7)$$

wobei der letztere Term eine Korrektur zu (2.54) für große Ionenanzahlen darstellt. Abb. 5.7 präsentiert neben den gemessenen Abständen auch die mittels (5.7) numerisch ermittelten Abstände. Für größere Ionenzahlen stimmt die Simulation mit dem Messergebnis überein, für eine kleine Anzahl ist die Abweichung vom numerisch bestimmten Wert $13,3 \mu\text{m}$ gegenüber dem gemessenen Wert $(10,40 \pm 0,65)$ erheblich. Hier stimmen die zuvor ermittelten analytischen Abstände mit den Messpunkten überein.

Die Ionen weisen stabile Trajektorien in der Falle auf bei angelegten Radiofrequenz Amplituden zwischen $150 V_{\text{pp}}$ und $400 V_{\text{pp}}$, wobei die letztere Spannung eine gewählte Grenze ist, um mit Sicherheit unterhalb der durch die Fallengeometrie gegebenen Überschlagsspannung zu bleiben und die Falle nicht zu zerstören (siehe Kap. 3.2.3). Die diesen Spannungen entsprechenden Fallentiefen (Kap. 2.3.1) sind $26,5 \text{ meV}$ bis $188,1 \text{ meV}$ und die Stabilitätsparameter (Kap. 2.3.1) sind $q = 0,13$ bis $0,35$ bei jeweils einer anliegenden Antriebsfrequenz von $14,75 \text{ MHz}$. Ein Kompromiss zwischen ausreichender Fallentiefe und geringer Spannung ist $250 V_{\text{pp}}$, was zu einer Fallentiefe von $73,5 \text{ meV}$ und einem Stabilitätsparameter von $q = 0,22$ führt nach (Kap. 2.3.2).

Aufgrund der im Kap. 3.2.2 geschilderten Probleme beim Einbau des mit dem Fallenchip bestückten Halters in die Vakuumkammer, ist ein Speichern auf der gesamten axialen Fangfläche nicht mehr möglich. Es existieren Kurzschlüsse zwischen Fallenelektroden untereinander und zwischen Elektroden zur Massefläche, daher sind nur noch zwei Konfigurationen möglich, die ein Speichern von Ionen erlauben. Abb. 5.8 stellt die Falle mit den beiden möglichen Konfigurationen dar, wobei die möglichen Fangpositionen mit roten Punkten angedeutet sind. Konfiguration 1 besteht aus den Elektrodenpaaren 19/04 und 15/08 als Endkappenelektroden

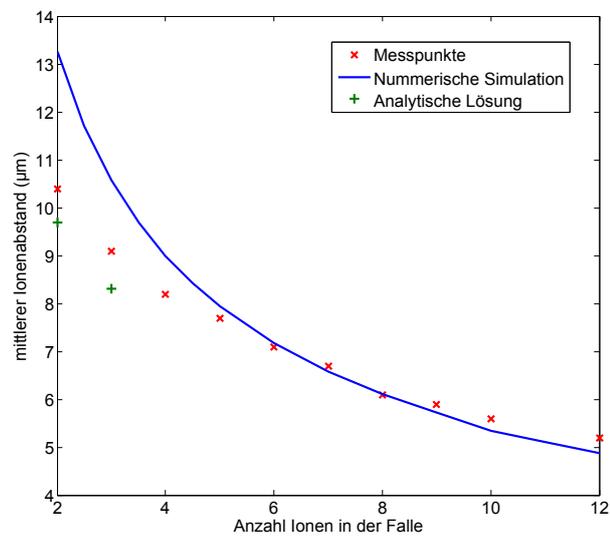


Abbildung 5.7: Mittlerer Ion-Ion Abstand als Funktion der Anzahl der gespeicherten Ionen in der Falle ermittelt aus Abb. 5.6. Der Fehler des Abstandes kann zu einem halben Pixel ($0,65 \mu\text{m}$) diskutiert werden. Als Vergleich wird der nach (5.7) numerisch bestimmte Abstand dargestellt. Bei größeren Ionenzahlen stimmt die Simulation mit den aus Abb. 5.6 graphisch bestimmten Abständen überein. Bei kleineren Abständen passen die analytisch bestimmten Abstände mit den Messpunkten überein.

und Konfiguration 2 wird mittels Elektroden 20/03 und 18/05 als Endkappenelektroden definiert. Es kann das Speichern an beiden Positionen nachgewiesen werden.

Der axiale Transport der gespeicherten Ionen oberhalb der Falle wird am Beispiel der ersten Konfiguration untersucht, indem die Spannungen an den Endkappenelektroden jeweils paarweise variiert werden und die daraus erfolgte Positionsänderung der Ionen detektiert wird. Da mehr Elektroden (Anzahl: 23) als freie variierbare Spannungen (Anzahl: 10) vorliegen, werden Elektroden zu Kanälen zusammen geschaltet. Werden die Elektroden 15/08 (Kanal 2) auf 1 Volt gesetzt und die Elektroden 19/04 (Kanal 1/3) von 1 bis 10 V verändert, so kann ein Transport des Ions um $70 \mu\text{m}$ in axialer Richtung beobachtet werden (Abb. 5.9 mittig). Werden zusätzlich zum maximalen Spannungswert von 10 V an Elektroden 19/04 die Elektroden 15/08 auf 0,1 V reduziert, so kann eine maximale Verschiebung auf $120 \mu\text{m}$ beobachtet werden (Abb. 5.9 rechts); eine weitere Reduktion hat einen Verlust des Ions mit sich. Die Verschiebung in die gegenüberliegende Richtung um $80 \mu\text{m}$ wird erreicht, indem von der ursprünglichen Spannungskonfiguration von 1 V an beiden Endkappenpaare die Elektroden 15/08 bis auf 4,3 V erhöht werden (Abb. 5.9 links); auch hier hat eine weitere Erhöhung einen Verlust des Ions mit sich. Zusammengefasst ist also ein Transport um etwa $200 \mu\text{m}$ in axialer Richtung möglich, was mehr als einer halben Elektrodenbreite entspricht. Diese Fähigkeit zum Transport des gespeicherten Ions ist notwendig, um die mit dem Chip erzeugte Gradientenstruktur vermessen zu können (Kap. 5.2.5).

5.1.4 Fangraten

Für eine hinreichende Beschreibung der Fallencharakteristik werden Fangraten untersucht, also eine statistische Zeit bestimmt, nach der eine gewisse Anzahl von Ionen in der Falle gespeichert werden, abhängig vom verwendeten Ofenstrom. Hierzu wird, abhängig von der Betriebszeit des Ofens, die Anzahl der Ionen in der Falle bestimmt mit dem eingestellten Ofenstrom als Parameter. Abb. 5.10 demonstriert die Fangzeiten bei den Strömen 1,75 A, 1,9 A und 2,0 A. Die Messungen werden gleichzeitig mit Anschalten des Atomofens gestartet; dieser muss sich jedoch zuerst thermalisieren und einen genügend großen Dampfdruck aufbauen, um einen ausreichenden Fluss zu emittieren, der zum Fangen eines Ions benötigt wird. Der Aufwärmprozess wird beschrieben durch einen exponentiellen Anstieg gegen einen thermalisierten Temperaturwert, was in Kap. 5.1.2 diskutiert wird (siehe auch Abb. 5.5 links). Somit sind die Messungen keine Laderaten, da sie den Heizprozess des Ofens beinhalten und werden als Fangraten des eingebauten Ofens mit der eingebauten Oberflächenfalle definiert. Die gemessene Daten können durch Geraden beschrieben werden, die an die ersten Messpunkte angefügt werden. Durch den Erwärmungsprozess werden, abhängig vom eingestellten Strom, unterschiedliche Abszissenabschnitte bestimmt. Die ermittelten Steigungen in der Fangrate sind ein

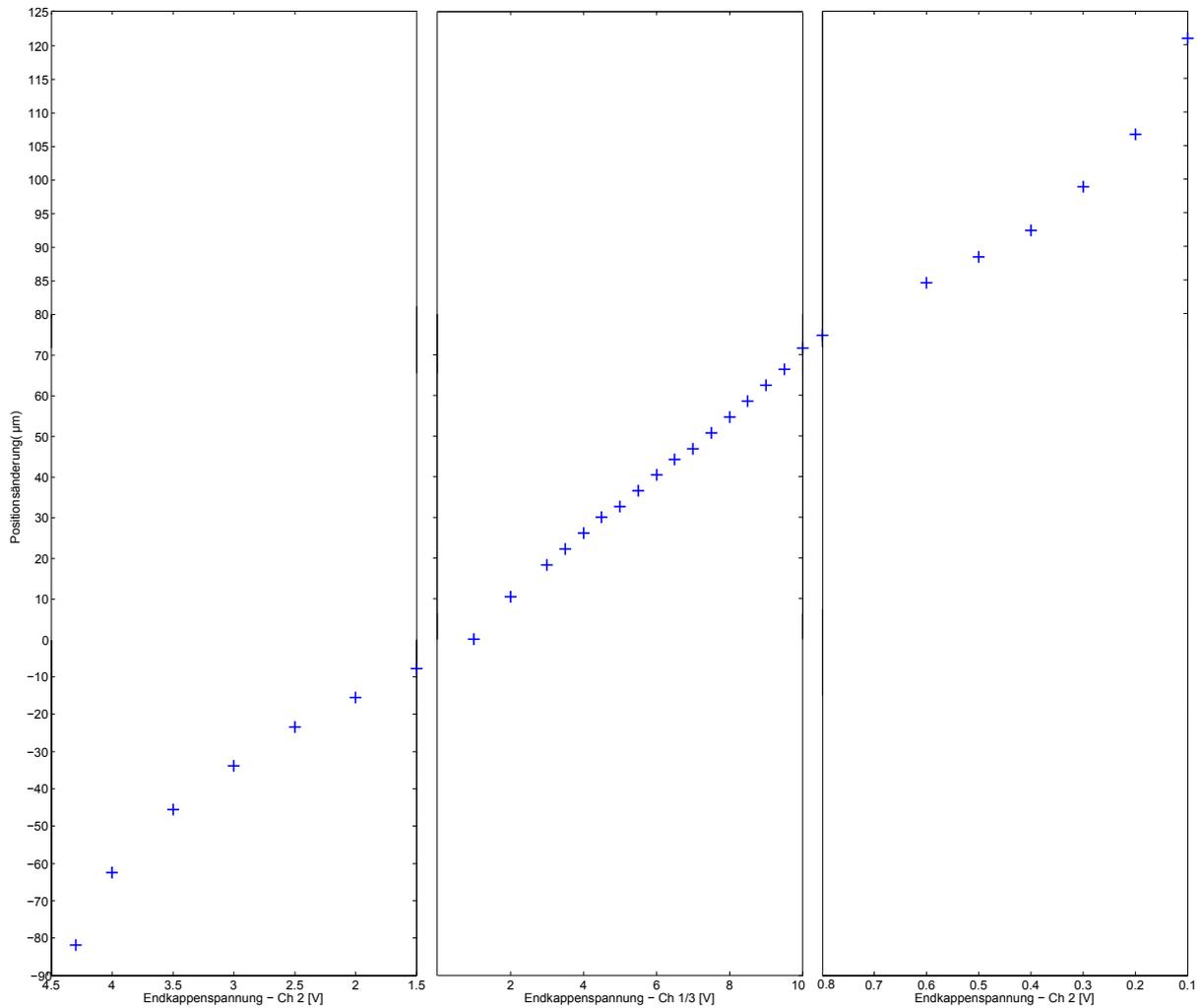


Abbildung 5.9: Transport eines Ions entlang der axialen Fallenachse in Abhängigkeit der Endkappenkonfiguration in Fangregion 1 ausgehend von einer Fangposition, die durch eine angelegte Spannung von 1 V an beide Endkappenpaare definiert wird. Links: Bei konstanter Spannung von 1 V an den Elektroden 19/04 wird die Spannung der Elektroden 15/08 variiert und das gespeicherte Ion kann um 55 μm transportiert werden. Mittig: Bei konstanter Spannung von 1 V an das Elektrodenpaar 15/08 wird die angelegte Spannung des Elektrodenpaars 19/04 auf 10 V maximiert und das Ion um 70 μm verschoben. Rechts: Ein zusätzlicher Transport um 80 μm wird ermöglicht durch eine Erhöhung der Spannung an den Elektroden 15/08.

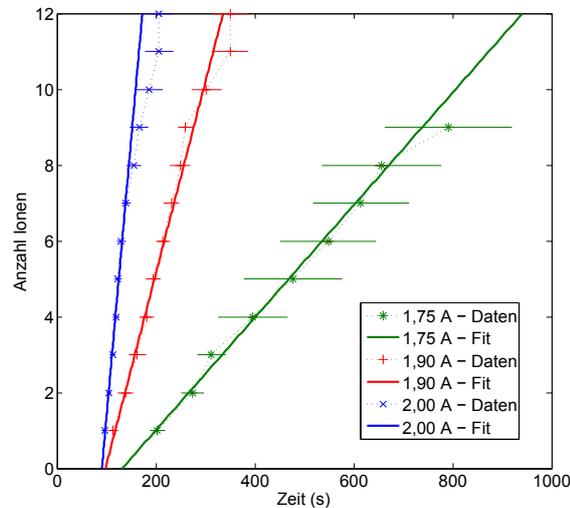


Abbildung 5.10: Darstellung der Fangrate als funktionaler Zusammenhang zwischen der Anzahl von gefangenen Ionen und der Betriebszeit des Atomofens bei den Strömen 1,75 A, 1,9 A und 2,0 A. Die gefitteten Abszissenabschnitte sind bedingt durch die vom Betriebsstrom abhängige Aufwärmzeit des Ofens. Die Messpunkte sind Mittelwerte aus bis zu zehn Einzelmessungen pro Ofenstrom, die Fehlerbalken sind statistische Fehler der Einzelmessungen. Das elfte und zwölfte Ion werden gleichzeitig in die Falle geladen. Beim Strom von 1,75 A ist mit dem aktuellen Aufbau nur ein Speichern von maximal neun Ionen möglich, da aufgrund der langen Ladedauer direkt nach dem letzten gespeicherten Ion erste Ionen dunkel werden.

Indiz für die Laderate der Falle. Weiter können in der Falle aufgrund der begrenzten Strahlradian der Laser und des flachen Fallenpotentials aktuell nur zwölf Ionen gespeichert werden. Daher beschreibt die Funktion in Abb. 5.10 bei einer Anzahl größer als acht Ionen einen Anstieg gegen einen Maximalwert. Beim Ofenstrom von 1,75 A ist die maximale Ionenanzahl neun, da dieser Fangprozess im Vergleich zu den höheren Strömen mit etwa 800 s langwierig ist und nach dem gefangenen neunten Ion fast instantan ein Ion dunkel wird und somit kein neues Ion gespeichert werden kann. Tab. 5.5 präsentiert die Steigungen und Abszissenabschnitte der gefitteten Funktionen an Abb. 5.10.

5.1.5 Justage des Streulicht unterdrückenden Aufbaus

Der Aufbau des Streulicht unterdrückenden Systems wird in Kap. 4.3.2 detailliert besprochen. Bei der Justage des Aufbaus werden zuerst alle Klingenpaare mittels Schwalbenschwanzführungen (Verfahrweg: 12,7 mm) maximal aus dem Strahlengang rausgefahren und anschließend die mittlere Blendenapertur langsam verklei-

Ofenstrom	1,75 A	1,90 A	2,00 A
Abszissenabschnitt (s)	131,5	97,9	90,7
Steigung (gespeicherte Ionen/100 s)	1,26	3,48	6,64

Tabelle 5.5: Steigungen und Abszissenabschnitte der gefitteten Funktionen an die gemessenen Fangraten (Abb. 5.10). Die Abszissenabschnitte sind ein Indiz für die Aufwärmzeit des Ofens, die Steigungen für die Laderaten der Falle.

nert und währenddessen das Fluoreszenz- und das Hintergrundsignal detektiert. Durch eine schrittweise Verkleinerung der Blendenapertur um $325 \mu\text{m}$ (entspricht 20 Pixel Schritten auf dem Kamerabild bzw. einem Abstand von $26 \mu\text{m}$ auf der Chipoberfläche), sinken die Signale des Hintergrunds und der Fluoreszenz. Justiert wird der Aufbau auf ein maximales Signal-zu-Hintergrund Verhältnis (kurz: "SHV"), was nachfolgend beschrieben wird.

Als Signal wird die gesamte detektierte Zählrate definiert. Als Hintergrund wird die detektierte Zählrate bei geblocktem 935 nm Laser definiert, wodurch das Ion aus dem $D_{3/2}$ -Zustand nicht rückgepumpt wird und somit nahezu keine Fluoreszenz vom Kühlübergang bei 369 nm erzeugt wird. Da jedoch das Ion nach 52 ms aus dem $D_{3/2}$ -Zustand in den Grundzustand übergeht, kann erneut Fluoreszenz detektiert werden. Da das Ion erneut alle 200 Zerfälle aus dem $P_{1/2}$ in das $D_{3/2}$ -Niveau fällt ist die Fluoreszenzrate reduziert. Diese kann zu etwa 1% des Wertes bei eingestrahlem Rückpumpplaser abgeschätzt werden. Somit ist beim Blocken des Rückpumpplasers nur das von 369 nm Laser erzeugte Streulicht an der Fallenoberfläche zu detektieren. Werden der 935 nm und der 369 nm Laser gleichzeitig geblockt, wird ein konstanter Untergrund detektiert, der seinen Ursprung im thermischen Rauschen, dem Auslesen der Kamerabildes und dem Ladungstransfer des Bildes zur Ausleseelektronik der CCD-Kamera hat. Bei jeder Verkleinerung der Apertur werden Signal und Hintergrund gemessen und der konstante Untergrund jeweils abgezogen. Abb. 5.11 links beschreibt den Verlauf des Hintergrund- und der Fluoreszenzsignals, zur besseren Darstellung normiert auf den Wert bei komplett offener Apertur, in Abhängigkeit der Reduktion der Aperturfläche mittels Einfahren der mittleren Klappenpaare. Beschrieben werden die funktionalen Zusammenhänge mit einer Gaußschen Fehlerfunktion³. Zuerst wird die Blendenfläche bestimmt, die ein maximales Signal-zu-Hintergrund Verhältnis liefert. Hierzu wird eine weitere Größe, das Signal-zu-Rausch-Verhältnis ("SRV") als der Quotient aus Signal und Wurzel der Summe des Signals, des Hintergrund-Streulichts und dem konstanten Untergrund (Abb. 5.11 rechts) definiert, was als relativer inverser Fehler vom Signal-zu-Hintergrund Verhältnis angesehen werden kann. Maximal wird das normierte Signal-zu-Rausch-Verhältnis bei einer normierten Blendenflächen von $A_{\text{max}}^{\text{norm}}$

³Gaußsche Fehlerfunktion [192]: $\text{erf}(x) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_{\tau=0}^x \exp(-\tau^2) d\tau$.

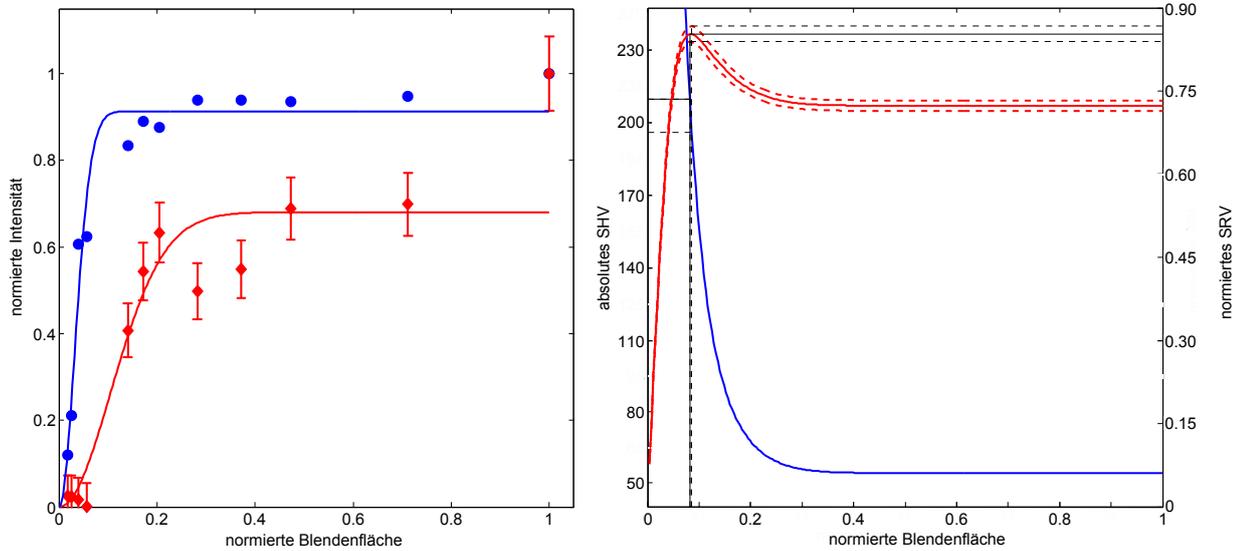


Abbildung 5.11: Links: Detektierte, normierte Intensität des Signals (blau) und des Hintergrunds (rot) bei einer Reduktion der normierten Blendenfläche über Einfahren des mittleren Klingenpaares. Gaußsche Fehlerfunktionen fitten die bestimmten Messdaten. Rechts: Zur Bestimmung der Blendenfläche, die das Signal-zu-Hintergrund Verhältnis (blau) maximiert, wird die Größe des normierten Signal-zu-Rausch Verhältnisses (rot) eingeführt, welches bei $A_{\max} = (0,082 \pm 0,003)$ maximal wird. Das Signal-zu-Hintergrund Verhältnis bei dieser Blendenfläche kann auf (221 ± 9) bestimmt werden. Bei vollständig geöffneten Klingen wird ein Verhältnis von (54 ± 2) bestimmt [175].

$= (0,082 \pm 0,003)$, was einer quadratischen Apertur mit einer Seitenlänge von $L_{\max} = (0,67 \pm 0,06)$ mm entspricht. Das Signal-zu-Hintergrund Verhältnis an dieser Blendenfläche lässt sich zu $SHV_{\text{exp}} = (221 \pm 9)$ bestimmen; bei einer komplett offenen Blendenfläche beträgt dieses $SHV_{\text{offen}} = (50 \pm 11)$ [175].

Das obige Verhältnis ist bei einem festen Abstand der mittleren Klingenapertur zur Abbildungslinse von 350 mm bestimmt. Wird mittels Gaußoptik der Fokuspunkt der Abbildungslinse des Objektivs numerisch simuliert, so wird eine Differenz von $-(14,3 \pm 1,1)$ mm zum vorherigen Abstand (in Richtung des Objektivs) bestimmt. Es kann ausgehend von diesem Abstand ein Modell aufgestellt werden und das veränderte Signal-zu-Hintergrund Verhältnis simuliert werden [175]. Bei einer zusätzlichen Verschiebung von $0,8 \pm 1,1$ mm kann nach der durchgeführten Simulation die Unterdrückung von nicht ionischen Signalen zusätzlich erhöht werden [175]. Hier wird ein zu erwartendes Signal-zu-Hintergrund Verhältnis von $SHV_{\text{theo}} = 900 \pm 100$ vorhergesagt. Eine weitere Vergrößerung ist nicht möglich, da zwar das außerzentri-

sche Streulicht komplett absorbiert wird, das zentrische Streulicht jedoch, was von der Chipoberfläche direkt unter dem gespeicherten Ion stammt, sich nicht vollständig abschneiden lässt.

Allein schon durch das Vorhandensein der absorbierenden Beschichtungen des Aufbaus ist eine Verbesserung des SHV erzielt, da jedes Streulicht, welches an den Seitenflächen und Tuben reflektiert wird, fast vollständig vom Aufbau absorbiert wird. Ein Signal-zu-Hintergrund Verhältnis von $SHV_{\text{intrap}} = 340$ wird bei einem ähnlichen Aufbau an einer linearen Ionenfallen gemessen [116], wobei bei dieser Falle sich die Streulicht verursachenden Elektroden nicht unmittelbar unterhalb des Ions befinden, sondern um einen Millimeter von der optischen Achse verschoben sind. Eine Messung des Signal-zu-Hintergrund Verhältnisses ohne Streulicht reduzierenden Aufbau wird im Rahmen dieser Arbeit nicht bestimmt, da hier ein vollständiges Ausbauen des Systems erforderlich ist.

Um das Signal-zu-Hintergrund Verhältnis zusätzlich zu erhöhen, kann der Durchmesser bzw. das Profil der verwendeten Laser verändert werden, um das vom Fallenchip erzeugte Streulicht zu reduzieren. Mittels eines auf Zylinderlinsen-Teleskopen basierendem System kann das Profil um Faktor drei bis fünf in eine Richtung gestaucht werden, was das von der Chipoberfläche stammende Streulicht erheblich reduziert [193, 194].

5.1.6 Säkularfrequenzen

Die gespeicherten Ionen bewegen sich in der Falle mit gewissen Frequenzen im Potentialminimum, den Fallenfrequenzen, die abhängig von den anliegenden Spannungen an den Elektroden (Gleich- und Wechselspannung) und den Bewegungsachsen (axial, radial) sind (siehe Kap. 2.3.1). An eine segmentierte Gleichspannungselektrode wird eine Wechselspannung vor dem externen Tiefpassfilter (Kap. 4.4.2) angelegt und bei einer Leistung um -40 dBm die Frequenz verändert ("resonantes RF-Heizen"). Entspricht die angelegte Frequenz der Fallenfrequenz, dann fängt das Ion an zu oszillieren. Der Nachweis erfolgt über das Kamerabild der Ionen. Nachfolgend werden die Fallenfrequenzen in der ersten Fangregion bestimmt.

In der schwachen Fallenrichtung y (axiale Richtung) werden Fallenfrequenzen von 180 - 250 kHz bei Endkappenspannungen von -2,5 V bis 6,5 V bestimmt bei einer RF-Spannung um 250 V_{pp}, was in Abb. 5.13 rechts dargestellt wird. Abb. 5.12 präsentiert die Oszillation eines Ions in axialer Richtung bei der eingestellten axialen Fallenfrequenz. Der funktionale Zusammenhang zwischen Fallenfrequenz und Endkappenspannung wird durch eine Wurzelfunktion beschrieben (siehe 2.51 in Kap. 2.3.1).

In radialer bzw. starker Fallenrichtung x , die parallel zur Fallenoberfläche und senkrecht zur axialen Fallenrichtung definiert wird, werden Fallenfrequenzen zu 1,0 - 1,8 MHz bestimmt bei radiofrequenten Spannungen von 200 bis 400 V_{pp} bei

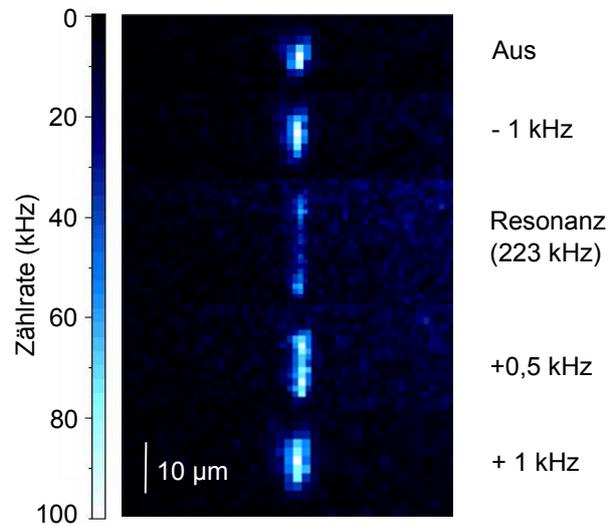


Abbildung 5.12: Aufgenommenes zusammengesetztes Kamerabild des mit der angeregten axialen Fallenfrequenz oszillierenden Ions an Fangposition 1. Die Anregung erfolgt über eine angeschlossene Wechselspannung an eine segmentierte Gleichspannungselektrode. Zusätzlich zur Resonanz sind Bilder von Ionen bei einer Verstimmungen von der Resonanz dargestellt.

einer angelegten Gleichspannung von 1 V an die Endkappenelektroden. Der funktionelle Zusammenhang ist linear (Abb. 5.13 links). Abb. 5.14 stellen Oszillationen in radialer Richtung bei eingestellter Wechselspannung an eine Gleichspannungselektrode dar.

5.1.7 Mikrobewegungskompensation

Typischerweise sind die gefangenen Ionen bei einer anfänglichen Spannungsconfiguration der segmentierten Gleichspannungselektroden nicht im Minimum des aus dem durch die Wechselspannung erzeugten Pseudopotential (Φ_{rf}) gespeichert. Verursacht wird dieses durch Störfelder, die auf das Ion wirken. Diese können verschiedene Ursprünge haben, wie das nicht leitende Substrat in den Elektrodenzwischenräumen, elektrische Kurzschlüsse oder Fabrikationsungenauigkeiten. Dadurch fangen die Ionen an, um ihre Ortsposition mit der Antriebsfrequenz bei 14,75 MHz zu oszillieren. Dieser Effekt wird Mikrobewegung genannt (Kap. 2.3.1). Eine Mikrobewegung führt zu einer Dopplerverbreiterung des mit dem 369 nm Laser getriebenen Kühlüberganges. Da die durch Doppler-Kühlung erreichbare Temperatur $T_{\text{Doppler}} = \frac{\hbar\Gamma}{2k_B}$ linear abhängig von der Linienbreite Γ des Kühlübergangs ist (Kap. 2.2.2), ist die Kühlung eines Ions, welches Mikrobewegung unterliegt, nicht

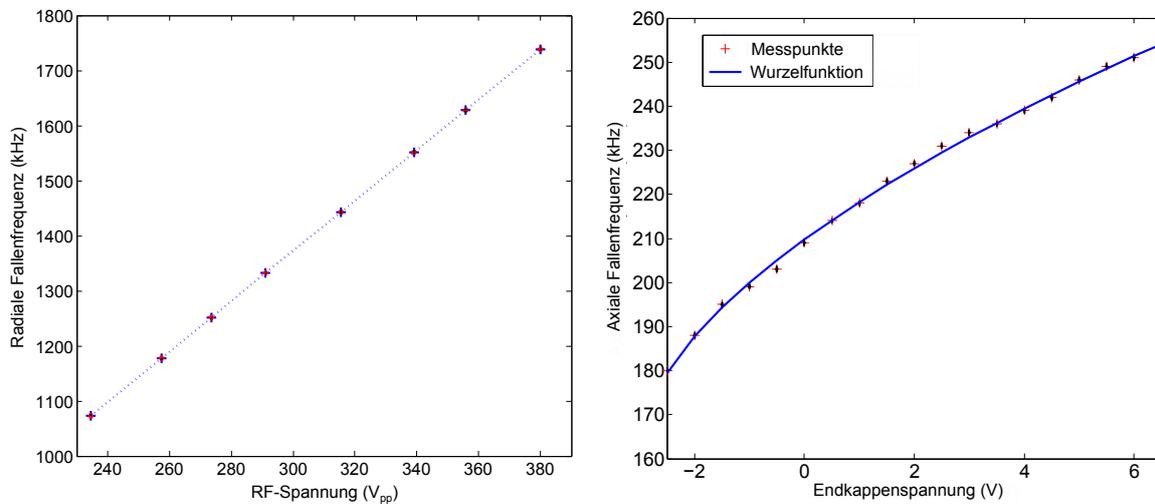


Abbildung 5.13: Gemessene Fallenfrequenzen als Funktion der angelegten Spannungen. Links: Gemessene radiale Fallenfrequenz, die parallel zur Fallenoberfläche gerichtet ist bei einer angelegter Spannung von 1 V an die Endkappenelektroden. Rechts: Gemessene axiale Fallenfrequenz bei einer radiofrequenten Spannung von $250 V_{pp}$. Die eingezeichneten Fehler für die gemessenen Frequenzen liegen bei 0,5 kHz und für die angelegten Endkappenspannungen 0,01 V bzw. $1 V_{pp}$ der RF-Spannung.

so effizient. Um diese Bewegung zu detektieren und zu reduzieren, wird das Absorptionsspektrum des 935 nm Rückpump-Lasers analysiert. Bei einer konstanten Laserfrequenz ändert sich aufgrund des Doppler-Effekts die Frequenz im Bezugssystem des oszillierenden Ions. Im Absorptionsspektrum sind bei einer Variation der eingestellten Laserfrequenz Seitenbänder im Abstand der Antriebsfrequenz zu sehen, die dieser Oszillation entsprechen. Die Amplitude der Seitenbänder ist ein Nachweis für die Stärke dieser Mikrobewegung. Eine Analyse der Mikrobewegung ist mit dem 935 nm Laser durchführbar, da dieser nicht zum Kühlen notwendig ist und rot und blau verschoben werden kann, ohne dass das Ion aus der Falle geheizt wird. Um die Mikrobewegung zu reduzieren, muss das gespeicherte Ion zum Minimum des RF-Potentials hin verschoben werden. Dies geschieht mittels Änderung der nächstliegenden Gleichspannungselektroden-Paare, wodurch das Ion in radialer Richtung bewegt werden kann. Ein zusätzliche Änderung der Höhe ist mit einer Spannungsänderung an der "ITO" - Elektrode möglich, wodurch eine Kompensation in drei Raumrichtungen ermöglicht wird. Abb. 5.15 demonstriert ein Absorptionsspektrum vor und nach der Kompensation (am Beispiel der Fangposition 2). Nach einer Kompensation sind die Seitenbänder weitgehend unterdrückt und der Träger ist dominant.

Die Tab. 5.6 und Tab. 5.7 stellen die abgeglichenen Spannungswerte für bei-

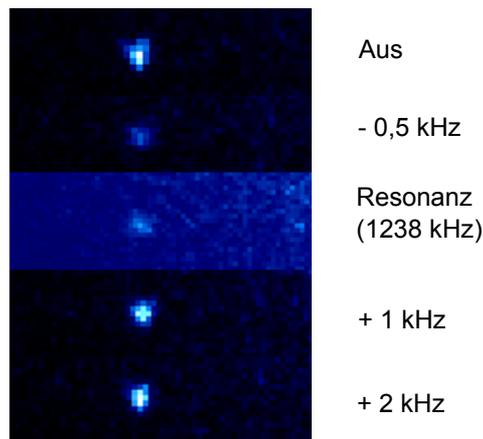


Abbildung 5.14: Aufgenommenes zusammengesetztes Kamerabild des mit der angeregten radialen Fallenfrequenz oszillierenden Ions an Fangposition 1. Die Anregung erfolgt über eine angeschlossene Wechselspannung an eine segmentierte Gleichspannungselektrode. Zusätzlich zur Resonanz sind Verstimmungen von der Resonanz dargestellt. Die radiale Schwingung ist in den hier präsentierten Bildern über ein Abnehmen der Intensität sichtbar, weshalb an der Resonanz die Skala der Intensität verändert wurde (sichtbar am veränderten Hintergrund). Durch die angeregte Schwingung wird das Ion in der Falle heißer und die Kühlung ist nicht mehr so effektiv, weshalb das Ion verschmiert erscheint und die Streurrate reduziert wird. Die Bilder sind mit einer geringen angelegten Leistung der Wechselspannung aufgenommen; einer Erhöhung der Leistung hat ein Rausheizen des Ions aus der Falle zur Folge.

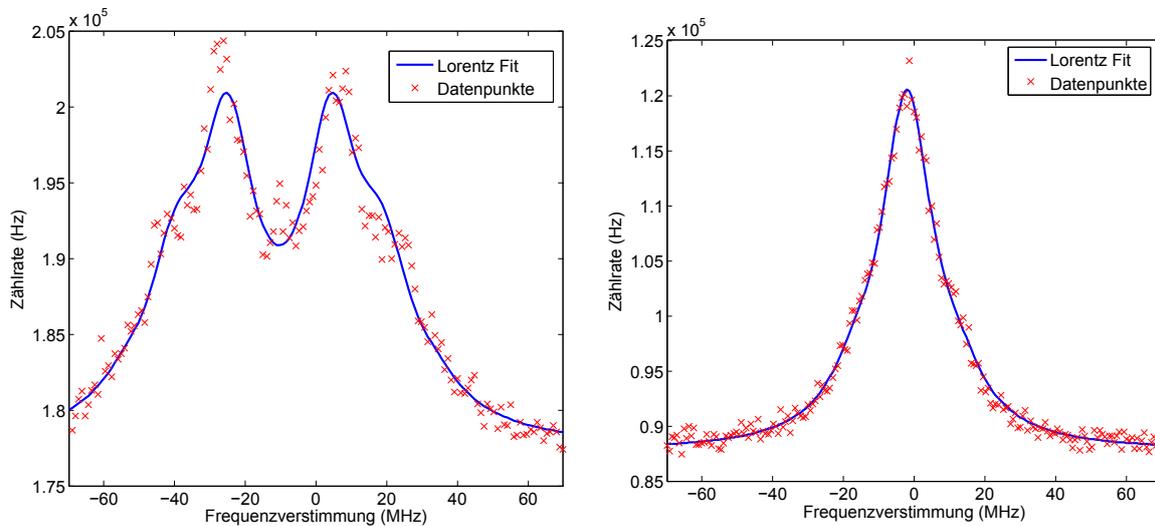


Abbildung 5.15: Abgleich der Mikrobewegung mittels eines Absorptionsspektrum des 935 nm Rückpumpasers. Links: Im Spektrum vor der Kompensation sind in dieser Abbildung Bewegungsseitenbänder in einem Abstand zueinander zu sehen, der der doppelten Antriebsfrequenz entspricht. Rechts: Im Spektrum nach der Kompensation sind die Seitenbänder weitgehend unterdrückt und der Träger ist dominant. Änderungen in der Frequenz und Amplitude sind durch zeitliche Laserdrifts verursacht.

de Fangpositionen dar. Der Nachteil an dieser Methode ist, dass nach jeder Änderung der Spannungskonfiguration ein Spektrum aufgenommen und analysiert werden muss. Wird eine längere Zeit als $(2,0 \pm 0,5)$ s der 935 nm nicht resonant zum Rückpumpübergang eingestrahlt, geht das Ion über Stöße mit dem Hintergrundgas in das $D_{5/2}$ -Niveau über, von dem es in den langlebigen $F_{7/2}$ -Zustand übergeht und somit dunkel erscheint, da es nicht mehr an das eingestrahlte Laserfeld bei 369 nm koppelt.

Es existieren weitere Methoden zur Kompensation, die nicht in der vorliegenden Arbeit benutzt werden. Ein so genannter TDC ("Time-Digital-Converter") - Abgleich verwendet einen Photomultiplier mit einer zeitlichen Auflösung im Nanosekunden-Bereich. Aufgrund dieser hohen Auflösung kann die Oszillation des Ions im Fallenpotential untersucht werden. Es wird die Korrelation zwischen Phase der Antriebsfrequenz und Ankunftszeit der vom Ion stammenden Photonen untersucht. Letztere verändert sich (bei resonant eingestrahlttem Laser) aufgrund des auftretenden Doppler-Effekts; an den Umkehrpunkten der Oszillation ist diese erhöht. Mittels Variation der Spannungen an den Gleichspannungselektroden kann das Ion in seiner radialen Position zum Potentialminimum hin verschoben werden, was sich in einer reduzierten Korrelation widerspiegelt. Dieser Ansatz ist gegenüber

Kanal - Elektrode	Spannung (V) nach Abgleich	Spannung (V) vor Abgleich
Ch1 - El 19	-1,50	-1,00
Ch2 - El 08,13,14,15	0,00	0,00
Ch3 - El 04	-1,70	-1,00
Ch4 - Masse, El 01,02,07,09,10,11,21,22	0,00	0,00
Ch5 - El 05	+0,45	0,00
Ch6 - El 18	+0,45	0,00
Ch7 - El 03,06,20	+0,95	0,00
Ch8 - El 17	+0,45	0,00
Ch9 - El ITO	0,00	0,00
Ch0 - El 16	0,00	0,00

Tabelle 5.6: Spannungskonfiguration an Fangposition 2 vor und nach einem Mikrobewegungsabgleich. Die Definition der Elektroden ist in Abb. 5.8 präsentiert. Da nur eine Anzahl von zehn unabhängigen Spannungswerten zur Verfügung stehen, werden mehrere Elektroden an gleiche Kanäle (Ch.) geschaltet.

Kanal - Elektrode	Spannung (V) nach Abgleich	Spannung (V) vor Abgleich
Ch1 - El 19	+1,00	+1,00
Ch2 - El 08,13,14,15	+1,00	+1,00
Ch3 - El 04	+1,00	+1,00
Ch4 - Masse, El 01,02,07,09,10,11,21,22	0,00	0,00
Ch5 - El 05	-0,25	0,00
Ch6 - El 18	0,00	0,00
Ch7 - El 03,06,20	-0,25	0,00
Ch8 - El 17	+0,25	0,00
Ch9 - El ITO	0,00	0,00
Ch0 - El 16	0,00	0,00

Tabelle 5.7: Spannungskonfiguration an Fangposition 1 vor und nach einem Mikrobewegungsabgleich. Die Definition der Elektroden ist in Abb. 5.8 präsentiert. Da nur eine Anzahl von zehn unabhängigen Spannungswerten zur Verfügung stehen, werden mehrere Elektroden an gleiche Kanäle (Ch.) geschaltet.

dem Aufnehmen der 935 nm Absorptionsspektren bevorzugt, da die Antwort auf jede Spannungsänderung schneller erreicht wird. Es wird jedoch ein Photomultiplier mit einer zeitlichen Auflösung im Nanosekunden-Bereich verlangt. Eine dritte Methode ist es die Amplitude der radiofrequenten Spannung zu variieren [195]. Bei Erhöhung dieser läuft das Ion zum Potentialminimum hin, welches durch ein Extrapolieren der Ionentrajektorie bestimmt werden kann. Anschließend werden die Gleichspannungselektroden so eingestellt, dass das Ion zum ermittelten Arbeitspunkt verschoben wird. Diese Methode befindet sich noch in der Testphase und wird im Rahmen dieser Arbeit nicht berücksichtigt.

5.2 RF-optische Doppelresonanz-Spektroskopie

Der Magnetfeldgradient, der durch die auf dem Chip integrierte Struktur erzeugt wird, soll vermessen werden. Mit dem verwendeten $^{172}\text{Yb}^+$ -Ion ist dies mit dem Verfahren der Radiofrequenz-optischen Doppelresonanz-Spektroskopie möglich, welche in Kap. 2.2.4 erläutert wird. Dieser Ansatz wurde bereits benutzt, um eine Adressierung von Ionen im Frequenzraum mittels radiofrequenter Strahlung in einer makroskopischen Paul-Falle zu demonstrieren [48].

In diesem Unterkapitel wird das externe Magnetfeld diskutiert (5.2.1), welches zuerst statisch betrachtet wird. Nach einer Beschreibung wie das verwendete Qubit initialisiert und manipuliert wird (5.2.2), folgt die Bestimmung des externen Magnetfeldes mittels RF-optischer Doppelresonanz-Spektroskopie (5.2.3). Abgeschlossen wird das Unterkapitel mit einer Diskussion der verwendbaren Stromstärke durch den Chip (5.2.4), einer inkohärenten Vermessung der Gradientenstruktur (5.2.5) und einer mittels Magnetfeldgradienten erzeugten Adressierung von Ionen im Frequenzraum (5.2.6).

5.2.1 Statisches Magnetfeld

Das gesamte statische Magnetfeld, welches auf das Ion wirkt, setzt sich aus mehreren Einzelkomponenten zusammen, die nachfolgend im Detail erklärt werden. Um dem System eine Quantisierungsachse vorzugeben, die die Polarisationsrichtungen des Lasers definieren, der selektiv σ - oder π -Übergänge treiben kann, wird ein externer Magnet verwendet. Dieser ist ein Neodym-Permanentmagnet, dessen Mitte in einem Abstand von $d = (147 \pm 2)$ mm zum Ion an die Vakuumkammer integriert wird. Zuvor wird mittels eines Gaußmeters (Bell, "Model 9500") das Magnetfeld des externen Magneten in einem Testaufbau an der Position, die dem Ort der Ionen entspricht, zu

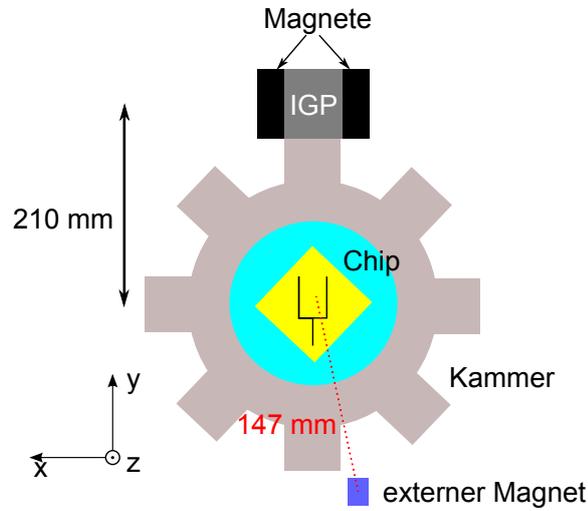


Abbildung 5.16: Schematische Darstellung der Vakuumkammer mit Chip (mit eingezeichneter RF-Elektrode) zur Definition des Koordinatensystems für die Bestimmung des statischen Hintergrund-Magnetfeldes. Die axiale Fallenrichtung wird in $+y$ -Richtung gelegt, die radiale wird als $+x$ -Richtung definiert. Ein externen Magnet wird in einem Abstand von $d = (147 \pm 2)$ mm zur Fallenmitte positioniert. Weiter ist die Position der Ionen-Getter-Pumpe skizziert.

$$\vec{B}_{mag} = \begin{pmatrix} -127 \\ -416 \\ -316 \end{pmatrix} \mu T.$$

bestimmt. Der Fehler der mit dem Gaußmeter durchgeführten Messung kann zu $1 \mu T$ diskutiert werden [196]. Das (nachfolgend präsentierte) Erdmagnetfeld wird in dem Messergebnis bereits berücksichtigt. Abb. 5.16 visualisiert das Koordinatensystem, welches für die Definition der Richtung der Magnetfelder genutzt wird. Die axiale Fallenrichtung wird in dieser Definition als $+y$ -Richtung und die radiale als $+x$ -Richtung festgesetzt. Zusätzlich zum externen Magneten wirken das Erdmagnetfeld und das Magnetfeld, welches von der Ionen-Getter-Pumpe hervorgerufen wird. Mit den Positionskoordinaten ($50,874^\circ$ Breite, $8,006^\circ$ Länge und Höhe ≈ 300 m ü. HN) des Experimentes kann das zum Zeitpunkt der Messungen wirkende Erdmagnetfeld von

$$\vec{B}_{erde} = \begin{pmatrix} 0,5 \\ 19,6 \\ 44,6 \end{pmatrix} \mu T$$

unter [197] nachgeschlagen werden. Desweiteren produziert die Ionen-Getter-

Pumpe (Duniway, 20 l Diode) ein Magnetfeld. Da das erzeugte Magnetfeld nicht direkt am Ort der Ionen gemessen werden kann, da sich diese Position im Vakuumsystem befindet, wird es mit dem oben erwähnten Gaußmeter am gespiegelten Abstand oberhalb der Vakuumkammer vermessen. Dies ist in erster Näherung zulässig, da das Magnetfeld der Pumpe entlang der axialen Achse (y -Richtung) nur radial mit dem Abstand zur Pumpe abnimmt und sich das Erdmagnetfeld bei dieser geringen Höhenvariation um 0,4 m kaum ändert. Das gemessene Magnetfeld der Pumpe

$$\vec{B}_{\text{igp}} = \begin{pmatrix} 53 \\ -109 \\ -71 \end{pmatrix} \mu T,$$

kann mit dem Erdmagnetfeld und dem externen Magnetfeld zum gesamten Magnetfeld

$$\vec{B}_{\text{ext}} = \vec{B}_{\text{mag}} + \vec{B}_{\text{igp}} + \vec{B}_{\text{erde}} = \begin{pmatrix} -74 \\ -505 \\ -342 \end{pmatrix} \mu T$$

addiert werden. Der Betrag des Feldes $|\vec{B}_{\text{ext}}| = (0,614 \pm 0,003)$ mT führt nach Formel (2.19) zu einer Zeeman-Aufspaltung des $D_{3/2}$ -Niveaus von $\Delta E_{\Delta m_J = \pm 1} / h = \nu_{\text{res,stat}} = (6,87 \pm 0,03)$ MHz in der Fallenmitte.

5.2.2 Pseudo-Qubit Initialisierung und Manipulation

Der Zeeman-Effekt spaltet den $D_{3/2}$ -Zustand in vier Niveaus ($m_J = \pm 3/2, \pm 1/2$) auf. Mittels eines Lasers bei 935 nm können diese aufgespalteten Niveaus abhängig von der eingestrahnten Polarisation selektiv rückgepumpt werden (Kap. 2.2.3).

Betrachte dazu einen linear polarisierten Laser. Die Polarisation kann so gedreht werden, dass diese parallel oder senkrecht zur Magnetfeld-Quantisierungsachse zeigt. Wird die Laserpolarisation so gewählt, dass nur π -Übergänge ($\Delta m_J = 0$) getrieben werden, werden die nicht gepumpten Zustände ($m_J = \pm 3/2$) gleich wahrscheinlich bevölkert, da diese nicht ans eingestrahlte Lichtfeld koppeln. Hierzu ist notwendig, dass die elektrische Feldkomponente des Lasers parallel zur Magnetfeldachse $\vec{E}_{935} \parallel \vec{B}_{\text{ext}}$ (bzw. $\vec{k}_{935} \perp \vec{B}_{\text{ext}}$) ausgerichtet wird. Um die nicht rückgepumpten Zustände wieder dem Kühlkreislauf zurückzuführen, kann ein zweiter Laser verwendet werden, der senkrecht auf dem Ersten polarisiert ist und beide σ -Übergänge treibt. Verlangt wird jedoch, dass ein Zustand nicht rückgepumpt, sondern bevölkert wird, was als optische Pumpen in ein Unterniveau bekannt ist. Wird als zweiter Laser anstatt einer linearen eine zirkulare Polarisation verwendet, so rotieren die Feldkomponenten um den Wellenvektor \vec{k}_{935} , der parallel zum Magnetfeld ausgerichtet

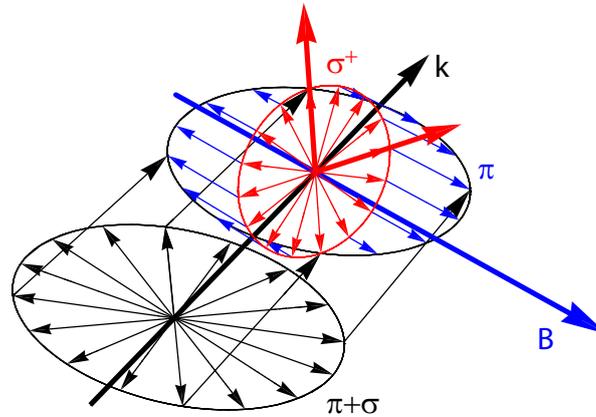


Abbildung 5.17: Darstellung der konstruierten elliptischen Polarisation [51]. Eine konstruierte elliptische Polarisation (schwarz) ist in einem konstruierten \vec{k} - \vec{B} -Raum eine Fläche, die die \vec{k} - \vec{B} -Ebene schneidet. Die Projektion auf die Ebene liefert eine Komponente in der \vec{k} - \vec{B} -Ebene (blau, π -Polarisation) und eine Komponente senkrecht dazu (rot, σ -Polarisation).

wird. Mit dieser Polarisation kann zusätzlich ein einzelner σ -Übergang getrieben werden und optisches Pumpen in ein Niveau ist realisiert.

Anstatt zwei Laser zu verwenden, kann mit einem Laser eine elliptische Polarisation konstruiert werden, die gleichzeitig die π -Übergänge und einen einzelnen σ -Übergang treiben kann. Eine elliptische Polarisation ist in einem konstruierten Raum, aufgespannt durch \vec{k} und \vec{B} , eine Ellipse, wobei eine Halbachse parallel in der \vec{k} - \vec{B} -Ebene und die andere Halbachse senkrecht dazu ist. Somit ist die Projektion der Ellipse in der \vec{k} - \vec{B} -Ebene eine lineare Polarisation und senkrecht dazu eine zirkuläre Polarisation (Abb. 5.17). Es werden die Kriterien für einen π -Übergang ($\vec{k}_{935} \perp \vec{B}_{\text{ext}}$) und für einen σ -Übergang ($\vec{k}_{935} \parallel \vec{B}_{\text{ext}}$) erfüllt, und es kann nur mit einem einzelnen Laser die π -Übergänge und ein σ -Übergang gleichzeitig getrieben werden. Es wird somit gezielt in einen Zustand präpariert.

Um das präparierte Pseudo-Qubit nun zu manipulieren, wird zusätzlich ein Strahlungsfeld im radiofrequenten Bereich eingestrahlt, das das optisch gepumpte Niveau an das Lichtfeld koppelt, was als Radiofrequenz-optisches Doppelresonanz Verfahren bekannt ist. Das Pseudo-Qubit wird dargestellt als einer der beiden Zustände in die optisch gepumpt wird ($m_J = \pm 3/2$) und die an das Lichtfeld ohne zusätzliches Strahlungsfeld im RF-Bereich koppelnden Zuständen.

Um Spektroskopie betreiben zu können, wird eine zweite Polarisation benötigt, die senkrecht auf die erste gedreht wird, wobei eine das obige Kriterium der elliptischen Polarisation erfüllen muss. Hierzu muss der in Kap. 4.1.4 beschriebene Aufbau des 935 nm Lasers vor der Überlagerungseinheit verändert werden (Abb. 5.18).

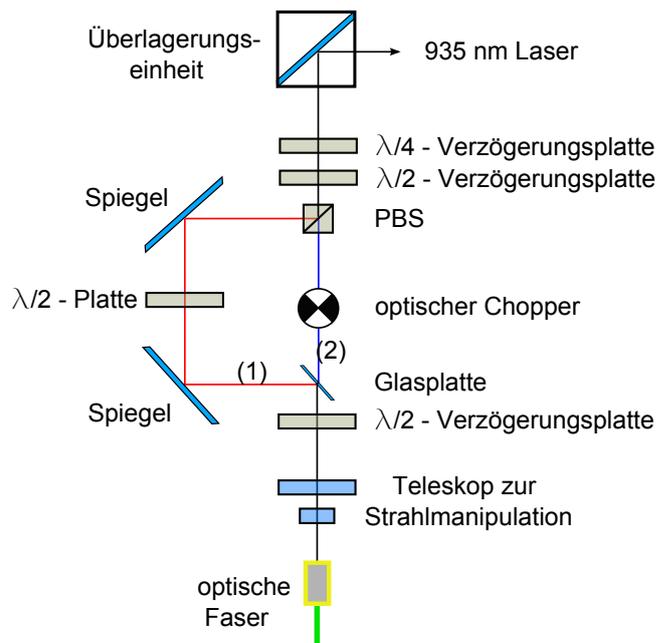


Abbildung 5.18: Schematische Darstellung des umgebauten Strahlengangs des Rückpump-Lasers bei 935 nm zur Konstruktion einer elliptischen Polarisation. Mittels einer Glasplatte wird der mit einem Teleskop strahlgeformte Laser in zwei Teilstrahlen: Präparations-Arm (1, roter Strahl) und Kühl-Arm (2, blauer Strahl) separiert. Beide werden senkrecht zueinander polarisiert und mit einem polarisationabhängigen Strahlteiler (PBS) wieder überlagert. Mittels $\lambda/2$ - und $\lambda/4$ -Verzögerungsplatten wird die gewünschte Polarisation eingestellt, die optisches Pumpen im Präparations-Arm erreicht. Mit dem optischen Chopper wird mit 20 Hz zwischen zwei Modi geschaltet: Ist nur der Präparations-Arm eingestrahlt, existiert optisches Pumpen in einen der $m_J = \pm 3/2$ -Zustände. Bei Einstrahlen der passenden Frequenz des RF-Strahlungsfeldes wird der optische gepumpte Zustand rückgepumpt und ist als Fluoreszenz detektierbar. Ist der Kühl-Arm offen, so kann das Ion gekühlt werden.

Der aus dem Faserkollimator austretende und mit einem Teleskop strahlgeformte Laser wird mit einer Glasplatte in zwei Teilstrahlen getrennt. Eine Variation des Verzweigungsverhältnisses wird mit einer $\lambda/2$ -Verzögerungsplatte erreicht. Der transmittierte Strahl wird als Kühl-Arm (2), der reflektierte als Präparations-Arm (1) definiert. Der Präparations-Arm wird mit einer $\lambda/2$ -Verzögerungsplatte senkrecht auf den Kühl-Arm gedreht, damit beide anschließend mittels eines polarisationsabhängigen Strahlteilers (PBS) wieder überlagert werden können. Mittels einer weiteren $\lambda/2$ -Verzögerungsplatte, die die lineare Polarisation dreht und einer $\lambda/4$ -Verzögerungsplatte, die eine elliptische Polarisation formt, kann der erneut überlagerte 935 nm Laser nach dem PBS in die gewünschte elliptische Polarisation gedreht werden. Diese wird so manipuliert, dass die oben definierte Bedingung nur von dem Präparations-Arm erfüllt wird. Der Kühl-Arm kann den $D_{3/2}$ -Zustand ohne ein zusätzliches RF-Strahlungsfeld vollständig rückpumpen.

In den Kühl-Arm wird ein optischer Chopper eingebaut, der zwei Betriebsmodi zulässt. Ist der Kühl-Arm offen, so wird der $D_{3/2}$ -Zustand vollständig rückgepumpt und das Ion somit gekühlt. Ist dieser geschlossen, wird nur der Präparations-Arm eingestrahlt. Zusammen mit der resonant eingestrahlten Radiofrequenz kann dieser mittels RF-optischer Doppelresonanz den optisch gepumpten Zustand treiben. Justiert wird diese Bedingung, indem der Kühl-Arm geschlossen wird und die elliptische Polarisation mittels der beiden Verzögerungsplatten verändert wird, bis optisches Pumpen in einen der beiden $m_J = \pm 3/2$ -Zustände mit dem Präparations-Arm erreicht wird, das Ion also dunkel wird. Es wird der optische Chopper mit einer Frequenz von 20 Hz betrieben, der zwischen den zwei Modi schaltet. Mit dem Chopper wird auch die CCD-Kamera auf den Präparations-Arm getriggert, wodurch nur in der Dauer des geblockten Kühl-Arms von 25 ms Daten bzw. Spektren aufgenommen werden.

Das oben beschriebene RF-Strahlungsfeld wird von einer Dipolantenne erzeugt. Diese ist eine (gewickelte) Spule aus Kupferdraht, bei der die Windungszahl und der Radius die Resonanz- bzw. die Abstrahlungsfrequenz definiert. Ein Radius um 2 cm und eine Windungszahl von $N = 5$ ergeben eine Resonanzfrequenz um 8 MHz. Mit einem angeschlossenen seriellen Kondensator und einem Widerstand gegen die elektrische Masse wird das Stehwellenverhältnis reduziert und die Resonanzfrequenz angepasst. Dieses Stehwellenverhältnis $SWR = \frac{1 + \sqrt{P_{\text{ref}}/P_{\text{in}}}}{1 - \sqrt{P_{\text{ref}}/P_{\text{in}}}}$ mit eingestrahelter Leistung P_{in} und reflektierter Leistung P_{ref} beschreibt die Leistungsreflektionen, die von der Antenne aus zum Generator rückgerichtet sind. Bei einem Verhältnis um 1,0 ist das System komplett reflexionsfrei. Vermessen wird dieses mit einem SWR-Analysator ("MFJ-259B"). In den Anhängen (Abb. D.2) wird das Stehwellenverhältnis in Abhängigkeit der eingestellten Frequenz für die RF-Dipolantenne gezeigt. Angeschlossen wird die Antenne an einen Frequenzgenerator (Topica, "VFG 150"[198]), dessen Signal um +30 dbm von einem Verstärker (Kalmus, "110c") bis auf 5 W verstärkt wird. Um den Frequenzgenerator vor hochfrequenten Reflek-

tionen des Verstärkers zu schützen, wird ein Tiefpassfilter (Mini-Circuits, "BLP-10.7+") an dessen Ausgang verwendet. Abb. 5.19 präsentiert eine Darstellung des gesamten Antennen Aufbaus, positioniert auf das fallennahe Ende des Objektivs direkt vor das Detektionsfenster, um die Distanz zum Ion zu verkleinern. (Mit einer zweiten Antenne kann die Abstrahlungsleistung der ersten bestimmt werden.)

5.2.3 Bestimmung des externen Magnetfeldes mittels RF-optischer Doppelresonanz

In Kap. 5.2.1 wird das externe, statische Magnetfeld am Ort der Ionen mit einem Gaußmeter bestimmt und in Kap. 5.2.2 wird die Methode der RF-optischen Doppelresonanz diskutiert. Nun wird nachfolgend das externe Magnetfeld mit einem gespeicherten Ion vermessen.

Bei gleichzeitiger Einstrahlung von Laserlicht und RF-Strahlungsfeld werden durch Dekohärenz aufgrund von spontaner Emission alle Phasenbeziehungen der Niveaus zerstört. Die detektierten Resonanzspekten sind bei dieser inkohärenten Spektroskopie lorentzförmig mit der spektralen Verteilung [158]

$$L(\nu) = L_0 \cdot \frac{(\Gamma/2)^2}{(\nu - \nu_0)^2 + (\Gamma/2)^2} \quad (5.8)$$

mit der Amplitude L_0 , der Resonanzfrequenz ν_0 und der Halbwerts- (FWHM) bzw. Linienbreite Γ des Übergangs, die von den Leistungen des RF-Strahlungsfeldes und des Rückpumpasers bei 935 nm abhängig ist [92].

Das externe, positionsabhängige Magnetfeld wird nachfolgend bestimmt. Dieses stammt, wie in Kap. 5.2.1 diskutiert, vom externen Magneten, welcher in einem Abstand von $d = (147 \pm 2)$ mm zur Fallenmitte angebracht ist und dessen Magnetfeld radial mit dem Abstand abnimmt (Abb. 5.20) und von der Ionen-Getter-Pumpe mit einem zusätzlichen Beitrag des Erdmagnetfeldes.

Ein gespeichertes Ion wird über eine Variation der Endkappenspannungen in seiner axialen Ortsposition verändert und mittels RF-optischer Doppelresonanz-Spektroskopie die Resonanzspekten an verschiedenen Positionen aufgenommen. Über einen Lorentzfit kann die jeweilige Resonanzfrequenz des Ions aus den Spekten bestimmt werden. Abb. 5.21 stellt die Spekten an den Positionen "B" und "C" dar, die 235 μm bzw. 205 μm von der Mitte der stromführenden Elektroden entfernt sind. Es kann eine Differenz der Resonanzfrequenzen von $\nu_{\text{res,B}} - \nu_{\text{res,C}} = (4,4 \pm 0,4)$ kHz ermittelt werden, die von einem ortsabhängigen Magnetfeld erzeugt wird. In Abb. 5.22 ist die Resonanzfrequenz in Abhängigkeit von verschiedenen Ionenposition entlang der axialen Richtung aufgetragen. Ein linearer Zusammenhang kann mit $\nu_{\text{res}} = (0,16 \pm 0,01)$ [kHz/ μm] $\cdot y + (6747,9 \pm 0,2)$ [kHz] bestimmt werden. Ein Gradient von $G_0 = (14,08 \pm 0,15)$ mT/m wird aus der Änderung der Frequenz

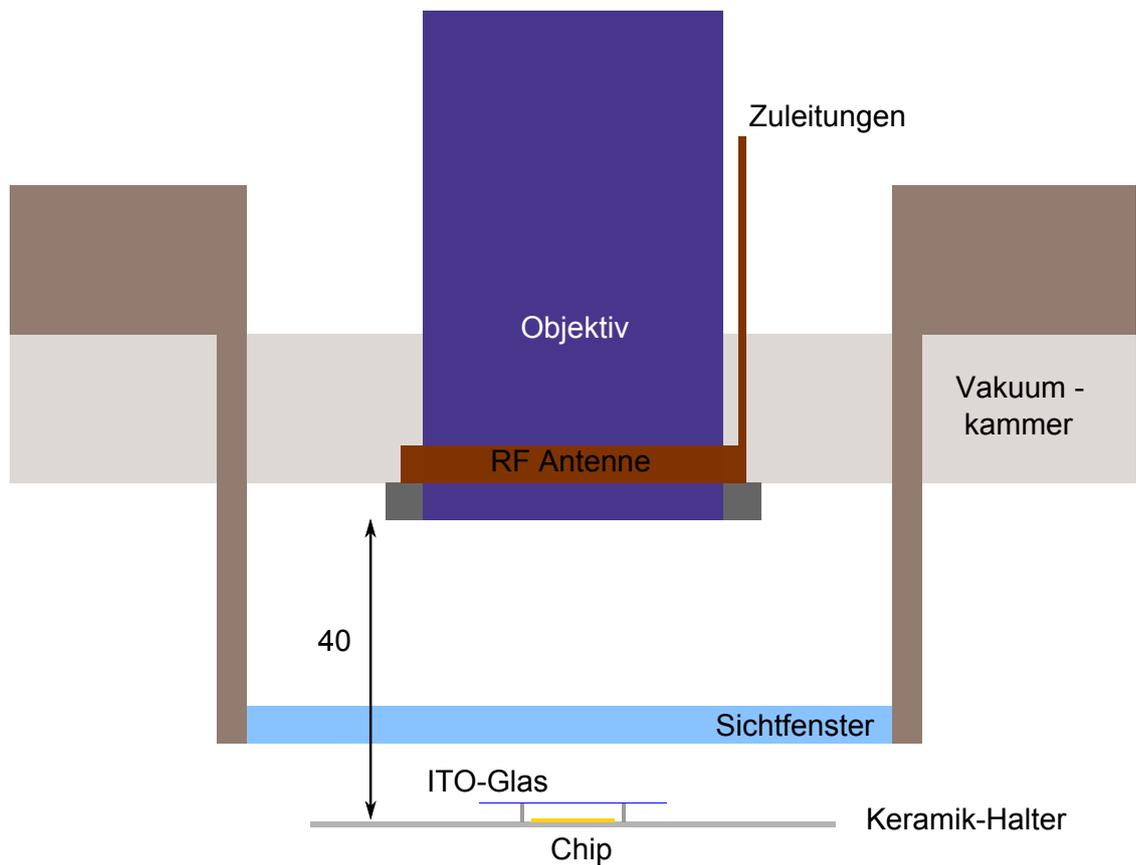


Abbildung 5.19: Seitenansicht der Vakuumkammer aus Abb. 4.6 zur Darstellung der Position der RF-Antennenspule. Um die Antenne so nahe wie möglich am Ion zu positionieren und die abgestrahlte Leitung nicht durch den Edelstahl der Kammer abzuschirmen, wird die Antenne direkt vor das nach innen gerichtete Sichtfenster angebracht. Da die Gefahr groß ist, dass das Sichtfenster zerkratzt wird, wird die Antenne am Objektiv gehalten. Der Innendurchmesser der Antennenspule ist so gewählt, dass dieser genau mit dem Außendurchmesser des Objektivs übereinstimmt. Es wird ein Abstand von etwa 45 mm zum Ion erreicht.

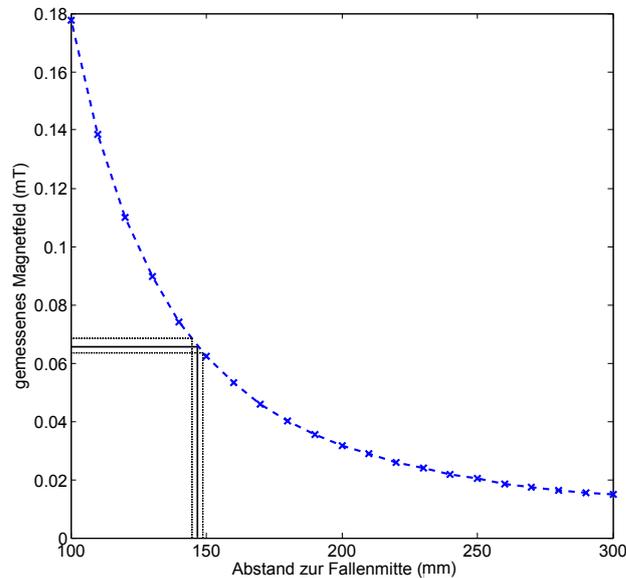


Abbildung 5.20: Gemessenes Magnetfeld des externen Neodym-Magneten. Der Abstand zum Ion bei $d = (147 \pm 2)$ mm ist eingezeichnet und ein Magnetfeld von $(0,658^{+0,028}_{-0,021})$ mT kann am Ort des Ions bestimmt werden.

bei einer Positionsänderung von (500 ± 5) μm bestimmt. Der Fehler des Gradienten wird aus der Regressionsgeraden und aus dem Fehler der ermittelten Position berechnet. Später (Kap. 5.2.5) wird dieser Untergrundgradient ortsabhängig vermessen.

Aus dem Abstand des Elektrodenpaares zur Chipmitte von $700 \mu\text{m}$ kann die dortige Resonanzfrequenz von $\nu_{\text{res,mitte}} = (6,86 \pm 0,07)$ MHz extrapoliert werden. Der Vergleich mit der Resonanzfrequenz von $\nu_{\text{res,stat}} = (6,87 \pm 0,03)$ MHz (in Kap. 5.2.1 aus dem mittels Gaußmeter gemessenen Magnetfeld bestimmt) liefert gute Übereinstimmung.

5.2.4 Stromfluss durch Chipstruktur

Um den zuvor bestimmten Gradienten um $14,1 \text{ mT/m}$ zu erhöhen, wird die auf dem Chip integrierte Stromstruktur zugeschaltet. Der Widerstand der integrierten Strukturen ist aufgrund der verwendeten Leiterbahnen aus Silberpalladium auf dem Keramikträger $(8,5 \pm 0,7) \Omega$ für eine Stromstruktur (gemessen an der luftseitigen Vakuumdurchführung), bestehend aus der Chipspule, den Zuleitungen auf dem Keramikträger und dem vakuumseitigen Kabel. Der Widerstandsbeitrag einer einzel-

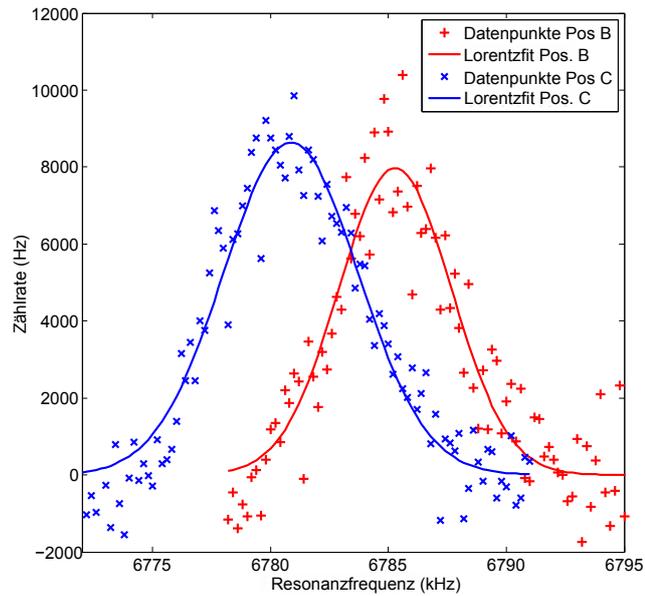


Abbildung 5.21: Messung der Resonanzfrequenz eines gespeicherten Ions mittels RF-optischer Doppelresonanz an der Fangposition B (roter Graph) und C (blauer Graph) (siehe Abb. 5.22), die 235 μm bzw. 205 μm von der Mitte der stromführenden Elektroden entfernt sind. An die Datenpunkte wird eine Lorentzfunktion angefitet mit einer Resonanzfrequenz von $\nu_{\text{res,B}} = (6785,2 \pm 0,2)$ kHz bei einer Breite von $\Gamma_{\text{res,B}} = 5,37$ kHz an Position B bzw. $\nu_{\text{res,C}} = (6780,8 \pm 0,2)$ kHz bei einer Breite von $\Gamma_{\text{res,C}} = 6,05$ kHz an Position C. (Die Definition der einzelnen Positionen ist in Abb. 5.22 visualisiert.)

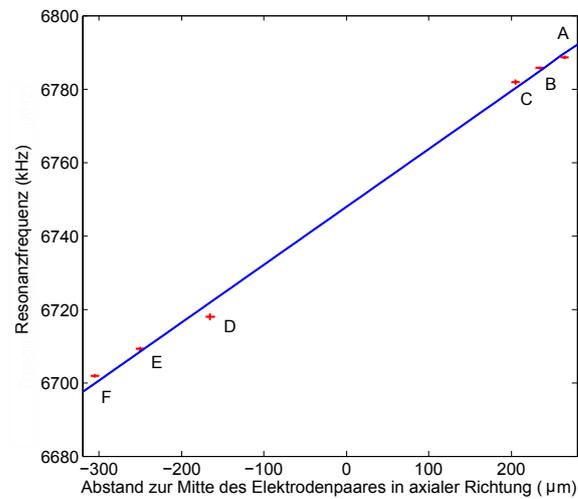


Abbildung 5.22: Darstellung der gemessenen ortsabhängigen Resonanzfrequenz mittels dem Verfahren der RF-optischen Doppelresonanz-Spektroskopie in Abhängigkeit der Ionenposition zum stromführenden Elektronenpaar (vgl. Kap. 5.2.5). Es kann ein linearer Zusammenhang $\nu_{\text{res}} = (0,16 \pm 0,01) \text{ [kHz}/\mu\text{m}] \cdot y + (6747,9 \pm 0,2) \text{ [kHz]}$ bestimmt werden (blaue Gerade). Ein Gradient um $(14,08 \pm 0,15) \text{ mT/m}$ kann aus der Änderung der Resonanzfrequenz und der maximalen Verschiebung der Ionenposition abgeschätzt werden. Der Fehler des Gradienten wird aus der Regression und aus einem Fehler des Abstandes von $5 \mu\text{m}$ berechnet.

nen Chipspule inklusive der Bondverbindungen beträgt jedoch nur $(0,70 \pm 0,02) \Omega^4$, weshalb das ohmsche Heizen auf dem Träger passiert. Um 1 A durch eine Stromspule treiben zu können, wird eine Leistung $P = R \cdot I^2 \approx 8,5$ W pro Spule benötigt. Die so verursachte Wärmeentwicklung auf dem Halter ist ein Problem. Um sicher zu gehen, dass eine kritische Temperatur um 150°C nicht überschritten wird, bei der sich die Leitfähigkeit der Bonds oder Lötungen verschlechtern oder sich diese sogar lösen können, wird an einem identischen Fallensystem die Temperaturentwicklung in Abhängigkeit der angelegten Ströme vermessen. Der Testaufbau, bestehend aus einem baugleichen Halter⁵ (Abb. 5.23) wird in eine Vakuumkammer bei einem Druck von 10^{-6} mbar integriert. Um die Experimentkammer nahezu zu kopieren, werden Durchführungen gleicher Bauart verwendet. Mit einem spannungsbegrenzten Stromgenerator (ELV, "PPS 5330" [135]) wird an eine, zwei oder vier Elektroden parallel ein variabler Dauerstrom gesendet und die hierfür benötigte Leistung in Abb. 5.24 dargestellt. Wird beispielsweise eine obere Leistungsgrenze bei 2,0 W (1,0 W) gelegt, so kann 0,24 A (0,16 A) durch zwei bzw. 0,58 A (0,44 A) durch eine Elektrode gesendet werden. Mittels eines auf dem Halter angebrachten, auf Widerstandsmessung basierenden, Temperatursensors ("Pt100" [199]) kann der zeitliche Temperaturverlauf in Abhängigkeit des durchflossenen Stromes bzw. der nötigen Leistung bestimmt werden. Abb. 5.25 präsentiert die Temperaturentwicklung bei einem konstanten Stromfluss durch zwei Elektroden. Eine verwendete Leistung von 1 W führt zu einer Temperatur von 50°C auf der Keramik, die einem Stromfluss von 0,24 A durch zwei Elektroden entspricht. Diese Temperatur könnte ohne Gefahr im Experiment verwendet werden. Wie schon zuvor beschrieben, wird ab einer Temperatur von 150°C die Leitfähigkeit der Bonds verändert. Weiter kann die Oberfläche der Keramik und des Fallenchips ausdampfen, was zu einer lokalen Verschlechterung des Vakuums führt, wodurch die Speicherzeiten der Ionen in der Falle reduziert werden.

Die Stabilität des Stromgenerators in einem Zeitraum von 1 h ist zu $\Delta I/I = 5 \cdot 10^{-2}$ vermessen (Anh. C.9). Diese Variation des Stromes führt während des Messvorganges zu einer Änderung der Resonanzfrequenz von 0,13 kHz bei einer Aufspaltung von 2,5 kHz zwischen den Ionen.

Um jedoch eine wie in Kap. 2.2.6 beschriebene Kopplung zwischen gespeicherten Ionen in einer Kette messen zu können, werden höhere Gradienten benötigt (um 10 T/m für 10 gespeicherte Ionen) [45]. Hierzu können gepulste Ströme verwendet werden. Der notwendige Strom wird nur für eine gewisse Messzeit eingeschaltet (T_{ein}) und anschließend wird dem System für (T_{aus}) die Möglichkeit gegeben, sich wieder abzukühlen. Die effektive Leistung ist im gepulsten Modus $P_{\text{eff}} = P_0 \cdot \frac{T_{\text{ein}}}{T_{\text{ein}} + T_{\text{aus}}}$

⁴Der Widerstand einer Vakuumzuleitung inklusive Lötung auf dem Träger kann zu $(0,30 \pm 0,04) \Omega$ bestimmt werden.

⁵Träger ist ungeeignet für den Einsatz im Ionenfallenexperiment, da dieser während des Integrationsprozesses des Chips einseitig abgebrochen ist.

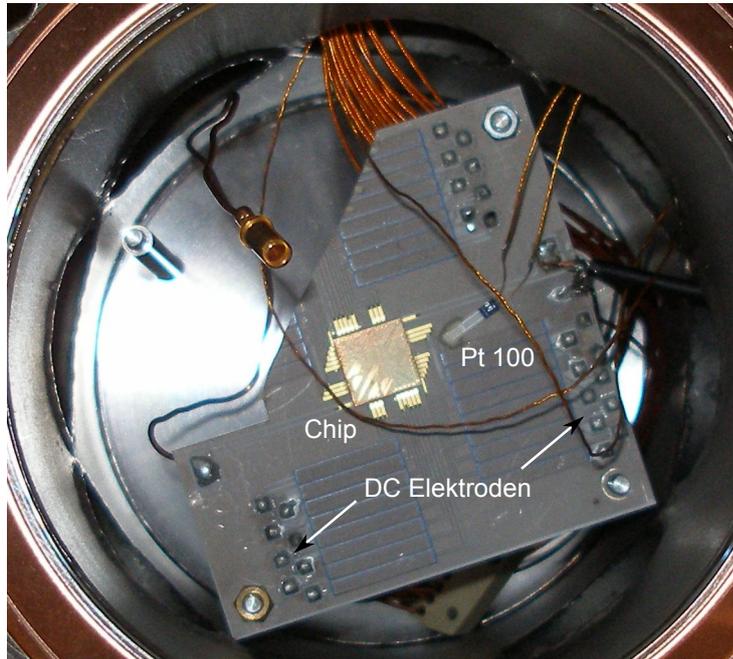


Abbildung 5.23: Abbildung der für Stromtests aufgebauten Testkammer. Als bestückter Halter dient ein zweiter gebrochener Halter (siehe Kap. 3.2.2). Es ist ein Temperatursensor "Pt100" auf dem Halter integriert, um die Wärmeentwicklung im Dauerstrom-Betrieb zu analysieren.

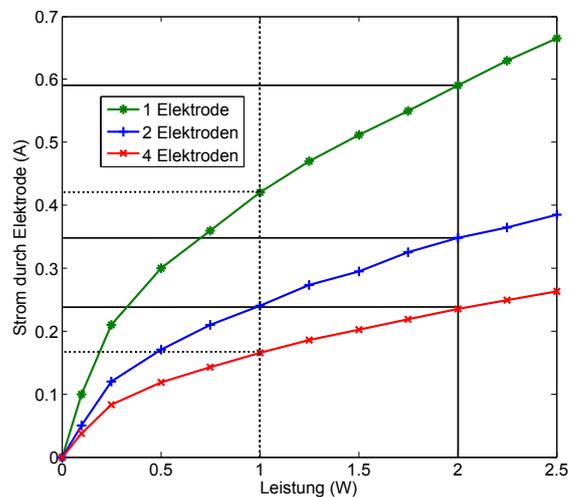


Abbildung 5.24: Gemessene, benötigte Leistung, um bei einer Anzahl von ein, zwei und vier stromdurchflossenen Elektroden einen Dauerstrom zu treiben. Eine obere Grenze von 2,0 W (1,0 W) ist eingezeichnet. Durch vier Elektroden kann bei dieser Leistung ein Strom von 0,24 A (0,16 A) und durch eine Elektrode etwa 0,58 A (0,44 A) gesendet werden.

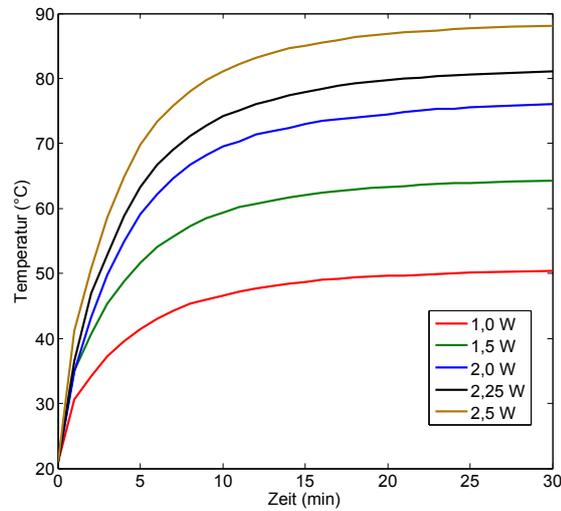


Abbildung 5.25: Mit dem Sensor "Pt100" gemessene Temperatur auf dem Halter als Funktion der Zeit bei unterschiedlichen Leistungen für einen konstanten Stromfluss durch zwei Elektroden. Um eine Temperatur von 50 °C nicht zu überschreiten, wird eine Grenze von 1 W gesetzt, was einem Strom von 240 mA durch zwei Elektroden entspricht.

gegenüber der Gleichstromleistung P_0 erheblich reduziert. Es wird eine Schaltung aufgebaut, die ein Pulsen des Stromes ermöglicht (Anh. D.3). Basierend auf einer H-Brücke, kann mittels eines angelegtem Rechtecksignals der Strom zwischen der Fallenspule und einem Last-Widerstand (mit gleichem Widerstandswert wie die Falle) geschaltet werden. Abb. 5.26 zeigt die Temperaturentwicklung bei einem gepulsten Stromfluss von 0,4 A (oben) bzw. 0,8 A (mittig) mit verschiedenen Tastverhältnissen $T_{\text{ein}} + T_{\text{aus}} : T_{\text{ein}}$. Bei einem Verhältnis von 20:1 kann der verwendete Strom auf 1 A durch zwei Elektroden erhöht werden, ohne die gesetzte Temperaturschwelle von 50 °C zu überschreiten (unten).

Im Folgenden wird sich für die Demonstration des Prinzips auf konstante Ströme beschränkt. Aufgrund der Wärmeentwicklung auf dem Träger werden nur zwei stromführende Elektrodenspulen zur Erzeugung des Gradienten verwendet, die als ein Elektrodenpaar bezeichnet werden. Das erzeugte Magnetfeld und der dazugehörige axiale Gradient am Ort des Ions sind in Abb. 5.27 dargestellt. Mit einem Strom von 100 mA kann ein maximaler Gradient in axialer Richtung von 15,75 mT/m simuliert werden. Nach (2.19) ergibt der Gradient eine maximale Aufspaltung von etwa 1,5 kHz zwischen gespeicherten Ionen in einer Kette von drei Ionen, die einen Abstand von 9 μm zueinander aufweisen (Kap. 5.1.3). Mit Berücksichtigung des Untergrundgradienten bei 14,1 mT/m ist die erwartete Aufspaltung bei 2,8 kHz. Um diese Aufspaltung messen zu können, müssen die Linienbreiten der Resonanzübergänge bei ähnlichen Größen (oder geringer) liegen, was im nachfolgenden Un-

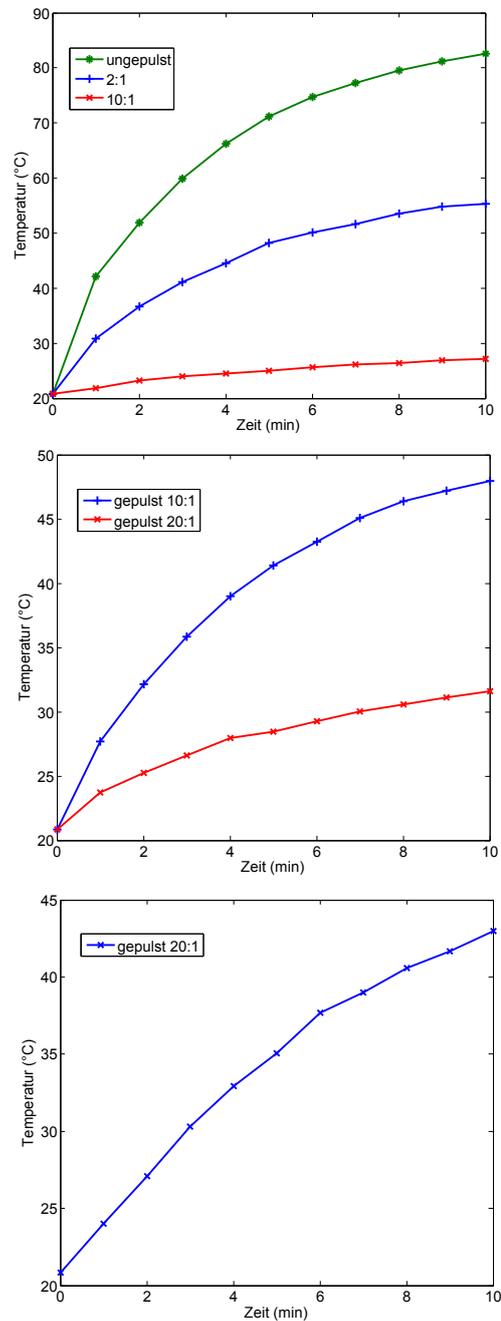


Abbildung 5.26: Dargestelltes Temperaturverhalten des Keramikträgers bei gepulsten Strömen mit unterschiedlichen Tastverhältnissen ($T_{\text{ein}}+T_{\text{aus}} : T_{\text{ein}}$) bei einem Stromfluss durch zwei Elektroden. Oben: Stromfluss von 0,4 A für ungepulsten (konstanten) Strom, 2:1 Tastverhältniss und 10:1 Tastverhältniss. Mitte: Stromfluss von 0,8 A für Tastverhältnisse 10:1 und 20:1. Unten: Stromfluss von 1,0 A für Tastverhältniss 20:1. Bei Verwendung eines Verhältniss von 10:1 kann ein Strom von 0,8 A an zwei Elektroden angelegt werden, ohne die Temperaturgrenze von 50 °C zu überschreiten; bei einem Verhältniss von 20:1 kann der Strom auf 1,0 A erhöht werden.

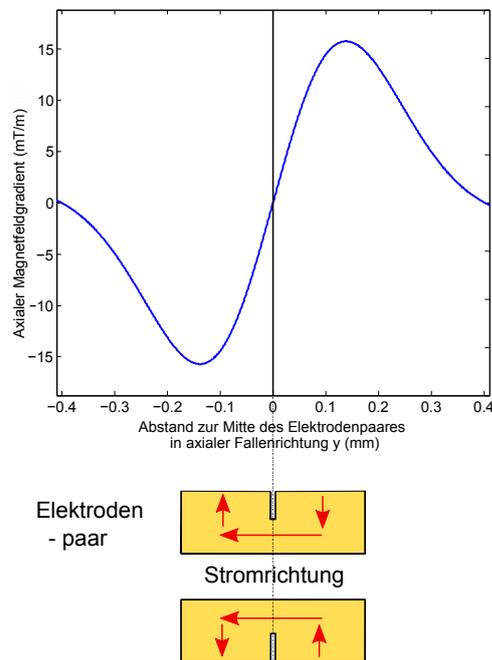


Abbildung 5.27: Ein Stromfluss von 100 mA durch zwei Elektrodenspulen liefert einen simulierten axialen Gradienten, der in einem Abstand von $y_{\max} = \pm 138 \mu\text{m}$ zur Mitte des Elektrodenpaares mit 15,75 mT/m maximal wird. Unterhalb des Graphen ist die Stromrichtung mittels Pfeilen durch das Elektrodenpaar dargestellt. Bei umgekehrter Stromrichtung wird das Gradientenprofil an der Abszisse gespiegelt.

terkapitel diskutiert wird.

5.2.5 Inkohärente Vermessung der Gradientenstruktur

Die Stärke des mit den integrierten Strukturen erzeugten Gradienten von einem stromdurchflossenen Elektrodenpaar wird nachfolgend mit drei Ionen vermessen. Diese Methode ist unabhängig von langsamen Magnetfeldschwankungen⁶ und Absolutwerten, da nur Differenzen betrachtet werden. Wie zuvor in Kap. 5.2.4 simuliert, beträgt der mittels Stromfluss von 100 mA durch ein Elektrodenpaar erzeugte Gradient maximal 15,75 mT/m, was zu einer Aufspaltung von 1,5 kHz bei drei Ionen in einem Abstand von jeweils $9 \mu\text{m}$ führt. Um diese Aufspaltung detektieren zu können, muss die Linienbreite der gemessenen Resonanzen in einer ähnlichen Größenordnung (oder geringer) liegen. Hierzu können die verwendeten Leistungen

⁶beobachtet und auf $(50 \pm 24) \text{ Hz/min}$ diskutiert bei einem ähnlichen Versuchsaufbau zur Detektion einer Gradientenstärke in einer mikrostrukturierten Paulfalle in [111].

des Rückpump-Lasers und des RF-Strahlungsfeldes reduziert werden [92]. Eine Variation der Laserleistung wird nicht durchgeführt, sondern auf einen geringen Wert von $(4 \pm 1) \mu\text{W}$ gestellt, wobei der Wert von $1 \mu\text{W}$ die Leistungsschwankungen darstellt. Die Linienbreite ändert sich bei diesen Schwankungen jedoch nicht, da die eingestrahlte Laserleistung in einem Bereich ist, in dem keine Reduktionen der Linienbreite über eine Leistungsveränderung zu erwarten sind [92].

An einer festen Ortsposition eines einzelnen Ions in der Falle wird nun die Leistung des RF-Strahlungsfeldes variiert und das zugehörige Resonanzspektrum detektiert. Mittels eines Lorentzfits werden die Zentralfrequenz und die Linienbreite des Spektrums bestimmt. Abb. 5.28 (rechts) stellt die Spektren für RF-Leistungen zwischen $1,8 \text{ W}$ und $5,0 \text{ W}$ dar. Es kann eine Linienbreite von $\Gamma_{1,8 \text{ W}} = (5,2 \pm 0,2) \text{ kHz}$ bei $1,8 \text{ W}$ gemessen werden. Bei geringeren Leistungen können keine eindeutigen Spektren mehr detektiert werden, da hier das Signal-zu-Rausch Verhältnis nicht mehr ausreicht, um Spektren eindeutig zu identifizieren. In Abb. 5.28 (links) werden die gefitteten Linienbreiten in Abhängigkeit der Leistung des Strahlungsfeldes aufgetragen und es kann ein Zusammenhang $\Gamma(P) = (5,2 \pm 0,2) [\text{kHz}/\sqrt{\text{W}}] \cdot \sqrt{P} - (1,7 \pm 0,3) [\text{kHz}]$ bestimmt werden. Die Fehler berechnen sich aus den Fitfehlern an die Spektren und der Regression. Der gefittete Abszissenabschnitt ist jedoch nicht physikalisch, da die Linienbreite bei verschwindender Leistung nicht negativ werden kann.

Aus der ermittelten Linienbreite Γ des Überganges kann die Rabifrequenz des optischen Überganges Ω_{935} und des mittels RF-Strahlungsfeldes getriebenen Übergangs Ω_{RF} mit

$$\Gamma = 2 \sqrt{7\Omega_{\text{RF}}^2 + \Omega_{935}^2} \quad (5.9)$$

aus [92] bestimmt werden. Hieraus kann eine obere Abschätzung der einzelnen Rabifrequenzen mit $\Omega_{\text{RF}} = 1,0 \text{ kHz}$ und $\Omega_{935} = 1,6 \text{ kHz}$ durchgeführt werden.

Nachdem die Linienbreite der Übergänge auf etwa 5 kHz reduziert wird, kann nun der von externen Magneten (Kap. 5.2.3) erzeugte ortsabhängige Untergrundgradient $G_0(y)$ vermessen werden. Hierzu wird eine Kette von drei Ionen in der Falle gespeichert und an unterschiedlichen Positionen oberhalb der Falle die ortsabhängige Aufspaltung der Resonanzfrequenz mittels RF-optischer Doppelresonanzspektroskopie bestimmt. Hierzu wird der in Kap. 5.2.2 beschriebene optische Aufbau verwendet. Ein Frequenzgenerator (VFG 150) wird über Labview gesteuert und mittels optischem Chopper getriggert, der mit 20 Hz zwischen Spektroskopie- und Kühlmodus schaltet. Der Frequenzgenerator wird so eingestellt, dass er pro Sekunde jeweils einen Frequenzschritt von $0,5 \text{ kHz}$ ausführt und es wird die Zählrate eines Ions in Abhängigkeit der eingestrahlten Frequenz detektiert. Der Gradient führt zu drei verschiedenen Resonanzen, dessen Abstand linear mit der Amplitude/Stärke des Gradienten zusammenhängt (2.19), was in Abb. 5.29 an der Position

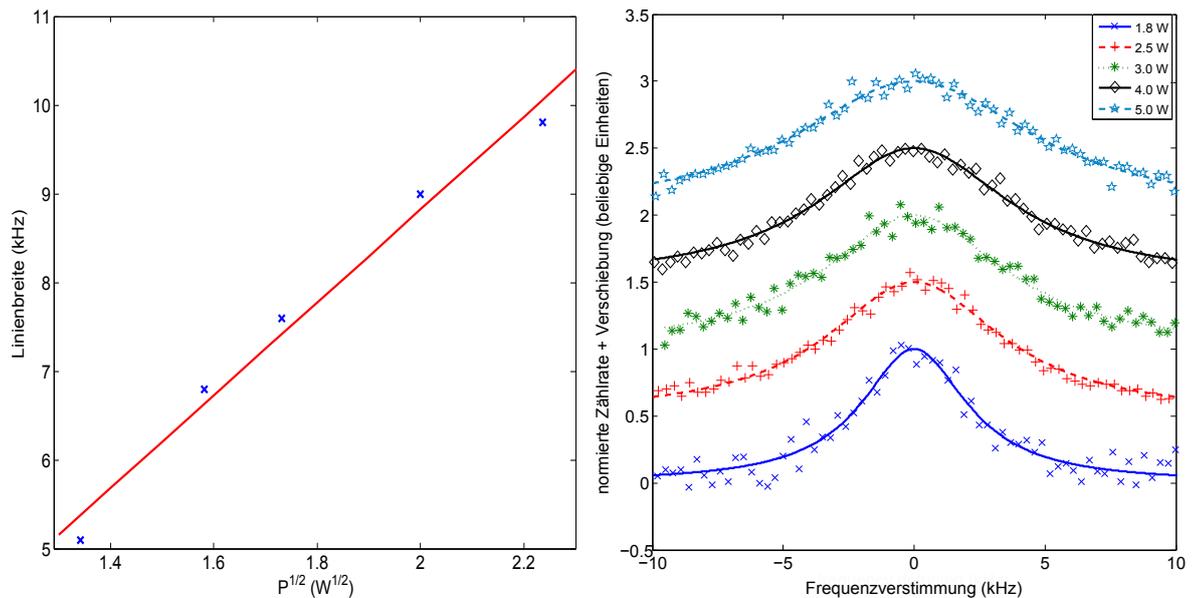


Abbildung 5.28: Rechts: Gemessene, normierte und Hintergrund-korrigierte Spektren der RF-optischen Doppelresonanz-Spektroskopie bei einer Variation der Leistung des RF-Strahlungsfeldes mit einer konstanter Leistung um $5 \mu\text{W}$ der 935 nm Rückpump-Lasers. Um die vorliegenden kleinen Gradienten (um 14,1 mT/m) detektieren zu können, muss die Resonanzbreite reduziert werden. Zur Bestimmung der Halbwertsbreiten (FWHM) der Spektren werden Lorentzprofile angefitet. Der magnetische Dipol-Übergang wird mit kleineren RF-Leistungen schmaler. Bei einer auf 1,8 W reduzierten RF-Leistung kann eine Breite von $\Gamma_{1,8 \text{ W}} = (5,2 \pm 0,2)$ kHz bestimmt werden. Zur besseren Visualisierung werden Verschiebungen von 0,5 in der Zählrate zu den einzelnen Spektra hinzu addiert. Links: Darstellung der ermittelten Linienbreiten als Funktion der Wurzel der Leistung des Strahlungsfeldes. Es kann ein Gerade für die Linienbreite mit $\Gamma(\sqrt{P}) = (5,2 \pm 0,2) [\text{kHz}/\sqrt{W}] \cdot \sqrt{P} - (1,7 \pm 0,3) [\text{kHz}]$ angefitet werden, wobei der Fehler aus den einzelnen Fitfehlern bestimmt wird.

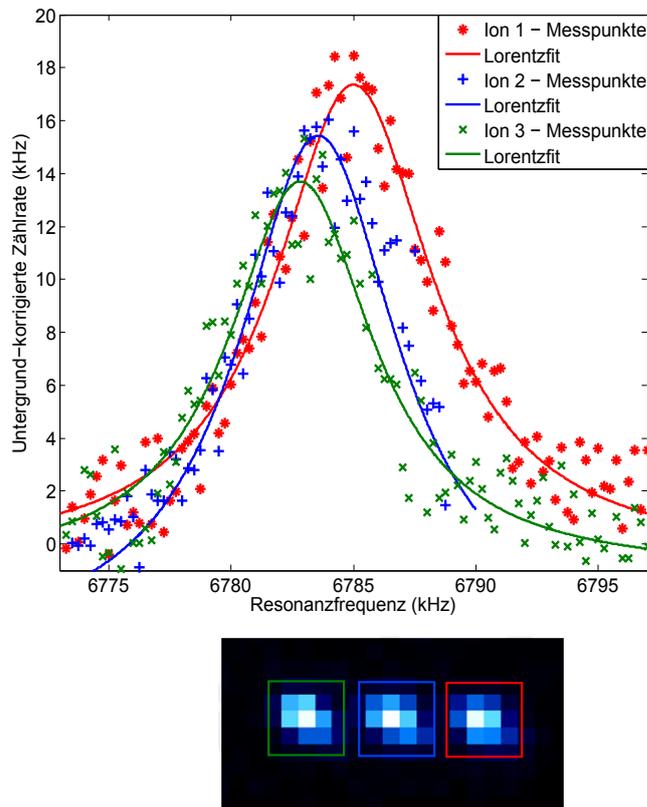


Abbildung 5.29: Darstellung der Frequenzaufspaltung von drei gespeicherten Ionen im externen Magnetfeld an Position "C" ($205 \mu\text{m}$ von der Mitte des stromführenden Elektrodenpaares). Es sind Lorentzfunktionen an die Spektren gefittet worden, die mittels RF-optischer Doppelresonanz-Spektroskopie unter Verstimmung der eingestrahlten Frequenz des RF-Strahlungsfeldes bei einer Leistung von $2,5 \text{ W}$ gemessen sind. Die gemessene Zählrate ist Untergrund-korrigiert. Bei einer Linienbreite von $\Gamma = (7,6 \pm 0,3) \text{ kHz}$ kann eine Aufspaltung von $\Delta\nu = (1,1 \pm 0,3) \text{ kHz}$ aus den gefitteten Funktionen bestimmt werden. Aus dieser kann ein Gradienten von $G_0(y = 205 \mu\text{m}) = (11,7 \pm 3,2) \text{ mT/m}$ errechnet werden.

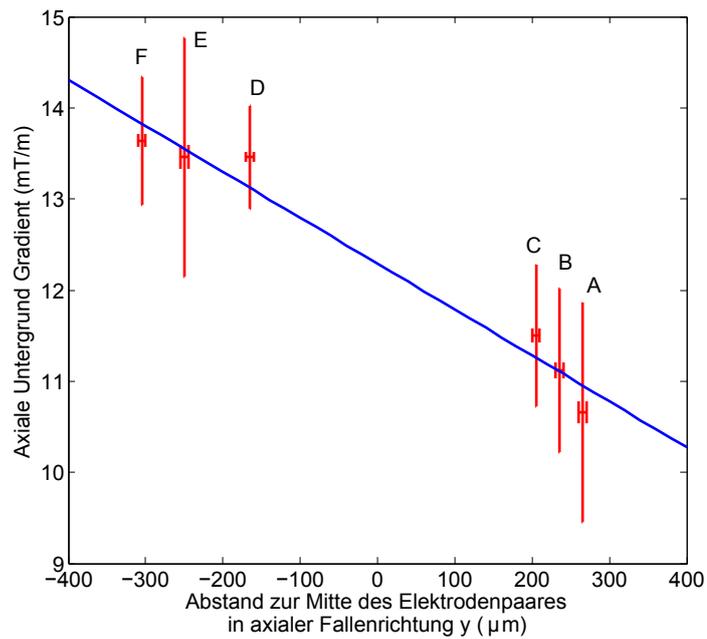


Abbildung 5.30: Der ortsabhängige Untergrundgradient, der durch das externe Magnetfeld erzeugt wird, kann durch den Unterschied der Resonanzfrequenzen in einer Kette von drei Ionen bestimmt werden, wobei der Unterschied linear zur Gradientenstärke ist. Die angegebenen Fehler des Gradienten sind mittels Fehlerfortpflanzung aus 20 bis 30 Einzelmessungen pro Ionenposition berechnet. Es kann eine lineare Funktion für den ortsabhängigen Untergrundgradienten von $G_0(y) = -(5,0 \pm 3,6) [\mu\text{T/m} \cdot 1/\mu\text{m}] \cdot y + (12,4 \pm 0,2) [\text{mT/m}]$ angefitet werden. Der Gradient nimmt mit Verringerung des Abstands zum Magneten zu.

"C" bei $y = 205 \mu\text{m}$ dargestellt wird. Hier wird ein Gradient von $G_0(y = 205 \mu\text{m}) = (11,7 \pm 3,2) \text{ mT/m}$ bei dieser Einzelmessung errechnet.

Abb. 5.30 präsentiert den gemessenen, ortsabhängigen Untergrundgradienten $G_0(y)$ bei Änderung der Positionen der gespeicherten Ionen in axialer Richtung y mit einer gefitteten linearen Funktion $G_0(y) = -(5,0 \pm 3,6) [\mu\text{T/m} \cdot 1/\mu\text{m}] \cdot y + (12,4 \pm 0,2) [\text{mT/m}]$. Die in der Abbildung angegebenen Fehler in der Amplitude des Gradienten sind mittels Fehlerfortpflanzung aus 20 bis 30 Einzelmessungen pro Ionenposition berechnet. Es ist erkennbar, dass der Gradient mit Verkleinerung des Abstandes zum externen Magneten größer wird.

Nachfolgend wird ein Strom von 100 mA durch ein Elektrodenpaar gesendet, der einen zusätzlichen Gradienten erzeugt (Abb. 5.27). Dieser führt zu einer veränderten Resonanzfrequenz und einer größeren Frequenzaufspaltung der gespeicherten Ionen und wird ebenfalls in einer Kette aus drei Ionen vermessen. Der oben ermittelte Untergrundgradient G_0 kann entsprechend der Position des Ions zum vorherrschenden Gradienten addiert oder subtrahiert werden. Für negative Abstände zur Mitte des stromführenden Elektrodenpaares (siehe Abb. 5.27) wird die Stromrichtung umgekehrt, um einen additiven Gradienten zum Untergrund zu erreichen. Aufgrund dieser Addition können größere Frequenzaufspaltungen $\Delta\nu$ zwischen den Ionen gemessen werden. Abb. 5.31 präsentiert eine Spektroskopiemessung an drei gespeicherten Ionen bei einem Strom von 100 mA in einem Abstand von $y = -165 \mu\text{m}$ zur Mitte des stromführenden Elektrodenpaares. Die Messpunkte sind mit einer Lorentzfunktion (5.8) angefitet. Eine Aufspaltung von $\Delta\nu = (2,5 \pm 0,4) \text{ kHz}$ kann bei einer Linienbreite von $\Gamma = (4,9 \pm 0,2) \text{ kHz}$ extrahiert werden. Aus dieser Aufspaltung kann ein Gradient von $G(y=-165 \mu\text{m}) = (26,7 \pm 4,2) \text{ mT/m}$ bei dieser Einzelmessung errechnet werden. Unter Berücksichtigung des gemessenen Untergrundgradienten $G_0(y=-165)$ an dieser Position beträgt der resultierende, von der stromführenden Struktur erzeugter Gradient $G_{\text{Strom}}(y=-165 \mu\text{m}) = (13,6 \pm 4,7) \text{ mT/m}$. Laut den in Kap. 5.2.4 durchgeführten Simulationen (Abb. 5.27) soll der Gradient 15,2 mT/m betragen, was unter Berücksichtigung des Fehlers dem Messwert entspricht.

Zur Vermessung der Gradientenstruktur wird der oben beschriebene Messvorgang für sechs verschiedene Positionen und drei Stromstärken durchgeführt bei einer Leistung des 935 nm Laser von $(4 \pm 1) \mu\text{W}$ und einer Leistung des RF-Strahlungsfeldes von 1,8 W, um die Linienbreite auf etwa 5 kHz zu reduzieren. Abb. 5.32 stellt die Messergebnisse in Abhängigkeit der Ionenposition zusammen, wobei bei negativen axialen Fallenpositionen, bezogen auf das stromführende Elektrodenpaar, die Stromrichtung umgepolt wird. Diese Messwerte werden ebenfalls auf der positive Achse der axialen Richtung dargestellt. Die Fehler der Messpunkte sind statistische Fehler aus bis zu 30 Einzelmessungen pro Position und Stromstärke bestimmt. Über die Messpunkte werden die simulierten Gradienten bei den drei verschiedenen Ströme gelegt. Es existiert ein eindeutiger Überlapp zwischen den

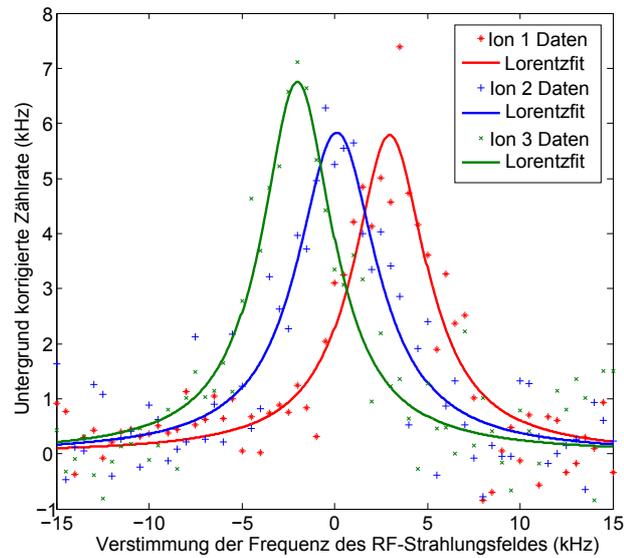


Abbildung 5.31: Lorentzförmige Resonanzspektren von drei Ionen, gemessen mittels RF-optischer Doppelresonanz-Spektroskopie unter Verstimmung der eingestrahlteten Frequenz des RF-Strahlungsfeldes bei einer Leistung von 1,8 W mit einem Spulenstrom von 100 mA durch ein Elektrodenpaar (simulierter Gradient von 15,2 mT). Die gemessene Zählrate ist Untergrundkorrigiert. Eine Aufspaltung von $\Delta\nu = (2,5 \pm 0,4)$ kHz bei einer Linienbreite von $\Gamma = (4,9 \pm 0,2)$ kHz kann extrahiert werden, was zu einem Gradienten von $(26,7 \pm 4,2)$ mT/m führt.

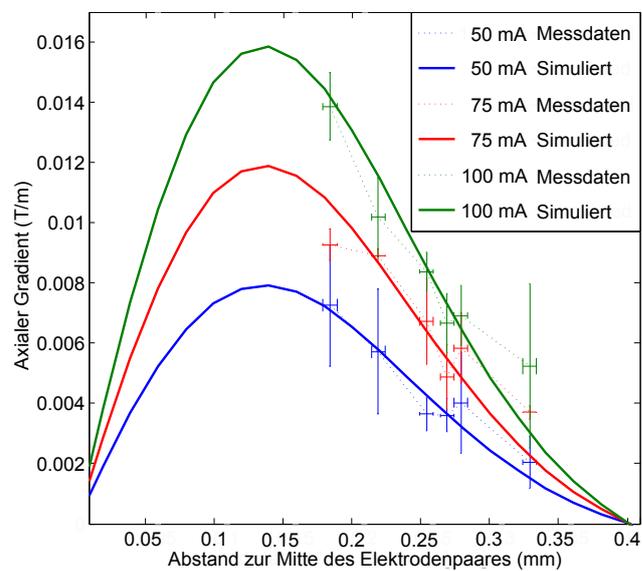


Abbildung 5.32: Gemessene Magnetfeldgradienten bei Dauerströmen von 50 mA, 75 mA und 100 mA durch ein Elektrodenpaar an verschiedenen axialen Positionen. Der Vergleich der gemessenen Werte mit den simulierten liefert eine Übereinstimmung der Werte innerhalb der Fehlerbalken. Diese sind statistische Fehler aus bis zu 30 Einzelmessungen pro Stromstärke und Messposition. (Die Abszisse weist eine Verschiebung von 10 μm auf.)

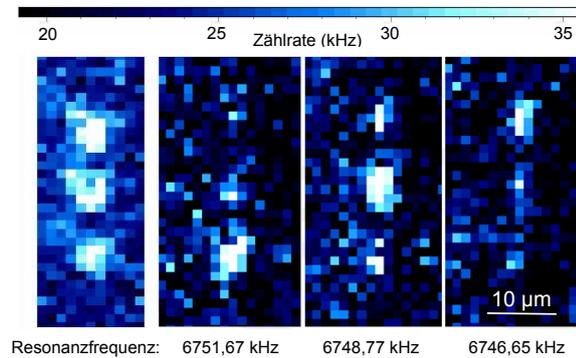


Abbildung 5.33: Adressierung von Ionen in einer Kette im Frequenzraum durch Variation der Frequenz des RF-Strahlungsfeldes. Es ist das zugehörige Kame-rabild von Abb. 5.31 dargestellt. Die Separation der einzelnen Ionen im Frequenzraum beträgt $\Delta\nu = (2,5 \pm 0,4)$ kHz. Mit einer (schlechtesten) Li-nienbreite von $\Gamma = (4,9 \pm 0,2)$ kHz der Übergänge ist eine Adressierung von drei Ionen in einer Kette im Frequenzraum demonstriert. Es kann ein Güte von $F = (0,52 \pm 0,01)$ bestimmt werden. Die jeweiligen Resonanz-frequenzen sind in die Abbildung eingezeichnet. Links ist die Detektion der drei Ionen ohne das Verfahren der RF-optischen Doppelresonanz dar-gestellt.

gemessenen Werten und der numerischen Simulation, wodurch die Simulationen und somit die Funktionalität der Gradientenstruktur verifiziert werden können.

5.2.6 Adressierung

Im vorherigen Kapitel 5.2.5 werden Ströme bis maximal 100 mA durch ein Elek-trodenpaar gesendet und ein Gradient von etwa 13,6 mT/m bei 100 mA in einem Abstand von 165 μm von der Mitte des Elektrodenpaares nachgewiesen. Zusammen mit dem Gradienten des externen Magneten wird für drei Ionen eine Ion-Ion Auf-spaltung um 2,5 kHz im Frequenzraum gemessen (Abb. 5.31), die mit einer axialen Fallenfrequenz um 200 kHz gespeichert sind. Diese Aufspaltung ist hinreichend, um Ionen in einer Kette im Frequenzraum zu adressieren (Kap. 2.2.5) (Abb. 5.33). Es kann eine ungewollte Anregung des benachbarten Ions bei einer Halbwertsbrei-te des RF-Strahlungsfeldes um $\Gamma = (4,9 \pm 0,2)$ kHz zu $p = (0,48 \pm 0,01)$ ermittelt werden. Die Güte der Adressierung ist $F = 1 - p_{max} = (0,52 \pm 0,01)$, wobei p_{max} die maximale ungewollte Anregung eines Ion in der Kette entspricht. In einer Kette aus zwei Ionen (Abstand 10,4 μm) errechnet sich eine Güte von $F_{2\text{Ionen}} = (0,59 \pm 0,01)$. Die Güte kann durch höhere Ströme, die zu höheren Gradienten führen, und gerin-geren Leistungen, die zu kleinere Linienbreiten führen, erhöht werden.

5.3 Zusammenfassung und Diskussion

Im Rahmen dieser Arbeit wird ein vollständiges Experiment neu aufgebaut und dessen Funktionalität demonstriert. Es wird während der Planung und des Aufbaus der einzelnen Komponenten auf Modularität geachtet, so dass einzelne Module ausgetauscht und verändert werden können.

Nachdem eine Fallegeometrie numerisch bestimmt und die ermittelten Ergebnisse mit einer analytischen Methode verglichen werden, werden detaillierte Simulationen durchgeführt, um zusätzliche Strukturen auf den Fallenchip zu integrieren, die eine beliebige Magnetfeldverteilung am Ort der Ionen herstellen können. Desweiteren wird ein Leiterbahn für Mikrowellen auf dem Fallenchip integriert.

Es wird eine Infrastruktur für die Herstellung einer Oberflächenfalle geschaffen und ein Fallenchip mit einer Elektrodenhöhe von $8,5 \mu\text{m}$ mittels optischer Lithographie und Galvanik hergestellt, der eine Rauheit von $r_{\text{rms}} = 20\text{-}30 \text{ nm}$ aufweist, was eine um einen Faktor fünf geringe Rauheit darstellt als in einer industriellen Herstellung.

Es wird ein Vakuumsystem geplant und aufgebaut, welches einen Druck geringer als $3 \cdot 10^{-11} \text{ mbar}$ aufweist und der Fallenchip mittels eines auf Dickschichttechnologie basierendem Träger ins Vakuumsystem integriert. Der Träger gewährleistet die Versorgung des Fallenchips mit Spannungen, die mit kommerziellen Systemen erzeugt und auf die Elektroden über Vakuumdurchführungen verteilt werden.

Es wird ein vollständiges Lasersystem zum Speichern von Barium und zusätzlich ein Kühllaser für Ytterbium aufgebaut, und Verdampfungsöfen für beide Elemente in das Vakuumsystem integriert werden, wodurch das Speichern von beiden Elementen ermöglicht wird. Hierzu ist ein modulares Detektionssystem notwendig, welches für das jeweilige, zu speichernde Element umgebaut werden kann.

Mit der Falle wird das Speichern von $^{172}\text{Yb}^+$ -Ionenketten bis zu zwölf Ionen demonstriert mit Speicherzeiten von Stunden für einzelne Ionen und im Bereich von Minuten für lange Ketten um zehn Ionen. Es erfolgen erste Experimente, wie die Messung der Fallenfrequenzen, der axiale Transport und eine Kompensation der Mikrobewegung.

Es wird optisches Pumpen und die RF-optische Doppelresonanz-Spektroskopie demonstriert, wodurch der mit der integrierten Struktur erzeugte Gradient bei kleinen Strömen von 50, 75 und 100 mA vermessen wird, der für eine Adressierung von Ionen im Frequenzraum mit langwelliger Strahlung und zur Kopplung von Ionen untereinander verwendet werden kann. Die Simulationen können mit den gemessenen Werten innerhalb der Fehler verifiziert werden.

Abschließend wird eine Adressierung von Ionen in einer Kette im Frequenzraum mittels erzeugtem Gradienten um $G = (26,7 \pm 4,2) \text{ mT/m}$ (inklusive Untergrundgradienten) demonstriert mit einer Güte von $F_{2\text{Ionen}} = (0,59 \pm 0,01)$ zwischen zwei gespeicherten Ionen und einem unerwünschte Ansprechen des benachbarten,

also nicht adressierten Ions von unter 0,41. Der Gradient wird von zwei mit 100 mA durchflossenen Elektrodenspulen und einem externen Magneten erzeugt. Hierbei wird eine Separation der Ionen im Frequenzraum um 2,5 kHz mit einer Linienbreite des Übergangs um 5 kHz erreicht, was ausreichend für eine Prinzipmessung der Adressierung ist. Aufgrund von hohen Leiterbahnwiderständen und damit verbunden ohmscher Wärmeentwicklung auf dem Träger kann eine Limitation von 240 mA für zwei stromdurchflossene Elektrodenspulen abgeschätzt werden, was einer Leistung von 1 W entspricht.

Nach Simulationen ist bei dem eingebauten Falldesign (mit 150 μm Breite der mittleren Kontrollelektrode und 180 μm als Breite der beiden RF-Elektroden) ein Gradient um 0,5 T/Am zu erwarten bei vier stromdurchflossenen Elektrodenspulen. Aufgrund der erreichten geringen Linienbreite um 5 kHz kann mit dem Gradienten eine Aufspaltung um 50 kHz erzeugt werden, wodurch eine unerwünschte Anregung von benachbarten Ionen in der Adressierung von 10^{-3} erwartet wird.

5.4 Ausblick

In der vorliegenden Arbeit wird eine Prinzipmessungen der Adressierung für drei Ionen mit einem kleinen Magnetfeldgradienten durchgeführt, die zu einer Güte um 0,59 führt. Um diese Güte zu optimieren, muss der erzeugte Gradient erhöht werden, der aufgrund von hoher ohmscher Wärmeentwicklung durch die stromdurchflossenen Leiterbahnen auf dem Träger beschränkt ist. Durch die Verwendung von Gold (anstelle von Silberpalladium) für die Leiterbahnen wird der Leitungswiderstand von etwa 8 Ω auf etwa 2 Ω reduziert, wodurch bei gleicher Leistung der mögliche Strom verdoppelt wird, also ein Strom bis zu 500 mA durch zwei Elektroden gesendet werden kann. Desweiteren existiert die Möglichkeit des Pulsens der Ströme, wodurch jeweils ein Strom von 1 A durch vier Elektroden der Chipstruktur gesendet werden kann bei einem Tastverhältnis von 20:1. Werden beide Ansätze verknüpft werden, sind Ströme von bis zu 5 A realisierbar. Diese Grenze wird zusätzlich erhöht, wenn die im Halter durch den Stromfluss erzeugte Wärme im Vakuumsystem effektiv abgeleitet und gekühlt wird. Konstante Ströme von mehreren Ampere können so durch das System geleitet werden. Werden gepulste Ströme von bis zu fünf Ampere durch vier Elektrodenspulen der gekühlten Fallenstruktur gesendet, so können Gradienten um 2,5 T/m bei dem aktuellen Fallenchip erzeugt werden. Ein weiterer Ansatz den erzeugten Gradienten zu erhöhen, ist die Fallengröße zu reduzieren, wodurch spezifische Gradienten um beispielsweise 4 T/Am bei einer Fanghöhe von 50 μm erzeugt werden. Bei Verknüpfung aller oben erwähnten Möglichkeiten sind somit Gradienten von etwa 20 T/m realisierbar. Diese Gradienten erlauben neben einer Adressierung mit einer Güte bei eins auch die Kopplung auf Basis von "Magnetic Gradient Induced Coupling" zwischen den gespeicher-

ten Ionen zu detektieren. Über den Gradienten, aber auch über die Fallenfrequenz, lassen sich unterschiedliche Kopplungskonstanten einstellen, wodurch quantenmechanische Systeme, wie Moleküle oder Spin-Ketten, simuliert werden können. Der Vorteil der Erzeugung des Gradienten mit Strömen ist, dass der Gradient, im Gegensatz zu Permanentmagneten, manipuliert werden kann. Es können zeitlich modulierte Ströme im radiofrequenz Bereich verwendet werden, die zusätzlich die Kopplungskonstanten zwischen den Ionen einstellen, aber auch insgesamt erhöhen können [50].

In dieser Dissertation wird zusätzlich die Möglichkeit diskutiert eine Mikrowellenleiterbahn auf dem Fallenchip zu integrieren. Das $^{171}\text{Yb}^+$ -Ion besitzt im Grundzustand eine Hyperfeinstruktur, die als ein ionisches Qubit genutzt wird und mittels Strahlung im Mikrowellenregime manipuliert wird. Der Vorteil an der integrierten Leiterbahn ist, dass sich das Ion im Nahfeld der Mikrowelle befindet und somit nur geringe Leistungen benötigt werden. Die Rabi-Frequenz des von der Mikrowelle getriebenen Übergangs wird verbessert. Weiter werden die notwendigen Gatterzeiten auf den Nanosekunden-Bereich reduziert, weshalb dieses als Möglichkeit verwendet werden kann, einen Quantenrechner zu implementieren.

Werden Resonatoren mit hohen Güten auf den Chip integriert, so kann über diese eine Kopplung zwischen supraleitenden Qubits und gespeicherten Ionen erreicht werden, was eine neue Art einer Implementation eines Quantenrechners darstellt [22]. In solch einem Hybrid-System würden die gespeicherten Ionen, als langlebige Qubits, zum Speichern von Informationen genutzt werden, währenddessen supraleitende Qubits als Quanten-Prozessor dienen, da diese Qubits Gatter im Nanosekunden-Bereich ausführen können. Die Wechselwirkung beider Systeme kann durch einen supraleitenden Resonator realisiert werden. Über Mikrowellenstrahlung in einem Magnetfeldgradienten können die inneren Zustände der Ionen an die Bewegungsmoden der Ionen gekoppelt werden, wobei das supraleitende Qubit an diese Bewegungsmoden kapazitiv koppelt. Über "SWAP"-Gatter können somit Informationen zwischen den Qubits beider Systeme ausgetauscht werden. Dieses Hybrid-System jedoch benötigt einen Kryostaten im Millikelvin-Bereich. Es muss also die Ionenfalle in einem Kryostaten betrieben werden, was jedoch zu Problemen aufgrund der durch die integrierten Strukturen erzeugten Wärme verbunden mit der begrenzten Kühlleistung des Kryostaten führen kann.



Appendix Kapitel 2

A.1 Ionen unter optischen und RF-Feldern

A.1.1 Clebsch-Gordon Koeffizienten

Die als Clebsch-Koeffizienten oder Wigner-Koeffizienten bezeichneten Entwicklungskoeffizienten beschreiben die Entwicklung von Zuständen aus der Basis von Einzeldrehimpulsen in die Basis eines Gesamtdrehimpulses [87].

Die Koeffizienten des Überganges $P_{1/2}$ nach $D_{3/2}$ im $^{172}\text{Yb}^+$ -Ion sind in Tab. A.1 aufgelistet.

A.1.2 Herleitung des effektiven Lamb-Dicke Parameters

Bei der Herleitung des effektiven Lamb-Dicke Parameters wird sich nah an [45] gehalten, wobei die Herleitung für langwellige Strahlung im Radiofrequenz- und Mikrowellen-Bereich identisch ist. Es wird der Hamiltonoperator des Gesamtsys-

m_J	-3/2	-1/2	+1/2	+3/2
-1/2	1	$\sqrt{2/3}$	$\sqrt{1/3}$	—
+1/2	—	$\sqrt{1/3}$	$\sqrt{2/3}$	1

Tabelle A.1: Werte der Clebsch-Gordon Koeffizienten des Überganges $P_{1/2}$ nach $D_{3/2}$ des $^{172}\text{Yb}^+$ Ions.

tems

$$\hat{H} = \hat{H}_0 + \hat{H}_{HO} + \hat{V} \quad (\text{A.1})$$

untersucht mit dem störungsfreien Operator \hat{H}_0 , der die inneren Zustände des Ions beschreibt, dem Hamiltonoperator des externen harmonischen Fallenpotentials \hat{H}_{HO} und dem Wechselwirkungsterm des Ions mit dem Strahlungsfeld \hat{V} . Der Hamiltonoperator des harmonischen Fallenpotentials wird durch

$$\hat{H}_{HO} = \hbar\tilde{\omega}_l(\hat{a}_l^\dagger\hat{a}_l) \quad (\text{A.2})$$

beschrieben mit der axialen Schwingungsmode $\tilde{\omega}_l$ und den Auf- und Absteigeoperatoren \hat{a}_l^\dagger und \hat{a}_l . \hat{H}_0 ist aufgrund des anliegenden Gradienten positionsabhängig und kann mit

$$\hat{H}_0 = \frac{\hbar}{2}\omega(z)\sigma_z \quad (\text{A.3})$$

angegeben werden. Hierbei ist $\omega(z) = \frac{1}{\hbar} \Delta m_J g_J \mu_B |B(z)|$ die Larmor-Fallenfrequenz, die von der Position entlang der axialen Richtung abhängig ist und der Paulimatrix σ_z , wobei hier z die Richtung des Gradienten beschreibt. Die ortsabhängigkeit der Larmor-Frequenz führt dazu, dass eine Änderung des internen Zustandes des Ions eine Änderung der Position des Ions verursacht. Dadurch werden die internen Zustände und die Schwingungszustände miteinander gekoppelt. Diese Kopplung wird durch den axialen Positionsoperator $\hat{z} = \xi \Delta z (\hat{a}_l^\dagger + \hat{a}_l)$ beschrieben, der dem System ein Schwingungsquant entziehen oder hinzufügen kann und wird über einen Expansionskoeffizienten ξ definiert, der aussagt, inwieweit sich das Ion mit der Mode des harmonischen Oszillator bewegt. Die ortsabhängige Übergangsfrequenz des inneren Zustands des Ions wird um die Gleichgewichtsposition ($z = 0$) entwickelt [45]

$$\omega(z) = \omega_{12} + \xi \Delta z (\hat{a}_l^\dagger + \hat{a}_l) \frac{1}{\hbar} g_J \mu_B \partial_z |B(z)|. \quad (\text{A.4})$$

wobei ω_{12} die innere Übergangsfrequenz des Ions ohne anliegendes Gradientenfeld darstellt. Dies führt zu

$$\hat{H}_0 + \hat{H}_{HO} = \frac{\hbar}{2}\omega_{12}\sigma_z + \hbar\tilde{\omega}_l\hat{a}_l^\dagger\hat{a}_l + \frac{\hbar}{2}\tilde{\omega}_l\epsilon_c(\hat{a}_l^\dagger + \hat{a}_l)\sigma_z \quad (\text{A.5})$$

wobei $\epsilon_c = \xi \Delta z g_J \mu_B \partial_z |B(z)| \frac{1}{\hbar\tilde{\omega}_l}$ die Kopplungsstärke zwischen innerem Zustand und den Schwingungsmoden beschreibt. Um diese Kopplung im Hamiltonoperator zu eliminieren wird dieser in eine um $\hat{S} = \frac{1}{2}\epsilon_c(\hat{a}_l^\dagger + \hat{a}_l)\sigma_z$ verschobene Basis transformiert. Mit der unitären Transformation $\tilde{H} = \exp(\hat{S})\hat{H}\exp(-\hat{S})$ unter Vernachlässigung der konstanten Terme wird (A.5) zu

$$\tilde{H}_0 + \tilde{H}_{HO} = \frac{\hbar}{2}\omega_{12}\sigma_z + \hbar\tilde{\omega}_l\tilde{a}_l^\dagger\tilde{a}_l \quad (\text{A.6})$$

wodurch die Kopplung zwischen innerem Zustand und externen Schwingungszuständen entfernt wird mit den neuen, transformierten Operatoren $\tilde{a}_l^\dagger = \hat{a}_l^\dagger - \frac{1}{2}\epsilon_c\sigma_z$ und $\tilde{\sigma}_\pm = \sigma_\pm \exp(\pm(\hat{a}_l^\dagger - \hat{a}_l))$ mit $\sigma_+ = \sigma_x + i\sigma_y$ und $\sigma_- = \sigma_x - i\sigma_y$. Der Wechselwirkungsterm des Ion mit einem zusätzlichen Strahlungsfeld mit ω_L wird durch

$$\hat{V}_l = \frac{1}{2}\hbar\Omega_R(\sigma_+ + \sigma_-)[\exp(i(\eta(\hat{a}_l^\dagger + \hat{a}_l) - \omega_L t)) + \text{h.c.}] \quad (\text{A.7})$$

beschrieben, mit der Rabi-Frequenz des magnetischen Dipolübergangs $\Omega_R = \frac{\vec{\mu} \cdot \vec{B}}{\hbar}$ und des Lamb-Dicke Parameters für N Ionen $\eta = \xi \sqrt{\hbar k_z^2 / 2m\tilde{\omega}_l}$ mit dem Wellenvektor $k_z = \omega_L/c \cos \theta$ der in einem Winkel θ zur Fallachse eingestrahlt wird. Die unitäre Transformation in die verschobene Basis ergibt für den Wechselwirkungsterm

$$\begin{aligned} \tilde{V}_l = & \frac{1}{2}\hbar\Omega_R[\sigma_+ \exp(\epsilon_c(\hat{a}_l^\dagger - \hat{a}_l)) + \sigma_- \exp(-\epsilon_c(\hat{a}_l^\dagger - \hat{a}_l))] \\ & \cdot [\exp(i(\eta(\hat{a}_l^\dagger + \hat{a}_l - \epsilon_c\sigma_z) - \omega_L t)) + \exp(-i(\eta(\hat{a}_l^\dagger + \hat{a}_l - \epsilon_c\sigma_z) - \omega_L t))] \end{aligned} \quad (\text{A.8})$$

Um die Zeitabhängigkeit zu eliminieren, wird der Hamiltonoperator ins Wechselwirkungsbild transformiert [87] und wegen einer durchgeführten Drehwellennäherung werden Terme mit $\pm(\omega_L + \omega_{12})$ vernachlässigt, wodurch sich (A.8) zu

$$\tilde{V}_l = \frac{1}{2}\hbar\Omega_R[\sigma_+ \exp(-i(\Delta t + 2\eta\epsilon_c)) \cdot \exp(i((\eta + i\epsilon_c)\hat{a} + (\eta - i\epsilon_c)\hat{a}^\dagger)) + \text{h.c.}] \quad (\text{A.9})$$

transformiert. Wenn ein Gradient anliegt ($\epsilon_c > 0$), so kann der Lamb-Dicke Parameter durch den komplexen Parameter $\eta + i\epsilon_c$ ersetzt werden und der neue als effektiver Lamb-Dicke Parameter $\eta' = \sqrt{\eta^2 + \epsilon_c^2}$ ausgedrückt werden kann.

A.2 DiVincenzo Kriterien

Um einen Quantenrechner mit einer Technologie zu implementieren werden verschiedene Kriterien benötigt, um zu entscheiden ob ein Quantenrechner realisiert wird. Diese wurden im Jahr 2000 diskutiert und von DiVincenzo aufgeschrieben [12]. Diese Kriterien werden nachfolgend aufgeführt und im Kontext von Ionenfallen kurz diskutiert.

- *Das System muss auf eine beliebige Anzahl eindeutiger Qubits skalierbar sein.* In Ionenfallen werden die inneren Zustände der gespeicherten, langlebigen und separierten Ionen als Qubits verwendet, wobei hier optische Qubits [30] oder Hyperfeinqubits [202, 203] implementiert wurden. Es sind prinzipiell beliebig viele Ionen speicherbar, wobei bei einer größeren Anzahl die Ionen in kleinen Fallenarrays gespeichert werden und untereinander transportiert werden. Es können lineare Ketten um 100 Ionen gespeichert werden und aktuell bis zu 14 Qubits miteinander verschränkt werden [204]. Die Kommunikation unter den Qubits erfolgt mittels Schwingungsmoden der Ionenkette [45]. Mit Erhöhung der Anzahl der verschränkten Qubits steigt die Dekohärenz des Systems [205, 206], was zurzeit eine nicht gelöste technologische Problematik darstellt.
- *Es muss möglich sein alle Qubits in einen Ausgangszustand zu initialisieren, z.B. $|00\dots 00\rangle$.* Bevor eine Operation oder Gatter auf die gespeicherten Ionen-Qubits angewendet werden kann, muss der Anfangszustand bekannt sein. Hierbei wird in der Regel das Ion in den Bewegungsgrundzustand gekühlt, wenn die Schwingungsmoden an die inneren Zustände der Ionen gekoppelt sind. Eine Initialisierung für atomare Ionen erfolgt mittels optischem Pumpen in ein vorher definiertes Niveau.
- *Die Kohärenzzeit muss lang sein gegenüber der Zeit für Gatteroperationen.* In [115] wird eine Kohärenzzeit von einigen Sekunden mittels Verwendung von "Dressed States" (Kombination von inneren Zuständen des Ion mit angelegtem Strahlungsfeld) erreicht, was die Ionen auch vor Magnetfeldrauschen schützt, die zur Dekohärenz führt. Typische Ein-Qubit Gatterzeiten liegen im sub-ms Bereich, was 10^4 Größenordnungen geringer ist als die Kohärenzzeit. Gatterzeiten bei Hyperfeinqubits mit Mikrowellen in Oberflächenfallen werden im ns Bereich erwartet [207]. Zwei-Qubit Gatteroperationen (innerer Zustand eines Ions gekoppelt mit dem Schwingungszustand der Ionenkette) können in einer Zeit um 10 ms realisiert werden [47]. Mit hohen Gradienten, was zu höheren Kopplungskonstanten führt, können auch hier Zeiten im sub-ms erreicht werden, wodurch auch hier eine Größenordnung von 10^4 zwischen Dekohärenzzeit und Gatterzeit erfüllt werden kann.
- *Ein universeller Satz von Quantengattern muss umsetzbar sein.* Es sind Ein-Qubit-Operationen implementiert worden über Rabi-Oszillationen zwischen den inneren Zuständen des Qubits, welche mittels resonanter Laser- oder Mikrowellenstrahlung angeregt werden. Bei Zwei-Qubit-Operationen, wie dem CNOT-Gatter [23], wird der innere Zustand an den Quanten-Bus, also ein Schwingungsquant zur Ionenkette, transferiert.

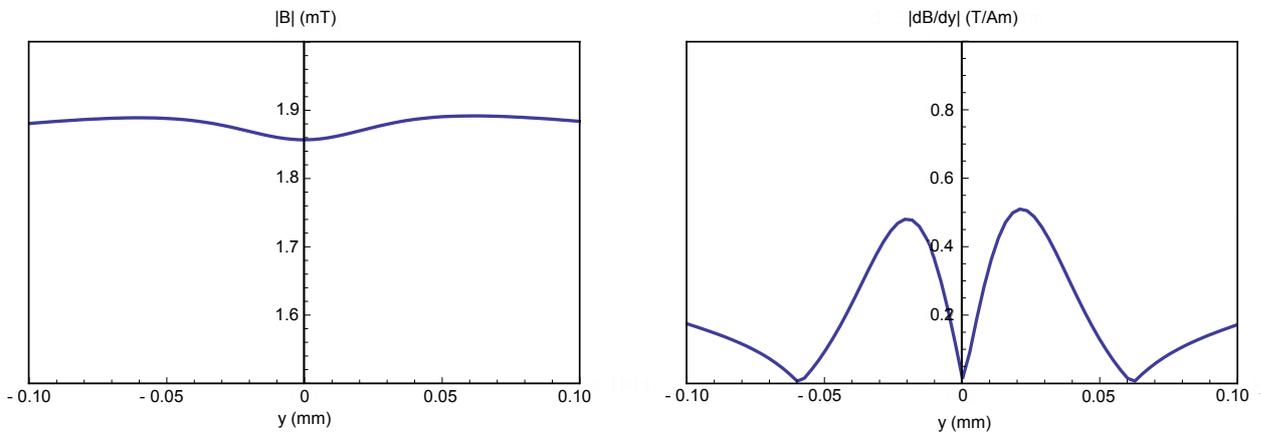


Abbildung A.2: Darstellung der Simulation des Magnetfeldes und des Gradienten entlang der axialen Richtung y der "Z-Struktur" mit einer Mittenbreite von $m = 50 \mu\text{m}$ in einer Fanghöhe von $z_0 = 100 \mu\text{m}$. Links: Das Magnetfeld bei einem Strom von 1 A weist in der Strukturmitte eine Reduzierung des Feldes auf und strebt gegen einen Plateauwert mit Erhöhung des Abstandes. Rechts: Der erzeugte Gradient um $0,5 \text{ T/Am}$ besitzt eine geringe Achsensymmetrie bzgl. der Amplitude.

Änderung des Magnetfeldes führt zu einem Magnetfeldgradienten in axialer Richtung um die Strukturmitte. Abb. A.2 rechts zeigt den simulierten axialen Gradienten in einer Fanghöhe von $100 \mu\text{m}$ von $0,5 \text{ T/Am}$.

Durch Änderung der Mittenbreite m ändert sich die Achsensymmetrie des Magnetfeldgradienten um die Strukturmitte, wobei bei einer Mittenbreite von $100 \mu\text{m}$ eine maximale Symmetrie erreicht wird. Bei $50 \mu\text{m}$ (Abb. A.2 rechts) existiert ein minimaler Unterschied der Amplituden des positiven und negativen Wertebereiches im axialen Gradienten.

Abb. A.3 präsentiert die radialen Anteile des mit der "Z-Struktur" erzeugten Magnetfeldgradienten. Das radiale Magnetfeld weist in der Strukturmitte einen maximalen Wert auf und fällt quadratisch mit dem Abstand in radialer Richtung ab. Direkt in der Strukturmitte ist der radiale Gradient verschwindend und steigt mit etwa $0,13 \frac{\text{T/Am}}{\mu\text{m}}$ an.

Abb. A.4 präsentiert den axialen Gradienten als Funktion der Fanghöhe, die mittels einer Variation der Elektrodenbreiten der RF- und mittleren Kontrollelektroden erzeugt wird (siehe Abb. 2.18). Der axiale Gradient weist bei einer Fanghöhe von $50 \mu\text{m}$ einen Gradienten von $4,4 \text{ T/Am}$ auf und kann mit einer exponentiellen Funktion angefitet werden.

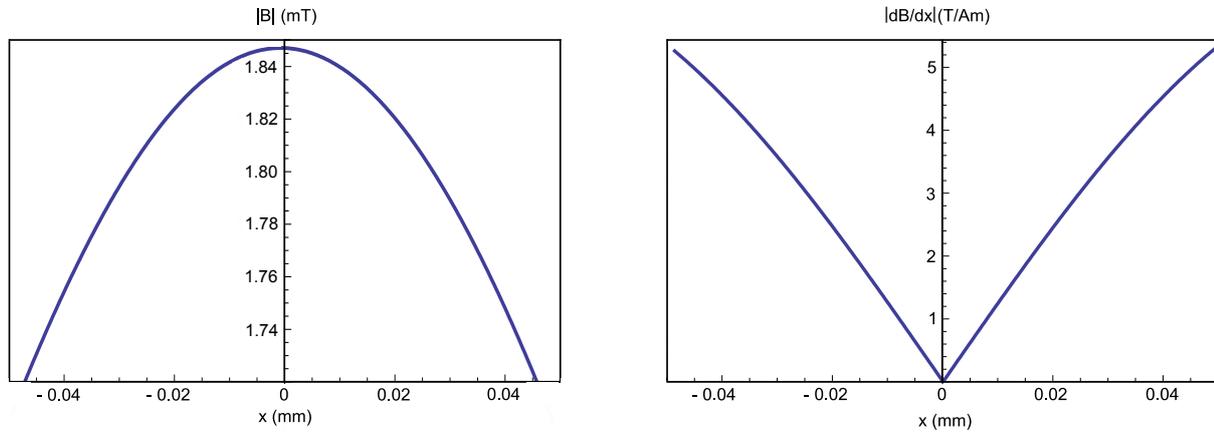


Abbildung A.3: Simuliertes Magnetfeld und zugehöriger Magnetfeldgradient in radialer Richtung der "Z-Struktur" bei einer Mittenbreite von $m = 50 \mu\text{m}$ in einer Fanghöhe von $z_0 = 100 \mu\text{m}$. Links: Das Magnetfeld bei einem Strom von 1 A weist in der Strukturmitte einen maximalen Wert auf und fällt quadratisch mit dem Abstand ab. Rechts: Der erzeugte Gradient ist in der Strukturmitte Null und steigt mit etwa $0,13 \frac{\text{T/Am}}{\mu\text{m}}$ an.

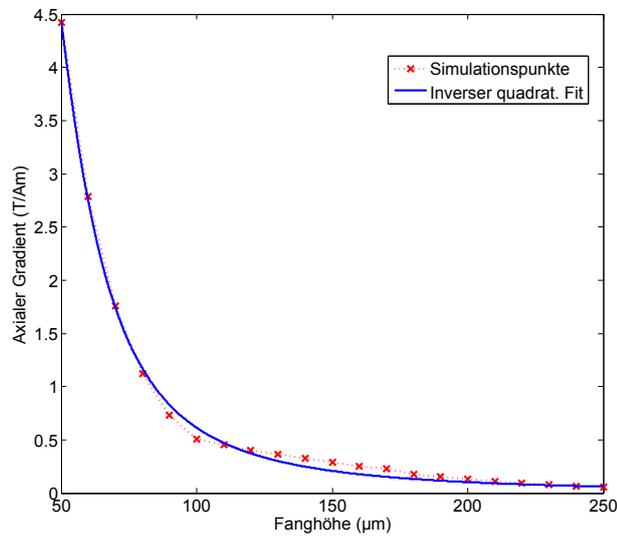


Abbildung A.4: Änderungen des Magnetfeldgradienten $|dB/dy|$ in axialer Richtung der "Z-Struktur" bei einer Variation der Fanghöhe z_0 , die mittels Änderung der Breite der Radiofrequenz- und mittleren Kontrollelektrode erreicht wird. Der funktionale Zusammenhang des Gradienten in axialer Richtung wird mit einer inversen quadratischen Funktion beschrieben.

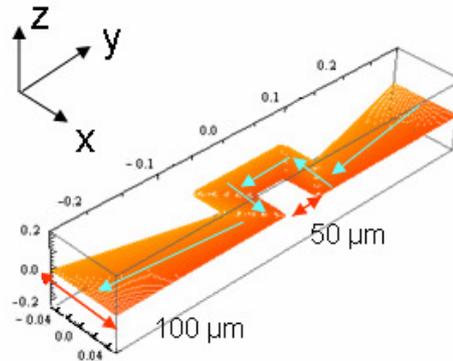


Abbildung A.5: Darstellung der Manipulation der Form der mittleren Kontrollelektrode zur "Ω-Struktur". Eine Bogenbreite b wird definiert als Abstand der Leiterbahnen in der halben Schleife und beträgt hier $50\ \mu\text{m}$. Die nachfolgenden Simulationen werden mit einer Leiterbahnbreite von $100\ \mu\text{m}$ durchgeführt. Die Gesamtlänge der simulierten Struktur ist $550\ \mu\text{m}$. Die Stromrichtung in durch blaue Pfeile dargestellt.

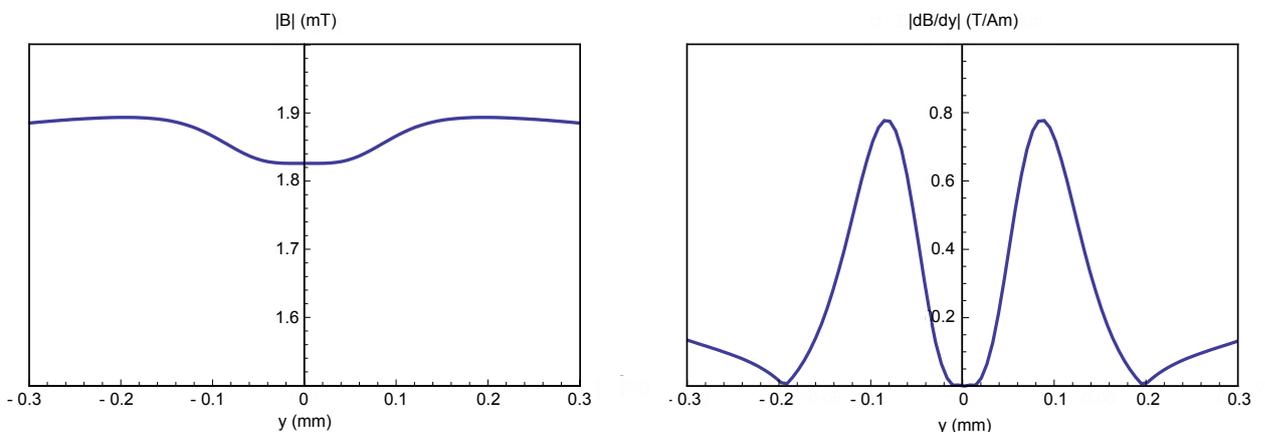


Abbildung A.6: Darstellung des simulierten Magnetfeldes (von einem Stromfluss von $1\ \text{A}$ erzeugt) und des Magnetfeldgradienten in axialer Richtung der "Ω-Struktur" mit Bogenbreite von $b = 50\ \mu\text{m}$. Links: Das Magnetfeld weist in der Strukturmitte ein lokales Minimum auf und steigt mit Erhöhung des Abstandes gegen einen Plateauwert an. Rechts: Der axiale Gradient besitzt Achsensymmetrie und ist mit $0,8\ \text{T/Am}$ gegenüber dem Gradienten in axialer Richtung in der "Z-Struktur" erhöht.

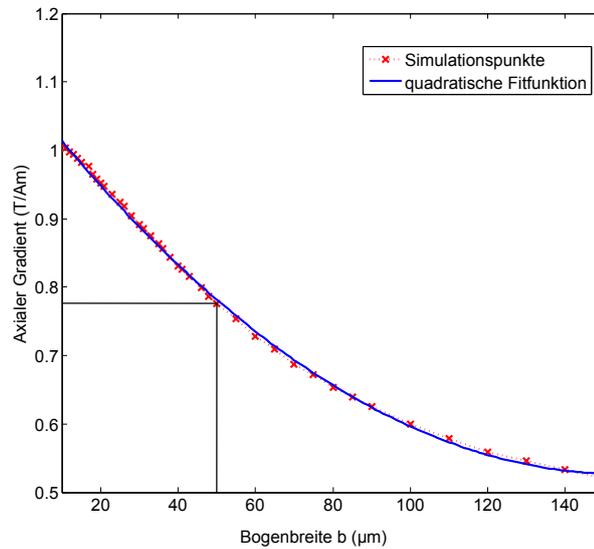


Abbildung A.7: Bei einer Simulation des Magnetfeldgradienten $|dB/dy|$ in axialer Richtung in der " Ω -Struktur" wird ein quadratischer Abfall der Amplitude mit Vergrößerung der Bogenbreite festgestellt (in einer Fanghöhe von $z_0 = 100 \mu\text{m}$). Eingezeichnet ist die in Abb. A.6 verwendete Bogenbreite von $b = 50 \mu\text{m}$. Der Gradient von 1 T/m kann bei einer Bogenweite von $b = 10 \mu\text{m}$ realisiert werden.

Ω -Struktur

Eine Weiterentwicklung des obigen Ansatzes bzgl. Amplitudenstärke des erzeugten Gradienten ist eine so genannte " Ω -Struktur" (Abb. A.5), bei der die Form der mittleren Kontrollelektrode so verändert wird, dass der Stromfluss einer halben Schleife bzw. einem " Ω " unterliegt, was auch als zwei gegenläufige " Z -Strukturen" angesehen werden kann. Abb. A.6 zeigt das Magnetfeld und den dazugehörigen Magnetfeldgradienten in axialer Richtung in einer Fanghöhe von $100 \mu\text{m}$ simuliert mit einer Bogenbreite von $b = 50 \mu\text{m}$. Das Verhalten der simulierten Felder ist ähnlich der " Z -Struktur", jedoch kann ein höherer Gradienten von $0,8 \text{ T/Am}$ erzeugt werden. Eine Verkleinerung der Bogenbreite auf $b = 10 \mu\text{m}$ ergibt einen Anstieg des Gradienten auf $1,0 \text{ T/Am}$ (Abb. A.7). Eine Vergrößerung der Bogenbreite hat einen quadratischen Abfall der Amplitude des Gradienten zur Folge.

Abb. A.8 zeigt die simulierten Komponenten des Magnetfeldes und des Gradienten in radialer Richtung, die ein analoges Verhalten zur " Z -Struktur" aufweisen. Bei einer Bogenbreite von $50 \mu\text{m}$ und einer Fanghöhe von $100 \mu\text{m}$ verschwindet der radiale Gradient in der Strukturmitte und steigt mit etwa $0,11 \frac{\text{T/Am}}{\mu\text{m}}$ etwas geringer an als bei der " Z -Struktur".

Abb. A.9 präsentiert den simulierten axialen Gradienten bei einer Variation der

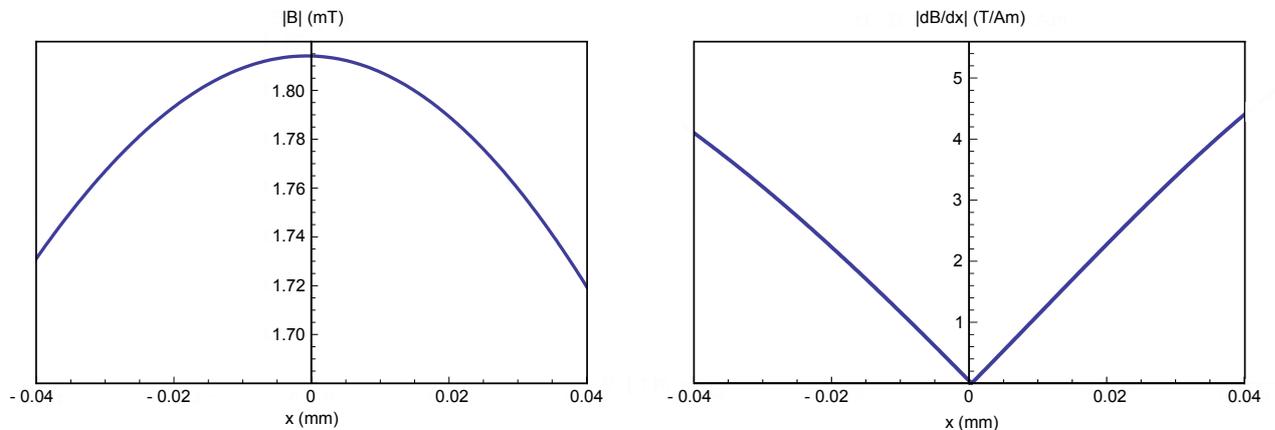


Abbildung A.8: Das Magnetfeld (von einem Stromfluss von 1 A erzeugt) und der Gradient in radialer Richtung der " Ω -Struktur" bei einer Bogenbreite von $b = 50 \mu\text{m}$ in einer Fanghöhe von $z_0 = 100 \mu\text{m}$ verhalten sich ähnlich zu den erzeugten Feldern der " Z -Struktur". Links: Das Magnetfeld fällt von der Strukturmitte aus quadratisch mit dem Abstand ab. Rechts: Der erzeugte Gradient ist an der der Strukturmitte verschwindend und steigt mit etwa $0,11 \frac{\text{T/Am}}{\mu\text{m}}$ geringer als in der " Z -Struktur" an.

Fanghöhe. Der axiale Gradient hat bei einer Fanghöhe von $50 \mu\text{m}$ ebenfalls einen Gradienten um $4,4 \text{ T/Am}$ und fällt quadratisch ab.

Erweiterte Ω -Struktur

In diesem Ansatz wird durch eine zusätzliche, parallele Leiterbahn ein entgegengesetzter Strom gesendet (Abb. A.10). Dieser erzeugt ein zusätzliches radiales Feld. Abb. A.11 zeigt das Magnetfeld und den Gradienten bei $1,27 \text{ T/Am}$ in axialer Richtung in einer Fanghöhe von $100 \mu\text{m}$, der mit einer Bogenbreite von $b = 50 \mu\text{m}$ erzeugt wird. Im Gegensatz zur " Ω -Struktur" steigt hier mit Erhöhung der Bogenbreite auch die Amplitude des Gradienten gegen einen maximalen Wert von $1,9 \text{ T/Am}$ an (simuliert für eine Struktur, die eine Fanghöhe von $100 \mu\text{m}$ aufweist) (Abb. A.12).

Zusätzlich dazu können die Ströme durch beide Leiterbahnen relativ zueinander variiert und der axiale Gradient untersucht werden. Im Folgenden beschreibt I_1 den Stromfluss durch die Ω -Leiterbahn und I_2 den Stromfluß durch die parallele Leiterbahn. Abb. A.13 präsentiert den axialen Gradienten als Funktion der Ströme durch die Leiterbahnen, wobei ein Strom konstant auf 1 A gesetzt und der andere variiert wird.

Der Gradient in radialer Richtung wird in Abb. A.14 bei einer Bogenbreite von $50 \mu\text{m}$ in einer Fanghöhe von $100 \mu\text{m}$ präsentiert. Analog zu den vorherigen Ansät-

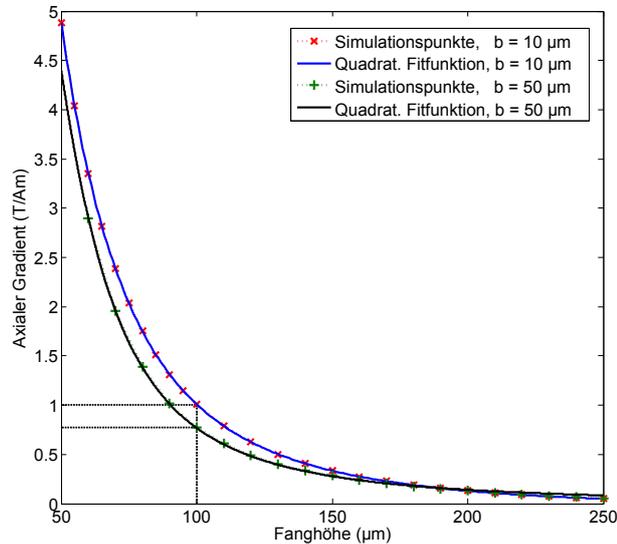


Abbildung A.9: Änderung des Gradienten $|dB/dy|$ in axialer Richtung in der " Ω -Struktur" bei einer Variation der Fanghöhe z_0 (mittels Änderung der Breite der Radiofrequenz- und mittleren Kontrollelektrode) dargestellt bei zwei verschiedenen Bogenbreiten $b = 50 \mu\text{m}$ und $10 \mu\text{m}$. Analog zur " Z -Struktur" wird der Gradient in axialer Richtung mit einer inversen quadratischen Funktion angefitet. Bei einer Fanghöhe von $z_0 = 50 \mu\text{m}$ wird ein Gradient von $4,4 \text{ T/Am}$ bzw. $4,9 \text{ T/Am}$ erzeugt. Der in Abb. A.6 dargestellte Gradient ist markiert.

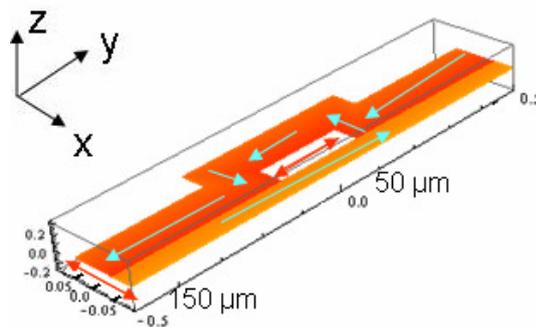


Abbildung A.10: Zur zuvor motivierten " Ω -Struktur" wird eine parallele Leiterbahn hinzugefügt (orange), die von einem entgegengerichteten Strom durchflossen wird. Analog zum vorherigen Ansatz wird auch hier eine Bogenbreite b definiert. Der Stromfluß ist mit Pfeilen markiert.

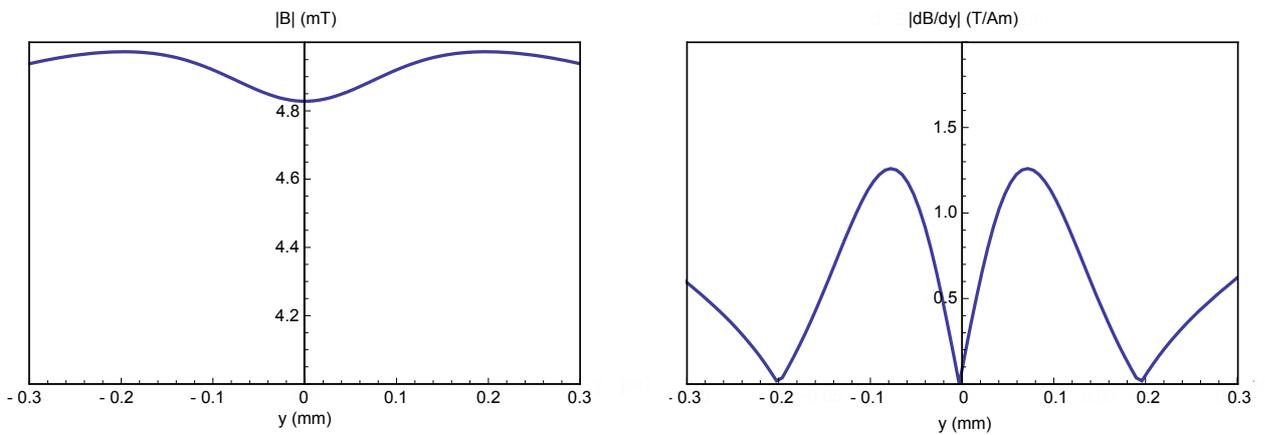


Abbildung A.11: Darstellung des simulierten Magnetfeldes und des Gradienten in axialer Richtung der "Erweiterten Ω -Struktur" mit einer Bogenbreite von $b = 50 \mu\text{m}$ und einer Fanghöhe von $100 \mu\text{m}$ für einen Stromfluss von $I_1 = -I_2$ durch die Leiterbahnen. Links: Das Magnetfeld (bei einem Stromfluss von 1 A) weist analog zu den vorherigen Ansätzen eine Reduzierung der Magnetfeldamplitude in der Strukturmitte auf und steigt mit Erhöhung des Abstandes gegen eine Plateauwert an. Rechts: Der Gradient in axialer Richtung zeigt ein Achsensymmetrie und besitzt bei der oben definierten Struktur eine Amplitude von 1,27 T/Am.

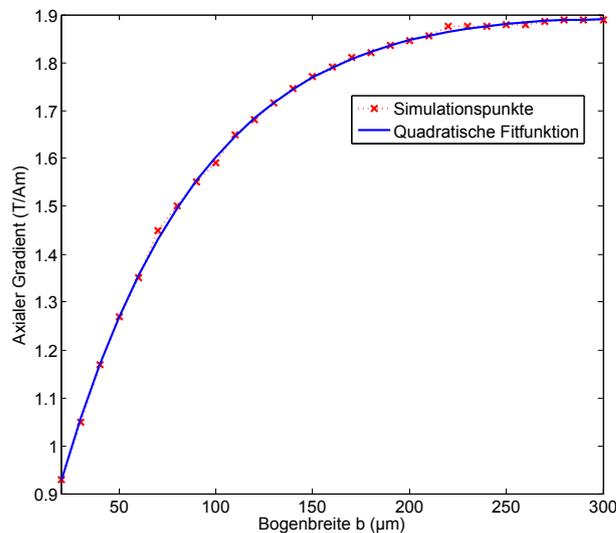


Abbildung A.12: Simulierter Gradient $|dB/dy|$ in axialer Richtung bei einer Änderung der Bogenbreite b in der "Erweiterten Ω -Struktur" ermittelt für eine Fanghöhe von $z_0 = 100 \mu\text{m}$ und einen Stromfluss durch die Leiterbahnen von $I_1 = -I_2$. Mit Erhöhung der Bogenweite b steigt auch die Amplitude des Gradienten, hier gegen einen maximalen Wert von 1,9 T/Am. Der Zusammenhang lässt sich mit einer quadratischen Fitfunktion beschreiben.

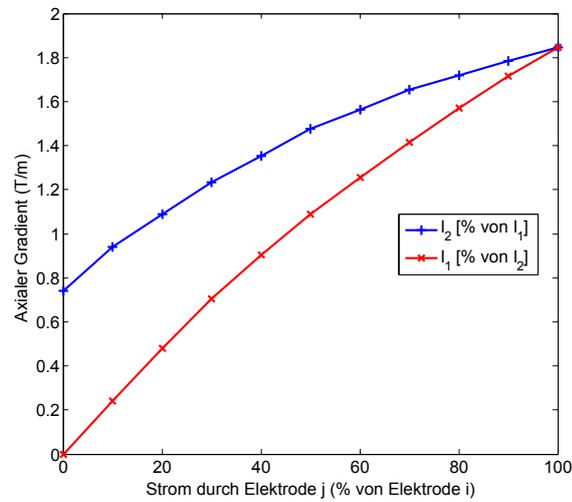


Abbildung A.13: Darstellung des Verhalten des Gradienten $|dB/dy|$ in axialer Richtung der "Erweiterten Ω -Struktur" mit einer Bogenbreite von $b = 200 \mu\text{m}$ bei Variation einer stromführenden Elektrode j bei gleichzeitigem konstanten Strom von 1 A durch die andere Elektrode i . I_1 wird als Stromfluss durch die Ω -Leiterbahn und I_2 als Stromfluss durch die gerade, parallele Elektrode definiert.

zen besitzt dieser Gradient einen verschwindenden Anteil in der Strukturmitte und steigt mit $0,11 \frac{\text{T/Am}}{\mu\text{m}}$ linear an. Das zugehörige Magnetfeld hat in der Strukturmitte ein Maximum und fällt quadratisch mit dem Abstand ab.

Die Variation der Fanghöhe über eine Breitenänderung der Leiterbahnelektroden resultiert in einem quadratischen Abfall in der Amplitude des axialen Gradienten (Abb. A.15).

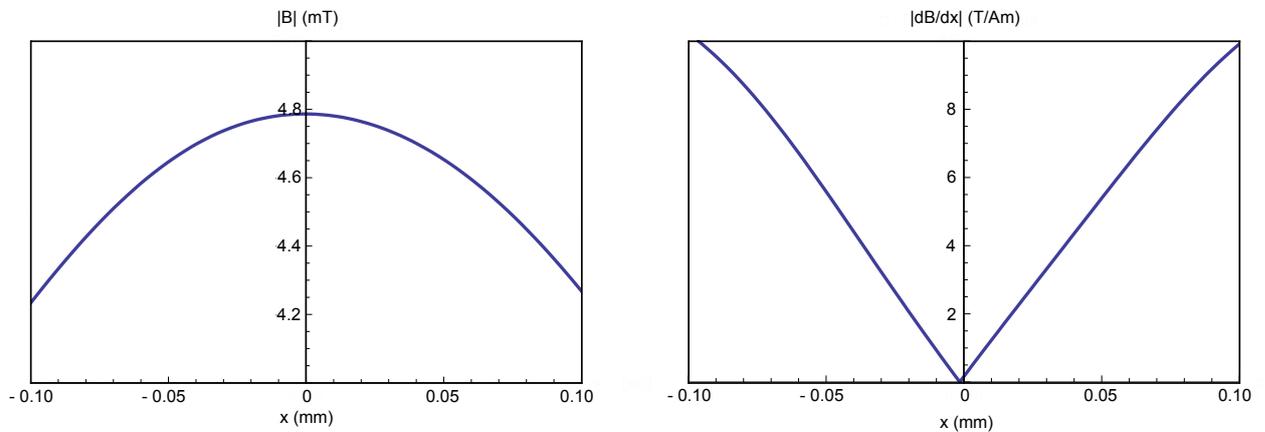


Abbildung A.14: Simuliertes Magnetfeld und zugehöriger Gradient in radialer Richtung der "Erweiterten Ω -Struktur" mit einer Bogenbreite $b = 50 \mu\text{m}$ in einer Fanghöhe von $z_0 = 100 \mu\text{m}$ verhalten sich analog zu den vorherigen Ansätzen. Links: Das Magnetfeld fällt von der Strukturmitte vom Maximum aus quadratisch mit dem Abstand ab. Rechts: Der erzeugte Gradient ist an der Strukturmitte verschwindend und steigt mit etwa $0,11 \frac{\text{T/Am}}{\mu\text{m}}$ an.

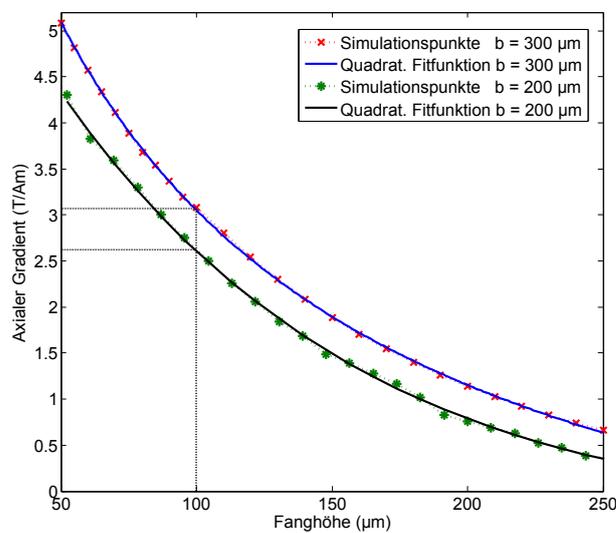


Abbildung A.15: Das simulierte Verhalten des Gradienten $|dB/dy|$ in axialer Richtung bei Variation der Fanghöhe z_0 der "Erweiterten Ω -Struktur" wird mit einem inversen quadratischen Abfall beschrieben. Die Simulationen sind mit einer Bogenbreite von $b = 300 \mu\text{m}$ und $200 \mu\text{m}$ durchgeführt. Zusätzlich ist die in den vorherigen Abbildungen präsentierte Fanghöhe von $100 \mu\text{m}$ eingezeichnet. In einer Fanghöhe von $50 \mu\text{m}$ kann für eine Bogenbreite von $300 \mu\text{m}$ ein Gradient um 5 T/Am erzielt werden.

B

Appendix Kapitel 3

B.1 Grundlagen der Mikrosystemtechnologie

In diesem Teil des Anhangs werden die Grundlagen der Mikrosystemtechnologie diskutiert. Es werden die für die Fallenherstellung notwendigen Grundlagen und Prozessschritte im Detail vorgestellt.

B.1.1 Reinraum und Reinigungsverfahren

Die Herstellungsprozesse werden in einem Reinraum durchgeführt, um eine mögliche Kontamination der Substrate in den jeweiligen Prozessschritten mit Partikeln zu minimieren, da jede Verunreinigung zu einer Veränderung der prozessierten Struktur führen kann. Ein Reinraum ist eine Vorrichtung, die die Anzahl der luftgetragener Partikel so klein wie möglich lässt [133]. Es werden hierzu so genannte laminare Strömungskästen ("Flow Box") benutzt (Abb. B.1). Luft wird aus der Umgebung angesogen und mittels verschiedener Filterstufen gereinigt. Zur Front hin wird ein konstanter, laminarer Luftstrom mit einem Überdruck zur Atmosphäre emittiert. Die Region direkt in der laminaren Luftströmung ist sehr sauber und hat eine Verschmutzung, die abhängig von der Qualität der eingesetzten Filter ist. Diese Verschmutzung ist in Reinraumklassen unterteilt, die über Partikelkonzentration und -größe definiert sind. (Abb. B.2).

In der Regel ist der Mensch die Hauptquelle für Verunreinigungen. Es muss daher angepasste Arbeitskleidung und Arbeitsmittel verwendet werden. Ziel eines

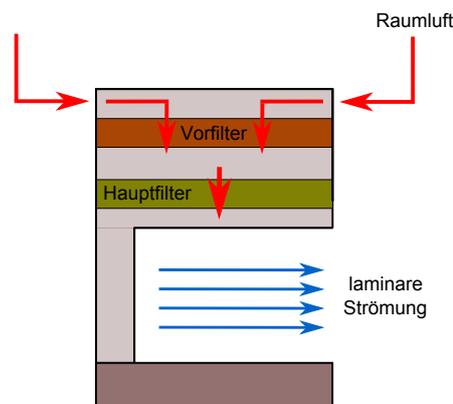


Abbildung B.1: Darstellung einer laminaren Strömungsbox, die in Reinräumen eingesetzt wird. Raumluft (rot) wird aus der Umgebung angesogen und mittels Vor- und Haupt-Filtern gereinigt. Zur Front hin wird ein laminarer Luftstrom (blau) mit einem Überdruck zur Atmosphäre erzeugt, der einen sauberen Bereich definiert.

Prozesses im Reinraum ist eine Struktur auf ein Substrat oder einen Wafer¹ aufzubringen. Als erstes müssen die zu verwendeten Substrate gereinigt werden, um Schäden in den aufgebracht Strukturen der nachfolgenden Prozessen zu reduzieren. Zum Entfernen grober Verunreinigungen mit minderer Haftung zur Oberfläche, wie z.B. Staub, eignet sich ein Abblasen des Substrats mit Stickstoff. Durch den Einsatz eines Ultraschallbades mit geeigneten Reinigungsmitteln werden auch stärker haftende Partikel entfernt. Aceton als Reinigungsmittel löst z.B. minder haftende Fotolackreste, sowie Rückstände von Fetten und Ölen von der Substratoberfläche. Aufgrund des hohen Dampfdrucks von Aceton wird ein rasches Austrocknen bewirkt, verbunden mit einer Reabsorption der Verunreinigungen auf dem Substrat. Darum ist eine Nachbehandlung mit einem höher siedenden Lösemittel wie z.B. Isopropanol notwendig. Bei der so genannten Standardreinigung im Ultraschallbad werden die Wafer bzw. Substrate zuerst in Aceton gereinigt mit einer anschließenden Reinigung in Isopropanol. Nach jedem Schritt wird ein Abspülen in demineralisiertem Wasser verlangt, um Restpartikel bzw. Rückstände der Reiniger zu entfernen. Damit das Wasser durch Verdunsten keine Restspuren auf dem Substrat hinterlässt wird dieses mit Stickstoff abgepusht.

Um mögliche organische, atomare oder ionische Verschmutzungen der Substrate zu entfernen, wird sich weitere Verfahren bedient. Es müssen organische Reste oxidiert, Metallionen durch Komplexbildung gebunden und Oberflächen gezielt schwach abgetragen werden. Für die ersten beiden Verschmutzungsarten werden Lösungen wie die Piranha-Ätzlösungen (siehe Anh. ??) oder die Flusssäure ver-

¹Als Wafer werden in der Halbleiterindustrie runde Substrate bezeichnet.

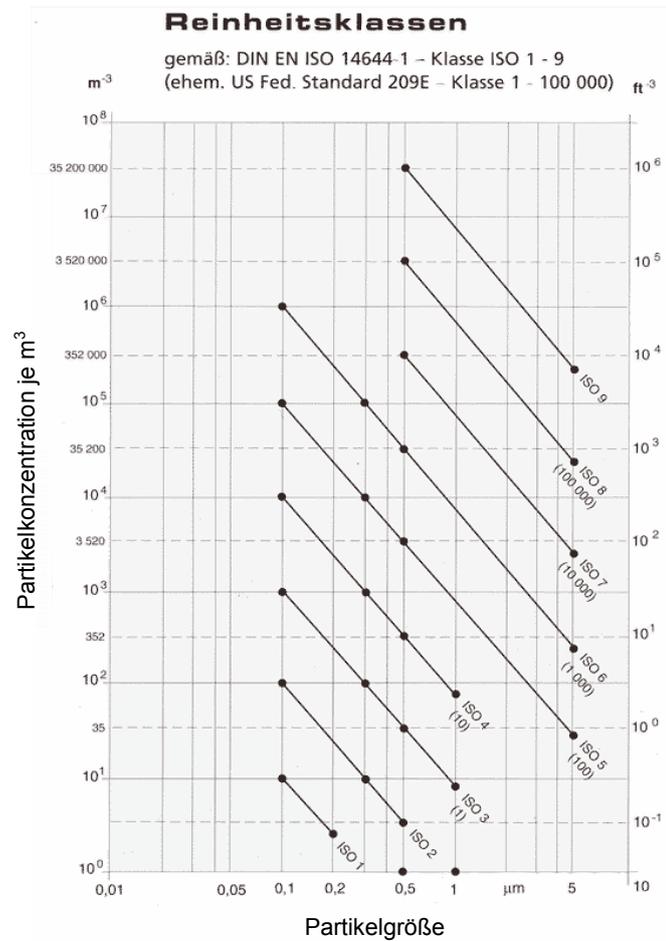
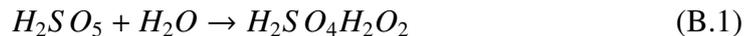


Abbildung B.2: Übersicht der Einteilung der Reinraumklassen, die durch die Partikelkonzentration in m^3 und die Partikelgröße definiert werden [133]. In der Reinraumklasse "ISO 3" beispielsweise beinhaltet 1 m^3 maximal 10^3 Partikel der Größe $0,1 \mu\text{m}$ und maximal 10 Partikel der Größe $1 \mu\text{m}$.

wendet. Die Piranha-Ätzlösung (Peroxomonoschwefelsäure) wird, da sie stark oxidierend ist, zum Reinigen von Substraten oder zum Bleichen verwendet, da sie organisches Material zersetzt und sich somit zum Entfernen von Photolack auf dem Substrat eignet. Erzeugt wird diese Ätzlösung durch Lösen der Peroxomonoschwefelsäure in Wasser unter Bildung von Wasserstoffperoxid:



Sie kann auch direkt durch Mischen von 33% Wasserstoffperoxid und 96% Schwefelsäure mit einem Volumenverhältnis von 1:2 (maximal 1:3) erzeugt werden [132]. **Das Erhöhen des Verhältnisses auf 1:4 hat eine Explosion zur Folge!** Ebenfalls darf die Lösung nicht mit organischen Lösemitteln, wie Aceton, in Verbindung gebracht werden! Die Lösung ist unter Normalbedingungen instabil und lässt sich für etwa 10 Minuten verwenden.

Da sowohl die Piranha-Ätzlösung und die Flusssäure sehr gesundheitsschädlich und explosiv sind, wird somit auf dessen Einsatz im Rahmen dieser Arbeit verzichtet. Es wird Ersatz in einer sehr dünnen Abtragung der kompletten Oberfläche gesucht. Hier sind die Verfahren des Trockenätzens zu erwähnen, wie das physikalische Ätzen mit einem Plasma in einer Sputter-Kammer ("Rückspütern") (siehe Kap. B.1.2).

B.1.2 Depositionsarten

Zur weiteren Prozessierung wird eine zusammenhängende, leitende Schicht auf dem verwendeten Substrat verlangt, die eine hohe elektrische Qualität und eine geringe Verunreinigungskonzentration aufweist. Diese lässt sich mit mehreren Methoden produzieren, die alle zur Gruppe der Vakuumbeschichtungsverfahren gehören. Beim "Physical Vapor Deposition"-Verfahren (kurz: PVD) wird das Ausgangsmaterial in den Gaszustand überführt und anschließend zum zu beschichtenden Substrat geführt, wo es kondensiert und eine Schicht ausbildet. Die resultierende Schichtdicke ist somit eine Funktion der Prozesszeit. Es haben sich drei Arten des PVD etabliert (Abb. B.3) [208]

- Vakuumaufdampfen oder Bedampfen,
- Sputtern und
- Ionenplattieren.

Das Vakuumaufdampfen (Abb. B.3 links) arbeitet in einem Hochvakuum bei 10^{-5} bis 10^{-8} mbar. Über Heizen wird aus dem Targetfeststoff (Verdampfer) Material in die Gasphase überführt. Die freie Weglänge dieser Teilchen ist im Hochvakuum im Bereich von einigen Metern, wodurch diese fast ohne gegenseitige Wechselwirkung gradlinig zum Substrat gelangen (Abstand zum Verdampfer $\approx 0,1$ m).

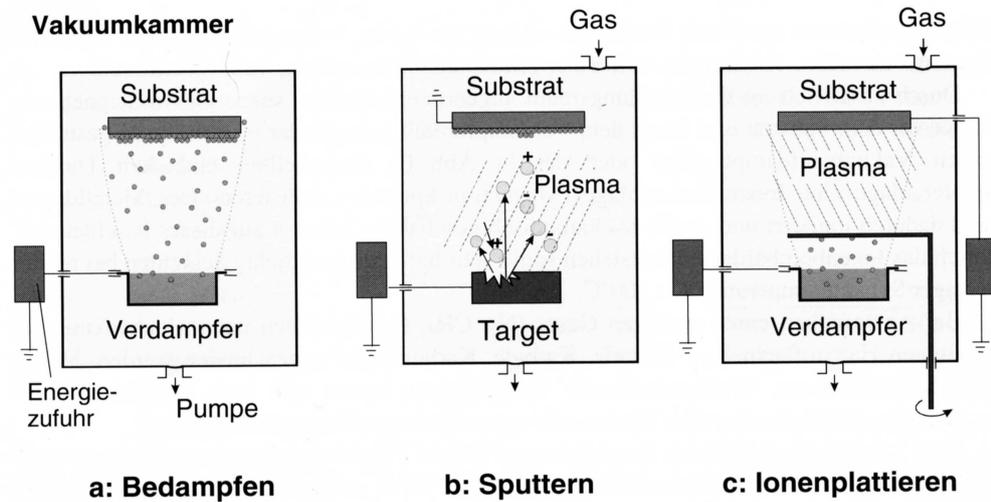


Abbildung B.3: Drei Arten der PVD-Verfahren [208]: Vakuumaufdampfen (links), Sputtern (mittig) und Ionenplattieren (rechts). Eine detaillierte Beschreibung der Prozesse erfolgt im Text.

Da das Substrat eine geringere Temperatur als das Gas ausweist, kondensieren die Gasatome und bilden eine Schicht aus.

Im Gegensatz zum Vakuumaufdampfen benötigt das Sputtern (Abb. B.3 mittig) ein Prozessgas, i.d.R. Argon (als reaktionsarmes Edelgas), welches mit 10^{-2} mbar in ein vorher auf Hochvakuum evakuiertes System eingelassen wird. Es wird ein statisches Hochspannungsfeld (im kV-Bereich) zwischen dem Verdampfungsmaterial, auch Target genannt, und dem Substrat (Anode) angelegt. Aus dem Target emittierte Fotoelektronen werden zur Anode hin beschleunigt und ionisieren über Stöße die Argonatome in der Kammer, die dann im anliegenden Feld zur Anode also zum Substrat hin beschleunigt werden, die dort neutrale Atome aus dem Target rausschlagen. Desweiteren werden Sekundärelektronen freigesetzt, die zusätzliche Argonatome ionisieren und es entsteht ein stationäres Plasma zwischen den beiden Elektroden in der Kammer. Die herausgeschlagenen, neutralen Atome des Targets verteilen sich gleichmäßig in der gesamten Kammer und erzeugen somit eine dünne Schicht auf dem Substrat, welches als Sputterdeposition bekannt ist. Eine Weiterentwicklung des Verfahrens ist das Radiofrequenz-Sputtern, bei dem zusätzlich zum Hochspannungsfeld eine Wechselspannung im radiofrequenten Bereich angelegt wird. Durch das Wechselfeld werden die Argonionen und die Elektronen abwechselnd in beide Richtungen beschleunigt. Aufgrund der hohen Frequenz reagieren die Argonionen, im Gegensatz zu den Elektronen, nicht mehr aufs Wechselfeld. Eine höhere Plasmarate durch eine höhere Wechselwirkung zwischen Elektronen

und dem Argongas wird bewirkt, wodurch bei gleicher Sputterratenrate eine Drucksenkung auf 10^{-3} mbar erfolgt. Dies ermöglicht die Herstellung von dünnen Schichten mit einer feineren Struktur als bei Verfahren mit höheren Prozessdrücken. Hier werden abhängig von dem Substratuntergrund Rauheiten der prozessierten Schicht um 2 nm rms erreicht².

Beim Ionenplattieren (Abb. B.3 rechts) wird das elektrische Feld mit einem magnetischen überlagert. Die erzeugten Ladungsträger werden aufgrund des Magnetfeldes auf Spiralbahnen abgelenkt, wodurch sich die mögliche Wechselwirkungszeit der Elektronen mit dem Plasma und damit die Ionisationsrate erhöht. Die Elektronendichte ist dabei an der Stelle am höchsten, wo das Magnetfeld parallel zur Target-Oberfläche liegt, wodurch in diesem Bereich eine höhere Ionisationsrate entsteht. Die höhere Ionisierungsrate führt zu einer Erhöhung der Sputterratenrate, wodurch dickere Schichten bei gleichem Prozessdruck erreicht werden. Es kann somit der Prozessdruck erniedrigt werden, wodurch das Targetmaterial auf dem Weg zum Substrat weniger gestreut wird und sich somit dichtere Schichten ausbilden.

Alle drei Verfahren erzeugen Schichten mit einer ausreichenden bis guten Haftung zum Substratmaterial. Beim Vakuumaufdampfen ist, bedingt durch eine höhere Aufwachsrate (um 100 nm/s), die Schichtqualität bzgl. Homogenität und Rauheit geringer als bei den anderen beiden Verfahren [208]. Das RF-Sputterverfahren (Aufwachsrate um 1 nm/s) und die Ionenplattierung (Aufwachsrate um 20 nm/s) liefern bzgl. Schichtgüte und Haftung der Schichten ähnliche Ergebnisse [208].

Neben den geläufigen PVD Verfahren wird für spezielle Anwendungen auch die "Chemical Vapor Deposition" (kurz CVD) angewandt. Hier liegt das aufzubringende Material in flüssiger, leicht flüchtiger chemischer Bindung vor und wird durch Erhöhung der Temperatur ins Vakuum abgeschieden, wo es dann am Substrat kondensiert. Ein Nachteil des Verfahrens ist, dass das aufzubringende Material in eine flüchtige Verbindung zu bringen ist.

Am Institut für Mikrosystemtechnologie von Prof. Dr. Böhm existiert eine Radiofrequenz-Sputteranlage, die im Rahmen dieser Arbeit benutzt wird (Abb. B.4). Die Anlage nutzt eine Radiofrequenz bei 13,65 MHz mit 100 W Leistung mit Argon als inertes Gas. Der Prozessdruck dieser Anlage ist bei $5 \cdot 10^{-3}$ mbar bei einem Zünddruck von $55 \cdot 10^{-3}$ mbar. Es werden Schichtdicken von etwa 0,8 nm pro Sekunde erreicht mit einer quadratischen Rauigkeit (kurz: "rms") von unter 5 nm. Als Targetmaterial sind u. a. Chrom, Gold und Indium-Zinn-Oxid verfügbar. Hier ist auch ein physikalisches Ätzen mit einem Argon-Plasma ("Rücksputtern") möglich, um das Substrat zu reinigen und mittels eines vorherigen Abtragungsschritt die Haftungsfähigkeit des Sputtermaterials an den Untergrund zu erhöhen.

²Die mittels "Root-mean-square"(kurz: rms) definierte Rauheit ist eine häufig verwendete Maßeinheit für die Rauheit einer Schicht. Diese quadratische Größe ist über $r_{\text{rms}} = \sqrt{\frac{1}{n} \sum_{i=1}^N y_i^2}$ definiert mit y_i als Höhenwert an der Stelle i [209].

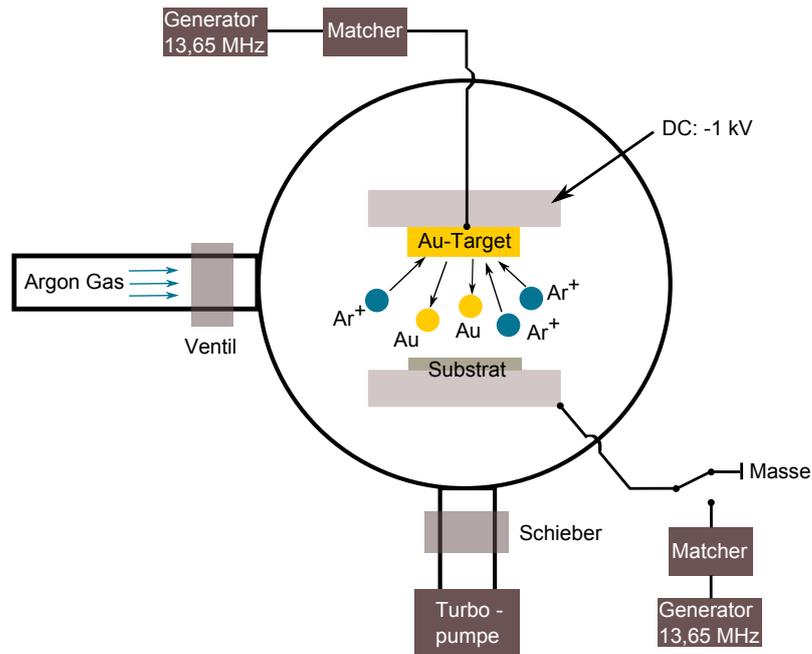


Abbildung B.4: Radiofrequenz-Sputteranlage am Institut für Mikrosystemtechnologie von Prof. Böhm. In eine auf Hochvakuum gepumpte Kammer wird Argon Gas bei $55 \cdot 10^{-3}$ mbar (Zünddruck) eingeleitet. Zwischen dem Target und dem Substrat wird eine Gleichspannung von -1 kV angelegt und mit einer Wechselspannung im radiofrequenten Bereich überlagert. Die Hochspannung ionisiert das Argon Gas, welches zum Target hin beschleunigt wird. Die angelegte radiofrequente Spannung erhöht die Plasmadichte und es kann der Argondruck auf $5 \cdot 10^{-3}$ (Prozessdruck) vermindert werden, wodurch die gesputterte Schichtqualität verbessert wird. Über Zuschalten einer zweiten radiofrequenten Spannung an das Substrat und einem Umpolen von Substrat und Target, werden die erzeugten Argon Ionen zum Substrat hin gerichtet beschleunigt und es können somit die obersten Atomlagen abgetragen werden ("Rücksputtern").

Bei diesem physikalischen Ätzen werden Target und Substrat in der Kammer umgepolt, wodurch das gezündete Plasma zum Substrat hin gerichtet beschleunigt wird. Es werden somit die obersten Atomlagen herausgeschlagen, die zum Target hin beschleunigt werden, wodurch das Substrat gereinigt wird. Hier ist die Abtragsrate ähnlich zur Aufwachsrate.

B.1.3 Optische Lithographie

Die Lithographie ist ein Standardverfahren der Mikrosystemtechnologie, um Strukturen auf ein Substrat aufzuprägen. Die Strukturen werden zuerst auf eine Fotomaske aufgetragen und dann auf einen strahlungsempfindlichen organischen Film, den Fotolack, auch Resist genannt, übertragen. Anschließend wird mit geeigneten Ätzverfahren die Struktur vom Fotolack auf das Substrat übertragen [210]. Die Belichtung des organischen Films unterscheidet die Art der Lithographie in optische Lithographie (Belichtung mit ultraviolettem Licht), EUV ("extrem ultra violett") Lithographie (Belichtung mit Licht von 10 nm bis 100 nm), Röntgenlithographie (Wellenlängen bei einigen nm) und Elektronen- bzw. Ionenlithographie (Wellenlängen im pm Bereich). Das Auflösungsvermögen steigt mit Verkleinerung der verwendeten Belichtungswellenlänge. Die optische Lithographie kann Strukturen bis 1 μm erzeugen, während die Röntgenlithographie Strukturen bis 0,1 μm definieren kann. Aufgrund der Designvorgaben an eine Oberflächenfalle (Kap. 2.6) Strukturen mit minimalen Breiten von 10 μm zu erzeugen, ist das Auflösungsvermögen der optischen Lithographie völlig ausreichend für den Herstellungsprozess.

Die einzelnen Schritte der optischen Lithographie sind aufgelistet:

- Belackung des Substrates ("coating"),
- Reduzierung des Lösungsmittelanteils des Lacks ("soft-bake"),
- Belichtung des Lackes mit Hilfe von Schattierung mittels einer Maske,
- Backschritt zur Lackumkehrung oder Quervernetzung von negativen Lacken ("post exposure bake"),
- Entwicklung des Lackes,
- optionaler Backschritt zum Härten des Lackes ("hard-bake") und
- Kontrolle der definierten Lackstruktur.

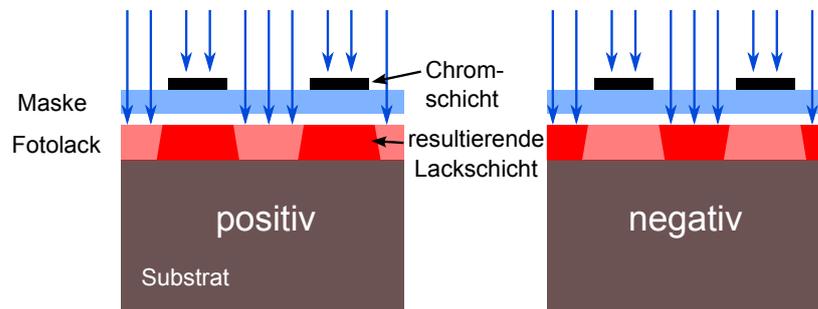


Abbildung B.5: Unterschied eines positiven und eines negativen Lackes [210]. Es wird ein Lack auf ein Substrat aufgetragen und maskiert beleuchtet. Beim positiven Lack werden die belichteten Stellen abgetragen (links), beim negativen Lack werden diese gehärtet (rechts). Die resultierende Lackschicht ist dunkelrot hervorgehoben, während die abgetragene Lackschicht hellrot dargestellt ist.

Maskenherstellung

Für das Belichten im Lithographieprozess wird eine Maske benötigt, um Stellen zu schattieren und somit eine Struktur im Lack definieren zu können. Im Herstellungsprozess der Maske wird ein Borosilikat- oder Quarz-Glas-Substrat mittels Deposition mit einer dünnen Chromschicht beschichtet. Anschließend wird ein Elektronenstrahl empfindlicher Fotolack aufgetragen und die Maske auf die zu belichtenden Stellen mit einem rechnergesteuerten Elektronenstrahl abgefahren. Nach Entwicklung und Ätzen ist eine Struktur auf der Maske vorhanden, die aus lichtdurchlässigen Stellen aus Glas und lichtundurchlässigen Stellen aus Chrom besteht³.

Wirkungsprinzip eines Lackes

Es existieren verschiedene Arten von optischen Lacken für die unterschiedlichsten Anforderungen wie Schichthöhe, Materialhaftung, Umkehrlacke und Temperaturstabilität. Die Hauptunterscheidung der Lacke ist die Klassifizierung in positive und negative Lacke (Abb. B.5). Positive Lacke werden durch Belichtung abgetragen, negative bilden erst durch die Belichtung eine feste Struktur aus.

Typischerweise bestehen Lacke zu 20% aus einem festen Harz, zu 10% aus einem lichtempfindlichen Anteil, dem Fotoinitiator, und zu 70% aus einem Lösungsmittel [211]. Das Harz ist ein Kerosolharz, welches aus Formaldehyd und Phenol polymerisiert wird [210]; die Kettenlänge der Harzmoleküle bestimmt die thermischen Eigenschaften eines Lackes. Der Fotoinitiator ist bei positiven Lacken ein

³Die Maske wird extern als Auftragsarbeit an die Firma "ML & C Jena" gegeben, die solche Masken mit einer Genauigkeit von 0,5 µm herstellt, die für die optische Lithographie hinreichend sind.

DiazoNaphthoQuinon-Sulfonat (DNQ), der den Wellenlängenbereich und die Empfindlichkeit festlegt. Bei negativen Lacken wird beim Belichten ein Quervernetzer aktiviert, der über einen weiteren Backschritt eine Quervernetzung des Lackharzes erreicht [210]. Das Lösungsmittel ist PGMEA (2-Methoxy-1-methylethylaceta) und definiert die Viskosität und somit die Schichthöhe, auf die der Lack aufgebracht werden kann. Allgemein müssen die Lacke folgenden Ansprüchen genügen:

- hohe Lichtempfindlichkeit,
- einstellbare Viskosität mittels Verdünnung zur Variation der Schichthöhe,
- gute Haftung auf verschiedenen Substraten,
- hohe Strukturauflösung,
- thermische Beständigkeit (bis 130 °C),
- chemische Beständigkeit / Resistenz gegen Ätzlösungen und
- selektive Ablösbarkeit vom Untergrund.

Belacken des Substrates

Vor einem Belackungsschritt sollte das Substrat vorbehandelt werden. Ein Ausheizen des Substrats auf über 180 °C für kurze Zeit sorgt dafür, dass sich auf den oxidierten Oberflächen neben einem Ausschleiden von angelagerten Wassermolekülen auch die vorhandenen OH-Bindungen aufbrechen. Dies führt zu einem hydrophoben Charakter des Lackes und zu einem Zunehmen der Lackhaftung auf dem Substrat. Die Belackung sollte unmittelbar nach dem Ausheizen nach Einhaltung einer Abkühlzeit geschehen. Das Auftragen des Lackes erfolgt mittels Schleuderbeschichtung ("coating"). Hier liegt das Substrat auf einem rotierbaren Halter und wird mittels eines Unterdrucks an diesen gehalten. Der Lack wird gleichmäßig und ohne Luftblasen-Einschluss mit einer Pipette auf das Substrat aufgetragen. Eine erste Rotation bei 500 Umdrehungen/min für wenige Sekunden verteilt den Lack auf das kompletten Substrat. Ein Schleudern bei 2000 - 5000 Umdrehungen/min für etwa ein halbe Minute liefert eine nahezu homogene Schicht, dessen Dicke von der Viskosität des Lackes und der Drehzahl abhängig ist. Es sind unbedingt Bläschen und Dreckpartikel im Lack zu vermeiden, da diese durch die Rotation nach außen verdrängt werden und radial nach Außen führende Verschattungseffekte im Lack auftreten. Bei dicken Lackschichten (ab einem μm) bildet sich am Substratrand ein Lackwall, der zu einem Abstand zwischen Lack und Belichtungsmaske führt und die Strukturauflösung der Belichtung reduziert. Der Randwall kann mit einem Lösemittel mit niedrigem Dampfdruck, wie Isopropanol entfernt werden. Aus diesem

Grund sind runde Wafer den quadratischen Substraten vorzuziehen, da bei den letzteren der Randwalleffekt stärker auftritt.

Erster Backschritt - "Soft-bake"

Der aufgeschleuderte Lack besitzt noch einen erheblichen Anteil (20 - 40 %) des Lösungsmittels. Dieser muss für die weiteren Prozessschritte reduziert werden. Das Substrat wird entweder im Ofen oder auf einer Heizplatte auf 100 °C - 110 °C für kurze Zeit erhitzt. Durch das Erhitzen findet eine temperatur- und konzentrationsabhängige Lösemitteldiffusion zur Lackoberfläche hin statt. Anschließend erfolgt ein Verdunsten dieses Lösungsmittels an der Oberfläche. Eine nicht ausreichende Entfernung des Lösungsmittels führt zu einem erhöhten Dunkelabtrag, dass also mehr Lackflächen als gewünscht entfernt werden, einer fehlenden Strukturtreue mit verrundeten Kanten und nicht senkrechten Profilen [210]. Ein zu langer Backschritt kann den Fotoinitiator zersetzen, was zu einer kleineren Entwicklungsrate, zum Verspröden des Lackes und zur Rissbildung führen kann⁴.

Belichten

Die Auflösung der Strukturen ist bei Lackbelichtungen im optischen Bereich im niedrigen Mikrometer-Bereich, was für die Anforderungen an einen Herstellungsprozess einer Oberflächenfalle mehr als genügt. Das Prinzip einer Belichtung ist, dass auf das belackte Substrat eine Fotomaske gelegt wird und eine vorher definierte Lichtdosis auf den Lack, typischerweise von einer Quecksilberdampfampe, emittiert wird. Es gibt zwei Arten von Belichtungsmethoden: die Kontakt- und Abstandsbelichtung. Bei der Kontaktbelichtung wird die Maske mit Druck gegen den Wafer gedrückt, was bei einem zu hohem Kraftaufwand zu Rissen im Lack oder im Substrat führen kann. Bei der Abstandsbelichtung existiert eine Lücke von $s \approx 20 \mu\text{m}$ zwischen der Lackoberfläche auf dem Substrat und der Maske. Hier ist, bei Belichtung mit der Wellenlänge λ (typ. 365 nm) und der Lackdicke d , die laterale Auflösung [212]

$$A = 3/2 \cdot \sqrt{\lambda \cdot (s + d/2)} \quad (\text{B.2})$$

bei Lackschichten um $5 \mu\text{m}$ mit etwa $A_{\text{abs}} = 3 \mu\text{m}$ kleiner als bei der Kontaktbelichtung mit $A_{\text{kont}} = 1 \mu\text{m}$, weshalb letztere bevorzugt wird. Das Emissionsspektrum einer Hg-Dampfampe (Abb. B.6) beinhaltet u. a. Maxima bei 365 nm (i-Linie), 405 nm (g-Linie) und 436 nm (h-Linie). Ältere Lacke sind sensitiv für

⁴Einige Lacke benötigen für die Fotoreaktion Wassermoleküle, die durch den ersten Backschritt größtenteils entfernt werden. Deshalb muss in den Lack Wasser aus der Umgebung zurück eindiffundieren. Die Wartezeit und Notwendigkeit der Rehydrierung ist abhängig vom Lack und der Schichtdicke.

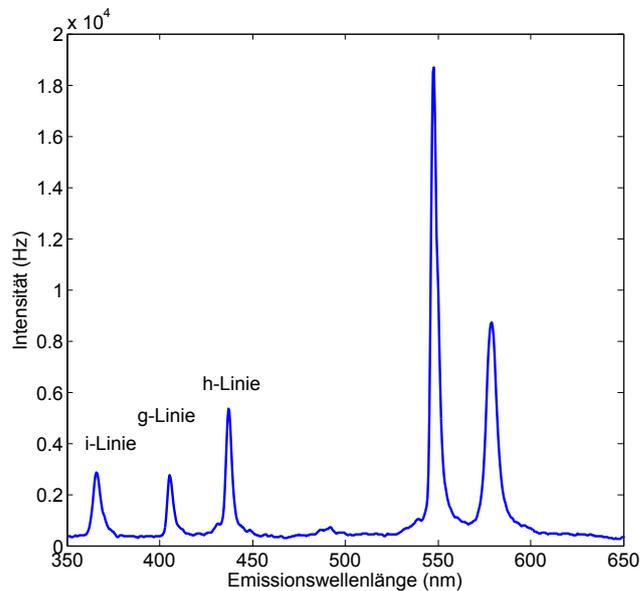


Abbildung B.6: Emissionsspektrum der verwendeten Quecksilberdampfampe ("HBO 200W"). Die für die Belichtung eines Fotolackes wichtigen Maxima liegen bei 365 nm (i-Linie), 405 nm (g-Linie) und 436 nm (h-Linie).

alle drei Maxima, neuere nur noch für die i-Linie, um die Auflösung des Lackes zu verbessern, die eine Funktion der verwendete Wellenlänge ist (B.2). Kalibriert werden die Belichtungsanlagen mit einem Lichtleistungsmeter, der die Lichtleistung pro Sekunde auf dem Belichtungstisch misst. In der Regel beträgt bei einer 350 W Hg-Dampfampe die integrierte Dosis über die oben spezifizierten Linien 10 - 20 mW/cm² in einer Sekunde. In der Fotoreaktion wandelt sich bei positiven Lacken der Initiator unter Beleuchtung in eine Indenkarbonsäure um unter Abspaltung von Stickstoff und Verbrauch von Wasser. Bei negativen Lacken wird ein Aktivator zur Quervernetzung freigesetzt ohne die Abgabe von Stickstoff und Verbrauch von Wasser, der in einem weiteren Backschritt ("post exposure bake") die Harzketten im Lack chemisch miteinander bindet [210]. Der Fotolack absorbiert das eingestrahle Licht, wobei die Intensität

$$I = I_0 \cdot \exp(-\alpha \cdot d) \quad (\text{B.3})$$

mit der Lackdicke d abnimmt. Der Absorptionskoeffizient $\alpha = A(\lambda) \cdot M(d) + B(\lambda)$ (λ) ist eine Funktion der wellenlängenabhängigen Dill-Parametern $A(\lambda)$, $B(\lambda)$ und der Konzentration $M(d)$ des Fotoionisators im Lack [213,214]. Daher muss bei dicken Schichten die Dosis erhöht werden, um auch die substratnahen Lackschichten ausreichend zu belichten. Eine zu geringe Belichtungs-dosis führt bei positiven Lacken zu einer längeren Entwicklungsdauer und einem erhöhten Dunkelabtrag, wäh-

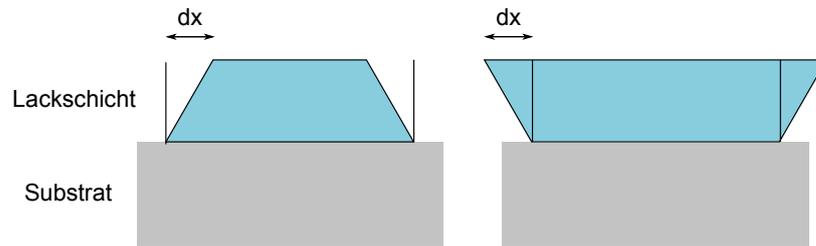


Abbildung B.7: Auswirkungen auf Fotolacke bei einer zu geringen und einer zu hohen Belichtungs-dosis, die in einer Breitendifferenz dx der oberen und unteren Breiten eines aufgetragener Lackstruktur resultieren. Links: Ein negativer Lack mit einer zu hohen und ein positiver Lack mit einer zu geringen Dosis. Rechts: Ein negativer Lack bei einer zu geringen Dosis und ein positiver Lack bei einer zu hohen Dosis.

rend bei negativen Lacken durch eine nicht ausreichende Quervernetzung der Abtrag der belichteten Bereiche erhöht wird (Abb. B.7). Bei zu hohen Dosen werden Beugungs- und Streueffekte stärker, wodurch maskierte Flächen ebenfalls teilweise belichtet werden. Bei positiven Lacken bilden sich Unterschnitte aus, bei negativen werden positive Profile erzeugt (Abb. B.7).

Im Institut für Mikrosystemtechnologie befindet sich eine Belichtungsmaschine für optische Lithographie (Suess, "MJB-3"). Es nutzt die Emission in der i-, g- und h-Linien einer 200 W Quecksilberdampf-lampe (Abb. B.6). Die integrierte Lichtleistung auf dem Belichtungstisch kann von einem Photodetektor (Suess, "Nanometer P-405") auf $(12,66 \pm 0,17) \text{ mW/cm}^2$ bestimmt werden. Die Messempfindlichkeit des Photodetektors bei den einzelnen Linien beträgt $E_i = 0,62$ in der i-Linie, $E_h = 0,97$ in der h-Linie und $E_g = 0,96$ in der g-Linie bei einem Fehler von 0,01 [215]. Mit den auf die i-Linie normierten Peakintensitäten (aus Abb. B.6) in der i-Linie $I_i = x$, in der g-Linie von $I_g = 1,927 \cdot x$ und in der h-Linie von $I_h = 0,962 \cdot x$ kann die Gleichung

$$E_h \cdot I_h + E_g \cdot I_g + E_i \cdot x = ED = 12,66 \text{ mW/cm}^2 \quad (\text{B.4})$$

aufgestellt und somit die emittierte Lichtleistung von $P_i = (3,73 \pm 0,25) \text{ mW/cm}^2$ in der i-Linie errechnet werden. Durch die Quarz-Glas-Maske werden nur etwa 92% des Lichts bei 365 nm transmittiert, was zu einer Reduzierung der Dosis auf der Lackoberfläche auf etwa $(3,43 \pm 0,25) \text{ mW/cm}^2$ führt.

Entwicklung des Lackes

Bei negativen Lacken muss zwischen Belichtung und Entwicklung ein zweiter Backschritt ("post exposure bake") durchgeführt werden, damit die bei der Be-

lichtung freigewordenen Quervernetzer durch die Hitze aktiv werden und zu einer Quervernetzung des im Fotolack befindlichen Kresolharzes führen. Bei positiven Lacken ist dies nicht notwendig. Bei der Belichtung wandelt sich der Fotoinitiator in eine Karbonsäure um (siehe B.1.3). Spezielle Entwickler, auf Laugen basierend, führen dazu, dass die Karbonsäure von der hydrophoben Seite des Kresolharzes gelöst wird und an die hydrophile Seite anbindet. Dort findet eine Deprotonisierung der OH-Gruppen des Harzes statt, wodurch sich eine feste, quervernetzte Struktur ausbildet [211].

Abschliessende Prozessschritte

Nach dem Entwickeln kann für Lacke, die ohne einen Backschritt nach der Entwicklung auskommen, ein weiterer Backschritt, der so genannte "hard-bake", ausgeführt werden. Dieser soll die thermische, chemische und physikalische Stabilität von Lacken für die nachfolgenden Prozesse wie Ätzen oder Galvanik erhöhen. Fotolacke werden oberhalb von 140 °C spröde und es kann zu Rissen führen, was von unterschiedlichen Ausdehnungskoeffizienten des Substrats und des Lackes herührt. Dieser Effekt steigt mit der Schichtdicke des aufgetragenen Lackes. Abhängig von den nachfolgenden Prozessen ist die Prozess Temperatur des zusätzlichen Backschrittes zu wählen. Zwischen 120 °C und 140 °C erhöht sich die thermische und physikalische Stabilität, aber die Beständigkeit in einem alkalischen Milieu wird reduziert. Ab 140 °C kann der Lack spröde werden, aber die Stabilität gegenüber einem alkalischen Milieu steigt rapide an. Auch verrunden die Kanten zunehmend mit der Temperatur. Negativlacke verrunden nur gering, verfließen oder verbiegen sich aber⁵. Auch wird die alkalische Beständigkeit nicht verändert, die Haftung des Lackes zum Untergrund wird jedoch minimal verbessert. Eine Qualitätskontrolle unter einem optischen Mikroskop ist notwendig, um schlecht oder unzureichend prozessierte Substrate auszusondern und die jeweiligen Prozessschritte zu optimieren.

Galvanik

Das Falldesign benötigt eine hohe und gleichmäßige Elektrodenschicht mit einer geringen Oberflächenrauheit und Körnigkeit. Ein Ansatz hierfür ist diese nötige Schicht vollständig über eine Sputterdeposition zu erzielen. Die dabei maximal erreichbaren Schichtdicken sind im Bereich von einem Mikrometer. Bei höheren prozessierten Dicken werden diese spröde, inhomogen und die Haftung zum Sub-

⁵Mündliche Korrespondenz von Dr.-Ing. C. Koch, Geschäftsführer der MicroChemicals GmbH, Ulm

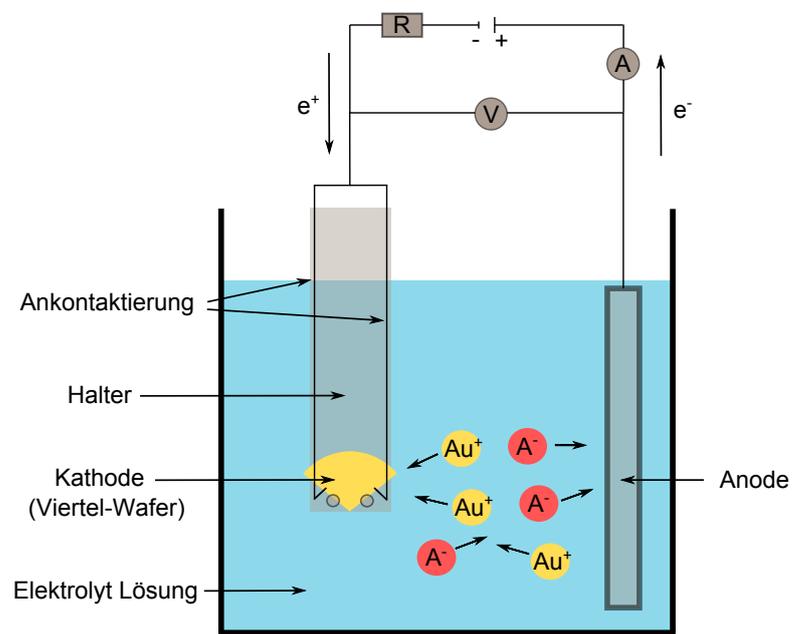


Abbildung B.8: Prinzip einer Galvanik. In ein Elektrolyt-Bad, welches dissoziierte Metall-Kationen (hier: Gold) und Anionen beinhaltet, werden Anode und Kathode (Viertel-Wafer) getaucht. Wird ein Strom durch das Elektrolyt-Bad geleitet, werden die Metall-Kationen an der Kathode reduziert und die Anionen an der Anode oxidiert.

stratmaterial wird stark reduziert⁶. Ein anderer Ansatz ist die Nutzung einer Galvanik, auch als Elektroplattieren bekannt. In einem Galvanisierungsprozess wird über elektrochemische Abscheidung ein Schichtüberzug auf einer Metalloberfläche erreicht (Abb. B.8). Die Galvanik arbeitet in einem elektrolytischen Bad, welches eine Konzentration des zu beschichteten Stoffes aufweist. Das zu galvanisierende Substrat (Kathode) muss eine leitende Schicht aufweisen und sich komplett im elektrolytischen Bad befinden, damit die gewünschte Metallschicht auf dem ganzen Substrat mit gleicher Aufwachsgeschwindigkeit erzeugt wird. An eine Anode wird ein Strom über die Elektrolyt-Lösung im Bad zur Kathode geleitet. Es existieren zwei Arten von Anoden: bei einer Opferanode besteht diese aus dem zu galvanisierenden Material, welches im Prozess in die Lösung übergeht und bei einer permanenten Anode beispielsweise aus Platin und Titan, ist das zu galvanisierende Material in der Elektrolyt-Lösung dissoziiert. Letzteres wird für die Goldgalvanik verwendet, da die Anode nicht verbraucht wird und nur die Elektrolyt-Flüssigkeit nach Verbrauch ausgetauscht werden muss. Beim Anlegen eines Stromes werden die im Bad gelösten, positiv geladenen Metall-Kationen von der Kathode, also dem leitfähigen, zu galvanisierenden Substrat, angezogen. Dort wird das Metall mittels Aufnahme eines Elektrons mit der Gleichung [132]



reduziert und lagert sich an der Kathode ab. Die in der Lösung befindlichen Anionen werden gleichzeitig an der Anode oxidiert. Abhängig vom dem zu galvanisierenden Metall existieren saure und alkalische Bäder. Hier muss die Stabilität des verwendeten Lackes im Galvanikbad vorher ermittelt werden.

Der Prozessschritt der Galvanik erzeugt zwischen den mittels optischer Lithographie definierten Strukturen eine homogene Metallschicht. Das Schichtwachstum, die Oberflächenbeschaffenheit und die aufgewachsene Stoffmenge ist durch den Stofftransport der im Elektrolyten befindlichen Metallionen zur Elektrode bestimmt. Diese wird durch drei Mechanismen bestimmt: der Migration, der Konvektion und der Diffusion [123]. Bei der Migration bewegen sich die Ionen unter dem Einfluss der angelegten, externen Spannung zu den jeweiligen Elektroden. Durch Reibung und Stöße der Ionen im Elektrolyt untereinander wird eine konstante Geschwindigkeit ($\approx \mu\text{m/s}$) erreicht, wodurch dieser Prozess größtenteils vernachlässigbar ist. Die Konvektion ist eine Strömung, die versucht Temperatur- und Dichtegradienten im Elektrolyten auszugleichen (natürliche Konvektion). Zusätzlich dazu können Strömungen durch mechanische Bewegungen des Elektrolyten verursacht werden (erzwungene Konvektion). Existieren Konzentrationsgradienten im Elektrolyten, so liegt auch eine Diffusionsbewegung vor, um diese auszugleichen. Die

⁶Mündliche Korrespondenz von Dr.-Ing. H. Schäfer, Assistent am Lehrstuhl für Höchstfrequenztechnik und Quantenelektronik, Prof. P. Haring-Bolivar.

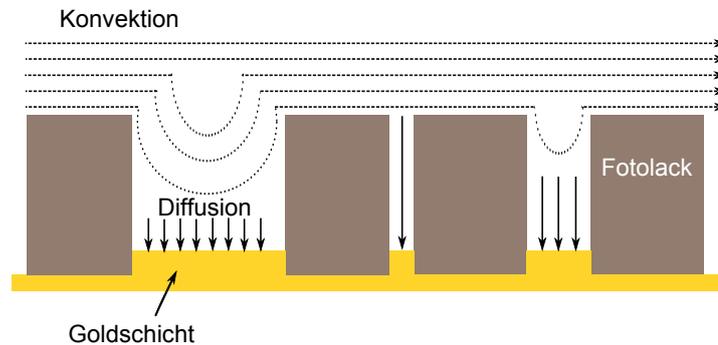


Abbildung B.9: Durch die lithographierte Struktur sind die Elektroden verschattet und nach Hinten "versetzt". Der Stofftransport wird, im Gegensatz zu einer komplett freien Fläche, durch die Strukturhöhe und die Strukturbreite beeinflusst. Bei kleiner Strukturbreite kann der Stofftransport nicht mehr über Konvektion passieren, sondern nur über Diffusion. Es können sich aufgrund unterschiedlicher Strömungsbedingungen unterschiedliche Abscheideraten einstellen, die zu einer Schichtdickenverteilung führen.

dominierenden Transportmechanismen der Kationen zur Kathode hin sind Konvektion und Diffusion. Direkt an der Elektrodenoberfläche wird die durch die Konvektion verursachte Bewegung durch Reibung zu Null reduziert. Durch die Abscheidung der Metallionen an der Kathode wird ein Konzentrationsgefälle aufgebaut, wodurch sich eine Schicht ausbildet, an der Diffusion verursacht wird. Unmittelbar an der Elektrode ist somit die Diffusion der dominierende Prozess. Die Dicke dieser Nernstschen Diffusionsschicht kann durch eine höhere erzwungene Konvektion stark reduziert werden um den Effekt der Konvektion zu verstärken. Der durch die drei Mechanismen verursachte Ionenfluss J für die Teilchensorte i wird durch die Nernst-Plank-Gleichung [123, 129]

$$J_i = c_i \vec{v} - D_i \vec{\nabla} c_i + \frac{z_i F}{RT} D_i c_i \vec{\nabla} \phi \quad (\text{B.6})$$

beschrieben, mit der Konzentration c_i , der Geschwindigkeit v der erzwungenen Konvektion, des Diffusionskoeffizienten D_i , der Oxidationszahl z_i , der Faradaykonstante $F = 96485,3356(21)$ C/mol [216], der universellen Gaskonstante $R = 8,3144621(75)$ J/mol K [217], der absoluten Temperatur T und des elektrischen Potentialgradienten $\nabla\phi$.

In den Strukturgrößen, die hier verwendet werden, muss speziell die Mikrogalvanik diskutiert werden. Die vorhandene Lackstruktur entspricht hierbei einer Vielzahl von zurückgesetzten, verschatteten Einzelelektroden. Der Stofftransport wird beeinflusst durch die Höhe der Struktur und die Abstände der Strukturen zueinander (Strukturbreite) (Abb. B.9). In größeren Strukturbreiten kann eine Konvektion

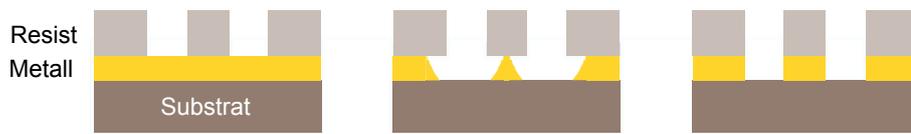


Abbildung B.10: Prinzip eines Ätzvorgangs demonstriert anhand des Entfernen von auf ein Substrat aufgebrachtem Metall mit einer Lackmaskierung. Links: Die zu ätzende Struktur. Mittig: Ein isotropes Ätzen, wie z.B. durch ein nasschemisches Ätzverfahren, führt zu einem Unterätzen. Rechts: Anisotropes Ätzen, welches bei einem Trockenätzverfahren auftritt.

stattfinden, in kleineren ist die Diffusion der alleinige Transportmechanismus. Somit können sich aufgrund unterschiedlicher Strömungsbedingungen unterschiedliche Abscheidungsraten einstellen und es bildet sich eine Schichtdickenverteilung aus.

Nasschemisches Ätzen und Lackentfernen

Als abschließende Schritte müssen der Lack und die ungewünschten leitenden Metallflächen, die die Elektroden miteinander für die Galvanik verbinden, entfernt werden. Das Lösen eines Stoffes, hier des Lackes, ist allgemein die Überwindung der atomaren oder intermolekularen Wechselwirkung bzw. Bindungsenergie. Diese Bindungsenergie kann Ursache in einer ionischen Wechselwirkung, in der Wechselwirkung permanenter elektrischer Dipole oder induzierter elektrischer Dipole oder in einem Zusammenspiel der Wechselwirkungsarten besitzen. Um diese Bindung zu entfernen, muss dem System also Energie zugeführt werden, was mittels erwärmen des Substrates in einem Milieu eines Lösemittels erreicht werden kann. Zum Lackentfernen eignen sich kommerzielle, speziell für eine Lacksorte entwickelte alkalische Entferner ("Remover") oder Lösungsmittel wie Aceton, NMP (N-Methyl-2-pyrrolidon) und DMSO (Dimethylsulfoxid). Beim Letzteren ist der Dampfdruck niedrig, wodurch dieser auf über 80 °C erhitzt werden kann, und stark haftende und quervernetzte Lacke entfernbar sind. Durch nasschemische Lösungsmittel und "Remover" werden in der Regel nicht alle Lackmoleküle restlos von der Oberfläche entfernt. Dieses bedingt Probleme bei nachfolgenden Ätzschritten, wodurch mangelhafte Ätzprofile und ein Aufrauen der Oberflächen nach dem Ätzen entstehen können. Zum Entfernen dieser Reste eignet sich das trockenchemische Ätzen in einer Sauerstoffumgebung⁷, um die vereinzelt übergebliebenen Lackreste zu oxidieren. Das trockenchemische Ätzen ist, wie alle Plasma-Ätzverfahren ein anisotropes Ätzverfahren, welches Material nur senkrecht zur Oberfläche abträgt, während nasschemische Ätzverfahren isotropen Charakter aufweisen (Abb. B.10).

⁷"SWAFER" als "Reactive ion etching"-Anlage (kurz: RIE) mit Sauerstoff als Prozessgas am Institut für Mikrosystemtechnologie von Prof. M. Böhm, Universität Siegen.

Wafer-Dicing

Das prozessierte Substrat muss abschließend in Einzelchips geschnitten werden. Hiefür wird eine so genannte "Wafer-Dicing"-Anlage verwendet. Das Substrat wird auf eine Klebmatte fixiert und in die Schneidanlage eingespannt. Mittels eines Diamantsägeblatts mit einer Blattbreite von 200 μm kann das Substrat mechanisch zersägt werden. Der gesamte Schneidvorgang wird rechnergesteuert und pro Schneidvorgang wird etwa 50 - 100 μm vom Substrat abgetragen, welche normalerweise eine Dicke von etwa 400 - 600 μm aufweisen. Da durch die mechanischen Kräfte Wärme entsteht, müssen das Sägeblatt und des Substrat während des Schneidens gekühlt werden, welches von einem demineralisierten Wasserstrahl geleistet wird. Damit keine Strukturen auf dem Substrat zerstört werden, sollte etwa ein Abstand von 500 μm zwischen den einzelnen Chips auf dem Substrat eingehalten werden.

B.1.4 Nasschemisches Ätzen von Gold

Gold ist ein Edelmetall und mit einer Dichte von 19,3 g/cm^3 sehr dicht und kubisch flächenzentriert. Aufgrund der Elektronenkonfiguration $[\text{Xe}] 4f^{14}5d^{10}6s^1$ ist das besetzte 6s-Orbital durch das vollständig besetzte 5d-Orbital von möglichen Reaktionspartnern abgeschirmt und damit nur schwer oxidierbar. Das Ätzen benötigt einen stark oxidierenden Reaktionspartner und einen Komplexbildner, der das Gold in der Lösung bindet und die energie günstigere Rebindung verhindert. Ein Gemisch aus Salpeter- und Salzsäure mit dem molaren Verhältnis 1:3 bildet ein stark oxidierendes Gemisch mit Nitrosylchlorid (NOCl) als Produkt und die gelösten Goldatome werden als Chlorkomplex (HAuCl_4) in der Lösung gebunden. Nach den Summenformeln von



bildet sich



was mit der Zeit in



übergeht. Nachfolgend wird das Volumenverhältnis für das benötigte molare Verhältnis errechnet. Typische Konzentrationen sind 37%-Salzsäure und 69%-Salpetersäure. Die Dichte der 37%-Salzsäure ist 1,19 g/cm^3 . In einem Liter sind

Material	mittlerer Wärmeausdehnungskoeffizient $\cdot 10^{-6}$ (1/K)	Wärmeleitfähigkeit (W/K·m)	Widerstand (Ω)	Durchschlagsfestigkeit (kV/mm)
Aluminiumoxid (Al ₂ O ₃) (96 - 99 %)	6-8	16-28	$1 \cdot 10^{12}$ - $1 \cdot 10^{15}$	15
Aluminiumnitrid (AlN)	4,5-5,6	180	$1 \cdot 10^{13}$ - $1 \cdot 10^{14}$	20-25
Berilliumoxid (BeO)	7-8,5	150-220	$1 \cdot 10^{12}$	13
Magnesiumoxid (MgO)	11-13	6-10	$1 \cdot 10^{14}$	n.b.
Zirkoniumoxid (ZrO ₂)	10-12	1,2-3,5	$1 \cdot 10^8$	n.b.
Aluminiumtitanat (Al ₂ O ₃ - TiO ₂)	0,5-2	1,5-3	$1 \cdot 10^{14}$	n.b.
Saphir [219]	6,2	46	$1 \cdot 10^{14}$	35

Tabelle B.1: Auflistung der für die Dickschichttechnologie vorgesehenen Keramiken aus [148,218]. Die unterschiedlichen Werte innerhalb des gleichen Materials kommen durch unterschiedliche Mischungsverhältnisse zustande. Beispielsweise besteht das 96 % Aluminiumoxid zu 96 - 97 % aus Al₂O₃, zu 2 - 2,6 % aus SiO₂, zu 0,5 - 0,8 % aus MgO, und zu 0,2 - 0,4 % aus CaO [220]. Zum Vergleich ist Saphir als Chipmaterial in die Tabelle integriert.

also 1190 g Salzsäure gelöst was 440 g reinem HCl entspricht. Die molare Masse von HCl beträgt 36,45 g/mol, was zu einer Stoffmenge von 12,08 mol in einem Liter führt. Mit der Dichte von 1,42 g/cm³ für eine 69%-Salpetersäure besitzt 1 Liter 979,8 g reines HNO₃. Aus der molaren Masse von 63,02 g/mol berechnet sich die Stoffmenge zu 15,55 mol. Um auf ein Stoffverhältnis von 3:1 zu kommen, muss also das 3,86 fache von HCl zum HNO₃ gegeben werden. **Hier muss beachtet werden, dass immer die schwächere Säure zur stärkeren hinzugegeben werden muss, also HCl zu HNO₃ oder Wasser zu Königswasser. Anderenfalls kann die Lösung explodieren!**

B.2 Grundlagen der Dickschichttechnologie

In diesem Teil des Anhangs werden die Grundlagen der Dickschichttechnologie präsentiert. Nach einer Diskussion einer Auswahl an möglichen Keramiken werden die Prozesse der Maskenherstellung, der Siebherstellung, des Bedrucken der Keramik mit Pasten und die notwendigen Brennschritte detailliert vorgestellt.

B.2.1 Keramiken

Es können die Keramiken verwendet werden, die in Tab. B.1 präsentiert werden. Das am häufigsten verwendete Material ist Aluminiumoxid (Al_2O_3 , Alumina), darüber hinaus werden Aluminiumnitrid (AlN) und Berilliumoxid (BeO)⁸ verwendet. Die Wärmeleitfähigkeit von AlN (180 W/K·m) ist um Faktor 10 gegenüber des 96% Alumina (16 W/K·m) besser, jedoch entspricht der mittlere Wärmeausdehnungskoeffizient von Alumina mit $6 \cdot 10^{-6}$ 1/K genau dem Wert von Saphir, weshalb Alumina als Trägermaterial ausgewählt wird, damit beim Ausheizprozess der Falle auf 150 °C keine Spannungen in den unterschiedlichen Materialien entstehen. Für eine Anwendung, bei der es entscheidend ist eine auf dem Träger erzeugte Wärme abzuleiten, ist AlN das geeignetere Material, was jedoch im Rahmen dieser Arbeit nicht berücksichtigt wird. Bearbeitet werden die Keramiken mit gepulsten CO_2 - oder Nd:YAG-Lasern, wobei letztere eine geringe Absorption der Leistung von unter 5 % aufweisen (Abb. B.11). Durch Anwendung von Kaolin⁹ kann die Absorption auf 60 - 70 % erhöht werden¹⁰.

B.2.2 Maskenherstellung

Analog zur Lithographie wird auch in der Dickschichttechnologie eine Maske benötigt, um eine Struktur auf ein Substrat zu übertragen. Die Herstellung dieser Maske kann über verschiedene Prozessarten erfolgen. Ältere Systeme arbeiten mit einem Zweischritt-Prozess¹¹ [140]. Neuere Systeme bedienen sich eines Fotoplotters in einer Dunkelkammer¹². Das CAD-Design wird in eine so genannte Gerber-Datei konvertiert, die Informationen über die Breiten und Koordinaten der Leiterbahnen beinhaltet und direkt von dem Fotoplotter aufgerufen wird. Der Fotoplotter ist eine Belichtungsmaschine, die einen Film abfährt und mit der Möglichkeit zum Vorschalten verschiedener Blendenstrukturen beleuchtet. Entsprechend der Koordinaten und Breiten der Leiterbahnen werden die Blenden vor die Beleuchtungslampe

⁸ BeO ist giftig, und wird deshalb nur unter Auflagen in die EU importiert

⁹Aluminiumsilikat, Gemisch aus $\text{Al}_2\text{O}_3 \cdot 2\text{SiO}_2 \cdot 2\text{H}_2\text{O}$.

¹⁰Mündliche Korrespondenz von Dipl. Phys.-Ing. D. Gebauer, Leiter Hybridlabor, Universität Siegen.

¹¹Hier wird als erstes die so genannte Fotovorlage hergestellt. Diese ist eine Zweischichtfolie (Rubylith oder Mylar), die aus einer lichtdichten Polyester-Schicht auf einem transparenten Untergrund besteht. Die Definition der Maskenstruktur erfolgt über ein Schneiden und Abtragen der lichtdichten Polyester-Schicht. Hierzu werden in einem Koordinatographen Cutter über Präzisionsführungen mit einer Genauigkeit von 20 μm bewegt. Nach dem Schneiden lassen sich manuell die geschnittenen Stücke abziehen. Es lässt sich somit das Layout auf die Fotovorlage im Maßstab 10:1 übertragen. Anschließend wird mit einer Kamera in einer 10:1 Verkleinerung die Fotovorlage auf einen Film abgelichtet und entwickelt.

¹²Mündliche Korrespondenz von Dipl. Phys.-Ing. D. Gebauer, Leiter Hybridlabor, Universität Siegen.

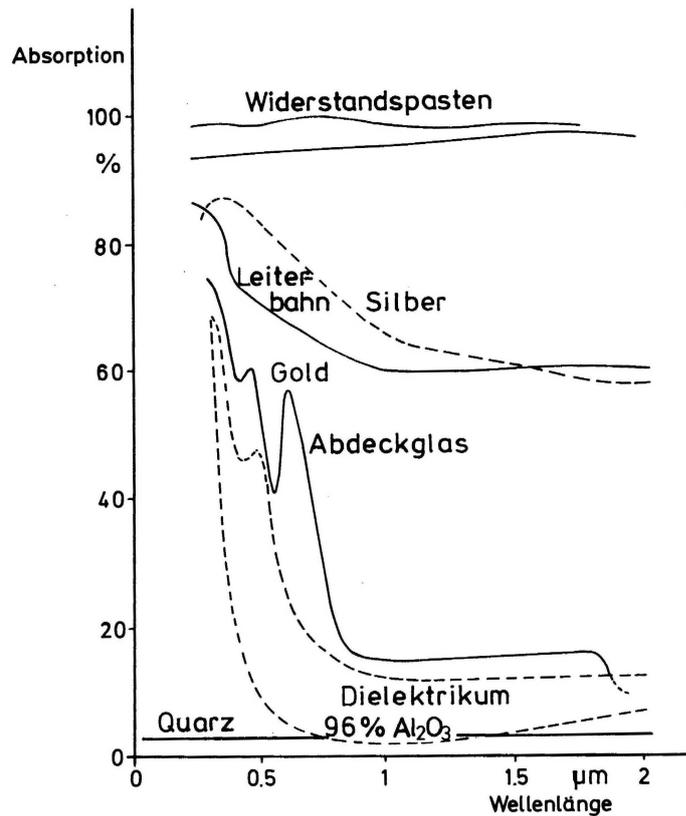


Abbildung B.11: Absorption (in %) der verschiedenen in der Dickschichttechnik benutzten Materialien von Licht bei Wellenlängen im IR-Bereich [140]. Ein Nd:YAG-Laser bei 1064 μm eignet sich zum Trimmen von Widerständen (Absorption bei 90 %) und Bearbeiten von Leiterbahnen (Absorption bei 60 %), besitzt jedoch in der Alumina-Keramik nur eine Absorption um 5 %. Durch den Einsatz von Kaolin erhöht sich dieser Wert auf 60 % bis 70 %.

geschaltet und somit der Film dem Design entsprechend belichtet. Die Entwicklung des Fotofilms erfolgt mit einem fotografischen Standardentwickler, die nachfolgende Fixierung, um den Film tageslichttauglich zu bekommen, erfolgt mit einem Standardfixierer.

B.2.3 Siebherstellung

Die Struktur wird mittels eines Siebdruckverfahrens auf das Substrat aufgebracht. Das verwendete Sieb bestimmt die minimale Strukturbreite, die Schichtdicke und die Reproduzierbarkeit der Strukturen [140]. Typischerweise bestehen die Siebe aus einer gewebten Netzstruktur aus rostfreien Edelstahl (1.4401). Je nach Anwendung und Pastenart werden Siebe mit unterschiedlichen Maschendichten, der so genannten "mesh"-Zahl (in Maschen pro Zoll) verwendet. Für Leiterbahnen werden Maschendichten von 300 - 400 mesh, für Dielektrika 200 - 250 mesh und für Widerstandspasten 165 - 200 mesh verwendet [140]. Der Drahtdurchmesser des Siebnetzes ist abhängig von der Maschendichte und der gewünschten Schichtdicke der Paste. Bei einer Dichte von 300 mesh sind die Standarddurchmesser der Drähte 65 μm , bei 220 mesh sind die Durchmesser 100 μm . Auf das zu strukturierende Sieb wird ein selbstklebender Fotopolymer-Film aufgetragen. Die erstellte Maske wird auf den Film gelegt und mit ultraviolettem Licht aus einer Quecksilberdampflampe bestrahlt, womit die im Film vorhandenen Monomere in langkettige Polymere umgewandelt werden, wodurch sich diese aneinanderbinden und eine feste Struktur ausbilden. Die unbelichteten Strukturen können anschließend mit Wasser abgespült werden und es bleiben nur die belichteten Bereiche auf dem Sieb über. Es sind somit die Leiterbahnstrukturen des Designs auf ein Drucksieb übertragen worden.

B.2.4 Bedrucken mit Pasten

Anschließend können die jeweiligen Pasten über das strukturierte Siebnetz auf das Substrat bedruckt werden. Dickschichtpasten bestehen aus einer feinkörnigen Mischung anorganischer Bestandteile, die in einem organischen Trägermaterial suspendiert sind [140]. Die Grundbestandteile der Pasten sind Lösungs- und Netzmittel, organische Binder und Glaspulver. Hinzu kommen ihrer Anwendung entsprechend Zusätze wie Metallpulver bei Leiterbahnpasten, Metalloxide bei Widerstandspasten oder Keramiken bei dielektrischen Pasten. Die Hauptbestandteile der Leiterbahnpasten sind Metallpartikel (50 % - 70 %), wie Gold oder Silber, Lösungsmittel (15 % - 25 %), die die Viskosität der Pasten definieren und Glaspartikel (10 % - 20 %) mit einem Schmelzpunkt um 800 °C, die für die Haftung auf dem Substrat notwendig sind. Die Hauptanforderungen an die verwendeten Pasten sind eine gute Haftung auf dem Substrat, hohe elektrische Leitfähigkeit, gute Lötbarkeit und gute Bondfähigkeit. Da keine einzelne Paste allen Anforderungen genügt, muss ein

Kombination verschiedener Pasten für die jeweilige gewünschte Anforderung gewählt werden. Die am häufigsten benutzten Leiterbahnpasten sind Silberpalladium-Pasten (mit einem Mischungs-Verhältnis von 2:1 bis 6:1). Sie besitzen die höchste Haftung auf den Substraten und sind lötbar mit den gängigen Lötzinnen. Die Haftung von Bonddrähten ist auf diesen Pasten jedoch stark reduziert. Daher können die für das "Wire-Bonden" vorgesehenen Stellen auf dem Substrat mit einer Goldpaste bedruckt werden, da diese eine höhere Haftung für Ultraschallbonds aufweist [138]. Widerstandspasten sind Metalloxide zugesetzt, wobei die Konzentration der Metalloxide die möglichen Widerstandsdichten im Bereich von $\frac{\Omega}{\text{cm}^2}$ bis $\frac{\text{M}\Omega}{\text{cm}^2}$ definiert. Typische eingesetzte Werkstoffe sind Palladiumoxid-Silber oder Iridiumoxid-Platin. Nach dem Bedrucken können die Widerstände auf wenige Ω genau mit einem Laser nachgetrimmt, d.h. die bedruckten Bereiche partiell abgetragen, werden. Dem Einsatzgebiet entsprechend können die dielektrischen Pasten in Pasten für Schutzglasuren, für Leiterbahnkreuzungen bzw. Vielschichtschaltungen und für Kondensatoren eingeteilt werden. Schutzglasuren werden eingesetzt, um bedruckte Widerstände vor äußeren Einflüssen, wie Feuchtigkeit und mechanischen Einwirkungen zu schützen. Pasten für Kreuzungen sollen hauptsächlich die Strukturen voneinander isolieren. Hierfür eingesetzte Glas-Keramik-Pasten haben Isolationswiderstände um $10^{10} \Omega$ und Durchschlagsfestigkeiten von $10 \frac{\text{kV}}{\text{mm}}$. Kondensatoren können mit der Dickschichttechnik ebenfalls auf die Substrate gedruckt werden, wobei sich die Kapazität mit der bedruckten Fläche erhöht. Dabei werden zwei Leiterbahnen in Mehrfachbedruckung mit einer dazwischen liegenden dielektrischen Schicht aufgebracht. Typische dielektrische Keramik-Pasten, wie Pasten aus TiO_2 oder MgTiO_2 , besitzen Dielektrizitätskonstanten zwischen 10 und 25. Es sind Kapazitäten um $20 \frac{\text{pF}}{\text{mm}^2}$ erzielbar. Ursprünglich wurde der Siebdruck zum Bedrucken von Stoffen und Papier eingesetzt. Mit den heutigen Siebdruckmaschinen (Abb. B.13 links) können Strukturen bis $100 \mu\text{m}$ und Schichtdicken von $10 - 80 \mu\text{m}$ reproduzierbar bedruckt werden.

Während des Siebdruckes wird das Pastenmaterial einer bestimmten Viskosität mittels einer elastischen Leiste (Rakel) durch das Sieb gedrückt (Abb. B.12). Durch den aufbrachten Druck wird an einer Stelle ein Kontakt zwischen Sieb und Substrat hergestellt und die Paste gegen das Substrat gedrückt. Während das Rakel weitergeführt wird, wird durch die Spannung des Siebes dieses sofort von der Kontaktstelle gelöst und es bleibt nur die Paste auf dem Substrat über. Um reproduzierbare Druckergebnisse zu erzielen, müssen verschiedene Parameter wie der Druck, der Abstand zwischen Sieb und Substrat (Absprung), die Siebspannung und die Rakelgeschwindigkeit bzw. -winkel empirisch optimiert werden. Abb. B.13 rechts stellt eine Keramik aus Aluminiumoxid nach mehreren Druckschritten dar.

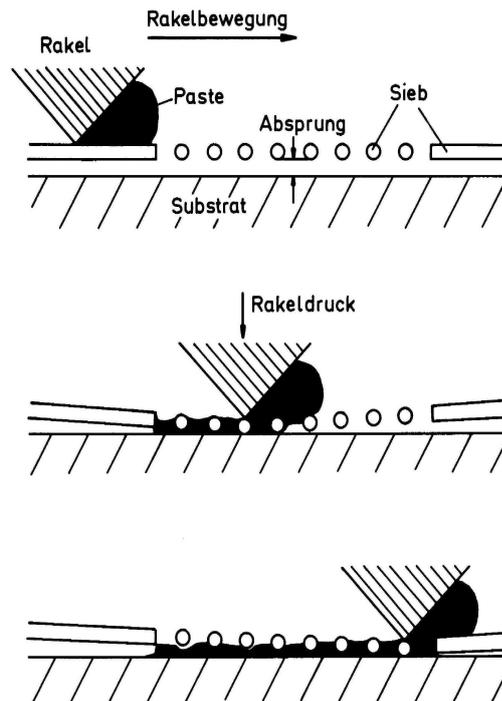


Abbildung B.12: Prinzip des Siebdrucks [140]. Zwischen dem mit der Struktur bedruckten Sieb und dem Substrat existiert ein Abstand, der Absprung. Eine Leiste (Rakel) drückt die Paste durch das Sieb auf das Substrat (oben). An einer Stelle wird aufgrund des vom Rakel aufgetragenen Druckes ein Kontakt zwischen Sieb und Substrat erzeugt und die Paste wird auf das Substrat gedrückt (mittig). Nachdem das Rakel weitergeführt wird, trennt sich das Sieb aufgrund der Siebspannung wieder vom Substrat und es bleibt eine Pastenschicht auf dem Substrat haften (unten).

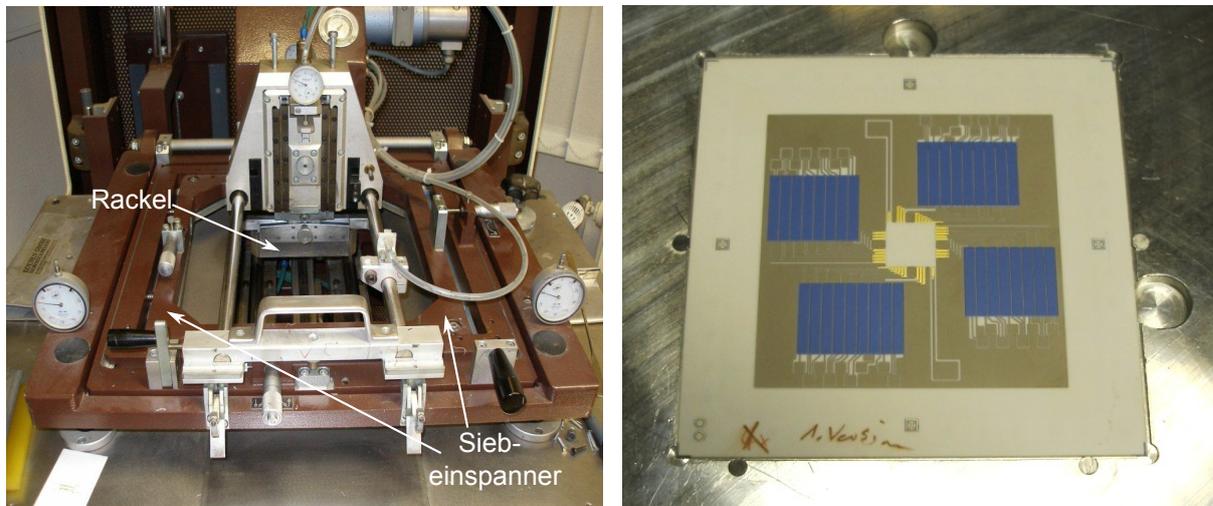


Abbildung B.13: Links: Siebdruckmaschine mit beweglichem Rackel und einer Sieb-Einspann Vorrichtung. Rechts: Alumina Substrat nach Druck des Grundlayers mit Silberpalladium (grau), der dielektrischen Schicht (blau) und der Goldschicht (goldenen).

B.2.5 Brennschritte

Nachdem die Paste auf das Substrat aufgebracht wird, wird eine Wartezeit eingehalten, bis sich ein globales Oberflächenniveau eingestellt hat. Anschließend muss der Lösungsmittelanteil der Paste reduziert werden. Dies erfolgt pastenabhängig in einem Temperaturbereich von 80 - 120 °C für 5 - 15 Minuten. Hierbei werden die flüchtigen Lösungsmittelanteile langsam von der Oberfläche verdampft. Wird ein zu heißer Backschritt durchgeführt, so kann es zu Blasen- oder sogar zu Rissbildung in der Paste kommen. Damit sich aus der Paste eine beständige Leiterbahn- oder Widerstandskomponente auf dem Substrat bildet, muss die Paste mit einem bestimmten, pastenabhängigen Temperaturprofil gebacken werden. Ein Brennvor-gang besteht aus einem stetigen Erwärmen unter gereinigter Luftatmosphäre, bis eine hohe und konstante Temperatur unter dem Schmelzpunkt der Pastenstoffe erreicht wird. Bei dieser Temperatur werden die Partikel der Paste miteinander zusammengebacken, was unter dem Begriff "Sintern" bekannt ist. Beim Abkühlen der gesinterten Paste werden die Glaspartikel der Paste starr und bilden eine feste Verbindung auf dem Substrat aus. Das Erwärmen darf nur langsam erfolgen, damit die nichtflüchtigen Lösungsmittel und Aktivoren vor dem Sintern verdampfen können. Der Temperaturgradient sollte um 50 K/min liegen, damit die zu verdampfenden Verbindungen nicht explosionsartig aus der Paste entweichen, was zu Defekten in den Pastenstrukturen führt [140]. Damit sich keine Risse in den gebackenen Schichten ausbilden, muss auch das Abkühlen mit einem ähnlichen Temperaturgra-

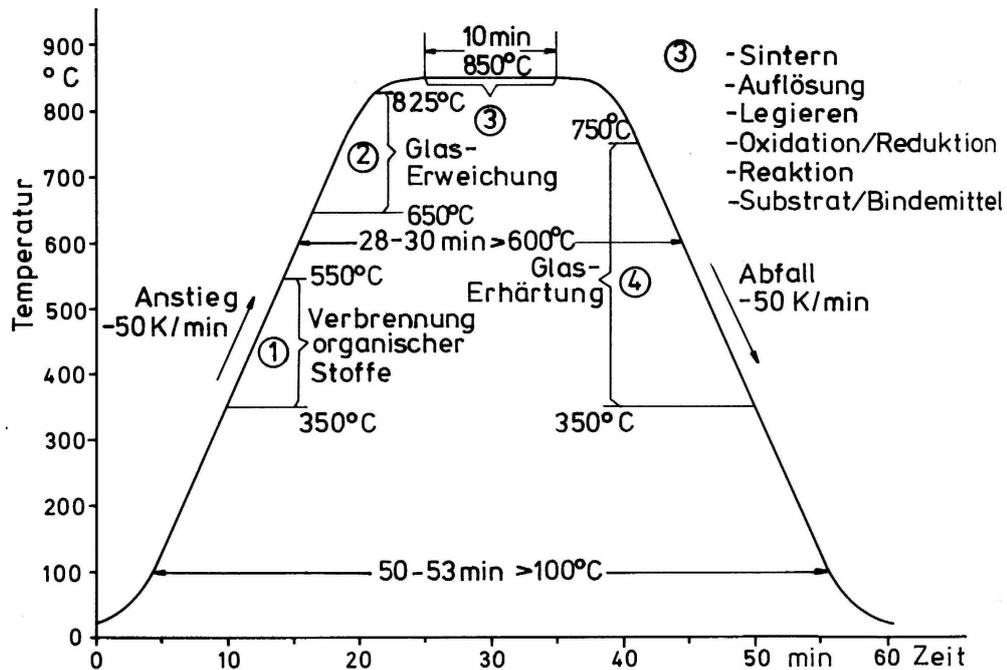


Abbildung B.14: Typisches Temperaturprofil für Widerstands- und Leiterbahnpasten [140]. Die Paste wird mit einem Gradienten von 50 K/min erwärmt, wo ab etwa 350 °C die nichtflüchtigen organischen Stoffe aus dem Material verbrannt werden. Ab etwa 650 °C fangen die Glaspartikel in den Paste an weich zu werden. Bei einer Plateau Temperatur von 850 °C backen die Pastenpartikel zusammen (Sintern). Beim Abkühlen mit einem ähnlichen Gradienten bilden die Glaspartikel in der Paste eine feste Struktur, wodurch die Paste zusammengehalten und an das Substrat fixiert wird.

dienten erfolgen. Abb. B.14 zeigt ein typisches Temperatur- bzw. Einbrennprofil für eine Leiterbahn- bzw. Widerstandspaste. Hier muss die Plateau-Temperatur nahezu konstant gehalten werden, ansonsten ändert sich der Flächenwiderstand und Temperaturkoeffizient der Paste. Bei dielektrischen Pasten kann eine Änderung der Backtemperatur zu einer Änderung der Dielektrizitätskonstante führen.

B.3 Verbindungsprozess mittels Chipbonden

Die unmittelbare elektrische Verbindung vom Chip zum Träger wird mit einer Ankontaktierung mittels Chipbonden erreicht. Hier existieren verschiedene Möglichkeiten, wobei die Prozesse des "Thermsonic-Ball-Wedge-Bonding" (TS-Bonden) und des "Ultrasonic-Wedge-Wedge-Bonding" (US-Bonden) typischerweise verwendet werden [147, 148].

Die erste Methode wird speziell für Gold- und Kupferdrähte verwendet. Der Golddraht wird durch eine Kapillare geleitet und mittels einer elektrischen Entladung die Spitze des Drahtes zu einer Kugel aufgeschmolzen, die einen zwei bis dreifachen Durchmesser gegenüber dem Draht aufweist. Über einen Kontaktdruck durch die Kapillare, ein Erwärmen des Drahtes auf 130 °C¹³ und Ultraschall wird die Verbindung auf der Struktur angeschweißt. Das US-Bonding ist entwickelt für Aluminium-Drähte, die in der Halbleiterindustrie vorrangig eingesetzt werden. Über einen Ultraschallimpuls wird die Oxidschicht auf dem Draht aufgelöst. Der Ultraschall führt zusammen mit einer Kraftereinwirkung der Kapillaren auf das Pad zu Ver- und Entfestigungsvorgängen im Drahtmaterial, wodurch es zu Diffusionsvorgängen zwischen Draht- und Padmaterial kommt und daraus eine Anschweißung resultiert. Bei dieser Methode ist, im Gegensatz zum TS-Bonden, die Richtung des zweiten Bonds durch den Draht des ersten Bonds vorgeschrieben. Der Hauptvorteil des TS-Bonden ist die größere Kontaktfläche, die durch die Kugelform vorgegeben wird. Beim US-Bonden wird lediglich der Draht auf das Pad gedrückt und resultiert in einer kleineren Kontaktfläche.

¹³Mündliche Korrespondenz von Dipl. Phys.-Ing. H. Schneider, Mitarbeiterin bei Dr. S. Zarzenkov im Reinraum am Institut für Photonische Technologien Jena.

C

Appendix Kapitel 4

C.1 Grundlagen der Halbleiter Laserdioden

C.1.1 Halbleiter Laserdioden

Kommerzielle Laserdioden bestehen für Wellenlängen im roten und infrarotem Bereich aus einer "III-V-Verbindung" wie GaAs, GaAlAs und InGaAsP, für Wellenlängen im blauen und ultraviolettem Bereich aus der "III-V-Verbindung" GaN. Diese sind Halbleiterverbindungen, die zur Veränderung der Leitfähigkeit einzelner Schichten mit Fremdatomen dotiert werden, beispielsweise mit Phosphor (n-Dotierung) und Indium (p-Dotierung) im III-V-Halbleiter GaAs, so dass die Fermikanten¹ verschoben werden, bei n-Dotierung in Richtung Leitungsband und bei p-Dotierung in Richtung Valenzband.

Das Funktionsprinzip eines Halbleiter-Diodenlasers wird nachfolgend am Beispiel einer Homostruktur erklärt. Zwei unterschiedlich dotierte planparallele Flächen bilden einen Resonator aus (Abb. C.1). Alle anderen Flächen sind rau, so dass keine Oszillationen in ungewollten Bereichen auftreten [152]. Die beiden Schichten werden p-(zusätzliche Ladungsträger) und n-dotiert (zusätzliche Fehlladungen oder Löcher) und bilden an der Kontaktfläche einen p-n-Übergang [154] aus. Dort diffundieren solange Ladungsträger in die p-Schicht und Löcher in die n-Schicht,

¹Die Fermikante oder Fermi-Energie ist die höchste Energie, die ein Teilchen in einem Vielteilchensystem gleichartiger Fermionen (sog. Fermi-Gas) haben kann, wenn das System als Ganzes in seinem Grundzustand ist [153].

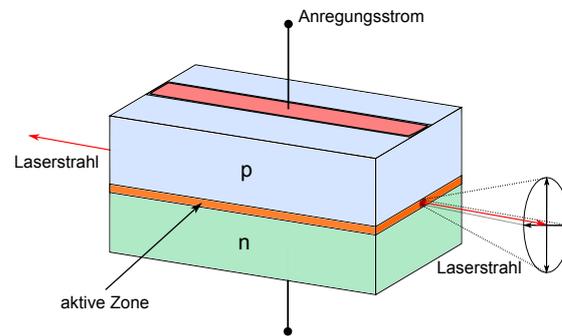


Abbildung C.1: Prinzip einer Halbleiter Laserdiode am Beispiel einer Homostruktur. Zwei unterschiedlich dotierte Flächen bilden einen Resonator aus. In der Kontaktregion findet ein p-n-Übergang statt. Beim Anlegen einer Spannung in Durchlassrichtung entsteht eine schmale Zone mit Besetzungsinvarianz (aktive Zone), durch diese Lasertätigkeit ermöglicht wird. Der emittierte Strahl weist im Fernfeld eine beugungsbedingte Abstrahlcharakteristik aus, die abhängig von der Dimension der aktiven Zone ist.

bis beide Fermienergien im p- und n-Leiter zusammenfallen. Bei Anlegen einer Spannung in Durchlassrichtung, die in etwa der Energielücke entspricht, entsteht eine schmale Zone, die eine Besetzungsinversion aufweist, in der durch Rekombination der Ladungsträger mit den Löchern Lasertätigkeit möglich wird. Diese Zone ist auch als "Aktive Zone" bekannt. Die Wellenlänge des so erzeugten Laserlichtes ist abhängig von der Bandlücke² und kann aufgrund der Temperaturabhängigkeit dieser verändert werden. Reale Halbleiterdioden bestehen aus Heterostrukturen aus kombinierten GaAs und GaAlAs-Schichten, die Schwellströme um 1 kA/cm^2 aufweisen. Die Ausgangsleistung ist eine Funktion des Anregungsstromes. Bis zu einer Stromschwelle (engl. "threshold") arbeitet die Diode wie eine Leuchtdiode; es werden über spontane Emission Photonen mit einer großen Bandbreite emittiert. Oberhalb dieser Schwelle wird induzierte Emission betrieben und die Diode fängt an Laserlicht zu emittieren. Dieses emittierte Laserlicht weist im Fernfeld eine beugungsbedingte Abstrahlcharakteristik auf (Abb. C.1 rechte Seite), die von der Dimension der aktiven Schicht abhängig ist.

Gaußstrahlen

Die einfachsten Lösungen der aus den Maxwellgleichungen herleitbaren Wellengleichung ist eine ebene Welle und eine Kugelwelle. Beide Modelle sind für Laserstrahlen nur bedingt zulässig. In der Literatur werden Laserstrahlen als "Kugelwellen mit einem imaginären Zentrum" oder "Gaußstrahlen" definiert. Eine Kugelwelle

²Die Bandlücke 1,4 eV von GaAs bei 300 K führt zu einer Wellenlänge von $\approx 900 \text{ nm}$

wird durch

$$E(\vec{r}) = \frac{A}{r} \cdot \exp(-i(\vec{k}\vec{r} - \omega \cdot t)) + c.c \quad (\text{C.1})$$

beschrieben mit $r = \sqrt{x^2 + y^2 + z^2}$ als Radius vom Ausgangspunkt der Welle [152]. Wird hier eine komplexe Ersetzung $z \rightarrow q = z + iz_R$ durchgeführt, so kann in der paraxialen Näherung³ und mit neu definierten Größen $\frac{1}{q} = \frac{1}{R(z)} - i\frac{2}{kw^2(z)}$ das elektrische Feld in der so genannten Gaußschen Grundmode TEM₀₀ zu

$$E(r', z, t) \approx \frac{E_0}{q} \cdot \exp\left(\frac{-r'^2}{w^2(z)}\right) \cdot \exp\left(-i\frac{kr'^2}{2R(z)}\right) \cdot \exp(i(\omega t - kz)) \quad (\text{C.2})$$

angegeben werden [152] mit $r' = \sqrt{x^2 + y^2}$, dem Strahlradius $w(z) = w_0 \sqrt{\frac{z_R^2 + z^2}{z_R^2}}$, dem Konfokalparameter $z_R = \frac{kw_0^2}{2}$ und dem Krümmungsradius $R(z) = \frac{z_0^2 + z^2}{z}$ der Phasenflächen. Am Ort mit ebenen Wellenfronten ($z = 0$) ist $w(z) = w_0$ der kleinste Strahlradius eines Gaußstrahls. Die bei w_0 ebene Wellenfront breitet sich entlang z -Richtung als gekrümmte Wellenfront aus. Ist der Abstand zu w_0 groß, so kann die Divergenz des Strahls mit $\theta \approx \frac{2\lambda}{\pi w_0}$ angegeben werden. Die Feldstärke- und Intensitätsverteilungen sind gaußförmig, wobei der doppelte Strahlradius $2w_0$ als Breite der Intensitätsverteilung bei einem auf den $1/e^2$ abgefallenen Wert der Amplitude definiert wird. Laserstrahlen können mit einer Linse somit nicht auf einen beliebig kleinen Punkt fokussiert werden, sondern nur auf einen endlichen Strahlradius w_L mit [162]

$$w_L = \frac{2\lambda f}{\pi D}, \quad (\text{C.3})$$

wobei f die Brennweite einer Fokussierlinse und $D = 2w_1$ dem Durchmesser des Lasers vor der fokussierenden Linse entspricht bei einer verwendeten Wellenlänge λ . Somit muss ein möglichst großer Strahlradius w_1 an der fokussierenden Linse erreicht werden, um den Laserstrahl möglichst klein fokussieren zu können.

C.2 Anhänge zu Diodenlasern zum Speichern von Barium-Ionen

Nachfolgend wird in diesem Unterkapitel näher auf die verwendeten Geräte und Materialien der aufgebauten Laser zum Speichern von Barium-Ionen eingegangen

³Näherung für Strahlen, die kleine Abstände von der optischen Achse aufweisen und kleine Winkel zu dieser bilden.

und die Aufbauten der einzelnen Laser diskutiert. Weiter wird die Verschaltung der integrierten akusto-optischen Modulatoren beschrieben.

C.2.1 Geräte, Materialien und Abbildungen der Laseraufbauten

493 nm Laser:

- Laser - kommerzielles System von Tui Optics (jetzt Toptica) Laser bei 986 nm
- Faraday Isolator - Fa. Gsänger
- Strahlteiler - 70:30, BK7-Glas
- Faserkollimator - Schäfter-Kirchhoff, "60FC-4-M5-33", FC-APC-Anschluss, Objektiv $f = 5$ mm, $NA = 0,25$, AR 390 - 670 nm
- optische Faser - Thorlabs, "PM460-HP", APC Faser
- AOM - intern: IntraAction, "ATM-801A2", extern: Isomet, "1250"

650 nm Laser:

- Laserdiode - Sanyo, "DL-3147-021", 645 nm
- Kollimator - Optima Optics, "336-1027-660"
- Gitter - Zeiss, "263232yy51 024", 2100 Linien/mm
- Faraday Isolator - Thorlabs, "ISO-04-650-LP"
- Strahlteiler - 50:50, BK7-Glas
- Faserkollimator - Schäfter-Kirchhoff, "60FC-4-A6,2S-02", FC-APC-Anschluss, Objektiv $f = 6,16$ mm, $NA = 0,3$, AR 600 - 1050 nm
- optische Faser - Thorlabs, "PM630-HP", APC Faser
- AOM - Isomet, "1250"

791 nm Laser:

- Laserdiode - Eagleyard, "Eyp-RWL-0790-00100-1500-SOT02-0000", 790 nm
- Kollimator - Optima Optics, "336-1027-785"

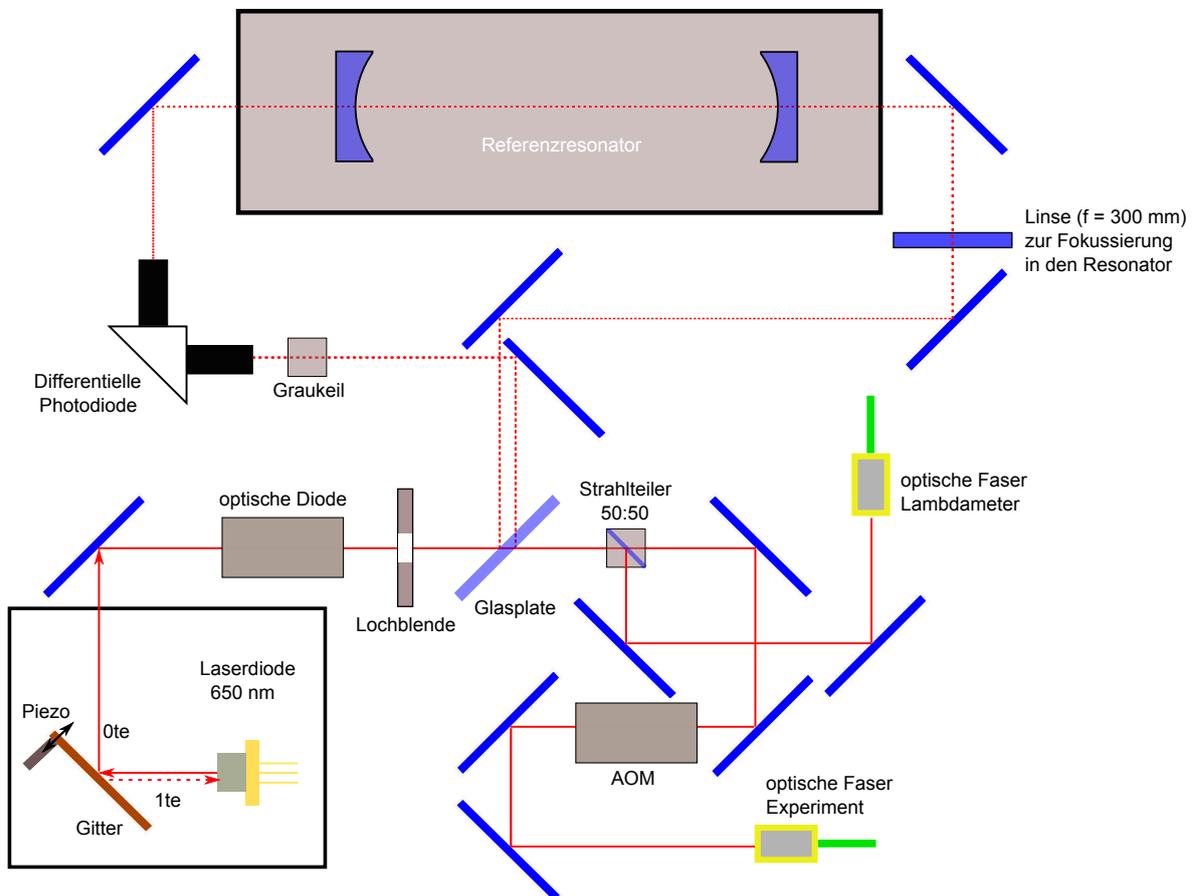


Abbildung C.3: Aufbau des als Rückpumpplaser für $^{138}\text{Ba}^+$ -Ion verwendeten Lasers bei 650 nm. Eine Laserdiode bei 650 nm wird mittels Gitter in Littrow-Konfiguration betrieben. Nach einer optischen Diode um die Laserdiode vor Rückreflexen zu schützen, wird eine Lochblende zur Strahlformung verwendet. Mittels einer Glasplatte werden zwei Reflexe erzeugt, wobei ein Reflex mit einer Linse ($f = 300$ mm) in den Referenzresonator eingekoppelt wird. Das transmittierte Licht wird mit einer differentiellen Photodiode detektiert, von dem der andere, mittels Graukeil abgeschwächte, Reflex als Hintergrundsignal korrigiert wird. Mittels eines 50:50-Strahlteilers wird der Hauptstrahl in zwei Teilstrahlen getrennt und diese jeweils in optische Fasern eingekoppelt, die zum Lambdameter und zur Überlagerungseinheit am Experiment geschickt werden mit einem zusätzlichen Durchgang durch ein AOM zum Schalten der Laserintensität an der Falle.

- Gitter - Thorlabs, "GH25-18V", 1800 Linien/mm
- Faraday Isolator - Newport, "ISO-04-780-LP"
- Strahlteiler - 70:30, BK7-Glas
- Faserkollimator - Schäfter-Kirchhoff, "60FC-4-M5-10", FC-APC-Anschluss, Objektiv $f = 5$ mm, $NA = 0,25$, AR 630 - 980 nm
- optische Faser - Thorlabs, "PM630-HP", APC Faser

C.2.2 AOM-Systeme der Laser zum Speichern von Barium-Ionen

Nachfolgend werden die in den Lasern zum Speichern von Barium-Ionen integrierten Akusto-optische Modulatoren (kurz: AOM) inklusive deren elektrischer Verschaltung besprochen. In einem Modulator erzeugt eine Anregung mit Wellen im radiofrequenten Bereich in einem transparenten Festkörper ein optisches Gitter, welches aus Dichteschwankungen der Welle besteht. Durch die Dichtemodulationen entsteht eine Modulation des Brechungsindex des transparenten Festkörpers. Dadurch wird der durchlaufende Lichtstrahl gebeugt, also abgelenkt und in seiner Frequenz moduliert [221].

Der 493 nm Laser besitzt einen AOM (nachfolgend: intern) vor der Referenzkavität in einem Doppeldurchgang zum Variieren der Laserfrequenz und es wird ein zusätzlicher AOM (nachfolgend: extern) zum Schalten des Lasers aufgebaut. Der interne AOM (IntraAction, "ATM-801 A2") hat eine mittlere Frequenz von 80 MHz und wird von einem Oszillator (Mini-Circuits, "ZX95-100+") versorgt. Dieser liefert bei einer Versorgungsspannung von $V_{cc} = 6,4$ V und einer Modulationsspannung von $V_{tune} = 9,5$ V die gewünschten 80 MHz bei einer Leistung von 9,2 dBm, die von einem nachfolgenden Verstärker (Kalmus, "706FC") um 34 dB erhöht wird. Der externe AOM (Abb. C.4) ist ein 200 MHz AOM (Isomet, "1250", [222]). Versorgt wird dieser von einem Oszillator (Miteq, "OTV 150-250 MHz"), der mit der Versorgungsspannung von $V_{cc} = 12$ V und einer Modulationsspannung von $V_{tune} = 3,3$ V betrieben wird und mit einem Verstärker (Mini-circuits, "AMP ZHL-1-2W") um 29 dB auf 26,5 dBm erhöht wird, mit einer vorherigen Abschwächung um 10 dB.

Der AOM zum Schalten des 650 nm Lasers ist identisch mit dem externen des 493 nm Lasers. Aufgrund der anderen Wellenlänge wird eine Modulationsspannung von $V_{tune}=2,6$ V des Oszillators verwendet. Mit einer vorherigen Abschwächung von -10 dB wird um 34 dB (Mini-Circuits, "HP-AMP ZHL-03-5WF") auf 31,5 dBm verstärkt.

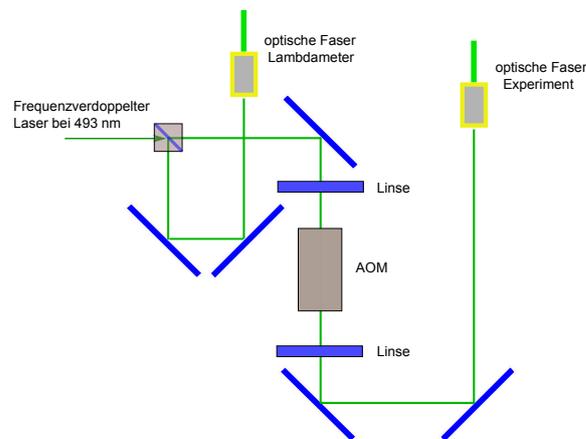


Abbildung C.4: Optischer Aufbau des Acusto-optischen Modulators (kurz: AOM) zum Schalten des durch eine Faser transmittierten Lichts bei 493 nm. Der frequenzverdoppelte Laser wird mittels eines Strahlteilers (50:50) in zwei Teilstrahlen separiert, von dem ein Teil in eine Faser zur Wellenlängenmessung eingekoppelt wird. Der andere Teilstrahl geht, fokussiert mit einer Linse (BK-7 Glas, $f = 100$ mm), durch ein AOM und wird ebenfalls in eine Faser eingekoppelt, mit der das Laserlicht zum Experiment geleitet wird.

Geschaltet werden die externen Modulatoren, indem ein zusätzlicher digitaler Schalter (Mini-Circuits, "ZASW-2-50DR+") hinter die Oszillatoren geschaltet werden, die mittels einer digitalen Spannung, rechnergesteuert vom AdWin-System kommend, die Leistung zum AOM durchlassen oder blocken können, wodurch die Laser mit einem digitalen Signal geschaltet werden können.

C.3 Anhänge zu Diodenlasern zum Speichern von Ytterbium-Ionen

C.3.1 Abbildungen der Laseraufbauten der zum Speichern von Ytterbium-Ionen genutzten Diodenlasern

In diesem Unterkapitel werden die Abbildungen der Laseraufbauten der zum Speichern von Ytterbium-Ionen notwendigen Laser des Mikrofallen-Experiments aus Kap. 4.1.3 präsentiert. Es werden ein Kühlaser bei 369 nm (Abb. C.5), ein Rückpumplaser bei 935 nm (Abb. C.6) und ein Ionisationslaser bei 399 nm (Abb. C.7) dargestellt.

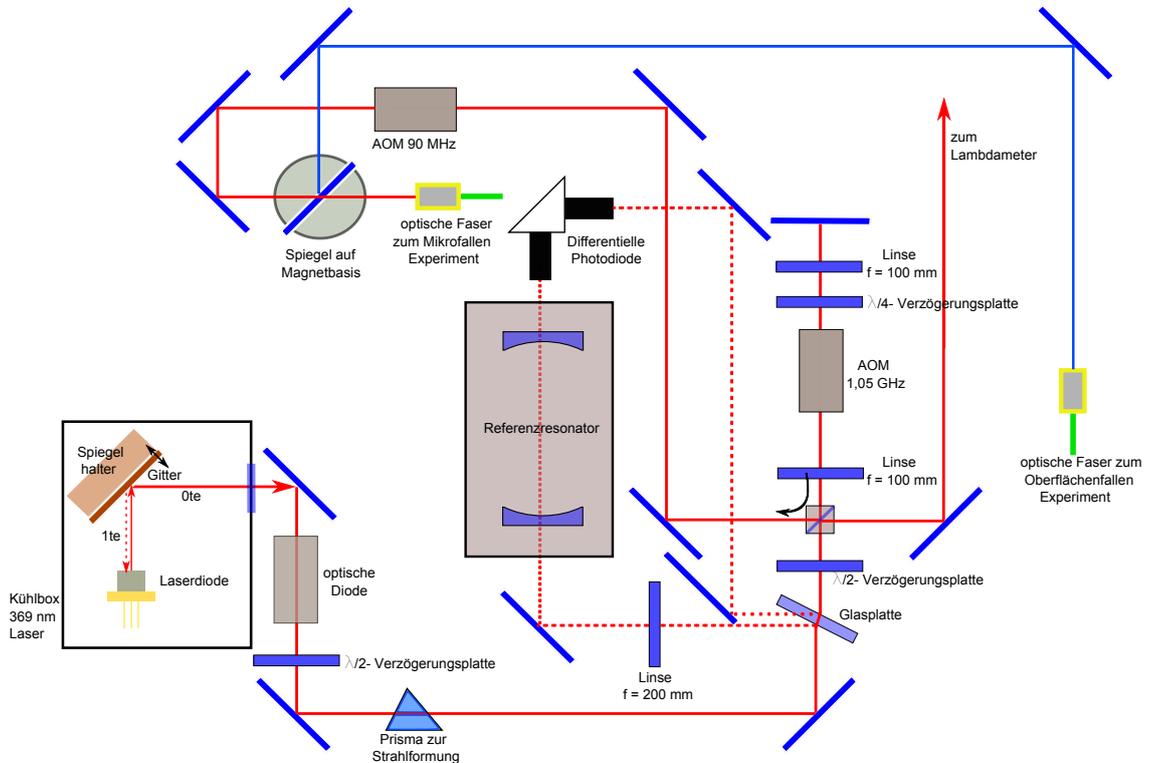


Abbildung C.5: Aufbau der Strahlenganges des gekühlten 369 nm Lasers im Mikrofallen-Experiment. Das Laserlicht wird aus einer Diode in einem gekühlten Aufbau mittels optischem Gitter in einer Littrow-Konfiguration ausgekoppelt. Nach einer optischen Diode und einem Prisma zur Strahlformung werden mit einer Glasplatte zwei Reflexe erzeugt (gestrichelter Strahlengang), die zur Stabilisierung auf einen Referenzresonator verwendet werden. Ein Reflex wird mit einer $f = 200$ mm Linse in den Resonator fokussiert, während der andere als Hintergrundsignal detektiert wird. Das durch die Glasplatte transmittierte Licht wird mit einem PBS und einer vorherigen $\lambda/2$ -Verzögerungsplatte in einen Teilstrahl fürs Lambdameter und in einen Hauptstrahl separiert, der einen AOM bei 1,05 GHz in einem Doppeldurchgang durchläuft. Zur Fokussierung in den AOM werden Linsen mit $f = 100$ mm Brennweite verwendet und aufgrund einer $\lambda/4$ -Verzögerungsplatte, die zweimal durchlaufen wird, wird der reflektierte Hauptstrahl nach links (schwarzer Pfeil) im PBS abgelenkt und anschließend durch einen AOM bei 90 MHz gesendet, wonach die Einkopplung in eine Faser zum Mikrofallen-Experiment erfolgt. Vor der Faser wird ein Spiegel auf einer Magnetbasis montiert, wodurch der Laserstrahl abgezweigt (blauer Strahlengang) und über eine 15 m lange Faser zum Oberflächenfallen-Experiment geschickt werden kann.

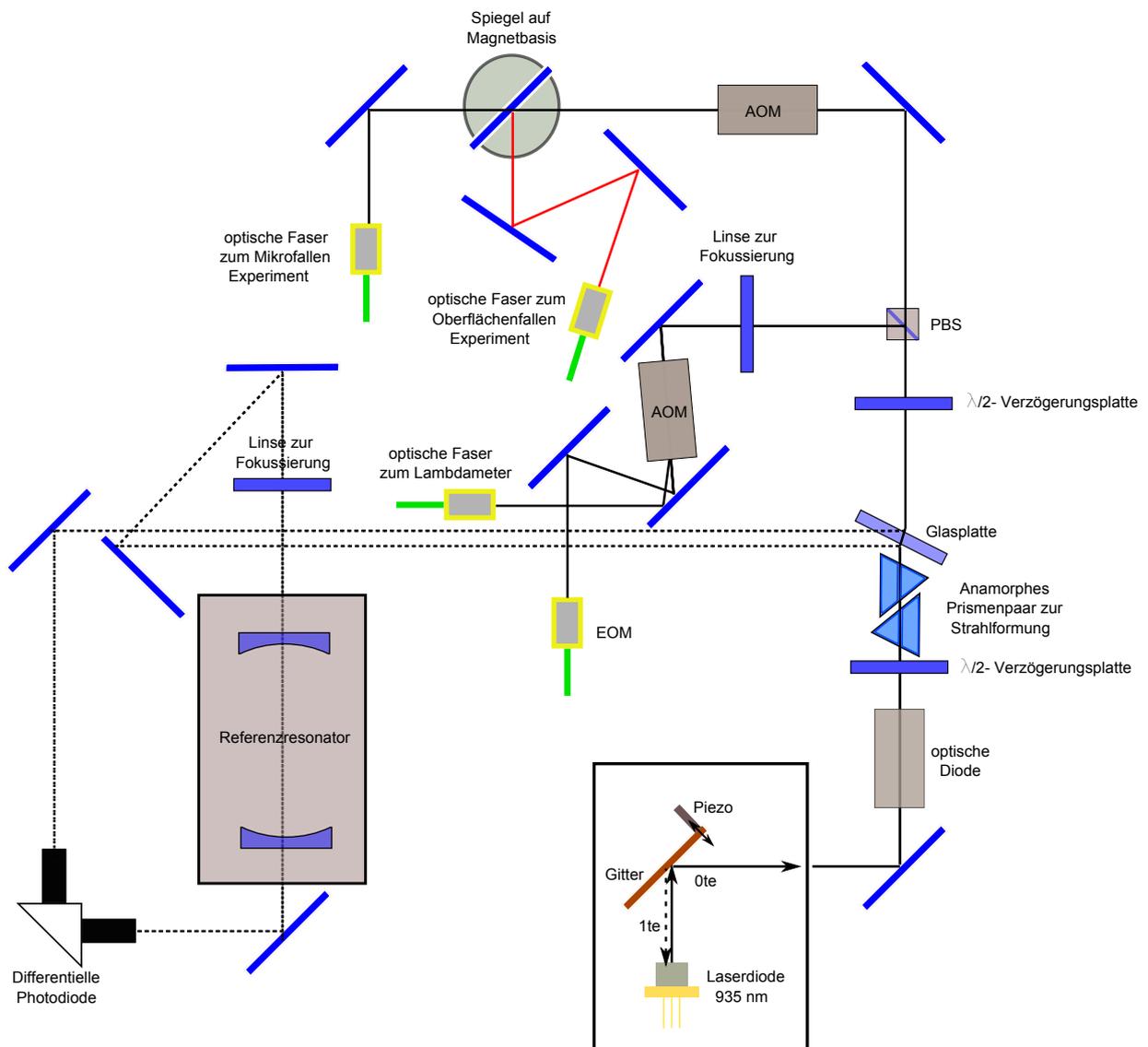


Abbildung C.6: Aufbau der Strahlenganges des 935 nm Rückpump lasers im Mikrofallen-Experiment. Nach der Laserbox befindet sich eine optische Diode zum Schutz vor Rückreflexen. Ein anamorphes Prismenpaar wird zur Strahlformung verwendet. Mittels einer Glasscheibe werden zwei Reflexe erzeugt (gestrichelter Strahlengang), die zur Frequenzstabilisierung genutzt werden, wobei ein Reflex in den Referenzresonator fokussiert wird und der andere als Hintergrundsignal detektiert wird. Mit einem PBS und einer vorherigen $\lambda/2$ -Verzögerungsplatte, die das Verzweigungsverhältnis einstellt, wird ein Teilstrahl fürs Lambdameter ausgekoppelt. Dieser durchläuft einen AOM bei 80 MHz, um eine identischen Frequenzverschiebung zu erhalten, wie der Hauptstrahl, der ebenfalls einen AOM bei 80 MHz durchläuft, der zum Schalten des Lasers genutzt wird. Der Hauptstrahl wird hinter dem AOM mittels eines Spiegels auf einer Magnetbasis abgelenkt (roter Strahlengang) und dieser kann in eine Faser eingekoppelt und zum Oberflächenfallen-Experiment gesendet werden.

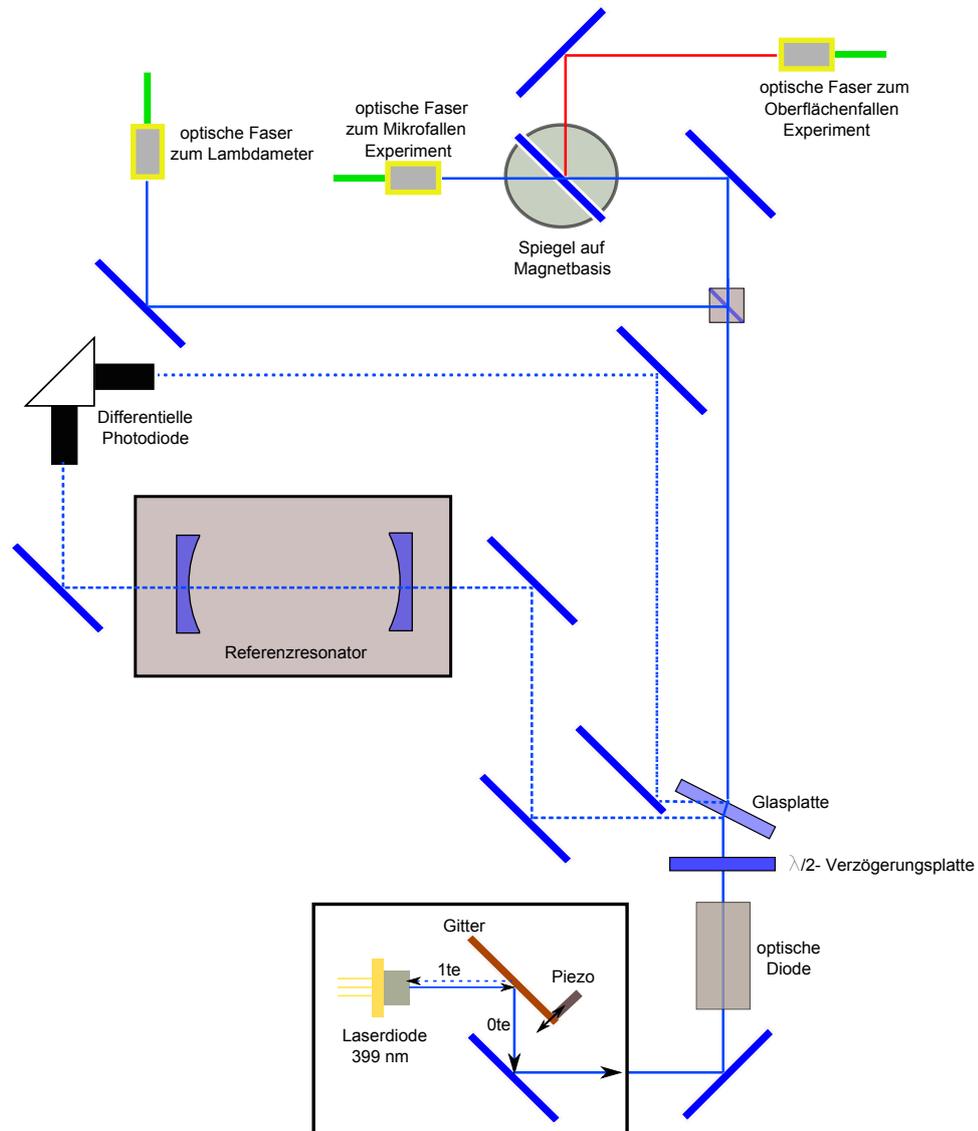


Abbildung C.7: Aufbau der Strahlenganges des 399 nm Ionisationslasers im Mikrofallen-Experiment. Analog zu den vorherigen Lasersystemen wird auch hier eine optische Diode verwendet und mittels einer Glasplatte zwei Reflexe zur Frequenzstabilisierung auf einen Referenzresonator erzeugt. Über einen Strahlteiler wird der Hauptstrahl in jeweils einen Arm für das Lambdameter und das Experiment geteilt, die in optische Fasern eingekoppelt werden. Identisch zu den vorherigen Lasersystemen wird auch hier mittels eines Spiegels, auf einer Magnetbasis montiert, der Strahl zum Oberflächenfallen-Experiment abgezweigt (roter Strahlengang) und in eine 10 m lange, optische Faser zur Überlagerungseinheit des Oberflächenfallen-Experiments geleitet.

f (%)	τ (°C)	f (%)	τ (°C)
1	-37,92	40	5,99
5	-20,84	45	7,70
10	-12,57	50	9,25
15	- 7,44	55	10,68
20	- 3,65	60	12,00
25	- 0,63	65	13,22
30	1,89	70	14,36
35	4,07	75	15,43

Tabelle C.1: Werte des Taupunktes τ berechnet nach der Magnus-Formel als Funktion der relativen Luftfeuchtigkeit f bei einer Lufttemperatur von $T = 20$ °C [166].

C.3.2 Anhänge zum aufgebauten 369 nm Kühllaser

Magnus-Formel

Um die notwendige Kühlung der Laserdiode durchzuführen, muss vorher bestimmt werden, welche Luftfeuchtigkeit in der Kühlbox vorherrschen darf, damit die Diode durch kondensiertes Wasser keinen Schaden nimmt. Die Magnus-Formel [166] liefert den Taupunkt τ von Wasser in Abhängigkeit von relativer Luftfeuchtigkeit f und Lufttemperatur T

$$\tau(f, T) = \frac{241,2 \cdot \ln(f/100\%) + 422,03716 \cdot \frac{T}{241,2 + T}}{17,5043 - \ln(f/100\%) - 17,5043 \cdot \frac{T}{241,2 + T}}. \quad (\text{C.4})$$

Bei einer Lufttemperatur von beispielsweise $T = 20$ °C liegt der Taupunkt bei einer durchschnittlichen relativen Luftfeuchtigkeit von $f = 60\%$ bei $\tau = 12$ °C. In Tab. C.1 sind die Taupunkttemperaturen bei unterschiedlichen relativen Luftfeuchtigkeiten bei der Lufttemperatur 20 °C aufgetragen.

Messung der temperaturabhängigen Laserschwellen

Nachfolgend wird das Verhalten der 369 nm Laserdiode aus Kap. 4.1.3 bei Reduktion der Temperatur untersucht. Es wird bei einer freilaufenden Laserdiode die Ausgangsleistung als Funktion des Stromes bei einer bestimmten Temperatur T gemessen (Abb. C.8 links). Tab. C.2 stellt die ermittelten Schwellenströme bei verschiedenen Regeltemperatur dar. In Abb. C.8 rechts ist die gemessene Wellenlänge als Funktion der Temperatur dargestellt. Es kann eine Gerade mit $g_\lambda(T) = 0,059(8) \text{ [nm/°C]} \cdot T \text{ [°C]} + 370,4 \text{ [nm]}$ angefitet werden. Die Steigung entspricht nahezu dem Wert des Datenblattes dieser Diode, in dem am Beispiel einer einzelnen Diode eine Temperaturabhängigkeit zu 0,0468 nm/K bestimmt wird.

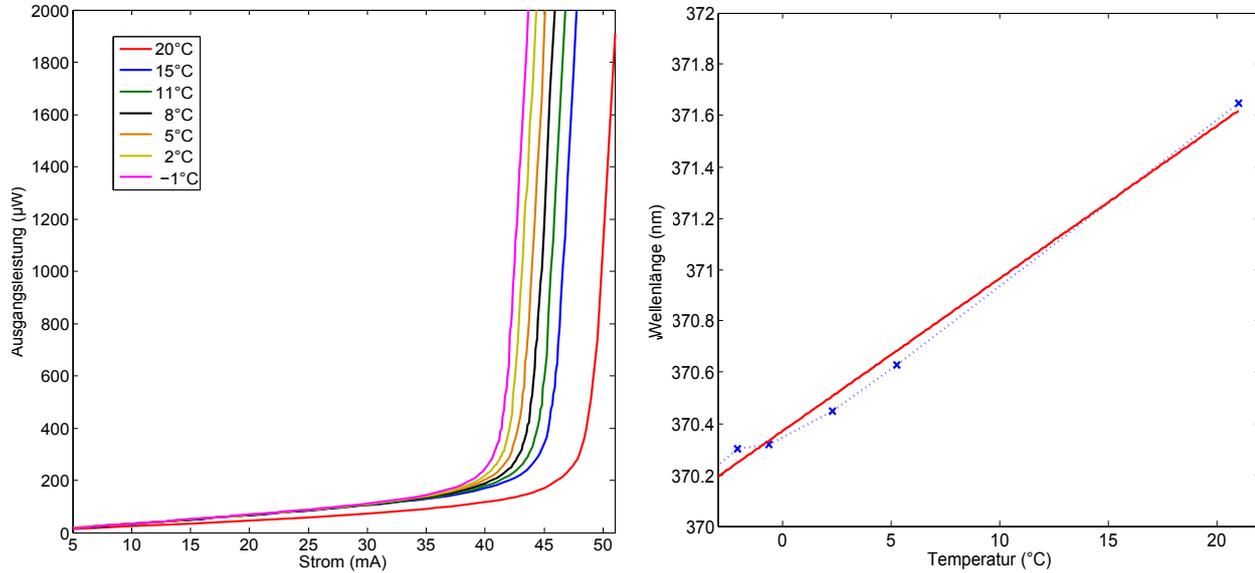


Abbildung C.8: Links: Gemessene Ausgangsleistung der 369 nm Laserdiode als Funktion des Diodenstromes mit der Regeltemperatur als Parameter. Rechts: Gemessene Wellenlänge als Funktion der Regeltemperatur bei einem eingestellten Strom um 47 mA. Eine Gerade kann an die Datenpunkte gefittet werden. Aufgrund von beobachteten Modensprüngen muss der Strom um bis zu 0,5 mA während der Messung verändert werden. Eine Reduktion der Wellenlänge um $(0,059 \pm 0,008)$ nm/K wird bestimmt.

Temperatur (°C)	I_{th} (mA)
21,0	48,3
14,8	45,6
11,5	44,6
8,3	43,7
2,3	41,9
-0,6	41,5

Tabelle C.2: Auflistung der aus Abb. C.8 ermittelten Schwellenströme bei verschiedenen Temperaturen.

Spiegel - Wellenlänge	Reflektion unter 45°	Transmission des Spiegels	Result. Leistung
1. Laseroptik "KPHR" 980-1070nm - 986 nm	99,8% - 986 nm	91% - 650 nm	91% - 650 nm 99,8% - 986 nm
2. "a624"- 791 nm	99,8% - 791 nm	90% - 986 nm 85% - 650 nm	89,8% - 986 nm 77,4% - 650 nm 99,8% - 791 nm
3. "b233"- 493 nm	99,8% - 493 nm	93% - 986 nm 88% - 650 nm 91% - 791 nm	83,5% - 986 nm 68,1% - 650 nm 90,8% - 791 nm 99,8% - 493 nm

Tabelle C.3: Vermessene Reflektionen und Transmissionen der verwendeten, beschichteten Spiegel in der Überlagerungseinheit des Barium-Elements für das Lambdame-
ter.

C.4 Spiegel der Überlagerungseinheiten

Die Überlagerungseinheiten werden genutzt, um die verwendeten Laser im Nah- und Fernfeld auf die gleiche Ortsposition zu bringen. Es werden Einheiten auf Basis von Mikrobanksystemen (Fa. Linos) fürs das Barium-Element jeweils für das Lambdameter und für das Experiment und für das Ytterbium-Element für das Experiment aufgebaut.

C.4.1 Überlagerungseinheiten für das Barium-Element

Für das Barium-Element werden zwei Einheiten aufgebaut, wobei die Einheit fürs Experiment nur aus einem einzelnen Spiegel (b233) besteht, der Licht bei 650 nm mit 88 % transmittiert und Licht bei 493 nm mit 99,8 % unter 45° reflektiert. Die Laser zur Ionisation erreichen die Falle durch das entgegengesetzte Sichtfenster der Vakuumkammer. In der zweiten Überlagerungseinheit für das Lambdameter wird der Kühllaser bei 493 nm abschließend auf alle anderen Laser überlagert, um die wenigsten Verluste bei dieser Wellenlänge aufzuweisen. Aufgrund der vorhandenen Spiegel wird der 791 nm Laser auf den 650 nm Laser überlagert. Tab. C.3 stellt die Leistungsverluste bei den jeweiligen Spiegeln der jeweiligen Wellenlängen dar. Die hier verwendeten Spiegel stammen aus dem Vorrat der dielektrischen Spiegel der Arbeitsgruppe Quantenoptik.

C.4.2 Überlagerungseinheit für das Ytterbium-Element

In dieser Überlagerungseinheit wird der Kühllaser bei 369 nm auf alle anderen Laser überlagert, um die wenigsten Verluste bei dieser Wellenlänge aufzuweisen. Auf-

Spiegel - Wellenlänge	Reflektion unter 45°	Transmission des Spiegels	Result. Leistung
1. Thorlabs "FM02" - 638 nm	90% - 638 nm	85% - 399 nm	85% - 399 nm 90% - 638 nm
2. Layertec "A-27242" - 935 nm	99,8% - 935 nm	99% - 399 nm 99% - 638 nm	84,1% - 399 nm 89,1% - 638 nm 99,8% - 935 nm
3. Laser Components "15L369000" - 369 nm	99,8% - 369 nm	99% - 399 nm 99% - 638 nm 99% - 935 nm	83,3% - 399 nm 88,2% - 638 nm 98,9% - 935 nm 99,8% - 369 nm

Tabelle C.4: Reflektion und Transmission der in der Überlagerungseinheit des Ytterbium-Elements für das Experiment verwendeten, beschichteten Spiegel.

grund der Realisierbarkeit der maximalen Transmission wird auf den 399 nm Laser zuerst der 638 nm laser und anschließend der 935 nm Laser überlagert. Die hier verwendeten Spiegel sind hauptsächlich Spezialanfertigungen und in Tab. C.4 dargestellt.

C.5 Anhänge zum Lambdameter der fürs Barium-Element genutzten Laser

C.5.1 Konvertierung der gemessenen Wellenlängen in Vakuumwellenlängen

Die gemessenen Wellenlängen beziehen sich auf die aktuell vorherrschenden atmosphärischen Parameter, wie Druck, Temperatur, relative Luftfeuchtigkeit und CO₂-Anteil der Luft. Damit diese Parameter bei einer Messung nicht immer angegeben werden müssen und vergleichbare absolute Messergebnisse zu haben, wird die gemessene Wellenlänge in eine Vakuumwellenlänge konvertiert. Hierzu ist die Messung der aktuellen Atmosphärenwerte notwendig, wobei die Korrekturen der Temperatur, der relativen Luftfeuchtigkeit und des CO₂-Anteils in der Luft nur einen geringen Anteil ausmachen. Die Druckmessung erfolgt mit einem in [168] entwickelten Drucksensor.

Der in (4.1) errechnete Messwert für die unbekannte Wellenlänge bezieht sich auf einen definierten Wert der Wellenlänge des Helium-Neon Referenzlasers im Vakuum. Um die Luftwellenlänge des Referenzlasers zu berechnen, muss der Brechungsindex der Luft unter Betrachtung der aktuellen atmosphärischen Parameter berechnet werden. Nach [170] gilt für den Brechungsindex unter Berücksichtigung

der Wellenlänge λ (in m)

$$n(\lambda) = n_L = \left(8091,37 + \frac{2333983}{130 - \sigma^2} + \frac{15518}{38,9 - \sigma^2} \right) \cdot 10^{-8} \quad (\text{C.5})$$

mit $\sigma = \frac{100}{\lambda}$. Wird zusätzlich der CO_2 -Anteil x (in %) der Luft berücksichtigt, so ändert sich der Brechungsindex zu

$$n(\lambda, \text{CO}_2) = n_x = n_L \cdot \left(1 + 0,5327 \cdot \left(\frac{x}{100} - 0,0004 \right) \right). \quad (\text{C.6})$$

Bei einer zusätzlicher Betrachtung der Temperatur (in °C) und des Druckes (in Pa) wird der Brechungsindex zu

$$n(\lambda, \text{CO}_2, T, P) = n_{TP} = \frac{n_x \cdot P}{93214,60} \cdot \frac{1 + 10^8 \cdot (0,5953 - 0,009876 \cdot T) \cdot P}{1 + 0,003661 \cdot T} \quad (\text{C.7})$$

geändert. Als letzteres wird die relative Luftfeuchte LF (in %) betrachtet, die die Formel in

$$n(\lambda, \text{CO}_2, T, P, LF) = n_{TP} - f \cdot (3,8020 - 0,0384 \cdot \sigma^2) \cdot 10^{-10} \quad (\text{C.8})$$

verändert, mit $f = \frac{LF}{100} \cdot 611,213 \cdot \exp\left(\frac{17,5043 \cdot T}{241,2 + T}\right)$. Mit Hilfe des so ermittelten Brechungsindex kann die Luftwellenlänge des unbekanntes Lasers mit

$$\lambda_{unb}^{Luft} = \frac{N_{ref}}{N_{unb}} \cdot \frac{\lambda_{ref}^0}{n_{ref}(\lambda_{ref}^0)} \quad (\text{C.9})$$

bestimmt werden. Die Vakuumwellenlänge des unbekanntes Lasers lautet somit:

$$\lambda_{unb}^0 = n_{unb}^0 \cdot \lambda_{unb}^{Luft}, \quad (\text{C.10})$$

wobei der Brechungsindex rekursiv aus λ_{unb}^{Luft} bestimmt wird. Für einen Messwert beispielsweise von $\lambda_{unb} = 369,41975$ nm kann bei Normalbedingungen die Luftwellenlänge $\lambda_{unb}^{Luft} = 369,42535$ nm und die Vakuumwellenlänge $\lambda_{unb}^0 = 369,52419$ nm bestimmt werden.

C.5.2 Multiplexer-Schaltung

Der verwendete Zähler (Phillips, "PM 6680") besitzt nur zwei Kanäle, es kann also nur ein einzelner unbekannter Laser gleichzeitig gemessen werden. Da jedoch mehrere Laser gleichzeitig vermessen werden müssen, wird nacheinander auf den Eingang des Zählers das Photodiodensignal eines jeweils anderen Lasers

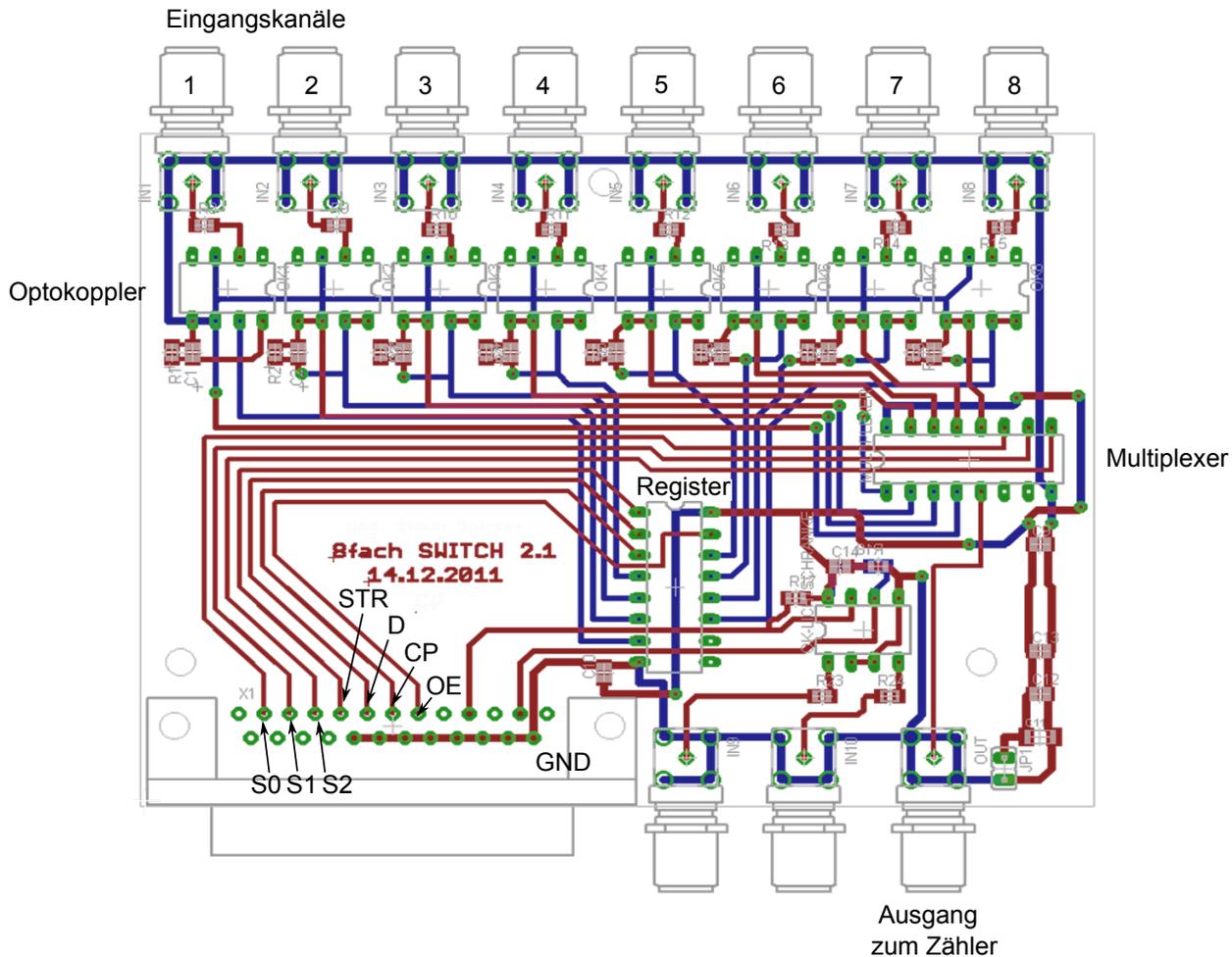


Abbildung C.9: Multiplexer zum Schalten zwischen den verschiedenen Photodiodensignalen der Laser, die nacheinander zum Zähler geschickt werden. Eine Beschreibung der Schaltung findet sich im Text.

gegeben, wobei das Signal des Referenzlasers unverändert gelassen wird. Hierzu wird eine Schaltung auf Basis einer Registers "74HC4094" und eines Multiplexers "74HC251" entworfen⁴. Damit kein Übersprechen zwischen den einzelnen Kanälen passiert, werden die Eingangssignale mittels Optokopplern "6N137" voneinander galvanisch getrennt. Abb. C.9 präsentiert das zugehörige Schaltbild.

Gesteuert werden die Optokoppler über das Register, in welches mittels Anlegen von digitalen Pulsen (an die "CLK", "D", "STR" und "OE"-Eingängen) eine Bitfol-

⁴Entwicklung einer ersten Version von Dipl. Phys. Christian Piltz, Mitarbeiter Arbeitsgruppe Quantenoptik; Weiterentwicklung von Simon Spitzer, studentische Hilfskraft, elektronische Werkstatt, Universität Siegen.

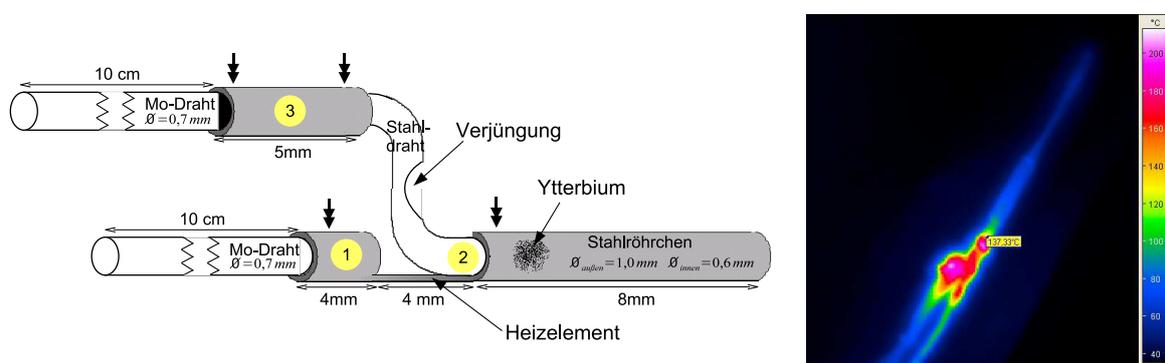


Abbildung C.10: Links: Zeichnung der Verdampfungssofens aus nicht magnetisierbarem Stahl aus [174]. In ein Stahlröhrchen wird eine Aussparung gearbeitet (Heizelement) und mit einem zweiten Röhrchen über einen Stahldraht verbunden. Rechts: Aufnahme des mit 1,5 A betriebenen Ofens mit einer Wärmebildkamera, an der die Temperatur des Heizelements bestimmt werden kann [174].

ge geladen wird, die entscheidet welcher Optokopler in welcher Reihenfolge geöffnet wird, also welches Photodiodesignal zum Multiplexer gesendet wird. Dort wird ebenfalls über eine Anordnung von digitalen Pulsen (an die "S0", "S1" und "S2"-Eingänge) eingestellt, welches von den anliegenden Signalen an den Ausgang zum Zähler geschickt wird. Maximal können, begrenzt durch das Register, acht Photodiodesignale an die Schaltung angeschlossen werden. Geschaltet wird mittels digitaler Signale, erzeugt durch das DIO-Modul des AdWin-System (siehe Kap.4.4.2) mit einer gewählten Messzeit von 1 s für jeden Laser.

C.6 Anhänge zum Verdampfungssofen

Der Verdampfungssofen ist im Rahmen einer Masterarbeit aufgebaut worden [174]. Zwei Röhrchen aus nicht magnetisierbarem Stahl werden über einen verjüngten Stahldraht miteinander mittels Laserschweißen verbunden (Abb.C.10 links). Eines der beiden Röhrchen wird mit dem gewünschten Element befüllt, indem der Festkörper mit einer Pfeife abgetragen wird und das so erhaltene Pulver mittels einer Unterlage in das Röhrchen geschüttet wird. Abb. C.10 rechts präsentiert ein Wärmebild des Ofens, durch den ein Strom von 1,5 A gesendet wird. Es ist das Heizelement zu sehen, welches die wärmste Stelle des Ofens darstellt.

Vakuumklasse	Druck (mbar)	Teilchen (cm ³)	mittlere freie Weglänge (m)
Atmosphäre	1013,25	$2,7 \cdot 10^{19}$	$6,8 \cdot 10^{-8}$
Grobvakuum (GV)	300 - 1	$10^{19} - 10^{16}$	$10^{-8} - 10^{-4}$
Feinvakuum (FV)	$1 - 10^{-3}$	$10^{16} - 10^{13}$	$10^{-4} - 10^{-1}$
Hochvakuum (HV)	$10^{-3} - 10^{-7}$	$10^{13} - 10^9$	$10^{-1} - 10^3$
Ultrahochvakuum (UHV)	$10^{-7} - 10^{-12}$	$10^9 - 10^4$	$10^3 - 10^8$
extrem hohes Vakuum (XHV)	$< 10^{-12}$	$< 10^4$	$> 10^8$

Tabelle C.5: Vakuumklassen definiert über den Druck mit zugehöriger Teilchenanzahl pro Volumen und mittlerer freier Weglänge [173].

Werkstoff-Nummer	DIN EN ISO 3506	AISI	Stahlgruppe	Magnetisierbarkeit
1.4301	X5CrNi18-10	304	A2	vorhanden
1.4401	X5CrNiMo17-12-2	316	A4	wenig vorhanden
1.4404	X2CrNiMo17-12-2	316L	A4	wenig vorhanden
1.4429	X2CrNiMoN17-13-3	316LN	A4	kaum vorhanden

Tabelle C.6: Edeldstahlsorten nach deutscher Werkstoff Bezeichnung und der amerikanischen Bezeichnung "AISI" [223]. Zusätzlich ist die Stahlgruppe aufgelistet, die die Stahlsorten für Schrauben definieren. Darüber hinaus ist die Information bezüglich Magnetisierbarkeit für die aufgelisteten Werkstoffe angegeben [173].

C.7 Analyse der Restgaszusammensetzung in der Vakuumkammer mittels Massenspektrometer

C.7.1 Vakuumklassen und Stahlsorten

In diesem Unterkapitel werden die verschiedenen Vakuumbereiche definiert und die dazugehörigen freien Weglängen der Restgase präsentiert (Tab. C.5). Mindestens ein Vakuum im UHV-Bereich ist zum Experimentieren mit gespeicherten Ionen notwendig. Desweiteren werden in Tab. C.6 die möglichen Edeldstahlsorten für die Vakuumkammer dargestellt. Für die Kammer selbst und für metallische Verbindungsstücke in der Kammer ist nur die Stahlsorte "1.4429" geeignet, da diese als einzige Sorte als "kaum magnetisierbar" in der Literatur definiert wird.

C.7.2 Massenzusammensetzung des Druckes

Mittels eines Massenspektrometers (Pfeiffer, "Prisma Plus") kann vor, während und nach dem Backvorgang der Vakuumkammer die Massenzusammensetzung des Druckes untersucht und diese somit auf Verunreinigungen und Lecks untersucht

Molekül	vor Backen	bei 140 °C	bei 140 °C nach 5 Tagen	runtergekühlt
H ₂	$1,17 \cdot 10^{-8}$	$1,87 \cdot 10^{-9}$	$1,27 \cdot 10^{-10}$	$3,68 \cdot 10^{-12}$
H ₂ O	$6,57 \cdot 10^{-8}$	$1,41 \cdot 10^{-9}$	$3,24 \cdot 10^{-11}$	$2,68 \cdot 10^{-12}$
N ₂	$7,74 \cdot 10^{-9}$	$8,88 \cdot 10^{-10}$	$1,91 \cdot 10^{-10}$	$2,59 \cdot 10^{-12}$
O ₂	—	$2,69 \cdot 10^{-11}$	$1,27 \cdot 10^{-11}$	$3,21 \cdot 10^{-13}$
Aceton	$1,05 \cdot 10^{-9}$	$4,32 \cdot 10^{-10}$	$7,60 \cdot 10^{-12}$	$1,24 \cdot 10^{-12}$

Tabelle C.7: Detektierte Ionenströme in Ampere von identifizierten Moleküle aus Abb. C.11. Das Backen bringt eine Reduktion des Ionenstroms und somit auch des Druckes um 3-4 Größenordnungen.

werden. Das Massenspektrometer ist an einen externen Pumpstand angeschlossen, an dem eine Turbomolekularpumpe (Pfeiffer, "TMP 071P") das Vakuum erzeugt. Der Pumpstand ist an die Kammer, die sich während des Backprozesses in einem Ausheizofen (Binder, "FED 400") befindet, über einen Wellschlauch angeschlossen. Die Verbindung kann an der Kammer über ein UHV-Ventil (Hositrad, "VMD38") geschlossen werden. Abb. C.11 links oben zeigt die Massenzusammensetzung des Druckes vor dem Ausbacken, wobei der detektierte Ionenstrom ein Indiz für die Anzahl der Teilchen mit der Masse m darstellt. Weiter wird das Spektrum der Zusammensetzung in der auf 140 °C geheizten Kammer direkt nach dem Erreichen der Temperatur (unten links) und nach einer Pumpdauer von fünf Tagen (unten rechts) dargestellt. Rechts oben ist die Massenzusammensetzung des erneut runtergekühlten Systems präsentiert. Identifizierte Moleküle sind in die Abbildungen eingezeichnet. Tab. C.7 stellt die detektierten Ionenströme der Moleküle bei den jeweiligen Pumpschritten dar. Es kann gezeigt werden, dass das Wasser aus dem System gepumpt wird, dass kein Leck existiert, da der Massenfaktor zwischen Stickstoff und Sauerstoff mit ≈ 8 ist (Massenfaktor in der Luft ist 4), was nicht auf ein Leck hindeutet und dass geringe Mengen des Lösemittels Aceton im System nach dem Backen zu finden sind. Das Backen bringt eine Reduktion des Ionenstroms und somit auch des Druckes um 3-4 Größenordnungen.

C.7.3 Temperaturabhängigkeit des Druckes

Wie im vorherigen Unterabschnitt gezeigt, steigt der Druck und somit die Anzahl der Restgasmoleküle in der Kammer mit der Temperatur. Ursache hierfür ist, dass die chemische Bindung der auf Flächen in der Kammer haftende Moleküle mit der Temperatur gelöst wird. Abb. C.12 zeigen den Aufheiz- und den Kühlvorgang der Kammer mit einem Temperaturgradienten von 2 °C pro 10 Minuten. Werden beide Druckanstieg logarithmisch aufgetragen, kann der Anstieg bzw. Abfall mit einer Gerade angenähert werden. Typischerweise erniedrigt sich der Druck um eine Grö-

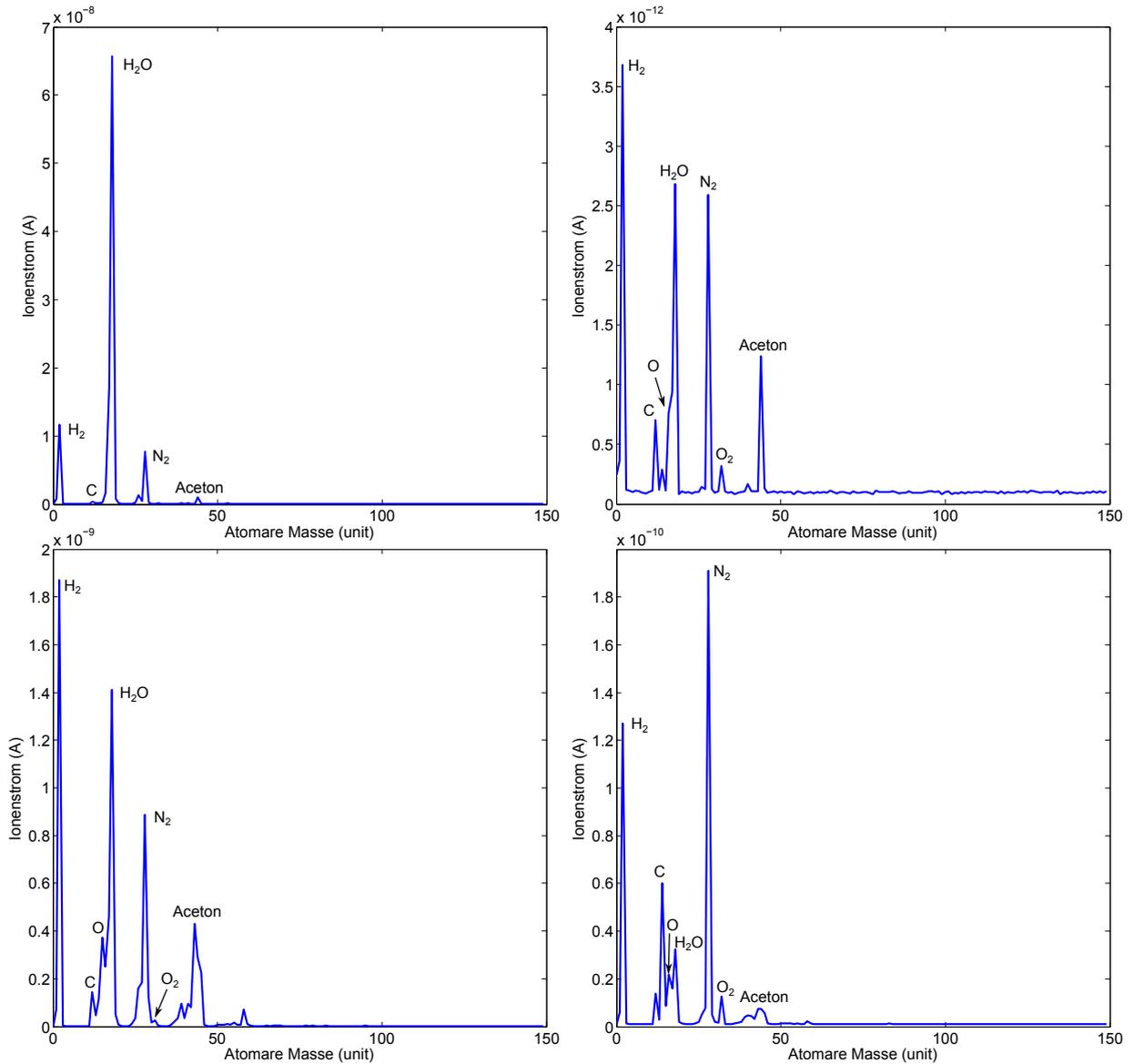


Abbildung C.11: Massenzusammensetzung des Druckes aufgenommen mit einem Massenspektrometer. Es wird der detektierte Ionenstrom gegen die Massenzahl in unit dargestellt, wobei der Strom linear zu der Anzahl der Teilchen der Masse m ist. Oben links: vor dem Backen, unten links: auf 140 °C geheizt, unten rechts: bei 140 °C nach einer Pumpdauer von 5 Tagen, oben rechts: die auf Raumtemperatur gekühlte Kammer. Die identifizierten Massen sind jeweils eingezeichnet.

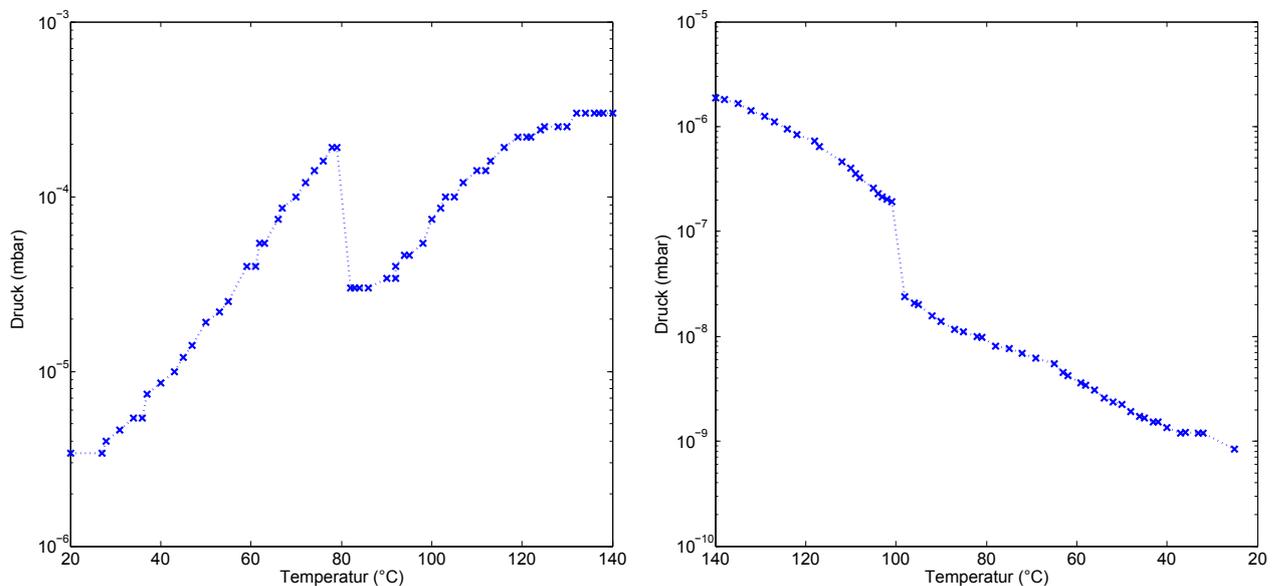


Abbildung C.12: Temperaturabhängigkeit des Druckes gemessen mit einem Druckmesskopf an der verwendeten Turbomolekularpumpe für den Aufheizvorgang (links) und mit dem Heiß-Kathoden-Messkopf für den Kühlvorgang (rechts) bei einem Temperaturgradienten von 2 °C pro 10 Minuten. Der Ausheizvorgang wird 20 Stunden nach Anschalten der Turbomolekularpumpe begonnen. Der Druckabfall bei 80 °C hat die Ursache in einer Wartezeit über Nacht. Nachdem die Kammer für 5 Tage auf 140 °C geheizt wird, wird der Abkühlvorgang gestartet. Ein Druckabfall beim Runterkühlen bei 100 °C wird durch Reinigen des Messkopfs ("degass") verursacht. In der logarithmischen Darstellung können beide funktionalen Zusammenhänge durch Geraden angenähert werden.

Benordnung bei einem Temperaturunterschied von 50 °C.

C.7.4 Methoden der Lecksuche

In den vorherigen Abschnitten wird der Ausheizprozess demonstriert und das Restgas in der Kammer analysiert. Ein Leck ist nicht vorgekommen. Falls sich jedoch der Druck beim Runterkühlen nicht, wie in Abb. C.12 dargestellt, reduziert, ist ein Leck in der Kammer vorhanden. Dies können Brüche oder Haarrisse in der Kammerwand sein, falsch oder schlecht zusammengebaute Vakuumteile, die Kratzer im Kupferdichtring verursachen können, defekte Durchführungen oder virtuelle Lecks in der Kammer sein. Eine grobe Methode bei hohen Drücken, wie beispielsweise direkt nach dem Zusammenbau, ist Aceton in die Verbindungsstücke der Flansche zu tropfen, wobei bei einem Leck der Druck instantan um 1 bis 2 Größenordnungen

steigt. Ein Nachweis bei kleinen Drücken erfolgt über die Zusammensetzung von Stickstoff und Sauerstoff in Luft mittels eines Massenspektrometers. Ist ein Leck mittels Massenspektrometer detektiert, muss die Ursache dieses Lecks gefunden werden. Hierzu eignet sich der Helium Lecktest, ebenfalls mit dem Massenspektrometer durchgeführt. Mittels einer feine Kapillaren wird die Kammer von Außen mit Helium gespült. Da Helium ein kleines Atom ist, diffundiert es kontinuierlich in die Kammer. Ist ein Leck vorhanden, so steigt instantan der Messwert um 1 bis 2 Größenordnungen, und das Leck kann zur Behebung lokalisiert werden. Virtuelle Lecks in der Kammer können mit dieser Methode nicht lokalisiert werden und die Kammer muss erneut geöffnet werden.

C.8 Elektrische Verschaltung der Gleichspannungen an die Oberflächenfalle

In diesem Unterkapitel wird auf die Verschaltung der Gleichspannungspotentiale der Oberflächenfalle eingegangen. Es werden zehn unterschiedliche Potential von den analogen Ausgangskarten des kommerziellen AdWin-Systems erzeugt. Um diese unterschiedlichen Potentiale auf die verschiedenen Elektroden zu übertragen, wird sich einer Routerplatine bedient, die mittels Drahtbrücken die ursprünglichen zehn Potentialen auf drei Sub-D Stecker mit jeweils 25 Pins übertragen kann. Das Konzept⁵ demonstriert seine Funktionalität im benachbarten "Mikrofallen" Experiment [185]. Abb. C.13 präsentiert die Routerplatine. Tab. C.8 gibt eine Übersicht über die Steckerreihen und die entsprechende Verbindung zu den Pins der Sub-D Stecker.

C.9 Stabilität des verwendeten Stromgenerators

Die Stabilität des Stromgenerators (ELV, "PPS 5330", [135]) muss vermessen werden, um zu entscheiden, ob dieser für die Erzeugung der Ströme für die Fallenstruktur geeignet ist. Mit einem Strommessgerät mit einer Auflösung im μA Bereich (Keithley, "Multimeter 2000") kann die Stabilität des Stromgenerators in einem Zeitraum von 1 h zu $\Delta I/I = (5,08 \pm 0,07) \cdot 10^{-2}$ vermessen werden (Abb. C.14) [131], die im Rahmen einer Beurteilung in Hinblick auf einen möglichen Einsatz in der Galvanik durchgeführt wird.

⁵Entwickelt von Dr. M. Johanning, Akademischer Rat, Arbeitsgruppe Quantenoptik, Prof. Wunderlich, Universität Siegen.

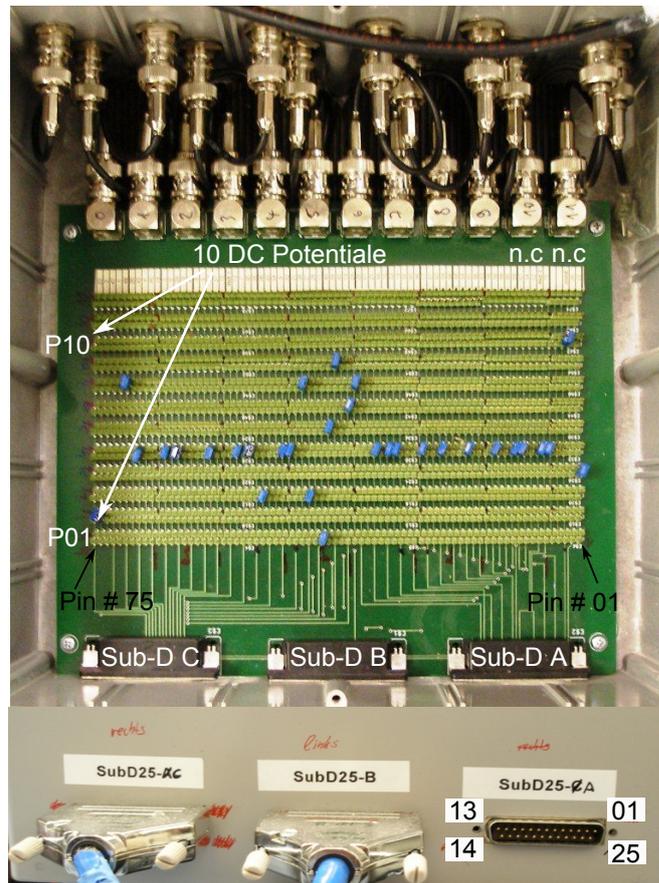


Abbildung C.13: Abbildung der verwendeten Routerplatine. Aktuell zehn Gleichspannungen werden an die waagerechten Steckerleisten P01 bis P10 angelegt. Mittels Drahtverbindungen werden unmittelbar darunter liegende Steckerverbindungen ankontaktiert, die ihrerseits mit den Pins der Sub-D Stecker A, B und C verbunden sind. So können maximal 12 Potentiale an maximal 75 unterschiedliche Elektroden angelegt werden. Tab. C.8 stellt den Zusammenhang zwischen den Pins der waagerechten Pinleisten (#01 - #75) und den einzelnen Pins der Sub-D Stecker dar. Im unteren Teil des Bildes wird die Pinbelegung der Sub-D Stecker definiert (01 bis 25).

Kontakte auf Platine	Sub-D Stecker						
01	B16	20	A10	39	B04	58	C16
02	C22	21	A15	40	C10	59	B23
03	C01	22	A09	41	B06	60	C04
04	C14	23	A02	42	C23	61	B22
05	C12	24	A11	43	B05	62	C17
06	A17	25	B14	44	C11	63	B10
07	A19	26	A23	45	C18	64	C05
08	A07	27	A01	46	C13	65	B12
09	A18	28	A24	47	B20	66	C18
10	A06	29	B01	48	C24	67	B11
11	A05	30	A25	49	B19	68	C06
12	A08	31	B03	50	C25	69	B24
13	A03	32	A32	51	B07	70	C19
14	A21	33	B02	52	C02	71	B25
15	A04	34	A12	53	B09	72	C07
16	A20	35	B15	54	C15	73	B13
17	A16	36	C21	55	B08	74	C08
18	A22	37	B17	56	C03	75	C20
19	A14	38	C09	57	B21		

Tabelle C.8: Übersicht über die Verbindung der einzelnen Pins einer Steckerreihe zu den jeweiligen Pins der Sub-D Stecker mit A, B und C benannt aus Abb. C.13.

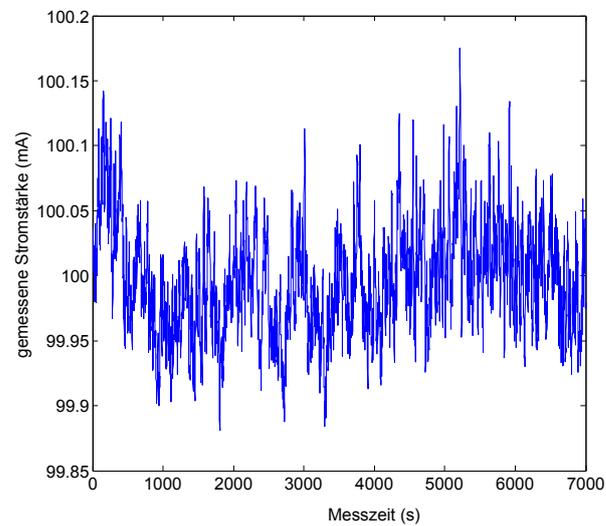


Abbildung C.14: Gemessene Stabilität des verwendeten Stromgenerators (ELV, "PPS 5330") für eine Betriebsdauer von 2 h. Die Stabilität lässt sich während einer Messperiode von 1 h auf $\Delta I/I = (5,08 \pm 0,07) \cdot 10^{-2}$ bestimmen.

D

Appendix Kapitel 5

D.1 Kalibration des motorgesteuerten Spiegels

Um die Mitten der Laserprofile auf die gewollten Fangposition oberhalb der Falle zu setzen, ist eine Kalibration des motorgesteuerten Spiegels notwendig (Abb. D.1). Der Spiegel wird um einen definierten Wert dS verstellt und die Abweichungen der Laserposition dh von der ursprünglichen in einem bekannten Abstand d hinter der Kammer gemessen. Bei bekanntem Messabstand zum Spiegel und zur Falle kann über den Strahlensatz die Änderung in der Fallenmitte dx bestimmt werden. Ein Kalibrationsfaktor von $dx/dS = (16,4 \pm 1,0)$ wird zwischen Änderung der Strahlhöhe an der Falle (in μm) und Änderung des Spiegels (in μm) bestimmt.

D.2 Dipolantenne

Das für das Verfahren der RF-optischen Doppelresonanz (Kap. 5.2.2) wird ein RF-Strahlungsfeld benötigt, welches von einer Dipolantenne erzeugt wird. Diese ist eine gewickelte Kupferspule, bei der der Radius (2 cm) und die Windungszahl ($N = 5$) die Resonanzfrequenz definieren und diese mittels eines seriellen Kondensator und einem Widerstand gegen die elektrische Masse verändert werden kann. In Abb. D.2 ist das Stehwellenverhältnis und die Impedanz als Funktion der angepassten Resonanzfrequenz präsentiert.

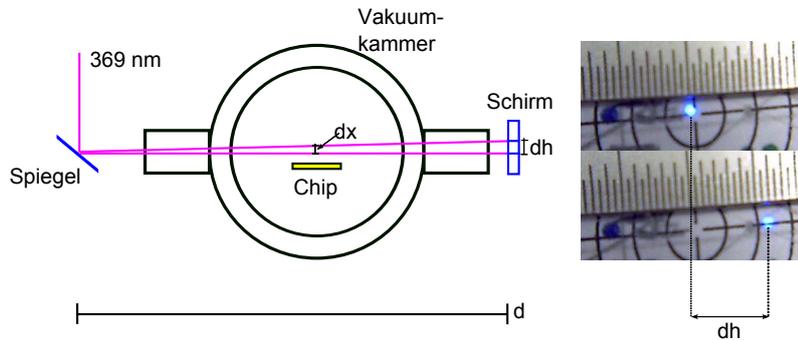


Abbildung D.1: Eine Änderung des Winkels des motorgesteuerten Spiegels dS führt zu einer Änderung der Strahlhöhe dx oberhalb der Falle. Bei bekannten Abständen des Spiegels zur Falle und einer Messposition d kann über Bestimmung der Änderung der Laserposition dh (rechts) die Änderung der Strahlhöhe errechnet werden. Ein Kalibrationsfaktor von $dx/dS = (16,4 \pm 1,0)$ wird zwischen Strahlhöhenänderung und Änderung am Spiegel ermittelt.

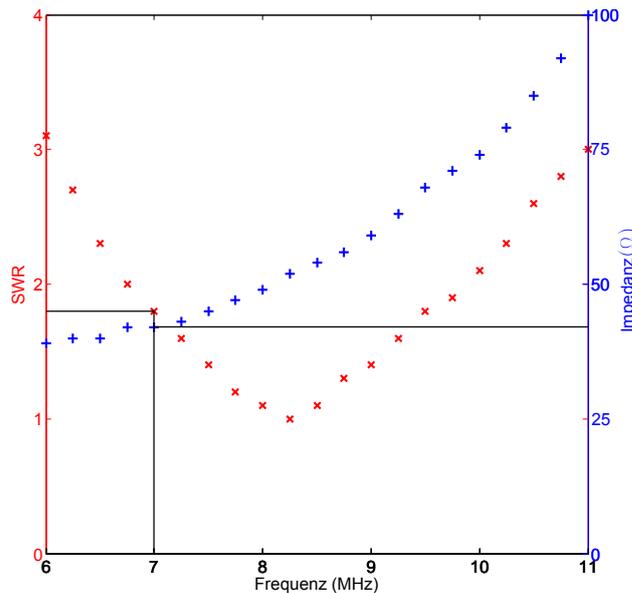


Abbildung D.2: Gemessenes Stehwellenverhältnis (roter Graph) für die gewickelte Spule aus einem Kupferdraht mit einem Radius um 4 cm und einer Windungszahl von $N = 5$. Ein minimales Verhältnis von $SWR = 1,0$ kann bei einer Frequenz von 8,2 MHz erreicht werden mit einer zugehörigen Impedanz (blauer Graph) von 52 Ω . Bei einer Frequenz von 7 MHz, die ungefähr der Resonanzfrequenz entspricht, wird ein SWR von 1,8 erreicht bei einer Impedanz von 42 Ω .

D.3 Schaltung zum Pulsen von Strömen

In diesem Unterkapitel wird die zum Pulsen von Strömen aufgebaute Schaltung detailliert betrachtet. Basierend auf einer H-Brücke (SGS-Thomson, "L298"[224]), kann mittels eines angelegtem Rechtecksignals der Strom zwischen der Fallenspule und einem Last-Widerstand (mit gleichem Widerstandswert wie die Falle) geschaltet werden. Als Stromgenerator dient ein spannungsbegrenzter, stromtreibender Generator (ELV, "PPS 5530"), dessen Stabilität zu $\Delta I/I = 5 \cdot 10^{-2}$ vermessen wird (Anh. C.9). Dieser liefert maximale Ströme von 3 A bei einer Leistung von 10 W. Angeschlossen wird dieser an einen Transistor (Motorola, "TIP140"), der den angeschlossenen Strom, abhängig von der angelegten Basisspannung, regelt. Eine Variation der Basisspannung wird mittels eines, an einen Verstärker (Fairchild, "LM358") angeschlossenen Widerstand-Potentiometers, durchführt. Die verwendete, zweikanalige H-Brücke kann maximal 2 A bei einer Leistung von 10 W schalten. An den Ausgangskanal wird eine Elektrodenspule der Falle und ein Widerstand mit gleichem Widerstandswert angeschlossen. Mittels eines Rechtecksignal von einem rechnergesteuertem Frequenzgenerator (VFG 150) wird zwischen den Ausgangskanälen geschaltet. Die Leistung von maximal 10 W liegt immer an, und wird entsprechend des Rechtecksignals an Fallenelektrode oder Widerstand verteilt. Somit muss beachtet werden, dass gekühlte Hochleistungswiderstände verwendet werden. Abb. D.3 zeigt das Schaltbild der aufgebauten Schaltung.

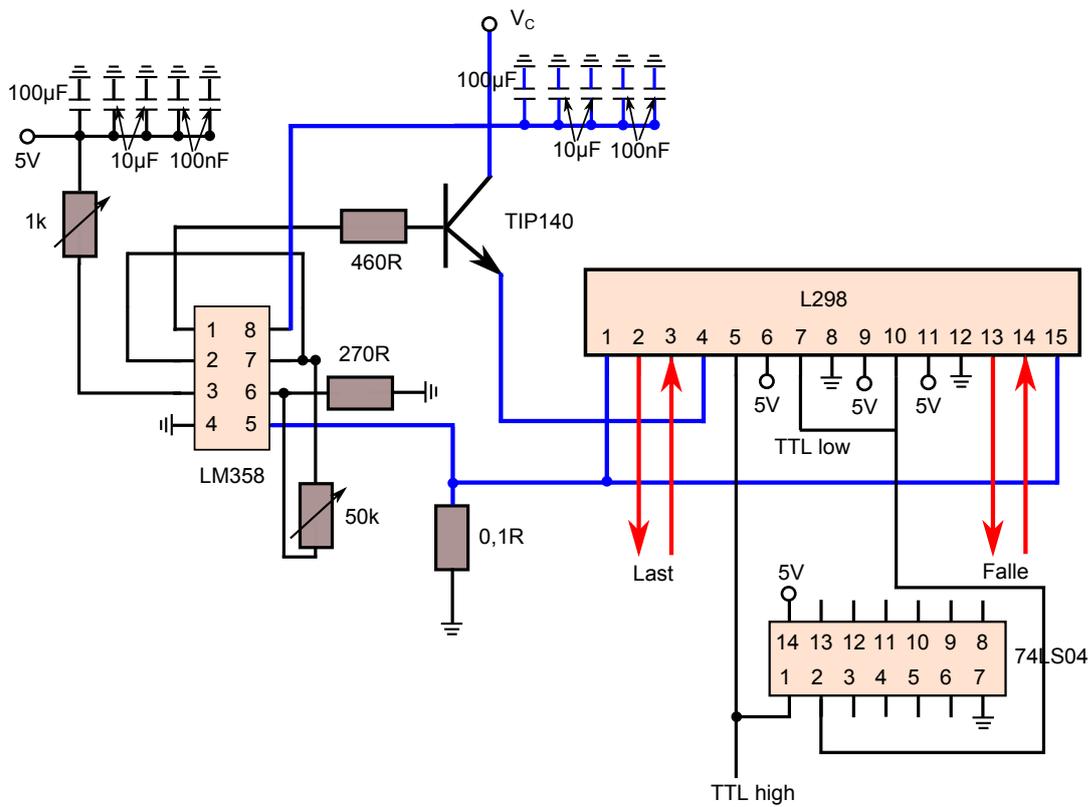


Abbildung D.3: Schaltbild der Schaltung für gepulste Ströme. Eine Beschreibung der Funktionsweise findet sich im Text.

Literaturverzeichnis

- [1] R. Rojas and U. Hashagen, *The first computers: History and Architecture*, MIT Press, Cambridge, Massachusetts, 2000.
- [2] J. Bardeen and W. H. Brattain, *The transistor. A semi-conductor triode*, Phys. Rev. **74** (1948), 230-231.
- [3] G. E. Moore, *Cramming more components onto integrated circuits*, Electronics **38** (1965), 114-117.
- [4] R. Feynman, *Simulating physics with computers*, Int. Journal of Theoretical Phys. **21** (1982), 467-488.
- [5] D. Kielpinski, C. Monroe, and D. J. Wineland, *Architecture for a large-scale ion-trap quantum computer*, Nature **471** (2002), 709-711.
- [6] P. W. Shor, *Algorithms for quantum computation: Discrete logarithms and factoring*, IEEE symposium on foundation of Computer Science (1994), 124-134.
- [7] L. K. Grover, *Quantum mechanics help in searching for a needle in a haystack*, Phys. Rev. Lett. **79** (1997), 325-328.
- [8] D. P. DiVincenzo, *Scalable Quantum Computers: Paving the Way to Realization, Chapter 1: The Physical Implementation of Quantum Computation*, 1. Auflage, Wiley-VCH, Berlin, Weinheim, 2005.
- [9] L. K. Schützhold, M. Uhlmann, L. Petersen, H. Schmitz, A. Friedenauer, and T. Schätz, *Analogie of cosmological particle creation in an ion trap*, Phys. Rev. Lett. **99** (2007), no. 201301.
- [10] R. Gerritsma, G. Kirchmair, F. Zähringer, E. Solano, R. Blatt, and C. F. Roos, *Quantum simulation of the Dirac equation*, Nature Lett. **463** (2010), 68-71.
- [11] B. P. Lanyon, C. Hempel, D. Nigg, M. Müller, R. Gerritsma, F. Zähringer, P. Schindler, J. T. Barreiro, M. Rambach, G. Kirchmair, M. Hennrich, P. Zoller, R. Blatt, and C. F. Roos, *Universal digital quantum simulation with trapped ions*, Science **334** (2011), 57-61.
- [12] D. P. DiVincenzo, *The physical implementation of quantum computation*, Fortschr. Phys. **48** (2000), 771-783.
- [13] J. A. Jones and M. Mosca, *Implementation of a quantum algorithm on a nuclear magnetic resonance quantum computer*, J. Chem. Phys. **109** (1998), 1648-1653.
- [14] I. L. Chuang, L. M. K. Vandersypen, X. Zhou, D. W. Leung, and S. Lloyd, *Experimental realization of a quantum algorithm*, Nature **393** (1998), 143-146.
- [15] W. S. Warren, *The usefulness of NMR quantum computing*, Science **277** (1998), 1688-1689.

- [16] L. DiCarlo, J. M. Chow, J. M. Gambetta, L. S. Bishop, B. R. Johnson, D. I. Schuster, J. Majer, A. Blais, L. Frunzio, S. M. Girvin, and R. J. Schoelkopf, *Cavity quantum electrodynamics for superconducting electrical circuits: An architecture for quantum computation*, Phys. Rev. A **69** (2004), no. 062320.
- [17] J. Clarke and F. K. Wilhelm, *Superconducting quantum bits*, Nature **453** (2008), 1031-1042.
- [18] Y. Nakamura, Y. A. Pashkin, and J. S. Tsai, *Coherent control of macroscopic quantum states in a single-Cooper-pair box*, Nature **398** (1999), 786-788.
- [19] L. DiCarlo, J. M. Chow, J. M. Gambetta, L. S. Bishop, B. R. Johnson, D. I. Schuster, J. Majer, A. Blais, L. Frunzio, S. M. Girvin, and R. J. Schoelkopf, *Demonstration of two-qubit algorithms with a superconducting quantum processor*, Nature **460** (2009), 240-244.
- [20] D. Loss and D. P. DiVincenzo, *Quantum computation with quantum dots*, Phys. Rev. A **57** (1998), 120-126.
- [21] A. P. Nizovtsev, S. Y. Kilin, F. Jelezko, T. Geabal, I. Popa, A. Gruber, and J. Wrachtrup, *A quantum computer based on NV centers in diamond: Optically detected nutations of single electron and nuclear spins*, Opt. Spec. **99** (2005), 233-244.
- [22] L. Tian, R. Blatt, and P. Zoller, *Scalable ion trap quantum computing without moving ions*, Eur. Phys. J. D **32** (2005), 201-208.
- [23] J. I. Cirac and P. Zoller, *Quantum computations with cold trapped ions*, Phys. Rev. Lett. **74** (1995), 4091-4094.
- [24] W. Paul, *Electromagnetic traps for charged and neutral particles*, Rev. Mod. Phys. **62** (1990), 531-540.
- [25] D. J. Wineland, C. Monroe, W. M. Itano, D. Leibfried, B. E. King, and D. M. Meekhof, *Experimental issues in coherent quantum-state manipulation of trapped atomic ions*, J. Res. Natl. Inst. Stand. Tech. **103** (1998), no. 3, 259-328.
- [26] _____, *Towards quantum information with trapped ions at NIST*, Journ. of Phys. B **36** (2003), 599-612.
- [27] C. Roos, Th. Zeiger, H. Rhode, H. C. Nägerl, J. Eschner, D. Leibfried, F. Schmidt-Kaler, and R. Blatt, *Quantum state engineering on an optical transition and decoherence in a Paul Trap*, Phys. Rev. Lett. **83** (1999), 4713-4716.
- [28] _____, *Quantum jumps in atomic systems*, Europ. Jour. of Phys. **9** (1988), 250-256.
- [29] H. C. Nägerl, D. Leibfried, H. Rhode, G. Thalhammer, J. Eschner, F. Schmidt-Kaler, and R. Blatt, *Laser addressing of individual ions in a linear ion trap*, Phys. Rev. A **60** (1999), 145-148.
- [30] F. Schmidt-Kaler, H. Häffner, M. Riebe, S. Gulde, G. P. Lancaster, T. Deutschle, C. Becher, C. Roos, J. Eschner, and R. Blatt, *Realization of the Cirac-Zoller controlled-NOT quantum gate*, Nature **422** (2003), 408-411.
- [31] J. I. Cirac and P. Zoller, *A scalable quantum computation with ions in an array of microtraps*, Nature **404** (2000), 579-581.
- [32] R. DeVoe, *Elliptical ion traps and trap arrays for quantum computation*, Phys. Rev. A **58** (1998), no. 9-11, 910-914.

- [33] A. M. Steane and D. M. Lucas, *Quantum computing with trapped ions, atoms and light*, Fortschritte der Physik **48** (2000), no. 9-11, 839-858.
- [34] C. A. Schrama, H. Peik, W. W. Smith, and H. Walther, *Novel miniature ion traps*, Opt. Comm. **101** (1993), 32-36.
- [35] M. A. Rowe, A. Ben-Kish, B. DeMarco, D. Leibfried, V. Meyer, J. Beal, J. Britton, J. Hughes, W. M. Itano, B. Jelenkovic, C. Langer, T. Rosenband, and D. J. Wineland, *Transport of quantum states and separation of ions in a dual RF ion trap*, Quant. Inform. Comput. **2** (2002), 257-271.
- [36] Q. A. Turchette, D. Kielpinski, B. E. King, D. Leibfried, D. M. Meekhof, C. J. Myatt, M. A. Rowe, C. A. Sackett, C. S. Wood, W. M. Itano, C. Monroe, and D. J. Wineland, *Heating of trapped ions for the quantum ground state*, Phys. Rev. A **61** (2000), no. 063418.
- [37] D. Stick, W. K. Hensinger, S. Olmschenk, M. J. Madsen, K. Schwab, and C. Monroe, *Ion trap in a semiconductor chip*, Nature Phys. **2** (2006), 36-39.
- [38] S. Schulz, U. Poschinger, F. Ziesel, and F. Schmidt-Kaler, *Sideband cooling and coherent dynamics in a microtrap multi-segmented ion trap*, New. J. Phys. **10** (2008), no. 045007.
- [39] D. Kaufmann, T. Collath, T. M. Baig, P. Kaufmann, E. Asenwar, M. Johanning, and C. Wunderlich, *Thick-film technology for ultra high vacuum interfaces of micro-structured traps*, Appl. Phys. B. **107** (2011), 935-943.
- [40] J. Chiaverini, R. Blakestad, J. Britton, J. Jost, C. Langer, D. Leibfried, R. Ozeri, and D. J. Wineland, *Surface-electrode architecture for ion-trap quantum information processing*, Quantum Inf. and Comp. **65** (2005), no. 5, 419-439.
- [41] C. A. Seidelin, J. Chiaverini, R. Reichle, J. J. Bollinger, D. Leibfried, J. Britton, H. Wesenberg, R. B. Blakestad, R. J. Epstein, D. B. Hume, W. M. Itano, J. D. Jost, C. Langer, R. Ozeri, N. Shiga, and D. J. Wineland, *Microfabricated surface-electrode ion trap for scalable quantum information processing*, Phys. Rev. Lett. **96** (2006), no. 253003.
- [42] C. E. Pearson, D. R. Leibbrandt, W. S. Bakr, W. J. Mallard, K. R. Brown, and I. L. Chuang, *Experimental investigation of planar ion traps*, Phys. Rev. A **73** (2006), no. 032307.
- [43] K. R. Brown, R. J. Clark, J. Labaziewicz, P. Richerme, D. R. Leibbrandt, and I. L. Chuang, *Loading and characterization of a printed-circuit-board atomic ion trap*, Phys. Rev. A **75** (2006), no. 015401.
- [44] D. Janasek, J. Franzke, and A. Manz, *Scaling and the design of miniaturized chemical-analysis systems*, Nature **442** (2006), 374-380.
- [45] F. Mintert and C. Wunderlich, *Ion-Trap Quantum Logic Using Long-Wavelength Radiation*, Phys. Rev. Lett. **87** (2001), no. 25.
- [46] C. Wunderlich, *Conditional spin resonance with trapped ions*, Laser Physics at the Limit (2002), 261.
- [47] A. Khromova, C. Piltz, B. Scharfenberger, T. F. Gloger, M. Johanning, A. F. Varon, and C. Wunderlich, *Designer Spin Pseudomolecule Implemented with Trapped Ions in a Magnetic Gradient*, Phys. Rev. Lett. **108** (2012), no. 220502.
- [48] M. Johanning, A. Braun, N. Timoney, V. Elman, W. Neuhauser, and C. Wunderlich, *Individual addressing of trapped ions and coupling a motional and spin states using rf radiation*, Phys. Rev. Lett. **102** (2009), no. 073004.

- [49] S. Wang, J. Labaziewicz, Y. Ge, R. Shewmon, and I. Chuang, *Individual addressing of ions using magnetic field gradients in a surface-electrode ion trap*, Phys. Rev. A **81** (2010), no. 062332.
- [50] J. Welzel, A. Bautista-Salvador, C. Abarbanel, V. Wineman-Fisher, Ch. Wunderlich, R. Folman, and F. Schmidt-Kaler, *Designing spin-spin interactions with one and two dimensional ion crystals in planar micro traps*, Eur. Phys. J. D **65** (2011), 285-297.
- [51] P. J. Kunert, D. Georgen, L. Bogunia, T. M. Baig, M. Johanning, and C. Wunderlich, *A planar ion trap chip with integrated structures for a tailorable magnetic field gradient*, arXiv:1307.0949, akzeptiert in Appl. Phys. B (2013).
- [52] A. Steane, *The ion trap quantum information processor*, Appl. Phys. B **64** (1997), 623-642.
- [53] E. A. Burt, H. Taghavi-Larigani, and G. Tjoelker, *High-resolution spectroscopy of ^{201}Hg + hyperfine structure: A sensitive probe of nuclear structure and the hyperfine anomaly*, Phys. Rev. A **79** (2009), no. 062506.
- [54] J. H. M. Neijzen and A. Dönszelmann, *Hyperfine structure and isotope shift measurements in neutral gallium and indium with a pulsed dye laser*, Physica **98C** (1980), 235-241.
- [55] D. S. Richardson, R. N. Lyman, and P. K. Majumder, *Hyperfine splitting and isotope-shift measurements within the 378-nm $6P_{1/2}$ - $7S_{1/2}$ transition in ^{203}Tl and ^{205}Tl* , Phys. Rev. A **62** (2000), no. 012510.
- [56] R. Blatt, H. Schnatz, and G. Werth, *Precise Determination of the 171yb^+ Ground State Hyperfine Separation*, Z. Phys. A.: Atoms and Nuclei **312** (1983), 143-147.
- [57] D. Leibfried, C. A. Seidelin, J. Britton, R. B. Blakestad, J. Chiaverini, D. B. Hume, W. M. Itano, J. D. Jost, C. Langer, R. Oseri, R. Reichle, and D. J. Wineland, *Creation of a six-atom Schrödinger cat state*, Nature **438** (2005), 639-642.
- [58] H. Häffner, W. Hänsel, C. F. Roos, J. Benhelm, D. Chek-Al-Kar, M. Chwalla, T. Körber, U. D. Rapol, M. Riebe, P. O. Schmidt, C. Becher, O. Gühne, W. Dr, and R. Blatt, *Scalable multiparticle entanglement of trapped ions*, Nature **438** (2005), 643-646.
- [59] W. Neuhauser, W. Hohenstatt, P. E. Toschek, and H. Dehmelt, *Localized visible Ba^+ mono-ion oscillator*, Phys. Rev. A **22** (1980), 1137-1140.
- [60] National Institute of Standards and Technology, *Constants, Units and Uncertainty*, <http://physics.nist.gov/cgi-bin/cuu/Value?u> (2010).
- [61] G. Audi, O. Bersillon, C. Blachot, and A. H. Wapstra, *The NUBASE evaluation of nuclear and decay properties*, National Nuclear Data Center, Brookhaven, 2003.
- [62] A. V. Steele, L. R. Churchill, P. F. Griffin, and M. S. Chapman, *Photoionization and Photoelectric Loading of Barium Ion Traps*, Phys. Rev. A **75** (2007), no. 053404.
- [63] A. Keil, *Kohärente Spektroskopie eines einzelnen lokalisierten Barium-Ions* (Dissertation, Siegen 2003).
- [64] N. Yu, W. Nagourney, and H. G. Dehmelt, *Radiative Lifetime Measurement of Ba^+ Metastable $D_{3/2}$* , Phys. Rev. Lett. **26** (1997), 4898-4901.
- [65] Y. Onoda, K. Sugiyama, M. Ikeda, and M. Kitano, *Loading rate of Yb^+ loaded through photoionization in radiofrequency ion trap*, Appl. Phys. B.: Laser and Optics **105** (2011), 729-740.

- [66] M. Johanning, A. Braun, D. Eiteneuer, C. Paape, C. Balzer, W. Neuhauser, and C. Wunderlich, *Resonance-enhanced isotope-selective photoionization of YbI for ion trap loading*, Appl. Phys. B.: Laser and Optics **103** (2011), 327-338.
- [67] E. H. Pinnington, G. Rieger, and J. A. Kernahan, *Beam-laser measurements of the lifetimes of the $6p$ levels in Yb II*, Phys. Rev. A **56** (1997), 2421-2423.
- [68] S. Olmschenk, D. Hayes, D. N. Matsukevich, P. Maunz, D. L. Moehring, K. C. Younge, and C. Monroe, *Measurement of the lifetime of the $6p^2 P_{1/2}$ level of Yb+*, Phys. Rev. A **80** (2009), no. 022502.
- [69] S. Olmschenk, K. C. Younge, D. L. Moehring, D. N. Matsukevich, P. Maunz, and C. Monroe, *Manipulation and detection of a trapped Yb+ hyperfine qubit*, Phys. Rev. A **73** (2006), no. 052314.
- [70] N. Yu and L. Maleki, *Lifetime measurements of the $4f145d$ metastable states in single ytterbium ions*, Phys. Rev. A **61** (2006), no. 022507.
- [71] Chr. Balzer, *Zur Dynamik eines beobachteten einzelnen Quantensystems* (Dissertation, Hamburg 2003).
- [72] R. W. Berends, E. H. Pinnington, B. Guo, and Q. Ji, *Beam-laser lifetime measurements for four resonance levels of Yb II*, J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys **26** (1993), 701-704.
- [73] D. Engelke and Chr. Tamm, *Dark times in the resonance fluorescence of trapped 171 Yb ions caused by spontaneous quantum jumps to the $2D\ 3/2(F=2)$ state*, Europhys. Lett. **33** (1996), 347-352.
- [74] B. C. Fawcett and M. Wilson, *Computed oscillator strengths, Lande g values and lifetimes in YbII*, Atomic Data and nuclear data tables **47** (1991), 241-317.
- [75] M. Roberts, P. Taylor, G. P. Barwood, P. Gill, H. A. Klein, and W. R. C. Rowley, *Observation of an electric octupole transition in a single ion*, Phys. Rev. Lett. **78** (1997), 1876-1879.
- [76] M. Fox, *Quantum Optics - An introduction*, 2. Auflage, Oxford University Press, Oxford, New York, 2007.
- [77] I. I. Rabi, *Space Quantization in a Gyration Magnetic Field*, Phys. Rev. **51** (1937), 652-654.
- [78] C. J. Foot, *Atomic Physics*, 5. Auflage, Oxford University Press, Oxford, New York, 2009.
- [79] A. Kellerbauer, T. Kim, R. B. Moore, and R. Varfalvy, *Buffer gas cooling of ion beams*, Nuclear Instr. a. Metho. in Phys. Res. A **469** (2000), 276-285.
- [80] T. W. Hänsch and A. L. Schawlow, *Colling of gases by laser radiation*, Optics Communication **13** (1975), 68-69.
- [81] D. J. Wineland and H. G. Dehmelt, *Proposed 10^{14} $\nu/\Delta\nu$ laser fluorescence spectroscopy on Tl^+ mono-ion oscillator*, American Phys. Soc. **20** (1975), 637.
- [82] M. Johanning, *Einzelpulseffekte an partiell gesättigter laserinduzierter Fluoreszenz* (Dissertation, Hannover 2003).
- [83] National Institute of Standards and Technology, *Constants, Units and Uncertainty*, <http://physics.nist.gov/cgi-bin/cuu/Value?k> (2010).
- [84] B. Scharfenberger, *Seitenbandkühlung von gespeicherten Ytterbium-Ionen im Mikrowellenregime* (Dissertation, Siegen 2012).

- [85] J. Brossel, A. Kastler, and J. Winter, *Création optique d'une inégalité de population entre les sous-niveaux Zeeman de l'état fondamental des atomes*, J. de Phys. et la Radium **13** (1952), no. 12, 668.
- [86] H. Haken and H. Wolf, *Atom- und Quantenphysik*, 8. Auflage, Springer-Verlag GmbH, Berlin, Heidelberg, 2004.
- [87] T. Fliessbach, *Quantenmechanik - Lehrbuch zur Theoretischen Physik III*, 3. Auflage, Spektrum Akademischer Verlag GmbH, Heidelberg, Berlin, 2000.
- [88] T. Meyer-Kuckuk, *Atomphysik - Eine Einführung*, 1. Auflage, Teubner Studienbücher, Stuttgart, 1997.
- [89] National Institute of Standards and Technology, *Constants, Units and Uncertainty*, <http://physics.nist.gov/cgi-bin/cuu/Value?mubev> (2013).
- [90] D. Leibfried, *Individual addressing and state readout of trapped ions utilizing rf micromotion*, Phys. Rev. A **60** (1999), no. 5.
- [91] S. Gulde, M. Riebe, G. P. T. Lancaster, C. Becher, J. Eschner, H. Haffner, F. Schmidt-Kaler, I. L. Chuang, and R. Blatt, *Implementation of the Deutsch-Josza algorithm on an ion-trap quantum computer*, Nature **421** (2003), no. 6918, 48-50.
- [92] A. Braun, *Addressing Single Yb+ Ions* (Dissertation, Siegen 2007).
- [93] M. A. Nielson, E. Knill, and P. L. Laflamme, *Complete quantum teleportation using nuclear magnetic resonance*, Nature **396** (1998), 52-55.
- [94] H. G. Dehmelt, *Radiofrequency spectroscopy of stored ions, part 1*, Adv. At. Mol. Phys. **3** (1967), 53-73.
- [95] W. Paul and H. Steinwedel, *Quadrupole mass filter*, Z. Naturforscher **A8** (1953), 448-450.
- [96] W. Paul, Q. Osberghaus, and E. Fischer, *Ein Ionenkäfig*, Forschungsberichte des Wirtschafts- und Verkehrsministeriums Nordrhein-Westfalen **415** (1958).
- [97] S. Earnshaw, *On the nature of the molecular forces which regulate the constitution of the luminiferous ether*, Transactions of the Cambridge Philosophical Society **6-8** (Unknown Month 1837).
- [98] R. March and J. Todd, *Quadrupole Ion Trap Mass Spectrometry*, 2. Auflage, John Wiley and Sons, Hoboken, New Jersey, 2005.
- [99] P. K. Ghosh, *Ion Traps*, Oxford University Press, Oxford, New York, 1995.
- [100] I. Baumgart, *Optimierte Präparation eines $^{171}\text{Yb}^+$ -Ions in den Zustand $2S_{1/2}$, $F = 0$* (Diplomarbeit, Siegen 2008).
- [101] R. F. Wuerker, H. Shelton, and R. V. Langmuir, *Electrodynamic Containment of Charged Particles*, J. Appl. Phys. **30** (1959), no. 342-349.
- [102] P. H. Dawson, *Quadrupole Mass Spectrometry and its applications*, 1. Auflage, Elsevier Scientific Publishing Comp., Amsterdam, Oxford, 1976.
- [103] M. Raizen, J. Gilligan, J. Bergquist, W. Itano, and D. J. Wineland, *Ion crystals in a linear Paul trap*, Phys. Rev. A **45** (1992), 6493-6501.
- [104] D. F. James, *Quantum dynamics of cold trapped ions with application to quantum computation*, Appl. Phys. B **66** (1998), 181-190.

- [105] M. G. House, *Analytical model for electrostatic fields in surface-electrode ion traps*, Phys. Rev. A **78** (2008), no. 033402.
- [106] M. Epping, *Simulation der elektrischen und magnetischen Felder von zweidimensionalen planaren Ionenfallen* (Bachelorarbeit, Siegen 2010).
- [107] T. Fliessbach, *Elektrodynamik - Lehrbuch zur Theoretischen Physik II*, 3. Auflage, Spektrum Akademischer Verlag GmbH, Heidelberg, Berlin, 2000.
- [108] T. Fliessbach and H. Walliser, *Arbeitsbuch zur Theoretischen Physik - Repetitorium und Übungsbuch*, 1. Auflage, Elsevier - Spektrum Akademischer Verlag GmbH, Heidelberg, Berlin, 2004.
- [109] R. Reichle, D. Leibfried, R. B. Blakestad, J. Britton, J. D. Jost, E. Knill, C. Langer, R. Ozeri, and D. J. Wineland, *Transport dynamics of single ions in segmented microstructured Paul trap arrays*, Fortschr. Phys. **54** (2006), 666-685.
- [110] J. Reichel, W. Hänsel, and T. Hänsch, *Atomic micromanipulation with magnetic surface traps*, Phys. Rev. Lett. **83** (1999), 3398-3401.
- [111] D. Kaufmann, *Mikrostrukturierte Paul-Fallen* (Dissertation, Siegen 2012).
- [112] S. Brandt and H. D. Dahmen, *Elektrodynamik - Eine Einführung in Experiment und Theorie*, 3. Auflage, Spektrum Akademischer Verlag GmbH, Heidelberg, Berlin, 1997.
- [113] National Institute of Standards and Technology, *Constants, Units and Uncertainty*, <http://physics.nist.gov/cgi-bin/cuu/Value?mu0> (2006).
- [114] N. P. Timoney, *Robust rotations and coherent quantum states with a single trapped ion* (Dissertation, Siegen 2010).
- [115] N. Timoney, I. Baumgart, M. Johanning, A. F. Varon, Ch. Wunderlich, M. B. Plenio, and A. Retzker, *Quantum gates and memory using microwave-dressed states*, Nature **476** (2011), 185-188.
- [116] A. Khromova, *Quantum Gates with Trapped Ions using Magnetic Gradient Induced Coupling* (Dissertation, Siegen 2012).
- [117] G. Nimtz, *Mikrowellen - Einführung in Theorie und Anwendung*, 2. Auflage, BI Wissenschaftsverlag, Mannheim, Wien, 1990.
- [118] P. Käs and P. Pauli, *Mikrowellentechnik - Grundlagen, Anwendung, Meßtechnik*, 1. Auflage, Franzis Verlag, München, 1991.
- [119] S. Groth, P. Krüger, S. Wildermuth, R. Folman, T. Fernholz, D. Mahalu, I. Bar-Joseph, and J. Schmiedmayer, *Atom chips: Fabrication and thermal properties*, Appl. Phys. Lett. **85** (2004), 2980-2982.
- [120] A. Broehl, *Das V-Modell in der Softwareentwicklung mit Praxisleitfaden*, 2. Auflage, Oldenbourg Verlag, Berlin, 1999.
- [121] Fa. Clairant AG, *Fotolack AZ 4500 Serie - Datenblatt*, 1997.
- [122] _____, *Fotolack AZ 9200 Serie - Datenblatt*, 1997.
- [123] T. W. Jelinek, *Praktische Galvanotechnik: Ein Lehr- und Handbuch*, 6. Auflage, Leuze Verlag, Bad Saulgau, 2005.
- [124] Fa. MetaKem, *Elektrolytbad Gold-SF6 - Datenblatt*, 2013.

- [125] _____, *Elektrolytbad Silver-BRIGHT-100 - Datenblatt*, 2013.
- [126] Fa. Clairant AG, *Fotolack AZnlof 2000 Serie - Datenblatt*, 2002.
- [127] Fa. AZ Electronic Materials (ehemals Clairant AG), *Fotolack AZ 15nXT - Datenblatt*, 2009.
- [128] Schott Technical Glas Solutions GmbH, *Boroflat 33 Borosilikatglas - Datenblatt*, 2013.
- [129] N. Kanani, *Galvanotechnik: Grundlagen, Verfahren, Praxis*, 2. Auflage, Hanser Verlag, München, Wien, 2009.
- [130] P. Treutlein, *Coherent manipulation of ultracold atoms on atom chips* (Dissertation, München 2008).
- [131] D. Georgen, *Aufbau einer Goldgalvanik für die Herstellung eines mikrostrukturierten planaren Fallenchips*. (Masterarbeit, Siegen 2013).
- [132] C. Mortimer, *Chemie*, 6. Auflage, Georg Thieme Verlag, Stuttgart, 1996.
- [133] L. Gail, U. Gommel, and H. P. Hortig, *Reinraumtechnik*, 3. Auflage, Springer Verlag, Berlin, Heidelberg, 2012.
- [134] IKA Werke Staufen, *RTC basic IKAMAG safety control - Datenblatt*, 2006.
- [135] ELV, *PPS 5330 - Datenblatt*, 2012.
- [136] Fa. MicroChemicals, *Ätzlösung Chromeetch No.1 - Datenblatt*, 2009.
- [137] J. J. McLoughlin, A. H. Nizamani, J. D. Siverns, R. C. Sterling, M. D. Hughes, B. Lekitsch, B. Stein, S. Weidt, and W. K. Hensinger, *Versatile ytterbium ion trap experiments for operation of scalable ion-trap chips with motional heating and transition-frequency measurements*, Phys. Rev. A **83** (2011), no. 013406.
- [138] P. Holmes and R. Loasby, *Handbook of thick film technology*, 1. Auflage, Bell and Bain Publications Ltd., Glasgow, 1976.
- [139] T. K. Gupta, *Handbook of thick- and thin-film hybrid microelectronics*, 1. Auflage, John Wiley and Sons, Hoboken, New Jersey, 2003.
- [140] H. Reichl, *Hybridintegration - Technologie und Entwurf von Dickschichtschaltungen*, 1. Auflage, Hürtig Verlag, Heidelberg, 1986.
- [141] Fa. Thorlabs, *TorrSeal - Datenblatt*, 2012.
- [142] Fa. DuPont, *Silberpalladium Leiterbahnpaste LF 121 - Datenblatt*, 2007.
- [143] _____, *Gold Leiterbahnpaste 5744 - Datenblatt*, 2007.
- [144] _____, *Dielektrische Paste 5704 - Datenblatt*, 2005.
- [145] Fa. Allectra, *UHV Lot 315-LF-SOLDER - Datenblatt*, 2010.
- [146] Fa. Kester, *Bleifreies Lot 275 - Datenblatt*, 2006.
- [147] H. Reichl, *Direktmontage: Handbuch über die Verarbeitung ungehäuster ICs*, 1. Auflage, Springer Verlag, Berlin, Heidelberg, 1998.
- [148] W. Menz, J. Mohr, and O. Paul, *Mikrosystemtechnik für Ingenieure*, 3. Auflage, Wiley-VCH Verlag, Weinheim, 2005.
- [149] Fa. MDC Vacuum Limited, *Epo-Tek H27D - Datenblatt*, 2012.

- [150] X. Yan, F. Mont, D. Poxson, M. Schubert, J. Kim, J. Cho, E. Schubert, and St. Schultz, *Refractive-index-matched Indium-Tin-oxide electrodes for liquid crystal displays*, Jap. J. Appl. Phys. **48** (2009), no. 120203.
- [151] R. Latham (Editor), *High voltage vacuum insulation*, 1. Auflage, Academic press limited, San Diego, 1995.
- [152] J. Eichler and H. J. Eichler, *Laser - Bauformen, Strahlführung, Anwendungen*, 3. Auflage, Springer Verlag, Berlin, Heidelberg, 1998.
- [153] E. Fermi, *Zur Quantelung des einatomigen idealen Gases*, Zeit. d. Phys. **36** (1926), 902-912.
- [154] R. Unbehauen, *Grundlagen der Elektrotechnik 1*, 4. Auflage, Springer Verlag, Berlin, Heidelberg, 1994.
- [155] L. Ricci, M. Weidemüller, T. Esslinger, A. Hemmerich, C. Zimmermann, V. Vuletic, W. König, and T. W. Hänsch, *A compact grating-stabilized diode laser system for atomic physics*, Opt. Comm. **117** (1995), 541-549.
- [156] R. Unbehauen, *Regelungstechnik für Ingenieure - Analyse, Simulation und Entwurf von Regelkreisen*, 11. Auflage, Vieweg und Teubner Verlag, Wiesbaden, 2011.
- [157] D. Georgen, *Aufbau eines frequenzstabilisierten Diodenlasersystems mit Emissionswellenlänge bei 650 nm* (Bachelorarbeit, Siegen 2010).
- [158] W. Demtröder, *Laserspektroskopie*, 5. Auflage, Springer, Berlin, Heidelberg, 2007.
- [159] J. Reuner, *Aufbau frequenzstabilisierter Diodenlasersysteme mit Emissionswellenlängen bei 399 nm, 638 nm und 935 nm* (Masterarbeit, Siegen 2007).
- [160] Fa. Burr-Brown, *Monolithic photodiode and single-supply transimpedance amplifier OPT101 - Datenblatt*, 2003.
- [161] T. Collath, *Vorläufiger Titel: Transport eines gespeicherten Ions in einer mikrostrukturierten Paul Falle* (Dissertation, voraussichtliche Abgabe 2014).
- [162] W. Zinth and U. Zinth, *Optik. Lichtstrahlen - Wellen - Photonen*, 1. Auflage, Oldenbourg, München, Wien, 2005.
- [163] R. W. Drever, J. L. Hall, F. V. Kovalski, J. Hough, G. M. Ford, A. J. Munley, and H. Ward, *Laser Phase and Frequency Stabilization using on optical Resonator*, Appl. Phys. B **31** (1983), 97-105.
- [164] A. Ashkin, G. D. Boyd, and J. M. Dziedzic, *Resonant optical second harmonic generation and mixing*, IEEE J. Quant. Electr. **2** (1966), 109-124.
- [165] Fa. Nichia, *Laserdiode: Ultra Violet Laser Diode NDU113E - Datenblatt*, 2006.
- [166] D. Sonntag and D. Heinze, *Sättigungsdampfdruck-und Sättigungsdampfdichtetafeln für Wasser und Eis*, 1. Auflage, Deutscher Verlag für Grundstoffindustrie, Leipzig, 1982.
- [167] C. Piltz, *Aufbau von Laserlichtquellen und Optik zur Speicherung und Kühlung von Ytterbium+-Ionen* (Masterarbeit, Siegen 2010).
- [168] P. Kaufmann, *Vorläufiger Titel:* (Dissertation, voraussichtliche Abgabe 2015).
- [169] M. A. A. Baggash, *Wavemeter for highly precise wavelength measurements and planar ion trap experiment control software* (Masterarbeit, Siegen 2011).

- [170] G. Bönsch and E. Potulski, *Measurement of the refractive index of air and comparison with modified Edlen's formulae*, *Metrologia* **35** (1998), no. 5, 133-139.
- [171] P. Kaufmann, *Präzise Wellenlängenmessung und Computer-Steuerung für Experimente mit gespeicherten Yb+-Ionen* (Diplomarbeit, Siegen 2012).
- [172] K. J. Wutz, *Handbuch Vakuumtechnik - Theorie und Praxis*, 9. Auflage, Vieweg und Teubner, Wiesbaden, 2009.
- [173] Pfeiffer Vacuum GmbH, *The vacuum technology book Volume II: Band 2 - Know-how Book*, 1. Auflage, Pfeiffer Vacuum GmbH, Asslar, 2013.
- [174] D. Eiteneuer, *Bau und Charakterisierung einer Ytterbium-Quelle für mikrostrukturierte Ionenfallen* (Masterarbeit, Siegen 2009).
- [175] L. Bogunia, *Optimierung der Kohärenzeigenschaften und der Detektionseffizienz eines Qubits basierend auf gespeicherten Yb+ Ionen* (Masterarbeit, Siegen 2013).
- [176] Fa. Edmund Optics, *Mitutoyo M Plan Apo 20x - Datenblatt*, 2012.
- [177] Fa. Corning, *Glass Corning 7056 - Datenblatt*, 2012. <http://www.corning.se/lightingmaterials/products/7056.html>, <http://www.ti.com/lit/an/dlpa031b/dlpa031b.pdf>.
- [178] C. Schneider, *Entwicklung eines Objektivs hoher numerischer Apertur zum Nachweis der Resonanzfluoreszenz einzelner gespeicherter Ionen* (Masterarbeit, Siegen 2007).
- [179] Fa. Lumitronix, *500 nm, 5 mm LED cyan 12 V - Datenblatt*, 2011.
- [180] Fa. Thorlabs, *LED370E - Datenblatt*, 2009.
- [181] L. Bogunia, *Streulichtunterdrückung zur Detektion von Resonanzfluoreszenz gespeicherter Ionen* (Bachelorarbeit, Siegen 2013).
- [182] Fa. Semrock, *365 nm MaxLamp Mercury line filter - Datenblatt*, 2013.
- [183] _____, *440 nm blocking edge BrightLine short-pass filter - Datenblatt*, 2012.
- [184] W. W Macalpine and R. O. Schildknecht, *Coaxial Resonators with Helical Inner Conductor*, *Proc. IRE* **47** (1959), 2099-2106.
- [185] M. T. Baig, *In advance: Developing of a waveform generator for Microtrap experiment* (Dissertation, voraussichtliche Abgabe 2014).
- [186] Fa. AdWin, *Pro II System - Datenblatt*, 2013.
- [187] Fa. Thorlabs, *APT V2.17.0 - Manual*, 2013. http://www.thorlabs.de/software_pages/ViewSoftwarePage.cfm?Code=APT.
- [188] D. Das, S. Barthwal, A. Banerjee, and V. Natarajan, *Absolute frequency measurements in Yb with 0.08 ppb uncertainty: Isotope shifts and hyperfine structure in the 399-nm $1S_0 \rightarrow 1P_1$ line*, *Phys. Rev. A* **72** (2005), no. 032506.
- [189] T. Fliessbach, *Statistische Physik - Lehrbuch zur Theoretischen Physik IV*, 3. Auflage, Spektrum Akademischer Verlag GmbH, Heidelberg, Berlin, 1999.
- [190] H. Metcalf and P. van der Straten, *Laser Cooling and Trapping*, 1. Auflage, Springer-Verlag GmbH, New York, 1999.

- [191] N. Daniilidis, S. Narayanan, S. A. Moller, R. Clark, T. E. Lee, P. J. Leek, A. Wallraff, St. Schultz, F. Schmidt-Kaler, and H. Häffner, *Fabrication and heating rate study of microscopic surface electrode ion traps*, New Jour. of Phys. **13** (2011), no. 013032.
- [192] I. Bronstein, K. Semendjajew, G. Musiol, and H. Mühlig, *Taschenbuch der Mathematik*, 5. Auflage, Harri Deutsch, Frankfurt, 2000.
- [193] E. Asenwar, *Elliptical laser profiles for low background detection of long ion chains in a micro segmented ion trap* (Masterarbeit, Siegen 2012).
- [194] G. Baumgart, *vorläufiger Titel: Aufbau eines auf Zylinderlinsen basierenden Teleskops zwecks Strahlformung von Gaußstrahlen* (Bachelorarbeit, voraussichtliche Abgabe 2013).
- [195] T. F. Gloger, P. Kaufmann, D. Kaufmann, M. T. Baig, T. Collath, M. Johanning, and Ch. Wunderlich, *Micromotion compensation by analyzing ion trajectory, oder ähnlich*, to be published (2013).
- [196] Fa. F. W. Bell, *Modell 9500 Gaußmeter - Datenblatt*.
- [197] Geo-Forschungs-Zentrum Helmholtz-Zentrum Potsdam, *Internationales geomagnetisches Referenzfeld*, 2013.
- [198] Ch. Wunderlich, Th. Hannemann, T. Körber, H. Häffner, Ch. Roos, W. Hänsel, R. Blatt, and F. Schmidt-Kaler, *Robust state preparation of a single trapped ion by adiabatic passage*, J. of Mod. Optics **54** (2007), 1541-1549.
- [199] Correge Sensors, *Pt 100 Messfühler - Datenblatt*, 2009.
- [200] L. Tian, R. Blatt, and P. Zoller, *Scalable ion trap quantum computing without moving ions*, Eur. J. Phys. D **32** (2005), 201-208.
- [201] F. Schmidt-Kaler, H. Häffner, M. Riebe, S. Gulde, G. P. Lancaster, T. Deutschle, C. Becher, C. Roos, J. Eschner, and R. Blatt, *Realization of the Cirac-Zoller controlled-NOT quantum gate*, Nature **422** (2003), 408-411.
- [202] C. Monroe, D. M. Meekhof, B. E. King, W. M. Itano, and D. J. Wineland, *Demonstration of a fundamental quantum logic gate*, Phys. Rev. Lett. **75** (1995), 4714-4717.
- [203] C. Balzer, A. Braun, T. Hannemann, C. Paape, M. Ettl, W. Neuhauser, and C. Wunderlich, *Electrodynamically trapped Yb+ ions for quantum information processing*, Phys. Rev. A. **73** (2006), no. 041407.
- [204] T. Monz, P. Schindler, J. T. Barreiro, M. Chwalla, D. Nigg, W. A. Coish, M. Harlander, W. Hänsel, M. Hennrich, and R. Blatt, *14-Qubit Entanglement: Creation and Coherence*, Phys. Rev. Lett **106** (2011), no. 130506.
- [205] M. B. Plenio and P. L. Knight, *Decoherence limits to quantum computation using trapped ions*, Proc. R. Soc. Lond. A **453** (1997), 2017-2041.
- [206] R. Ozeri, W. M. Itano, R. B. Blakestad, J. Britton, J. Chiaverini, J. D. Jost, C. Langer, D. Leibfried, R. Reichle, S. Seidelin, J. H. Wesenberg, and D. J. Wineland, *Errors in trapped-ion quantum gates due to spontaneous photon scattering*, Phys. Rev. A **75** (2007), no. 042329.
- [207] C. Ospelkaus, U. Warring, Y. Colombe, K. R. Brown, J. M. Amini, D. Leibfried, and D. J. Wineland, *Microwave quantum logic gates for trapped ions*, Nature **476** (2011), 181-184.
- [208] T. Duda and F. W. Bach, *Moderne Beschichtungsverfahren*, 1. Auflage, Wiley-VCH, Weinheim, 2000.

- [209] E. P. Degarmo, J. T. Black, R. A. Kosher, and B. A. Klamcki, *Materials and Processes in Manufacturing*, 9. Auflage, John Wiley and Sons Inc, Hoboken, 2003.
- [210] C. Koch and T. Rinke, *Fotolithographie Theorie und Anwendung von Fotolacken, Entwicklern, Ätzchemikalien und Lösemitteln*, 1. Auflage, Microchemicals GmbH, Ulm, 2012.
- [211] R. Dammel, *Diazonaphthoquinone based resists*, 5. Auflage, SPIE - International Society for Optical Engineering, Washington, 1993.
- [212] M. Madou, *Fundamentals of micro fabrication: the science of miniaturization*, 2. Auflage, CRC Press, Boca Raton, London, 2002.
- [213] F. H. Dill, *Optical lithography*, IEEE Trans Electron Devices **22** (1975), no. 440.
- [214] F. H. Dill, W. P. Hornberger, P. S. Hauge, and J. M. Shaw, *Characterization of Positive Photoresist*, IEEE Trans Electron Devices **22** (1975), no. 445.
- [215] Fa. Karl Suess, *UV Probe P-405 Nanometer - Datenblatt*, 1991.
- [216] National Institute of Standards and Technology, *Constants, Units and Uncertainty*, [http://physics.nist.gov/cgi-bin/cuu/Value?f\[search for=faraday](http://physics.nist.gov/cgi-bin/cuu/Value?f[search for=faraday) (2010).
- [217] _____, *Constants, Units and Uncertainty*, <http://physics.nist.gov/cgi-bin/cuu/Value?r> (2010).
- [218] Verband der Keramischen Industrie e.V., http://www.keramik-rs.de/ksuche/k_frame.asp?h=6, 2007.
- [219] Siegert Consulting, *3 Zoll Saphir Wafer, EPI Poliert - Datenblatt*, 2011.
- [220] Fa. A.L.L. Lasertechnik, *Aluminioxid Keramik - Datenblatt*, 2012.
- [221] F. Pedrotti, *Optik, Eine Einführung*, 1. Auflage, Prentice Hall, München, London und andere, 1996.
- [222] Fa. Isomet, *1250 AOM - Datenblatt*.
- [223] Informationsstelle Edelstahl Rostfrei (ISER), *Werkstoff-Bezeichnungen*, 2013. <http://www.edelstahl-rostfrei.de/page.asp?pageID=56>.
- [224] Fa. SGS Thompson, *H-Bridge L298 - Datenblatt*.
- [225] N. Timoney, *Robust rotations and coherent quantum states with a single trapped ion*. (Dissertation, Siegen 2010).

Danksagung

An dieser Stelle möchte ich allen meinen Dank aussprechen, die zum Gelingen dieser Doktorarbeit beigetragen haben und die mich während dieser Zeit unterstützt und begleitet haben. Mein besonderer Dank gilt meinem Doktorvater Prof. Dr. Christof Wunderlich, der mir ermöglicht hat, meine Doktorarbeit in diesem spannenden, zukunftsweisenden Forschungsgebiet durchführen zu können und der mich in dieser Zeit stets gut betreut und unterstützt hat. Wenn ich mir in etwa 30- 50 Jahren eine Quantencomputer kaufe, dann kann ich mit Recht behaupten, dass ich an der Entwicklung meinen Teil beigetragen habe.

Bei Dr. Michael Johanning und Dr. Andrés Varón bedanke ich mich für ihr offenes Ohr bei Fragen sowie für die zahlreichen nützlichen Anregungen, die meiner Arbeit sehr zugute kamen.

Ein großen Dank an meine Studenten, die mich mit ihren Arbeiten unterstützt haben. An Daniel Georgen und Lukas Bogunia, die unter meiner Aufsicht ihre Bachelor- und Masterarbeiten gefertigt haben. An Mursal Baggash für seine Masterarbeit und die Simulationen von Michael Epping im Rahmen seiner Bachelorarbeit. Nicht zur Vergessen die Bachelorarbeit von Gerrit Baumgart, die zwar nicht mehr relevant für meine Dissertation war, aber hilfreich fürs Experiment für die nachfolgenden Generationen.

An die Gruppe von Prof. M. Böhm, insbesondere Dipl. Phys.-Ing. Dierk Schäfer-Stephani, Dipl. Ing. Krystian Watty und Dipl. Ing. Andreas Bablich die mich in der Herstellung des Fallenchips tatkräftig unterstützt haben und auch bereit waren die Sputteranlage fast rund um die Uhr für mich zu bedienen. Ebenfalls gebührt Dr. Heiko Schäfer einen großen Dank für sein profundes Wissen der Dünnschichttechnologie, der immer eine Antwort auf meine Fragen besaß und auch bereit war seine Nachmittage mit mir an der FIB zu verbringen. In diesem Zusammenhang sei auch Dipl. Chem. Jan Mayer aus der Gruppe von Prof. Xiang zu danken für die Möglichkeit zusätzliche Zeit an der FIB zu bekommen. Ebenfalls aus dieser Gruppe hervorzuheben ist Dipl. Chem. Regina Fuchs, die mit mir die Analyse der Chiprauheit mittels AFM durchgeführt hatte.

Einen großen Dank auch an Dipl. Phys.-Ing. Dieter Gebauer und Dipl. Phys.-Ing. Dieter Junge für Ihre Arbeiten im Rahmen der Herstellung der Trägerkeramik.

An das Institut für Photonsche Technologien in Jena in Person von Dr. Boris

Ivanov, Dipl. Phys.-Ing. Heike Schneider und Dr. Zarazenzov für den Bondvorgang von mehreren Trägern.

Ein Dank auch an die Mitarbeiter am Mikrofallen-Experiments in Person von Dipl. Phys.-Ing. Thomas Collath, Dr. Delia Kaufmann, Dipl. Phys. Peter Kaufmann und Dipl. Phys. Timm Gloger für die Möglichkeit des Ausborgens der Ytterbium-Laser und M.S. Tanveer Baig für die Herstellung des Resonators für den Fallenantrieb. Ebenfalls sei hier Simon Spitzer zu danken, der mit seinen diversen elektronischen Schaltungen für das Gelingen dieser Arbeit gesorgt hat.

Zuletzt möchte ich meinen beiden Bürokollegen Dipl. Phys. Ingo Baumgart und Dipl. Phys. Benedikt Scharfenberger bedanken für die konstruktiven Diskussion über die Arbeit, die Physik und die wichtigen Dinge des Lebens. Auch einen Dank an Dr. Sabine Wölk für das Korrekturlesen eines Teils dieser Arbeit.

Zum Schluss möchte ich mich bei meiner Frau bedanken für ihr Verständnis für die vielen, vielen Überstunden, Abendschichten zu Hause und der Wochenendarbeit. Auch für das "Rückenfreihalten" von den ganzen anderen Dingen. Natürlich auch an meine beiden Söhne, die eine gute Ablenkung von der Arbeit dargestellt haben. Ein Danke gilt auch meinen Eltern, die mich während des Studiums unterstützt haben.

Hiermit erkläre ich, dass ich die vorliegende Dissertation selbstständig und ständig selbst verfasst und keine anderen als die angegebenen Quellen und Hilfsmittel benutzt, sowie Zitate und Ergebnisse anderer kenntlich gemacht habe.

(Ort)

(Datum)

(Unterschrift)