

**Aufbau des Stabilisierungssystems des
Heliumdrucks und Heliumlevels und
Konstruktion eines kryogenen
Faraday-Bechers für PENTATRAP**

Alexander Rischka

2. April 2014

v.0.8

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Theorie	4
2.1	Die Penningfalle	4
2.2	Detektionstechnik	7
3	Das Penningfallen-Massenspektrometer PENTATRAP	10
3.1	Ionenquelle und Strahltransportlinie	10
3.1.1	Die EBIT-Ionenquellen	10
3.1.2	Ionenoptik	13
3.2	Der Magnet und die Magnetfeldstabilisierungssysteme	15
3.3	Kryogener Aufbau	16
3.3.1	Die fünf Penningfallen	16
3.3.2	Justagesystem und Elektronikammer	16
3.4	Messschema	18
4	Heliumdruck- und Heliumlevelstabilisierung	21
4.1	Bauelemente	22
4.2	Regelung von Druck und Level	27
4.2.1	PID-Regler	27
4.2.2	Regelalgorithmus und LabVIEW Steuerung	28
4.3	Inbetriebnahme des Stabilisierungssystems	29
4.3.1	Charakterisierung des LHe-Resonators	29

4.3.2	Druckstabilisierung und Vergleich mit einer kommerziellen Regelung	34
4.3.3	Inbetriebnahme und erste Tests der Heliumdruck- und Heliumlevelstabilisierung	35
4.3.4	Optimierungen	35
5	Konstruktion des kryogenen Faraday-Bechers	39
5.1	Messprinzip eines Faraday-Bechers	39
5.2	Der kryogene Faraday-Becher	40
5.3	Optimieren des Ladens der Penningfalle mit Hilfe des Faraday-Bechers . .	43
5.3.1	Strahlausrichtung	43
5.3.2	Energieverteilung der Ionenpakete	45
5.3.3	Flugzeit der Ionenpakete	45
6	Fazit und Ausblick	48
7	Anhang	50
7.1	Erste Ionen	50
7.2	Zeichnungen und Schaltpläne zur Heliumdruck und Heliumlevelstabilisierung	52
7.2.1	LHe-Oszillator	52
7.2.2	Ventiltreiber	54
7.3	Erdungsbox	56
7.4	Ausrichtung der EBIT zur Beamline	58
7.5	Offline LHe-Resonatorhalter	59

1 Einleitung

Aufgrund von der Äquivalenz von Masse und Energie

$$E = mc^2, \tag{1.1}$$

kann über die Masse eines gebundenen Systems (z.B. eines Atomkerns) bei Kenntnis der Massen der einzelnen Konstituenten (z.B. Protonen und Neutronen) auf die Bindungsenergien des Systems geschlossen werden. Dies begründet die herausragende Rolle der Massenspektrometrie in vielen Bereichen der modernen Physik [1], wie Tab. 1.1 zeigt. Je nach Anwendung unterscheiden sich dabei die Anforderungen an die relative Massenungenauigkeit.

Das Hochpräzisions-Massenspektrometer PENTATRAP zielt darauf ab, Massenverhältnisse von schweren hochgeladenen Ionen mit relativen Genauigkeiten besser 10^{-11} zu bestimmen. Anwendungen solcher Hochpräzisionsmessungen finden sich z.B. im Bereich der Neutrinophysik: PENTATRAP ist Teil der ECHO-Kollaboration [2], die es sich zum Ziel gesetzt hat, eine neue obere Grenze der Elektronneutrinomasse mit einer Genauigkeit von ca. 0,2 eV zu bestimmen. Dies soll über eine kalorimetrische Messung des dem Elektroneneinfang in ^{163}Ho folgenden Energiespektrums erfolgen. Der Verlauf des Spektrums in der Nähe seines Endpunktes ist dabei sensitiv auf die Masse des Elektronneutrinos. Der Beitrag von PENTATRAP hierbei wird sein, den Q -Wert des Elektroneneinfangprozesses von ^{163}Ho zu ^{163}Dy mit einer Genauigkeit besser 1 eV zu bestimmen. Dieser Q -Wert wird für den Fit des theoretisch berechneten Spektrums an das kalorimetrisch gemessene Spektrum des Elektroneneinfangs verwendet werden.

Mit dieser hohen Präzision und dem Zugang zu hochgeladenen Ionen können bei PENTATRAP zudem Tests der QED in starken Feldern gemacht werden [3]. So könnte

Anwendungsgebiet	Massenungenauigkeit
Chemie: Identifikation von Molekülen	$10^{-5} - 10^{-6}$
Kernphysik: Schalen, Unterschalen, Paarungen	10^{-6}
Kernfeinstruktur: Deformationen, Halo Nuklide	$10^{-7} - 10^{-8}$
Astronomie: R-Prozess, RP-Prozess, Wartepunkte	10^{-7}
Kernmodelle und Formeln: IMME	$10^{-7} - 10^{-8}$
Schwache Wechselwirkung: CVC Hypothese, CKM Unitarität	10^{-8}
Atomphysik: Bindungsenergien, QED	$10^{-9} - 10^{-11}$
Metrologie: Fundamentalkonstanten, CPT	$< 10^{-10}$

Tabelle 1.1: Anwendungen und die dafür erforderlichen relativen Massenungenauigkeiten der gemessenen Massen $\Delta m/m$. Tabelle entnommen aus [1]

durch die Messung der Massendifferenz von $^{208}\text{Pb}^{82+}$ und $^{208}\text{Pb}^{81+}$ die Bindungsenergie des verbleibenden 1s-Elektrons in wasserstoffartigem Blei mit einer Unsicherheit $< 1\text{ eV}$ bestimmt werden.

Zur hochpräzisen Bestimmung von Ionenmassen ist die Speicherung der Ionen in einem definierten Volumen vorteilhaft. Bei PENTATRAP werden hierfür Penningfallen[1] eingesetzt, welche aus einer Superposition eines starken homogenen Magnetfelds und eines schwachen elektrostatischen Quadrupolfelds bestehen. Zur Massenbestimmung wird hierbei die Frequenz der Zyklotronbewegung bestimmt, welche das Ion im Magnetfeld alleine vollführen würde. Im Allg. ist das Magnetfeld nicht genau genug bekannt, so dass anstelle der absoluten Masse einzelner Ionen Massenverhältnisse von zwei Ionensorten in dem selben Magnetfeld gemessen werden.

Hochpräzisionsmessungen, wie sie an PENTATRAP durchgeführt werden sollen, erfordern ein hochstabiles Magnetfeld. Um die erforderliche Stabilität zu erreichen, werden im Allg. Magnetfeldstabilisierungssysteme gebaut, die die Änderungen des Magnetfeldes im Bereich der Messzeit ausgleichen. In dieser Arbeit wird die Entwicklung eines Systems vorgestellt, welches die Magnetfeldstörungen aufgrund von temperaturbedingten Änderungen der Suszeptibilität der Materialien in Fallennähe reduziert. In Kapitel 2 wird die

grundlegende Physik der Massenspektrometrie mit einer Penningfalle erläutert. Zudem wird das an PENTATRAP verwendete Detektionsschema kurz vorgestellt. Kapitel 3 beschreibt alle für diese Arbeit wichtigen Elemente von PENTATRAP, insbesondere die Ionenstrahltransportlinie und der kryogene Aufbau samt Magneten. Die entwickelte Heliumdruck- und Heliumlevelstabilisierung wird in Kapitel 4 diskutiert. In Kapitel 4.1 werden die Bestandteile des Systems beschrieben. In Kapitel 4.2 wird die Regelung von Druck und Level mit einem PID-Regler diskutiert. Anschließend wird in Kapitel 4.3 die Inbetriebnahme sowie die Charakterisierung des Systems behandelt. In Kapitel 5 wird die Konstruktion eines kryogenen Faraday-Bechers und dessen Einsatz beim Transport der Ionen von der Quelle zum kryogenen Fallenaufbau von PENTATRAP erklärt.

2 Theorie

Dieses Kapitel gibt einen kurzen Überblick über die Theorie der Penningfalle und über die nicht-destruktive Spiegelstrom-Detektionsmethode. Für eine ausführlichere Diskussion der Theorie der Penningfalle siehe [4].

2.1 Die Penningfalle

Ein geladenes Teilchen in einem homogenen Magnetfeld wird durch die Lorentzkraft auf eine Kreisbahn senkrecht zur Magnetfeldrichtung gezwungen. Die Frequenz dieser periodischen Bewegung, die Zyklotronfrequenz

$$\omega_c = \frac{q}{m}B, \quad (2.1)$$

gibt direkten Zugriff auf die Masse m des Teilchens. Dabei ist q die Ladung des Teilchens und B die Stärke des Magnetfelds. Das Magnetfeld erzeugt jedoch nur einen radialen Einschluss des Teilchens. Um einen Einschluss in axialer Richtung zu erreichen wird dem Magnetfeld ein elektrostatisches Quadrupolfeld überlagert [5]:

$$\Phi(z, \rho) = U_0 C_2 \left(z^2 - \frac{1}{2} \rho^2 \right), \quad (2.2)$$

wobei U_0 die Potentialdifferenz zwischen zwei experimentell festgelegten Äquipotentialflächen des Quadrupolfeldes ist. C_2 ist der harmonische Entwicklungsterm des elektrostatischen Potentials. In Abb. 2.1 sind zwei typische Geometrien zur Erzeugung des Fallenpotentials gezeigt. Diese sind zunächst hyperbolische Elektroden (siehe Abb. 2.1a)), deren Form den Äquipotentialflächen eines Quadrupolpotentials folgen. Eine weitere Möglichkeit sind zylindrischen Elektroden (siehe Abb. 2.1b)), mit denen im Zentrum der Falle

in guter Näherung ein Quadrupolfeld erzeugt werden kann. Bei beiden Realisierungen einer Penningfalle werden i.A. zusätzliche Elektroden, sogenannte Korrektorelektroden, eingeführt. Durch Anlegen einer geeigneten Spannung an diese können bei der hyperbolischen Penningfalle Störungen, wie sie z.B. von Löchern in den Endkappen hervorgerufen werden, kompensiert werden. Bei der der zylindrischen Penningfalle dienen sie zur Vergrößerung des Bereichs, in dem ein nahezu reines Quadrupolfeld vorhanden ist.

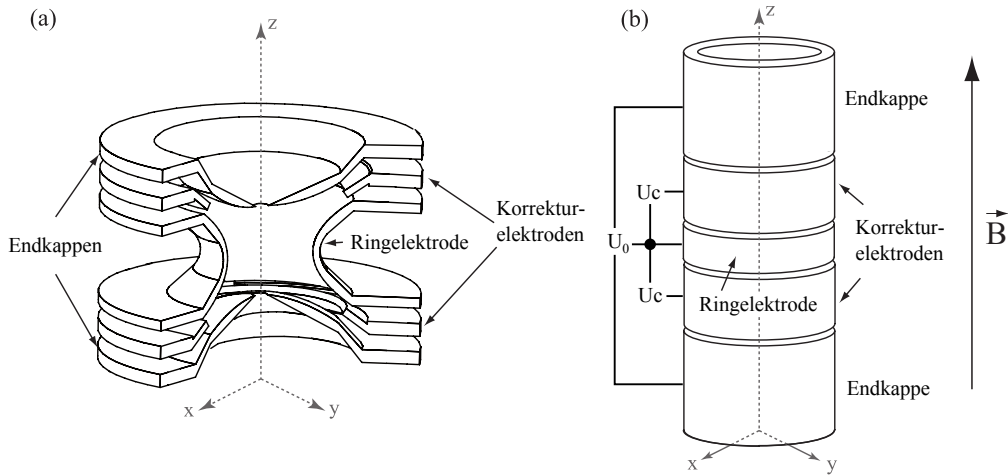


Abbildung 2.1: Gezeigt ist in a) eine hyperbolische Penningfalle und in b) eine zylindrische Penningfalle. Die angelegten Spannungen sowie die Bezeichnungen der Fallenelektroden sind eingezeichnet. Bild modifiziert aus [6]

Für ein geladenes Teilchen mit der Geschwindigkeit \vec{v} ergibt sich in einem elektromagnetischen Feld die Bewegungsgleichung

$$\vec{F} = q \left(-\vec{\nabla}\Phi(\vec{r}) + \vec{v} \times \vec{B} \right). \quad (2.3)$$

Für die Felder in einer Penningfalle lässt sich die Lösung der Bewegungsgleichung aufspalten in drei periodische Eigenbewegungen: Die erste ist die Bewegung in axialer Richtung mit der Eigenfrequenz

$$\omega_z = \sqrt{\frac{q}{m} 2U_0 C_2}. \quad (2.4)$$

Die beiden anderen Lösungen beschreiben in ihrer Superposition die radiale Bewegung des Teilchens. Ihre Eigenfrequenzen sind

$$\omega_{\pm} = \frac{1}{2} \left(\omega_c \pm \sqrt{\omega_c^2 - 2\omega_z^2} \right). \quad (2.5)$$

ω_+ ist die durch das elektrische Feld modifizierte Zyklotronfrequenz, welche hauptsächlich durch die freie Zyklotronfrequenz bestimmt wird. ω_- ist die Magnetronfrequenz. Diese periodische Bewegung ist ein $\vec{E} \times \vec{B}$ Drift, vergleichbar der Bewegung eines geladenen Teilchens in einem Wienfilter. An Gleichung (2.5) kann man das Stabilitätskriterium ablesen: Da die Wurzel immer real sein muss ergibt sich

$$\omega_c^2 > 2\omega_z^2 \quad \Leftrightarrow \quad \frac{|q|}{m} > 4 \frac{|U_0 C_2|}{B^2}. \quad (2.6)$$

Durch das Wechselspiel zwischen elektrischem und magnetischem Feld in radialer Richtung ist die Magnetronbewegung metastabil, d.h. durch Energieverlust vergrößert sich der Bewegungsradius. Da jedoch Energieverluste durch Abstrahlung, Widerstandskühlen oder Wechselwirkung mit Restgasatomen bei üblichen Vakuumdrücken auf relevanten Zeitskalen gering sind, kann die Magnetronmode als stabil betrachtet werden¹.

Aus den Eigenfrequenzen ergibt sich das wichtige Invarianztheorem [8]:

$$\omega_c^2 = \omega_z^2 + \omega_+^2 + \omega_-^2, \quad (2.7)$$

welches erlaubt, aus den drei messbaren Eigenfrequenzen die freie Zyklotronfrequenz zu bestimmen. Die Wichtigkeit des Invarianztheorems rührt daher, dass es auch in nicht-idealen Penningfallen gilt: Es ist sowohl unter leichten Verkippungen der Symmetrieachse des elektrischen Feldes zur Achse des magnetischen Felds als auch bei Elliptizität des Fallenpotentials gültig. Diese Eigenschaft der Penningfalle eröffnet die Möglichkeit hochpräziser Massenmessungen.

Die Bewegung des Teilchens in der Penningfalle kann auch quantenmechanisch beschrieben werden [9]. Alle drei Eigenbewegungen können als quantenmechanische harmonische

¹In manchen Fällen wird die Magnetronmode durch Erhöhung des Vakuumdrucks zu Reinigungszwecken gezielt instabil gemacht[7]. Für das in dieser Arbeit diskutierte Penningfallenmassenspektrometer spielt diese Methode allerdings keine Rolle.

Oszillatoren aufgefasst werden, deren Energieabstände den Eigenfrequenzen entsprechen, siehe Abb. 2.2.

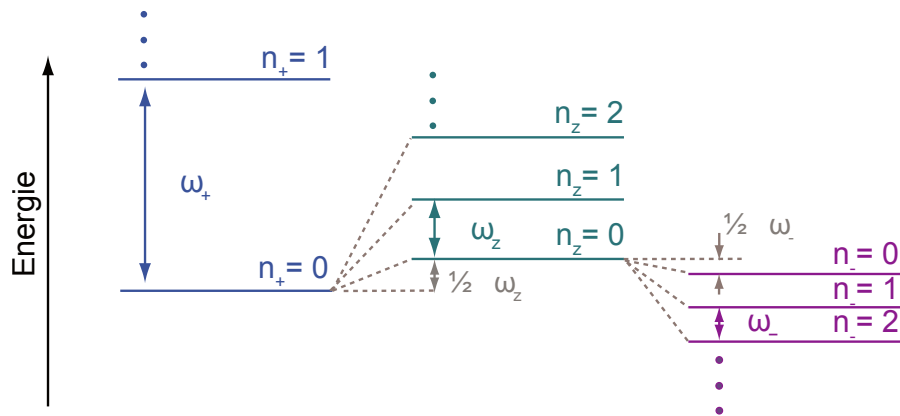


Abbildung 2.2: Energien der Eigenbewegungen eines Ions in einer Penningfalle. Bild modifiziert aus [6].

2.2 Detektionstechnik

Um die freie Zyklotronfrequenz durch Gl. (2.7) bestimmen zu können, werden typischerweise alle drei Eigenfrequenzen gemessen. Für die modifizierte Zyklotronfrequenz als auch für die axiale Frequenz kann dieselbe Detektionsmethode – die sog. Spiegelstrommethode – verwendet werden. Diese basiert auf folgendem Prinzip: Die Oszillation des Ions führt zu, mit der selben Frequenz oszillierenden, Spiegelladungsänderungen in den Fallenelektroden. Die resultierenden Ströme können über einen hinreichend großen Messwiderstand in messbare Spannungen umgewandelt werden. Zur Bestimmung der jeweiligen Eigenfrequenz muss nun die Frequenz dieses Wechselspannungssignals bestimmt werden.

Der Messwiderstand für diese Spannung wird durch einen parallelen LC -Schwingkreis mit einer hohen Güte gebildet, welcher einen großen effektiven Parallelwiderstand R_P bei der Resonanzfrequenz des Schwingkreises hat. Der Vorteil eines LC -Schwingkreises ist die Kompensation der parasitären Fallenkapazitäten bei der Resonanzfrequenz. Die

Detektionselektronik ist für den Nachweis der axialen Schwingungsbewegung schematisch in Abb. 2.3 gezeigt. Die Frequenz des Ions muss im Bereich der Resonanz des Resonators

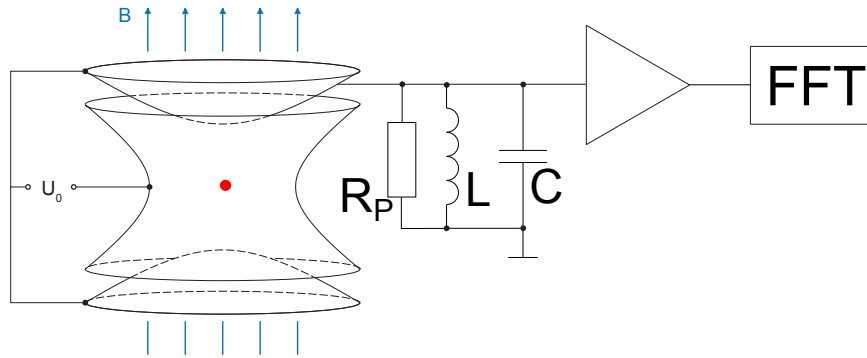


Abbildung 2.3: Gezeigt ist die Detektionselektronik für die Bewegung eines gespeicherten Ions in einer Penningfalle mit einem LC -Schwingkreis, einem Verstärker und einem FFT-Spektrumanalysator. An der Ringelektrode liegt bzgl. den Endkappen die Spannung U_0 an. Für weitere Details siehe Text.

sein. Dazu kann für die axiale Frequenzabstimmung nach Gl. (2.4) die Ringspannung angepasst werden. Für die modifizierte Zyklotronfrequenz muss der LC -Schwingkreis vorher auf die zu messende Ionensorte abgestimmt werden. Das Signal wird für einen Spektrumanalysator, welcher das Zeitsignal in ein Frequenzspektrum transformiert, verstärkt. In diesem Frequenzspektrum erscheint ein angeregtes Ion als Spitze, siehe Abb. 2.4 a). Wird das Ion ins thermische Gleichgewicht mit dem Resonator gebracht, schließt das Ionen den Resonator kurz und im thermischen Rauschspektrum des Resonators ist ein Minimum (Dip) [10] zu sehen, siehe Abb. 2.4 b). Durch Einstrahlen von Radiofrequenzen können die einzelnen Eigenbewegungen angeregt oder gekoppelt werden [11]. Durch Kopplungen zwischen den radialen Moden und der axialen Mode können über das resultierende axiale Spektrum auch die Frequenzen der radialen Moden ermittelt werden [4, 12].

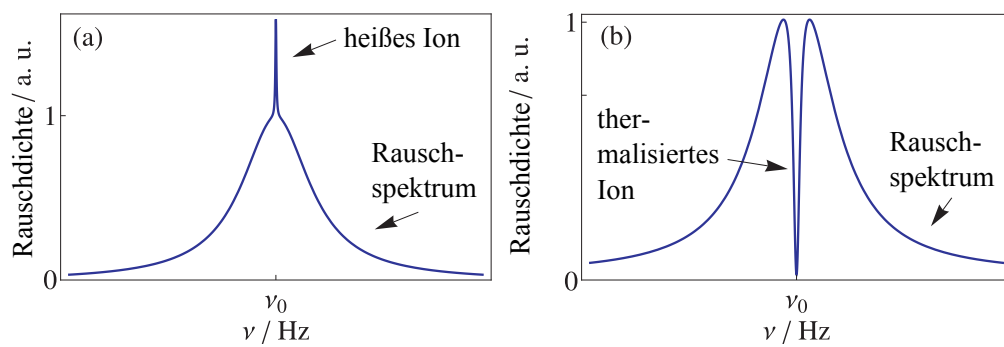


Abbildung 2.4: Gezeigt ist das thermische Rauschspektrum eines Resonators - in a) mit einem angeregten Ion welches im Spektrum als Maximum (Peak) erscheint und in b) mit einem Ion welches im thermischen Gleichgewicht mit dem Resonator ist und diesen kurzschließt. Das Signal erscheint demzufolge als Minimum (Dip) im Spektrum. Bild modifiziert aus [6].

3 Das Penningfallen-Massenspektrometer

PENTATRAP

Das Hochpräzisions-Massenspektrometer PENTATRAP hat das Ziel, Massenverhältnisse mit einer relativen Genauigkeit von besser als 10^{-11} für schwere hochgeladenen Ionen zu bestimmen. Um dieses Ziel zu erreichen, verfügt PENTATRAP über ausgezeichnete Randbedingungen. Die wichtigsten sind: Es basiert es auf einen Penningfallendesign mit fünf unabhängigen Speicherzentren, welches neuartige Messschemata ermöglicht. PENTATRAP ist für den Zugang zu höchstgeladenen Ionen an die HD-EBIT angeschlossen. Der Magnet bietet durch seine intrinsische Abschirmung und durch aktive Magnetfeldstabilisierungssysteme ein ultra-stabiles Magnetfeld. Außerdem steht der Magnet in einem auf 0,1 K temperaturstabilisierten Labor.

Dieses Kapitel beschreibt die Bestandteile von PENTATRAP die relevant für diese Arbeit ist. In Abb. 3.1 ist ein schematischer Überblick dieser Teile gezeigt. Für eine ausführlichere Beschreibung des Aufbaus von PENTATRAP siehe [3, 6].

3.1 Ionenquelle und Strahltransportlinie

3.1.1 Die EBIT-Ionenquellen

Zur Erzeugung von hochgeladenen Ionen werden EBITs (Electron Beam Ion Source) verwendet [13]. In einer EBIT werden mithilfe eines Elektronenstrahls hochgeladene Ionen erbrütet. Dazu werden zunächst neutrale Atome in das EBIT-Volumen gegeben. Nach dem diese, durch Elektrostößionisation, zu leicht geladenen Ionen geworden sind werden sie durch ein starkes Magnetfeld in Superposition mit einem elektrischen Feld, ähnlich

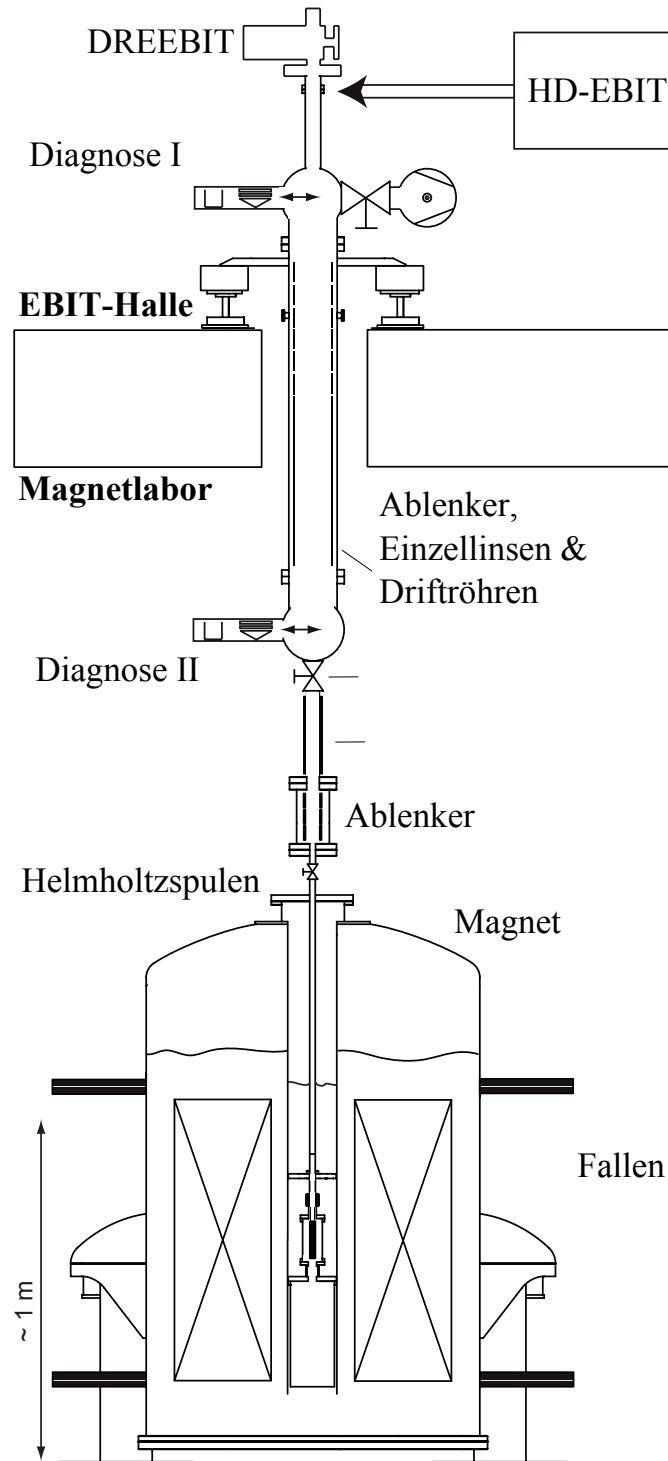


Abbildung 3.1: Übersicht über den PENTATRAP-Aufbau. In der EBIT-Halle befinden sich die Ionenquellen. Durch ein Loch in der Decke werden die Ionen mit Hilfe der Strahltransportlinie in das temperaturstabilisierte Labor geleitet. In diesem steht der Magnet mit dem Penningfallenaufbau und der Nachweiselektronik.

einer Penningfalle, eingeschlossen. Durch das Zentrum dieser Ionenfalle geht der Elektronenstrahl. Der Elektronenstrahl, welcher außerhalb des starken Magnetfeldes erzeugt wird, wird zur Fallenmitte hin beschleunigt und dabei durch den Magnetfeldgradienten komprimiert. Die leicht geladenen Ionen werden dann von dem beschleunigten, stark komprimierten Elektronenstrahl weiter ionisiert. Eine Schematische Aufbau einer EBIT ist in Abb. 3.2 gezeigt. Um Ionenpakete zu extrahieren, wird im Fall der beiden EBITs für PENTATRAP nach einer definierten Ladungsbrützeit das elektrische Potential zu einer Seite hin geöffnet, so dass die Ionen nicht mehr axial gefangen sind. Durch ein Loch im Elektronenkollektor kann der Ionenstrahl aus der EBIT geführt werden. Bei PENTATRAP

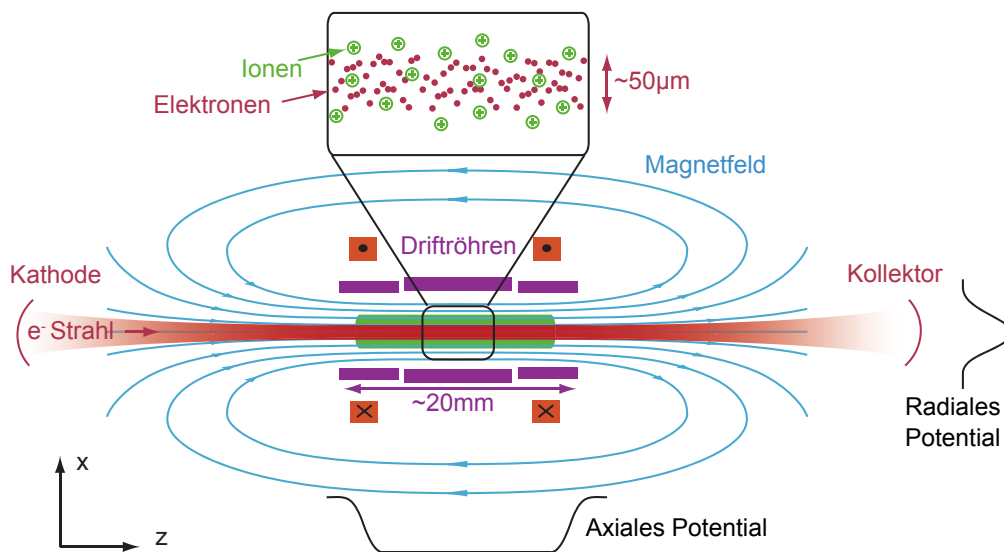


Abbildung 3.2: Schematische Übersicht über die elektromagnetischen Felder und Komponenten einer EBIT. Die Länge des eingezeichneten Fallenaufbaus entspricht der des DREEBIT-3-Fallenaufbaus. Bild entnommen aus [6]

wird u.a. eine kommerzielle EBIT, die sog. DREEBIT-3 verwendet [14]. Sie kann komplett ionisierte Ionen bis zu einer Kernladungszahl von $Z = 30$ erzeugen. Die zu ionisierenden Elemente werden als Gas über ein Feindosierventil zur DREEBIT-Falle geleitet. Nach der DREEBIT selektiert ein Wien-Filter die Ionen nach ihrem Masse-zu-Ladungsverhältnis. Für die Ausrichtung der Strahlachse der DREEBIT zur Strahlführungsröhre wurde im

Rahmen dieser Arbeit eine Ausrichtungseinheit konstruiert, siehe dazu 7.4.

Für Messungen, die höher geladene Ionen benötigen, wird PENTATRAP an die HD-EBIT angeschlossen [15, 16]. Mit der Endausbaustufe der HD-EBIT wird es möglich sein hochgeladene Ionen bis zu nacktem Uran zu erzeugen.

3.1.2 Ionenoptik

Die Ionenoptik in der Strahltransportlinie beginnt beim Wienfilter der DREEBIT, siehe Abb. 3.1. Sie soll die Ionen bis zur Falle leiten und dabei auf ca. 10 eV/q abbremsen. Eine Schemazeichnung der Ionenoptik ist in Abb. 3.3 gezeigt. Im Folgenden werden die Elemente der Ionenoptik beschrieben.

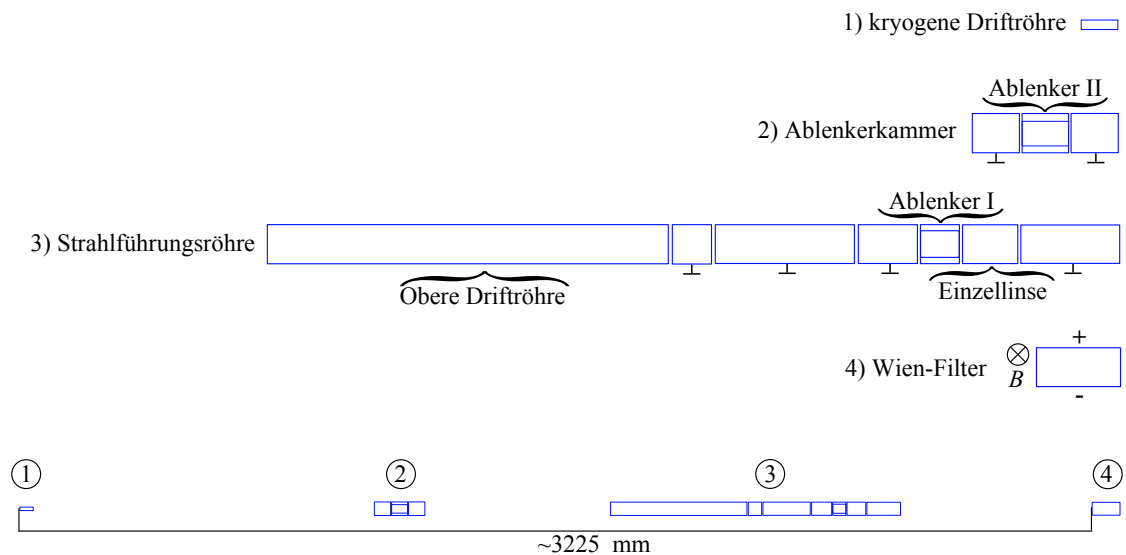


Abbildung 3.3: Übersicht über die Ionenoptik. Details siehe Text.

Ablenker und Einzellinse: Einzellinsen sind das elektromagnetische Äquivalent zu optischen sphärischen Linsen. Sie werden für die Fokussierung des Ionenstrahls benutzt. Sie bestehen üblicherweise aus drei hintereinander gereihten Zylinderröhrenelektroden. Dabei sind die Potentiale der ersten und letzten Elektrode gleich. Das Potential der mittleren Elektrode ist vom Potential der anderen beiden Elektroden verschieden, um eine Einzellinse zu bilden. Für weitere Details siehe [17].

Ein Ablenker dient dazu, den Ionenstrahl um einen bestimmten Winkel abzulenken. Er ist aufgebaut wie eine Einzellinse, jedoch ist die mittlere Elektrode viergeteilt. An jedem Viertel kann das Potential separat eingestellt werden, so dass sowohl ein Einzellinseneffekt als auch eine Ablenkung möglich sind.

Driftröhre: Die Driftröhre ist eine zylindrische Röhrenelektrode und dient dem Abbremsen von geladenen Teilchen. Das Verhältnis zwischen Durchmesser und Länge ist dabei so gewählt, dass es innerhalb der Elektrode einen feldfreien Bereich gibt dessen Länge mindestens der Paketlänge der Ionen entspricht. Während des Anfluges der geladenen Teilchen auf die Elektrode befindet diese sich auf einem Potential bei dem die geladenen Teilchen abgebremst werden. Um zu verhindern, dass die Ionen beim Verlassen der Elektrode wieder beschleunigt werden, wird die Elektrode während sich die Ionen im feldfreien Bereich befinden auf das Potential des sich anschließenden Strahltransportlinienabschnitts gelegt. Neben der Bedingung, dass die Elektrode einen feldfreien Bereich hat, muss die Elektrode so lang sein, dass die Flugzeit im feldfreien Bereich innerhalb der Schaltzeiten der verwendeten Schalter liegt.

Diagnose: Das Diagnosesystem, welches bei PENTATRAP verwendet wird, besteht aus einem Faraday-Becher¹ und einem Multi-Channel-Plate Detektor (MCP) mit Phosphorschirm. In einem MCP werden eine Vielzahl von freien Elektronen pro auftreffendem Ion erzeugt, wodurch der Strom aus geladenen Teilchen verstärkt wird. In Kombination mit einem Phosphorschirm und einer Kamera kann ein MCP als ortsauflösender Detektor benutzt werden. Über eine Mechanik kann der Faraday-Becher oder der MCP in den Ionenstrahl zu Diagnosezwecken gefahren werden. In Abb. 3.4 ist ein Bild der Diagnose zu sehen. Diese Art von Diagnose befindet sich an zwei Stellen in der Strahltransportlinie – direkt nach dem Wien-Filter und nach der Strahltransportlinie, siehe Abb. 3.1

¹Erläuterungen zu Faraday-Bechern siehe Kap. 5

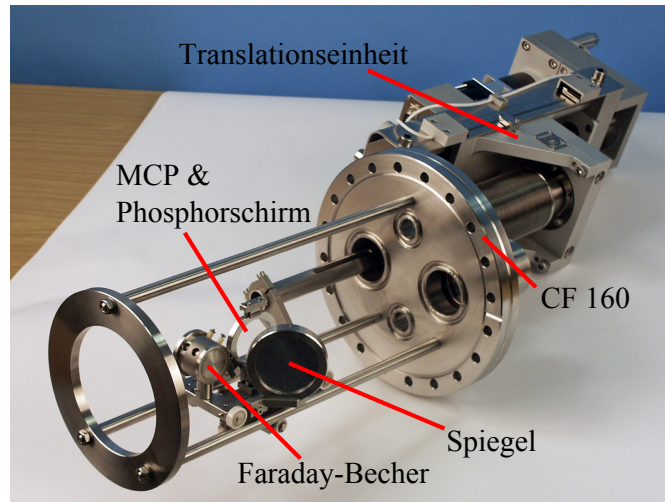


Abbildung 3.4: Diagnoseeinheit, wie sie bei PENTATRAP verwendet wird. Ein Schlitten dient zum Einschub in den Ionenstrahl. Am Schlitten ist ein Faraday-Becher sowie ein MCP mit Phosphorschirm angebracht. Ein Spiegel reflektiert das Licht vom Phosphorschirm zu einer Kamera.

3.2 Der Magnet und die Magnetfeldstabilisierungssysteme

Der supraleitende Magnet von *Varian* hat eine maximale Feldstärke von 7 T über die 12 cm des gesamten Fallenaufbaus und hat einen Schirmfaktor von ca. 100.

Der Magnet hat zwei mit flüssigem Helium gefüllte Kammern, die unterhalb des Heliumlevels miteinander verbunden sind. Dadurch ist es möglich, das Helium von einer Kammer in die andere zu drücken. In der ersten Kammer, der Bohrung, befindet sich der Penningfallenaufbau. Die zweite Kammer beherbergt die supraleitenden Spulen des Magneten und dient als Hauptheliumreservoir, siehe Abb. 3.1.

Der Magnet befindet sich in einem vibrationsgedämpften und temperaturstabilisierten Raum und hat zwei aktive Magnetfeldstabilisierungssysteme: Das Helmholtzspulensystem und die Heliumdruck- und Heliumlevelstabilisierung.

Helmholtzspulensystem: Das Helmholtzspulensystem dämpft den Einfluss von äußeren Magnetfeldstörungen auf den Fallenbereich. Mit einem Fluxgatemagnetometer wird in der

Nähe des Magneten das Magnetfeld gemessen. Mit der gemessenen Feldstärke werden über ein Rückkopplungssystem die Helmholtzspulen angesteuert. Somit können Fluktuationen im Bereich des Fallenaufbaus abgeschwächt werden, für Details siehe [3].

Heliumdruck- und Heliumlevelstabilisierung: Das Heliumdruck- und Heliumlevelstabilisierungssystem verhindert Änderungen des Magnetfeldes, indem es die Temperatur im Reservoir stabilisiert. Damit werden die temperaturabhängigen Suszeptibilitäten der verwendeten Materialien stabilisiert. Weitere Details siehe Kap. 4.

3.3 Kryogener Aufbau

Der magnetseitige Aufbau von PENTATRAP beginnt mit dem Hauptflansch des Magneten, an dem ein Vakuumventil sowie Teile der Raumtemperaturelektronik angebracht sind. Am Hauptflansch beginnt die kryogene Strahltransportlinie welche bei den Penningfallen endet. Unter den Penningfallen sitzt die Elektronikkammer. Die Penningfallen und das Justagesystem mit der Elektronikkammer werden im Folgenden beschrieben. Eine Übersicht findet sich in Abb. 3.5.

3.3.1 Die fünf Penningfallen

Das Alleinstellungsmerkmal von PENTATRAP sind die fünf Penningfallen, in denen gleichzeitig die Zyklotronfrequenzen gemessen werden können. Eine einzelne Penningfalle ist eine zylindrische fünf-Elektroden Falle. Alle Fallen sind untereinander baugleich. Ein Bild des Fallenaufbaus ist in Abb. 3.6 zu sehen. Der Fallenaufbau befindet sich in einem Hochvakuum mit einem angestrebten Druck von ca. 10^{-15} mbar. Für eine genauere Beschreibung des Fallenaufbaus sowie der berechneten Eigenschaften siehe [18].

3.3.2 Justagesystem und Elektronikkammer

Der kryogene Aufbau beinhaltet neben dem Fallenturm eine Elektronikkammer und ein Verkipps- und Verstellsystem. Die Axial- und Zyklotronresonatoren sowie die

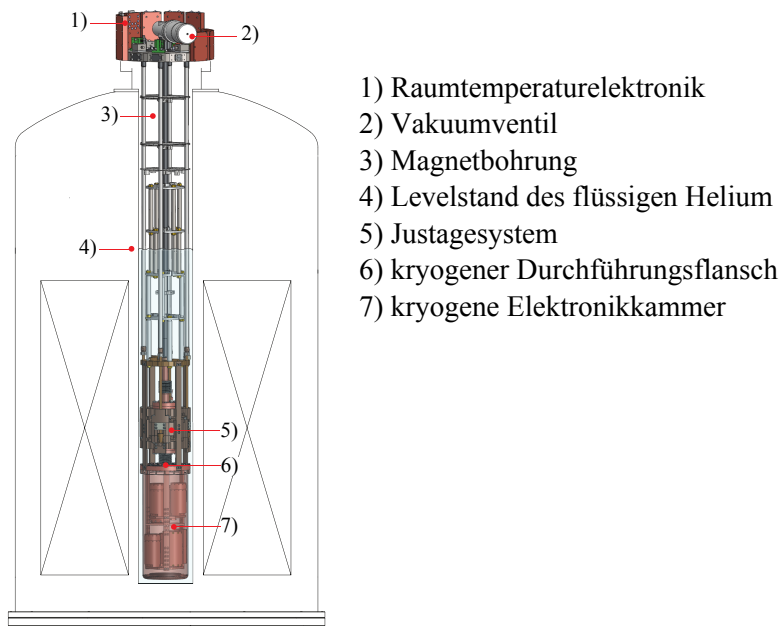


Abbildung 3.5: Übersicht über den kryogenen Aufbau. Details siehe Text. Bild entnommen aus [18].

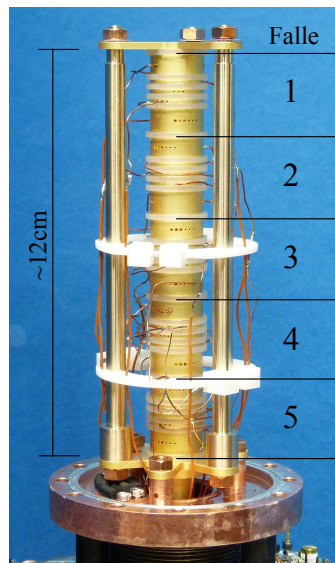


Abbildung 3.6: Fallenturm von PENTATRAP, welcher über dem kryogenen Durchführungsflansch montiert ist. Die Bereiche der einzelnen Fallen sind jeweils markiert.

zugehörigen kryogenen Verstärker sind in der Elektronikkammer unterhalb des Fallenaufbaus untergebracht [18]. Zwischen der Fallenkammer und der Elektronikkammer befindet sich der Durchführungsflansch für alle elektronischen Durchführungen zum Hochvakuumbereich, siehe Abb. 3.5. Die Translationseinheit umschließt den Fallenaufbau und kann diesen sowohl in der horizontalen Ebene verschieben als auch um zwei (sich in der horizontalen Ebene befindliche) orthogonale Achsen kippen um die Fallen zu den Feldlinien des Magnetfeldes auszurichten.

3.4 Messschema

Durch die Verwendung mehrerer Fallen ist es möglich Zyklotronfrequenzen von verschiedenen Ionensorten simultan zu messen, welches ein neuartiges Messschema ermöglicht. Dieses Messschema ist nicht sensitiv auf Magnetfeldänderungen zwischen Messungen, solange diese global sind, d.h. die Verhältnisse der Magnetfeldstärken in den Zentren der verschiedenen Fallen erhalten bleiben.

Das Schema läuft wie folgt ab: Die Ionen werden zum Zeitpunkt t_1 , wie in Abb. 3.7 gezeigt, in den Fallen platziert. Nachdem das Zyklotronfrequenzverhältnis zwischen den beiden Ionen in den Messfallen (Fallen 2 und 3 in Abb. 3.7) bestimmt wurde, wird die Ionenspezies in den Messfallen getauscht, indem die Ionen in der Containerfalle (Falle 1 in Abb. 3.7) und den Messfallen jeweils eine Falle weiter transportiert werden. Dann wird erneut das Zyklotronfrequenzverhältnis zwischen den beiden Ionen in den Messfallen bestimmt.

Damit ergibt sich für das Massenverhältnis R unter der Annahme gleicher Ladungszustände q

$$R = \sqrt{\frac{\nu_{c,1}(t_1) \nu_{c,1}(t_2)}{\nu_{c,2}(t_1) \nu_{c,2}(t_2)}} = \frac{m_1 B_{(3)}(t_1) B_{(2)}(t_2)}{m_2 B_{(2)}(t_1) B_{(3)}(t_2)}, \quad (3.1)$$

wobei $m_{1,2}$ die Massen der beiden Ionenspezies sind und $B_{(2,3)}(t)$ die Magnetfeldstärken in den beiden Fallen zum Zeitpunkt t sind. Falls das Verhältnis der Magnetfelder konstant ist, kürzt sich das Magnetfeld aus der Bestimmung des Massenverhältnisses, welches sich

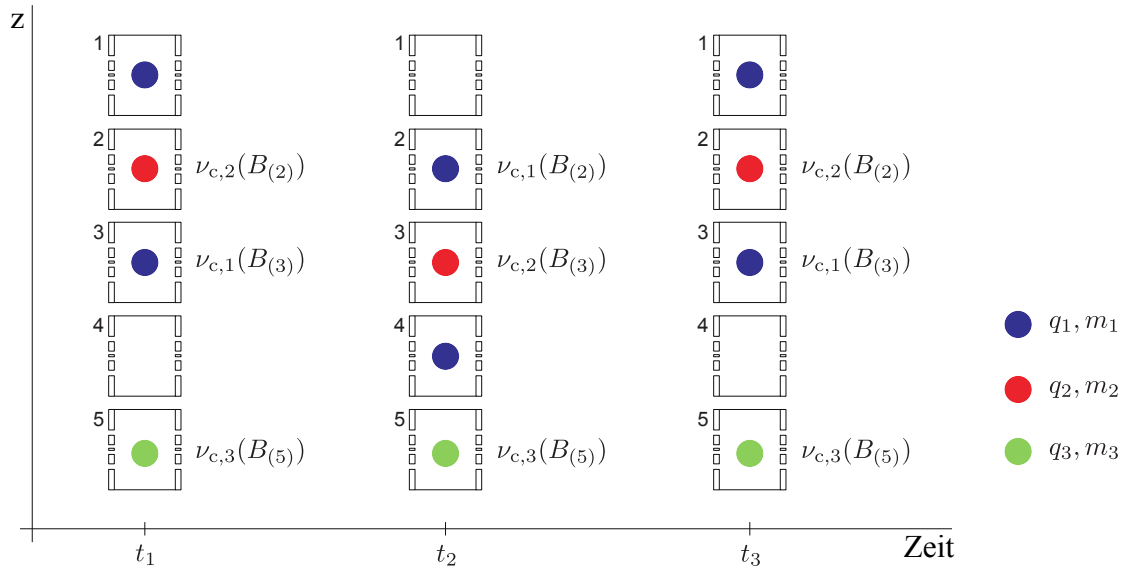


Abbildung 3.7: Mögliches Messschema von PENTATRAP. Zu sehen sind die fünf Fallen zu unterschiedlichen Zeiten. $\nu_{c,i}(B_j)$ ist die freie Zyklotronfrequenz der Ionenspezies i im Magnetfeld B_j der Falle j . Für eine detaillierte Beschreibung des Schemas siehe Text. Bild entnommen aus [18].

dann zu

$$R = \frac{m_1}{m_2}, \quad (3.2)$$

ergibt. Die fünfte Falle kann während der Messung als Magnetfeldsensor dienen, um Magnetfeldfluktuationen zu detektieren.

4 Heliumdruck- und Heliumlevelstabilisierung

Um eine relative Massengenauigkeit von besser als $\frac{\Delta m}{m} = 10^{-11}$ mit einer Penningfalle erreichen zu können muss das Magnetfeld möglichst stabil sein. Unter anderem muss, durch die Temperaturabhängigkeit der Suszeptibilität der Materialien, die Bohrung temperaturstabilisiert werden. Die Temperatur in der Bohrung wird durch die Verdampfungstemperatur und durch das Level des flüssigen Heliums bestimmt. Die Heliumdruck- und Heliumlevelstabilisierung¹ regelt diese Temperatur, indem der Druck und das Level in der Bohrung konstant gehalten werden. Aus der Zielsetzung der relativen Massengenauigkeit ergeben sich folgende Anforderungen: Eine Druckstabilisierung von einigen μbar und einer Levelstabilisierung von $< 0.1\text{mm}$ [3].

Der PENTATRAP Magnet enthält zwei Kammern, die unterhalb des Heliumlevels miteinander verbunden sind. Diese Anordnung der Kammern (siehe Abb. 4.1) ermöglicht es, den Druck und das Level unabhängig voneinander in der Bohrung zu regeln. In der ersten Kammer, der Bohrung, befindet sich der kryogene Aufbau mit den Penningfallen, die zweite Kammer beherbergt die supraleitenden Spulen und dient als Heliumreservoir. Die Verdampfungstemperatur in der Bohrung wird direkt über den Druck in der Bohrung reguliert, das Heliumlevel in der Bohrung wird über den Druck im Reservoir geregelt. Die Drücke werden über Dosierventile reguliert. Die Dosierventile dienen dem Ablassen des Druckes, der durch das kontinuierlich verdampfende Helium aufgebaut wird.

In diesem Kapitel wird der Aufbau und die Charakterisierung dieser Stabilisierung beschrieben.

¹Heliumdruck- und Heliumlevelstabilisierung, im Folgenden Stabilisierung genannt.

4.1 Bauelemente

Im Folgenden werden die einzelnen Bauelemente des Stabilisierungssystems beschrieben. Eine schematische Übersicht findet sich in Abb. 4.1.

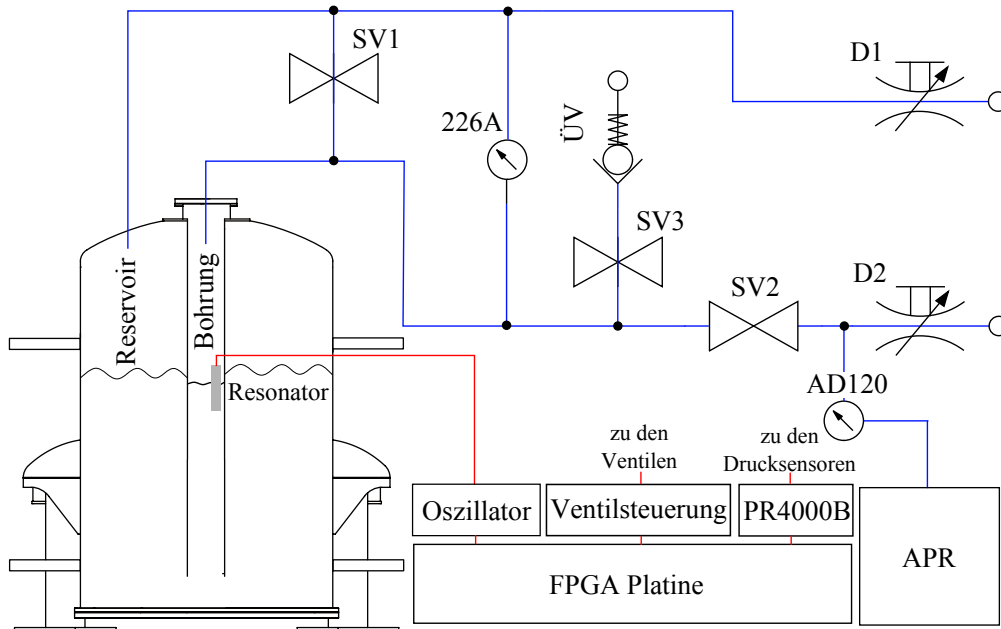


Abbildung 4.1: Schematische Übersicht über die Heliumdruck- und Heliumlevelstabilisierung. Neben den Dosierventilen (D1, D2) zur Druckregulierung in den Magnetkammern sind die Sicherheitsventile (SV1, SV2, SV3) eingezeichnet, welche die Drucksensoren (AD120, 226A) vor Überdruck schützen. Der Regelkreislauf besteht aus Druckleitungen (blau) und elektrischen Leitungen (rot). Für eine genauere Beschreibung der einzelnen Bauteile siehe Text.

Ventile Es werden zwei Typen von Ventilen benutzt, die Sicherheitsventile und die Dosierventile. Die Sicherheitsventile sind zum Schutz der Drucksensoren als auch des Magneten eingebaut. Diese schalten auf/zu falls der Druck für einen der Drucksensoren außerhalb der zulässigen Spezifikationen liegt oder der Füllstand im Reservoir des Magneten zu stark sinkt. Die Dosierventile sind Teil des Regelkreises und regeln den Druck

in der Bohrung sowie im Reservoir. Diese müssen entsprechend der Verdampfungsrate des flüssigen Heliums dimensioniert werden um genügend schnell Druck abzubauen, als auch fein genug den Druck steuern zu können. Das in Abb. 4.1 gezeigte Überdruckventil (ÜV) sorgt im Falle einer ausgeschalteten Regelung dafür, dass der Druck im Magneten immer über dem Umgebungsdruck liegt. Dadurch kann der Magnet durch etwaige Lecks keinen Sauerstoff ansaugen, der paramagnetisches Sauerstoffeis bilden würde. Ein Foto der Ventile zeigt Abb. 4.2.

Alle Ventile werden mithilfe des Ventiltreibers durch den FPGA² gesteuert. Der Ventiltreiber besteht aus zwei spannungsgesteuerten Stromquellen und drei Logikpegel gesteuerten Leistungsschaltern. Die zwei spannungsgesteuerten Stromquellen dienen der Ansteuerung der Dosierventile. Die Leistungsschalter schalten die Sicherheitsventile. Um einen Bias-Strom durch die Dosierventile einzustellen haben die spannungsgesteuerten Stromquellen einen Addierer davor geschaltet der zur Steuerspannung eine einstellbare Spannung hinzuaddiert. Die Steuerspannung wird von einem DAC erzeugt, der wiederum von dem FPGA angesteuert wird. In Abb. 7.5 ist der Schaltplan des Ventiltreibers zu sehen.

Drucksensoren Es gibt im System zwei kommerzielle, differentielle Drucksensoren von *MKS-Instruments*. Der Drucksensor *AD120* misst den Druck in der Bohrung relativ zur APR -Absolute Pressure Reference-. Der Differenzdruck zwischen Bohrung und Reservoir wird von dem Drucksensor *226A* gemessen. Dieser Differenzdruck dient der Kontrolle des Regelsystems und zur Füllstandabschätzung des Magneten. Die beiden Drucksensoren sind an das Gerät *PR4000B* von *MKS-Instruments* angeschlossen über welche die Sensoren versorgt und ausgelesen werden.

LHe-Resonator Der Flüssig-Helium Resonator (Liquid Helium Resonator - LHe-Resonator) wird für die Messung des Heliumlevels in der Bohrung benutzt. Der LHe-Resonator ist ein LC-Reihenschwingkreis, dessen Resonanzfrequenz sich mit dem Heliumlevel ändert, wenn der Resonator teilweise im flüssigen Helium eingetaucht ist. Durch den Unterschied

²FPGA - Field Programmable Gate Array

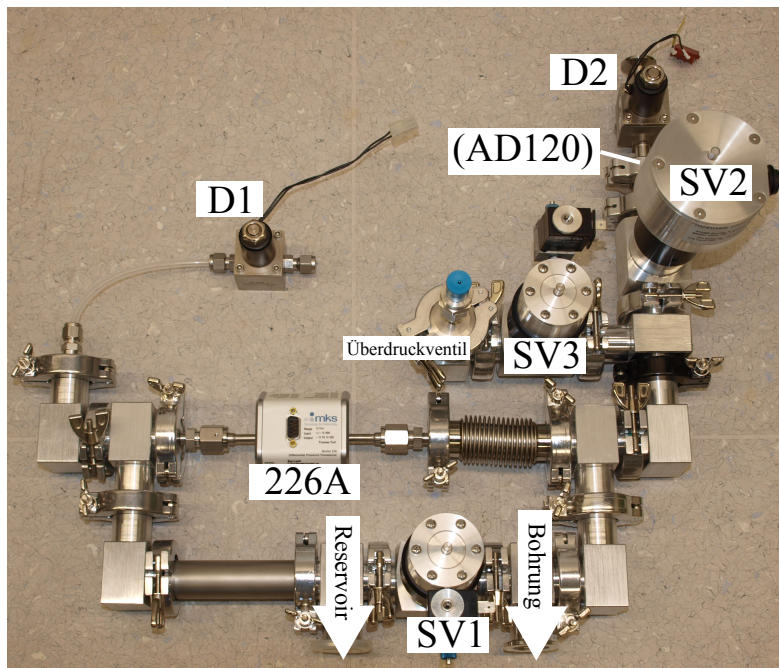


Abbildung 4.2: Gezeigt ist ein Foto von dem Ventilaufbau. Es fehlen die Verbindungsschläuche zu dem Magneten als auch der Anschlussschlauch zu dem Drucksensor *AD120*.

der Dielektrizitätskonstante zwischen gasförmigen und flüssigem Helium ändert sich die Kapazität des Resonators mit Änderung des Flüssigkeitslevels. Für eine genauere Beschreibung siehe Abs. 4.3. Der LHe-Resonator ist 23 cm über der Fallenkammer angebracht um garantieren zu können, dass die Fallen immer bei 4K sind. Ein Bild von der Montage und einer CAD Schnittzeichnung findet sich in Abb. 4.3

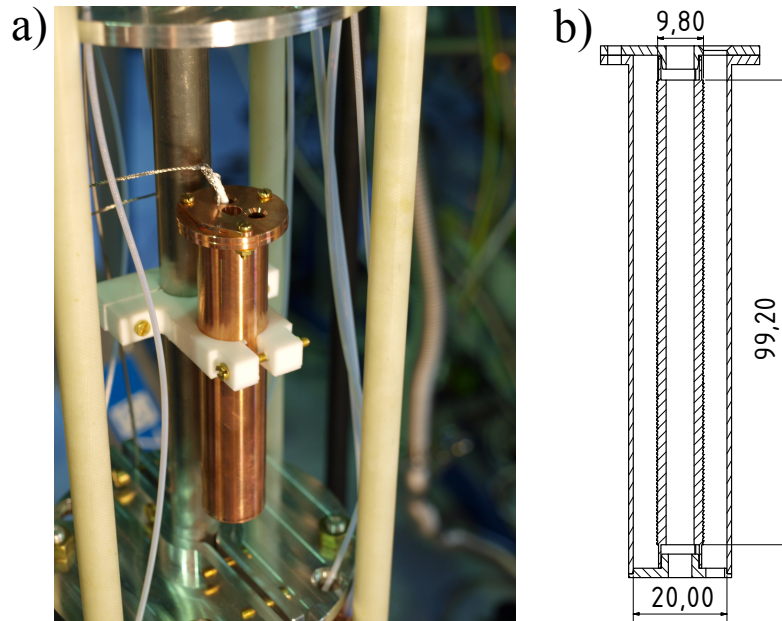


Abbildung 4.3: Gezeigt ist der a) LHe-Resonator montiert mit dem Levelresonatorhalter aus Teflon an der Beamline und b) eine CAD-Schnittzeichnung des Resonators. Die Einheiten sind in mm angegeben.

LHe-Resonator Oszillator Der Oszillator, welcher den LHe-Resonator als schwingendes Element benutzt, ist am oberen Flansch bei der Raumtemperaturelektronik (siehe Abb. 3.5) angebracht um die Leitung zum Resonator möglichst kurz zu halten. Dies ist wichtig um parasitäre Kapazität der Zuleitung möglichst gering zu halten welche sonst die Sensitivität des Resonators zu sehr negativ beeinflussen würden. Der Oszillator benutzt für die Verstärkung den *mini-circuits* *MAN-1* mit einer kapazitiven Rückkopplungsschleife. Eine nachgeschaltete Treiberschaltung erzeugt aus der Sinusschwingung ein TTL-Signal

welches von dem FPGA ausgewertet wird. Die Schaltung der Oszillatorbox befindet sich im Anhang Abs. 7.2.1.

FPGA-Board mit implementierter Hardware Das FPGA-Board ist ein Spartan3A Entwickler-Board. Neben dem FPGA befinden sich noch weitere Bauelemente auf dem Board. Zur Steuerung und zur Kommunikation werden die vorhandenen RS232 Schnittstellen, der DA-Wandler und die I/O Ports benutzt. In dem FPGA ist ein Mikrocontroller - microblaze ISP von Xilinx - implementiert. Die Frequenz des Oszillators wird von einem Frequenzteiler geteilt und anschließend von einem Frequenzzähler ausgewertet. Der Regelalgorithmus sowie eine Befehlszeilenschnittstelle zur Steuerung des Regelalgorithmus sind im dem Mikrocontroller implementiert, siehe dazu Abs. 4.2. Abbildung 4.4 zeigt ein Blockdiagramm der Komponenten, die von dem FPGA angesteuert werden sowie die Hardware, die im FPGA beschrieben ist.

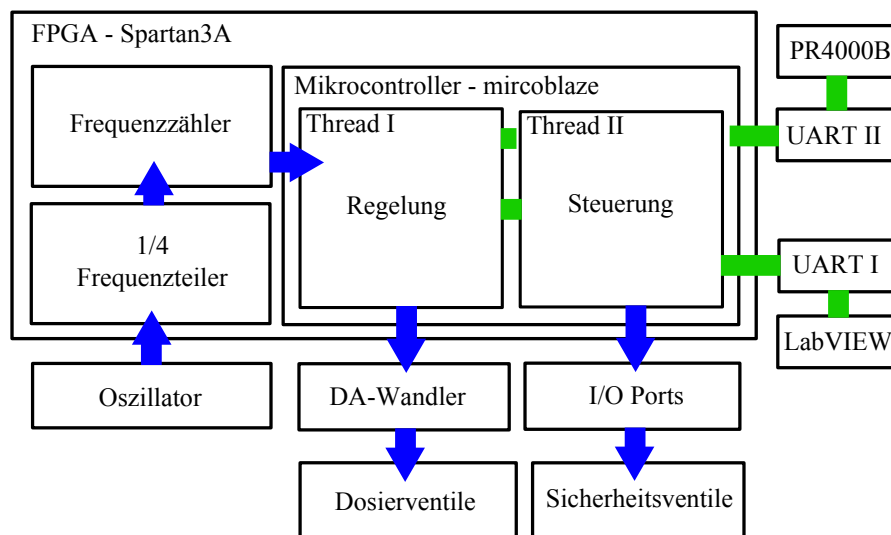


Abbildung 4.4: Gezeigt ist ein Blockdiagramm des internen Aufbaus des FPGA mit angeschlossenen externen Bauelementen. Die Signalverbindungen sind farbig dargestellt. Dabei sind Signale die in eine Richtung laufen blau und mit einem Pfeil gekennzeichnet und Signale die in beide Richtungen laufen grün gekennzeichnet.

LHe-Füllstandssensor als Teststörung Der LHe-Füllstandssensor *E5025* ist ein kommerzieller Sensor von *Agilent*. Er wird dazu verwendet den absoluten Füllstand des Reservoirs zu messen. Das Ausleseprinzip basiert auf einer Widerstandsmessung eines supraleitenden Drahtes. Durch den Wärmeeintrag beim Messen des Widerstandes verdampft Helium. Dies führt zu einer Druckerhöhung im Reservoir. Diese beeinflusst wiederum den Druck in der Bohrung. Die Stärke der Teststörung hängt vom aktuellen Heliumfüllstand des Magneten ab. Ein Auslesevorgang dient bei der Charakterisierung der Stabilisierung als Teststörung.

4.2 Regelung von Druck und Level

Die Druckstabilisierung regelt den Druck in der Bohrung des Magneten. Um den Druck zu messen wird der Sensor *AD120* verwendet. Das an dem Sensor angeschlossene Auslesegerät *PR4000B* wird über eine RS232 Schnittstelle von dem FPGA ausgelesen.

Die Levelstabilisierung regelt das Level des flüssigen Heliums in der Bohrung des Magneten. Dieses Level wird über den Differenzdruck zwischen Bohrung und Reservoir geregelt. Das Level wird mit dem LHe-Resonator bestimmt, auf dessen Resonanzfrequenz der Leveloszillator schwingt. Die Frequenz des Leveloszillators wird von dem FPGA gemessen. Auf dem FPGA ist ein digitaler PID Regler implementiert, der entsprechend den Messwerten die Dosierventile ansteuert.

4.2.1 PID-Regler

Ein PID Regler beeinflusst technische Größen um eine gemessene Größe auf einen vorgebenden Sollwert zu stabilisieren. Er besteht aus einer proportionalen, integralen und einer differentiellen Regeleinheit. Die Differenzialgleichung des idealen PID Reglers lautet

$$u(t) = k_p e(t) + k_i \int_0^t e(\tau) d\tau + k_d \frac{d}{dt} e(t), \quad (4.1)$$

wobei $k_{p,i,d}$ die Regelkonstante des jeweiligen Reglers ist, $e(t)$ die Regelabweichung vom Sollwert und $u(t)$ der Wert des Stellgliedes.

Proportionalregler Der Proportionalregler $u_p(t) = k_p e(t)$ stellt das Regelsignal proportional zur Regelabweichung ein. Aufgrund der fehlenden Zeitunabhängigkeit ist der Proportionalregler gegenüber dem Integralregler oder Differenzialregler am schnellsten. Die Proportionalitätsfaktor k_p gibt dabei die Geschwindigkeit an, wie schnell er nachregelt. Jedoch wird der Propotinalregler immer eine Abweichung zum Sollwert haben. Diese Abweichung ist umso kleiner je größer k_p ist, jedoch wird damit die Dämpfung kleiner und Überschwingungen größer.

Integralregler Der Integralregler $u_i(t) = k_i \int_0^t e(\tau) d\tau$ stellt das Regelsignal abhängig von dem zeitlichen Verlauf ein, indem er vorhergehenden Regelabweichungen aufintegriert. Der Integralregler wird den Sollwert erreichen generiert aber Überschwingungen. Dabei ist seine Geschwindigkeit durch die Zeitabhängigkeit reduziert.

Differenzialregler Der Differenzialregler $u_d(t) = k_d \frac{d}{dt} e(t)$ reagiert nur auf die Änderung der Regelabweichung. Er kann meistens nur in Verbindung mit einem Proportionalregler oder Integralregler eingesetzt werden, da er nicht direkt auf die Regelabweichung reagiert.

4.2.2 Regelalgorithmus und LabVIEW Steuerung

Der Regelalgorithmus wertet die Messergebnisse von dem Drucksensor als auch von dem Levelsensor aus und steuert die Dosierventile, damit der Druck und das Level den eingestellten Sollwerten entspricht. Der Regelalgorithmus besteht aus zwei diskreten PID Reglern. Ein PID Regler für die Druck- und einer für die Levelstabilisierung. Unter der Annahme, dass die beiden Systeme schwach gekoppelt sind, braucht die Kopplung nicht im Regelalgorithmus berücksichtigt werden. Wichtig ist, dass die Regelzeit der beiden Systeme genügend weit auseinander liegen, sodass sich die beiden System nicht aufschwingen. Die PID-Konstanten und damit die Regelzeiten werden experimentell optimiert.

Neben dem Regelalgorithmus ist ein Steueralgorithmus im Mikrocontroller implementiert. Dieser dient zum Setzen und Lesen von den Systemparametern wie Frequenz, Druck und Setzen der PID Konstanten. Zu diesem Steueralgorithmus ist eine LabVIEW

Schnittstelle implementiert worden, siehe Abb. 4.5 . Die Kommunikation erfolgt über eine RS232 Schnittstelle.

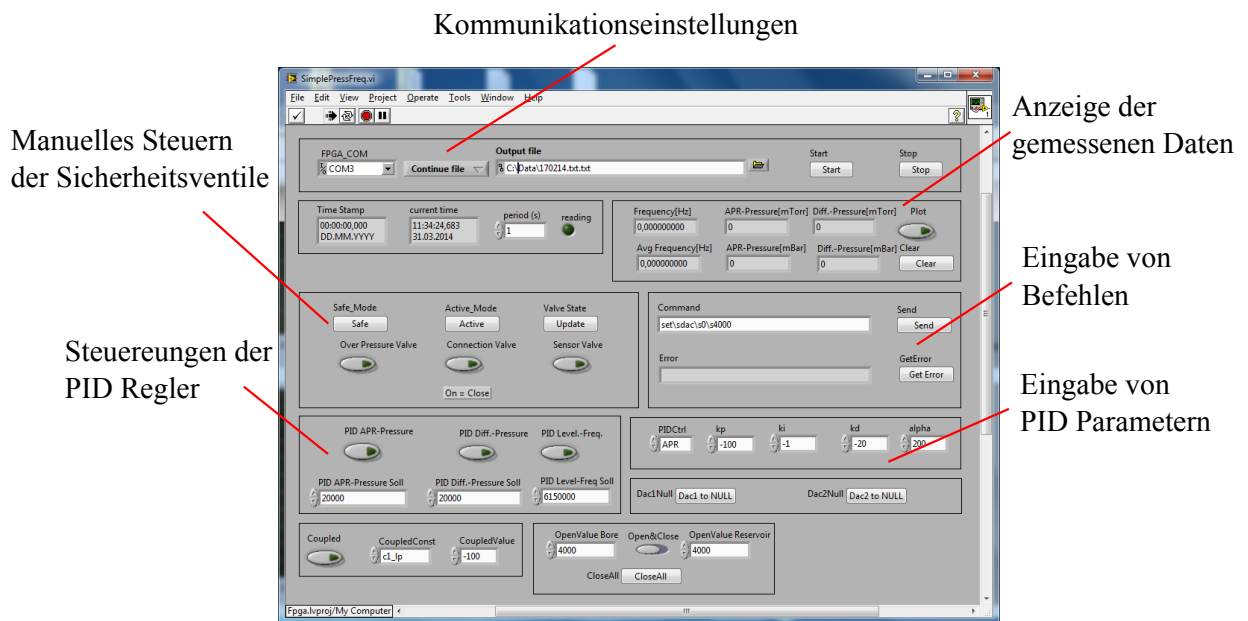


Abbildung 4.5: Gezeigt ist die computerseitige Steuersoftware des Stabilisierungssystems basierend auf LabVIEW.

4.3 Inbetriebnahme des Stabilisierungssystems

Im Folgenden wird die Inbetriebnahme der Stabilisierung beschrieben. Dabei wird hauptsächlich auf die Charakterisierung des im Rahmen dieser Arbeit entworfenen LHe-Resonators eingegangen. Abschließend werden die erreichten Zeile des Gesamtsystems erläutert und Optimierungsvorschläge diskutiert.

4.3.1 Charakterisierung des LHe-Resonators

Messprinzip des LHe-Resonators

Das Messprinzip der Levelbestimmung basiert auf der Messung der Kapazität des LHe-Resonators, welche aufgrund der Differenz der Dielektrizitätskonstante zwischen flüssigem

und gasförmigen Helium je nach Füllstand variiert. Die Kapazität des LHe-Resonators kann mit der eines Zylinderkondensators beschrieben werden

$$C = 2\pi\epsilon_0\epsilon_r \frac{H}{\ln \frac{R_2}{R_1}}, \quad (4.2)$$

wobei ϵ_0 die elektrische Feldkonstante, ϵ_r die relative Permittivität des Dielektrikums, H die Höhe der Elektroden und $R_{1,2}$ der innere bzw. äußere Radius der beiden Elektroden sind. Für die Kapazität des LHe-Resonators, der über die Länge von l mit flüssigem Helium gefüllt ist, gilt somit

$$C(l) = \frac{2\pi\epsilon_0\epsilon_r}{\ln \frac{R_2}{R_1}} (\epsilon_l \cdot l + \epsilon_g \cdot (H - l)), \quad (4.3)$$

wobei $\epsilon_{l,g}$ die relative Permittivität von flüssigem bzw. gasförmigen Helium ist. Unter der Annahme, dass sich die Induktivität L nicht verändert erhält man die Resonanzfrequenz ν des LHe-Resonators

$$\nu(l) = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{1}{L \cdot C(l)}}. \quad (4.4)$$

Bei sinkendem Level steigt somit die Frequenz.

Frequenzmessung in Abhängigkeit vom Differenzdruck zwischen Bohrung und Reservoir

Die relative Permittivität von kaltem Heliumgas³, die Induktivität des Resonators als auch die Abhängigkeit des Levels vom Differenzdruck zwischen Bohrung und Reservoir ist nicht vollständig bekannt und somit ist es nicht möglich aus Gl. 4.4 die Empfindlichkeit des Levelresonators zu berechnen. Diese wird für die Bestimmung der Levelschwankung benötigt, die für die Charakterisierung des Stabilisierungssystems notwendig ist. Um die Frequenz-Level Kennlinie des LHe-Resonators zu bestimmen, wird die Frequenz aufgezeichnet während der Differenzdruck zwischen Bohrung und Reservoir kontinuierlich erhöht wird. Die Differenzdruckänderung hat zur Folge, dass das Heliumlevel in der Bohrung kontinuierlich sinkt. Unter der Annahme, dass die Frequenz konstant bleibt,

³Die genaue Temperatur ist nicht bekannt.

wenn der Resonator sich komplett innerhalb oder außerhalb des flüssigen Heliums befindet, kann mit Hilfe der maximalen und minimalen gemessenen Frequenz sowie der Länge des Resonators die Kennlinie aus Gl. 4.4 bestimmt werden. Die erwartete Form der Kennlinie ist in Abb. 4.6 gezeigt. Eine entsprechende Messung ist in Abb. 4.7 dargestellt. Der Frequenzbereich, in dem der Resonator nur teilweise von flüssigem Helium bedeckt ist, wird anhand der Änderung in der Steigung abgeschätzt. Um eine Fehlerabschätzung für die Lage des Resonators zu erhalten, werden zwei mögliche Bereiche ausgewählt: Der in Abb. 4.7 grün markierte Bereich zeigt Abweichungen vom konstanten Verlauf der Frequenz; somit wird angenommen, dass sich der Resonator innerhalb dieses Abschnitts befindet. Der in Abb. 4.7 rot markierte Bereich zeigt eine steile Steigung. Es wird angenommen, dass der Resonator diesen Abschnitt in jedem Fall abdeckt. Die Frequenzbereiche 1 und 4 entsprechen dem unteren bzw. oberen Rand LHe-Resonators. Die so ermittelte Level-Frequenzabhängigkeit beträgt $0.25(5)\mu\text{m}$ pro Hz. Aus der maximalen und minimalen Frequenz kann zudem noch die Induktivität und die relative Permittivität von kaltem Heliumgas abgeschätzt werden. Die Induktivität wird aus der minimalen Frequenz berechnet da die relative Permittivität von flüssigem Helium bekannt ist. Die relative Permittivität von kaltem Heliumgas wird durch die maximale Frequenz bestimmt. In der Tab.4.1 sind die Kennwerte zusammengefasst.

Parameter	Wert
Empfindlichkeit	$0.25(5)\mu\text{m}/\text{Hz}$
Induktivität	$5.024(3) \cdot 10^{-6} \text{ H}$
ε_g	$1.026(5)$

Tabelle 4.1: Gelistet ist die Empfindlichkeit und Induktivität des Levelresonators sowie die ermittelte relative Permittivität von kaltem Heliumgas.

Die gemessene Kennlinie zeigt Abweichungen vom aus Gl. 4.4 erwarteten Verlauf. Diese sind in 4.7 nummeriert und werden im Folgendem diskutiert.

1) Frequenzanstieg während der Resonator noch ganz im flüssigen Helium

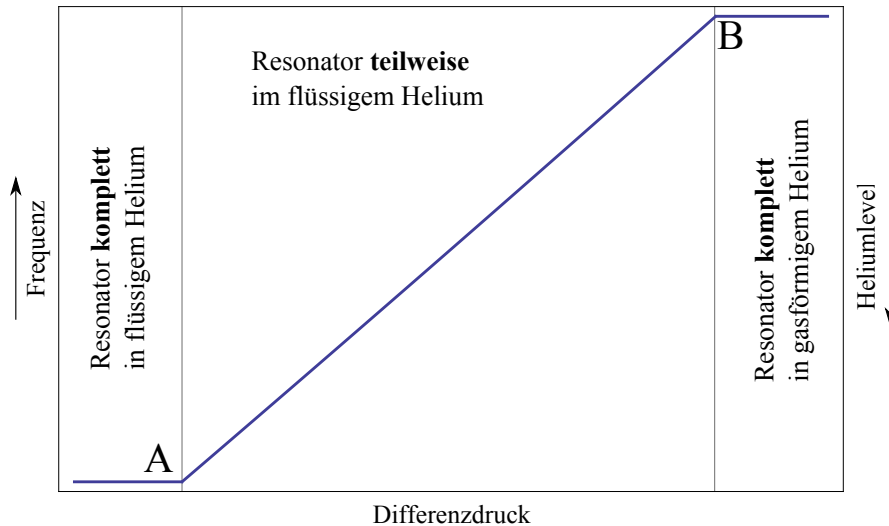


Abbildung 4.6: Schematischer theoretische Verlauf der Kennlinie. Sobald das Heliumlevel den oberen Rand des Resonators erreicht (A), beginnt die Frequenz aufgrund der geänderten Kapazität zu steigen. Das Heliumlevel sinkt bzw. die Frequenz steigt bei steigendem Differenzdruck weiter an, bis der untere Rand (B) des Resonators erreicht ist.

ist

Zu erkennen ist ein langsamer Frequenzanstieg bis das Level das obere Ende des Resonators erreicht. Dieser Frequenzanstieg kann durch die Kapazitätsänderung des Kabels erklärt werden. Das Kabel bildet mit seiner Schirmung eine Kapazität. Dadurch, dass die Schirmung, bei diesem Typ von kryogenem Kabel, sehr lose um den Innenleiter liegt, tritt hier der gleiche Effekt wie beim LHe-Resonator in abgeschwächter Form auf, da die Kapazität im Verhältnis zum Resonator kleiner ist.

2) Änderung der Steigung

Die Änderung der Steigung im Verlauf kann mit der effektiven Querschnittsverengung der Bohrung durch die Halterung des Levelresonators erklärt werden siehe Abb. 4.3 . Der Differenzdruck steigt linear an und somit auch die Frequenz solange sich die Querschnitte der Bohrung und des Reservoirs nicht ändern. Im Bereich der Querschnittsverengung

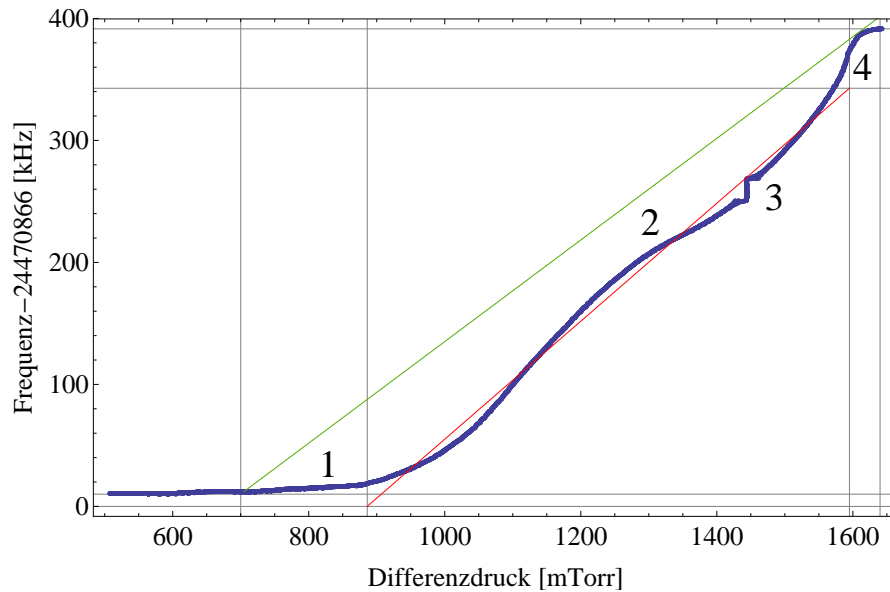


Abbildung 4.7: Frequenz des LHe-Resonators in Abhängigkeit vom Differenzdruck zwischen der Bohrung und dem Reservoir. Bestimmte Abschnitte der Messwerte (blau) sind nummeriert und werden im Text näher erläutert. Die Höhe bei der das flüssige Helium den Resonator erreicht wird mit Hilfe der roten bzw. grünen Linie abgeschätzt. Details zur Abschätzung sind im Text beschrieben.

steigt die Frequenz steiler an um danach wieder zur alten Steigung zurückzukehren.

3) Differenzdrucksensorfehler

Ein Fehler beim Auslesen des Differenzdrucksensors.

4) Steiler Frequenzanstieg nach dem das Heliumlevel das untere Ende des LHe-Resonators erreicht hat

Nach dem kein flüssiges Helium den Resonator kühlt, könnte es sich um einen Temperatureffekt handeln.

Da keine genauen Kenntnisse des Durchmessers des Reservoirs vorliegen, kann aus dem

Differenzdruck nicht die Leveländerung in der Bohrung berechnet werden.

4.3.2 Druckstabilisierung und Vergleich mit einer kommerziellen Regelung

Neben der in dieser Arbeit vorgestellten Druckregelung existiert eine PID-Regelung von *MKS-Instruments*. Zum Vergleich der beiden Systeme wurde die Einschwingzeit, nach einer Teststörung verglichen. In Abb. 4.8 ist der Vergleich zu sehen. Zu erkennen ist

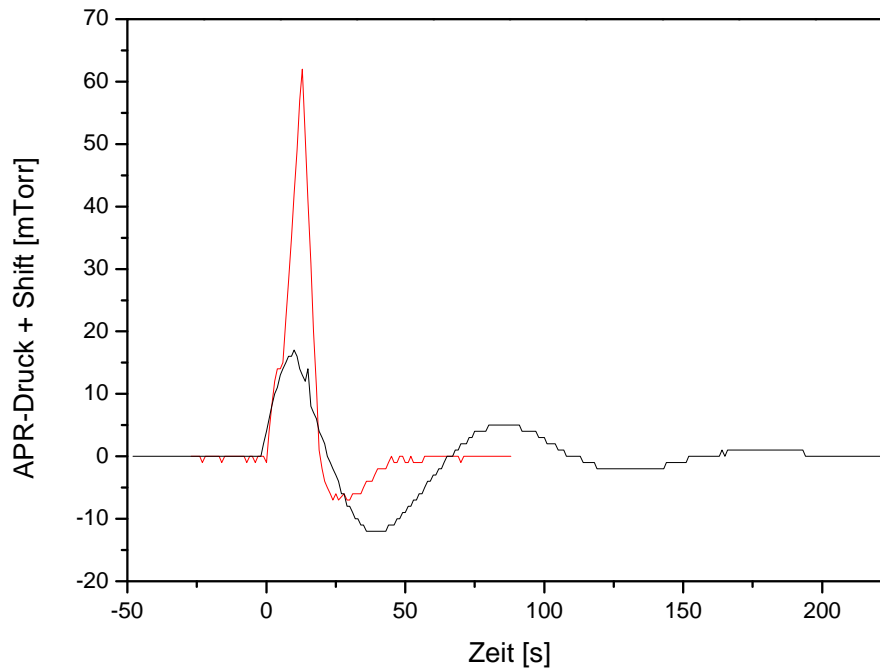


Abbildung 4.8: Druckmessung in der Bohrung in Abhängigkeit von der Zeit. Zur Zeit $t=0$ wurde mit Hilfe des Füllstandsensors eine Teststörung verursacht. Die schwarze Kurve zeigt die Reaktion der kommerziellen Druckregelung. Im Vergleich dazu zeigt die rote Kurve den Verlauf der neu implementierten digitalen Regelung.

eine deutliche längere Einschwingzeit des kommerziellen Systems aber auch eine geringe Amplitude. Die Stabilität im eingeregelter Zustand ist bei beiden Systemen jedoch gleich.

4.3.3 Inbetriebnahme und erste Tests der Heliumdruck- und Heliumlevelstabilisierung

Vor der Inbetriebnahme der Levelstabilisierung werden alle Gasleitungen und Ventile mit Helium geflutet um zu verhindern, dass andere Gase in den Magneten gelangen wo sie ausfrieren würden und den Aufbau beschädigen könnten. In diesem Ausgangszustand sind alle Dosierventile geschlossen und alle Sicherheitsventile offen. Danach werden die manuellen Sicherheitsventile, die zwischen den Magnetkammern und der Stabilisierung angebracht sind, geöffnet und die Druckstabilisierung angeschaltet. Diese stabilisiert nun den Druck in der Bohrung als auch im Reservoir. Hat sich der Druck stabilisiert, wird das Verbindungsventil SV1 geschlossen und die Levelstabilisierung dazugeschaltet. In diesem Moment besteht keine Leveldifferenz zwischen Bohrung und Reservoir. Je nach Heliumfüllzustand des Magneten dauert es zwei bis drei Stunden bis die Levelstabilisierung ihren Regelpunkt erreicht hat. In der Regel muss dafür das Level in der Bohrung abgesenkt werden, bis es den LHe-Resonator erreicht.

In Abb. 4.9 ist die Aufzeichnung der Frequenz, des Bohrungsdruckes und des Kammer-Differenzdruckes mit einer Teststörung zu sehen, die das System stört. Aus dieser Messung kann man die Einschwingzeit des Systems bestimmen. Die durch vier geteilte Oszillatorfrequenz wurde dabei mit dem Frequenzzähler auf ein Hz genau bestimmt. Die Empfindlichkeit des Levelresonators bzgl. der durch vier geteilten Frequenz entspricht $1.1(2)\mu\text{m}$ pro Hz.

Die durchschnittlichen Level- und Druckschwankungen lassen sich aus der Messung in Abb. 4.10 bestimmen. Die Levelschwankungen betragen ca. $\pm 50\mu\text{m}$ und die Druckschwankungen $\pm 3\mu\text{Bar}$ auf einer Zeitskala von 10 min.

4.3.4 Optimierungen

Für eine ausführliche Charakterisierung des System ist die Messung der Schwankungen des Magnetfelds erforderlich. Diese Schwankungen können derzeit nur mit gespeicherten Ionen bekannter Masse bestimmt werden. Für diese Messung muss erst der PENTATRAP Aufbau in Betrieb genommen werden, siehe Kap. 7.1. Dann können auch Langzeitmessungen

der Stabilität des Systems gemacht werden. Zudem kann das System benutzerfreundlicher gestaltet werden. Die einzelnen Elektronikkomponenten können in einem Gehäuse untergebracht werden. Außerdem kann das FPGA-Entwicklerboard von einem FPGA-Modul abgelöst werden und nur die Komponenten hinzugefügt werden, die der Aufbau benötigt. Das Design des LHe-Resonators kann bezüglich der Empfindlichkeit optimiert werden, indem der Spulenradius vergrößert wird. Das aktuelle Design wurde aufgrund der Kompatibilität zur dem THe-Trap Heliumdruck- und Heliumlevelstabilisierung gewählt, welche jedoch nach dem erfolgreichen Test nicht mehr benötigt wird. Beim nächsten Umbau wird die Halterung des LHe-Resonators verschoben, so dass die Kennlinie einen größeren linearen Bereich aufweist und somit ein größerer Bereich des Resonators nutzbar wird. Desweiteren kann der Regelalgorithmus weiter verbessert werden, indem die Stärke der Kopplung der beiden Kammern des Magneten berücksichtigt wird.

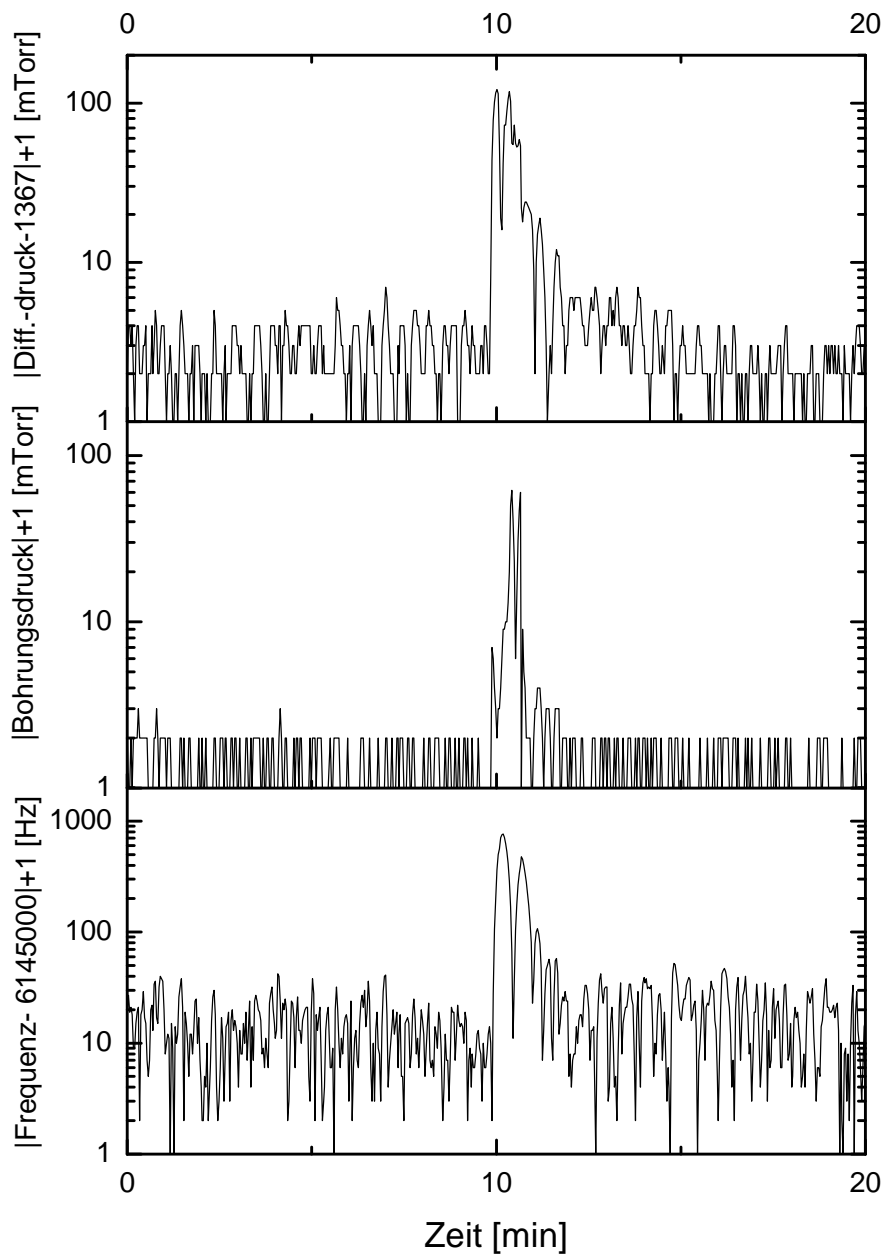


Abbildung 4.9: Störungstest der Heliumdruck- und Heliumlevelstabilisierung. Gezeigt sind der Bohrungsdruck, der Differenzdruck und die Resonatorfrequenz. Zu beachten ist, dass die Resonatorfrequenz durch vier geteilt wurde. Bei 10 min wurde das System mithilfe des Füllstandsensors gestört.

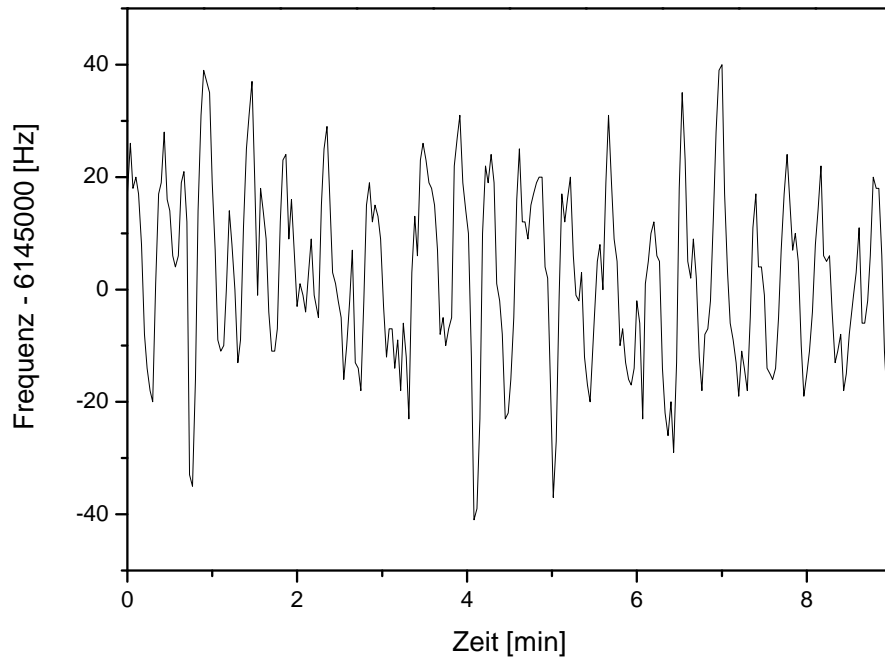


Abbildung 4.10: Gezeigt ist die Resonatorfrequenz bei angeschalteter Heliumdruck- und Heliumlevelstabilisierung. Die durchschnittliche Levelschwankung beträgt ca. $38\mu\text{m}$.

5 Konstruktion des kryogenen Faraday-Bechers

5.1 Messprinzip eines Faraday-Bechers

Ein Faraday-Becher dient zum destruktiven Nachweis von geladenen Teilchen. Teilchen, die auf den Faraday-Becher treffen, deponieren ihre Ladung auf diesem. Da der Faraday-Becher eine Kapazität C gegen das Erdpotential besitzt, führt eine Ladungsänderung ΔQ zu einer Änderung ΔU der Spannung des Faraday-Bechers gegen das Erdpotential, die gegeben ist durch:

$$\Delta U = \frac{\Delta Q}{C}. \quad (5.1)$$

Somit ist die Empfindlichkeit des Faraday-Bechers von seiner Kapazität abhängig. Um die teils sehr kleinen Spannungsänderungen mit einem Oszilloskop detektieren zu können (z.B. führt ein Paket von 100 Ar^{8+} -Ionen bei einer Kapazität von 100 pF zu einer Spannungsänderung von etwa $1.3 \mu\text{V}$), werden diese häufig nachverstärkt (siehe Abb. 5.1).

Ein Widerstand R , der häufig durch den Eingangswiderstand des Verstärkers gegeben ist, sorgt für eine Entladung des Faraday-Bechers (siehe Abb. 5.1). R und C bilden einen Tiefpass mit der Entladungszeitkonstante τ ,

$$\tau = \frac{1}{R \cdot C}. \quad (5.2)$$

Nach einigen Entladungszeitkonstanten befindet sich der Faraday-Becher wieder auf der an R anliegenden Vorspannung U_V . Im Allg. ist C nicht genau bekannt und kann bei

bekanntem R über das Messen von τ bestimmt werden. Somit kann aus dem Verstärkersignal (ansteigende Flanke durch auftreffendes Ionenpaket und anschließende Entladung) bei bekannter Verstärkung die Anzahl der Ladungsträger abgeschätzt werden.

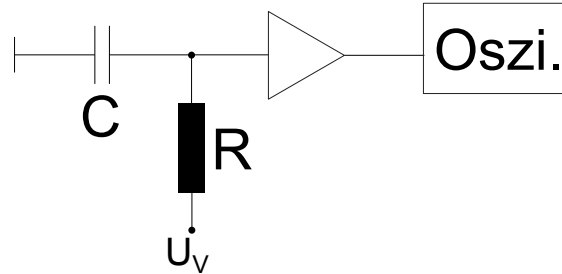


Abbildung 5.1: Ersatzschaltbild des Faraday-Behers mit einer Kapazität C und dem Entladewiderstand R .

5.2 Der kryogene Faraday-Becher

Ein statt einer Falle in den Fallenturm eingebauter Faraday-Becher hat sich in der Erprobungsphase von PENTATRAP als nützlich erwiesen (siehe Abs. 5.3). Darum wird am unteren Ende des Fünf-Fallenturms zusätzlich ein Faraday-Becher angebracht werden, der im Rahmen dieser Arbeit konstruiert wurde und im Folgenden beschrieben werden wird.

Die Hauptanforderungen an den Faraday-Becher sind:

- Geringe Kapazität gegen den geerdeten Befestigungsflansch, um eine hohe Empfindlichkeit zu erreichen.
- Geringer Platzbedarf, um in den bestehenden Aufbau integriert werden zu können.
- Abschirmung der Isolatoren durch leitende Flächen, um eine Aufladung durch Ionen zu verhindern. Aufgeladene Isolatoren könnten das Fallenpotential stören.
- Ein möglichst großer Pumpquerschnitt.

In Abb. 5.2 ist eine Schnittzeichnung des Fallenturms mit Faraday-Becher sowie eine Explosionszeichnung des Faraday-Bechers zu sehen. Abb. 5.3 zeigt den von der MPIK-Werkstatt gefertigten Faraday-Becher.

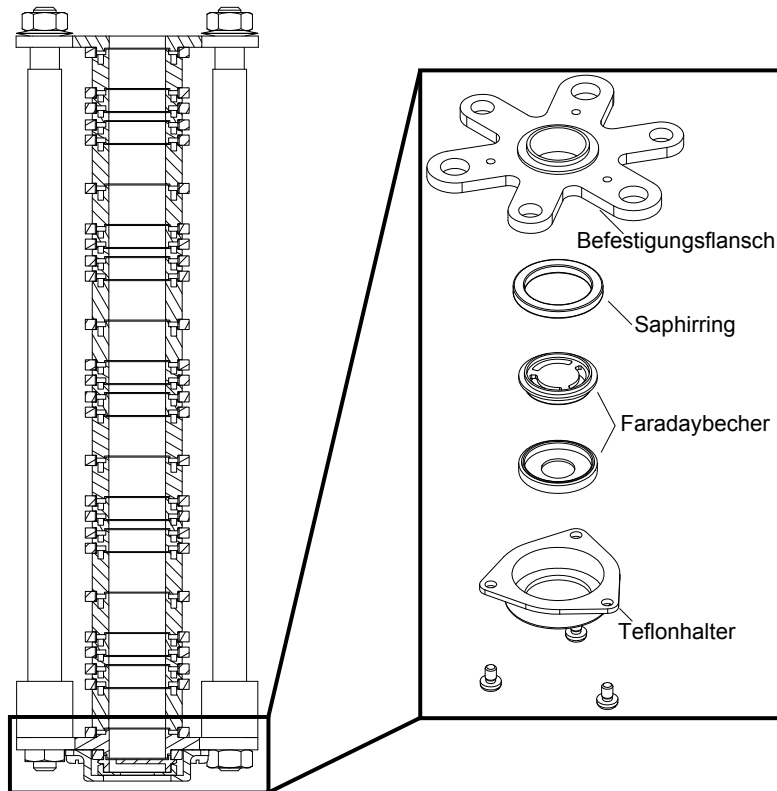


Abbildung 5.2: Die Zeichnung zeigt links den Fallenturm mit dem Faraday-Becher. Auf der rechten Seite ist eine Explosions-Zeichnung des Faraday-Bechers zu sehen.

Der Befestigungsflansch, die beiden Elektroden des Faraday-Bechers sowie die Schrauben wurden aus hochreinem OHFC Kupfer hergestellt und anschließend vergoldet um die Entstehung von Oxidschichten zu vermeiden. Durch Ionen aufgeladene Oxidschichten könnten das Fallenpotential erheblich stören.

Als Isolator zwischen Befestigungsflansch und Faraday-Becher wird ein Saphirring benutzt. Dieser wird ähnlich wie beim Fallenturm durch mehrere Stufen an den äußeren Rändern des Bechers und des Befestigungsflansches vor Aufladung durch Ionen geschützt.

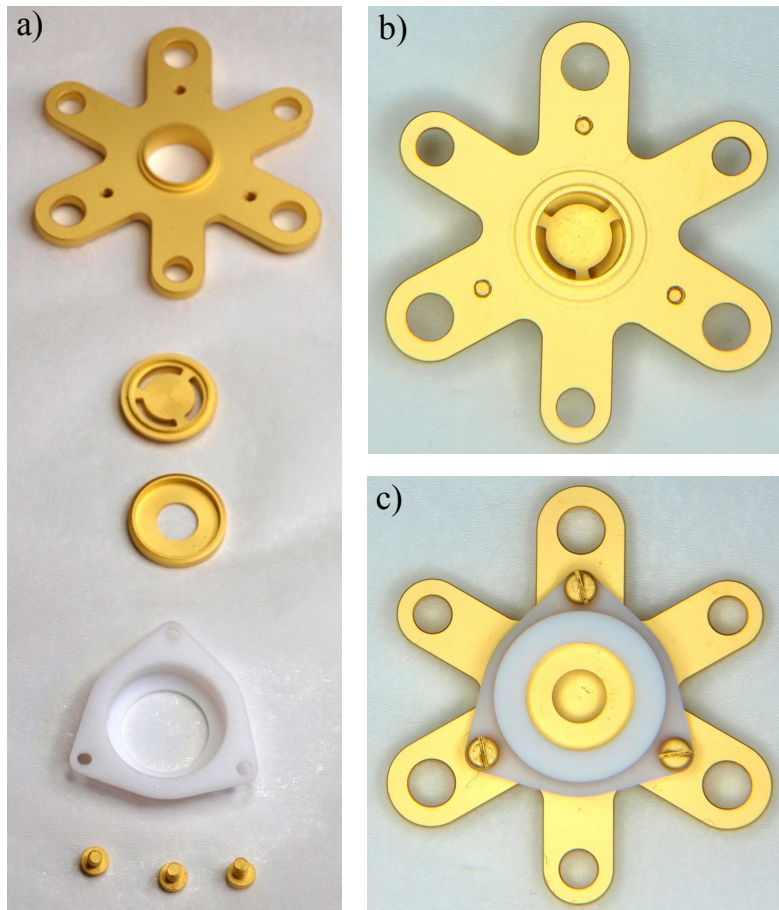


Abbildung 5.3: Das Foto a) zeigt die Bauteile des Faraday-Bechers. Die Fotos b) und c) zeigen die Ober- bzw. Unterseite des Zusammengebauten Faraday-Bechers.

Der Faraday-Becher wird von einem Teflonhalter am unteren Befestigungsflansch des Fallturms gehalten. Auch dieser ist durch die Geometrie des Bechers gegen Aufladung geschützt.

Durch die Löcher im Becher ist das Pumpen durch den Faraday-Becher hindurch gewährleistet. Gleichzeitig sehen Ionen unter allen denkbaren Einflugwinkeln eine leitende Oberfläche, so dass der Teflonkabelhalter, der sich unter dem Faraday-Becher befindet, nicht aufgeladen werden kann.

Die Kapazität des Faraday-Bechers wurde mit einer Comsol-Simulation der elektrostatischen Eigenschaften des Bechers angebracht am geerdeten Befestigungsflansch bestimmt. Die simulierte Kapazität beträgt 8.5 pF.

5.3 Optimieren des Ladens der Penningfalle mit Hilfe des Faraday-Bechers

Der Faraday-Becher im kryogenen Bereich hat sich als ein sehr nützliches Hilfsmittel erwiesen. Anwendungen sind: Die Strahlausrichtung, die Bestimmung der Energieverteilung sowie der Flugzeitverteilung der Ionenpakete. Mit Hilfe der im Folgenden beschriebenen Verfahren ist es erstmals gelungen, Ionen zu fangen. Für eine vollständige Beschreibung der Einfangprozedur siehe [19].

5.3.1 Strahlausrichtung

Nach der Extraktion eines Ionenpakets aus der DREEBIT fliegt dieser durch eine Reihe von ionenoptischen Elementen (siehe Kap. 3), bevor er durch die obere Driftröhre abgebremst wird (für die Optimierung des Ionen transports durch diesen Abschnitt siehe [19]). Vor dem Eintritt in das Strahlrohr in der Bohrung des Magneten durchläuft das Paket noch eine Ablenker- und Einzellinseneinheit, bestehend aus zwei geerdeten Zylinderröhrenelektroden und einer dazwischenliegenden geviertelten Zylinderröhrenelektrode. Die Optimierung der vier Spannungen an der zentralen Elektrode mithilfe des kryogenen Faraday-Bechers wird im Folgenden beschrieben:

Zuerst wird die Einheit als Einzellinse benutzt, indem an alle Viertel dieselbe Spannung angelegt wird. Die Spannung wird solange variiert, bis die Höhe des Signals am Faraday-Becher zu maximal ist. Dies ist der Fall, wenn die Ionen auf den Faraday-Becher fokussiert sind.

Anschließend werden zwei benachbarte Elektroden des Ablenkers (deren Ablenkrichtungen orthogonal zueinander sind) in der Spannung variiert. Für jedes Spannungspaar wird die Höhe des Signals am Faraday-Verstärkers aufgezeichnet. Das Resultat eines solchen Scans ist in Abb. 5.4 als Konturplot dargestellt. In dieser Messung wurden die beiden Elektroden S2-1 und S2-2 des Ablenkers gegeneinander variiert. Die vorher eingestellte Offsetspannung betrug 102 V. Die Signalamplitude ist farbkodiert dargestellt. Die optimale Einstellung der Ablenker befindet sich im Bereich der höchsten Signalamplitude (rot).

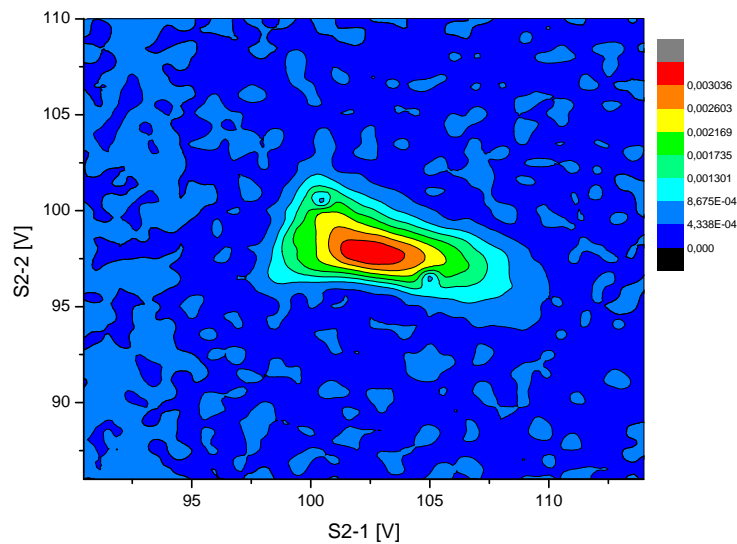


Abbildung 5.4: Dargestellt ist die Spitze-Spitze-Amplitude des Verstärkers am Faraday-Becher gegen die Spannungen der beiden Ablenker S2-1 und S2-2.

5.3.2 Energieverteilung der Ionenpakete

Da die Ionen in der EBIT eine von Null verschiedene Temperatur aufweisen, sind die Ionen eines Pakets, das aus der EBIT extrahiert wird, nicht monoenergetisch, sondern weisen eine Energieverteilung auf. Um eine Abbremsspannung für die kryogene Driftröhre wählen zu können, muss diese Energieverteilung bekannt sein (siehe [19]).

Wird eine statische Spannung an die kryogene Driftröhre angelegt, so werden Ionen deren Energie nicht ausreicht um diese Potentialbarriere zu überwinden nicht am Faraday-Becher ankommen. Zur Bestimmung der Energieverteilung wird also die Spannung an der Driftröhre variiert und für jede dieser Spannungen die Spitze-Spitze-Amplitude des Signals des Verstärkers am Faraday-Becher gemessen. So ein Scan ist in Abb. 5.5 dargestellt. Unter der Annahme dass die Energie in den einzelnen Ionenpaketen normalverteilt ist, können die Daten durch die Gleichung

$$\begin{aligned} f(U_{Drift}) &= A \cdot \left(1 - \int_{-\infty}^{U_{Drift}} e^{-\left(\frac{U-\mu}{4\sigma}\right)^2} dU \right) + B \\ &= A \cdot \left(1 + \frac{1}{2} \text{Erf} \left(\frac{\mu - U_{Drift}}{\sqrt{2}\sigma} \right) \right) + B, \end{aligned} \quad (5.3)$$

beschrieben werden. Dabei ist μ der Mittelwert und σ die Breite der Energieverteilung. A ist die Amplitude des Verstärkersignals und B der Offset. Die Gl. 5.3 wird an die gemessenen Daten gefittet. Der Fit und die Daten sind in Abb. 5.5 dargestellt. Aus dem Fit ergibt sich ein Mittelwert von $\mu = 149V$ und eine Breite von $\sigma = 8.8V$.

5.3.3 Flugzeit der Ionenpakete

Wie in Kap. 3.1.2 beschrieben, muss die kryogene Driftröhre zum Abbremsen von Ionen zu dem Zeitpunkt vom Abbremspotential auf ein neutrales Potential geschaltet werden, zu dem sich die Ionen im feldfreien Bereich der Driftröhre befinden. Zur Ermittlung des Schaltzeitpunkts müssen Flugzeitverteilungen bei verschiedenen statisch an die Driftröhre angelegten Spannungen ermittelt werden - Details hierzu finden sich in [19].

Zur Bestimmung der Flugzeitverteilung der Ionen wird das Signal des am Faraday-Becher angeschlossenen Verstärkers im Bereich um die steigende Flanke mit einem

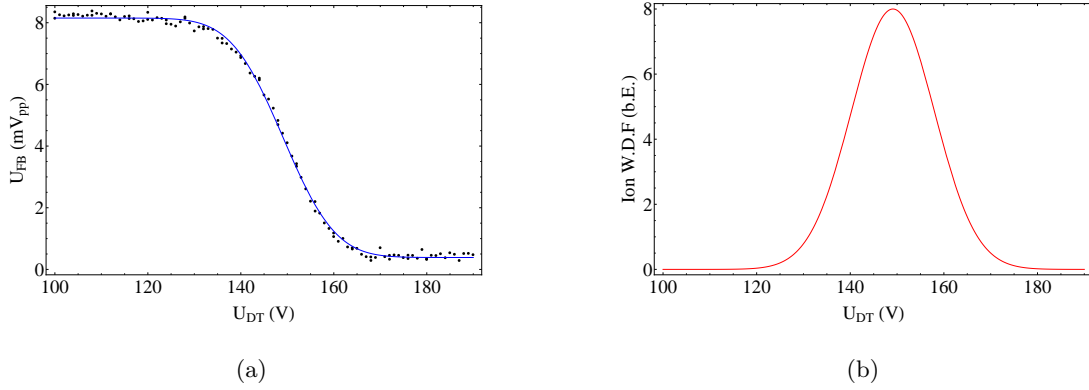


Abbildung 5.5: In a) ist die Spitze-Spitze-Amplitude des an den Faraday-Becher angeschlossenen Verstärkers für verschiedene statische Driftröhrenspannungen gezeigt (schwarze Punkte). Der Fit von Gl. 5.3 an diese Daten ist als durchgezogene blaue Linie dargestellt. In b) ist die aus dem Fit resultierende Energieverteilung der Ionenpakete dargestellt. Für weitere Details siehe Text.

Oszilloskop aufgezeichnet. Das beobachtete Signal kann wie folgt erklärt werden: Die Änderung des Signals wird zum einen verursacht durch Auftreffen eines Pakets von Ionen mit normalverteilten Flugzeiten. Zum anderen führt das Tiefpass-Entladeverhalten des Faraday-Bechers im Zusammenspiel mit dem Verstärker zu einem exponentiellen Entladen des Faraday-Bechers mit einer Abklingkonstanten τ . Das Signal $f(t)$ kann also mit der folgenden Differentialgleichung beschrieben werden:

$$\dot{f}(t) = e^{-\left(\frac{t-\mu}{4\sigma}\right)^2} - \frac{f(t)}{\tau}. \quad (5.4)$$

Dabei ist σ die Breite und μ der Mittelwert der Flugzeitverteilung. Als Lösung der Differentialgleichung ergibt sich:

$$f(t) = \frac{1}{2} e^{\frac{\mu}{\tau} + \frac{\sigma^2}{2\tau^2} - \frac{x}{\tau}} \left(\operatorname{erf} \left(\frac{\mu\tau + \sigma^2}{\sqrt{2}\sigma\tau} \right) - \operatorname{erf} \left(\frac{\tau(\mu - x) + \sigma^2}{\sqrt{2}\sigma\tau} \right) \right). \quad (5.5)$$

In Abb. 5.6 a) ist ein Signal von Ar^{8+} -Ionen bei einer statischen Driftröhrenspannung

von 132 V zu sehen (schwarze Punkte). Das Signal wurde zur Rauschunterdrückung 500-mal gemittelt. Die blaue Linie beschreibt die Anpassung der Gl. 5.5 an die Datenpunkte. In Abb. 5.6) ist die aus dem Fit resultierende Flugzeitverteilung der Ionen dargestellt. Aus dem Fit ergibt sich eine mittlere Flugzeit von $41.2 \mu\text{s}$ bezüglich dem Zeitpunkt an dem das Ionenpaket aus der EBIT extrahiert wurde. Die Breite der Verteilung beträgt $0.8 \mu\text{s}$.

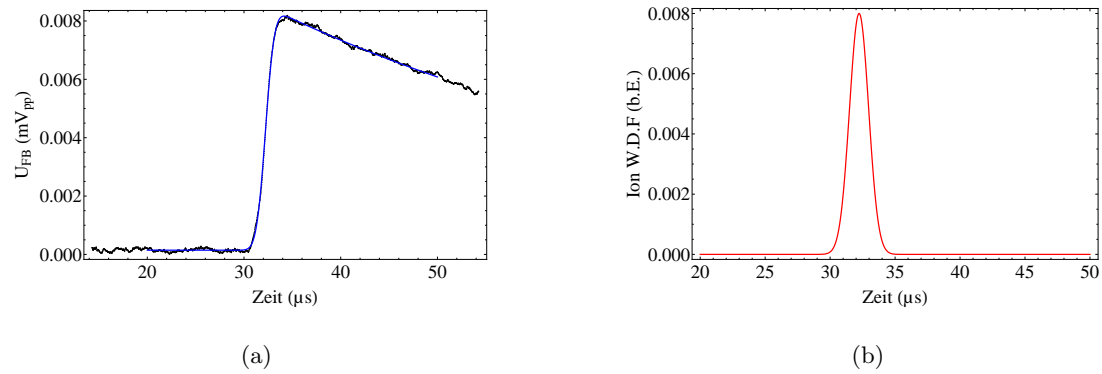


Abbildung 5.6: In a) sind das mit dem Oszilloskop gemessene Signal (schwarze Punkte) und der Fit von Gl. 5.5 an das Signal (blaue Linie) dargestellt. In b) ist die aus dem Fit resultierende Flugzeitverteilung gezeigt. Für weitere Details siehe Text.

6 Fazit und Ausblick

Im Rahmen dieser Arbeit wurde ein digitales Heliumdruck und Heliumlevel Stabilisierungssystem für PENTATRAP aufgebaut und in Betrieb genommen. Dieses Stabilisierungssystem erreichte in den ersten Tests die geforderten Spezifikationen auf kleinen Zeitskalen: Das Heliumlevel konnte auf $\pm 50 \mu\text{m}$ stabilisiert werden, während beim Heliumdruck eine Stabilität von $\pm 3 \mu\text{bar}$ erreicht wurde. Durch die Digitalisierung des Systems ist es einfach möglich, neue Regelmodelle zu implementieren sowie weitere Regelaufgaben hinzuzufügen. So wäre es beispielsweise denkbar, die Regelung des Helmholtzspulensystems im selben FPGA zu implementieren.

Zur weiteren Charakterisierung des Systems muss noch die Langzeitstabilität von Heliumdruck und -level sowie die Korrelation zwischen diesen beiden Größen und der Magnetfeldstärke gemessen werden. Für letztgenannte Messung werden gespeicherte Ionen benötigt, da nur über eine Messung der Zyklotronfrequenz gespeicherter Ionen eine hinreichende Sensitivität auf Magnetfeldänderungen erreicht werden kann.

Für das System sind zudem noch einige Verbesserungen geplant: Zum einen können die klar sichtbaren Oszillationen um den Regelpunkt durch bessere Regelalgorithmen behoben werden. Zudem ist es geplant, die Elektronik und Steuerung der Heliumdruck- und Heliumlevelstabilisierung zu überarbeiten und in einem passenden Gehäuse unterzubringen. Das FPGA-Entwicklerboard wird durch ein FPGA-Modul mit auf das System abgestimmten Komponenten ersetzt. Die Vorspannung der Feindosierventilsteuerung wird digital ansteuerbar gemacht werden, so dass diese je nach Levelstand vom Algorithmus nachgeregelt werden kann.

Zudem wurde im Rahmen dieser Arbeit für den Fünf-Fallenturm ein kryogener Faraday-

Becher konstruiert und gefertigt. Dieser erfüllt alle Randbedingungen bezüglich der Integration in den Fallenturm, des Pumpquerschnitts und insbesondere der Sensitivität. Der Faraday-Becher wird in Kürze an dem Fallenturm montiert werden, der im Rahmen des bevorstehenden Umbaus in den kryogenen Aufbau eingebaut wird.

Um mit dem Faraday-Becher eine optimale Sensitivität zu erreichen, muss die Kapazität der Zuleitungen zum Verstärker minimiert werden. Dies könnte mit einem kryogenen Vorverstärker erreicht werden. Im Idealfall läge die so erreichbare Sensitivität bei einigen wenigen Ladungsträgern, so dass einzelne mittel- bis hochgeladene Ionen nachgewiesen werden könnten. Da bei extremen Ladungszuständen (z.B. bei $^{208}\text{Pb}^{81+}$) nur geringe Produktionsraten zu erwarten sind, ist eine solche Sensitivität insbesondere in diesen Fällen interessant. Neben der Möglichkeit eines GaAs-FET-basierten Ladungsverstärkers wird in naher Zukunft auch die Möglichkeit eines SQUID-basierten Verstärkers[20] untersucht werden.

Ein erster experimenteller Durchlauf des PENTATRAP-Experiments wurde kürzlich beendet. In diesem Durchlauf ist es gelungen, Ionen in den kryogenen Bereich zu transportieren und zu fangen. Allerdings verhinderten Vakuumprobleme eine Optimierung der verbauten Falle. Trotzdem konnten wertvolle Informationen für Verbesserungen des Aufbaus gewonnen werden. Zu diesen Verbesserungen gehören u.a. die Einführung einer Vorvakuumkammer und der Einbau einer Pumpsperre im kryogenen Bereich. Mit der zu erwartenden Verbesserung des Vakuums im Fallenbereich sollte es möglich sein, Ar^{8+} -Ionen für einige Tage zu speichern. Mit solchen Speicherzeiten sollte eine Optimierung der Fallenpotentiale möglich sein, so dass erste Zyklotronfrequenzmessungen im Laufe dieses Jahres durchgeführt werden können.

7 Anhang

7.1 Erste Ionen

In Abb. 7.1 ist eines der ersten Ionen zu sehen, welches mit dem PENTATRAP Aufbau gespeichert wurde. Mit der Hilfe von Massenspektren (siehe Abb. 7.2) wird versucht die optimale Konfiguration des Fallenpotentials zu finden.

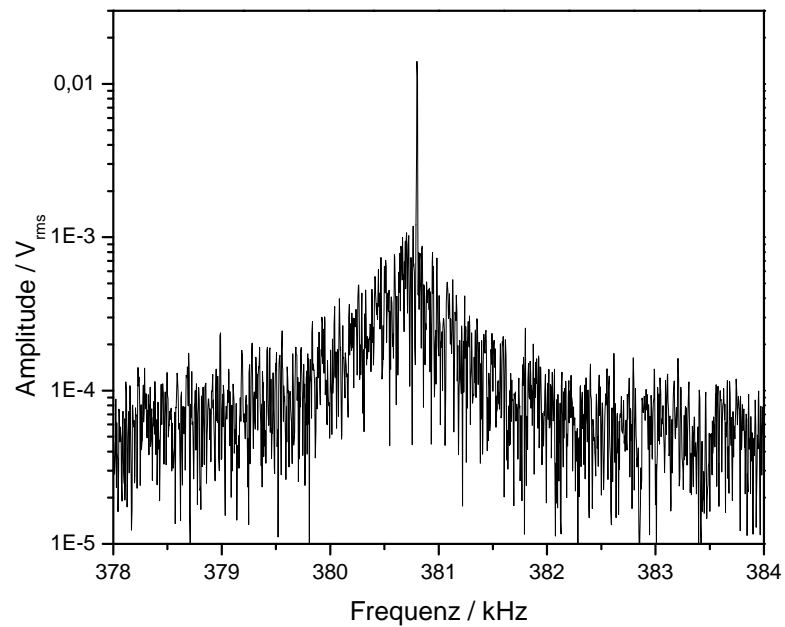


Abbildung 7.1: Parametrisch angeregte Ar^{8+} -Ionen in einer der PENTATRAP Fallen.

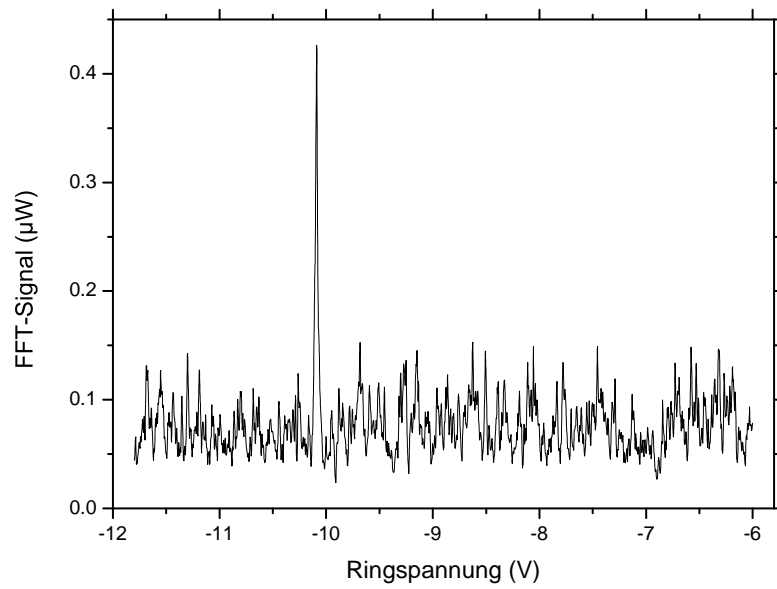


Abbildung 7.2: Massenspektrum der Ionen, welche sich in einer der PENTATRAP Fallen befinden. Die deutlich erkennbare Spitze wird von der Energiedissipation von Ar^{8+} -Ionen auf der Spitze des axialen Schwingkreises hervorgerufen.

7.2 Zeichnungen und Schaltpläne zur Heliumdruck und Heliumlevelstabilisierung

7.2.1 LHe-Oszillator

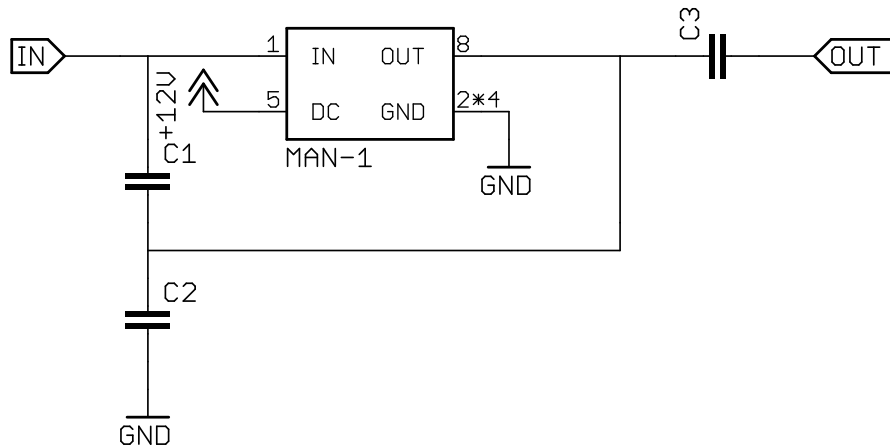


Abbildung 7.3: Gezeigt ist der Schaltplan des LHe-Oszillators.

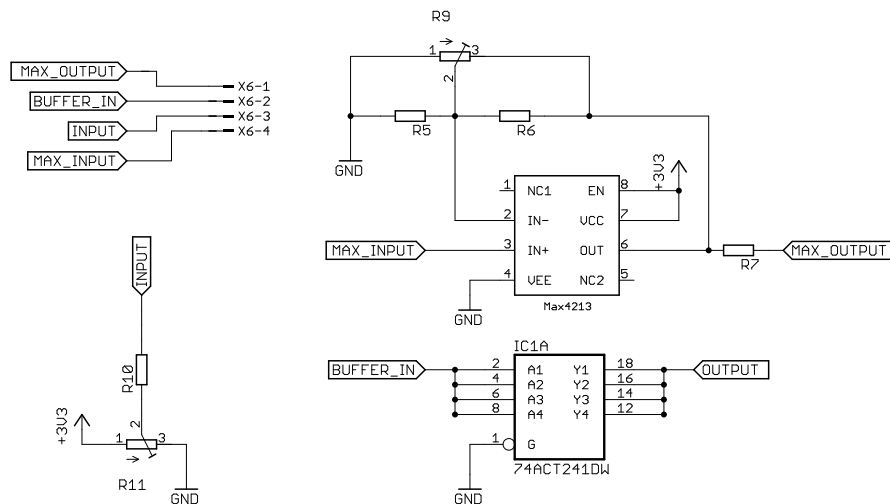


Abbildung 7.4: Gezeigt ist der Schaltplan des Signalverstärkers des LHe-Oszillators.

In Abb. 7.3 ist der Schaltplan des LHe-Oszillators gezeigt. Dieser besteht aus einem kommerziellen Verstärker *MAN-1* von *Mini-Circuits*, der über einen kapazitiven

Spannungsteiler rückgekoppelt ist. Am Eingang (IN) ist der LHe-Resonator angeschlossen.

In Abb. 7.4 ist der Schaltplan des Kabeltreibers für den LHe-Oszillators zu sehen. Dieser wird benötigt um die Sinusschwingung des LHe-Oszillators in ein 5V-Rechtecksignal zu wandeln. Der Verstärker kann eine 50Ω Leitung treiben. Da der FPGA einen Eingangspegel von 3,3V braucht, wurde ein entsprechender Abschwächer in die Signalleitung eingebaut.

7.2.2 Ventiltreiber

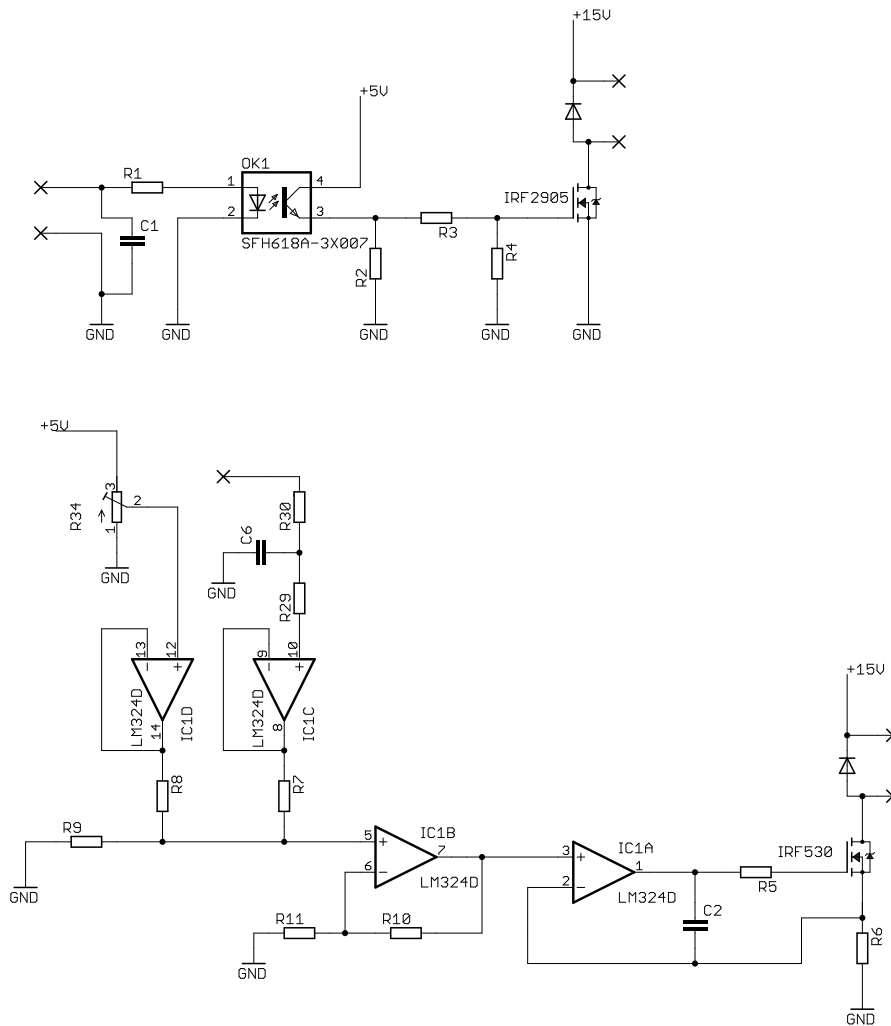


Abbildung 7.5: Gezeigt ist der Schaltplan des Ventiltreibers, welcher die Sicherheitsventile S1-3 schaltet und die Dosierventile D1-2 ansteuert.

In Abb. 7.5 a) ist der Schaltplan gezeigt, der zum Ein- und Ausschalten der Sicherheitsventile benutzt wird. Am Eingang wird das Ausgangssignal vom FPGA angeschlossen. Das FPGA-Signal steuert über einen Optokoppler einen MOSFET an, welcher den Strom durch das Sicherheitsventil schaltet.

In Abb. 7.5 b) ist der Teil des Schaltplans gezeigt, der zum Steuern eines Dosierventils

benutzt wird. Er besteht aus einem Addierer und einer spannungsgesteuerten Stromquelle. Der Addierer addiert die Vorspannung (die über ein Potentiometer eingestellt werden kann) mit dem Ausgangssignal eines DACs, der vom FPGA gesteuert wird. Das addierte Signal wird benutzt um mit der spannungsgesteuerten Stromquelle den Strom durch das Dosierventil zu regeln.

7.3 Erdungsbox

Bei PENTATRAP wird bei der Erdung zwischen zwei Bereichen unterschieden: Zum einen der Bereich von EBIT und Ionenstrahlführungslinie und zum anderen der Bereich der Penningfallen samt Peripherie. Die Massen der beiden Bereiche sind durch einen Keramikisolator galvanisch voneinander getrennt. Beide Massenbereiche werden nur für den Ionentransport miteinander verbunden. Allerdings befinden sich einige wenige Elemente der Ionenoptik (kryogene Drifftube und S2-X Ablenker) im Bereich der Penningfallen. Die in Abb. 7.6 gezeigte Erdungsbox verbindet diese Elemente während des Ladens mit ihren Steuerspannungen welche von Hochspannungsquellen im EBIT-Bereich erzeugt werden. Während einer Messung in der Penningfalle werden diese Elemente dagegen Penningfallenseitig geerdet um Störungen zu vermeiden.

Je Kanal werden dabei zwei Relais verwendet. Das eine Relais ist stromlos offen, das andere stromlos geschlossen. In diesem Zustand soll die Box die Ionenoptik erden. Um kurzzeitige Kurzschlüsse des HV-Netzeils während des Umschaltens zu vermeiden, werden die Relais entsprechend zeitlich versetzt geschaltet. In Abb. 7.7 ist der Schaltplan der Ansteuerung der Relais gezeigt. An X1-1 und X1-2 wird das selbe TTL-Steuersignal angeschlossen. An X2-3 und X2-1 wird der entsprechende Typ von Relais angeschlossen. Da alle Kanäle gleichzeitig geschaltet werden, können sich alle Kanäle die Anschlüsse teilen. Durch die gezeigte Verschaltung der XOR- und UND-Gatter mit zwei Tiefpässen wird sichergestellt, dass der Kanal erst auf Hochspannung gelegt wird, wenn die Erdung aufgehoben wurde und wiederum erst geerdet wird nachdem die Hochspannung nicht mehr anliegt.

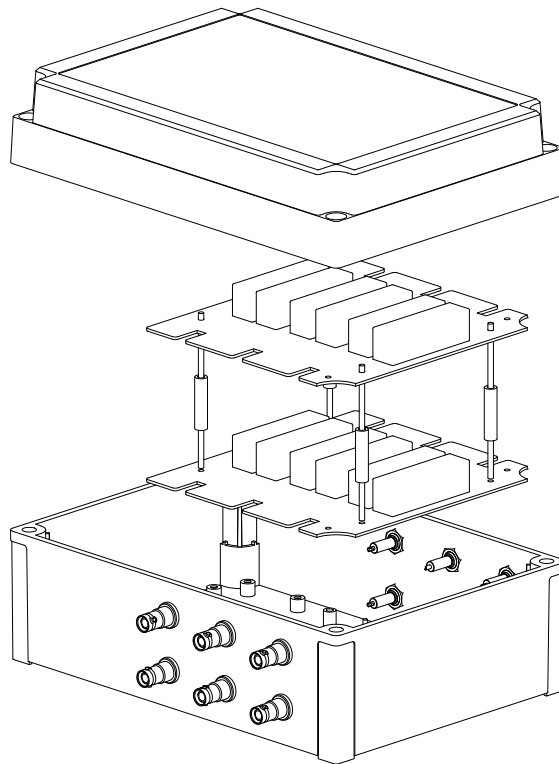


Abbildung 7.6: Gezeigt ist eine CAD-Explosionszeichnung der Erdungsbox. Zwei Platinen mit jeweils 6 HV-Relais sind zu erkennen. Je zwei HV-Relais werden für einen Kanal benötigt. Die SHV-Buchsen werden direkt an der Platine angelötet.

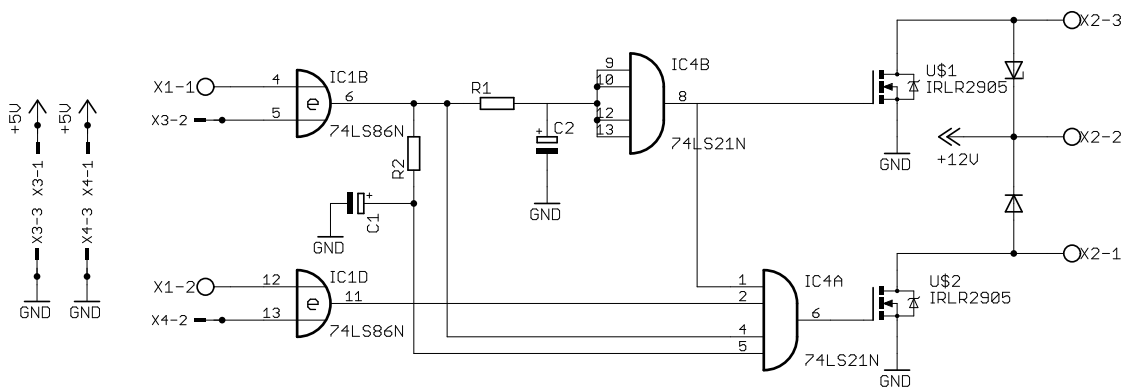


Abbildung 7.7: Gezeigt ist der Schaltplan der Erdungsbox.

7.4 Ausrichtung der EBIT zur Beamline

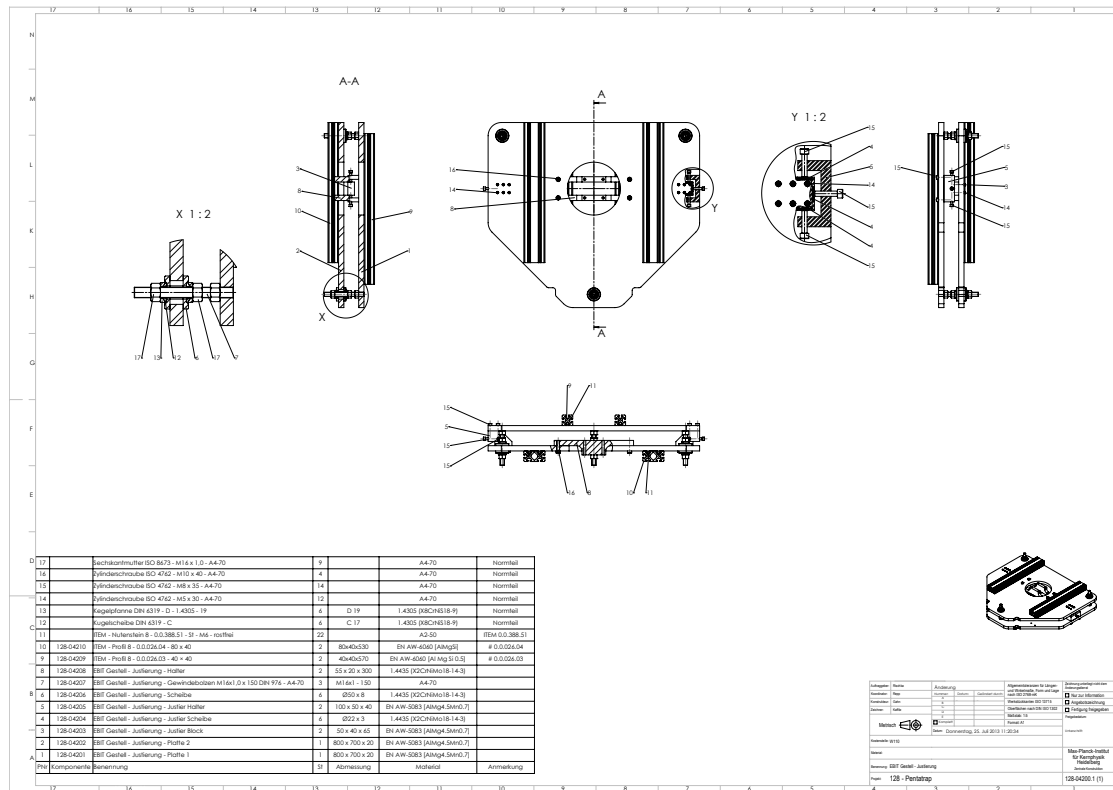


Abbildung 7.8: Gezeigt ist eine CAD-Zeichnung der Justiereinheit zur Ausrichtung der DREEBIT relativ zur Strahltransportlinie.

In Abb. 7.8 ist die Justiereinheit der DREEBIT gezeigt. Sie kann die DREEBIT in einer Ebene verschieben und verkippen um den Ionenstrahl relativ zur Strahltransportlinie auszurichten. Bei der ersten Inbetriebnahme des gesamten PENTATRAP-Aufbaus musste die EBIT durch Unterlegscheiben und Verschieben der Halterung ausgerichtet werden. Ohne diese Prozedur war ein kontrolliertes Abbremsen der Ionen mit der oberen Driftröhre nicht möglich.

7.5 Offline LHe-Resonatorhalter

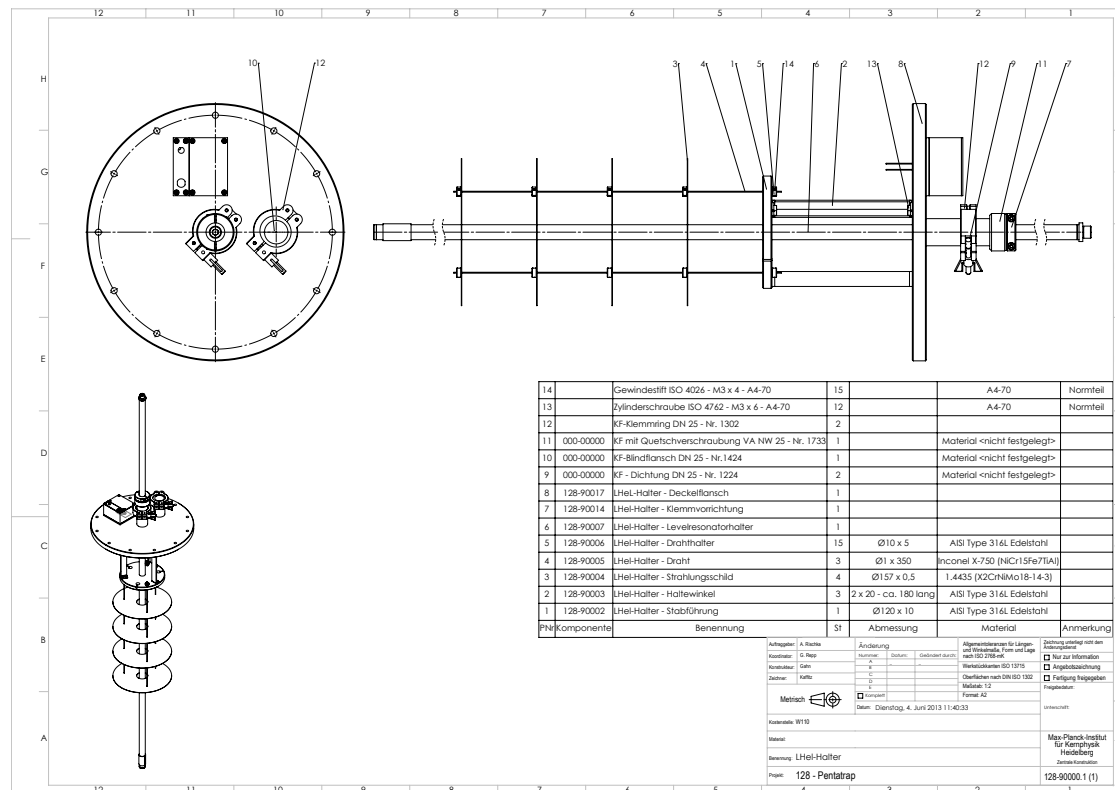


Abbildung 7.9: Gezeigt ist eine CAD-Zeichnung des Offline-Halters des Levelresonators.

In Abb. 7.9 ist der Offline-Halter des Levelresonators gezeigt. Mit ihm kann die Heliumdruck- und Heliumlevelstabilisierung getestet werden, wenn der Fallenaufbau nicht im Magnet ist. Zudem kann er als Halterung für weitere Tests im Magneten benutzt werden.

Literaturverzeichnis

- [1] K. Blaum. High-accuracy mass spectrometry with stored ions. *Phys. Rep.*, 425(1):1–78, 2006.
- [2] K Blaum, A Doerr, CE Duellmann, K Eberhardt, S Eliseev, C Enss, A Faessler, A Fleischmann, L Gastaldo, S Kempf, et al. The electron capture ho experiment echo. *Arxiv:1306.2655*, 2013.
- [3] J Repp, Ch Böhm, J R Crespo López-Urrutia, A Dörr, S Eliseev, S George, M Goncharov, Yu N Novikov, C Roux, S Sturm, et al. Pentatrap: a novel cryogenic multi-penning-trap experiment for high-precision mass measurements on highly charged ions. *Appl. Phys. B*, 107(4):983–996, 2012.
- [4] Lowell S Brown and Gerald Gabrielse. Geonium theory: Physics of a single electron or ion in a penning trap. *Rev. Mod. Phys.*, 58(1):233, 1986.
- [5] F. M. Penning. Die Glimmentladung bei niedrigem Druck zwischen koaxialen Zylindern in einem axialen Magnetfeld. *Physica*, 3(9):873–894, 1936.
- [6] J. Repp. The setup of the high-precision penning-trap mass spectrometer pentatrap and first production studies of highly charged ions. 2012.
- [7] Guy Savard, St Becker, G Bollen, H-J Kluge, RB Moore, Th Otto, L Schweikhard, H Stolzenberg, and U Wiess. A new cooling technique for heavy ions in a penning trap. *Phys. Lett. A*, 158(5):247–252, 1991.
- [8] Lowell S. Brown and Gerald Gabrielse. Precision spectroscopy of a charged particle in an imperfect penning trap. *Phys. Rev. A*, 25:2423–2425, Apr 1982.

- [9] Martin Kretzschmar. Single particle motion in a penning trap: description in the classical canonical formalism. *Phys. Scr.*, 46(6):544, 1992.
- [10] D.J. Wineland and H.G. Dehmelt. Principles of the stored ion calorimeter. *J. Appl. Phys.*, 1975.
- [11] Eric A Cornell, Robert M Weisskoff, Kevin R Boyce, and David E Pritchard. Mode coupling in a penning trap: π pulses and a classical avoided crossing. *Phys. Rev. A*, 41(1):312–315, 1990.
- [12] H Häffner, T Beier, S Djekić, N Hermanspahn, H-J Kluge, W Quint, S Stahl, J Verdú, T Valenzuela, and G Werth. Double penning trap technique for precise g factor determinations in highly charged ions. *The European Physical Journal D–Atomic, Molecular, Optical and Plasma Physics*, 22(2):163–182, 2003.
- [13] Morton A Levine, RE Marrs, JR Henderson, DA Knapp, and Marilyn B Schneider. The electron beam ion trap: A new instrument for atomic physics measurements. *Phys. Scr.*, 1988(T22):157, 1988.
- [14] see: <http://www.dreebit.com>.
- [15] JR Crespo López-Urrutia, B Bapat, I Draganic, A Werdich, and J Ullrich. First results from the Freiburg Electron Beam Ion Trap freebit. *Phys. Scr.*, 2001(T92):110, 2001.
- [16] JR Crespo López-Urrutia, J Braun, G Brenner, H Bruhns, A Lapierre, AJ González Martínez, V Mironov, R Soria Orts, H Tawara, M Trinczek, et al. Optimization of the charge state distribution of the ion beam extracted from an EBIT by dielectronic recombination. *Rev. Sci. Instr.*, 75(5):1560–1562, 2004.
- [17] Mikhail Yavor. *Electrostatic Energy Analyzers*, volume 157. Elsevier, 2009.
- [18] C. Roux. *High-resolution mass spectrometry: The trap design and detection system of Pentatrap and new Q-values for neutrino studies*. PhD thesis, 2012.

- [19] A. Dörr. *PhD Thesis*. PhD thesis, 2014.
- [20] RL Fagaly. Superconducting quantum interference device instruments and applications. *Review of scientific instruments*, 77(10):101101, 2006.