

**Verbesserungen der  
Ionennachweissysteme des  
Präzisions-Penningfallen-  
Massenspektrometers  
TRIGA-TRAP**

Jochen Ketter

Institut für Physik  
Johannes Gutenberg-Universität Mainz



Diplomarbeit

**Verbesserungen der  
Ionennachweissysteme des  
Präzisions-Penningfallen-  
Massenspektrometers  
TRIGA-TRAP**

Jochen Ketter

4. Februar 2009

Institut für Physik  
Johannes Gutenberg-Universität Mainz



# Inhaltsverzeichnis

<b>1</b>	<b>Einleitung</b>	<b>9</b>
<b>2</b>	<b>Penningfallen</b>	<b>11</b>
2.1	Speicherung geladener Teilchen . . . . .	11
2.1.1	Ionenbewegung in einer idealen Penningfalle . . . . .	11
2.1.2	Reale Penningfallen . . . . .	18
2.2	Manipulation der Ionenbewegung . . . . .	21
2.2.1	Anregung . . . . .	21
2.2.2	Kühlung . . . . .	24
2.3	Massenmessung mit einer Falle . . . . .	27
2.3.1	Flugzeitresonanzmethode . . . . .	28
2.3.2	FT-ICR-Nachweis . . . . .	31
<b>3</b>	<b>Experimentelle Anlagen</b>	<b>37</b>
3.1	SHIPTRAP . . . . .	37
3.1.1	On-line-Sektion . . . . .	37
3.1.2	Fallenexperiment . . . . .	40
3.2	TRIGA-TRAP . . . . .	46
3.2.1	Penningfallen . . . . .	47
<b>4</b>	<b>Ergebnisse neuer Nachweismethoden</b>	<b>51</b>
4.1	Induktivität für den FT-ICR-Nachweis . . . . .	51
4.2	Ortsaufgelöster Nachweis . . . . .	60
<b>5</b>	<b>Präzisionsspannungsquelle</b>	<b>67</b>
5.1	Grundlegendes Konzept . . . . .	68
5.2	Bauteile . . . . .	72
5.3	Hochspannungsversorgung . . . . .	77
5.4	Linearspannungsregler . . . . .	87
5.5	Schalter . . . . .	100
<b>6</b>	<b>Zusammenfassung und Ausblick</b>	<b>111</b>



# Abbildungsverzeichnis

2.1	Quadrupolpotential . . . . .	13
2.2	Hyperbolische und zylindrische Fallengeometrie . . . . .	13
2.3	Eigenbewegungen in einer Penningfalle . . . . .	17
2.4	Energieniveaus im quantenmechanischen Bild . . . . .	18
2.5	Elektrodensegmentierung für Anregungen . . . . .	22
2.6	Konversion von Magnetron- in Zyklotronbewegung . . . . .	23
2.7	Wirkung eines Puffergases auf die radialen Bewegungen . . . . .	26
2.8	Prinzip des Widerstandskühlens . . . . .	27
2.9	Prinzip der Flugzeitresonanzmethode . . . . .	29
2.10	Radiale Energie und Flugzeitresonanz . . . . .	30
2.11	Prinzip des breitbandigen FT-ICR-Nachweises . . . . .	32
2.12	Ersatzschaltbild einer Induktivität . . . . .	33
2.13	Parallelschwingkreis mit Resonanz . . . . .	34
2.14	Prinzip des schmalbandigen FT-ICR-Nachweises . . . . .	35
3.1	Schematische Darstellung von SHIPTRAP . . . . .	41
3.2	Sequenz einer TOF-ICR-Messung . . . . .	44
3.3	Aufsicht auf den Aufbau von TRIGA-TRAP . . . . .	48
3.4	Segmentierung der Ringelektrode . . . . .	49
3.5	Technische Zeichnung des kryogenen Fallenaufbaus . . . . .	50
4.1	Konfiguration des Tests am Kaltkopf . . . . .	53
4.2	Prinzip der Kammertechnik . . . . .	53
4.3	Resonanzkurve bei Raumtemperatur . . . . .	57
4.4	Resonanzkurve bei 4 Kelvin . . . . .	58
4.5	Prinzip des ortsauflösenden Detektors . . . . .	61
4.6	Beobachtung der Magnetronbewegung und -anregung . . . . .	62
4.7	Detektoraufnahme . . . . .	64
4.8	Gemessene Flugzeitverteilung . . . . .	65
5.1	Umladung von Kapazitäten . . . . .	69
5.2	Grundlegende Idee des Netzteils . . . . .	70
5.3	Blockdiagramm der Spannungsquelle . . . . .	71
5.4	Aufbau eines n-Kanal-MOSFET . . . . .	73
5.5	Beschaltung eines MOSFET zur Stromeinstellung . . . . .	74
5.6	Grundbeschaltung eines Operationsverstärkers . . . . .	76
5.7	Spezielle Beschaltungen eines Operationsverstärkers . . . . .	76

## Abbildungsverzeichnis

5.8	Grundlegende Idee der Hochspannungsversorgung . . . . .	78
5.9	Brückengleichrichter und Diodenkennlinie . . . . .	80
5.10	Gleichrichtungsstufe mit Ausgangsspannungsbegrenzung . . . . .	80
5.11	Beschaltung eines LM317-Spannungsreglers . . . . .	81
5.12	Erzeugung einer Wechselspannung . . . . .	83
5.13	Schwingender Operationsverstärker . . . . .	84
5.14	Beschaltung des Audioverstärkers . . . . .	85
5.15	Verstärkung der Schwingung am Audioverstärker . . . . .	86
5.16	Reglerstufe . . . . .	87
5.17	Schaltplan des Hochspannungsverstärkers . . . . .	88
5.18	Grundschialtung des Reglers . . . . .	90
5.19	Nyquist-Kriterium . . . . .	92
5.20	Blockdiagramm eines einfachen Proportionalreglers . . . . .	92
5.21	Einstellverhalten des Reglers . . . . .	97
5.22	Linearität des Reglers . . . . .	99
5.23	Komponenten des eigentlichen Schalters . . . . .	101
5.24	Eingangsstufe des Schalters . . . . .	102
5.25	Beschaltung des Optokopplers . . . . .	103
5.26	Beschaltung eines 78XX-Spannungsreglers . . . . .	103
5.27	MOSFET-Treiberstufe . . . . .	105
5.28	Spannungshierarchie . . . . .	107
5.29	Generierung der Schaltpulse . . . . .	108
5.30	Schaltverhalten . . . . .	109
5.31	Schaltflanken . . . . .	110
5.32	Schaltvorgang der Gate-Source-Spannung . . . . .	110
6.1	Bild der Schalterplatine . . . . .	113
6.2	Bild der Hochspannungsversorgung . . . . .	114
6.3	Bild des Reglers . . . . .	114

# Tabellenverzeichnis

2.1	Fallenfrequenzen verschiedener Massenzahlen . . . . .	15
4.1	Parameter der Anpassung und direkte Messung . . . . .	58
4.2	Mittlere Flugzeit und Ionenanzahl . . . . .	65



# 1 Einleitung

Die Masse eines Atoms ist eine fundamentale Größe, da die Summe der Wechselwirkungsenergien in einem Atom über Einsteins Beziehung  $E = mc^2$  direkt mit einer Massendifferenz gegenüber der freien Masse seiner Konstituenten verknüpft ist. Bei einem so komplexen Vielteilchensystem wie dem Kern und seiner Atomhülle stellt die Masse eines Nuklids damit einen charakteristischen Fingerabdruck dar, der zur Identifikation herangezogen werden kann. Aber dieser Fingerabdruck enthält bei genauerem Hinsehen in Form einer präzisen Massenmessung deutlich mehr Information, da sich zum Beispiel die nukleare Substruktur in der Masse niederschlägt. Im Kern treten starke, schwache und elektromagnetische Wechselwirkung zwischen den Kernbestandteilen auf, was ihn zu einer geeigneten Probe für das Zusammenspiel dieser Kräfte macht. Somit trägt der Vergleich von genauen Massenwerte mit theoretischen Vorhersagen zum besseren Verständnis der Kernstruktur und der zugrundeliegenden Wechselwirkungen bei. Bei immer größerer Messgenauigkeit wird es zudem möglich, auch den Beitrag der Elektronenhülle zu quantifizieren, was die Bestimmung von atomaren Bindungsenergien und zwingende Tests der Quantenelektrodynamik in starken Feldern erlaubt.

In der Hochpräzisionsmassenspektrometrie [Bla06] hat sich mittlerweile als probates Werkzeug die Penningfalle durchgesetzt, in der die Massenmessung auf die Beobachtung von massenabhängigen Bewegungsfrequenzen zurückgeführt wird. Die theoretischen Grundlagen der Penningfalle werden in Kapitel 2 dieser Arbeit behandelt. Es haben sich zwei Methoden zur Frequenzbestimmung etabliert: Bei der TOF-ICR-Methode wird die Ionenflugzeit nach dem Ausschuss in Abhängigkeit einer Anregungsfrequenz gemessen. Allerdings erfordern der Frequenzscan und die endliche Breite der Flugzeitverteilung eine Mindestzahl von Ionen, die nachgewiesen werden muss. Seit der Einführung dieser Flugzeitresonanzmethode [GKT80] hat das verbesserte theoretische Verständnis der Ionenanregung zur einer erhöhten Genauigkeit geführt. Für stabile Nuklide liegt die relative Unsicherheit der Bestimmung der Ionenmasse  $\frac{\delta m}{m}$  mittels der TOF-ICR-Methode in einer Größenordnung von  $10^{-10}$  [BCF<sup>+</sup>02]. Weil sich die Methode ohne apparative Veränderungen auf eine Vielzahl von Massen anpassen lässt, ist sie für Radionuklide erste Wahl. Trotz der begrenzten Rate, mit der diese Nuklide erzeugt werden, und ihrer endlichen Lebensdauer wird eine Genauigkeit von bis zu  $10^{-8}$  erreicht. Die zweite Methode zur Frequenzbestimmung weist den Spiegelstrom nach, den die Ionen infolge ihrer Bewegung in den Fallenelektroden influenzieren. Bei stabilen Ionen sind bei entsprechend langer Messdauer Genauigkeiten von  $10^{-11}$  möglich [RTM<sup>+</sup>05, RMSM06]. Diese FT-ICR-Methode bietet zudem den Vorteil, dass mit einem geeigneten Nachweisschwingkreis Einzelionensensivität möglich ist, und somit die Frequenzinformation an einem einzigen Ion gewonnen werden kann.

Von den 3200 bekannten Nukliden sind weniger als 300 stabil, aber vor allem die

## 1 Einleitung

instabilen Nulide sind für das Verständnis der Nukleosynthese und der im Universum beobachteten Elementhäufigkeit von fundamentaler Bedeutung [SB06]. In der Astrophysik werden präzise Massendaten zur Bestimmung möglicher Pfade benötigt, entlang der die Produktion schwererer Elemente als Helium durch Neutronen- oder Protoneneinfang in Supernovae erfolgt. Angesichts der nicht analytisch lösbaren Vielteilchenwechselwirkung existieren für viele Nuklide abseits der Stabilität vielfach nur Modelle, die die Bindungsenergien aus systematischen Trends der bislang gemessenen Massen ableiten und entsprechende Unsicherheiten aufweisen [LPT03]. Experimentelle Daten liefern hier einen wichtigen Beitrag zur Verbesserung der Vorhersagen. Dabei besteht vor der Massenmessung zunächst das Problem, die radioaktiven Nuklide überhaupt zu erzeugen. Kapitel 3 beschreibt mit SHIP und TRIGA zwei Anlagen, an denen neutronenarme Nuklide und Transurane beziehungsweise neutronenreiche Nuklide produziert werden können. Weltweit gibt es eine Vielzahl dieser *Radioactive Beam Facilities*, was das Interesse an exotischen Atomen unterstreicht. Zusätzlich werden in diesem Kapitel auch die angeschlossenen Penningfallenanlagen SHIPTRAP und TRIGA-TRAP vorgestellt, an denen die Massenmessung erfolgt.

An TRIGA-TRAP soll der FT-ICR-Nachweis zum ersten Mal an einer Fallenanlage mit externer Ionenproduktion für Radionuklide zum Einsatz kommen, was eine besondere Herausforderung darstellt. Der Aufwand ist vollkommen gerechtfertigt, da der Spiegelstromnachweis wiederholte Messungen am selben Ion erlaubt und sich insofern besonders für Nuklide mit geringer Produktionsrate eignet, wodurch ein bislang für direkte Massenmessungen unerschlossener Bereich der Nuklidkarte abgedeckt werden kann. Der erste Teil von Kapitel 4 beschäftigt sich mit der Konzeption einer Induktivität hoher Güte, die ein wesentlicher Bestandteil des schmalbandigen Nachweisschwingkreises ist, dessen Resonanzüberhöhung letztlich Einzelionensensitivität sicherstellen soll. Im zweiten Teil dieses Kapitels wird an SHIPTRAP mit einem ortsauflösenden Detektor eine Möglichkeit untersucht, die TOF-ICR-Methode unempfindlicher gegenüber Kontaminationen zu machen.

TRIGA-TRAP plant zusätzlich, den breitbandigen FT-ICR-Nachweis in der Reinigungsphase zur ersten Identifikation der eintreffenden Ionen einzusetzen, was besondere Anforderungen an die verwendete Spannungsversorgung stellt. Der externe Einschuss erfordert ein schnelles Schalten der Elektrodenspannung. Besonders während der Speicherung der Ionen in der Falle muss die Spannung an den Elektroden besonders stabil und rauscharm sein, um den Spiegelstrom der Ionen mit der angeschlossenen Nachweiselektronik überhaupt detektieren zu können. Zudem erhöht ein verbessertes Signal-zu-Rauschverhältnis die Sensitivität. Die dritte Anforderung an die Spannungsquelle resultiert aus der Energie der Ionen, die Speicherspannungen von bis zu 200 V erfordert. Eine Spannungsquelle, die allen Erfordernissen genügt, ist kommerziell nicht erhältlich. Daher wurde im Rahmen dieser Diplomarbeit der Prototyp einer Spannungsquelle entwickelt und getestet, die für den Einsatz am Fallenexperiment geeignet ist. Die Eigenentwicklung bietet den Vorteil, die Quelle speziell auf die Anforderungen des Experiments zuzuschneiden, indem die besonderen Gegebenheiten des Aufbaus ausgenutzt werden. Kapitel 5 widmet sich der grundlegenden Idee und den einzelnen Modulen dieser Quelle und zeigt erste am Testaufbau gewonnene Ergebnisse, die die Tragfähigkeit des Konzepts untermauern.

## 2 Penningfallen

Dieses Kapitel behandelt die Grundlagen der Speicherung geladener Teilchen in einer speziellen Anordnung von statischen elektrischen und magnetischen Feldern, die unter dem Namen Penningfalle bekannt ist. Die Grundlage dieser Falle beruht auf Arbeiten Frans Michel Pennings zur Entwicklung von Messröhren zur Bestimmung des Restgasdrucks in Vakuumkammern [Pen36]. Der Vorschlag zur Benennung dieser Fallenanordnung stammt von Dehmelt, der zusammen mit Paul für seine Experimente mit Fallen 1989 den Nobelpreis erhielt [Deh90].

Neben der Grundlagen der Speicherung befasst sich dieses Kapitel auch mit den Grundlagen der Manipulation der Ionenbewegung in der Falle und erklärt, wie sich damit eine Penningfalle zusammen mit verschiedenen Detektionsmethoden zur Bestimmung von Ionenmassen nutzen lässt. Eine detailliertere Beschreibung der Penningfalle und anderer Fallentypen liefert [MGW05]. Einen Überblick verschiedener Verfahren zur Hochpräzisionsmassenspektrometrie und der fundamentalen physikalischen Bedeutung ihrer Ergebnisse gibt [Bla06].

### 2.1 Speicherung geladener Teilchen

Es existieren auch Fallen für Neutralteilchen wie zum Beispiel magneto-optische Fallen. Geladene Teilchen bieten aber den Vorteil, dass ihre Wechselwirkung mit elektrischen und magnetischen Feldern deutlich größer ist als die Wechselwirkung mit magnetischen Momenten oder Lichtfeldern, auf die man bei Neutralteilchen zurückgreifen muss.

#### 2.1.1 Ionenbewegung in einer idealen Penningfalle

Ein geladenes Teilchen mit Ladung  $q$  und Masse  $m$  führt in einem homogenen Magnetfeld  $\vec{B}$  eine Kreisbewegung mit der Zyklotronfrequenz

$$\nu_c = \frac{\omega_c}{2\pi} = \frac{1}{2\pi} \frac{|q|B}{m} \quad (2.1)$$

in einer Ebene senkrecht zu den Feldlinien aus. Während das Teilchen so radial eingefangen ist, kann es sich entlang der Feldlinien frei bewegen. Ein axialer Einschluss des Teilchens entlang der beispielsweise in  $z$ -Richtung verlaufenden Magnetfeldlinien lässt sich durch ein zusätzliches elektrisches Quadrupolpotential  $\Phi$  der Form

$$\Phi(x, y, z) = \frac{U_0}{2d^2} \left( z^2 - \frac{1}{2}(x^2 + y^2) \right) = \frac{U_0}{2d^2} \left( z^2 - \frac{1}{2}\rho^2 \right) \quad (2.2)$$

## 2 Penningfallen

erreichen. Dabei ist die Länge  $d$  ein charakteristischer Fallenparameter, dessen Definition sich in Gleichung (2.5) etwas später in natürlicher Weise ergibt.  $U_0$  ist eine Spannung, die sich bei passender Definition von  $d$  im experimentellen Kontext als angelegte Spannungsdifferenz interpretieren lässt.

Die aus der Erfüllung der Laplacegleichung  $\Delta\Phi = 0$  resultierende Sattelpunktsform des Potentials ist in Abbildung 2.1 gezeigt. Damit wird offensichtlich, dass eine rein elektrostatische Speicherung eines Teilchens in diesem Potential unmöglich ist. In den hier nicht näher diskutierten Paulfallen [Pau90] wird die Speicherung bestimmter Massen durch die Überlagerung eines elektrostatischen Potentials mit einem zeitabhängigen elektrischen Potential ohne zusätzliches Magnetfeld erreicht.

Die Äquipotentiallinien des Quadrupolpotentials sind Hyperbeln. Daher lässt sich ein solches Potential durch Elektroden in Form von Rotationshyperboloiden erzeugen, deren Oberflächen Äquipotentialflächen sind. Die Elektrodenform ist in Abbildung 2.2 dargestellt. Die impliziten Gleichungen für diese Elektroden lauten [Bol04]

$$z^2 - \frac{1}{2}\rho^2 = z_0^2 \quad (2.3)$$

für die beiden sogenannten Endkappen, sowie

$$z^2 - \frac{1}{2}\rho^2 = -\frac{1}{2}\rho_0^2 \quad (2.4)$$

für die Ringelektrode. Der Abstand der Endkappen und des Rings vom Ursprung beträgt jeweils  $z_0$  beziehungsweise  $\rho_0$ . Mit der Wahl

$$d^2 = \frac{1}{2} \left( z_0^2 + \frac{1}{2}\rho_0^2 \right) \quad (2.5)$$

für den charakteristischen Fallenparameter  $d$  wird  $U_0$  aus Gleichung (2.2) zur angelegten Spannungsdifferenz zwischen Endkappe und Ring. Es existieren auch Fallen mit anderen Geometrien [MGW05]. Besonders häufig werden zylindrische Penningfallen [GM84] eingesetzt, da sich runde Elektroden einfacher als hyperbolische herstellen lassen. Außerdem vereinfacht sich der Ein- und Ausschuss wegen der offenen Bauweise erheblich.

Mit der Lorentzkraft  $\vec{F}_L$  und dem zweiten Newtonschen Axiom ergibt sich die Bewegungsgleichung zu

$$m\ddot{\vec{r}} = \vec{F}_L = q\dot{\vec{r}} \times \vec{B} + q\vec{E} \quad (2.6)$$

Das elektrische Feld  $\vec{E}$  folgt über die Beziehung

$$\vec{E} = -\vec{\nabla}\Phi \quad (2.7)$$

aus dem Quadrupolpotential aus Gleichung (2.2). Mit der Wahl des Magnetfeldes in  $z$ -Richtung  $\vec{B} = B\hat{e}_z$  lautet die Bewegungsgleichung (2.6) für die einzelnen Komponenten

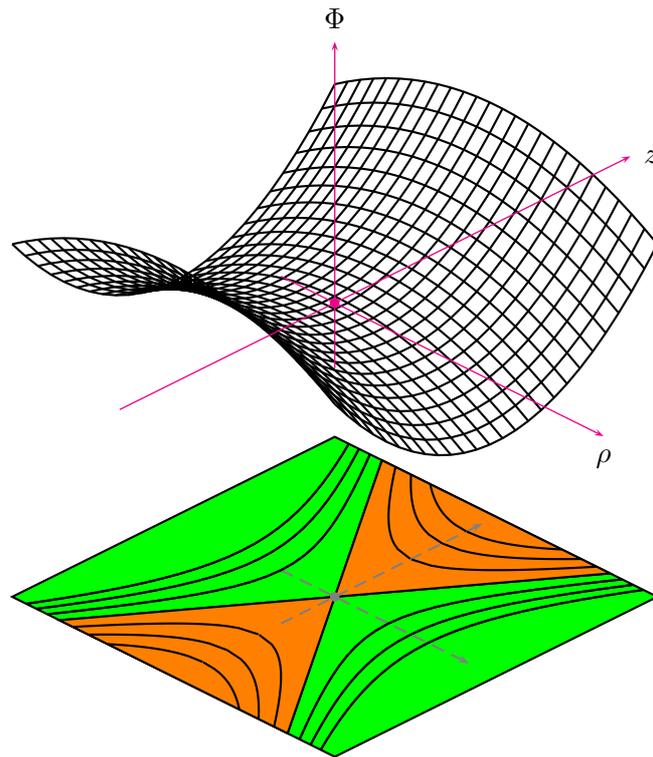


Abbildung 2.1: Quadrupolpotential aus Gleichung (2.2) mit Äquipotentiallinien in der  $z\rho$ -Ebene. Gleiche Farben kennzeichnen Gebiete, in denen das Potential das gleiche Vorzeichen besitzt.

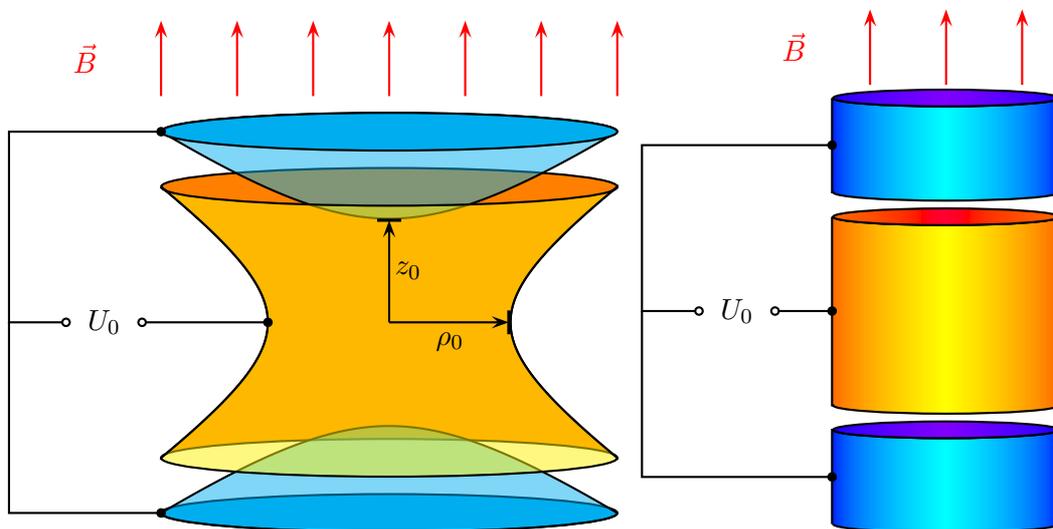


Abbildung 2.2: Hyperbolische (links) und zylindrische (rechts) Penningfalle mit oberer und unterer Endkappe (grün), sowie der Ringelektrode (blau).

## 2 Penningfallen

der Ionentrajektorie  $\vec{r}(t)$

$$\ddot{x} = +\frac{qB}{m} \cdot \dot{y} + \frac{qU_0}{2md^2} \cdot x \quad , \quad (2.8)$$

$$\ddot{y} = -\frac{qB}{m} \cdot \dot{x} + \frac{qU_0}{2md^2} \cdot y \quad , \quad (2.9)$$

$$\ddot{z} = -\frac{qU_0}{md^2} \cdot z \quad . \quad (2.10)$$

Die Bewegungsgleichung (2.10) für  $z$  ist die eines ungedämpften harmonischen Oszillators mit der Kreisfrequenz

$$\omega_z = \sqrt{\frac{qU_0}{md^2}} \quad , \quad (2.11)$$

sofern  $qU_0 > 0$ . Andernfalls nimmt die Auslenkung in  $z$ -Richtung exponentiell zu. Damit ergibt sich die erste Bedingung zur dauerhaften Speicherung von Teilchen in dieser Anordnung. Diese Bedingung ist unmittelbar einsichtig: Da die axiale Speicherung des Teilchens entlang der Magnetfeldlinien über das elektrische Potential erfolgen soll, muss sich das Teilchen in dieser Richtung in einem Minimum der potentiellen Energie bewegen.

Die gekoppelten Differentialgleichungen (2.8) und (2.9) lassen sich mit der Substitution  $u = x + iy$  auf eine einzige lineare Differentialgleichung zweiter Ordnung zurückführen:

$$\ddot{u} \pm i\omega_c \cdot \dot{u} - \frac{1}{2}\omega_z^2 \cdot u = 0 \quad . \quad (2.12)$$

Das obere Vorzeichen gilt für positiv geladene Teilchen, das untere entsprechend für negativ geladene Teilchen.

Der Ansatz  $u = e^{\mp i\omega t}$  führt schließlich auf das charakteristische Polynom

$$\omega^2 - \omega_c \cdot \omega + \frac{1}{2}\omega_z^2 = 0 \quad , \quad (2.13)$$

aus dem sich die beiden Eigenfrequenzen

$$\omega_{\pm} = \frac{1}{2} \left( \omega_c \pm \sqrt{\omega_c^2 - 2\omega_z^2} \right) \quad (2.14)$$

ergeben. Die beiden Vorzeichen haben hier nichts mehr mit der Ladung des Teilchens zu tun, sondern bezeichnen die beiden Eigenfrequenzen des Fundamentalsystems. Dabei wird  $\omega_+$  als *reduzierte Zyklotronfrequenz* und  $\omega_-$  als *Magnetronfrequenz* bezeichnet. Der Ursprung der Magnetronbewegung liegt in der  $\vec{E} \times \vec{B}$ -Drift.

Um die radiale Bewegung des Teilchens periodisch und beschränkt zu halten, müssen die Eigenfrequenzen aus Gleichung (2.14) reell bleiben, was als zusätzliche Stabilitätsbedingung

$$\omega_c^2 > 2\omega_z^2 \quad (2.15)$$

$$\Rightarrow \frac{q}{m} > \frac{2U_0}{d^2 B^2} \quad (2.16)$$

$A$	$\nu_c / \text{MHz}$	$\nu_+ / \text{MHz}$	$\nu_z / \text{kHz}$	$\nu_- / \text{kHz}$
1	107,493	107,488	982,84	4,493
23	4,674	4,669	204,94	4,497
39	2,756	2,752	157,38	4,501
85	1,265	1,260	106,60	4,509
87	1,236	1,231	105,37	4,510
133	0,808	0,804	85,22	4,518
250	0,430	0,425	62,16	4,541

Tabelle 2.1: Charakteristische Frequenzen einfach geladener Ionen der Massenzahl  $A$  in einer Falle mit den Dimensionen  $z_0 = 5,5 \text{ mm}$ ,  $\rho_0 = 6,38 \text{ mm}$ , einem axialen Potential von  $U_0 = 10 \text{ V}$  und einem Magnetfeld von  $B = 7 \text{ T}$ .  $^{23}\text{Na}$  und  $^{39}\text{K}$  treten oft als Kontaminationen auf.  $^{85}\text{Rb}$ ,  $^{87}\text{Rb}$  sowie  $^{133}\text{Cs}$  werden häufig als Referenzmassen zur Kalibration der Apparatur verwendet. Die Massenzahl 250 liegt in der Region schwerer Massen, die an TRIGA-TRAP untersucht werden sollen.

eine Beschränkung der minimalen spezifischen Ladung eines zu speichernden Teilchens zur Folge hat.

Bei stabiler Speicherung der Teilchen sind die Frequenzen hierarchisch geordnet:

$$\omega_- < \omega_z < \omega_+ < \omega_c \quad \text{für } \omega_z < \frac{2}{3}\omega_c \quad , \quad (2.17)$$

$$\omega_- < \omega_+ < \omega_z < \omega_c \quad \text{für } \omega_z > \frac{2}{3}\omega_c \quad . \quad (2.18)$$

Wie Tabelle 2.1 zeigt, ist bei typischen Anwendungen die erstgenannte Reihenfolge (2.17) deutlich häufiger, da sich die zweite Abfolge (2.18) erst kurz vor der Stabilitätsgrenze  $\omega_z = \frac{1}{\sqrt{2}}\omega_c$  ergibt.

Die Fallenfrequenzen erfüllen unter anderem die folgenden Beziehungen

$$\omega_c = \omega_+ + \omega_- \quad , \quad (2.19)$$

$$\omega_z^2 = 2\omega_+\omega_- \quad , \quad (2.20)$$

$$\omega_c^2 = \omega_+^2 + \omega_-^2 + \omega_z^2 \quad . \quad (2.21)$$

Die letzte Beziehung (2.21) wird als Brown-Gabrielse-Invarianztheorem [BG82] bezeichnet. Das Invarianztheorem gilt auch für die Frequenzen in einer nicht idealen Falle, in der beispielsweise das Magnetfeld leicht gegen die  $z$ -Achse verkippt ist und gegeneinander verschobene Fallenelektroden zu einem elliptischen Anteil im Potential führen [BBB<sup>+</sup>08].

Für  $\omega_c \gg \omega_z$  lässt sich die Wurzel aus Gleichung (2.14) entwickeln und man erhält für

## 2 Penningfallen

die Magnetronfrequenz

$$\omega_- \approx \frac{U_0}{2d^2 B} . \quad (2.22)$$

In erster Ordnung ist die Magnetronfrequenz demnach massenunabhängig und proportional zur angelegten Spannung.

Durch Vergleich von Real- und Imaginärteil des Ansatzes  $u = e^{\mp i\omega t}$  mit der gewählten Substitution  $u = x + iy$  und Superposition der Fundamentallösungen ergibt sich die allgemeine Lösung der radialen Bewegung. Zusammen mit der bekannten Lösung des harmonischen Oszillators in  $z$ -Richtung (2.10) lautet die allgemeine Lösung der Bewegungsgleichung eines geladenen Teilchens in einer idealen Penningfalle:

$$x(t) = +\rho_+ \cos(\omega_+ t + \phi_+) + \rho_- \cos(\omega_- t + \phi_-) , \quad (2.23)$$

$$y(t) = \mp \rho_+ \sin(\omega_+ t + \phi_+) \mp \rho_- \sin(\omega_- t + \phi_-) , \quad (2.24)$$

$$z(t) = \rho_z \sin(\omega_z t + \phi_z) . \quad (2.25)$$

Dabei stellt  $\rho_i$  die Amplitude der jeweiligen Eigenbewegung dar. Mit den Phasen  $\phi_i$  lassen sich entsprechende Anfangsbedingungen realisieren.

Die radiale Bewegung besteht aus der Überlagerung zweier Kreisbewegungen um des Fallenzentrum mit unterschiedlichen Frequenzen. Das obere Vorzeichen in Gleichung (2.24) gilt für positiv geladene Teilchen, das untere für negativ geladene Teilchen. Die unterschiedliche Ladung bedingt einen umgekehrten Umlaufsinn. Während positiv geladene Teilchen die  $z$ -Achse im Uhrzeigersinn, das heißt im mathematisch negativen Sinne umlaufen, ist dies für negativ geladene Teilchen genau umgekehrt. Die Überlagerung der drei Eigenbewegung zur Gesamtbewegung ist in Abbildung 2.3 dargestellt.

Mit der allgemeinen Lösung der Bewegungsgleichung lässt sich die Gesamtenergie eines Teilchens in der Falle berechnen.

$$\begin{aligned} E &= E_{\text{pot}} + E_{\text{kin}} = q\Phi(\vec{r}) + \frac{1}{2}m\dot{\vec{r}}^2 \\ &= \underbrace{\frac{1}{2}m\omega_z^2\rho_z^2}_{E_z} + \underbrace{\frac{1}{2}m\rho_+^2(\omega_+^2 - \omega_+\omega_-)}_{E_+} + \underbrace{\frac{1}{2}m\rho_-^2(\omega_-^2 - \omega_+\omega_-)}_{E_-} \end{aligned} \quad (2.26)$$

Die mittlere kinetische Energie  $E_{\text{kin},\pm} = \frac{1}{2}m\omega_{\pm}^2\rho_{\pm}^2$  der beiden radialen Bewegungen wird um die mittlere potentielle Energie  $E_{\text{pot},\pm} = -\frac{1}{4}m\omega_z^2\rho_{\pm}^2 = -\frac{1}{2}m\omega_+\omega_-\rho_{\pm}^2$  reduziert, da das elektrische Potential in radialer Richtung abfällt. Wegen  $\omega_+ > \omega_-$  ist der Gesamtbeitrag der reduzierten Zyklotronbewegung zur Gesamtenergie positiv, während die Magnetronbewegung insgesamt negativ beiträgt. Da eine Vergrößerung des Magnetronradius die Gesamtenergie verringert, ist diese Bewegung metastabil.

Die Bewegung eines Teilchens in einer Penningfalle lässt sich auch im quantenmechanischen Formalismus behandeln [Kre92]. Die drei klassischen Eigenbewegungen [Kre91] mit ihren Eigenfrequenzen  $\omega_i$  manifestieren sich im quantenmechanischen Bild als drei

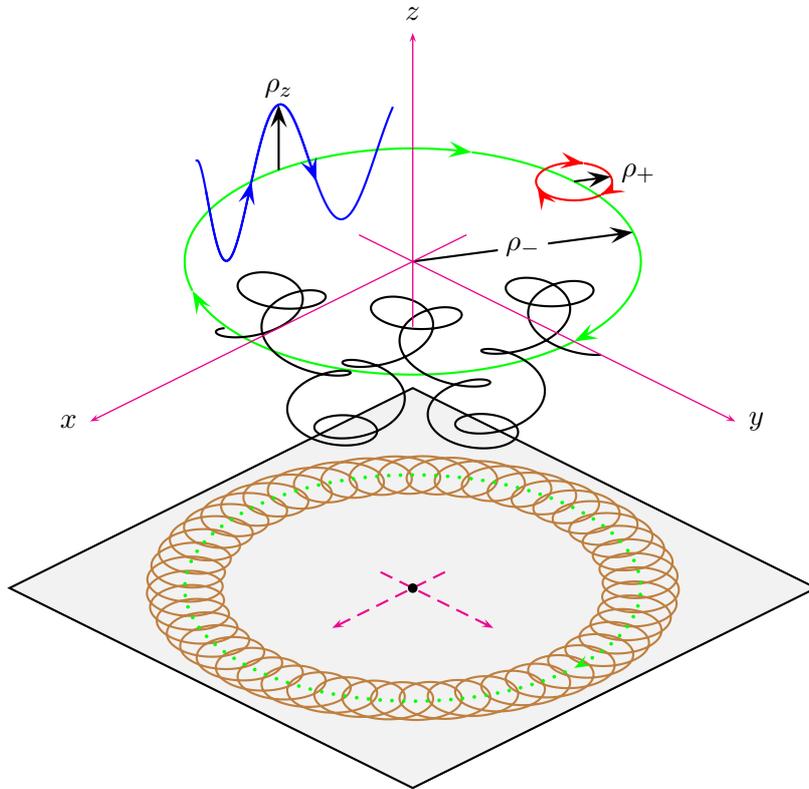


Abbildung 2.3: Die Gesamtbewegung (schwarz) eines geladenen Teilchens in einer Penningfalle setzt sich aus drei Eigenbewegungen zusammen: Einer axialen Schwingung (blau) entlang der  $z$ -Achse und zweier radialer Moden, der Magnetronbewegung (grün) und der reduzierten Zyklotronbewegung (rot). Gezeigt ist die Projektion der Bewegung (braun) in die  $xy$ -Ebene mit dem Magnetronradius als grün punktiertem Kreis. Das Frequenzverhältnis beträgt  $\omega_+ : \omega_z : \omega_- = 50 : 10 : 1$  und erfüllt damit Gleichung (2.20). Im Allgemeinen sind die Frequenzen keine ganzzahligen Vielfachen voneinander, so dass die Bahn nach einem Magnetronumlauf nicht geschlossen ist.

## 2 Penningfallen

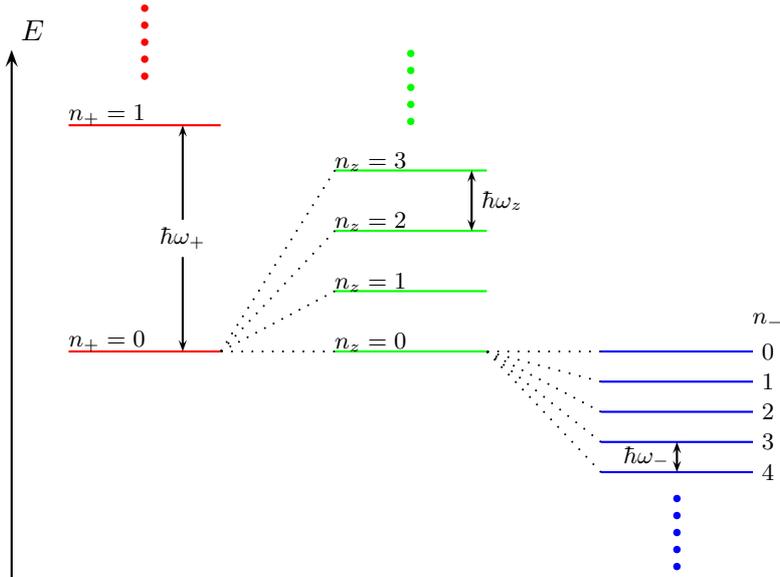


Abbildung 2.4: Energieniveaus eines spinlosen Teilchens in einer Penningfalle im quantenmechanischen Bild.

entkoppelte harmonische Oszillatoren. Die quantisierte Gesamtenergie des Systems ist

$$E = \hbar\omega_+ \left( n_+ + \frac{1}{2} \right) + \hbar\omega_z \left( n_z + \frac{1}{2} \right) - \hbar\omega_- \left( n_- + \frac{1}{2} \right) \quad (2.27)$$

mit den ganzzahligen Besetzungsquantenzahlen  $n_i$ . In Übereinstimmung mit der klassischen Berechnung trägt die Magnetronbewegung negativ zur Gesamtenergie bei. Diese Energieniveaus sind exemplarisch in Abbildung 2.4 gezeigt. Für Teilchen mit Spin kommt eine zusätzliche Aufspaltung der Energieniveaus durch die Einstellmöglichkeiten des Spins im Magnetfeld hinzu. Die Stellung des Spins liefert in einem homogenen Magnetfeld einen konstanten Beitrag zur Energie und hat daher keinen Einfluss auf die Bewegungsfrequenzen.

Während die Energiequantisierung bei den meisten Experimenten zur Massenmessung wegen der hohen Anregung der Ionen keine Rolle spielt und die klassische Beschreibung vollkommen ausreichend ist, konnten die Quantensprünge unter anderem bei Messungen des Elektron- $g$ -Faktors beobachtet werden [OHDG06].

### 2.1.2 Reale Penningfallen

Bislang wurde die Bewegung eines Ions in einer idealen Penningfalle behandelt. Da sich ein perfekt homogenes und zeitlich konstantes Magnetfeld, sowie ein dazu perfekt ausgerichtetes reines Quadrupolpotential niemals vollständig realisieren lassen, kommt es bei realen Penningfallen zu Abweichungen vom idealen Verhalten. Diese Effekte können das Auflösungsvermögen der Apparatur reduzieren und zu systematischen Fehlern führen, weshalb sie näher untersucht, verstanden und bestmöglich minimiert werden sollten.

### Elektrische Feldfehler

Fertigungstoleranzen, endliche Passgenauigkeit beim Zusammenbau der Falle und die endliche Ausdehnung der Fallenelektroden bewirken vor allem nahe der Elektroden Abweichungen vom reinen Quadrupolpotential. Außerdem werden absichtlich Abweichungen von der idealen Geometrie in Kauf genommen: Sofern das Ion nicht direkt in der Falle erzeugt wird, müssen in den Endkappen Löcher zum Ein- und Ausschuss vorhanden sein. Die in Abschnitt 2.2 behandelten Anregungen erfordern segmentierte Elektroden, was die die Zylindersymmetrie um die  $z$ -Achse bricht.

Die wichtigste Konsequenz ist das Auftreten höherer Terme im Potential [BMSS90], die zu unerwünschten energieabhängigen Frequenzverschiebungen und Kopplungen der drei Eigenbewegungen führen. Um die höheren Potentialterme zu minimieren, werden zusätzliche Korrektorelektroden eingebaut. Außerdem kann der Bewegungsradius der Ionen beispielsweise durch eines der in Abschnitt 2.2.2 beschriebenen Kühlverfahren reduziert werden, um die Teilchenbewegung auf den Kernbereich der Falle zu beschränken, in dem die Feldfehler minimal sind. Allerdings erfordern die in Abschnitt 2.3 erläuterten Methoden zur Massenbestimmung nicht verschwindende Bewegungsamplituden. Zusätzlich führen größere Bewegungsamplituden zu einem stärker ausgeprägten Signal. Da diese Methoden die Masse nicht absolut, sondern relativ zu einer bekannten Referenzmasse bestimmen, ist es sinnvoll, als Referenzmasse Ionen zu verwenden, deren Ladungs-zu-Massenverhältnis möglichst nahe an dem des zu untersuchenden Ions liegt, um die Bewegung beider Ionenspezies in der Falle möglichst vergleichbar zu halten.

Ferner äußern sich Schwankungen der Spannungsversorgung in allen drei Eigenfrequenzen. Ein Verfahren, mit dem es gelingt, statt einer der Eigenfrequenzen direkt die nur vom Magnetfeld abhängige, freie Zyklotronfrequenz des Teilchens zu messen, ist deshalb deutlich robuster.

### Magnetische Feldfehler

Ähnlich wie bei den Elektroden als definierendem Element für das elektrische Potential ergibt sich auch beim Magnetfeld das Problem, mit Spulen endlicher Ausdehnung ein möglichst homogenes Magnetfeld zu erzeugen. In einem begrenzten Raumbereich lässt sich die Homogenität durch Korrekturspulen verbessern und das Auftreten höherer Magnetfeldterme unterdrücken [GT88]. Zusätzlich zu dieser passiven Schirmung kann auch eine aktive Kompensation äußerer Störungen über zusätzliche Helmholtzspulen erfolgen [VDFZS99].

Die von den höheren Termen verursachten amplitudenabhängigen Verschiebungen und Kopplungen der Eigenbewegungen sind bei Massenmessungen unerwünscht. Bei Experimenten zur Bestimmung des  $g$ -Faktors hingegen nutzt man die aus dem kontinuierlichen Stern-Gerlach-Effekt [Deh86] resultierende spinstellungsabhängige Verschiebung der Bewegungsfrequenzen als wesentlichen Teil der eigentlichen Messung.

Material in und um den Magneten mit nichtverschwindender Suszeptibilität verzerrt das Magnetfeld. Daher werden die Fallenelektroden aus Materialien wie OFHC-Kupfer (oxygen free high conductivity) hergestellt, das eine besonders niedrige Suszeptibilität

## 2 Penningfallen

aufweist. Während die Innenseite der Elektroden die elektrische Potentialform im Fallenvolumen definiert, kann die Form der nach außen gewandten Elektrodenoberfläche zur Minimierung der Magnetfeldverzerrung angepasst werden. Außerdem sollte während einer Messung im Umfeld des Magneten nichts verändert werden.

Druck- und Temperaturschwankungen in den Stickstoff- und Heliumbehältern des supraleitenden Magneten beeinflussen die Permeabilität der umgebenden Materialien, was auf das Magnetfeld zurückwirkt [VDFS92]. Diese Fluktuationen lassen sich durch eine Temperatur- und Druckstabilisierung des Magneten reduzieren [MJAB<sup>+</sup>08].

Neben Fluktuationen tritt auch ein stetiger Abfall des Magnetfeldes durch den Flux-Creep-Effekt auf [And62]. Dabei geht magnetische Feldenergie verloren, wenn die supraleitenden Flussschläuche im supraleitenden Material von einem Pinningzentrum zu einem anderen springen [AK64].

Dieser langsame Abfall kann über den Zeitraum mehrerer Messungen mit zusätzlichen Korrekturspulen kompensiert werden, in denen gemäß der Lenz'schen Regel Ströme induziert werden, die dem abnehmenden Magnetfeld entgegenwirken. Um die Kräfte zwischen den Spulen zu begrenzen, müssen die Ströme in den Korrekturspulen jedoch in regelmäßigen Abständen abgeführt werden, so dass sich das Magnetfeld auf lange Zeit nicht auf dem Anfangsniveau halten lässt. Dieses Verfahren wird beim supraleitenden Magneten des TRIGA-TRAP-Experiments angewandt.

Neben Fluktuationen und Inhomogenitäten des Magnetfeldes ist auch die Ausrichtung des Magnetfeldes relativ zum elektrischen Quadrupolpotential eine mögliche Fehlerquelle. Bei einer leichten Verkipfung des Magnetfeldes gegen die  $z$ -Achse um den Winkel  $\theta$  gilt die für die Massenmessung besonders wichtige Beziehung

$$\omega_+ + \omega_- = \omega_c \quad (2.28)$$

nicht mehr exakt. Es tritt eine in erster Ordnung massenunabhängige Frequenzverschiebung [BMSS90, Gab09]

$$\Delta\omega_c = \frac{9}{4}\omega_- \sin^2(\theta) \quad (2.29)$$

auf. Die Ausrichtung des Fallenrohrs gegenüber dem Magnetfeld kann beispielsweise mit einer Elektronenkanone und einem positionssensitiven Detektor, wie einer geteilten Anode kontrolliert werden [Rep08], indem man den radialen Einschluss im Magnetfeld ausnutzt. Die Elektronen folgen bei hinreichend kleinem Zyklotronradius der Magnetfeldlinie, auf der sie gestartet sind.

### Ion-Ion-Wechselwirkung

Alle Betrachtungen wurden bislang auf ein einzelnes Ion in der Falle beschränkt. Bei mehreren Ionen in der Falle kommt zusätzlich die Coulombwechselwirkung untereinander ins Spiel. Bei Ionen einer Spezies beobachtet man eine Verbreiterung, aber keine Verschiebung der Resonanz. Diese tritt erst auf, wenn sich verschiedene Ionenspezies in der Falle befinden. Sofern die Resonanzen aufgelöst werden können, beobachtet man eine Erniedrigung der Resonanzfrequenzen [BKK<sup>+</sup>92].

Die von Kontaminationen hervorgerufenen Verschiebungen lassen sich mit einer  $Z$ -Klassen-Analyse [KBB<sup>+</sup>03] untersuchen, bei der die für verschiedene Anzahlen gleichzeitig gespeicherter Ionen gemessene Frequenz auf ein einzelnes Ion in der Falle extrapoliert wird.

## 2.2 Manipulation der Ionenbewegung

Im vorherigen Abschnitt wurde die Speicherung geladener Teilchen in einer Penningfalle diskutiert. In diesem Abschnitt geht es um die gezielte Manipulation der Ionenbewegung in der Falle. Erst diese Fähigkeit erweitert die experimentellen Möglichkeiten einer Falle um eine Vielzahl von Anwendungen. So lassen sich unerwünschte Spezies gezielt durch Aufweiten ihres Bewegungsradius aus der Falle entfernen und die Bewegungsamplituden erwünschter Ionen reduzieren, um sie zu akkumulieren und ihren Weitertransport effizienter zu gestalten. Außerdem ist das frequenzabhängige Verhalten der Ionen bei einer Anregung der Schlüssel zur Massenmessung.

### 2.2.1 Anregung

Zur Anregung von Teilchen in der Falle wird über segmentierte Elektroden zusätzlich zur konstanten Speicherspannung eine zeitlich veränderliche Spannung angelegt. Die Ionen erfahren so eine zusätzliche, explizit zeitabhängige Kraft.

#### Dipolanregung

Zu dieser Art der Anregung wird prinzipiell eine zweifach segmentierte Elektrode benötigt. Dabei soll ein zeitlich veränderliches Radiofrequenzfeld erzeugt werden, das über den Raumbereich, in dem die Ionenbewegung erfolgt, möglichst homogen ist. Mit einer Dipolanregung nahe einer der drei Eigenfrequenzen des Teilchens lässt sich eine der drei Bewegungsmoden beeinflussen, sofern das Feld eine Komponente parallel zur Bewegung besitzt. Im quantenmechanischen Bild aus Abbildung 2.4 wirkt eine Dipolanregung mit Frequenz  $\omega_d$  auf die Besetzungszahl  $n_i$  des harmonischen Oszillatoren mit der passenden Frequenz  $\omega_i \approx \omega_d$ .

Um eine der beiden radialen Bewegungen zu beeinflussen, wird gemäß Abbildung 2.5 an die Ringsegmente eine Spannung der Form  $U_d \cos(\omega_d t + \phi_d)$  angelegt, was idealerweise ein Dipolfeld der Form

$$\vec{E} = \frac{U_d}{a} \cos(\omega_d t + \phi_d) \cdot \hat{e}_x \quad (2.30)$$

erzeugt. Dabei ist  $a$  ein effektiver Abstand, der in erster Ordnung  $\rho_0$  entspricht.

Zwei Fälle sind für die Massenmessung besonders wichtig: Mit einer Dipolanregung auf der in erster Ordnung massenunabhängigen Magnetronfrequenz (siehe Gleichung (2.22) und Tabelle 2.1), lässt sich bei ausreichender Amplitude und Anregungszeit der Magnetronradius aller in einer Falle vorhandenen Ionenspezies vergrößern. Die anfängliche

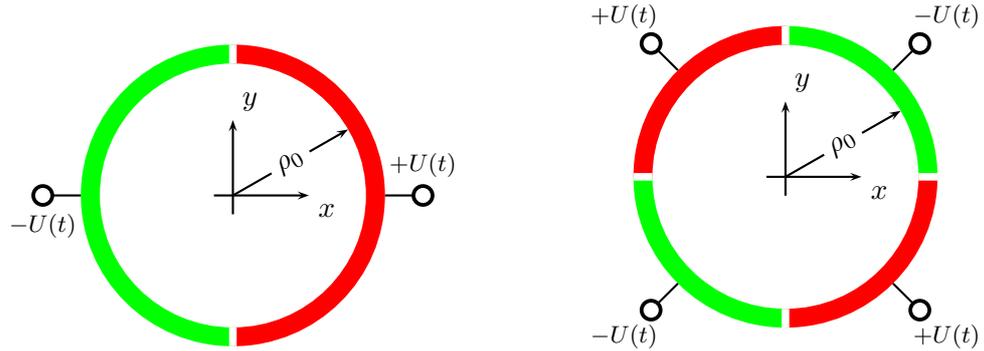


Abbildung 2.5: Segmentierte Elektroden mit angelegter Spannung für Dipolanregung (links) und Quadrupolanregung (rechts): Gleiche Farbe der Segmente deutet gleiche Polarität der angelegten Wechselspannung an.

Veränderung des Magnetronradius hängt wesentlich von der Differenz zwischen Magnetronphase und Phase des Dipolfeldes ab; asymptotisch wächst der Magnetronradius bei hinreichend großer Anregungsdauer linear an [BBH<sup>+</sup>03]. [Kre08] behandelt unter anderem das Verhalten bei Verstimmung der Dipolanregung gegenüber der Bewegungsfrequenz und den Einfluss viskoser Dämpfung auf den maximal erreichbaren Radius.

Im Gegensatz zur Anregung mit der Magnetronfrequenz  $\omega_-$  ist eine Anregung mit der reduzierten Zyklotronfrequenz  $\omega_+$  massensensitiv. Dies kann genutzt werden, um unerwünschte Ionenspezies durch Aufweiten ihres reduzierten Zyklotronradius aus der Falle zu entfernen.

### Quadrupolanregung

Für eine dedizierte Quadrupolanregung wird eine mindestens vierfach segmentierte Elektrode benötigt. Dabei wird an jeweils gegenüberliegende Segmente eine Wechselspannung gleicher Polarität angeschlossen, während benachbarte Segmente die entgegengesetzte Polarität aufweisen, und somit gegenüber den beiden anderen Segmenten um  $180^\circ$  phasenverschoben sind.

Eine entsprechend Abbildung 2.5 an vier Ringsegmente angeschlossene Spannung der Form  $U_q \cos(\omega_q t + \phi_q)$  erzeugt näherungsweise ein Quadrupolpotential mit den radialen Komponenten

$$E_x = \frac{2U_q}{a^2} \cos(\omega_q t + \phi_q) \cdot y \quad , \quad (2.31)$$

$$E_y = \frac{2U_q}{a^2} \cos(\omega_q t + \phi_q) \cdot x. \quad (2.32)$$

Dieses Feld führt zur Kopplung der beiden radialen Bewegungen. Im quantenmechanischen Bild aus Abbildung 2.4 koppelt eine Quadrupolanregung, deren Frequenz dem Frequenzabstand  $\omega_i \pm \omega_j$  zwischen den Energieniveaus der harmonischen Oszillatoren  $i$  und  $j$  entspricht, diese beiden Eigenmoden.

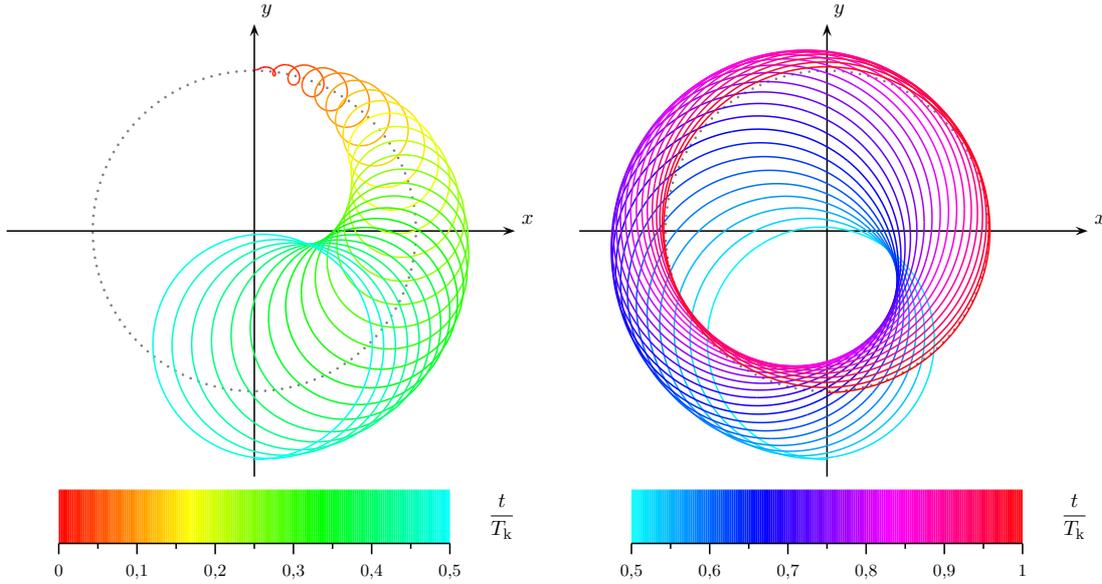


Abbildung 2.6: Erster (links) und zweiter (rechts) Teil einer Konversion einer reinen Magnetronbewegung in reine Zyklotronbewegung. Der punktierte Kreis gibt den ursprünglichen Magnetronradius und damit auch den finalen Zyklotronradius an. Die Farbskala gibt den Ablauf der Zeit in Einheiten der Konversionsdauer wieder. Die Konversionsdauer beträgt hier eine Magnetronperiode.

Ein für die Anwendung der Penningfalle als Massenspektrometer bedeutender Spezialfall ist die Kopplung von Magnetronbewegung und reduzierter Zyklotronbewegung. Mittels einer Quadrupolanregung der Frequenz

$$\omega_q = \omega_c = \omega_+ + \omega_- \quad (2.33)$$

lassen sich bei Abwesenheit von Dämpfung die Anfangsradien der beiden radialen Bewegungen periodisch ineinander überführen. Abbildung 2.6 zeigt dies für den Spezialfall reiner Magnetronbewegung zu Beginn der Quadrupolanregung. Die Zeit für eine vollständige Konversion beträgt [KBK<sup>+</sup>95]

$$T_{\text{kön}} = \frac{\pi a^2 m}{2U_q q} (\omega_+ - \omega_-) \approx \frac{\pi a^2}{2U_q} B \quad . \quad (2.34)$$

In der Näherung  $\omega_+ - \omega_- \approx \omega_+ \approx \omega_c$  ist die Konversionszeit massenunabhängig. Bei einer Verstimmung der Anregung gegenüber der Zyklotronfrequenz der Ionen erfolgt die Konversion nicht komplett. Den Schritt von der Konversion zur Massenmessung behandelt Abschnitt 2.3.1.

### 2.2.2 Kühlung

In Abschnitt 2.1.2 über reale Penningfallen wurde bereits darauf hingewiesen, dass es sinnvoll sein kann, die Bewegungsamplitude von Teilchen zu reduzieren, um sie von den inhomogeneren Randbereichen der Falle fernzuhalten und energieabhängige Verschiebungen zu reduzieren. Kühlen bedeutet auch eine Reduzierung des Phasenraums der Teilchen und die damit einhergehende Verkleinerung der Emittanz ermöglicht einen effizienten Weitertransport.

Die beiden hier vorgestellten Kühlmethoden, das Puffergaskühlen und das Widerstandskühlen, sind nicht die einzigen, aber die in Ionenfallen mit am häufigsten verwendeten. Außerdem basiert das Widerstandskühlen auf einem ähnlichen Prinzip wie der in Abschnitt 2.3.2 behandelte Spiegelstromnachweis.

#### Puffergaskühlen

Die fernreichweitige Wechselwirkung eines Ions mit im Restgas induzierten Dipolmomenten lässt sich effektiv als eine Art Stokes'sche Reibung beschreiben [ABD<sup>+</sup>05]. In deren Folge erfährt das Teilchen eine geschwindigkeitsabhängige Reibungskraft

$$\vec{F} = -\delta \cdot m \cdot \vec{v} \quad (2.35)$$

mit dem Dämpfungsparameter

$$\delta = \frac{q}{m} \frac{1}{K_{\text{ion}}} \frac{p/p_{\text{N}}}{T/T_{\text{N}}} \quad (2.36)$$

Dabei ist  $K_{\text{ion}}$  die reduzierte Ionenmobilität. Druck  $p$  und Temperatur  $T$  werden auf Normaldruck  $p_{\text{N}}$  beziehungsweise Normaltemperatur  $T_{\text{N}}$  normiert.

Die zusätzliche Wirkung der Reibungskraft auf die Bewegungsgleichung des harmonischen Oszillators in  $z$ -Richtung aus Gleichung (2.10) ist unmittelbar klar: Neben einer Frequenzverschiebung

$$\tilde{\omega}_z = \sqrt{\omega_z^2 - \left(\frac{\delta}{2}\right)^2} \quad (2.37)$$

nimmt die Amplitude dieser Bewegung gemäß

$$\rho_z = \rho_z(0) \cdot e^{-\frac{\delta}{2}t} \quad (2.38)$$

exponentiell ab. Wegen der Kopplung der Bewegungsgleichungen für  $x$  und  $y$  ist der Einfluss des Puffergases auf die radialen Bewegungen etwas komplizierter. Neben einer meist vernachlässigbaren Frequenzverschiebung, die zudem die Beziehung  $\omega_+ + \omega_- = \omega_c$  invariant lässt [Kre08], zeigen auch die Amplituden der beiden radialen Eigenbewegungen eine exponentielle Zeitabhängigkeit

$$\rho_{\pm}(t) = \rho_{\pm}(0) \cdot e^{-\alpha_{\pm}t} \quad (2.39)$$

Die Dämpfungskonstanten betragen [KBK<sup>+</sup>95]

$$\alpha_{\pm} = \pm \delta \frac{\omega_{\pm}}{\omega_{+} - \omega_{-}} \quad . \quad (2.40)$$

Die Amplitude der reduzierten Zyklotronbewegung nimmt exponentiell ab, während die Amplitude der Magnetronbewegung exponentiell anwächst. Das Aufweiten der Magnetronbewegung bei durch das Puffergas ermöglichten Energiedissipation ist letztlich eine Konsequenz des negativen Beitrags der Magnetronbewegung zur Gesamtenergie. Hier zeigt sich, welche direkte Auswirkung der metastabile Charakter dieser Bewegung in der Praxis hat. Wegen  $\omega_{+} \gg \omega_{-}$  und  $\frac{\alpha_{+}}{\alpha_{-}} = -\frac{\omega_{+}}{\omega_{-}}$  erfolgt die Dämpfung der reduzierten Zyklotronbewegung deutlich schneller als die Aufweitung der Magnetronbewegung, wie in Abbildung 2.7 dargestellt ist.

Alle drei Bewegungen lassen sich mit Puffergas kühlen, wenn die Magnetronbewegung mittels einer Quadrupolanregung ausreichender Stärke der Frequenz  $\omega_c$  an die reduzierte Zyklotronbewegung gekoppelt wird [SBB<sup>+</sup>91]. Da die Frequenz der Quadrupolanregung massenabhängig ist, erfolgt die in Abbildung 2.7 gezeigte Zentrierung im Fallenzentrum nur für Ionen der passenden Masse. Für Ionen mit hinreichend abweichender freier Zyklotronfrequenz ist die Kopplung der Magnetronbewegung an die schnell gekühlte reduzierte Zyklotronbewegung nicht stark genug, um die Aufweitung des Magnetronradius zu verhindern.

Üblicherweise verwendet man als Puffergas ein Edelgas wie Helium, da die hohe Ionisationsenergie eines Edelgases Umladereaktionen unterdrückt. Bei hochgeladenen Ionen nehmen Verluste durch Umladung stark zu und das Puffergaskühlen stößt an seine Grenzen. In einigen Fällen ist die Anwesenheit eines Puffergases gerade wegen der Dämpfungseffekte unerwünscht. Dann bieten sich andere Kühlverfahren an.

### Widerstandskühlen

Das Feld einer elektrischen Ladung verschiebt Ladungen in anderen Leitern. Bewegt sich ein Ion zwischen zwei leitend verbundenen Platten, so bewirken diese influenzierten Ladungen einen Spiegelstrom [Sho38]. Dieser Strom kann in einem Ohmschen Widerstand  $R$  dissipiert werden, was dem Teilchen Energie entzieht. Die prinzipielle Anordnung ist in Abbildung 2.8 gezeigt.

Für ein Teilchen mit Ladung  $q$ , das sich mit Geschwindigkeit  $v$  senkrecht zu zwei unendlich ausgedehnten parallelen Platten mit Abstand  $d$  bewegt, ist der Spiegelstrom durch

$$i = \frac{qv}{d} \quad (2.41)$$

gegeben [Gho95]. Die Betrachtungsweise lässt sich auch auf anderer Geometrien erweitern, indem der Plattenabstand  $d$  durch einen effektiven Abstand  $D$  ersetzt wird.

Der durch einen rein Ohmschen Widerstand fließende Spiegelstrom dissipiert dort die Leistung  $P = u \cdot i = Ri^2$ . Für den mittleren Energieverlust des Teilchens gilt dann

$$\frac{d\langle E \rangle}{dt} = -R \langle i^2 \rangle = -R \frac{q^2}{d^2} \langle v^2 \rangle = -R \frac{q^2}{md^2} \langle E \rangle = -\frac{1}{\tau} \langle E \rangle \quad . \quad (2.42)$$

## 2 Penningfallen

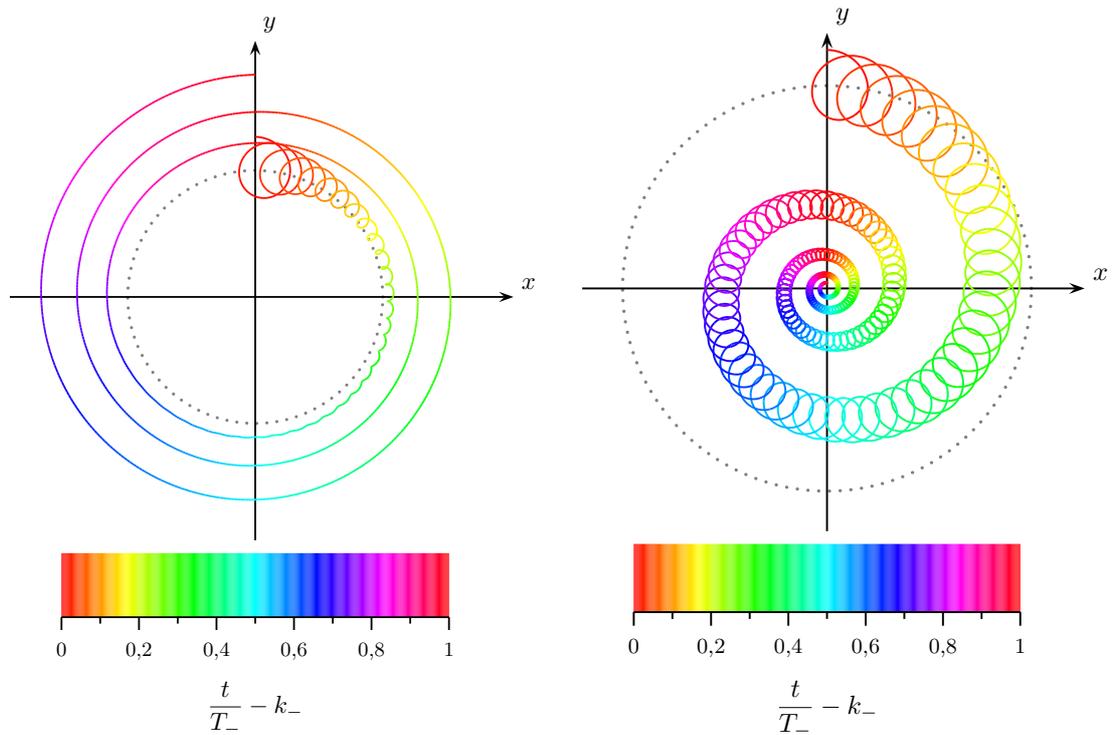


Abbildung 2.7: Wirkung eines Puffergases auf die radiale Ionenbewegung. Ohne Quadrupolanregung (links) beobachtet man eine schnelle Abnahme der Amplitude der reduzierten Zyklotronbewegung, während der Magnetronradius langsam anwächst. Eine Quadrupolanregung (rechts) bei der freien Zyklotronfrequenz des Ions sorgt durch die Kopplung der Bewegungen dafür, dass beide Moden gekühlt werden. Der gepunktete Kreis stellt den anfänglichen Magnetronradius dar. Die sich nach jedem Magnetronumlauf wiederholende Farbskala symbolisiert das Ablaufen der Zeit in Einheiten der Magnetronperiode.

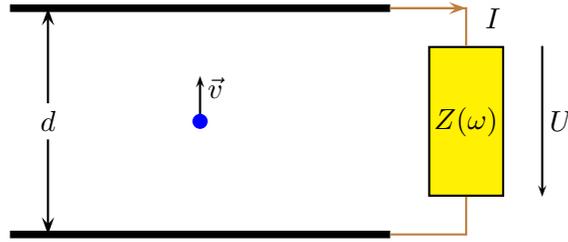


Abbildung 2.8: Prinzip des Widerstandskühlens

Dabei wurde von einer harmonischen Oszillation des Teilchens ausgegangen. In diesem Fall entspricht die mittlere kinetischen Energie des Teilchens  $\langle E_{\text{kin}} \rangle$  der halben Gesamtenergie  $E$ :

$$\langle E_{\text{kin}} \rangle = \frac{1}{2} m \langle v^2 \rangle = \frac{1}{2} \langle E \rangle \quad . \quad (2.43)$$

Gemäß Gleichung (2.42) nimmt die mittlere Energie des Teilchens von ihrem Anfangswert  $E_0$  exponentiell

$$\langle E \rangle = E_0 \cdot e^{-\frac{t}{\tau}} \quad (2.44)$$

mit der Zeitkonstanten

$$\tau = \frac{md^2}{Rq^2} \quad (2.45)$$

ab. Die Zeitkonstante ist für hochgeladene Ionen besonders klein. Auch kleine Ausdehnungen der Falle und ein großer Ohmscher Widerstand  $R$  beschleunigen den Kühlvorgang. In Abschnitt 2.3.2 über den Nachweis von Teilchen mittels Spiegelstrom wird beschrieben, wie man die Impedanz  $Z(\omega)$  rein ohmsch halten und maximieren kann.

## 2.3 Massenmessung mit einer Falle

In den vorherigen Abschnitten wurde mehrfach erwähnt, dass sich in einer Penningfalle Ionenmassen bestimmen lassen. Aufgrund der Massenabhängigkeit einiger der Eigenfrequenzen lässt sich schon vermuten, dass die Massenbestimmung letztlich auf die Messung einer oder mehrerer dieser Eigenfrequenzen hinausläuft. In diesem Abschnitt werden nun die zwei wesentlichen Methoden zur Massenbestimmung in einer Penningfalle erläutert. Dabei handelt es sich um die Flugzeitresonanzmethode und den Spiegelstromnachweis. Erstere ist eine destruktive Methode, bei der die Ionen nur für einen einzigen Messzyklus verwendet werden können, da sie nach dem Ausschuss aus der Falle zerstörend nachgewiesen werden. Die nichtdestruktive Methode des Spiegelstromnachweises erlaubt wiederholte Messungen mit demselben Ion. Die Methoden werden auch als TOF-ICR (Time-of-Flight Ion-Cyclotron-Resonance) und FT-ICR (Fourier-Transform Ion-Cyclotron-Resonance) bezeichnet.

### 2.3.1 Flugzeitresonanzmethode

Ein Kreisstrom  $I$ , der eine Fläche  $A$  umschließt, besitzt ein magnetisches Moment der Größe

$$\vec{\mu} = I \cdot A \hat{n} \quad , \quad (2.46)$$

wobei  $\hat{n}$  der Flächennormaleneinheitsvektor ist, dessen Richtung über die Rechte-Hand-Regel aus dem Umlaufsinn des Stroms folgt. Folglich stellt das in einer Falle mit Frequenz  $\nu$  auf einer Kreisbahn mit Radius  $r$  um die Magnetfeldlinien kreisende Ion der Ladung  $q$  ein magnetisches Moment der Größe

$$\begin{aligned} \vec{\mu} &= -|q|\nu \cdot \pi r^2 \cdot \hat{z} = -\frac{1}{2}|q|\omega r^2 \cdot \hat{z} = -\frac{1}{2}m\omega^2 r^2 \frac{|q|}{m} \frac{1}{\omega} \cdot \hat{z} \\ &= -\frac{1}{2}m\omega^2 r^2 \cdot \frac{1}{B} \frac{\omega_c}{\omega} \cdot \hat{z} \end{aligned} \quad (2.47)$$

dar. Das negative Vorzeichen zu Beginn berücksichtigt, dass ein positiv geladenes Ion in einer Penningfalle im mathematisch negativen Sinne umläuft. Für ein negativ geladenes Teilchen ändert sich das Vorzeichen des magnetischen Moments nicht. Zwar ist der Umlaufsinn in der Falle gegenüber einem positiven Teilchen umgedreht, aber auch der Strom besitzt infolge der negativen Ladung die umgekehrte Richtung.

Wegen  $\omega_+ \gg \omega_-$  stammt der wesentliche Beitrag zum magnetischen Moment des Teilchens in der Falle bei vergleichbaren Radien von der reduzierten Zyklotronbewegung, während der Beitrag der Magnetronbewegung vernachlässigbar ist. Verwendet man zusätzlich, dass die radiale kinetische Energie  $E_r$  aus Gleichung (2.26) in diesem Fall von der Energie der reduzierten Zyklotronbewegung dominiert wird, so ergibt sich mit der Näherung  $\omega_+ \approx \omega_c$  der wesentliche Teil des magnetischen Moments eines Teilchens in der Falle aus Gleichung (2.47) zu

$$\vec{\mu} = -\frac{E_r}{B} \cdot \hat{z} \quad . \quad (2.48)$$

Die potentielle Energie eines magnetischen Moments  $\vec{\mu}$  in einem Magnetfeld  $B$  beträgt  $E_{\text{mag}} = -\vec{\mu} \vec{B}$ . In einem Magnetfeld  $B(z)$ , das in  $z$ -Richtung zeigt und dessen Stärke zudem  $z$ -abhängig ist, erfährt ein konstantes in negative  $z$ -Richtung zeigendes magnetisches Moment vom Betrag  $\mu$  daher die Kraft

$$\begin{aligned} \vec{F}_{\text{mag}} &= -\vec{\nabla} E_{\text{mag}} = -\vec{\nabla} (\mu B(z)) \\ &= -\mu \frac{\partial B}{\partial z} \cdot \hat{z} = -\frac{E_r}{B} \frac{\partial B}{\partial z} \cdot \hat{z} \quad . \end{aligned} \quad (2.49)$$

Wird das Teilchen gemäß Abbildung 2.9 aus dem homogenen Magnetfeld der Falle durch einen Magnetfeldgradienten in einen Bereich geringerer Feldstärke ( $\frac{\partial B}{\partial z} < 0$ ) geschossen, so erfährt es eine beschleunigende Kraft, deren Stärke unter anderem davon abhängt, wie groß das magnetische Moment ist. Die Größe des magnetischen Moments ist ein Maß für die radiale Energie des Teilchens in der Falle, und damit auch für den Radius der reduzierten Zyklotronbewegung. In Abschnitt 2.2.1 wurde die Konversion von

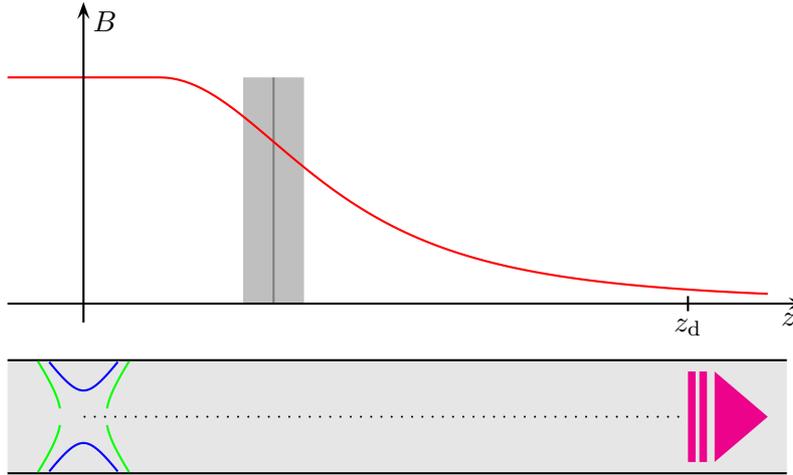


Abbildung 2.9: Prinzip der Flugzeitresonanzmethode. Die graue Linie kennzeichnet den Wendepunkt im Verlauf Magnetfeldstärke. Um den Wendepunkt herum befindet sich grau hinterlegt der für das Ausbilden eines großen Flugzeiteffekts besonders wichtige Bereich der größten Magnetfeldänderung.

Magnetronradius in Bewegungsamplitude der reduzierten Zyklotronbewegung per Quadrupolanregung diskutiert. Damit steht ein Mittel zur Verfügung, die radiale Energie und damit auch das magnetische Moment eines Teilchens zu erhöhen. Für ein rechteckförmiges Anregungsprofil, das heißt eine Quadrupolanregung der Dauer  $T_q$  mit konstanter Amplitude, ergibt sich für die radiale Energie [KBK<sup>+</sup>95]

$$E_r \propto \frac{\sin^2(\omega_b T_q)}{\omega_b^2} \quad (2.50)$$

mit der verstimmungsabhängigen Beatfrequenz  $\omega_b$ . Abbildung 2.10 zeigt die radiale Energie für den Fall einer vollständigen Konversion.

Es sind auch andere Anregungsschemata möglich, wie zum Beispiel ein Ramsey-Schema mit einem zweiten Puls, der nach einer gewissen Wartezeit auf den ersten folgt und eine volle Konversion bewirkt. Die Form des radialen Energieprofils hängt von der Art der Anregung ab [Kre07]. Die Transformation des Energieprofils in eine Flugzeitverteilung ist auch für andere Anregungen experimentell beobachtet [GBB<sup>+</sup>07].

Die radiale Energie eines angeregten Ions übersetzt sich in einen Flugzeitgewinn gegenüber weniger stark angeregten Ionen. Statt die Bewegungsgleichung beim Ausschuss vollständig zu lösen, lässt sich die Flugzeit vom Zentrum der Falle bei  $z = 0$  bis zum Detektor bei  $z_d$  auch aus der Kenntnis der potentiellen Energie durch Integration der über Energieerhaltung berechneten inversen Geschwindigkeit bestimmen:

$$T(\omega_q) = \int_0^{z_d} \sqrt{\frac{m}{2(E_0 - E_{\text{pot}}(z))}} dz = \int_0^{z_d} \sqrt{\frac{m}{2(E_0 - q\Phi(z) - \mu(\omega_q)B(z))}} dz \quad . \quad (2.51)$$

## 2 Penningfallen

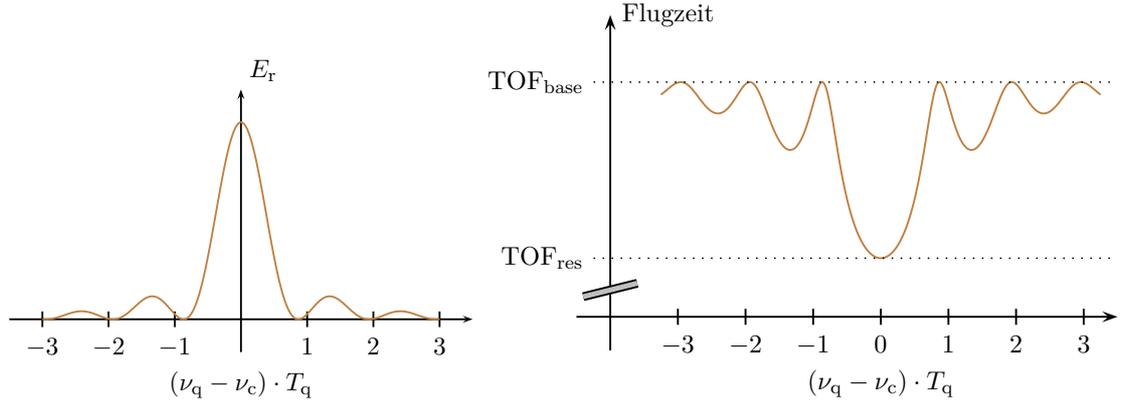


Abbildung 2.10: Radiale Energie nach vollständiger Konversion (links) und Transformation dieses Energieprofils in eine Flugzeitresonanz (rechts)

Hierbei ist  $E_0$  die Gesamtenergie des Ions und  $\Phi(z)$  das elektrische Potential entlang der  $z$ -Achse. Die Transformation des Energieprofils in ein Flugzeitprofil ist im Allgemeinen nichtlinear, wie Abbildung 2.10 zeigt, in der die Seitenbänder deutlich überhöht sind.

Den relativen Flugzeitgewinn vollständig angeregter Ionen gegenüber nicht angeregten Ionen bezeichnet man als Flugzeiteffekt

$$\text{Flugzeiteffekt} = \frac{\text{TOF}_{\text{base}} - \text{TOF}_{\text{res}}}{\text{TOF}_{\text{base}}} \quad (2.52)$$

Zur Optimierung des Flugzeiteffektes ist es wichtig, die Ionen möglichst langsam durch den Magnetfeldbereich mit dem größten Gradienten zu führen, da dort gemäß Gleichung (2.49) das Ion die größte beschleunigende Kraft erfährt.

Eine ausgereiftere Kennzahl zur Beurteilung der gewählten Einstellungen ist der sogenannte Kontrast [Rau07]

$$C = \frac{\bar{t}_{\text{base}} - \bar{t}_{\text{res}}}{\sqrt{\sigma_{\text{base}}^2 + \sigma_{\text{res}}^2}} \quad (2.53)$$

der berücksichtigt, dass die Flugzeiten der Teilchen eine Verteilung mit Mittelwert  $\bar{t}_i$  und Breite  $\sigma_i$  aufweisen, weil unter anderem schon die Anfangsenergie  $E_0$  eine gewisse Verteilung mit endlicher Breite besitzt.

Ein Messzyklus sieht folgendermaßen aus: Ein zu vermessendes Ion wird in die Falle transportiert und dort per Dipolanregung auf einen Magnetronradius gebracht. Anschließend wird eine Quadrupolanregung mit der Frequenz  $\omega_q$  durchgeführt. Nach dieser wird das Ion durch den Magnetfeldgradienten ausgeschossen und seine Flugzeit bis zum Detektor registriert. Der Zyklus wird nach neuerlichem Laden der Falle für das nächste Ion mit geänderter Frequenz der Quadrupolanregung wiederholt. Ziel dabei ist es, das Flugzeitresonanzprofil aus Abbildung 2.10 abzurastern. Eine Anpassung des beobachteten Flugzeitprofils an die theoretische Linienform liefert dann als Zentrumsfrequenz die

Zyklotronfrequenz des Ions [KBK<sup>+</sup>95]. Die zur Massenbestimmung aus der Zyklotronfrequenz benötigte Magnetfeldstärke in der Falle wird aus Messungen der Zyklotronfrequenz eines Ions gut bekannter Masse, dem sogenannten Referenzion, ermittelt.

### 2.3.2 FT-ICR-Nachweis

Abschnitt 2.2.2 beschreibt wie man die von Ionen in den Fallenelektroden induzierten Spiegelströme nutzen kann, um die Ionenbewegung zu kühlen. Spiegelladungen lassen sich aber auch zur Detektion von Teilchen verwenden [DW68]. Da die Spiegelströme nach Gleichung (2.41) proportional zur Geschwindigkeit der Ionen sind, enthält der Strom Informationen über die Frequenz, mit der die Bewegung erfolgt. In älteren Publikationen wird diese Methode als „bolometrischer“ Nachweis bezeichnet, da die spektrale Leistungsdichte des Signals detektiert wird. Marshall erweiterte diesen Nachweis 1974 durch breitbandige Anregung und direkte Fouriertransformation des zeitabhängigen Spiegelstromsignals in den Frequenzraum zur FT-ICR-Methode [Mar85].

Das Prinzip ist in Abbildung 2.11 gezeigt. Der vom Spiegelstrom über einer Impedanz verursachte Spannungsabfall wird verstärkt. Eine Transformation des Spannungssignals in den Frequenzraum per Fast Fourier Transformation (FFT) liefert das Spektrum der im Signal enthaltenen Frequenzen. Die Massenabhängigkeit der gemessenen Eigenfrequenz erlaubt, auf die in der Falle vorhandenen Ionenspezies zu schließen. Eine Kalibration kann wieder mit Referenzionen bekannter Masse erfolgen.

Da das Spannungssignal  $U = RI$  linear mit dem Ohmschen Widerstand  $R$  zwischen den Elektroden skaliert, erscheint es zunächst sinnvoll, dementsprechend einen möglichst großen Widerstand zu verwenden. Allerdings beschränken die parasitären Kapazitäten  $C$  den maximalen Widerstand zwischen den Elektroden auf den Wechselstromwiderstand der Kapazität  $\frac{1}{\omega C}$ . Eine Signalerhöhung beim breitbandigen FT-ICR-Nachweis erzielt man durch eine entsprechend hohe Ionenzahl und das Anregen auf große Radien. Besonders in der analytischen Chemie ist dieses Verfahren weit verbreitet [CM74].

### Schmalbandiger FT-ICR-Nachweis

In der Präzisionsmassenspektrometrie möchte man diese nichtdestruktive Nachweismethode mit größerer Sensitivität nutzen. Bestenfalls lässt sich mit dieser Methode Einzelionensensitivität erreichen. Damit treten keine Störungen durch Ion-Ion-Wechselwirkungen (Abschnitt 2.1.2) mehr auf und es entfällt die Notwendigkeit, eine kohärente Bewegung der gesamten Ionenwolke aufrecht zu halten. Auch die Wechselwirkung der Ionen mit ihrer eigenen Spiegelladung [XGM93] wird bei einem einzigen Ion in der Falle auf das Minimum reduziert. Einzelionensensitivität erlaubt Messungen an Radionukliden, deren Produktionsraten so klein sind, dass mit großer Wahrscheinlichkeit nur ein einziges Ion in die Falle gelangt. Eine endliche Halbwertszeit der Radionuklide verhindert zudem eine effiziente Akkumulation vor dem eigentlichen Messvorgang [FG07].

Eine Lösung, die Beschränkung des maximalen Widerstandes zwischen den Elektroden durch die parasitären Kapazitäten aufzuheben, besteht darin, die Impedanz der Fallenkapazität mittels einer geeigneten Induktivität zu kompensieren.

## 2 Penningfallen

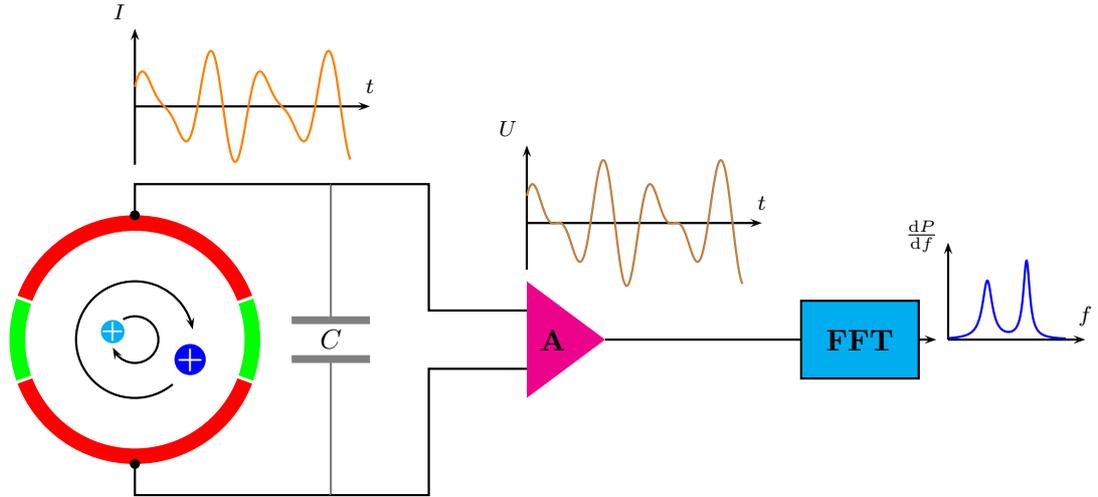


Abbildung 2.11: Prinzip des breitbandigen FT-ICR-Nachweises. Der von den Ionen in den Fallenelektroden beeinflusste Spiegelstrom bewirkt einen Spannungsabfall über einer Impedanz. Dieser wird verstärkt und auf die enthaltenen Frequenzkomponenten untersucht. Grau dargestellt sind die unerwünschten, aber nicht zu vermeidenden parasitären Kapazitäten.

Meist wird eine reale Induktivität als eine Hintereinanderschaltung einer idealen Induktivität und eines Ohmschen Widerstandes beschrieben, der die Verlustprozesse repräsentiert. Für die folgenden Betrachtung ist es zweckmäßiger, die beiden Bauteile in Parallelschaltung zu betrachten. Beide Fällen sind in Abbildung 2.12 dargestellt. Für die Impedanzen in Reihenschaltung und Parallelschaltung erhält man

$$Z_s = R_s + i\omega L_s \quad , \quad (2.54)$$

$$\frac{1}{Z_p} = \frac{1}{R_p} + \frac{1}{i\omega L_p} \quad . \quad (2.55)$$

Mit der Umformung

$$\frac{1}{Z_s} = \frac{1}{R_s + i\omega L_s} = \frac{R_s - i\omega L_s}{R_s^2 + (\omega L_s)^2} \quad (2.56)$$

und der geforderten Äquivalenz  $Z_s = Z_p$  beider Betrachtungsweisen ergibt sich durch Vergleich von Real- und Imaginärteil die Umrechnungsvorschrift

$$R_p = R_s \left[ 1 + \left( \frac{\omega L_s}{R_s} \right)^2 \right] \quad , \quad (2.57)$$

$$L_p = L_s \left[ 1 + \left( \frac{R_s}{\omega L_s} \right)^2 \right] \quad . \quad (2.58)$$



Abbildung 2.12: Ersatzschaltbild einer Induktivität in Reihen- und Parallelschaltung.

Das Verhältnis von induktivem zu Ohmschem Serienwiderstand

$$Q_L = \frac{\omega L_s}{R_s} \quad (2.59)$$

bezeichnet man als Güte  $Q_L$  der Spule. Gleichung (2.57) zeigt, dass sich für große Güten der Spule ein großer äquivalenter Parallelwiderstand ergibt, der sich unter Vernachlässigung der 1 in Gleichung (2.57) als

$$R_p = Q_L \cdot \omega L_s \quad (2.60)$$

ausdrücken lässt. Außerdem stimmen unter dieser Voraussetzung nach Gleichung (2.58) die Induktivitäten  $L_p$  und  $L_s$  überein. Die Induktivität wird daher im weiteren Verlauf einfach als  $L$  bezeichnet. Schaltet man die Induktivität parallel zu den parasitären Kapazitäten, so ergibt sich die Situation aus Abbildung 2.13. Die Impedanz dieses Parallelschwingkreises ist

$$\frac{1}{Z(\omega)} = \frac{1}{R_p} + i\omega C + \frac{1}{i\omega L} \quad (2.61)$$

$$\Rightarrow Z(\omega) = \left[ \frac{1}{R_p} + i \left( \omega C - \frac{1}{\omega L} \right) \right]^{-1} . \quad (2.62)$$

Der induktive Widerstand der Spule kompensiert den Widerstand der Kapazität bei der Resonanzfrequenz

$$\omega_0 = \frac{1}{\sqrt{LC}} \quad , \quad (2.63)$$

so dass bei dieser Frequenz nur der äquivalente Parallelwiderstand zum Gesamtwiderstand des Parallelschwingkreises beiträgt. Mit einigen Umformungen ergibt sich der Be-

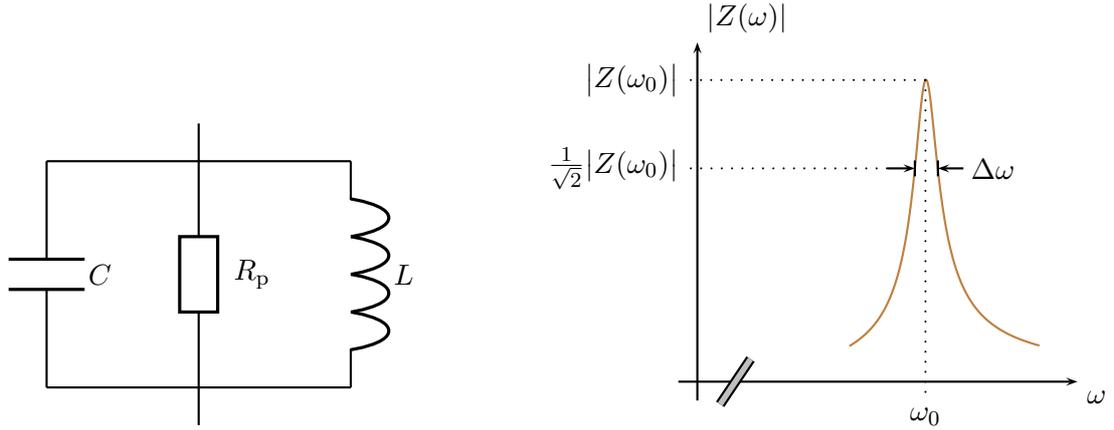


Abbildung 2.13: Parallelschwingkreis mit Resonanzkurve

trag der Impedanz zu

$$|Z(\omega)| = \frac{1}{\sqrt{\left(\frac{1}{R_p}\right)^2 + \left(\omega C - \frac{1}{\omega L}\right)^2}} = \frac{R_p}{\sqrt{1 + \left(\frac{R_p}{\omega L}\right)^2 (\omega^2 \cdot LC - 1)^2}} \quad (2.64)$$

$$= \frac{R_p}{\sqrt{1 + Q^2 \left[\left(\frac{\omega}{\omega_0}\right)^2 - 1\right]^2}} \quad (2.65)$$

$$= \frac{Q \cdot \omega L}{\sqrt{1 + Q^2 \left[\left(\frac{\omega}{\omega_0}\right)^2 - 1\right]^2}} \quad (2.66)$$

Dabei wurden zur Umformung Gleichung (2.60) und Gleichung (2.63) verwendet. Die Resonanz der Impedanz ist in Abbildung 2.13 gezeigt. In Resonanz beträgt der äquivalente Parallelwiderstand

$$R_p(\omega_0) = Q \cdot \omega_0 L = \frac{Q}{\omega_0 C} \quad (2.67)$$

Für hohe Güten wird die Resonanz sehr schmal. In der Näherung, dass der äquivalente Parallelwiderstand  $R_p$  in der Nähe der Resonanz nahezu konstant ist, ergibt sich für die volle Breite  $\Delta\omega$  der Kurve beim Abfall der Impedanz auf  $\frac{1}{2}|Z(\omega_0)|$

$$\Delta\omega = \frac{\omega_0}{Q} \quad (2.68)$$

Das Prinzip des schmalbandigen FT-ICR-Nachweises ist in Abbildung 2.14 gezeigt. Im Vergleich zum breitbandigen Nachweis in Abbildung 2.11 ist die Induktivität hinzugekommen. Um den Schwingkreis nicht unnötig zu belasten, wird das Signal für den Verstärker über eine Sekundärwicklung abgegriffen. Teilweise verwendet man auch mehrere

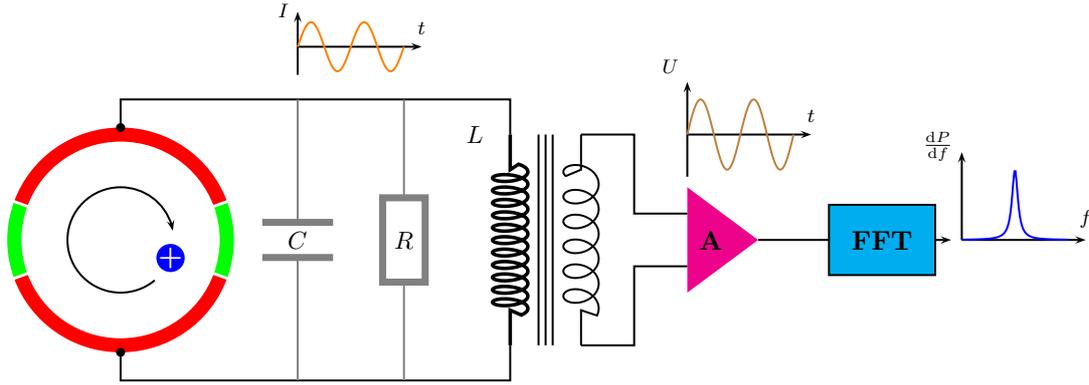


Abbildung 2.14: Prinzip des schmalbandigen FT-ICR-Nachweises. Der auf die Bewegungsfrequenz des Ions abgestimmte Parallelschwingkreis besitzt in Resonanz einen großen Widerstand. Der dort auftretende Spannungsabfall des Spiegelstroms wird über eine Sekundärwicklung zu einem Verstärker geführt und dann auf die enthaltenen Frequenzkomponenten untersucht.

hintereinandergeschaltete Verstärker. Da die Resonanz des Schwingkreises sehr scharf ist, werden meist zusätzlich variable Kapazitäten eingebaut, die ein Verschieben der Resonanzfrequenz ermöglichen [Ket06].

### Signal-Rausch-Verhältnis

Mit den vorangegangenen Überlegungen zum Parallelschwingkreis lässt sich eine erste Abschätzung zur Sensitivität der schmalbandigen Nachweismethode treffen. Ein Ion der Ladung  $q$ , das zwischen Elektroden mit effektivem Abstand  $D$  eine harmonische Schwingung mit Frequenz  $\nu_{\text{ion}}$  und Auslenkung  $r_{\text{ion}}$  ausführt, erzeugt nach Gleichung (2.41) einen Spiegelstrom

$$I = \frac{qv(t)}{D} = \frac{q}{D} 2\pi\nu_{\text{ion}} r_{\text{ion}} \cos(2\pi\nu_{\text{ion}}t + \phi) \quad . \quad (2.69)$$

Für den Vergleich mit der mittleren Rauschspannung ist es zweckmäßig, mit Effektivwerten des Wechselstroms der Amplitude  $\hat{I}$  zu rechnen. Dabei gilt  $\sqrt{2}I_{\text{eff}} = \hat{I}$ . Somit ist die in Resonanz über dem Widerstand des Parallelkreises abfallende effektive Signalspannung

$$U_s = R \cdot I_{\text{eff}} = \frac{1}{\sqrt{2}} \frac{r_{\text{ion}}}{D} q \frac{Q}{C} \quad , \quad (2.70)$$

wobei der Widerstand gemäß Gleichung (2.67) ersetzt wurde. Die mittlere Rauschspannung des thermischen Johnsonrauschens [Joh28] eines Widerstands  $R$  bei Temperatur  $T$  ist durch [Nyq28]

$$U_r = \sqrt{4k_B T \cdot R \cdot \Delta\nu} \quad (2.71)$$

## 2 Penningfallen

gegeben. Dabei ist  $k_B$  die Boltzmannkonstante und  $\Delta\nu$  die Bandbreite des betrachteten Signals, die sich unter anderem aus Magnetfeldfluktuationen, Schwankungen der Fallenspannung und den vom Teilchen durchlaufenen Feldinhomogenitäten ergibt. Mit beiden Abschätzungen folgt das Signal-Rausch-Verhältnis an der Induktivität zu

$$\frac{U_s}{U_r} = \sqrt{\frac{\pi}{2}} \frac{r_{\text{ion}}}{D} \sqrt{\frac{q^2}{2C} \frac{1}{k_B T}} \sqrt{\frac{\nu}{\Delta\nu}} \sqrt{Q} \quad . \quad (2.72)$$

$\frac{q^2}{2C}$  lässt sich als Energie interpretieren, die in der Kapazität  $C$  gespeichert ist, wenn diese die Ladung  $q$  trägt.

Wie bereits beim breitbandigen Nachweis erwähnt wurde, erhöhen große Bewegungsamplituden und kleine effektive Elektrodenabstände das Signal. Große Radien bedeuten andererseits, das Teilchen in inhomogenere Feldbereiche zu bringen, was der Messgenauigkeit abträglich ist.

Da ein Abkühlen des Schwingkreises das thermische Rauschen reduziert, bietet sich ein Betrieb des Schwingkreises bei Flüssigstickstofftemperatur (77 K) oder Flüssigheliumtemperatur (4,2 K) an. Das Abkühlen der Induktivität hat einen stärkeren Einfluss als es Gleichung (2.72) zunächst vermuten lässt, denn auch die Güte  $Q$  steigt, was das Signal zusätzlich gegenüber dem Rauschuntergrund erhöht. Nach Gleichung (2.59) steigt die Güte der Spule und damit des Schwingkreises, wenn der Ohmsche Serienwiderstand  $R_s$  der Spule sinkt. Für Kupferspulen nimmt der Widerstand mit der Temperatur ab. Beim Einsatz von supraleitenden Spulen zur Minimierung des Serienwiderstandes, ist die Verwendung eines Kryostaten oder Kaltkopfs ohnehin unabdingbar. Ferner ist es wichtig, die Kapazität zu minimieren. Bei gegebener Resonanzfrequenz  $\omega_0$  sollte stattdessen die Induktivität des Schwingkreises so groß wie möglich gewählt werden. Thermisches Rauschen ist aber nicht die einzige Quelle für einen unerwünschten Untergrund, der das Signal überdecken kann. Es stellt vielmehr eine untere Grenze dar. Ebenso störend ist das elektrische Rauschen der Spannungsquelle, die die Spannung für die Fallenelektroden liefert. Zuleitungen oder die Elektroden können des weiteren als Antennen wirken und externe Störungen in das System einkoppeln. Bei der Weiterverarbeitung des Spannungsabfalls ist auf möglichst rauscharme Verstärker zu achten.

## 3 Experimentelle Anlagen

Dieses Kapitel stellt mit SHIPTRAP und TRIGA-TRAP die beiden Experimente vor, an denen Daten aufgenommen wurden und für die die Entwicklungen bestimmt sind. Beide Anlagen nutzen Penningfallen für Massenmessungen an instabilen Nukliden, mit einem besonderen Augenmerk auf schwere und superschwere Elemente.

### 3.1 SHIPTRAP

Das Penningfallen-Massenspektrometer SHIPTRAP befindet sich an der GSI (GSI Helmholtzzentrum für Schwerionenforschung GmbH) in Darmstadt. Namensgebend für das Experiment ist das Geschwindigkeitsfilter SHIP (Separator for Heavy Ion reaction Products), in dem die kurzlebigen Nuklide erzeugt und durch ein doppeltes Wienfilter absepariert werden [MFH<sup>+</sup>79]. Seit 2004 können Reaktionsprodukte von SHIP der Fallenanlage SHIPTRAP zur Massenmessung zugeführt werden [RBA<sup>+</sup>06]. Einen Überblick über die Konzeption, Zielsetzung und den Stand von SHIPTRAP geben [DAB<sup>+</sup>00, BAB<sup>+</sup>05]. SHIP hebt sich gegenüber anderen Methoden zur Erzeugung radioaktiver Strahlen durch die Zugänglichkeit von Transuranen ab [DAH<sup>+</sup>01]. In dieser Region wurden bisher nur wenige direkte Massenmessungen durchgeführt [AWT03]. Bislang beruhen hier die Massendaten größtenteils auf der Messung von Zerfallsenergien: Diese liefern gemäß der Beziehung  $E = mc^2$  die Massendifferenz zwischen Mutter- und Tochternuklid. Ausgehend von einem Nuklid bekannter Masse lassen sich entlang einer Zerfallskette die Massen rekonstruieren, was jedoch zu einer unerwünschten Korrelation der angegebenen Massenwerte führt und sich Fehler in den Messungen direkt auf alle Nuklide übertragen. Aus diesem Grund sind direkte Massenmessungen vorzuziehen. Außerdem besteht bei der Messung von Zerfallsenergien die Gefahr einer Fehlzuordnung von Übergängen der komplexen Energieniveauschemata. Direkte Massenmessungen der am Zerfall beteiligten Kerne ermöglichen es umgekehrt, die gemessenen Zerfallsenergien zu verifizieren.

#### 3.1.1 On-line-Sektion

Dieser Abschnitt beschreibt die Produktion von radioaktiven Nukliden an SHIP, das Abbremsen der Reaktionsprodukte und den anschließenden Transfer zum Fallenexperiment. Abschnitt 3.1.2 beschäftigt sich mit der Fallensektion, die über eine eigene Ionenquelle verfügt, und somit unabhängig vom restlichen Aufbau mit Alkali-Ionen betrieben werden kann.

#### SHIP

Der Linearbeschleuniger UNILAC (Universal Linear Accelerator) beschleunigt Ionen auf Energien von etwa 3 bis  $7 \frac{\text{MeV}}{u}$ . Die Ionen treffen auf ein dünnes Target, das auf einem beweglichen Rad angebracht ist. Diese Anordnung ermöglicht einen schnellen Wechsel zwischen verschiedenen Targets oder eine gleichmäßigere Verteilung der Energiedeposition der einfallenden Ionen. Die Energie des Primärstrahls ist dabei so groß gewählt, dass die Ionen die Coulombbarriere der Atomkerne des Targetmaterials überwinden können und beide Kerne zu einem Compoundkern verschmelzen, welcher einen Teil seiner Anregungsenergie durch Abdampfen von Neutronen und Protonen verliert. Bei größerer Anregungsenergie treten zusätzlich Emission von  $\alpha$ -Teilchen und Spaltung des Compoundkerns auf. Bei diesen als *fusion-evaporation* bezeichneten Reaktionen entsteht eine Vielzahl von Zerfallsprodukten, wobei eine entsprechend eingestellte Strahlenergie den Wirkungsquerschnitt einer gewünschten Reaktion erhöhen kann. Allerdings hängt die Anregungsenergie nicht nur von der Energie des Primärstrahls, sondern auch von den Bindungsenergien der Reaktionspartner und des Compoundkerns ab, so dass die Kombination aus Target und Projektil ebenfalls sorgfältig gewählt werden muss.

Das Target ist mit einer Flächenbelegung in der Größenordnung von  $1 \frac{\text{mg}}{\text{cm}^2}$  so dünn, dass die Reaktionsprodukte direkt aus dem Target herausgeschlagen werden. Beim ISOL-Verfahren (Isotope Separation on-line), wie es zum Beispiel an ISOLDE [Kug00] (CERN) angewendet wird, ist das Target hingegen so dick, dass die Reaktionsprodukte sofort im Target gestoppt werden und langsam in einigen Millisekunden als Neutralteilchen aus diesem herausdiffundieren. Neben den Reaktionsprodukten, die wegen Impulserhaltung das Target vornehmlich in Vorwärtsrichtung verlassen, durchquert an SHIP auch ein großer Teil des Primärstrahls das dünne Target, ohne mit den Kernen des Targetmaterials zu wechselwirken. Primärstrahl und Reaktionsprodukte können im Geschwindigkeitsfilter SHIP [MFH<sup>+</sup>79] effizient voneinander getrennt werden, da die Projektile eine größere Geschwindigkeit als die schwereren Reaktionsprodukte besitzen. SHIP besteht aus je einem Quadrupoltriplett zur Strahlfokussierung vor und hinter den zwei eigentlichen Wienfiltern und einem Dipolmagneten zur Ablenkung der Reaktionsprodukte. Die Durchflugszeit von etwa einer Mikrosekunde durch das 11 Meter lange SHIP setzt eine untere Grenze für die kürzeste Lebensdauer von Kernen, die noch beobachtet werden können. Ein erster Nachweis der Reaktionsprodukte kann mittels Flugzeitdetektoren erfolgen. Zur Identifikation superschwerer Elemente werden die Reaktionsprodukte auf ortsauflösenden Siliziumstreifendetektoren implantiert, wo ihre Zerfallskette mit zusätzlichen Germanium- $\gamma$ -Detektoren hin zu bekannten Isotopen verfolgt wird. Anfang der 1980er Jahre gelang auf diese Weise die Produktion und Entdeckung der Elemente Bohrium (Ordnungszahl  $Z = 107$ ), Hassium (108) und Meitnerium (109). In den 1990er Jahren folgten Darmstadtium (110), Röntgenium (111) und Element 112 [HM00].

Neben den schwersten Elementen, deren Produktionsquerschnitt in der Größenordnung einiger Picobarn liegt, was typischerweise zu einer nachgewiesenen Zerfallskette pro Woche führt, lassen sich in den Reaktionen an SHIP auch mit deutlich größerer Rate eine Vielzahl neutronenarmer Radionuklide erzeugen, deren Masse mit der traditionellen TOF-ICR-Methode in einer Penningfalle gemessen werden kann. Ferner gibt es mehr als

150 transurane Nuklide ( $Z > 92$ ) mit Halbwertszeiten länger als eine Minute. Jenseits des Fermiums ( $Z = 100$ ) sind es noch mehr als 30 Nuklide [WBB<sup>+</sup>05]. Bei einer solch langen Halbwertszeit bieten sich auch andere Präzisionsexperimente bei niedrigen Energien an, was zunächst ein effizientes Abbremsen der Reaktionsprodukte erfordert. Zu diesem Zweck können die Detektoren von SHIP zugunsten einer gasgefüllten Stoppzelle entfernt werden. Diese stellt eine Verbindung zu einer Transfersektion her, die die Ionen dem Penningfallenexperiment SHIPTRAP zuführt.

### Gaszelle

Die Reaktionsprodukte, deren Energie je nach Reaktionskanal und Energie des Primärstrahls 20 bis  $500 \frac{\text{keV}}{\text{u}}$  mit einer typischen Energieunschärfe von 10 % beträgt, müssen zunächst abgebremst werden. Im Gegensatz zur an ISOLDE angeschlossenen Penningfallenanlage ISOLTRAP [BBK<sup>+</sup>96, MBB<sup>+</sup>08], bei der die Gesamtenergie der Reaktionsprodukte nach ihrer Ionisation und Beschleunigung auf 30 bis 60 keV für den Transfer mit elektrostatischen Feldern optimiert ist [HDK<sup>+</sup>01], erfordert die höhere Gesamtenergie der Reaktionsprodukte an SHIP ein anderes Verfahren. Die Konzeption hierzu erfolgte in der Doktorarbeit von Jürgen Neumayr [Neu04].

Die Reaktionsprodukte treten durch eine dünne Metallfolie in eine mit Helium gefüllte Zelle ein, wo sie durch Stöße mit dem Gas thermalisieren (Abbildung 3.1). Die Folie bedeckt dabei ein Eintrittsfenster mit einem Durchmesser von 6 cm, das groß genug ist, den gesamten Strahl von SHIP mit einer Dimension von  $50 \text{ mm} \times 30 \text{ mm}$  aufzunehmen. Die Dicke der Folie und der Druck in der Gaszelle liegen typischerweise in der Größenordnung von  $4 \mu\text{m}$  beziehungsweise 50 mbar. Die Folie muss fest genug sein, um den Druckunterschied zwischen dem Hochvakuum des Massenfilters und der Gaszelle auszuhalten. Andererseits muss sie dünn genug sein, damit der Energieverlust der Reaktionsprodukte in der Folie nicht zu groß wird und die Produkte sie noch durchqueren können. Über 50 Nuklide, deren Masse an SHIPTRAP gemessen werden konnte, bestätigten, dass der Stoppvorgang nicht elementselektiv ist [BAB<sup>+</sup>07].

Die Gaszelle ist von einem zylindrischen Käfig aus fünf Elektroden umgeben. Die an diese Elektroden angelegte Gleichspannung zieht die gestoppten Ionen senkrecht zu ihrer Einfallsrichtung auf einen Trichter (*Funnel*) zu, der aus 40 konzentrischen Elektroden besteht. Neben einer Gleichspannung, die erneut zum Abzug der Ionen aus der Zelle dient, wird am Funnel zwischen zwei aufeinanderfolgenden Segmenten eine Wechselspannung entgegengesetzter Polarität angelegt. Das so erzeugte Pseudopotential hält die Ionen von den Elektroden fern. Zusätzlich zum elektrischen Feld schwemmt ein Überschallgasjet die Ionen durch eine Düse (*Nozzle*) mit einem Durchmesser von 0,6 mm aus der Gaszelle.

Hinter der Düse treten die Ionen in eine 18 cm lange, lineare RFQ-Struktur (Radiofrequenzquadrupol) ein. Dieser Extraktions-RFQ besteht aus vier zylindrischen Stäben, die auf den Ecken eines Quadrats mit einer Diagonalenlänge von 10 mm angeordnet sind. Zusätzlich sind die Stäbe in Querrichtung in zwölf Segmente unterteilt, so dass in axialer Richtung ein Potential erzeugt werden kann, das die Ionen längs der Stäbe von der Düse entfernt. Diese Anordnung entspricht im wesentlichen einer linearen Paulfalle [Pau90], in der bei geeignetem Anlegen einer konstanten Spannung in Kombination mit einer Wech-

### 3 Experimentelle Anlagen

selspannung Transmission für eine bestimmte Klasse von Massen erzielt wird. Während der Extraktions-RFQ die Ionen von der Düse auf ein Loch in einer Extraktionsplatte hinleitet, dient er für das Helium als differentielle Pumpstrecke, um den Gasdruck zu verringern.

Bei Offline-Messungen mit einer radioaktiven Quelle betrug die Extraktionszeit aus der Gaszelle weniger als 10 ms [EBC<sup>+</sup>07b]. Die Extraktionseffizienz, also das Verhältnis von extrahierten zu einfallenden Ionen, beträgt im On-line-Betrieb etwa 4 bis 8 % [NBH<sup>+</sup>06]. Um Rekombination und Molekülbildung der einfallenden Ionen zu minimieren, muss das Gas äußerst rein sein. Die Gaszelle kann dazu ausgeheizt werden. Außerdem wird die Heliumzuleitung zum Ausfrieren von Verunreinigungen durch einen mit flüssigem Stickstoff gefüllten Dewar (Kühlerfalle) geleitet. Diese Methode kommt auch bei den Heliumzuleitungen für das Puffergaskühlen im Buncher und in der Penningfalle (siehe unten) zum Einsatz. Außerdem kann durch Raumladungseffekte die Wirkung der von außen angelegten Felder herabgesetzt werden, was Ionen am Verlassen der Zelle hindert. Zur Erhöhung der Extraktionseffizienz auf angestrebte 35 % ist eine kryogene Gaszelle in Entwicklung [EBD<sup>+</sup>08].

#### Buncher

Hinter der Extraktionsplatte, die für das Helium als Diffusionssperre wirkt, beträgt der Gasdruck noch etwa  $10^{-3}$  mbar. Die Ionen gelangen in eine weitere lineare RFQ-Struktur mit einer Länge von einem Meter und einem Abstand gegenüberliegender Elektroden von 7,8 mm. Die Stäbe sind in 29 Segmente unterschiedlicher Länge unterteilt. Die Wirkungsweise gleicht der des Extraktions-RFQ. Dieser RFQ ist mit Helium als Puffergas gefüllt, das mit einer typischen Zeitskala von 10 ms die Bewegung der Ionen kühlt. Zusätzlich zum über die Segmentierung erzeugten axialen Potential, das die Ionen in eine Richtung führt, kann am Ende der Struktur eine Potentialmulde erzeugt werden, in der die Ionen nach dem Verlust ihrer axialen Energie gefangen sind und sich so dort ansammeln. Durch Absenken der Potentialbarriere lässt sich dann ein Paket (*Bunch*) von Ionen mit einer zeitlichen Verteilung von etwa einer Mikrosekunde ausschleßen. Diese Anordnung zur Akkumulation von Ionen wird als *Buncher* bezeichnet. Details zum Buncher finden sich in der Doktorarbeit von Daniel Rodríguez [RR03]. Mit einem Buncher lässt sich der quasikontinuierliche Strom von Ionen aus der Gaszelle zwischenspeichern und zu Ionenpaketen bündeln, die dann in die Falle eingebracht werden. Außerdem vereinfacht die durch Kühlen verringerte Emittanz der Ionen den Einschuss in die Falle durch den starken Magnetfeldgradienten. Hinter dem Buncher befindet sich analog zur Extraktionsplatte eine weitere Diffusionssperre, die das Eindringen von Helium in die sich anschließende Transfersektion und die Falle reduzieren soll.

#### 3.1.2 Fallenexperiment

Der in diesem Abschnitt beschriebene Teil von SHIPTRAP stellt das eigentliche Fallenexperiment dar. Er besteht im Wesentlichen aus einer Ionenquelle, zwei Penningfallen in einem supraleitenden Magneten und einer sich anschließenden Driftstrecke, an de-

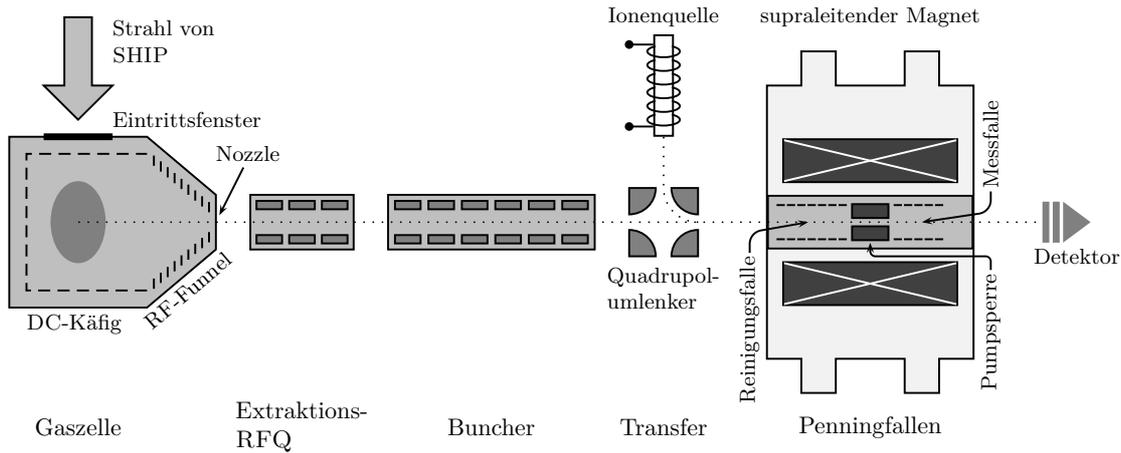


Abbildung 3.1: Schematische Darstellung von SHIPTRAP als Aufsicht. Die Darstellung ist nicht maßstabsgerecht. Die Gesamtlänge des Aufbaus von Gaszelle bis zum Detektor beträgt etwa 5 Meter. Details finden sich im Text.

ren Ende die Ionen nachgewiesen werden. Abbildung 3.1 zeigt schematisch die Abfolge der einzelnen Sektionen einschließlich der im vorherigen Abschnitt erläuterten On-line-Sektion.

### Ionenquellen

Vor der Transferstrecke in den Magneten befinden sich Ionenquellen, die zur Erzeugung von Ionen für Referenzmessungen verwendet werden und Offline-Messungen außerhalb der Strahlzeiten ermöglichen. Die Ionenquellen sind abseits der zentralen Achse Gaszelle–Penningfallen montiert, so dass die dort erzeugten Ionen erst durch Quadrupoldeflektoren um  $90^\circ$  umgelenkt werden müssen, ehe sie in die Transfersektion vor den Fallen gelangen. Zum einen lässt sich so der Untergrund durch Neutralteilchen unterdrücken, zum anderen sind mögliche Transmissionverluste beim Umlenken der Referenzionen deutlich unkritischer als eine reduzierte Transporteffizienz der an SHIP erzeugten Radionuklide.

An SHIPTRAP wird hauptsächlich eine Oberflächenionenquelle verwendet [KBHK81]. Diese Art von Quelle zeichnet sich durch große Robustheit und Zuverlässigkeit aus. Bei Erzeugung positiver Ionen werden Atome niedriger Ionisationsenergie auf einer heißen Oberfläche eines Materials mit großer Austrittsarbeit ionisiert. Eine typische Kombination ist die Ionisation von Alkaliatomen auf einer heißen Wolframoberfläche, die zum Beispiel durch Elektronenbeschuss geheizt wird. Die Quelle an SHIPTRAP ist mit einer Mischung aus Rubidium und Cäsium befüllt. Damit stehen die stabilen Isotope  $^{85}\text{Rb}$ ,  $^{87}\text{Rb}$  und  $^{133}\text{Cs}$  als einfach geladene Referenzionen zur Verfügung, deren Massen bis auf eine Unsicherheit von  $\frac{\delta m}{m} \approx 10^{-10}$  bekannt sind [BPR<sup>+</sup>99].

Außerdem besteht die Möglichkeit, eine Laserquelle zur Erzeugung von Kohlenstoffclusterionen zu verwenden [CBE<sup>+</sup>07]. Die Funktionsweise und die Vorteile einer ähnlichen Quelle, die an TRIGA-TRAP zum Einsatz kommt, werden in Abschnitt 3.2 erläutert.

#### Penningfallen

Das Penningfallensystem für SHIPTRAP wurde im Rahmen der Doktorarbeit von Günther Sikler [Sik03] entwickelt. Es werden zwei zylindrische Penningfallen mit einem Innendurchmesser von 32 mm eingesetzt, deren Fallenzentren sich in einem Abstand von 20 cm befinden. Anders als bei ISOLTRAP sind beide Fallen in einem einzigen Magneten untergebracht. Damit entfallen beim Iontentransfer die Schwierigkeit des Transports durch starke Magnetfeldgradienten. Auch die Anschaffungskosten, der Platzbedarf und der Betriebsaufwand reduzieren sich. Wegen der unterschiedlichen Anforderungen an den Gasdruck in den beiden Fallen ist der geringe Abstand aber nicht unproblematisch. Die erste Falle mit einer Gesamtlänge von 212,5 mm ist eine siebenpolige Penningfalle mit einem Paar Endkappen, zwei Paar Korrektorelektroden und einer Ringelektrode. Diese Falle wird als *Reinigungsfalle* bezeichnet, weil in ihr Puffergaskühlen bei einem typischen Druck von  $10^{-6}$  mbar durchgeführt wird [SBB<sup>+</sup>91]. Wie in Abschnitt 2.2.2 erläutert, führt dieses Verfahren zu einem Zentrieren der Ionen, deren freie Zyklotronfrequenz der eingestrahlten Quadrupolfrequenz entspricht, während sich die Magnetronbahnen der anderen Ionen allmählich aufweiten. Dieses Verfahren ist massenselektiv und dient damit nicht nur zum Kühlen einer Spezies, sondern auch zum Entfernen von Kontaminationen. Um die räumliche Trennung von erwünschten Ionen und Kontaminationen zu beschleunigen, wird zunächst mit einer Dipolanregung auf der in erster Ordnung massenunabhängigen Magnetronfrequenz der Magnetronradius aller Teilchen aufgeweitet. Der spezielle Aufbau mit einer Diffusionssperre zwischen den Fallen verstärkt diesen Reinigungseffekt zusätzlich.

Um störende Dämpfungseffekte durch das Puffergas in der zweiten Falle zu reduzieren, sind die beiden aneinandergrenzenden Endkappen der beiden Fallen als Diaphragma ausgeführt und bilden so einen dünnen Kanal mit einem Innendurchmesser von 1,5 mm und einer Länge von 52 mm. Diese differentielle Pumpsperre ermöglicht in der zweiten Falle einen gegenüber der Reinigungsfalle um etwa zwei Größenordnungen reduzierten Restgasdruck. Da praktisch nur zentrierte Ionen den Kanal durchqueren können, werden Kontaminationen im Rahmen des Massenaufklärungsvermögens  $R = \frac{m}{\Delta m}$  aus dem weiteren Messprozess entfernt. Mit  $R \approx 10^5$  lassen sich in der Reinigungsfalle Isobare, das heißt Nuklide mit gleicher Massenzahl  $A$ , trennen. Das in der zweiten Falle mit der Flugzeitresonanzmethode erreichte Auflösungsvermögen ist routinemäßig um etwa eine Größenordnung besser [MAA<sup>+</sup>07].

Die zweite Falle ist eine fünfpolige Penningfalle, die im Vergleich zur ersten nur ein Paar Korrektorelektroden aufweist und über ein kleineres Ringsegment verfügt. Mit einer Gesamtlänge von 181,2 mm ist sie deshalb kürzer als die erste Falle. Wegen des Kühlens der Ionen und der Verringerung der Ionenzahl durch das Entfernen möglicher Kontaminationen in der Reinigungsfalle muss das Fallenvolumen der zweiten Falle nicht so groß wie das der Reinigungsfalle sein. Da in der zweiten Falle die eigentliche Quadrupolanregung zur Flugzeitresonanzmessung (Abschnitt 2.3.1) stattfindet, wird diese Falle als *Messfalle* bezeichnet. Das Verhältnis ihrer charakteristischen Dimensionen  $\rho_0$  und  $z_0$  ist so gewählt, dass die axiale Frequenz  $\omega_z$  nicht von der Spannung der Korrektorelektroden abhängt (orthogonale Falle) [GM84]. Die in beiden Fallen achtfach segmentierte

Ringelektrode erlaubt neben einer Dipol- und Quadrupolanregung auch Oktupolanregungen der Ionenbewegung. Damit lässt sich die Linienbreite der Flugzeitresonanzkurve gegenüber einer Quadrupolanregung bei gleicher Anregungsdauer deutlich reduzieren [EBC<sup>+</sup>07a]. Allerdings ist bislang keine analytische Linienform des Energieprofils und damit des Flugzeitprofils bekannt [RBS<sup>+</sup>07], was die Auswertung erschwert.

### Magnet

Die Fallen befinden sich in einem etwa 7 Tesla starken Magnetfeld, das von einem supraleitenden Magneten (MAGNEX MRBR 7.0 Tesla / 160 mm Actively Shielded Room Temperature Bore Magnet System) der Firma MAGNEX erzeugt wird. Baugleiche Modelle werden auch von anderen Fallenexperimenten wie JYFLTRAP in Finnland [KKE<sup>+</sup>04], MLLTRAP am Müncher Maier-Leibnitz-Labor [KBH<sup>+</sup>08] und TRIGA-TRAP [KKB<sup>+</sup>08] verwendet. Der Magnet besitzt zwei besonders homogene Regionen im Abstand von 20 cm, in denen die Zentren der beiden Fallen liegen. „Aktive Schirmung“ bezieht sich auf die Möglichkeit, eine der beiden Regionen durch zusätzliche supraleitende Korrekturspulen auf maximale Homogenität zu trimmen (*shimming*), während dies bei passiver Schirmung durch das Einbringen zusätzlicher Lagen magnetischen Materials erreicht wird [Sci03]. Die relative räumliche Homogenität  $\frac{\Delta B}{B}$  über ein Volumen von 1 cm<sup>3</sup> beträgt 10<sup>-7</sup> in der Messfalle und 10<sup>-6</sup> in der Reinigungsfalle. Die zeitliche Stabilität des Feldes  $\frac{\Delta B}{B} \frac{1}{\Delta t}$  bei Verwendung der Kompensationsspulen (Abschnitt 2.1.2) wurde an TRIGA-TRAP zu besser als 10<sup>-10</sup>  $\frac{1}{h}$  bestimmt [Rep08].

### Messzyklus

Ein typischer Ablauf einer TOF-ICR-Messung vom Laden der Falle bis zum Ausschuss und Nachweis der Ionen ist in Abbildung 3.2 gezeigt. Der Einfang der Ionen erfolgt durch kurzzeitiges Absenken der Spannung an einer Endkappe. Dabei muss die Spannung rechtzeitig wieder angehoben werden, bevor die Ionen nach einer Reflektion am axialen Potential der nicht abgesenkten Endkappe die Falle wieder verlassen. Für den Transfer zwischen den Fallen gelten ähnliche Anforderungen, was die Notwendigkeit einer schnell schaltbaren Spannungsversorgung für die Fallenelektroden erklärt. Um das Aufheizen der Ionenbewegung während des Transports zu minimieren und maximale Transporteffizienz zu erzielen, wird meist die Spannung an mehreren Elektroden individuell geschaltet. Deshalb muss die Spannungsversorgung zusätzlich über eine entsprechend große Anzahl unabhängiger Kanäle verfügen. Das erste axiale Kühlen reduziert die für den Transport in die Falle nötige axiale Energie der Teilchen. Da das Kühlen der axialen Bewegung im Puffergas im Gegensatz zu den beiden radialen Bewegungen ohne Anregung erfolgt, stellt dieser Abschnitt eine reine Wartezeit dar. Mit einer Dipolanregung auf der in erster Ordnung massenunabhängigen Magnetronfrequenz wird der Magnetronradius aller Ionen vergrößert. Wegen des vergrößerten Abstands von der zentralen Achse ist ein Transfer der Ionen durch den dünnen Kanal des Diaphragmas zunächst nicht möglich. Die Frequenz der anschließenden Quadrupolanregung wählt die Ionenspezies aus, die zentriert wird, und durch das Diaphragma in die Messfalle gelangen kann. Der Transfer dorthin erfolgt erst nach einer Wartezeit, um die axiale Bewegung zu kühlen, die wegen der Kopplung der drei Bewegungsmoden in einer realen Penningfalle

### 3 Experimentelle Anlagen

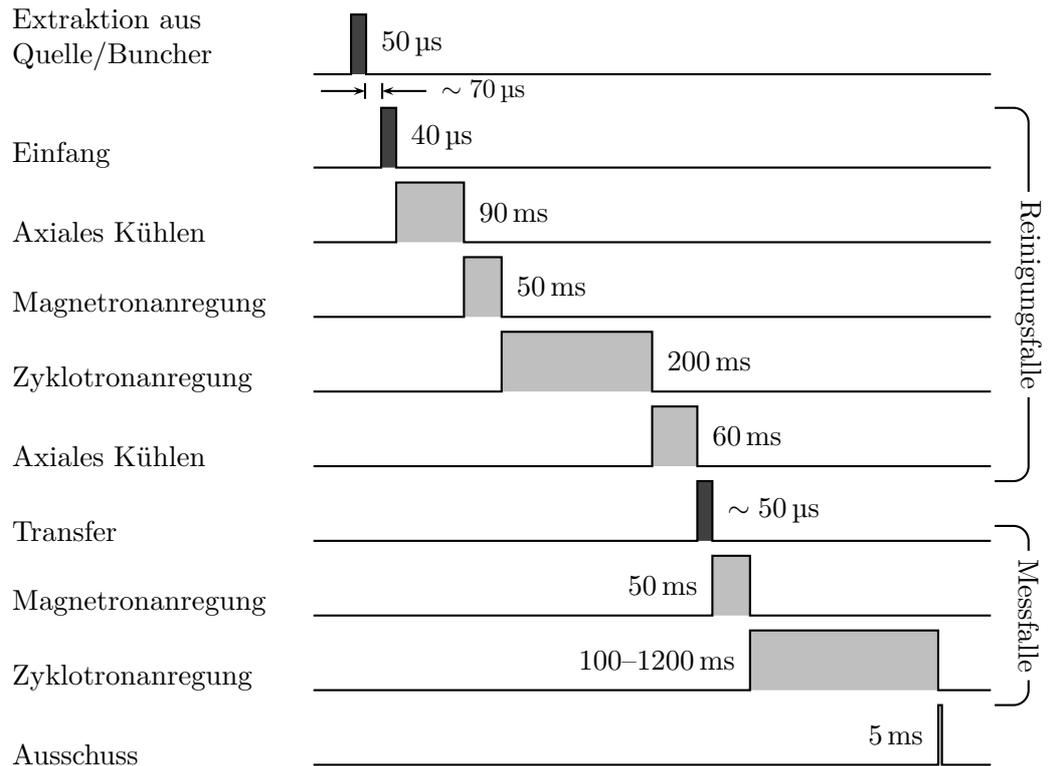


Abbildung 3.2: Sequenz einer Flugzeitresonanzmessung vom Laden der Falle bis zum Ausschuss. Die dunkelgrau hinterlegten Abschnitte sind nicht maßstabsgerecht. Die mit einer Tilde ( $\sim$ ) versehenen Werte müssen dem Ladungs- zu-Masse-Verhältnis der Ionen angepasst werden [Rau07]. Optional kann vor der Zyklotronanregung in der Messfalle noch ein massenselektives Entfernen von eventuell verbliebenen Kontaminationen oder vorhandenen angeregten Kernzuständen (sogenannte Isomere) zwischengeschaltet werden.

(Abschnitt 2.1.2) möglicherweise auch durch die Anregung der radialen Moden geheizt wurde. Die Sequenz in der Messfalle ist bis auf das fehlende axiale Kühlen ähnlich zu der in der Reinigungsfalle. Wegen des stark reduzierten Restgasdrucks ist die Kühlzeitkonstante deutlich vergrößert, weshalb die Wartezeit dementsprechend verlängert werden müsste. Außerdem ist gemäß Gleichung (2.40) die Dämpfung der reduzierten Zyklotronbewegung stärker als die der Axialbewegung, so dass eine Wartezeit nach der Anregung und vor dem Ausschuss nicht sinnvoll ist. Die Anregungsdauer in der Messfalle richtet sich nach der Lebensdauer des untersuchten Ions und dem erreichten Druck des Restgases, das zu unerwünschten Dämpfungseffekten führt. Nach dem Ausschuss aus der Messfalle durchqueren die Ionen einen Magnetfeldgradienten und werden auf einem Detektor nachgewiesen. Standardmäßig stehen ein MCP (Microchannel Plate) und ein CEM (Channeltron Electron Multiplier) zur Verfügung.

### Limitierung des bisherigen Aufbaus

Im Rahmen einer Strahlzeit im August 2008 wurde mit den drei Nobeliumisotopen  $^{252-254}\text{No}$  (Ordnungszahl  $Z = 102$ ) die Masse der ersten Nuklide mit einer größeren Ordnungszahl als Fermium ( $Z = 100$ ) direkt in einer Penningfalle gemessen. Der Wirkungsquerschnitt der Produktionsreaktion



war mit 400 Nanobarn der bislang kleinste für eine Flugzeitresonanzmessung in einer Penningfalle [Blo08, BB09]. Dieser Wirkungsquerschnitt entspricht einer Produktionsrate von weniger als einem Ion pro Sekunde. Weitere Effizienzverbesserungen im Aufbau machen Nuklide mit noch kleineren Wirkungsquerschnitten für Massenmessung mittels TOF-ICR zugänglich. Bei einer momentanen SHIPTRAP-Effizienz von etwa 0,5 % ist abzusehen, dass auch Effizienzverbesserungen die Grenze auf lange Sicht nicht beliebig senken können. Letztlich limitiert die geringe Produktionsrate der Ionen die zugänglichen Nuklide. Zum Ausbilden einer Flugzeitresonanz mit akzeptabler statistischer Unsicherheit von höchstens  $10^{-7}$  müssen mehrere hundert Ionen nachgewiesen werden, was im Falle von Nobelium einer Messdauer von mehreren Stunden pro Resonanz entsprach. Wegen der mit den Fluktuationen des Magnetfeldes einhergehenden Unsicherheit kann eine Messung nicht beliebig lange ausgedehnt werden [BAB<sup>+</sup>07].

Es gibt gute Gründe, an der Flugzeitresonanzmethode festzuhalten, da sie sich leicht auf verschiedenste Massen einstellen lässt. Die TOF-ICR-Methode kann ihre Stärke vor allem bei Nukliden ausspielen, die mit großer Rate produziert werden. Geringe Halbwertszeiten der Radionuklide stellen in diesem Fall kein Problem dar. So beträgt der Rekord für die kürzeste Halbwertszeit eines Nuklids, dessen Masse mittels der Flugzeitresonanzmethode ermittelt wurde, 8,8 ms. Dabei handelt es sich um das an TITAN (TRIUMF, Vancouver) gemessene  $^{11}\text{Li}$  [SBB<sup>+</sup>08]. Der vorherige Rekordhalter war das an ISOLTRAP (ISOLDE/CERN, Genf) gemessene  $^{74}\text{Rb}$  mit einer Halbwertszeit von 65 ms [KAB<sup>+</sup>04]. Bei geringen Produktionsraten hingegen stößt die Flugzeitresonanzmethode an ihre Grenzen, da jedes Ion nach dem Nachweis am Detektor verloren ist, und somit nur für einen einzigen Messzyklus zur Verfügung steht.

Der in Abschnitt 2.3.2 vorgestellte, nicht-destruktive FT-ICR-Nachweis bietet sich wegen der Möglichkeit wiederholter Messungen am selben Falleneinhalt besonders für langlebige Nuklide mit kleiner Produktionsrate an, wie es bei einer Vielzahl von Transuranen der Fall ist. Der für diese Nachweismethode entwickelte Aufbau [FBB<sup>+</sup>07] befindet sich mittlerweile an einem eigenen Experiment in Mainz, das im folgenden Abschnitt erläutert wird.

## 3.2 TRIGA-TRAP

Das Institut für Kernchemie an der Universität Mainz betreibt mit TRIGA (Training, Research, Isotopes, General Atomic) einen Forschungsreaktor [EK00]. Im kontinuierlichen Betrieb erreicht der Reaktor eine thermische Leistung von 100 kW; im Pulsbetrieb werden für 30 ms bis zu 250 MW Spitzenleistung erreicht.

Zurzeit befindet sich das TRIGA-SPEC-Projekt [KKB<sup>+</sup>08] in der Reaktorhalle im Aufbau. Der Reaktor wird TRIGA-SPEC als Quelle neutronenreicher Spaltprodukte dienen. Dazu wird eine gasgefüllte Targetkammer in Strahlrohr B eingebracht. Mögliche Targetmaterialien, die vom Institut für Kernchemie zur Verfügung gestellt werden können, sind <sup>249</sup>Cf, <sup>235</sup>U und <sup>249</sup>Pu. Unter dem Neutronenfluss des Reaktors bilden sich neutronenreiche Spaltprodukte, die in der Targetkammer thermalisieren. Das Gas in der Kammer dient nicht nur zum Stoppen der Spaltprodukte, sondern auch als Trägergas für Aerosolpartikel, an die sich die Spaltprodukte anheften. Somit kann ein effizienter Transport durch eine Kapillare zum Experiment erreicht werden. Das System wird gerade hinsichtlich der Effizienz und Transportzeit mit Kohlenstoffnanopartikeln untersucht [Eib09]. Die Trennung der Spaltprodukte von den Aerosolen stellt eine große Herausforderung dar. Eine EZR-Quelle (Elektronzyklotronresonanz) wird auf ihre Funktionstauglichkeit bei hohen Drücken und großer Gaslast untersucht [Smo09]. Die in dieser Quelle ionisierten Reaktionsprodukte werden beschleunigt und in einem Dipolmagneten für eine erste Massenselektion um 90° umgelenkt. Am sich anschließenden Switchyard können die Ionen einem der beiden Experimente zugeführt werden: TRIGA-LASER für kollineare Laserspektroskopie oder TRIGA-TRAP zur Massenmessung und Zerfallsspektroskopie.

Dank des anderen Erzeugungsmechanismus der Radionuklide ist TRIGA-TRAP mit den zugänglichen neutronenreichen Nukliden komplementär zu den an SHIPTRAP zugänglichen neutronenarmen. Überschneidungen gibt es bei Transuranen. Die Schwierigkeiten bei der Massenmessung in einer Falle sind auf beiden Seiten des Tals der Stabilität nahezu gleich, so dass beide Experimente von den Entwicklungen profitieren.

Abbildung 3.3 zeigt eine Übersicht des Aufbaus. Die On-Line-Sektion vom Strahlrohr bis zum Switchyard befindet sich noch in der Planungs- und Aufbauphase. Offlinemessungen mit den beiden Ionenquellen sind hingegen bereits möglich. Neben einer Oberflächenionenquelle steht zusätzlich eine Kohlenstoffclusterquelle zur Verfügung [SBE<sup>+</sup>09], die per Laserbeschuss von Glaskohlenstoff (Sigradur<sup>®</sup>) oder eines gepressten C<sub>60</sub>-Pulvers in Pelletform Clusterionen C<sub>n</sub><sup>+</sup> produziert, wobei die Größenverteilung unter anderem vom verwendeten Kohlenstofftarget abhängt [Smo08]. Außerdem kann der frequenzverdoppelte Nd:YAG-Laser der Quelle im selben Aufbau Actinoide wie Americium für Massenmessungen desorbieren und ionisieren. Kohlenstoffcluster werden auch an anderen Fallenexperimenten wie ISOLTRAP [BBH<sup>+</sup>02] und SHIPTRAP [CBE<sup>+</sup>07] als Referenzen eingesetzt. Da die atomare Masseneinheit „u“ als ein Zwölftel der Masse des Kohlenstoffisotops <sup>12</sup>C definiert ist, reduziert sich die Unsicherheit der Referenzmasse auf die Bindungsenergie des Clusters, was bei der an Radionukliden erreichten Messgenauigkeit von typischerweise  $\frac{\delta m}{m} \simeq 10^{-8}$  keine zusätzliche Einschränkung darstellt. Mit Kohlenstoffclustern lassen sich systematische Fehler der Apparatur, wie eine massenabhängige Verschiebung, abschätzen und eine umfassende Kalibrierung durchführen. Die

verschiedenen Clustergrößen erlauben es, eine Referenzmasse zu wählen, die nahe am untersuchten Ion liegt, was systematische Fehler reduziert.

### 3.2.1 Penningfallen

Die jetzt an TRIGA-TRAP verwendeten Penningfallen wurden im Rahmen der Doktorarbeit von Christine Weber [Web04] entworfen. Die Fallen sind für den Spiegelstromnachweis konzipiert, ohne jedoch die Flugzeitresonanzmethode auszuschließen. Ein Ausschuss der Ionen aus der Messfalle durch den Magnetfeldgradienten ist nach wie vor möglich. Ursprünglich war ein direkter Einsatz an SHIPTRAP geplant, doch mit dem neuen Experiment am Forschungsreaktor TRIGA besteht nun die Möglichkeit, die neuen Technologien ohne Strahlzeitdruck zu testen.

Der größte Unterscheid im Vergleich zu SHIPTRAP ist die Verwendung einer hyperbolischen Messfalle. Wie Gleichung (2.72) in Abschnitt 2.3.2 über den FT-ICR-Nachweis zeigt, skaliert das Signal-zu-Rausch-Verhältnis mit  $\frac{r}{D}$ . Dabei ist  $r$  die Bewegungsamplitude der nachgewiesenen Eigenbewegung und  $D$  der effektive Abstand der Elektroden, an denen das Signal angegriffen wird. Um die Messgenauigkeit nicht zu beeinträchtigen, muss sichergestellt sein, dass das Teilchen sich auch für große Bahnradien noch in einem quasi idealen Quadrupolpotential bewegt. Nur bei hyperbolischen Fallen lässt sich ein derartiges Potential über einen so großen Teil des Fallenvolumens realisieren.

Die siebenpolige Messfalle besteht aus einem Paar äußerer Korrektorelektroden, die die Feldverzerrung des Einschusslochs in den hyperbolischen Endkappen kompensieren sollen, einem Paar hyperbolischer Endkappen, einem Paar innerer Korrektorelektroden und der hyperbolischen Ringelektrode. Die charakteristischen Längen der hyperbolischen Falle betragen  $\rho_0 = 6,38$  mm und  $z_0 = 5,5$  mm. Für das gewählte Verhältnis  $\rho_0 = 1,16z_0$  wird die Messfalle orthogonal [Gab83]; die axiale Frequenz  $\omega_z$  hängt nicht von der Spannung an den inneren Korrektorelektroden ab.

Eine Verkleinerung des effektiven Elektrodenabstands wird durch eine spezielle Segmentierung des Rings erreicht: Anstelle von vier gleich großen Segmenten mit einem Mittelpunktswinkel von  $90^\circ$  umschließen benachbarte Segmente einen Winkel von  $40^\circ$  und  $140^\circ$ . Diese Anordnung ist in Abbildung 3.4 dargestellt. Die beiden kleinen Segmente dienen zur Anregung der Ionenbewegung, an den beiden großen Segmenten wird das induzierte Spiegelstromsignal abgegriffen. Auch der Ring der zylindrischen Reinigungsfalle ist so segmentiert, um den breitbandigen FT-ICR-Nachweis in der Reinigungsfalle zu erleichtern. Bis auf diesen Unterschied stimmt die Reinigungsfalle von TRIGA-TRAP mit der von SHIPTRAP überein.

Da ein späterer Einsatz an SHIPTRAP geplant ist, beträgt der Abstand der beiden Fallenzentren wie auch bei den zylindrischen Fallen 20 cm, damit beide Zentren in den homogenen Zentren des supraleitenden Magneten liegen. Wie im vorherigen Abschnitt 3.1.2 erwähnt wurde, verwendet TRIGA-TRAP ein zu SHIPTRAP baugleiches Modell.

Für den Aufbau wurde im Rahmen der Diplomarbeit von Dennis Neidherr [Nei06] eine Pumpsperre entwickelt, in die sich Kanäle verschiedenen Innendurchmessers einbauen lassen. Da der verwendete Kanal mit 50 mm eine ähnliche Länge wie bei SHIPTRAP besitzt, ist auch der verwendete Innendurchmesser ähnlich. Durch die Halbierung des

### 3 Experimentelle Anlagen

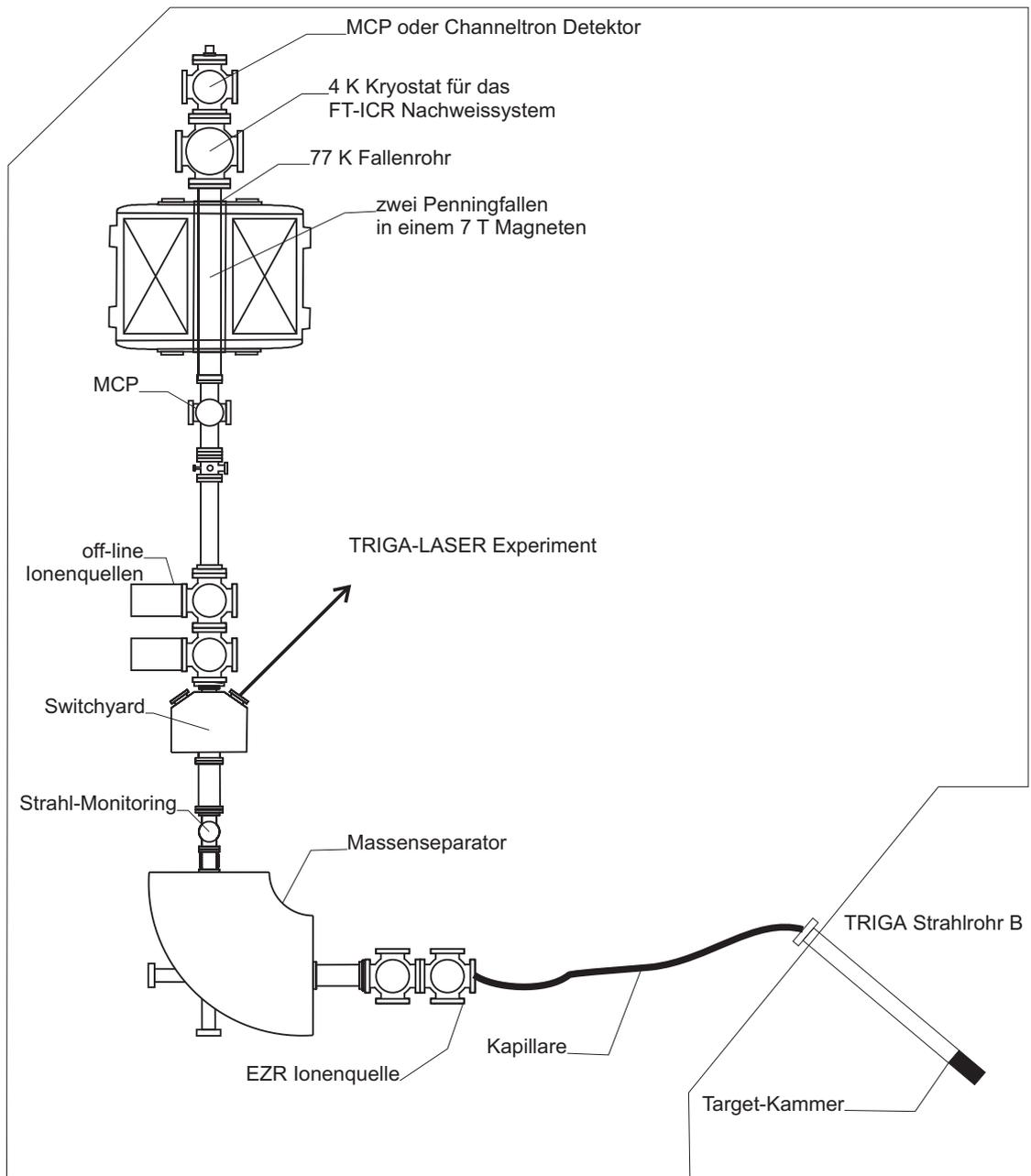


Abbildung 3.3: Aufsicht auf den Aufbau von TRIGA-TRAP. Details siehe Text.

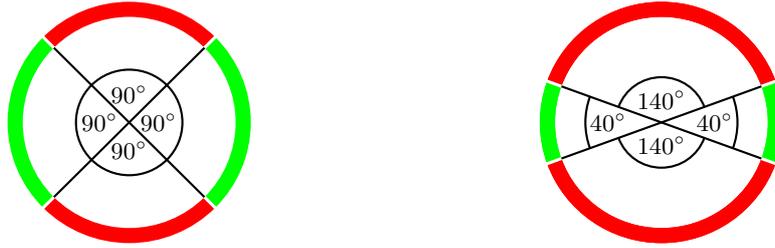


Abbildung 3.4: Gleichmäßige Segmentierung einer Elektrode (links) und die an TRIGA-TRAP zur Signalerhöhung gewählte Geometrie (rechts).

Kanaldurchmesser von 3,0 mm auf 1,5 mm lässt sich das Druckverhältnis bei dem für Puffergaskühlen notwendigen Gasfluss um etwa einen Faktor 4 verbessern [NBB<sup>+</sup>08]. Bei der Wahl des Kanaldurchmessers gilt es aber auch, einen Kompromiss zwischen Gasflussunterdrückung und effizientem Transfer der Ionen zwischen den Fallen zu finden.

### Kryogener Aufbau

In Abschnitt 2.3.2 über das Signal-zu-Rauschverhältnis beim Spiegelstromnachweis wurde diskutiert, dass es von Vorteil ist, die Induktivität abzukühlen. Außerdem reduziert ein Abkühlen das thermische Rauschen des benötigten Verstärkers. Aus diesem Grund wurden die Fallen als kryogener Aufbau konzipiert. Ein über der Ausschusssektion montierter Kryostat (Abbildung 3.5) ermöglicht die Verwendung einer supraleitenden Induktivität und den Betrieb des ersten Verstärkers bei Flüssigheliumtemperatur (4,2 K). Aus Platzgründen ist es nötig, den Nachweisschwingkreis außerhalb der Magnetbohrung zu betreiben, was größere parasitäre Kapazitäten der Kabel und eine stärkere störende Antennenwirkung der Zuleitungen nach sich zieht. In [Web04] wird das Signal-zu-Rauschverhältnis für verschiedene Szenarien abgeschätzt. Wie zu erwarten war, ergibt sich das beste Ergebnis für einen Aufbau, bei dem zusätzlich zur Induktivität und dem Verstärker die Fallen auf 4,2 K liegen. Allerdings wäre ein solcher Aufbau mit dem notwendigen umgebenden Strahlungsschild auf Flüssigstickstofftemperatur (77 K) zu groß für die Bohrung des bei SHIPTRAP verwendeten Magneten. Um Platz zu sparen, hätte man auf die Möglichkeit des Ausschusses der Teilchen und damit auf die Massenbestimmung mittels TOF-ICR verzichten müssen. Ein großer Vorteil der TOF-ICR-Methode ist jedoch ihre universelle Anwendbarkeit über den gesamten Massenbereich, sofern die Ionen mit ausreichender Rate produziert werden. Zur Anpassung an eine gegebene Masse reicht es, den Zyklus aus Abbildung 3.2 entsprechend einzustellen, ohne Änderungen an der Apparatur vorzunehmen. Um maximale Kompatibilität mit dem bestehenden Aufbau an SHIPTRAP zu gewährleisten, werden die Fallen lediglich an die 77 K-Stufe angeschlossen. Hier erkennt man einige der Schwierigkeiten, den FT-ICR-Nachweis in einen teilweise bestehenden Aufbau zu integrieren, in dem es verschiedene Zielsetzungen gibt und nicht alles einer Nachweismethode untergeordnet werden kann. TRIGA-TRAP strebt danach, als erstes Experiment den FT-ICR-Nachweis mit Einzelionensensivität an außerhalb der Falle erzeugten radioaktiven Nukliden einzusetzen.

### 3 Experimentelle Anlagen

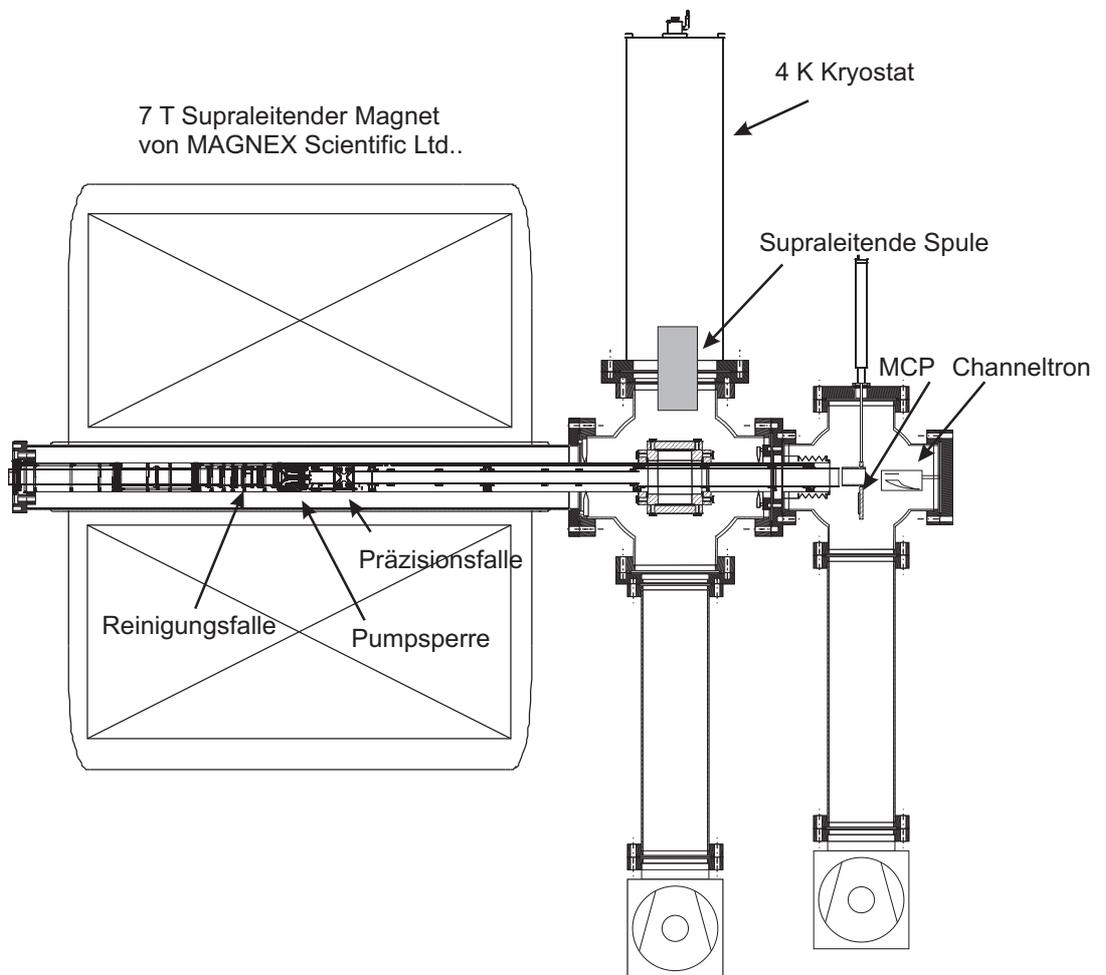


Abbildung 3.5: Technische Zeichnung des kryogenen Fallenaufbaus.

## 4 Ergebnisse neuer Nachweismethoden

Der erste Abschnitt dieses Kapitels behandelt den Entwurf und den Test einer Spule für den Spiegelstromnachweis schwerer Massen an TRIGA-TRAP. Der zweite Abschnitt präsentiert Ergebnisse, die mit einem ortsauflösenden Detektor an SHIPTRAP erzielt wurden.

### 4.1 Induktivität für den FT-ICR-Nachweis

Die an TRIGA-TRAP bislang vorhandene supraleitende Spule mit einer Induktivität von  $337\ \mu\text{H}$  bildet zusammen mit den parasitären Kapazitäten des Detektionssystems von  $50\ \text{pF}$  einen  $LC$ -Schwingkreis, dessen Resonanzfrequenz bei etwa  $1,22\ \text{MHz}$  liegt. Dies entspricht bei einem Magnetfeld der Stärke von  $7\ \text{Tesla}$  nach Tabelle 2.1 etwa den Zyklotronfrequenzen der stabilen Rubidiumisotope mit Massenzahlen  $A = 85$  und  $87$  [Ket06]. Für die weitere Betrachtung wird nicht zwischen freier und reduzierter Zyklotronfrequenz unterschieden, da der Unterschied in erster Näherung nur  $4,5\ \text{kHz}$  pro  $10\ \text{Volt}$  axialem Potential beträgt und ohnehin eine Abstimbarkeit des Schwingkreises über deutlich größere Frequenzbereiche gegeben sein muss. Mit Kapazitätsdioden, deren Sperrschichtdicke sich durch das Anlegen einer äußeren Spannung ändert, kann die Kapazität um bis zu  $15\ \text{pF}$  variiert werden. Etwa  $6\ \text{pF}$  der  $50\ \text{pF}$  an parasitärer Kapazität sind auf die Spule zurückzuführen; der Rest setzt sich aus der Kapazität der Fallenelektroden, der Kabel und des Filterboards mit den Dioden zusammen. Für die Detektion einfach geladener Ionen der Massenzahl um  $240$  muss die Resonanzfrequenz

$$\nu_{LC} = \frac{1}{2\pi\sqrt{LC}} \quad (4.1)$$

des Nachweisschwingkreises mit ungefähr  $450\ \text{kHz}$  deutlich geringer als bisher sein. Prinzipiell wäre es möglich diese Veränderung durch das Einlöten von zusätzlichen Kondensatoren zu erreichen, was allerdings nach Gleichung (2.72) das Signal-zu-Rausch-Verhältnis deutlich verschlechtert. Dementsprechend sollte bei gegebener Resonanzfrequenz die Induktivität so weit erhöht werden, wie es die minimal mögliche parasitäre Kapazität zulässt. Die minimale parasitäre Kapazität und die Induktivität bestimmen dann nach Gleichung (4.1) die maximale Resonanzfrequenz des Schwingkreises. Da die Zyklotronfrequenz von Ionen gleicher Ladung mit der Masse abnimmt, bestimmt die kleinstmögliche parasitäre Kapazität bei gegebener Induktivität die minimale Ionenmasse, deren Spiegelstromsignal noch mit dem Schwingkreis in Resonanz gebracht werden kann. Deshalb darf die Induktivität keinesfalls zu groß sein. Die Verschiebung der Resonanz zu kleineren Frequenzen, und damit größeren Massen ist durch das Hinzuschalten zusätzlicher

Kapazitäten ohne größeren Aufwand zu bewerkstelligen. Daher bestimmt die kleinste Masse, die im Aufbau noch nachweisbar sein soll, den Zielwert der Induktivität.

Während die bisherige Spule aus supraleitenden NbTi-Draht besteht, wurde bei der neuen Spule zunächst ein Versuch mit Kupferdraht unternommen. Dieser besitzt zwar einerseits beim Betrieb auf Flüssigheliumtemperatur im Kryostaten den Nachteil eines größeren Widerstandes, der nach Gleichung (2.59) die Güte des Schwingkreises beschränkt. Andererseits ist Kupfer schon bei Raumtemperatur ein guter elektrischer Leiter, was eine prinzipielle Kontrolle des Aufbaus schon vor dem Kaltfahren der Apparatur ermöglicht, da schon bei Raumtemperatur eine Resonanz mit geringerer Güte zu beobachten ist. Außerdem lässt sich Kupfer leicht mit herkömmlichem Lötzinn verbinden, was den Anschluss der Spulenden vereinfacht. Bei Supraleitern ist mehr Aufwand zur Gewährleistung eines widerstandsarmen Kontakts mit Normalleitern nötig. Kupfer ist zudem ein guter Wärmeleiter, so dass die Spule schneller thermalisiert. Wegen des hohen Widerstands des Supraleiters im normalleitenden Zustand bildet sich hier eine Resonanz erst nach dem Unterschreiten der Sprungtemperatur aus, die bei Niob-Titan 9,4 K beträgt. Zudem verzögert die schlechte Wärmeleitfähigkeit des Supraleiters die Thermalisierung und es besteht die Gefahr des Zurückbleibens einzelner normalleitender Abschnitte, die wegen ihres vergleichsweise hohen Widerstands die Güte stark limitieren. Die freie Güte der bisherigen Spule von etwa  $Q = 15\,000$  wird beim derzeitigen Aufbau auf etwa 1000 limitiert [Ket06], so dass ein ähnliches Ergebnis eventuell mit einer Kupferspule geringerer freier Güte erzielt werden kann.

Zum Wickeln der Spule wurde Kupferdraht der Firma *Omega Newport* mit einem Durchmesser von 250  $\mu\text{m}$  und einer 80  $\mu\text{m}$  dicken PTFE-Isolierung verwendet, wobei zur Beschränkung des Widerstandes nicht auf den dünnsten verfügbaren Draht mit einem Durchmesser von 80  $\mu\text{m}$  zurückgegriffen wurde. Der Draht wird auf einen hohlen Teflonzylinder mit einem Außendurchmesser von 42 mm und einer Höhe von 91 mm gewickelt. Zur Verminderung von dielektrischen Verlusten ist der Zylinder bis auf eine Wandstärke von 2 mm und eine Bodenplatte mit einem Schraubloch ausgefräst. Die Spule wird dann zur Abschirmung von äußeren Einflüssen in einen Resonator gesteckt. Dieser besteht aus einem zylindrischen Becher und einem abnehmbaren Deckel, auf dem der Teflonkörper mittels einer Schraube befestigt werden kann. Die Geometrie des Resonators ist dem Kryostaten angepasst und kann daher nicht verändert werden. Im Experiment an TRIGA-TRAP (Kapitel 3.2) ist ein Resonatorgehäuse aus Niob-Titan im Kryostaten eingebaut. Um bei Versuchen an einem externen Teststand unabhängiger zu sein, wurde eine Kopie aus OFHC-Kupfer angefertigt. Der gesamte Resonator ist in Abbildung 4.1 schematisch zu sehen.

Aufgrund der Dicke des verwendeten Kupferdrahts und des vorhandenen Platzes ist es nicht möglich, eine ausreichende Induktivität von mehr als 2 mH mit einer einlagigen Spule zu erreichen. Nutzt man den auf dem Teflonkörper zur Verfügung stehenden Platz möglichst komplett aus, so werden mindestens drei Lagen benötigt. Führt man die einzelnen Lagen über die komplette Länge der Spule aus, so ist die Potentialdifferenz zwischen den Drähten zweier Lagen größer als zwischen benachbarten Drähten derselben Lage, was die parasitäre Kapazität der mehrlagigen Spule gegenüber einer einlagigen erhöht. Zur Beschränkung der Potentialdifferenz wird die Spule aus mehreren mehrlagigen

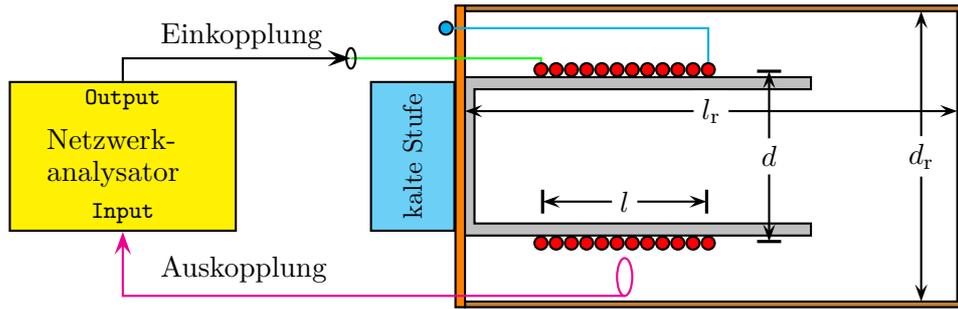


Abbildung 4.1: Schematischer Aufbau des Resonators und für die Tests am Kaltkopf gewählte Konfiguration.

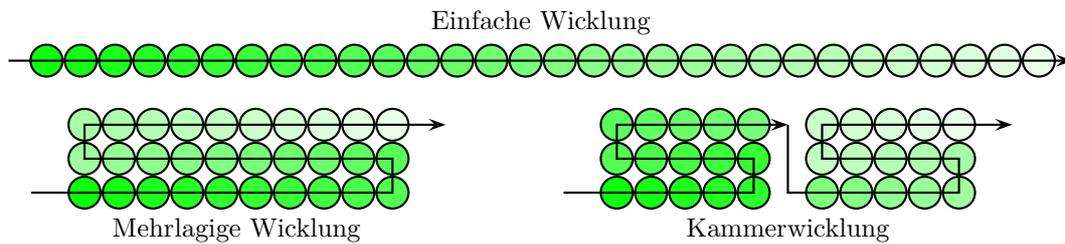


Abbildung 4.2: Prinzip der Kammertechnik. Die Farbe symbolisiert das unterschiedliche Potential der einzelnen Windungen, wobei die Unterteilung der Spule in kleinere Pakete die Potentialdifferenz zwischen zwei Lagen vermindert.

Paketen aufgebaut. Das Prinzip dieser Kammertechnik ist in Abbildung 4.2 gezeigt. Da die Spule über einen Mittelabgriff zum Anlegen einer konstanten Gleichspannung an die beiden Elektrodensegmente verfügen muss, ist die Anzahl der Kammern mit sechs geradzahlig und es wurde auf einen möglichst symmetrischen Aufbau der beiden Seiten geachtet. Der Kupferdraht der beiden Teilspulen ist am Mittelabgriff zusammengelötet. Jede einzelne Lage wurde mit drei Lagen Teflonband fixiert, ehe die nächste Lage darübergewickelt wurde. Das Teflonband verhindert, dass der Kupferdraht beim Abkühlen vom Teflonkörper rutscht. Insgesamt besitzt die Spule 386 Wicklungen. Mit einem Multimeter wurde der Widerstand beider Teilspulen zu  $R_1 = R_2 = (8,9 \pm 0,5) \Omega$  gemessen. Der ebenfalls bestimmte Gesamtwiderstand der Spule von  $(17,7 \pm 0,5) \Omega$  stimmt mit der Berechnung von  $18,1 \Omega$  gemäß

$$R = \rho \frac{l_d}{A} = \rho \frac{n\pi d}{\pi r_d^2} = \rho \frac{n \cdot d}{r_d^2} \quad (4.2)$$

überein, wobei  $\rho = 17 \cdot 10^{-9} \Omega\text{m}$  den spezifischen Widerstand von Kupfer angibt,  $d$  den mittleren Durchmesser der Spule von 43 mm und  $r_d$  den Drahradius von 125  $\mu\text{m}$ . Dabei ist  $l_d$  die Länge des verwendeten Drahts und  $A$  seine Querschnittsfläche.

Die gewickelte Spule wurde an einem Pulsrohrkühler getestet, weil dies weniger Aufwand als der Test in einem Flüssigkryostaten bereitet. Eine schematische Darstellung

der Konfiguration ist in Abbildung 4.1 zu finden. Der Resonatordeckel wurde an der kalten Stufe (4K) festgeschraubt und stellte so auch den Wärmekontakt zum Resonatorbecher her. Ein Ende der Spule wurde auf einem Streifen Kupferklebeband am Deckel festgelötet, so dass guter Wärmekontakt und elektrischer Kontakt mit der auf Masse liegenden kalten Stufe gegeben war. Das andere Ende der Spule wurde zur Einkopplung der Anregung verwendet. Zur Messung der freien Güte sollte der Schwingkreis bei der Ein- und Auskopplung des Signals so wenig wie möglich durch die Zuleitungen und den Netzwerkanalysator belastet werden. Die Einkopplung erfolgt daher nicht direkt über eine leitende Verbindung, sondern durch das Verdrillen des Anregungskabels mit dem isolierten Kupferdraht der Spule. Die Auskopplung des Signals geschieht induktiv über eine Pickupspule, die durch das Verlöten der Messingseele des Kryokoaxialkabels mit seinem Schirmgeflecht aus Neusilber gebildet wird. Ein Netzwerkanalysator vom Typ HP 4195A bestimmt mittels frequenzabhängiger Anregung die Transferfunktion des Systems. Diese ist zumindest in der Nähe der Impedanzresonanz proportional zum Betrag der Impedanz  $|Z(\omega)|$  der Spule. Für hohe Güten, die nach Gleichung (2.68) eine schmale Resonanz bedingen, reicht diese einfache Betrachtungsweise aus. Bei Betrachtung der Transferfunktion muss beachtet werden, dass die Ein- und Auskopplung des Signals über kapazitive und induktive Elemente frequenzabhängig ist. Die Impedanz des Schwingkreises nimmt zu beiden Seiten der Resonanz ab, und verliert damit gegenüber der Impedanz des Einkopplungselements an Bedeutung, so dass dessen Frequenzabhängigkeit stärker zur Geltung kommt. Die verminderte Anregung verschlechtert zudem das Signal-zu-Rausch-Verhältnis.

Bei ersten Tests bei Raumtemperatur wurden die Induktivität und die parasitäre Kapazität der Spule bestimmt, um sie mit der theoretischen Erwartung zu vergleichen. Diese beiden Größen sollten im Gegensatz zur Güte nahezu unabhängig von der Temperatur sein, so dass die Tests bei Raumtemperatur erfolgten. Die Resonanzfrequenz verschob sich beim Abkühlen um weniger als 10 kHz, so dass zumindest von einem konstanten Produkt  $LC$  ausgegangen werden kann. Für die Induktivität einer aus  $n$  Windungen bestehenden langen Spule der Länge  $l$ , Querschnittsfläche  $A$  und Durchmesser  $d$  gilt

$$L = \mu_0 \frac{n^2}{l} A = \mu_0 \frac{n^2}{l} \frac{\pi d^2}{4} \quad , \quad (4.3)$$

wobei  $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7} \frac{\text{Vs}}{\text{Am}}$  die magnetische Feldkonstante ist. Prinzipiell lässt sich die Induktivität durch die Verwendung eines ferromagnetischen Kerns um dessen relative Permeabilität  $\mu_r$  steigern. Allerdings befindet sich die Spule im Experiment im Streufeld des supraleitenden Magneten, wo ferromagnetisches Material zu einer unerwünschten Magnetfeldverzerrung führt. Außerdem büßt der ferromagnetische Kern seine induktivitätsverstärkende Wirkung ein, wenn er vom äußeren Magnetfeld gesättigt wird. Da der Resonator zur Minimierung der nötigen Kabellängen möglichst nahe an den Fallelektroden, und damit am Magneten sitzen soll, ist im Experiment nur der Einsatz von Luftspulen möglich. Für Spulen, bei denen die Bedingung  $d \ll l$  nicht erfüllt ist,

modifiziert sich Gleichung (4.3) zu [SK03]

$$L = \mu_0 \frac{n^2}{l + 0,45d} A = \mu_0 n^2 \frac{\pi}{4} \cdot \frac{d^2}{l + 0,45d} \quad (4.4)$$

Schließlich muss noch berücksichtigt werden, dass die Wechselwirkung mit dem Resonator die Induktivität gemäß

$$L' = L \cdot \left[ 1 - \left( \frac{d}{d_r} \right)^3 \right] \cdot \left[ 1 - \left( \frac{l}{2l_r} \right)^2 \right] \quad (4.5)$$

verringert [ARR96]. Dabei sind  $l_r = 110$  mm und  $d_r = 77$  mm die Innenlänge beziehungsweise der Innendurchmesser des Resonators. Im Folgenden ist immer von der Induktivität mit Resonatorgehäuse die Rede, da dies dem normalen Betrieb im Experiment entspricht. Dementsprechend setzt sich die gemessene parasitäre Kapazität der Spule aus den Beiträgen der Wicklungen an sich und ihrer Wechselwirkung mit dem Resonator zusammen.

Misst man zunächst die Resonanzfrequenz  $\nu_{LC}$  der freien Spule und dann die Resonanzfrequenz mit einer zusätzlichen parallelgeschalteten Kapazität  $C_1$ , die sich zur parasitären Kapazität  $C_p$  der Spule addiert, so ergibt sich aus Gleichung (4.1) ein Gleichungssystem, aus dem gemäß

$$C_p = \frac{C_1}{\left( \frac{\nu_0}{\nu_1} \right)^2 - 1} \quad (4.6)$$

$$L = \frac{1}{4\pi^2} \cdot \left( \frac{1}{\nu_1^2} - \frac{1}{\nu_0^2} \right) \cdot \frac{1}{C_1} \quad (4.7)$$

die parasitäre Kapazität  $C_p$  und die Induktivität  $L$  der Spule bestimmt werden können. Dabei sind  $\nu_0$  und  $\nu_1$  die ohne beziehungsweise mit zusätzlicher Kapazität gemessenen Resonanzfrequenzen. Da die Gesamtkapazität mit einigen Picofarad nur wenig größer als typische parasitäre Kapazitäten von Kabelverbindungen, Durchführungen oder Lötstellen ist, stammt der größte Fehler von eben diesen zusätzlichen Kapazitäten, die unvermeidbar im Schwingkreis auftreten. Der Fehler der Frequenzmessung ist dagegen zu vernachlässigen. Da zudem das Signal im Bereich der Resonanz nahezu rauschfrei ist, wird für diese Abschätzung ohne Anpassung der theoretischen Kurve die Frequenz mit maximaler Transmission als Resonanzfrequenz angesetzt. Bei den gemessenen Güten von mindestens 100 kann vernachlässigt werden, dass das Maximum von  $|Z(\omega)|$  gemäß

$$\nu_{\max} = \nu_0 \cdot \sqrt[4]{1 + \frac{1}{Q^2}} \approx \nu_0 \left( 1 + \frac{1}{4Q^2} \right) \quad (4.8)$$

bei einer größeren Frequenz  $\nu_{\max}$  als der Resonanzfrequenz  $\nu_0$  liegt. Aus den Messwerten  $\nu_0 = 1,000$  MHz,  $\nu_1 = 0,427$  MHz und einer zusätzlichen Kapazität  $C_1 = (47,0 \pm 2,4)$  pF, die ungefähr so groß wie die parasitäre Kapazität des Detektionssystems ist, ergeben sich für die parasitäre Kapazität der Spule

$$C_p = (10,5 \pm 0,5) \text{ pF} \quad (4.9)$$

und für ihre Induktivität mit Resonator

$$L = (2,4 \pm 0,1) \text{ mH} \quad . \quad (4.10)$$

Die Resonanzfrequenz  $\nu_1$  liegt in der angestrebten Größenordnung der schweren Massen, während die parasitäre Kapazität gegenüber der alten Spule um etwa einen Faktor 2 erhöht ist. Bei einer Verdreieinhalbfachung der Windungszahl und einer mehrlagigen Wicklung ist dieser Anstieg durchaus akzeptabel. Die Kammertechnik ist folglich geeignet, die parasitäre Kapazität niedrig zu halten. Nach Erfahrungen des Experiments zur Bestimmung des magnetischen Moments des freien Protons in einer Penningfalle ist die parasitäre Kapazität ohne Unterteilung der Spule in einzelne Pakete um mindestens einen Faktor 2 größer [Kra07]. Mit den Maßen der Spule von  $l = (70 \pm 2) \text{ mm}$ ,  $d = (43 \pm 1) \text{ mm}$  und einer Windungszahl  $n = 386$  ergibt das Induktivitätsmodell aus Gleichung (4.4) zusammen mit dem Abschirmfaktor von  $0,74 \pm 0,01$  aus Gleichung (4.5) eine Induktivität von  $L = (2,26 \pm 0,13) \text{ mH}$ . Dabei wurde mit einem effektiven mittleren Durchmesser der Spule und der Gesamtlänge der Spule gerechnet. Die effektive Länge der Spule ist etwas schwerer abzuschätzen, da zwischen den einzelnen Paketen ein kleiner Abstand besteht. Eine kleinere effektive Länge  $l$  würde zu einer größeren vorhergesagten Induktivität führen. Zumindest zeigt die recht gute Übereinstimmung der theoretischen Vorhersage mit dem Messwert, dass die Spule trotz der einzelnen Kammern hinsichtlich der Induktivität als eine einzige dicht gewickelte Spule aufgefasst werden kann.

Nach der Überprüfung der prinzipiellen Eignung der Spule wurde ihre freie Güte eingehender untersucht. Zwei der mit dem Netzwerkanalysator aufgenommenen und über eine GPIB-Schnittstelle ausgelesenen Resonanzkurven sind exemplarisch in Abbildung 4.3 und 4.4 für eine Messung bei Raumtemperatur beziehungsweise bei 4 Kelvin gezeigt. Außerdem wurde  $|Z(\omega)|$  gemäß Gleichung (2.66) an die jeweils 401 Datenpunkte angepasst. Da das Verhältnis von eingestrahlttem und transmittiertem Signal stark von der Art der Ein- und Auskopplung abhängt und bei ausreichender Signalstärke nicht weiter relevant ist, wurden alle Werte auf das Maximum der Transmission normiert. Aus der Anpassung von  $|Z(\omega)|$  lassen sich die Güte  $Q$  und die Resonanzfrequenz  $\nu_0$ , bei der die Impedanz rein real ist, extrahieren. Die Proportionalitätskonstante, die die Signalhöhe anpasst, hat wegen dem fehlenden quantitativen Verständnis der Ein- und Auskopplung keine tiefere Bedeutung. Die Ergebnisse sind in Tabelle 4.1 zusammengefasst. Zusätzlich sind die entsprechenden Werte gezeigt, die sich ergeben, wenn man in den Daten den Frequenzpunkt mit maximaler Transmission direkt als  $\nu_0$  interpretiert und die Breite  $\Delta\nu$  der Kurve auf  $\frac{1}{\sqrt{2}}$  dieses Maximalwerts durch lineare Interpolation zwischen jeweils zwei Frequenzpunkten auf jeder Seite abschätzt. Die Güte folgt dann gemäß Gleichung (2.59) aus dem Quotienten dieser beiden Größen. Der Fehler der Frequenzbestimmung wurde dabei mit dem Abstand zweier benachbarter Frequenzpunkte sehr konservativ abgeschätzt. Es ergibt sich eine ausgezeichnete Übereinstimmung dieser Methode mit der Anpassung. Über den Frequenzbereich von 10 kHz, der bei der Messung an der kalten Spule abgedeckt wird, ist praktisch kein Unterschied zwischen theoretischer Kurve und Messwerten zu erkennen. Bei Raumtemperatur mit einem Messbereichsumfang von 100 kHz zeigen sich in den weiten Flanken Abweichungen, die unter anderem von der Frequenzabhän-

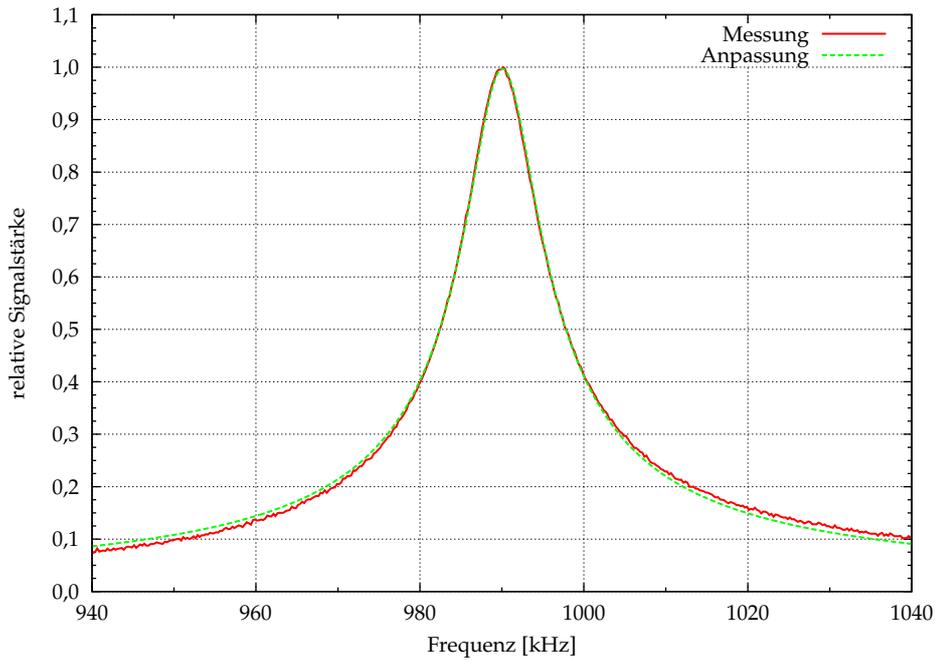


Abbildung 4.3: Resonanzkurve der Kupferspule mit Resonator bei Raumtemperatur. Eine Anpassung der theoretischen Kurvenform an die experimentelle Resonanz ist ebenfalls gezeigt.

gigkeit der Ein- und Auskopplung des Signals über kapazitive und induktive Elemente herrühren.

Leider ließ sich mit der gewickelten Spule keine bessere freie Güte erzielen, so dass auf einen Test am Experiment verzichtet wurde. Im einfachsten Modell beschränkt nach Gleichung (2.59) nur der Serienwiderstand der Spule die Güte. Um mit den gemessenen Werten für die Induktivität und Güte verträglich zu sein, müsste dieser  $(135 \pm 7) \Omega$  bei Raumtemperatur und  $(16,5 \pm 0,8) \Omega$  bei 4 Kelvin betragen. Bei Raumtemperatur wurde der Gleichstromwiderstand der Spule mit einem Multimeter zu  $(17,7 \pm 0,5) \Omega$  bestimmt, während der Ohmsche Wechselstromwiderstand der Spule größer ist. Die hochfrequenten Wechselströme induzieren im Leiterinnern Wirbelströme, die gemäß der Lenz'schen Regel ihrer Ursache entgegengerichtet sind und den Stromfluss auf die Randbereiche des Leiters beschränken. Durch diese als *Skineffekt* bezeichnete Stromverdrängung verkleinert sich die nutzbare Querschnittsfläche des Leiters, wobei die effektive Dicke der stromdurchflossenen Randschicht durch die Skintiefe

$$\delta = \sqrt{\frac{2\rho}{\mu_r \mu_0 \omega}} \quad (4.11)$$

gegeben ist [SK03]. Für Kupfer liegt diese bei einer Frequenz von 1 MHz bei etwa  $67 \mu\text{m}$ .

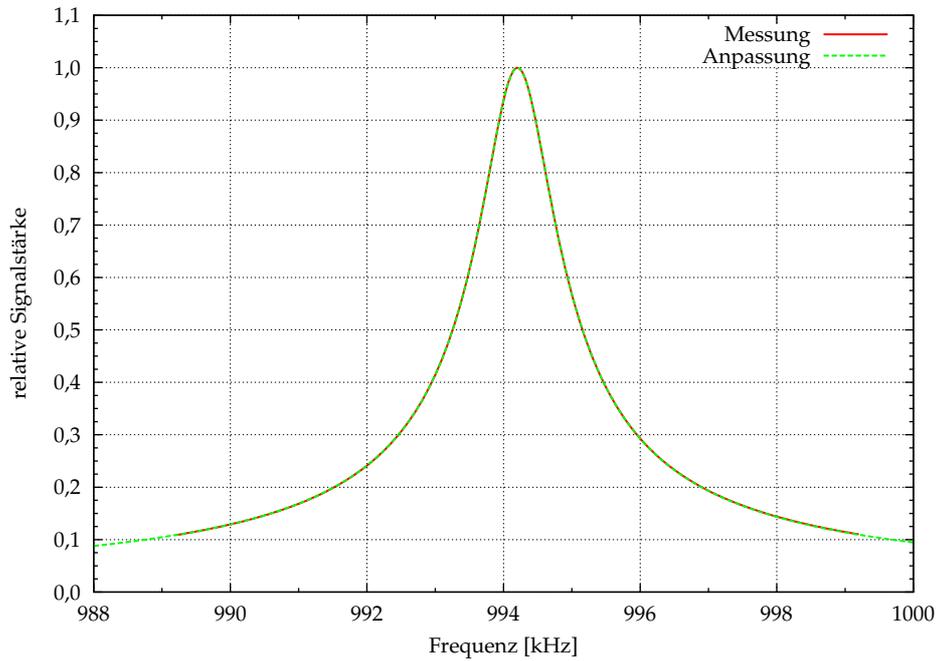


Abbildung 4.4: Resonanzkurve der Kupferspule mit Resonator bei 4 Kelvin. Eine Anpassung der theoretischen Kurvenform an die experimentelle Resonanz ist ebenfalls gezeigt. Die Übereinstimmung ist so gut, dass die beiden Kurven praktisch aufeinander liegen.

		$T = 300 \text{ K}$	$T = 4 \text{ K}$
(a)	$\nu_0$ (Hz)	$990\,054 \pm 16$	$994\,204,0 \pm 0,3$
	$Q$	$110,9 \pm 0,4$	$905,1 \pm 0,4$
(b)	$\nu_0$ (Hz)	$990\,130,0 \pm 250,0$	$994200 \pm 25,0$
	$\Delta\nu_0$ (Hz)	$8875,4 \pm 250,0$	$1098,1 \pm 25,0$
	$Q$	$111,6 \pm 3,3$	$905,4 \pm 20,6$

Tabelle 4.1: Frequenzlage und Güte der Spule aus der Anpassung der theoretischen Kurvenform (a) und der direkten Messung (b) für zwei unterschiedliche Temperaturen. Zur Erklärung siehe Text.

Die Widerstandserhöhung eines kreisförmigen Leiters mit Radius  $r$  wird gemäß

$$\frac{R_{ac}}{R_{dc}} = \frac{A_0}{A_{eff}} = \frac{r^2}{(r^2 - (r - \delta)^2)} = \frac{r^2}{2\delta r - \delta^2} \quad (4.12)$$

$$\approx \frac{r}{2\delta} \quad (4.13)$$

vom Verhältnis der stromdurchflossenen Querschnittsflächen bestimmt, wobei die letzte Umformung für  $\delta \ll r$  gültig ist. Zusammen mit Gleichung (4.11) ergibt sich, dass der Wechselstromwiderstand mit  $\sqrt{\omega}$  ansteigt, womit die Güte ebenfalls proportional zu  $\sqrt{\omega}$  ist, sofern der äquivalente Verlustwiderstand größtenteils ohmscher Natur ist und seine Frequenzabhängigkeit vom Skineffekt dominiert wird.

Für den verwendeten Draht mit einem Leiterradius von  $125 \mu\text{m}$  ergibt sich in Folge des Skineffekts eine Widerstandserhöhung um etwa 27 % auf etwa  $22,6 \Omega$ , die zu gering ist, um die zuvor festgestellte Gütelimitierung zu erklären. Neben dem Skineffekt bewirkt auch das Magnetfeld der Wirbelströme benachbarter Drähte im Leiter eine Stromverdrängung. Wie groß die Erhöhung des Wechselstromwiderstands durch diesen *Proximity-Effekt* [MG92] ist, lässt sich nur schwer quantifizieren. Wegen der Mehrlagigkeit der Spule mit den direkt aufeinanderliegenden Wicklungen dürfte der Effekt deutlich größer als bei einer einlagigen Spule sein. Für die Abschätzung des Skineffekts bei 4 Kelvin muss die Leitfähigkeitsverbesserung des Drahts bei Abkühlung berücksichtigt werden. Am Experiment zur Bestimmung des  $g$ -Faktors des Protons wurde bei einem Draht desselben Herstellers mit einem Durchmesser von  $80 \mu\text{m}$  mittels Vierleitermethode ein Verhältnis der spezifischen Widerstände von

$$\frac{\rho(300 \text{ K})}{\rho(4 \text{ K})} \approx 66 \quad (4.14)$$

gemessen [Kra07]. Bei tiefen Temperaturen hängt der Widerstand stark von den Störstellen im Material, und damit der Reinheit des verwendeten Kupfers ab, so dass eine große Variation dieses Verhältnisses je nach Charge nicht ausgeschlossen werden kann. Unter der Annahme, dass die Drähte vergleichbar sind, ergibt sich eine Skintiefe von etwa  $8 \mu\text{m}$ , wobei der Gleichstromwiderstand um den Faktor 66 abnimmt. Insgesamt beträgt der Wechselstromwiderstand des Spulendrahts damit etwa  $2,1 \Omega$ , was ebenfalls zu klein ist, um die Gütelimitierung zu erklären. Mit dieser berechneten Verringerung des Widerstandes beim Abkühlen wäre folglich eine Güteverbesserung um Faktor 10,7 möglich, wenn der Ohmsche Widerstand der Kupferspule die einzige Beschränkung darstellt. Die tatsächlich beobachtete Verbesserung der Güte von 110 auf etwa 900 um einen Faktor von 8,2 ist etwas geringer, lässt aber vermuten, dass tatsächlich die Widerstandsreduzierung zu großen Teilen dafür verantwortlich ist. Allerdings scheint die genaue Limitierung der Güte auch von anderen Faktoren abzuhängen.

Weitere Verlustmechanismen sind die Wechselwirkung mit dem Resonatorgehäuse, in dem das Magnetfeld der Spule Wirbelströme induziert, die im Ohmschen Widerstand des Schilds dissipiert werden. Allerdings ist nicht klar, wie stark das Gehäuse mit der Spule koppelt. Eine erste Abschätzung des Einflusses ist beim Abkühlen möglich. Da der

Resonator mit seinem Deckel über eine große Kontaktfläche mit der kalten Stufe verfügt, thermalisiert er schneller als die Spule im Innern, bei der der Wärmetransport im Wesentlichen durch den Draht erfolgt. Die Temperatur an der Außenfläche des Resonators lässt sich mit einem Thermometer überwachen ohne die Messung zu stören. Beim Erreichen von etwa 9 Kelvin war die Güte von 100 bei Raumtemperatur auf 150 angestiegen. Die große Güteverbesserung stellte sich erst nach deutlich längerer Zeit ein, wenn auch der Spulendraht kalt wurde, was für einen kleineren Einfluss des Schilds spricht. Andererseits konnte die Güte im kalten Zustand durch sorgfältiges Polieren der Innenfläche des Resonators von etwa 700 beim ersten Testlauf auf 900 gesteigert werden, während der Effekt bei Raumtemperatur kaum merklich war. Diese Beobachtung deckt sich mit der Tatsache, dass bei niedrigeren Temperaturen die Leitfähigkeit maßgeblich von Störstellen, wie Fremdatome oder eben auch Leiterunebenheiten bestimmt wird. Zusätzlich treten noch dielektrische Verluste an Verunreinigungen, dem Teflonmaterial von Körper, Gewindeband und Drahtisolation auf.

In [MS59] ist für die optimale Güte einer einlagigen Kupferspule in einem Kupferresonator mit Innendurchmesser  $d_r$  bei Raumtemperatur unter Vernachlässigung von dielektrischen Verlusten die Näherungsformel

$$Q = 50 \cdot \frac{d_r}{2,54 \text{ cm}} \cdot \sqrt{\frac{\nu_0}{\text{MHz}}} \quad (4.15)$$

angegeben. Für die freie Spule mit ihrer Resonanzfrequenz  $\nu_0$  von etwa einem Megahertz folgt daraus eine maximale Güte von etwa 150, die wegen der Mehrlagigkeit und der nicht ganz optimalen Längenverhältnisse von Spule und Gehäuse nicht erreicht wird. Allerdings ist bei Raumtemperatur mit einer freien Güte von 110 nicht mehr viel Verbesserungsspielraum vorhanden, zumal die Güte nach Gleichung (2.59) allein schon beim späteren Betrieb des Schwingkreises auf der kleineren Frequenz schwerer Massen abnimmt. Dabei ist die zusätzliche Verschlechterung bei Belastung durch das Detektionssystem noch gar nicht berücksichtigt. Die gewünschte Güte von mehr als 1000 müsste sich daher in dieser Anordnung allein durch die Verbesserung beim Abkühlen ergeben, was bei den Tests nicht der Fall war. Ein erster Schritt wäre es, auch bei Verwendung der Kupferspule den Kupferresonator gegen den aus Niob-Titan auszutauschen, der zum Zeitpunkt des Tests noch an TRIGA-TRAP eingebaut war. Zusätzlich wurde eine zweite Spule aus supraleitendem NbTi-Draht gewickelt, die wegen des defekten Kaltkopfs, dessen Reparatur sich leider über Monate hinzog, im Rahmen der vorliegenden Arbeit nicht mehr getestet werden konnte.

## 4.2 Ortsaufgelöster Nachweis

Im Rahmen der Diplomarbeit von Georg Eitel [Eit07] wurde ein ortsauflösender Detektor in Betrieb genommen, der von der Firma *RoentDek Handels GmbH* unter dem Namen DLD40 vertrieben wird. Der Nachweis geladener Teilchen erfolgt mit ihm wie bei normalen MCP-Detektoren. Die Ortsinformation wird jedoch an seiner besonderen Anode gewonnen, die Abbildung 4.5 schematisch dargestellt ist. Die vom einfallenden

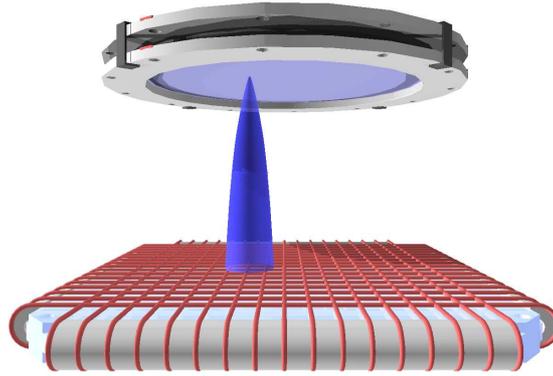


Abbildung 4.5: Prinzip der Delayline [Cza04]. Die im MCP ausgelöste Elektronenlawine verursacht auf der Anode zwei Pulse, die sich in entgegengesetzter Richtung entlang des Drahts ausbreiten.

Ion in den schmalen Kanälen ausgelöste Elektronenlawine trifft nicht auf eine massive Platte, sondern auf zwei speziell gewickelte Drahtanoden. Die Ortsinformation in einer Dimension lässt sich bei Kenntnis der Signalausbreitungsgeschwindigkeit aus der Laufzeitdifferenz des Pulses bis zu den beiden Enden eine Anode rekonstruieren. Daher wird dieser Detektortyp auch als Delayline-Detektor bezeichnet. Ein TDC (*Time-to-Digital Converter*) ermittelt die Laufzeitdifferenz mit einer Binbreite von 100 ps, was bei einer Ausbreitungsgeschwindigkeit von ungefähr  $1,4 \frac{\text{mm}}{\text{ns}}$  einer Ortsauflösung von etwa  $70 \mu\text{m}$  entspricht.

In Simulationen der Ionentrajektorie war es möglich, aus dem Auftreffpunkt eines Iones am Ende der Driftstrecke Rückschlüsse auf seinen Startpunkt in der Falle zu ziehen. Außerdem sagten die Simulationen voraus, dass sich eine größere radiale Energie beim Start in der Falle in einer größeren radialen Aufweitung bei der Durchquerung des Magnetfeldgradienten äußern sollte [Eit07]. Die in Abschnitt 2.3.1 beschriebene Flugzeitresonanzmethode beruht gerade darauf, dass die radiale Energie, die ein Ion nach einer Zyklotronkonversion besitzt, von der Differenz der eingestrahlten Quadrupolfrequenz und der Zyklotronfrequenz des Ions abhängt. Damit könnte die Ortsinformation zusätzlich zur Flugzeit dazu dienen, zwischen resonant angeregten Ionen und möglichen Kontaminationen zu unterscheiden.

Als erste Schritte zur experimentellen Überprüfung der Vorhersagen wurden im Rahmen dieser Arbeit an SHIPTRAP eine Reihe von Testmessungen mit dem ortauflösenden Detektor durchgeführt, von denen ein Teil hier vorgestellt wird. Es gelang zum Beispiel, die Magnetronbewegung und ihre Aufweitung bei Dipolanregung zu beobachten [EBB<sup>+</sup>09]. Aus dieser Publikation ist auch Abbildung 4.6 entnommen.

Der vorliegende Abschnitt konzentriert sich auf die Messung mit einer Kontamination. Da die Transferzeiten von der Masse der Ionen abhängen, lässt sich nicht jede beliebige Kombination von zwei Ionenspezies gleichzeitig in die Falle bringen. Die Ionenquelle von SHIPTRAP bietet mit den beiden stabilen Rubidiumisotopen  $^{85}\text{Rb}$  und  $^{87}\text{Rb}$  zwei einfach geladene Referenzionen, deren Transferzeiten kaum voneinander abweichen. Damit

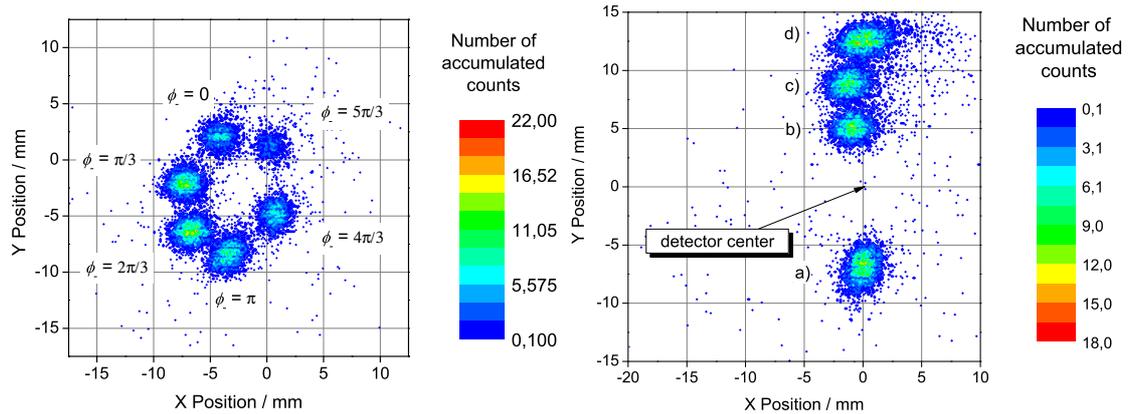


Abbildung 4.6: Detektoraufnahmen. In beiden Fällen wurde in der Messfalle nur eine Magnetronanregung, aber keine Zyklotronkonversion durchgeführt. Durch Variieren der Wartezeit vor dem Ausschuss lässt sich die Position der Ionen auf ihrem Magnetronkreis abrastern (links). Der Magnetronradius nimmt mit größerer Anregungsdauer zu (rechts).

ist es prinzipiell möglich, beide Isotope mit denselben Transfereinstellungen zu transportieren. Allerdings ist die Massendifferenz von zwei atomaren Massendifferenzen so groß, dass sie für das Auflösungsvermögen  $\frac{m}{\Delta m}$  der Reinigungsfalle keine Herausforderung stellt (Abschnitt 3.1.2). So gelangen zwar beide Isotope in die Reinigungsfalle, aber das dort durchgeführte Puffergaskühlen lässt nur eines der beiden Isotope die Pumpsperre passieren und die Messfalle erreichen. Der in Abbildung 3.2 gezeigte Messablauf muss daher um einen Schritt erweitert werden: Zusätzlich zur ersten Zyklotronanregung in der Reinigungsfalle, die eines der beiden Isotope zentriert, wird eine zweite Quadrupolanregung mit der Zyklotronfrequenz des anderen Isotops eingeschoben, so dass auch dieses zentriert wird. Da es tatsächlich gelang, beide Isotope gleichzeitig in die Messfalle zu bringen, kann davon ausgegangen werden, dass die Magnetronaufweitung des zuerst zentrierten Isotops während des zweiten Zentrierpulses vernachlässigbar ist. Anschließend wurde der Messzyklus fortgesetzt, ohne die Frequenz der Zyklotronanregung in der Messfalle zu variieren. Die Frequenz der Quadrupolanregung war so gewählt, dass sie mit der Zyklotronfrequenz eines der beiden Isotope übereinstimmte und zusammen mit der passenden Amplitude und Anregungsdauer eine volle Konversion bewirkte. Da sich die beiden Isotope infolge ihrer Massendifferenz von etwa zwei atomaren Masseneinheiten um etwa 29 kHz in ihrer Zyklotronfrequenz unterscheiden (Tabelle 2.1), ist die Anregung für das andere Isotop vollkommen nichtresonant. Die Magnetronanregung hingegen ist in erster Ordnung massenunabhängig und vergrößert den Magnetronradius beider Spezies.

Die räumliche Verteilung der Ionen am Ende der Driftstrecke ist in Abbildung 4.7 für zwei verschiedene Spannungen in der Ausschusssektion gezeigt. In beiden Fällen wurde in der Messfalle eine auf  $^{87}\text{Rb}^+$  abgestimmte Zyklotronkonversion durchgeführt. Die Einstellung, die im Folgenden als *Flugzeiteinstellung* bezeichnet wird, entspricht den Set-

tings, die für eine Massenmessung verwendet werden. Sie sind auf die Maximierung des Flugzeiteffekts (Gleichung (2.52)) ausgelegt, indem die Ionen möglichst langsam durch den Bereich des größten Magnetfeldgradienten (Abbildung 2.9) geführt werden. Damit stellt sich eine möglichst große Flugzeitdifferenz zwischen resonant und nichtresonant angeregten Ionen ein. Bei den ersten Messungen stellte sich heraus, dass man eine verzerrungsärmere Abbildung erreicht, wenn die Ionen kontinuierlich beschleunigt werden. Diese *Abbildungseinstellung* unterdrückt die radiale Aufweitung im Bereich des größten Magnetfeldgradienten. Für beide Einstellungen zeigt sich auf dem Detektor ein Punkt mit einer Vielzahl von Ereignissen und eine ringförmige Struktur aus einzelnen Ereignissen. Der Punkt ist im Wesentlichen das Abbild des nicht angeregten Isotops  $^{85}\text{Rb}$ : Durch den Transfer von der Reinigungsfalle in die Messfalle besitzen die Ionen eine gewisse Verteilung der Magnetronphasen und -radien. Möglicherweise verursacht der Transfer auch einen kleinen anfänglichen Zyklotronradius. Wegen dieser Verteilung besitzt der Spot eine endliche Breite, aber seine Ausbildung zeigt, dass die Variation der Anfangsbedingungen beschränkt ist. Die Abbildung des Spots ist möglich, weil die Periodendauer der Magnetronbewegung von  $748\ \mu\text{s}$  groß gegenüber der Zeit ist, die das Ion zum Verlassen der Falle benötigt, so dass immer von einem definierten Punkt ausgegangen wird. Die Periode der reduzierten Zyklotronbewegung ist um einen Faktor 1000 größer, was eine Kontrolle der Zyklotronphase beim Ausschuss unmöglich macht. Das Absenken des Potentials an der Endkappe und der Korrektorelektrode dauert circa  $1\ \mu\text{s}$ , was bei einer Frequenz von 1 MHz einer vollen Zyklotronperiode entspricht. Folglich sind die Ionen des Isotops  $^{87}\text{Rb}$ , deren Zyklotronradius mit der Konversion domierend wird, über den Detektor verteilt. Die fehlende Rotationssymmetrie deutet darauf hin, dass die Teilchen auch nach der Konversion noch einen endlichen Magnetronradius und eine Magnetronphase besitzen. Außerdem wird die Symmetrie durch eine mögliche Verkipfung des Fallenrohrs gegenüber der Magnetfeldachse und sonstige elektrische Feldfehler gebrochen. Deflektoren in der Driftsektion dienen zur effizienten Fokussierung der Ionen auf den Detektor, was die symmetrische Abbildung ebenfalls beeinträchtigt.

Die Interpretation der räumlichen Strukturen konnte bestätigt werden, indem einer der beiden Zentrierpulse in der Reinigungsfalle ausgesetzt wurde, so dass bei sonst gleichem Ablauf nur eines der beiden Isotope in die Messfalle gelangte. Es ergaben sich dann entweder der Ring oder der Spot auf dem Detektor. Eine Analyse der Flugzeit untermauert die Zuordnung: Wie Abbildung 4.8 zeigt, ist die Flugzeit für die Ionen, die innerhalb des Rechtecks liegen, das den Spot enthält, kleiner als für die Ionen außerhalb des Rechtecks. Mit den Ausschusseinstellungen zur Optimierung des Flugzeiteffekts lassen sich die beiden Isotope allein aufgrund ihrer unterschiedlichen Flugzeit trennen. Die Wahl des Begrenzungsrechtecks ist willkürlich, da keine scharfe Trennung zwischen den beiden räumlichen Strukturen zu erkennen ist. Dementsprechend ist durch die Ortsinformation keine perfekte Zuordnung zu einem der beiden Isotope möglich. Man erkennt, dass einige angeregte Ionen auch innerhalb des Rechtecks zu finden sind, genauso wie ein Teil der langsamen Ionen außerhalb des Rechtecks liegt. Berechnet man die mittlere Flugzeit, so stellt man an den in Tabelle 4.2 aufgelisteten Werten fest, dass sie für die Ionen außerhalb des Rechtecks deshalb gegenüber dem beobachteten Peak deutlich nach rechts verschoben ist. Für die Abbildungseinstellungen ist die gesamte Flugzeit kürzer und der

#### 4 Ergebnisse neuer Nachweismethoden

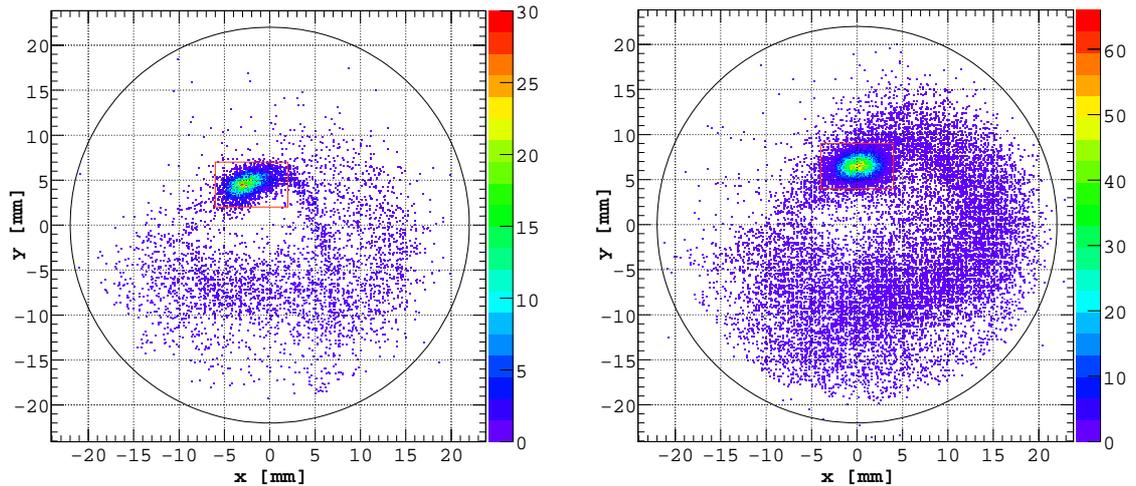


Abbildung 4.7: Ionenverteilung am Ende der Driftstrecke für Flugzeiteinstellungen (links) und Abbildungseinstellungen (rechts). Die Messdauer beträgt etwa 25 Minuten (links) und 60 Minuten (rechts). Der Kreis gibt die aktive Fläche des Detektors an.

Flugzeiteffekt verschwindet fast völlig. Damit sind ist Einstellungen für eine Massenmessung unbrauchbar. Sie ermöglicht aber einen Test, ob die Ortsinformation einen echten Zusatznutzen bringt. In der Flugzeitverteilung zeigt sich ein einzelner Peak, dessen linke Flanke allerhöchstens erahnen lässt, dass sich unter ihr ein zweiter Peak verbirgt. Aber auch hier zeigt sich, dass sie schnellsten Ionen außerhalb des Rechtecks, und damit nicht im Spot liegen. Die mittlere Flugzeit der Ionen außerhalb des Rechtecks ist zudem minimal kleiner als die der innerhalb liegenden Ionen. Bei beiden Einstellungen liegen mehr Ionen innerhalb als außerhalb des Rechtecks, was zum Teil die natürliche Häufigkeit der beiden Isotope widerspiegelt. Die natürlichen Anteile von 72,2 % für  $^{85}\text{Rb}$  und 27,8 % für  $^{87}\text{Rb}$  stimmen nur grob mit den beobachteten Verhältnissen überein. Dies deutet erneut darauf hin, dass die Zuordnung über die Ortsinformation nicht perfekt ist, weil keine scharfe Trennung zwischen den beiden Isotopen gegeben ist. Möglicherweise ist auch die Transporteffizienz in der Driftsektion von der radialen Energie abhängig, und damit für die beiden Isotope unterschiedlich.

Das Prinzip der räumlichen Trennung wurde zumindest in Resonanz für zwei Spezies mit großer Massendifferenz demonstriert. Als nächster Schritt muss das Abbild der Ionen über einen gesamten Frequenzscan untersucht werden. Das volle Potential der Ortsinformation lässt sich mit einer Kontamination beurteilen, für die die Zyklotronanregung des anderen Ions nicht vollkommen nichtresonant ist. Dazu sollte die Messung mit Isobaren oder Isomeren wiederholt werden. Geeignete Testkandidaten sind allerdings im Offlinebetrieb kaum verfügbar.

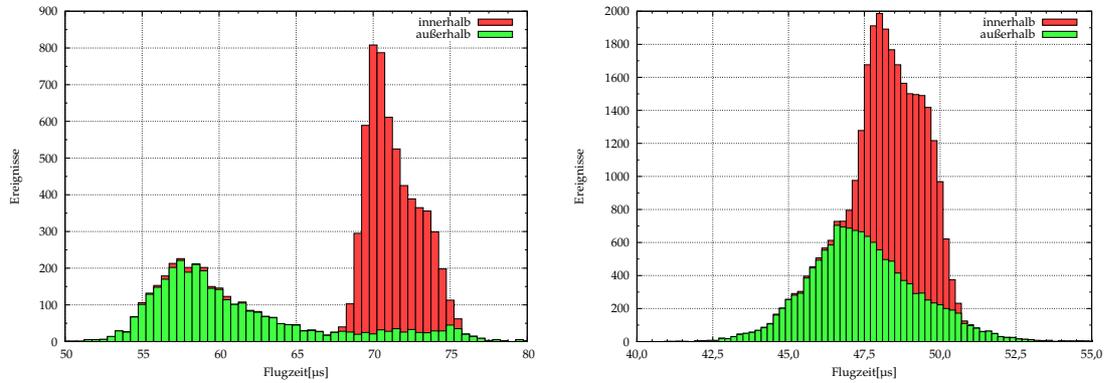


Abbildung 4.8: Gemessene Flugzeitverteilung in Flugzeiteinstellung (links) und Abbildungseinstellung (rechts). Die Säulen sind aufeinander „gestapelt“, so dass ihre Gesamthöhe die Gesamtzahl der Ereignisse im jeweiligen Bin darstellt. Die Unterteilung in „innerhalb“ und „außerhalb“ bezieht sich auf das Rechteck in Abbildung 4.7.

		(a)	(b)
außerhalb	Anzahl	3498	13 950
	$\bar{t}$ [ $\mu\text{s}$ ]	$61,1 \pm 5,8$	$47,5 \pm 1,8$
innerhalb	Anzahl	5620	17 250
	$\bar{t}$ [ $\mu\text{s}$ ]	$71,1 \pm 2,3$	$48,7 \pm 0,9$

Tabelle 4.2: Kombination von Orts- und Flugzeitinformation.  $\bar{t}$  ist die mittlere Flugzeit mit ihrer experimentellen Standardabweichung für Flugzeiteinstellungen (a) und Abbildungseinstellungen (b). Die Unterteilung in „innerhalb“ und „außerhalb“ bezieht sich auf das Rechteck in Abbildung 4.7.



## 5 Präzisionsspannungsquelle

Dieses Kapitel beschäftigt sich mit der Konzeption einer schaltbaren Spannungsquelle, die hinsichtlich ihrer Stabilität und ihres Rauschverhaltens den Anforderungen des Spiegelstromnachweises (siehe Abschnitt 2.3.2) im Aufbau von TRIGA-TRAP gerecht wird. Diese Quelle soll beliebige Gleichspannungen zwischen  $\pm 200$  V liefern können und ihren Ausgang schnell zwischen zwei frei wählbaren Spannungen umschalten. Wie in Abschnitt 3.1.2 über den Messzyklus erläutert wird, müssen zumindest einige Fallenelektroden beim externen Einschuss, Transfer zwischen den Fallen und Ausschuss der Ionen schnell geschaltet werden. Die Energie der Ionen beim Einschuss erfordert größere Speicherspannungen als bei Experimenten mit direkter Ionenerzeugung in der Falle. Trotz der recht kleinen typischen parasitären Kapazitäten von 10 bis 100 pF sind die zum Umladen benötigten Leistungen wegen einer angestrebten Schaltzeit von weniger als 100 ns durchaus beachtlich. Um eine zunächst ungeladene Kapazität mit einer Größe von 100 pF binnen 50 ns auf 200 Volt aufzuladen, wird kurzfristig eine mittlere Leistung von

$$\bar{P} = \frac{E_{\text{el}}}{T} = \frac{\frac{1}{2}CU^2}{T} = \frac{0,1 \text{ nF} \cdot (200 \text{ V})^2}{2 \cdot 50 \text{ ns}} = 40 \text{ W} \quad (5.1)$$

benötigt. Beim Umschalten über den gesamten Spannungsbereich wäre die benötigte mittlere Leistung doppelt so groß. Da die Last am Ausgang im Wesentlichen aus den Kapazitäten der Elektroden und Zuleitungen besteht und Leckströme eine untergeordnete Rolle spielen, ist eine sehr viel geringere Leistung nötig, um die Elektroden während der Ionenspeicherung in der Falle auf konstanter Spannung zu halten. Die zur Manipulation der Ionenbewegung nötigen Wechselspannungen werden nicht von dieser Quelle, sondern mit zusätzlichen Funktionsgeneratoren erzeugt und der Gleichspannung in einem geeigneten  $RC$ -Glied überlagert. Wie Abbildung 3.1.2 zeigt, ist bei der TOF-ICR-Methode der Anteil der Schaltzeiten gegenüber den Dauer eines Messzyklus verschwindend gering. Beim FT-ICR-Nachweis mit der Möglichkeit wiederholter Messungen am selben Falleneinhalt ist der Anteil der Speicherzeit an der Gesamtdauer noch größer. Die Spannungen, zwischen denen beim Transfer hin- und hergeschaltet wird, werden zu Beginn einer Messung festgelegt und zwischen den einzelnen Messzyklen nicht mehr verändert. Folglich reicht es im einfachsten Fall aus, zwei Quellen, die jeweils eine der beiden Spannungen liefern, abwechselnd mit der Elektrode zu verbinden, je nach dem welche der beiden Spannungen gerade benötigt wird. Die Leistung der einzelnen Quellen kann deutlich geringer sein, da das Einstellen einer anderen Spannung außerhalb des Messzyklus erfolgt, und somit langsamer als der eigentliche Schaltvorgang sein darf. Allerdings muss dann die Energie für den schnellen Schaltvorgang aus einem geeigneten Speicher stammen, der von der Quelle nach dem Schaltvorgang wieder auf den Ausgangswert geladen wird.

## 5.1 Grundlegendes Konzept

Zwei Kapazitäten, die zunächst auf die Spannungen  $U_1$  beziehungsweise  $U_2$  geladen sind, werden gemäß Abbildung 5.1 leitend miteinander verbunden. Nach einiger Zeit stellt sich an beiden Kapazitäten die Spannung

$$U' = U'_1 = U'_2 = \frac{C_1 U_1 + C_2 U_2}{C_1 + C_2} \quad (5.2)$$

ein. Wird der Schalter zur Zeit  $t = 0$  geschlossen, so klingt die Differenz zwischen der Anfangsspannung an der Kapazität  $U_i(0)$  und der Endspannung  $U'$  gemäß

$$U_i(t) = U' + [U_i(0) - U']e^{-\frac{t}{\tau}} \quad (5.3)$$

mit der Zeitkonstanten

$$\tau = R\tilde{C} = R \frac{C_1 C_2}{C_1 + C_2} \quad (5.4)$$

exponentiell ab. Betrachtet man den Spezialfall  $C_2 \ll C_1$ , so lässt sich Gleichung (5.2) nähern und es ergibt sich

$$\begin{aligned} U' &= \frac{U_1}{1 + \frac{C_2}{C_1}} + \frac{C_2}{C_1 + C_2} U_2 \approx U_1 \left(1 - \frac{C_2}{C_1}\right) + U_2 \frac{C_2}{C_1} \\ &= U_1 - \frac{C_2}{C_1} (U_1 - U_2) \quad . \end{aligned} \quad (5.5)$$

Die kleinere Kapazität  $C_2$  erreicht somit fast die Anfangsspannung der größeren Kapazität.

Die Zeitkonstante  $\tau$  aus Gleichung (5.4) wird für  $C_2 \ll C_1$  von der kleineren Kapazität  $C_2$  bestimmt und ergibt sich in erster Näherung zu  $\tau = RC_2$ . Damit wirkt die große Kapazität bei diesem einen Umladevorgang praktisch wie eine Konstantspannungsquelle, die die Spannung  $U_1$  liefert. Der absolute Fehler ergibt sich aus der um das Kapazitätsverhältnis  $\frac{C_2}{C_1}$  heruntersetzten Differenz der Anfangsspannungen. Bei gegebener Lastkapazität wird die Dauer der Umladung in diesem einfachen Bild vom Ohmschen Widerstand  $R$  bestimmt, der sich aus dem Widerstand der Zuleitungen und dem äquivalenten Serienwiderstand  $R_s$  der Kapazitäten zusammensetzt. Das Ersatzschaltbild einer realen Kapazität ist in Abbildung 5.1 rechts gezeigt. Die über den Parallelwiderstand  $R_p$  beschriebenen Leckströme werden zunächst vernachlässigt, zumal eine genauere Betrachtung wegen der großen Stromänderungsraten beim schnellen Umschalten die Einbeziehung der induktiven Anteile erfordert. Um die Kapazität auf konstanter Spannung zu halten, ist wegen der Leckströme zusätzlich eine Spannungsquelle nötig, die dann auch die beiden Kapazitäten auf den Ursprungswert  $U_1$  lädt. Die einfache Betrachtung zeigt aber, dass die Dauer bis zum Einstellen der Spannung  $U'$ , die für  $C_2 \ll C_1$  nur geringfügig von  $U_1$  abweicht, nicht durch die Leistung der Spannungsquelle begrenzt ist.

Mit der bisherigen Idee lässt sich eine Kapazität schnell auf eine bestimmte Spannung laden, während für das Speichern und den Transfer der Ionen zumindest zwischen zwei

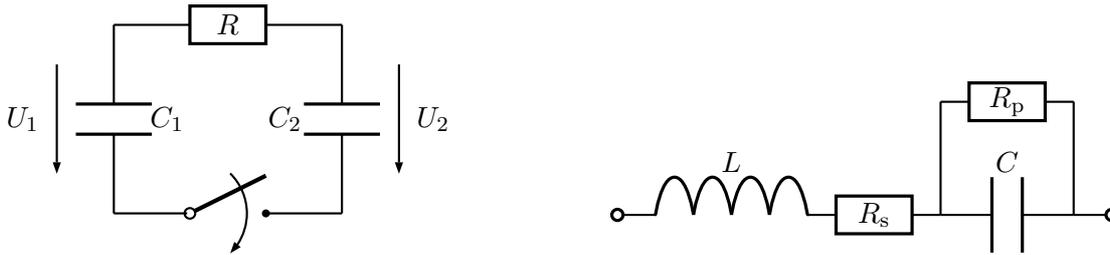


Abbildung 5.1: Links: Schaltbild der Verbindung zweier Kapazitäten. Rechts: Ersatzschaltbild einer realen Kapazität.

Spannungen hin- und hergeschaltet werden muss. Das um diese Möglichkeit erweiterte Prinzip ist in Abbildung 5.2 gezeigt. Zwei Kapazitäten werden von einer Präzisionsspannungsquelle auf den Spannungen  $U_H$  und  $U_L$  gehalten. Die Lastkapazität kann abwechselnd mit einer der beiden sehr viel größeren als Reservoir fungierenden Kapazitäten verbunden werden, so dass sich sehr schnell eine Spannung einstellt, die bereits nahe an der Präzisionsspannung  $U_H$  oder  $U_L$  liegt. Die gemäß Gleichung (5.5) zur Präzisionsspannung bestehende Differenz wird auf einer längeren Zeitskala von der Spannungsversorgung ausgeglichen. Mit Ausnahme des Schaltvorgangs ist die Lastkapazität immer mit einer der beiden Seiten verbunden, was eine Entladung durch Leckströme verhindert und eine konstante Spannung innerhalb der Möglichkeit der angeschlossenen Spannungsquelle garantiert. Um eine möglichst geringe Verzögerung zwischen dem Anfordern und dem Auslösen eines Schaltvorgangs zu erzielen, ist der Schalter in der gewählten Umsetzung dieses Prinzips nicht mechanisch, sondern elektronisch ausgeführt. Während beide Seiten in Abbildung 5.2 noch symmetrisch an die Lastkapazität angeschlossen werden, führt der spezielle Aufbau des elektronischen Schalters über die Festlegung einer Vorzugsstromrichtung zu einer Asymmetrie, die eine Unterscheidung der beiden Seiten hinsichtlich ihrer Spannungen erfordert. Die Seite mit der größeren Spannung wird als *High-Side*, die mit der niedrigeren als *Low-Side* bezeichnet. Die Bedingung  $U_H > U_L$  schränkt hingegen die Polarität der beiden Spannungen nicht ein.

Die gesamte im Rahmen der vorliegenden Arbeit entwickelte Präzisionsspannungsquelle besteht aus einzelnen Modulen, deren Ansteuerung und Interaktion in Abbildung 5.3 gezeigt ist. Wenn die entsprechenden Eingangsspannungen anderweitig bereitgestellt werden, können die Module auch unabhängig voneinander betrieben werden. Je eine Reglerstufe liefert die Präzisionsspannung für eine der beiden Seiten, die am Schalter zusammengeführt werden. Ein von außen vorgegebener Schaltimpuls bestimmt, welche der beiden Spannungen am Ausgang erscheint. Um die Quelle später bei TRIGA-TRAP sinnvoll in den bestehenden Aufbau zu integrieren, muss sie vom Kontrollsystem des Experiments angesteuert werden. Dazu befindet sich ein Mikrokontroller in Entwicklung, der die digitalen Signale zum Setzen der Spannungen  $U_H$  und  $U_L$  in analoge Setspannungen  $U_{set}$  umwandelt, mit denen die Regler angesteuert werden. Im Idealfall ist die von den Reglern ausgegebene Spannung proportional zur Setspannung  $U_{set}$ , so dass diese für die Stabilität und Präzision der Ausgangsspannung wesentlich ist. Deshalb wird die

## 5 Präzisionsspannungsquelle

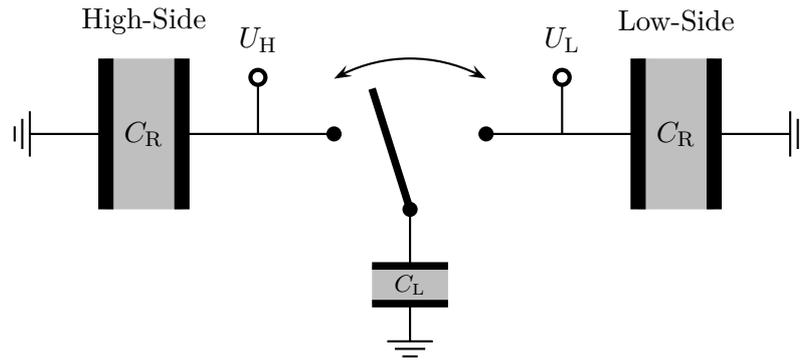


Abbildung 5.2: Grundlegende Idee des Netzteils. Zwei Reservoirkapazitäten, die von einer stabilen Spannungsversorgung auf  $U_H$  und  $U_L$  gehalten werden, können alternierend mit der Lastkapazität verbunden werden.

Mikrokontrollerstufe eine stabile Spannungsreferenz beinhalten. Der Regler filtert das Rauschen der Setspannung und verhindert so, dass es sich direkt auf die Ausgangsspannung überträgt. Allerdings ist diese Unterdrückung nicht perfekt, weshalb das Rauschen von  $U_{\text{set}}$  möglichst klein sein sollte.

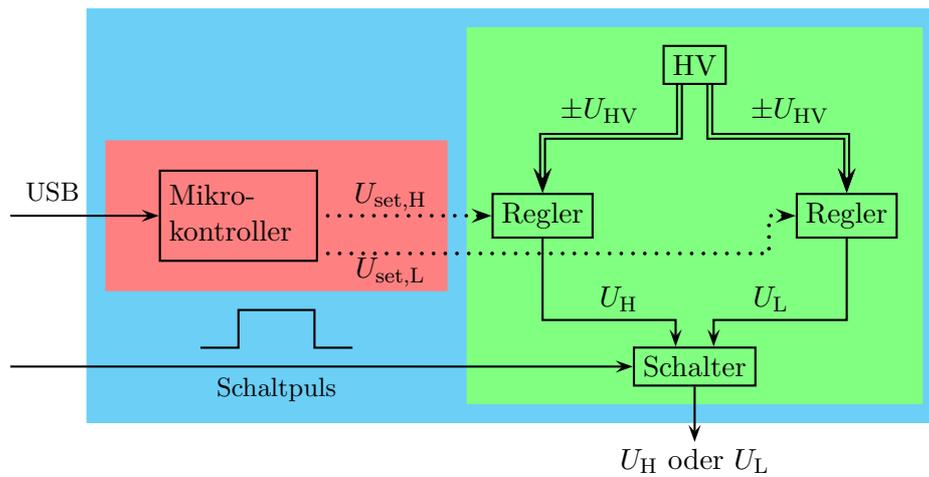


Abbildung 5.3: Blockdiagramm der Spannungsquelle. Je ein Regler generiert aus der Hochspannungsversorgung die Spannung für eine der beiden Seiten, deren Wert über die Setspannungen eingestellt wird. Der externe Schaltimpuls bestimmt, welche der beiden Seiten mit dem Ausgang verbunden ist. Der Mikrokontrollerteil ist noch in Entwicklung.

## 5.2 Bauteile

Dieser Abschnitt erläutert die prinzipielle Funktionsweise von zwei Bauteilen, die in der Schaltung eine zentrale Rolle spielen. Für Details zu den verwendeten Schaltungen sei auf Standardwerke der Elektronik verwiesen [TS02, HH89].

### MOSFET

Der schematische Aufbau eines n-Kanal-MOSFET (*metal-oxide semiconductor field-effect transistor*) ist in Abbildung 5.4 gezeigt. Auf einem p-dotierten Substrat (*Bulk*) befinden sich räumlich voneinander getrennt zwei n-dotierte Zonen, die einen Anschluss aufweisen. Analog zum pn-Übergang in einer Diode bildet sich an der Grenzschicht ohne äußere Spannung zunächst eine Verarmungszone ohne freie Ladungsträger, so dass nur ein geringer Sperrstrom fließen kann. Auch beim Anlegen einer Spannung zwischen Drain und Source wird unabhängig von der Polung einer der beiden pn-Übergänge immer in Sperrrichtung betrieben. Deshalb wird diese Konfiguration als *selbstsperrender* MOSFET bezeichnet. Das Gate ist durch eine dünne Schicht eines Isolators wie  $\text{SiO}_2$  vom Bulk getrennt, die ein Dielektrikum darstellt und zusammen mit der Metallschicht des Gates wie ein Kondensator wirkt. Durch das Anlegen einer relativ zum Bulk positiven Spannung an das Gate lassen sich die Majoritätsladungsträger aus der Isolator-Bulk-Grenzschicht verdrängen und Minoritätsladungsträger anreichern. Ab einer gewissen Schwellenspannung  $U_{\text{th}}$  sind die eigentlichen Minoritätsladungsträger an der Grenzschicht in der Überzahl und es bildet sich ein n-leitender Kanal zwischen Drain und Source aus, dessen Leitfähigkeit durch das Verändern der Gate-Source- und Drain-Source-Spannung gezielt beeinflusst werden kann. Der MOSFET verhält sich in diesem Bereich wie ein spannungsgesteuerter Widerstand. Wegen des vom Stromfluss im Kanal verursachten Spannungsabfalls nimmt die Spannungsdifferenz zwischen Gate und Grenzschicht entlang des Kanals ab, so dass auch die Größe des Kanals ortsabhängig ist. Bei weiterer Erhöhung der Drain-Source-Spannung  $U_{\text{DS}}$  kommt es zu einem Abschnüren des Kanals (*pinch off*), wenn die Spannung zwischen Gate und Bulk zum Drain hin unter die zum Ausbilden der Inversion nötige Schwellenspannung  $U_{\text{th}}$  fällt. In diesem Sättigungsbereich hängt der Strom nur noch schwach von  $U_{\text{DS}}$  ab.

Während einige MOSFETs einen separaten Bulkanschluss besitzen, wird die Symmetrie von Drain und Source bei den meisten MOSFETs durch die Verbindung eines der beiden Anschlüsse mit dem Bulk gebrochen, was im einfachen Bild der pn-Übergänge eine zusätzliche Diode von Source zu Drain (*Bodydiode*) schafft. Damit diese in Sperrrichtung betrieben wird und der Strom nur durch den Kanal, und nicht durch das Bulk fließt, muss beim n-Kanal-MOSFET  $U_{\text{Drain}} > U_{\text{Source}}$  gelten, womit auch die technische Stromflussrichtung von Drain zu Source festgelegt ist. Da die Bodydiode erst beim Erreichen ihrer Vorwärtsspannung merklich leitet, besteht noch eine Sicherheitsreserve, wenn der Transistor mit gleicher Drain- und Sourcespannung betrieben wird. Die Überlegungen gelten mit umgekehrter Spannungspolarität ebenso für den p-Kanal-MOSFET, bei dem die Dotierung gegenüber Abbildung 5.4 vertauscht ist. Dementsprechend fließt der Strom im technischen Sinn von der Source zum Drain. Im gesamten Aufbau werden nur selbstsperrende MOSFETs eingesetzt. Die dafür verwendeten Symbole (Abbildung 5.4)

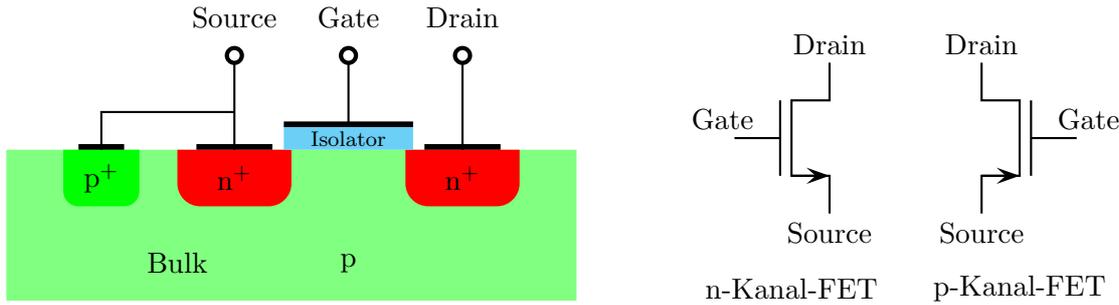


Abbildung 5.4: Schematischer Aufbau eines n-Kanal-MOSFET (links) und verwendete Symbole (rechts).

orientieren sich hinsichtlich des Pfeils an der Darstellung von bipolaren Transistoren mit den Entsprechungen Gate, Drain und Source für Basis, Kollektor beziehungsweise Emitter.

Gibt man die Gate-Source-Spannung explizit vor, so lässt sich der MOSFET zwischen dem leitenden und sperrenden Zustand umschalten. In diesem Betriebsmodus werden die MOSFETs im eigentlichen Schalter eingesetzt. Hält man nur die Gatespannung fest und ermöglicht es der Sourcespannung, sich in Abhängigkeit des fließenden Stroms zu verschieben, so kann der MOSFET zur Steuerung dieses Stroms verwendet werden. Diese Möglichkeit ist in Abbildung 5.5 für die beiden Typen gezeigt. Die Schaltung entspricht bei der Verwendung von bipolaren Transistoren der Kollektorschaltung. Die Gatespannung wird von außen vorgegeben und das Drain auf konstantem Potential  $U$  gehalten. Der vom fließendem Strom  $I$  im Widerstand  $R$  verursachte Spannungsabfall ermöglicht verschiedene Sourcespannungen. Die genauere Funktionsweise wird anhand des n-Kanal-MOSFET exemplarisch erläutert. Im Sättigungsbereich, der durch die Spannungsabfolge  $0 < U_{GS} - U_{th} < U_{DS}$  gekennzeichnet ist, hängt der von Drain zu Source fließende Strom

$$I = k(U_{GS} - U_{th})^2 \cdot (1 + \lambda U_{DS}) \quad (5.6)$$

näherungsweise quadratisch von der Differenz zwischen Gate-Source- und Schwellenspannung  $U_{th}$  ab. Dabei ist  $k$  eine Konstante, die genauso wie der Earlyparameter  $\lambda$  vom inneren Aufbau des MOSFET abhängt [TS02]. Die schwache Restabhängigkeit des Stroms von der Drain-Source-Spannung kann für diese Betrachtung vernachlässigt werden, da im Allgemeinen  $\lambda U_{DS} \ll 1$  gilt. Damit greift das Konzept der Regelung auch, wenn die Spannung  $U$  nicht konstant ist, sofern der Betrieb im Sättigungsbereich gewährleistet bleibt. Bei der gewählten Beschaltung ergibt sich die Sourcespannung  $U_S = RI$  aus dem Spannungsabfall am Widerstand. Auflösen dieser Beziehung nach dem Strom liefert mit

$$\begin{aligned} I &= \frac{U_S}{R} = \frac{U_G - U_G + U_S}{R} \\ &= \frac{U_G - U_{GS}}{R} \end{aligned} \quad (5.7)$$

eine zweite Bedingung für den Strom und die sich einstellende Gate-Source-Spannung. Da wegen der Isolationsschicht zwischen Gate und Bulk praktisch kein Strom vom Gate zur

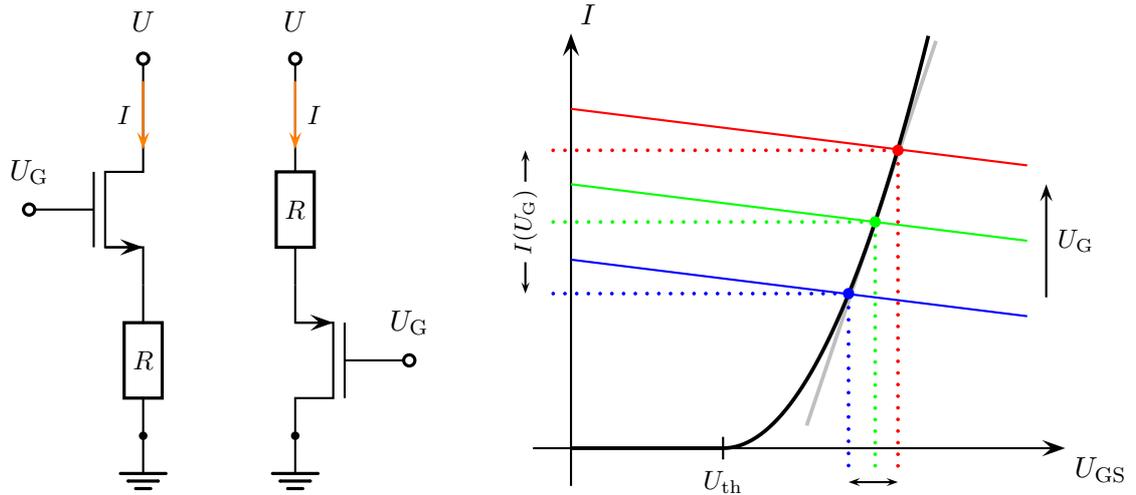


Abbildung 5.5: Schaltung zur Stromeinstellung mit MOSFETs beider Typen (links) und Regelungswirkung im Kennlinienfeld (rechts).

Source fließt, entspricht der Strom, der vom Drain zur Source fließt, dem Strom durch den Widerstand. Damit lassen sich aus den Gleichungen (5.6) und (5.7) prinzipiell der Stromfluss und die Sourcespannung als Funktion der Gatespannung berechnen. Die in Abbildung 5.5 gezeigte graphische Lösung des Problems im Strom-Spannungskennlinienfeld ermöglicht ein prinzipielles Verständnis. Der Schnittpunkt der linearen Funktion aus Gleichung (5.7) mit der Strom-Spannungskennlinie des MOSFETs (Gleichung (5.6)) ist der sich in Abhängigkeit der Gatespannung  $U_G$  einstellende Arbeitspunkt  $(U_{GS}, I)$ . Da die Gatespannung von außen vorgegeben wird, ist mit  $U_{GS}$  auch die Sourcespannung  $U_S$  bestimmt. Für kleine Änderungen von  $U_G$  besteht in guter Näherung ein linearer Zusammenhang zwischen dem Strom  $I$  und der Gatespannung. Bei einem Arbeitspunkt im steilen Bereich der Strom-Spannungskennlinie hängt die Gate-Source-Spannung nur schwach vom Strom ab, so dass die Sourcespannung  $U_S$  der von außen eingestellten Gatespannung bis zu einem gewissen Maß folgt. Damit lässt sich diese Schaltung nicht nur zur Einstellung eines Stroms, sondern auch zur groben Regelung der Sourcespannung verwenden.

### Operationsverstärker

Operationsverstärker spielen vor allem für den Regler eine entscheidenden Rolle, weshalb hier auf die Grundschaltungen eingegangen wird. Prinzipiell verstärkt ein Operationsverstärker die Differenz der Spannung an seinen Eingängen:

$$U_{\text{out}} = A_D (U_+ - U_-) \quad , \quad (5.8)$$

wobei die maximale und minimale Ausgangsspannung durch die Versorgungsspannung nach oben beziehungsweise unten begrenzt sind und die Differenzverstärkung  $A_D$  unter anderem frequenzabhängig ist. Betrachtet man einen Operationsverstärker als *Black Box* mit gewissen Eigenschaften, so lässt sich sein Verhalten ohne Kenntnis des inneren

Aufbaus durch äußere Beschaltung wesentlich beeinflussen. Zwei der Standardverstärkerschaltungen sind in Abbildung 5.6 gezeigt. Unter der idealisierten Annahme stromloser Eingänge ergeben sich für den nicht-invertierenden Operationsverstärker die Gleichungen

$$U_{\text{out}} = A_D (U_+ - U_-) = A_D (U_{\text{in}} - U_-) \quad , \quad (5.9)$$

$$U_- = \frac{R_1}{R_1 + R_2} U_{\text{out}} \quad . \quad (5.10)$$

Mit der Ersetzung

$$A = \frac{R_1 + R_2}{R_1} \quad (5.11)$$

ergibt das Auflösen des Gleichungssystems nach der Ausgangsspannung

$$U_{\text{out}} = \frac{U_{\text{in}}}{\frac{1}{A_D} + \frac{1}{A}} = AU_{\text{in}} \cdot \frac{1}{1 + \frac{A}{A_D}} \quad (5.12)$$

$$\approx AU_{\text{in}} \cdot \left(1 - \frac{A}{A_D}\right) \quad (5.13)$$

$$\xrightarrow{A_D \rightarrow \infty} AU_{\text{in}} = \frac{R_1 + R_2}{R_1} U_{\text{in}} \quad . \quad (5.14)$$

Wenn die Differenzverstärkung hinreichend groß gegenüber  $A$  ist, bestimmt rein die äußere Beschaltung die Verstärkung des Systems. Eine Abhängigkeit der Differenzverstärkung von den beiden Eingangsspannungen oder der Frequenz wird entsprechend unterdrückt. Die relative Abweichung vom idealen Verhalten mit  $A_D \rightarrow \infty$  ergibt sich aus dem Verhältnis von gewählter Verstärkung  $A$  zur Differenzverstärkung  $A_D$ . Bei modernen Operationsverstärkern liegt  $A_D$  für kleine Frequenzen in einer Größenordnung von bis zu  $10^6$  und nimmt ab einer vom internen Aufbau abhängigen Eckfrequenz exponentiell ab. Der aus der endlichen Differenzverstärkung resultierende Fehler ist im statischen Fall meist kleiner als die aus den Toleranzen der Widerstände resultierende Unsicherheit bei der Einstellung von  $A$ .

Bei Beschaltung als invertierenden Verstärker lautet das entsprechende Gleichungssystem

$$U_{\text{out}} = A_D (U_+ - U_-) = -A_D U_- \quad , \quad (5.15)$$

$$U_- = \frac{R_2}{R_1 + R_2} (U_{\text{in}} - U_{\text{out}}) + U_{\text{out}} \quad (5.16)$$

mit der Lösung

$$U_{\text{out}} = -\frac{\frac{R_2}{R_1 + R_2}}{\frac{1}{A_D} + \frac{R_1}{R_1 + R_2}} U_{\text{in}} = -\frac{R_2}{R_1} U_{\text{in}} \cdot \frac{1}{1 + \frac{R_1 + R_2}{R_1} \frac{1}{A_D}} \quad (5.17)$$

$$\approx -\frac{R_2}{R_1} U_{\text{in}} \cdot \left(1 - \frac{R_1 + R_2}{R_1} \frac{1}{A_D}\right) \quad (5.18)$$

$$\xrightarrow{A_D \rightarrow \infty} -\frac{R_2}{R_1} U_{\text{in}} \quad . \quad (5.19)$$

## 5 Präzisionsspannungsquelle

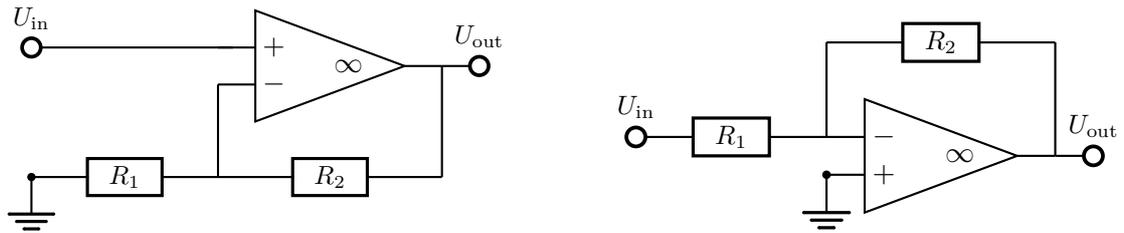


Abbildung 5.6: Beschaltung eines Operationsverstärkers zum nichtinvertierenden (links) und invertierenden (rechts) Verstärker

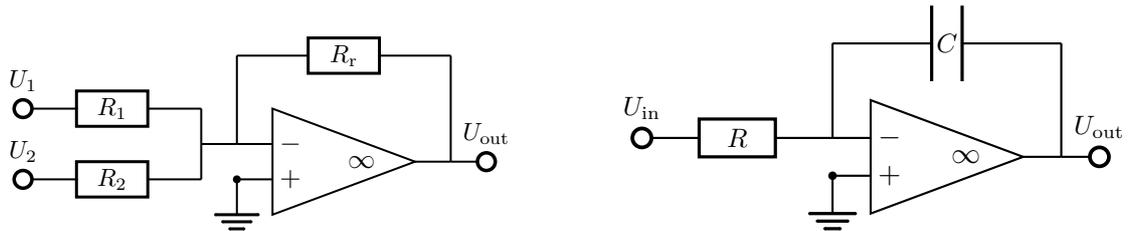


Abbildung 5.7: Operationsverstärker als Addierer (links) und Integrator (rechts)

Umstellen von Gleichung (5.15) ergibt wegen der endlichen Ausgangsspannung

$$U_- = -\frac{U_{\text{out}}}{A_D} \xrightarrow{A_D \rightarrow \infty} -0 = U_+ \quad . \quad (5.20)$$

Der Operationsverstärker regelt die Ausgangsspannung so, dass der Minuseingang wie der Plusseingang auf Masse liegt. Da keine echte Verbindung zur Masse besteht, wird diese Eigenschaft als *virtuelle Masse* bezeichnet. Das Konzept der virtuellen Masse ist zum Beispiel hilfreich, um durch Betrachtung der Ströme, die in die virtuelle Masse fließen, die Ausgangsspannungen des Addierers

$$\frac{U_{\text{out}}}{R_r} = -\left(\frac{U_1}{R_1} + \frac{U_2}{R_2}\right) \quad (5.21)$$

und des Integrators

$$U_{\text{out}}(t) = U_{\text{out}}(0) - \frac{1}{RC} \int_0^t U_{\text{in}}(t') dt' \quad (5.22)$$

herzuleiten, deren Beschaltungen in Abbildung 5.7 gezeigt sind. Bei allen Betrachtungen wurde vorausgesetzt, dass die Widerstände perfekte ohmsche Widerstände sind und  $R$  nicht etwa eine Funktion der abfallenden Spannung oder des fließenden Stroms ist.

## 5.3 Hochspannungsversorgung

Um die gewünschten Ausgangsspannungen zwischen  $\pm 200\text{ V}$  schnell einzustellen, muss der Regler auf einen größeren Spannungsbereich zurückgreifen können. Diese Aussteuerungsreserve (*Headroom*) sollte aus praktischen Gründen nicht zu groß sein, da sonst zum Beispiel die Querströme zwischen der positiven und negativen Hochspannung ansteigen, was zu unerwünschten Verlusten führt. Bei einer Versorgungsspannung von deutlich mehr als  $\pm 250\text{ V}$  wird es zunehmend schwieriger, Kondensatoren und Transistoren zu finden, die auf solche Anforderungen ausgelegt sind.

### Grundlegendes Konzept der Hochspannungsseite

Die vereinfachte Idee der Hochspannungsversorgung ist in Abbildung 5.8 gezeigt. Wie bei vielen Schaltplänen üblich wird auf die Verwendung der Einheit Ohm und Farad bei Widerständen beziehungsweise Kondensatoren verzichtet. Die Netzspannung wird zunächst auf 15 Volt Effektivspannung heruntertransformiert. Ein zweiter Transformator, der standardmäßig 230 V auf 6 V transformiert, wird mit vertauschter Primär- und Sekundärseite betrieben, so dass an jeder der zwei 115 V-Windungen auf seiner eigentlichen Primärseite etwa 290 Volt Effektivspannung zur Verfügung stehen. Der Mittelabgriff zwischen den zwei 115 V-Windungen wird geerdet und definiert das Potential so, dass relativ dazu positive und negative Hochspannung zur Verfügung steht. Da die Amplitude der Wechselspannung um einen Faktor  $\sqrt{2}$  größer als die Effektivspannung ist, sind nach der Gleichrichtung Spannungen von etwa  $\pm 400\text{ V}$  möglich, was bei der Auswahl der Kondensatoren berücksichtigt werden muss. Ein Brückengleichrichter, dessen diskreter Aufbau aus vier Dioden in Abbildung 5.9 gezeigt ist, sorgt für die richtige Spannungspolarität an den Anschlüssen. Ist die Spannungsdifferenz zwischen einem der beiden mit  $\sim$  gekennzeichneten Wechselspannungsanschlüssen und dem  $+-$ -Anschluss größer als die Vorwärtsspannung der Diode, kann Strom durch diese Diode fließen. Umgekehrt fließt Strom durch die Dioden zum negativen Anschluss, wenn  $U_-$  um die Vorwärtsspannung der Diode kleiner als  $U_{\sim}$  ist. Andernfalls sperren die Dioden, womit sichergestellt wird, dass die Spannung  $U_+$  größer als  $U_-$  ist. Allerdings lässt sich bei einer Wechselspannung am Eingang nicht dauerhaft Strom durch den Brückengleichrichter aus dem Transformator ziehen, so dass während dieser Zeit der Strom aus einem Speicher geliefert werden muss. Die beiden Elektrolytkondensatoren laden sich auf, wenn die Dioden leiten und puffern mit ihrer Ladung die Ausgangsspannung ab. Da sich die Kondensatoren während der Sperrzeit durch den Ausgangsstrom entladen, weist die erzeugte Gleichspannung eine Restwelligkeit (*Ripple*) auf, die sich mit größeren Kondensatoren reduzieren lässt. Elektrolytkondensatoren, die als einziger Kondensatortyp die geforderten hohen Kapazitäten bieten und zusätzlich Einschaltspannungen von etwa 450 V aushalten, sind im Vergleich zur Größe der anderen Bauteile jedoch sperrig, so dass der Kapazitätserhöhung bei begrenztem Raum Grenzen gesetzt sind.

Da integrierte Spannungsregler, wie der an anderer Stelle verwendete LM317, nur für Ausgangsspannungen bis etwa 55 V geeignet sind, wird auf der Hochspannungsseite eine diskrete Regelung aufgebaut. Ihr Prinzip entspricht der in Abschnitt 5.2 beschriebenen



nungsabfall über der Diode nur schwach vom durch sie fließenden Strom ab, was die Regelwirkung, und damit die Stabilität der Ausgangsspannung verbessert. Mit den beiden Zenerdioden zwischen Gate und Source werden die MOSFETs geschützt, da ohne Diode beim Ein- und Ausschalten je nach der Größe der verwendeten Pufferkapazitäten die maximale Gate-Source-Spannung überschritten werden kann. Der resultierende Durchbruch der isolierenden Oxidschicht zerstört den Transistor. Die den Zenerdioden parallelgeschalteten Kondensatoren sollen das Rauschen der Zenerdioden glätten. Wegen der großen Temperaturabhängigkeit der Zenerspannung eignet sich diese Schaltung nur für die Hochspannungsversorgung. Aus dieser generiert der Regler die Präzisionsspannung, bei der Schwankungen der Versorgungsspannung mittels Rückkopplung zu einem gewissen Grad unterdrückt werden. Eine zusätzliche Verbesserung der Hochspannungsseite könnte durch den Einbau einer Drossel erreicht werden, die als Induktivität hochfrequente Ströme unterdrückt.

Mit den für die Platinenmontage geeigneten Transformatoren ließ sich die in Abbildung 5.8 gezeigte Schaltung nicht realisieren. Es stellte sich heraus, dass die Impedanz der Sekundärseite des 6-Volt-Transformators zu gering war, so dass die Spannung auf der Sekundärseite des ersten Transformators einbrach. Folglich konnte nicht die benötigte Versorgungsspannung erreicht werden. Da Hersteller meist nur das Spannungsverhältnis, aber keine Windungszahlen oder Induktivitäten der Spulen angeben, ist die Wahl eines passenden Transformators mit größerer Impedanz schwierig. Eine Umsetzung mit einem einzigen Transformator scheitert an der mangelnden Verfügbarkeit von Transformatoren mit einem passenden Übersetzungsverhältnis. Um den Prototypen möglichst leicht nachbauen zu können, sollten alle Bauteile einfach zu erwerben, und keine Spezialanfertigungen sein. Auf der Netzspannungsseite ist es zudem vorteilhaft, einen Transformator zu verwenden, der dafür wirklich ausgelegt ist. So war es nicht möglich, die Ausgangsspannung zu verdoppeln, indem beide 115-V-Windung parallel statt in Reihe an die Netzspannung angeschlossen wurden. Das vom dann fließenden Strom erzeugte Magnetfeld sättigte den Eisenkern, was die Induktivität und damit die Impedanz der Spule drastisch reduzierte. Mit der Sättigung des Eisenkerns büßt der Transformator seine Übertragungswirkung ein und der Strom wird praktisch nur vom ohmschen Widerstand der Primärseite bestimmt und wächst stark an. Im geschilderten Fall wurde ein Strom von 1 A gemessen.

#### Zwischenstufe

Es gibt aber auch die Möglichkeit, die Impedanz einer gegebenen Induktivität zu erhöhen, indem sie bei höherer Frequenz betrieben wird. So verbessert sich für kleine Sekundärlasten zusätzlich das Verhältnis des Blindwiderstandes  $\omega L$  zum ohmschen Widerstand  $R$ . Außerdem lässt sich die Restwelligkeit der erzeugten Gleichspannung reduzieren, da die Kapazitäten häufiger geladen werden können. Der Ansatz der Frequenzerhöhung erfordert allerdings eine weitere Stufe zwischen den beiden Transformatoren in Abbildung 5.8. Dieser Aufwand ist gerechtfertigt, da die Zwischenstufe die anfänglichen Probleme tatsächlich behebt und den Einsatz von Standardtransformatoren erlaubt.

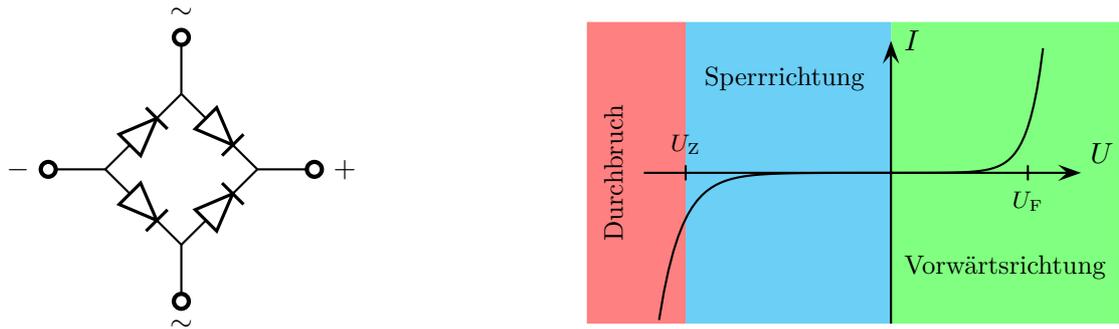


Abbildung 5.9: Aufbau eines Brückengleichrichters (links) und Diodenkennlinie (rechts).

### Gleichrichtung und Spannungsbegrenzung

Zuerst wird die Wechselspannung auf der Sekundärseite des ersten Transformators gleichgerichtet. Abbildung 5.10 zeigt zusätzlich zur Gleichrichtung eine Stufe zur Begrenzung der Ausgangsspannung, deren Prinzip dem der Erzeugung der Hochspannung  $+U_{HV}$  ähnelt. Anstelle des MOSFET wird hier ein bipolarer Darlingtontransistor [STM05a] verwendet, dessen maximale Basisspannung durch die Zenerdiode auf die Durchbruchsspannung von 60 V beschränkt ist. Der Widerstand soll dieses Mal nicht nur den Strom durch die Zenerdiode beschränken; durch ihn fließt auch der Basisstrom zur Ansteuerung des Darlingtontransistors. Der Spannungsabfall über die beiden Basis-Emitter-Strecken des Darlingtontransistors beträgt typischerweise 2 V, so dass die Ausgangsspannung maximal etwa 58 V betragen kann. Auf Schutzdioden am Transistor kann wegen der kleineren Spannungen verzichtet werden. In einem verbesserten Aufbau wäre es sinnvoll, auch auf der Ausgangsseite Pufferkondensatoren vorzusehen, sofern der Platz dazu vorhanden ist.

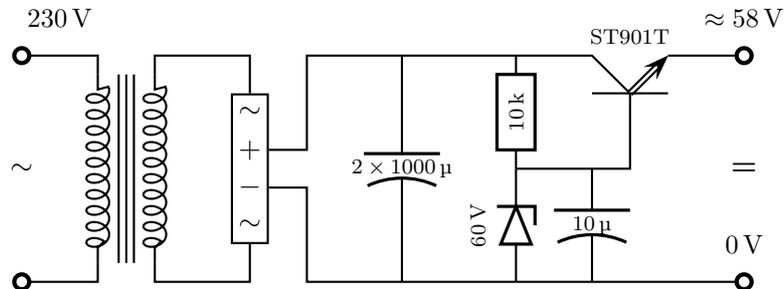


Abbildung 5.10: Gleichrichtung mit Ausgangsspannungsbegrenzung.

Aus der erzeugten Gleichspannung wird mit LM317-Spannungsreglern [Nat00a] gemäß Abbildung 5.11 die Versorgungsspannung der benötigten Operationsverstärker generiert. Die Diode schützt den LM317 von Entladungen der Kapazitäten am Ausgang durch den Regler, wenn die Eingangsspannung schneller als die Ausgangsspannung zusammenbricht. Der LM317 regelt die Ausgangsspannung  $U_{out}$  bei hinreichend großer Eingangsspannung  $U_{in}$  so, dass der Spannungsabfall über dem Widerstand  $R_1$  der internen Referenzspannung  $U_{ref}$  entspricht. Unter Berücksichtigung von Strömen  $I_{adj}$ , die

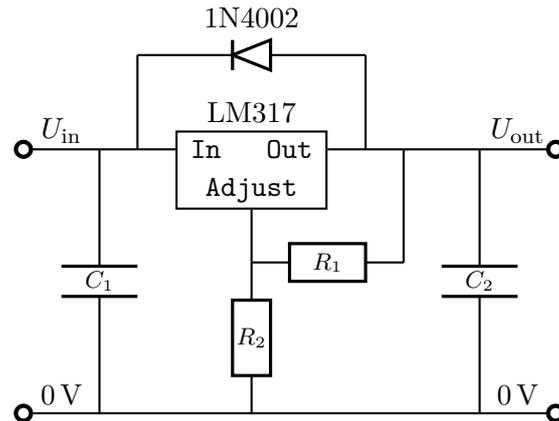


Abbildung 5.11: Beschaltung eines LM317-Spannungsreglers.

aus dem Adjust-Anschluss zu den 0 V fließen, ergibt sich damit

$$U_{\text{Out}} = U_{\text{ref}} \left( 1 + \frac{R_2}{R_1} \right) + I_{\text{adj}} R_2 \quad , \quad (5.23)$$

wobei die Referenzspannung etwa 1,25 V beträgt und  $R_1$  nach dem Datenblatt 240  $\Omega$  betragen soll. Für die gewünschten Versorgungsspannungen von etwa 10 V und 50 V lassen sich durch Umstellen von Gleichung (5.23) mit

$$R_2 = R_1 \left( \frac{U_{\text{out}}}{U_{\text{ref}}} - 1 \right) \quad (5.24)$$

die benötigten Widerstände  $R_2$  zu 1,68 k $\Omega$  beziehungsweise 9,36 k $\Omega$  bestimmen. Dabei wurde der Strom  $I_{\text{adj}}$ , der in einer Größenordnung von 50  $\mu\text{A}$  liegt, vernachlässigt. Die verwendeten Verstärker arbeiten in einem breiten Spannungsbereich und werden nicht mit ihrer zulässigen Maximalspannung betrieben, so dass durchaus noch Spielraum vorhanden ist. Bei einem Widerstand  $R_2$  von etwa 10 k $\Omega$  verursacht  $I_{\text{adj}}$  nach Gleichung (5.23) eine Abweichung von etwa 0,5 V, die hier unproblematisch ist.

Laut Spezifikation ist am LM317 eine maximale Spannungsdifferenz zwischen  $U_{\text{in}}$  und  $U_{\text{out}}$  von 60 V erlaubt, was vor allem beim Einschalten ( $U_{\text{out}} = 0 \text{ V}$ ) kritisch werden kann. Bei ersten Versuchen ohne Spannungsbegrenzung in der Gleichrichtungsstufe wurde diese Bedingung beim Anschließen der Netzspannung verletzt, was zu einer Zerstörung des LM317 führte. Daraufhin wurde die Spannungsbegrenzung implementiert, um bei der Wahl eines geeigneten Transformators flexibler zu sein. Zu Testzwecken wurde die Stufe mit einem vorhandenen 40-V-Transformator betrieben, der mit einer Scheinleistung von 100 VA überdimensioniert war, aber die Schutzwirkung der Spannungsbegrenzung bestätigte.

### Wechselspannungsgenerator

Das Prinzip zur Erzeugung einer Wechselspannung ist in Abbildung 5.12 gezeigt. Beide Operationsverstärker vom Typ TS951IN werden mit einer Versorgungsspannung von

## 5 Präzisionsspannungsquelle

etwa 10 V betrieben. Das Ausgangssignal des ersten Operationsverstärkers wird über einen dreifachen Tiefpass auf den negativen Eingang rückgekoppelt, während der positive Eingang mittels eines Spannungsteilers auf der halben Versorgungsspannung gehalten wird. Wegen der in den Tiefpässen auftretenden frequenzabhängigen Phasenverschiebung kann das System auf der Frequenz schwingen, bei der eine Gesamtphasenverschiebung von  $180^\circ$  auftritt und aus der Gegenkopplung eine Mitkopplung wird. Da der Operationsverstärker vom Rail-to-Rail-Typ ist [STM05b], kann sein Ausgang den gesamten Bereich der Versorgungsspannung abdecken, so dass die Amplitude der Schwingung bei gegebener Versorgungsspannung maximal wird. Abbildung 5.13 zeigt die Schwingung am Ausgang der Operationsverstärkers und an jedem der drei Tiefpässe. Ein einfacher Tiefpass verursacht eine Phasenverschiebung von

$$\tan(\phi) = -\omega RC \quad . \quad (5.25)$$

In einer naiven Betrachtung, bei der die drei Tiefpässe als unabhängig voneinander betrachtet werden, ergäbe sich eine Gesamtphasenverschiebung von  $-180^\circ$  mit  $-60^\circ$  an jedem einzelnen Tiefpass für eine Frequenz von

$$f_0 = -\frac{\tan(\phi)}{2\pi RC} = -\frac{\tan(-60^\circ)}{2\pi \cdot 820 \Omega \cdot 0,47 \cdot 10^{-6} \text{ F}} \approx 715,3 \text{ Hz} \quad , \quad (5.26)$$

was deutlich von der gemessenen Schwingungsfrequenz von 960,4 Hz abweicht und die Grenzen dieses primitiven Modells aufzeigt. Die mangelnde Übereinstimmung überrascht jedoch nicht, weil jeder weitere Tiefpass den vorangehenden belastet. Außerdem muss vor allem für höhere Frequenzen beachtet werden, dass das Signal schon im Operationsverstärker eine Phasenverschiebung erfährt. Es kommt hier nicht auf den Absolutwert der Frequenz an, da die Wechselspannung hinter dem zweiten Transformator wieder gleichgerichtet wird. Eine Frequenzerhöhung um einen Faktor 10 bis 20 gegenüber den 50 Hertz der Netzspannung stellt keine besonderen Anforderungen an die Hochfrequenztauglichkeit der verwendeten Bauteile dar und ist daher bequem umzusetzen.

Der zweite Operationsverstärker dient zur Verstärkung der Sinusschwingung, die am dritten Tiefpass eine Amplitude von etwa 250 mV besitzt. Die Verstärkung lässt sich an einem Potentiometer durch das Drehen einer Einstellschraube variieren. Der Kondensator im Rückkoppelzweig sorgt dafür, dass der Gleichspannungsanteil des Signals nicht verstärkt wird, was verständlich wird, wenn man in Gleichung (5.14)  $R_1$  durch die Impedanz  $Z_1(\omega) = R_1 - \frac{i}{\omega C}$  ersetzt. Für  $\omega \rightarrow 0$  gilt dann  $|Z(\omega)| \rightarrow \infty$ , so dass die Verstärkung 1 wird. Die Kapazität ist so groß gewählt, dass bei der Signalfrequenz  $Z_1(\omega) \approx R_1$  gilt, so dass praktisch nur die Oszillation verstärkt wird, während ihr Offset konstant bei etwa der halben Versorgungsspannung bleibt. Im Gegensatz zu einem invertierenden Verstärker mit einer Verstärkung nach Gleichung (5.19) ist bei der Beschaltung als nicht-invertierendem Verstärker gemäß Gleichung (5.14) keine Möglichkeit der Signalabschwächung, sondern nur der Signalverstärkung gegeben. Andererseits wird der Eingangswiderstand eines invertierenden Verstärkers (Abbildung 5.6) wegen der virtuellen Masse am Minuseingang von  $R_1$  bestimmt. Diese zusätzliche Belastung des letzten Tiefpasses verändert die Phasenverschiebung und damit die Oszillationsfrequenz. Es

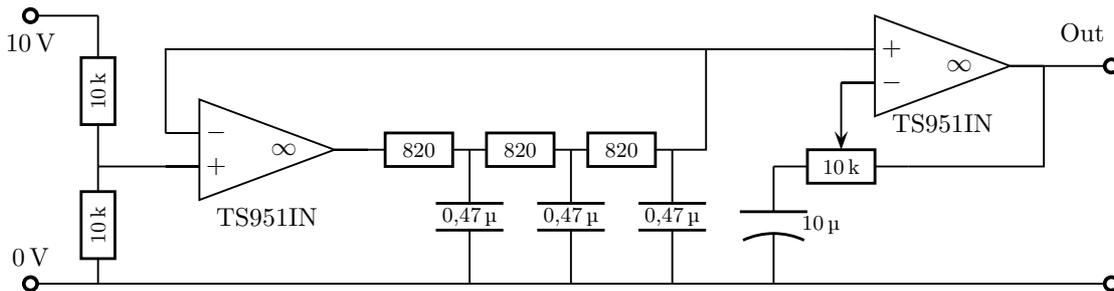


Abbildung 5.12: Erzeugung einer Wechselspannung. Der erste Operationsverstärker vom Typ TS951IN ist aufgrund der Phasenverschiebung in der Rückkopplung instabil und schwingt. Das Rechtecksignal wird in drei Tiefpässen zu einer sinusförmigen Wechselspannung geglättet, die vom zweiten Operationsverstärker gleichen Typs verstärkt wird. Die Versorgungsspannung der TS951IN von 10 V ist nicht gezeigt.

zeigt sich, dass die Amplitude der ursprünglichen Schwingung und die Verstärkung der nächsten Stufe in der Standardbeschaltung klein genug sind, so dass eine Abschwächung unnötig ist und der zweite Operationsverstärker nicht-invertierend ausgeführt wird.

### Audioverstärker

Den beiden Operationsverstärkern schließt sich ein Audioverstärker [Nat00b] an, der die Wechselspannung weiter verstärkt. Sein Vorteil gegenüber Standardoperationsverstärkern besteht darin, mit größeren Versorgungsspannungen von bis zu 60 V zu arbeiten und eine größere Ausgangsleistung von bis 30 W zu treiben. Die Beschaltung ist in Abbildung 5.14 gezeigt. Die Rückkopplung zur Einstellung der Verstärkung wurde gemäß Datenblatt gewählt, wobei der Kondensator wieder dazu dient, den Gleichspannungsanteil des Eingangssignals unverändert zu lassen. Wegen des konstanten Verstärkungs-Bandbreite-Produkts der meisten Operationsverstärker ist es sinnvoll, die Verstärkung nicht kleiner als in der Standardbeschaltung zu wählen, weil die bei größerer Verstärkung verringerte Bandbreite hochfrequente Oszillation unterdrückt. Da der Pluseingang über einen Spannungsteiler auf der halben Versorgungsspannung von 50 V liegt, oszilliert das Ausgangssignal um 25 V. Die Einkopplung des vom Ausgang des zweiten Operationsverstärker kommenden Eingangssignals erfolgt zur Trennung der unterschiedlichen Gleichspannungsanteile durch einen Kondensator. Audiofunktionalitäten wie „Stumm“ (*Mute*) und „Bereitschaft“ (*Standby*) werden nicht benötigt und die zugehörigen Eingänge so beschaltet, dass die Verstärkerfunktion gewährleistet ist. Prinzipiell erfordert der LM4701 eine bipolare Versorgungsspannung, die hier imitiert wird, indem der Groundeingang über einen Spannungsteiler auf die halbe Versorgungsspannung gelegt wird. Zusätzlich wird dieser Pseudoground über einen Kondensator stabilisiert. Auf eine echte bipolare Spannungsversorgung kann verzichtet werden, da der interne Aufbau des LM4701 vermuten lässt, dass der Großteil der Ströme von  $V_+$  nach  $V_-$  fließt. Sollten makroskopische Ströme in den oder aus dem Groundanschluss fließen, so läge der interne Pseudoground

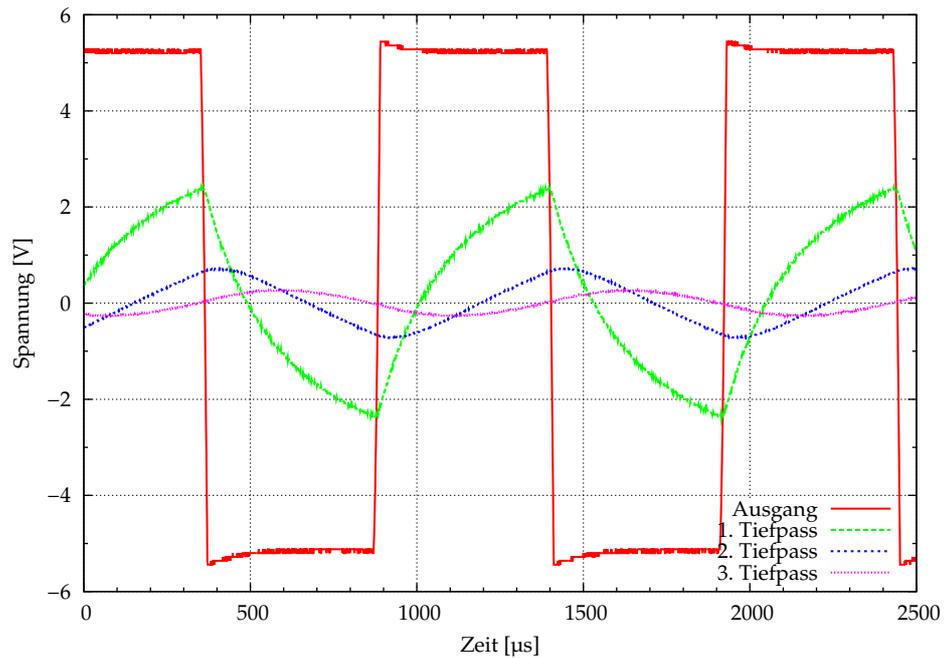


Abbildung 5.13: Schwingender Operationsverstärker. Die Spannungsangabe erfolgt relativ zur halben Versorgungsspannung.

unter beziehungsweise über dem Niveau der halben Versorgungsspannung. Das aus der Reihenschaltung von Kondensator und Widerstand bestehende Boucherotglied am Ausgang beugt unerwünschten Hochfrequenzinstabilitäten vor.

Im Idealfall besitzt der Transformator nur einen sehr geringen Ohmschen Widerstand. Beim direkten Anschluss an den Ausgang des Audioverstärkers würde dann ein großer Gleichstrom fließen, der nur eine unnötige Belastung darstellt. Dieses Problem tritt schon auf, wenn der Verstärker ein kleines Spannungsoffset besitzt und wird hier zusätzlich dadurch verschärft, dass die Oszillation nicht um 0 V, sondern um 25 V erfolgt. Daher wird der Gleichspannungsanteil durch einen Kondensator zurückgehalten, dessen Kapazität so gewählt sein sollte, dass die Impedanz klein gegenüber der der Spule ist und die Signalfrequenz nicht in der Region der  $LC$ -Serienresonanz liegt. Eine entsprechend große Kapazität wird hier mit zwei Aluminiumelektrolytkondensatoren erreicht, die zur Wahrung der richtigen Polarität auf einer Seite gleichspannungsmäßig auf 50 V gehalten werden. Allerdings halbiert sich die effektive Kapazität durch diese Reihenschaltung.

Abbildung 5.15 zeigt die erzeugte Wechselspannung nach jedem Verstärker. Im Vergleich zu einer reinen Sinusfunktion ist eine leichte Asymmetrie erkennbar, die von höheren Frequenzkomponenten hervorgerufen wird. Diese Oberwellen haben jedoch keine Auswirkung auf die Erzeugung der Hochspannung durch Gleichrichtung. Um wie in Abbildung 5.8 gezeigt eine Effektivspannung von etwa 15 Volt am zweiten Transformator zu erreichen, ist eine Amplitude der Ausgangsschwingung von 21 V nötig, was bei ei-

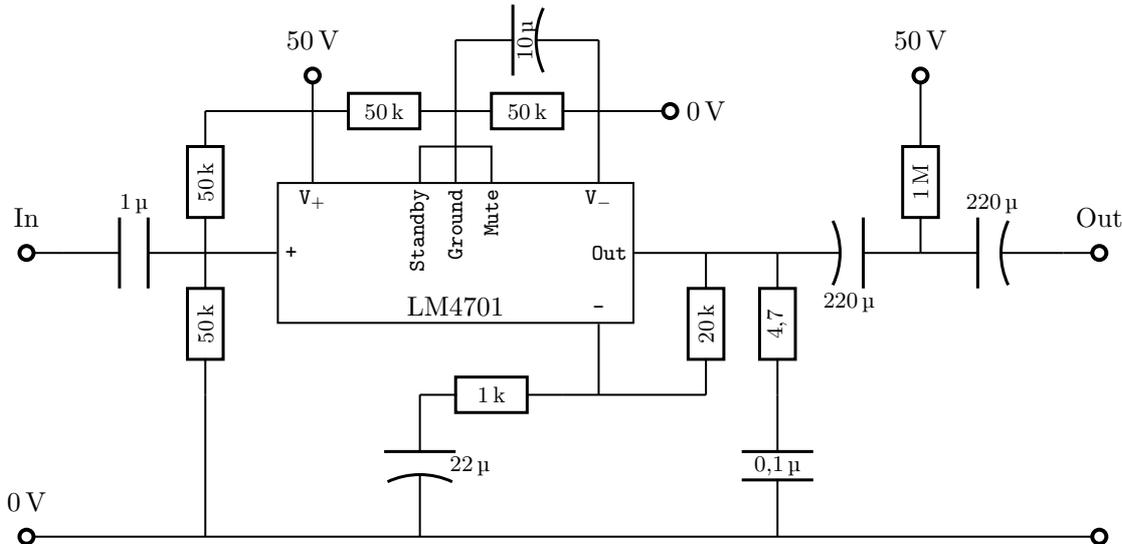


Abbildung 5.14: Beschaltung des Audioverstärkers. Weitere Details siehe Text.

ner Versorgungsspannung des Audioverstärkers von 50 V problemlos möglich ist. Der Audioverstärker besitzt eine Verstärkung von etwa 20, so dass die Amplitude des Eingangssignals bei ungefähr 1 V liegen muss. Die Amplitude der Wechselspannung beträgt an der schwingenden Stufe zunächst etwa 250 mV, was eine weitere Verstärkung um einen Faktor 4 am zweiten Operationsverstärker erfordert.

Im Vergleich zur ursprünglichen Idee muss der erste Transformator jetzt eine größere Sekundärspannung aufweisen. Neben dem Nachteil des größeren Aufwands und den bereits erwähnten Vorteilen einer verbesserten magnetischen Übertragung im zweiten Transformator, sowie einer reduzierten Restwelligkeit besteht der dritte Vorteil in der Stromlimitierung, die im Audioverstärker eingebaut ist. Somit ist der zweite Transformator gegenüber dem ursprünglichen Aufbau besser geschützt. Zur Erhöhung der Arbeitssicherheit durch die Vermeidung von Restspannung werden die Pufferkondensatoren mittels eines Relais automatisch über einen 10 k $\Omega$ -Leistungswiderstand entladen, sobald keine Netzspannung mehr anliegt. Im Betrieb ist diese Verbindung getrennt, so dass die Funktion der Stufe nicht beeinträchtigt wird, zumal der Strom für das Relais direkt aus dem Netz und nicht aus der Hochspannungsstufe stammt.

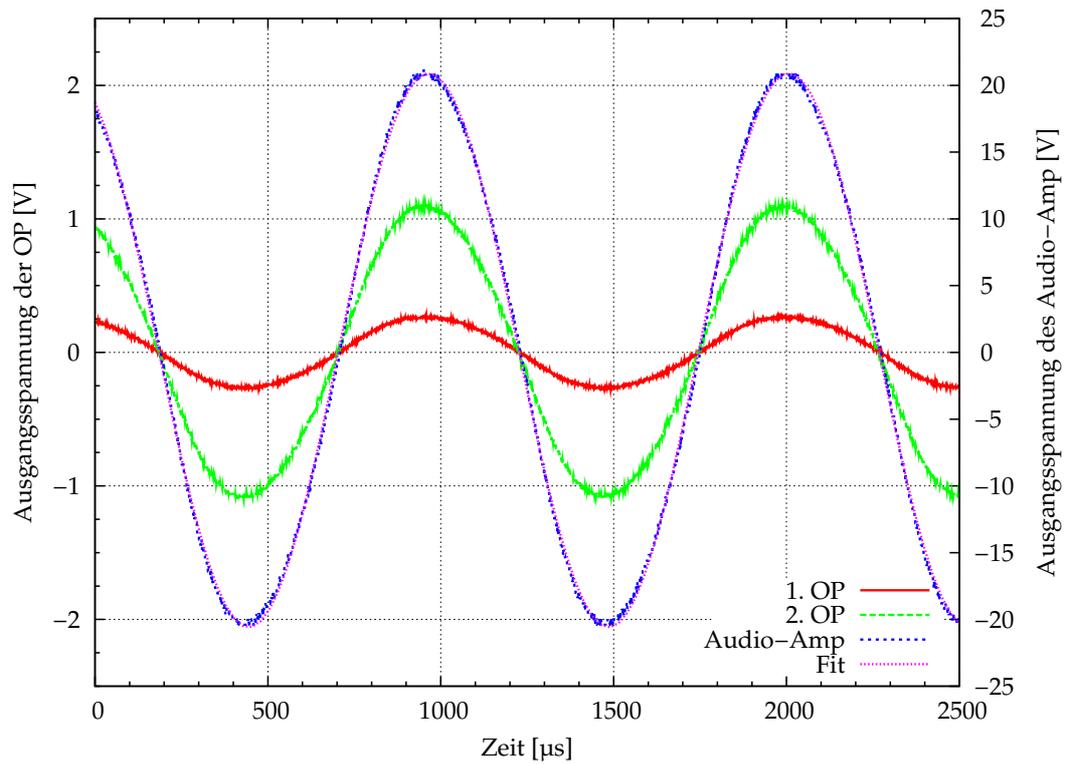


Abbildung 5.15: Linke Skala: Signal am Eingang (rot) und Ausgang (grün) des zweiten Operationsverstärkers. Rechte Skala: Signal nach Audioverstärker (blau) mit reiner Sinusfunktion zum Vergleich. Die 0 V-Referenz entspricht der halben Versorgungsspannung.

## 5.4 Linearspannungsregler

Im vorherigen Abschnitt wurde beschrieben, wie die Hochspannungsversorgung  $\pm U_{HV}$  erzeugt wird. Der Regler generiert nun aus diesen die Spannung  $U_H$  oder  $U_L$  und muss dementsprechend in doppelter Ausführung vorhanden sein. Für erste Tests wurde zunächst nur eine Reglerstufe aufgebaut, die nach Abbildung 5.16 aus dem eigentlichen Regler und einer Regelstrecke besteht. Während die Regelstrecke durch das Einstellen der Spannung  $U_{reg}$  ihre Ausgangsspannung zwischen den beiden Versorgungsspannungen durchstimmen kann, sorgt der Regler durch Rückkopplung dafür, dass die Ausgangsspannung  $U_{out}$  in einer definierten Beziehung zur von außen vorgegebenen Stellspannung  $U_{set}$  steht.

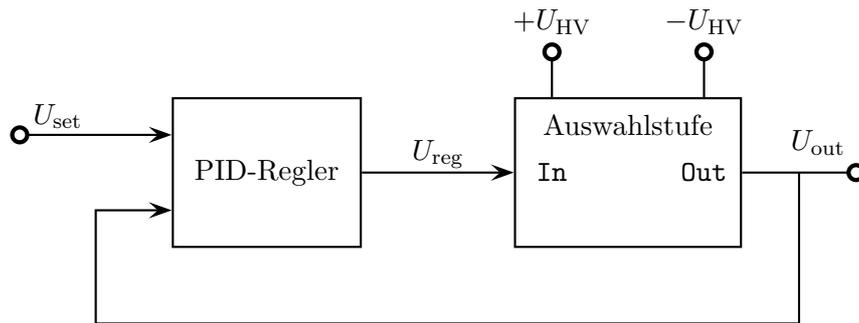


Abbildung 5.16: Reglerstufe. Der eigentliche Regler steuert die Regelstrecke an, deren Ausgang auf den Regler zurückgekoppelt wird. Im stabilen Fall entspricht  $U_{out}$  einer der Spannungen  $U_H$  oder  $U_L$  und wird von der Stellspannung  $U_{set}$  eindeutig bestimmt.

### Regelstrecke

Da der Ausgang der Quelle echt bipolare Spannungen liefern soll, wird auch eine echt bipolare Auswahlstufe benötigt, die der Regler ansteuern kann. Ein großer Teil der verfügbaren Netzteile ist nicht vollständig bipolar, sondern erzielt das Umpolen der Spannung durch das interne Vertauschen der beiden Ausgänge. Die Dauer dieses Schaltvorgangs würde jedoch die Funktion des Reglers beeinträchtigen, weil ein kontinuierlicher Übergang zwischen positiven und negativen Spannungen nicht mehr gegeben wäre. Ein stabiler Betrieb des Reglers könnte nicht garantiert werden. Andererseits kommt für eine Präzisionsspannungsquelle nur ein Spannungsregler in Frage, da Schaltnetzteile als mögliche Alternative große Probleme mit ihrer elektromagnetischen Verträglichkeit haben. Insbesondere die von den permanenten schnellen Schaltvorgängen hervorgerufenen Störungen auf den Masseleitungen sind kaum zu filtern und beeinträchtigen das gesamte Experiment.

Die in Abbildung 5.17 gezeigte Regelstrecke basiert daher auf dem Prinzip des Stromspiegels. Über die Spannung am Gate des p-Kanal-MOSFET lässt sich im linken Zweig ein Strom einstellen. Dieser Teil der Schaltung entspricht Abbildung 5.5, wobei das Drain

## 5 Präzisionsspannungsquelle

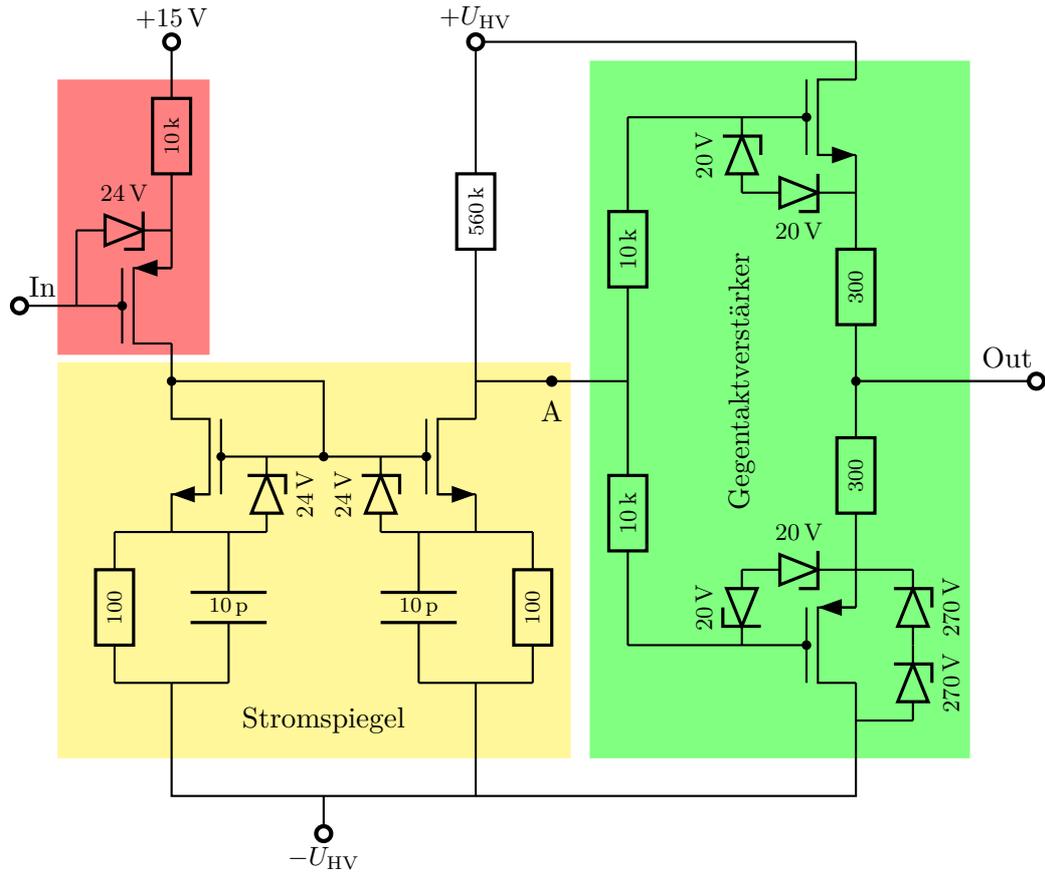


Abbildung 5.17: Schaltplan des Hochspannungsverstärkers.

hier nicht auf Masse, sondern fast auf der negativen Hochspannung  $-U_{HV}$  liegt. Am linken n-Kanal-MOSFET sind Drain und Gate kurzgeschlossen, so dass sich die Gate-Source-Spannung entsprechend des eingprägten Stroms einstellt. Werden beide MOSFETs in Sättigungsbereich betrieben, in dem der Drainstrom nur schwach von der Drain-Source-Spannung abhängt, so stellt sich auch im zweiten Zweig aufgrund der Symmetrie der gleiche Strom ein. Die Widerstände an der Source dienen der Stromgegenkopplung, wobei die Steifigkeit des Stromspiegels durch die parallelgeschalteten Kapazitäten für hohe Frequenzen geschwächt wird. Die Spannung oberhalb des p-Kanal-MOSFET, an dem die Einstellung des Stroms erfolgt, ist so gewählt, dass die Regelstrecke mit weniger als der maximalen und minimalen Ausgangsspannung des Reglers praktisch voll angesteuert werden kann. 15 Volt stehen außerdem von der Spannungsversorgung des Reglers zur Verfügung.

Der im rechten Zweig fließende Strom verursacht über dem  $560\text{ k}\Omega$ -Widerstand einen Spannungsabfall, so dass sich die Spannung  $U_A$  in Punkt A mittels des Stroms einstellen lässt. Sperrt der rechte MOSFET, so wandert Punkt A gegen  $+U_{HV}$ ; bei größerem Strom sinkt die Spannung schließlich fast bis auf  $-U_{HV}$ . Die Größe des Widerstands ist

dabei so gewählt, dass er einerseits für  $U_A \gtrsim -U_{HV}$  den Querstrom im rechten Zweig beschränkt, und andererseits der Spannungsabfall durch den fließenden Sperrstrom die Einstellmöglichkeit von  $U_A \lesssim +U_{HV}$  nicht beeinträchtigt. Wegen der Spannungsabfälle über den Widerständen und der Drain-Source-Strecke kann die Spannung  $U_A$  in Punkt A die Versorgungsspannungen nicht ganz erreichen und es gilt  $-U_{HV} < U_A < +U_{HV}$ .

Prinzipiell ließe sich die Ausgangsspannung der Reglerstufe in Punkt A abgreifen. Allerdings ist der rechte Zweig asymmetrisch: Strom muss durch einen großen Widerstand geliefert werden, während er durch den niederohmigen MOSFET gesenkt werden kann. Um sowohl Strom treiben als auch senken zu können, wird eine Gegentaktstufe (*push-pull*) zwischengeschaltet, die mit der Spannung  $U_A$  angesteuert wird. Bei einer kapazitiven Last am Ausgang kann es allerdings vorkommen, dass die Sourcespannungen an den MOSFETs dieser Stufe der Gatespannung nicht mehr folgen können und es zum Gate-Source-Durchbruch kommt. Mit je zwei Zenerdioden wird die Gate-Source-Spannung, die beide Polaritäten annehmen kann, beschränkt. Zusätzlich ermöglichen 10 k $\Omega$ -Widerstände einen Spannungsabfall zwischen Punkt A und den Gates, so dass bereits ein kleiner Stromfluss beim Öffnen der Zenerdioden ausreicht, um die Gatespannung von  $U_A$  weg in den bei der jeweiligen Sourcespannung zulässigen Betriebsbereich zu ziehen. Der p-Kanal-MOSFET, dessen maximale Drain-Source-Spannung kleiner als die maximal mögliche Spannungsdifferenz zwischen  $U_{out}$  und  $-U_{HV}$  ist, wird durch Zenerdioden zusätzlich vor einem Drain-Source-Durchbruch geschützt. Es werden zwei in gleicher Richtung gepolte Zenerdioden verwendet, da eine einzelne Diode mit einer so großen Zenerspannung nicht verfügbar war. Bei den MOSFETs im Stromspiegel ist für den ordnungsgemäßen Betrieb nur eine Polarität der Gate-Source-Spannung erforderlich, so dass hier jeweils eine Zenerdiode zum Schutz ausreicht.

Da diese Stufe mit Rückkopplung betrieben wird, muss der Strom in beiden Zweigen nicht gleich sein. Es reicht, wenn die Ausgangsspannung  $U_{out}$  eine streng monotone Funktion der Eingangsspannung  $U_{in}$  ist. Bei einer Erhöhung der Eingangsspannung verringert sich der Strom im linken Zweig. Dementsprechend fließt auch weniger Strom im zweiten Zweig, die Spannung  $U_A$  steigt und mit ihr  $U_{out}$ . Umgekehrt verhält es sich beim Absenken von  $U_{in}$ . Somit besitzt dieser Hochspannungsverstärker positive Verstärkung.

## PID-Regler

Mit dem Hochspannungsverstärker aus Abbildung 5.17 ist es möglich, eine Ausgangsspannung  $U_{out}$  als Funktion der Eingangsspannung  $U_{in}$  am Gate des p-Kanal-MOSFET einzustellen. Allerdings ist der funktionelle Zusammenhang  $U_{out} = f(U_{in})$  kompliziert und von vielen Parametern, wie den Eigenschaften der Transistoren, abhängig, die sich nur schwer kontrollieren lassen. Analog zur externen Beschaltung eines Operationsverstärkers (Abschnitt 5.2) lässt sich mittels Rückkopplung ein linearer Zusammenhang zwischen Ausgangsspannung  $U_{out}$  und von außen vorgegebener Stellspannung  $U_{set}$  herstellen. Ein Standardregler, der für diese Aufgabe verwendet wird, ist der PID-Regler (*Proportional-Integral-Derivative*) [TS02]. Dieser bildet aus der Abweichung der Regelgröße vom Sollwert ein Fehlersignal, dessen zeitliches Verhalten die Antwort des PID-Reglers bestimmt. Neben der Größe der Abweichung (Proportionalteil) gehen auch die

## 5 Präzisionsspannungsquelle

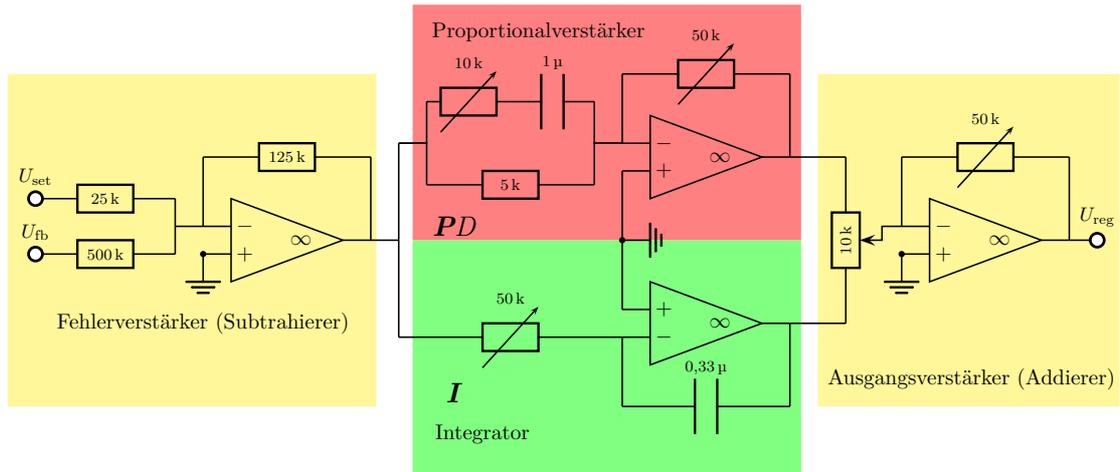


Abbildung 5.18: Aufbau des Reglers. Bei den variablen Widerständen ist der Maximalwert angegeben.

zeitliche Mittelung des Fehlersignals (Integralteil) und seine momentane Änderungsrate (D-Teil) mit einstellbaren Anteilen ein.

### Realisierung

Die hier verwendete Modifikation eines PID-Reglers ist in Abbildung 5.18 gezeigt. Der erste Operationsverstärker ist als Addierer beschaltet, wobei  $U_{fb}$  der Ausgangsspannung  $U_{out}$  des Hochspannungsverstärkers entspricht, und somit die rückgekoppelte Größe ist. Zunächst wird am ersten Operationsverstärker ein Fehlersignal generiert, das von den darauffolgenden Gliedern weiterverarbeitet und schließlich als Korrektursignal zum Eingang der Regelstrecke geschickt wird. Zu diesen Gliedern zählen ein Integrator, der das Fehlersignal gemäß Gleichung (5.22) mittelt, und ein Proportionalglied, das das Fehlersignal weiter verstärkt. Am letzten Operationsverstärker, der wie der erste als Addierer beschaltet ist, lassen sich die Beiträge von Integral- und Proportionalglied zum Ausgangssignal gewichten. Der D-Anteil ist nicht als eigenständige Komponente ausgeführt, sondern in das Proportionalglied integriert. Durch die Parallelschaltung einer Kapazität wird der Eingangswiderstand für hohe Frequenzen herabgesetzt, was gemäß Gleichung (5.14) die Verstärkung erhöht. Mit dem der Kapazität in Reihe geschalteten variablen Widerstand wird die untere Grenze für den minimalen Eingangswiderstand eingestellt. Die Widerstände sollten nicht zu groß sein, da sie ein thermisches Spannungsrauschen besitzen, das nach Gleichung (2.71) mit  $\sqrt{R}$  ansteigt. Hinzu kommt das Stromrauschen der Operationsverstärker, das sich in den Widerständen in zusätzliches Spannungsrauschen übersetzt. Andererseits sind die Operationsverstärker nicht in der Lage, ihre Ausgangsspannung unabhängig vom fließenden Strom konstant zu halten. Wie bei jeder Spannungsquelle mit nicht verschwindendem Ausgangswiderstand sinkt die Spannung mit dem Laststrom, was zum Beispiel die Aussteuerbarkeit des Reglers beeinträchtigen kann. Die größeren benötigten Ströme führen zu mehr Restwelligkeit auf

der Versorgungsspannung und zu einer Erwärmung der Operationsverstärker, was deren Betriebseigenschaften verschlechtert.

Alle Operationsverstärker werden mit  $\pm 15\text{ V}$  versorgt. Die Gleichrichtungsstufe mit Spannungsreglern ist an die beiden 24 V-Sekundärwicklungen eines Transformators angeschlossen. Für die positive Spannung wird wie bei der Transformatorzwischenstufe der Hochspannungsversorgung ein LM317 verwendet. Das Gegenstück für die negative Spannungen ist der LM337, dessen Beschaltung vollkommen analog zu der des in Abbildung 5.11 gezeigten LM317 ist. Die Eingangsspannung  $U_{\text{in}}$  und die Referenzspannung  $U_{\text{ref}}$  sind negativ und die Schutzdiode muss wegen  $U_{\text{out}} > U_{\text{in}}$  umgedreht werden. Die bipolare Versorgung der Operationsverstärker des Reglers ist notwendig, da die aus dem Hochspannungsverstärker rückgekoppelte Spannung bipolar ist.

### Stabilität und Regelfehler

Betrachtet man den Regler zunächst ohne Integralteil, so wird das Fehlersignal drei Mal negativ verstärkt, so dass auch die Gesamtverstärkung negativ ist. Damit der Spannungsregler stabil läuft, muss die Rückkopplung des Gesamtsystems aus Regler und Regelstrecke insgesamt negativ sein. Dies ist der Fall, da die an den Regler angeschlossene Regelstrecke positive Verstärkung besitzt. Prinzipiell ist damit eine Stabilisierung durch Rückkopplung möglich. Allerdings erfolgt die Antwort des Systems auf den Regelpuls mit Verzögerung, was eine Schwingneigung zur Folge hat. Prinzipiell ist das System aus Regler und Regelstrecke instabil, wenn für eine Frequenzkomponente des Signals eine Phasenverschiebung von  $180^\circ$  zwischen Ausgangs- und Eingangssignal erreicht wird, ehe die Verstärkung bei dieser Frequenz unter 1 fällt. In diesem Fall würde bei der Rückkopplung des Signals aus der Gegenkopplung eine Mitkopplung, die sich weiter aufschaukelt. Somit ergibt sich an dieser Stelle ein kritischer Punkt. Ein mögliches Stabilitätskriterium ist in Abbildung 5.19 dargestellt. Um Stabilität zu gewährleisten, müssen die P-, I- und D-Anteile so kombiniert werden, dass das System bei den Frequenzkomponenten, die eine Phasenverschiebung von  $180^\circ$  verursachen, eine Verstärkung von weniger als 1, also eine Abschwächung, erzielt. Nach dem Nyquist-Kriterium [Nyq32] ist Stabilität gegeben, wenn die Ortskurve des System den kritischen Punkt nicht umläuft oder berührt. Der Winkel  $\varphi$  gibt die Phasenreserve an und erlaubt qualitative Aussagen zum Schwingverhalten des Systems. Zusätzlich ist das Verhalten eines idealen P-, I- und D-Glieds gezeigt. Das Proportionalglied besitzt konstante Verstärkung ohne Phasenverschiebung. Das D-Glied verstärkt proportional zur Frequenz mit einer Phasenverschiebung von  $90^\circ$ . Beim idealen I-Glied erfolgt die Verstärkung umgekehrt proportional zur Frequenz mit einer konstanten Phasenverschiebung von  $-90^\circ$ . Die Ein- und Ausgangskapazitäten der Regelstrecke bilden einen eigenen I-Anteil, so dass sich zusammen mit dem I-Anteil des Reglers schon die kritische Phasenverschiebung ergeben kann. Folglich dienen das D- und P-Glied, die im Idealfall die Ortskurve des Systems nach oben beziehungsweise rechts verschieben, zur Stabilisierung des Gesamtsystems aus Regler und Regelstrecke.

Trotz dieser Komplikation bei Verwendung eines I-Glieds im Regler ist es nicht sinnvoll, auf dieses zu verzichten, da es, korrekt eingesetzt, den Regelfehler eliminiert, der bei Systemen mit endlicher Verstärkung auftritt. Um das Entstehen dieses Fehlers zu illustrieren, ist in Abbildung 5.20 ein vereinfachtes Modell des Reglers mit Regelstrecke

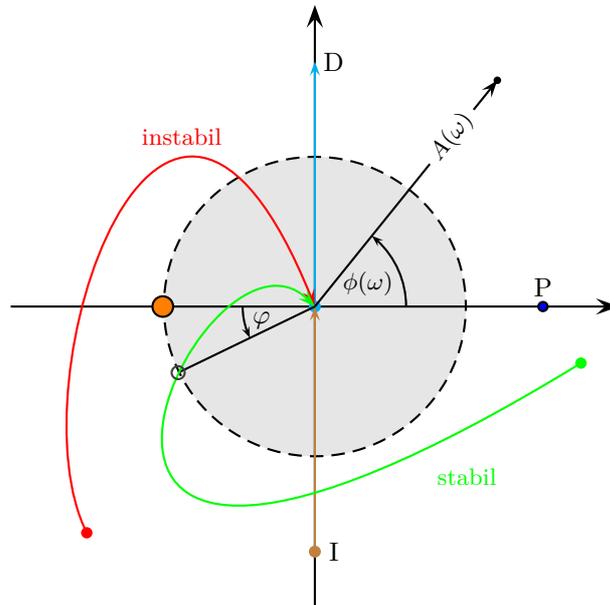


Abbildung 5.19: Zum Nyquist-Kriterium: In Polardarstellung sind die Verstärkung  $A$  und die vom System verursachte Phasenverschiebung  $\phi$  aufgetragen. Der gestrichelte Kreis gibt dabei die Verstärkung von  $A = 1$  an. Der orangefarbene Punkt am linken Kreisrand markiert den kritischen Punkt. Die rote und die grüne Kurve beschreiben die Ortskurve von  $\omega = 0$  bis  $\omega \rightarrow \infty$  für zwei verschiedene Systeme. Außerdem ist das Verhalten eines idealen P-, I- und D-Glieds dargestellt.

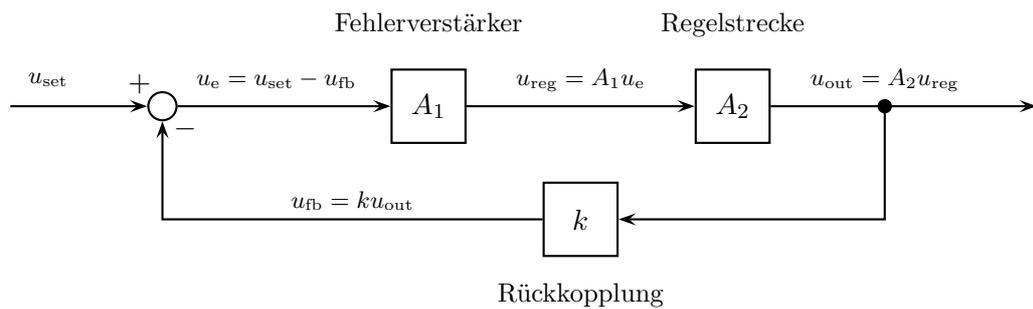


Abbildung 5.20: Blockdiagramm eines einfachen Proportionalreglers.

dargestellt. Die Ein- und Ausgabegrößen  $u_i$  sind dabei nicht notwendigerweise Spannungen, auch wenn bis auf  $u_{fb}$  allen  $u_i$  direkt eine Spannung aus Abbildung 5.16 zugeordnet werden kann. Rückkopplung und Differenzbildung sind in der realisierten Schaltung Teil des Eingangsfehlerverstärkers. Im abstrakten Bild wird aus dem Ausgangssignal  $u_{out}$  wird ein rückgekoppeltes Signal  $u_{fb}$  generiert, das über Differenzbildung mit der von außen vorgegebenen Größe  $u_{set}$  verglichen wird. Das so erzeugte Fehlersignal  $u_e$  wird verstärkt und als Stellwert  $u_{reg}$  der Regelstrecke zugeführt. Zunächst soll jeder Block sein Eingangssignal rein proportional um den angegebenen Faktor verstärken. Damit wird das System durch die Gleichung

$$\begin{aligned} u_{out} &= A_2 u_{reg} = A_1 A_2 u_e = A_1 A_2 (u_{set} - u_{fb}) \\ &= A_1 A_2 (u_{set} - k u_{out}) \end{aligned} \quad (5.27)$$

beschrieben, womit sich am Ausgang

$$u_{out} = \frac{1}{\frac{1}{A_1 A_2} + k} u_{set} \quad (5.28)$$

einstellt, falls das System stabil läuft. Diese Überlegung bleibt auch bei einem vorhandenen D-Glied im Fehlerverstärker gültig, da das D-Glied im stationären Zustand keinen Beitrag mehr liefert. Allerdings beeinflusst das D-Glied, ob und wie schnell sich ein stabiler Zustand einstellt. Zur Abkürzung wird mit  $A = A_1 A_2$  die Gesamtverstärkung des Systems ohne Rückkopplung eingeführt. Für  $A \gg \frac{1}{k}$  lässt sich Gleichung (5.28) zu

$$u_{out} = \frac{1}{k} u_{set} \cdot \left(1 - \frac{1}{Ak}\right) \quad (5.29)$$

nähern. Das Ziel der Rückkopplung ist es gerade, die Ausgangsgröße unabhängig von der Kenntnis des internen Aufbaus des Reglers und der Regelstrecke einstellen zu können, was nach Gleichung (5.29) nur für  $A \rightarrow \infty$  gelingt. Schon für  $Ak \ll 1$  nimmt der Einfluss der Verstärkung  $A$  auf die Abhängigkeit der Ausgangsgröße  $u_{out}$  von der Eingangsgröße  $u_{set}$  ab, so dass das Verhalten des Systems über die Rückkopplung bestimmt wird. Bislang ist diese Betrachtung quasi vollkommen analog zur Behandlung der Beschaltung von Operationsverstärkern in Abschnitt 5.2. Im Gegensatz zu Operationsverstärkern, deren Differenzverstärkung  $A_D$  eine Größenordnung von bis zu  $10^6$  erreicht, ist dies für  $A$  zunächst nicht der Fall. Die Verstärkung des Proportionalglieds im Fehlerverstärker wird von der äußeren Beschaltung der Operationsverstärker bestimmt, und ist damit deutlich kleiner als  $A_D$ . Es hat keinen Sinn, die Verstärkung  $A_1$  beliebig zu erhöhen, da der Fehlerverstärker dann schon bei kleinen Fehlersignalen  $U_e$  in die Sättigung maximaler oder minimaler Ausgangsspannung läuft und die Regelung einstellt. Da  $A_1$  prinzipiell durch die gewählte Beschaltung vorgegeben ist, wäre die Abhängigkeit des Ausgangssignals  $u_{out}$  von  $A_1$  noch zu tolerieren. Die Gesamtverstärkung  $A$  enthält aber auch die Verstärkung  $A_2$  der Regelstrecke, die sich aus dem internen Aufbau ergibt und sich von außen nicht kontrollieren lässt. Viel schwerer wiegt jedoch, dass  $A_2$  im Allgemeinen nicht konstant ist, sondern zum Beispiel von der Eingangsgröße abhängt. Damit ist die über

die Rückkopplung angestrebte Linearisierung hinfällig. Es fehlt die wohldefinierte einfache Beziehung zwischen Eingangs- und Ausgangsgröße, die die Grundlage für die später erreichbare Präzision bildet.

Um zu verstehen, wie man Abhilfe schaffen kann, lohnt es sich, den tieferen Grund für diesen Regelfehler zu betrachten. Löst man die Beziehungen nach dem Fehlersignal

$$\begin{aligned} u_e &= \frac{1}{A_1} u_{\text{reg}} = \frac{1}{A_1 A_2} u_{\text{out}} \\ &= \frac{1}{1 + Ak} u_{\text{set}} \end{aligned} \quad (5.30)$$

auf, so wird klar, dass dieses nur für unendlich große Verstärkung  $A$  verschwindet. Andernfalls stellt sich auch im eingeregelteten Zustand ein endlicher Wert des Fehlersignals ein. Dieses Verhalten folgt direkt aus der Tatsache, dass wegen der endlichen Gesamtverstärkung  $A$  ein nicht verschwindendes Eingangssignal anliegen muss, um ein ebenfalls nicht verschwindendes Signal am Ausgang zu erzeugen. Der Integrator hingegen gibt nach Gleichung (5.22) auch ein konstantes Signal aus, wenn kein Eingangssignal mehr anliegt und umgeht so die Beschränkung endlicher Verstärkung, die bei der ausschließlichen Verwendung von Proportionalgliedern zum Regelfehler führt.

### Einstellung der Ausgangsspannung

Im eingeregelteten Zustand ohne Störungen, wie Schwankungen der Versorgungsspannung, stellt sich am Ausgang des Integrators eine konstante Spannung ein, die die Regelspannung  $U_{\text{reg}}$  am Ausgang des Reglers bestimmt, mit der die Regelstrecke angesteuert wird. Das Fehlersignal wird auf Null ausgeregelt, da ein nicht verschwindendes Signal hinter dem Eingangsfehlerverstärker die Ausgangsspannung des Integrators ändern würde, bis sich wieder ein stationärer Zustand einstellt. Wegen dieser Wirkung des Integrators genügt es zunächst, die weitere Betrachtung stabiler Zustände auf das Verhalten des Eingangsfehlerverstärkers zu beschränken. Gemäß Gleichung (5.21) verschwindet das Ausgangssignal eines Addierers (Abbildung 5.7), wenn für die beiden Eingangsspannungen  $U_2 = -\frac{R_2}{R_1} U_1$  gilt, was beim Eingangsfehlerverstärker mit den gewählten Widerständen im Idealfall  $U_{\text{out}} = U_{\text{fb}} = -20U_{\text{set}}$  bedeutet. Abweichungen von diesem Verhalten treten in Folge von Unzulänglichkeiten der verwendeten Operationsverstärker auf, von denen zwei hier näher betrachtet werden. Zum einen sind die Eingänge nicht stromlos, sondern es fließen Offset- und Biasströme. Zum anderen besitzen Operationsverstärker eine Eingangsoffsetspannung, die dafür sorgt, dass die Ausgangsspannung nicht null ist, selbst wenn beide Eingänge kurzgeschlossen sind. Betrachtet man den Addierer unter diesen Voraussetzungen erneut, so ergibt sich nach der Knotenregel für die Summe der zum Knoten am Minuseingang fließenden Ströme

$$\frac{U_1 - U_-^0}{R_1} + \frac{U_2 - U_-^0}{R_2} + \frac{U_{\text{out}} - U_-^0}{R_r} = I_- \quad . \quad (5.31)$$

Dabei ist  $I_-$  der in den Minuseingang fließende Strom.  $U_-^0$  ist die Offsetspannung, die dort angelegt werden müsste, damit die Ausgangsspannung beim Betrieb ohne Rückkopplung verschwindet, wenn der Plus Eingang auf Masse liegt. Wegen dieses Spannungsoffsets

ist die virtuelle Masse um  $U_-^0$  gegenüber dem Pluspol, und damit der echten Masse verschoben. Das Auflösen nach einer der Eingangsspannungen ergibt

$$U_2 = -\frac{R_2}{R_1}U_1 + I_-R_2 + U_-^0 \left(1 + \frac{R_2}{R_1}\right) + \frac{R_2}{R_r}(U_-^0 - U_{\text{out}}) \quad . \quad (5.32)$$

Hierbei spielt  $U_2$  wieder die Rolle der Spannung am Ausgang der Reglerstufe, die zurückgekoppelt wird, während  $U_1$  der Setspannung entspricht. Der erste Term ist vom idealen Verhalten bekannt, die restlichen Summanden bewirken ein Spannungsoffset, das sich aus drei Beiträgen zusammensetzt. Zur Behandlung des letzten Summanden muss zunächst die Größe der Spannung  $U_{\text{out}}$  am Ausgang des Fehlerverstärkers abgeschätzt werden. Diese stellt sich im stabilen Fall erneut so ein, dass der dem Addierer folgende Integrator eine konstante Ausgangsspannung liefert. Im Gegensatz zum zuvor betrachteten Fall idealer Operationsverstärker bedeutet dies aber nicht, dass  $U_{\text{out}}$  verschwindet. Da der Operationsverstärker des Integrators ebenfalls ein Eingangsspannungsoffset besitzt, muss dieses durch  $U_{\text{out}}$  kompensiert werden, ehe der Integrator den stabilen Zustand erreicht. Damit liegt  $U_{\text{out}}$  in der Größenordnung der Offsetspannung des Integrators. Gleichheit ist nicht ganz gegeben, da auch bei konstanter Spannung an der Kapazität Biasströme durch den Eingangswiderstand in den Minuseingang des Integrators fließen. Wegen des resultierenden Spannungsabfalls unterscheidet sich die Spannung am Minuseingang des Integrators von  $U_{\text{out}}$ . Bestenfalls wären  $U_{\text{out}}$  und  $U_-^0$  gleich, so dass der letzte Summand verschwindet. Bei Verwendung aufeinander abgestimmter Operationsverstärker lässt sich sein Einfluss zumindest stark unterdrücken. Die Betrachtung zeigt, dass auch die Eigenschaften des Integrators berücksichtigt werden müssen, um das Verhalten der Ausgangsspannung  $U_2$  korrekt zu beschreiben. Langfristige Drifts der Offsetspannung oder der Biasströme des Integrators äußern sich in einer Drift der Ausgangsspannung. Drifts dieser Größen des Proportionalglieds und des Ausgangsfehlerverstärkers werden vom Integrator korrigiert. Für kurzfristige Schwankungen auf einer Zeitskala, die kleiner als die Integrationszeit ist, spielt der Eingangsfehlerverstärker die entscheidende Rolle. Diese können vom Integrator mit seiner größeren Zeitkonstanten nicht ausgeglichen werden, und gelangen durch das Proportionalglied direkt an den Ausgang. Damit wird auch das Rauschverhalten des Reglers vom Eingangsfehlerverstärker bestimmt.

Der erste Summand beschreibt den Offset, der vom Biasstrom des Eingangsfehlerverstärkers verursacht wird. Wegen des großen Widerstands  $R_2$  in der Rückführung ist er größer als bei typischen Beschaltungen von Operationsverstärkern. Da am Ausgang des Hochspannungsverstärkers dauerhaft Spannungen von  $\pm 200$  V anliegen können, die wegen der virtuellen Masse am Eingang des Fehlerverstärkers auch über dem Widerstand  $R_2$  abfallen, muss dieser entsprechend groß sein, um die Belastung der Hochspannungstufe durch die Rückkopplung gering zu halten. Bei Operationsverstärkern mit JFET-Eingangsstufe sind Biasströme von weniger als 1 nA möglich, so dass der verursachte Offset bei einem Widerstand  $R_2$  von bis zu 1 M $\Omega$  unter 1 mV bleibt.

Der Beitrag des dritten Summanden nimmt mit geringerer Eingangsoffsetspannung ab. Einige Operationsverstärker bieten die Möglichkeit, diese durch externe Beschaltung von zusätzlichen Kompensationseingängen anzupassen. Da jeder Kanal ohnehin kalibriert werden muss, ist an sich nicht der Offset, sondern seine Schwankung kritisch.

## 5 Präzisionsspannungsquelle

Der Absolutwert der Spannung ist nicht so wichtig wie ihre zeitliche Stabilität und Reproduzierbarkeit, weil bei vielen Messungen Referenzen verwendet werden. Geeignete Operationsverstärker wie der LT1055/1056 [Lin94] besitzen laut Datenblatt ein typisches Eingangsspannungsoffset von  $150\ \mu\text{V}$  mit einem Temperaturkoeffizienten von  $1,5\ \frac{\mu\text{V}}{\text{K}}$ , wobei der Gesamtbeitrag zum Offset des Ausgangs gemäß Gleichung 5.32 mit größerer Verstärkung  $\frac{R_2}{R_1}$  zunimmt. Dabei gilt es zwischen dem Einfluss von Offsetspannung und -strom abzuwiegen: Operationsverstärker mit bipolarer Eingangsstufe ermöglichen kleinere Offsetspannung auf Kosten erhöhter Biasströme. Zur Temperaturabhängigkeit der Offsetspannungen und Biasströme kommt als zusätzliche Fehlerquelle die Temperaturabhängigkeit der Widerstände hinzu. Selbst im Idealfall, in dem die Offsetspannung und der Biasstrom nur ein kleiner Effekt sind, bewirkt die Temperaturabhängigkeit der Widerstände, dass die Ausgangsspannung eine Funktion der Temperatur ist. Um das dafür relevante Widerstandsverhältnis  $\frac{R_2}{R_1}$  möglichst konstant zu halten, sollten die Widerstände den gleichen Temperaturkoeffizienten besitzen und thermisch gekoppelt sein. Die Temperatur der Bauteile ändert sich nicht nur mit der Umgebungstemperatur, sondern auch mit der in ihnen dissipierten Leistung. Für einen Widerstand bedeutet dies, dass sein genauer Wert über die Temperaturabhängigkeit auch von der Verlustleistung  $P$  abhängt. Diese hängt wiederum gemäß  $P = UI$  vom Spannungsabfall  $U$  am Widerstand und dem durch ihn fließenden Strom  $I$  ab. Letztlich bedeutet die Widerstandsänderung infolge der dissipierten Leistung eine Abweichung vom idealen ohmschen Verhalten, da der Widerstand  $R$  nun implizit von  $U$  und  $I$  abhängt. Bei den beiden Widerstände  $R_1$  und  $R_2$ , die für die Beziehung zwischen Setspannung und Ausgangsspannung wesentlich sind, muss dieses Verhalten weitestgehend vermieden werden. Das Problem tritt vor allem dann auf, wenn die Verlustleistung  $P$  in der Größenordnung der Nennleistung des Widerstands liegt und sich der Widerstand merklich erwärmt. Es lässt sich reduzieren, indem die Bauform der Widerstände so gewählt wird, dass die Verlustleistung auch bei maximalem Spannungsabfall nur zu einer vernachlässigbaren Erwärmung führt. Besonderer Beachtung bedarf hier der Widerstand, der den Ausgang des Hochspannungsverstärkers mit dem Fehlerverstärker verbindet, da dort je nach gewählter Ausgangsspannung Spannungsabfälle von bis zu  $\pm 200\ \text{V}$  auftreten können.

### Ergebnisse

Für erste Tests wurden billigere Operationsverstärker vom Typ TL061CN [STM01] verwendet. Abbildung 5.21 zeigt, dass der Regler bei einer geeigneten Einstellung der verschiedenen Glieder prinzipiell stabil läuft. Mit dem von einem Funktionsgenerator vorgegebenen Rechteckpuls am Seteingang wurde die Ausgangsspannung zwischen zwei Werte hin- und hergeschaltet, wobei der Ausgang des Hochspannungsverstärkers mit einem  $1\ \mu\text{F}$ -Kondensator belastet ist. Die dadurch verlangsamte Änderung der Ausgangsspannung stellt wegen des nun weiter vergrößerten Geschwindigkeitsunterschieds zwischen Regler und Regelstrecke eine verschärfte Prüfung der Stabilität dar.

Abbildung 5.22 zeigt den gemessenen Zusammenhang zwischen Ausgangsspannung  $U_{\text{out}}$  und Setspannung  $U_{\text{set}}$ , wobei die Hochspannungsversorgung  $\pm U_{\text{HV}}$  mit der in Abschnitt 5.3 beschriebenen Stufe erfolgt. Die Setspannung  $U_{\text{set}}$  wurde an einem Labornetzteil eingestellt und ebenso wie die Ausgangsspannung mit einem Multimeter gemessen.

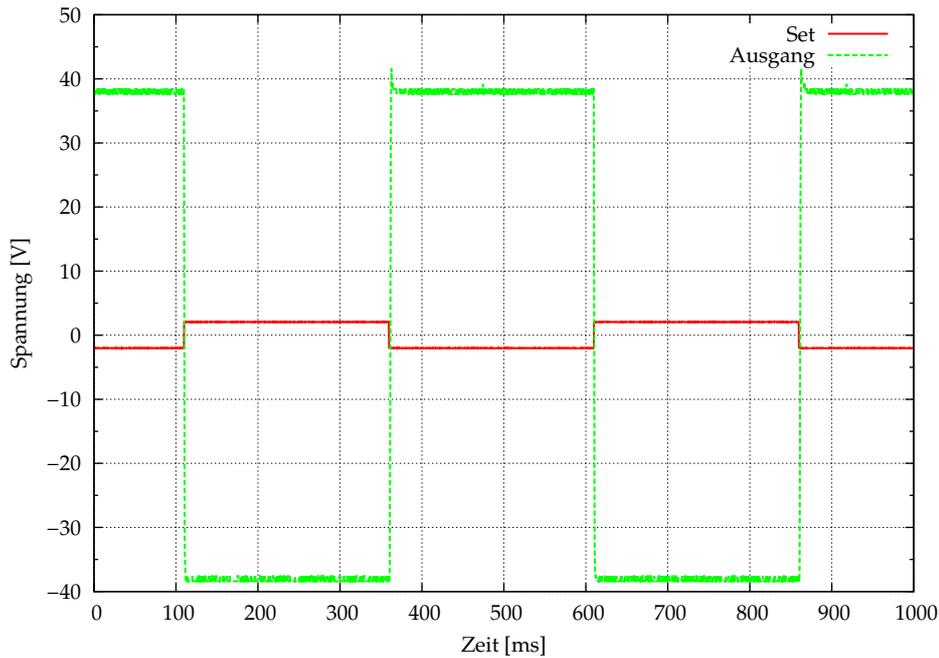


Abbildung 5.21: Einstellverhalten des Reglers

Die geforderte Aussteuerbarkeit ist gegeben: Mit Setspannungen von etwa  $\pm 12\text{ V}$  lassen sich am Ausgang Spannungen von  $\mp 240\text{ V}$  einstellen, wobei der Maximal- und Minimalwert noch nicht erreicht sind. Für eine angestrebte nutzbare Ausgangsspannung von  $\pm 200\text{ V}$  besitzt der Regler damit genügend Aussteuerungsreserve, weil der nicht zugängliche Spannungsbereich der Regelstrecke offenkundig hinreichend klein ist. Lineare Regression ergibt

$$U_{\text{out}} = -20,057(3) \cdot U_{\text{set}} + 0,075(3)\text{ V} \quad . \quad (5.33)$$

Zusätzlich ist die absolute Differenz der gemessenen Spannung von der Spannung, die sich aus der Anpassung ergibt, aufgetragen. Diese Residuen zeigen eine charakteristische Struktur mit einigen Ausreißern, aber selbst bei der größten Abweichung am linken Rand ist der relative Fehler kleiner als 0,2%. Ab Ausgangsspannungen von etwa  $\pm 150\text{ V}$  steigt die Differenz überproportional an, was nach der Übertragung der Reglerschaltung auf eine gedruckte Leiterplatte eingehender untersucht werden wird. Bei den Abweichungen der beiden größten positiven Ausgangsspannungen handelt es sich wohl um ein Artefakt der Regelung oder des Headrooms. Der Ausreißer bei einer Setspannung  $U_{\text{set}}$  von etwa 8 V ist eher auf eine Schwankung von  $U_{\text{set}}$  zurückzuführen. Daher ist eine weitere Verbesserung bei Ansteuerung der Stufe über den Mikrocontroller mit seiner stabilen Spannungsreferenz zu erwarten. Sollte sich das charakteristische Verhalten der Residuen in weiteren Messungen reproduzieren lassen, kann der Mikrocontroller softwareseitig programmiert werden, diese Abweichungen zu berücksichtigen

und die Setspannung leicht abweichend zu wählen, um der gewünschten Spannung näherzukommen. Die beobachtete Abweichung von der Linearität in der Größenordnung von  $\pm \frac{50 \text{ mV}}{200 \text{ V}} = \pm 2,5 \cdot 10^{-4} = \pm 250 \text{ ppm}$  ist kompatibel mit der Erwärmung des Widerstands in der Rückkopplung. Bei einem Temperaturkoeffizienten von  $\pm 50 \frac{\text{ppm}}{\text{K}}$  entspricht die Abweichung einem Temperaturanstieg um etwa 5 Kelvin bei einer Ausgangsspannung von  $\pm 200 \text{ V}$ , was bei einer Verlustleistung von 80 mV im 500 k $\Omega$ -Widerstand mit einer Nennleistung von 0,6 W durchaus realistisch erscheint. Da die Verlustleistung quadratisch mit dem Spannungsabfall wächst, könnte die Erwärmung zumindest einen Teil der größeren Abweichungen für die sehr negativen Ausgangsspannungen erklären, weil hier die Tendenz im Gegensatz zu den stark positiven Ausgangsspannungen in eine Richtung weist.

Die Steigung der Ausgleichsgerade stimmt entsprechend dem gewählten Widerstandsverhältnis  $\frac{R_2}{R_1}$  mit der Erwartung von  $20,0 \pm 0,2$  überein, zumal Standardwiderstände mit einer Toleranz von 1 % verwendet wurden. Trüge nur der dritte Summand in Gleichung (5.32) zum Offset bei, so entspräche dies bei der gemessenen Verstärkung einem Offset des Eingangsfehlerverstärkers von etwa 4 mV. Im bisherigen Testaufbau auf einer Lochplatine ist ein unbekannter Teil des Offsets auf Masseströme zurückzuführen. Der von den Strömen in den Masseleitungen verursachte Spannungsabfall bewirkt, dass die entlang der Masseleitung abgegriffene Spannung unterschiedlich ist. Die Differenz zur echten Masse ist zudem nicht konstant, sondern ändert sich mit dem fließenden Strom. Bislang bezieht jeder Operationsverstärker seine Masse für den Pluseingang von einem nicht näher spezifizierten Punkt der Masseleitung, weshalb auch das Offset kaum zu kontrollieren ist. Seine Wirkung entspricht der des Eingangsspannungsoffsets: Entsprechend verstärkt tritt diese Spannung am Ausgang auf. Die genaue Größe ist in diesem Aufbau nur schwer abzuschätzen, da die Widerstände der Zuleitungen nicht so sehr von den Drähten an sich, sondern von den Lötstellen dominiert werden. Bei einem Kontaktwiderstand von etwa 0,1  $\Omega$  und einem typischen Versorgungsstrom von 10 mA ergibt sich ein Spannungsabfall von 1 mV, der entsprechend verstärkt stark zum gemessenen Offset beiträgt. Auf einem gedruckten Board sind die Leiterbahnen, und damit ihre Widerstände deutlich besser definiert. Beim Layout des Reglers auf einer entsprechenden Leiterplatte ist daher besonders auf eine verbesserte Masseführung zu achten. Dazu wird die stromführende Masse, in der vor allem die Versorgungsströme der Operationsverstärker fließen, von der stromlosen Masse für die Präzisionsanwendung getrennt. Die Pluseingänge werden dann separat zu einem definierten Punkt geführt, der die Referenzmasse für den Regler vorgibt, so dass Schwankungen dieser Masse alle Operationsverstärker in gleicher Weise betreffen. Da der in den nicht-invertierenden Eingang der Verstärker fließende Strom sehr viel kleiner als der Versorgungsstrom ist, kann der Spannungsabfall in den Zuleitungen dieser Sternmasse vernachlässigt werden.

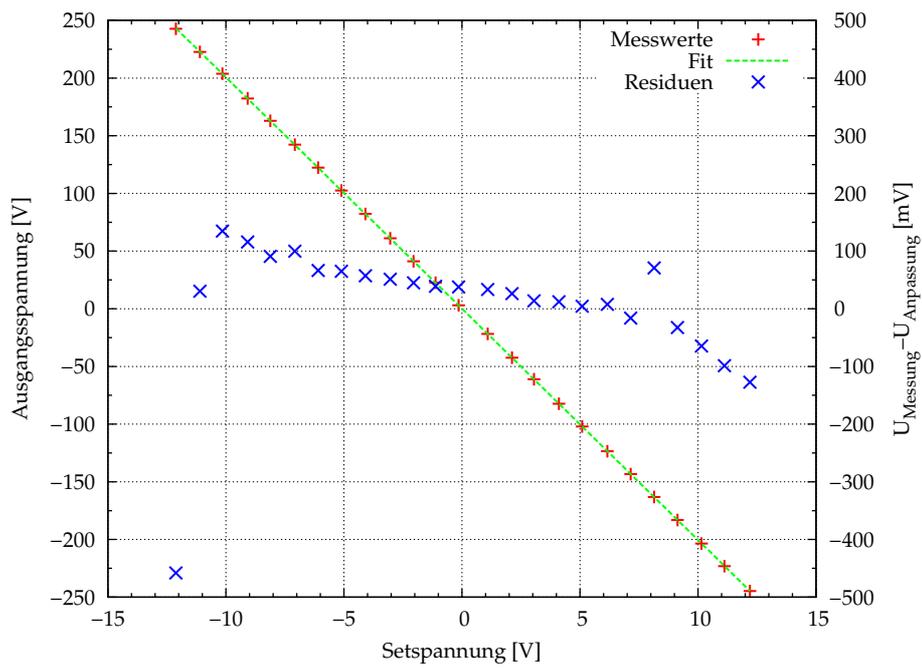


Abbildung 5.22: Unkalibrierte Linearität des Reglers. Ausgangsspannung und Anpassung sind auf der linken Skala gezeigt. Die Residuen beziehen sich auf die rechte Achse.

## 5.5 Schalter

Der Schalter verbindet die Spannung der High- oder Low-Side mit dem Ausgang. Die Schalterwirkung wird dabei mit einem MOSFET auf jeder Seite erreicht, der von je einem MOSFET-Treiber durch das Ändern der Gate-Source-Spannung zwischen leitendem und sperrendem Zustand umgeschaltet wird. Dabei ergeben sich aus dem Aufbau der Schaltung zwei Probleme:

1. Im Gegensatz zum einfachen Schema aus Abbildung 5.2 mit einem mechanischen Schalter ist bei der Realisierung mit elektronischen Bauteilen nicht sichergestellt, dass nur eine der beiden Seiten leitend mit dem Ausgang verbunden ist.
2. Die Source des p-Kanal-MOSFET liegt auf  $U_H$ , die des n-Kanal-MOSFET auf  $U_L$ . Da der MOSFET-Treiber mit der Source verbunden ist, muss die Gatespannung relativ zu diesen Spannungen, und nicht zur Masse eingestellt werden.

Das erste Problem wird von der Eingangsstufe gelöst, die aus dem eingehenden Schaltimpuls ein geeignetes Schaltschema zur Ansteuerung der beiden MOSFET-Treiber generiert. Die Lösung für das zweite Problem ist eine potentialfreie Spannungsversorgung für jeden der beiden Treiber. Daher ist es sinnvoll, in der Schaltung verschiedene Referenzpunkte für die Spannung einzuführen. Neben der globalen Masse wird auf jeder Seite ein 0V-Referenzpunkt definiert, der als *Floating-Ground* bezeichnet wird, da er sich entsprechend der Einstellung von  $U_H$  oder  $U_L$  relativ zum absoluten Ground verschiebt. Da die Versorgungsspannung der MOSFET-Treiber relativ zum Floating-Ground erfolgt, muss dies auch für den Eingangspuls zur Ansteuerung des Treibers gelten. Damit ist noch ein zusätzliches Element nötig, das den Ausgang der Eingangsstufe zumindest gleichspannungsmäßig von den Eingängen der High- und Low-Side entkoppelt, aber den Schaltimpuls passieren lässt. Im vorliegenden Fall wird diese Aufgabe von einem Optokoppler übernommen. Da die Übertragung des Schaltimpulses in diesem mit Licht erfolgt, ist bis zum Erreichen der Isolierspannung des Optokopplers eine komplette elektrische Entkopplung gewährleistet. Der schematische Aufbau des Schalters ist in Abbildung 5.23 gezeigt. Auf die Komponenten wird in den folgenden Abschnitten näher eingegangen. Im Gegensatz zu den anderen Komponenten der Spannungsquelle, die zunächst auf Lochplatinen aufgebaut wurden, ist der Schalter zur Optimierung der Geschwindigkeit durch verkleinerte Strukturgrößen von vornherein weitestgehend mit SMD-Bauteilen (*Surface Mounted Device*) auf einem speziell angefertigten PCB (*Printed Circuit Board*) ausgeführt.

### Eingangsstufe

Die im Wesentlichen als logische Schaltung realisierte Eingangsstufe ist in Abbildung 5.24 gezeigt. Zum Ansteuern des Schalters genügen zwei stabile Zustände, weil es auch am Ausgang des Schalters nur zwei stabile Zustände (leitende Verbindung mit High- oder Low-Side) gibt. Die beiden Spannungen 0V (echte Masse) und 5V (Versorgungsspannung der ICs) entsprechen auch den logischen Zuständen, die die beiden Ausgänge der Eingangsstufe annehmen können. Die Eingangsspannung sollte ebenfalls zwischen 0V und 5V hin- und hergeschaltet werden, damit an den Eingängen der Bauteile die Schwellen für die logischen Zustände High und Low auf jeden Fall erreicht werden. Die obere und

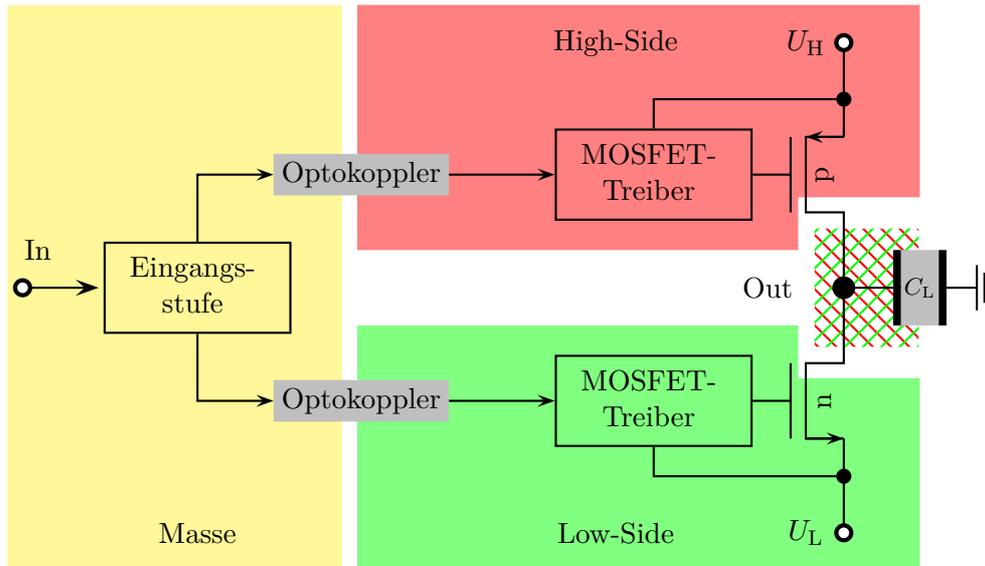


Abbildung 5.23: Komponenten des eigentlichen Schalters.

untere Diode schützen den Eingang der ICs vor Überspannung beziehungsweise falscher Polarität des Eingangssignals. Der  $1\text{ M}\Omega$ -Widerstand zieht den Eingang der integrierten Bauteile auf  $0\text{ V}$ , wenn von außen kein Signal angeschlossen ist, so dass auch in diesem Fall die am Ausgang anliegende Spannung auf  $5\text{ V}$  (logisch High) festgelegt, und nicht undefiniert ist. Der über einen  $100\text{ }\Omega$ -Eingangswiderstand eingekoppelte Schaltimpuls wird zu zwei Logikgattern und einem Puffer geführt. Der Puffer schleift das Signal durch und verzögert es dabei. Dabei enthält der Puffer acht Kanäle, von denen der Ausgang des  $i$ -ten Kanals auf dem Board mit dem Eingang des  $i + 1$ -ten Kanals verbunden ist. Durch Verbindung eines Ausgangs mit den Logikgattern über einen eingelöteten Widerstand kann so in einem gewissen Rahmen die Gesamtverzögerung gewählt werden. Die Logikgatter verknüpfen den eingehenden Puls mit dem verzögerten Puls. Da die verwendeten Bauteile der 74AXX-Serie Schmitt-Trigger enthalten, dienen sie zusätzlich zur Pulsformung, indem sie Schaltimpulse mit steilen Flanken erzeugen. Somit können am Eingang der Stufe auch Pulse mit längerer Anstiegs- und Abfallzeit toleriert werden.

### Optokoppler

Der Übergang zwischen der Eingangsstufe und den auf anderem Potential liegenden MOSFET-Treiberstufen erfolgt über einen Optokoppler, dessen Beschaltung in Abbildung 5.25 gezeigt ist. Die mittlere Signalverzögerung liegt bei  $16\text{ ns}$  [Agi05], was für einen Optokoppler enorm schnell ist. Beide Seiten des Optokopplers benötigen ihre eigene Versorgungsspannung, wobei die  $0\text{ V}$  auf der Eingangsseite die echte Masse ist, während die  $0\text{ V}$  auf der Ausgangsseite der jeweilige Floating-Ground sind. Die im Normalbetrieb in Sperrrichtung vorgespannten Zenerdioden schützen den Optokoppler gegen Überspannung und in ihrer Wirkung als normale Diode gegen Verpolung der Versorgungsspannung. Auf der Eingangsseite nutzt der Optokoppler die Spannungsversorgung

## 5 Präzisionsspannungsquelle

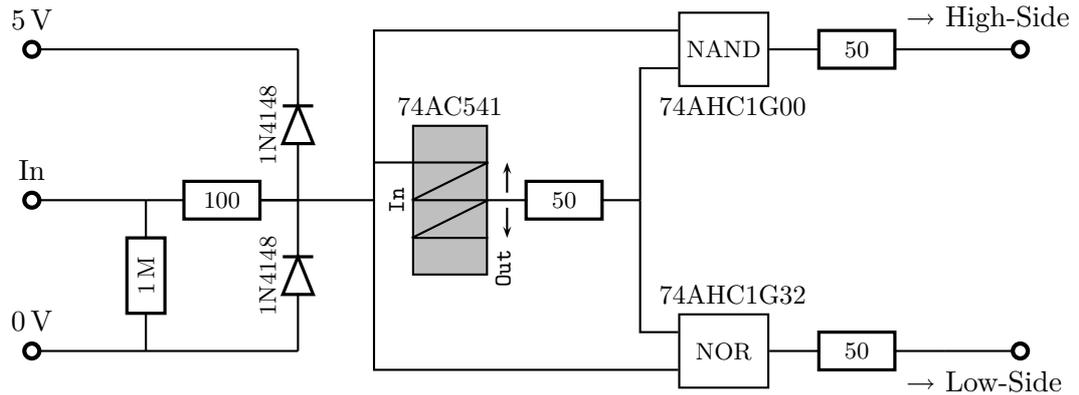


Abbildung 5.24: Eingangsstufe des Schalters. Alle ICs nutzen eine Versorgungsspannung von 5 V.

der integrierten Bauteile, so dass auch diese geschützt werden.

In einer ersten Version des Schalters wurde der Schaltimpuls durch eine hochspannungsfeste Kapazität von der Eingangs- zur Treiberstufe übertragen. Damit lassen sich die beiden Seiten gleichspannungsmäßig entkoppeln, während zumindest die Flanke des Schaltimpulses den Kondensator passieren kann. Da die Impedanz  $\frac{1}{\omega C}$  eines Kondensators frequenzabhängig ist, wird der Puls verformt und es lassen sich keine Pulse beliebiger Länge übertragen, weil niedrige Frequenzen entsprechend unterdrückt werden. Deshalb war in diesem Aufbau auf der Treiberseite eine zusätzliche Stufe zur Pulsformung nötig, auf die bei Verwendung des Optokopplers mit Pulsanstiegs- und Abfallzeiten von weniger als 10 ns verzichtet werden kann. Das in der Eingangsstufe festgelegte Schalterschema lässt sich mit dem Optokoppler direkt zu den MOSFET-Treibern weiterführen. Die Informationsübertragung mit Licht ist außerdem robust gegen Oszillationen der Floating-Grounds. Beim schnellen Schaltvorgang schwankt der Floating-Ground relativ zur Masse (*Ground-Bounce*), da die sich schnell ändernden Ströme Spannungen induzieren. Für den übertragenen Schaltimpuls bedeutet diese Schwankung, dass sich seine Lage relativ zur Versorgungsspannung der Treiberseite ändert. Unter Umständen kann so an dieser Stufe ein weiterer Schaltimpuls ausgelöst werden. Diese Gefahr besteht beim Optokoppler nicht, sofern seine Ausgangsstufe schnell gegenüber der Oszillationsperiode ist, weil der erzeugte Ausgangspuls dann der Oszillation mit nur geringer Phasenverschiebung folgt.

Die für die High- und Low-Side nötige potentialfreie Versorgungsspannung des Optokopplers wird aus der Netzspannung generiert, wobei ein Transformator die galvanische Trennung ermöglicht. Mit der gleichgerichteten Spannung wird ein Spannungsregler vom Typ 7805 betrieben, der 5 V Ausgangsspannung liefert. Die in Abbildung 5.26 gezeigte Beschaltung ist ähnlich der eines LM317 (Abbildung 5.11). Es fehlt lediglich der Spannungsteiler zur Rückkopplung. Da der LM317 über bessere interne Schutzmechanismen verfügt und universeller einsetzbar ist, bietet sich in späteren Versionen ein Austausch der 7805 gegen LM317 an.

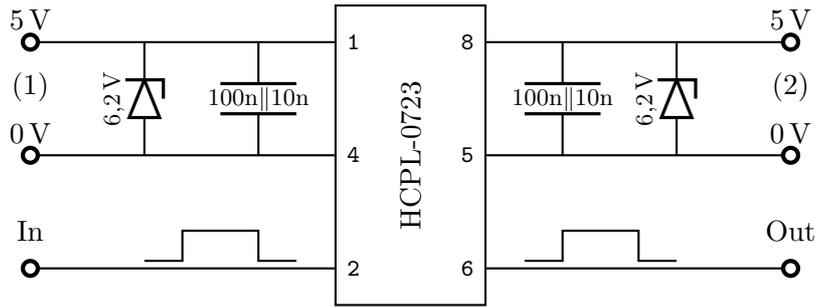


Abbildung 5.25: Beschaltung des Optokopplers.

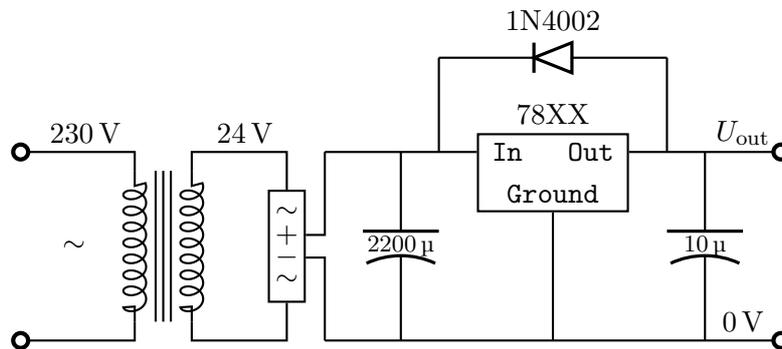


Abbildung 5.26: Erzeugung der potentialfreien Versorgungsspannung mit Transformator, Brückengleichrichter und 78XX-Spannungsregler. Die linke Kapazität dient zur Gleichrichtung, die rechte zur Stabilisierung des Reglers. Mit der Diode wird eine Entladung der Kapazitäten am Ausgang durch den Regler verhindert, wenn die Eingangsspannung beim Ausschalten schneller als die Ausgangsspannung zusammenbricht.

Mit einer Ausgangsspannung von 24 V und einer Scheinleistung von 3,2 VA lässt sich derselbe Transformator auch für die Erzeugung der 18 V-Versorgungsspannung der MOSFET-Treiber mittels 7818 verwenden, da sich beide Versorgungsspannungen einer Seite auf denselben Floating-Ground beziehen. Für die jeweils andere Seite ist eine davon unabhängige Spannungsversorgung nötig. Somit werden zwei Transformatoren, oder bei ausreichend großer elektrischer Isolierung zumindest zwei Sekundärwicklungen eines Transformators benötigt. Die Spannungsversorgung der ICs und des Optokopplers auf Eingangsstufe muss nicht potentialfrei sein, so dass ein beliebiges Netzteil verwendet werden könnte. Der Einfachheit halber wird die Eingangsstufe trotzdem von einem dritten Transformator gespeist. Die Beschaltung des 7818 ist analog zu der des 7805, wobei für beide Kanäle nur ein Elektrolytkondensator zur Gleichrichtung benutzt wird.

**MOSFET-Treiberstufe**

Abbildung 5.27 zeigt den Schaltplan der MOSFET-Treiberstufe. An den Eingängen der MOSFET-Treiber vom Typ MCP1407 [Mic06] liegen die von den Optokopplern kommenden Schaltpulse an. Der Treiber schaltet daraufhin seinen Ausgang zwischen den 0 V des Floating-Grounds und seiner 18 V-Versorgungsspannung. Bei Verwendung von nicht-invertierenden MOSFET-Treibern setzt sich die positive Logik bis zum Ausgang fort: Bei einem Eingangspuls auf logischem High liegt nach dem Schaltvorgang  $U_H$  am Ausgang des Schalters an. Analog zum Optokoppler schützen Zenerdioden den Treiber vor Überspannung oder Verpolung. Mit 18 V wurde die maximal zulässige Versorgungsspannung des MOSFET-Treibers gewählt. Eine deutliche Erhöhung der Gate-Source-Spannung über die Schwellenspannung  $U_{th}$  hat zwar nur einen geringen Einfluss auf den Widerstand des MOSFET im leitenden Zustand, verringert aber die interne Signalverzögerung auf etwa 40 ns. Die Energie für das Umladen des Gates und der parasitären Gate-Source-Kapazität bezieht der Treiber allerdings aus den Pufferkondensatoren  $C_p$ , zu denen je zwei 100 nF-Kondensatoren zur Hochfrequenzstabilisierung und zwei 4,7  $\mu$ F-Keramikkondensatoren mit dielektrischer Charakteristik X7R gehören. Bei letzteren ist für eine schnelle Änderung der Gate-Source-Spannung besonders auf einen niedrigen Serienwiderstand (ESR: *Equivalent Series Resistance*) zu achten. Ein  $2\ \Omega$ -Leistungswiderstand zwischen Gate und Treiber schützt diesen vor Signalreflexionen. Weiterhin lässt sich die Schaltgeschwindigkeit durch geringe Streukapazitäten der MOSFETs verringern, die beim Schaltvorgang umgeladen werden müssen. Um den sperrenden Zustand ohne Durchbruch zwischen Drain und Source zu überstehen, sollte die maximal zulässige Drain-Source-Spannung der MOSFETs größer als die maximale Differenz von  $U_H$  und  $U_L$  sein. Außerdem sollte der Widerstand im leitenden Zustand möglichst gering sein und es müssen hohe Impulsströme vertragen werden. Bei einer Umladung einer Lastkapazität von 0,1 nF um 200 V in 50 ns fließt zum Beispiel ein mittlerer Strom von

$$\bar{I} = \frac{\Delta Q}{T} = \frac{C \Delta U}{T} = \frac{0,1\ \text{nF} \cdot 200\ \text{V}}{50\ \text{ns}} = 0,4\ \text{A} \quad , \quad (5.34)$$

wobei der Maximalstrom zu Beginn wegen der exponentiellen Natur der Umladung deutlich größer ist. Diese Anforderungen werden vom n-Kanal-MOSFET FCU5N60TU [Fai06] und p-Kanal-MOSFET FQP3P50 [Fai00] mit Gateladungen von weniger als 20 nC, gepulsten Drainströmen von mehr als 10 A und einer maximalen Drain-Source-Spannung von 600 V beziehungsweise  $-500\ \text{V}$  erfüllt.

Die beiden  $10\ \Omega$ -Leistungswiderstände am Ausgang beschränken den Maximalstrom und sie definieren zusammen mit der Lastkapazität die minimale Zeitkonstante, mit der die Umladung erfolgen kann. Diese Bandbreitenlimitierung verringert die Schwingungsneigung beim Schaltvorgang (*Ringing*) auf Kosten der Schaltgeschwindigkeit. Zu diesem Widerstand addiert sich der Widerstand der MOSFETs im leitenden Zustand, der bei den verwendeten Typen laut Datenblatt für den n- und p-Kanal-MOSFET etwa  $1\ \Omega$  beziehungsweise  $5\ \Omega$  beträgt. Dementsprechend könnte man unterschiedliche Leistungswiderstände zur Symmetrisierung der beiden Seite im leitenden Zustand wählen. Zwischen Drain und Ausgang ist mit  $D_1$  und  $D_2$  jeweils noch eine Diode vom Typ HFA08TB60PBF [Int04] geschaltet, die den MOSFET vor Stromfluss in der falschen

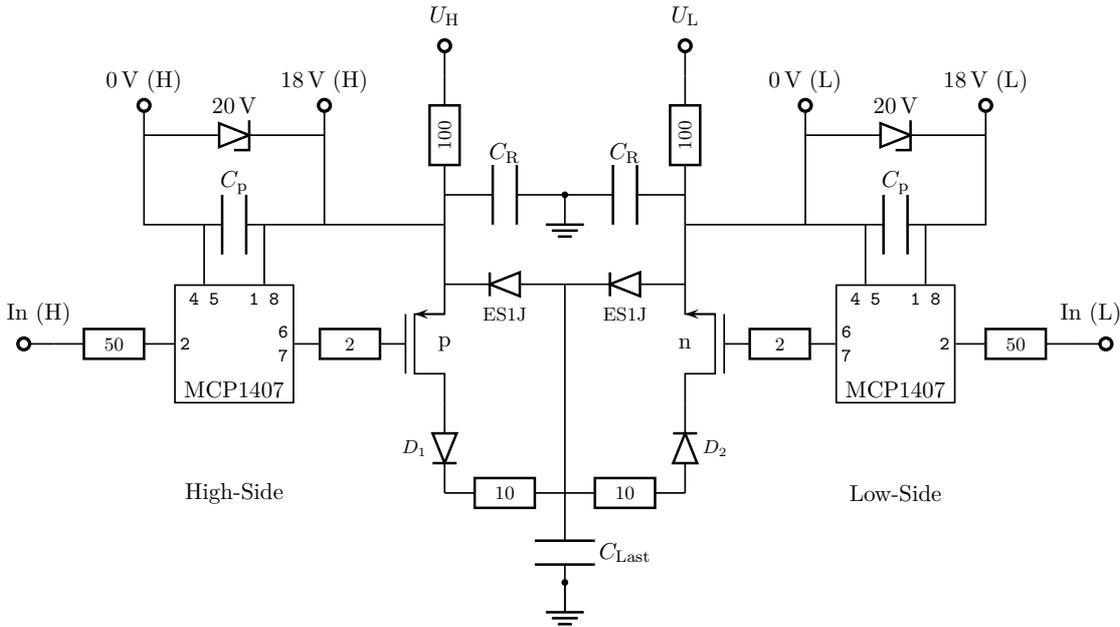


Abbildung 5.27: MOSFET-Treiberstufe.

Richtung schützen soll. Durch Oszillationen während des schnellen Schaltvorgangs kann sich die Bodydiode zwischen Drain und Source öffnen und Strom auf nicht vorgesehenem Weg durch das Substrat fließen. Die Diode ist so aufgebaut, dass die Ausbildung und Auflösung der Verarmungszone bei Betrieb in Sperrrichtung glatt, ohne scharfe Stromspitzen, erfolgt. Allerdings kostet diese Schutzdiode Schaltgeschwindigkeit, da gegen Ende des Schaltvorgangs, wenn die Spannungsdifferenz zwischen Drain und Ausgang unter die Vorwärtsspannung der Diode von etwa 1,4 V fällt, der Vorwärtsstrom näherungsweise exponentiell abnimmt.

Die in Gegenrichtung eingebauten Dioden vom Typ ES1J [Fai07] wirken als Freilaufdioden, die den jeweiligen Transistor vor den beim Schalten mit großen Stromänderungsraten induzierten Spannungsspitzen schützen. Diese treten auch ohne explizit induktive Last am Ausgang schon allein wegen der Induktivität der Leiterbahnen auf, da Änderungsraten von mehr als  $10^8 \frac{\text{A}}{\text{s}}$  erreicht werden. Für diese konservative Abschätzung wurde angenommen, dass der Strom während der gesamten Schaltzeit linear abnimmt und im Mittel dem Wert aus Gleichung (5.34) entspricht. Bei der Positionierung des Schalters im Experiment sollte ebenfalls bedacht werden, dass dieser während des Schaltvorgangs infolge der hohen Stromänderungsraten stark elektromagnetisch abstrahlt. Neben der maximal zulässigen Drain-Source-Spannung beschränken auch die ES1J die maximal zulässige Differenz zwischen  $U_H$  und  $U_L$ , die nicht größer als die maximal zulässige Sperrspannung von 600 V sein darf, wenn es in der Diode nicht zum Durchbruch kommen soll.

Die Reservoirkapazitäten  $C_R$  führen von der High- und Low-Side gegen die echte Masse. Daher müssen sie nur für die einfache Maximalspannung ausgelegt sein, die der

Regler liefern kann. Allerdings sind  $U_H$  und  $U_L$  prinzipiell bipolar, so dass keine polaren Elektrolytkondensatoren verwendet werden können, was bei den benötigten Spannungen von  $\pm 250\text{ V}$  die maximal verfügbare Kapazität einschränkt. Für einen schnellen Schaltvorgang sollte der äquivalente Serienwiderstand bei hohen Frequenzen möglichst klein sein. Im momentanen Aufbau werden Polyesterfolienkondensatoren mit einer Kapazität von  $1\ \mu\text{F}$  und einer maximalen Einschaltspannung von  $400\text{ V}$  verwendet [BCc00]. Der  $100\ \Omega$ -Widerstand bestimmt die Zeitkonstante, mit der die Reservoirkapazität von der Reglerstufe auf  $U_H$  oder  $U_L$  geladen werden kann. Neben der Möglichkeit, den Reglerausgang durch diesen Widerstand von schnellen Spannungsänderungen am Schalter abzukoppeln, muss bedacht werden, dass die Einstellung der Präzisionsspannung bislang noch auf den Reglerausgang vor diesem Widerstand bezogen ist. Fließt nach dem Schaltvorgang noch Strom durch diesen Widerstand, so bewirkt der daraus resultierende Spannungsabfall eine Abweichung der Spannung an der Lastkapazität von der Spannung  $U_H$  oder  $U_L$  des Reglers. Jeder Widerstand zwischen dem Ausgang des Reglers und dem des Schalters verschärft dieses Problem. Der erwähnte Stromfluss setzt sich aus Leckströmen in den Kapazitäten sowie dem Sperrstrom in den Freilaufdioden und dem nicht-leitenden MOSFET zusammen. Deshalb wird im endgültigen Aufbau der Widerstand vor der Rückführung des Reglers eingebaut, so dass die Rückkopplung direkt von der Reservoirkapazität erfolgt, was beim separaten Test der einzelnen Komponenten noch nicht möglich war. Damit bleiben als Fehlerquelle der Spannungsabfall am  $10\ \Omega$ -Leistungswiderstand, am MOSFET und an der Diode  $D_i$  im leitenden Zweig, zu dem jetzt nur noch der Sperrstrom des anderen MOSFET und der Leckstrom am Ausgang beitragen. Erneut zeigt sich, dass ein Verzicht auf die Diode vorteilhaft wäre, sofern ihre Schutzwirkung für die MOSFETs beim Schaltvorgang nicht unabdingbar ist, was bei einem Langzeittest genauer untersucht werden muss. Die Größe des Leckstroms hängt von der Last am Ausgang ab und muss vom Nutzer minimiert werden, da die Konzeption dieser Quelle von einer rein kapazitiven Last ausgeht. Unabhängig davon, ob die Quelle in der Lage ist, den benötigten Strom zu liefern, wird die Präzision nur für einen stromlosen Ausgang erreicht. Der Sperrstrom der MOSFETs ist mit  $1\ \mu\text{A}$  spezifiziert, was einen Spannungsabfall von etwa  $10\ \mu\text{V}$  am Leistungswiderstand und etwa  $1\ \mu\text{V}$  am leitenden n-Kanal-MOSFET beziehungsweise ungefähr  $5\ \mu\text{V}$  am leitenden p-Kanal-MOSFET bedingt. Diese minimale Abweichung zwischen der vom Regler eingestellten Spannung und der Spannung, die am Ausgang anliegt, ist hinnehmbar.

Nach einem Schaltvorgang ergibt sich die in Abbildung 5.28 dargestellte Abfolge der Spannungen. Die Source des n-Kanal-MOSFET liegt auf  $U_L$ , die des p-Kanal-MOSFET auf  $U_H$ . Auf der Low-Side hebt der MOSFET-Treiber bei hohem Level an seinem Ausgang die Gatespannung  $18\text{ V}$  über die Sourcespannung, so dass der n-Kanal-MOSFET leitend wird. Auf der High-Side ist es umgekehrt. Der p-Kanal-MOSFET wird leitend, wenn der Treiber bei niedrigem Ausgangslevel die Gatespannung um  $18\text{ V}$  unter die Sourcespannung absenkt. Durch die Dioden und die verschiedenen MOSFET-Typen wird die Symmetrie zwischen den beiden Seiten gebrochen. Stromfluss ist im Schalter von der High-Side zum Ausgang und vom Ausgang zur Low-Side vorgesehen, weshalb  $U_H > U_L$  garantiert sein muss.

Damit die Umladung der Lastkapazität am Ausgang möglichst schnell erfolgen kann,

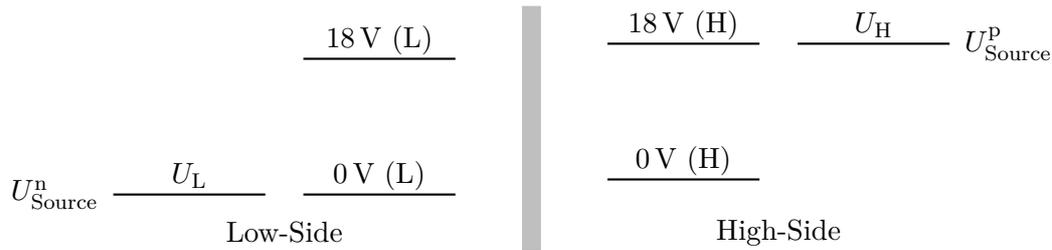


Abbildung 5.28: Spannungshierarchie.

wird zwischen High-Side und Ausgang oder Ausgang und Low-Side weitestgehend auf strombegrenzende Elemente verzichtet. Das bedeutet aber, dass ein direkter Stromfluss zwischen High-Side und Low-Side verhindert werden muss, da die Ausgangsstufe nicht auf große Dauerströme ausgelegt ist. Neben einer möglichen Zerstörung einzelner Bauteile bei längerer leitender Verbindung der beiden Seiten tritt das Problem in leicht abgewandelter Form beim Schaltvorgang auf. Sind beide MOSFET kurzfristig gleichzeitig leitend (*Shoot-through*), so laden sich die Reservoirkapazitäten um, was vom Regler erst wieder ausgeglichen werden muss und das Einstellen der Spannung  $U_H$  oder  $U_L$  am Ausgang verzögert. Wenn nur jeweils ein MOSFET leitend und der andere sperrend sein soll, muss beim Schaltvorgang der MOSFET, der leitend war, zunächst vollkommen sperren, ehe der zuvor sperrende MOSFET in den leitenden Zustand geschaltet werden kann. Das dazu verwendete Schaltschema ist in Abbildung 5.29 gezeigt. Aus der logischen Verknüpfung des verzögerten Schaltimpulses mit dem eingehenden werden zwei verschiedene Pulse generiert, die per Optokoppler an den MOSFET-Treiber übertragen werden. Dieser schaltet die Gate-Source-Spannung, die den Zustand des MOSFET bestimmt. Die Verzögerung der Pulse ist so groß eingestellt, dass die Schaltvorgänge der beiden Seiten nicht überlappen. Logikgatter und Treiber sind so gewählt, dass sich die Logik des eingehenden Schaltimpulses bis zum Ausgang fortsetzt.

Abbildung 5.30 zeigt einen wiederholten Schaltvorgang mit einer Frequenz von 1 kHz und einer Lastkapazität von  $C_L = 1 \text{ nF}$ , was vom Schalter ohne thermische Aufheizung bewältigt wird. Zum Einstellen der Spannungen, zwischen denen geschaltet wird, wurde für diesen Test ein einfaches Labornetzteil verwendet. Der Schaltimpuls stammt direkt aus einem Funktionsgenerator des Typs DS345 der Firma *Stanford Research Systems*. Daher ist die Schaltflanke des Eingangspulses nicht besonders steil. Zwar ist die Funktionsweise des Schalters wegen der in der Eingangsstufe integrierten Pulsformung nicht beeinträchtigt, aber es fällt schwer, die Verzögerung zwischen dem Eintreffen des Schaltimpulses und dem Auslösen des Schaltvorgangs am Ausgang vernünftig zu bestimmen. Diese Verzögerung setzt sich vor allem aus den Signallaufzeiten im Optokoppler ( $\sim 16 \text{ ns}$ ), im MOSFET-Treiber ( $\sim 40 \text{ ns}$ ) und der selbst gewählten Verzögerung  $\Delta t$  zusammen, während die Logikgatter mit etwa 5 ns nur wenig beitragen. Je nach Bauteil streuen diese Zeiten erheblich, was bei der Einstellung von  $\Delta t$  berücksichtigt werden sollte.

Die vergrößerte Ansicht der Schaltflanke in Abbildung 5.31 zeigt, dass auch bei einer

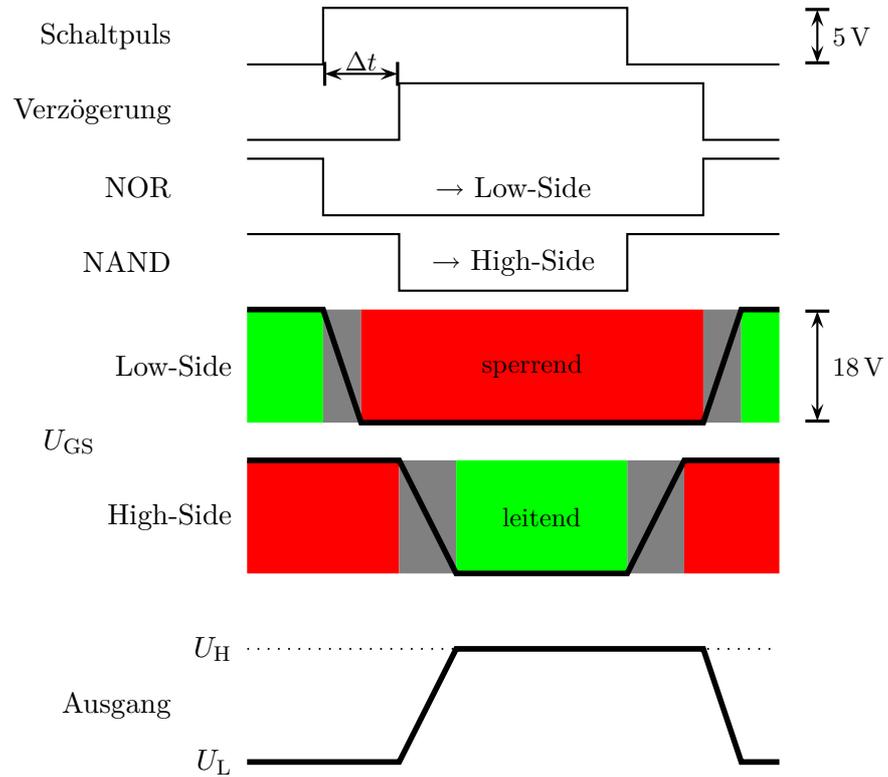


Abbildung 5.29: Idealisieretes Schaltschema. Der verzögerte Eingangspuls wird mit sich selbst logisch verknüpft. Die dabei entstehenden Pulse werden als Schaltpulse zu den MOSFET-Treibern weitergeleitet, die die Gate-Source-Spannung schalten. Die Farbkodierung gibt den Zustand des jeweiligen MOSFET an. Der Übersichtlichkeit halber ist die Propagationszeit der Pulse nicht gezeigt.

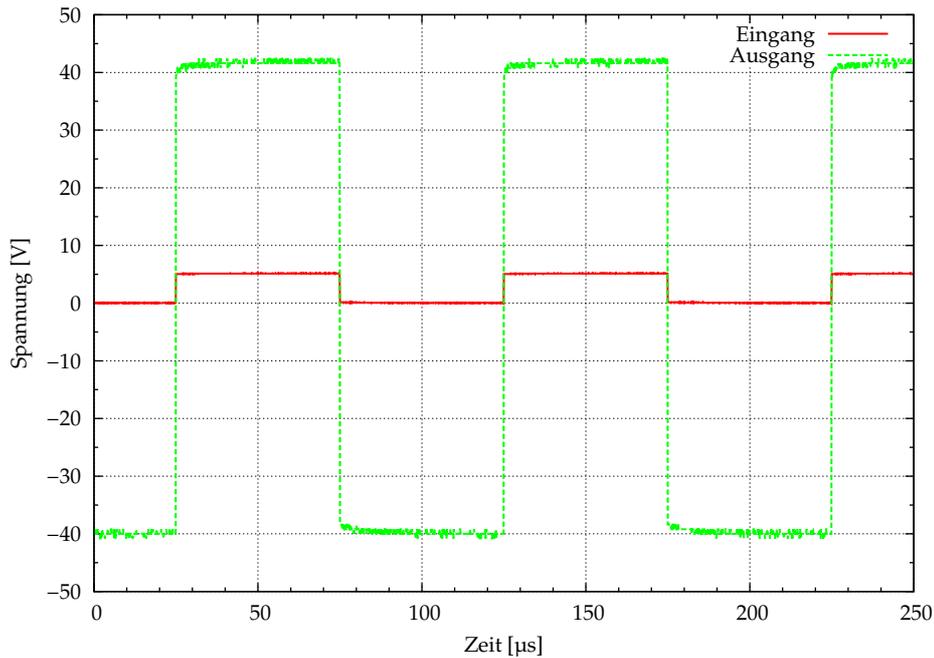


Abbildung 5.30: Schalten einer 1 nF-Lastkapazität mit 1 kHz.

Lastkapazität von 1 nF, die um ein bis zwei Größenordnungen über der Kapazität typischer Fallenelektroden liegt, eine Schaltzeit von weniger als 100 ns erreicht wird. Zur Verifizierung des Schaltschemas ist in Abbildung 5.32 der Verlauf der Gate-Source-Spannungen gezeigt. Damit beide Gate-Source-Spannungen relativ zur Masse auf ähnlichem Niveau liegen, wurde gemäß der Hierarchie in Abbildung 5.28 die High-Side auf 18 Volt und die Low-Side auf Masse gelegt. Dabei zeigt sich, dass die Verzögerung  $\Delta t$  größer als die hier beobachteten 10 bis 20 ns gewählt werden sollte, um der Umschalt-dauer der Gate-Source-Spannung von etwa 30 ns Rechnung zu tragen und sich gegen eine Streuung der Signallaufzeiten (*delay skew*) im Optokoppler und MOSFET-Treiber abzusichern.

## 5 Präzisionsspannungsquelle

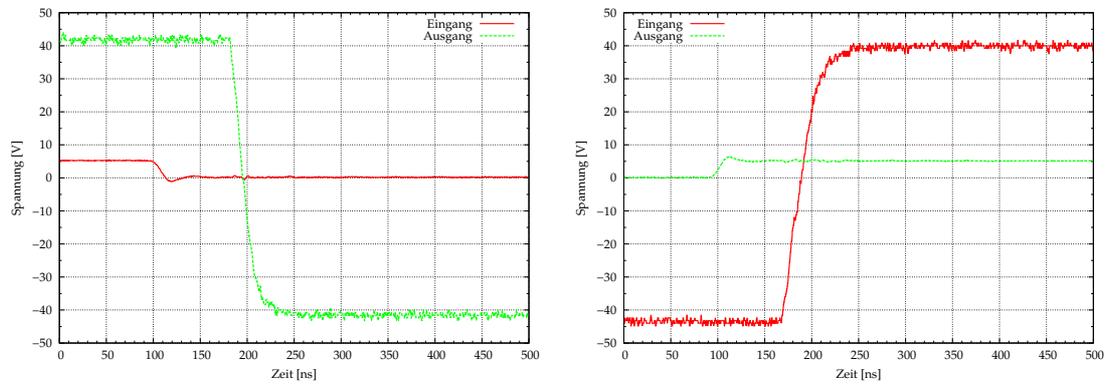


Abbildung 5.31: Vergrößerte Ansicht der Schaltflanken.

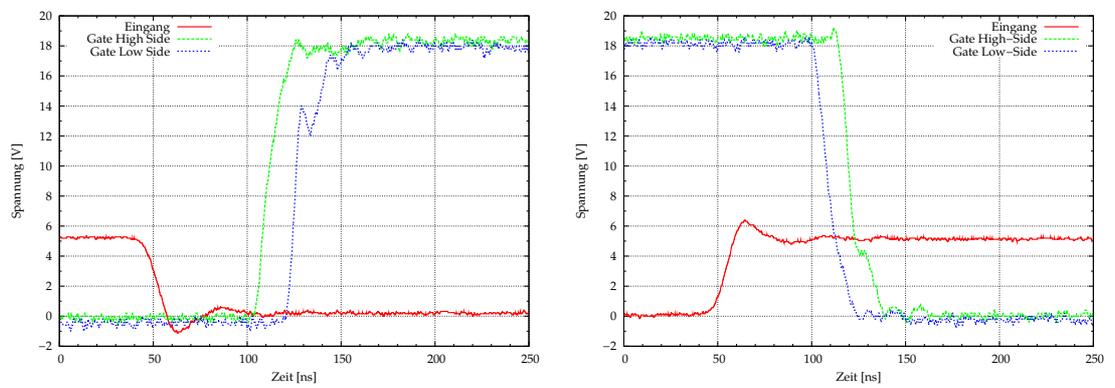


Abbildung 5.32: Schaltvorgang der Gate-Source-Spannung.

## 6 Zusammenfassung und Ausblick

Das Ziel dieser Diplomarbeit war es, die Sensitivität des Ionennachweises beim Präzisions-Penningfallen-Massenspektrometer TRIGA-TRAP am Forschungsreaktor TRIGA in Mainz auf verschiedenen Gebieten zu steigern. Bei der TOF-ICR-Methode dient bislang allein die Flugzeit von der Falle zum Detektor am Ende der Driftstrecke als Maß für die Anregung eines Ions. Da die Flugzeitverteilung der Ionen eine gewisse Breite besitzt, können mögliche Kontaminationen unentdeckt bleiben, was eine systematische Verschiebung der gemessenen Zyklotronfrequenz zur Folge hat. Je nach Anteil der Kontamination am gesamten Falleninhalt kann die Überlagerung der beiden Flugzeitverteilungen das Ausbilden einer Resonanz völlig verhindern. Daher wäre es ein großer Schritt, Kontaminationen anderweitig zu identifizieren und sie so nachträglich aus der gemessenen Verteilung zu entfernen. Ein mögliches Unterscheidungskriterium lässt sich aus dem Auftreffpunkt am Ende der Driftstrecke ableiten. In einer ersten Messung mit einem ortsauflösenden Detektor an der Penningfallenanlage SHIPTRAP (GSI, Darmstadt) wurde demonstriert, dass sich die räumliche Struktur von Ionen, die resonant angeregt wurden, stark von nichtangeregten Ionen unterscheidet. Dieses Verhalten sollte über einen kompletten Frequenzscan untersucht werden, was bislang von der schlechten Integration des Detektors ins Datenerfassungssystem des Experiments verhindert wurde, aber in den nächsten Wochen umgesetzt wird.

Die Flugzeitresonanzmethode ist vor allem für Nuklide geeignet, die mit ausreichender Rate produziert werden. Vor allem im Bereich der Transurane existieren viele vergleichsweise langlebige Nuklide, die in den aktuell existierenden Einrichtungen mit sehr kleiner Rate produziert werden und auch bei weiteren Effizienzverbesserungen des experimentellen Aufbaus einer Massenmessung mittels TOF-ICR-Methode nur schwer zugänglich sind. Hier bietet sich eine nichtdestruktive Nachweismethode an, wie sie der Spiegelstromnachweis darstellt. Mit einer Induktivität hoher Güte und einem entsprechenden rauscharmen Verstärker lässt sich prinzipiell Einzelionensensitivität erreichen. Dazu wurde eine Spule gewickelt, mit der sich die Resonanzfrequenz des FT-ICR-Nachweissystems an TRIGA-TRAP in den Bereich der reduzierten Zyklotronfrequenz schwerer Massen bringen lässt. Aufgrund der Größe der benötigten Induktivität musste die Spule mehrlagig ausgeführt werden, wobei die Spule zur Minimierung ihrer parasitären Kapazität in Kammertechnik gewickelt wurde. Es zeigte sich, dass die Induktivität gut mit der theoretischen Erwartung übereinstimmt, was die Konzeption weiterer Spulen vereinfacht. Auch die parasitäre Kapazität konnte durch die spezielle Wicklungstechnik trotz des Aufbaus mit mehreren Wicklungslagen niedrig gehalten werden. Die Güte der bisher verwendeten supraleitenden Spule für leichte Massen, die in einem supraleitenden Resonatorgehäuse montiert ist, konnte mit der Kupferspule in einem baugleichen Kupfergehäuse nicht annähernd erreicht werden. Aus diesem Grund wurde eine zweite Spule aus supraleiten-

dem Draht gewickelt, die wegen technischen Problemen am Kaltkopf im Zeitraum dieser Arbeit nicht mehr getestet werden konnte. Dieser Test wird in naher Zukunft nachgeholt. Die Verwendung von supraleitendem Draht kleineren Durchmessers erlaubt es, wieder zu einlagigen Spulen zurückzukehren und die Komplikationen und Nachteile der Mehrlagigkeit zu vermeiden. Daher sollte eine entsprechende Güteverbesserung gegenüber der Kupferspule möglich sein, so dass dann ein erster Test des für schwere Massen modifizierten FT-ICR-Nachweissystems an TRIGA-TRAP mit Kohlenstoffclustern erfolgen kann. Neben schmalbandigen FT-ICR-Nachweis mit Einzelionensensitivität eröffnet auch der breitbandige Spiegelstromnachweis dem Experiment neue Möglichkeiten. Seine Implementierung in der Reinigungsfalle, die im Rahem der Diplomarbeit von Julia Repp [Rep08] begonnen wurde und mit der Diplomarbeit von Konstantin Knuth fortgesetzt wird, ermöglicht es, den Falleninhalte mit einer einzigen Messung auf die enthaltenen Ionenspezies zu untersuchen.

Erste Tests zu Beginn der vorliegenden Arbeiten zeigten deutlich, dass beide Varianten des FT-ICR-Nachweises eine stabile und rauscharme Spannungsversorgung der Elektroden erfordern, die bei einem Experiment mit externem Einschuss der Ionen in die Falle schnell schaltbar sein muss. Im Rahmen dieser Diplomarbeit wurde aus dieser Motivation heraus und aus Mangel einer geeigneten kommerziell verfügbaren Spannungsquelle der Prototyp einer Spannungsversorgung entworfen, die speziell auf die Anforderungen des Fallenexperiments zugeschnitten ist und sich gleichzeitig seine Besonderheiten zu Nutze macht. Das schnelle Schalten der kapazitiven Last in Form der Elektroden erfordert hohe Spitzenleistungen, aber sehr geringe Durchschnittsleistungen. Außerdem reichen im einfachsten Fall zwei definierbare Spannungsniveaus für Ein- oder Ausschuss und Speicherung aus. Herzstück der Spannungsquelle ist ein elektronischer Schalter, der die Lastkapazität mit einer von zwei Reservoirkapazitäten verbindet, die auf einer den beiden eingestellten Spannungen liegt. Zunächst wurde der eigentliche Schalter konzipiert und ein passendes Platinenlayout (Abbildung 6.1) entworfen. Für erste Tests wurde die spätere Betriebssituation mit den zwei Kanälen eines Labornetzteils und einem Pulsgenerator nachgestellt. Selbst bei einer Lastkapazität, die deutlich größer als die typische parasitäre Kapazität einer Fallenelektrode ist, wurden Umladezeiten von weniger als 100 ns erreicht. Anfängliche Bedenken hinsichtlich der erreichbaren Schaltzeit konnten damit ausgeräumt werden. Da die Energie der Ionen Speicherspannungen im Bereich von 200 V erfordert, wurde eine eigene bipolare Hochspannungsversorgung (Abbildung 6.2) aufgebaut, aus der ein Regler (Abbildung 6.2) die Spannung der Reservoirkapazität generiert. Anfängliche Probleme mit den Transformatoren beim ersten Entwurf konnten durch eine Zwischenstufe beseitigt werden. Auch der Regler wurde aufgebaut und getestet. Er läuft stabil und kann seine mit der aufgebauten Hochspannungsversorgung betriebene Regelstrecke aussteuern. Auch ohne Kalibrierung wird über den gewünschten Ausgangsspannungsbereich gute Linearität erreicht.

Alle Komponenten erfüllen ihren Zweck, so dass der Testaufbau ohne größere Änderungen zu einem ersten vollständigen Prototypen weiterentwickelt werden kann. Der nächste Schritt besteht daher darin, die einzelnen Module der Spannungsquelle auf einem entsprechend angefertigten Printed-Circuit-Board unterzubringen. Zum Erreichen der angestrebten Präzision und Stabilität ist ein Mikrokontroller mit einer stabilen Span-

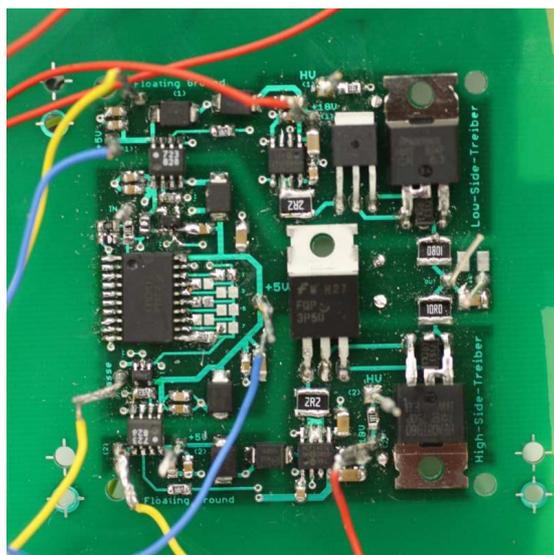


Abbildung 6.1: Bild der Platine mit dem eigentlichen Schalter. Links befindet sich die Eingangsstufe mit dem Puffer und den Logikgattern. Die High-Side und Low-Side liegen unterhalb beziehungsweise oberhalb davon und erstrecken sich bis zum Ausgang am rechten Rand. Die Reservoirkapazitäten befinden sich auf der Rückseite des Boards.

nungsreferenz von größter Bedeutung. Diese Stufe, die sich gerade in der Entwicklung befindet, wird auch die Ansteuerbarkeit über eine USB-Schnittstelle herstellen, was dann einen ersten Einsatz zu Testzwecken am Experiment sinnvoll erscheinen lässt. Dabei wird es vor allem darauf ankommen, das Rauschverhalten und die zeitliche Drift zu bestimmen. Bei einem erfolgreichen Vorlaufbetrieb kann der Prototyp dann in größerer Zahl nachgebaut werden und die Kanäle der bisherigen Spannungsversorgung ersetzen. Damit wäre eine Hürde auf dem Weg zum FT-ICR-Nachweis genommen und auch die Massenmessung mittels TOF-ICR würde von der verbesserten Stabilität bei vermindertem Rauschen profitieren. Langfristig ist der Einsatz dieser Quelle nicht nur an TRIGA-TRAP und Massenmessungen an langlebigen schweren oder neutronenreichen Nukliden vorgesehen, sondern auch an SHIPTRAP für den FT-ICR-Nachweis und Massenbestimmung superschwerer Elemente.

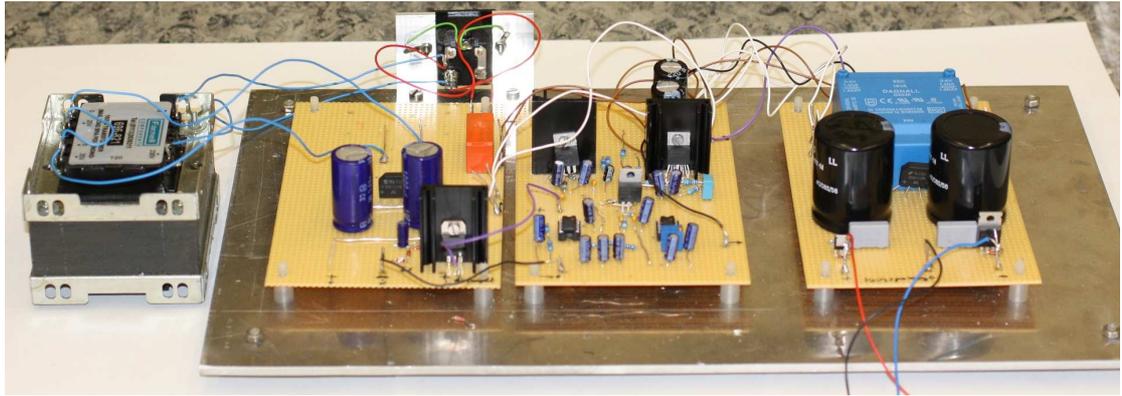


Abbildung 6.2: Bild der Hochspannungsversorgung. Der Transformator auf der linken Seite speist die Gleichrichtungsstufe mit Ausgangsspannungsbegrenzung. Auf der mittleren Platine ist der Wechselspannungsgenerator mit Audioverstärker aufgebaut. Die Hochspannungsgleichrichtungsstufe befindet sich auf der rechten Platine.

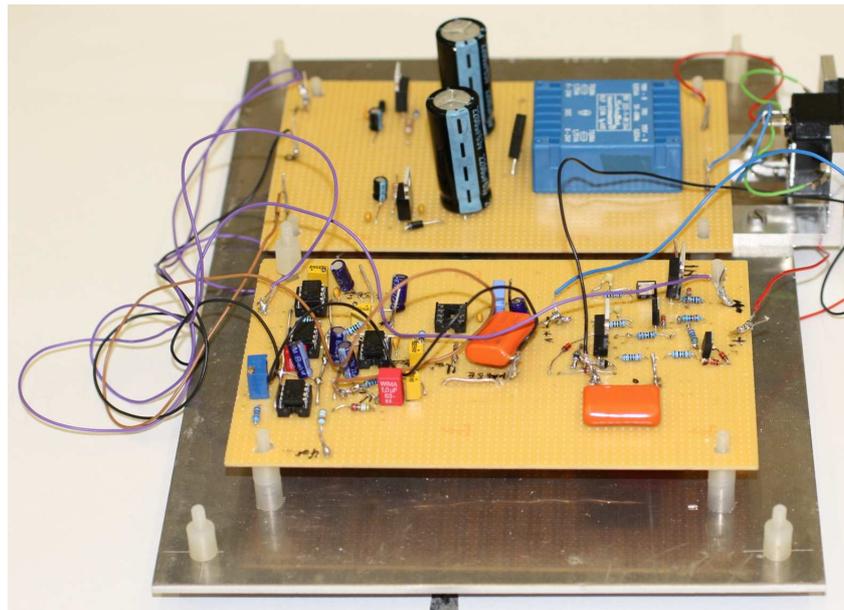


Abbildung 6.3: Testaufbau des Reglers. Man erkennt links die vier Operationsverstärker des PID-Reglers. Auf der rechten Seite der vorderen Platine befindet sich der Stromspiegel. Im Hintergrund sieht man die Gleichrichtungsstufe zur Erzeugung der Versorgungsspannung von  $\pm 15$  V.

# Literaturverzeichnis

- [ABD<sup>+</sup>05] F. Ames, G. Bollen, P. Delahaye, O. Forstner, G. Huber, O. Kester, K. Reisinger, and P. Schmidt. Cooling of radioactive ions with the Penning trap REXTRAP. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, 538(1-3):17–32, 2005.
- [Agi05] Agilent Technologies. *Agilent HCPL-7723 & HCPL-0723: 50 MBd 2 ns PWD High Speed CMOS Optocoupler*, 2005. Datenblatt.
- [AK64] P.W. Anderson and Y.B. Kim. Hard Superconductivity: Theory of the Motion of Abrikosov Flux Lines. *Reviews of Modern Physics*, 36(1):39–43, 1964.
- [And62] P.W. Anderson. Theory of Flux Creep in Hard Superconductors. *Physical Review Letters*, 9(7):309–311, 1962.
- [ARR96] ARRL. *The American Radio Relay League Radio Handbook for Radio Amateurs*. American Radio Relay League Inc, 1996.
- [AWT03] G. Audi, A.H. Wapstra, and C. Thibault. The Ame 2003 atomic mass evaluation. *Nuclear Physics A*, 729:337–676, 2003.
- [BAB<sup>+</sup>05] M. Block, D. Ackermann, D. Beck, K. Blaum, M. Breitenfeldt, A. Chaudhuri, A. Doemer, S. Eliseev, D. Habs, S. Heinz, et al. The ion-trap facility SHIPTRAP. *The European Physical Journal A – Hadrons and Nuclei*, 25:49–50, 2005.
- [BAB<sup>+</sup>07] M. Block, D. Ackermann, K. Blaum, A. Chaudhuri, Z. Di, S. Eliseev, R. Ferrer, D. Habs, F. Herfurth, F.P. Heßberger, et al. Towards direct mass measurements of nobelium at SHIPTRAP. *The European Physical Journal D – Atomic, Molecular, Optical and Plasma Physics*, 45(1):39–45, 2007.
- [BB09] K. Blaum and M. Block. Precision Penning trap mass measurements on exotic ions: Status and perspectives. *Hyperfine Interactions*, 2009. Eingereicht.
- [BBB<sup>+</sup>08] M. Breitenfeldt, S. Baruah, K. Blaum, A. Herlert, M. Kretschmar, F. Martinez, G. Marx, L. Schweikhard, and N. Walsh. The elliptical Penning trap: Experimental investigations and simulations. *International Journal of Mass Spectrometry*, 275(1–3):34–44, 2008.
- [BBH<sup>+</sup>02] K. Blaum, G. Bollen, F. Herfurth, A. Kellerbauer, H.-J. Kluge, M. Kuckein, E. Sauvan, C. Scheidenberger, and L. Schweikhard. Carbon clusters for absolute mass measurements at ISOLTRAP. *The European Physical Journal A – Hadrons and Nuclei*, 15(1):245–248, 2002.

- [BBH<sup>+</sup>03] K. Blaum, G. Bollen, F. Herfurth, A. Kellerbauer, H.-J. Kluge, M. Kuckein, S. Heinz, P. Schmidt, and L. Schweikhard. Recent developments at ISOLTRAP: towards a relative mass accuracy of exotic nuclei below  $10^{-8}$ . *Journal of Physics B: Atomic, Molecular and Optical Physics*, 36(5):921–930, 2003.
- [BBK<sup>+</sup>96] G. Bollen, S. Becker, H.-J. Kluge, M. König, R.B. Moore, T. Otto, H. Raimbault-Hartmann, G. Savard, L. Schweikhard, and H. Stolzenberg. ISOLTRAP: a tandem Penning trap system for accurate on-line mass determination of short-lived isotopes. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A*, 368(1):675–697, 1996.
- [BCc00] BCcomponents. *MKT 467/468, MKT/MKT 468: Metallized polyester film capacitors*, 2000. Datenblatt.
- [BCF<sup>+</sup>02] I. Bergström, C. Carlberg, T. Fritioff, G. Douysset, J. Schönfelder, and R. Schuch. SMILETRAP—A Penning trap facility for precision mass measurements using highly charged ions. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, A*, 487(3):618–651, 2002.
- [BG82] L.S. Brown and G. Gabrielse. Precision spectroscopy of a charged particle in an imperfect Penning trap. *Physical Review A*, 25(4):2423–2425, 1982.
- [BKK<sup>+</sup>92] G. Bollen, H.-J. Kluge, M. König, T. Otto, G. Savard, H. Stolzenberg, R.B. Moore, G. Rouleau, and G. Audi. Resolution of nuclear ground and isomeric states by a Penning trap mass spectrometer. *Physical Review C*, 46(6):2140–2143, 1992.
- [Bla06] K. Blaum. High-accuracy mass spectrometry with stored ions. *Physics Reports*, 425(1):1–78, 2006.
- [Blo08] Michael Block. Mass measurements of rare isotopes with the Penning trap mass spectrometer SHIPTRAP at GSI. LEAP-Konferenz, 2008. Abstract.
- [BMSS90] G. Bollen, R.B. Moore, G. Savard, and H. Stolzenberg. The accuracy of heavy-ion mass measurements using time of flight-ion cyclotron resonance in a Penning trap. *Journal of Applied Physics*, 68(9):4355–4378, 1990.
- [Bol04] G. Bollen. Traps for Rare Isotopes. *Lecture Notes in Physics*, 651:169–222, 2004.
- [BPR<sup>+</sup>99] M.P. Bradley, J.V. Porto, S. Rainville, J.K. Thompson, and D.E. Pritchard. Penning Trap Measurements of the Masses of  $^{133}\text{Cs}$ ,  $^{87,85}\text{Rb}$ , and  $^{23}\text{Na}$  with Uncertainties  $\leq 0.2$  ppb. *Physical Review Letters*, 83(22):4510–4513, 1999.
- [CBE<sup>+</sup>07] A. Chaudhuri, M. Block, S. Eliseev, R. Ferrer, F. Herfurth, A. Martín, G. Marx, M. Mukherjee, C. Rauth, L. Schweikhard, et al. Carbon-cluster mass calibration at SHIPTRAP. *The European Physical Journal D – Atomic, Molecular, Optical and Plasma Physics*, 45(1):47–53, 2007.

- [CM74] M.B. Comisarow and A.G. Marshall. Fourier transform ion cyclotron resonance spectroscopy. *Chemical Physics Letters*, 25(2):282–283, 1974.
- [Cza04] Achim Czasch. *Doppelt hoch angeregte Zustände von Helium: Partielle Wirkungsquerschnitte und Winkelverteilungen der Elektronenemission*. Dissertation, Johann Wolfgang Goethe-Universität Frankfurt am Main, 2004.
- [DAB<sup>+</sup>00] J. Dilling, D. Ackermann, J. Bernard, F.P. Heßberger, S. Hofmann, W. Horning, H.-J. Kluge, E. Lamour, M. Maier, R. Mann, et al. The SHIPTRAP project: A capture and storage facility at GSI for heavy radionuclides from SHIP. *Hyperfine Interactions*, 127(1):491–496, 2000.
- [DAH<sup>+</sup>01] J. Dilling, D. Ackermann, F.P. Heßberger, S. Hofmann, H.-J. Kluge, G. Marx, G. Münzenberg, Z. Patyk, W. Quint, D. Rodriguez, et al. A Physics Case for SHIPTRAP: Measuring the Masses of Transuranium Elements. *Hyperfine Interactions*, 132(1):491–495, 2001.
- [Deh86] H. Dehmelt. Continuous Stern–Gerlach Effect: Principle and Idealized Apparatus. *Proceedings of the National Academy of Sciences*, 83(8):2291–2294, 1986.
- [Deh90] H. Dehmelt. Experiments with an isolated subatomic particle at rest. *Reviews of Modern Physics*, 62(3):525–530, 1990.
- [DW68] H.G. Dehmelt and F.L. Walls. “Bolometric” Technique for the rf Spectroscopy of Stored Ions. *Physical Review Letters*, 21(3):127–131, 1968.
- [EBB<sup>+</sup>09] G. Eitel, K. Blaum, M. Block, A. Czasch, M. Dworschak, S. George, O. Jagutzki, J. Ketelaer, J. Ketter, Sz. Nagy, D. Rodríguez, and C. Smorra. Position-sensitive ion detection in precision Penning trap mass spectrometry. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, A*, 2009. eingereicht.
- [EBC<sup>+</sup>07a] S. Eliseev, M. Block, A. Chaudhuri, F. Herfurth, H.-J. Kluge, A. Martin, C. Rauth, and G. Vorobjev. Octupolar excitation of ions stored in a Penning trap mass spectrometer—A study performed at SHIPTRAP. *International Journal of Mass Spectrometry*, 262(1-2):45–50, 2007.
- [EBC<sup>+</sup>07b] S.A. Eliseev, M. Block, A. Chaudhuri, Z. Di, D. Habs, F. Herfurth, H.-J. Kluge, J.B. Neumayr, W.R. Plaß, C. Rauth, et al. Extraction efficiency and extraction time of the SHIPTRAP gas-filled stopping cell. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, B*, 258(2):479–484, 2007.
- [EBD<sup>+</sup>08] S. Eliseev, M. Block, M. Dworschak, F. Herfurth, H.-J. Kluge, A. Martin, C. Rauth, and G. Vorobjev. A new cryogenic gas-filled stopping chamber for SHIPTRAP. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, B*, 266(19–20):4475–4477, 2008.

## Literaturverzeichnis

- [Eib09] Martin Eibach. Aufbau eines C-Generators und seinen Einsatz im Gasjet für die Präzisionsmassenspektrometrie an TRIGA-TRAP. Diplomarbeit, Johannes Gutenberg-Universität Mainz, 2009. In Vorbereitung.
- [Eit07] Georg Eitel. Aufbau eines ortsauflösenden Detektors für die Penningfallenmassenspektroskopie. Diplomarbeit, Johannes Gutenberg-Universität Mainz, 2007.
- [EK00] K. Eberhardt and A. Kronenberg. The research reactor TRIGA Mainz: A neutron source for versatile applications in research and education. *Kerntechnik(1987)*, 65(5-6):269–274, 2000.
- [Fai00] Fairchild Semiconductor. *FQP3P50: 500V P-Channel MOSFET*, 2000. Datenblatt.
- [Fai06] Fairchild Semiconductor. *FCD5N60 / FCU5N60: 600V N-Channel MOSFET*, 2006. Datenblatt.
- [Fai07] Fairchild Semiconductor. *ES1F – ES1J: Fast Rectifiers*, 2007. Datenblatt.
- [FBB<sup>+</sup>07] R. Ferrer, K. Blaum, M. Block, F. Herfurth, J. Ketelaer, S. Nagy, D. Neidherr, and C. Weber. Development of a Fourier-Transform Ion-Cyclotron-Resonance detection for short-lived radionuclides at SHIPTRAP. *The European Physical Journal – Special Topics*, 150(1):347–348, 2007.
- [FG07] Rafael Ferrer García. *Mass measurements on neutron-deficient nuclides at SHIPTRAP and commissioning of a cryogenic narrow-band FT-ICR mass spectrometer*. Dissertation, Johannes Gutenberg-Universität Mainz, 2007.
- [Gab83] G. Gabrielse. Relaxation calculation of the electrostatic properties of compensated Penning traps with hyperbolic electrodes. *Physical Review A*, 27(5):2277–2290, 1983.
- [Gab09] G. Gabrielse. The true cyclotron frequency for particles and ions in a Penning trap. *International Journal of Mass Spectrometry*, 279(2–3):107–112, 2009.
- [GBB<sup>+</sup>07] S. George, S. Baruah, B. Blank, K. Blaum, M. Breitenfeldt, U. Hager, F. Herfurth, A. Herlert, A. Kellerbauer, H.-J. Kluge, et al. Ramsey Method of Separated Oscillatory Fields for High-Precision Penning Trap Mass Spectrometry. *Physical Review Letters*, 98(16):162501, 2007.
- [Gho95] P.K. Ghosh. *Ion traps*. Clarendon Press, 1995.
- [GKT80] G. Gräff, H. Kalinowsky, and J. Traut. A direct determination of the proton electron mass ratio. *Zeitschrift für Physik A*, 297(1):35–39, 1980.
- [GM84] G. Gabrielse and F.C. Mackintosh. Cylindrical Penning traps with orthogonalized anharmonicity compensation. *International Journal of Mass Spectrometry and Ion Processes*, 57(1):1–17, 1984.

- [GT88] G. Gabrielse and J. Tan. Self-shielding superconducting solenoid systems. *Journal of Applied Physics*, 63(10):5143–5148, 1988.
- [HDK<sup>+</sup>01] F. Herfurth, J. Dilling, A. Kellerbauer, G. Bollen, S. Henry, H.-J. Kluge, E. Lamour, D. Lunney, R.B. Moore, C. Scheidenberger, et al. A linear radio-frequency ion trap for accumulation, bunching, and emittance improvement of radioactive ion beams. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, A*, 469(2):254–275, 2001.
- [HH89] P. Horowitz and W. Hill. *The Art of Electronics*. Cambridge University Press, 2nd edition, 1989.
- [HM00] S. Hofmann and G. Münzenberg. The discovery of the heaviest elements. *Reviews of Modern Physics*, 72(3):733–767, 2000.
- [Int04] International Rectifier. *HFA08TB60PBF: Ultrafast, Soft Recovery Diode*, 2004. Datenblatt.
- [Joh28] J.B. Johnson. Thermal Agitation of Electricity in Conductors. *Physical Review*, 32(1):97–109, 1928.
- [KAB<sup>+</sup>04] A. Kellerbauer, G. Audi, D. Beck, K. Blaum, G. Bollen, B.A. Brown, P. Delahaye, C. Guénaut, F. Herfurth, H.-J. Kluge, et al. Direct Mass Measurements on the Superallowed Emitter  $^{74}\text{Rb}$  and Its Daughter  $^{74}\text{Kr}$ : Isospin-Symmetry-Breaking Correction for Standard-Model Tests. *Physical Review Letters*, 93(7):072502, 2004.
- [KBB<sup>+</sup>03] A. Kellerbauer, K. Blaum, G. Bollen, F. Herfurth, H.-J. Kluge, M. Kuckein, E. Sauvan, C. Scheidenberger, and L. Schweikhard. From direct to absolute mass measurements: A study of the accuracy of ISOLTRAP. *The European Physical Journal D – Atomic, Molecular and Optical Physics*, 22(1):53–64, 2003.
- [KBH<sup>+</sup>08] V.S. Kolhinen, M. Bussmann, D. Habs, J.B. Neumayr, U. Schramm, C. Schürmann, M. Sewtz, J. Szerypo, and PG Thirolf. MLLTRAP: A Penning trap facility for high-accuracy mass measurements. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, B*, 266(19):4547–4550, 2008.
- [KBHK81] R. Kirchner, K.H. Burkard, W. Huller, and O. Klepper. The ion sources for the GSI on-line separator. *Nuclear Instruments and Methods*, 186:295–305, 1981.
- [KBK<sup>+</sup>95] M. König, G. Bollen, H.-J. Kluge, T. Otto, and J. Szerypo. Quadrupole excitation of stored ion motion at the true cyclotron frequency. *International Journal of Mass Spectrometry and Ion Processes*, 142(1-2):95–116, 1995.
- [Ket06] Jens Ketelaer. Development of a non-destructive Fourier Transform-Ion Cyclotron Resonance detection system for singly charged ions in a cryogenic Penning trap. Diplomarbeit, Johannes Gutenberg-Universität Mainz, 2006.

- [KKB<sup>+</sup>08] J. Ketelaer, J. Krämer, D. Beck, K. Blaum, M. Block, K. Eberhardt, G. Eitel, R. Ferrer, C. Geppert, S. George, et al. TRIGA-SPEC: A setup for mass spectrometry and laser spectroscopy at the research reactor TRIGA Mainz. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, A*, 594(2):162–177, 2008.
- [KKE<sup>+</sup>04] V.S. Kolhinen, S. Kopecky, T. Eronen, U. Hager, J. Hakala, J. Huikari, A. Jokinen, A. Nieminen, S. Rinta-Antila, J. Szerypo, et al. JYFLTRAP: a cylindrical Penning trap for isobaric beam purification at IGISOL. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, A*, 528(3):776–787, 2004.
- [Kra07] Holger Kracke. Entwicklung der kryogenen Nachweis-Elektronik zur Bestimmung der axialen Frequenz des Protons in einer Penning-Falle. Diplomarbeit, Johannes Gutenberg-Universität Mainz, 2007.
- [Kre91] M. Kretzschmar. Particle motion in a Penning trap. *European Journal of Physics*, 12:240–248, 1991.
- [Kre92] M. Kretzschmar. Single particle motion in a Penning trap: description in the classical canonical formalism. *Physica Scripta*, 46:544–554, 1992.
- [Kre07] M. Kretzschmar. The Ramsey method in high-precision mass spectrometry with Penning traps: Theoretical foundations. *International Journal of Mass Spectrometry*, 264(2-3):122–145, 2007.
- [Kre08] M. Kretzschmar. Calculating damping effects for the ion motion in a Penning trap. *The European Physical Journal D – Atomic, Molecular, Optical and Plasma Physics*, 48(3):313–319, 2008.
- [Kug00] E. Kugler. The ISOLDE facility. *Hyperfine Interactions*, 129(1):23–42, 2000.
- [Lin94] Linear Technology. *LT 1055/56: Precision, High Speed, JFET Input Operational Amplifiers*, 1994. Datenblatt.
- [LPT03] D. Lunney, J.M. Pearson, and C. Thibault. Recent trends in the determination of nuclear masses. *Reviews of Modern Physics*, 75(3):1021–1082, 2003.
- [MAA<sup>+</sup>07] A. Martín, D. Ackermann, G. Audi, K. Blaum, M. Block, A. Chaudhuri, Z. Di, S. Eliseev, R. Ferrer, D. Habs, et al. Mass measurements of neutron-deficient radionuclides near the end-point of the rp-process with SHIPTRAP. *The European Physical Journal A – Hadrons and Nuclei*, 34(4):341–348, 2007.
- [Mar85] A.G. Marshall. Fourier transform ion cyclotron resonance mass spectrometry. *Accounts of Chemical Research*, 18(10):316–322, 1985.
- [MBB<sup>+</sup>08] M. Mukherjee, D. Beck, K. Blaum, G. Bollen, J. Dilling, S. George, F. Herfurth, A. Herlert, A. Kellerbauer, H.-J. Kluge, et al. ISOLTRAP: An on-line Penning trap for mass spectrometry on short-lived nuclides. *The European Physical Journal A – Hadrons and Nuclei*, 35(1):1–29, 2008.

- [MFH<sup>+</sup>79] G. Münzenberg, W. Faust, S. Hofmann, P. Armbruster, K. Güttner, and H. Ewald. The velocity filter SHIP, a separator of unslowed heavy ion fusion products. *Nuclear Instruments and Methods*, 161:65–82, 1979.
- [MG92] H. Meinke and F.W. Gundlach. *Taschenbuch der Hochfrequenztechnik*. Springer, 1992.
- [MGW05] F.G. Major, V.N. Gheorghe, and G. Werth. Charged Particle Traps. *Physics and Techniques of Charged Particle Field Confinement*, 2005.
- [Mic06] Microchip. *MCP1406/07: 6A High-Speed Power MOSFET Drivers*, 2006. Datenblatt.
- [MJAB<sup>+</sup>08] M. Marie-Jeanne, J. Alonso, K. Blaum, S. Djekic, M. Dworschak, U. Hager, A. Herlert, S. Nagy, R. Savreux, L. Schweikhard, et al. Towards a magnetic field stabilization at ISOLTRAP for high-accuracy mass measurements on exotic nuclides. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, A*, 587(2–3):464–473, 2008.
- [MS59] W.W. Macalpine and R.O. Schildknecht. Coaxial Resonators with Helical Inner Conductor. *Proceedings of the IRE*, 47(12):2099–2105, 1959.
- [Nat00a] National Semiconductor. *LM117HV/LM317HV: 3-Terminal Adjustable Regulator*, 2000. Datenblatt.
- [Nat00b] National Semiconductor. *LM4701 Overture Audio Power Amplifier Series: 30W Audio Power Amplifier with Mute and Standby Modes*, 2000. Datenblatt.
- [NBB<sup>+</sup>08] D. Neidherr, K. Blaum, M. Block, R. Ferrer, F. Herfurth, J. Ketelaer, S. Nagy, and C. Weber. Measurement and simulation of the pressure ratio between the two traps of double Penning trap mass spectrometers. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, B*, 266(19–20):4556–4559, 2008.
- [NBH<sup>+</sup>06] J.B. Neumayr, L. Beck, D. Habs, S. Heinz, J. Szerypo, P.G. Thirolf, V. Varentsov, F. Voit, D. Ackermann, D. Beck, et al. The ion-catcher device for SHIPTRAP. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, B*, 244(2):489–500, 2006.
- [Nei06] Dennis Neidherr. Entwicklung einer Pumpsperre für das Penning-Fallen-Massenspektrometer SHIPTRAP. Diplomarbeit, Johannes Gutenberg-Universität Mainz, 2006.
- [Neu04] Jürgen Benno Neumayr. *The buffer gas cell and the extraction RFQ for SHIPTRAP*. Dissertation, Ludwig-Maximilians-Universität München, 2004.
- [Nyq28] H. Nyquist. Thermal Agitation of Electric Charge in Conductors. *Physical Review*, 32(1):110–113, 1928.

Literaturverzeichnis

- [Nyg32] H. Nyquist. Regeneration theory. *Bell System Technical Journal*, 11(1):126–147, 1932.
- [OHDG06] B. Odom, D. Hanneke, B. D’Urso, and G. Gabrielse. New Measurement of the Electron Magnetic Moment Using a One-Electron Quantum Cyclotron. *Physical Review Letters*, 97(3):030801, 2006.
- [Pau90] W. Paul. Electromagnetic traps for charged and neutral particles. *Reviews of Modern Physics*, 62(3):531–540, 1990.
- [Pen36] F.M. Penning. Die Glimmentladung bei niedrigem Druck zwischen koaxialen Zylindern in einem axialen Magnetfeld. *Physica*, 3:873–894, 1936.
- [Rau07] Christian Rauth. *Direct mass measurements beyond the proton drip-line*. Dissertation, Ruprecht-Karls-Universität Heidelberg, 2007.
- [RBA<sup>+</sup>06] S. Rahaman, M. Block, D. Ackermann, D. Beck, A. Chaudhuri, S. Eliseev, H. Geissel, D. Habs, F. Herfurth, F.P. Heßberger, et al. On-line commissioning of SHIPTRAP. *International Journal of Mass Spectrometry*, 251(2-3):146–151, 2006.
- [RBS<sup>+</sup>07] R. Ringle, G. Bollen, P. Schury, S. Schwarz, and T. Sun. Octupolar excitation of ion motion in a Penning trap—A study performed at LEBIT. *International Journal of Mass Spectrometry*, 262(1-2):33–44, 2007.
- [Rep08] Julia Repp. Setup of a non-destructive ion detection system and magnetic field investigations for precision mass measurements at TRIGA-TRAP. Diplomarbeit, Johannes Gutenberg-Universität Mainz, 2008.
- [RMSM06] M. Redshaw, J. McDaniel, W. Shi, and E.G. Myers. Mass ratio of two ions in a Penning trap by alternating between the trap center and a large cyclotron orbit. *International Journal of Mass Spectrometry*, 251(2-3):125–130, 2006.
- [RR03] Daniel Rubiales Rodríguez. *An RFQ buncher for accumulation and bunching of heavy radionuclides at SHIPTRAP and high precision mass measurements on unstable Kr isotopes at ISOLTRAP*. Dissertation, Universidad de Valencia, 2003.
- [RTM<sup>+</sup>05] S. Rainville, J.K. Thompson, E.G. Myers, J.M. Brown, M.S. Dewey, E.G. Kessler, R.D. Deslattes, H.G. Börner, M. Jentschel, P. Mutti, et al. A direct test of  $E = mc^2$ . *Nature*, 438(7071):1096–1097, 2005.
- [SB06] H. Schatz and K. Blaum. Nuclear masses and the origin of the elements. *Europhysics News*, 37(5):16–21, 2006.
- [SBB<sup>+</sup>91] G. Savard, S.T. Becker, G. Bollen, H.-J. Kluge, R.B. Moore, T. Otto, L. Schweikhard, H. Stolzenberg, and U. Wiess. A new cooling technique for heavy ions in a Penning trap. *Physics letters. A*, 158(5):247–252, 1991.

- [SBB<sup>+</sup>08] M. Smith, M. Brodeur, T. Brunner, S. Ettenauer, A. Lapierre, R. Ringle, V.L. Ryjkov, F. Ames, P. Bricault, G.W.F Drake, P. Delheij, D. Lunney, F. Sarazin, and J. Dilling. First Penning-Trap Mass Measurement of the Exotic Halo Nucleus  $^{11}\text{Li}$ . *Physical Review Letters*, 101(20):202501, 2008.
- [SBE<sup>+</sup>09] C. Smorra, K. Blaum, K. Eberhardt, M. Eibach, J. Ketelaer, J. Ketter, K. Knuth, and Sz. Nagy. A carbon cluster laser ion source for TRIGA-TRAP. *Journal of Physics B*, 2009. Eingereicht.
- [Sci03] Magnex Scientific. *7.0 Tesla / 160 mm Actively Shilded Room Temperaturer Bore Magnet System*, 2003. Handbuch.
- [Sho38] W. Shockley. Currents to Conductors Induced by a Moving Point Charge. *Journal of Applied Physics*, 9:635–636, 1938.
- [Sik03] Günther Sikler. *Massenspektrometrie kurzlebiger Sr- und Sn-Isotope und Aufbau der SHIPTRAP-Penningfallen*. Dissertation, Ruprecht-Karls-Universität Heidelberg, 2003.
- [SK03] R. Schiffel and A. Köhler. *Werkbuch Hochfrequenz Technik*. Franzis, 2003.
- [Smo08] Christian Smorra. Setup of a carbon-cluster laser ion source for high-precision mass spectroscopy. Diplomarbeit, Johannes Gutenberg-Universität Mainz, 2008.
- [Smo09] Christian Smorra. *Setup of an on-line ion source for mass measurements on neutron-rich fission products at TRIGA-TRAP*. Dissertation, Johannes Gutenberg-Universität Mainz, 2009. In Bearbeitung.
- [STM01] STMicroelectronics. *TL061 - TL061A - TL061B: Low Power J-FET Single Operational Amplifiers*, 2001. Datenblatt.
- [STM05a] STMicroelectronics. *ST901T: High Voltage Ignition Coil Driver npn Power Transistor*, 2005. Datenblatt.
- [STM05b] STMicroelectronics. *TS951-TS952-TS954: Input/Output Rail-to-Rail Low Power Operational Amplifier*, 2005. Datenblatt.
- [TS02] U. Tietze and C. Schenk. *Halbleiter-Schaltungstechnik*. Springer, 2002.
- [VDFS92] R.S. Van Dyck Jr, D.L. Farnham, and P.B. Schwinberg. A Compensated Penning Trap Mass Spectrometer and the  $^3\text{H}$ - $^3\text{He}$  mass difference. *Journal of Modern Optics*, 39(2):243–255, 1992.
- [VDFZS99] R.S. Van Dyck Jr, D.L. Farnham, S.L. Zafonte, and P.B. Schwinberg. Ul-trastable superconducting magnet system for a Penning trap mass spectrometer. *Review of Scientific Instruments*, 70(3):1665–1671, 1999.

## Literaturverzeichnis

- [WBB<sup>+</sup>05] C. Weber, K. Blaum, M. Block, R. Ferrer, F. Herfurth, H.-J. Kluge, C. Kozhuharov, G. Marx, M. Mukherjee, W. Quint, et al. FT-ICR: A non-destructive detection for on-line mass measurements at SHIPTRAP. *The European Physical Journal A – Hadrons and Nuclei*, 25:65–66, 2005.
- [Web04] Christine Weber. *Konzeption eines kryogenen Penningfallenaufbaus für SHIPTRAP und Massenbestimmung von Radionukliden um den  $Z = 82$ -Schalenabschluss an ISOLTRAP*. Dissertation, Ruprecht-Karls-Universität Heidelberg, 2004.
- [XGM93] X. Xiang, P.B. Grosshans, and A.G. Marshall. Image charge-induced ion cyclotron orbital frequency shift for orthorhombic and cylindrical FT-ICR ion traps. *International Journal of Mass Spectrometry and Ion Processes*, 125(1):33–43, 1993.

# Danksagung

An dieser Stelle möchte ich denen danken, die mich bei der Diplomarbeit unterstützt haben.

- Bei *Klaus Blaum* habe ich erste Vorlesungen über Massenspektrometrie und Penningfallen gehört und eine mündliche Diplomprüfung abgelegt. Nach den Prüfungen war seine Gruppe meine erste Anlaufstelle für eine Diplomarbeit. Vielen Dank für die herzliche Aufnahme in der Arbeitsgruppe und die kollegiale Arbeitsatmosphäre. Für mich ist es unfassbar, mit welchem großartigen persönlichen Einsatz er jeden seiner Mitarbeiter unterstützt. Vielen Dank auch für die lustigen Gruppentreffen bei den MATS-Tagen in Diez und Ebernburg, bei denen es am Ende eines langen Tags voller Vorträge nicht nur um Physik ging.
- *Jens Ketelaer* und *Szilard Nagy* waren wichtige Ansprechpartner und standen trotz ihres unermüdlichen Einsatzes an TRIGA-TRAP immer für Fragen zur Verfügung. Vielen Dank für die zahlreichen Anregungen.
- *Sven Sturm* ist nicht nur ein wahrer Elektronikguru, sondern auch auf vielen anderen Gebieten extrem bewandert. Sein unerschöpfliches Wissen war Gold wert. Vielen Dank für die umfassenden Erklärungen und das treffsichere Gespür bei der Fehlersuche.
- *Holger Kracke* und *Stefan Ulmer* haben mich bei den Tests der Spule am Kaltkopf in die seltsame Welt der Güteoptimierung eingeführt, während *Andreas Mooser* mir die Geheimnisse des Netzwerkanalysators erläuterte. Auch das Protonexperiment hat unter defekten Kaltköpfen zu leiden. Wenn deshalb schon nicht das beruhigende Zischen des Kompressors aus der offenen Tür des Protonlabors dringt, so schwappt doch wenigstens immer die ausgelassene Stimmung der Beteiligten in den Gang.
- *Crícia de Carvalho Rodegheri* war meine erste Ansprechpartnerin für die Software zum Platinenlayout. Sie wusste auch Rat, wenn irgendein seltsames Bauteil wieder nicht in der Standardbibliothek enthalten war.
- *Michael Block* danke ich stellvertretend für die SHIPTRAP-Crew für die Möglichkeit der Messungen an der GSI. Außerdem durfte ich an zwei Strahlzeiten teilnehmen und viel Spaß mit den mit flüssigem Stickstoff gefüllten Kühlerfallen haben.
- *Birgit Schabinger* war immer sehr aufmerksam, wenn ich im beim Experimentieren im FT-ICR-Labor seltsame Geräusche produzierte und sofort zur Stelle, um Schlimmeres zu verhindern. Außerdem war das Calciumlabor eine wichtige Quelle

für alle Arten von Gerätschaften, während sich das FT-ICR-Labor immer mehr in Richtung TRIGA-TRAP leerte.

- *Georg Eitel* hat mich mit dem ortsauflösenden Detektor vertraut gemacht und mich zu den ersten Messungen an der GSI mitgenommen.
- *Rafael Ferrer García* und später *Marta Ubieto Diaz* haben sich mit mir ein Büro geteilt, ehe ich nach dem Umzug zu *Anke Wagner* und *Christian Mrozik* gestoßen bin, die sich nicht am Chaos auf meinem Schreibtisch gestört haben. Vielen Dank für die Gesellschaft.
- Ich danke auch dem Rest der stetig wachsenden Arbeitsgruppe für die Zusammenarbeit. Eine Nennung aller Mitglieder würde hier den Rahmen sprengen. Wer sich zu unrecht übergangen fühlt, sollte sich vor Augen führen, dass der Kopf kurz vor Abgabe der Arbeit nicht mehr so klar ist.
- Außerdem danke ich meinen Eltern, die mir das Studium ermöglicht und mich dabei immer unterstützt haben. Anstandshalber sollte ich auch dem Rest der Familie, insbesondere meinen Geschwistern, danken, was dann hiermit geschieht.