

Aufbau und Charakterisierung eines Systems zur Stabilisierung des Magnetfeldes an PENTATRAP

Bachelorarbeit
von

Alexander Rischka

Universität Heidelberg
an der Fakultät für Physik und Astronomie
Max-Planck-Institut für Kernphysik
Abteilung für gespeicherte und gekühlte Ionen

Erstgutachter:	Prof. Dr. Klaus Blaum
Zweitgutachter:	PD Dr. Yuri Litvinov
Betreuende Mitarbeiterin:	Dipl.-Phys. Julia Repp

Bearbeitungszeitraum: 04. April 2011 – 27. Juni 2011

Abstract: A critical parameter of mass spectrometry is the magnetic field and its uncertainty during the measurement process. Therefore a stabilisationsystem is build which protects the PENTATRAP-Penning trap against external magnetic field fluctuations like the drift of the earth magnetic field. For the existing control electronics a Helmholtz coil is build and characterized. The characterization includes measurements of the axial and radial magneticfield and the current-to-field curve in the center of the coil. The system is installed for a test of principle. The proportionality factor between the measured field and the current through the Hemlholtz coils is adjusted to -1 . In addition the shielding factor is measured to estimate the distortions of the magnetic field inside the magnet.

Abriss: Eine kritische Größe in der Massenspektrometrie mit Penningfallen ist das Magnetfeld und seine Unsicherheit während des Messprozesses. Um die PENTATRAP-Penningfalle vor äußeren Magnetfeldschwankungen, wie z.B. dem Drift des Erdmagnetfeldes, zu bewahren wird ein Stabilisierungssystem aufgebaut. Für die vorhandene Regelelektronik samt Fluxgatemagnetometer wird eine Helmholtzspule angefertigt und charakterisiert. Zum Charakterisieren wird sowohl das radiale als auch das axiale Magnetfeld vermessen und für das Zentrum der Spule eine Strom-Feld-Kennlinie angefertigt. Das System wird für einen Funktionstest aufgebaut und justiert. Der frei wählbare Proportionalitätsfaktor zwischen dem gemessenem und dem mit der Helmholtzspule erzeugten Feld wird auf -1 eingestellt. Zum Abschätzen der Auswirkung von externen Störungen auf das innere Magnetfeld des PENTATRAP-Magneten, wird zusätzlich der Schirmfaktor des Magneten gemessen.

Inhaltsverzeichnis

1. Einleitung und Motivation	1
2. Grundlagen der Hochpräzisions-Penningfallen-Massenspektrometrie	3
2.1. Die ideale Penningfalle	3
2.2. Die reale Penningfalle	4
2.3. Die Bestimmung der Masse mit einer Penningfalle	5
3. Das PENTATRAP-Experiment	7
3.1. Der Aufbau	7
4. Das Stabilisierungssystem	9
4.1. Funktionsweise von Magnetfeldsensoren	9
4.2. Der Magnetfeldsensor bei PENTATRAP	12
4.3. Aufbau der Magnetfeldregelung	12
4.4. Das Feld einer Helmholtzspule	13
5. Messung und Ergebnisse	17
5.1. Das Streufeld	17
5.2. Magnetfeld entlang der vertikalen Magnetachse	18
5.3. Fertigung und Charakterisierung der Helmholtzspule	19
5.4. Positionierung und Justierung des Regelsystems	23
5.5. Test der Funktion des Stabilisierungssystems	23
5.6. Bestimmung des Schirmfaktors des Magneten	27
6. Diskussion und Ausblick	29
Literaturverzeichnis	31
Anhang	34
A. Numerische Berechnung des Radialverlaufs einer Helmholtzspule	34

1. Einleitung und Motivation

Die Masse spielt in vielen physikalischen Bereichen eine wichtige Rolle. Eine fundamentale Eigenschaft der Masse eines (atomaren) Nuklids ist ihre Verbindung mit den atomaren und nuklearen Bindungsenergien über $E = mc^2$. Jedem Atomkern kann eindeutig eine Masse zugeordnet werden. Daher spiegelt die Masse alle atomaren und nuklearen Strukturen und Wechselwirkungen wieder. Je nach dem welche Physik untersucht werden soll, ist eine bestimmte Genauigkeit gefordert. Einige Anwendungsbereiche und die geforderte relative Massenunsicherheit sind in Tab. 1.1 aufgezeigt [BNW09].

Tabelle 1.1.: Einige Anwendungsbereiche der Massenbestimmung und ihre typischen Anforderungen an die relative Massenunsicherheit $\delta m/m$

Anwendung der Massenbestimmung	$\delta m/m$
Chemie: Identifikation von Atomen und Molekülen	$<10^{-5}$
Kernphysik: Kernstrukturuntersuchungen	$<10^{-6}$
Astrophysik: Nukleosyntheseprozesse	$<10^{-7}$
Untersuchung der schwachen Wechselwirkung	$<10^{-8}$
Metrologie: Test fundamentaler Konstanten	$<10^{-9}$
Atomphysik: QED in hochgeladenen Ionen	$<10^{-11}$

Als Mittel der Wahl zur Hochpräzisions-Massenspektrometrie hat sich die Penningfalle durchgesetzt. Mit ihr kann, aufgrund von Frequenzmessungen der Zyklotronbewegung, die Masse von Ionen sehr genau bestimmt werden [BG86]. Es gibt zahlreiche verschiedene Variationen und Anwendungsbereiche der Penningfalle, ein Überblick liefert [Bla06]. Zurzeit liegt die relative Massenunsicherheit bei hochgeladenen stabilen Nukliden bei 10^{-10} . Ziel des PENTATRAP-Experiments ist es, Massenverhältnisse von hochgeladenen langlebigen stabilen Nukliden mit einer Genauigkeit von 10^{-12} zu messen [R⁺11a]. Die Unsicherheit des Magnetfeldes stellt dabei einen der größten limitierenden Faktoren dar. Daher sind mehrere Stabilisierungssysteme an PENTATRAP vorgesehen.

Diese Arbeit beschäftigt sich mit der Langzeit-Magnetfeldstabilisierung von PENTATRAP. Das Stabilisierungssystem besteht aus einem Magnetfeldsensor, einer Regelelektronik und einer Helmholtzspule. Die Regelelektronik wertet den Magnetfeldsensor aus und kompensiert mit der Helmholtzspule die Störungen im Experimentierbereich. In Kap. 2 der vorliegenden Arbeit wird auf die Grundlagen der Massenspektrometrie mit Penningfallen eingegangen. Das darauffolgende Kapitel stellt das PENTATRAP Experiment vor. Kapitel 4 erklärt den Aufbau des benutzten Stabilisierungssystems. In Kap. 5 werden die Messungen zur Charakterisierung des PENTATRAP-Magneten und des Stabilisierungssystems vorgestellt und diskutiert.

2. Grundlagen der Hochpräzisions-Penningfallen-Massenspektrometrie

Die Penningfalle ist nach dem holländischen Physiker Frans Michel Penning (1894-1953) benannt. Weiterführende Entwicklungen führte Hans Dehmelt aus, der die erste Penningfalle baute. Im Folgenden wird auf die Bewegung eines Ions in einer idealen Penningfalle eingegangen. Weiterführend wird die Abweichung der idealen zur realen Penningfalle erläutert und die Massenmessung mit Penningfallen vorgestellt.

2.1. Die ideale Penningfalle

Die Idee der Penningfalle ist es, ein Ion mittels der Superposition eines Magnetfeldes und eines schwachen elektrostatischen Potentials in einem kleinen Raumbereich gefangen zu halten. Dazu wird ein elektrostatisches Quadropolpotential Φ mit einem homogenen Magnetfeld \vec{B} überlagert. Das Quadropolpotential, welches aufgrund der gewählten Zylindersymmetrie benutzt wird [BH08, S. 31], lautet in kartesischen Koordinaten:

$$\Phi = \frac{\Phi_0}{d^2} (x^2 + y^2 - 2z^2). \quad (2.1)$$

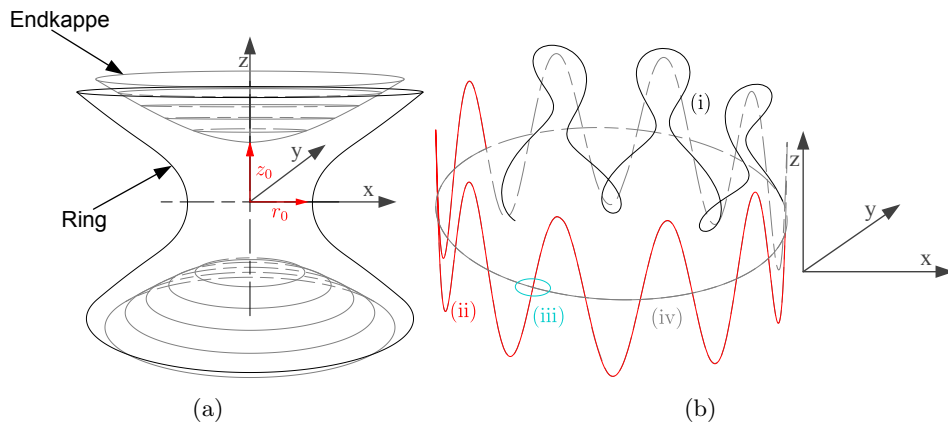


Abbildung 2.1.: (a) Dargestellt ist eine schematische hyperbolische Penningfalle, wobei z_0 den Abstand der Endkappen und r_0 den Abstand des Ringes zum Zentrum angibt. (b) Bewegung eines gespeicherten Ions in der Penningfalle (i) als Superposition von axialer Bewegung (ii), modifizierter Zyklotron- (iii) und Magnetronbewegung (iv).

Dabei ist d der geometrieabhängige Fallenparameter. Diesen erhält man, wenn das Potential Φ gleich der Potentialdifferenz Φ_0 zwischen Ring und Endkappen gewählt wird:

$$d^2 = r_0^2 + 2z_0^2. \quad (2.2)$$

Die beiden freien Parameter r_0 und z_0 (siehe Abb. 2.1 (a)) geben die Geometrie der Falle an, deren Elektroden, im Fall der hyperbolischen Falle, entlang von Äquipotentialflächen des Quadropolpotentials verlaufen. Es ist auch möglich, dass gewünschte Quadropolpotential mit zylindrischen Elektroden

zu erzeugen [GHR89]. Die Bewegungsgleichung für ein Ion mit der Ladung q und der Masse m folgt aus der Lorentzkraft

$$\vec{F} = m\vec{\ddot{r}} = q \left(-\vec{\nabla}\phi + \dot{\vec{r}} \times \vec{B} \right). \quad (2.3)$$

Diese kann in ein Differentialgleichungssystem aufgeteilt werden:

$$\ddot{x} = \frac{q\Phi_0}{2md^2}x + \frac{qB}{m}\dot{y}, \quad (2.4)$$

$$\ddot{y} = \frac{q\Phi_0}{2md^2}y + \frac{qB}{m}\dot{x}, \quad (2.5)$$

$$\ddot{z} = -\frac{q\Phi_0}{2md^2}z. \quad (2.6)$$

Die Lösungen dieses Differentialgleichungssystems sind drei harmonische Oszillatoren mit den Frequenzen:

$$\omega_z = \sqrt{\frac{q\Phi_0}{md^2}}, \quad \omega_{\pm} = \frac{\omega_c}{2} \pm \sqrt{\frac{\omega_c^2}{4} - \frac{\omega_z^2}{2}}. \quad (2.7)$$

Hierbei ist ω_z die Oszillation entlang der z-Achse. Die Frequenzen ω_- und ω_+ liegen in der x-y-Ebene, wobei ω_+ einer modifizierten Zyklotronfrequenz entspricht und ω_- die Magnetronfrequenz darstellt, siehe Abb. 2.1(b). Im Allgemeinen gilt: $\omega_- < \omega_z < \omega_+$.

Betrachtet man die Penningfalle aus der quantenmechanischen Sichtweise [BG86], kann die Energie für ein spinloses Teilchen als Superposition von drei quantisierten harmonischen Oszillatoren dargestellt werden:

$$E = \hbar\omega_+ \left(n_+ + \frac{1}{2} \right) + \hbar\omega_z \left(n_z + \frac{1}{2} \right) - \hbar\omega_- \left(n_- + \frac{1}{2} \right). \quad (2.8)$$

Zu erkennen ist, dass die Magnetronbewegung einen negativen Beitrag zur Energie leistet. Die Energie nimmt mit größer werdendem Radius der Magnetronbewegung ab. Bei zu großen Störungen wird das System instabil und das Ion geht verloren. Außerdem muss beim Kühlen des Ions die Energie der Magnetronbewegung in eine andere Bewegungsform transferiert werden.

2.2. Die reale Penningfalle

Die reale Penningfalle erzeugt, u.a. aufgrund von Fertigungstoleranzen, kein perfektes Quadrupolfeld. Zudem ist es schwierig die Penningfalle genau parallel zum Magnetfeld auszurichten. Solange das geladene Teilchen gespeichert werden kann gilt das Invarianztheorem [BG86]

$$\omega_z^2 + \omega_+^2 + \omega_-^2 = \omega_c^2, \quad (2.9)$$

welches besagt, dass die Zyklotronfrequenz

$$\omega_c = \frac{qB}{m} \quad (2.10)$$

aus den gemessenen Frequenzen ω_z , ω_+ und ω_- bestimmt werden kann. Das Invarianztheorem gilt unabhängig von kleinen Winkelabweichungen des Magnetfeldes und kleinen Unvollkommenheiten im Quadrupolfeld.

Neben Ausrichtungsfehlern der Penningfalle zum Magnetfeld ist das Magnetfeld zu einem gewissen Grad räumlich inhomogen. Den größten Einfluss haben "magnetische Flaschen" [BG86], deshalb nähert man die z-Komponente B_z zur zweiten Ordnung:

$$B_z = B_0 - 2B_1z + B_2 \left(z^2 - \frac{1}{2}r^2 \right). \quad (2.11)$$

Diese Näherung wird in die Bewegungsgleichung 2.3 eingesetzt. Die Lösung zeigt eine Abhängigkeit vom Entwicklungskoeffizienten B_2 , welche eine energieabhängige Verschiebung der Zyklotronfrequenz verursacht [BH08, S. 45]:

$$\Delta\omega_c = \omega_c \frac{B_2}{2} \left(R_z + \frac{\omega_- R_+ - \omega_+ R_-}{\omega_+ - \omega_-} \right). \quad (2.12)$$

$R_{z,\pm}$ sind die Amplituden der einzelnen Bewegungen. Der Beitrag von B_1 mittelt sich über den Zeitraum der Messung zu null. Für eine genauere Betrachtung wird auf [Kre92] verwiesen.

Wegen der linearen Abhängigkeit gehen Magnetfeldschwankungen ΔB über die Messzeit mit

$$\frac{\Delta B}{B} = \frac{\Delta\omega_c}{\omega_c} \quad (2.13)$$

in die Messung der Zyklotronfrequenz ein. Deshalb ist es notwendig, das Magnetfeld über die Messzeit so stabil wie möglich zu halten.

2.3. Die Bestimmung der Masse mit einer Penningfalle

Um die Masse zu ermitteln, wird die Zyklotronfrequenz ω_c bestimmt. Dazu muss die Ladung des Ions und das Magnetfeld bekannt sein. Es gibt zwei Methoden, die hauptsächlich zur Massenbestimmung angewandt werden: Die "time-of-flight ion cyclotron resonance" (ToF-ICR) [GKT80] und die "fourier transform-ion cyclotron resonance" (FT-ICR) Technik [Bla06]. In dieser Arbeit wird nur auf die FT-ICR-Methode eingegangen, da diese bei PENTATRAP benutzt wird.

Die FT-ICR Technik ist zum Detektieren einzelner Ionen geeignet. Diese Methode misst die geringen Ströme die die einzelnen Ionen in den Elektroden induzieren. Da diese Ströme, in der Größenordnung von weniger als 100 fA liegen (abhängig von Masse, Ladung, Fallengeometrie, Detektionselektronik und der Energie bzw. des Radius der Bewegung), muss der Strom durch einen großen Widerstand fließen, damit ein ausreichend großes Spannungssignal über dem Widerstand abfällt. Dazu wird ein Schwingkreis mit hoher Güte eingesetzt, der im Resonanzfall einen hohen Widerstand hat. Dieses Spannungssignal wird weiterverstärkt und von diesem dann eine Fouriertransformation durchgeführt, um ein auswertbares Frequenzspektrum zu erhalten.

3. Das PENTATRAP-Experiment

Das PENTATRAP-Experiment ist ein neu entwickeltes Fünf-Penningfallen-Massenspektrometer, welches zurzeit am Max-Planck-Institut für Kernphysik in Heidelberg aufgebaut wird. Das Ziel des PENTATRAP-Experiments ist es, die relative Auflösungsgrenze für langlebige, hoch geladene Ionen auf einige 10^{-12} zu reduzieren [R⁺11a].

Mit diesem hochpräzisen Massenspektrometer wird angestrebt, Q -Werte von β -Übergängen, welche relevant für die Neutrinophysik sind, zu bestimmen [BNW10]. Außerdem sind strenge Tests der Quanten-Elektrodynamik in extremen elektrischen Feldern und ein Test der speziellen Relativitätstheorie geplant [R⁺11a]. Unter anderem kann man mit der angestrebten Genauigkeit die Bindungsenergie eines Elektrons dreimal besser messen als derzeit mit der Röntgenspektroskopie möglich.

Die Möglichkeit fünf Fallen zu benutzen erlaubt es, das Magnetfeld kontinuierlich zu messen und Massenverhältnisse zu bestimmen, wobei die Massen von zwei verschiedenen Ionen gleichzeitig bestimmt werden können, ohne dass sich die Ionen in der selben Falle befinden. Unter der Annahme, dass Magnetfeldstörungen über den gesamten Fallenaufbau homogen sind, entfällt der Beitrag der Magnetfeldschwankung beim Bestimmen des Verhältnisses. Wichtige Eigenschaften des Experimentes sind außerdem der Aufbau in einer kryogenen Umgebung sowie ein hochsensitives nicht destruktives Nachweissystem.

3.1. Der Aufbau

Ionenquelle und Strahlführungslinie

PENTATRAP wird für die erste Inbetriebnahme mit Ionen von einer kleinen kommerziellen Dresden-EBIT versorgt [Dre]. Später soll PENTATRAP an die Heidelberg-EBIT angeschlossen werden. Die Heidelberg-EBIT wird mit einer geplanten Verbesserung nacktes Uran $^{234}\text{U}^{92+}$ erzeugen. Für die langfristige Zukunft ist geplant, dass das PENTATRAP-Experiment zur HITRAP Anlage nach Darmstadt [KBB⁺08] zieht, wo Zugang zu niederenergetischen, lang- und kurzlebigen Ionen besteht.

Die Strahlführungslinie sorgt für die Verbindung und den Transport der in der EBIT erzeugten Ionen in die Falle. Mit einem System aus elektrostatischen Linsen werden die Ionen durch das Streufeld des Magneten hin zur Falle transportiert [R⁺11a]. In die Strahlführungslinie sind unter anderem zwei Stationen zur Strahldiagnose eingebaut, die mit einem Faraday-Becher und einem Mikrokanalplatten-Detektor ausgestattet sind.

Magnet

Das Magnetfeld mit einer Stärke von 7 Tesla wird von einem supraleitenden Magneten erzeugt. Die räumliche Homogenität im Fallenbereich beträgt einige ppm je 1 cm^3 . Da das Heliumlevel im Kryostaten Einfluss auf die Permeabilität des Kryostaten hat, ist geplant, den Heliumstand im Messzeitraum so stabil wie möglich zu halten. Umgesetzt wird dies mit einer Druckstabilisierung im Heliumreservoir. Es wird zudem eine sehr gute Langzeitstabilität von $< 10^{-10} \frac{\Delta B}{B} \frac{1}{h}$ angestrebt. Außerdem steht der Magnet in einer Aluminium-Einhausung, die wiederum in einem temperaturstabilisierten Raum steht. Auf diese Weise sollen Temperaturschwankungen auf unter 0.1 K reduziert werden. Äußere magnetische Störungen sollen durch das Kompensationssystem ausgeglichen werden. Zudem hat der Magnet selbst einen spezifizierten intrinsischen Schirmfaktor von > 100 .

Penningfallen und Elektronik

Die fünf Penningfallen sind zylindrisch aufgebaut [R⁺11b]. Diese Geometrie bietet die Vorteile von einer einfachen Fertigung und Zugänglichkeit für die Ionen. Die elektrostatischen Abweichungen vom

idealen Quadrupolpotential können beim gewählten fünfpoligen Fallenaufbau zu einem gewissen Grad von Korrekturoelektroden ausgeglichen werden. Um das Magnetfeld nicht zu beeinflussen, ist die Falle aus einem Material mit niedriger Permeabilität hergestellt worden. Bei PENTATRAP wird 99.999% OFHC¹-Kupfer und als Isolator Saphir verwendet. Die Falle ist in einem System aufgehängt, mit welchem es möglich ist, die Falle zu neigen und in alle drei Raumrichtungen zu verschieben. Mit dieser Aufhängung kann die Falle bestmöglich im Magnetfeld ausgerichtet werden.

Die Schwingkreise, über die im Resonanzfall die zu detektierende Spannung abfällt, werden mit den zugehörigen Verstärkern in den kryogenen Bereich eingebaut. Durch die niedrige Temperatur verringert sich das thermische Rauschen, sodass das Signal-zu-Rausch-Verhältnis verbessert wird. Außerdem können supraleitende Spulen für Schwingkreise mit möglichst hoher Güte verwendet werden. Es gibt zwei Verstärkeraufbauten mit jeweils einem Schwingkreis; Diese dienen zur Detektion der Zyklotron- bzw. axialen Frequenz.

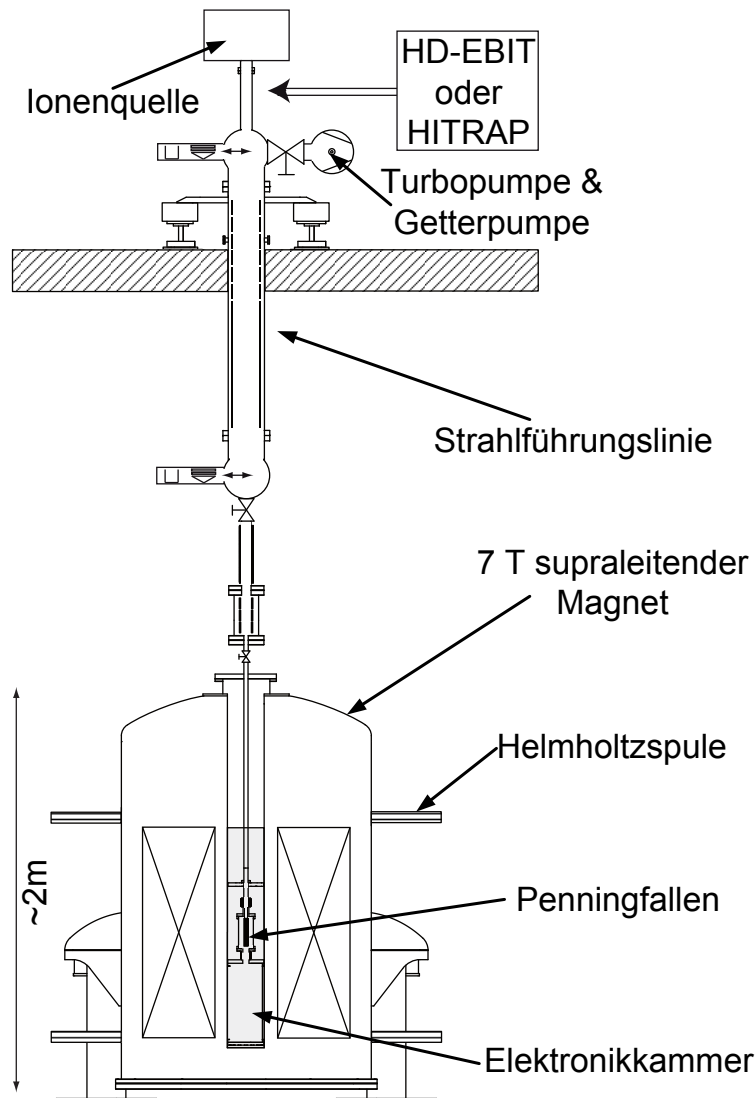


Abbildung 3.1.: Dargestellt ist eine Schnittansicht des PENTATRAP-Aufbaus mit seinen verschiedenen Komponenten. Mehr Details befinden sich in Abschnitt 3.1

¹OFHC ist die Abkürzung für Oxygen-Free High Conductivity.

4. Das Stabilisierungssystem

Das Stabilisierungssystem besteht aus einem Magnetfeldsensor, einer Helmholtzspule und einer Regelelektronik. Die Helmholtzspule ist um den Magneten aufgebaut, in dem die Ionen vor externen Störungen bewahrt werden sollen. Sie wird durch die Regelelektronik angesteuert. Die Regelelektronik wertet das Signal des Magnetfeldsensors aus und kompensiert die Schwankungen, indem ein Strom proportional zur Störung auf die Spulen angelegt wird. Dabei wird die Annahme getroffen, dass die Störungen über das gesamte Stabilisierungssystem homogen sind. Das trifft z.B. auf Erdmagnetfeldschwankungen und Störungsquellen, die ausreichend weit entfernt sind zu (z.B. der große Deckenkran in der Experimentierhalle über dem PENTATRAP-Experiment). Um das Magnetfeld zu messen, gibt es eine Vielzahl von Techniken. Im Folgenden werden einige der wichtigsten Methoden vorgestellt. Außerdem werden die Regelelektronik und die Helmholtzspulen genauer erläutert.

4.1. Funktionsweise von Magnetfeldsensoren

Die wichtigsten Magnetfeldsensoren sind die Hallsonde, das Protonenmagnetometer und das Fluxgatemagnetometer. Gerade für hochauflösende Messungen von Magnetfeldern wird oft eine Kombination von Protonenmagnetometer und Fluxgatemagnetometer verwendet. Viele Forschungssatelliten haben solch eine Kombination mit an Bord.

Die Hall-Sonde

Die Hallsonde basiert auf dem Halleffekt [Hal79]. Der Halleffekt beschreibt die Spannung, die aufgrund der Ladungsträgertrennung in einem stromführenden Leiter, der sich in einem Magnetfeld befindet, entsteht. Eine Spannung entsteht, da die bewegten Ladungsträger in einem Magnetfeld \vec{B} abgelenkt werden. Diese kann, beginnend bei der Lorentzkraft, hergeleitet werden [R+01].

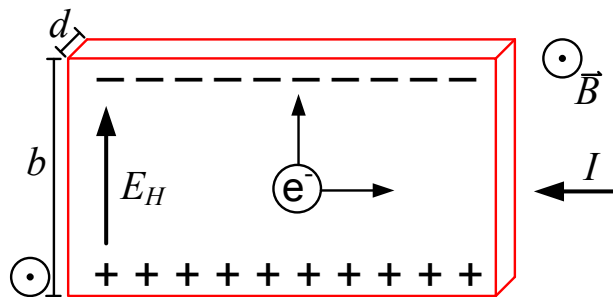


Abbildung 4.1.: Dargestellt ist die Ladungsträgerablenkung in einem dünnen Leiter, durch ein Magnetfeld \vec{B} .

Die Lorentzkraft ist gegeben durch.

$$\vec{F} = q\vec{v} \times \vec{B}, \tag{4.1}$$

wobei q die Ladung und \vec{v} die Geschwindigkeit der Ladungsträger ist. Durch die Trennung der Ladungsträger entsteht ein elektrisches Feld E_H , welches die Ablenkung durch das magnetische Feld aufhebt

$$0 = q(\vec{E} + \vec{v} \times \vec{B}). \tag{4.2}$$

Ist das Magnetfeld homogen in z -Richtung, vereinfacht sich die Gleichung zu

$$E_H - v_x B_z = 0. \quad (4.3)$$

Aus der Stromdichte $j = nq\vec{v}$ folgt

$$E_H = \frac{1}{nq} j_x B_z, \quad (4.4)$$

wobei n die Ladungsträgerdichte ist. Dabei wird die Temperaturabhängigkeit der Ladungsträgermobilität vernachlässigt. Da die Ladungsträgerdichte reziprok ins Gewicht fällt, empfiehlt es sich, für einen Hallensensor einen dotierten Halbleiter zu verwenden, dessen Ladungsträgerdichte wesentlich geringer als die eines Metalls ist. Um Effekte wie z.B. die Temperaturabhängigkeit zu berücksichtigen, wird die Hallkonstante R_H definiert. Womit sich für Glg. (4.4)

$$E_H = R_H j_x B_z \quad (4.5)$$

ergibt. Wird die Geometrie wie in Abb. 4.1 angenommen, ergibt sich die Spannung zwischen den beiden Seiten des Leiters zu

$$U_H = \int E_H ds = b R_H j_x B_z, \quad (4.6)$$

wobei b die Breite des Leiters ist. Wird j_x mit $j = \frac{I}{bd}$ ersetzt, wobei d die Dicke des Leiters ist, ergibt sich für die Hallspannung

$$U_H = \frac{R_H}{d} I B. \quad (4.7)$$

Es ist sinnvoll, einen möglichst dünnen Halbleiter zu verwenden, da die Dicke reziprok in die Spannung eingeht. Ein Beispiel aus [R⁺01] gibt eine Hallspannung von $U_H \sim 60$ mV für $n = 10^{16} \text{ cm}^{-3}$, $d = 10 \mu\text{m}$, $I = 1$ mA und $B = 100$ mT. Hallsonden sind Dank moderner CMOS-Technologie klein und günstig in der Herstellung. Jedoch ist die Auflösung aufgrund der starken Temperaturabhängigkeit stark begrenzt.

Das Protonenmagnetometer

Das Protonenmagnetometer basiert auf der Detektion der Präzession der Spins von Protonen in einem Magnetfeld B [R⁺01]. Die Präzessionsfrequenz ist mit

$$\omega_L = \gamma B \quad (4.8)$$

abhängig vom Magnetfeld. γ ist das gyromagnetische Verhältnis. Es ist für ein Proton

$$\gamma = 2.675\,222\,099(70) \cdot 10^8 \text{ s}^{-1} \text{ T}^{-1}. \quad (4.9)$$

Im Allgemeinen wird nicht die Präzession des Spins S eines Protons, sondern die Präzession der Magnetisierung

$$M = \frac{1}{N} \sum_{i=0}^{N-1} S_i \quad (4.10)$$

gemessen. Wobei N die Anzahl der Protonen und S_i der Spin eines Protons ist. Dazu wird häufig eine protonenreiche Probenflüssigkeit, wie H_2O oder D_2O , verwendet. Da die Energieniveaus im Magnetfeld aufspalten, aber bei Raumtemperatur (300 K) die thermische Energie ausreicht, um beide Niveaus zu besetzen, wird nur der geringe Überschuss der Protonen im unteren Niveau gemessen. Da sich die Magnetisierung parallel zum Magnetfeld ausrichtet, ist es nötig, diese zuerst auszulenken, damit sie

im Magnetfeld präzisiert. Ein Magnetfeld wird dazu senkrecht zum messenden Magnetfeld angelegt, welches die Magnetisierung senkrecht zum messenden Magnetfeld auslenkt. Nach dem Abschalten dieses polarisierenden Magnetfeldes ist es möglich die Präzession zu bestimmen. Dazu wird meist eine Sensorspule, in welcher, durch die Änderung der Magnetisierung, eine Spannung induziert wird, benutzt [R⁺01]. Da sich die Magnetisierung, nach dem abschalten des polarisierenden Magnetfeldes, wieder parallel ausrichtet, wird sie immer wieder ausgelenkt.

Der Vorteil dieses Messverfahrens ist, dass es einen absoluten Wert des Magnetfeldes liefert. Zudem ist diese Methode sehr genau, da sie auf einer Frequenzmessung beruht. Ein Nachteil ist, dass die Probenflüssigkeit immer wieder angeregt werden muss, und somit ein kontinuierliches Messen nicht möglich ist. Zudem muss das zu messende Feld über den gesamten Messaufbau sehr homogen sein.

Das Fluxgatemagnetometer

Das Fluxgatemagnetometer nutzt die Sättigungseigenschaften der Permeabilität eines ferromagnetischen Festkörpers aus, siehe Abb. 4.2 (a). Im einfachsten Fall wird der Festkörper periodisch in Sättigung getrieben. Mit einer Sensorspule wird die dabei induzierte Spannung gemessen. Ohne ein externes Magnetfeld ist das Spannungssignal symmetrisch um die Nullachse. Mit einem externen Magnetfeld ist das Signal nicht mehr symmetrisch, da das externe Magnetfeld, entsprechend seiner Richtung, das Kernmaterial früher oder später in die Sättigung treibt. Diese Verschiebung ist proportional zum externen Magnetfeld und wird in der induzierten Spannung mit verschiedensten Verfahren herausgefiltert [R⁺01].

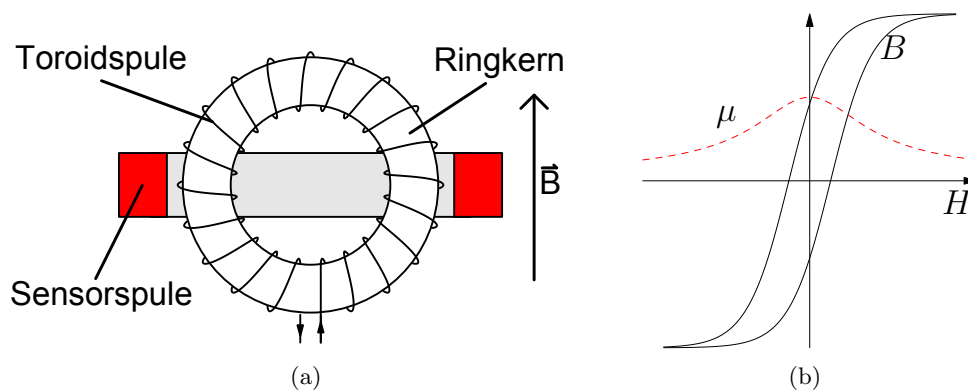


Abbildung 4.2.: (a) Dargestellt ist ein schematischer Fluxgatesensor bestehend aus einer Toroidspule um den Ringkern und einer Sensorspule. (b) Dargestellt ist schematisch eine Hystereseschleife. Gestrichelt ist die magnetische Permeabilität (ohne Hysterese) μ in beliebigen Einheiten eingezeichnet.

Es gibt verschiedene technische Umsetzungen dieses Prinzips und verbesserte Messmethoden [R⁺01]. Im Folgenden wird das Ringkern-Fluxgate beschrieben, da es bei PENTATRAP Verwendung findet. Es besteht aus einem Ringkern, welcher eine hohe Permeabilität hat und den man schnell in magnetische Sättigung treiben kann. Um diesen ist eine toroidale Treiberspule gewickelt. Die Treiberspule treibt den Kern periodisch in Sättigung. Die Sensorspule ist in Richtung des zu detektierenden Magnetfeldes um den Ringkern gewickelt, siehe Abb. 4.2 (a). Ohne externes Magnetfeld wird kein Spannungssignal in der Sensorspule induziert, da sich die Änderung innerhalb der Sensorspule aufhebt. Mit einem externen Magnetfeld wird der Ring nicht homogen in die Sättigung getrieben, so dass die Änderung des magnetischen Flusses nicht ausgeglichen werden kann. Auf diese Weise entstehen höhere Harmonische der Anregungsfrequenz, die detektiert werden. Da das entstehende Spannungssignal sehr klein ist, besteht die Ausleseelektronik aus einem Lock-in-Filter, welcher die Amplitude der zweiten höheren Harmonischen der Anregefrequenz aus dem induzierten Signal filtert.

Vorteil dieser Methode ist die hohe Empfindlichkeit und der einfache mechanische Aufbau. Nachteil der Methode ist, der eingeschränkte Messbereich und der temperaturempfindliche Aufbau.

4.2. Der Magnetfeldsensor bei PENTATRAP

Das Fluxgatemagnetometer, welches im PENTATRAP-Experiment zum Einsatz kommt, besitzt neben dem schon in Kap. 4 vorgestellten Aufbau eines Ringkern-Fluxgates zusätzliche Komponenten, um Temperatureinflüsse zu kompensieren und den Messbereich zu vergrößern. Im Folgenden werden die zusätzlichen Komponenten beschrieben:

Die Nullspule

Diese Spule ist eine kleine Helmholtzspule, in der sich der Ringkern befindet. Sie dient dazu, ein Offset-Magnetfeld zu erstellen, damit auch Magnetfelder gemessen werden können, die sonst den Ringkern in Sättigung treiben würden. Zudem wird sie für eine Rückkopplung benutzt, die den Messbereich erhöht, indem ein entgegengerichtetes, kleineres Feld mit der Nullspule erzeugt wird, welches das zu messende Feld zum Teil kompensiert. An dem Treiber der Nullspulen befindet sich der sogenannte $R1$ Widerstand, mit welchem der Kompensationsfaktor grob einstellen werden kann. Dieser sollte ausreichend hoch gewählt werden, um starke Rückkopplungen zu vermeiden, da dies das Rauschen erhöht.

Temperaturstabilisierung

Die Temperaturstabilisierung ist ein unabhängiges Modul, welches mittels eines im Fluxgate eingebauten Heizwiderstands die Temperatur im Fluxgate auf einen konstanten Wert regelt. Da die Permeabilität des Kerns auch von der Temperatur abhängt, vermeidet die Temperaturstabilität Drifts in der induzierten Spannung.

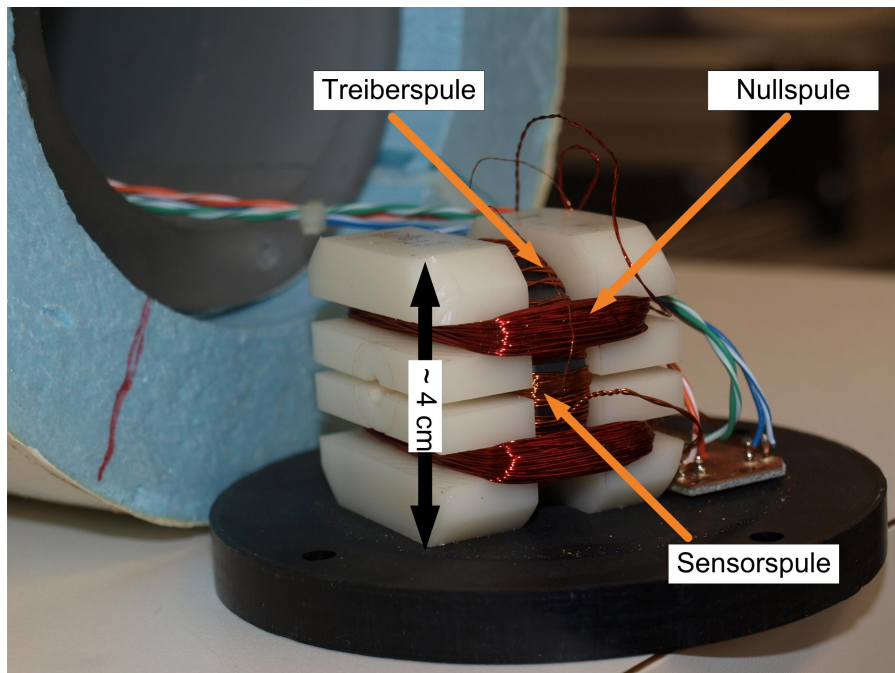


Abbildung 4.3.: Dargestellt ist ein Teil des offenen Fluxgates. Zu erkennen sind der Ringkern und die einzelnen Spulen.

Damit das Stabilisierungssystem optimal funktioniert, sollte das Fluxgate so nah wie möglich an der Position des zu stabilisierenden Bereichs aufgestellt werden. Somit werden auch inhomogene Störungen besser kompensiert. Zudem wird das Fluxgate mit einer speziellen Aufhängung (siehe Kap. 5.4) parallel zur Magnetfeldachse ausgerichtet. Beim Einstellen des Regelsystems ist zu beachten, dass es zu einer zusätzlichen Rückkopplung durch das Streufeld der Helmholtzspule kommt.

4.3. Aufbau der Magnetfeldregelung

Der Regelkreis des Fluxgates besteht aus der Spulenansteuerung, der Auswertung des induzierten Spannungssignals in der Sensorspule und der Ansteuerung der Helmholtzspule. In Abb. 4.4 sind die einzelnen Module und deren Verknüpfungen aufgezeigt.

Taktgeber

Der Taktgeber erzeugt die Taktfrequenz, mit der die Treiberspulen angesteuert werden und die doppelte Taktfrequenz, die dem phasensensitiven Detektor übergeben wird.

Treiberverstärker

Der Treiberverstärker ist eine geeignete Endstufe, die die Treiberspule proportional zur Regelspannung ansteuert. Diese Treiberschaltung kann ausreichend hohe Ströme treiben, welche von der Regelspannung nicht getrieben werden können.

Notch-Filter und Audiofrequenz-Verstärker

Der Notch-Filter hat eine hohe Eingangsimpedanz, dadurch belastet er die Sensorspule nicht. Er gibt das Signal an den Audiofrequenz-Verstärker weiter, der die benötigten Frequenzen verstärkt, welche bei diesem Aufbau im Bereich von 5-20 kHz liegen.

Mischer

Der Mischer filtert aus dem vorgefilterteten Sensorsignal die Amplitude der zweiten Harmonischen heraus indem er das Signal mit der doppelten Frequenz der Anregungsfrequenz, jedoch um 90° phasenverschoben, multipliziert und dieses Ergebnis integriert. Die Integrationszeit muss dabei mindestens der Periodendauer der doppelten Frequenz entsprechen. Um die Genauigkeit zu erhöhen, ist es empfehlenswert diese Integrationszeit auf ein Vielfaches der Periodendauer zu erhöhen. Diese Anordnung entspricht prinzipiell einem analogen Lock-In-Verstärker. Die Ausgangsspannung des Mixers ist proportional zur Amplitude der zweiten Harmonischen. Diese Spannung wird als Monitorspannung zur Verfügung gestellt.

Kompensations-Potentiometer

Das Kompensations-Potentiometer bildet mit den Eingängen der Treiber, der Nullspulen und der Kompensationsspulen, zwei Spannungsteiler, welche die Ausgangsspannung vom Mischer auf die beiden Treiber in einem bestimmten Verhältnis, je nach Potentiometereinstellung, aufteilen. Die Spannungen steuern den Strom durch die jeweiligen Spulen. Mit dem Potentiometer kann der Kompensationsfaktor fein eingestellt werden.

Stromquelle

Die Stromquelle erzeugt für die Nullspule einen konstanten Strom um damit einen Offset des zu messenden Magnetfeldes zu erzeugen. Dies ist nötig, falls das umgebende Feld über dem Arbeitsbereich des Fluxgates liegt. Zur Grobeinstellung kann der Shunt Widerstand ($R3$) der Stromquelle geändert werden (siehe Abb. 5.10). Zur Feineinstellung steht ein Feinpotentiometer zur Verfügung.

4.4. Das Feld einer Helmholtzspule

Eine Helmholtzspule setzt sich aus zwei dünnen Zylinderspulen mit dem Radius r zusammen, die im Abstand von r , zentriert um eine Achse, angeordnet sind. Diese Anordnung erzeugt ein homogenes Feld im Zentrum des Spulenpaares.

Das Feld einer Zylinderspule kann mit der Biot-Savart Formel beschrieben werden

$$\vec{B} = \frac{\mu_0 I}{4\pi} \int dl \times \frac{\vec{r} - \vec{r}'}{|\vec{r} - \vec{r}'|^3}, \quad (4.11)$$

wobei I der Strom, μ_0 die magnetische Feldkonstante, \vec{r} der Ortsvektor, an dem das Feld berechnet werden soll und dl das infinitesimale Linienelement ist. Das Integral ist im Allgemeinen nicht analytisch lösbar. Jedoch ist es möglich bei rotationssymmetrischen Anordnungen auf der Rotationsachse eine analytische Lösung zu finden. Im Falle einer Zylinderspule mit der Länge l , N Windungen, dem Radius r und einem Stromfluss von I ergibt sich auf der Rotationsachse z :

$$B_z^{Zylinder}(z) = \frac{I \mu_0 N}{2l} \left[\frac{\frac{l}{2} - z}{\sqrt{(\frac{l}{2} - z)^2 + r^2}} + \frac{\frac{l}{2} + z}{\sqrt{(\frac{l}{2} + z)^2 + r^2}} \right]. \quad (4.12)$$

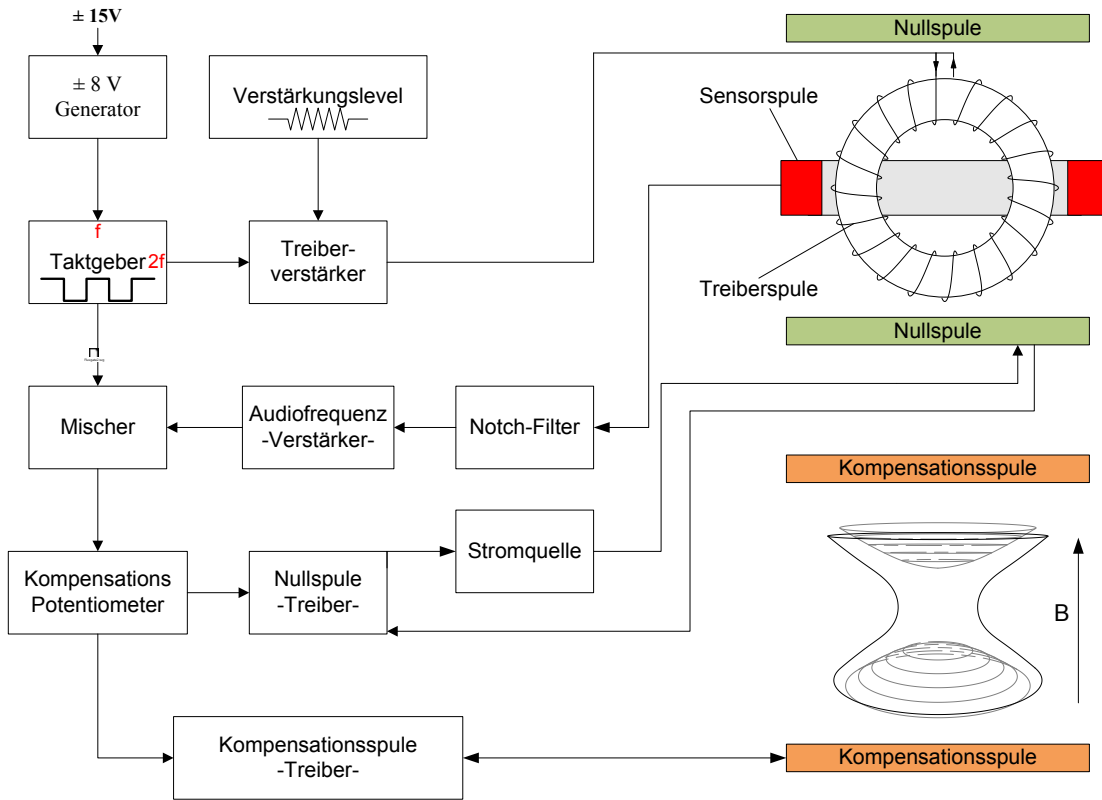


Abbildung 4.4.: Dargestellt ist ein Blockdiagramm des gesamten Stabilisierungssystems. Die einzelnen Komponenten sind im Text erklärt.

Das Feld auf der Rotationsachse einer Helmholtzspule lässt sich nun beschreiben als Superposition von zwei Zylinderspulen im Abstand $r/2$

$$B_z^{Helm}(z) = B_z^{Zylinder}\left(z + \frac{r}{2}\right) + B_z^{Zylinder}\left(z - \frac{r}{2}\right). \quad (4.13)$$

Für das Feld im Zentrum der Helmholtzspule, in Abhängigkeit des Stroms I , ergibt sich für $l \ll r$:

$$B_I^{Helm} = \mu_0 \frac{8IN}{\sqrt{125}r}. \quad (4.14)$$

Den Verlauf entlang der Rotationsachse kann man analytisch berechnen (siehe Abb. 4.5). Für $l \ll r$ ergibt sich:

$$B(z) = \frac{\mu_0 IN r^2}{2} \left[\frac{1}{(r^2 + (z + r/2)^2)} + \frac{1}{(r^2 + (z - r/2)^2)} \right]. \quad (4.15)$$

Der Radialverlauf des Feldes für $z = 0$, für die bei PENTATRAP verwendeten Spulenparameter, ist ebenfalls in Abb. 4.5 gezeigt. Der Radialverlauf wurde mit dem Programm *Mathematica* berechnet, da er nicht analytisch lösbar ist. Der zugehörige *Mathematica* Programmcode wird in Anhang A ausführlich dargestellt.

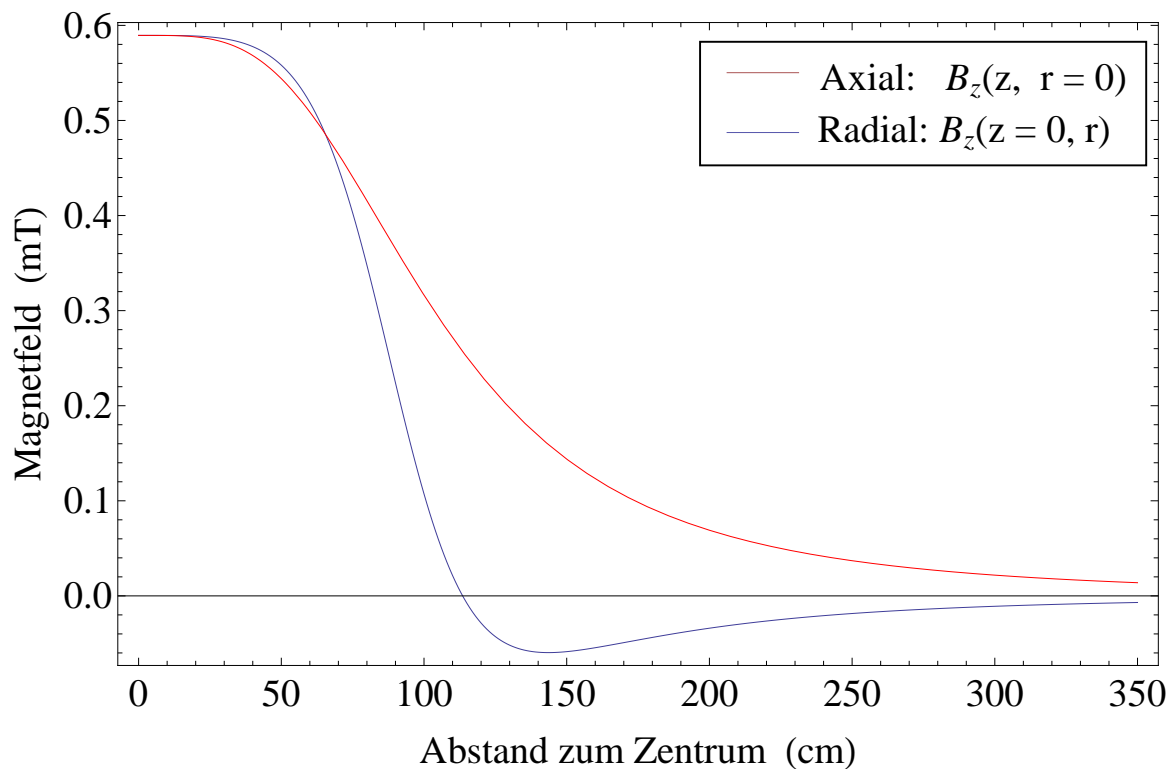


Abbildung 4.5.: Dargestellt ist der Magnetfeldverlauf $B_z(z, r = 0)$ entlang der z -Achse und der Radialverlauf des Magnetfeldes $B_z(z = 0, r)$, der PENTATRAP-Helmholtzspule. Die Parameter sind $I = 0.1 \text{ A}$, $N = 589$ und $R = 0.894 \text{ m}$.

5. Messung und Ergebnisse

Im Folgenden werden die durchgeführten Messungen und Aufbauarbeiten vorgestellt. Beginnend mit der Messung zur Charakterisierung des Magnetfeld des PENTATRAP-Magneten wird dann mit dem Aufbau der Helmholtzspule und der Charakterisierung dieser fortgefahren. Danach wird die Positionierung und die Justierung des Magnetfeldsensors vorgestellt sowie der Funktionstest des Stabilisierungssystems diskutiert. Zum Schluss wird die Messung des Schirmfaktors erläutert.

5.1. Das Streufeld

Für die Standortbestimmung des Fluxgates wird das Streufeld des Magneten vermessen (siehe Abb. 5.1), da das Fluxgate anhand des Streufeldes an der vertikalen Magnetfeldachse ausgerichtet wird. Da das Feld des Magneten rotationssymmetrisch ist, wurde es nur in der Ebene gemessen. Zum Vermessen wird die Hallsonde *STF71-1808-05-T* mit dem zugehörigen Teslameter *7010* von *Sypris Bell* [Fwb] verwendet. Die Sonde wird an einer Aufhängung befestigt, mit der sie um einen Punkt in der r - z Ebene gedreht werden kann. Diese Aufhängung ist wiederum höhenverstellbar an einem Ständer angebracht. So ist es möglich, die Hallsonde um jeden Punkt in der vertikalen Ebene zu drehen.

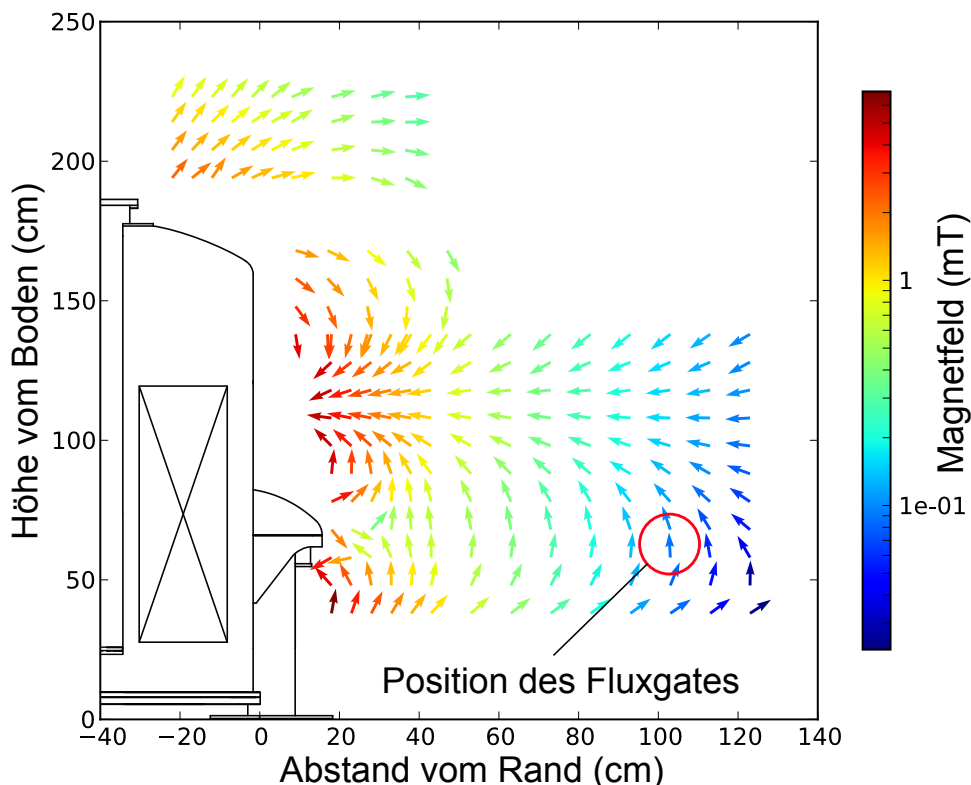


Abbildung 5.1.: Dargestellt ist das Streufeld des Magneten. Die Farbkodierung gibt logarithmisch die Magnetfeldstärke an.

Um nun die Feldstärke und die Feldrichtung zu messen, wird die Hallsonde um den Messpunkt in der r - z Ebene gedreht, bis sie das maximale Feld detektiert. Ein Gesamtüberblick über das Streufeld gibt

Abb. 5.1. Hier ist zu erkennen, dass der Feldverlauf nicht dem einer einfachen Zylinderspule entspricht. Der Magnet kann nicht nur aus einer einfache Zylinderspule aufgebaut sein, sondern besteht aus einem komplexeren Spulensystem. Damit das Fluxgate parallel zur Magnetachse ausgerichtet werden kann, wird das Fluxgate in der Höhe der Hauptspule angebracht, da dort das Magnetfeld die kleinste Abweichung zur Magnetfeldrichtung im innern des Magneten hat. Das Fluxgate wird dann an seiner Position so justiert, dass es den maximalen Wert anzeigt. In Abb. 5.2 ist für verschiedene Höhen der Betrag des Feldes in Abhängigkeit zum Abstand des Magnetrandes aufgetragen.

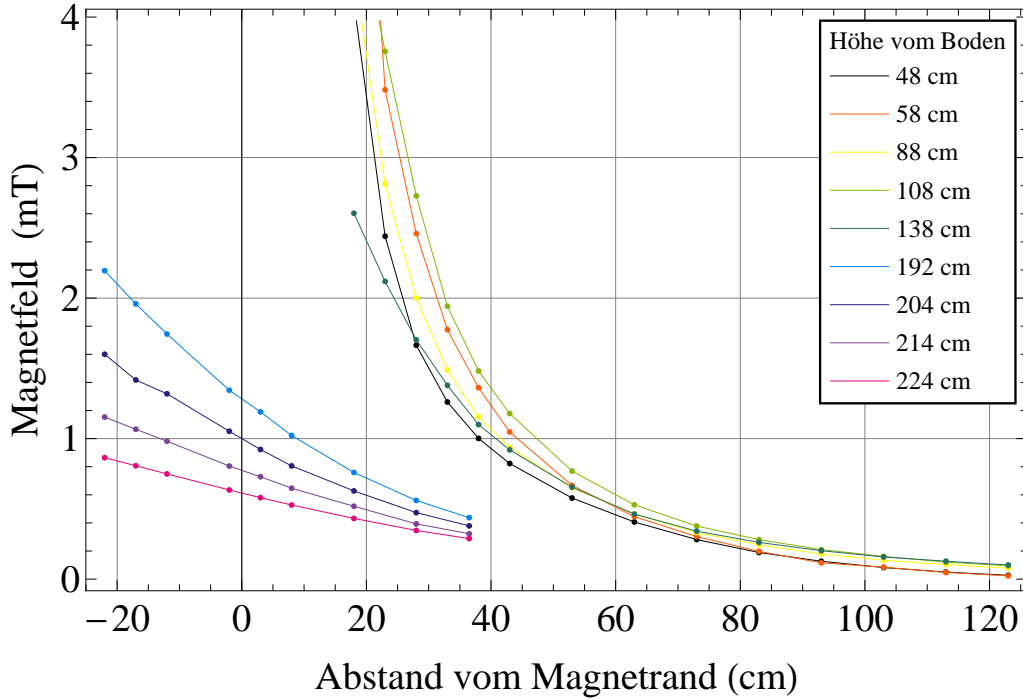


Abbildung 5.2.: Dargestellt ist der Radialverlauf des Magnetfeldes für verschiedene Höhen.

5.2. Magnetfeld entlang der vertikalen Magnetachse

Da das Magnetfeld in der kryogenen Bohrung des Magneten nicht gemessen werden kann, wird in den Magneten zuerst ein doppelwandiges isolierendes Rohr, bestehend aus einem Edelstahl- und GFK¹-Rohr, eingelassen, in welchem nun unter Raumtemperatur gemessen werden kann. In diesem Rohr kann jedoch nur für einige Stunden gemessen werden, da die Temperatur dann unter die Betriebstemperatur von dem benutzten Magnetometer fällt. Zur Messung wird dieselbe Hallsonde verwendet wie in Kap. 5.1. Diese wird an einer Halterung angebracht, mit der man die vertikale Position der Hallsonde verändern und ablesen kann. Das Messergebnis ist in Abb. 5.3 zu sehen. Um die Daten zu beschreiben werden sie mit einem Spulenmodell gefittet. Das Spulenmodell besteht aus drei Helmholtzspulen, wobei die Positionen $p1$, $p2$, $p3$, Radius r , die Länge der Teilspulen l und die Faktoren $k_i = \frac{I_i \mu_0 N_i}{2}$ die freien Fitparameter sind

$$B_z^{Model}(z) = B_z^{Helm}(z + p1, l1, r, k1) + B_z^{Helm}(z + p2, l2, r, k2) + B_z^{Helm}(z + p3, l3, r, k3). \quad (5.1)$$

Die Funktion $B_z^{Helm}(z, l, r, k)$ setzt sich aus zwei Zylinderspulen im Abstand von $r/2$ zusammen

$$B_z^{Helm}(z, l, r, k) = B_z^{Zylinder}\left(z + \frac{r}{2}, l, r, k\right) + B_z^{Zylinder}\left(z - \frac{r}{2}, l, r, k\right). \quad (5.2)$$

¹Glasfaser verstärkter Kunststoff

Da nur das Feld auf der vertikalen Achse beschrieben werden soll, kann man für die Zylinderspule eine analytische Lösung finden

$$B_z^{Zylinder}(z, l, r, k) = \frac{k}{l} \left[\frac{\frac{l}{2} - z}{\sqrt{\left(\frac{l}{2} - z\right)^2 + r^2}} + \frac{\frac{l}{2} + z}{\sqrt{\left(\frac{l}{2} + z\right)^2 + r^2}} \right]. \quad (5.3)$$

Um die gemessenen Werte mit den Herstellerangaben zu vergleichen, werden die Herstellerdaten ebenfalls mit dem Spulenmodell gefittet. Zu erkennen ist, dass die gemessenen Daten und die Hersteller-

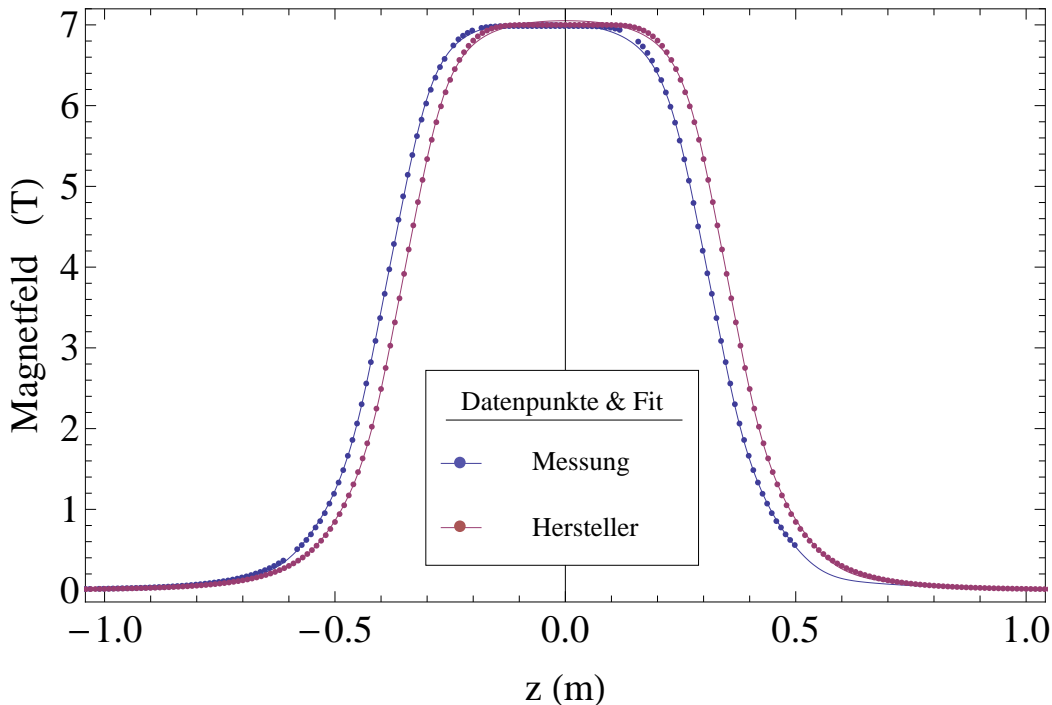


Abbildung 5.3.: Dargestellt ist sowohl das gemessene Magnetfeld auf der vertikalen Magnetfeldachse (blaue Punkte), als auch die simulierten Herstellerangaben des Magnetfeldverlaufs (rote Punkte). Die Fehler sind kleiner als die Datenpunkte. Beide Datenreihen wurden mit einem Helmholtz Modell gefittet, siehe Abschnitt 5.2.

daten bis auf einen Offset in den Parameter $p1$, $p2$, $p3$ übereinstimmen. Der Fit soll vor allem die Randbereiche beschreiben, da dort z.B. die Elektronik montiert wird. Für den Fallbereich werden gesonderte Messungen durchgeführt.

5.3. Fertigung und Charakterisierung der Helmholtzspule

Für das Stabilisierungssystem wird eine Helmholtzspule angefertigt und charakterisiert. Der Durchmesser der Spule ist sowohl durch den Magneten als auch durch die Aluminiueinhausung vorgeben. Neben dem Durchmesser muss auch die Windungszahl bestimmt werden, um die benötigte Feldstärke mit der schon vorhandenen Regelelektronik erzeugen zu können. Die benötigte Feldstärke wird aus vorherigen Messungen von Störquellen bestimmt. Die Spulenkörper werden aus Aluminium-U-Profilen gebogen und zusammengeschweißt. Eine Übersicht über die aufgebaute Konstruktion gibt Abb. 5.4.

Für das Wickeln der Spulen wird 0.4 mm^2 starker Draht verwendet. Das Wickeln der einzelnen Helmholtz-Teilspulen erfolgt an einer extra angefertigten Aufhängung. An dieser Aufhängung wird zusätzlich ein Zähler angebracht, der die Windungszahl beim Wickeln mitzählt. Als Isolation von der ersten Lage Kupferdraht zum Spulenkörper wird eine Lage Makrolonfolie in das U-Profil geklebt. Als weitere Isolation wird ein spezieller Spulendrahtlack auf jede Lage gepinselt (siehe Abb. 5.5).

Tabelle 5.1.: Ermittelte Parameter der Funktionsanpassung des Helmholtz Modells an die Mess- und Herstellerdaten.

Parameter	Gemessen		Hersteller	
	Wert	Fehler	Wert	Fehler
K1 (Tm)	1.08	0.02	1.06	0.02
K2 (Tm)	-0.03	0.01	0.02	0.01
K3 (Tm)	0.26	0.02	0.25	0.01
L1 (m)	0.686	0.002	0.692	0.002
L2 (m)	0.8	0.1	-1.0	0.1
L3 (m)	1.00	0.01	0.99	0.01
p1 (m)	0.0355	0.0008	-0.0005	0.0008
p2 (m)	-0.19	0.06	0.16	0.05
p3 (m)	0.027	0.005	-0.010	0.004
R [m]	0.0800	0.0009	0.0774	0.0006

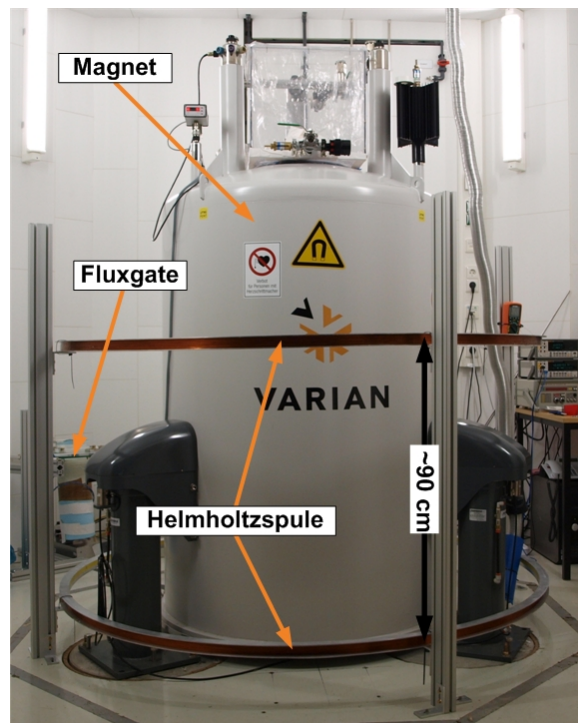


Abbildung 5.4.: Dargestellt ist das Helmholtzspulenpaar welches um den Magneten aufgebaut ist. Im Hintergrund (links) ist das Fluxgate zu sehen.

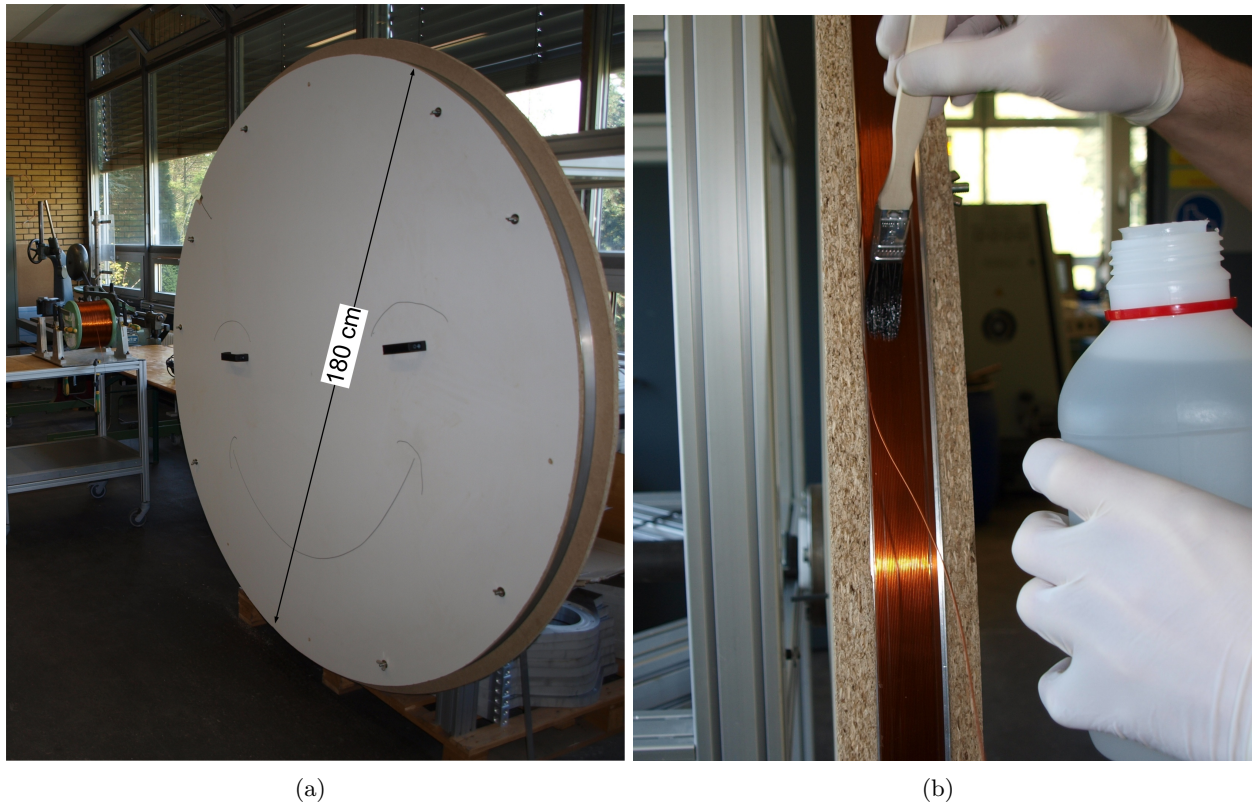


Abbildung 5.5.: Dargestellt ist (a) die Wicklungshilfe und (b) das Auftragen des Spulendrahtlacks.

Zur Charakterisierung der Spule wird sowohl das Feld entlang der z-Achse und das radiale Magnetfeld vermessen als auch die Strom-Feld-Charakteristik im Spulenzentrum aufgenommen. Das Feld wird wiederum mit dem *Teslameter 7010* gemessen. Die Hallsonde wird an einen Halter aus ITEM-Profilen befestigt. Da es sich um eine reale Helmholtzspule handelt, wird der Gradient auf der axialen Achse gemessen und die Datenpunkte mit Gl. (4.15) gefittet. Die Wicklungszahl einer Teilspule der Helmholtzspule wird solange angepasst, bis der Gradient minimiert ist, siehe Abb. 5.6. Aus einem linearen Fit der Messdaten bei der endgültigen Windungszahl ergibt sich ein Gradient von $(1.84 \pm 0.97) \frac{nT}{cm}$. Die Strom-Feld-Charakteristik wird mit der Gl. 4.14 gefittet um eine effektive Windungszahl zu bekommen (siehe Abb. 5.7). Der freie Fitparameter ist die Windungszahl N . Das Ergebnis des Fits ist in Tab. 5.2 mit dem Radius der Spule zusammengefasst.

Tabelle 5.2.: Aufgelistet sind die Spulenparameter der PENTATRAP-Helmholtzspule.

Parameter	Wert	Fehler
Radius [m]	0.90	0.01
Windungszahl	589.0	1

Das Fluxgate wird im Streufeld der Helmholtzspule stehen und von diesem beeinflusst werden. Deshalb wird zusätzlich das radiale Feld der Helmholtzspule vermessen und mit den numerischen Berechnungen in Kap. 4.4 verglichen. Beim Vermessen des radialen Magnetfeldes wird, um ein besseres Signal-zu-Rausch Verhältnis zu bekommen, ein Strom von 1.2 A an die Spule angelegt. Die Messung ist mit der numerischen Berechnung des Radialverlaufes in Abb. 5.8 abgebildet. Deutlich zu erkennen ist ein Nulldurchgang. An dieser Position wäre die ideale Position des Fluxgatesensors, da es zu keiner Rückkopplung durch die Spule kommen würde. Jedoch ist eine ausreichend genaue Positionierung durch den großen Gradient nicht möglich, da, falls das Fluxgate im positiven Feld steht, es zu einer positiven Rückkopplung kommt. Durch die positive Rückkopplung ist das Fluxgate dauerhaft in Sättigung. Aus

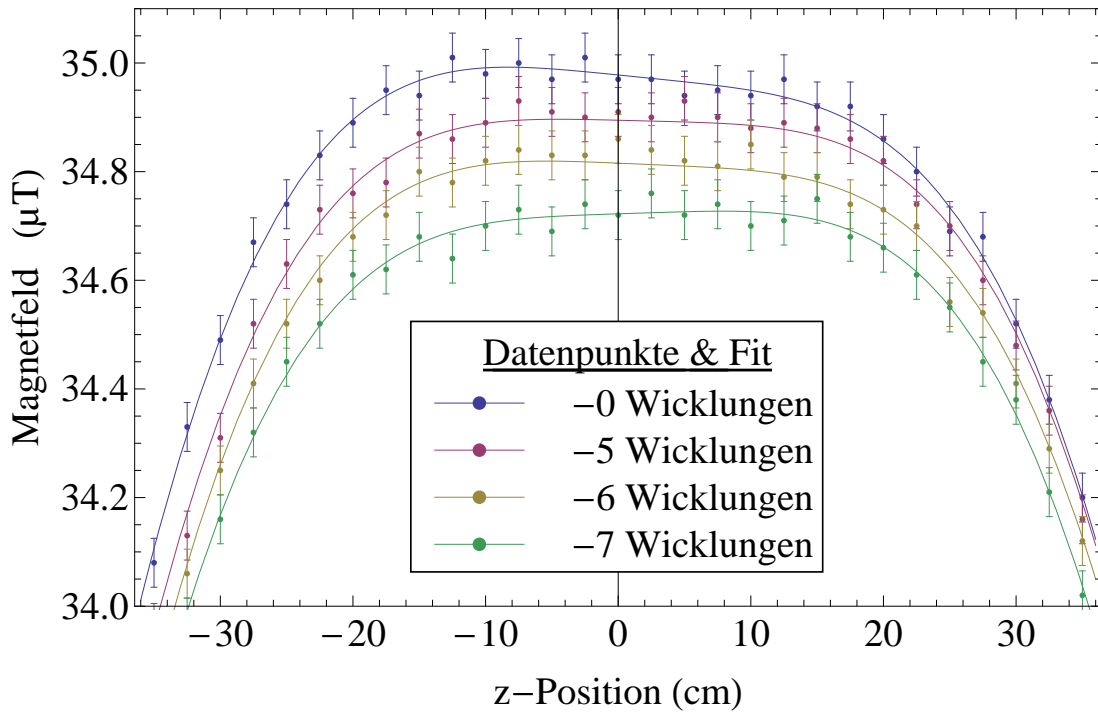


Abbildung 5.6.: Dargestellt die Gradientfeldmessung auf der z-Achse der Helmholtzspule bei verschiedenen Abwicklungsstufen einer Teilschule der Helmholtzspule.

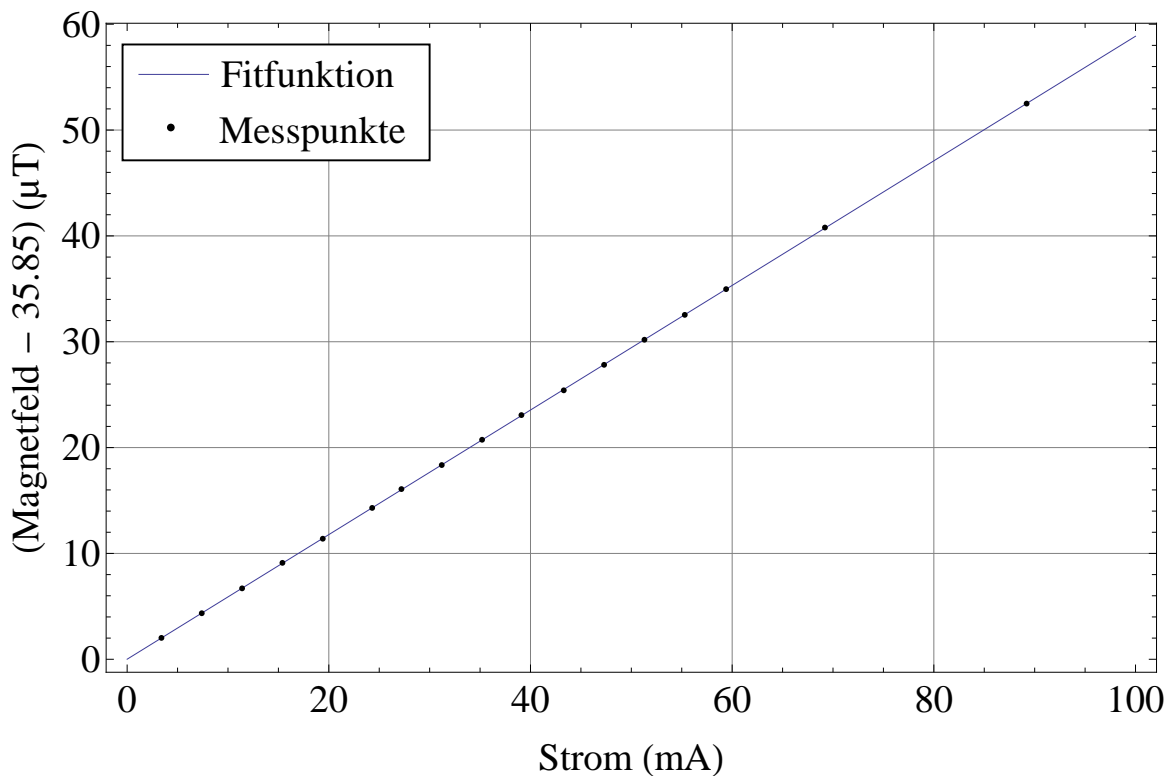


Abbildung 5.7.: Dargestellt ist die Strom-Feld-Charakteristik im Spulenzentrum. Die Fehler sind nicht zu erkennen. Die Punkte sind mit der Gl. (4.14) gefittet.

diesem Grund ist es vorzuziehen das Fluxgate nur im negativen Feldbereich zu positionieren.

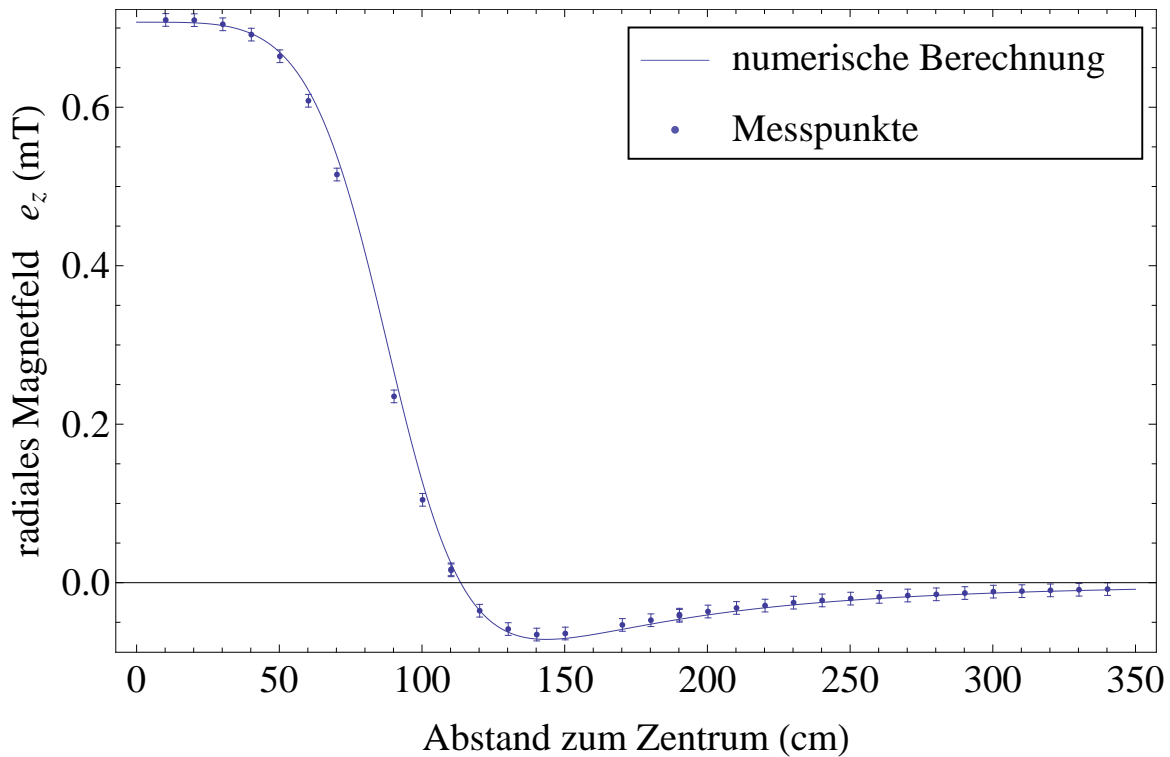


Abbildung 5.8.: Die Datenpunkte resultieren aus einer Messung des radialen Magnetfeldes (z-Komponente) der Helmholtzspule. Im Vergleich dazu ist das Ergebnis der numerischen Berechnung als Linie dargestellt.

5.4. Positionierung und Justierung des Regelsystems

Ziel des Stabilisierungssystems ist es, das Magnetfeld in Richtung der z-Achse zu stabilisieren. Dazu muss sowohl das Feld der Helmholtzspule als auch die Messrichtung des Fluxgates parallel zur Magnetfeldachse ausgerichtet werden. Um das Fluxgate parallel zur Magnetfeldachse auszurichten, wird es in einer speziellen Aufhängung befestigt. Diese Aufhängung besteht aus zwei kardanischen Ringen (siehe Abb. 5.9), die man in einem Bereich von wenigen Grad verstellen kann. Damit kann das Fluxgate um zwei Achsen gedreht werden. Zusätzlich gibt es eine weitere Feineinstellung, um das Fluxgate in Radialrichtung zu verschieben.

Da das Magnetfeld an der ausgewählten Position 0.1 mT beträgt (siehe Abb. 5.1), muss dieses Feld von der Nullspule des Fluxgates (siehe Abb. 4.2) ausgeglichen werden. Um dieses Offset Feld einstellen zu können, muss der Shunt Widerstand (R_3) der Stromquelle (siehe Abs. 4.2) angepasst werden. Dazu wird an der ausgewählten Position des Fluxgates, für verschiedene Widerstandswerte, die Ausgangsspannung des Fluxgates gemessen (siehe Abb. 5.10). Der gesuchte Widerstand ergibt sich somit aus dem Nulldurchgang des linearen Fits und liegt bei $(733 \pm 5) \Omega$. Eine Feineinstellung der Offsetspannung wird zudem mit dem Feinpotentiometer an der Stromquelle unternommen.

5.5. Test der Funktion des Stabilisierungssystems

Das Testen des Stabilisierungssystem in seinem endgültigen Aufbau ist ohne Ionen als Magnetfeldsensor nicht möglich, da es an genügend hochauflösenden Messgeräten fehlt. Zum jetzigen Zeitpunkt stehen jedoch keine Ionen zur Verfügung, um Störungen im Magneten detektieren zu können. Um dennoch einen Funktionstest des Stabilisierungssystem durchzuführen, wird die Spule neben dem Magneten

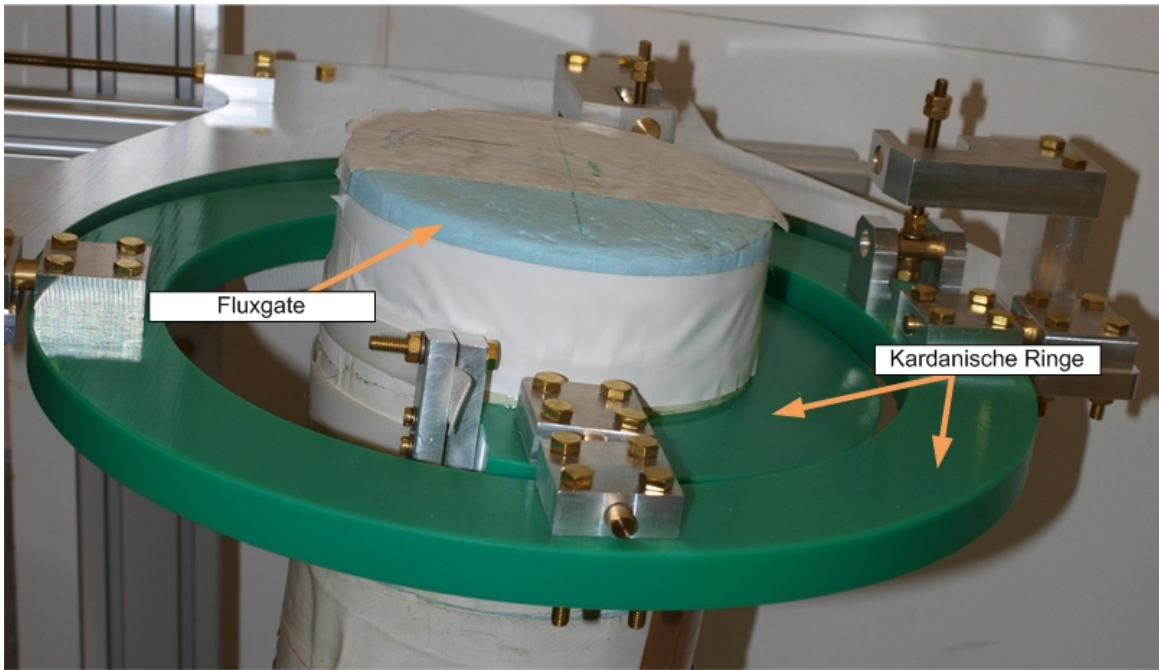


Abbildung 5.9.: Dargestellt ist die Aufhängung des Fluxgates. Kardanische Ringe erlauben eine variable Winkeleinstellung um zwei Achsen. Im Zentrum der Ringe ist das Fluxgate eingespannt.

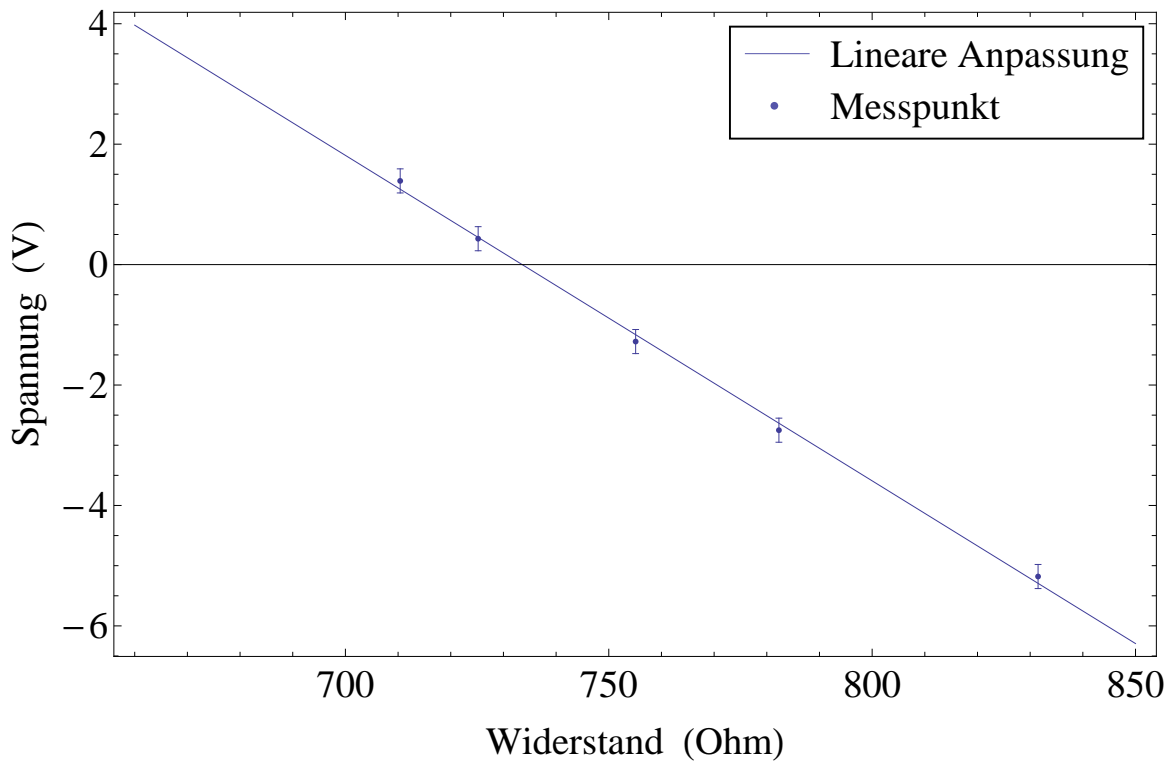


Abbildung 5.10.: Dargestellt ist die Monitorspannung des PENTATRAP-Fluxgates als Funktion des Shunt Widerstandes R_3 .

aufgebaut (siehe Abb. 5.11). Zum Messen des Magnetfeldes in der Helmholtzspule wird ein zweites Fluxgate verwendet. Als Störquelle wird ein massiver metallischer Deckenkran in der Experimentierhalle über dem PENTATRAP-Experiment verfahren. Die Monitorspannung von beiden Fluxgates wird mit Hilfe von zwei Multimetern gemessen, welche wiederum von einem LabVIEW-Programm ausgelesen werden.

Zum Anpassen des Regelkreislaufes sind zwei Widerstände vorgesehen. Der Widerstand $R1$ regelt den Strom durch die Nullspule und ist für die Grobeinstellung der Rückkopplung durch die Nullspule vorgesehen (siehe Abs. 4.2). Dieser Widerstand wird später fest verbaut. Für die Feineinstellung gibt es ein Potentiometer, welches die Proportionalität zwischen dem Strom durch die Nullspule und durch die Helmholtzspule pro Monitorspannung einstellt.

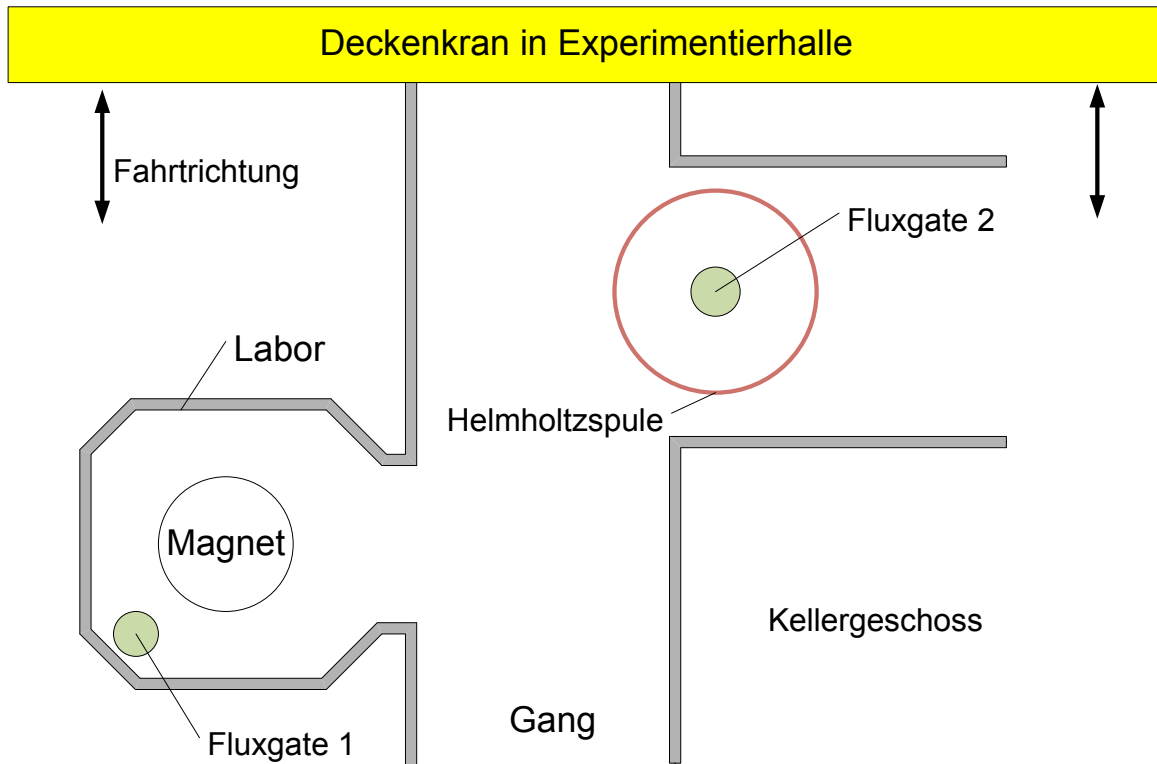


Abbildung 5.11.: Dargestellt ist der Versuchsaufbau für den Funktionstest des Stabilisationssystems.

Um nun die Grobeinstellung zu finden, werden Störungen bei fester Potentiometereinstellung und jeweils bei unterschiedlichem $R1$ gemessen. Aufgrund der leicht unterschiedlichen Bauweise der beiden Fluxgates haben diese einen unterschiedlichen Proportionalitätsfaktor zwischen Monitorspannung und gemessenem Magnetfeld. Deshalb wird bei jeder $R1$ -Einstellung zuerst eine relative Eichung der Fluxgates vorgenommen. Die Eichung wird ohne die Helmholtzspulen durchgeführt. Unter der Annahme, dass die Störung bei beiden Fluxgates gleich groß ist, kann man einen Umrechnungsfaktor zwischen den beiden Spannungen bestimmen. Nach der Eichung wird die Störung mit zugeschalteter Helmholtzspule aufgezeichnet (siehe Abb. 5.12).

Kleinere Störungen kommen durch den Einfluss der EBIT zustände, bei welcher während der Aufnahme eine Messsequenz durchgeführt wurde. Da die beiden Fluxgates etwas zueinander versetzt stehen, detektiert das Fluxgate, in den Spulen, je nach Fahrtrichtung des Deckenkranes die Störung vor oder nach dem anderen. Deshalb ist der Kompensationseffekt nicht wie erwartet, sondern verschiebt sich wie in Abb. 5.13 gezeigt und in Abb. 5.12 markiert. Zudem erzeugt der Kran bei dem Fluxgate in der Helmholtzspule ein negatives Feld wie in 5.12(a) zu erkennen ist. Aus dem Verhältnis der Amplitude der Störung und der des Kompensationsfeldes ist es möglich eine Kennlinie zu erstellen, siehe Abb. 5.14. Die vollständige Kompensation tritt bei einem Verhältnis von -1 ein. Zu erkennen ist, dass die gesuchte Einstellung in einem Bereich von 2.9 bis 4.8 liegt. Damit kann der Widerstand grob eingestellt

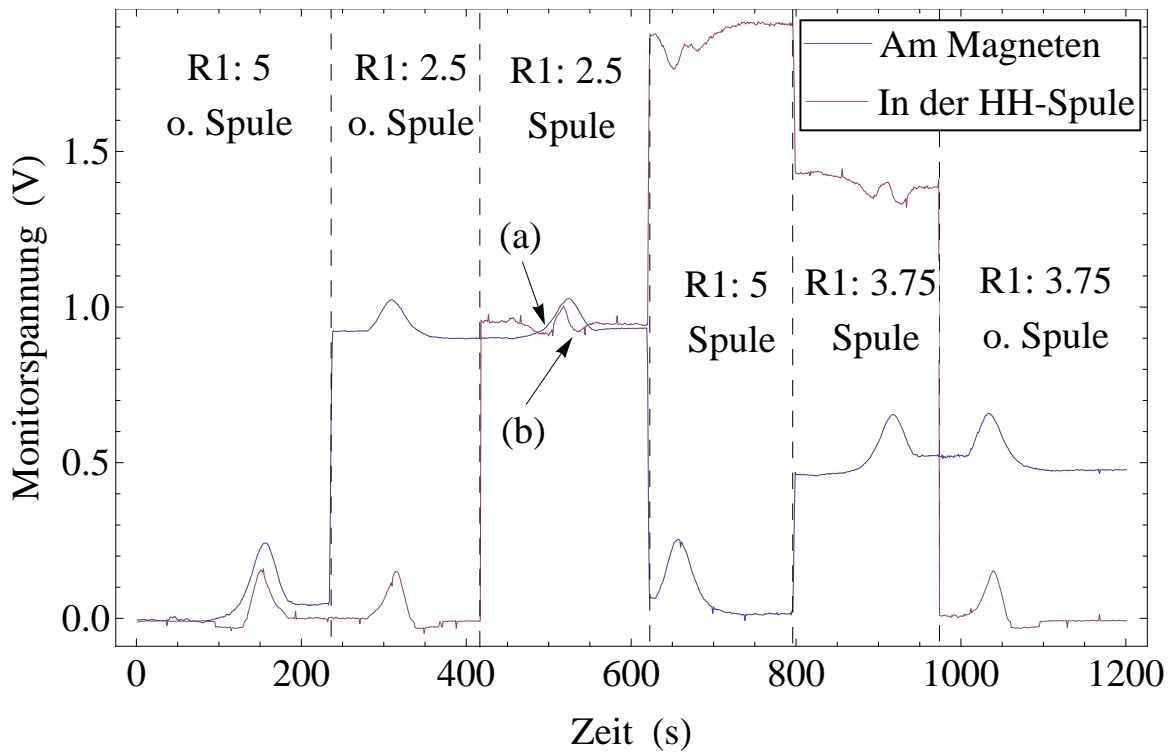


Abbildung 5.12.: Dargestellt ist die Kompensations-Testmessung mit den verschiedenen Monitorspannungen der beiden Fluxgates. Die Störung des Deckenkrans ist deutlich zu sehen. Mit gestrichelten Linien sind die einzelnen Einstellungen voneinander getrennt. Zu jeder Einstellung ist der Wert des $R1$ -Widerstandes in $k\Omega$ angegeben und ob die Spule angeschaltet ist. Mit (a) ist die Eigenschaft der Störung gekennzeichnet, dass das Feld durch die Störung zuerst abnimmt. Je nach Fahrtrichtung des Deckenkrans liegt der Effekt zeitlich vor oder nach dem Maximum der Störung. (b) kennzeichnet den Effekt, der durch die Zeitversetzung der beiden Störungen hervorgerufen wird. Die großen Sprünge entstehen durch das Umstellen des Widerstandes.

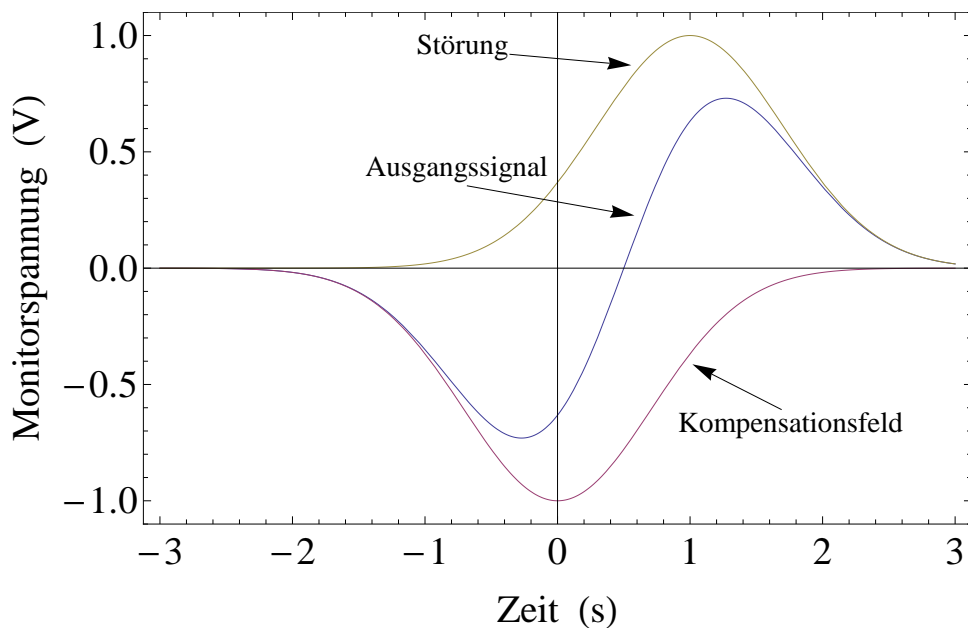


Abbildung 5.13.: Dargestellt ist das erwartete Ausgangssignals des Fluxgates, das sich in den Spulen befindet. Dieses wird aufgrund der Zeitversetzung der Störung zwischen den beiden Fluxgates verzerrt.

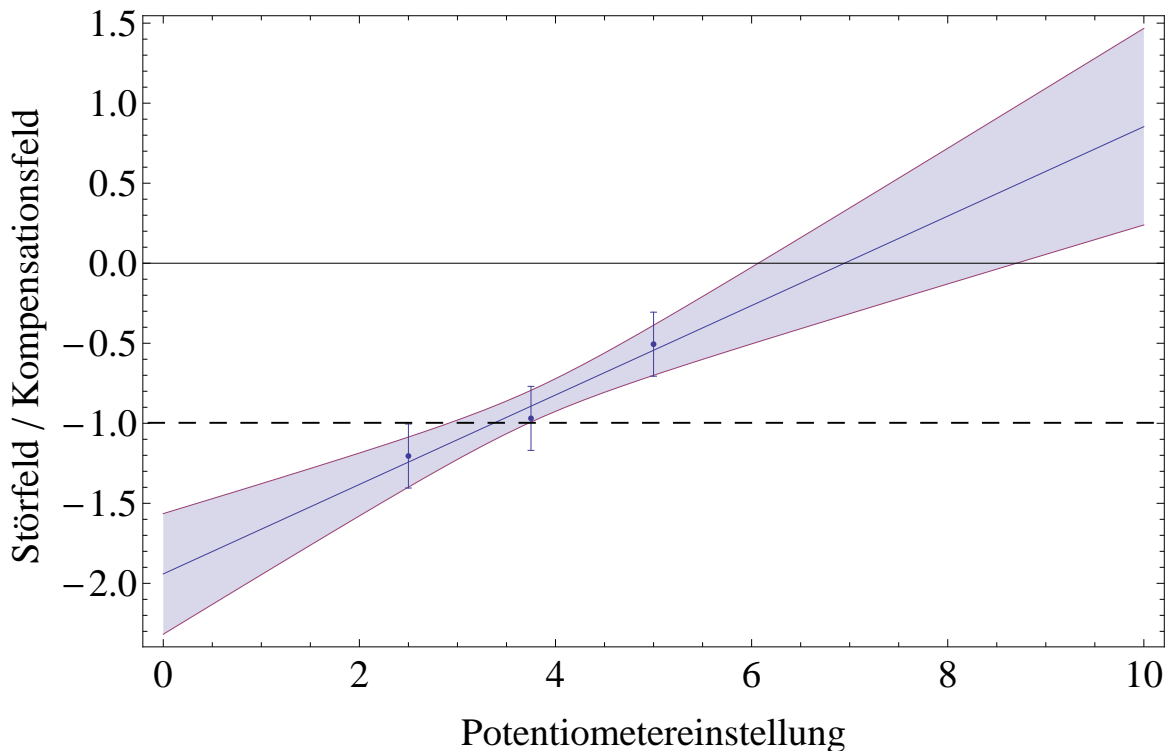


Abbildung 5.14.: Dargestellt ist die Potentiometer-Kompensationsverhältnis Kennlinie. Zudem ist das σ -Konfidenzintervall eingezeichnet.

werden. Nicht berücksichtigt wird bei der Messung der Einfluss der Helmholtzspule, die zusätzlich eine Rückkopplung in das Regelsystem verursachen wird. Deshalb muss die Einstellung im endgültigen Aufbau noch einmal wiederholt werden.

5.6. Bestimmung des Schirmfaktors des Magneten

Die Kenntnis des magnetischen Schirmfaktors ermöglicht die Abschätzung der Auswirkungen von externen magnetischen Störungen. Der Faktor wird gemessen indem, mit den angefertigten Helmholtzspulen um den Magneten, ein bekanntes Magnetfeld erzeugt wird. Dieses Magnetfeld wird durch den Magneten abgeschwächt. Gleichzeitig wird das Magnetfeld in der Magnetbohrung mit einer NMR-Probe detektiert. Bei der Messung wurde die zeitliche Änderung des äußeren Magnetfeldes nicht beachtet. Beobachtet wurde, dass sich mit jedem Schalten das Magnetfeld des Magneten verschiebt. Es wurde versucht diesen Drift zu kompensieren, indem nach jedem An/Aus-Schalten der Helmholtzspulen eine Nullmessung durchgeführt wurde. Zudem ist bei der Messung aufgefallen, dass der Magnet recht träge auf Störungen reagiert und diese nur sehr langsam ausgleicht. Zu dieser Beobachtung sind jedoch keine qualitativen Messungen durchgeführt worden, weil das Isolationsrohr durch ein Leck seiner Vakuumkammer, die Isolationswirkung verloren hat. Dadurch musste vorzeitig die Messung abgebrochen werden. Die Messdaten werden mit einer linearen Funktion gefittet, siehe Abb. 5.15. Aufgrund dieser Effekte sind die aufgenommenen Werte sehr fehlerbehaftet, so dass die Auswertung einen Schirmfaktor von 90 ± 55 ergibt.

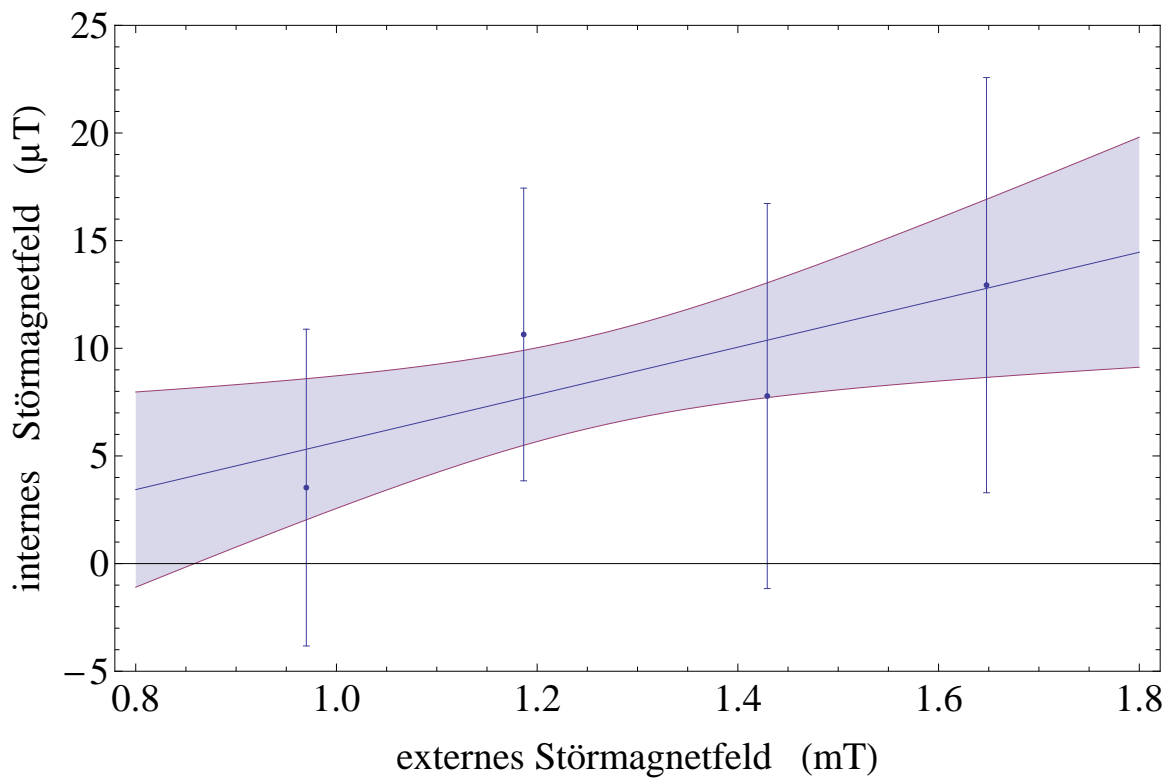


Abbildung 5.15.: Dargestellt ist das zusätzliche Magnetfeld im Innern des Magneten über dem Magnetfeld, welches mit der Helmholtzspule erzeugt wird. Die durchgängige Linie ist der Fit durch die Messdaten. Zudem ist das σ -Konfidenzintervall eingezeichnet.

6. Diskussion und Ausblick

Im Rahmen der vorliegenden Bachelorarbeit wurde der Aufbau eines Systems zur Stabilisierung des Magnetfeldes an PENTATRAP beschrieben. Das PENTATRAP-Experiment wird zur Zeit am Max-Planck-Institut für Kernphysik in Heidelberg aufgebaut.

Die Planung für den Zeitraum dieser Arbeit sah es vor, das Stabilisierungssystem aufzubauen und zu charakterisieren. Für die vorhandene Regelelektronik sollten Helmholtzspulen angefertigt und um den PENTATRAP-Magneten aufgebaut werden. Zudem war geplant sowohl die Leistungsdaten des Systems als auch den magnetischen Schirmfaktor des Magneten zu bestimmen. Im Rahmen dieser Aufgabenstellung ist der Aufbau und die Charakterisierung der Helmholtzspulen erfolgreich durchgeführt worden (siehe Abs. 5.3). Es wurde eine Messung vorgestellt mit welcher man das Stabilisierungssystem justieren kann, so dass es externe Magnetfeldschwankungen ausgleicht (siehe Abs. 5.5). Die Bestimmung der Leistungsdaten des Stabilisierungssystem konnte im endgültigen Aufbau der Planung gemäß nicht durchgeführt werden, da zurzeit kein Magnetometer mit ausreichender Auflösung dem Experiment zur Verfügung steht. So konnten die Störungen, die durch die benutzte Störquelle (Deckenkran) in der Magnetbohrung hervorgerufen wurden, nicht aufgelöst werden. Auch die Messung zum magnetischen Schirmfaktor, welche nur mit einem großen Fehler (Schirmfaktor 90 ± 55) durchgeführt werden konnte, brachte kein zufriedenstellendes Ergebnis. Die kurze Messzeit sowie die Auflösungsgrenze der benutzten NMR-Sonde, verhinderten, aus den bereits genannten Gründen, weitere genauere Messungen.

Sowohl die fehlende Charakterisierung des Gesamtsystems als auch eine genauere Bestimmung des Schirmfaktor kann erst erfolgen, wenn Ionen als Magnetfeldsensoren oder entsprechend andere hochauflösende Magnetfeldsensoren wie zum Beispiel SQUID's¹ zur Verfügung stehen.

Neben diesen Messungen wäre es ebenfalls von Interesse, die Verzerrung des Magnetfeldes in der Magnetbohrung, hervorgerufen durch die Helmholtzspulen, zu messen. Falls sich das System als zu leistungsschwach herausstellen sollte, wäre der nächste Schritt die Optimierung dieses. Empfohlen würde sich der Austausch der momentanen analogen Regelelektronik durch eine digitale Variante. Eine digitale Variante, mit modernen DSP-Mikrocontrollern, hätte den Vorteil leichter Anpassungen und Erweiterungen durch einfacher Softwareänderungen und würde zu einer Verbesserung der Kompensation der Magnetfeldstörungen führen. In Zukunft wird dieses System die PENTATRAP-Penningfalle vor externen Störungen schützen, so dass die angestrebte relative Auflösungsgrenze für langlebige, hoch geladene Ionen auf auf einige 10^{-12} leichter erreicht werden kann.

¹SQUID: Superconducting Quantum Interference Device

Literaturverzeichnis

- [BG86] L.S. Brown und G. Gabrielse: *Geonium theory: Physics of a single electron or ion in a Penning trap*. Reviews of Modern Physics, 58(1), 1986.
- [BH08] K. Blaum und F. Herfurth: *Trapped charged particles and fundamental interactions*, Band 749. Springer Verlag, 2008.
- [Bla06] K. Blaum: *High-accuracy mass spectrometry with stored ions*. Physics Reports, 425(1):1–78, 2006.
- [BNW09] K. Blaum, S. Nagy und G. Werth: *High-accuracy Penning trap mass measurements with stored and cooled exotic ions*. Journal of Physics B: Atomic, Molecular and Optical Physics, 42:154015, 2009.
- [BNW10] K. Blaum, Y.N. Novikov und G. Werth: *Penning traps as a versatile tool for precise experiments in fundamental physics*. Contemporary Physics, 51(2):149–175, 2010.
- [Dre] siehe: <http://www.dreebit.com>.
- [Fwb] siehe: <http://www.fwbell.com/>.
- [GHR89] G. Gabrielse, L. Haarsma und S.L. Rolston: *Open-endcap Penning traps for high precision experiments*. International Journal of Mass Spectrometry and Ion Processes, 88(2-3):319–332, 1989.
- [GKT80] G. Gräff, H. Kalinowsky und J. Traut: *A direct determination of the proton electron mass ratio*. Zeitschrift für Physik A Hadrons and Nuclei, 297(1):35–39, 1980.
- [Hal79] E.H. Hall: *On a new action of the magnet on electric currents*. American Journal of Mathematics, 2(3):287–292, 1879.
- [KBB⁺08] H.J. Kluge, T. Beier, K. Blaum, L. Dahl, S. Eliseev, F. Herfurth, B. Hofmann, O. Kester, S. Koszudowski, C. Kozhuharov *et al.*: *HITRAP: A facility at GSI for highly charged ions*. Advances in Quantum Chemistry, 53:83–98, 2008.
- [Kre92] M. Kretschmar: *Single particle motion in a Penning trap: description in the classical canonical formalism*. Physica Scripta, 46:544, 1992.
- [R⁺01] P. Ripka *et al.*: *Magnetic sensors and magnetometers*. Artech house, 2001.
- [R⁺11a] J. Repp *et al.*: *PENTATRAP: A novel cryogenic multi-Penning trap experiment for high-precision mass measurements on highly charged ions*. Applied Physics B, 2011.
- [R⁺11b] C. Roux *et al.*: *The trap desing of PENTATRAP*. Applied Physics B, 2011.

Anhang

A. Numerische Berechnung des Radialverlaufs einer Helmholtzspule

```
Needs["PlotLegends`"]
```

Definieren von Konstanten und Spulenparametern:

```
mu0 := 4 * Pi * 10^-7 (* Magnetische Feldkonstante *)
R := 1.80 / 2          (* Radius der Helmholtzspule [m] *)
Tur = 590              (* Anzahl der Windungen pro Teilspule *)
Cur = 1                (* Strom durch die Helmholtzspule [A] *)
```

Biot-Savart-Gesetz für eine Leiterschleife mit N Windungen und einem Strom I :

```
Bs[r_] := Cur * Tur * mu0 / (4 * Pi) *
NIntegrate[
  Cross[{-R * Sin[theta], R * Cos[theta], 0},
  (r - {R * Cos[theta], R * Sin[theta], 0})]
  / Norm[r - {R * Cos[theta], R * Sin[theta], 0}]^3
  , {theta, 0, 2 * Pi}]
```

Zusammensetzen zweier Leiterschleifen zu einer Helmholtzspule und Erstellen von Datenpunkten für den Radialverlauf bei $z = 0$

```
Radial = Table[{x * 100, (Bs[{0, x, -R / 2}][[3]] + Bs[{0, x, +R / 2}][[3]]) * 10^3},
  {x, 0, 3.5, .01}];
```

Analytische Lösung für den axialen Verlauf des Magnetfeldes einer Helmholtzspule:

```
Bz[x_] = Tur * mu0 * Cur / 2 * R^2 *
(1 / (R^2 + (x + R / 2)^2)^(3 / 2) + 1 / (R^2 + (x - R / 2)^2)^(3 / 2))
```

Darstellen des radialen und axialen Verlaufs des Magnetfeldes in einem Diagramm:

```
Show[
  ListLinePlot[Radial,
  Frame -> True, FrameStyle -> 20, FrameLabel ->
  {"Abstand zum Zentrum [cm]", "Magnetfeld [mT]"}, ImageSize -> 600],
  Plot[Bz[x / 100] * 10^3, {x, 0, 350}, PlotStyle -> {Red}]
]
```


Erklärung

Ich versichere, dass ich diese Arbeit selbstständig verfasst und keine anderen als die angegebenen Quellen und Hilfsmittel benutzt habe.

Heidelberg, den 27.06.2011,