

MAGNETFELDMESSUNGEN
AN DER DIFFERENTIELLEN PUMPSTRECKE
AM KATRIN-EXPERIMENT

MASTERARBEIT

von

IRINA GLASNER

Fakultät für Physik

Institut für Experimentelle Kernphysik

Karlsruher Institut für Technologie

Erstgutachter: Prof. Dr. G. Drexlin

Zweitgutachter: Prof. Dr. G. Quast

Betreuender Mitarbeiter: Dr. L. Bornschein

Bearbeitungszeitraum 24. November 2014 – 24. November 2015

Erklärung

Hiermit versichere ich, dass ich die vorliegende Arbeit selbstständig verfasst und keine anderen als die angegebenen Quellen und Hilfsmittel benutzt habe. Alle Stellen der Arbeit, die wörtlich oder sinngemäß aus anderen Quellen übernommen wurden, sind als solche kenntlich gemacht. Diese Arbeit wurde in gleicher oder ähnlicher Form noch keiner Prüfungsbehörde vorgelegt.

Irina Glasner

Karlsruhe, den 24. November 2015

Inhaltsverzeichnis

1. Einleitung	1
2. Das KATRIN-Experiment	3
2.1 Neutrinos und die Beta-Spektroskopie.....	3
2.2 Übersicht des KATRIN-Experiments	6
2.2.1 Das Spektrometersystem.....	7
2.2.2 Quelle und Rear-Sektion.....	10
2.2.3 Transportstrecke.....	11
2.2.4 Detektor.....	12
3. Die Differentielle Pumpstrecke	15
3.1 Aufgabe und Design der DPS	15
3.2 Das Magnetsystem der DPS	17
3.3 Ziel dieser Arbeit	20
3.4 Der Flussschlauch in der DPS	22
4. Mess- und Analysemethoden zur Bestimmung der Spulenposition	25
4.1 Das Prinzip der winkelabhängigen Streufeldmessung	26
4.2 Diskussion verschiedener Messparameter.....	27
4.3 Simulationsbasierte Bestimmung der Spulenposition.....	33
4.3.1 Analytische simulationsbasierte Methode.....	33
4.3.2 Markov Chain Monte Carlo Methode.....	39
4.4 Einfluss eines benachbarten Magnetfelds auf die Spulenposition.....	40
5. Magnetfeldmessung zur Bestimmung der Spulenposition	47
5.1 Durchführung der Magnetfeldmessung	47
5.1.1 Messprinzip der Hallsonde	47
5.1.2 Experimenteller Aufbau.....	49
5.1.3 Magnet- und Messbetrieb	50
5.2 Ergebnisse der Magnetfeldmessung.....	51
5.2.1 Hinweise auf eine Verkippung an Magnet 3 und 5	53
5.2.2 Auswertung der Magnete 1, 2 und 4.....	56
5.2.3 Diskussion der Ergebnisse.....	59
5.2.4 Zusammenfassung und Fazit.....	65
5.3 Test zur Bestimmung des Einflusses eines benachbarten Magnetfelds	67
6. Zusammenfassung und Ausblick	73

Anhang	77
A Die Differentielle Pumpstrecke.....	77
B Mess- und Analysemethoden zur Bestimmung der Spulenposition	78
C Magnetfeldmessung zur Bestimmung der Spulenposition	80
C.1 Hallsonde THM-1176-HF	80
C.2 Messwerte der Einzelmagnetttests	81
C.3 Messwerte für den Test zur Untersuchung des Einflusses eines Nachbarmagneten	84
 Abbildungsverzeichnis	 87
 Tabellenverzeichnis	 89
 Literaturverzeichnis	 91
 Danksagung	 97

1. Einleitung

Im Standardmodell der Elementarteilchenphysik werden Neutrinos als elektrisch neutrale, schwach wechselwirkende Leptonen beschrieben. Neutrinos sind die leichtesten und, mit durchschnittlich 336 Neutrinos pro Kubikzentimeter, die häufigsten massebehafteten Teilchen im Universum. Im Jahr 1957 wurde die Theorie der Neutrinooszillation von B. Pontecorvo formuliert. Dieses quantenmechanische Interferenzphänomen, das die Wahrscheinlichkeit beschreibt einen bestimmten Neutrino flavour vorzufinden, lässt sich nur mit der Existenz massiver Neutrinos erklären [Pon68]. Zahlreiche Experimente konnten seither das Phänomen der Neutrinooszillation bestätigen, darunter auch das Super-Kamiokande Experiment, das in diesem Jahr mit dem Nobelpreis ausgezeichnet wurde [Fuk98].

Als massebehaftete Teilchen haben Neutrinos nicht nur Einfluss auf die Elementarteilchenphysik, sondern auch auf die Kosmologie. Der Einfluss der Neutrinomasse ist von hoher Bedeutung für die Entwicklung des frühen Universums und der Bildung großräumiger Strukturen [Pla13]. Primordiale Neutrinos gelten als direkte Boten aus dem Urknall und Neutrinos gelten als ideale Kandidaten für heiße dunkle Materie [Han10]. Doch die Masse der Neutrinos ist bis heute jedoch unbekannt. Laborversuche sowie kosmologische Modelle deuten darauf hin, dass der Wert für die Neutrinomasse im sub-eV/c²-Bereich liegt [Ber13]. Aus diesem Grund widmet sich das KATRIN-Experiment, ein groß angelegter Laborversuch am Karlsruher Institut für Technologie, der direkten und modellunabhängigen Bestimmung der Neutrinomasse. Dazu wird im KATRIN-Experiment das β -Spektrum von molekularem Tritium untersucht. Das KATRIN-Experiment ist dabei so konzipiert, dass es die Masse der Neutrinos mit einer bisher unerreichten Sensitivität von $m_\nu < 0,2 \text{ eV}/c^2$ (90% C.L.) bestimmen kann. Eine Voraussetzung für das Erreichen dieser angestrebte Sensitivität, ist es die Schwelle für den statistischen Fehler von $\sigma_{stat} = 0,017 \text{ eV}/c^2$ nicht zu übersteigen. Dazu müssen unter anderem die beim Tritium-Zerfall emittierten Elektronen verlustfrei von ihrem Entstehungsort, der Quelle, über die Transportstrecke zum Spektrometersystem geführt werden [KAT05].

Die vorliegende Arbeit beschreibt die Untersuchungen an dem supraleitenden Magnet-system der Differentiellen Pumpstrecke (DPS), die den ersten Teil der Transportstrecke bildet. Innerhalb der DPS werden die Elektronen aus dem β -Zerfall unter adiabatischen Bedingungen durch das Strahlrohr geführt. Das dafür notwendige Führungsfeld wird dabei von fünf supraleitenden Solenoiden mit einer maximalen magnetischen Flussdichte von 5,5 T erzeugt. Im Hinblick auf die angestrebte Sensitivität ist es notwendig, den verlustfreien, adiabatischen Transport der β -Elektronen innerhalb des magnetischen Flussschlauchs von $\Phi = 191 \text{ Tcm}^2$ durch die gesamte Transportstrecke zu gewährleisten. Die Position der Solenoide in Bezug auf die Strahlrohrachse hat dabei einen wesentlichen Einfluss auf den Verlauf des Flussschlauchs. Das Ziel dieser Arbeit ist die Bestimmung der Lage der Solenoide innerhalb des jeweiligen Kryostaten.

In Kapitel 2 wird, nach einer Einführung in die β -Spektroskopie, ein Überblick über den fast 70 m langen Aufbau des KATRIN-Experiments gegeben. Dabei wird die Funktionsweise verschiedener Hauptkomponenten beschrieben.

Der Schwerpunkt von Kapitel 3 liegt auf der Differentiellen Pumpstrecke. Das Kapitel gibt eine Beschreibung über die Aufgaben und den Aufbau der DPS mit ihren fünf eigenständigen Magnetsystemen. Mit den bis dahin gelegten Grundlagen werden die Ziele dieser Arbeit detailliert dargestellt.

In Kapitel 4 werden die verwendeten Mess- und Analysemethoden zur Bestimmung der Spulensposition innerhalb der Kryostate beschrieben. Dabei wird das Prinzip der winkelabhängigen Streufeldmessung und die für die Auswertung verwendeten Analysemethoden vorgestellt. Außerdem wird ein Verfahren präsentiert, welches ermöglicht den Einfluss eines Nachbarmagneten auf die Position der Solenoide zu überprüfen.

Die experimentelle Durchführung und die Ergebnisse werden in Kapitel 5 dargelegt, gefolgt von einer detaillierten Diskussion bezüglich der Ergebnisse und deren Auswirkungen auf das DPS-Design.

Der Abschluss dieser Arbeit bildet eine Zusammenfassung und Ausblick bezüglich ausstehender Aufgaben.

2. Das KATRIN-Experiment

Ziel des **K**Arlsruher-**T**RItium-**N**eutrino-**E**xperiments ist die Bestimmung der Masse des Elektronantineutrinos aus dem β -Zerfall von Tritium. Dazu wird es das Energiespektrum der β -Elektronen nahe des Endpunktes hochpräzise aufnehmen. Diese kinematische Untersuchung des β -Zerfalls beruht nur auf Fermis-Zerfallsgesetz und Energieerhaltung und ist somit modellunabhängig. Die aktuellsten Ergebnisse vorhergehender Experimente aus Troitsk und Mainz zeigen, dass sich die Neutrinomasse auf einen Bereich von unter $m_\nu < 2,05 \text{ eV}/c^2$ (95% C.L.) eingrenzen lässt [Ase11] [Kra05]. Im KATRIN-Experiment wird diese Sensitivität um einen Faktor 10 verbessert werden.

Im folgenden Abschnitt wird die β -Spektroskopie und das im KATRIN-Experiment verwendete Tritium als β -Strahler beschrieben. Anschließend folgt eine Beschreibung des Aufbaus des KATRIN-Experiments mit seinen verschiedenen Sektionen und Komponenten. Dabei wird ebenso das grundlegende Konzept der magnetisch-adiabatischen Kollimation in einem elektrostatischen Filter vorgestellt¹ [Bea80] [Lob85].

2.1 Neutrinos und die Beta-Spektroskopie

Als im Jahr 1914 Chadwick zeigen konnte, dass β -Elektronen ein kontinuierliches Spektrum aufweisen, standen die Wissenschaftler zunächst vor einem Rätsel (vgl. Abbildung 2.1) [Cha14]. Damals wurde bei einem β^- -Zerfall nur emittierte Elektronen beobachtet. Zusammen mit dem verbleibenden Kern wurde der β^- -Zerfall daher als Zwei-Körper-Problem angesehen. Somit wurde bei der Untersuchung der β -Zerfallselektronen eine monoenergetische Linie im Energiespektrum erwartet. Erst 16 Jahre später, im Jahr 1930, verstand es Pauli das kontinuierliche β -Spektrum richtig zu deuten, in dem er ein weiteres Teilchen bei dem Prozess des β -Zerfalls postulierte [Pau30]. Dieses Teilchen müsse laut Pauli elektrisch neutral sein und dürfe nur eine sehr geringe oder eine gänzlich verschwindende Masse haben. 1934 stellte Fermi die Theorie des β -Zerfalls auf und gab dem neuen Teilchen den Namen „Neutrino“ [Fer34].

¹ engl.: Magnetic Adiabatic Collimation combined with an Electrostatic Filter - MAC-E-Filter

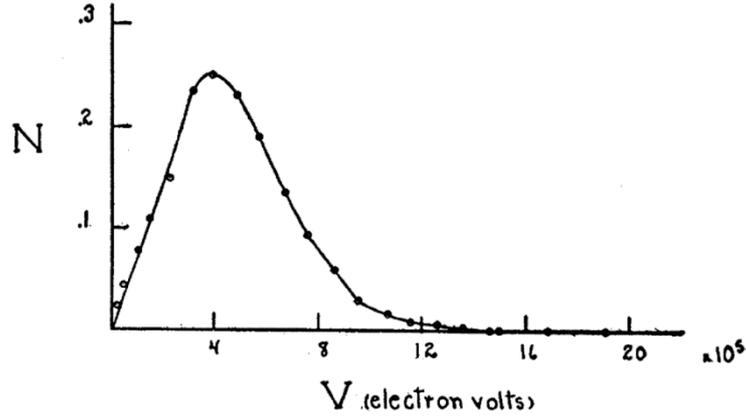


Abbildung 2.1: Beta-Spektrum von Radium E. Um die das kontinuierliche Spektrum des β -Zerfalls zu erklären postuliert Pauli ein neutrales, sehr leichtes Teilchen das er damals als Neutron bezeichnete. Bild aus [Sco35].

Im KATRIN-Experiment wird über die präzise Vermessung des kontinuierlichen Spektrums der β -Elektronen aus dem β^- -Zerfall die Masse des Elektronantineutrinos bestimmt. Daher widmet sich der folgende Abschnitt dem β^- -Zerfall.

Der β^- -Zerfall ist eine nukleare Umwandlung eines ruhenden Mutterkerns ${}^Z_A X$ in einen Tochterkern ${}^{Z}_{A+1} Y$ unter Emission eines Elektrons und eines Elektronantineutrinos. Innerhalb des Mutterkerns wird dabei ein gebundenes Neutron in ein Proton umgewandelt:



Der Zerfall findet nur dann statt, wenn der Endzustand energetisch günstiger ist als der Anfangszustand und somit die Energiedifferenz Q zwischen den Bindungsenergien von Mutter- und Tochterkern größer ist als die Ruheenergie des entstandenen β -Elektrons und Elektronantineutrinos. Die frei werdende Energie Q verteilt sich dabei auf die Leptonen, da die Ruhemasse des Tochterkerns viel größer ist, als die der beiden Leptonen und somit die Rückstoßenergie vernachlässigbar ist.

Die kinetische Energie E der β -Elektronen weist somit eine kontinuierliche Verteilung auf bis zu einer maximalen Energie E_{\max} :

$$E_{\max} = Q - m_e c^2 - m_\nu c^2 = E_0 - m_\nu c^2 . \quad (2.2)$$

Die Größe E_0 wird dabei als Endpunktenergie bezeichnet. Unter Beachtung der relativistischen Energie-Impulsbeziehung ergibt sich über Fermis Goldene Regel das differentielle Spektrum [Wei03] [Ott08] [Dre13]:

$$\frac{dN}{dE} = R(Z, E) \cdot (E_0 - E) \cdot \sqrt{(E_0 - E)^2 - m_\nu^2 c^4} \Theta(E_0 - E - m_\nu c^2) \quad (2.3)$$

mit

$$R(Z, E) = \frac{G_F^2}{2\pi^3 \hbar^7} \cos^2(\theta_C) |M|^2 F(Z, E) \cdot p \cdot (E + m_e c^2) . \quad (2.4)$$

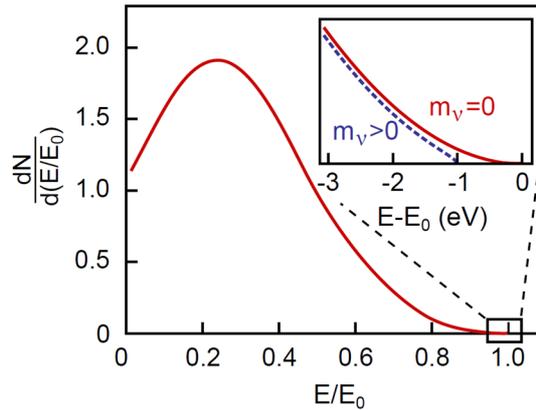


Abbildung 2.2: Differentielles Elektronen-Energiespektrum. Die Abbildung zeigt den Verlauf des β -Spektrums von Tritium. Der Ausschnitt zeigt den Verlauf nahe des Endpunktes. Dort ist das Spektrum sensitiv auf die Neutrinomasse. Angepasstes Bild entnommen aus [Sch14].

wobei p den Impuls des Elektrons darstellt und m_e bzw. m_ν die Masse des Elektrons bzw. die Masse des Elektronantineutrinos. Über die Fermi-Kopplungskonstante G_F^2 , den Cabibbo-Winkel θ_C und das Matrixübergangselement M wird der β^- -Zerfall als Kernumwandlung der schwachen Wechselwirkung charakterisiert. Die Fermi-Funktion $F(Z, E)$ mit der Kernladungszahl Z des Tochterkerns berücksichtigt die coulombsche Wechselwirkung zwischen dem emittierten β -Elektron und des Tochterkerns. Über die Θ -Funktion wird die Energieerhaltung gesichert.

Das differentielle Spektrum β -Elektronen ist somit abhängig von der Ruhemasse m_ν des Elektronantineutrinos. Eine Messung dieses Spektrums ist besonders in der Nähe der kinetischen Endpunktsenergie E_0 sensitiv auf die Masse m_ν (vgl. Abbildung 2.2).

Im KATRIN-Experiment, sowie den vorhergehenden Experimenten in Mainz und Troitsk wird Tritium als β -Strahler verwendet.



Dieses bietet zur Untersuchung des β -Zerfalls die folgenden Vorteile:

Unter allen bekannten β -Emittoren besitzt Tritium die zweitgeringste Endpunktsenergie von $E_0 = 18,6$ keV [Nag06]. Eine kleine Endpunktsenergie bedeutet auch eine kleinere Zählrate. In diesem Energiebereich ist die Zählrate der β -Elektronen proportional zum Faktor $1/E_0^3$. Eine noch geringere Endpunktsenergie hat das Isotop ${}^{187}\text{Re}$ mit $E_0 = 2,47$ keV. Der Nachteil von ${}^{187}\text{Re}$ ist die lange Halbwertszeit von $T_{1/2} = 4,32 \cdot 10^{10}$ a [Rob10]. Tritium dagegen besitzt eine relativ kurze Halbwertszeit von $T_{1/2} = 12,32$ a [Luc00].

Im KATRIN-Experiment werden die isotrop emittierten β -Elektronen aus der Tritiumquelle magnetisch-adiabatisch zu einem elektrostatischen Filter geführt (MAC-E-Filter). Sämtliche Effekte, die zu einer Änderung der Energie der β -Elektronen führen,

müssen berücksichtigt werden. Durch den Einsatz von Tritium als Quellmaterial werden solche Effekte minimiert, wodurch es sich auch in dieser Hinsicht sehr gut für die Bestimmung der Neutrinomasse eignet und unter anderem die folgenden Vorteile mit sich bringt:

- Eine inelastische Streuung der β -Elektronen mit dem Quellmaterial ist aufgrund der kleinen Kernladungszahl von Tritium mit $Z = 1$ und der daraus resultierenden schwachen coulombschen Wechselwirkung sehr gering.
- Die einfache Elektronenkonfiguration des Tritium-Atoms und des entstehenden ${}^3\text{H}^+$ -Ions mit nur einem Hüllenelektron, sowie die kleine Kernladungszahl von $Z = 1$ und $Z = 2$, erlauben eine zuverlässige Bestimmung der coulombschen Wechselwirkung zwischen dem ${}^3\text{H}^+$ -Ion und den emittierten β -Elektron über die Fermi-Funktion $F(Z = 2, E)$ [Mas07].
- Außerdem ist der Zerfall von Tritium quantenmechanisch übererlaubt. Das bedeutet, dass Mutter- und Tochterkern dieselbe Schalenkonfiguration besitzen, so dass das Matrixübergangselement energieunabhängig ist und keine weiteren Korrekturen notwendig sind.
- Der Einsatz von gasförmigem Tritium bedarf keinen weiteren Energiekorrekturen, die in Festkörpern beachtet werden müssen.

2.2 Übersicht des KATRIN-Experiments

Das Karlsruher Tritium Neutrino-Experiment wird am KIT² Campus Nord in unmittelbarer Nähe und enger Zusammenarbeit mit dem TLK³ durchgeführt. Ziel ist es die Neutrinomasse direkt und unabhängig mit einer Sensitivität von $m_\nu < 0,2 \text{ eV}/c^2$ (90% C.L.) zu bestimmen. Das Entdeckungspotential bei einem positiven Nachweis ist abhängig von der tatsächlichen Masse des Elektronantineutrinos. Es beträgt 5σ für $m_{\bar{\nu}_e} = 0,35 \text{ eV}/c^2$ [KAT05].

Der insgesamt 70 m lange Aufbau besteht aus mehreren Komponenten (siehe Abbildung 2.3). Die kontrollierte Injektion des Tritiums findet in der fensterlosen gasförmigen Tritiumquelle (WGTS) statt. In der anschließenden Transportstrecke wird das Tritiumgas aktiv durch Pumpen und passiv durch kryogenen Fallen entfernt und über ein Loop-System wieder zurück in die WGTS kontrolliert injiziert. Die aus dem β -Zerfall entstehenden Elektronen werden aus der WGTS magnetisch-adiabatisch über die Transportstrecke zu zwei elektrostatischen Retardierungsspektrometern geführt [Pra12]. Um dieses Retardierungspotenzial zu überwinden, müssen die Elektronen eine bestimmte kinetische Mindestenergie besitzen.

² Karlsruher Institut für Technologie

³ Tritiumlabor Karlsruhe, Institut für technische Physik

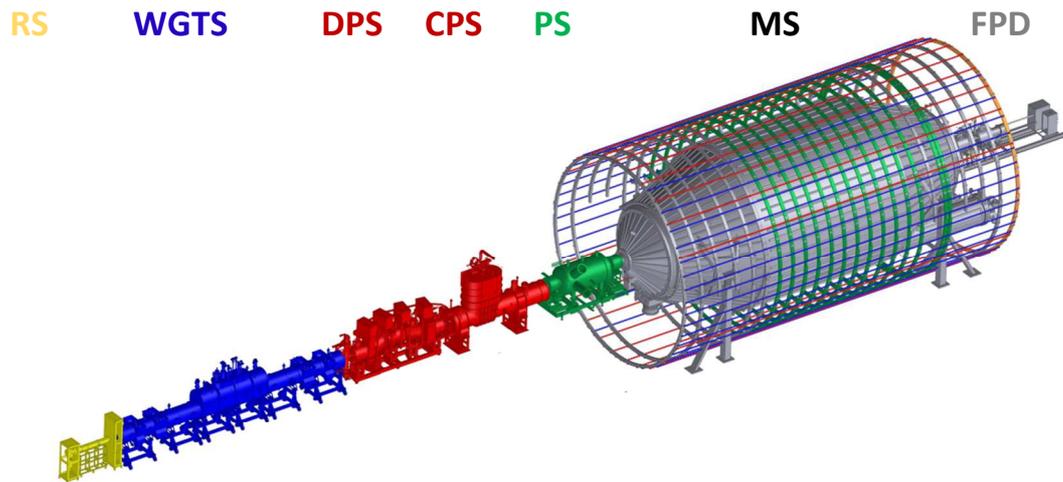


Abbildung 2.3: Übersicht des KATRIN-Experiments. Der insgesamt 70 m lange Aufbau des Experimentes besteht aus mehreren Komponenten: Die Rear-Sektion (RS) dient zur Kalibration des Experimentes. In der Quelle (WGTS) entstehen die β -Elektronen aus dem Tritiumzerfall. Diese werden magnetisch-adiabatisch über die Transportsektion, die aus der Differentiellen und Kryogenen Pumpstrecke (DPS und CPS) besteht, zum Spektrometersystem geführt. Die hochpräzise Energieanalyse erfolgt im Vor- und Hauptspektrometer (PS und MS). Der Nachweise findet im Detektorsystem (FPD) statt.

Am Vorspektrometer werden so alle Elektronen nahe der Endpunktenergie selektiert und am Hauptspektrometer hochpräzise analysiert. Die ortsauflösende Detektion der β -Elektronen findet nach dem Hauptspektrometer an einem Fokalebeneendetektor statt. Rückseitig an der WGTS befindet sich die Rear-Sektion. Diese Sektion überwacht die Quellparameter und dient zur Kalibrierung. Das in Abbildung 2.3 nicht eingezeichnete, separat stehende Monitorspektrometer überwacht die Retardierungsspannung am Hauptspektrometer [KAT05].

Im Folgenden werden die hier aufgezählten Komponenten näher beschrieben. Der erste Abschnitt widmet sich dabei dem Messprinzip eines MAC-E-Filters und dem Spektrometersystem, welches mit seinem Hauptspektrometer das charakteristische Merkmal für das KATRIN-Experiment darstellt. Im Anschluss werden die weiteren Komponenten vorgestellt. Da der Fokus dieser Arbeit auf dem Magnetsystem der Differentiellen Pumpstrecke liegt, wird diese in Kapitel 3 erneut aufgegriffen und ausführlicher diskutiert.

2.2.1 Das Spektrometersystem

Um die kinetischen Elektronenenergien nahe der Endpunktsenergie zu vermessen, werden im KATRIN-Experiment zwei elektrostatische Retardierungsspektrometer verwendet. Die energieauflösende Vermessung des integrierten Beta-Spektrums geschieht

auf Basis eines MAC-E-Filters, d.h. einer Kombination aus der magnetisch-adiabatischen Kollimation und dem elektrostatischen Retardierungsfiler [Bea80] [Lob85]. Das Prinzip soll im Folgenden erläutert werden.

Am Ein- und Ausgang des Spektrometersystems sorgen zwei supraleitende Solenoide für das magnetische Führungsfeld. Elektronen folgen in diesem Führungsfeld den magnetischen Feldlinien auf Zyklotronbahnen. Im Spektrometer erzeugen ringförmige Elektroden ein elektrostatisches Feld, das bis zur Mitte antiparallel zum Führungsfeld gerichtet ist. Da der magnetische Fluss $\Phi = \int_A \mathbf{B} \cdot d\mathbf{A}$ eine Erhaltungsgröße ist und der Querschnitt des magnetischen Flussschlauchs ansteigt, nimmt die magnetische Flussdichte bis zur Mitte des Spektrometers entsprechend ab. In der Ebene die das Spektrometer in der Mitte schneidet, der sogenannten Analysierebene, nimmt die magnetische Flussdichte ihren minimalen Wert B_{\min} an.

Die aus der Quelle isotrop austretenden Elektronen besitzen eine kinetische Energie, die aus einer longitudinalen E_{\parallel} und transversalen E_{\perp} Komponente zur Feldrichtung zusammengesetzt ist. Das Entscheidende an dem MAC-E-Filter ist, dass nahezu die gesamte transversale Energie der Elektronen bis zur Analysierebene in eine longitudinale Bewegungsenergie umgewandelt wird. D. h. die Kraft des magnetischen Feldgradienten transformiert den transversalen Teil der Zyklotronenergie E_{\perp} in Longitudinalenergie E_{\parallel} , wobei das magnetische Moment hierbei bei nicht-relativistischer Näherung konstant bleibt:

$$\mu = \frac{E_{\perp}}{B} = \text{const.} \quad (2.6)$$

Dadurch kann die gesamte longitudinale Energie E_{\parallel} genutzt werden, um das angelegte negative Retardierungspotenzial zu überwinden. Die β -Elektronen, die eine geringere kinetische Energie aufweisen, können diesen Potenzialwall nicht überwinden und werden zurück in Richtung Quelle reflektiert. Somit dient der MAC-E-Filter als Hochpassfilter und nur die Elektronen mit einer Longitudinalenergie $E_{\parallel} > eU_0$ können den Potenzialwall überwinden. Diese werden nach der Analysierebene auf ihre ursprüngliche Energie beschleunigt und der Impulsvektor durch das ansteigende Magnetfeld wieder in transversale Richtung zurückgedreht.

Die maximale Transversalenergie, die ein Elektron in der Analysierebene noch besitzt, gibt die Energieauflösung des MAC-E-Filters an:

$$\Delta E = \frac{B_{\min}}{B_{\max}} \cdot E_{\perp}. \quad (2.7)$$

Eine sukzessive Veränderung des elektrischen Potenzials ermöglicht die energieauflösende Vermessung des integrierten des Beta-Spektrums.

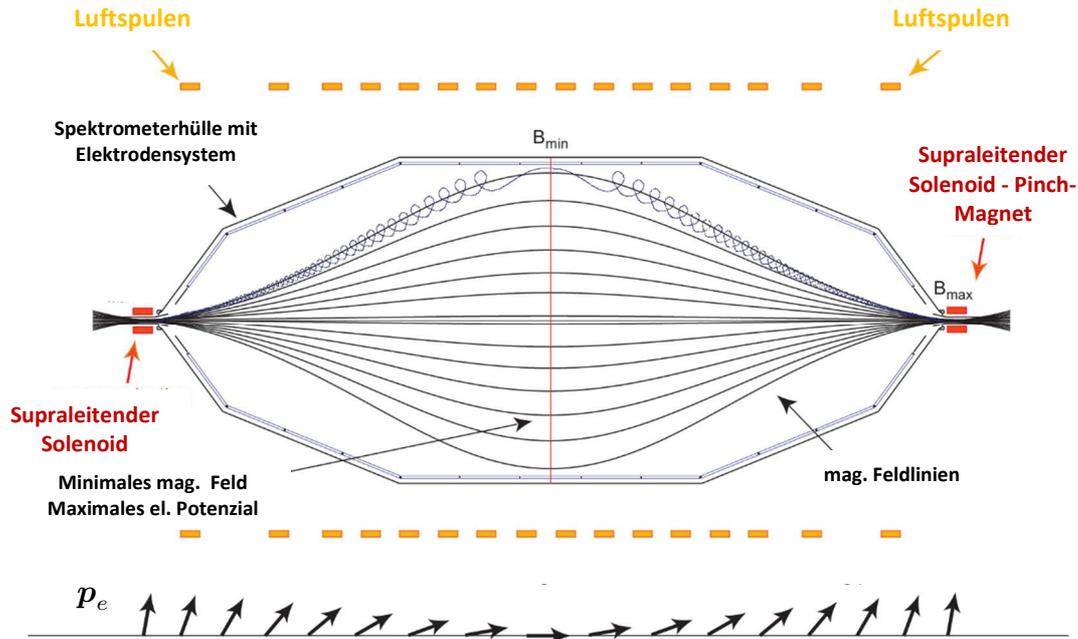


Abbildung 2.4: Prinzip eines MAC-E-Filters. Die Abbildung zeigt die Spektrometerhülle mit der inneren Elektrodenstruktur. Die Elektronen bewegen sich auf Zyklotronbahnen entlang der magnetischen Feldlinien. Dabei müssen sie ein Retardierungspotenzial überwinden. Der untere Teil der Abbildung verdeutlicht den Elektronenimpuls p_e . Dabei wird der Transversalimpuls nahezu vollständig in einen Longitudinalimpuls umgewandelt. Angepasstes Bild, entnommen aus [Zac09].

Das im KATRIN-Experiment verwendete Hauptspektrometer besitzt eine Länge von 23,3 m und einen Durchmesser von 10 m. Das magnetische Führungsfeld besitzt eine maximale Flussdichte von $B_{\max} = 6 \text{ T}$ am Pinch-Magnet (vgl. Abbildung 2.4). In der Analysierebene fällt es auf $B_{\min} = 0,3 \text{ mT}$. Dadurch ergibt sich eine Energieauflösung von $\Delta E = 0,93 \text{ eV}$ bei $E_{\perp, \max} = 18,6 \text{ keV}$. Eine an das Hauptspektrometer angelegte Hochspannung erzeugt ein Retardierungspotenzial von $-18,6 \text{ kV}$. Dieses Potenzial wird typischerweise von 30 eV unterhalb und 5 eV oberhalb des Endpunktes variiert, um das Energiespektrum der β -Elektronen integral zu vermessen [Kle14]. Im Inneren des Hauptspektrometers sorgt ein zweilagiges System aus Drahtelektroden dafür, ein negativeres Potenzial gegenüber der Tankwand zu halten. Sie ermöglichen eine präzise Einstellung des Retardierungspotenzials und können zusätzlich Untergrundereignisse reduzieren [Val10] [Val06] [Pra11]. Zwei Luftspulensysteme außerhalb des Spektrometers dienen zur Kompensation des Erdmagnetfelds und zur Feinjustierung des magnetischen Flusschlauchs [Wan09] [Rei09a].

Vor dem Hauptspektrometer befindet sich ein wesentlich kleineres Vorspektrometer. Es hat eine Länge von 3,4 m und einen Durchmesser von 1,7 m. Mit einem angelegten Retardierungspotenzial von $-18,3 \text{ kV}$ dient es als Vorfilter [Pra12]. Damit werden β -Elektronen, deren Energie zu niedrig ist und die somit keine Information für die Ableitung der Neutrinomasse tragen, schon vorab ausgesiebt.

2.2.2 Quelle und Rear-Sektion

Im Zentrum des Quellkryostaten befindet sich die fensterlose gasförmige Tritiumquelle (WGTS⁴). Das Strahlrohr im Inneren der WGTS ist 10 m lang und hat einen Durchmesser von 90 mm. Im Zentrum wird ein molekulares Gasgemisch mit einem Tritiumisotopenanteil von $\epsilon_T \geq 95\%$ und einem Einlassdruck von $p_{in} = 3,4 \cdot 10^{-3}$ mbar bzw. einer Einlassrate von $L = 1,853$ mbar l/s kontrolliert injiziert [KAT05] [Bab12] [Bor08]. Ein System aus einem Zwei-Phasen-Gemisch, bestehend aus flüssigem und gasförmigem Neon, kühlt das Strahlrohr auf eine konstante Arbeitstemperatur von etwa 30 K [Höt12]. Dadurch werden Dopplerverbreiterung und Turbulenzen klein gehalten. Über die Säulendichte $\rho d = N/A = 5 \cdot 10^{17}$ pro cm^2 , mit der Anzahl N an Gasmolekülen pro Flächeneinheit A , entlang der Achse des Strahlrohrs innerhalb der WGTS, wird die Quellstärke definiert. Das Tritium diffundiert dabei weiter durch die WGTS und wird durch zwölf Turbomolekularpumpen schon weitgehend abgepumpt. Der Reduktionsfaktor beträgt dabei 10^2 . Das abgepumpte Tritium gelangt in ein „Loop System“. In diesem geschlossenen Tritiumkreislauf wird es aufbereitet, um es wieder zurück zur Injektionsstelle der WGTS zu führen. Täglich wird so 40 g Tritiumgas in die WGTS injiziert.

Im vorderen Halbraum der WGTS werden die durch den Tritiumzerfall isotrop emittierten β -Elektronen durch sieben supraleitende Solenoide weiter innerhalb der WGTS in Richtung Transportstrecke geführt. Das magnetische Führungsfeld besitzt eine Flussdichte von $B_s = 3,6$ T. Der maximale magnetische Fluss beträgt $\Phi_{\max} = 229$ Tcm², wovon jedoch nur der innere magnetische Fluss von $\Phi = 191$ Tcm² zum Detektor transportiert und für die Analyse verwendet wird. Dies entspricht einem Sicherheitsabstand von 4 mm zur Strahlrohrwand, um systematische Effekte bedingt durch Wechselwirkung der Elektronen mit der Wand zu minimieren. Damit liefert die WGTS $9,5 \cdot 10^{10}$ pro Sekunde β -Elektronen die für die Analyse relevant sind. Um die Quellaktivität zu gewährleisten, muss der Isotopenanteil an Tritium auf $\epsilon_T = 0,1\%$ bekannt sein. Die Tritiumreinheit wird daher innerhalb des Loop Systems über ein Laser-Raman System überwacht [Sch13] [Stu10].

Neben den β -Elektronen entstehen in der Quelle durch die Wechselwirkung der β -Elektronen mit den Tritiummolekülen verschiedene niederenergetische Ionen und Moleküle [Glü10a] [Glü07] [Win11]. Die Ionen können aufgrund ihrer elektrischen Ladung mit den Turbomolekularpumpen nicht aus dem Strahlrohr entfernt werden, da sie den magnetischen Feldlinien folgen. Zusammen mit den nicht abgepumpten Molekülen gelangen sie durch das Strahlrohr in die Transportstrecke.

Rückseitig an die WGTS schließt die Rear-Sektion mit der Rear-Wall an. An der Rear-Wall sollen sämtliche β -Elektronen, die innerhalb der WGTS rückseitig emittiert oder innerhalb der Transportstrecke oder an den Spektrometern reflektiert werden,

⁴ Windowless Gaseous Tritium Source

elektrisch abgeführt werden. Das magnetische Führungsfeld wird innerhalb der Rear-Sektion mit einem Soleniden erzeugt, der baugleich mit den Solenoiden der DPS ist. Mehr als 10^{12} Elektronen pro Sekunde werden an der Rear-Wall erwartet. Trotzdem muss sie ein zeitlich und räumlich stabiles Potenzial über den gesamten Querschnitt des magnetischen Flussschlauchs liefern, da das Potenzial der Rear-Wall direkt mit dem Spektrometer gekoppelt ist. Durch die gemeinsame Änderung des Potenzials der Rear-Wall und der Quelle kann bei einer konstanten Hochspannung des Spektrometers das Tritium-Spektrum gemessen werden. Daher besteht die Oberfläche der Rear-Wall aus einer leitenden monokristallinen Goldschicht, die eine stabile Arbeitsfunktion besitzt. Mit Hilfe des Rear-Detektors wird über den auftretenden Elektronenfluss die Quellaktivität auf 0,1% genau überwacht. Dazu wird die Röntgenstrahlung detektiert, die beim Auftreffen der Elektronen auf die Wand entstehen. Zusätzlich kann durch ein kleines Loch in der Rear-Wall während der Messpausen mit einer Elektronenkanone in die WGTS geschossen und so unter anderem die Säulendichte untersucht werden [Bab12] [Bab14].

2.2.3 Transportstrecke

Zwischen der Quelle und dem Spektrometersystem befindet sich die Transportstrecke. Ihre Aufgabe besteht darin, die β -Elektronen magnetisch-adiabatisch zum Spektrometersystem zu führen und die aus der WGTS stammenden Tritiummoleküle und Ionen zu eliminieren. Damit sorgt die Transportstrecke für eine Reduktion des Untergrundes im Hauptspektrometer, so dass ein maximaler Untergrund von 10^{-3} β -Elektronen pro Sekunde, der durch Tritiumzerfälle entsteht, nicht überschritten wird [KAT05]. Diese Limitierung des Untergrundes ist entscheidend für die Sensitivität des KATRIN-Experimentes.

Die Transportstrecke besteht aus zwei unabhängigen Elementen, der Differentiellen Pumpstrecke (DPS) und der Kryogenen Pumpstrecke (CPS). In der DPS wird die Gasflussrate durch Turbomolekularpumpen um fünf Größenordnungen reduziert. Ionen werden durch eine Ringelektrode und drei Dipolelektroden gestoppt. Die Funktionsweise der Bauteile wird in Kapitel 3.1 näher erklärt.

Der Tritiumgasfluss darf am Eingang zum Vorspektrometer maximal 10^{-14} mbar l/s betragen [KAT05]. Eine solche Reduktion des Gasflusses ausschließlich mit mechanischen Turbomolekularpumpen zu erreichen ist nicht möglich, weshalb der DPS räumlich die CPS folgt. Mit der DPS wird der Tritiumgasfluss von 10^{-2} mbar l/s auf 10^{-7} mbar l/s reduziert [Kos12]. Durch die folgende CPS wird die Gasflussrate um sieben weitere Größenordnungen reduziert. Die CPS ist ein kryogenes Pumpsystem in dem das Strahlrohr mit einer dünnen Argonfrostschiicht präpariert wird. Moleküle aus der Gasphase werden an dieser Argonfrostschiicht adsorbiert. Vorab wurde dieses Verfahren in dem Testexperiment TRAP überprüft. Die Funktion des kryogenen Pumpens wurde dabei bestätigt [Eic08].

Durch die kontinuierliche Adsorption von Tritiummolekülen in der Argonfrostschrift nimmt die Kapazität dieser allmählich ab. Nach einer Arbeitszeit von 60 Tagen wird die CPS daher mit warmem Heliumgas gespült, um die Argonfrostschrift samt dem darauf befindlichen Tritium zu entfernen. Anschließend wird das Strahlrohr erneut mit einer Argonfrostschrift präpariert [Eic08].

Neben der Gasflussreduktion werden in der Transportstrecke die β -Elektronen aus dem Tritiumzerfall magnetisch-adiabatisch innerhalb eines Strahlrohrs geführt. Das Strahlrohr befindet sich in einem Führungsfeld, das von supraleitenden Magnetspulen erzeugt wird. Die β -Elektronen folgen aufgrund der Lorentzkraft auf spiralförmigen Bahnen den magnetischen Feldlinien. Auf die Gesamtenergie hat diese magnetisch-adiabatische Führung keinen Einfluss. Eine Besonderheit dieses Magnetsystems stellt die sogenannte Schikane dar. Das bedeutet, dass die Magnete horizontal in einem Winkel von 20° in der DPS bzw. 15° in der CPS zueinander geneigt sind. Dadurch wird die Vorwärtsdrift von Molekülen verhindert und somit die Wahrscheinlichkeit erhöht, dass die Moleküle abgepumpt werden.

Der Fokus dieser Arbeit liegt auf dem Magnetsystem der DPS (Abschnitt 3.2). Im Gegensatz zur CPS und WGTS stehen die fünf Magnetsysteme der DPS frei. Dadurch können diese einzeln untersucht werden, was die Aufgabe dieser Arbeit darstellt (vgl. Abschnitt 3.3)

2.2.4 Detektor

Die Aufgabe des Detektors besteht darin, die Zählrate der β -Elektronen, die das Retardierungspotential im Hauptspektrometer passiert haben, zu bestimmen. Die β -Elektronen, die aus dem Hauptspektrometer austreten, werden mit zwei supraleitenden Solenoiden adiabatisch zu dem Fokalebeneendetektor geführt. Dieser befindet sich in einem homogenen Magnetfeld mit einer Flussdichte von 3 T. Die Elektronen haben einen maximalen Auftreffwinkel von 45° . Der kreisförmige Silizium-Halbleiterdetektor besteht aus einer monolithischen PIN⁵-Diode, die in 148 Segmente gleicher Größe unterteilt ist. Mit einem Durchmesser von 90 mm kann diese einen magnetischen Fluss von 210 Tcm^2 aufnehmen. Durch die Segmentierung in 148 Pixel wird eine räumliche Auflösung erreicht, wodurch auch eine Inhomogenität der magnetischen und elektrischen Felder in der Analysierebene korrigiert werden kann [Har12] [Sch14] [Ams14].

Die Untergrundrate darf am Fokalebeneendetektor einen Wert von 1 mHz nicht übersteigen, da die erwartete Zählrate der β -Elektronen bei wenigen mHz liegt. Eine passive Abschirmung aus Kupfer und Blei unterdrückt natürliche Strahlung. Durch kosmische Strahlung induzierte Ereignisse, wie sie durch Myonen erzeugt werden, werden durch ein aktives Veto-System ausgeschlossen. Der Detektor selbst weist nur einen geringen intrinsischen Untergrund auf. Zusätzlich werden die β -Elektronen durch eine

⁵ PIN bezeichnet die Schichtfolge der Diode: Positiv - Intrinsisch - Negativ

Nachbeschleunigung auf 30 kV in ein Energiefenster verschoben, in dem die Untergrundrate geringer ist [KAT05].

3. Die Differentielle Pumpstrecke

Die Differentielle Pumpstrecke (DPS) bildet den ersten Abschnitt der KATRIN-Transportstrecke. Mit ihren vier differentiell angeordneten Turbomolekularpumpen ist das Design der DPS so ausgelegt, dass sie den Tritiumfluss von der Quelle bis zum Spektrometer um fünf Größenordnungen reduziert. Dies ist die Voraussetzung dafür, dass der durch tritiuminduzierte Untergrund im Hauptspektrometer kleiner ist als 10 mcps [KAT05]. Somit leistet die DPS einen wichtigen Beitrag zur Reduktion des Untergrundes.

In diesem Kapitel werden zunächst die Aufgabe der DPS und die daraus resultierenden Anforderungen an das Design beschrieben. Anschließend folgt die Beschreibung des in der DPS enthaltenen Magnetsystems. Hierbei wird insbesondere auf den Aufbau und die Funktionsweise der fünf supraleitenden Magnete eingegangen. Mit den bis hierhin gelegten Grundlagen werden abschließend in diesem Kapitel die Ziele dieser Arbeit dargestellt. Der letzte Abschnitt dieses Kapitels widmet sich dem magnetischen Fluss-schlauch innerhalb der DPS.

3.1 Aufgabe und Design der DPS

In das Strahlrohr der DPS gelangt Tritiumgas, welches in der WGTS noch nicht abgepumpt wurde, sowie Ionen und β -Elektronen aus dem Tritiumzerfall. Die wesentliche Aufgabe der DPS besteht in der Reduzierung des Tritiumgasflusses und der Unterdrückung des Ionenflusses. Gleichzeitig werden die β -Elektronen magnetisch-adiabatisch durch das Strahlrohr geführt.

Am Ende der WGTS beträgt die Gasflussrate 10^{-2} mbar l/s [Bab12]. Die DPS wird diese Rate auf 10^{-7} mbar l/s reduzieren [Kos12]. Dies wird mit Hilfe von vier Turbomolekularpumpen realisiert. Die verwendeten Pumpen besitzen eine Pumpleistung⁶

⁶ Die Pumpleistung bezieht sich auf H_2 , entnommen aus dem technischen Datenblatt des Herstellers Leybold Oerlikon Vacuum GmbH [Ley15].

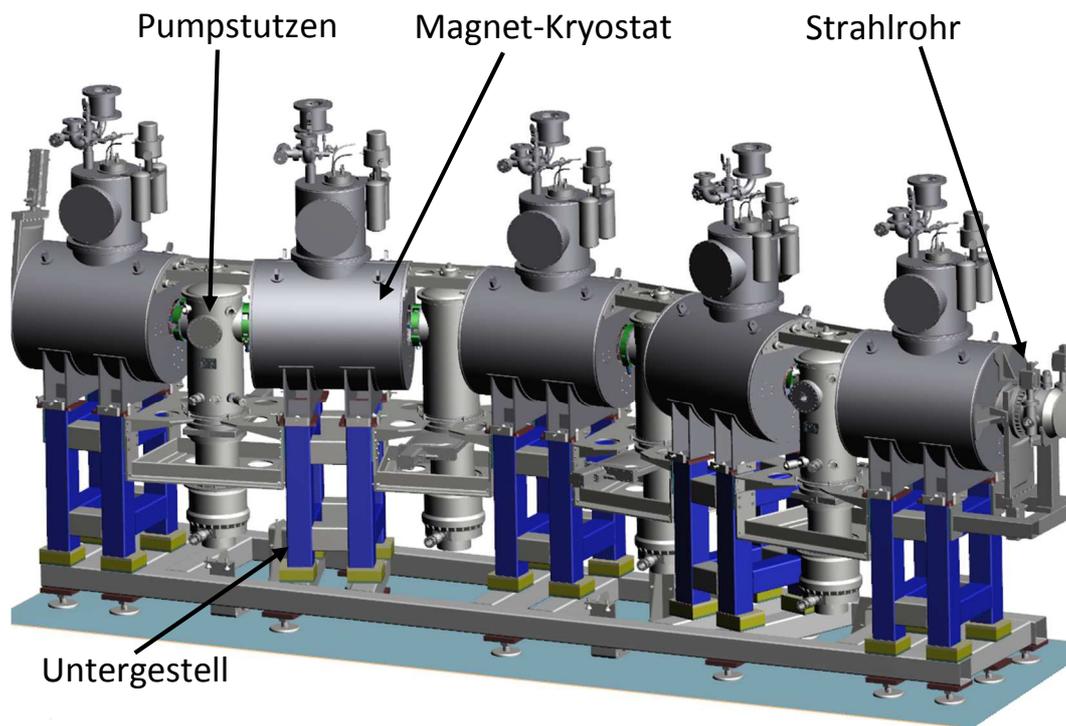


Abbildung 3.1: Aufbau der DPS. Im Wesentlichen besteht der Aufbau der DPS aus fünf Kryostaten, die auf einem Untergestell positioniert sind. Supraleitende Solenoide im Inneren der Kryostaten erzeugen das Führungsfeld im Strahlrohr. Dazwischen befinden sich Pumpstutzen und Turbomolekularpumpen, die mit dem Strahlrohr verbunden sind.

von 2100 l/s und sitzen an den Pumpstutzen zwischen den Magneten (vgl. Abbildung 3.1).

Der kaskadenartige Aufbau der Pumpen sorgt dabei für eine maximale Pumpleistung. Die Beschreibung und Charakterisierung des Pumpsystems der DPS und der gesamten Transportstrecke finden sich in [Kos12] und [Jan15].

Um die Pumpeffizienz noch weiter zu erhöhen, sind die einzelnen Strahlrohrsegmente in einem Winkel von 20° zueinander geneigt. Somit wird eine direkte Verbindung zwischen der Quelle und dem Hauptspektrometer verhindert. So können Gasmoleküle nicht auf einer geradlinigen Sichtlinie in Richtung Spektrometer driften.

Die DPS ist ein Teil des umfassenden und vielschichtigen Loop-Systems, welches den gesamten Tritiumkreislauf im KATRIN-Experiment reguliert und kontrolliert. Tritiumgas, welches in der DPS abgepumpt wurde, gelangt zurück in den Kreislauf des Loop-Systems. Innerhalb dieses Systems wird das Tritiumgas aufgearbeitet und wieder zur Quelle zurückgeführt [Stu10].

Der gesamte Aufbau der DPS umfasst fünf eigenständige Magnetsysteme. Jedes System besteht aus einem zylinderförmigen Kryostaten und einem Kompressor, sowie

mehreren elektronischen Komponenten zur Überwachung und Energieversorgung. Die Kryostaten sind auf einem Untergestell positioniert. Mit 0,1 - 2 mm starken Unterlagsblechen und vier Fixierschrauben, sowie acht Druckschrauben kann die Positionierung in vertikaler und horizontaler Richtung eingestellt werden. Im Zentrum des Kryostaten befindet sich die warme Bohrung. In diese wird jeweils eines der fünf Strahlrohrsegmente der DPS untergebracht. Jeder der fünf baugleichen Magnete beinhaltet ein supraleitendes Zentralsolenoid, sowie jeweils zwei Korrekturspulen. Diese erzeugen mit einer magnetischen Flussdichte von 5 T im Zentrum der Strahlröhre das magnetische Führungsfeld für die β -Elektronen.

In der Quelle entstehen neben den β -Elektronen noch zahlreiche unerwünschte Ionen [Glü10a] [Glü07]. Anders als Tritiumgas können diese Ionen nicht abgepumpt werden, da diese den magnetischen Feldlinien folgen. Um diese Ionen zu stoppen, wird am Ende der DPS eine Ringelektrode angebracht. An diese Elektrode wird ein Potenzial von +100 V gelegt. Die Ionen haben mit ihrer thermischen Energieverteilung im Vergleich zu den β -Elektronen nur eine niedrige kinetische Energie von etwa 10 meV. Sie können das Potenzial nicht überwinden. Die β -Elektronen erlangen die aufgewandte Energie beim Verlassen des Potenzials wieder zurück und der Prozess fließt somit nicht in die Energiebilanz der Neutrino-Massenbestimmung ein. Für die positiven Ionen fungiert die Ringelektrode als elektrostatischer Spiegel, an dem sie reflektiert werden. Auf der anderen Seite der DPS wird der Ionenimpuls an den Molekülen des gegenströmendes Gases aus der Quelle gestreut. Damit sind die Ionen innerhalb der DPS gefangen und es kommt zu einer Ladungsansammlung. Diese Ionen werden durch drei Dipolelektroden abgelenkt. Sie sind in den mittleren Strahlrohrsegmenten der DPS eingebaut und erzeugen durch ein angelegtes elektrisches Potenzial von 0 und -100 V ein elektrisches Feld senkrecht zum Magnetfeld. Eine $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$ -Drift führt die Ionen seitwärts aus dem magnetischen Flussschlauch von 191 Tcm^2 . Die Ionen gelangen nach mehrmaligem Durchlaufen der Dipole schließlich an die Elektroden, an denen sie rekombinieren. Als Molekül können sie nun abgepumpt werden [Rei09b].

Die Kontrolle darüber, ob die Ionen aufgehalten wurden, findet mit einem FT-ICR⁷ statt. Dieser kann bereits kleine Mengen an Ionen detektieren und die Konzentration einzelner Ionensorten bestimmen [Ubi09] [Kos12].

3.2 Das Magnetsystem der DPS

Im KATRIN-Experiment werden hohe Magnetfelder im Bereich von mehreren Tesla benötigt. Diese Anforderung setzt die Benutzung supraleitender Solenoide voraus. Die supraleitenden Eigenschaften setzen schlagartig unterhalb der Sprungtemperatur ein. Diese Temperatur ist abhängig von den eingesetzten Materialien und der benötigten Feldstärke. Für die Spulen des DPS Magnetsystems werden NbTi und Nb₃Sn verwendet. Die Sprungtemperaturen liegen bei 9,8 K bzw. 18,05 K [Cry15]. Daher werden die

⁷ Fourier Transform Ion Cyclotron Resonance

Spulen des Magneten dauerhaft in einem Bad aus flüssigem Helium (LHe) auf 4,15 K [Zha11] gekühlt.

Mit Beginn des Messbetriebes können Wartungsarbeiten innerhalb des Loop-Systems nicht ohne weiteres durchgeführt werden. Daher unterliegt das Magnetsystem in dieser Hinsicht besonderen Anforderungen. Während der geplanten fünfjährigen Betriebszeit des KATRIN-Experiments müssen die supraleitenden Eigenschaften erhalten bleiben, um die magnetisch-adiabatische Führung der β -Elektronen zu gewährleisten. Dazu darf die Temperatur der Spulen die Sprungtemperatur nicht übersteigen. Diese Anforderung wird mit einer Kombination aus einer passiven Isolierung, sowie einer aktiven Kühlung umgesetzt. Mithilfe eines Isoliervakuums und mehreren Lagen Superisoliationsfolie wird dabei sowohl Wärmeeintrag durch Konvektion, als auch durch Strahlung bestmöglich abgeschirmt. Da der Wärmeeintrag in einem realen System niemals restlos unterbunden werden kann und insbesondere an den Kontaktstellen unvermeidbar ist, muss der Wärmeeintrag durch ein aktives kühlendes Element, dem Kryokühler, kompensiert werden.

Der Aufbau eines DPS-Magnetkryostaten (vgl. Abbildung 3.2) wird im Folgenden beschrieben.

Herzstück des Magneten bilden die supraleitenden Spulen. Die Hauptspule ist 630 mm lang, mit einem inneren Durchmesser von 160 mm und einem äußeren Durchmesser von 186 mm.⁸ Jeweils eine Korrekturspule befindet sich am Rand der Hauptspule und verhindert ein räumlich rapides Absinken des Magnetfelds. Die Korrekturspulen sind 80 mm lang, ihr äußerer Durchmesser beträgt 221 mm.

Die Spulen sind axialsymmetrisch um die warme Bohrung des LHe-Tanks gewickelt. Dieser Tank dient als Dewar für das flüssige Helium, das die Spulen auf 4,15 K kühlt. Über eine Röhre, die an den LHe-Tank montiert ist, können die Kryoflüssigkeiten ein- und ausgelassen werden. Sie wird auch für den Fall eines Zusammenbruchs der Supraleitung als Quenchröhre verwendet, aus der verdampfendes Heliumgas abgelassen wird. Nach Außen ist der Tank mit mehreren Schichten Superisoliationsfolien thermisch isoliert. Es folgen die 10 K-Abschirmung und die 80 K-Abschirmung, die ebenfalls mit mehreren Schichten Superisoliationsfolien umwickelt sind. Zwischen den Abschirmungen und der abschließenden Außenhülle befindet sich ein Isoliervakuum. Die Abkühlprozedur des Kryostaten auf eine heliumkalte Temperatur ist ein stufenweiser Prozess und wird ausführlich in [Har15] erläutert.

Ein turmförmiger Aufsatz auf der Außenhülle beinhaltet den Kryokühler, sowie die elektrische Zuleitungen für die Spulen. Auf dem Aufsatz finden sich Steckverbindungen für die Sensoren und Energieversorgung, sowie ein Ventil für das Isoliervakuum.

⁸ Diese und weitere Designwerte sind dem Confidential Report 2013 des Herstellers Cryomagnetics Inc. entnommen. Einzelne Werte weichen hiervon leicht ab und werden in Tabelle A.1 im Anhang zusammengefasst.

Mehrere redundante Kontrollsysteme überwachen fortlaufend die Temperatur im inneren der Magnete. Dazu sind an verschiedenen Stellen im Kryostaten sechs Temperatursensoren angebracht. Diese befinden sich an der Spulenober- und Unterseite, an der ersten Stufe des Kryokühler und der 10 K-Abschirmung, sowie an der zweiten Stufe des Kryokühler und der 80 K-Abschirmung.

Ebenso sind Füllstand- und Drucksensoren vorhanden. Ab einem LHe-Füllstand von 65% ist der Magnet einsatzbereit. Mit Hilfe eines Heizelementes wird ein konstanter Relativdruck von 0,7 psi⁹ im Kryostaten sichergestellt. Das Heizelement sitzt an der Rekondensoreinheit und sorgt für einen stetigen Überdruck in der LHe-Kammer. Dadurch wird das kryogene System vor eindringender Luft und der damit einhergehenden Gefahr der Eisbildung im Kryostaten geschützt.

Sollte während der Betriebszeit die Supraleitung zusammenbrechen, wird von einem Quench gesprochen. Bei diesem Vorfall müssen die Spulen vor zu großer Wärmeinwirkung geschützt werden. Die gesamte in den Spulen gespeicherte Energie kann dabei nicht unverzüglich an das LHe-Bad abgegeben werden. Daher muss der Strom in den Spulen an Dioden abgeführt werden.

Für eine genauere Beschreibung des Magnetsystems und deren Komponenten, sowie die Inbetriebnahme siehe [Hac15].

⁹ Psi steht als Abkürzung für Pound-force per square inch. 0,7 psi entsprechen etwa 48,3 mbar.

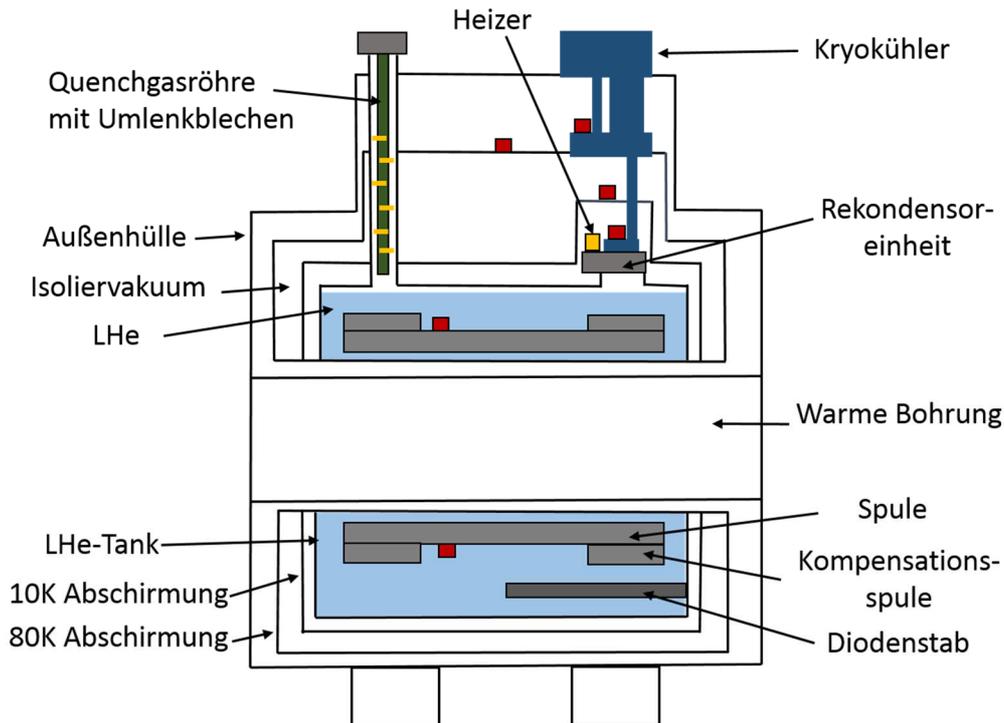


Abbildung 3.2: Querschnitt eines DPS-Kryostaten. Axialsymmetrisch um die warme Bohrung bezwecken mehrere Abschirmungen die thermische Isolation nach außen hin. Sechs Temperatursensoren (rot) überwachen fortlaufend den thermischen Zustand des Systems. Durch die warme Bohrung wird Strahlrohr das Strahlrohr geführt. Sie supraleitenden Solenoide erzeugen das Führungsfeld.

3.3 Ziel dieser Arbeit

Zu Beginn des Kapitels wurde gezeigt, dass die DPS als Teil der Transportstrecke einen wesentlichen Beitrag zur Minimierung der systematischen Unsicherheiten leistet. Um ein höchstes Maß an statistischer Genauigkeit zu erreichen, ist es von enormer Bedeutung, dass die β -Elektronen verlustfrei transportiert werden. Dies kann nur dann gewährleistet werden, wenn die β -Elektronen innerhalb des Flussschlauchs von 191 Tcm^2 an keiner Stelle im Strahlrohr oder mit den darin befindlichen Bauteilen kollidieren. Zur Strahlrohrachse hin verschobene oder verkippte Spulen begünstigen eine solche Kollision. Ob eine Kollision eintritt hängt davon ab, wie weit die Spulenposition von dem Designwert abweicht.

Tritt eine Kollision ein, so können nicht alle β -Elektronen am Detektor ankommen. Die statistische Unsicherheit würde sich vergrößern. Der verlustfreie Transport ist jedoch eine Voraussetzung für den Referenzwert der statistischen Unsicherheit σ_{stat} von $0,018 \text{ eV}^2/c^4$ in der Messung der Observable m_ν^2 bei einer ausgelegten Messzeit von 3 Jahren. Abbildung 3.3 veranschaulicht die Abhängigkeit der Messzeit von dem transportierten magnetischen Fluss Φ und der Detektoreffizienz ε . Ein Verlust des magnetischen Flusses Φ von 5,5% ($\approx 180 \text{ Tcm}^2$) hätte eine Messzeitverlängerung von etwa 2,5 Monaten zur Folge um, den Referenzwert der statistischen Unsicherheit zu gewährleisten.

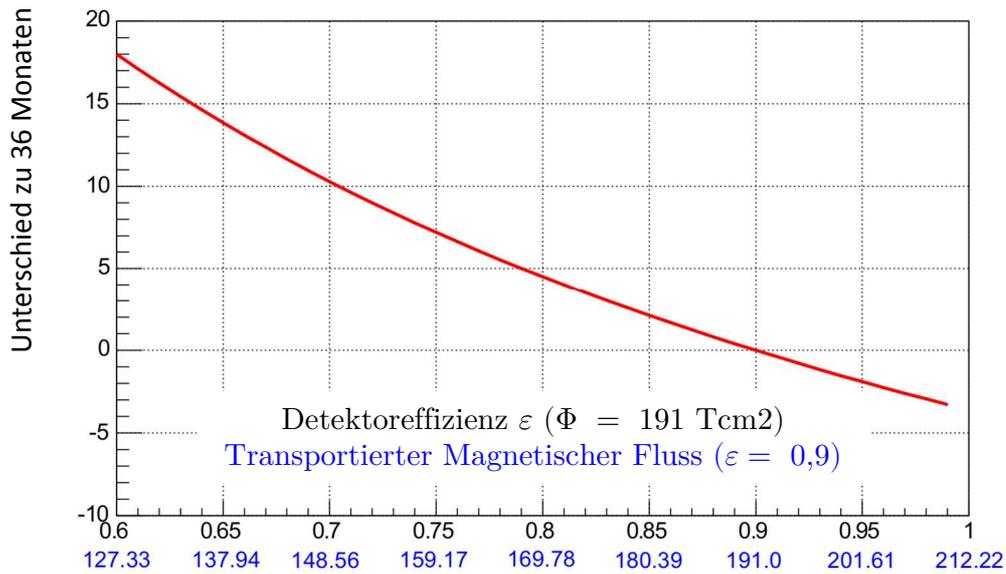


Abbildung 3.3: Effektive Messzeit des KATRIN-Experiments. Um eine statistische Unsicherheit σ_{stat} von $0,018 \text{ eV}^2/c^4$ in der Messung der Observable m_ν^2 zu gewährleisten, müssen die β -Elektronen verlustfrei transportiert werden. In der Abbildung wird eine Detektoreffizienz von 0,9, ein in der WGTS erzeugter Fluss von $\Phi = 191 \text{ Tcm}^2$, sowie ein durch Rauschen erzeugter Untergrund von 10 mcps angenommen. Bild entnommen aus [Sch10].

Daher befasst sich diese Arbeit mit der Bestimmung der Spulenposition innerhalb des DPS-Magnetsystems. Die Position der Solenoide ist aufgrund des vielschichtigen Aufbaus der Magnetsysteme nicht direkt zugänglich. Auch eine direkte Messung der elektro-optischen Eigenschaften der DPS, mit einer Elektronenquelle wie beispielsweise einer Rb-/Kr-Festkörper-Quelle oder einer Elektronenkanone¹⁰ ist aufgrund der angrenzenden Systeme WGTS und CPS nicht möglich.

¹⁰ Das Design für eine solche Messung findet sich in [Sch10].

Daher ist das Ziel dieser Arbeit, mögliche Fehlstellungen der Spulen relativ zur Strahlrohrachse mit Hilfe von Streufeldmessungen zu bestimmen (siehe Abschnitt 4.1). Außerdem wird untersucht, ob benachbarte Magneten einen Einfluss auf die Solenoidposition haben. Am Ende des folgenden Abschnittes werden Eingriffe diskutiert, mit denen mögliche Fehlstellungen ausgeglichen werden und der verlustfreie Transport der β -Elektronen gesichert werden kann.

3.4 Der Flussschlauch in der DPS

Wie der vorangegangene Abschnitt zeigt, spielt der transportierte magnetische Fluss Φ eine wichtige Rolle im KATRIN-Experiment. Er ist eine Erhaltungsgröße und über ihn wird auch die Größe des Flussschlauchs definiert. Der magnetische Flussschlauch wird über seine äußeren Magnetfeldlinien begrenzt und sofern nur die homogene B_z -Komponente betrachtet wird, ist die Querschnittsfläche des Flussschlauchs kreisförmig mit dem Radius r_Φ :

$$\Phi = \int_{\mathbf{A}} \mathbf{B} \cdot d\mathbf{A} = B \cdot \pi r_\Phi^2 . \quad (3.1)$$

In der WGTS wird die Größe des magnetischen Flussschlauchs festgelegt. Die magnetische Flussdichte beträgt dort $B = 3,6$ T und der Radius des Flussschlauchs ist $r_\Phi = 41$ mm. Damit ergibt sich nach (3.1) ein magnetischer Fluss von $\Phi = 191$ Tcm². Dadurch beträgt der Radius des Flussschlauchs in der DPS bei einem Magnetfeld von $B = 5$ T im Zentrum eines Solenoiden 34,9 mm:

$$r_\Phi = \sqrt{\frac{\Phi}{B \cdot \pi}} = 34,9 \text{ mm} . \quad (3.2)$$

Abbildung 3.4 zeigt den Verlauf des magnetischen Flussschlauchs innerhalb DPS, für den Fall dass alle Solenoide auf Design-Position stehen, bei horizontalem Schnitt. Es ist ersichtlich, dass die Fläche, welche durch die Größe des Flussschlauchs definiert ist und letztlich am Detektor abgebildet wird, für das KATRIN-Experiment entscheidend ist.

Eine ausführliche Beschreibung des Flussschlauchs in der gesamten Transportstrecke findet sich in [Sac15a]. Innerhalb dieser Arbeit werden auch Möglichkeiten gezeigt den Flussschlauch zu verändern. Dabei kann der Flussschlauch durch folgende Möglichkeiten beeinflusst werden:

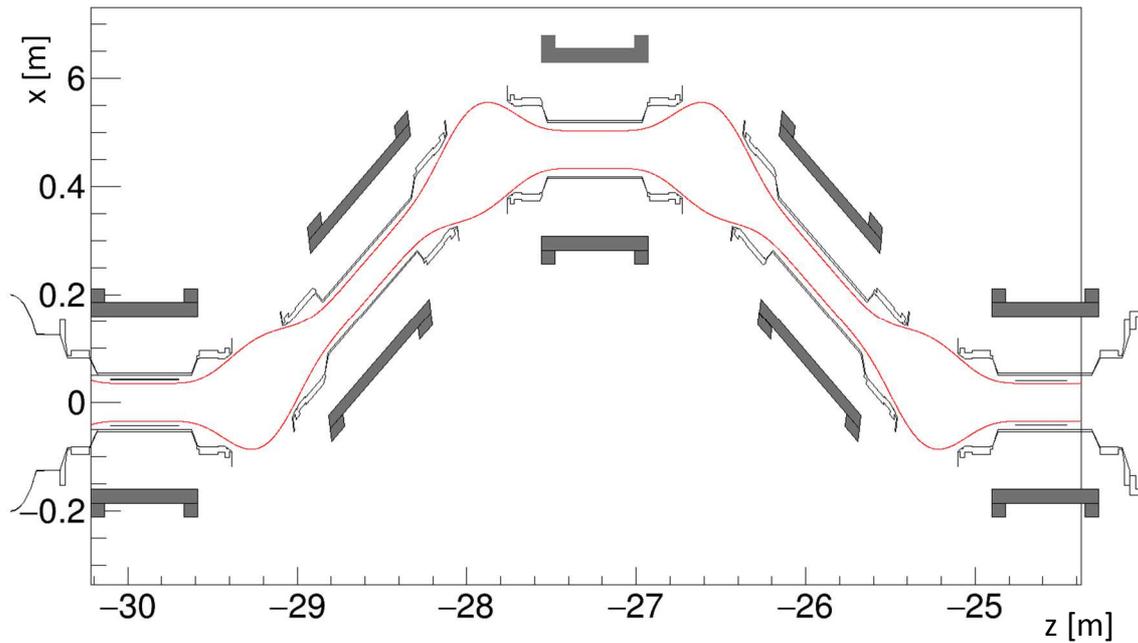


Abbildung 3.4: Fluss Schlauch in der DPS. Die Abbildung zeigt den Verlauf des magnetischen Fluss schlauchs innerhalb der DPS (rot). Die z-Position entspricht dem KATRIN-Koordinatensystem. Die Solenoide befinden sich dabei auf Design-Position bei einem Feld von 5 T. Gut zu erkennen ist die Aufweitung des Fluss schlauchs im Bereich der Pumpports. Eingezeichnet in dem Bild sind zusätzlich die Strahlrohre, sowie die FT-ICRs. Bild von [Sac15b], modifiziert.

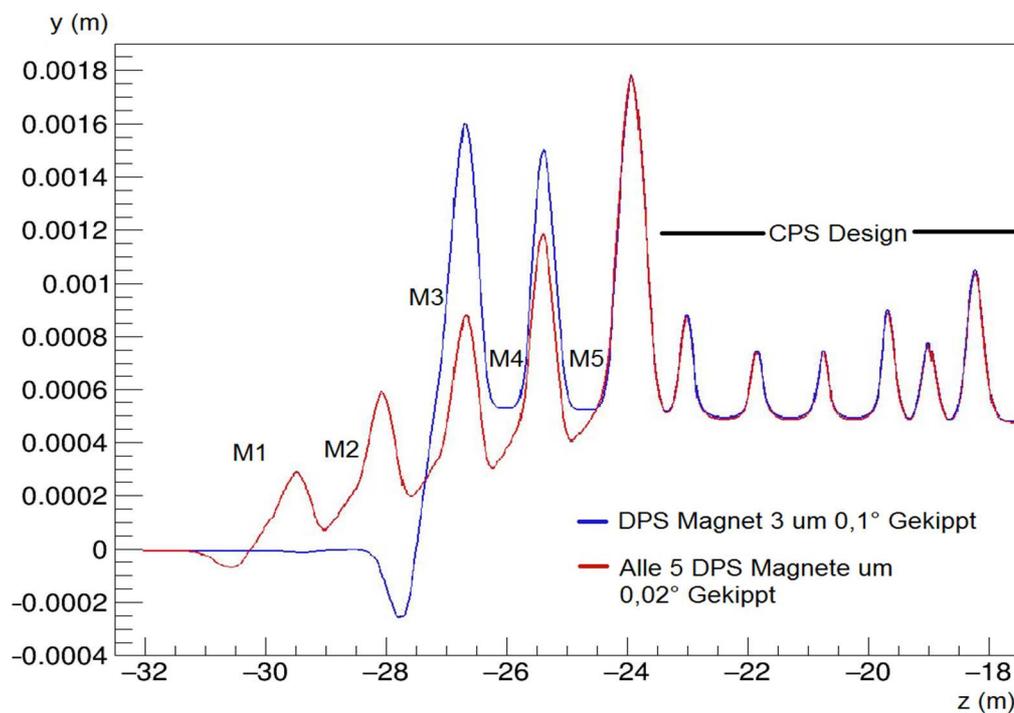


Abbildung 3.5: Fluss Schlauch in der Transportstrecke. Eine Kippung der Solenoide hat direkten Einfluss auf den Fluss schlauch. Bild von [Sac15b].

- **Gekippte oder verschobene Solenoide.** Zur Strahlrohrachse gekippte oder verschobene Magnete führen zu einer Veränderung des Flussschlauchs. Abbildung 3.5 zeigt den Verlauf eines Teilchens in der Mitte des Flussschlauchs, für den Fall das alle Solenoide innerhalb der DPS auf der Detektorseite um $0,02^\circ$ nach oben gekippt sind (rote Kurve). Damit wird auch der Flussschlauch nach oben verschoben. Durch die Abbildung wird auch deutlich, dass die Kippung einer Spule um $0,1^\circ$ dieselbe Auswirkung hat (blaue Kurve).
- **Kryostatposition.** Die Position der Kryostate hat den gleichen Einfluss auf den Flussschlauch, wie gekippte oder verschobene Solenoide. Über die Einstellung der Kryostatposition kann somit eine mögliche Fehlstellung der Solenoide gegenüber der Strahlrohrachse ausgeglichen werden.
- **WGTS-Dipolspulen.** Innerhalb der WGTS befinden sich zwei Dipolspulenpaare. Über diese WGTS-Dipolspulen lässt sich der Flussschlauch in horizontaler und vertikaler Richtung verschieben [Glü10b]. Die mögliche Verschiebung des Flussschlauchs an einer bestimmten Stelle hängt dabei von der Stärke des Magnetfelds in der WGTS und der Stärke des Magnetfelds an dieser Stelle ab. So beträgt die maximal mögliche Verschiebung des Flussschlauchs mittels der WGTS-Dipolspulen innerhalb der DPS, die mit 5 T (5,5 T) betrieben wird und einem WGTS Magnetfeld von 3,6 T, etwa 2,5 mm (4 mm) [Sac15a] [Glü15]. Mit Hilfe dieser Verschiebung kann ebenfalls die Kollision des Flussschlauchs innerhalb der Transportstrecke behoben werden.
- **Änderung des Magnetfelds.** Die Verringerung des Magnetfelds an der WGTS um beispielsweise 10 % führen laut Gleichungen (3.1) und (3.2) zu einer Verringerung des Flussschlauchradius in der DPS von 34,9 mm auf 33,1 mm. Damit können Kollisionen innerhalb der DPS vermieden werden. Die Änderung des Magnetfelds stellt jedoch einen grundlegenden Eingriff in das KATRIN-Design dar. Wird das WGTS-Magnetfeld verringert so muss das Magnetfeld auch relativ um diesen Wert an der Analysierebene des Hauptspektrometers und am Pinch-Magnet verringert werden um die Energieauflösung, die durch den Quotienten B_{\min}/B_{\max} festgelegt ist, nicht zu verschlechtern. Ob eine solche globale Änderung des Magnetfelds durchgeführt werden kann, muss in Zukunft weiter diskutiert werden. Abschätzungen zu den Folgen der globalen Veränderung des Magnetfelds finden sich in [Sac15a].

4. Mess- und Analysemethoden zur Bestimmung der Spulenposition

Die Kenntnis über die Spulenposition der DPS-Magnete innerhalb der Kryostaten ist für das KATRIN-Experiment von elementarer Bedeutung. Nur mit diesem Wissen können die Magnete so ausgerichtet werden, dass die Elektronen verlustfrei in Richtung Detektor geführt werden, ohne mit dem Strahlrohr oder anderen Bauteilen zu kollidieren.

Im Zuge der Inbetriebnahme durch den Hersteller wurden bereits Magnetfelduntersuchungen an den DPS-Magneten durchgeführt. Im Rahmen dieser Arbeit konnte jedoch gezeigt werden, dass die dabei verwendeten Methoden des Herstellers die Bestimmung einer Spulenverkipfung grundsätzlich ausschließen.

Die hier vorgestellten Analysemethoden basieren auf dem Vergleich von gemessenen Magnetfeldern mit berechneten Magnetfeldern. Die zur Berechnung der Magnetfelder notwendigen Simulationen werden mit der KATRIN-eigenen Software Kassiopeia durchgeführt [Gro14]. Dabei wird zur Berechnung KEMField verwendet, ein Programm, das für gegebene Elektroden- und Magnetkonfigurationen in der Lage ist, magnetische und elektrische Felder zu simulieren. Sie basiert auf den Routinen von Dr. F. Glück [Glü11] [For12] [Cor14].

Das Prinzip der Messung durch eine winkelabhängige Streufeldmessung und den Einfluss bestimmter Messparameter werden in Kapitel 4.1 und Kapitel 4.2 beschrieben. Die Durchführung der Messung, sowie deren experimentellen Herausforderungen, werden in Kapitel 5 erläutert.

Dieses Kapitel gibt weiterhin einen Einblick in die verwendeten Analysemethoden. In Kapitel 4.3 werden die in dieser Arbeit verwendeten simulationsbasierten Methoden zur Datenanalyse vorgestellt.

Zum Abschluss dieses Kapitels wird ein Verfahren vorgestellt, welches ermöglicht, den Einfluss eines benachbarten Magnetfelds auf die Spulenorientierung zu bestimmen.

4.1 Das Prinzip der winkelabhängigen Streufeldmessung

Bei der Messung wird das Magnetfeld bei einem Abstand L vom Kryostatenzentrum rund um die Kryostatenachse bei einem radialen Abstand R gemessen. Dieses Messverfahren lehnt sich methodisch an die Arbeiten von Axel Müller und Birgit Adams [Mue14], [Ada15], sowie an die Messungen des Herstellers an. Sind Spulenachse und Kryostatenachse gegeneinander verschoben oder verkippt, wird dies im Verlauf des winkelabhängig aufgenommenen Magnetfelds erkennbar. Mit Hilfe dieses Messverfahrens werden Fehlstellungen der Spule im Submillimeterbereich erkannt.

Bei einer winkelabhängigen Magnetfeldmessung müssen generell die folgenden Entscheidungen getroffen werden: Erstens muss die Position der Messung festgelegt werden. Die Messposition kann sich innerhalb oder außerhalb der Bohrung bei einem radialen Abstand R zu Kryostatenachse befinden (vgl. Abbildung 4.1). Zweitens muss darüber entschieden werden, ob das Absolutfeld oder die Komponenten des Magnetfelds betrachtet werden. Die Kombination aus Messposition und Messgröße ist entscheidend für die Größe des Messsignals. Die Wahl dieser beiden Messparameter ist entscheidend für ein hinreichendes Messsignal.

Für eine perfekt ausgerichtete Spule ist bei einem festen radialen Abstand R die Magnetfeldstärke unabhängig vom Winkel ϕ konstant. Ist die Spule gegenüber der Kryostatenachse verschoben oder verkippt, wird ein sinusförmiger Verlauf der Magnetfeldstärke erwartet:

$$B(\phi) = a \cdot \sin(b + \phi) + c . \quad (4.1)$$

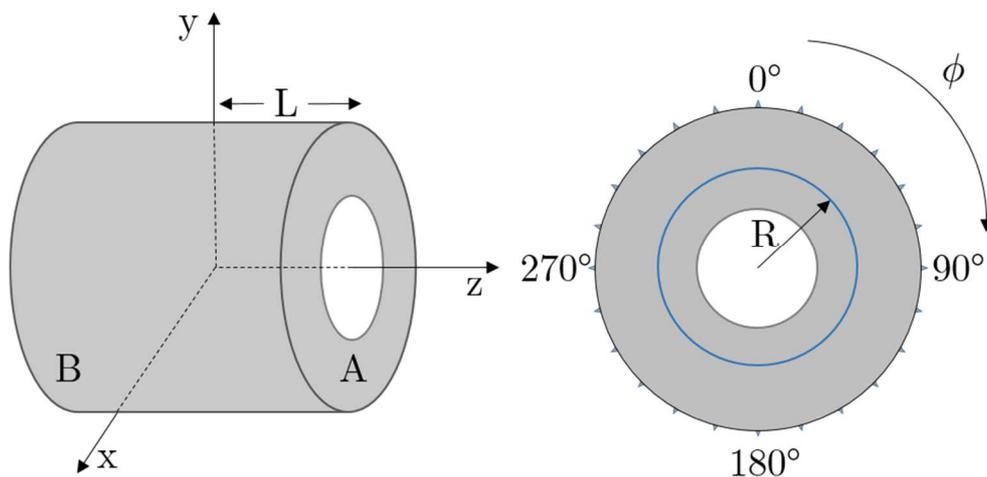


Abbildung 4.1: Koordinatensystem des Kryostaten. Schematisch dargestellt ist der Kryostat (links). Die z-Achse zeigt in Richtung Detektor. An den Stirnflächen des Kryostaten (rechts) werden die Simulation für die Magnetfeldberechnungen an jenen Positionen durchgeführt, an denen auch die Magnetfeldmessungen stattfinden.

Die Ursache für diesen Zusammenhang liegt in der Rotationssymmetrie der Spule. Die perfekt ausgerichtete Spule ist coaxial um die Kryostatenachse gewickelt. Eine Abweichung dieses Zustandes führt an der Stelle, bei dem der Abstand R zur Spulenchse am kleinsten ist, zu einem Maximum des Magnetfelds $B(\phi)$. An der gegenüberliegenden Stelle liegt das Minimum des Magnetfelds $B(\phi + 180^\circ)$.

Die Amplitudenhöhe a stellt ein Maß für die Stärke der Fehlstellung dar und muss als Messsignal erkennbar sein. Die Phasenverschiebung b gibt die Richtung der Fehlstellung an. Eine axiale Verschiebung kann durch den Versatz c bestimmt werden, diese wird in dieser Arbeit jedoch separat untersucht.

Die Messung wird auf beiden Seiten des Magneten durchgeführt. Durch den Vergleich des Magnetfeldverlaufs auf beiden Seiten lässt sich feststellen, ob die Spule eine Verschiebung, eine Verkippung oder beides aufweist. Wie sich der winkelabhängige Verlauf des Magnetfelds während der Messung interpretieren lässt und wie die Parameter a , b und c in der Analyse verwendet werden, wird in den folgenden Abschnitten erläutert.

4.2 Diskussion verschiedener Messparameter

In diesem Abschnitt werden mögliche Messparameter diskutiert und es wird erläutert, welchen Einfluss sie auf die Fitparameter in Gleichung (4.1) haben. Anhand des gewählten Messverfahrens des Herstellers und der in dieser Arbeit verwendeten Messmethoden wird eine Radialfeldmessung mit einer Absolutfeldmessung verglichen. Gleichzeitig wird der Einfluss der Messposition aufgeführt.

Prinzipiell ist es ausreichend das Radialfeld B_r zu betrachten. Dies ist die vom Hersteller gewählte Methode um die Positionierung der Spule im Kryostaten zu bestimmen. Die Auswertung kann mit Hilfe einer trigonometrischen Methode durchgeführt werden. An die Messdaten wird eine Sinusfunktion entsprechend Gleichung (4.1) gelegt. Die Verschiebung Δr wird über die Fitparameter und den verwendeten radialen Messabstand R bestimmt:

$$\Delta r = \frac{a}{c} \cdot R . \quad (4.2)$$

Der Auswertungsformel liegt die Annahme zu Grunde, dass die Amplitude a proportional zum radialen Messabstand R ist. Die Richtung der Verschiebung entspricht dem Winkel ϕ_{\max} , an der die Sinusfunktion ihr Maximum hat.

Der Vorteil bei diesem Messverfahren liegt in der einfachen Auswertung. Zudem ist der Einsatz einer einachsigen Hallsonde in radialer Richtung ausreichend.

Die Messung des Radialfeldes B_r hat jedoch einen entscheidenden Nachteil. Für eine gewählte Messposition ist eine gleichzeitige Bestimmung von Spulenverkippung und Verschiebung nicht möglich.

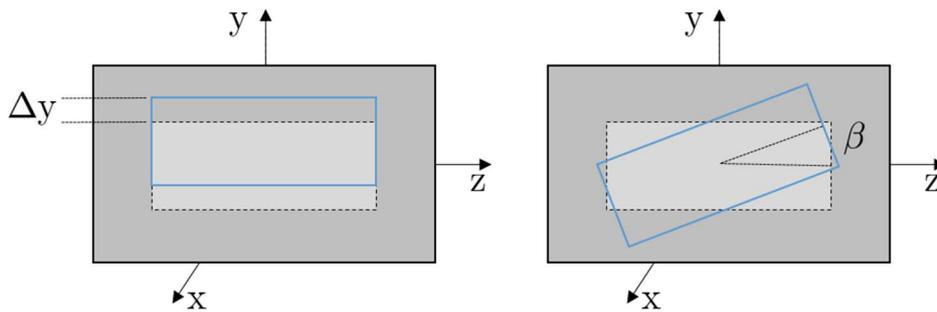


Abbildung 4.2: Spulenorientierung innerhalb des Kryostaten. Dargestellt ist die perfekt ausgerichtete Spule (hellgrau) innerhalb des Kryostaten (dunkelgrau). In blau sind zwei mögliche Orientierungen der Spule dargestellt. Links ist eine nach oben verschobene Spule zu sehen. Analog dazu kann die Spule axial in z-Richtung, sowie seitwärts in x-Richtung verschoben sein. Rechts ist eine verkippte Spule um den Winkel β abgebildet.

Abbildung 4.3 zeigt den simulierten Feldverlauf, der während einer Radialfeldmessung innerhalb und außerhalb der warmen Bohrung zu erwarten ist. Die Spulen sind dabei entweder um den Winkel β gekippt oder auf der y-Achse nach oben verschoben (vgl. Abbildung 4.2). Die für diese Simulation gewählten Positionen entsprechen den gewählten Messpositionen des Herstellers (innerhalb der warmen Bohrung), sowie die in dieser Arbeit verwendete Messposition (außerhalb der warmen Bohrung).

Wird die Messung innerhalb des Kryostaten durchgeführt, so liefert eine Verschiebung der Spule ein gutes Messsignal im Bereich von 10^{-2} T, während sogar eine starke Verkipfung von $0,5^\circ$ nur eine schwache Amplitude im Bereich von 10^{-3} T aufzeigt. Dieses Signal ist im Rahmen der Messgenauigkeiten kaum messbar und eine Spulenverkipfung ist somit nicht nachzuweisen. Wird die Messposition außerhalb des Kryostaten gewählt, so kehrt sich der Sachverhalt um. Dann ist zwar eine Verkipfung erkennbar, eine Verschiebung kann jedoch nicht mehr nachgewiesen werden. In Folge dessen müsste die Radialfeldmessung an zwei verschiedenen Positionen stattfinden.

Ein weiterer Nachteil der Radialfeldmessung ergibt sich durch die Gefahr einer Sondenverkipfung. Das bedeutet, dass die Achse der Hallsonde genau senkrecht auf der z-Achse positioniert werden muss. Ist die Sonde beispielsweise um den Winkel ϑ horizontal verkippt, wird zum einen nur ein Teil des Radialfeldes B_r gemessen und zum anderen erfasst die Sonde einen Anteil der B_z -Komponente (vgl. Abbildung 4.4) Das gemessene Magnetfeld setzt sich dann zusammen aus:

$$B'_r \approx B_r \pm B_z \cdot \sin(\vartheta) \quad . \quad (4.3)$$

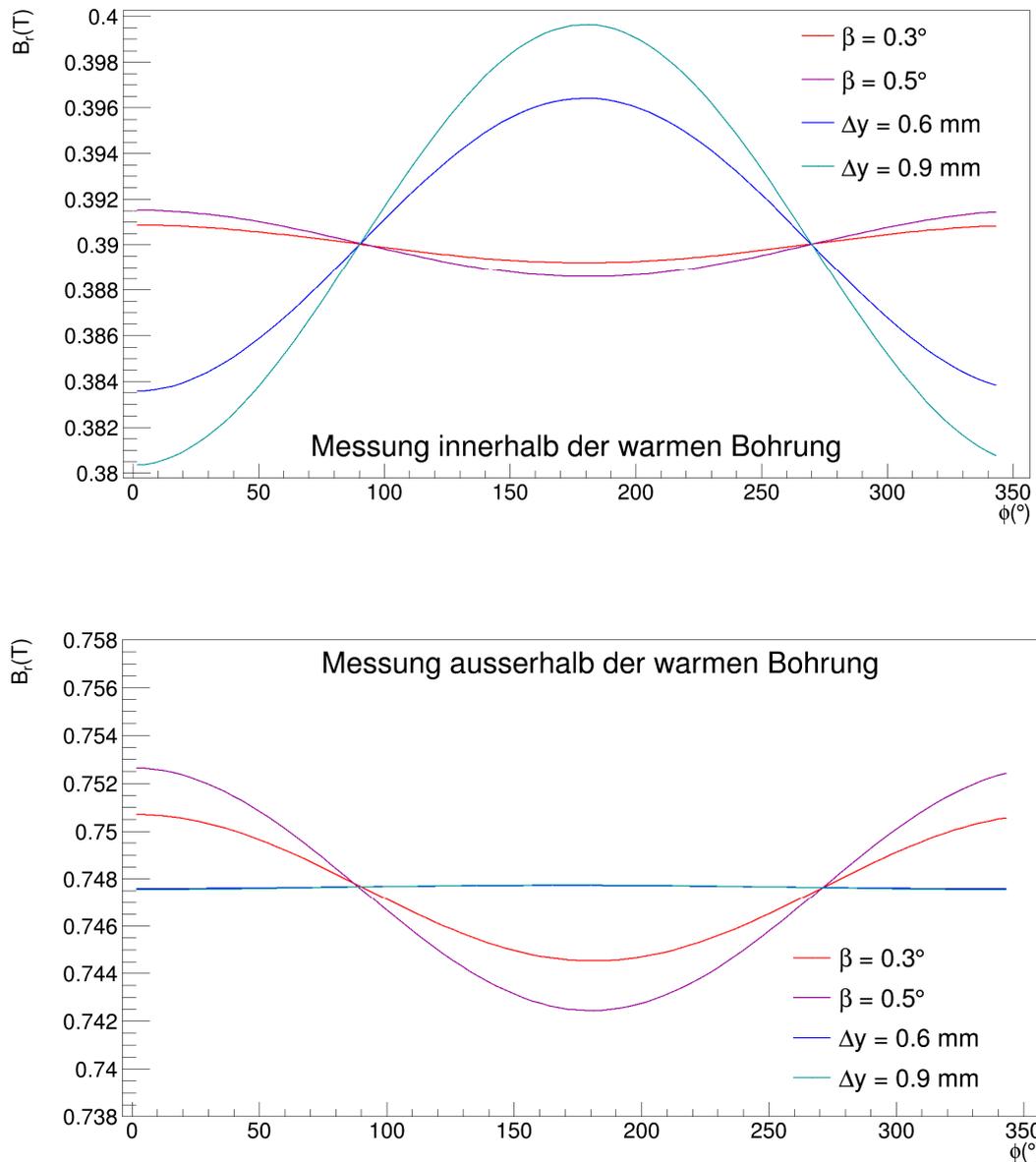


Abbildung 4.3: Radialfeldmessung innerhalb und außerhalb der warmen Bohrung. Dargestellt ist die Simulation des Magnetfeldverlaufs einer Radialfeldmessung auf einer Seite des Magneten. Oben ist das Beispiel einer Simulation innerhalb des Kryostaten, an der gewählten Messposition des Herstellers. Eine Spulenverkipfung lässt sich an dieser Position nicht nachweisen. Unten zeigt das Schaubild die Radialfeldmessung außerhalb der warmen Bohrung, an einer Stirnfläche des Kryostaten. In diesem Fall ist eine Spulenverschiebung nicht nachzuweisen.

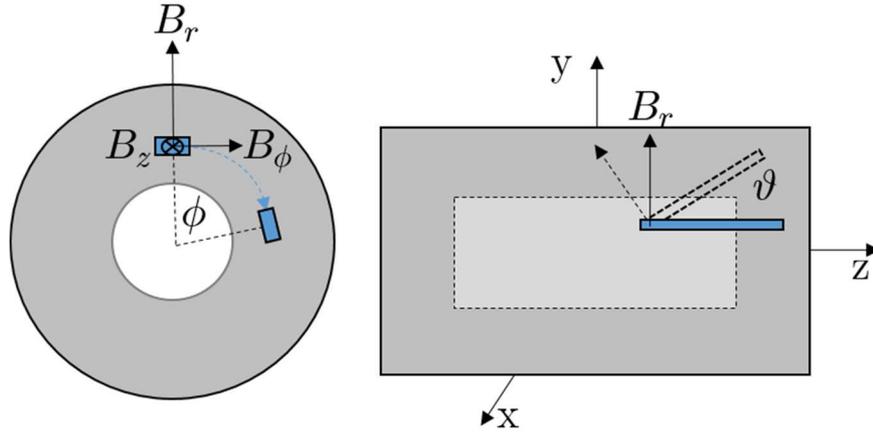


Abbildung 4.4: Komponenten des Magnetfelds und Ausrichtung der Sonde. Links: Eine Stirnfläche des Kryostaten. Das Magnetfeld lässt sich am Besten in Zylinderkoordinaten darstellen. Rechts: Die Messung des Radialfeldes innerhalb der warmen Bohrung. Die Sonde ist blau eingezeichnet, der Messfühler zeigt nach außen. Ist die Sonde um den Winkel ϑ verkippt, so misst der Fühler neben der B_r auch einen Anteil der B_z - Komponente (hier stark überzeichnet).

Die folgende Berechnung zeigt das Ausmaß des Fehlers. An der Messposition des Herstellers, innerhalb der warmen Bohrung bei $L = 335$ mm, beträgt der Radialanteil B_r etwa 0,39 T. Die B_z - Komponente hat einen Wert von 3,4 T, ist also nahezu um einen Faktor 10 größer. Nimmt man eine geringe Sondenverkipfung von lediglich $\pm 0,5^\circ$ an, so ergibt sich schon ein Fehler von etwa 8 %:

$$B'_r \approx 0,39 \text{ T} \pm 0,03 \text{ T} \quad . \quad (4.4)$$

Die hier angenommene, stets konstante Sondenverkipfung hat dabei nur eine Auswirkung auf den Fitparameter c in Gleichung (4.1). Ein weiterer nicht auszuschließender Fall ist eine veränderliche Verkipfung der Hallsonde während der Messung. Dann ist auch die Amplitude a von der Sondenverkipfung betroffen und es ist mit einem größeren Fehler zu rechnen.

Ob eine Sondenverkipfung vorliegt, ließe sich durch die Betrachtung der azimuthalen Komponente B_ϕ überprüfen. Die B_ϕ -Komponente ist, genauso wie die radiale Komponente, sensitiv auf Fehlstellungen der Spule. Im Idealfall ist die B_ϕ -Komponente Null. Bei einer Fehlstellung der Spule zeigt B_ϕ ebenso einen sinusförmigen Verlauf wie B_r in Gleichung (4.1), allerdings mit dem Fitparameter $c = 0$. Ist bei der Azimutalfeldmessung der Wert c von Null verschieden, so ist mit einer verkippten Sonde zu rechnen. Analog dazu könnte der Fitparameter c bei der Radialfeldmessung berechnet und bei einer etwaigen Abweichung auf eine Fehlstellung der Sonde geschlossen werden. Praktisch lässt sich das aber nicht durchführen, da B_r dermaßen stark von der Messposition abhängt, dass eine Veränderung der Messposition im Submillimeterbereich bereits starke Auswirkungen auf den Fitparameter haben.

In dieser Arbeit wird für die Messung daher eine dreiachsige Hallsonde verwendet und das Absolutfeld betrachtet.

Im Gegensatz zu der Radialfeldmessung hat eine Sondenverkipfung nahezu keinen Einfluss auf die Absolutfeldmessung, da ohnehin alle Komponenten gleichzeitig betrachtet werden und die Ausrichtung der Sonde somit keine Rolle spielt:

$$B_{\text{abs}} = \sqrt{B_r^2 + B_\varphi^2 + B_z^2} \quad . \quad (4.5)$$

Kann durch eine Betrachtung der B_φ -Komponente eine Verkipfung der Hallsonde ausgeschlossen werden, so kann zusätzlich auch eine Analyse der B_r -Komponente erfolgen.

Für die Messung des Absolutfeldes muss eine geeignete Messposition gefunden werden. Dabei gilt es einen idealen radialen Abstand R zu finden. Bei einem geringen Abstand R , in der Nähe der Spulenachse, ist das Feld nahezu homogen und wird durch die z -Komponente dominiert. Diese Komponente ist in Nähe der Spulenachse nur sensitiv auf eine axiale Verschiebung. Bei der Wahl des radialen Abstandes R werden die Komponenten B_r und B_z des Feldes betrachtet. In Tabelle 4.1 ist die Berechnung der Komponenten in Abhängigkeit des Messradius R für einen DPS-Magneten aufgeführt.

Tabelle 4.1: Einfluss des radialen Messabstandes. Der ideale Messbereich beginnt bei dem Abstand, an dem die z -Komponente ihren dominierenden Einfluss verliert und endet dort, wo das Feld anfängt schwächer zu werden.

Radialer Abstand R (cm)	B_{abs} (T)	B_r (T)	B_z (T)
3	1,510	-0,171	-1,500
6	1,476	-0,338	-1,437
9	1,419	-0,491	-1,331
12	1,333	-0,621	-1,180
15	1,219	-0,710	-0,991
17	1,130	-0,741	-0,853
18	1,082	-0,747	-0,783
19	1,033	-0,747	-0,713
20	0,982	-0,741	-0,645
21	0,932	-0,730	-0,580
22	0,882	-0,714	-0,518
23	0,832	-0,694	-0,460
24	0,784	-0,671	-0,406

Anhand dieser Tabelle kann der ideale Messabstand ermittelt werden. Der ideale Messbereich beginnt dort, wo die B_z -Komponente ihren dominierenden Einfluss verliert. Weiter außen wird das Feld insgesamt schwächer und es ist mit einer Verringerung des Messsignals zu rechnen.

Ein Nachteil der Absolutfeldmessung entsteht durch die hohe Sensitivität auf Positionierungsfehler, d.h. die Ungewissheit in Bezug auf die Messposition. An einer außen gewählten Messposition beträgt das Absolutfeld 1,070 T. Ein Positionierungsfehler von einem Millimeter erzeugt dabei einen Fehler von $2 \cdot 10^{-3}$ T. Da das zu erwartende Messsignal bei $2 \cdot 10^{-2}$ T liegt, dürfen Positionierungsfehler bei der Analyse der Messdaten nicht unberücksichtigt bleiben.

Die Überlegungen, die diesem Kapitel zugrunde liegen, zeigen die Notwendigkeit von simulationsbasierten Vorüberlegungen. Mit Hilfe solcher Simulationen wird ein Verständnis darüber gewonnen, wie sich eine Fehlpositionierung der Spule im Messsignal widerspiegelt und welches Signal generell zu erwarten ist. Außerdem bieten Simulationen auch die Möglichkeit, Fehler, die während der Messung auftreten, besser zu beurteilen.

Die Schlüsse, die hier gezogen werden, sind nicht zwingend allgemeingültig, sondern abhängig von der jeweiligen Geometrie des Magneten. Folglich kann ein anderer Magnet, beispielsweise ohne Kompensationsspulen, andere Messsignale liefern. Daher sollen simulationsbasierte Vorüberlegungen generell bei jeder Magnetfeldmessung durchgeführt werden.

Dies ist letztlich auch die Motivation für das in Abschnitt 4.3.1 vorgestellte Analyseverfahren. Die nächsten beiden Abschnitte befassen sich mit den beiden Auswertungsmethoden, die in dieser Arbeit verwendet werden.

Innerhalb beider Methoden müssen Magnetfelder der DPS-Magnete berechnet werden. Hierfür müssen zunächst geometrische Eigenschaften, sowie der Spulenstrom innerhalb einer Konfigurationsdatei, zusammengefasst werden. Anschließend wird das Magnetfeld für jene Positionen berechnet, an denen auch die Messungen durchgeführt werden.

4.3 Simulationsbasierte Bestimmung der Spulenposition

Um die Spulenposition zu ermitteln, werden in dieser Arbeit zwei simulationsbasierte Methoden verwendet. Mit Hilfe eines Programms, das innerhalb des KATRIN-eigenen Analyse- und Softwarepakets KASPER entwickelt wurde, kann aus den gemessenen Daten die Spulenposition innerhalb des Kryostaten ermittelt werden [Erh15], [Ada15]. Das Programm basiert auf einer Markov Chain Monte Carlo Methode und wird in Kapitel 4.3.2 näher beschrieben. Erste Auswertungen mit Hilfe dieses Programms zeigten jedoch Unstimmigkeiten bezüglich der Ergebnisse der bereits vorhandenen Messungen des Herstellers. Außerdem sind die mit Hilfe dieses Programms erhaltenen Ergebnisse zum Teil mit sehr großen Fehlern behaftet. Daher wurde im Rahmen dieser Arbeit eine analytische simulationsbasierte Methode zur Bestimmung der Spulenposition entwickelt, die erstens einen verständlichen und klaren Einblick über den Zusammenhang zwischen Spulenorientierung und Messergebnis darstellt und zweitens somit die Funktion des Programms überprüfen kann. Die analytische simulationsbasierte Methode wird im Folgenden beschrieben.

4.3.1 Analytische simulationsbasierte Methode

Ausgehend von den Überlegungen im vorangegangenen Kapitel werden die Simulationen außerhalb des Kryostaten bei einem Abstand $L = \pm 455$ mm vom Kryostatenzentrum an den beiden Stirnflächen durchgeführt. Beginnend bei 0° (oben) wird in 15° -Schritten bei einem Radius von $R = 183$ mm das Magnetfeld winkelabhängig berechnet, entsprechend den jeweils 24 Messpunkten auf beiden Stirnflächen. Dabei wird die dem Detektor zugewandte Fläche mit Seite A bezeichnet und die der Quelle zugewandte Seite mit Seite B.

Im Folgenden werden die bei einer Messung auftretenden, charakteristischen Merkmale einer Spulenverschiebung bzw. Verkipfung dargestellt. Dazu wird die Magnetfeldstärke berechnet, allerdings mit einer innerhalb der Konfigurationsdatei geänderten Spulenposition. Damit wird eine Fehlstellung der Spule simuliert. Anschließend wird eine analytische Formel zur Berechnung der Fehlstellung bestimmt.

Merkmal einer verschobenen Spule

Ist die Spule gegenüber der Kryostatenachse in x- oder y-Richtung verschoben, so zeigt die Magnetfeldstärke auf beiden Seiten des Magneten einen sinusförmigen Verlauf. Die Verschiebung ist dadurch gekennzeichnet, dass bezüglich der Messseiten kein Unterschied der Amplitudenhöhe vorhanden ist. Die Höhe der Amplitude ist abhängig davon, wie weit die Spule verschoben ist. Es besteht ein linearer Zusammenhang zwischen Verschiebung und Amplitude.

$$\begin{aligned} A &= B = c_{\Delta y} \cdot \Delta y , \\ A &= B = c_{\Delta x} \cdot \Delta x . \end{aligned} \tag{4.6}$$

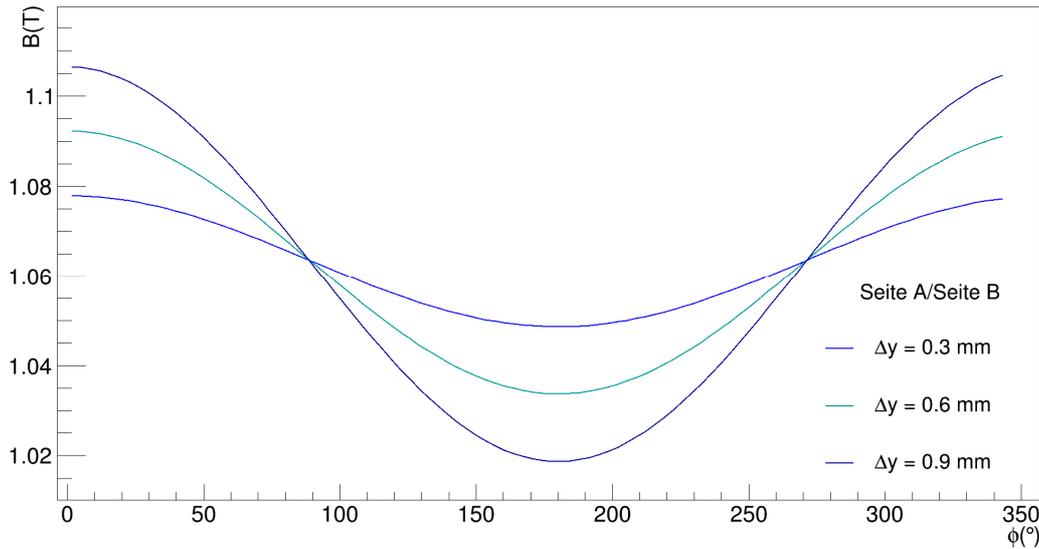


Abbildung 4.5: Merkmale einer verschobenen Spule. Dargestellt ist die Simulation des Magnetfeldverlaufs einer in positive y -Richtung verschobenen Spule. Die Amplitudenhöhe ist ein Maß für die Verschiebung. Das Maximum zeigt die Richtung an.

Das Magnetfeld ist dort am stärksten, wo es dem Spulenzentrum am nächsten ist. Für eine zum Beispiel in positive y -Richtung verschobene Spule heißt das, dass sich das Maximum oben am Kryostaten bei 0° befindet (vgl. Abbildung 4.5). Analog weist eine in positive x -Richtung verschobene Spule ein Maximum bei 90° auf.

Eine axiale Verschiebung um Δz weist einen solchen Verlauf nicht auf und wird daher separat behandelt (s.u.).

Merkmals einer verkippten Spule

Die Verkipfung der Spule kann durch zwei Eulerwinkel α und β charakterisiert werden. Der Winkel α stellt die Drehung um die Symmetrieachse dar. Anschließend dreht der Winkel β im Uhrzeigersinn um die neue x' -Achse.

Der Magnetfeldverlauf einer um den Winkel β verkippten Spule weist bezüglich der Messseite eine Phasenverschiebung von 180° auf. Auch in diesem Fall besteht ein linearer Zusammenhang zwischen der Stärke der Verkipfung und der Amplitude (vgl. Abbildung 4.6). Das Vorzeichen von β lässt sich durch den Verlauf des Magnetfelds auf beiden Seiten erkennen. Die Lage der Extrema deutet die Richtung der Verkipfung an. Das Maximum befindet sich immer dort, wo es dem Spulenzentrum, bzw. der Spulenachse am nächsten ist. Abbildung 4.7 veranschaulicht den Sachverhalt.

$$\begin{aligned} A &= c_\beta \cdot \beta \\ B &= -c_\beta \cdot \beta \end{aligned} \tag{4.7}$$

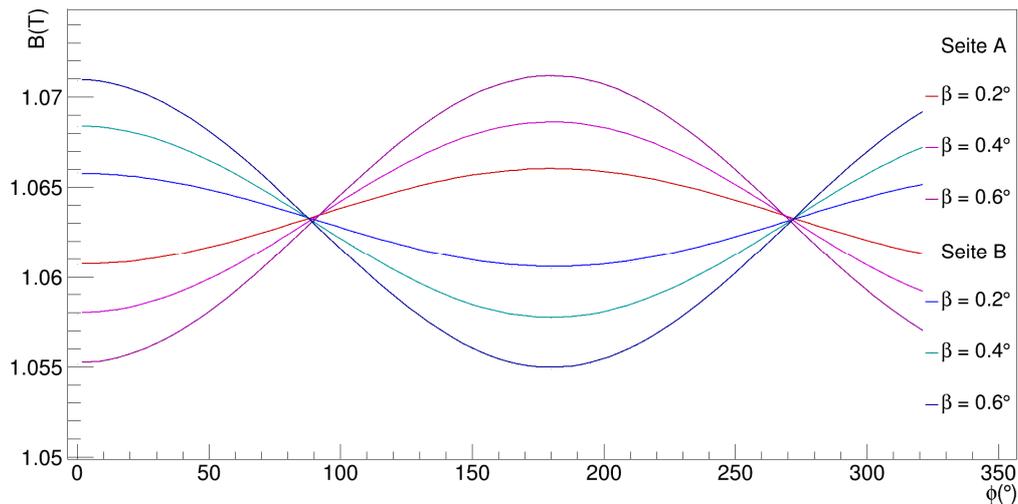


Abbildung 4.6: Merkmale einer verkippten Spule. Dargestellt sind Simulationen für den Verlauf des Magnetfelds von verkippten Spulen. Charakteristisches Merkmal ist die Phasenverschiebung bezogen auf die Messseite.¹¹

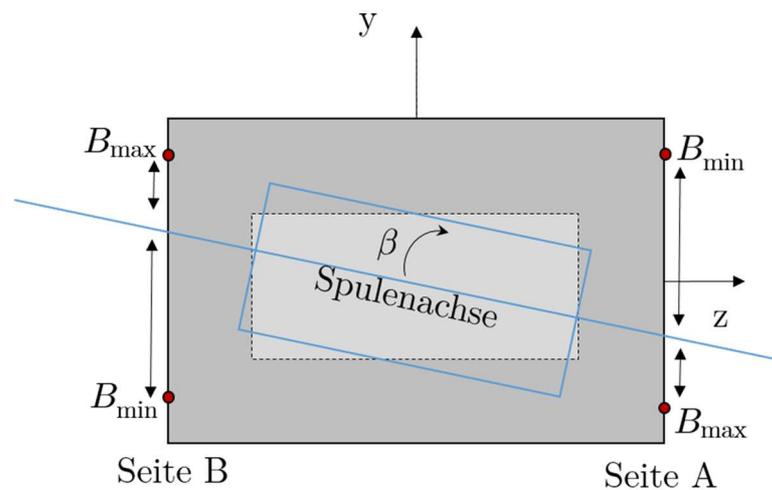


Abbildung 4.7: Magnetfeldverlauf für eine verkippte Spulengeometrie. Das Vorzeichen des Winkels β ist aus der Lages der Extrema im Magnetfeldverlauf erkennbar. Für den hier dargestellten Fall befindet sich das Maximum auf der A-Seite am unteren Messpunkt am Kryostaten, also bei 180° . Auf der B-Seite muss es sich am oberen Messpunkt, bei 0° , befinden. Dies entspricht genau dem Fall in der darüber liegenden Abbildung.

¹¹ Bei genauer Betrachtung fällt auf, dass die berechneten Kurven von Seite A und Seite B nicht durch denselben Punkt laufen. Dies liegt an den leichten Unterschieden der Spulengeometrien der Kompensationsspulen auf beiden Seiten. Für die Berechnungen werden die realen Spulengeometrien verwendet.

Merkmal einer verschobenen und verkippten Spule

Eine Spule, die sowohl verkippt als auch verschoben ist, wird als Superposition der beiden vorhergehenden Fälle betrachtet. Diese Überlagerung führt zu dem Unterschied in der Amplitudenhöhe bezüglich der Messseiten.

Im Allgemeinen ist diese Überlagerung nicht zwingend linear. Sie ist es aber für die Fälle, in denen die Verschiebung und Verkipfung in dieselbe Richtung zeigen. Ein Beispiel dieses Falls zeigt Abbildung 4.8. Die Simulation ist für eine in y -Richtung verschobene und um den Winkel β gekippte Spule. Mit der Wahl $\alpha = 0^\circ$, bewirkt der Winkel β eine Drehung um die x -Achse und somit zeigt die Verkipfung in Richtung $\pm y$. Analog dazu ist die Verschiebung in x -Richtung und die Wahl $\alpha = 90^\circ$. Die Extrema befänden sich dann bei $\phi = 90^\circ$. Allgemein liegt ein solcher Fall dann vor, wenn sich die Extrema an derselben Stelle befinden.

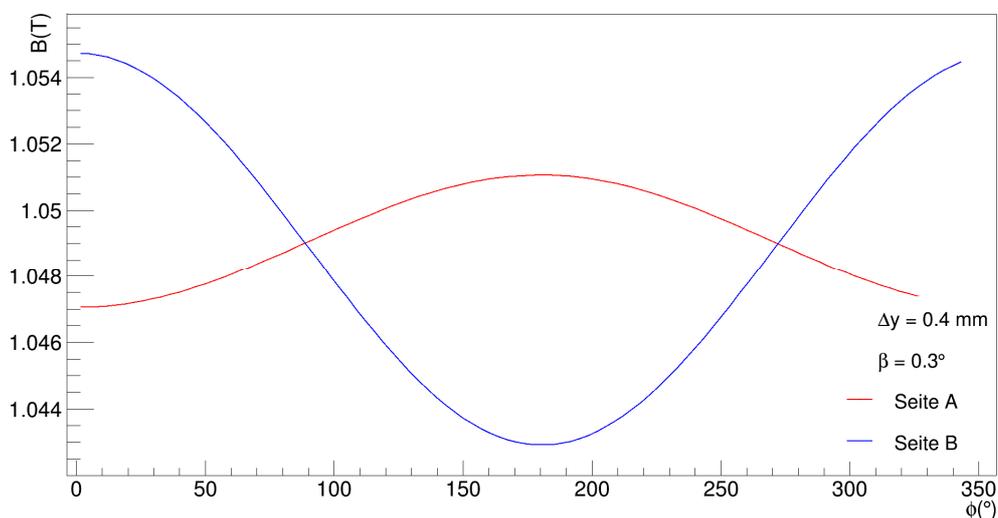


Abbildung 4.8: Merkmale einer verkippten und verschobenen Spule. Dargestellt sind Simulationen für den Verlauf des Magnetfelds von einer verschobenen und verkippten Spule. Charakteristisches Merkmal ist der Unterschied der Amplituden bezogen auf die Messseite. Bei einer starken Verkipfung, wie in diesem Bild, findet auch ein Phasenunterschied von 180° statt.

Analytische Bestimmung der Spulenposition

Die vorhergehenden Betrachtungen der charakterisieren Merkmale für Verschiebung und Verkipfung führen zu folgenden Erkenntnissen: Erstens, die Höhe der Amplitude ist proportional zur Fehlstellung. Zweitens, die Effekte einer Verschiebung und Verkipfung in dieselbe Richtung überlagern sich, so dass sie linear addiert werden können. Kann aufgrund der Messung augenscheinlich beurteilt werden, dass die Spulenorientierung durch nur zwei Parameter wesentlich bestimmt wird, wie beispielsweise Δy und β , und somit die anderen beiden als vernachlässigbar klein eingestuft werden können, so gilt für die Amplitudenhöhen der beiden Messseiten:

$$\begin{aligned}
 A &= c_{\beta} \cdot \beta + c_{\Delta y} \cdot \Delta y , \\
 B &= -c_{\beta} \cdot \beta + c_{\Delta y} \cdot \Delta y .
 \end{aligned}
 \tag{4.8}$$

Die Koeffizienten werden durch Simulationen bestimmt. Durch Messungen der Amplitudenhöhe A und B auf beiden Messseiten, kann das Gleichungssystem gelöst und die Fehlposition ermittelt werden.

Analytische Bestimmung der axialen Verschiebung

Eine axiale Verschiebung zeigt bei der winkelabhängigen Streufeldmessung keinen sinusförmigen Verlauf. Sie kann aber prinzipiell aus Fitparameter c in Gleichung (4.1) ermittelt werden. Da für die Messungen aber absichtlich eine Messposition weiter außen gewählt wird, an der die z -Komponente keinen dominierenden Einfluss mehr hat, wird zur Bestimmung der axialen Verschiebung eine zweite Messung direkt im Zentrum durchgeführt. Dazu genügt jeweils ein Messpunkt auf beiden Seiten. Die Differenz beider Messpunkte ist proportional zur axialen Verschiebung Δz :

$$A - B = c_{\Delta z} \cdot \Delta z . \tag{4.9}$$

Die Koeffizienten werden ebenso durch Simulationen bestimmt. Anstatt der Amplitude wird hier nur der aufgenommene Absolutwert betrachtet.

Bestimmung der Koeffizienten

Die Koeffizienten werden aus den Amplitudenhöhen des Magnetfeldverlaufs aus den Abbildung 4.5 und Abbildung 4.6 bestimmt. Der lineare Zusammenhang ist in Abbildung 4.9 dargestellt.

$$\begin{aligned}
 c_{\Delta y} &= \frac{A}{\Delta y} = \text{const.} = -9,75 \frac{\text{mT}}{\text{mm}} \\
 c_{\beta} &= \frac{A}{\beta} = \text{const.} = 26,5 \frac{\text{mT}}{\text{Grad}} \\
 c_{\Delta z} &= \frac{A - B}{\Delta z} = \text{const.} = 23,5 \frac{\text{mT}}{\text{mm}}
 \end{aligned}
 \tag{4.10}$$

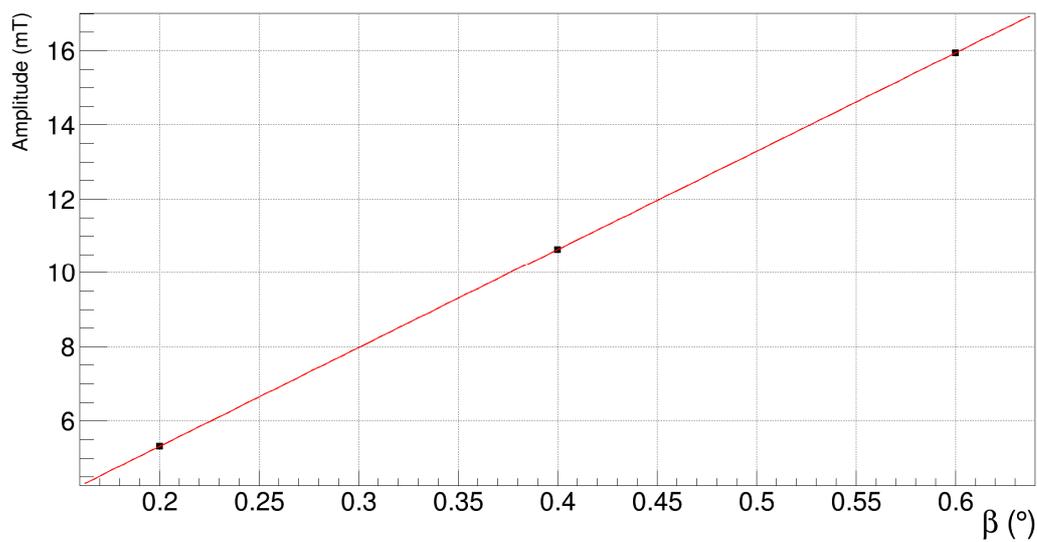
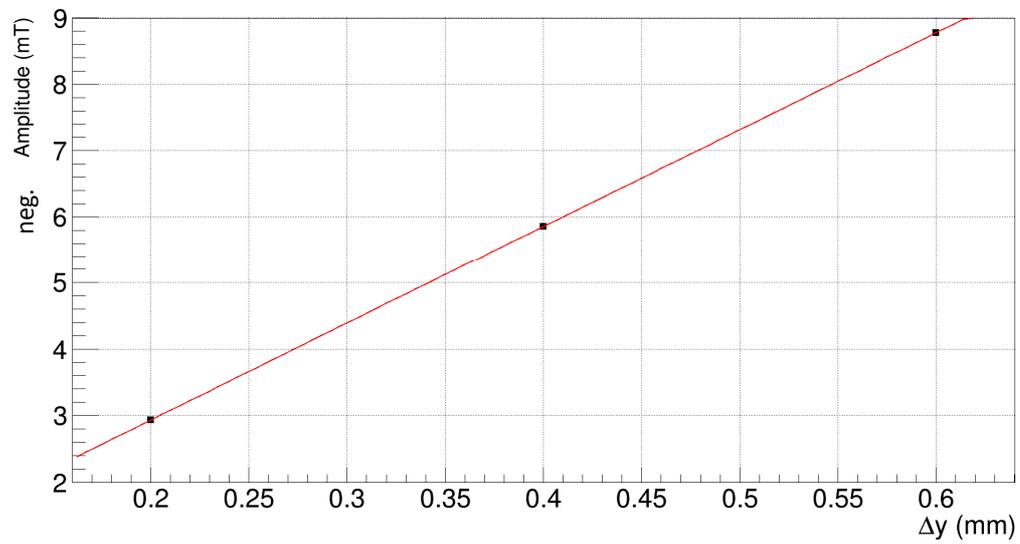


Abbildung 4.9: Bestimmung der Koeffizienten. Aufgetragen ist hier die Amplitudenhöhe über dem Grad der Verschiebung Δy (oben), bzw. dem Grad der Verkippung β . Aus der Steigung ergeben sich die Koeffizienten für die Analyse.

Zusammenfassung

Durch die Lösung der Gleichungen (4.8) und (4.9) erhält man eine analytische Formel für die Bestimmung der Spulenorientierung. Die Koeffizienten werden mit Hilfe von simulationsbasierten Berechnungen bestimmt. Die Amplitudenhöhen A und B müssen gemessen werden.

$$\begin{aligned}\Delta y &= \frac{A + B}{2 \cdot c_{\Delta y}} \\ \beta &= \frac{A - B}{2 \cdot c_{\beta}} \\ \Delta z &= \frac{A - B}{c_{\Delta z}}\end{aligned}\tag{4.11}$$

Die analytische simulationsbasierte Methode ermöglicht also die Bestimmung einer Spulenfehlstellung über die winkelabhängige Streufeldmessung. Ihr Nachteil ist, dass sie nur für spezielle Fälle exakte Ergebnisse liefert und somit nicht allgemein anwendbar ist. Der positive Effekt jedoch überwiegt: Dank der hier gemachten Vorüberlegungen wird klar, welcher Verlauf und welches Signal während der Messung zu erwarten sind. Zudem konnte die Methode an Magnet 3 und 5 erfolgreich die Ergebnisse des im nächsten Kapitel vorgestellten Programms verifizieren.

4.3.2 Markov Chain Monte Carlo Methode

Wie in der Arbeit von B. Adams [Ada15], wird auch in dieser Arbeit die Spulenposition mit Hilfe eines Programms ermittelt, basierend auf einer Markov Chain Monte Carlo Methode (MCMC) [Met53]. Dabei bestimmt das Programm sechs freie Parameter. Diese sind die beiden Eulerwinkel α und β , sowie die Verschiebungen Δx , Δy und Δz und einen Faktor für den verwendeten Strom I . Der Stromwert I wird derart angepasst, dass er zu den gemessenen Werten passt. Die gemessenen Magnetfeldwerte und die Messposition werden in das Programm eingelesen. Für diese Positionen wird mit der jeweiligen Spulengeometrie und dem Spulenstrom das Magnetfeld berechnet. Anschließend werden die Parameter variiert. Anschaulich heißt das, dass das simulierte Feld¹² derart rotiert und verschoben wird, bis die Verteilung gemessener Werte im Vergleich mit simulierten Werten am besten übereinstimmt. Es gilt also innerhalb eines χ^2 -Tests die folgende Funktion zu minimieren [Ada15]:

$$\chi^2 = \frac{(B_{\text{gemessen}} - B_{\text{simuliert}})^2}{B_{\text{Fehler}}^2}\tag{4.12}$$

¹² Anstatt die Geometrie der Spule zu rotieren, wird das gesamte Feld rotiert. Dies wirkt sich positiv auf die Rechenzeit aus. Das Ergebnis, also die Parameter, müssen dann mit umgekehrtem Vorzeichen versehen werden.

Um die besten Parameterwerte zu finden, wird ein Metropolis-Hastings-Algorithmus aus KAFIT, einer Sammlung von statistischen Methoden, verwendet [Kle14], [Has70]. Der Fit ist in der Lage ein lokales Minimum zu verlassen, um somit ein globales Minimum zu finden. Der Fit funktioniert nur für das Absolutfeld und einen festen Fehler. Dieser ergibt sich aus einer Positionsungenauigkeit und dem daraus resultierenden Fehler auf das Magnetfeld.

4.4 Einfluss eines benachbarten Magnetfelds auf die Spulenposition

Motivation

In Anbetracht der gewinkelten Anordnung der DPS-Magnete, treten neben großen Kräften auch Drehmomente bis 4 kNm auf, die auf die Solenoide wirken (vgl. Abbildung 4.10 [Cry13]). Bei der Konstruktion der Magnete wurden daher spezielle Haltesysteme installiert, die die Solenoide an einer bestimmten Position innerhalb des Kryostaten fixieren sollen. Ob diese Haltesysteme die Solenoide fixieren, wird in einem gesonderten Test geprüft.

Dies ist aus den folgenden zwei Gründen notwendig: Erstens wirkt sich eine veränderte Spulenorientierung auf den Fluss Schlauch aus, d.h. es besteht die Gefahr einer Kollision zwischen dem Fluss Schlauch und dem Strahlrohr. Zweitens birgt eine Veränderung der Magnetposition die Gefahr eines Quenchs [Mue14]¹³.

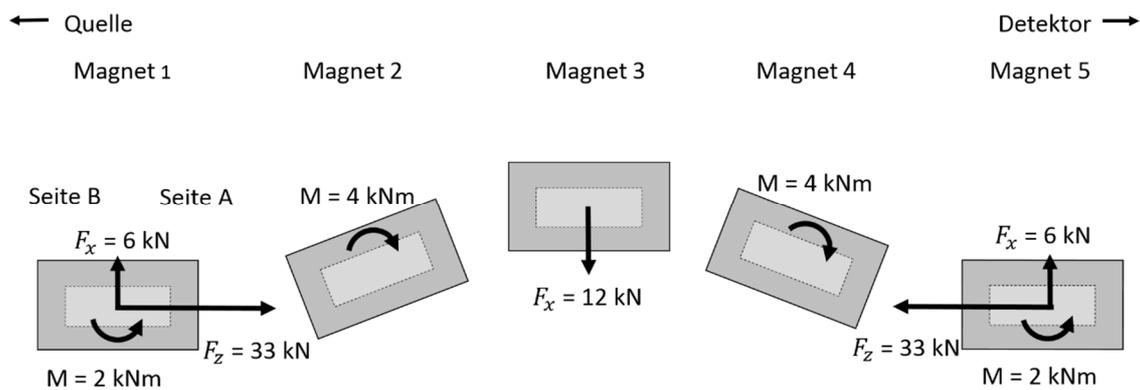


Abbildung 4.10: Kräfte und Drehmomente an der DPS. Dargestellt sind die auf die Spulen wirkenden Kräfte und Drehmomente der DPS-Magnete.

¹³ Bei der Untersuchung des Pinchmagneten (siehe [Mue14]) wird eine axiale Verschiebung der Spule als ein möglicher Grund für die häufigen Quenchs des Magneten vermutet.

Messverfahren

Um herauszufinden, ob die wirkenden Kräfte und Drehmomente einen Einfluss auf die auf die Lage der Solenoide innerhalb des Kryostaten haben, wird ein dreistufiges Messverfahren durchgeführt. Dieses kann dabei teilweise in die winkelabhängige Streufeldmessung integriert werden.

Bei dem Verfahren wird nacheinander ein Magnet M1, ein benachbarter Magnet M2 und schließlich beide Magnete M1 und M2 auf Feld gefahren. Bei jedem Schritt wird dabei das Magnetfeld an M1 aufgenommen.

Sollte der benachbarte Magnet M2 keinen Einfluss auf Magneten M1 haben, so muss gelten:

$$B_{12} = B_1 + B_2 \quad . \quad (4.13)$$

Das bedeutet, das gemessene Magnetfeld B_{12} an Magnet M1, bei Betrieb beider Magnete M1 und M2, muss der Summe aus den Feldern B_1 und B_2 der Einzelmagneten entsprechen.

Erwartete Positionsänderung

Aufgrund der wirkenden Kräfte und Drehmomente (vgl. Abbildung 4.10) sind für Magnet 1 folgende Veränderungen der Spulenposition zu erwarten, sofern die Haltestrukturen die Solenoide nicht fixieren:

- Horizontale Drehung (d.h. $\alpha = 90^\circ$, $\beta > 0^\circ$)
- Verschiebung in positive x-Richtung und axiale Verschiebung in positive z-Richtung

Für Magnet 2 sind entsprechend folgende Veränderungen zu erwarten:

- Horizontale Drehung (d.h. $\alpha = 90^\circ$, $\beta < 0^\circ$)
- Verschiebung in negative x-Richtung und axiale Verschiebung in negative z-Richtung

Axiale Verschiebung

Abbildung 4.11 zeigt den simulierten Messverlauf auf der Seite A von Magnet 1, wobei der erste und zweite Magnet an sind. Aufgrund der gewinkelten Aufstellung der DPS-Magnete ergibt sich ein sinusförmiger Verlauf mit einer Amplitude von etwa 30 mT. Die Simulation zeigt den Fall, dass sich die Spule aufgrund der wirkenden Kraft in z-Richtung axial verschiebt. Aus dieser Simulation geht hervor, dass bei einer axialen Verschiebung ein konstant höheres Magnetfeld gemessen wird.

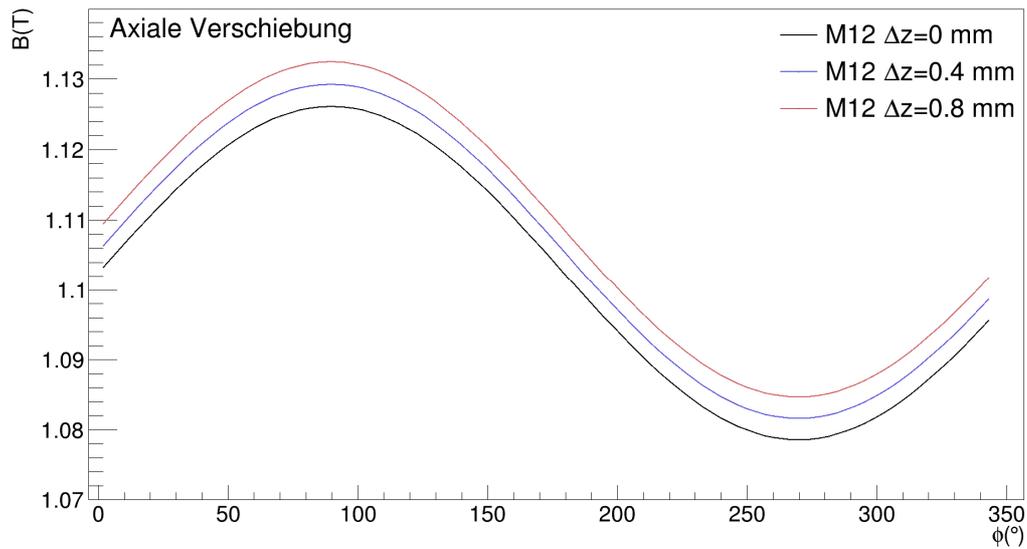


Abbildung 4.11: Axiale Verschiebung. Die Abbildung zeigt den erwarteten simulierten Messverlauf für Magnet 1, für den Fall, dass sich die Spulen in axialer Richtung verschieben. Für Magnet 2 ergibt sich derselbe Verlauf, jedoch mit negativem Vorzeichen für Δz . Der Bezeichnung „M12“ in der Legende soll darauf hinweisen, dass sowohl Magnet 1 also auch Magnet 2 an ist.

Horizontale Drehung und Verschiebung in x-Richtung

Ein wesentliches Problem, das bei diesem Messverfahren auftritt, ist die nicht mögliche Unterscheidung zwischen einer horizontalen Drehung und einer Verschiebung in x-Richtung bei Magnet 1. Beide Veränderungen wirken sich so auf den Messverlauf aus, dass sie das Magnetfeld am Maximum erhöhen und am Minimum verkleinern (vgl. Abbildung 4.12, oben). Bei Magnet 2 ist dies nicht der Fall. Die bei Magnet 2 erwartete Verschiebung in negative x-Richtung oder eine Drehung um einen Winkel $\beta < 0^\circ$ führt jeweils zu einer Vergrößerung oder einer Verkleinerung am Maximum, bzw. am Minimum der Kurve.

Daher kann mit diesem Verfahren lediglich eine obere Grenze für den Winkel β bzw. die Verschiebung Δx angegeben werden.

Ansatz zur Auswertung

Abbildung 4.13 zeigt Unterschiede der Kurven aus Abbildung 4.11 bzw. 4.12 als Differenzen bezüglich der Design-Position. Es werden zwei Beispiele dargestellt. Bei einer axialen Verschiebung wird ein konstant höheres Magnetfeld erwartet. Bei einer horizontalen Drehung der Solenoide bzw. einer Verschiebung in x-Richtung tritt ein sinusförmiger Verlauf auf, abhängig vom Messwinkel ϕ .

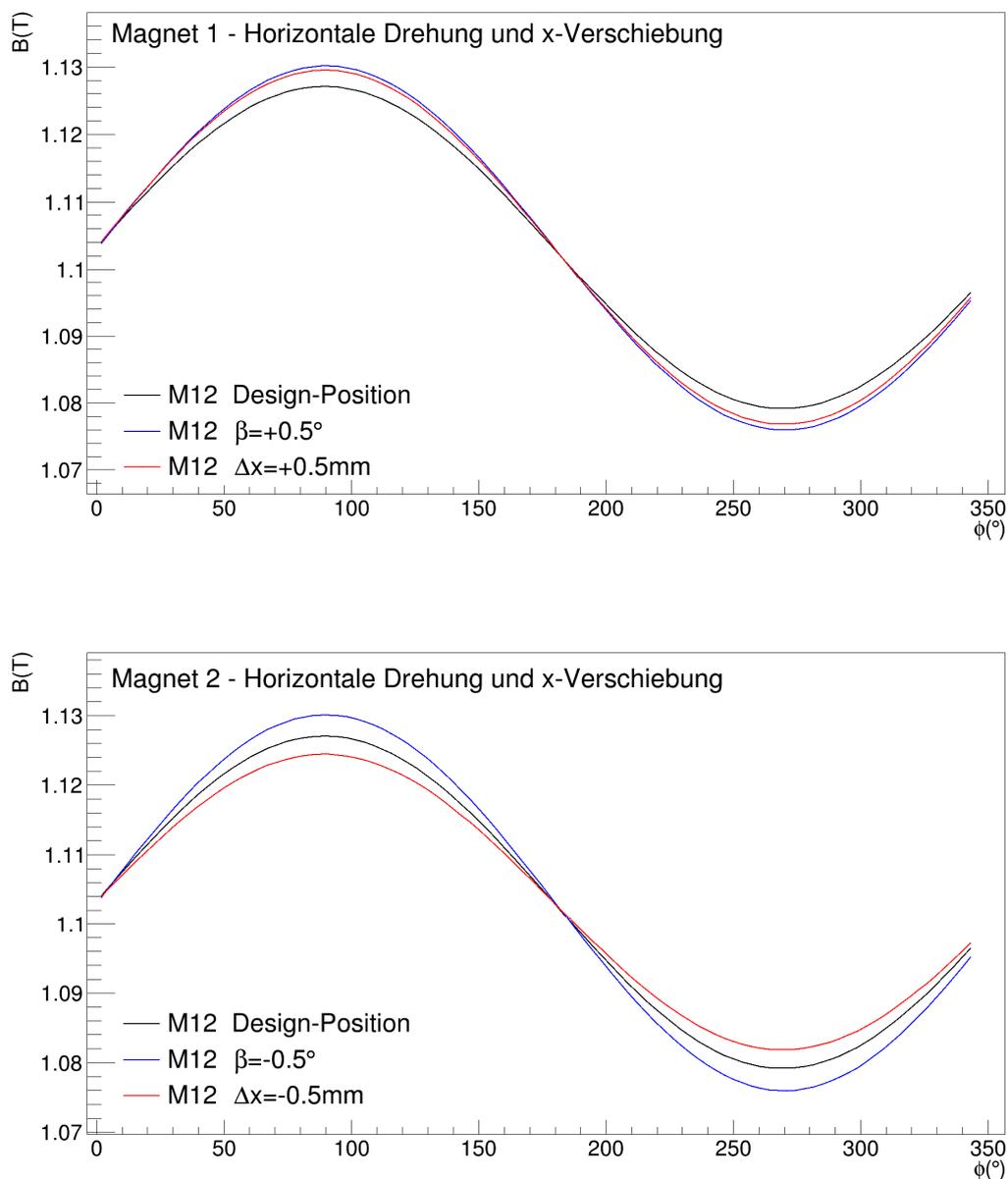


Abbildung 4.12: Simulierter Messverlauf für eine horizontale Drehung oder x-Verschiebung. Für die physikalisch erwarteten Fälle einer positiven Verschiebung in x-Richtung oder einer Drehung um $\beta > 0^\circ$ lässt sich bei Magnet 1 (Abb. oben) kein Unterschied zwischen einer Verschiebung und einer Verkippung feststellen. Bei Magnet 2 (Abb. unten) wird eine negative Verschiebung oder eine Drehung um $\beta < 0^\circ$ erwartet. In diesem Fall kann eine Unterscheidung getroffen werden.

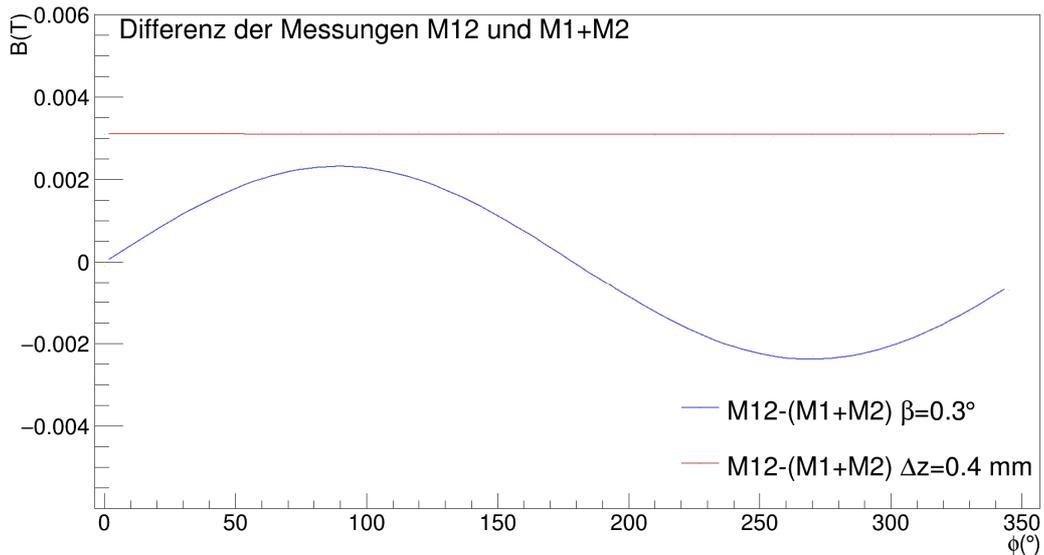


Abbildung 4.13: Differenz der Messungen. Für die Auswertung wird die Differenz der Messwerte betrachtet. Diese ergeben sich aus der Messung, bei der beide Magnete an sind (M12), abzüglich der Messwerte aus dem Einzelmagnettest und dem Störfeld des Nachbarmagneten (M1+M2). Tritt keine Veränderung der Solenoidposition auf, so ist diese Differenz gleich null. Eine konstante Differenz deutet auf eine axiale Verschiebung, ein sinusförmiger Verlauf mit der Amplitude a , wie die blaue Kurve zeigt, deutet auf eine horizontale Drehung um den Winkel β .

Mit diesen Differenzen kann eine Positionsveränderung mit Hilfe eines analytischen Ansatzes bestimmt werden. Wird an die Differenz der Messdaten eine trigonometrische Funktion angelegt, so ist der y-Achsenabschnitt c proportional zu einer axialen Verschiebung Δz und die Amplitudenhöhe a ist proportional zum Winkel β bzw. zu Δx :

$$\beta = c_{\beta} \cdot a, \quad \Delta x = c_{\Delta x} \cdot a, \quad (4.14)$$

$$\Delta z = c_{\Delta z} \cdot c.$$

Die Koeffizienten werden mit Hilfe von Simulationen bestimmt.

$$c_{\Delta x} = 5,6 \frac{\text{mT}}{\text{mm}}$$

$$c_{\beta} = 7,7 \frac{\text{mT}}{\text{Grad}}$$

$$c_{\Delta z} = 7,6 \frac{\text{mT}}{\text{mm}}$$

Zusammenfassung und Fazit

Mit dem hier vorgestellten Verfahren ist es möglich, Positionsänderungen der Spule, bewirkt durch den Einfluss eines benachbarten Magneten, zu erkennen. Insgesamt wird für Verschiebungen im Submillimeterbereich jedoch nur ein sehr kleines Messsignal erwartet. Außerdem führt die Ununterscheidbarkeit für bestimmte Positionsänderungen dazu, dass keine genaue Aussage über Wert der Positionsänderung angegeben werden kann.

Dennoch kann mit Hilfe des Verfahrens eine Obergrenze für Positionsänderungen bestimmt werden.

5. Magnetfeldmessung zur Bestimmung der Spulenposition

Dieses Kapitel gibt einen Einblick in das experimentelle Verfahren zur Bestimmung der Spulenposition durch eine winkelabhängige Streufeldmessung. Dabei wird im Abschnitt 5.1 auf die wesentlichen Aspekte eingegangen, die für die experimentelle Bestimmung des Magnetfelds notwendig sind. Dazu zählt neben der Beschreibung des verwendeten Messgerätes und des experimentellen Aufbaus auch der Umgang mit starken Magnetfeldern während des Messbetriebs. Für alle Magnetfeldmessungen wurden die jeweiligen Magnete mit dem für die DPS-Magnete zulässigen Magnetfeld von 5,5 T betrieben.

Im Abschnitt 5.2 werden die Ergebnisse der Magnetfeldmessung und die daraus berechneten Spulenpositionen gezeigt. Der darauffolgende Abschnitt befasst sich mit einer ausführlichen Diskussion bezüglich der Messung und der daraus gewonnenen Ergebnisse.

5.1 Durchführung der Magnetfeldmessung

5.1.1 Messprinzip der Hallsonde

Um die Magnetfeldstärke zu messen, wird eine Hallsonde verwendet. Das Prinzip der Messung beruht auf dem Hall-Effekt, der dann auftritt wenn ein magnetisches Feld einen stromdurchflossenen Leiter durchdringt (vgl. Abbildung 5.1). Die Leitungselektronen innerhalb eines quaderförmigen Leiters der Dicke d werden durch das magnetische Feld abgelenkt. Dadurch entsteht im Leiter eine Ladungstrennung, die zu einem elektrischen Feld führt, welches ebenfalls auf die Leitungselektronen wirkt und somit eine Hall-Spannung U_H induziert:

$$U_H = -\frac{BI}{nqd} . \quad (5.1)$$

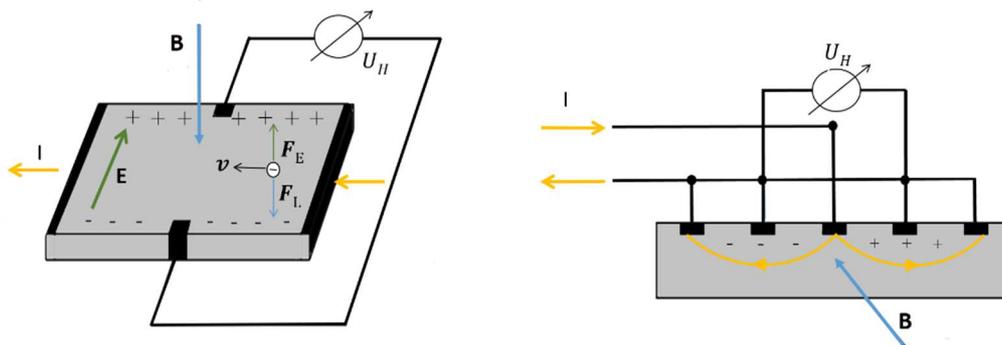


Abbildung 5.1: Funktionsweise einer Hallsonde. Links: Prinzip des Hall-Effektes. Durchdringt ein magnetisches Feld einen stromdurchflossenen Leiter, so werden die Leitungselektronen durch die Lorentzkraft F_L abgelenkt. Durch die daraus entstehende Ladungstrennung entsteht ein elektrisches Feld E , welches ebenfalls auf die Leitungselektronen wirkt. Dadurch wird die Hall-Spannung induziert. **Rechts: Ein vertikales Hall-Element.** Diese Elemente werden benutzt, um Magnetfelder zu vermessen, welche parallel zur Oberfläche laufen. Wird ein laterales Element (links) zusammen mit zwei vertikalen Elementen auf einen Chip gebracht, so entsteht ein 3D-Hall-Sensor.

wobei n die Ladungsträgerdichte ist. Die Hall-Spannung ist abhängig vom Material. Für Hall-Sensoren werden Halbleiterverbindungen verwendet, da diese eine wesentlich geringere Ladungsträgerdichte n besitzen als Metalle und dadurch ein höheres Signal erzeugt wird. Somit sind Hall-Sensoren auch temperaturabhängig, da die Ladungsträgerdichte n im Halbleitermaterial mit zunehmender Temperatur steigt.

Im Rahmen dieser Arbeit wird eine Hallsonde des Typs THM-1176-HF des Herstellers Metrolab verwendet. Dieses Modell ist bis zu einer Magnetfeldstärke von 14,1 T kalibriert. Um alle drei Achsen messen können, werden bei dieser Sonde eine laterale und zwei vertikale Sensoren auf einem Chip angebracht (vgl. Abbildung 5.1). Damit ist diese Sonde geeignet das inhomogene Feld, welches durch die supraleitenden Magnete erzeugt wird, zu messen [Met14a].

Die Sonde besitzt eine Auflösung von 0,3 mT und eine Genauigkeit von 1% bei beliebiger Feldorientierung. Entlang der Hauptachsen ist die Genauigkeit typischerweise um einen Faktor 10 besser [Met14b].

Über eine USB-Schnittstelle kann die Sonde mit einem PC verbunden werden. Von diesem aus wird die Steuerung und Messung durchgeführt. Es gibt die Möglichkeit unterschiedliche Messbereiche einzustellen oder in einer automatischen Bereichsumschaltung zu arbeiten. Außerdem kann auch eine Messfrequenz ausgewählt werden. In dieser Arbeit wurde eine Frequenz von 100 Hz gewählt. Das gemessene Magnetfeld wird über ein LabVIEW [Ell07] Programm angezeigt und die Messdaten können gespeichert werden.

5.1.2 Experimenteller Aufbau

Der experimentelle Aufbau für die präzise Magnetfeldmessung besteht aus einer Messplatte, die eigens für diese Messung hergestellt wurde (vgl. Abbildung 5.2). Diese Messplatte besteht aus einer glasfaserverstärkten Kunststoffplatte (GFK), die frei drehbar in einem Aluminiumrahmen sitzt. Dieser Aluminiumrahmen hat im Zentrum eine runde Aussparung mit einem Durchmesser von 385,5 mm, in die die GFK-Platte eingelassen ist. Auf der Platte befinden sich radial passgenaue Aussparungen für die Hallsonde. Für die Messung wurde die Aussparung im Zentrum und bei einem Abstand von 183 mm verwendet. Die Hallsonde wird mit Hilfe einer verstärkenden Fixierung durch zwei Kunststoffschrauben an der GFK-Platte befestigt.

Für die Messung wird der Aluminiumrahmen an die Stirnseite des Kryostaten mit sechs Schrauben befestigt. Mithilfe von 24 eingefrästen Markierungen lässt sich die winkelabhängige Position der GFK-Platte im Aluminiumrahmen einstellen. Der axiale Abstand vom Zentrum des Kryostaten beträgt auf beiden Seiten 445 mm.

Wie in Kapitel 4.2 erläutert, ist die Kenntnis über die genaue Messposition von enormer Bedeutung. Daher wurde die Messposition der GFK-Platte und insbesondere die Aussparung für die Hall-Sonde mit Hilfe eines FARO¹⁴-Arms relativ zur Kryostatenbohrung vermessen. Die hierbei bestimmte Abweichung beträgt weniger als 0,35 mm [Mül15].

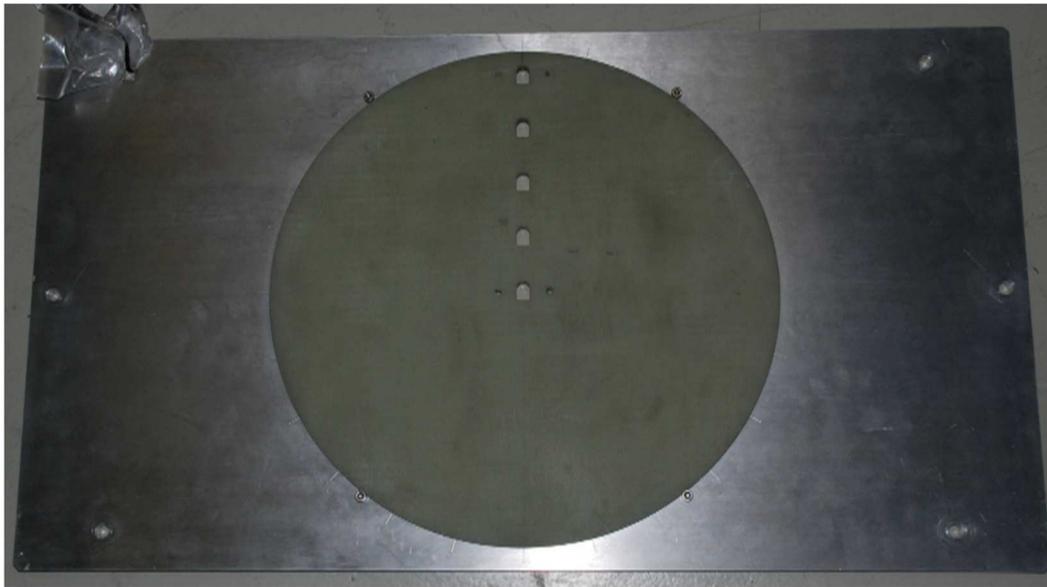


Abbildung 5.2: Messplatte für Magnetfeldmessung. Für die winkelabhängige Streufeldmessung wird eine GFK-Platte verwendet, die in einem Aluminiumrahmen eingelassen ist. Die Anordnung wird an den Stirnflächen des Magneten befestigt.

¹⁴ Ein Koordinatenmessgerät des Herstellers FARO Technologies Inc. [FAR15].

5.1.3 Magnet- und Messbetrieb

Befinden sich die supraleitenden Solenoide in einem einsatzbereiten Zustand, d.h. der LHe-Tank hat den notwendigen Füllstand und die Solenoide sind ausreichend gekühlt, so kann das Magnetfeld hochgefahren werden. Dazu wird über ein Netzgerät Strom in die Spulen eingespeist. Das Laden des Magneten erfolgt im sogenannten „Driven Mode“. Dazu wird ein Teil der in sich geschlossenen Spule mittels eines Wärmeschalters (Persistent Switch Heater, PSH) erhitzt. Innerhalb dieses Teils ist die Supraleitung aufgehoben, die Spule ist geöffnet und wird nun über die Zuleitungen mit Strom versorgt. Sobald die gewünschte Stromstärke erreicht ist, wird der Wärmeschalter ausgeschaltet. Damit ist der Stromkreis der Spule wieder geschlossen. Der Strom bleibt dabei innerhalb der Spule gespeichert. Dieser Zustand wird als „Persistent Mode“ bezeichnet (vgl. Abbildung 5.3). Das Entladen des Magneten geschieht auf dieselbe Weise. Während des Auf- und Entladevorganges ist der Magnet besonders anfällig für einen Quench, insbesondere am Ende, wenn die Stromstärke schon sehr hoch ist. Daher sind die Stromeinspeiseraten sehr gering. Sie betragen am Anfang 0,0105 A/s bis zu einer Stromstärke von 50 A, werden dann auf 0,007 A/s gesenkt und ab 72 A noch weiter auf 0,0035 A/s erniedrigt. Bis zu ihrer endgültigen Stromstärke von etwa 79 A erstreckt sich der Zeitraum für den Vorgang des Ladens auf etwa 3,5 Stunden und geschieht unter ständiger Kontrolle.

Starke Magnetfelder, wie sie in diesem Experiment verwendet werden, stellen eine Gefahr dar, da sie ferromagnetische Materialien beschleunigen. Daher müssen sämtliche ferromagnetische Gerätschaften vor dem Hochfahren aus dem kritischen Bereich von $3 \cdot 10^{-3}$ T entfernt werden. Während der Messung des Magnetfelds darf nur mit speziellem, nichtmagnetischem Kupferberyllium-Werkzeug gearbeitet werden. Nach der winkelabhängigen Messung des Magnetfelds auf einer Seite des Kryostaten, muss die verwendete Messplatte abmontiert werden, um sie auf der anderen Seite des Kryostaten anzubringen. Sobald die Schrauben, die die Messplatte und den Kryostaten

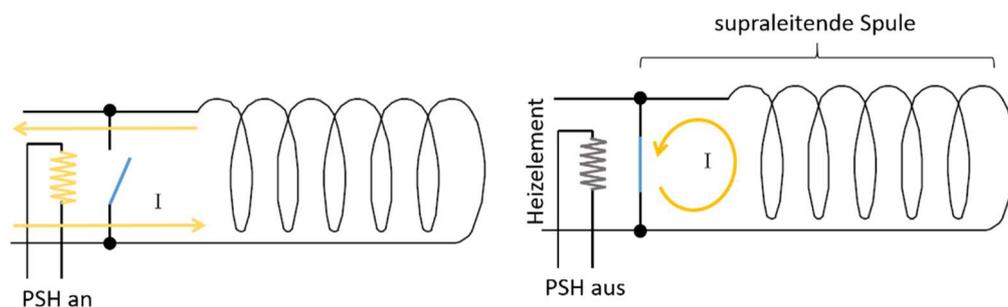


Abbildung 5.3: Ladevorgang des Magneten. Während des Ladevorgangs wird der Persistent Switch Heater (PSH) eingeschaltet (links). Dadurch wird der Stromkreis der Spule geöffnet und kann über die Zuleitungen mit Strom versorgt werden (Driven Mode). Ist der Schalter aus (rechts), so ist der Strom in der Spule gespeichert (Persistent Mode).

miteinander verbinden, entfernt sind, besteht die Gefahr, dass der Aluminiumrahmen bei einem auftretenden Quench beschleunigt wird. Durch den Quench entsteht ein sich schnell änderndes Magnetfeld, welches Wirbelströme und damit ein abstoßendes Feld innerhalb des Aluminiumrahmens erzeugt. Daher ist darauf zu achten, beim ab- und anmontieren der Messplatte nicht unmittelbar vor dem Kryostaten zu stehen.

5.2 Ergebnisse der Magnetfeldmessung

Nach der Durchführung der winkelabhängigen Streufeldmessung wird die folgende Vorgehensweise zur Ermittlung der fünf Parameter, die die Spulenorientierung charakterisieren, durchgeführt. Es gilt die Verkippungswinkel α und β , sowie die Verschiebung in x-, y- und z-Richtung zu bestimmen, wodurch die Fehlstellung der Spule gegenüber der Kryostatenachse charakterisiert wird. Zunächst werden diese Parameter durch einen χ^2 -Fit mit Hilfe des in Kapitel 4.3.2 beschriebenen Programms bestimmt. Die Fehler auf die Parameter, die durch den χ^2 -Fit ermittelt worden sind, ergeben sich durch einen festen Fehler auf das gemessene Magnetfeld B von ± 3 mT.

Bei einem geeigneten Verlauf, wie bei Magnet 3 und 5, wird zusätzlich die analytische Methode verwendet um das Ergebnis des Fits zu verifizieren. Die qualitative Betrachtung des gemessenen Magnetfeldverlaufs an diesen Magneten deutet auf eine Fehlstellung der Spule in Bezug auf die Kryostatenachse hin, die hauptsächlich durch eine Verkippung und durch eine in y-Richtung gegebene Verschiebung charakterisiert werden kann. Hier eignet sich also die analytische Methode besonders gut. Der Magnetfeldverlauf an Magnet 2 weist eine besondere hohe Streuung der Messwerte auf. Hier wird mit Hilfe der analytischen Methode untersucht, wie sich die Außerachtlassung von „Ausreißern“ auf das Ergebnis auswirkt.

Bevor die Ergebnisse der Einzelmagnettests hier vorgestellt werden, soll noch eine Zusammenfassung bezüglich der Vorgehensweise bei der Bestimmung der Parameter, sowie der Fehler mit Hilfe der analytischen Methode dargelegt werden. Die Messwerte finden sich im Anhang in den Tabellen A.2 bis A.4.

Tabelle 5.1: Amplitudenhöhen für die analytische Methode. Aus der Amplitude, die sich aus dem Messverlauf ergibt, werden mit Hilfe der analytischen Methode der Verkippungswinkel β und die Verschiebung Δy bestimmt.

	Magnet 1	Magnet 2	Magnet 2 ohne Aus- reißer	Magnet 3	Magnet 4	Magnet 5
Seite A B (mT)	$2,1 \pm 0,58$	$4,2 \pm 0,52$	$4,2 \pm 0,52$	$3,3 \pm 0,59$	$1,1 \pm 0,57$	$3,1 \pm 0,52$
Seite B B (mT)	$3,9 \pm 0,58$	$1,1 \pm 0,58$	$2,2 \pm 0,49$	$10,9 \pm 0,58$	$1,5 \pm 0,59$	$6,6 \pm 0,58$

Für die Parameterbestimmung wird in der analytischen Methode zunächst eine Sinusfunktion an die Messdaten gefittet, um die Fitparameter für die Amplitude a und die Phase b zu bestimmen¹⁵:

$$B(\phi) = a \cdot \sin(x + \phi) + c \quad (5.2)$$

Die Fehlerbalken, mit denen einzelnen Messpunkte versehen und bei dem Fit berücksichtigt werden, ergeben sich wie folgt:

Für das gemessene Magnetfeld B ergibt sich ein statistischer Fehler durch die Standardabweichung für die etwa 200 - 300 aufgenommenen Werte für jeden Messpunkt. Jeder Messpunkt wurde etwa zwei bis drei Sekunden lang bei einer Messfrequenz von 100 Hz aufgenommen. Die Höhe des statischen Fehlers unterscheidet sich daher bei jedem Messpunkt. Er liegt bei einer Größenordnung von:

$$\sigma_{\text{stat},B} \approx 0,1 \text{ mT} \quad (5.3)$$

Der systematische Fehler für das gemessene Magnetfeld B ist aufgrund von Positionsungenauigkeiten und der Ungenauigkeit der Messsonde gegeben durch:

$$\Delta B_{\text{mess}} = \pm 2,2 \text{ mT} \quad (5.4)$$

Dieser Wert wird durch den Vergleich mit Simulationen ermittelt. Dazu wird die folgende Differenz bestimmt. R ist dabei der radiale Messabstand zur Kryostatenachse und ΔR die Positionsunsicherheit von 1 mm:

$$\Delta B_{\text{mess}} = B_{\text{sim}}(R) - B_{\text{sim}}(R + \Delta R) \quad (5.5)$$

Des Weiteren wird eine Unsicherheit auf den Winkel ϕ von $\pm 2^\circ$ angenommen.

Die auf die Fitparameter der Sinusfunktion ausgegebenen Fehler gehen in die Fehlerbetrachtung bei der Bestimmung der Verschiebung Δy bzw. der Verkippung β wie folgt ein. Der Fehler auf die Amplitudenhöhe ΔA bzw. ΔB entspricht dem ausgegebenen Fehler auf den Fitparameter der Amplitude A bzw. B , entsprechend der Messseite A bzw. B. Die ermittelten Amplitudenhöhen A bzw. B mit den dazugehörigen Fehlern sind in Tabelle 5.1 zusammengefasst. Dadurch ist die Unsicherheit auf die Verschiebung Δy bzw. die Verkippung β gegeben durch:

$$\begin{aligned} \Delta\beta &= \left| \frac{\partial\beta}{\partial A} \right| \cdot \Delta A + \left| \frac{\partial\beta}{\partial B} \right| \cdot \Delta B = \left| \frac{1}{2c_\beta} \right| \cdot \Delta A + \left| \frac{1}{2c_\beta} \right| \cdot \Delta B \\ \Delta_{\Delta y} &= \left| \frac{\partial\Delta y}{\partial A} \right| \cdot \Delta A + \left| \frac{\partial\Delta y}{\partial B} \right| \cdot \Delta B = \left| \frac{1}{2c_{\Delta y}} \right| \cdot \Delta A + \left| \frac{1}{2c_{\Delta y}} \right| \cdot \Delta B \end{aligned} \quad (5.6)$$

¹⁵ Die Analyse der Daten erfolgt mit der am CERN entwickelten ROOT Software [Bru97].

Für die Bestimmung der axialen Verschiebung wird das Magnetfeld im Zentrum der Messapparatur aufgenommen. Entsprechend der Messseiten wird dieser Wert mit A bzw. mit B benannt. Aufgrund von Positionsunsicherheiten und Sondenungenauigkeit beträgt der Fehler auf diesen Wert ebenfalls $\Delta A = \Delta B = 2,2$ mT. Die aufgenommenen Werte finden sich in Tabelle 5.2.

$$\Delta_{\Delta z} = \left| \frac{\partial \Delta z}{\partial A} \right| \cdot \Delta A + \left| \frac{\partial \Delta z}{\partial B} \right| \cdot \Delta B = \left| \frac{1}{c_{\Delta z}} \right| \cdot \Delta A + \left| \frac{1}{c_{\Delta z}} \right| \cdot \Delta B \quad (5.7)$$

Tabelle 5.2: Messwerte zur Bestimmung der axialen Verschiebung. Es wurde im Zentrum der Messapparatur das Magnetfeld aufgenommen. Aus der Differenz dieser Werte lässt sich analytisch die axiale Verschiebung bestimmen.

	Magnet 1	Magnet 2	Magnet 3	Magnet 4	Magnet 5
Seite A B (T)	1,4858	1,4888	1,4903	1,4775	1,4783
Seite B B (T)	1,4777	1,4870	1,4782	1,4757	1,4890

5.2.1 Hinweise auf eine Verkippung an Magnet 3 und 5

Der gemessene Magnetfeldverlauf an Magnet 3 und 5 zeigt die charakteristischen Merkmale einer Verkippung der Spulen gegenüber der Kryostatenachse. Bei Magnet 3 sind zusätzlich auch deutliche Hinweise auf eine starke Verschiebung in y -Richtung gegeben (vgl. Abbildung 5.4 und Abbildung 5.5). Diese beiden Magnete werden daher hier zuerst diskutiert.

Magnet 3

Eine qualitative Betrachtung führt zu folgendem Ergebnis (vgl. Abbildung 5.4). Bei Magnet 3 ist die Amplitude auf Seite A viel schwächer als auf Seite B. Dies ergibt sich aus der Superposition von Verkippung und zusätzlicher Verschiebung in y -Richtung. Die Maxima befinden sich etwa bei 180° , also unten am Kryostaten. Dies spricht für eine nach unten verschobene Spule und einem negativen Vorzeichen von Δy . Der Magnetfeldverlauf spricht auch für ein negatives Vorzeichen von β , da das ausgeprägte Maximum auf Seite B bei 180° darauf hindeutet, dass die Spule auf dieser Seite nach unten zeigt (vgl. Abschnitt 4.3.1). Bei einer reinen Verkippung mit negativem Vorzeichen von β , wird auf Seite A bei 180° ein Minimum erwartet. Durch den starken Einfluss einer Verschiebung nach unten ergibt sich hier jedoch ein Maximum.

Die Anwendung des χ^2 -Fits auf die Messwerte liefert bei Magnet 3 eine Verkippung der Spule um den Winkel $\beta = -0,28^\circ$ und eine Verschiebung von $\Delta y = -1,4$ mm nach

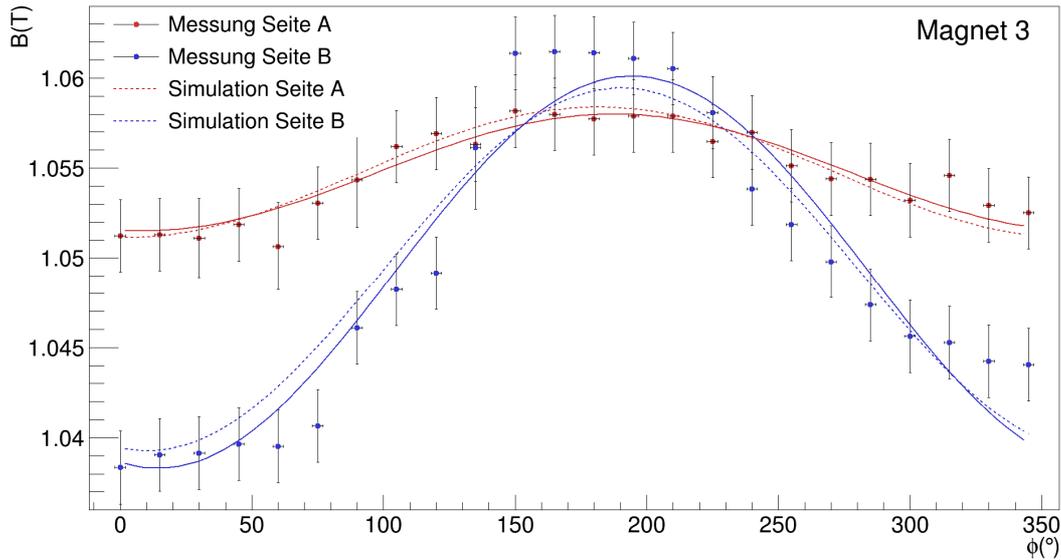


Abbildung 5.4: Magnetfeldmessung an Magnet 3. Die starken Unterschiede in der Amplitudenhöhe weisen sowohl auf eine Verkippung, als auch auf eine Verschiebung der Spule relativ zur Kryostatenachse hin. Das Ergebnis des χ^2 -Fit ist als Simulation durch die gestrichelte Kurve dargestellt. Die Messung und Simulation stimmen sehr gut überein.

Tabelle 5.3: Ergebnisse der Magnetfeldmessung an Magnet 3. Die Tabelle gibt die Ergebnisse des χ^2 -Fit und der analytischen Methode wieder. Mit beiden Auswertemethoden wird nahezu dasselbe Ergebnis für die Werte von β und Δy erhalten.

	β (°)	α (°)	Δx (mm)	Δy (mm)	Δz (mm)
χ^2 -Fit	-0,28	-15,0	-0,2	-1,4	0,4
	$\pm 0,037$	$\pm 33,0$	$\pm 0,03$	$\pm 0,1$	$\pm 0,04$
Analytische Methode	-0,27	-	-	-1,4	0,4
	$\pm 0,02$	-	-	$\pm 0,05$	$\pm 0,18$

unten. Die Ergebnisse bestätigen somit die qualitativen Überlegungen. Sie sind in Tabelle 5.3 zusammengefasst. Die gestrichelten Kurven in den Abbildungen ergeben sich aus der Simulation mit den durch den χ^2 -Fit ermittelten Parameterwerten.

Besonders auffällig in Tabelle 5.3 sind die sehr großen Fehler auf den Winkel α , die sich aus dem χ^2 -Fit ergeben. Diese Fehler werden in Abschnitt 5.3 genauer diskutiert. Zunächst wird aufgrund des gegebenen Magnetfeldverlaufs ein Winkel α von 0° angenommen. Außerdem deutet der Verlauf des gemessenen Magnetfelds, und insbesondere die Lage der Extrema, auch auf keine horizontale Verschiebung, so dass $\Delta x \approx 0$ mm. Damit kann das Ergebnis von Magnet 3 mithilfe der analytischen Methode verifiziert werden (siehe Tabelle 5.3). Sie liefert denselben Wert für die Verschiebung Δy und nahezu den gleichen Wert für die Verkippung mit einer relativen Abweichung von 3,7%.

Magnet 5

Wie bei Magnet 3 zeigt auch Magnet 5 charakteristische Merkmale einer Verkippung (vgl. Abbildung 5.5). Das Maximum befindet sich im Magnetfeldverlauf auf Seite A oben (0°) und auf Seite B unten (180°), d.h. die Spule ist auf der Detektorseite nach oben hin verkippt. Folglich muss hier das Vorzeichen von β negativ sein (vgl. Abschnitt 4.3.1). Die Merkmale einer zusätzlichen Verschiebung relativ zur Kryostatenachse sind im Vergleich zu Magnet 3 sehr viel schwächer ausgeprägt als bei Magnet 3. Sie sind jedoch vorhanden, da die Höhe der Amplituden bei Seite A und Seite B unterschiedlich sind.

Bei Magnet 5 folgt aus dem χ^2 -Fit eine Verkippung um den Winkel $\beta = -0,35^\circ$ und eine Verschiebung von $\Delta y = -0,39$ mm. Die Ergebnisse des χ^2 -Fits sind in Tabelle 5.4 dargelegt. Auch hier eignet sich die analytische Methode zur Verifikation der Ergebnisse. Die Ergebnisse stimmen gut miteinander überein. Die relative Abweichung für den Wert der Verkippung beträgt 2,9 %. Für die y-Verschiebung ergibt sich eine Abweichung von 8,3%. Wie bei Magnet 3 ist der durch den χ^2 -Fit ermittelte Fehler auf α sehr groß. Daneben fällt bei der Betrachtung der Messwerte in Abbildung 5.4 und Abbildung 5.5 auf, dass die Messwerte Streuungen und Sprünge um den sinusartigen Verlauf aufweisen. In Abschnitt 5.3 wird darauf näher eingegangen.

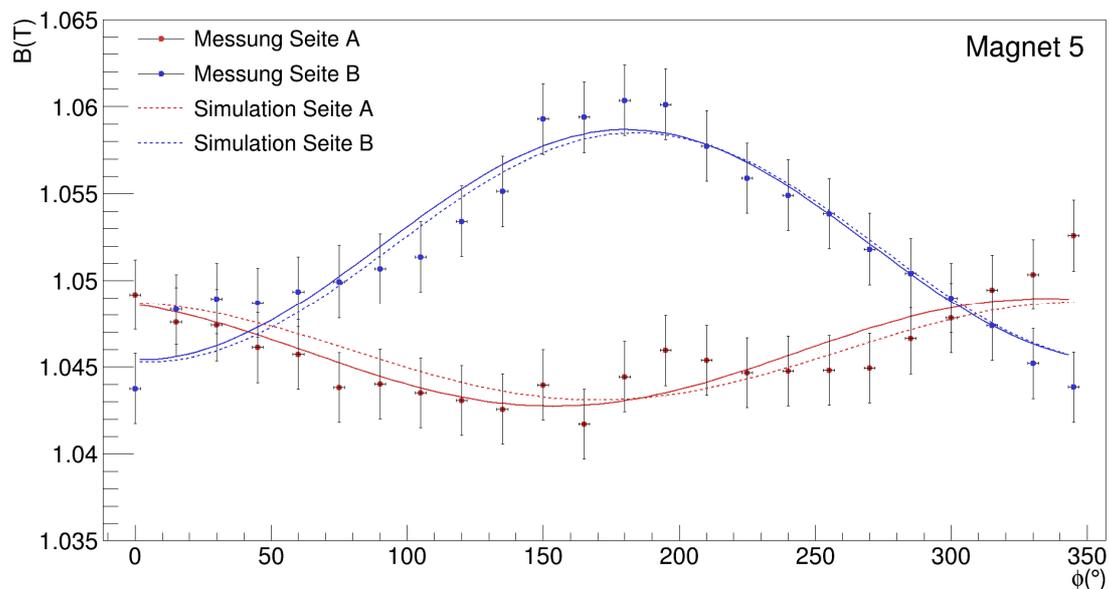


Abbildung 5.5: Magnetfeldmessung an Magnet 5. Der Magnetfeldverlauf deutet auf eine relativ starke Verkippung relativ zur Kryostatenachse. Erkennbar ist das an der Phasenverschiebung, bezüglich der Extremwerte auf beiden Seiten.

Tabelle 5.4: Ergebnisse der Magnetfeldmessung an Magnet 5. Wie bei Magnet 3 stimmen auch hier die Ergebnisse der beiden Auswertemethoden gut überein. Der sehr große Fehler auf den Winkel α wird in Abschnitt 5.3 diskutiert.

	β (°)	α (°)	Δx (mm)	Δy (mm)	Δz (mm)
χ^2 -Fit	-0,35 $\pm 0,035$	0,0 $\pm 52,3$	- 0,1 $\pm 0,2$	- 0,39 $\pm 0,1$	-0,4 $\pm 0,04$
Analytische Methode	-0,36 $\pm 0,02$	-	-	- 0,36 $\pm 0,05$	-0,48 $\pm 0,18$

5.2.2 Auswertung der Magnete 1, 2 und 4

Magnet 1

Der gemessene Magnetfeldverlauf an Magnet 1 auf beiden Seiten findet sich in Abbildung 5.6. Die Maxima befinden sich etwa bei 180° , also unten am Kryostaten. Dies spricht für eine nach unten verschobene Spule und ein negatives Vorzeichen von Δy . Kleine Unterschiede in der Amplitudenhöhe weisen auf eine kleine Verkipfung hin. Die Amplitude ist auf Seite B größer, d.h. die Spule ist auf der Detektorseite nach oben hin verkippt. Eine sehr geringe Verschiebung der Maxima nach links, also in Richtung 90° , sowie ein kleiner Phasenunterschied deutet auf eine kleine Verschiebung in positive Δx -Richtung und eine Drehung um den Winkel α . Auch eine kleine Verschiebung in positive z -Richtung ist aus dem Verlauf erkennbar, da die gesamte Kurve auf Seite A über der von Seite B liegt. Die Anwendung des χ^2 -Fits auf die Messwerte bestätigt die qualitativen Überlegungen. Die Ergebnisse finden sich in Tabelle 5.5.

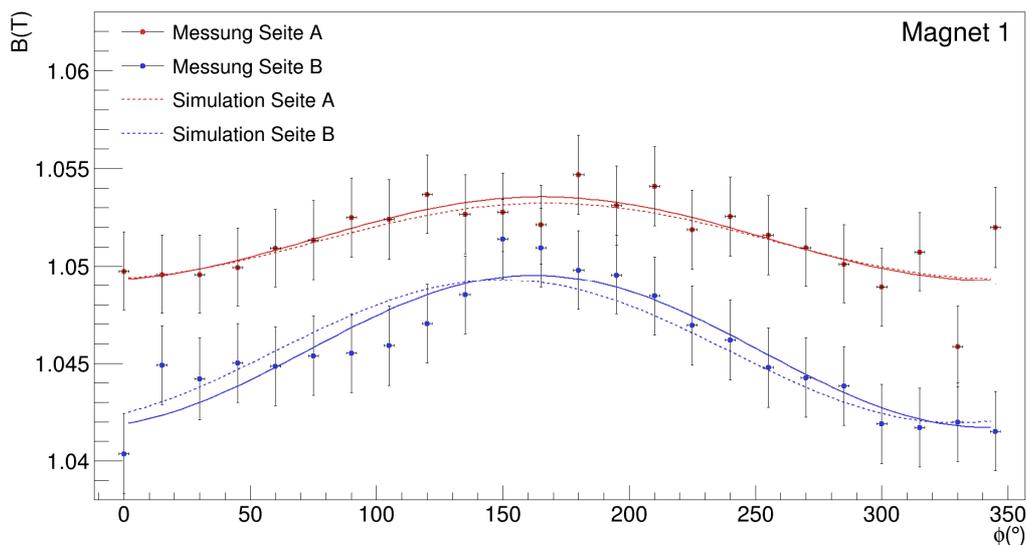


Abbildung 5.6: Magnetfeldmessung an Magnet 1. Die durchgezogene Linie stellt den Sinus-Fit an die Messdaten dar. Die gestrichelte Linie ergibt sich aus der Simulation mit den, durch den χ^2 -Fit, gefundenen Parameterwerten.

Tabelle 5.5: Ergebnisse der Magnetfeldmessung an Magnet 1. Die durch den χ^2 -Fit bestimmten Parameter stimmen gut mit den Erwartungen für das Ergebnis der Spulenorientierung überein. Alle fünf Parameter haben hier Einfluss auf den Magnetfeldverlauf.

	β (°)	α (°)	Δx (mm)	Δy (mm)	Δz (mm)
χ^2 -Fit	-0,062	45,0	0,26	-0,5	0,34
	$\pm 0,035$	$\pm 35,0$	$\pm 0,21$	$\pm 0,39$	$\pm 0,04$

Magnet 2

Die Beurteilung der Spulenposition an Magnet 2 stellt sich als besonders schwer heraus, da die Messpunkte auf Seite B eine besonders starke Streuung aufweisen. Auch lässt sich nur schwer beurteilen, welche Messpunkte als Ausreißer identifiziert werden sollen (vgl. Abbildung 5.7). Für die Analyse mit Hilfe des χ^2 -Fits wurden daher alle Messwerte verwendet. Die rot und blau gestrichelte Linie zeigt das Ergebnis des Fits. Mit Hilfe der analytischen Methode wird abgeschätzt, welche Spulenorientierung sich ergibt, für den Fall, dass die unteren Extremwerte bei Seite B als Ausreißer angenommen werden. Daraus ergibt sich der Verlauf, welcher in Abbildung 5.7 als schwarze Kurve dargestellt ist. Die Tabelle 5.6 zeigt sowohl die Ergebnisse des χ^2 -Fits, bei denen alle Messwerte verwendet wurden, als auch die Ergebnisse der analytischen Methode, bei denen die drei markierten Ausreißer außer Acht gelassen wurden.

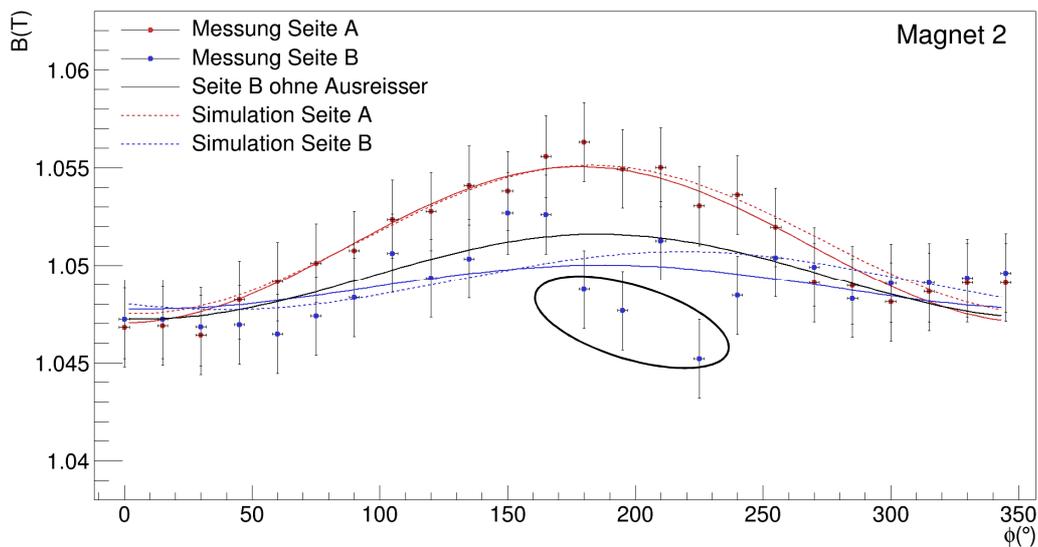


Abbildung 5.7: Magnetfeldmessung an Magnet 2. Dargestellt ist die Magnetfeldmessung an Magnet 2. Starke Streuungen der Messwerte erschweren in diesem Fall die Auswertung und Beurteilung über die Spulenorientierung. Die schwarze Linie stellt den Verlauf auf Seite 2 dar, ohne die Berücksichtigung der drei markierten Ausreißer.

Tabelle 5.6: Ergebnisse der Magnetfeldmessung an Magnet 2. Die Tabelle zeigt die durch den χ^2 -Fit ermittelten Parameter für alle Messwerte. Mit Hilfe der analytischen Methode wird hier abgeschätzt, wie sich die Außerachtlassung bestimmter Ausreißer im Ergebnis widerspiegelt.

	β (°)	α (°)	Δx (mm)	Δy (mm)	Δz (mm)
χ^2 -Fit	0,104	15,0	-0,1	-0,5	0,1
	$\pm 0,035$	± 25	$\pm 0,3$	$\pm 0,1$	$\pm 0,04$
Analytische Methode	0,075	-	-	-0,66	0,1
	$\pm 0,02$	-	-	$\pm 0,05$	$\pm 0,18$

Magnet 4

Wie in Abbildung 5.8 zu sehen ist, zeigt der Verlauf des Magnetfelds keine ausgeprägte Kurve. Dies spricht dafür, dass bei Magnet 4 keine nennenswerte Verschiebung oder Verkippung vorliegt. Der χ^2 -Fit konnte auf diese Messdaten nicht angewandt werden. Aufgrund der kleinen Amplitudenhöhen im Magnetfeldverlauf kann mit Hilfe der analytischen Methode eine maximale Verkippung von $\beta < 0,02^\circ$ und eine Verschiebung von $\Delta y < 0,26$ mm abgeschätzt werden (vgl. Tabelle 5.7).

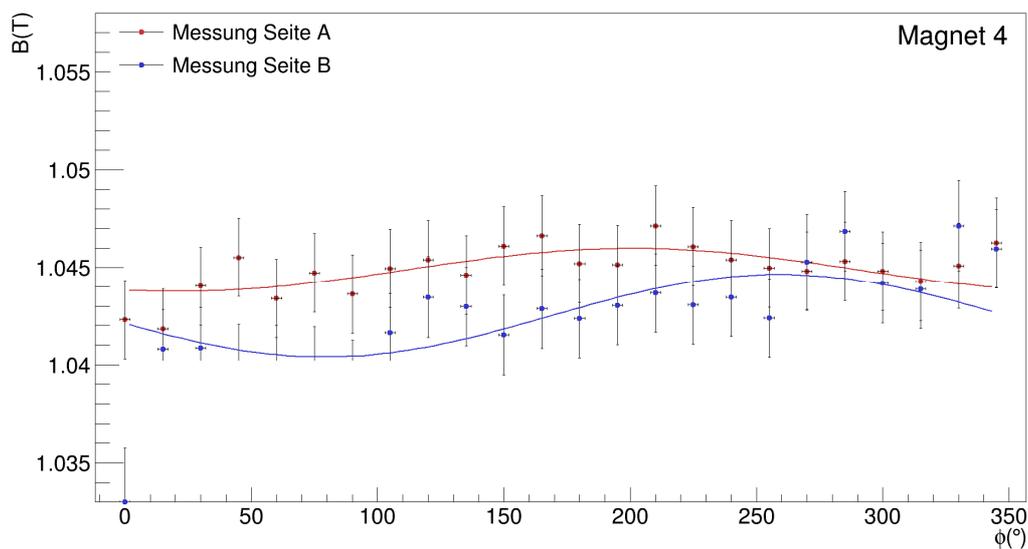


Abbildung 5.8: Magnetfeldmessung an Magnet 4. Dargestellt ist die Magnetfeldmessung an Magnet 4. Der Sinusfit passt aufgrund der Streuung der Messwerte nicht. Die Verteilung der Messwerte deutet darauf hin, dass keine nennenswerte Verkippung vorhanden ist.

Tabelle 5.7: Ergebnisse der Magnetfeldmessung an Magnet 4. Aufgrund der kleinen Amplitudenhöhen, kann an Magnet 4 keine nennenswerte Fehlstellung bezüglich der Kryostatenachse festgestellt werden.

	β (°)	α (°)	Δx (mm)	Δy (mm)	Δz (mm)
Analytische Methode	$< 0,02^\circ$	-	$< 0,26$	$< 0,26$	$< 0,28$

5.2.3 Diskussion der Ergebnisse

Die Vermessung des Magnetfelds deutet auf eine Fehlpositionierung der Spule in Bezug auf die Kryostatenachse hin. Insbesondere die Verkipfung bei Magnet 3 und 5 führt zu einer Verschiebung des Flussschlauches nach oben, so dass eine Kollision der β -Elektronen mit dem Strahlrohr nicht zu vermeiden ist [Sac15a]. Bevor ein Vorschlag über eine mögliche Korrektur erfolgt, werden die Messung und ihre Ergebnisse zunächst diskutiert.

Streuung und Sprünge der Messwerte

Auffallend bei allen durchgeführten Magnetfeldmessungen ist die Streuung der Messwerte und insbesondere Sprünge bis zu 5 mT, wie beispielsweise an Magnet 2 im Messbereich von 165° bis 230° , die innerhalb ihres Fehlerbereiches außerhalb des Fits liegen. Keinesfalls sind solche Sprünge auf die Spulengeometrien zurückzuführen, weil eine verkippte oder verschobene Spule immer einen Einfluss auf den gesamten Magnetfeldverlauf hat, nicht jedoch auf einzelne Messwerte. Spannungs- und Stromschwankungen können ebenfalls ausgeschlossen werden, da die jeweiligen Magnete während der Tests im Persistent Mode waren, welcher als besonders stabil anzusehen ist [Ber14].

Eine mögliche Ursache für die Sprünge kann durch eine Positionsungenauigkeit hervorgerufen werden. Durch Berechnung und Vergleich mit Simulationen, entspricht ein Sprung von 5 mT einem Positionierungsfehler von etwa 2,5 mm. Da die Messapparatur und Messposition mit einem FARO-Arm vermessen wurden und die Abweichung weniger als 0,35 mm entspricht, kann der Positionierungsfehler, in Bezug auf die Messordnung, die vorhandenen Sprünge nicht erklären. Jedoch gibt es noch die Möglichkeit

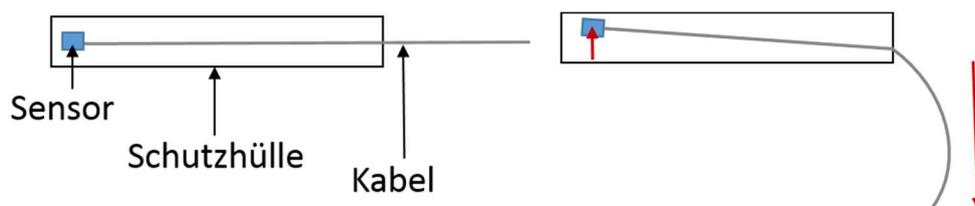


Abbildung 5.9: Positionsfehler des Hallsensors. Die Position des Sensors innerhalb der Schutzhülle ist nicht fix und kann durch Ziehen am Sensorkabel verändert werden.

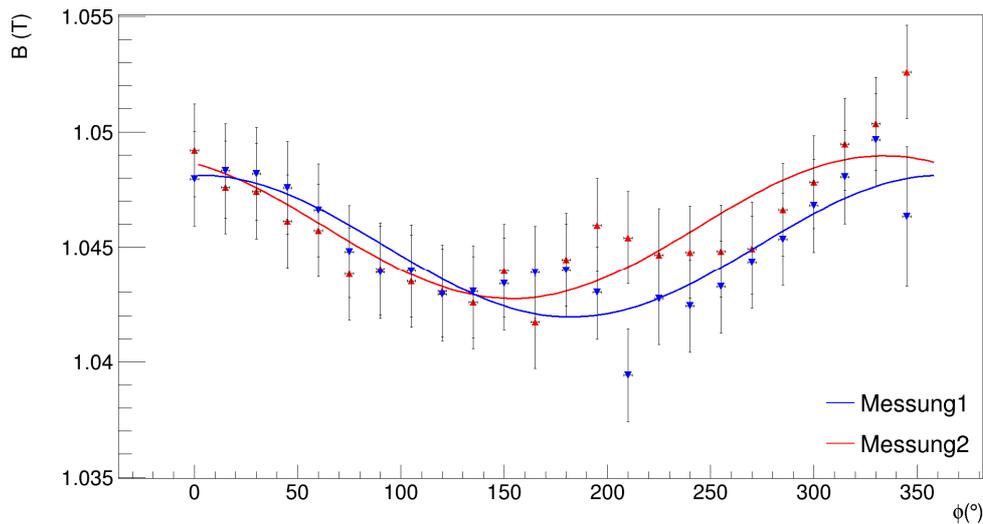


Abbildung 5.10: Reproduzierbarkeit der Messung. Um die Richtigkeit der Magnetfeldmessungen zu gewährleisten, wird die Messung auf Reproduzierbarkeit überprüft. Die Abbildung zeigt die Wiederholung der Messung an Magnet 5 auf Seite A. Obwohl einzelne Messpunkte voneinander abweichen, liefert der Fit einen ähnlichen sinusartigen Verlauf.

eines zusätzlichen Positionierungsfehlers in Bezug auf die Hall-Sonde. Der Sensor selbst befindet sich innerhalb einer Schutzhülle. Wird das Kabel der Sonde nach oben oder unten gedrückt, so kann der Sensor selbst innerhalb der Schutzhülle bewegt werden (vgl. Abbildung 5.9). Dabei beträgt das Ausmaß des Fehlers etwa 3 mT und stellt somit eine realistische Erklärung für die beobachtbaren Sprünge im Magnetfeldverlauf dar. Nachdem dieser Effekt beobachtet und studiert wurde, wurde die Messung wiederholt, wobei darauf geachtet worden ist, das Kabel der Hall-Sonde immer senkrecht zur Messapparatur zu halten. Natürlich kann dies händisch nur bis zu einem gewissen Grad genau gemacht werden. Die Zeiteinschränkung erlaubte keine neue Herstellung und Erweiterung der Messapparatur, bei der das Kabel von vornherein immer an derselben Position fixiert wird.

Auswirkung der Streuung und Sprünge auf den Magnetfeldverlauf

Es stellt sich die Frage, wie stark der Einfluss der Streuung und Sprünge auf den Verlauf des Magnetfelds und insbesondere in Bezug auf die Amplitudenhöhe und die Phasenschiebung ist. Dazu wird im Folgenden die Reproduzierbarkeit der Messung überprüft. Abbildung 5.10 zeigt den Magnetfeldverlauf einer Vergleichsmessung.

Es ist zu erkennen, dass die zueinander gehörigen Messpunkte zum Teil voneinander abweichen. Bei beiden Kurven finden sich die oben beschriebenen Sprünge. Für die Analyse ist jedoch der gesamte Magnetfeldverlauf entscheidend. Daher wird nur der an die Messdaten angelegte Fit betrachtet. Es wird überprüft, ob die Signalstärke, also die Amplitude und die Position der Maxima, bei beiden Messungen übereinstimmen. In dem dargestellten Beispiel beträgt der Unterschied in den Amplitudenhöhen 0,2 mT.

Die Lage des Maximums unterscheidet sich um 25° . Das entspricht einer Abweichung von 5,5 % bzw. 7,5%. Absolut ist die Abweichung in Bezug auf die Amplitude sehr klein und im Rahmen der Messunsicherheiten durch die gegebenen Messfehler abgedeckt. Die Streuung der Messwerte führt jedoch offensichtlich auch zu einer Phasenverschiebung, die bei der Analyse einen Einfluss auf die Bestimmung des azimutalen Eulerwinkels α hat. Der folgende Abschnitt widmet sich daher der Bedeutung und Auswirkung des großen Fehlers auf den azimutalen Winkel α .

Der azimutale Winkel α

Wie die Vergleichsmessung zeigt, ist der azimutale Winkel α nur schwer genau zu bestimmen. Eine der Ursachen ist die Auflösung der azimutalen Messpunkte von 15° . Die Analyseergebnisse durch den χ^2 -Fit für den azimutalen Winkel α sind jedoch mit einem sehr viel größeren Fehler behaftet. Grund hierfür ist die Wahl des Absolutwertes als Mess- und Analysegröße. Dieser ist nicht sehr sensitiv auf kleine Veränderungen von α . Folglich muss die χ^2 -Kurve sehr flach verlaufen und eine Bestimmung des Minimums ist nur schwer möglich.

Um das Ergebnis des χ^2 -Fits, also die Parameter und den dazugehörigen Fehler, richtig interpretieren zu können, muss die grundlegende Idee hinter dem verwendeten Metropolis-Hastings-Algorithmus zur Bestimmung der Parameter etwas genauer erläutert werden.

Um die beste Parameterkombination zu finden, beginnt der Fit bei einer Kombination der Parameter und bestimmt dort den χ^2 -Wert. Zufällig wird eine neue Parameterkombination ausgewertet. Ist diese Kombination besser, also χ^2 kleiner, so springt der Fit auf jeden Fall zu dieser Kombination. Ist die gewählte Kombination schlechter, so springt er nur mit einer gewissen Wahrscheinlichkeit an die neue Position. Nach einer großen Anzahl an Durchläufen entsteht für jeden Parameter eine Wahrscheinlichkeitsverteilung, mit derer schließlich die besten Parameter bestimmt werden. Diese Verteilung ist beispielweise für die Parameterbestimmung von β und α an Magnet 5 in Abbildung 5.11 dargestellt. Für den Parameter β entsteht eine Verteilung, die ein bestimmtes β als Ergebnis nahelegt. Jedoch ist sofort zu erkennen, dass der Fit offensichtlich nicht in der Lage ist, eine solche Verteilung für α zu finden. Wie oben erläutert hängt dies damit zusammen, dass das Absolutfeld nicht besonders sensitiv auf Veränderungen von α ist. Damit erweist sich die numerische Bestimmung als sehr schwer und das Ergebnis ist mit einem sehr großen Fehler behaftet. Der durch den χ^2 -Fit bestimmte sehr große Fehler entsteht also aus einem numerischen Problem, den Parameter zu bestimmen.

Zusätzlich entsteht hier durch die Streuung der Messwerte und der Auflösung der Messpunkte von 15° ein generelles Problem α sehr genau zu bestimmen.

Trotzdem ist es möglich, eine qualitative Aussage bezüglich des Fehlers zu treffen. Außerdem gilt es zu beachten, dass für eine kleine Verkippung β die Größe von α

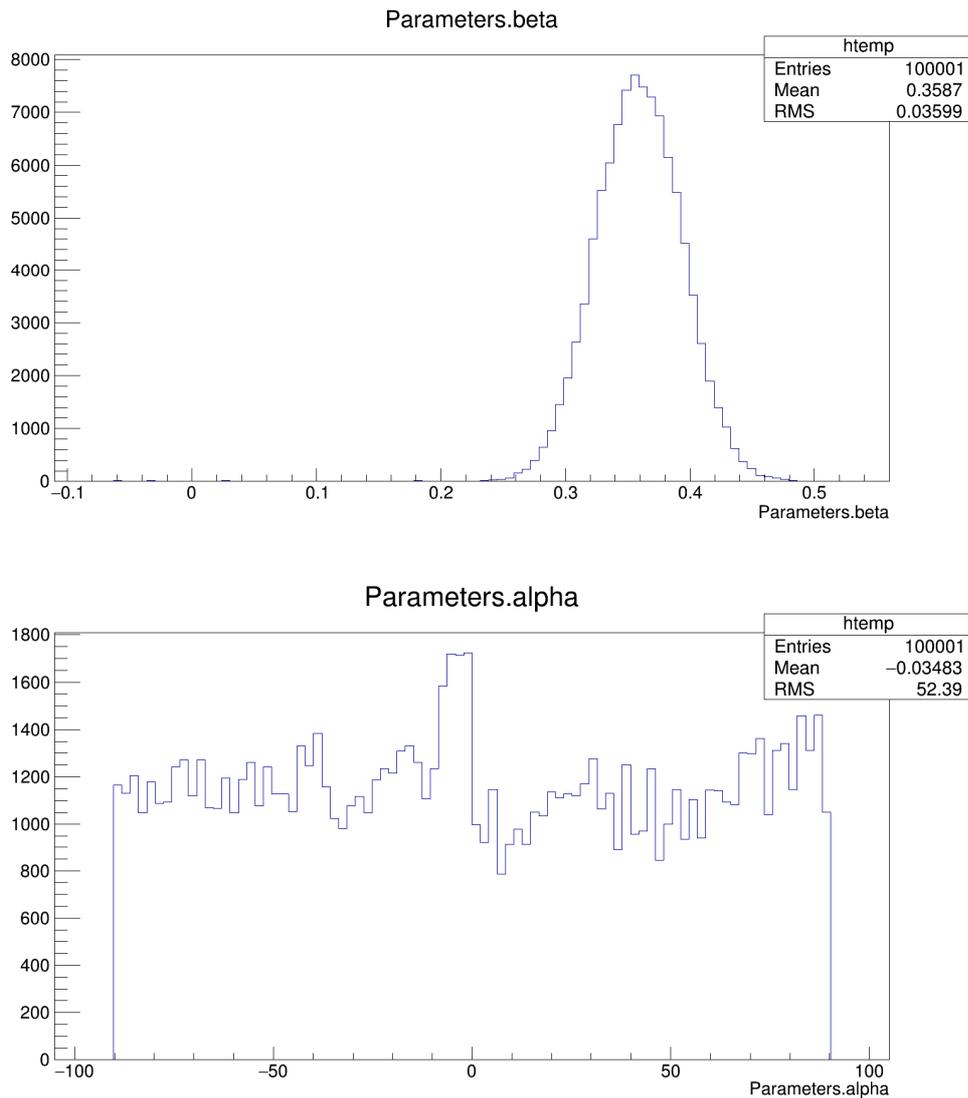


Abbildung 5.11: Bestimmung der Parameter mit Hilfe des χ^2 -Fits. Die Histogramme zeigen die Wahrscheinlichkeitsverteilung für die Parameterbestimmung von β und α an Magnet 5.

ohnehin ohne Bedeutung ist, da α anschaulich die Richtung der Verkippung angibt. Ist die Verkippung sehr klein, wie beispielsweise bei Magnet 1, so spielt es letztlich keine Rolle in welche Richtung sie zeigt. Für eine nennenswerte Verkippung wie bei Magnet 3 und 5 ist natürlich auch die Richtung der Verkippung relevant, sofern die Fehlstellung korrigiert werden soll. Diese Korrektur der DPS-Magnete kann jedoch nicht in beliebige Richtungen erfolgen. Vielmehr ist es so, dass der einzelne Magnet nur vertikal oder horizontal gekippt werden kann, um die Fehlstellung der Spule zu korrigieren. Wird ein solch anwendungsbezogener Ansatz gewählt, ist es ersichtlich, warum eine qualitative Kenntnis von α ausreichend ist.

Um eine realistische Angabe über die Größe des Fehlers machen zu können, wird ein simulierter Magnetfeldverlauf für mögliche Werte α , bei einer festen Verkippung β , an

die Messdaten gelegt. Abbildung 5.12 zeigt hierfür zwei Beispiele. Der durch den χ^2 -Fit bestimmte Wert für $\alpha=0^\circ$ ist mit einer gestrichelten Linie eingezeichnet. Grau abgebildet sind Kurven, die einem Winkel α von $\pm 15^\circ$ bzw. $\pm 25^\circ$ entsprechen.

Für den Fehler auf den Winkel α wird gefordert, dass er sowohl die Unsicherheiten in Bezug auf die Phasenverschiebung, aufgrund der oben diskutierten Sprünge abdeckt, als auch die Fehler der Messwerte berücksichtigt. Ein Fehler von $\alpha = \pm 25^\circ$ wird bei den Kriterien gerecht. Einen noch größeren Fehler anzunehmen ist nicht angebracht. Wie oben diskutiert entspricht eine solche Abweichung relativ 7,5%.

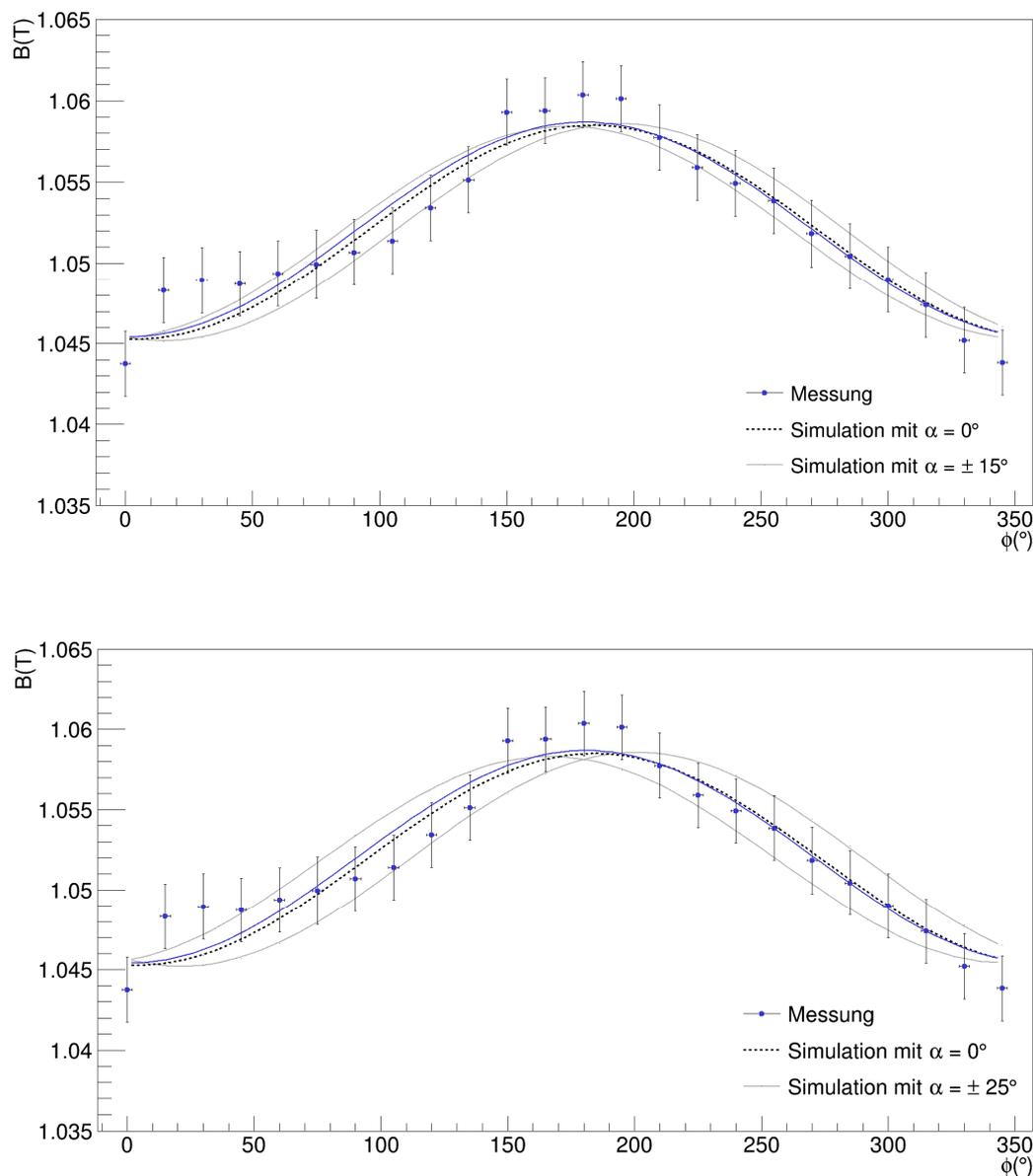


Abbildung 5.12: Bestimmung des Fehlers auf den azimutalen Winkel α Simulationen helfen bei der Bestimmung des Fehlers auf den Winkel α . Die Abbildungen zeigen den Messverlauf und die Simulation mit verschiedenen Werten von α , oben für $\alpha = 0^\circ \pm 15^\circ$ und unten für $\alpha = 0^\circ \pm 25^\circ$. Es ist zu erkennen, dass α keinen großen Einfluss auf den Magnetfeldverlauf hat. Selbst große Veränderungen für den Wert von α passen immer noch gut an den Messverlauf.

Mögliche Fehlinterpretation der Kurve

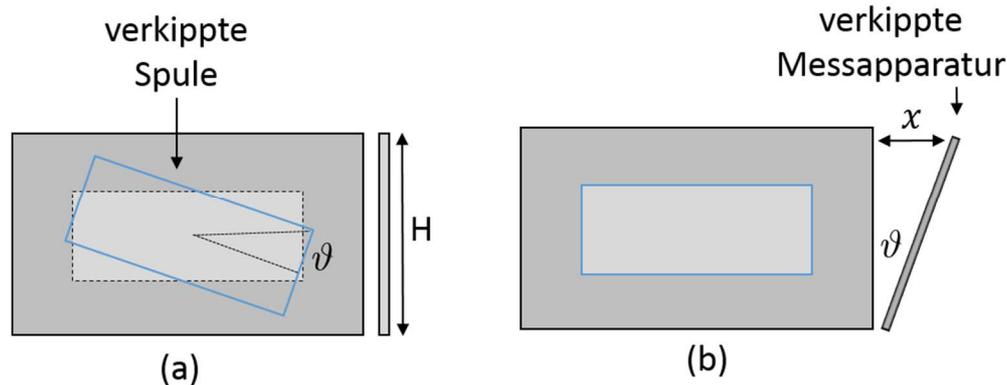


Abbildung 5.13: Verkippte Messapparatur. Ein sinusartiger Magnetfeldverlauf kann ebenso durch eine verkippte Messapparatur verursacht werden. Das Ergebnis für den Fall (a), bei dem die Spule um den Winkel ϑ verkippt ist, ist äquivalent zu der Situation (b), bei der die Messanordnung um denselben Winkel ϑ verkippt ist.

Zum Schluss dieser Diskussion sollen noch mögliche Fehlinterpretationen des Messergebnisses bedacht werden. Dazu wird die Frage gestellt, welche Ursachen den gemessenen Magnetfeldverlauf, neben einer Spulenfehlstellung, noch erzeugen könnten.

Eine mögliche Ursache für den Magnetfeldverlauf könnte durch einen benachbarten Magneten verursacht werden. Da zum Zeitpunkt der Messung alle Spulen im LHe-kalten Zustand waren, könnte ein gespeicherter Reststrom eines benachbarten Magneten Einfluss auf die Magnetfeldmessung haben. Durch spezielle gewinkelte Anordnung der Magnete befindet sich die Stirnfläche eines Nachbarmagneten nicht immer im gleichen Abstand zu dem zu vermessenden Magneten. Ein Reststrom des Nachbarmagneten würde daher winkelabhängig mal mehr und mal weniger zur Messung beitragen. Dieser Fehler hätte ebenfalls einen sinusartigen Verlauf. Ein Fehler dieser Art wird jedoch hier ausgeschlossen, da Testmessungen an heruntergefahrenen Magneten durchgeführt wurden. Das dabei gemessene Magnetfeld beträgt im Durchschnitt 0,25 mT.

Fehlinterpretationen der gesamten Kurve können auch auf eine Fehlstellung der gesamten Messapparatur zurückgeführt werden. Welchen Einfluss dieser Fehler hat wird im Folgenden abgeschätzt. Dazu betrachte man die beiden Fälle in Abbildung 5.13. Beide Fälle stellen dieselbe Situation für das Ergebnis der Magnetfeldmessung dar.

Unter der Annahme, dass ein Abstand x , der durch eine Verkipfung verursacht wird, kleiner ist als 1 mm, kann der Grad der Verkipfung ϑ folgendermaßen abgeschätzt werden:

$$\vartheta < \arcsin\left(\frac{x}{H}\right) = 0,1^\circ \quad (5.8)$$

Da während der Messung die Messapparatur direkt am Kryostaten befestigt war und ein solch großer Abstand während keiner Messung beobachtet wurde, kann ein solch großer Fehler ausgeschlossen werden.

5.2.4 Zusammenfassung und Fazit

Wie die vorangegangene Diskussion gezeigt hat, dominieren Positionsunsicherheiten die Fehler der Messung. Doch die Gesamtheit aller Unsicherheiten kann den Magnetfeldverlauf durch eine Fehlinterpretation alleine nicht erklären. Mit Hilfe der analytischen simulationsbasierten Methode wurden die durch den χ^2 -Fit bestimmten Parameter für die Verkipfung und Verschiebung bei Magnet 3 und 5 verifiziert und bestätigt. In Tabelle 5.8 werden die Ergebnisse zusammengefasst, die sich durch den χ^2 -Fit ergeben. Für Magnet 4 wird ein oberes Limit angegeben, das mit Hilfe der analytischen Methode bestimmt wurde.

Insgesamt führt die Verkipfung der Solenoide dazu, dass der Flussschlauch um 2,9 mm nach oben verschoben wird. Außerdem zeigen die Messungen an der CPS, dass diese den Flussschlauch ebenfalls um 2 mm nach oben verschieben wird. Dies führt zu einer Kollision des Flussschlauchs innerhalb des siebten Strahlrohrsegments der angrenzenden CPS [Sac15a].

Tabelle 5.8: Ergebnisse der Magnetfeldmessung an Magnet 1 bis 5. Zusammengefasst werden hier die durch den χ^2 -Fit bestimmten Parameter. Die Werte konnten an Magnet 3 und 5 durch die analytische simulationsbasierte Methode bestätigt werden.

	β (°)	α (°)	Δx (mm)	Δy (mm)	Δz (mm)
Magnet 1	-0,062 $\pm 0,035$	45,0 $\pm 25,0$	0,26 $\pm 0,21$	-0,5 $\pm 0,39$	0,34 $\pm 0,04$
Magnet 2	0,104 $\pm 0,035$	15,0 $\pm 25,0$	-0,1 $\pm 0,3$	-0,5 $\pm 0,1$	0,1 $\pm 0,04$
Magnet 3	-0,28 $\pm 0,037$	-15,0 $\pm 25,0$	-0,2 $\pm 0,03$	-1,4 $\pm 0,1$	0,4 $\pm 0,04$
Magnet 4	$< 0,02^\circ$	-	$< 0,26$	$< 0,26$	$< 0,28$
Magnet 5	-0,35 $\pm 0,035$	0,0 $\pm 25,0$	- 0,1 $\pm 0,2$	- 0,39 $\pm 0,1$	-0,4 $\pm 0,04$

Daher muss die hier ermittelte Spulenfehlstellung gegenüber der Kryostatenachse korrigiert werden.

Wie in Abschnitt 3.4 erläutert, gibt es verschiedene Möglichkeiten die Fehlstellung zu beheben. Es wurde beschlossen, Magnet 3 um $0,5^\circ$ vertikal auf der Detektorseite nach unten zu kippen. Mit Hilfe von Entnahme bzw. Zugabe von Unterlegblechen unter den Magnetfüßen, wurde der Magnet an der Detektorseite um 1 mm gesenkt und an der Quellseite um 2 mm angehoben. Diese Werte ergeben sich aus der geometrischen Lage der Magnetfüße (vgl. Abbildung 5.14).

Die tatsächliche Kippung des Kryostaten betrug $0,4^\circ$. Die angrenzenden Brückenelemente zwischen den Magneten erlaubten keine weitere Positionsänderung. Nach der Korrektur, durch die Verkippung des dritten Magneten, führt die Verkippung der Solenoide der DPS dazu, dass der Flussschlauch um insgesamt 1 mm angehoben wird. Dies kann, wie in Abschnitt 3.4 beschrieben, mit Hilfe der WGTS-Dipolspulen korrigiert werden.

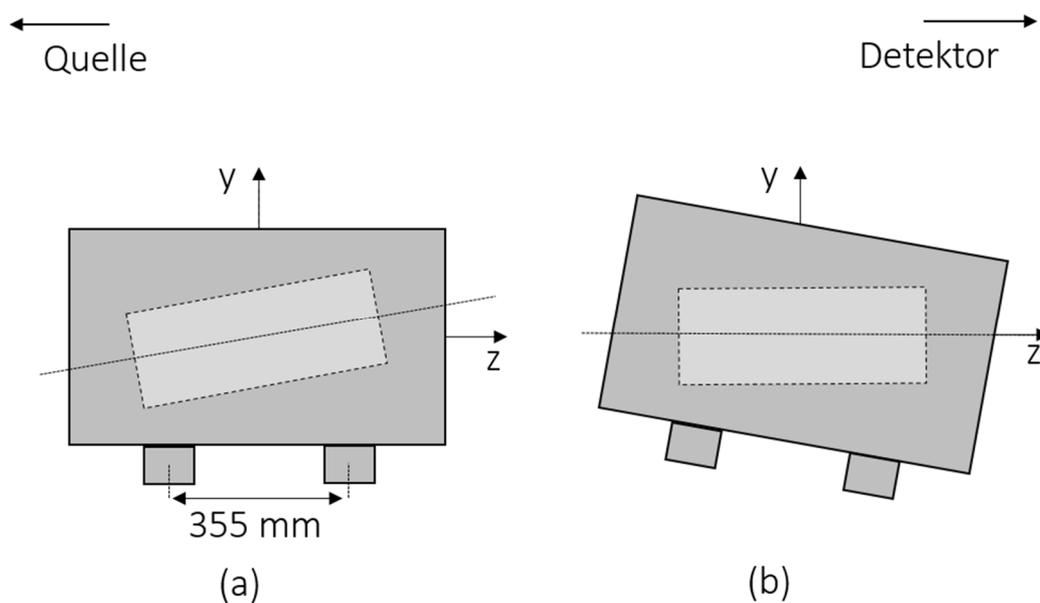


Abbildung 5.14: Verkippung des Kryostaten. Um die Fehlstellung der Solenoide gegenüber der Kryostatenachse (a) auszugleichen, wurde Magnet 3 um $0,5^\circ$ auf der Detektorseite nach unten gekippt (b).

5.3 Test zur Bestimmung des Einflusses eines benachbarten Magnetfelds

Durchführung

Wie in Kapitel 4.4 beschrieben, erfolgt der Test zur Untersuchung des Einflusses eines Nachbarmagneten durch ein dreistufiges Verfahren. Es wird untersucht, ob die Anziehung zweier Spulen Einfluss auf die Spulenposition hat. Es wird derselbe Aufbau verwendet wie an den Einzelmagentests, d.h. es findet auch hier eine winkelabhängige Streufeldmessung statt. Die Messung erfolgt an Magnet 1 auf Seite A und an 2 auf Seite B (vgl. Abbildung 5.15). Nacheinander werden die folgenden Werte aufgenommen:

- B_1 Streufeld von Magnet 1 erzeugt
- B_2 Streufeld von Magnet 2 erzeugt
- $B_{1,2}$ Streufeld von Magnet 1 und Magnet 2 gleichzeitig erzeugt

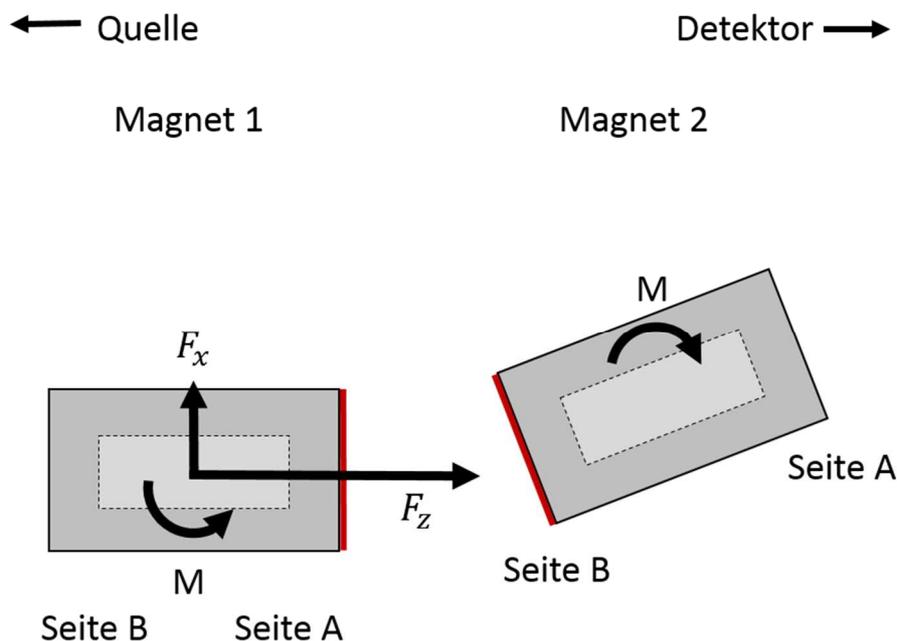


Abbildung 5.15: Test zur Bestimmung des Einflusses eines benachbarten Magneten. Dargestellt sind die Magnete 1 und 2, an welchen der Test durchgeführt wurde. Untersucht wird, welchen Einfluss Magnet 1 auf seinen Nachbarmagneten 2 ausübt und umgekehrt. Analysiert wird dabei Stirnseite A an Magnet 1 bzw. die Stirnseite B an Magnet 2. Innerhalb des Kryostaten sorgen spezielle Haltestrukturen für die Fixierung der Solenoide. Ziel des Tests ist herauszufinden, ob diese Haltestrukturen im Stande sind, den anziehenden Kräften und Drehmomenten entgegenzuwirken.

Ergebnisse

Der gemessene Magnetfeldverlauf des Tests findet sich für Magnet 1 in Abbildung 5.16 und für Magnet 2 in Abbildung 5.18. Wie erwartet zeigt der Verlauf eine sinusartige Struktur, bedingt durch die gewinkelte Anordnung der DPS-Magnete. Die eingezeichneten Fehlerkreuze, verursacht durch Positions- und Messunsicherheiten, entsprechen denen der Einzelmagnettests. Für die ermittelten Werte B_1+B_2 wird ein Fehler angenommen, der der quadratischen Addition der Fehler der Einzelmagnettests entspricht:

$$\Delta_{B_1+B_2}^2 = \Delta_{B_1}^2 + \Delta_{B_2}^2 . \quad (5.9)$$

Wie erwartet fallen die Unterschiede bezüglich der Messdaten, bei denen Magnet 1 und Magnet 2 gleichzeitig an sind und der Messdaten entstehend durch die Addition der beiden Messreihen bei der jeweils nur Magnet 1 bzw. Magnet 2, sehr gering aus.

Magnet 1

Für die Auswertung wird der Verlauf der Differenzen der jeweiligen Messreihen betrachtet (siehe Abbildung 5.17, schwarze Kurve). Wie in Abschnitt 4.4 erläutert, weist die an die Messdaten angelegte trigonometrische Funktion auf eine horizontale Drehung bzw. auf eine Verschiebung in x-Richtung hin. Über die Amplitudenhöhe dieses Verlaufs und dem in Abschnitt 4.4 gezeigten Ansatz ergibt sich ein Winkel von $\beta = 0,3^\circ$ ($\alpha = 90^\circ$) oder eine Verschiebung um $\Delta x = 0,41$ mm. Die Simulation für diese Werte ist in Abbildung 5.17 (oben) eingezeichnet.

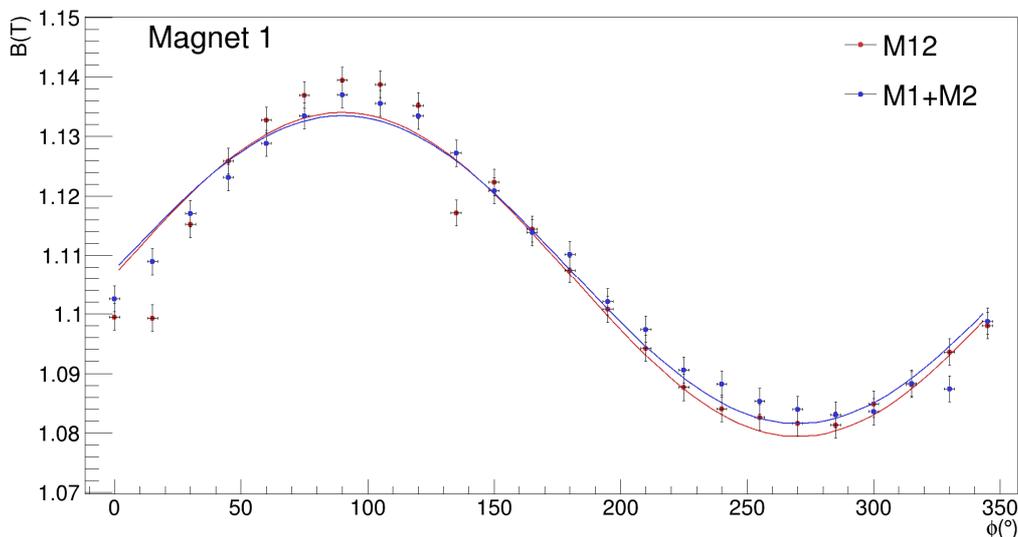


Abbildung 5.16: Gemessener Magnetfeldverlauf an Magnet 1. Die Abbildung zeigt den gemessenen Magnetfeldverlauf auf Seite A von Magnet 1. Die roten Messdaten entstammen der Messung, bei der Magnet 1 und 2 gleichzeitig an sind (M12). Die blauen Messdaten entstehen durch die Addition der beiden Messreihen, bei der jeweils nur Magnet 1 bzw. Magnet 2 an ist (M1+M2).

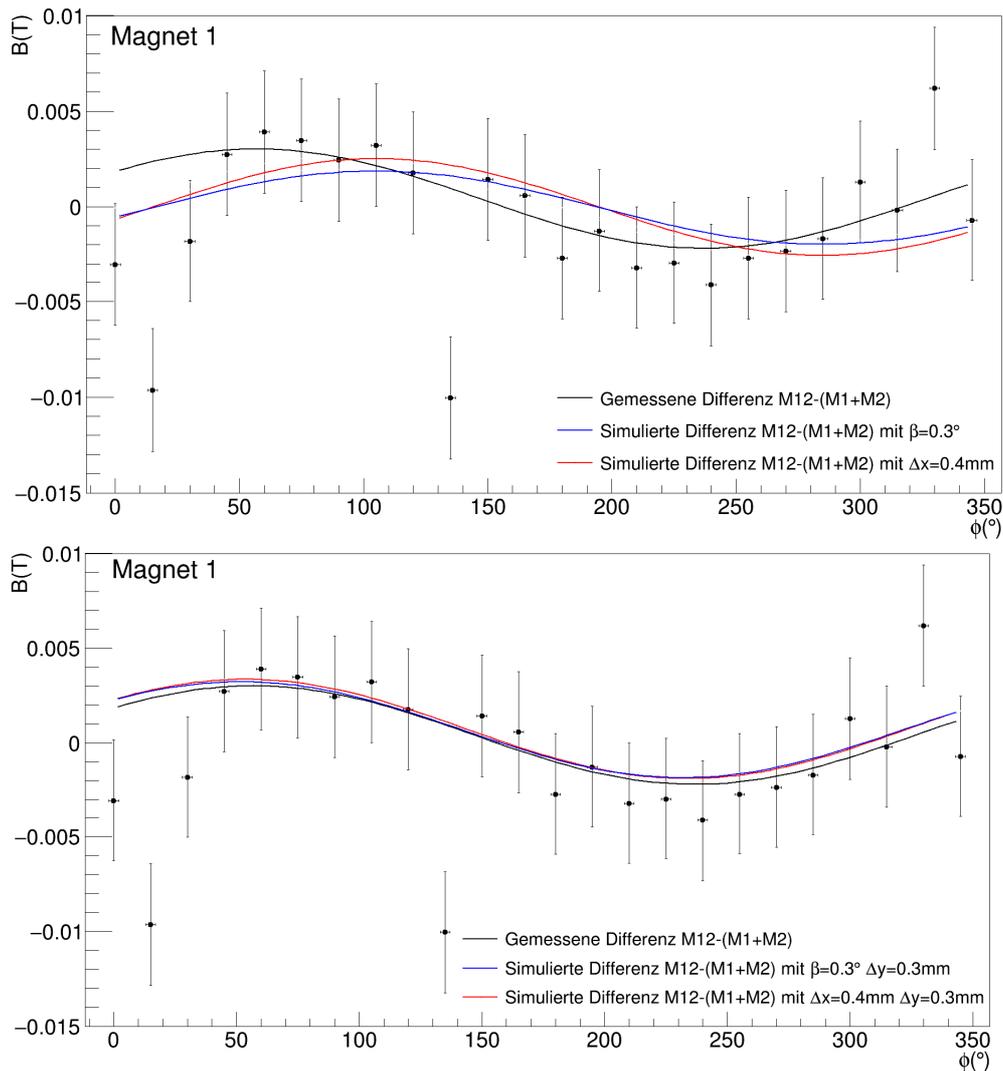


Abbildung 5.17: Differenzen der Messreihen M12 und M1+M2. Die Differenz der jeweiligen Messpunkte aus Abbildung 5.16 wird durch die schwarze Kurve dargestellt. Die Abbildung oben soll zeigen, dass der gemessene Verlauf nicht alleine durch eine horizontale Drehung oder eine Verschiebung in x-Richtung dargestellt werden kann. Mit der zusätzlichen Annahme einer y-Verschiebung (Abbildung unten) lässt sich der Verlauf gut beschreiben.

Es ist zu erkennen, dass der Verlauf allein durch eine horizontale Drehung bzw. eine Verschiebung in x-Richtung nicht genau beschrieben wird (vgl. Abbildung 5.17, oben). Um den Verlauf genauer zu beschreiben, wird zusätzlich eine Verschiebung in y-Richtung angenommen (vgl. Abbildung 5.17, unten).

Um einen Fehler auf die ermittelten Werte für den Winkel β und die Verschiebung Δx anzugeben, wird der Fehler auf den Fit-Parameter der Amplitude a betrachtet:

$$a = 2,3 \pm 0,7 \text{ (mT)} .$$

Damit folgt über den analytischen Ansatz ein Wert für den Winkel $\beta = 0,3^\circ \pm 0,08^\circ$ bzw. Verschiebung $\Delta x = 0,41 \pm 0,13$ (mm). Anhand des y-Achsenabschnittes c im Verlauf der Differenzen kann die axiale Verschiebung bestimmt werden. Für Magnet 1 ergibt sich somit eine axiale Verschiebung von $\Delta z = 0,13 \pm 0,05$ (mm).

Magnet 2

Der gemessene Magnetfeldverlauf für Magnet 2 ist in Abbildung 5.18 (oben) dargestellt. Den Verlauf der Differenzen zeigt Abbildung 5.18 (unten). Der Vergleich mit Simulationen zeigt, dass dieser Verlauf durch eine vertikale Verschiebung mit einem zusätzlichen Anteil einer Verschiebung in x-Richtung oder einer horizontalen Drehung dominiert ist.

Anhand des y-Achsenabschnittes im Verlauf der Differenzen kann die axiale Verschiebung bestimmt werden. Für Magnet 2 ergibt sich $\Delta z = -0,41 \pm 0,05$ (mm).

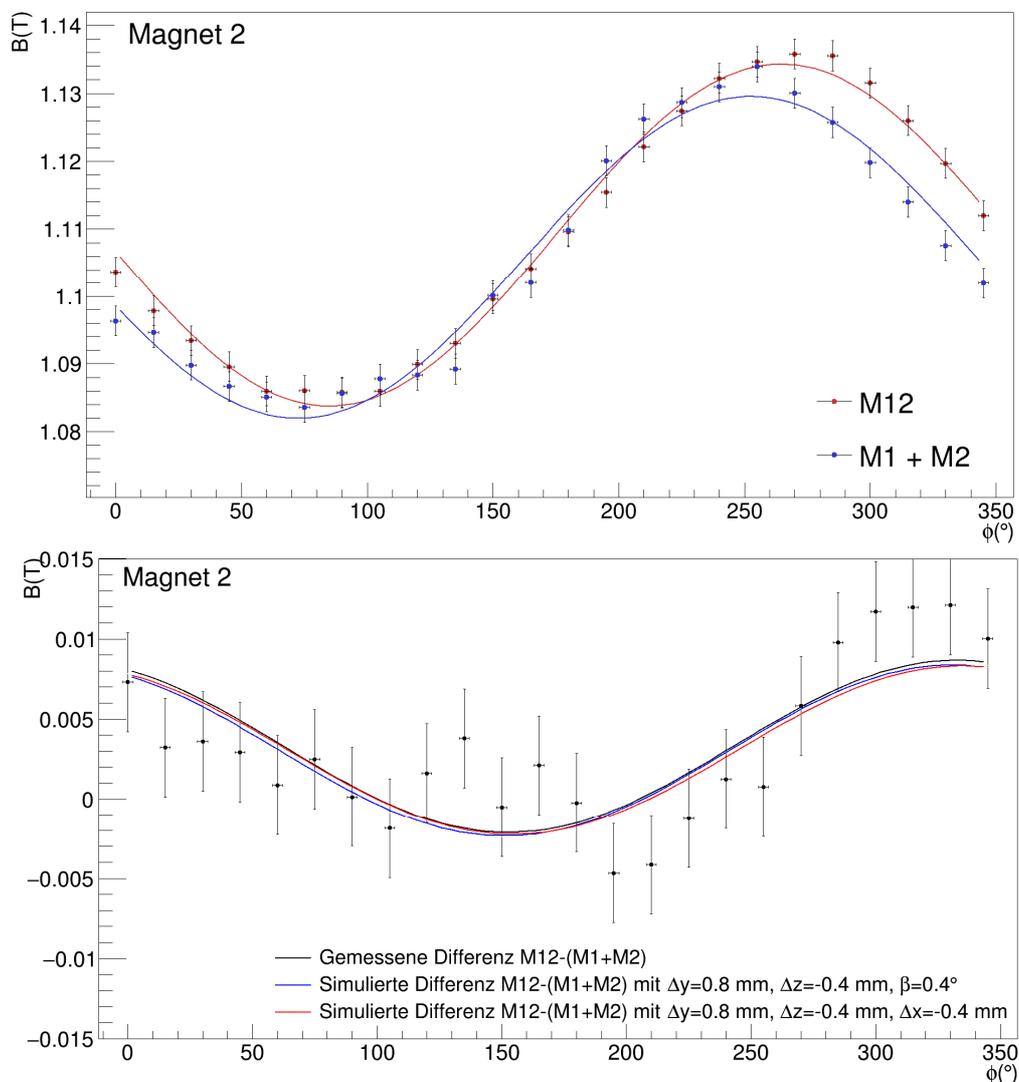


Abbildung 5.18: Gemessener Magnetfeldverlauf an Magnet 2. Oben wird der gemessene Magnetfeldverlauf von Magnet 2 gezeigt. Unten sind die und Differenzen der Messreihen M12 und M1+M2 dargestellt, sowie ermittelte Parameter, die den Verlauf am besten beschreiben (rote und blaue Kurve).

Zusammenfassung und Diskussion

Der Test konnte zeigen, dass Verschiebungen der Solenoide innerhalb der Kryostate durch den Einfluss eines benachbarten Magneten im Submillimeterbereich liegen.

Wie in Abschnitt 4.4 erläutert, lässt sich mit diesem Messverfahren keine Unterscheidung zwischen einer horizontalen Drehung und einer x-Verschiebung feststellen. Daher sind die ermittelten Werte für Δx und β als obere Grenzen anzusehen.

Bei Magnet 2 kommt noch folgende Tatsache hinzu. Der ermittelte Wert für eine möglich horizontale Drehung um den Winkel β ist $> 0^\circ$. Dies ist jedoch ein unphysikalisches Ergebnis, da das wirkende Drehmoment zu einer Drehung um einen Winkel $\beta < 0^\circ$ führt. Dieses Ergebnis wird somit verworfen. Daher ist der ermittelte Wert der negativen Verschiebung in x-Richtung hier als wahrscheinlicher anzusehen.

In Bezug auf die y-Verschiebung liefert die Messung auch ein unerwartetes Ergebnis, da auf die DPS-Magnete keine Kräfte in y-Richtung wirken. Voraussetzung für eine Kraft in y-Richtung sind anfängliche Höhenunterschiede der Solenoide 1 und 2, bezüglich der Spulenachse. Aus den Einzelmagnettests bei Magnet 1 und 2 gehen keine Unterschiede bezüglich der Spulenorientierung in y-Richtung hervor. Eine Einmessung der Kryostate durch das Geodätische Institut ergab tatsächlich Unterschiede in der Höhe bezüglich der Kryostatenachse. Das Ergebnis dieser Messung zeigt einen Höhenunterschied von 0,5 mm bezüglich der Kryostatenachse von Magnet 1 und Magnet 2

Tabelle 5.9: Ergebnisse der gleichzeitigen Magnetfeldmessung an Magnet 1 und 2. Zusammengefasst werden hier die ermittelten Werte für mögliche Veränderungen der Spulenposition aufgrund des Einflusses eines Nachbarmagneten. Die Werte für β und Δx sind so zu verstehen, dass entweder β oder Δx gilt, da eine Unterscheidung nicht möglich ist. Es ist auch eine Kombination aus beiden, jeweils kleineren Werten möglich. Daher sind diese Werte als obere Grenze anzusehen. Bei Magnet 2 wird der unphysikalische Wert für β verworfen.

	β (°)	α (°)	Δx (mm)	Δy (mm)	Δz (mm)
Magnet 1	0,29 $\pm 0,08$	90,0	0,4 $\pm 0,1$	0,3 $\pm 0,1$	0,13 $\pm 0,05$
Magnet 2	(0,4°)	(90,0)	-0,5 $\pm 0,1$	0,8 $\pm 0,1$	-0,41 $\pm 0,05$

[Jur15].

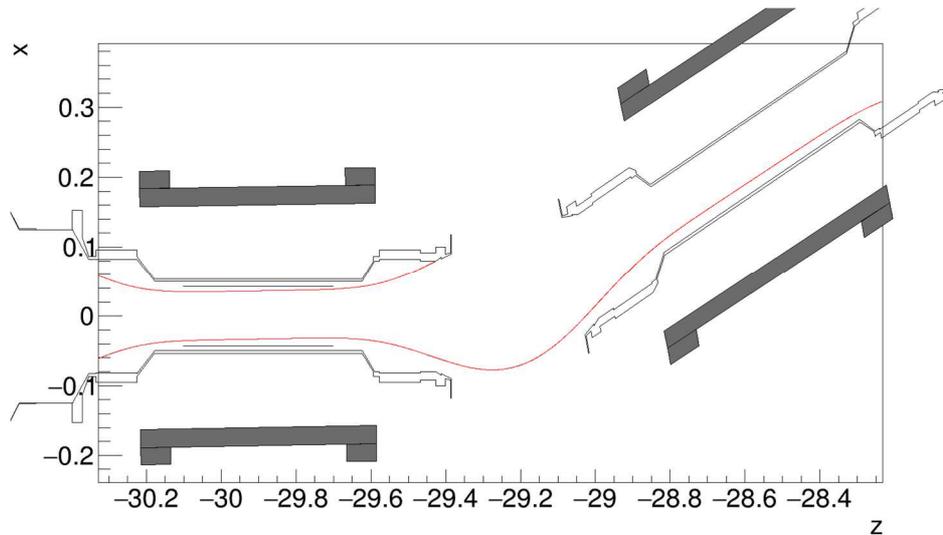


Abbildung 5.19: Kollision des Flussschlauchs. Dargestellt ist die Simulation des Flussschlauchs innerhalb der DPS-Geometrie für eine horizontal gekippte Spule. Aufgrund der wirkenden Drehmomente würde eine horizontale Ausrichtung der Spulen um $\beta = 0,4^\circ$, also eine Drehung in der xz -Ebene, zu einer Kollision des Flussschlauchs mit dem Strahlrohr führen. Dieser Wert gilt für ein DPS-Magnetfeld von 5,0 T. Bild von [Sac15b], modifiziert.

Zuletzt muss noch die Frage beantwortet werden, welchen Einfluss die hier ermittelten Werte auf den Flussschlauch haben.

Die ermittelten Verschiebungen im Submillimeterbereich haben keine wesentlichen Auswirkungen auf den Flussschlauch. Eine Ausrichtung der Magnete durch eine horizontale Drehung bezüglich der Strahlrohrachse um den Winkel β , kann zu einer Kollision des Flussschlauchs mit dem Strahlrohr führen, abhängig von der Größe des Winkels β und der effektiven Stärke des Magnetfeldes der DPS-Magnete [Sac15b]. Bei einem Magnetfeld von 5,0 T liegt der kritische Wert bei $\beta > 0,4^\circ$ (vgl. Abbildung 5.19). Somit liegt der ermittelte Wert der horizontalen Drehung bei Magnet 1 mit $\beta < 0,37^\circ$ knapp darunter.

Für ein effektives Magnetfeld $B_{eff} = 5,5$ T steigt der kritische Wert von β auf $0,7^\circ$, und für $B_{eff} = 5,9$ T auf $\beta = 0,85^\circ$. Effektives Magnetfeld bedeutet dabei nicht, dass die DPS-Magnete selbst mit diesem Feld betrieben werden. Erreicht wird ein solches effektives Magnetfeld durch ein entsprechendes Absenkens des Feldes an der WGTS [Sac15b].

6. Zusammenfassung und Ausblick

Ziel des KATRIN-Experimentes ist es, die Neutrinomasse mit einer Sensitivität von $m_\nu < 0,2 \text{ eV}/c^2$ (90% C.L.) zu bestimmen. Es greift dabei auf ein modellunabhängiges Messprinzip zurück und untersucht die Kinematik des β -Zerfalls. Ausgehend von einer fensterlosen gasförmigen Tritiumquelle werden β -Elektronen magnetisch-adiabatisch über eine Transportstrecke zu hochauflösenden Spektrometern geführt und an einem Fokalebenenendetektor analysiert. Dabei wird die Sensitivität des Experimentes im Vergleich zu den Vorgängerexperimenten in Mainz und Troitsk um einen Faktor 10 verbessert. Deswegen unterliegen alle Komponenten des Experimentes hohen Anforderungen.

Eine dieser Komponenten ist die Differentielle Pumpstrecke DPS als Teil der Transportstrecke. Ihre Aufgabe ist es, den durch Tritium induzierten Untergrund zu unterdrücken und gleichzeitig die Elektronen aus dem β -Zerfall magnetisch-adiabatisch durch das Strahlrohr zu führen. Der Tritiumgasfluss soll mit Hilfe von vier Turbomolekularpumpen um fünf Größenordnungen reduziert werden. Zusätzlich erhöht das spezielle gewinkelte Design der DPS, die sogenannte Schikane, die Pumpleistung. Für die Führung der β -Elektronen innerhalb des Strahlrohrs sorgen in der DPS fünf supraleitende Magnetsysteme. Jedes Magnetsystem besteht dabei aus einem Kryostaten, der in axialer Richtung eine Bohrung für das Strahlrohr aufweist. Koaxial um diese Bohrung befinden sich die supraleitenden Solenoide, die ein maximales Magnetfeld von 5,5 T im Zentrum der warmen Bohrung erzeugen können.

Dieses Magnetsystem bildete den Schwerpunkt der hier vorliegenden Arbeit. Ziel dieser Arbeit war die Bestimmung der Spulenposition in Bezug auf die Kryostatenachse. Dies ist notwendig, um den verlustfreien, adiabatischen Transport der β -Elektronen innerhalb des magnetischen Flussschlauchs von $\Phi = 191 \text{ Tcm}^2$ durch die gesamte Transportstrecke zu gewährleisten. Die Position der Solenoide spielt dabei eine entscheidende Rolle. Sie müssen im Submillimeterbereich genau zur Strahlrohrachse ausgerichtet sein, damit die β -Elektronen innerhalb der Transportstrecke nicht mit dem

Strahlrohr kollidieren. Der verlustfreie Transport ist eine Voraussetzung für den Referenzwert der statistischen Unsicherheit $\sigma_{\text{stat}} = 0,018 \text{ eV}^2/c^4$ für die Observable m_ν^2 bei einer Messzeit von drei Jahren.

Die direkte Bestimmung der elektro-optischen Eigenschaften der DPS, beispielsweise durch eine experimentelle Untersuchung über den Transport von Elektronen, kann aufgrund der angrenzenden Komponenten der Transportstrecke nicht erfolgen. Daher werden diese Eigenschaften indirekt über die Spulenorientierung bestimmt. Dazu wurde mit Hilfe einer winkelabhängigen Streufeldmessung die Position der Solenoide in Bezug auf die Kryostatenachse vermessen.

Nachdem im Frühjahr 2015 die Inbetriebnahme des DPS-Magnetsystems beendet war, konnte mit der winkelabhängigen Streufeldmessung begonnen werden. Für die experimentelle Umsetzung wurde eigens eine Messapparatur hergestellt. Mit Hilfe dieser Messapparatur, sowie einer dreiachsigen Hallsonde, wurde der Magnetfeldverlauf an beiden Seiten bei allen fünf Magneten der DPS vermessen. Zusätzlich wurde in einem dreistufigen Verfahren der Einfluss eines benachbarten Magneten auf die Spulenposition untersucht.

Ein wesentlicher Teil der vorliegenden Arbeit bestand in der Ausarbeitung einer simulationsbasierten Analysemethode, die in Kapitel 4 vorgestellt wurde. Im Rahmen dieser Ausarbeitung wurde gezeigt, dass die verwendeten Mess- und Analysemethoden des Herstellers eine Verkipfung grundsätzlich nicht nachweisen können. Weiter konnten mit dieser Analysemethode die Ergebnisse verifiziert werden, welche unter Zuhilfenahme eines von Dipl. Phys. M. Erhardt entwickelten Programms bestimmt wurden.

Als Ergebnis der Messung wurde gezeigt, dass die Spulen in Magnet 3 und 5 eine signifikante Verkipfung aufweisen, so dass der gesamte Flusschlauch um insgesamt etwa 3 mm nach oben verschoben wird.

Im Sommer 2015 wurde die Kryogene Pumpstrecke (CPS) auf das Gelände des KIT Campus Nord angeliefert. Schon zuvor zeigten erste Messungen an der CPS, dass diese den Flusschlauch voraussichtlich um 2 mm nach oben verschieben wird. Mit der Verschiebung des Flusschlauches, die zusätzlich durch die DPS verursacht wird, wird erwartet, dass es unweigerlich zu einer Flusschlauchkollision innerhalb der CPS kommt.

Die Dipolspulen der WGTS bieten eine Möglichkeit den Flusschlauch nach unten zu verschieben. Diese können den Flusschlauch, abhängig von dem verwendeten Magnetfeld, etwa 3 mm in vertikale oder horizontale Richtung verschieben. Die ausschließliche Korrektur der Spulenfehlstellung kann mittels der WGTS-Dipolspulen also nicht erfolgen.

Eine weitere Möglichkeit die Fehlstellung zu korrigieren ist, das Strahlrohr oder den ganzen Kryostaten so auszurichten, dass die Fehlstellung kompensiert wird. Letzteres, also die Kryostatausrichtung, wurde an Magnet 3 realisiert. Dieser wurde insgesamt

um $0,4^\circ$ an der Detektorseite nach unten gekippt. Mit diesem Eingriff konnten die Fehlstellungen von Magnet 3 und 5 teilweise korrigiert werden. Die verbleibende Fehlstellung, sowie die Auswirkungen der CPS auf den Flussschlauch, werden mit den WGTS-Dipolspulen korrigiert. Die Messergebnisse werden außerdem für die simulationsbasierte Charakterisierung der Transporteigenschaften in der Analyse berücksichtigt.

Der Test zur Untersuchung des Einflusses eines benachbarten Magneten, an Magnet 1 und 2, konnte keine signifikante Veränderung der Spulenposition durch die Anziehung der Solenoide feststellen. Bei Magnet 1 konnte eine obere Grenze für die Ausrichtung in horizontaler Ebene ermittelt werden, welche durch die wirkenden Drehmomente bedingt ist. Mit diesem Wert wird keine Kollision des Flussschlauches mit dem Strahlrohr erwartet.

Somit ist die Bedingung eines verlustfreien Transports der β -Elektronen, der Voraussetzung für die angestrebte Sensitivität auf die Messung der Neutrinomasse des KATRIN-Experimentes ist, erfüllt.

An dieser Stelle erfolgt noch die Empfehlung den baugleichen Magneten der Rear-Sektion mit der bereits vorhandenen Messapparatur zu vermessen, da dieser Magnet ebenfalls einen Einfluss auf die Lage des Flussschlauches hat.

Anhang

A Die Differentielle Pumpstrecke

Die Solenoide sind nicht vollkommen identisch. Sie weisen kleine Unregelmäßigkeiten in ihren Geometrien auf. Daher werden die Magnetsysteme auch bei etwas unterschiedlichen Stromstärken betrieben. Die Längenangaben berücksichtigen auch die durch die LHe-Kühlung verursachte Längenänderung um einen Faktor von 0,997 [Gil15].

Tabelle A.1: Geometrische Maße und Stromstärken der DPS-Solenoid

	Magnet/ Spule	Innendurch- messer (mm)	Außendurch- messer (mm)	Länge (mm)	Windun- gen	Strom- Stärke (A)
1	Main	159,22	186,24	628,21	36821,9	-78,11
1	Links	186,24	210,37	80,26	4451,0	
1	Rechts	186,24	210,37	80,26	4446,0	
2	Main	159,22	186,44	628,71	36790,6	-78,28
2	Links	186,24	210,37	80,26	4451,0	
2	Rechts	186,24	210,37	80,26	4446,0	
3	Main	159,22	186,44	628,11	36900,3	-77,94
3	Links	186,44	210,37	80,26	4462,2	
3	Rechts	186,44	209,97	80,26	4464,0	
4	Main	159,42	186,04	628,11	36870,1	-77,98
4	Links	186,04	210,47	80,26	4447,0	
4	Rechts	186,04	209,77	80,26	4450,0	
5	Main	159,32	186,24	628,71	36915,6	-78,28
5	Links	186,24	210,67	80,26	4447,0	
5	Rechts	186,24	210,37	80,26	4446,0	

B Mess- und Analysemethoden zur Bestimmung der Spulenposition

B.1 Eulerrotation der Spule

Um die Verkippung der Solenoide darzustellen wird eine Eulerrotation in der $zx'z''$ -Konvention durchgeführt. Dabei wird zuerst mit dem Winkel α um die z -Achse gedreht. Dies gibt anschaulich die Richtung der Kippung an. Anschließend wird mit dem Winkel β um die neue x' -Achse gedreht. Somit beschreibt der Winkel β die Stärke der Verkippung.

In einer älteren Version von Kassiopeia fand bei dieser Rotation ein Fehler statt, wenn ein Ensemble von mehreren Objekten gleichzeitig rotiert werden sollte, wie in diesem Fall, bei dem ein Ensemble von drei Spulen gleichzeitig rotiert werden muss. Dabei wurde jede Spule einzeln um ihren eigenen Mittelpunkt gedreht, anstatt um einen gemeinsamen Mittelpunkt. Daher musste die Rotation der Spule in der Geometriedatei festgelegt werden. Der Fehler ist in der neuen Version von Kassiopeia mittlerweile behoben.

Die Korrektur betrifft nur die Kompensationsspulen. Zusätzlich zu der Rotation werden die Spulen so verschoben, so dass das Ergebnis einer Drehung um den gemeinsamen Mittelpunkt entspricht:

So gilt für die linke Kompensationsspule:

$$\Delta x' = \frac{(l_S - l_K)}{2} \cdot \sin(\beta) \cdot \sin(\alpha) \quad (\text{B.1})$$

$$\Delta y' = \frac{(l_S - l_K)}{2} \cdot (-\sin(\beta)) \cdot \cos(\alpha) \quad (\text{B.2})$$

$$\Delta z' = \frac{(l_S - l_K)}{2} \cos(\beta) \quad (\text{B.3})$$

wobei l_S die Länge der Hauptspule und l_K die Länge der Kompensationsspule ist.

Für die rechte Spule müssen die Vorzeichen entsprechend angepasst werden.

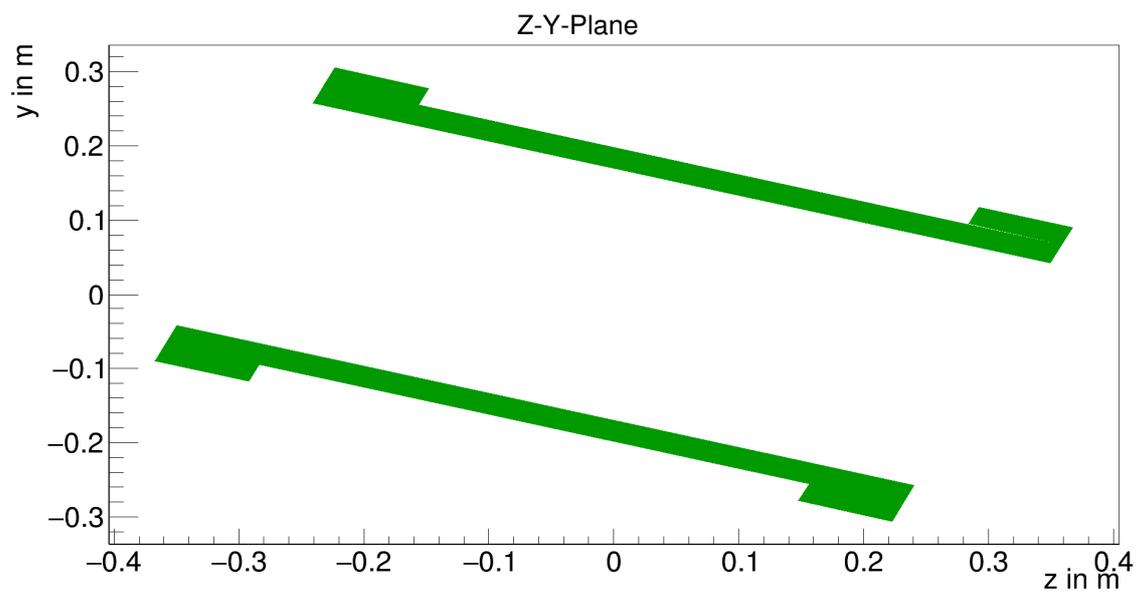


Abbildung B.1: Rotation der Spule. Abgebildet ist eine um den Winkel $\beta = 20^\circ$ verkippte Spule.

C Magnetfeldmessung zur Bestimmung der Spulenposition

C.1 Hallsonde THM-1176-HF

THREE-AXIS MAGNETOMETER THM1176

PROBE FAMILY

Model	Typical application	Key specifications	Probe dimensions
THM1176-MF	General purpose	Range 3 T (0.1, 0.3, 1, 3 T) Accuracy $\pm 1\%$ ¹ Resolution 0.1 mT	113 x 16 x 10 mm Sensor: 16.5 x 5.0 x 2.3 mm Cable: 3m, optionally 6m
THM1176-LF	Weak/fringe fields	Range 8 mT Accuracy $\pm 20 \mu\text{T}$ Resolution $\pm 2 \mu\text{T}$	113 x 16 x 10 mm Cable: 3m, optionally 6m
THM1176-HF	Very strong fields	Range 14 T (0.1, 0.5, 3, 20 T) Accuracy $\pm 1\%$ ¹ Resolution 0.3 mT	113 x 16 x 10 mm Sensor: 16.5 x 5.0 x 2.3 mm Cable: 6m
THM1176-HFC	Narrow gaps	Range 15 T (0.1, 0.5, 3, 20 T) Accuracy $\pm 1\%$ ¹ Resolution 0.3 mT	0.5 x 2 x 42 mm Cable: 3m, optionally 6m
TFM1186	Earth-field disturbances	Range 100 μT Accuracy $\pm 0.5\%$, $\pm 100 \text{ nT}$ Resolution 4 nT	30 x 32 x 70 mm Cable: 3m

¹ Accuracy for any field orientation; typically x10 better along primary axes.

KIT CONTENTS

Desktop kit:

- 3-axis Hall probe
- Zero-gauss chamber
- Calibration
- CD with acquisition software, source code and manual
- Metrolab software license, including free upgrades

Handheld kit – in addition:

- Rugged handheld computer
- Heavy-duty battery
- USB instrument adaptor cable
- USB host adaptor cable
- Software licenses from Metrolab and National Instruments
- Carrying case

Duo kits:

- Any two probes
- Optional handheld computer
- Carrying case

MEASUREMENT SPECIFICATIONS

Output: B_x , B_y , B_z , temperature (uncalibrated), timestamp (167 ns resolution)

Units: T, mT, μT , nT, kG, G, mG, MHz, ADC

Bandwidth: DC to 1 kHz

Sample rate – depends on trigger mode:

- Normal: 0.36 Sa/s – 2.3 kSa/s (jitter ~1.2 μs)
- Timed: 0.36 Sa/s – 5.3 kSa/s (jitter ~0.2 μs)
- Immediate: ~6.8 kSa/s
- Bus: \leq ~400 Hz

Internal buffer size: 4096 Sa (1 Sa = B_x , B_y , B_z)

SOFTWARE FUNCTIONALITY

- Windows, Mac OS X or Windows Mobile
- Display B_x , B_y , B_z , FFT, standard deviation, peak-to-peak, vector display
- Numerical or graphical display
- "Hold" and "Max" functions
- Selection of range, units, trigger mode, trigger rate, oversampling factor and alarm settings
- Zero offset correction
- Save to file, replay from file
- Save and restore settings
- On-line help

WARRANTY, CALIBRATION, CERTIFICATION AND MAINTENANCE

Warranty: 2 years
 Calibration interval: 18 months
 Certification: CE approved
 Maintenance: upgradable firmware/software

INTERFACE

USB: USB 2.0 full speed (12 Mbps), Type A connector
 Driver & protocol: USBTMC / USB488, DFU, SCP!
 Power: USB bus, 4.3 – 5.25 V

OPERATING CONDITIONS

Operating temperature: 0 to 40°C
 Storage temperature: -20 to 60°C
 Magnetic electronics < 3 T, handheld computer < 1 T

For detailed specifications, please see <http://www.metrolab.com>.

Metrolab Technology SA
 110, ch. du Pont du Centenaire, CH-1228 Geneva, Switzerland
 Tel: +41 (22) 884 33 11 / Fax: +41 (22) 884 33 10
 E-mail: contacts@metrolab.com - Web: www.metrolab.com

© Metrolab Technology SA - October 2012
 Version 2.0
 Specifications subject to change

12-THM_A4_V2.indd 2
08/11/12 15:36

Abbildung C.2: Hallsonde THM-1176-HF. Das Datenblatt der verwendeten Hallsonde, entnommen aus [Met14a].

C.2 Messwerte der Einzelmagnettests

Die folgende Tabelle gibt einen Überblick über die Kryostatposition und die dazugehörige interne Magnetnummer. Zusätzlich ist die Länge der Kryostate angegeben, sowie die im Zentrum der Messapparatur aufgenommenen Messwerte. Dieses Messwertpaar dient zur Bestimmung der axialen Verschiebung. Seite A ist die detektorzugewandte Seite.

Die axiale Messposition z ergibt sich aus der Kryostatenlänge L und sowie einem zusätzlichen Abstand, für Messapparatur und Hall-Sondenposition innerhalb der Schutzhülle von insgesamt 5,5 mm. Das Zentrum des Kryostaten stellt den Ursprung dar.

In den darauffolgenden Tabellen sind die Messwerte der Einzelmagnettests für die Magnete 1 bis 5 aufgeführt, die während der winkelabhängigen Streufeldmessung aufgenommen wurden.

Tabelle A.2: Länge, Messposition und interne Bezeichnung der Magnete

	Magnet 1	Magnet 2	Magnet 3	Magnet 4	Magnet 5
Nummer	#8855	#8854	#8857	#8903	#8856
Kryostatlänge (mm)	889,2	889,0	889,5	889,3	890,1
Axiale Messposition (mm)	$\pm 450,1$	$\pm 450,0$	$\pm 450,25$	$\pm 450,15$	$\pm 450,55$
Seite A B (T)	1,4858	1,4888	1,4903	1,4775	1,4783
Seite B B (T)	1,4777	1,4870	1,4782	1,4757	1,4890

Tabelle A.3: Messwerte von Magnet 1 bis 3

Magnet 1			Magnet 2			Magnet 3		
Winkel	Seite A	Seite B	Winkel	Seite A	Seite B	Winkel	Seite A	Seite B
$\phi(^{\circ})$	B (T)	B (T)	$\phi(^{\circ})$	B (T)	B (T)	$\phi(^{\circ})$	B (T)	B (T)
0	1,0498	1,0404	0	1,0468	1,0472	0	1,0512	1,0384
15	1,0496	1,0449	15	1,0469	1,0472	15	1,0513	1,0391
30	1,0496	1,0442	30	1,0464	1,0469	30	1,0511	1,0392
45	1,0500	1,0450	45	1,0482	1,0469	45	1,0519	1,0397
60	1,0509	1,0449	60	1,0492	1,0465	60	1,0507	1,0395
75	1,0514	1,0454	75	1,0501	1,0474	75	1,0531	1,0407
90	1,0525	1,0455	90	1,0508	1,0484	90	1,0544	1,0461
105	1,0524	1,0459	105	1,0524	1,0506	105	1,0562	1,0482
120	1,0537	1,0470	120	1,0528	1,0494	120	1,0569	1,0492
135	1,0527	1,0485	135	1,0541	1,0503	135	1,0563	1,0561
150	1,0528	1,0514	150	1,0538	1,0527	150	1,0582	1,0614
165	1,0521	1,0510	165	1,0556	1,0526	165	1,0580	1,0615
180	1,0547	1,0498	180	1,0563	1,0488	180	1,0577	1,0614
195	1,0531	1,0496	195	1,0550	1,0477	195	1,0579	1,0611
210	1,0541	1,0485	210	1,0550	1,0513	210	1,0579	1,0605
225	1,0519	1,0469	225	1,0531	1,0452	225	1,0565	1,0581
240	1,0526	1,0462	240	1,0536	1,0485	240	1,0570	1,0539
255	1,0516	1,0448	255	1,0520	1,0504	255	1,0551	1,0519
270	1,0510	1,0443	270	1,0491	1,0499	270	1,0544	1,0498
285	1,0501	1,0438	285	1,0490	1,0483	285	1,0544	1,0474
300	1,0489	1,0419	300	1,0481	1,0491	300	1,0532	1,0456
315	1,0507	1,0417	315	1,0487	1,0491	315	1,0546	1,0453
330	1,0459	1,0420	330	1,0491	1,0494	330	1,0529	1,0442
345	1,0520	1,0415	345	1,0491	1,0496	345	1,0525	1,0441

Tabelle A.4: Messwerte von Magnet 4 und Magnet 5

Magnet 4			Magnet 5		
Winkel	Seite A	Seite B	Winkel	Seite A	Seite B
$\phi(^{\circ})$	B (T)	B (T)	$\phi(^{\circ})$	B (T)	B (T)
0	1,0423	1,0330	0	1,0492	1,0438
15	1,0419	1,0408	15	1,0476	1,0483
30	1,0440	1,0409	30	1,0474	1,0490
45	1,0455	1,0400	45	1,0461	1,0487
60	1,0434	1,0400	60	1,0457	1,0494
75	1,0447	1,0398	75	1,0438	1,0499
90	1,0436	1,0392	90	1,0440	1,0507
105	1,0450	1,0416	105	1,0435	1,0514
120	1,0454	1,0435	120	1,0431	1,0534
135	1,0446	1,0430	135	1,0426	1,0551
150	1,0461	1,0415	150	1,0440	1,0593
165	1,0466	1,0429	165	1,0417	1,0594
180	1,0452	1,0424	180	1,0445	1,0604
195	1,0452	1,0431	195	1,0460	1,0601
210	1,0472	1,0437	210	1,0454	1,0578
225	1,0461	1,0431	225	1,0447	1,0559
240	1,0454	1,0435	240	1,0448	1,0549
255	1,0450	1,0424	255	1,0448	1,0539
270	1,0448	1,0453	270	1,0449	1,0518
285	1,0453	1,0469	285	1,0466	1,0504
300	1,0448	1,0442	300	1,0478	1,0490
315	1,0443	1,0439	315	1,0495	1,0474
330	1,0451	1,0471	330	1,0504	1,0452
345	1,0463	1,0460	345	1,0526	1,0438

C.3 Messwerte für den Test zur Untersuchung des Einflusses eines Nachbarmagneten

Tabelle A.5: Magnetfeldmessung an Magnet 1 Seite A. Die Tabelle fasst die gemessenen und ermittelten Werte an Magnet 1, Seite A zusammen. Die Messreihe M12 gibt die Werte wieder, die gemessen wurden, als beide Magnete an waren. Die Messreihe M1+M2 ergibt sich aus den vektoriell addierten Werten des Messverlaufs an Magnet 1, als Magnet 1 bzw. Magnet 2 an war. Die vierte Spalte ergibt sich aus M12 abzüglich des Störfeldes von Magneten 2.

	M12	M1+M2	M12-M2
$\phi(^{\circ})$	B (T)	B (T)	B (T)
0	1,0995	1,1026	1,0468
15	1,0993	1,1090	1,0397
30	1,1152	1,1170	1,0479
45	1,1259	1,1231	1,0524
60	1,1328	1,1289	1,0547
75	1,1370	1,1335	1,0547
90	1,1395	1,1370	1,0550
105	1,1388	1,1356	1,0556
120	1,1352	1,1335	1,0559
135	1,1172	1,1272	1,0432
150	1,1223	1,1209	1,0546
165	1,1144	1,1139	1,0533
180	1,1074	1,1101	1,0532
195	1,1008	1,1021	1,0529
210	1,0942	1,0974	1,0521
225	1,0877	1,0906	1,0505
240	1,0841	1,0882	1,0497
255	1,0826	1,0853	1,0497
270	1,0816	1,0840	1,0495
285	1,0814	1,0830	1,0491
300	1,0849	1,0836	1,0500
315	1,0882	1,0884	1,0509
330	1,0936	1,0874	1,0522
345	1,0981	1,0988	1,0518

Tabelle A.6: Magnetfeldmessung an Magnet 2 Seite B. Die Beschreibung entspricht Tabelle A5, entsprechend für Magnet 2.

	M12	M1+M2	M12-M1
$\phi(^{\circ})$	B (T)	B (T)	B (T)
0	1,1036	1,0963	1,0552
15	1,0979	1,0946	1,0541
30	1,0934	1,0898	1,0540
45	1,0896	1,0867	1,0529
60	1,0860	1,0851	1,0508
75	1,0861	1,0836	1,0512
90	1,0858	1,0857	1,0508
105	1,0860	1,0878	1,0492
120	1,0899	1,0883	1,0506
135	1,0930	1,0892	1,0495
150	1,0996	1,1001	1,0507
165	1,1041	1,1020	1,0502
180	1,1096	1,1099	1,0491
195	1,1155	1,1201	1,0489
210	1,1221	1,1263	1,0495
225	1,1275	1,1287	1,0494
240	1,1322	1,1310	1,0507
255	1,1347	1,1339	1,0520
270	1,1358	1,1300	1,0543
285	1,1355	1,1257	1,0569
300	1,1315	1,1198	1,0577
315	1,1260	1,1140	1,0586
330	1,1197	1,1076	1,0586
345	1,1120	1,1020	1,0572

Abbildungsverzeichnis

Abbildung 2.1: Beta-Spektrum von Radium E.	4
Abbildung 2.2: Differentielles Elektronen-Energiespektrum.....	5
Abbildung 2.3: Übersicht des KATRIN-Experiments.	7
Abbildung 2.4: Prinzip eines MAC-E-Filters.	9
Abbildung 3.1: Aufbau der DPS.	16
Abbildung 3.2: Querschnitt eines DPS-Kryostaten.....	20
Abbildung 3.3: Effektive Messzeit des KATRIN-Experiments.	21
Abbildung 3.4: Flussschlauch in der DPS.	23
Abbildung 3.5: Flussschlauch in der Transportstrecke.	23
Abbildung 4.1: Koordinatensystem des Kryostaten.	26
Abbildung 4.2: Spulenorientierung innerhalb des Kryostaten.....	28
Abbildung 4.3: Radialfeldmessung innerhalb und außerhalb der warmen Bohrung.	29
Abbildung 4.4: Komponenten des Magnetfelds und Ausrichtung der Sonde.	30
Abbildung 4.5: Merkmale einer verschobenen Spule.	34
Abbildung 4.6: Merkmale einer verkippten Spule.	35
Abbildung 4.7: Magnetfeldverlauf für eine verkippte Spulengeometrie.....	35
Abbildung 4.8: Merkmale einer verkippten und verschobenen Spule.....	36
Abbildung 4.9: Bestimmung der Koeffizienten.....	38
Abbildung 4.10: Kräfte und Drehmomente an der DPS.	40
Abbildung 4.11: Axiale Verschiebung.	42
Abbildung 4.12: Simulierter Messverlauf für eine horizontale Drehung oder x- Verschiebung.	43
Abbildung 4.13: Differenz der Messungen.....	44
Abbildung 5.1: Funktionsweise einer Hallsonde.	48
Abbildung 5.2: Messplatte für Magnetfeldmessung.....	49
Abbildung 5.3: Ladevorgang des Magneten.	50
Abbildung 5.4: Magnetfeldmessung an Magnet 3.....	54
Abbildung 5.5: Magnetfeldmessung an Magnet 5.....	55
Abbildung 5.6: Magnetfeldmessung an Magnet 1.....	56
Abbildung 5.7: Magnetfeldmessung an Magnet 2.....	57
Abbildung 5.8: Magnetfeldmessung an Magnet 4.....	58
Abbildung 5.9: Positionsfehler des Hallensors.....	59
Abbildung 5.10: Reproduzierbarkeit der Messung.....	60

Abbildung 5.11: Bestimmung der Parameter mit Hilfe des χ^2 -Fits.....	62
Abbildung 5.12: Bestimmung des Fehlers auf den azimuthalen Winkel	63
Abbildung 5.13: Verkippte Messapparatur.....	64
Abbildung 5.14: Verkipfung des Kryostaten.	66
Abbildung 5.15: Test zur Bestimmung des Einflusses eines benachbarten Magneten..	67
Abbildung 5.16: Gemessener Magnetfeldverlauf an Magnet 1.	68
Abbildung 5.17: Differenzen der Messreihen M12 und M1+M2.....	69
Abbildung 5.18: Gemessener Magnetfeldverlauf an Magnet 2	70
Abbildung 5.19: Kollision des Flussschlauchs.	72
Abbildung B.1: Rotation der Spule.	79
Abbildung C.2: Hallsonde THM-1176-HF.	80

Tabellenverzeichnis

Tabelle 4.1: Einfluss des radialen Messabstandes.....	31
Tabelle 5.1: Amplitudenhöhen für die analytische Methode.....	51
Tabelle 5.2: Messwerte zur Bestimmung der axialen Verschiebung.....	53
Tabelle 5.3: Ergebnisse der Magnetfeldmessung an Magnet 3.....	54
Tabelle 5.4: Ergebnisse der Magnetfeldmessung an Magnet 5.....	56
Tabelle 5.5: Ergebnisse der Magnetfeldmessung an Magnet 1.....	57
Tabelle 5.6: Ergebnisse der Magnetfeldmessung an Magnet 2.....	58
Tabelle 5.7: Ergebnisse der Magnetfeldmessung an Magnet 4.....	59
Tabelle 5.8: Ergebnisse der Magnetfeldmessung an Magnet 1 bis 5.....	65
Tabelle 5.9: Ergebnisse der gleichzeitigen Magnetfeldmessung an Magnet 1 und 2.....	71
Tabelle A.1: Geometrische Maße und Stromstärken der DPS-Solenoiden.....	77
Tabelle A.2: Länge, Messposition und interne Bezeichnung der Magnete.....	81
Tabelle A.3: Messwerte von Magnet 1 bis 3.....	82
Tabelle A.4: Messwerte von Magnet 4 und Magnet 5.....	83
Tabelle A.5: Magnetfeldmessung an Magnet 1 Seite A.....	84
Tabelle A.6: Magnetfeldmessung an Magnet 2 Seite B.....	85

Literaturverzeichnis

- [Ada15] B. Adams. *Untersuchung magnetischer Materialien und Inbetriebnahme der Magnetfeldüberwachung am KATRIN-Hauptspektrometer*. Masterarbeit, Karlsruher Institut für Technologie, 2015.
- [Ams14] J. F. Amsbaugh et al. *Focal-plane detector system for the KATRIN experiment*. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment, 2014. arXiv:1404.2925 [physics.ins-det].
- [Ase11] V. N. Aseev et al. *Upper limit on electron antineutrino mass from Troitsk experiment*. Phys. Rev. D, 84(11):112003, 2011.
- [Bab12] M. Babutzka et al. *Monitoring of the operating parameters of the KATRIN Windowless Gaseous Tritium Source*. New Journal of Physics, 14:103046, 2012.
- [Bab14] M. Babutzka. *Design and development for the Rearsection of the KATRIN experiment*. Dissertation, Karlsruher Institut für Technologie, 2014. .
- [Bea80] G. Beamson and H. Q. Porter and D. W. Turner. *The collimating and magnifying properties of a superconducting field photoelectron spectrometer*. Journal of Physics E: Scientific Instruments, 13(1):64, 1980. DOI: 10.1088/0022-3735/13/1/018.
- [Ber13] J. Beringer et al. (Particle Data Group). *010001 (2012) and 2013 partial update for the 2014 edition*. Phys. Rev. D, 86(010001), 2013.
- [Ber14] A. Berryhill. *Magnetfeldmessung im Driven und Persistent Mode*. Persönliches Gespräch, März 2014.
- [Bor08] B. Bornschein. *Determination of Neutrino Mass from Tritium Beta Decay*. Fusion Science and Technology, 54(1):59 – 66, 2008.
- [Bru97] R. Brun et al. *ROOT - An Object Oriented Data Analysis Framework*. Nucl. Inst. & Meth. in Phys. Res. A, 389:81 – 86, 1997.
- [Cha14] J. Chadwick. *Intensitätsverteilung im magnetischen Spektrum der β -Strahlen von Radium B + C / The Intensity Distribution in Magnetic Spectrum of β -Rays of Radium B + C*. Verhandl. Dtsch. phys. Ges., 16:383, 1914.

- [Cor14] T.J. Corona. *Methodology and Application of High Performance Electrostatic Field Simulation in the KATRIN Experiment*. Karlsruhe Institute of Technology, 2014. Dissertation.
- [Cry15] Cryomagnetics Inc. *Operating Instruction Manual for KATRIN-DPS Superconducting Magnet System*, August 2015. internes KATRIN Dokument.
- [Dre13] G. Drexlin, V. Hannen, S. Mertens, C. Weinheimer. *Current Direct Neutrino Mass Experiments*. Advances in High Energy Physics, page 293986, 2013. DOI: 10.1155/2013/293986.
- [Eic08] F. Eichelhardt et al. *First Tritium Results of the KATRIN Test Experiment Trap*. Fusion Science and Technology, 54(2):615–618, 2008.
- [Ell07] C. Elliott, V. Vijayakumar, W. Zink, R. Hansen. *National Instruments LabVIEW: A Programming Environment for Laboratory Automation and Measurement*. Journal of Laboratory Automation, 12(1):17 – 24, 2007. DOI: 10.1016/j.jala.2006.07.012.
- [Erh15] M. Erhard. *Transmission characteristics of the KATRIN spectrometers regarding magnetic field properties*. Dissertation, Karlsruher Institut für Technologie, in preparation, 2015.
- [FAR15] FARO. <http://www.faro.com/en-us/products/metrology/measuring-arm-faroarm/overview>, 2015.
- [Fer34] E. Fermi. *Versuch einer Theorie der β -Strahlen. I*. Zeitschrift für Physik, 88(3 - 4):161 – 177, 1934. DOI: 10.1007/BF01351864.
- [For12] Formaggio, Lazic, Corona, Štefancic, Abraham and Glück. *Solving for micro- and macro-scale electro-static configurations using the robin hood algorithm*. Progress In Electromagnetics Research B, 39:1–37, 2012.
- [Fuk98] Y. Fukuda et al. *Measurements of the Solar Neutrino Flux from Super-Kamiokande’s First 300 Days*. Phys. Rev. Lett., 81:1158, 1998.
- [Gil15] W. Gil. *Comments on DPS-Geometry*. Internes KATRIN Dokument, März 2015.
- [Glü07] F. Glück. *Positive ions and dipole electrodes in DPS2-F*. KATRIN Internal Report, 2007.
- [Glü10a] F. Glück. *Electrons and Ions in KATRIN STS*. KATRIN Internal Report, 2010.

-
- [Glü10b] F. Glück. *The WGTS dipole coils*. Internes KATRIN Dokument, Oktober 2010.
- [Glü11] F. Glück. *Axisymmetric magnetic field calculation with zonal harmonic expansion*. Progress In Electromagnetics Research B, 32:351–388, 2011.
- [Glü15] F. Glück, R. Sack. *Vorschlag über DPS Magnetkipfung*. Internes KATRIN Dokument, Juli 2015.
- [Gro14] Groh et al. *Kassiopeia: A Modern, Extensible C++ Particle Tracking Package*, 2014.
- [Hac15] M. Hackenjos. *Die differentielle Pumpstrecke des KATRIN-Experiments - Inbetriebnahme und Charakterisierung des supraleitenden Magnetsystems*. Masterarbeit, Karlsruher Institut für Technologie, 2015.
- [Han10] S. Hannestad et al. *Neutrino and axion hot dark matter bounds after WMAP-7*. Journal of Cosmology and Astroparticle Physics, 2010(08):001, 2010.
- [Har12] F. Harms. *Assembly and First Results of the KATRIN Focal-Plane Detector System at KIT*. Diplomarbeit, Karlsruher Institut für Technologie, 2012.
- [Har15] O. Hartwig. *Kryotechnische Inbetriebnahme der DPS-Magnete und Optimierung des Heliumverbrauchs*. Bachelorarbeit, Karlsruher Institut für Technologie, 2015.
- [Has70] W. K. Hastings. *Monte Carlo Sampling Methods Using Markov Chains and Their Applications*. Biometrika, 57(1):97–109, April, 1970.
- [Höt12] M. Hötzel. *Simulation and analysis of source-related effects for KATRIN*. Karlsruhe Institute of Technology, 2012. Dissertation.
- [Jan15] A. Jansen. *The cryogenic pumping section of the KATRIN experiment - Design studies and experiments for the commissioning*. Dissertation, Karlsruhe Institute of Technology, 2015.
- [Jur15] M. Juretzko. *DPS-Einmessung*. Internes KATRIN Dokument, Juli 2015.
- [KAT05] KATRIN Collaboration. *KATRIN Design Report*. FZKA Scientific Report 7090, 2005.
- [Kle14] M. Kleesiek. *A Data Analysis and Sensitivity Optimization Framework for KATRIN*. Dissertation, Karlsruhe Institute of Technology, 2014.

- [Kos12] A. Kosmider. *Tritium Retention Techniques in the KATRIN Transport Section and Commissioning of its DPS2-F Cryostat*. Dissertation, Karlsruhe Institute of Technology, 2012.
- [Kra05] C. Kraus et al. *Final results from phase II of the Mainz neutrino mass search in tritium Beta decay*. The European Physical Journal C, 40(4):447 – 468, 2005.
- [Ley15] Leybold Oerlikon Vacuum GmbH. *Technical data TURBOVAC MAG W 2800*. Webseite: https://leyboldproducts.oerlikon.com/pics/FileResources/Orig/TD_TechnischeDaten/TD_400006V0071_EN.pdf, September 2015.
- [Lob85] V. M. Lobashev. *A method for measuring the electron antineutrino rest mass*. Nucl. Instrum. Meth. A, 240(2):305 – 310, 1985. DOI: 10.1016/0168-9002(85)90640-0.
- [Luc00] L. L. Lucas and M. P. Unterweger. *Comprehensive Review and Critical Evaluation of the Half-Life of Tritium*. Journal of Research of the National Institute of Standards and Technology, 105(4):541 – 549, 2000. DOI: 10.6028/jres.105.043.
- [Mas07] S. S. Masood, S. Nasri, J. Schechter, M. A. Tortola, J. W. F. Valle, C. Weinheimer. *Exact relativistic beta decay endpoint spectrum*. Phys. Rev. C, 76:045501, 2007. DOI: 10.1103/PhysRevC.76.045501.
- [Met53] N. Metropolis, A. Rosenbluth, M. Rosenbluth, A. Teller und E. Teller. *Equation of State Calculations by Fast Computing Machines*. Journal of Chemical Physics, (21):1087–1092, 1953.
- [Met14a] Metrolab Technology SA. *Three-axis Magnetometers THM1176*. Datasheet, 2014.
- [Met14b] Metrolab Technology SA. *Three-axis Magnetometers THM1176 and TFM1186 User's Manual*. 2014.
- [Mül15] K. Müller. *Position GFK-Scheibe Hallsonde*. Internes KATRIN Dokument, 2015.
- [Mue14] A. Mueller. *Field Alignment Studies at the KATRIN Pinch Magnet*. Bachelorarbeit, Karlsruhe Institute of Technology, 2014.
- [Nag06] Sz. Nagy, T. Fritioff, M. Bjoerkhage, I. Bergstroem, R. Schuch. *On the Q -value of the tritium β -decay*. Europhys. Lett., 74(3):404, 2006. DOI: 10.1209/epl/i2005-10559-2.

-
- [Ott08] E. W. Otten and C. Weinheimer. *Neutrino mass limit from tritium β decay*. Reports on Progress in Physics, 71(8):086201, 2008. DOI: 10.1088/0034-4885/71/8/086201.
- [Pau30] W. Pauli. *Offener Brief an die Gruppe der Radioaktiven bei der Gauvereins-Tagung zu Tübingen*, 1930.
- [Pla13] Planck Collaboration. *Planck 2013 results. XVI. Cosmological parameters*. Cosmology and Nongalactic Astrophysics, 2013. arXiv:1303.5076v3.
- [Pon68] B. Pontecorvo. *Neutrino Experiments and the Problem of Conservation of Leptonic Charge*. Zh. Eksp. Teor. Fiz., 53:1717 – 1725, 1968.
- [Pra11] M. Prall. *Background Reduction of the KATRIN Spectrometers: Transmission Function of the Pre-Spectrometer and Systematic Test of the Main-Spectrometer Wire Electrode*. Dissertation, Univ. Münster, 2011.
- [Pra12] M. Prall and P. Renschler and F. Glück. *The KATRIN pre-spectrometer at reduced filter energy*. New Journal of Physics, 14:073054, 2012. DOI: 10.1088/1367-2630/14/7/073054.
- [Rei09a] J. Reich. *Magnetfeldmessungen und Designarbeiten für das EMCS-Luftspulensystem am KATRIN Hauptspektrometer*. Diplomarbeit, Universität Karlsruhe, 2009.
- [Rei09b] S. Reimer. *Ein elektrostatisches Dipolsystem zur Eliminierung von Ionen in der DPS2-F des KATRIN Experimentes*. Diplomarbeit, Karlsruhe Institute of Technology, 2009.
- [Rob10] H. Robertson. *Kinematic Determination of Neutrino Mass*. The Future of Neutrino Mass Measurements: Terrestrial, Astrophysical, and Cosmological Measurements in the Next Decade, 2010.
- [Sac15a] R. Sack. *Aufbau einer Ionenquelle und Simulation der Transporteigenschaften der DPS und CPS am KATRIN Experiment*. Masterarbeit, Karlsruhe Institute of Technology, 2015.
- [Sac15b] R.f Sack. *Persönliche Nachricht*. November 2015.
- [Sch10] J. Schwarz. *Design zur Messung der elektro-optischen Eigenschaften der differentiellen Pumpstrecke DPS2-F des KATRIN-Experimentes*. Diplomarbeit-Karlsruhe Institute of Technology, 2010.

- [Sch13] M. Schlösser. *Accurate calibration of the Raman system for the Karlsruhe Tritium Neutrino Experiment*. Dissertation, Karlsruhe Institute of Technology, 2013.
- [Sch14] J. Schwarz. *The Detector System of the KATRIN Experiment - Implementation and First Measurements with the Spectrometer*. Dissertation, Karlsruhe Institute of Technology, 2014.
- [Sco35] F. A. Scott. *Energy Spectrum of the Beta-Rays of Radium E*. Phys. Rev., 48(5):391 – 395, 1935. DOI: 10.1103/PhysRev.48.391.
- [Stu10] M Sturm. *Aufbau und Test des Inner-Loop-Systems der Tritiumquelle von KATRIN*. Dissertation, Karlsruhe Institute of Technology, 2010.
- [Ubi09] M. Ubieto-Diaz, D. Rodriguez, S. Lukic, Sz. Nagy, S. Stahl, K. Blaum. *A broad-band FT-ICR Penning trap system for KATRIN*. International Journal of Mass Spectrometry, 288(1 - 3):1 – 5, 2009.
- [Val06] K. Valerius. *Electromagnetic design and inner electrode for the KATRIN main spectrometer*. Progress in Particle and Nuclear Physics, 57(1):58 – 60, 2006. DOI: 10.1016/j.pnpnp.2005.11.011.
- [Val10] K. Valerius. *The wire electrode system for the KATRIN main spectrometer*. Progress in Particle and Nuclear Physics, 64(2):291 – 293, 2010. DOI: 10.1016/j.pnpnp.2009.12.032.
- [Wan09] N. Wandkowsky. *Design and Background Simulations for the KATRIN Main Spectrometer and Air Coil System*. Diplomarbeit, Karlsruhe Institute of Technology, 2009.
- [Wei03] C. Weinheimer. *Springer Tracts in Modern Physics, Laboratory Limits on Neutrino Masses*. Springer, 190:25 – 52, 2003.
- [Win11] A. Windberger. *Berechnungen und Simulationen zum Verhalten von Ionen in der differentiellen Pumpstrecke des KATRIN-Experiments*. Diplomarbeit, Karlsruhe Institute of Technology, 2011.
- [Zac09] M. Zacher. *Electromagnetic design and field emission studies for the inner electrode system of the KATRIN main spectrometer*. Diplomarbeit, Univ. Münster, 2009.
- [Zha11] Y. Zhang et al. *Corrected values for boiling points and enthalpies of vaporization of elements in handbooks*. Journal of Chemical & Engineering Data, 56(2):328–337, 2011.

Danksagung

Zum Schluss bedanke ich mich bei allen, die mich im letzten Jahr beim Gelingen meiner Masterarbeit unterstützt haben.

Ich danke Prof. Dr. Drexlin für die Möglichkeit meine Masterarbeit am KATRIN-Experiment schreiben zu dürfen, sowie die exzellenten Vorlesungen zur Astroteilchenphysik und Kosmologie.

Vielen Dank Prof. Dr. Quast für die Zweitkorrektur dieser Arbeit.

Dr. Lutz Bornschein danke ich für seine vorbildliche Betreuung und Unterstützung während der Durchführung und Korrektur dieser Arbeit, sowie den freundschaftlichen Umgang und den Litern an gespendeten Kaffees.

Vielen Dank an Dr. Ferenc Glück für seine zahlreichen Ideen und die Hilfestellung bei der Auswertung meiner Messergebnisse, sowie die Korrektur der Arbeit in jeglicher Tag- und Nachtzeit.

Danke an Moritz Erhard für die Bereitstellung seines entwickelten Programmes und das Engagement dieses zum Laufen zu bringen.

Ein besonderer Dank geht an Rudolf Sack für seine großzügige Hilfsbereitschaft, seine motivierenden Worte und Ideen und natürlich für die Leitung des Süßigkeiten-Kiosk.

Johannes Schwarz und Fabian Harms danke ich für die überaus angenehme Atmosphäre im Büro, sowie für die wissenschaftliche Unterstützung in allen Softwareangelegenheiten und physikalischen Fragen.

Moritz Hackenjos und Luisa La Casio danke ich für die Einarbeitung im Labor und ihre Einweisung in die Kryo- und Vakuumtechnik.

Ebenfalls geht ein besonderer Dank an das Werkstattteam und insbesondere an Siegfried Horn und Klaus Mehret für ihren schnellen und exzellenten Arbeitseinsatz.

Hiermit bedanke ich mich auch bei Hans-Böckler-Stiftung, ohne die mein Studium auf dem zweiten Bildungsweg in dieser Form nicht möglich gewesen wäre.

Meinen größten Dank spreche ich meiner Familie und Freunden aus. Insbesondere bedanken möchte ich mich bei meinem Freund Dennis, für die Unterstützung, das Verständnis und die vielen Süßigkeiten während der Anfertigung dieser Arbeit.