

Untersuchung magnetischer Materialien und Inbetriebnahme der Magnetfeldüberwachung am KATRIN-Hauptspektrometer

Masterarbeit

zur Erlangung des akademischen Grades
Master of Science (M. Sc.)

von

Birgit Adams

an der Fakultät für Physik
am Institut für Experimentelle Kernphysik (IEKP)

Erstgutachter:	Prof. Dr. Guido Drexlin
Zweitgutachter:	Prof. Dr. Ulrich Husemann
Betreuender Mitarbeiter:	Dr. Ferenc Glück
Zweiter betreuender Mitarbeiter:	Dipl.-Phys. Moritz Erhard

Datum der Abgabe: 29. Januar 2015

Ich versichere wahrheitsgemäß, die Arbeit selbstständig angefertigt, alle benutzten Hilfsmittel vollständig und genau angegeben und alles kenntlich gemacht zu haben, was aus Arbeiten anderer unverändert oder mit Abänderungen entnommen wurde.

Karlsruhe, den 29.01.15

.....

(Birgit Adams)

Inhaltsverzeichnis

1. Einleitung	1
2. Neutrinos	3
2.1. Postulierung des Neutrinos	3
2.2. Einordnung des Neutrinos in das Standardmodell	4
2.3. Neutrinoquellen	6
2.4. Solares Neutrino-Problem und Neutrino-Oszillation	8
2.5. Bestimmung der Neutrinomasse	9
2.5.1. Kosmologischer Ansatz	9
2.5.2. Doppelter β -Zerfall	11
2.5.3. Einfacher β -Zerfall	12
3. KATRIN-Experiment	17
3.1. Komponenten	18
3.1.1. Tritiumquelle	18
3.1.2. Transportstrecke	18
3.1.3. Spektrometer-System	19
3.1.4. Detektor	20
3.2. Messprinzip	21
4. Bedeutung von Magnetfeldern für das KATRIN-Experiment	25
4.1. Störfelder	26
4.2. Theorie	28
5. Magnetfeldsensormsystem	33
5.1. MobSU: Mobile Sensor Units	33
5.2. IPE-Sensoren	35
5.2.1. Aufbau und Eigenschaften	35
5.2.2. Position	37
5.3. Sensorinseln	37
5.3.1. Aufbau und Funktionsweise der Komponenten	37
5.3.2. Komponenten	40
5.3.3. Anbringen der Sensorinseln	43
5.3.4. Ansteuerung und Auslese	43
5.3.5. Transformation der Koordinatensysteme	43

5.3.6.	Vermessung der Sensorinseln mit dem FaroArm	44
5.3.7.	Berechnung der Koeffizienten	46
5.3.8.	Positions- und Orientierungsbestimmung der Sensorinseln am Tank .	47
5.4.	Verwendung der Magnetfelddaten mit Kassiopeia	50
6.	Magnetfelderzeugende Komponenten	55
6.1.	Vorspektrometermagnete	55
6.1.1.	Aufbau und Messdurchführung	55
6.1.2.	Auswertung	57
6.2.	Baustahl	62
6.2.1.	Entmagnetisierung von Stahlstangen	62
6.2.2.	Magnetfelder innerhalb einer Stahlstange von 12mm Durchmesser .	64
6.2.3.	Entmagnetisierung der Halle	69
6.2.4.	Diskussion zu remanenten Magnetfeldern	74
6.2.5.	Bestimmung der induzierten Magnetisierung von Baustahl	75
6.2.6.	Diskussion zu induzierten Magnetfeldern	77
7.	Fazit	79
Anhang		81
A.	Magnetfeldsensormesssystem	81
A.1.	Sensorinseln	81
A.2.	IPE-Sensoren	89
A.3.	Verwendung der Magnetfelddaten mit Kassiopeia	90
B.	Vorspektrometermagnete	91
C.	Magnetisierung von Baustahl	101
D.	Entmagnetisierung der Hauptspektrometerhalle	107
Literaturverzeichnis		115

1. Einleitung

Seit Neutrino-Oszillationsexperimente enthüllt haben, dass Neutrinos nicht wie im Standardmodell angenommen masselos sind, wird versucht ihre Masse zu bestimmen. Da sie die häufigsten massiven Teilchen im Universum sind, haben sie eine große Bedeutung in den Bereichen der Kosmologie und Teilchenphysik. Die wichtigsten Neutrinoeigenschaften werden in Kapitel 2 vorgestellt.

Das KATRIN-Experiment am KIT ist konzipiert worden, um die Masse des Elektroneneutrinos mit bisher unerreichter Sensitivität von $0,2\text{ eV}$ zu bestimmen. Dazu werden Elektronen aus dem Tritium β -Zerfall in einem magnetischen Flussschlauch adiabatisch durch den 70 m langen Versuchsaufbau zum Detektor geführt. Kernstück ist das Spektrometer, welches das Elektronenspektrum nahe der Endpunktsenergie nach dem MAC-E-Filter Prinzip vermisst. Das KATRIN-Experiment wird in Kapitel 3 vorgestellt.

Die Axialsymmetrie des magnetischen Führungsfeldes ist zur Vermeidung von zusätzlichen Untergrundelektronen für das KATRIN-Experiment von größter Bedeutung. Störfelder, die von dem in der Halle verbauten Normalstahl emittiert werden, können diese Symmetrie beeinträchtigen. Die möglichen Auswirkungen der Störfelder sowie die Eigenschaften von Baustahl werden in Kapitel 4 dargestellt.

Das Hauptaugenmerk dieser Arbeit liegt auf der Vermessung und Überwachung der Magnetfelder in der Hauptspektrometerhalle. Dazu wurde das Magnetfeldsensoren-system erweitert und in Betrieb genommen (Kapitel 5). Es besteht aus 38 am Tank installierten Sensoren sowie zwei mobilen Sensoreinheiten.

In Kapitel 6 werden die Vorspektrometernagnete auf Symmetrie überprüft. Ebenso wurden verschiedene (Ent-)Magnetisierungsversuche mit Baustahl durchgeführt, um mehr über seine Eigenschaften zu erfahren. Im Herbst 2014 wurde die Halle entmagnetisiert. In diesem Kapitel werden die Effekte dieser Entmagnetisierung dargestellt. Abschließend wird auf die remanente und induzierte Magnetisierung des in der Halle verbauten Stahls eingegangen.

2. Neutrinos

Seit der Erkenntnis, dass der β -Zerfall kein Zweikörperzerfall ist, sondern noch ein dritter Reaktionspartner beteiligt ist - heute als Neutrino bekannt - ist bereits ein Jahrhundert verstrichen. Diesem leichten, schwach wechselwirkenden Teilchen, welches so schwer nachzuweisen ist, sind schon viele Experimente gewidmet worden. Einige Geheimnisse wurden dadurch schon gelüftet. Dennoch sind viele Eigenschaften noch unbekannt, wie zum Beispiel die Frage nach der Existenz weiterer Neutrinoarten als den bisher gefundenen (ν_e , ν_μ und ν_τ) sowie der Masse der Neutrinos. Das KATRIN-Experiment ist konzipiert worden letzteres herauszufinden.

2.1. Postulierung des Neutrinos

James Chadwick untersuchte 1914 das Energiespektrum von Elektronen, welche beim β -Zerfall von Radium emittiert wurden. Er stellte fest, dass das Spektrum kontinuierlich war, was aber durch einen Zweiteilchenzerfall nicht erklärt werden konnte ohne die bis dato und auch heute noch gültigen Erhaltungssätze zu verletzen.

Die Lösung zu diesem Widerspruch lieferte Pauli, indem er ein neues Teilchen postulierte. Dieses Teilchen sollte keine Ladung, einen Spin von 1/2 sowie geringe oder keine Masse tragen. Er nannte es Neutron [Pau78]. 1932 gelang Chadwick der experimentelle Nachweis für die Existenz des heute als Neutron bekannten Kernbausteins [Cha32]. Nur ein Jahr darauf formulierte Fermi eine Theorie des nuklearen β -Zerfalls. Darin gab er dem zuvor von Pauli als Neutron postulierten Teilchen den Namen Neutrino (kleines Neutron)[Fer34].

1956 wurde das Neutrino erstmals experimentell in dem von Cowan und Reines durchgeführten Poltergeist Experiment nachgewiesen [RCJH⁺56] [RCJH⁺60]. Im Experiment wurde die Absorptionsreaktion (2.1) von Elektron-Antineutrinos in zwei Tanks mit insgesamt 200 Liter Wasser und 40 kg gelöstem Cadmiumchlorid detektiert.



Als Antineutrinoquelle diente ein Atomreaktor am Savannah River Site, der für einen Antineutrino-Fluss von $\approx 5 \cdot 10^{13} \text{ s}^{-1} \text{ cm}^{-2}$ am Detektor sorgte. Als Target für die Elektron-Antineutrinos dienten die im Wasserstoff enthaltenen Protonen. Der dabei ermittelte Wirkungsquerschnitt für Neutrinos betrug $\sigma \sim 10^{-43} \text{ cm}^2$, was typisch für schwach wechselwirkende Prozesse ist.

Sechs Jahre später folgte auf die Entdeckung des Elektron-Neutrinos, die des Myon-Neutrinos. Lederman, Schwartz und Steinberger konnten diese zweite Neutrinoart am Synchrotron des Brookhaven National Laboratory nachweisen [DGG⁺62]. Die im Synchrotron erzeugten Pionen zerfallen gemäß Reaktion (2.2) in ein Myon und ein Neutrino. Die Myonen werden durch eine dicke Eisenwand absorbiert während die Neutrinos diese jedoch durchdringen können und mit der Materie des Detektors wechselwirken. Dabei entstehen ein Myon und ein Proton (gemäß Reaktion (2.3)). Detektiert wurden nur Myonspuren und keine Elektronen. Diese müssen also durch ein Myon-Neutrino erzeugt worden sein.

$$\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu \quad (2.2)$$

$$\nu_\mu + n \rightarrow \mu^- + p \quad (2.3)$$

Auf die Entdeckung des Tau-Lepton im Jahr 1975 [PAB⁺75] wurde das Tau-Neutrino postuliert. Es dauerte aber noch ein Vierteljahrhundert bis dieses im DONUT¹-Experiment am Fermilab nachgewiesen werden konnte [KUA⁺01]. Der im Teilchenbeschleuniger erzeugte Protonenstrahl wird auf ein Target aus Wolfram gelenkt. Bei der Kollision entsteht ein Teilchenschauer, der auch D_S-Mesonen beinhaltet. Diese zerfallen u.a. in Tau-Leptonen und Tau-Neutrinos. Eine Tau-Neutrino Wechselwirkung im Detektor bringt ein Tau-Lepton hervor, dessen charakteristische Spur nachgewiesen werden kann.

Ein indirekter Nachweis, dass drei leichte, aktive Generationen von Neutrinos existieren, wurde beim ALEPH²-Experiment 1989 am LEP³ Beschleuniger am CERN anhand der Zerfallsbreite des Z⁰-Bosons erbracht [DDL⁺90].

Somit sind alle schwach wechselwirkenden Neutrinos mit Massen unter ~ 45 GeV entdeckt worden. Es bleibt zu erwähnen, dass es noch weitere sterile Neutrinos geben kann. Diese bisher hypothetischen Teilchen, welche nur gravitativ wechselwirken, gilt es noch zu entdecken.

2.2. Einordnung des Neutrinos in das Standardmodell

Zu den Teilchen im Standardmodell zählen die Fermionen (Spin-1/2 Teilchen) — sechs Quarks (up, down, charm, strange, top, bottom) und sechs Leptonen (Elektron, Myon und Tau-Lepton sowie deren zugehörige Neutrinos) — vier Austauscheteilchen (die Eichbosonen Photon, W[±] und Z⁰ und Gluon) sowie das Higgsboson. Quarks kommen aufgrund des *color confinement* nicht einzeln in der Natur vor, sondern formen sich zu Hadronen. Binden sich ein Quark und ein Antiquark, so entsteht ein Meson. Ein Triplett aus Quarks formt sich zu einem Baryon. Die Fermionen sind in drei Generationen unterteilt, die mit zunehmender Generation schwerer werden. Daher sind nur die Teilchen der ersten Generation stabil, was auch erklärt, warum unsere Materie aus Protonen und Neutronen (den Nukleonen, geformt aus up- und down-Quarks) bestehen. Die Leptonen Elektron, Myon und Tau wechselwirken elektromagnetisch und schwach, wohingegen ihre zugehörigen Neutrinos nur an der schwachen Wechselwirkung teilnehmen. Dies ermöglicht ihnen, größere

¹Direct Observation of Nu Tau

²Apparatus for LEP Physics

³Large Electron-Positron Collider

Tabelle 2.1.: Fermionen im Standardmodell der Teilchenphysik

Fermionen	Generation			Wechselwirkungen			Eichbosonen	
	I	II	III	stark	elektromagnetisch	schwach		
Quarks	u	c	t	+	+	+	γ	H
	d	s	b					
Leptonen	e	μ	τ		+	+	Z^0	
	ν_e	ν_μ	ν_τ					+

Objekte wie Sterne oder die Erde, nahezu kollisionsfrei zu durchdringen. Diese Eigenschaft macht sie auch so schwer detektierbar. Neutrinos werden im Standardmodell als masselos angenommen.

Eichbosonen

Die Eichbosonen (Spin-1 Teilchen) vermitteln die entsprechende Wechselwirkung zwischen zwei Teilchen:

- Das Photon vermittelt die elektromagnetische Wechselwirkung zwischen allen Fermionen außer den Neutrinos. Es ist ungeladen und wechselwirkt nicht mit sich selbst. Da es masselos ist, ist seine Reichweite unbegrenzt.
- W^\pm und Z^0 vermitteln die geladenen und neutralen Ströme der schwachen Wechselwirkung. Im Gegensatz zu W^\pm , welche die elektrische Ladung $\pm e$ tragen, vermittelt das Z^0 zwischen Leptonen und Quarks ohne ihre Teilchenart zu ändern. Aufgrund der großen Masse der Eichbosonen ($m_{Z^0} \approx 91,2 \text{ GeV}$, $m_{W^\pm} \approx 80,4 \text{ GeV}$ [Oli14]) dürfen sie nach der Heisenbergschen Unschärferelation nur für kurze Zeit erzeugt werden. Daher hat die schwache Wechselwirkung eine kurze Reichweite. Elektromagnetische und schwache Wechselwirkung können zur elektroschwachen Wechselwirkung vereinheitlicht werden.
- Die starke Wechselwirkung wird im Rahmen der Quantenchromodynamik (QCD) beschrieben. Es gibt acht verschiedene Gluonen, die zwischen Quarks ausgetauscht werden. Gluonen sind elektrisch ungeladen und werden im Standardmodell als masselos angenommen. Gluonen tragen eine Farbladung, bestehend aus einer Farbe und einer Antifarbe. Da sie an Teilchen koppeln, die eine Farbe tragen, wechselwirken sie auch mit sich selbst und übertragen eine Farbladung zwischen den Quarks.

Higgs-Boson

Laut der in den 1960er Jahren von Peter Higgs vorgeschlagenen Theorie erhalten alle Elementarteilchen ihre Masse durch die Wechselwirkung mit dem Higgs-Feld. Dessen quantenmechanische Anregung manifestiert sich im Higgs-Boson. Die Entdeckung eines Spin-0 Teilchens mit einer Masse von $\sim 125 \text{ GeV}$ wurde im Sommer 2012 von den LHC-Experimenten ATLAS⁴ [AAA⁺12] und CMS⁵ [CKS⁺12] bekannt gegeben, dessen Eigenschaften auf das Higgs-Boson zutreffen.

⁴A Toroidal LHC Apparatus

⁵Compact Muon Solenoid

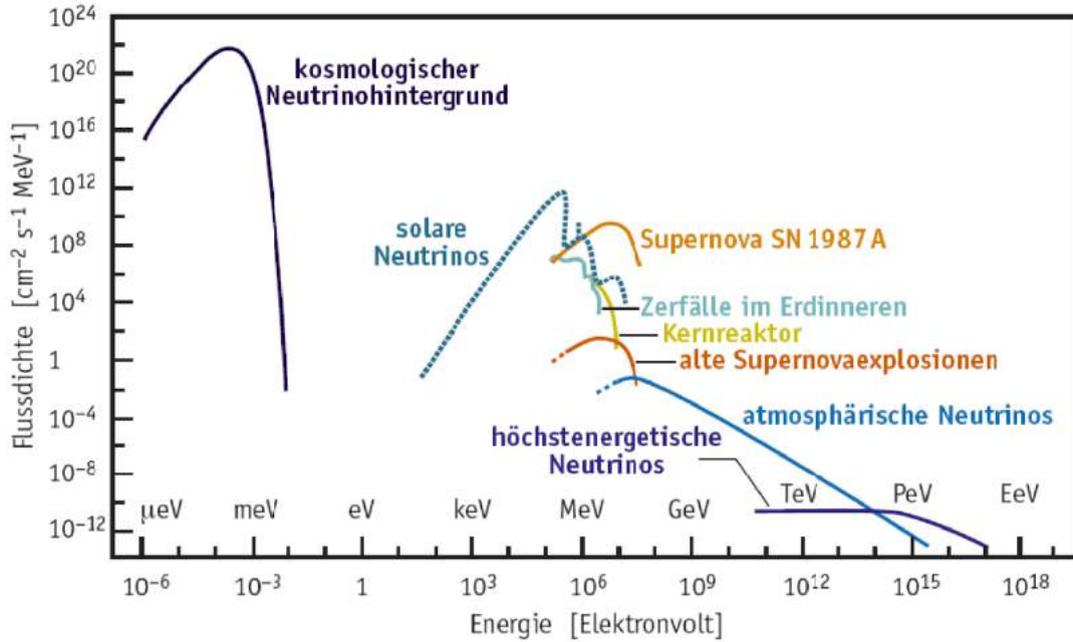


Abbildung 2.1.: **Neutrinoflussdichte** verschiedener Quellen in $\text{cm}^{-2} \text{s}^{-1} \text{MeV}^{-1}$ in Abhängigkeit von der Neutrinoenergie [Bru06].

Die vierte Grundkraft ist die Gravitation, deren Kopplungskonstante sehr klein ist. Ihre Auswirkungen sind auf großen Skalen beobachtbar, im subatomaren Bereich aber vernachlässigbar gering. Das hypothetische Austauscheteilchen dieser Wechselwirkung ist das Graviton mit Spin $S = 2$.

2.3. Neutrinoquellen

Das Neutrino ist nach dem Photon das am häufigsten vorkommende Teilchen im Universum und ist Produkt verschiedener Prozesse. Abhängig von ihrem Entstehungsort besitzen Neutrinos unterschiedliche Energien, wie in Abb. 2.1 zu sehen ist. Die verschiedenen Neutrinoquellen werden im Folgenden beschrieben.

Primordiale Neutrinos

Kurze Zeit nach dem Urknall befanden sich Neutrinos im thermischen Gleichgewicht und konnten durch Prozesse der schwachen Wechselwirkung erzeugt und vernichtet werden. Etwa eine Sekunde nach dem Urknall entkoppelte die schwache Wechselwirkung bei einer Energie von ungefähr 1 MeV. Diesen Prozess nennt man auch Ausfrieren. Seither bewegen sich diese Neutrinos durch das Universum und formen den kosmischen Neutrinohintergrund (CνB⁶). Die elektromagnetische Wechselwirkung entkoppelte erst 380000 Jahre nach dem Urknall. Seit dieser Zeit können sich neutrale Atome bilden und Photonen frei durchs Universum bewegen. Diese Photonen formen die kosmische Hintergrundstrahlung (CMB⁷). Ihnen wird eine Temperatur von 2,7 K zugewiesen [MCEJ⁺90].

⁶Cosmic Neutrino Background

⁷Cosmic Microwave Background

Das Verhältnis von jeweiliger Neutrinoart (Teilchen und Antiteilchen) zu Photonen ist [Oli14]

$$\frac{n_\nu + n_{\bar{\nu}}}{n_\gamma} = \frac{3}{11}. \quad (2.4)$$

Das ergibt eine totale primordiale Neutrinodichte von 336 cm^{-3} [Zub11].

Supernova Neutrinos

Bei der gewaltigen Sternexplosion übersteigt die Gravitation zuerst den Strahlungsdruck, sodass die äußeren Schichten anfangen zu kollabieren und sich zum Kern des Sterns hinbewegen. Während dem Kollaps werden Neutrinos durch Neutronisierung erzeugt:



Überwiegt bei zunehmender Kompression der Materie wieder der Strahlungsdruck, so werden die inneren Schichten nach außen getrieben, während sich die äußeren Schichten immer noch durch die Gravitation nach innen bewegen. In der Stoßfront zwischen sich vom Zentrum wegbewegender Materie und den kollabierenden äußeren Schichten wird so viel Energie frei, dass schwerere Elemente als Eisen synthetisiert werden. Weitere Neutrinos werden durch Paarbildung erzeugt:



Durch die erhöhte Dichte der Materie während einer Supernova können Photonen nur langsam herausdringen, wohingegen es den schwach wechselwirkenden Neutrinos aufgrund ihres kleinen Wirkungsquerschnittes möglich ist, die einfallenden Materie-Schichten nahezu kollisionsfrei zu durchdringen. Neutrinos sind daher die ersten Boten einer Supernova, die uns erreichen.

Solare Neutrinos

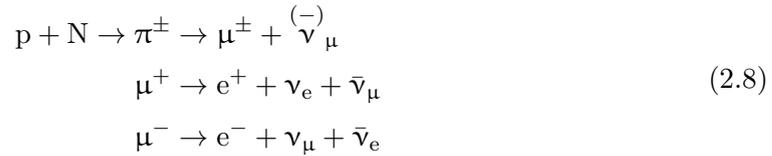
Solare Neutrinos entstehen durch Kernfusionsprozesse in der Sonne. Wasserstoffkerne werden zu Deuterium und Helium verschmolzen. Bei diesen stark exothermen Reaktionen wird Energie in Form von Neutrinos, Photonen und Positronen frei:



Atmosphärische Neutrinos

Kosmische Teilchen, vor allem Protonen und Alphateilchen, lösen Luftschauer in der Erdatmosphäre aus. Sekundärprodukte der kosmischen Strahlung sind atmosphärische Neutrinos. Ihre Energie liegt im GeV-Bereich. Das Verhältnis von Myon-Neutrinos zu Elektron-Neutrinos ist 2:1, wie aus der Reaktion (2.8) deutlich wird. N ist hierbei ein beliebiger

Kern in der Atmosphäre.

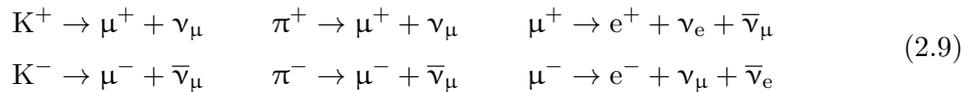


Reaktor-Neutrinos

In Kernkraftwerken werden durch die Fission von neutronenreichen Isotopen neben Spaltprodukten auch Neutrinos erzeugt. Pro Spaltung entstehen im Durchschnitt sechs Neutrinos. Das ergibt je nach Reaktorleistung bis zu 10^{21} Neutrinos pro Sekunde. Reaktor-neutrinos haben eine Maximalenergie von wenigen MeV (siehe Abb. 2.1). Die generierten Neutrinos können für die Erzeugung nutzbarer Energie nicht verwendet werden, jedoch zur Untersuchung der in Kapitel 2.4 vorgestellten Oszillationsparameter.

Beschleuniger-Neutrinos

In Beschleunigern werden Protonen mit hoher Energie auf Targets gelenkt. Die bei der Kollision entstehenden Spaltprodukte, wie Kaonen und Pionen, können wiederum in leichtere Teilchen, darunter auch Neutrinos zerfallen:



2.4. Solares Neutrino-Problem und Neutrino-Oszillation

Sterne, darunter auch die Sonne, erzeugen Energie aus Kernfusionsreaktionen. Wasserstoffkerne werden in Heliumkerne, Positronen, Energie und Neutrinos umgewandelt. Diese solaren Neutrinos können auf der Erde detektiert und untersucht werden. In den 1960er Jahren wurde das Homestake-Experiment in der Homestake-Goldmine in South Dakota unter der Leitung von Raymond Davis Jr. aufgebaut [CDDJ⁺98]. Es hatte zum Ziel die Sonnenmodelle zu untermauern. Der Neutrinodetektor bestand aus 615 t Tetrachlorethylen. Wird ein Elektron-Neutrino von einem Chlorkern eingefangen, so entstehen ein Argonkern und ein Elektron:



Das entstandene Argon wurde herausgefiltert und die Zerfälle gezählt. Somit konnte bestimmt werden, wie viele Elektron-Neutrinos mit Chlor reagiert haben. Zu der Zeit wurden Neutrinos als masselos angenommen. Somit müsste ein in einer bestimmten Generation erzeugtes Neutrino in seiner Art festgelegt sein. Im Gegensatz zu den Erwartungen betrug der experimentell bestimmte Fluss der Elektron-Neutrinos nur ein Drittel von dem theoretisch berechneten. Um die fehlenden Neutrinos erklären zu können, musste entweder das Standard-Sonnenmodell oder das Standardmodell der Teilchenphysik (SM) modifiziert werden. Nachdem ersteres ausgeschlossen werden konnte [BBP98], blieb nur noch eine An-

passung des SMs übrig.

Die von Pontecorvo 1957 theoretisch vorhergesagte Umwandlung der verschiedenen Neutrino flavors ineinander [Pon58] wurde wieder aufgegriffen [MNS62]. Diese Neutrino-Oszillationen sind aber nur möglich, wenn Neutrinos auch eine Masse haben. Die verschiedenen Eigenzustände der Neutrinogenerationen ν_α mit $\alpha = e, \mu, \tau$ werden definiert als eine Superposition der Neutrinomasseneigenzustände ν_i mit $i = 1, 2, 3$

$$|\nu_\alpha\rangle = \sum_i U_{\alpha i} |\nu_i\rangle, \quad (2.11)$$

wobei $U_{\alpha i}$ die Elemente der Pontecorvo-Maki-Nakagawa-Sakata Mischungsmatrix (PMNS-Matrix) darstellen. Die Matrix enthält die Mischungswinkel θ_{ij} , welche den jeweiligen Beitrag der Masseneigenzustände zu einem bestimmten Neutrino flavor-Eigenzustand beschreiben.

2.5. Bestimmung der Neutrinomasse

Die Erkenntnis, dass Neutrinos nicht masselos sind, führt zu einer Physik jenseits des Standardmodells. Durch Neutrino-Oszillationsexperimente können die Differenzen der quadrierten Massen bestimmt werden. Um die absoluten Masseneigenwerte m_i herauszufinden, gibt es verschiedene Ansätze, die im Folgenden dargestellt werden.

Bezüglich der Verteilung der m_i sind verschiedene Szenarien möglich. In Abb. 2.2 wird eine hierarchische Verteilung gezeigt, bei der $m_1 < m_2 < m_3$ gilt. Für hohe Werte von m_1 geht diese in eine quasi-entartete Massenverteilung über, bei der $m_1 \approx m_2 \approx m_3$ gilt. Auch eine invertierte Massenverteilung, wie $m_1 > m_2 > m_3$, ist möglich.

2.5.1. Kosmologischer Ansatz

Primordiale Neutrinos sind unter kosmologischem Gesichtspunkt sehr interessant, da sie wegen ihrer hohen Dichte im Wesentlichen zur Strukturbildung des Universums beigetragen haben. Schon der Beitrag kleiner Neutrinomassen zur Energiedichte ist vergleichbar mit dem der sichtbaren Materie, wie in Abb. 2.2 zu erkennen ist.

Da Neutrinos beim Zeitpunkt des Ausfrierens der schwachen Wechselwirkung relativistisch waren, sind sie ein aussichtsreicher Kandidat für heiße dunkle Materie (HDM). Würde die gesamte Dunkle Materie (DM) aus schnellen, leichten Teilchen bestehen, hätte das eine Top-Down Evolution des Universums zur Folge, bei der sich zuerst Galaxienhaufen und dann erst Galaxien geformt hätten. Da aber aus Altersbestimmungen von Galaxien und Galaxienclustern ein Bottom-Up-Szenario als gesichert gilt, können Neutrinos als einziger Kandidat für DM ausgeschlossen werden. Dass Dichtefluktuationen auf kleinen Skalen durch Neutrinos ausgewaschen werden, zeigen auch Ergebnisse der Simulationen, die in Abb. 2.3 dargestellt sind.

Andererseits können durch Beobachtung der Strukturen im Universum eine Vorstellung über die Masse des Neutrino gewonnen werden. Das Sloan Digital Sky Survey (SDSS) [APA⁺11] hat während seiner Laufzeit die Galaxienverteilung untersucht und die filamentartige Massenverteilung auf großen Skalen enthüllt. Durch numerische Simulationen,

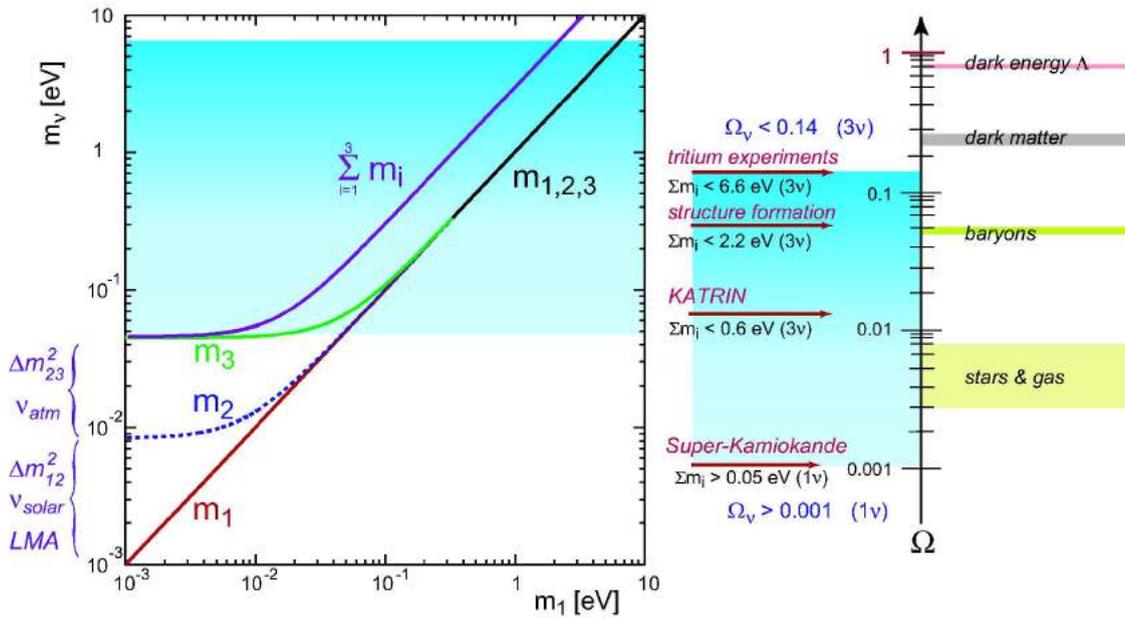


Abbildung 2.2.: Links: **Hierarchische Massenverteilung der Neutrino-Masseneigenzustände** in Abhängigkeit der Masse m_1 . Bei kleinen Massen m_1 ist die Massenverteilung angelehnt an die der elektrisch geladenen Leptonen: $m_1 < m_2 < m_3$. Ab ca. $m_1 = 0,1$ eV geht die hierarchische Verteilung in den quasi-entarteten Fall über mit $m_1 \approx m_2 \approx m_3$. Rechts: **Beitrag der Neutrinos zur Energiedichte des Universums** im Vergleich zu Dunkler Energie Ω_Λ , Dunkler Materie Ω_{DM} (beinhaltet Neutrinos) und Baryonen Ω_b (beinhaltet Sterne und Gas). Abbildungen aus [Col05].

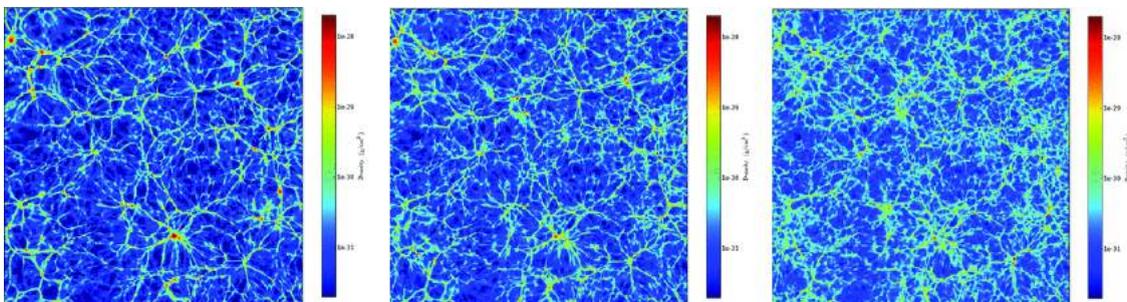


Abbildung 2.3.: **Simulation der Baryonendichteverteilung**: $200 h^{-1} \text{Mpc}$ breite Schnitte der Baryonen-Masseverteilung. Die Dichteverteilungen sind angegeben in g/cm^3 . Das linke Bild gehört zu einer Simulation ohne Neutrinos. Das mittlere Bild entstand aus Simulationen mit $m_\nu = 0,95$ eV und das rechte Bild mit $m_\nu = 1,9$ eV. Der Dichtekontrast nimmt mit zunehmender Neutrinomasse ab. Abbildungen aus [AF11].

basierend auf dem Λ CDM⁸ Modell, ist versucht worden, diese beobachtete Massenverteilung zu rekonstruieren. Durch die Kombination der Analyse aus CMB- und Simulationsdaten konnten Grenzen für die Neutrinomasse aus kosmologischer Sicht berechnet werden [Han05] [FLS00]:

$$0,5 \text{ eV} < m_\nu < 1 \text{ eV} \quad (2.12)$$

2.5.2. Doppelter β -Zerfall

Normaler doppelter β -Zerfall ($2\nu\beta\beta$)

Beim doppelten β -Zerfall zerfallen zwei Neutronen (β^- -Zerfall) bzw. zwei Protonen (β^+ -Zerfall, siehe Abb. 2.6) eines Atomkerns u.a. unter gleichzeitiger Aussendung zweier Elektronen bzw. zweier Positronen radioaktiv:



Dieser Zerfall ist ein Prozess zweiter Ordnung der schwachen Wechselwirkung. Da es ein Prozess höherer Ordnung ist, ist die Zerfallswahrscheinlichkeit klein, die Halbwertszeit solcher Zerfälle liegt bei etwa 10^{20} Jahren. Er ist experimentell nur dann beobachtbar, falls der einfache β -Zerfall verboten ist (wenn also der Grundzustand des nächstgelegenen Tochterkerns energetisch höher liegt) und der Grundzustand des übernächsten Tochterkerns energetisch tiefer liegt. Das ist nur bei Kernen mit geradzahigen Neutronenzahl (N) und Protonenzahl (Z) der Fall. Dies ergibt sich aus der Bethe-Weizsäcker-Formel [Wei35]. Der Paarungsterm beschreibt die Kopplung zwischen Protonen und zwischen Neutronen und führt zu einer Aufspaltung der Bindungsenergie in zwei Parabeln. Die Bindungsenergie für gerade-gerade Kerne ist gegenüber den ungerade-ungerade Kernen abgesenkt (siehe Abb. 2.4), was erstere stabiler macht.

Da die Energie des Zerfalls sowohl auf (Anti-)Neutrinos als auch auf Positronen (Elektronen) übergeht, ist die Energieverteilung kontinuierlich (siehe Abb. 2.5b).

Neutrinoloser doppelter β -Zerfall ($0\nu\beta\beta$)

Der $0\nu\beta\beta$ -Zerfall ist durch folgende Reaktionen charakterisiert:



In diesem Fall ist die Leptonenzahlerhaltung um $\Delta L = 2$ verletzt. Das Energiespektrum aus der Summe der beiden Elektronen ist diskret und hat einen charakteristischen Peak bei der Endpunktenergie $2E_{m_e} + E_{kin,max}$, wie in Abb. 2.5b zu sehen ist.

Beim neutrinolosen Doppel- β -Zerfall werden die Neutrinos nicht emittiert, sondern als virtuelle Teilchen zwischen den zwei zerfallenden Neutronen ausgetauscht (vgl. Abb. 2.6). Beim Zerfall eines Neutrons wird ein rechtshändiges Antineutrino (positive Helizität,

⁸Lambda Cold Dark Matter

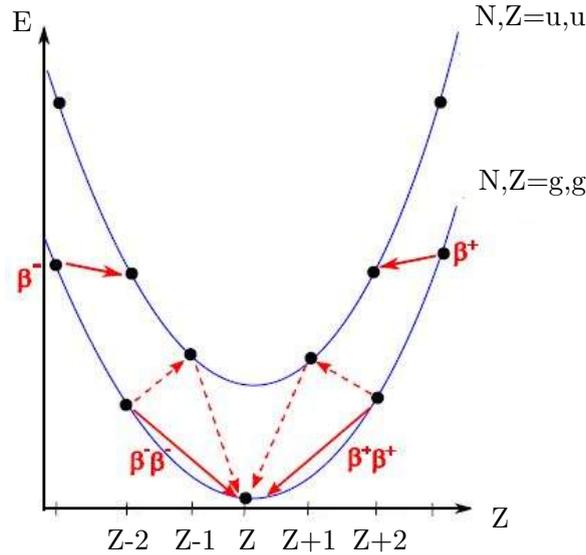


Abbildung 2.4.: **Doppelter β -Zerfall:** $2\nu\beta^-\beta^-$ von $(A, Z - 2) \rightarrow (A, Z)$ und $2\nu\beta^+\beta^+$ von $(A, Z + 2) \rightarrow (A, Z)$. Abbildung in Anlehnung an [COB14].

$h = +1$) ausgesandt. Für den inversen β -Zerfall des zweiten Neutrons wird aber ein links­händiges Neutrino (negative Helizität, $h = -1$) benötigt. Daher muss ein Wechsel der Neutrino-Helizität stattfinden. Dies ist aber nur möglich, falls das Neutrino eine Masse und damit beide Helizitätskomponenten besitzt oder in Anwesenheit rechtshändiger Eichbosonen W_R^\pm . Das hat zur Folge, dass das Neutrino sein eigenes Antiteilchen ($\nu = \bar{\nu}$), ein sogenanntes Majoranateilchen sein muss.

Allerdings ist der Nachweis aufgrund der hohen Halbwertszeit des Zerfalls und der daraus resultierenden geringen Statistik schwer. Experimente, die versuchen die Neutrinomasse über den neutrinolosen Doppel- β -Zerfall zu bestimmen, sind unter anderem CUORE⁹ [AAIB⁺04], MAJORANA [PIAAI⁺12] und GERDA¹⁰ [AAA⁺13a]. Das GERDA-Experiment am Laboratori Nazionali del Gran Sasso (INFN) in Italien benutzt hochreines ^{76}Ge als Quelle und Detektor. 2013 veröffentlichte die Kollaboration die ersten Messergebnisse. Es wurden keine Ereignisse beobachtet. Aus der unteren Grenze der Halbwertszeit des Zerfalls wurde eine Obergrenze für die effektive Majorana-Neutrinomasse von $m_\mu < (0,2 - 0,4) \text{ eV}$ angegeben [AAA⁺13b]. Dies liegt auch im Bereich, des im Heidelberg-Moscow-Experiment bestimmten Wertes. 2001 wurde ein Wert von $m = (0,32 \pm 0,03) \text{ eV}$ [KKK06] aus den beobachteten $0\nu\beta\beta$ -Zerfällen von einem Teil der Kollaboration veröffentlicht. GERDA ist dabei, das Ergebnis vom Heidelberg-Moscow-Experiment zu widerlegen.

2.5.3. Einfacher β -Zerfall

Ein direkter Ansatz zur Bestimmung der Neutrinomasse ist die Untersuchung der Kinematik des β -Zerfalls. Am empfindlichsten auf die Neutrinomasse ist dabei die Form des β -Zerfallsspektrums nahe der Endpunktsenergie.

⁹Cryogenic Underground Observatory for Rare Events

¹⁰Germanium Detector Array

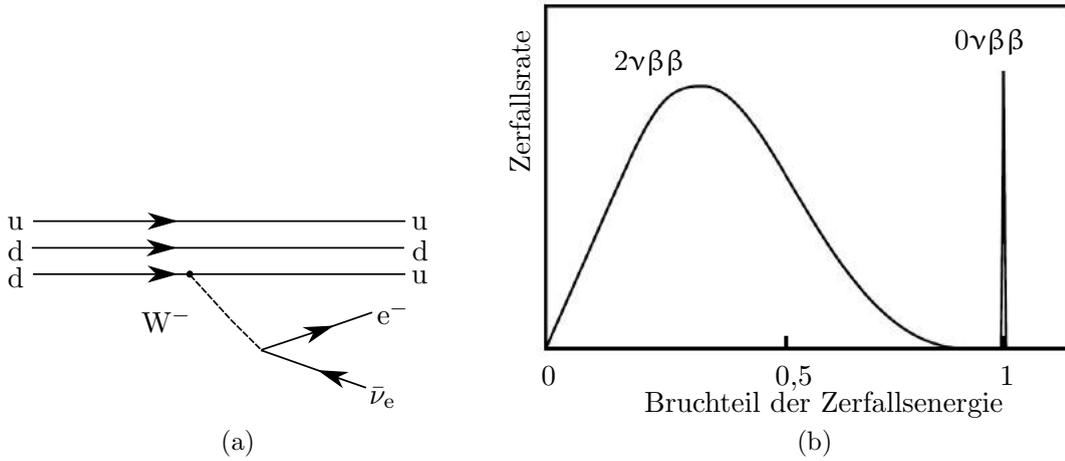


Abbildung 2.5.: **a) Einfacher β -Zerfall:** Feynman-Diagramm von einem Zerfall eines Neutrons (udd) in ein Proton (uud) unter Aussendung eines Elektrons und eines Elektron-Antineutrinos.

b) Spektrum des doppelten β -Zerfalls: Der normale Doppel- β -Zerfall hat ein kontinuierliches Spektrum, beim neutrinolosen Zerfall sollte ein diskretes Spektrum beobachtbar sein. Auf der x-Achse ist die Zerfallsenergie Q aufgetragen. Dies ist die Energie, die beim Zerfall frei wird. Abbildung in Anlehnung an [Pov09].

Kinematik des β -Zerfalls

Der β -Zerfall ist ein Prozess der schwachen Wechselwirkung erster Ordnung, bei dem ein down-Quark des Neutrons in ein up-Quark umgewandelt wird (siehe Abb. 2.5a). Das Neutron wird zum Proton. Dabei wird ein Elektron und ein Elektron-Antineutrino ausgesandt:



Da die Masse des Protons viel größer ist als die des Elektrons und des Neutrinos, kann angenommen werden, dass die Energie aus dem Zerfall sich nur zwischen Elektron und Neutrino aufteilt. Die Maximalenergie des Elektrons wird um die Energie des Neutrinos $E_\nu = \sqrt{m_\nu^2 c^4 + p_\nu^2 c^2}$ reduziert. Dies ist beispielhaft für $m_\nu = 0 \text{ eV}$ und $m_\nu = 1 \text{ eV}$ in Abb. 2.7 dargestellt. Das Energiespektrum der Elektronen aus diesem Drei-Körper-Zerfall lässt sich mit Fermis Goldener Regel berechnen [Fer34]. Die Übergangsrate vom initialen zum finalen Zustand ist gegeben durch

$$T_{i \rightarrow f} = \frac{d^2 N}{dt dE} = \frac{2\pi}{\hbar} |\mathcal{M}|^2 \rho(E). \quad (2.16)$$

Daraus folgt für das differentielle Energiespektrum der Elektronen

$$\frac{dN}{dE} = R(Z, E) \cdot (E_0 - E) \cdot \sqrt{(E_0 - E)^2 - m_{\bar{\nu}_e}^2 c^4} \cdot \Theta(E_0 - E - m_{\bar{\nu}_e} c^2). \quad (2.17)$$

mit

$$R(Z, E) = \frac{G_F^2}{2\pi^3 \hbar^7} \cdot \cos^2(\theta_C) \cdot |\mathcal{M}|^2 \cdot F(Z, E) \cdot p \cdot (E + m_e c^2) \quad (2.18)$$

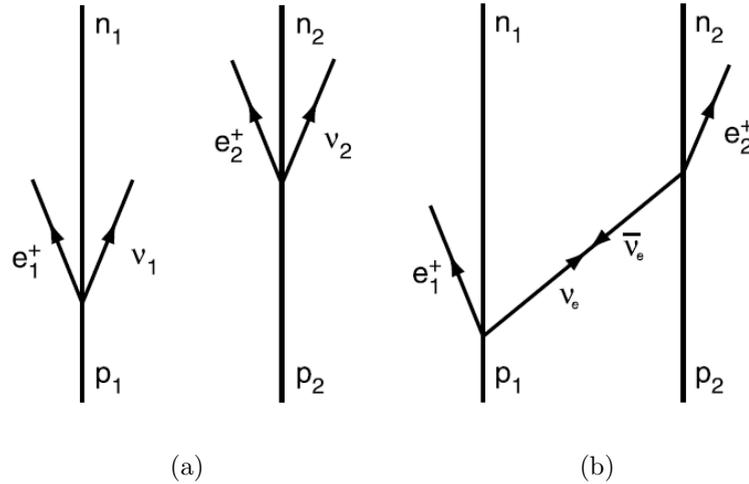


Abbildung 2.6.: (a) **Normaler Doppel- β^+ -Zerfall**: Zerfall zweier Protonen in zwei Positronen, zwei Neutrinos und zwei Neutronen.

(b) **Neutrinoloser Doppel- β^+ -Zerfall**: Nur möglich wenn das Neutrino ein Majoranateilchen ist, die Neutrinos aus β^+ und β^- -Zerfall wären dann identische Teilchen. [Pov09]

E_0 :	Endpunktsenergie des β -Spektrums	E :	kin. Energie des Elektrons
θ_C :	Cabbibo-Winkel	G_F :	Fermi-Kopplungskonstante
$F(Z, E)$:	Fermi-Funktion mit Z des Tochterkerns	\mathcal{M} :	Matrixübergangselement
p :	Impuls des Elektrons	m_e :	Elektronenmasse

Die Heaviside-Funktion $\Theta(E_0 - E - m_{\bar{\nu}_e} c^2)$ garantiert Energieerhaltung: ein Neutrino kann nur erzeugt werden, wenn die verfügbare Energie größer als seine Ruhemasse ist. $F(Z, E)$ und \mathcal{M} sind unabhängig von der Antineutrinomasse. Diese gehen als kinematische Parameter in das Spektrum (2.17) ein. Mit dem β -Zerfall ist somit eine direkte und modellunabhängige Bestimmung der (Elektron-Anti-) Neutrinomasse möglich. Bisherige Experimente zur Bestimmung der Neutrinomasse sind nicht sensitiv auf die in Abschnitt 2.4 beschriebenen Masseneigenzustände. Die in Gleichung (2.17) dargestellte Masse stellt die effektive Elektron-Antineutrinomasse dar. Sie ist gegeben durch die inkohärente Summe über die Masseneigenzustände:

$$m_\nu^2 = \sum_{i=1}^3 |U_{ei}^2| \cdot m_i^2 \quad (2.19)$$

Tritium als β -Emitter

Um das β -Zerfallsspektrum von Elektronen aus dem Tritium-Zerfall zu untersuchen, ist das KATRIN-Experiment konzipiert worden.



Tritium als β -Emitter (vgl. Reaktion (2.20)) erweist sich aus folgenden Gründen als vor-

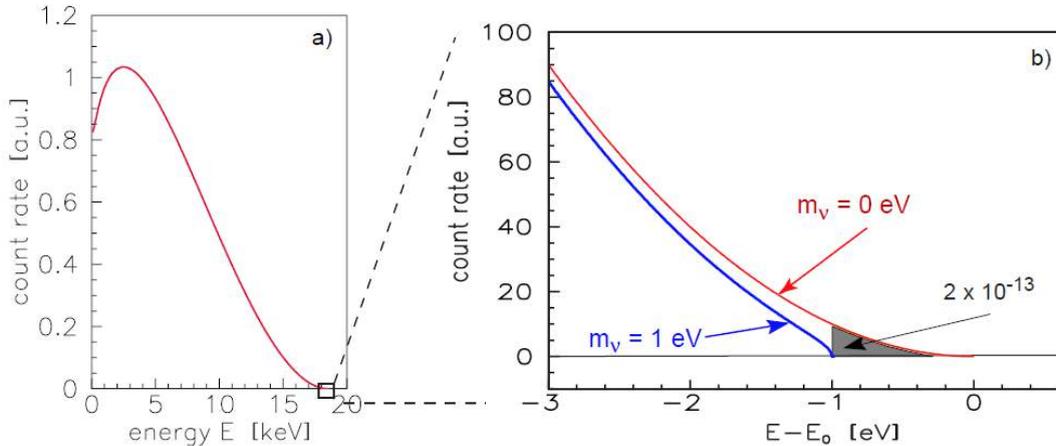


Abbildung 2.7.: **Elektron-Energiespektrum des Tritium- β -Zerfalls:**

a) Vollständiges Spektrum

b) Bereich um die Endpunktenergie. Aufgetragen ist $E - E_0$, die rote Kurve zeigt das Spektrum für eine Neutrinomasse von $m_\nu = 0 \text{ eV}/c^2$, die blaue für $m_\nu = 1 \text{ eV}/c^2$. Nur in diesem kleinen Bereich hängt die Form des Spektrums von der Masse des Elektronantineutrinos ab. Bild entnommen aus [Col05].

teilhaft:

- Tritium hat mit $Q = 18,591(1) \text{ keV}$ [NFB⁺06] die zweitkleinste Zerfallsenergie. Ein kleiner Q -Wert bedeutet eine hohe Zählrate nahe des Endpunktes, da der Anteil der Elektronen nahe der Endpunktsenergie mit $1/E^3_0$ ansteigt.
- Die Halbwertszeit von $t_{1/2} = 12,3 \text{ a}$ [LU00] ermöglicht hohe Zählraten bei geringem Materialeinsatz.
- Das entstehende Proton hat die gleichen Quantenzahlen wie das zerfallende Neutron, und die Wellenfunktion des Kerns im Anfangszustand hat einen großen Überlapp mit der des Endzustands. Das macht den Zerfallsprozess übererlaubt und es müssen keine Energiekorrekturen des Matrixelements \mathcal{M} in Betracht gezogen werden.
- Tritium ist auch bei tiefen Temperaturen von 30 K gasförmig. Die Betrachtung seines festen Aggregatzustands ist nicht nötig.
- Durch die einfache Elektronenkonfiguration können atomare und molekulare Korrekturen, wie auch Korrekturen aufgrund von Wechselwirkungen durch die emittierten Elektronen in der Quelle, präzise berechnet werden.

Ergebnisse der Vorgängerexperimente von KATRIN, die ebenfalls Tritium als Quelle verwendeten stammen aus Mainz [KBB⁺05] und Troitsk [Lob99]:

$$\text{Mainz : } m_\nu \leq 2,3 \text{ eV} \quad \text{mit } 95\% \text{ C.L.}$$

$$\text{Troitsk : } m_\nu \leq 2,05 \text{ eV} \quad \text{mit } 95\% \text{ C.L.}$$

Als Alternative zu Tritium wird ^{187}Re mit der niedrigsten Endpunktsenergie ($Q = 2,47\text{ keV}$) im MARE¹¹-Experiment verwendet [Col14]. Allerdings ist die Halbwertszeit des Rheniumisotops um ein $\approx 10^8$ -faches höher als bei Tritium, was eine kleinere Zerfallsaktivität bedeutet.

¹¹Microcalorimeter Arrays for a Rhenium Experiment

3. KATRIN-Experiment

Das **K**arlsruher **T**ritium **N**eutrino **E**xperiment [DHMW13] ist konzipiert worden, um die Masse des (Anti-)Neutrinos mit einer bisher unerreichten Sensitivität von 200 meV (90% C.L.) zu messen. Dabei wird die Form des Energiespektrums der Elektronen aus dem Tritium β -Zerfall nahe der Endpunktsenergie von 18,4 keV untersucht. Im Vergleich zu den Vorgängerexperimenten aus Mainz und Troitsk, die auf dem gleichen Messprinzip beruhen, ist die Sensitivität der Observablen $m_{\bar{\nu}_e}^2$ um das 10-fache verbessert. Um dies zu ermöglichen werden beim KATRIN-Experiment hohe Anforderungen an Systematik und Statistik gefordert. In diesem Kapitel werden sowohl die verschiedenen Komponenten der Experimentieranlage (Abb. 3.1) vorgestellt (Abschnitt 3.1) als auch die Eigenschaften und Funktionen eines MAC-E¹ Filters als eine der KATRIN-Hauptkomponenten näher erläutert.

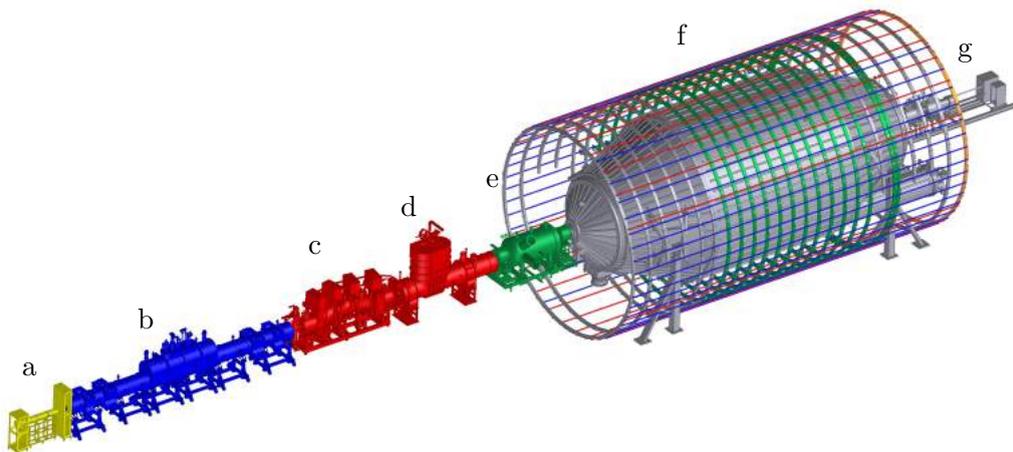


Abbildung 3.1.: **Aufbau des KATRIN-Experiments:** a) Rear Section zur Überwachung der Quelle; b) fensterlose gasförmige Tritiumquelle (WGTS); c) differentielle Pumpstrecke (DPS²); d) kryogene Pumpstrecke (CPS³); e) Vorspektrometer; f) Hauptspektrometer; g) Detektor

¹Magnetic Adiabatic Collimation and Electrostatic filter

²Differential Pumping Section

³Cryogenic Pumping Section

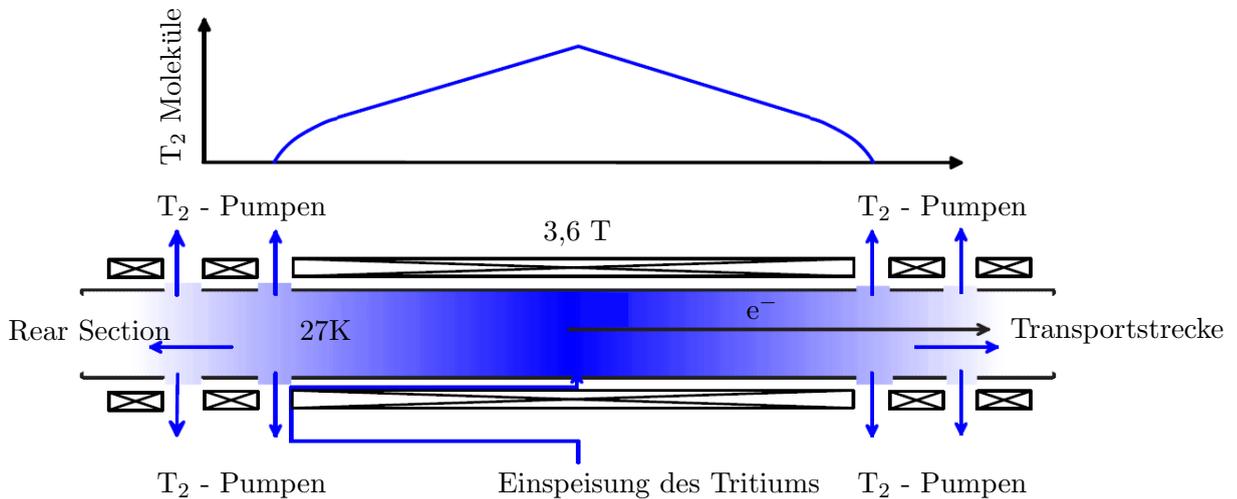


Abbildung 3.2.: **Aufbau der WGTS**

Unten: Einspeisung des Tritiums in der Mitte des 10 m langen Rohrs. An den Enden der WGTS wird das Tritium abgepumpt und wieder in den Tritiumkreislauf zurückgeführt. Oben: Tritium-Dichteprofil über Länge der WGTS.

3.1. Komponenten

3.1.1. Tritiumquelle

Die fensterlose gasförmige Tritiumquelle (WGTS⁴) besteht aus einem 10 m langen Edelstahlrohr und wird bei einer Temperatur von 27 K [GBSS11] mit einem Tritium Partialdruck von 10^{-3} mbar betrieben. Die geforderte Temperaturstabilität beträgt 30 mK. Die Vorteile dieses Temperaturbereichs sind kleinerer Tritiumfluss, verringerte Dopplerverbreiterung und Verringerung von Klumpung und Kondensation des Tritiums. Das hochreine molekulare Tritiumgas ($> 95\%$) wird in der Mitte eingespeist (vgl. Abb. 3.2). Die Tritiummoleküle diffundieren zu den beiden Enden des Rohres, wo sich die Tritiumkonzentration um einen Faktor von 20 verringert. Dort wird das Tritium abgepumpt, gereinigt und wieder in den Tritium-Kreislauf zurückgeführt. Pro Tag können so 40 g gasförmiges Tritium [PBC⁺00] durch die Quelle gepumpt werden. Die Aktivität der Quelle beträgt $9,5 \cdot 10^{10}$ Bq und wird mit der flussaufwärts installierten Rear Section ständig überwacht. Die Elektronen werden in einem magnetischen Flussschlauch der Stärke 191 Tcm^2 — erzeugt durch mehrere Magnete mit einem Magnetfeld von 3,6 T — zur Transportstrecke geführt. Um systematische Fehler der WGTS so gering wie möglich zu halten, muss die Quellsäulendichte $\rho d = 5 \cdot 10^{17}$ Moleküle/cm² auf 0,1 % stabil sein.

3.1.2. Transportstrecke

Nach dem Austritt der Elektronen aus der WGTS werden sie mit 5,5 T starken Magneten durch die Transportstrecke zum Spektrometersystem geleitet. Die Transportstrecke besteht

⁴Windowless Gaseous Tritium Source

aus zwei Teilen, der differentiellen (DPS) und der kryogenen (CPS) Pumpstrecke. Beim Durchlauf beider Komponenten wird der Tritiumfluss um 14 Größenordnungen reduziert.

DPS

Die DPS enthält vier Turbomolekularpumpen, die den Tritiumfluss um sieben Größenordnungen reduzieren. Der Aufbau ist nicht geradlinig sondern enthält zwei 20° Schikanen [LBB⁺12], die verhindern sollen, dass neutrale Tritiummoleküle direkt und geradlinig zum Spektrometer wandern können [LD08] [LDH⁺06]. Am Ende der DPS ist eine Elektrode mit einem positiven Potential installiert, um positive $^3\text{HeT}^+$ -Ionen zurück zur Quelle zu reflektieren. Die Elektronen können sich trotz dieser Elektrode ungehindert zum Spektrometer- und Detektorbereich bewegen.

CPS

Im Anschluss an die DPS folgt die CPS. Hier ist der Tritiumfluss schon so niedrig, dass ein Betreiben weiterer Pumpen weniger effizient wäre. Es wird eine andere Technik angewandt: ein Teil der Röhre wird mit flüssigem Helium auf 3 – 5 K heruntergekühlt und das Innere mit einer Argonfrostschiicht bedeckt. Das Tritium adsorbiert an dieser Schicht und wird nach 60 Tagen Messzeit während des Regenerationsprozesses mit warmem Heliumgas herausgespült. An dieser passiven Pumpe wird der Tritiumfluss um sieben weitere Größenordnungen reduziert.

3.1.3. Spektrometer-System

Ein System aus zwei elektrostatischen Spektrometern analysiert die kinetische Energie der Elektronen. In den Spektrometern herrschen Ultrahochvakuum-Bedingungen (UHV) im Bereich von 10^{-11} mbar . Dadurch wird die Streu- und Ionisierungswahrscheinlichkeit im sensitiven Volumen verringert. Das kleinere Spektrometer ist 3,4 m lang, hat einen Durchmesser von 1,7 m und bei einer Elektronenenergie von 18,6 keV eine Energieauflösung von $\Delta E \approx 70$ eV. Elektronen aus der CPS werden durch das von zwei Solenoiden (PS I und PS II) erzeugte Magnetfeld (4,5 T) durch das Vorspektrometer magnetisch geleitet. Dieses reflektiert mit seinem einstellbaren Retardierungspotential von $-18,3$ keV diejenigen Elektronen, die keine Information zur Neutrinomassen-Analyse tragen [PRG⁺12]. Alle Elektronen mit genügend hoher Energie gelangen in den 23,3 m langen und 10 m breiten Hauptspektrometertank. Das Magnetfeld, welches die Elektronen adiabatisch zum Detektor leitet, wird vom Vorspektrometermagnet PS II und dem Pinch-Magnet (6 T) erzeugt. Die Energieauflösung dieses Spektrometers beträgt $\Delta E = 0,93$ eV bei 18,6 keV. Das integrale Elektronenspektrum wird aufgenommen, indem das elektrische Retardierungspotential sukzessiv verfahren wird, von 30 eV unterhalb bis 5 eV oberhalb der Endpunktsenergie. Ein System aus 14 Luftspulen (LFCS⁵) [Wan09] und dem Erdmagnetfeldkompensationssystem (EMCS⁶) umgibt das Hauptspektrometer und sorgt für eine axialsymmetrische Formgebung des magnetischen Flussschlauchs [Sta13] [GDL⁺13].

⁵Low Field Correction System

⁶Earth Magnetic Field Compensation System

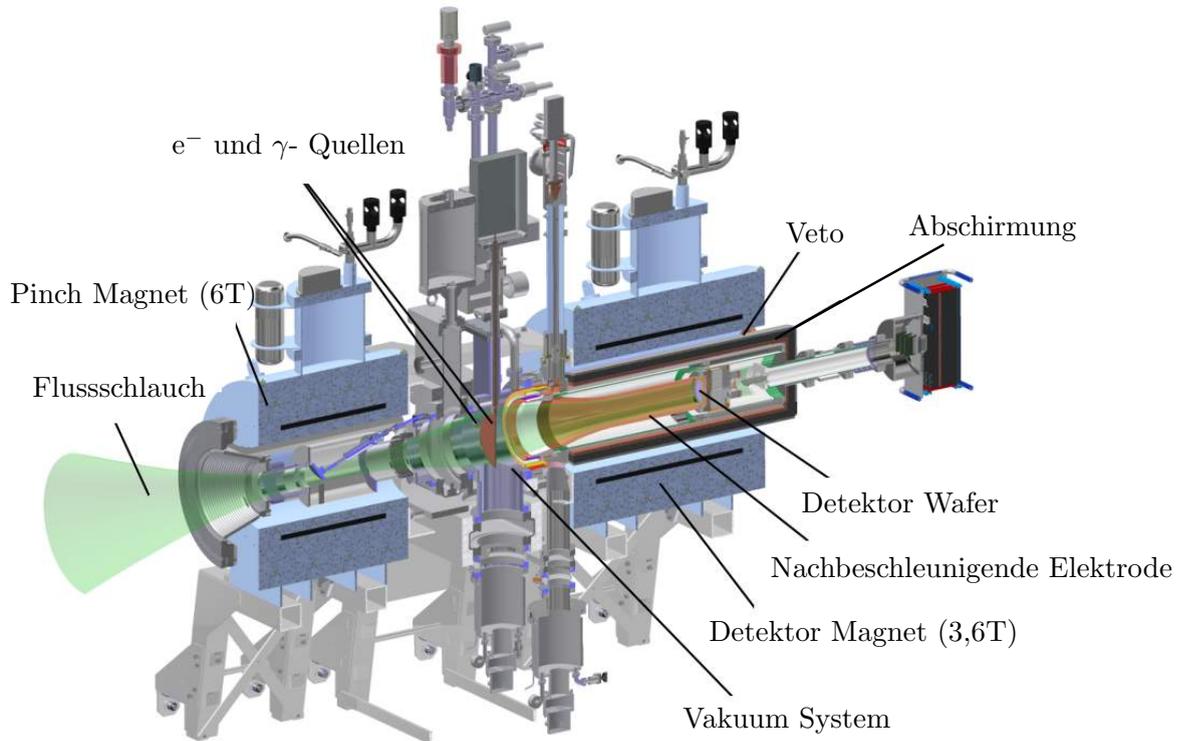


Abbildung 3.3.: **Aufbau des Detektorsystems:** Elektronen aus dem Hauptspektrometer (links vom Bild kommend) werden durch das Feld des Pinch- und Detektormagneten adiabatisch geführt und treffen auf den Detektor. Diesem ist eine Nachbeschleunigungselektrode vorgeschaltet. Zur Untergrundunterdrückung enthält das System u.a. ein aktives Veto und eine Abschirmung. Eine Photoelektronen- und γ -Quelle dienen der Kalibration des Detektors. Das Detektorsystem wird unter UHV-Bedingungen betrieben. Abb. in Anlehnung an [ABB⁺14].

3.1.4. Detektor

Aus dem Hauptspektrometer austretend werden die Elektronen durch ein System aus zwei supraleitenden Solenoiden geführt (siehe Abb. 3.3). Die bis zu 6 T starken Magnetfelder leiten die Elektronen adiabatisch zum Fokalebennendetektor (FPD⁷). Um eine gute Ortsauflösung zu erhalten, besteht dieser Silizium-Halbleiter-Detektor aus 148 Segmenten gleicher Fläche, die jeweils einen Teil des Flussschlauchs abdecken. Für Elektronenenergien von 18,6 keV beträgt seine FWHM⁸-Energieauflösung 1,5 keV. Da nur ein Bruchteil von $2 \cdot 10^{-13}$ der vom Tritiumzerfall stammenden Elektronen im Bereich der Endpunktsenergie liegt und daher niedrige Zählraten zu erwarten sind, muss der Detektor einen niedrigen intrinsischen Untergrund aufweisen. Dafür sorgen seine niedrige intrinsische Radioaktivität und eine nachbeschleunigende Elektrode, um Signalelektronen in einen Energiebereich mit niedrigerer Untergrundrate zu bringen. Eine Abschirmung aus Kupfer und Blei

⁷focal-plane detector

⁸Full Width at Half Maximum

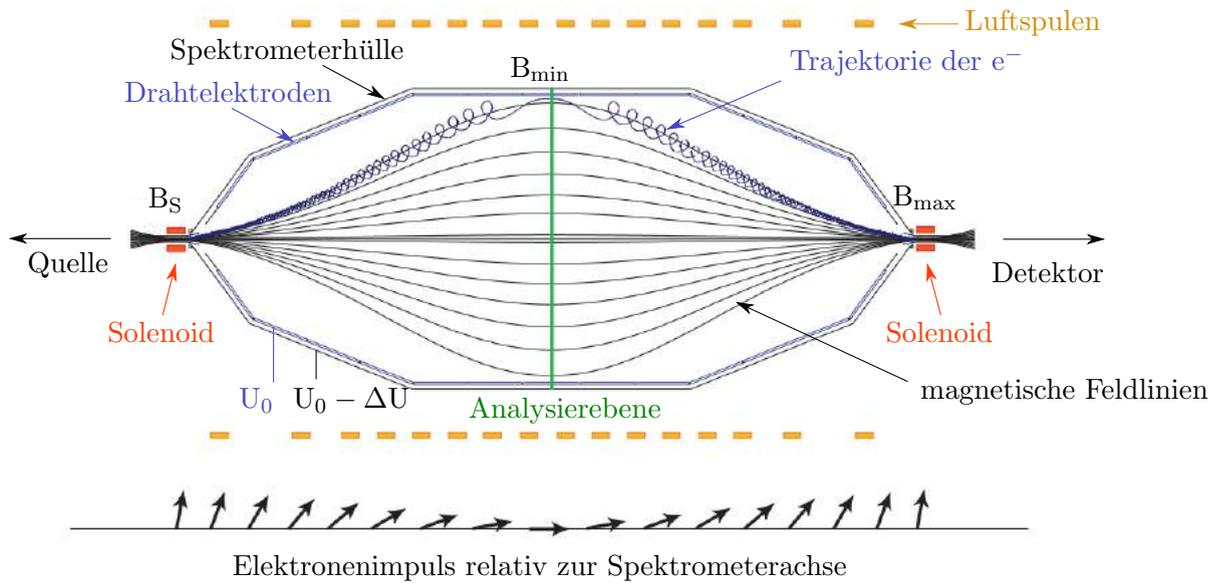


Abbildung 3.4.: **Funktionsweise eines Spektrometers nach dem MAC-E-Filter Prinzip:** Supraleitende Solenoide (rot) an beiden Seiten des Spektrometers erzeugen ein magnetisches Leitfeld (schwarz) auf dem die Elektronen in Zyklotronbahnen (blau) von der Quelle zum Detektor laufen. Das elektrische Retardierungspotential wird von den inneren Drahtelektroden (blau) auf der Innenseite des Tanks erzeugt. Maximales Potential und minimales B-Feld fallen in der Analyseebene (grün) zusammen. Die Luftspulen (orange) liegen koaxial um den Tank und formen den magnetischen Fluss Schlauch axialsymmetrisch. Zur Untergrundreduktion ist zwischen Drahtelektroden und Spektrometertank ein Potentialunterschied $\Delta U > 0$ angelegt (vgl. Abb. 4.1). Im unteren Teil des Bildes ist der Elektronenimpuls unter Vernachlässigung des elektrostatischen Retardierungspotentials eingezeichnet. Im Idealfall ist er in der Analyseebene parallel zur Spektrometerachse. Zeichnung in Anlehnung an [Zac09].

unterdrückt natürliche Strahlung und mit einem aktiven Veto-System lassen sich durch kosmische Strahlung induzierte Ereignisse ausschließen.

3.2. Messprinzip

Die Energieanalyse geschieht im Spektrometer, das nach dem **MAC-E** Prinzip [KR83] funktioniert (vgl. Abb. 3.4). Elektronen treten isotrop aus der Quelle und bewegen sich aufgrund der Lorentzkraft auf Zyklotronbahnen entlang den Magnetfeldlinien fort. Das magnetische Feld wird von Solenoiden erzeugt, die an beiden Enden des Spektrometers sitzen. Die kinetische Energie der Elektronen ist aus Komponenten longitudinal E_{\parallel} und transversal E_{\perp} zur Feldrichtung zusammengesetzt:

$$E_{kin} = E_{\parallel} + E_{\perp} \quad (3.1)$$

Der magnetische Fluss $\Phi = \int_A \vec{B} \cdot \vec{A}$ ist eine Erhaltungsgröße. Wenn sich das Magnetfeld verringert, weitet sich der Flussschlauch im Spektrometer geometrisch auf. Minimales Magnetfeld ($B_{min} = 0,3 \text{ mT}$) und maximales elektrostatisches Potential ($U_0 \approx -18,6 \text{ keV}$) befinden sich in der Ebene, die das Spektrometer in der Mitte schneidet. Sie wird als Analysierebene bezeichnet. Es liegt ein negatives elektrostatisches Retardierungspotential an. Sein Wert liegt in der Nähe der Endpunktsenergie. Elektronen mit geringerer kinetischer Energie können den Potentialwall nicht überwinden, gelangen daher nicht zum Detektor und tragen nicht zur Neutrinomassenanalyse bei. Die elektrischen Feldlinien sind parallel zu den magnetischen. Daher werden die Elektronen nur anhand ihrer longitudinalen Energiekomponente analysiert. Da die Elektronen von der Quelle aber isotrop ausgesandt werden, kann ihre transversale Energie nicht vernachlässigt werden. Die gesamte kinetische Energie würde nicht ausreichen, um den Potentialwall zu überwinden. Folglich würden sie reflektiert werden. Um diese Signalelektronen für die Analyse zu gewinnen, werden sie adiabatisch durch das Spektrometer transportiert. Die Bewegung der Elektronen gilt nur dann als adiabatisch, wenn das Produkt aus magnetischem Moment μ und Lorentzfaktor γ konstant ist:

$$\mu \cdot \gamma = \frac{\gamma + 1}{2} \cdot \frac{E_{\perp}}{B} = \text{const.} \quad \text{mit } \gamma = \frac{1}{\sqrt{1 - (\frac{v}{c})^2}} \quad (3.2)$$

Mit der relativ geringen maximalen kinetischen Energie von $E_{kin} \approx 18,6 \text{ keV}$ aus dem Zerfall und der nicht-relativistischen Näherung von $\gamma \approx 1$ kann Gleichung (3.2) genähert werden zu:

$$\mu = \frac{E_{\perp}}{B} = \text{const.} \quad (3.3)$$

Aus Gleichung (3.3) ist ersichtlich, dass bei Abnahme des Magnetfeldes auch die transversale Elektronenenergie-Komponente E_{\perp} abnehmen muss, um $\mu = \text{const.}$ zu erfüllen. Da die Gesamtenergie erhalten ist, erfahren die Elektronen auf ihrem Weg vom Solenoiden zur Analysierebene ($B_S \rightarrow B_{min}$)⁹ eine Transformation ihrer kinetischen Energie von $E_{\perp} \rightarrow E_{\parallel}$. Auf ihrem weiteren Weg von der Analysierebene zum Detektor ($B_{min} \rightarrow B_{max}$) ist der Prozess umgekehrt: $E_{\parallel} \rightarrow E_{\perp}$. Elektronen mit einem Startwinkel θ_S , der größer als der maximale Akzeptanzwinkel θ_{max} ist, werden zurück zur Quelle reflektiert. Mit einem maximalen Magnetfeld von $B_{max} = 6 \text{ T}$ berechnet sich der maximale Akzeptanzwinkel zu

$$\theta_{max} = \arcsin\left(\frac{B_S}{B_{max}}\right) = 50,77^{\circ}. \quad (3.4)$$

Die Wahrscheinlichkeit, dass ein von der Quelle emittiertes Elektron transmittiert wird, kann durch die Transmissionsfunktion (3.5) beschrieben werden.

⁹Das Magnetfeld am Ort der Quelle wird mit $B_S = B_{Source}$ bezeichnet.

$$\mathcal{T}(E, U_0) = \begin{cases} 0 & \text{für } E_{kin} < |qU_0| \\ \frac{1 - \sqrt{1 - \frac{E_{kin} - qU_0}{E_{kin}} \cdot \frac{B_S}{B_{min}}}}{1 - \sqrt{1 - \frac{B_S}{B_{max}}}} & \text{für } |qU_0| \leq E_{kin} \leq |qU_0| + \Delta E \\ 1 & \text{für } E_{kin} > |qU_0| + \Delta E \end{cases} \quad (3.5)$$

Die Transmissionswahrscheinlichkeit ist abhängig vom Startwinkel der Elektronen und der verstellbaren Retardierungsspannung U_0 . Bei zu kleiner kinetischen Energie werden die Elektronen an der Potentialbarriere elektrostatisch reflektiert, während sie bei zu großen Startwinkeln am Pinch-Magnet reflektiert werden. Die transversale Komponente verschwindet in der Analysierebene nicht vollständig, sondern nimmt Werte zwischen $E_{\perp} = 0 \dots \Delta E$ an. Das Verhältnis zwischen maximaler zu minimaler Feldstärke ist $B_{max}/B_{min} = 20000$. Dieses definiert auch die sogenannte Energieauflösung ΔE des Spektrometers. Innerhalb dieses Intervalls steigt die Transmissionsfunktion von 0 (vollständige Reflexion) auf 1 (maximale Transmission) an. Wenn man in Gleichung (3.6) die maximale Elektronenenergie ($E = 18,6 \text{ keV}$) einsetzt erhält man eine Energieauflösung von $\Delta E = 0,93 \text{ eV}$:

$$\frac{\Delta E}{E} = \frac{B_{min}}{B_{max}} \rightarrow \Delta E = E \frac{B_{min}}{B_{max}} = 18,6 \text{ keV} \frac{0,3 \text{ mT}}{6 \text{ T}} = 0,93 \text{ eV} \quad (3.6)$$

Um eine Sensitivität von $m_{\nu} = 200 \text{ meV}$ zu erreichen, sollte das Verhältnis der Rate von Signal zu Untergrund nahe der Endpunktsenergie bei 2:1 liegen. Das entspricht 10^{-2} Untergrundereignissen pro Sekunde. Um diesen Wert so klein wie möglich zu halten ist eine genaue Kenntnis der vorgenommenen Einstellungen unabdingbar. Ein Teil dieser Arbeit beinhaltet die Installation, Inbetriebnahme und Charakterisierung eines Magnetfeldüberwachungssystems am Hauptspektrometertank zur kontinuierlichen Messung des eingestellten Magnetfeldes und Verbesserung der Einstellungen. Wie wichtig Magnetfelder für das Experiment sind, wird im folgenden Kapitel erläutert.

4. Bedeutung von Magnetfeldern für das KATRIN-Experiment

Die erwünschten Magnetfelder im KATRIN-Experiment formen einen 191 Tcm^{-2} Fluss-schlauch auf dessen Feldlinien sich die Elektronen von der Quelle zum Detektor bewegen. Von WGTS über Transportstrecke bis hin zum Spektrometersystem sind Solenoide auf-gebaut, die den Weg der Elektronen vorgeben. Auf die Vorspektrometermagnete PS I & PS II wird in Kapitel 6.1 näher eingegangen. Pinch- und Detektormagnet bilden den Schluss des magnetischen Führungsfeldes. Zur Formung des Fluss-schlauches im Spektrometertank wird das LFCS und EMCS verwendet. Die Ströme der magnetfelderzeugenden Komponenten werden so eingestellt, dass ein axialsymmetrischer Fluss-schlauch entsteht, welcher in den Tank passt. Zur Reduktion des Myon induzierten Untergrundes liegen die Drahtelektroden auf einem niedrigeren Potential als die Tankwand. Aus der Tankwand von Myonen herausgeschlagene Elektronen werden reflektiert und gelangen somit nicht ins sensitive Volumen des Spektrometers (vgl. Abb. 4.1). Diese elektrostatische Abschirmung führt zu einer Untergrundunterdrückung von 10^2 . Dazu kommt noch ein magnetischer Abschirmungsfaktor von etwa 10^5 [Wan09].

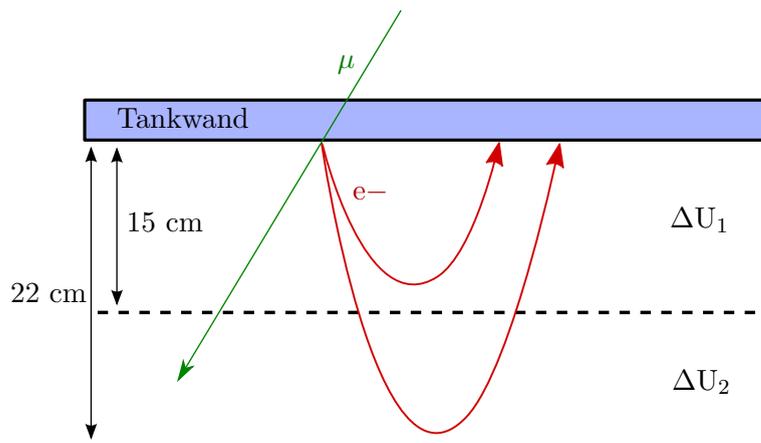


Abbildung 4.1.: **Elektrostatische und magnetische Untergrundunterdrückung:** Zweilagige Drahtelektroden sind auf einem geringfügig niedrigerem Potential als die Tankwand. Werden e^- von μ aus der Tankwand herausgeschlagen, so werden sie durch Lorentz- und elektrostatische Kraft wieder Richtung Tankwand gelenkt. Dadurch wird verhindert, dass Elektronen, die nicht von der Quelle stammen zum Detektor gelangen

4.1. Störfelder

Neben den beabsichtigten Magnetfeldern im KATRIN-Experiment gibt es auch ungewollte Magnetfelder, wie das Erdmagnetfeld und Störfelder von magnetischen Materialien.

Erdmagnetfeld

Der Einfluss des Erdmagnetfeldes kann durch das EMCS kompensiert werden. Es besteht aus zwei Spulensystemen. Diese kompensieren die vertikale ($B_y = -43,6 \mu\text{T}$) und die horizontale Komponente ($B_y = 5 \mu\text{T}$) des Erdmagnetfeldes.

Magnetische Materialien

Magnetische Materialien jedoch bringen eine azimutale Komponente in das axialsymmetrische Magnetfeld ein. Wenn elektrisches und magnetisches Feld nicht parallel zueinander sind, erhalten die Elektronen eine radiale Geschwindigkeitskomponente

$$\vec{v}_{\vec{E} \times \vec{B}} = \frac{\vec{E} \times \vec{B}}{|\vec{B}|^2}. \quad (4.1)$$

Ebenso kann ein Magnetfeldgradient in azimutaler Richtung dazu führen, dass Elektronen in den Flusschlauch gelangen. Dieser Drift ist nicht nur abhängig vom B-Feld sondern auch von der Energie des Elektrons (vgl. Gleichung 4.2).

$$\vec{v}_{\nabla \vec{B}} = \frac{E_{\perp} + 2E_{\parallel}}{|\vec{B}|^3} (\nabla \vec{B} \times \vec{B}) \quad (4.2)$$

In Abb. 4.2 ist die zusätzliche radiale Geschwindigkeitskomponente der Elektronen durch ein azimutales Magnetfeld und einen azimutalen Magnetfeldgradienten eingezeichnet.

Die Wände und Böden der Hauptspektrometerhalle sind aus Stahlbeton gefertigt. Der Stahlbeton des Kellerbodens unter dem Hauptspektrometertank sowie die Laufstege im Westen und Osten des Tanks im Erdgeschoss enthalten Edelstahl. Für die restlichen Armierungen in der Halle wurde normaler Baustahl verwendet, wie aus Abb. 4.3 ersichtlich ist.

Der Grund für die Verwendung von Edelstahl ist, dass dieser unmagnetisch ist und somit keine magnetischen Störfelder verursacht. Der normale Baustahl jedoch ist magnetisierbar. Da das Magnetfeld im Inneren des Hauptspektrometertanks aber in einer bestimmten axialsymmetrischen Konfiguration vorliegen soll, müssen solche Störeffekte reduziert werden. Daher wurde die Halle an frei zugänglichen Stellen entmagnetisiert. Die Entmagnetisierung der Halle wird in Abschnitt 6.2.3 beschrieben.

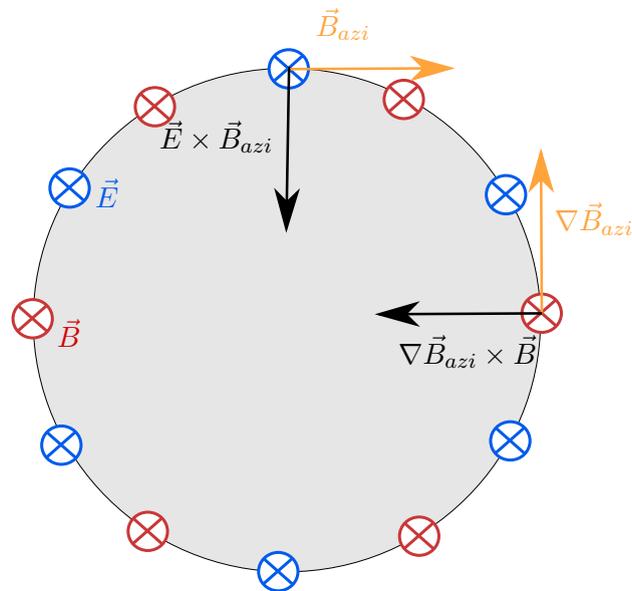


Abbildung 4.2.: **Radialer Drift:** \vec{E} und \vec{B} Feld des Spektrometers zeigen in die Zeichenebene hinein. Eine zusätzliche azimutale Magnetfeldkomponente \vec{B}_{azi} sowie deren Gradient $\nabla \vec{B}_{azi}$ (orange) verursachen einen radialen Drift der Elektronen ins innere des Spektrometers (schwarz). Gelangen die Elektronen in das sensitive Volumen, so tragen sie zum Untergrund bei.



Abbildung 4.3.: **Armierung des Hallenbodens:** Unter dem Spektromertank wurde Edelstahl verwendet, für den Rest normaler Baustahl.

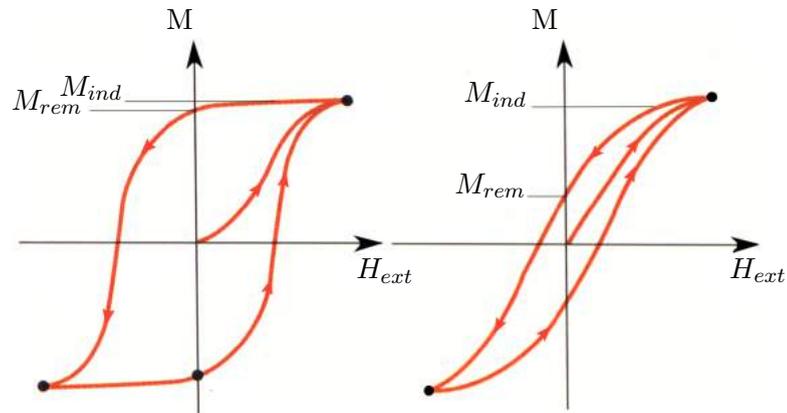


Abbildung 4.4.: **Hysteresekurven:** Weiche (links) und harte (rechts) Hysteresekurve der Magnetisierung M in Abhängigkeit eines angelegten Feldes B_{ext} .

4.2. Theorie

Die Theorie zu diesem Kapitel ist aus [Poh10] und [Glü05] entnommen.

Magnetisierung und Hysterese

Die Magnetisierung \vec{M} eines Materials ist definiert durch die Anzahl der magnetischen Dipole \vec{p}_m pro Volumen

$$\vec{M} = \frac{\sum \vec{p}_m}{V}. \quad (4.3)$$

Bei ferromagnetischen Materialien werden die magnetischen Dipole in einem äußeren Feld in Feldrichtung ausgerichtet und zwar umso mehr, je höher das externe Feld ist. Eine weitere Definition für die Magnetisierung bringt auch die Vektorfelder H und B mit ein:

$$\vec{M} = \frac{1}{\mu_0} \vec{B} - \vec{H}. \quad (4.4)$$

Dieser Zusammenhang lässt sich in einer Hysteresekurve darstellen (siehe Abb. 4.4).

Sind alle mikroskopischen magnetischen Dipole in Feldrichtung ausgerichtet ist Sättigung erreicht. Der erste Teil der Kurve von keiner Magnetisierung bis zur Sättigung wird auch als Neukurve bezeichnet (siehe Abb. 4.5).

Bei Reduktion des äußeren Feldes folgt die Magnetisierung einer neuen Kurve. Diese schneidet die y-Achse in dem Punkt, der die remanente Magnetisierung M_{rem} des Materials angibt. Der Schnittpunkt mit der x-Achse wird als Koerzitivkraft bezeichnet. Diese Feldstärke muss aufgebracht werden um die Restmagnetisierung M_{rem} zu beseitigen. Die Kurve tritt auch bei negativem externen Magnetfeld in Sättigung und bildet nach Wiedererreichen des positiven Maximalfeldes eine zum Ursprung punktsymmetrische geschlossene Hysteresekurve aus. Solch ein Durchlauf wird als Hysteresezyklus bezeichnet. Bei keinem externen Feld liegt eine remanente Magnetisierung im Metall vor. Lässt man das externe

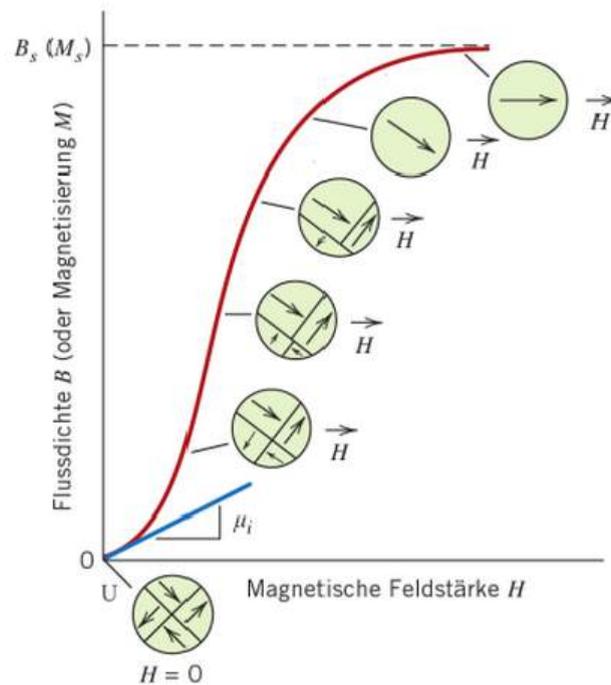


Abbildung 4.5.: **Neukurve $M(\mathbf{H})$** für einen anfänglich unmagnetisierten ferromagnetischen Werkstoff. Dargestellt ist die zunehmende Ausrichtung der Domänen mit anwachsender Feldstärke H bis zur Sättigungsmagnetisierung M_S . [CR12]

Magnetfeld ansteigen so gibt es noch eine zusätzliche induzierte Magnetisierung M_{ind} . Ist das Verhältnis von M_{ind} zu M_{ext} groß, so bezeichnet man die Hysteresekurve als hart, ist es klein, so spricht man von einer weichen Hysteresekurve (vgl. Abb 4.4).

Entmagnetisierung

Durch ein äußeres angelegtes Magnetisches Wechselfeld abnehmender Amplitude kann ein ferromagnetischer Werkstoff entmagnetisiert werden. Hierbei nähern sich die Hysteresezyklen dem Nullpunkt (siehe Abb. 4.6).

Der Effekt der Entmagnetisierung ist abhängig von verschiedenen Größen wie der Geometrie und der Eindringtiefe.

Die Magnetisierung eines Materials ist proportional zum Magnetfeld:

$$\vec{M} = \chi \vec{H}_{in} = \frac{\chi}{\mu_0(1 + \chi)} \vec{B}_{in} \quad (4.5)$$

Die Suszeptibilität $\chi = \mu_r - 1$ gibt die Magnetisierbarkeit in einem externen Magnetfeld an. Für diamagnetische Materialien ist $\chi < 0$, für nicht-magnetische Materialien im Bereich von $\chi = 0$ und für magnetische Materialien wie Eisen ist $\chi \gg 1$. μ_r gibt die relative Permeabilität an und ist gegeben durch das Verhältnis von $\mu/\mu_0 = \frac{B}{H}/\mu_0$. Der Zusammenhang zwischen dem Magnetfeld, der Magnetisierung des Materials und dem externen Magnetfeld ist gegeben durch

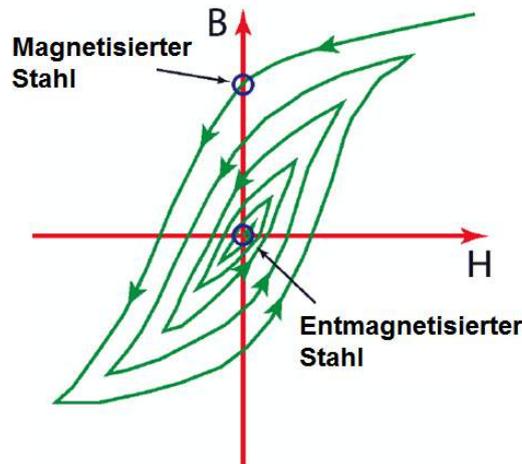


Abbildung 4.6.: **Entmagnetisierungsprozess:** Die Hysteresekurve wird während der Entmagnetisierung zunehmend kleiner bis die remanente Magnetisierung idealerweise bis auf Null reduziert wird. [Wol14]

Tabelle 4.1.: **Entmagnetisierungsfaktoren verschiedener Geometrien** [Poh10]

$\frac{\text{Länge}}{\text{Durchmesser}}$	0 (Platte)	1 (Kugel)	∞ (endloser Draht)
N	1	1/3	0

$$\vec{H}_{in} = \vec{H}_{ext} - N \cdot \vec{M}. \quad (4.6)$$

Hier wurde der Entmagnetisierungsfaktor N eingeführt, der Werte zwischen 0 und 1 annehmen kann (siehe Tabelle 4.1). Daraus ist ersichtlich, dass das H-Feld in einem Material immer kleiner ist als das H-Feld außerhalb.

Anders verhält es sich mit dem B-Feld, hier ist das Feld im Material größer als außen (siehe Abb. 4.7 und (4.7)).

$$\vec{B}_{in} = \vec{B}_{ext} + \mu_0(1 - N) \cdot \vec{M} \quad (4.7)$$

Im Falle einer langen, dünnen Eisenstange, bei der das Verhältnis von Länge zu Durchmesser sehr groß ist, ist der Entmagnetisierungsfaktor nahe Null (vgl. Tabelle 4.1).

Führt man jetzt die effektive Suszeptibilität $\chi_{eff} = \frac{\chi}{1+N \cdot \xi}$ ein, gilt zwischen M und H die Beziehung

$$\vec{M} = \chi_{eff} \cdot \vec{H}_{ext}. \quad (4.8)$$

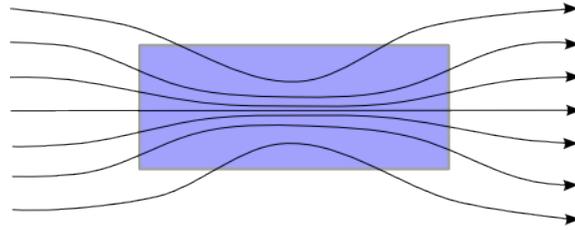


Abbildung 4.7.: **Verhalten von Feldlinien in einem Eisenstück:** Die Feldliniendichte nimmt in ferromagnetischen Materialien zu.

Richtet man die Stange parallel zum äußeren Feldes \vec{H}_{ext} aus, so ist das H-Feld im Inneren durch

$$\vec{H}_{in} = \vec{H}_{ext} \quad (4.9)$$

gegeben. Es tritt in diesem Falle (also $\chi \gg 1$ und $N \cdot \chi \ll 1$) keine Entmagnetisierung auf, da die magnetischen Ladungen welche das H-Feld verringern sehr weit voneinander entfernt sind. Daher ist in diesem Fall die Magnetisierung gerade $\vec{M} = \chi \cdot \vec{H}_{ext}$ also nur abhängig von der Suszeptibilität und nicht von der Geometrie. Für den Fall $N \cdot \chi \gg 1$ (Stange ist senkrecht zum Feld ausgerichtet oder kurze Stange parallel zum Feld) ist die Magnetisierung durch die Geometrie bestimmt und die Suszeptibilität ist vernachlässigbar.

Die Eindringtiefe δ elektromagnetischer Felder in Leiter ist durch

$$\delta = \sqrt{\frac{2}{\mu_L \cdot \omega \cdot \sigma}} \quad (4.10)$$

gegeben [Jac02], wobei μ_L die magnetische Permeabilität, σ die elektrische Leitfähigkeit und ω die Frequenz sind.

Aus (4.10) ist ersichtlich, dass die Eindringtiefe invers proportional zur Wurzel der Frequenz des Wechselfeldes ist. Das Verwenden von niedrigen Frequenzen sorgt für eine Reduktion der im Material induzierten Wirbelströme. Das hat eine erhöhte Eindringtiefe des Feldes in den Baustahl zur Folge.

In diesem Kapitel wurde verdeutlicht, welch großen Stellenwert Magnetfelder im KATRIN-Experiment haben. Um die Kenntnis über die in der Hauptspektrometerhalle herrschenden Magnetfelder zu verbessern, wurde das Magnetfeldsensormesssystem ausgebaut. Die verbesserten Einstellungen, die aus der Analyse der daraus erwachsenden Daten möglich sind können dazu beitragen die Sensitivität des Experiments zu gewährleisten. Das Magnetfeldsensormesssystem wird im folgenden Kapitel beschrieben.

5. Magnetfeldsensormsystem

Zur sensitiven Bestimmung der Neutrinomasse ist eine genaue Kenntnis über die in der Hauptspektrometerhalle wirkenden Magnetfelder von größter Bedeutung. Zu diesem Zweck wurde ein Magnetfeldsensormsystem aufgebaut, dessen Fertigstellung und Inbetriebnahme in diesem Kapitel behandelt werden. Die Sensoren der Magnetfeldüberwachung müssen einigen Anforderungen genügen. Dazu gehören Temperaturbeständigkeit - die Sensoren dürfen durch das Ausheizen des Spektrometers nicht beschädigt werden - und Stabilität im Hochspannungsbetrieb. Des weiteren sollen die Sensoren präzise und schnelle Daten liefern. Das maximale Magnetfeld an den Sensorpositionen liefert das 9 Gauss-Setting. Daher müssen die Sensoren in einem Bereich bis zu 1 mT operieren. Für fundierte Informationen über das Magnetfeld benötigt es mehrachsige Sensoren, die das Magnetfeld komponentenweise messen.

Das Magnetfeldsensormsystem in der Hauptspektrometerhalle besteht aus 14 Sensorinseln (Abschnitt 5.3 und 24 magneto-resistiven Sensoren (IPE-Sensoren, Abschnitt 5.2), die an der Tankwand angebracht sind, sowie zwei Mobilien Sensoreinheiten (MobSU = **M**obile **S**ensor **U**nit), die das Hauptspektrometer auf zwei Luftspulenringen umkreisen. Letztere werden in 5.1 präsentiert.

Im letzten Abschnitt 5.4 wird die Verwendung der Magnetfelddaten mit KASSIOPEIA beschrieben und Aussagen über die Genauigkeit dieser Daten getroffen.

5.1. MobSU: Mobile Sensor Units

Im Gegensatz zu Sensorinseln und IPE-Sensoren sind die Mobilien Sensoreinheiten nicht stationär am Tank befestigt, sondern umkreisen diesen auf den Luftspulen.

Aufbau und Funktionsweise

Die MobSUs haben einen motorgetriebenen Antrieb welcher von einer Batterie mit Strom versorgt wird. Zwischen den Außenrädern ist ein gewelltes Rad, welches auf den an der Luftspule aufgeklebten Zahnriemen passt. Dadurch kann die MobSU überall auf dem Ring positioniert werden. An den Seiten der Sensoreinheit befinden sich Sensoren, die das Magnetfeld mit einem *FL3-1000* Magnetfeldsensor radial, axial und tangential nach dem Fluxgate Prinzip messen (vgl. Abb. 5.1). Beim Umlauf einer Luftspule wird alle 10° ein Messwert aufgenommen. Ein beispielhaftes Ergebnis einer solchen Messung ist in 5.3 gezeigt.

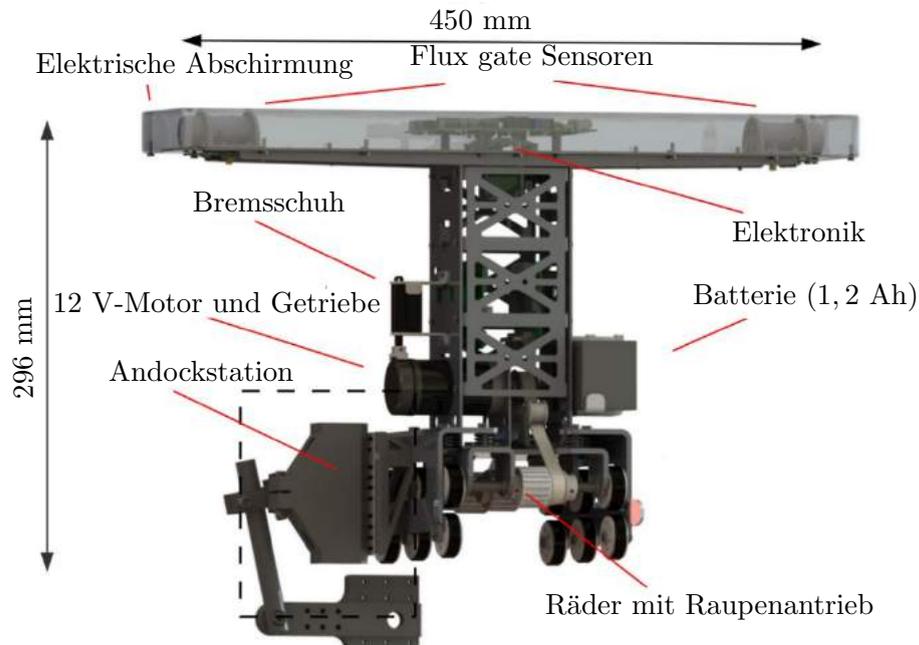


Abbildung 5.1.: **Aufbau einer MobSU:** Aufbau einer mobilen Sensoreinheit. Die Magnetometer sitzen im Querbalken des MobSU 450 mm voneinander entfernt. Abbildung in Anlehnung an [Osi14]

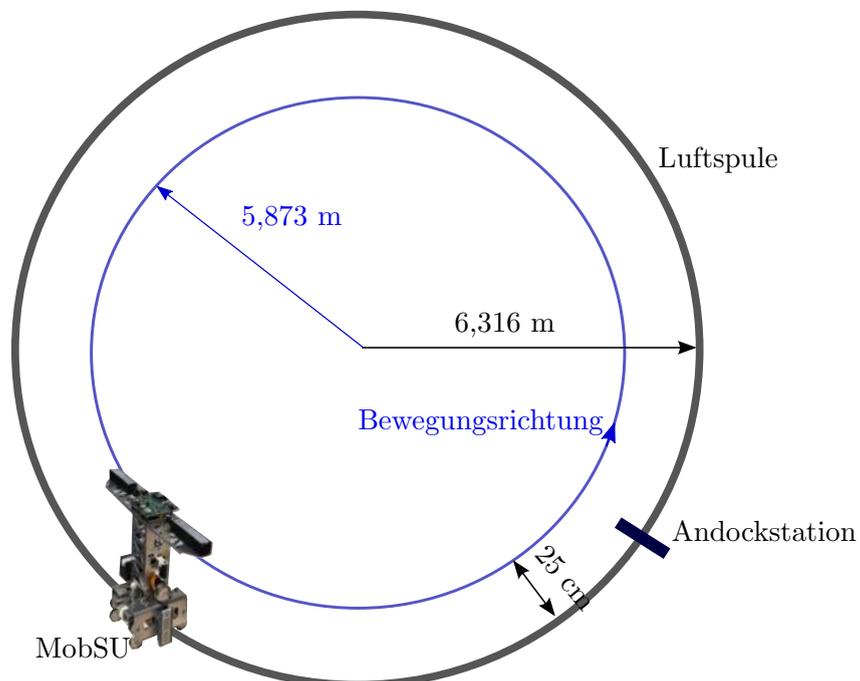


Abbildung 5.2.: **Weg der MobSu an einer Luftspule:** Die MobSU umkreist die Luftspule von Innen. Der Radius der Sensoren beträgt 5,873 m. Blickrichtung ist zur Quelle hin. Abbildung in Anlehnung an [Osi14].

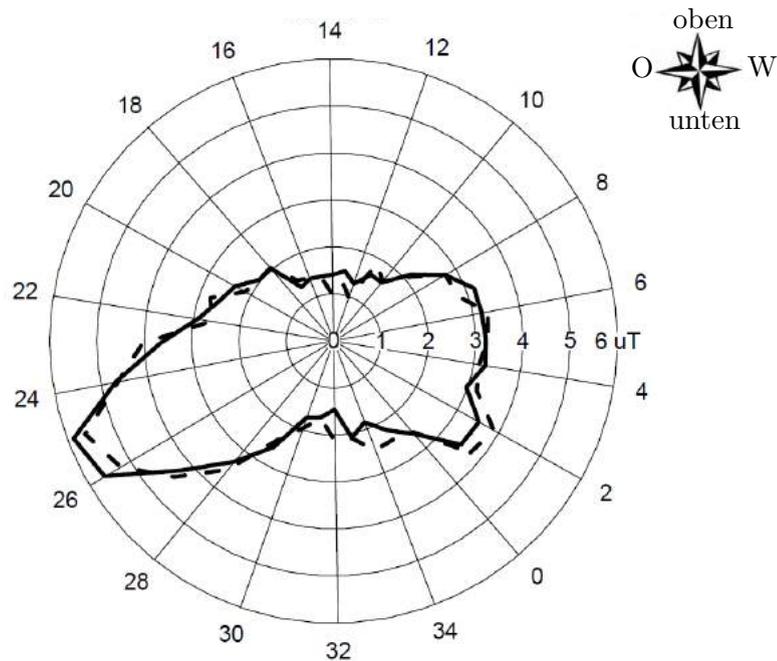


Abbildung 5.3.: **Messung mit den MobSUs:** Unkalibriertes Absolutfeld vom MobSU auf LFCS 12. Die Daten stammen von dem detektorseitigen (gestrichelte Linie) und dem quellseitigen (durchgezogene Linie) Magnetometern. Die Andockstation befindet sich an Position 0. Die Messung fand im Anschluss an die Hallenentmagnetisierung (Kapitel 6.2.3) statt.

Position

Die Sensoren umlaufen die Luftspulen ($r = 6,3\text{ m}$) auf einem kleineren Radius ($5,87\text{ m}$), wie in Abb. 5.2 zu erkennen ist. Aktuell sind zwei MobSUs installiert. Diese befinden sich auf LFCS 6 und LFCS 12. Geplant ist die Installation von zwei weiteren MobSUs auf LFCS 3 und LFCS 9.

5.2. IPE-Sensoren

Ein weiterer Teil des Magnetfeldsensormesssystems bilden die 24 magnetoresistiven Sensoren, die bereits seit 2009 am Tank angebracht sind. Sie wurden vom IPE (**I**nstitut für **P**rozessdatenverarbeitung und **E**lektronik am KIT) entworfen [W07].

5.2.1. Aufbau und Eigenschaften

Für den zuerst angebrachten mittleren Ring fiel die Wahl auf den Magnetfeldsensor KMZ10B von Philips (Datenblatt unter [Phi14] einsehbar). Der deutliche Vorteil liegt in den niedrigen Kosten und der einfachen Auslese. Der Messbereich liegt bei bis zu 2 mT . Das ist für den Einsatz am Hauptspektrometertank mehr als ausreichend. Die Sensoren haben jedoch einen temperaturabhängigen Offset und eine Sensitivität von $4 \frac{\text{mV/V}}{\text{kA/m}}$. Für die später angebrachten IPE-Sensoren an Nord- und Südring wurde der Magnetfeldsensor KMZ20M verwendet. Dieser weist eine höhere Sensitivität von $S = 4,7 \frac{\text{mV/V}}{\text{kA/m}}$ auf [Spe15]. Innerhalb einer Box sind drei Sensoren verbaut die die radiale, axiale und tangential Magnetfeldkomponente messen. Die genauen Maße sind in Abb. 5.4 zu sehen.

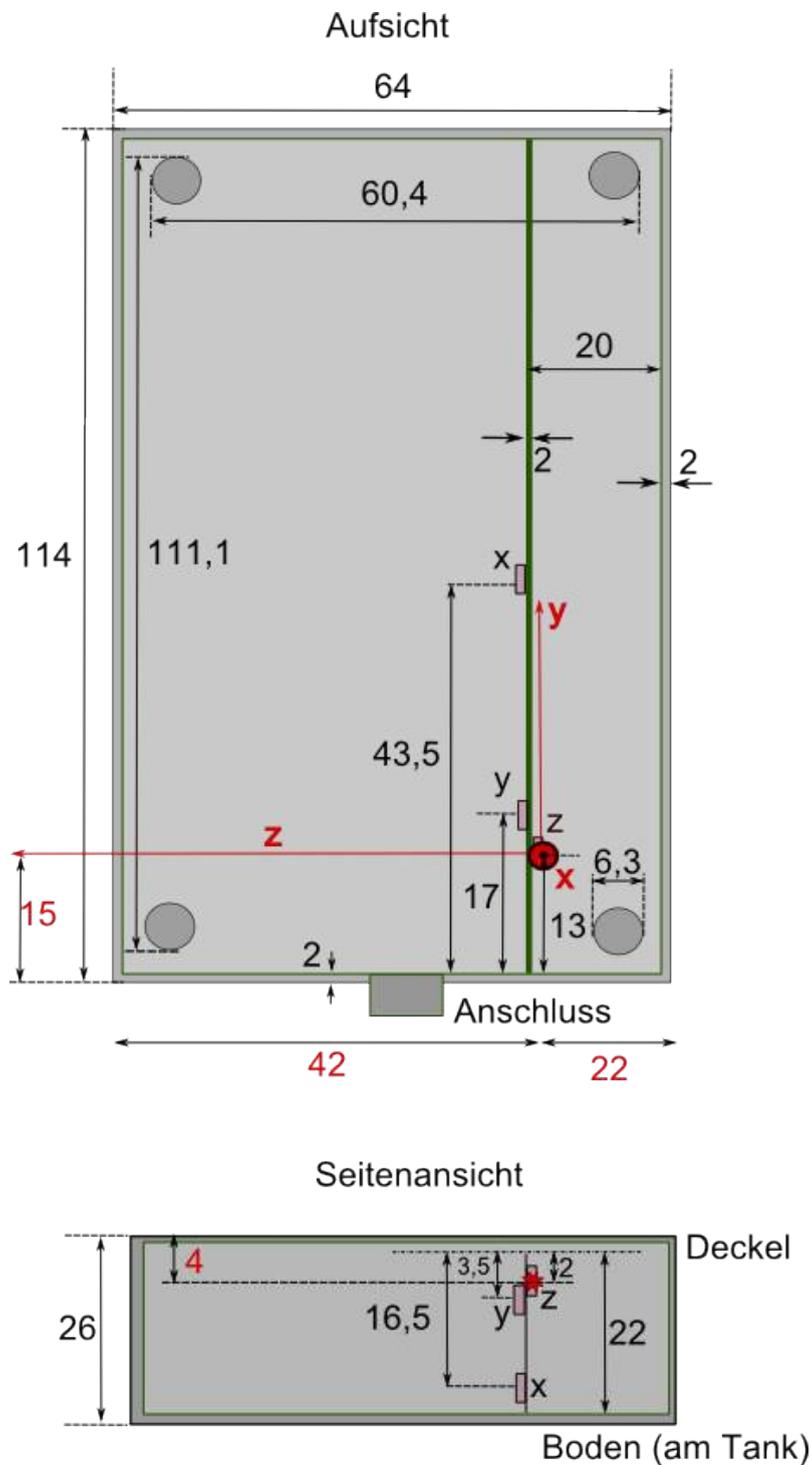


Abbildung 5.4.: **Maße der Sensorinsel:** Alle Werte sind in mm angegeben. Der rote Stern repräsentiert den gewählten Ursprung der Insel. Die Messachsen der Sensorinseln sind in rot eingezeichnet, die Messorte der x-, y- und z-Komponente sind in schwarzen Buchstaben. Die dicke grüne Linie stellt die Platine dar.

5.2.2. Position

Jeweils acht IPE-Sensoren sind auf einem von drei Ringen (bei $z \approx \pm 3,6$ m und in der Analysierebene) an der Spektrometerhülle alle 45° angebracht (siehe Bild 5.14). Auf den blauen Hüllen, welche die Sensoren enthalten ist die Richtung der drei Messachsen aufgezeichnet. Die z-Messachse stimmt dabei immer mit der z-Komponente des KATRIN-Koordinatensystems überein (vgl. Abb. 5.13). Die IPE-Sensoren sind mit einem Tachymeter vermessen worden. Eine Vermessung wird im nächsten Abschnitt erläutert. Die Positions- und Orientierungswerte finden sich in Tabelle A.14. Zum besseren Verständnis sind die IPE-Sensoren in dieser Arbeit nach dem gleichen System wie die Sensorinseln benannt worden¹. Im Gegensatz zu den Sensorinseln sind diese Bezeichnungen nicht auf den IPE-Sensoren selber vermerkt.

5.3. Sensorinseln

Die Sensorinseln sind zur präzisen Magnetfeldmessung entwickelt worden. Eine ausführliche Beschreibung der Entwicklung findet sich unter [Ant13]. Um dem Leser die Grundidee des Sensorsystems deutlich zu machen werden einige Aspekte daraus in den nachfolgenden Abschnitten wieder aufgegriffen.

Um das Magnetfeld genau zu bestimmen sind zwei Punkte von Bedeutung:

- Ein präzises Messinstrument ist nötig. Das minimale Feld ist in der Analysierebene und beträgt $0,3$ mT. Einflüsse des Erdmagnetfeldes, welches in Karlsruhe etwa $48 \mu\text{T}$ beträgt und ein Sechstel von B_{min} ausmacht sollen gemessen werden können. Ebenso wichtig sind Kenntnisse über den Einfluss von den, in der Halle verbauten magnetischen Materialien. Deren Beitrag zum Feld wird auf 1% geschätzt. Für die Winkelgenauigkeit der Sensoren wird daher eine Genauigkeit von $0,57^\circ$ erhoben. Ein solches Messinstrument wurde in den Bartington-Magnetometern gefunden.
- Präzise Bestimmung von Position und Orientierung. Die Orientierung der Sensoren sollte auf $0,5^\circ$ genau festgestellt werden. Ein Fehler in der Positionsbestimmung fällt schwächer ins Gewicht als in der Orientierungsbestimmung, da die räumliche Änderung des Magnetfeldes im zentralen Teil des Hauptspektrometers nicht so groß ist. Hier ist nur Zentimeter-Genauigkeit nötig.

Insgesamt sind 14 Sensorinseln an drei Ringen um den Hauptspektrometertank angebracht worden. Vier Sensoren befinden sich auf dem südlichen Ring bei $z \approx -4,5$ m und vier weitere auf dem nördlichen Ring bei $z \approx +4,3$ m. Die exakten Positionen sind in Tabelle A.12 vermerkt. Die restlichen sechs Sensorinseln liegen auf einem Ring in der Analysierebene (siehe Abb. 5.14).

5.3.1. Aufbau und Funktionsweise der Komponenten

Die Sensorinseln bestehen aus einer Aluminiumplatte der Maße $16,5 \text{ cm} \times 36 \text{ cm} \times 0,5 \text{ cm}$. Den Kontakt zwischen Sensorinsel und Spektrometertank bilden zwei PVC-Füße. Auf den

¹Die Zahlen auf den Boxen entsprechen etwa den Minutenzahlen eines imaginären Ziffernblattes, das auf den Hauptspektrometertank projiziert ist (Blick Richtung Quelle).

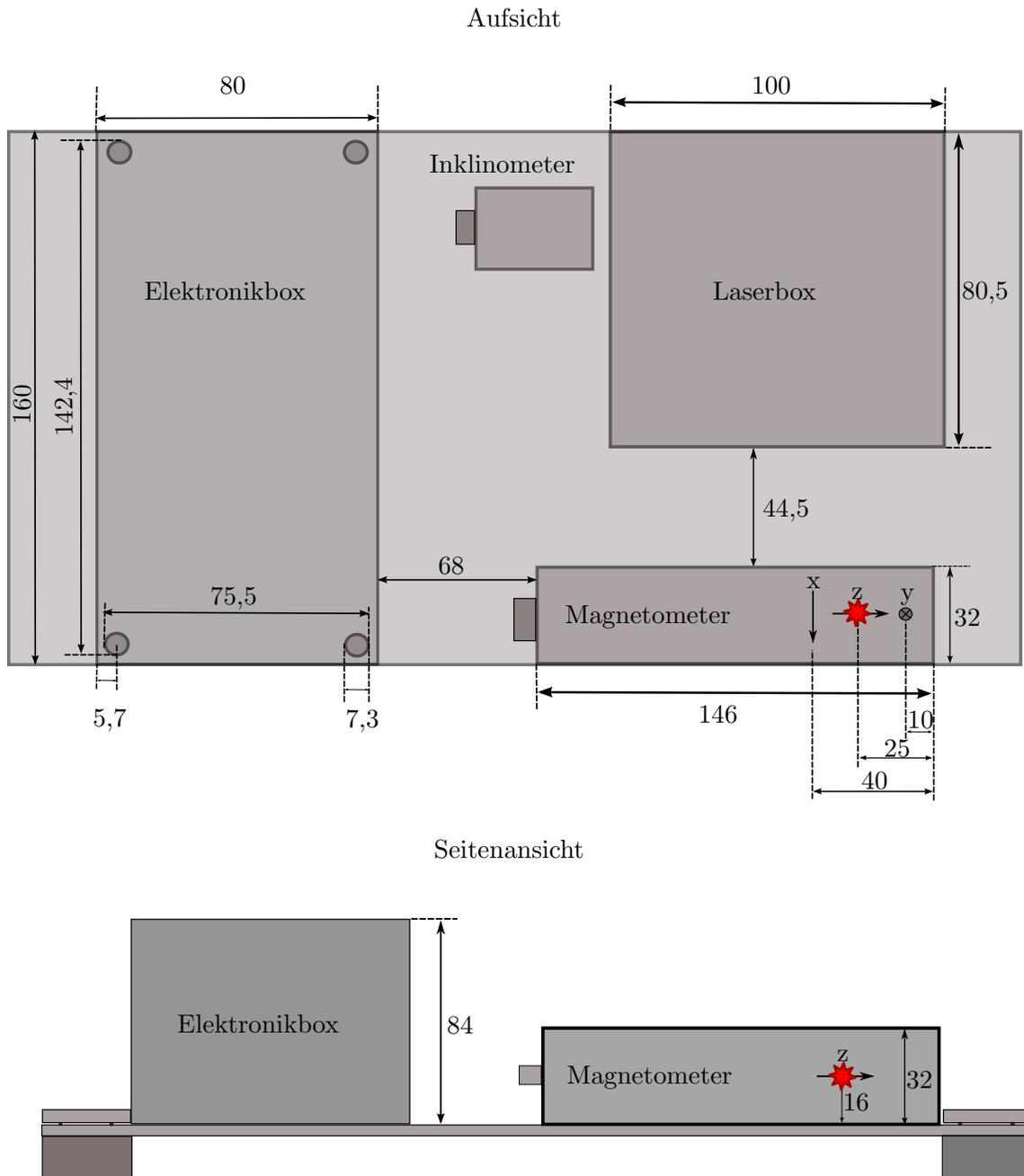


Abbildung 5.5.: **Maße der Sensorinsel:** Alle Werte sind in mm angegeben. Der blaue Stern repräsentiert den gewählten Ursprung der Insel.

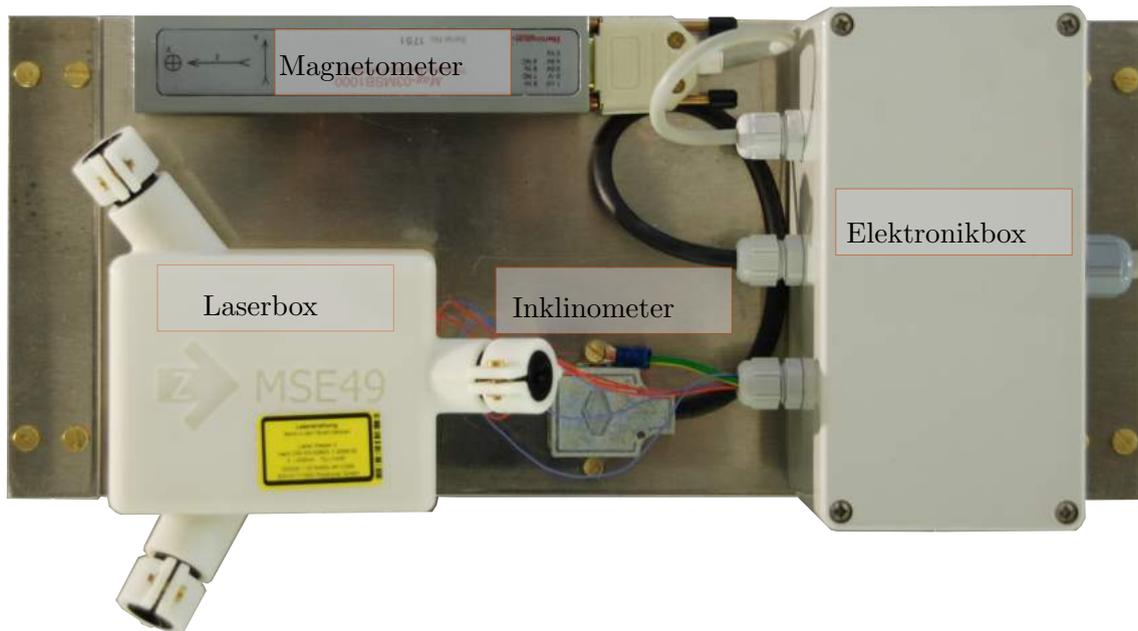


Abbildung 5.6.: **Magnetfeldinsel:** Auf ihr angebracht sind ein Inklinometer zur Neigungsbestimmung, ein Magnetometer zur dreiachsigen Magnetfeldmessung, eine Laserbox mit drei Lasern zur Positionsbestimmung und eine Elektronikbox in der diese Komponenten verschaltet sind.

Sensorinseln ist ein Magnetometer montiert, welche das Magnetfeld entlang drei Achsen (radial, axial und tangential) misst. Für die Positionsbestimmung der Inseln ist eine Laserbox darauf angebracht, die drei Laser enthält. Die Winkel zwischen den Lasern jeder einzelnen Laserbox sind in [Ant13] dokumentiert. Pro Laser wird eine Zielplatte zwischen den Luftspulen montiert, auf die der Laser trifft. Die Sensorinseln sind so konzipiert, dass die Koordinaten der Messposition nach jedem Ausheizen neu bestimmt werden kann. Dazu müssen die Koordinaten der Zielplatten im KATRIN-Koordinatensystem einmalig bestimmt werden. Die Koordinaten des Laserpunktes auf der Platte werden durch Ablesen bestimmt (siehe Abb.5.10). Die drei Geraden (Verbindung von Laser zum Laserpunkt auf der Platte) haben einen gemeinsamen Ursprung in der Laserbox. Die Koordinaten dieses Schnittpunktes können mit dem Programm *KLasersPositioningSystem*² berechnet werden. Die Beziehung zwischen Ursprung des Lasersystems und des Magnetfeldmesssystems wurde durch Messungen mit einem Faroarm bestimmt und wird in Kapitel 5.3.6 beschrieben. In dieser Arbeit wurden die Magnetfeldinseln direkt mit einem Tachymeter vermessen. Anhand der angebrachten Zielplatten kann man jederzeit erkennen, ob sich die Auftreffpunkte der Laser und dadurch auch die Position bzw. Orientierung der Inseln verändert haben. Die einzelnen auf den Sensorinseln angebrachten Komponenten werden im folgenden beschrieben.

² Das Programm befindet sich unter `/kalinka/home/adams/workspace/KLasersPositioningSystem/KLasersPositioningSystem`



Abbildung 5.7.: **Bartington Sensor** des Typs Mag-03MSB1000. Messung des Magnetfeldes entlang drei Achsen. Weitere Herstellerangaben sind online unter [Ins] verfügbar.

5.3.2. Komponenten

- **Bartington Magnetometer**

Die von *Bartington Instruments* Mag-03MSB1000 Sensoren messen die magnetische Feldstärke auf drei zueinander senkrecht stehenden Achsen auf $0,1^\circ$ genau nach dem Fluxgate-Prinzip. Jede der drei Messachsen enthält zwei zueinander parallel ausgerichtete weichmagnetische Kerne wie in Abb. 5.8 skizziert. Diese zwei Kerne sind mit je einer Spule gleicher Windungszahl, jedoch gegensätzlicher Polarität umwickelt. Bei Anlegen einer Wechselspannung werden sie periodisch in die Sättigung getrieben. Die beiden Kerne werden von einer weiteren Spule umhüllt. Existiert kein externes Feld, so gleichen sich die magnetischen Flüsse durch die beiden Kerne gerade aus und es wird kein Strom in der äußeren Spule induziert. Bei einem externen Feld erfolgt die Sättigung des Kerns, welcher parallel dazu ausgerichtet ist schneller. Die Eingangsspannung der äußeren Spule entspricht somit nicht mehr der Ausgangsspannung. Die benötigte Betriebsspannung jedes Magnetometers liegt zwischen $U_{in} = 12\text{ V}$ und 17 V . Die maximal messbare Feldstärke beträgt 1 mT . Der Messfehler des Sensors wird mit 50 nT angegeben. Das entspricht etwa einem Tausendstel des Erdmagnetfeldes. Übersteigt das externe Feld diesen Wert, so bleibt die Ausgangsspannung gleich, jedoch kann ein dauerhafter Offset von einigen nT verursacht werden.

- **Laser**

Die Laserbox dient der Positions- und Orientierungsbestimmung. In ihr befinden sich drei DD532-1-3(16x60)-AP-C280 Laser von Picotronic der Laserklasse 2. Bei einer elektrischen Versorgung von $V_{in} = 3\text{ V}$ und 250 mA haben die Laser eine Ausgangsleistung von 1 mW . Die Laser senden grünes Licht der TEM00-Mode mit 532 nm Wellenlänge aus und haben eine Divergenz von $0,5\text{ mrad}$. Weitere technische Daten sind unter [Pic14] verfügbar. Auf den Laserboxen ist auch die Bezeichnung für die jeweilige Box angebracht. Diese besteht jeweils aus zwei bis drei Buchstaben und einer Zahl. Die jeweils ersten Buchstaben N, M und S stehen dabei für den nördlichen, mittleren und südlichen Ring. Die Zahlen auf den Boxen entsprechen den Minutenzahlen eines imaginären Ziffernblattes, das auf den Hauptspektrometertank

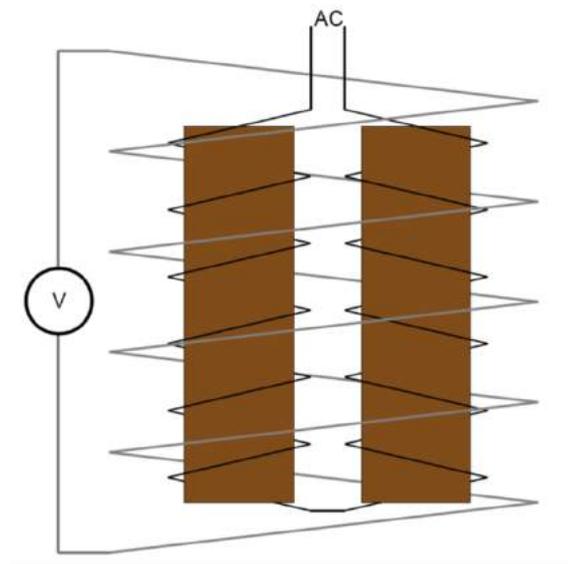


Abbildung 5.8.: **Messung des Magnetfeldes nach dem Fluxgate Prinzip:** Zwei weichmagnetische Kerne sind mit je einer Spule gleicher Windungszahl umgeben (schwarz). Darum ist eine weitere Spule gewickelt (grau). Ist deren ausgegebener Spannungswert $U_{in} = U_{out}$ so ist das externe Magnetfeld Null. Bei externem Magnetfeld ist die Spannungsdifferenz proportional zum Magnetfeld. Modifiziertes Bild aus [Rei09].

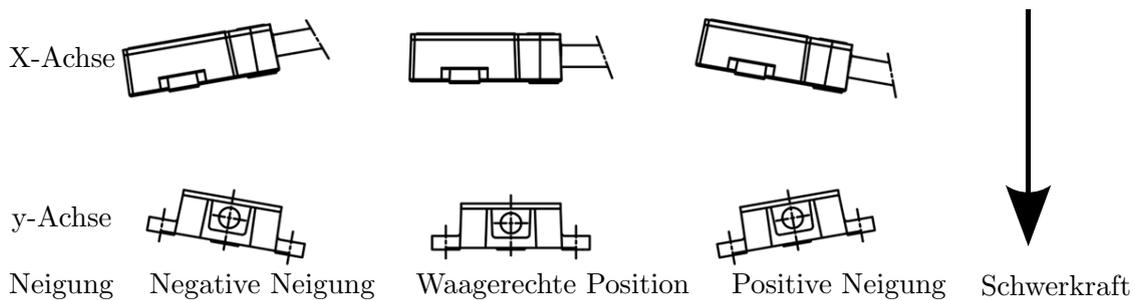


Abbildung 5.9.: **Messrichtungen des Inklinometers**

projiziert ist (Blick Richtung Quelle).

- **Inklinometer**

Das Inklinometer vom Typ SCA121D05 des Herstellers Murata Electronics Oy (Handbuch unter [Mur14]) wird mit einer Spannung von $U_{in} \approx 5\text{ V}$ betrieben. Es misst die Neigungswinkel senkrecht zur Gravitation auf 1° genau. Der Neigungswinkel kann mit

$$\alpha = \arcsin\left(\frac{U_{out} - U_0}{S}\right) \quad (5.1)$$

bestimmt werden. Dabei ist U_{out} die Ausgangsspannung und U_0 ist der Offset. Dieser entspricht gerade dem Wert der Ausgangsspannung bei 0° , $U_{out}(0^\circ) = \frac{1}{2}U_{in} = U_0 \approx 2,5\text{ V}$. Die Sensitivität beträgt $S = 35\text{ mV}/^\circ$. Die Messrichtungen des Inklinometers sind in Abb. 5.9 illustriert.

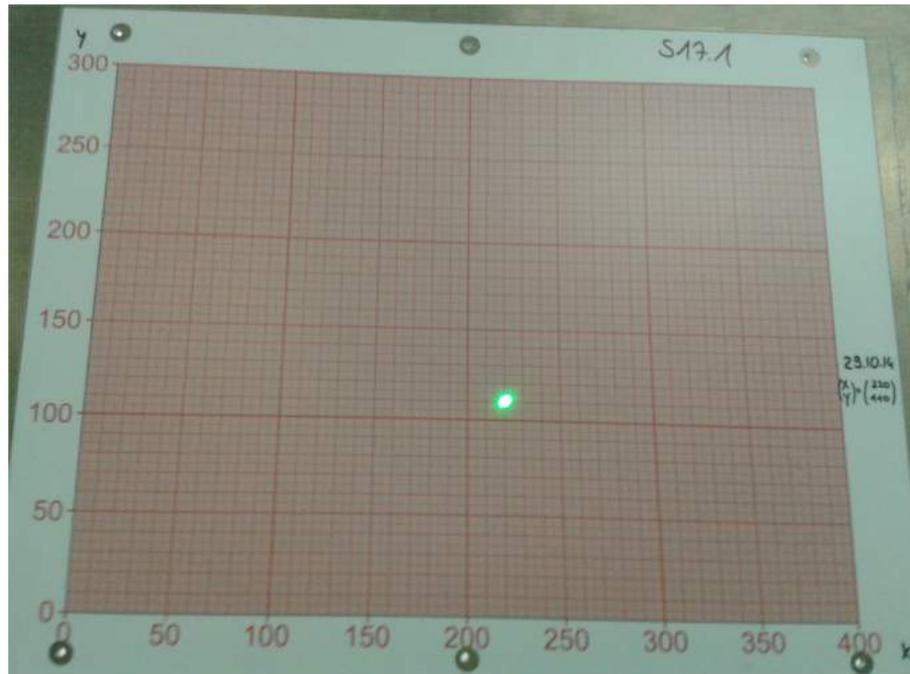


Abbildung 5.10.: **Zielplatte mit Laserpunkt:** Auf sie trifft Laser Nr. 1 der Insel SW17. Neben dem Millimeterpapier sind die Koordinaten des Laserpunktes mit Datum versehen.

Falls einer der Laser der Laserbox ausfällt, können die Neigungswerte des Inklinometers herangezogen werden um eine Veränderung der Inselorientierung festzustellen.

- **Elektronikbox und Stromversorgung**

Die Anschlüsse von Inklinometer, Lasern und Magnetometern führen in der Elektronikbox zusammen, wo sie auf einer Platine verlötet worden sind. Die Magnetometer werden mit einer 12 V -Leitung versorgt, die Inklinometer mit 5 V. In der Elektronikbox ist ein DC-DC-Wandler verbaut um die Laser mit einer Eingangsspannung von 3 V versorgen zu können. Aus der Elektronikbox führt ein 16-adriges Kabel zu einem der beiden HV-Schränke im Südosten bzw. Südwesten unterhalb des Hauptspektrometers. In Tabelle A.1 ist aufgeführt welche Magnetometer auf den Sensorinseln verbaut sind und mit welchem HV-Schrank sie verbunden sind.

- **Zielplatten**

Auf die Zielplatten ist ein lokales Koordinatensystem in Form eines laminierten DIN A3-mm-Papiers geklebt worden. Pro Sensorinsel werden drei Zielplatten benötigt. Sie sollen zwischen den Ringen der Luftspulen angebracht werden, so dass jeweils ein Laser auf eine Zielplatte trifft. Die Position des Laserpunktes wird mit Datum auf der Zielplatte notiert (siehe Abb. 5.10). Da sich nach dem Ausheizen des Tanks die Positionen der Sensorinseln verändern können, kann so überprüft werden ob die Positionsbestimmung der Insel erneut vorgenommen werden muss. Die Koordinaten der Auftreffpunkte der Laser auf den Zielplatten ist in Tabelle A.13 vermerkt.

5.3.3. Anbringen der Sensorinseln

Der südliche Ring mit den Sensorinseln ist 2013 bereits vollständig installiert und in Betrieb genommen worden. Im August 2014 folgten der mittlere und nördliche Ring. Pro Ring wurden zwei Drahtseile benötigt mit mindestens dem Tankumfang 33 m als Länge. Auf ihnen ist die ungefähren Position der Inseln markiert worden. Die Drahtseile sind auf den Tank aufgezogen worden und an die markierten Stellen konnten die Sensorinseln geklemmt werden. Die Drahtseile sind durch je drei Federn zusammengehalten. Diese können sich beim Ausheizen des Tanks ausdehnen, was ein Reißen des Stahlseils verhindert. Nachdem alle Inseln eines Rings an den Drahtseilen festgeklemmt und an die HV-Schränke angeschlossen waren konnten sie ausgerichtet werden. Dazu wurde mit einer Wasserwaage und der Information vom Inklinometer die bestmögliche Orientierung der z-Achse der Sensorinseln eingestellt.

5.3.4. Ansteuerung und Auslese

Alle Komponenten der vierzehn Sensorinseln funktionieren einwandfrei. Die Magnetfeldwerte können in ADEI unter "433 Precise Magnetometer" und KaLi³ ausgelesen werden. Die KATRIN-Nummern der x-, y- und z-Komponente des Magnetfeldes enden auf 0001, 0002 und 0003 [Beg14]. Angezeigt wird die Ausgangsspannung in Volt. Diese ist proportional zum Magnetfeld (der Skalierungsfaktor beträgt 10 mV/ μ T). Es gibt vier Frequenzstufen mit der die Daten aufgezeichnet werden können (2, 1, 0,5 und 0,2 Hz). Dies ermöglicht auch die Überwachung schnell wechselnder Einstellungen von magnetfelderzeugenden Komponenten in der Hauptspektrometerhalle. Die Laser können über eine Labview basierte VI gesteuert werden⁴. Die Inklinometerwerte wie auch die Magnetfeldwerte sind auch auf dieser Oberfläche ablesbar. Für jede Insel liegen vier Inklinometer ($U_{out,x}$, $U_{out,y}$, $U_{in,x}$ und $U_{in,y}$) und drei Magnetometerwerte (x-, y-, z- Achse) vor.

5.3.5. Transformation der Koordinatensysteme

Ziel der folgenden Überlegungen und Messungen ist es, die Zusammenhänge zwischen den lokalen Koordinatensystemen von Magnetometern, Lasern und des globalen KATRIN-Koordinatensystems zu finden. Dazu müssen folgende Punkte bestimmt werden (zum besseren Verständnis dient Abbildung 5.11):

- Bestimmung der Laserwinkel (bereits in [Ant13] geschehen).
- Bestimmung des Ursprungs der Laserbox \vec{L} .
- Bestimmung der Basisvektoren $\hat{l}_i = \frac{\vec{P}_i - \vec{L}}{|\vec{P}_i - \vec{L}|}$ welche vom Laserursprung zu den jeweiligen Laserpunkten zeigen.
- Bestimmung der Koeffizienten m_i aus dem Vektor $\vec{M}_L = \sum m_i \hat{l}_i$, der vom Ursprung der Laserbox zur z-Komponente des Magnetometers zeigt. Sobald Laserbox und Magnetometer auf der Grundplatte festgeschraubt sind, ist dieser Vektor fest definiert.

³KaLi ist Teil der KASPER Umgebung und ermöglicht den Zugriff auf sämtliche, in der KATRIN Datenbank gespeicherten Daten, in diesem Fall Magnetfeldmesswerte und Stromwerte [Kle14]

⁴<http://ikaircoil.kel.fzk.de:8800/premag.html>

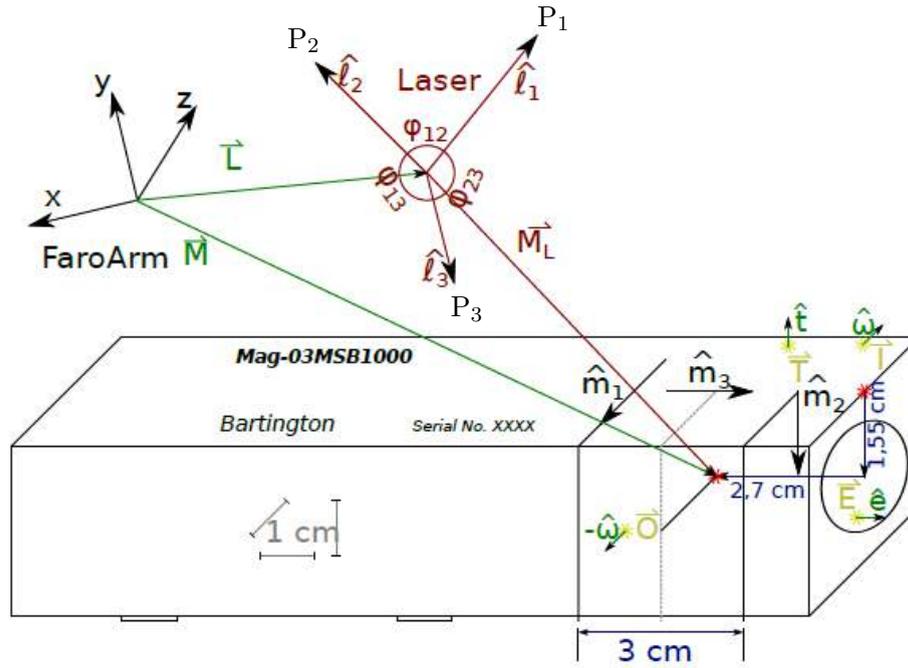


Abbildung 5.11.: Beziehung der Koordinatensysteme von Laser, Faroarm und Magnetometer zueinander. Abbildung entnommen aus [Ant13].

Er wird unter Zuhilfenahme eines Koordinatenmessgerätes (fortan FaroArm genannt) der Firma *FARO* ermittelt. Im KATRIN -Koordinatensystem ist die Messposition der z-Komponente also bei $\vec{M} = \vec{L} + \sum m_i \cdot \hat{l}_i$.

- Ermittlung der Koeffizienten m_{ij} aus den Richtungen der Messachsen des Magnetometers \hat{m}_i im Lasersystem: $\hat{m}_i = \sum m_{ij} \hat{l}_j$.
- Das gemessene B-Feld am Ort \vec{M} setzt sich aus den drei gemessenen Komponenten b_i zusammen und ist gegeben durch $\vec{B}(\vec{M}) = \sum b_i m_{ij} \hat{l}_j$.

5.3.6. Vermessung der Sensorinseln mit dem FaroArm

In diesem Versuch sind die Auftreffpunkte der Laser und die Außenseiten des Magnetometers vermessen worden. Auf den Aluminiumplatten der Sensorinseln sind Laserbox und Magnetometer befestigt worden. Die Laserwinkel wurden in [Ant13] bestimmt. Sie sind zur Berechnung der konstanten Koeffizienten m_i und m_{ij} , der Messposition \vec{M} sowie den Messachsen \hat{m}_i notwendig (folgt in Abschnitt 5.3.7).

Die Sensorinsel ist auf einem Messtisch, einer Konstruktion aus einer Granitplatte und Boschprofilen, fixiert worden. Dabei wurde sie so ausgerichtet, dass alle drei Laser auf Metallplatten zielen, die am Rand des Tisches befestigt worden sind. Diese Metallplatten sind mit einer Zielbohrung versehen, durch die der Laserstrahl tritt. Mit dem FaroArm (einem tragbaren Koordinatenmessgerät) wurden die Positionen der Zielbohrungen (P_1, P_2, P_3) mindestens je dreimal vermessen. Dabei ist darauf geachtet worden, dass der maximale Fehler einen Wert von 0,03 mm nicht überschreitet. Durch die Bestimmung von P_1, P_2 und P_3 und der bereits bekannten Laserwinkel ϕ_{12}, ϕ_{13} und ϕ_{23} können die Vektoren \hat{l}_1, \hat{l}_2 und

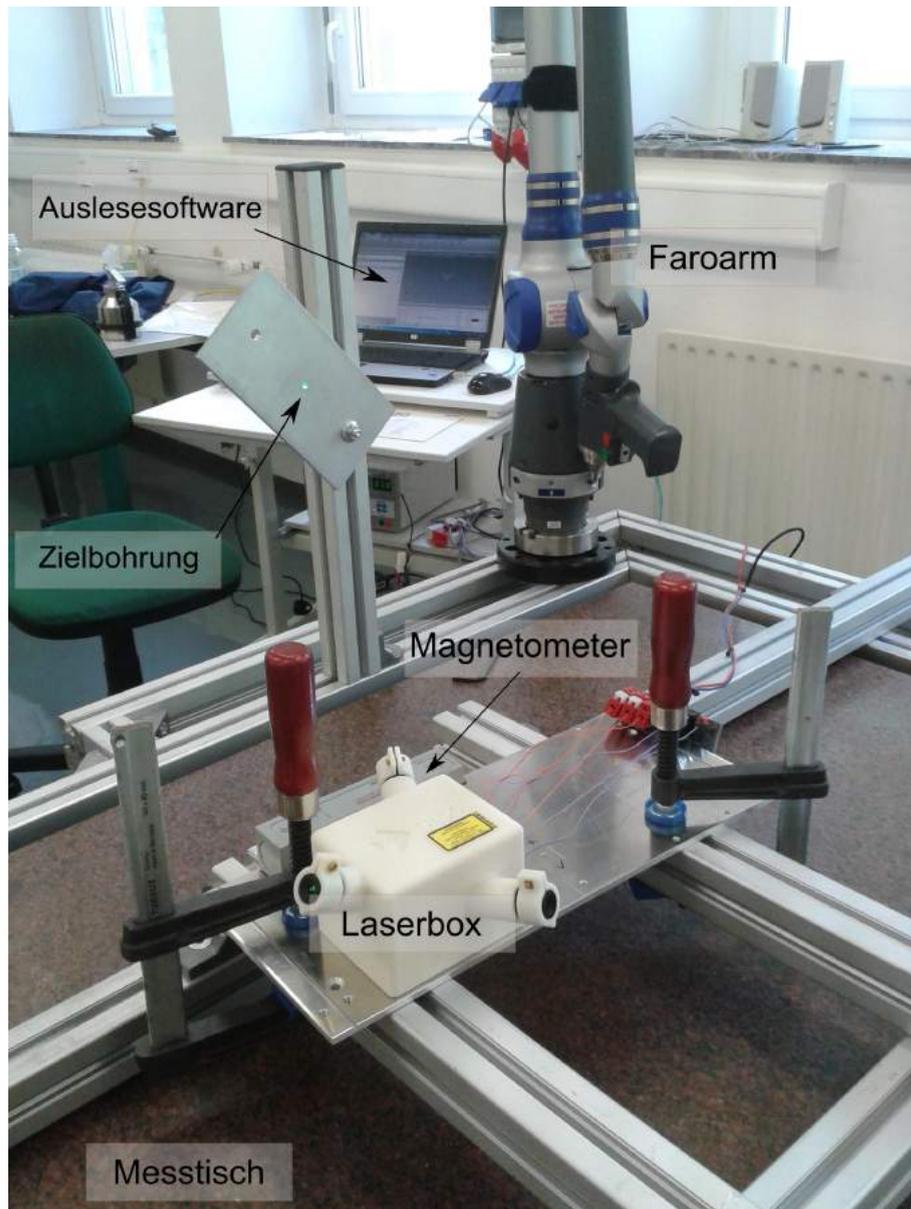


Abbildung 5.12.: **Vermessung einer Sensorinsel mit dem Faroarm:** Der Faroarm ist an der hinteren Ecke des Messtisches angebracht, mit ihm werden die Außenseiten des Magnetometers, sowie die Zielbohrungen vermessen, durch die der Laserstrahl tritt.

\hat{l}_3 berechnet werden. Diese schneiden sich im Ursprung des Lasersystems. Der Vektor \vec{L} zeigt vom Ursprung des FaroArm-Systems zum Ursprung des Lasersystems. Vier Ebenen des Magnetometers sind an mindestens fünf Position vermessen worden. Hier wurde der gleiche Anspruch auf den maximalen Fehler erhoben. Die Ebenen sind in Abb. 5.11 gelb eingezeichnet und tragen die folgenden Bezeichnungen:

- **O** (outside): Die Seite des Magnetometers, die von der Laserbox weg zeigt
- **I** (inside): Die Seite des Magnetometers, die zur Laserbox hin zeigt
- **E** (end): Die Seite des Magnetometers, die von der Elektronikbox weg zeigt
- **T** (top): Die obere Seite des Magnetometers

Die Normalenvektoren sind mit den entsprechenden Kleinbuchstaben benannt und in grün gehalten. Zusätzlich wird eine weitere Ebene Ω definiert, die mittig zwischen **O** und **I** liegt und den Ursprung des Magnetometer-Systems schneidet. Ihr Normalenvektor $\vec{\omega}$ ist parallel zu \vec{i} . Laut Herstellerangabe entsprechen die Normalenvektoren auf $0,1^\circ$ genau den Messachsen des Magnetometers.

5.3.7. Berechnung der Koeffizienten

Mit folgender Formel kann der Vektor \vec{M} berechnet werden, der vom Ursprung des FaroArm-Systems zum Ursprung des Magnetometersystems (Messposition der B_z -Komponente) führt.

$$\vec{M} = \vec{\Omega} + \frac{(\vec{T} - \vec{\Omega}) \cdot \hat{t}}{|\hat{\omega} \times \hat{t}|^2} (\hat{t} - (\hat{\omega} \cdot \hat{t}) \hat{\omega}) + \frac{\left(\vec{E} - \vec{\Omega} - \frac{(\vec{T} - \vec{\Omega}) \cdot \hat{t}}{|\hat{\omega} \times \hat{t}|^2} (\hat{t} - (\hat{\omega} \cdot \hat{t}) \hat{\omega}) \right) \cdot \hat{e}}{(\hat{\omega} \times \hat{t}) \cdot \hat{e}} (\hat{\omega} \times \hat{t}) \quad (5.2)$$

$$- 1,55 \text{ cm} \cdot \hat{t} - 2,7 \text{ cm} \cdot \hat{e}$$

Der Laserursprung wird mit dem bereits erwähnten Programm *KLasersPositioningSystem* berechnet. Damit und mit den vermessenen Zielbohrungen P_1 , P_2 und P_3 kann die Bestimmung der Laserbasisvektoren erfolgen:

$$\hat{l}_i = \frac{\vec{P}_i - \vec{L}_i}{|\vec{P}_i - \vec{L}_i|} \quad (5.3)$$

Die Messposition $\vec{M}_L = \vec{M} - \vec{L}$ kann nun berechnet und in den Laserbasisvektoren \hat{l}_i entwickelt werden:

$$\vec{M}_L = \vec{M} - \vec{L} = \sum_{i=1}^3 m_i \hat{l}_i \quad (5.4)$$

Für die Messachsen gilt:

$$\begin{pmatrix} \hat{x} \\ \hat{y} \\ \hat{z} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \hat{m}_1 \\ \hat{m}_2 \\ \hat{m}_3 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} -\hat{\omega} \\ -\hat{t} \\ \hat{e} \end{pmatrix} \quad (5.5)$$

Da nun die Laserbasisvektoren \hat{l}_i und die Messachsen \hat{m}_i bekannt sind, können auch die Koeffizienten m_{ij} bestimmt werden:

$$\hat{m}_i = \sum_{j=1}^3 m_{ij} \hat{l}_j \quad (5.6)$$

Alle gesuchten Koeffizienten können in Tabellen A.2 bis A.11 nachgelesen werden.

5.3.8. Positions- und Orientierungsbestimmung der Sensorinseln am Tank

Es konnte keine zufriedenstellende Lösung gefunden werden um die obersten Zielplatten zu vermessen. Weiterhin konnten nur wenige Zielplatten installiert werden. Daher erfolgte die Bestimmung der Positionen und Ausrichtungen der Sensorinseln an verschiedenen Positionen außerhalb des KATRIN-Tanks in Bezug auf die Tankachse. Diese Art der Vermessung hat zum Vorteil, dass eine einmalige Positionsbestimmung deutlich zeitsparender und daher auch kostengünstiger ist. Bei einer Positions- oder Orientierungsveränderung der Sensorinseln muss jedoch eine erneute Vermessung durchgeführt werden. Die Vermessung wurde mit einem Tachymeter⁵ des Geodätischen Instituts am KIT durchgeführt. Das Tachymeter wurde mit Hilfe von jeweils drei Punkten des Festpunktfeldes so positioniert, dass i.d.R. jeweils eine Sensorplattform optimal gemessen werden konnte. Das Festpunktfeld besteht aus "Nestern" die an den Wänden und Säulen montiert sind. Deren globale Koordinaten sind bekannt. Die Nester sind magnetische Sockel, an die eine Metallkugel geheftet werden. Diese Kugel enthält ein Spiegelsystem, welches vom Tachymeter angepeilt wird. Dadurch kann der aktuelle Tachymeterstandort bestimmt werden.

Die Abweichungen bei der freien Stationierung lagen alle unter 1 mm, meist deutlich im sub-mm-Bereich. Das entspricht einem maximalen Winkelfehler von 0,4°. Zusammen mit dem vom Hersteller angegebenen Winkelfehler von 0,1° ist die Forderung an die Winkelgenauigkeit erfüllt. Auch die Forderung an die Positionsgenauigkeit im Zentimeterbereich ist mit dieser Messmethode weit übertroffen worden.

Jeweils eine Fläche der Sensorinsel wurde vom Tachymeter vermessen. Normalenvektor und vier Eckpunkte sind ermittelt worden. Bevorzugt wurden Magnetometerflächen. Wenn dies nicht möglich war ist eine Fläche der Elektronikbox vermessen worden. Durch die Kenntnis über die Abmaße der Sensorinsel, welche in Abb. 5.5 zu sehen sind, konnte von der Orientierung und Position der Elektronikbox auf die des Magnetometers geschlossen werden. Von den zu vermessenden Sensoren wurde ein geometrisches Modell erstellt, das die Beziehung zwischen den aufgemessenen Gehäuse-Eckpunkten und den internen Sensor-Achsen herstellt [Jur14]. Der Ursprung des lokalen Koordinatensystems des Bartingtonsensors fällt

⁵Tachymeter Leica TS30

mit der z -Messposition des Magnetfeldes zusammen und ist in Abb. 5.5 mit einem roten Stern markiert.

Es konnten elf von vierzehn Sensorinseln vermessen werden. Die obersten Sensorinseln (S02, M59 und N57) waren für die Messgeräte nicht sichtbar. Daher kann deren Position und Orientierung nur abgeschätzt werden. Die Koordinaten der Sensorinseln im KATRIN-Koordinatensystem sowie deren Orientierung in Eulerwinkeln⁶ ist in A.12 aufgeführt. Die Koordinaten bezeichnen jeweils den gewählten Ursprung der Sensorinseln.



Abbildung 5.13.: Sensorinsel MNE39 mit IPE-Sensor M37 in der Analysierebene auf der Ostseite des Tanks.

⁶ y -Konvention: z y' z'' -Rotation

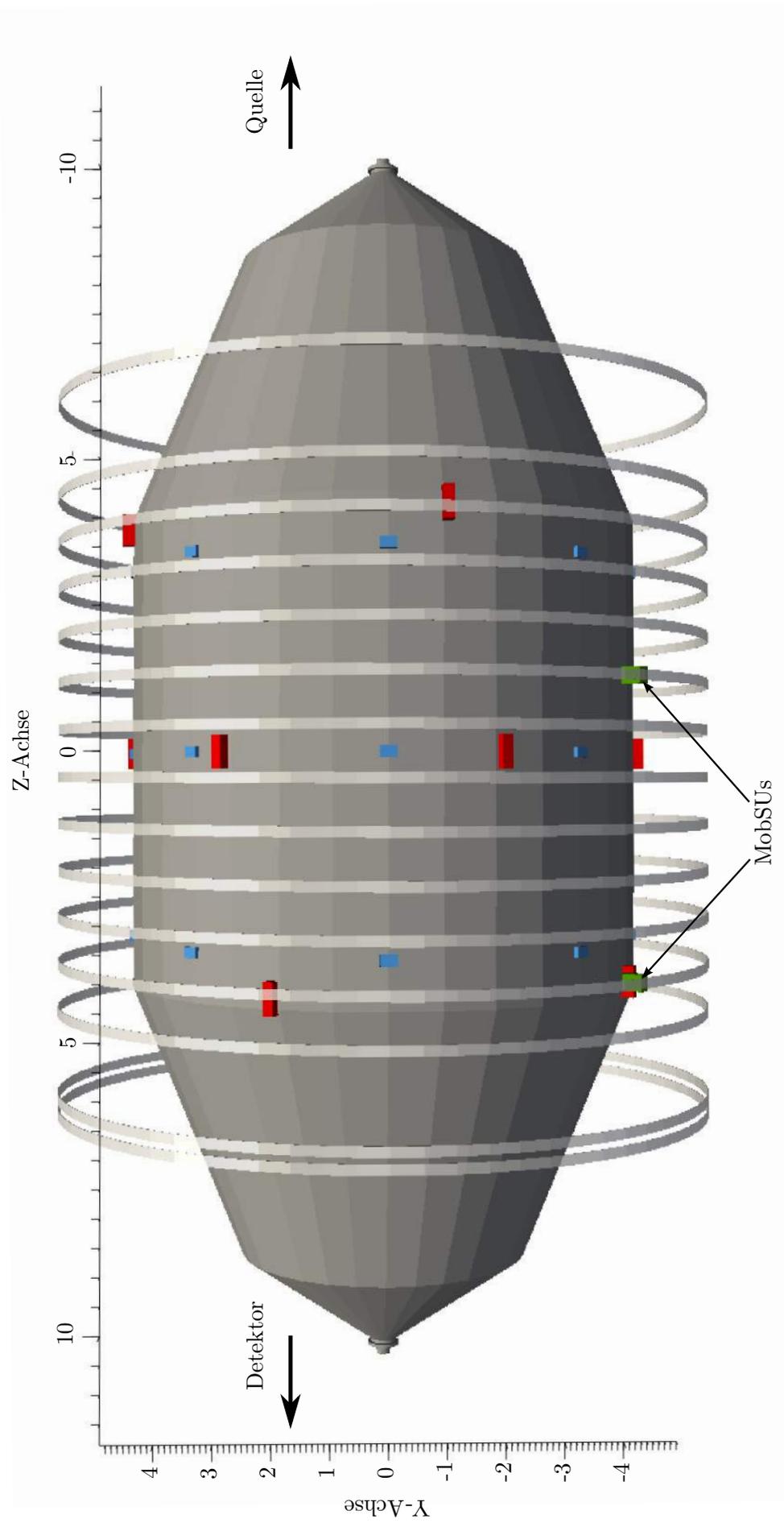


Abbildung 5.14.: **Sensorsystem:** Es besteht aus 14 Sensorinseln (rot), 24 IPE-Sensoren (blau) und 2 MobSUs (grün). Blickrichtung ist von der Westseite auf das Hauptspektrometer.

5.4. Verwendung der Magnetfelddaten mit Kassiopeia

Die bei KATRIN verwendete Analyse- und Simulations-Software ist in der KASPER Umgebung zu finden [DF15]. Im Rahmen dieses Software Packets wurde der FieldLineMonitor⁷ entwickelt [Erh14] [Gro14]. Dieses Programm vergleicht simulierte Magnetfeldwerte am Ort der Sensoren mit deren Messwerten. Die Grundzüge des Programms werden im Folgenden erläutert.

Aus der *KATRIN Database* werden die (in Abschnitt 5.3.8 bestimmten) Rotationswinkel und Koordinaten ausgelesen. Die Messwerte werden rotiert und somit ins KATRIN-Koordinatensystem überführt. Anschließend erfolgt eine Verschiebung des Simulationspunktes entsprechend der Sensorposition. Die Koordinaten in der *KATRIN Database* geben den gewählten Ursprung (z-Messachse) der Sensoren an, die Messpositionen der x- und y-Komponenten werden im Programm entsprechend versetzt. Die Ströme von Luftspulen und Solenoiden im ausgewählten Zeitraum/ für ausgewählte Runs werden über KALI abgefragt und zur Simulation der Magnetfelder am Ort der x-, y- und z-Sensoren verwendet. Nach der Auslese der Messwerte der Sensorinseln wird die absolute und relative Abweichung des Absolutfeldes zwischen Simulation und Messung berechnet. Zusätzlich erfolgt die Überprüfung der z-Magnetfeldkomponente. Es wird pro Ring eine relative Differenz von 5% und absolute Differenz von $11 \mu\text{T}$ ⁸ der simulierten zu den gemessenen Werten zugelassen. Schwanken die Stromwerte über den abgefragten Zeitraum oder stimmen die z-Komponenten im Rahmen der Toleranz nicht mit der Simulation überein, so wird dies auch in der Ausgabe als Warnung angezeigt.

Ausgegeben wird eine Grafik (wie in Abb. 5.15 dargestellt), die eine schnelle Überprüfung der (aktuellen) Konfiguration erlaubt. So kann sichergestellt werden, dass Magnete und Luftspulensystem richtig gepolt sind. Dies trägt zum reibungsfreien Ablauf der Messphasen bei.

Mit dem FieldLineMonitor sind vier verschiedene symmetrische LFCS-Einstellungen (3,8 G, 5 G, 7 G und 9 G-Setting) aus der SDS⁹-II-Messphase ausgewählt worden um die Genauigkeit der Sensorinseln zu überprüfen. Der abgefragte Zeitrahmen betrug bis zu sieben Stunden. Mit einer Auslesefrequenz der Sensoren von $0,2 \text{s}^{-1}$ wurden somit über 5000 Messwerte aufgenommen. Die Stromwerte und Auslese der Sensorinseln war während dieser Zeit stabil (siehe Abb. 5.15).

Die Ströme der magnetfelderzeugenden Komponenten für jedes Setting sind in Tabelle 5.1 aufgeführt. Die Ströme des LFCS sind so optimiert, dass sie in der Analysierebene ein homogenes Feld erzeugen [Sta13]. In Abb.5.16 sind für das 3,8 G und 9 G Setting die Abweichungen vom Soll-Feld an der Position (0,0,z) für Süd-($z = -4,5 \text{ m}$), Mittel-($z = 0 \text{ m}$) und Nordring ($z = +4,5 \text{ m}$) gezeigt. Innerhalb des Flussschlauchs in der Analysierebene sind die maximalen Abweichungen vom Soll-Feld sehr gering ($\Delta B = -9 \mu\text{T}$ bzw. $\Delta B = 3 \mu\text{T}$), das Magnetfeld hat daher eine große Homogenität. Die radialen Differenzen an der nördlichen und südlichen Position stammen von der Verformung des Flussschlauchs, bedingt durch die Geometrie des MAC-E Filters. Relative und Absolute Differenz sowie

⁷workspace/KasperInstall/config/Kassiopeia/Katrin/FieldLineMonitor_SDS-II_Realistic.xml

⁸Toleranzen sind frei wählbar

⁹Spektrometer Detektor Sektion

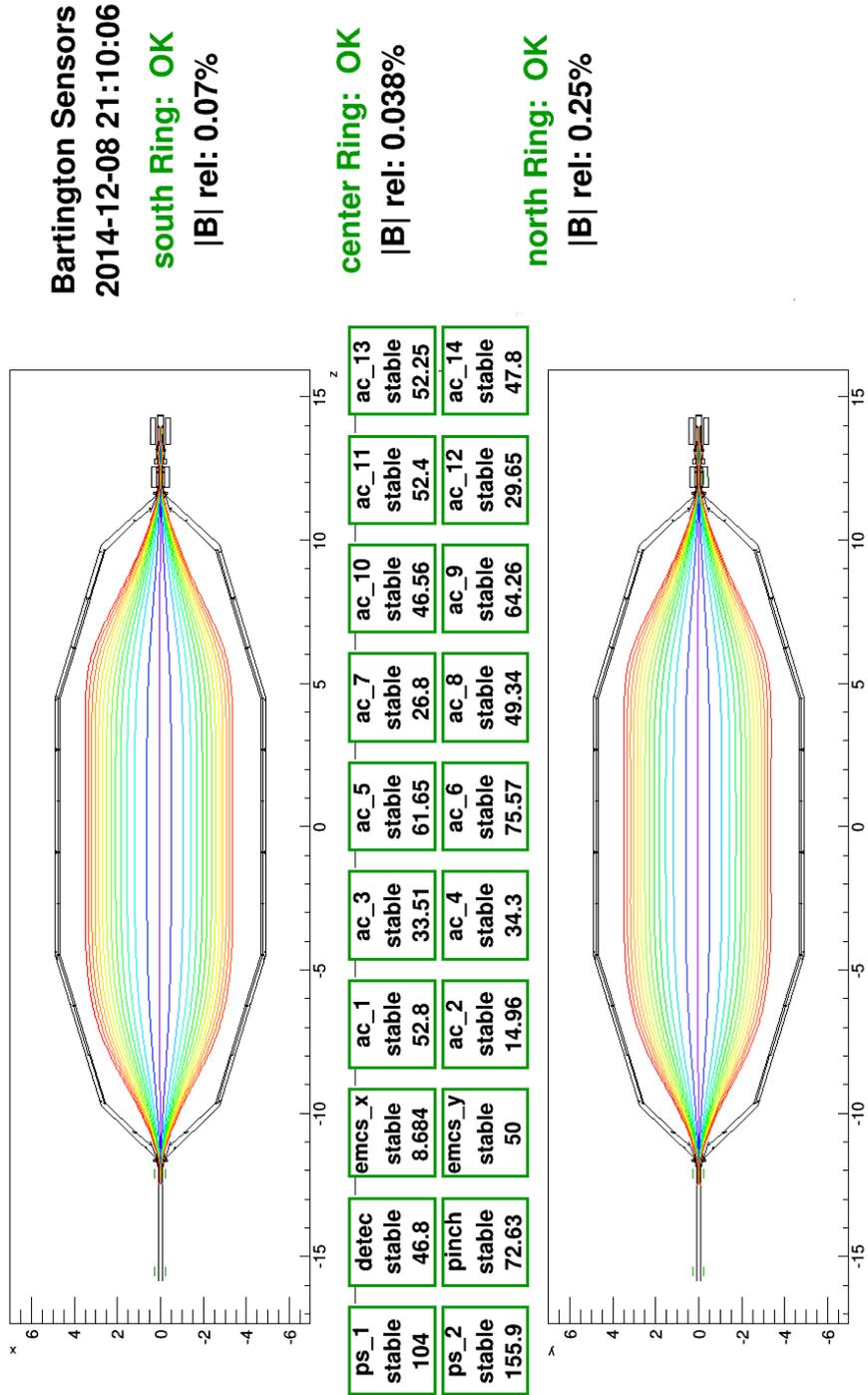


Abbildung 5.15.: **Grafische Ausgabe des FieldLineMonitors.** Sie enthält drei Kassiopia Anwendungen. Der Stromplotter vergleicht die Soll- zu Ist-Werte der Vorspektrometernagete PS I und PS II, Detektor- und Pinchmagnet, EMCS und LFCs 1-14. Sind die Werte grün umrandet, so waren die Einstellungen während der abgefragten Zeit stabil. Der FieldLinePlotter zeichnet Feldlinienschnittbilder der x-z und y-z Ebene. Die dritte Anwendung gibt den relativen Fehler von simuliertem zu gemessenem absoluten Magnetfeld aus. In diesem Durchlauf wurden die Bartingtonsensoren der Sensorinsel überprüft.

Tabelle 5.1.: **Stromwerte der verschiedenen Settings.** Die Ist-Werte der Ströme und deren Fehler sind für die magnetfelderzeugenden Komponenten in der Hauptspektrometerhalle angegeben. Dazu gehören die Luftspulen (AC), das Erdmagnetfeldkompensationssystem (EMCS), Pinch- und Detektor-Magnete, sowie die zwei Vorspektrometermagnete PS I und PS II.

Settings:	9 G		7 G		5 G		3,8 G	
	Ist-Wert (A)	\pm (mA)						
AC 1	84,551	0,013	44,023	0,011	52,803	0,011	20,914	0,012
AC 2	89,338	0,016	49,012	0,018	46,563	0,012	44,360	0,012
AC 3	68,732	0,017	65,854	0,020	52,398	0,010	37,01	0,009
AC 4	99,258	0,012	60,507	0,015	29,652	0,01	20,818	0,010
AC 5	93,517	0,011	95,82	0,014	52,248	0,012	43,267	0,010
AC 6	28,037	0,011	46,086	0,008	47,804	0,009	50,339	0,01
AC 7	100,025	0,013	68,496	0,014	14,965	0,011	25,485	0,010
AC 8	55,906	0,018	71,584	0,019	33,51	0,011	20,012	0,012
AC 9	99,57	0,015	69,286	0,013	34,307	0,01	28,236	0,010
AC 10	99,702	0,023	63,313	0,015	61,655	0,013	38,528	0,013
AC 11	80,419	0,014	76,405	0,011	75,573	0,012	27,259	0,012
AC 12	95,400	0,015	75,133	0,015	26,809	0,017	34,161	0,013
AC 13	98,190	0,022	65,695	0,021	49,34	0,025	50,606	0,01
AC 14	83,949	0,012	88,952	0,015	64,262	0,010	10,055	0,01
EMCS X	8,701	0,011	8,692	0,011	8,684	0,011	8,685	0,011
EMCS Y	50,005	0,011	49,999	0,010	49,995	0,011	49,995	0,011
Detektor	46,795	0,000	46,795	0,000	46,795	0,000	46,795	0,000
Pinch	72,625	0,000	72,625	0,000	72,625	0,000	72,625	0,000
PS I	104,035	0,004	104,032	0,002	104,032	0,0019	104,039	0,002
PS II	155,949	0,002	155,944	0,004	155,939	0,0057	155,941	0,002

Tabelle 5.2.: **Ergebnisse der Sensorinseln bei verschiedenen Settings:** Die absolute und relative Differenz von simulierten zu gemessenen Magnetfeldwerten sind für die drei Sensorringe mit dem FieldLineMonitor berechnet worden. Der Mittelwert des Magnetfeldes für jeden Ring ist für die vier verschiedenen Settings in μT angegeben.

		Settings:	9 G	7 G	5 G	3.8 G
Süd	Abs. Diff. (μT)		1,637	1,578	0,721	0,9145
	Rel. Diff (%)		0,006	0,034	0,080	0,260
	Mittelwert (μT)		882,146	691,087	389,191	317,170
Mitte	Abs. Diff. (μT)		1,48	0,788	0,601	0,746
	Rel. Diff (%)		0,160	0,069	0,061	0,180
	Mittelwert (μT)		908,701	712,042	483,189	360,361
Nord	Abs. Diff. (μT)		2,279	2,200	1,141	1,575
	Rel. Diff (%)		0,210	0,260	0,240	0,470
	Mittelwert (μT)		971,978	747,841	457,586	337,551

das gemittelte Absolutfeld der drei Sensorringe sind in Tabelle 5.2 zu sehen. Es herrscht eine gute Übereinstimmung der Messwerte mit der Simulation. Der größte relative Fehler beträgt gerade mal 0,47%, was deutlich unter der eingestellten Toleranz von 5% liegt. Optimierungspotential liegt in der Verkleinerung dieser Toleranz.

Um den maximal erlaubten systematischen Fehler von $|\Delta m_\nu^2| = 2,3 \cdot 10^{-3} \text{ eV}^2$ nicht zu überschreiten, muss das absolute Magnetfeld in der Analysierebene mit einer maximalen Abweichung von $-2,2 \mu\text{T}$ bis $1,8 \mu\text{T}$ zum vorgesehenen Feld vorliegen. Das entspricht 0,55% des Magnetfeldes des 3,8 Gauss-Settings [Gro15]. Der größte relative Fehler der Messungen liegt somit unterhalb der geforderten Genauigkeit. Um Aussagen über den Magnetfeldverlauf im Flussschlauch treffen zu können, müssen Messungen mit der Elektronenkanone durchgeführt werden. Weitere Aussagen über den Magnetfeldverlauf im Hauptspektrometer sowie eine Überprüfung der Langzeitstabilität der Sensorinseln können in [Erh15] nachgelesen werden.

Mit dem aufgebauten Sensorsystem lassen sich nicht nur die Einstellungen der aktuellen Messphase überprüfen, sondern auch Aussagen über die von magnetischen Materialien verursachten Störfelder treffen. Dieser Punkt wird unter anderem im folgenden Kapitel behandelt.

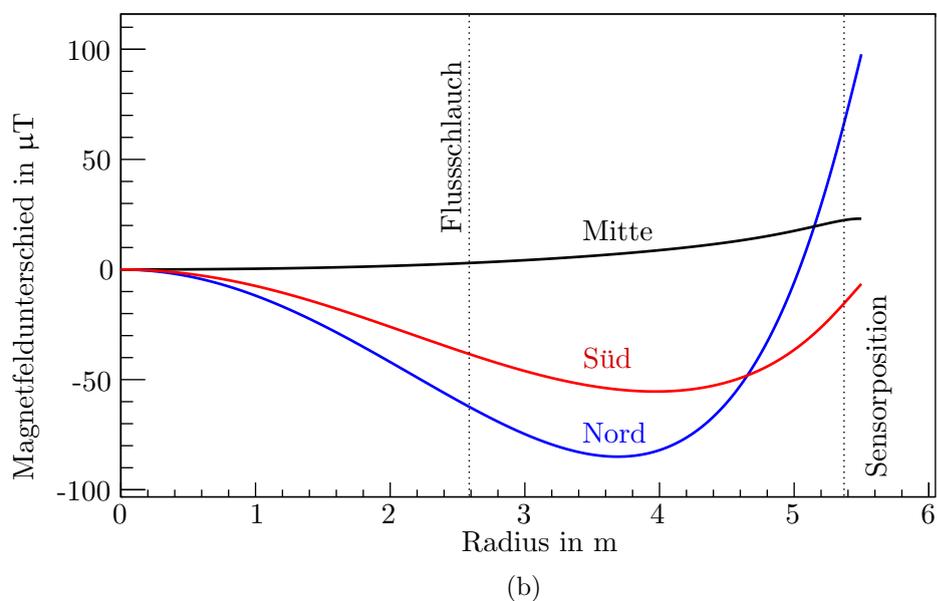
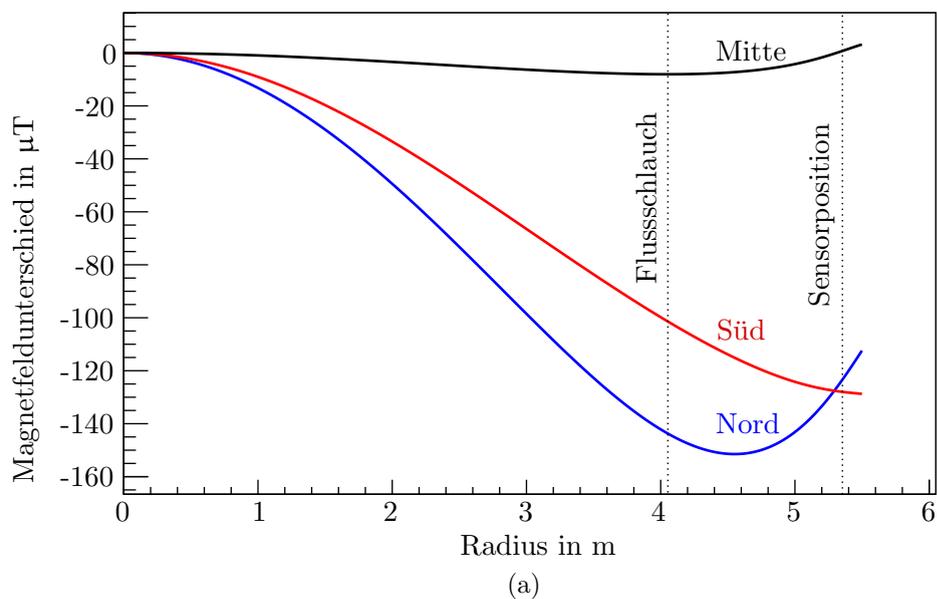


Abbildung 5.16.: **Magnetfelddifferenzen** entlang des Radius des Hauptspektrometers zwischen dem Soll-Feld auf der z-Achse und simuliertem Feld. Eingezeichnet sind die Werte für Süd-, Mittel- und Nordring der Sensorinseln, die Ausdehnung des Flusschlauches und die Sensorpositionen für das (a) 3,8 G und (b) 9 G-Setting. Erkennbar ist eine hohe Homogenität des Feldes in der Analyseebene.

6. Magnetfelderzeugende Komponenten

In diesem Kapitel wird auf zwei magnetfelderzeugende Komponenten eingegangen. In Abschnitt 6.1 werden die Ergebnisse der Untersuchungen der Vorspektrometermagnete auf Magnetfeldsymmetrie vorgestellt. In Abschnitt 6.2 wird auf die ungewollten, vom Baustahl verursachten Störfelder genauer eingegangen. Die in diesem Abschnitt gewonnenen Erkenntnisse über die remanente und induzierte Magnetisierung in der Halle werden in 6.2.4 und 6.2.6 präsentiert.

6.1. Vorspektrometermagnete

Die Vorspektrometermagnete sind Teil der magnetfelderzeugenden Komponenten im KATRIN-Experiment. PS I (Quellseite) und PS II (auf der Hauptspektrometer-Seite) formen das magnetische Führungsfeld innerhalb des Vorspektrometers. Um die Symmetrie des Magnetfeldes zu gewährleisten, müssen die magnetfelderzeugenden Komponenten vermessen und das erzeugte Magnetfeld auf Axialsymmetrie überprüft werden. Der Flussschlauch muss so gestaltet werden, dass die Elektronen kollisionsfrei¹ zum Detektor geleitet werden. Wird festgestellt, dass die Spule im Inneren des Solenoiden nicht axial zum Solenoiden aufgehängt ist, so kann dieser bei großen Winkeln nachjustiert werden. Kleine Winkel können in Simulation und Analyse beachtet werden.

6.1.1. Aufbau und Messdurchführung

Die Magnete befinden sich in 56 cm langen CFM Kryostaten² (siehe Abb. 6.2). Im Inneren der Kryostate befindet sich jeweils eine 30 cm lange supraleitende Spule mit $N = 13707$ (PS I) bzw $N = 13617$ (PS II) Windungen. Der Innendurchmesser der Spulen beträgt 32 cm, ihr Außendurchmesser 53,8 cm (PS I) bzw. 54,1 cm (PS II). Betrieben mit einem Strom von 157 A erzeugen diese Feldstärken bis zu 4,5 T innerhalb der Bohrung des Durchmessers 40 cm [Lim03].

Die PS-Einheiten sind während der aktuellen Messphase³ bei $z = -15,5$ m und $z = -12,1$ m

¹Die Elektronen dürfen die Wände der KATRIN-Komponenten auf ihrem Weg zum Detektor nicht berühren.

²Das Cryogen-Free magnet system (CFM) der Firma *Cryogenic Ltd.* kühlt beide Magnete auf 4,2 K ab.

³In der aktuell zweiten Messphase SDS 2 wird eine Elektronenkanone verwendet um die Signalelektronen zu erzeugen.



Abbildung 6.1.: Dreiachsige Hallsonde des Herstellers LakeShore

positioniert um das benötigte hohe und homogene Magnetfeld an der Position der Elektronenkanone zu erzeugen. Die Vorspektrometermagnete können auf zwei miteinander verbundenen Computern über eine Labview Software gesteuert werden.

Die Magnete werden im *driven mode* betrieben [Gör14]. In diesem Modus wird (im Gegensatz zum theoretisch stabileren *persistant mode*) der Strom extern nachgeregelt. Die Stabilität der Netzgeräte beträgt $< 5 \cdot 10^{-5}$ A [Sch13].

Messgeräte

Die Hallsonde des Typs MMZ-2502-UH vom Hersteller *LakeShore* [Lak15b] misst die magnetische Feldstärke auf drei senkrecht aufeinander stehenden Achsen von 0 T bis 3 T. Die Genauigkeit der Hallsonde ist abhängig von der Magnetfeldstärke und beträgt 0,25 % bis 2 T und 0,5 % bis 3 T. Als Auslesegerät wurde das Model 460 3-Channel Gaußmeter von *LakeShore* verwendet. Vom Hersteller wird dessen Genauigkeit mit 0,1 % angegeben [Lak15a]. Die Genauigkeit des aus Hallsonde und Gaußmeter bestehenden Messsystems beträgt 0,35 % (0,60 %) in einem Magnetfeld bis zu 2 T (3 T).

Messplatte

Da die beiden Vorspektrometermagnete PS I und PS II nahezu baugleich sind, musste nur eine Vorrichtung zur Vermessung der magnetischen Feldstärke gefertigt werden. Die Messplatte besteht aus einer Aluminiumplatte, in die eine frei drehbare PVC-Scheibe eingelassen ist. Die PVC-Scheibe hat eine Dicke von $(5 \pm 0,5)$ mm.

Zur Befestigung der Hallsonde sind in die Scheibe quadratische Löcher im Abstand von 6 cm radial nach außen gebohrt worden. In Abb. 6.1 ist der in die quadratischen Bohrungen passende Teil rot eingefärbt. Alle 15° wurde eine Markierung in die Aluminiumplatte gefräst, um die Messpositionen leichter einstellen zu können. Die PVC-Scheibe kann mit vier Stellschrauben an der Messposition fixiert werden.

Die Aluminiumplatte wird mit vier Schrauben an den Kryostaten angebracht. Der Messfühler der Hallsonde ragt mehrere Zentimeter aus der Messplatte heraus. Um auch außerhalb des Bohrlochs zu messen ohne den Messfühler zu beschädigen, wurden 7 cm lange Abstandshalter zwischen Kryostat und Aluminiumplatte angebracht.

Um die Hallsonde zu fixieren wurde ein Aufsatz aus PVC gedreht. Dieser liegt planar auf der PVC-Scheibe auf (siehe Abb.6.2).

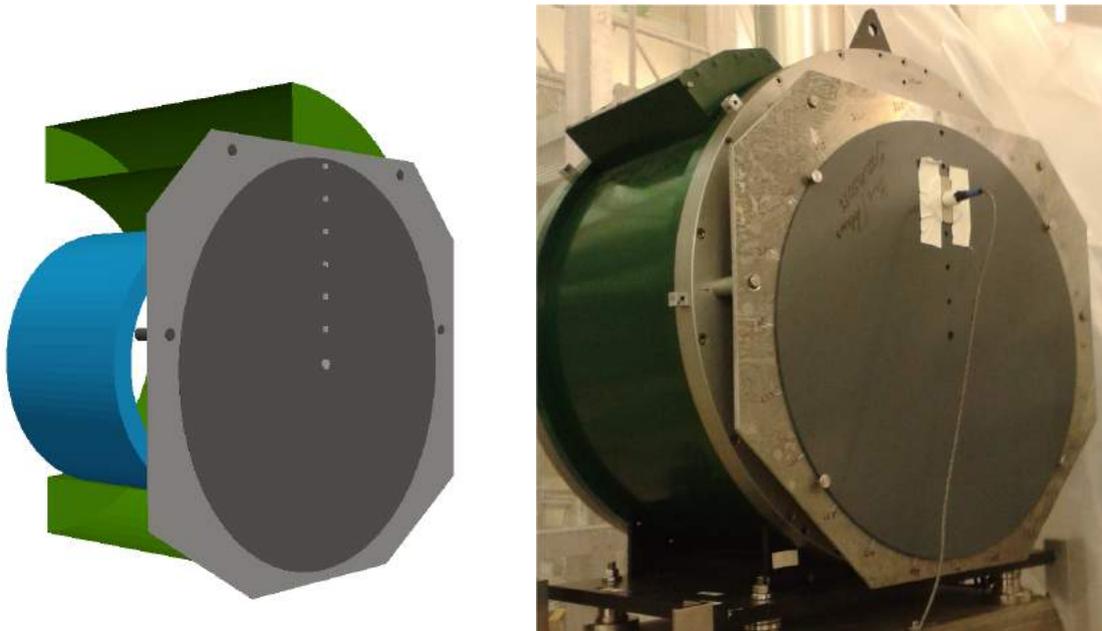


Abbildung 6.2.: **Skizze einer PS Einheit**(links): Ein Kryostat (56 cm lang, grün) umgibt die Spule (30 cm lang, blau). Angebracht sind Aluminium-(hellgrau) und PVC-(dunkelgrau) Platte. Spule und Kryostat sind in vertikaler Richtung um 6 cm gegeneinander verschoben. Messplatte und Bohrung des Kryostaten sind axialsymmetrisch zueinander.

PS II Magnet(rechts): Die Messplatte ist mit Abstandshaltern an den PS II Magneten angebracht. Die Hallsonde ragt in das Bohrloch hinein und ist zusammen mit einem Aufsatz mit Klebeband an der Drehscheibe fixiert.

Durchführung der Messung

Ein Strom von 34,7 A erzeugt ein Magnetfeld von ca. 1 T im Zentrum der Solenoide. Die Messposition liegt $z = \pm 30,7$ cm vom Zentrum des Solenoiden entfernt. Dabei zeigte der Messfühler immer nach Innen. Die Messplatte wurde an die Vorder- und Rückseite des PS I und PS II Magneten angebracht. Pro Radius wurde die PVC-Scheibe um 720° gedreht, bei der ersten Umdrehung wurden alle 30° Messwerte aufgenommen, bei der zweiten alle 60° . Die Rotation der Platte erfolgte immer im mathematisch korrekten Sinn um die z-Achse. An jeder Position wurde die radiale (B_r), azimutale (B_φ) und axiale (B_z) Komponente des Magnetfeldes, sowie auch das absolute Feld (B_{abs}) aufgezeichnet. Die Messwerte sind in den Tabellen B.15 bis B.21 aufgeführt.

6.1.2. Auswertung

Basierend auf dem KATRIN-eigenen Softwarepaket KASPER wurde ein Programm zur Datenanalyse entwickelt [Erh14]. Im Gegensatz zu [Mül14] wurden keine weitergehenden Symmetriebetrachtungen durchgeführt - die Messwerte wurden nicht mit einer Sinus-Funktion gefittet. Stattdessen werden die besten Parameterwerte der Spulenorientierung aus Vergleich von simulierten und gemessenen Werten errechnet. Dabei werden die Werte aller Messpositionen gleichzeitig gefittet.

Die gemessenen Magnetfeldkomponenten B_r , B_φ und B_z werden in das KATRIN- Koordinatensystem überführt. Die freien Parameter die es in diesem Fit zu bestimmen gilt, sind zwei Orientierungswinkel ϕ (Drehung um die Symmetrieachse der Spule) und θ (Drehung um die x-Achse), Verschiebungen in x-, y- und z-Richtung der Spule.

Weitere vier Fitparameter wurden eingeführt um systematische Fehler zu berücksichtigen. Ein Verstärkungsfaktor für das Magnetfeld gleicht etwaige Geometrie- oder Stromfehler aus: Sind z.B. die simulierten Magnetfeldwerte auf beiden Seiten eines Magneten etwas höher als die gemessenen, so kann dies an einem kleineren Strom liegen, als vom Netzgerät angezeigt wird oder daran, dass der wahre Abstand zwischen den Messplatten etwas größer ist als berechnet. Ein signifikanter Fehler auf den Stromwert kann nach [Sch13] ausgeschlossen werden.

Drei weitere Parameter sind die Eulerwinkel α_B , β_B und γ_B mit denen das simulierte Feld am Ort der Sensoren rotiert wird. Die Drehung erfolgt gleichermaßen für alle Messorte und berücksichtigt dadurch einen zu erwartenden Orientierungsfehler der Messsonde.

Das Programm berechnet anhand der Spulengeometrie und -Ströme die Magnetfeldwerte am Ort des Messfühlers der Hallsonde. Da die Hallsonde Werte bei festem Abstand und konstantem Radius aufnimmt, sollte das Absolutfeld für einen festen Radius nicht schwanken. Bei einer verkippten Spule sind die Magnetfeldwerte aber nicht axialsymmetrisch. Dies ist äquivalent zu der Situation mit symmetrisch zur Bohrung aufgehängten Spule aber verkippter Messplatte (vgl. Abb. 6.3). Ist die Spule z.B. in z-Richtung verschoben, so wird das Absolutfeld auf der einen Messplatte größer sein als auf der andern. Im Programm werden nun die Parameterwerte bestimmt, für die Simulations- und Messwerte die beste Übereinstimmung haben. Dies geschieht mit dem χ^2 -Test. Es gilt die Funktion

$$\frac{(B_{mess} - B_{sim})^2}{B_{Fehler}^2} = \chi^2 \quad (6.1)$$

zu minimieren⁴. Die Fit Routine basiert auf dem Metropolis-Hastings Algorithmus [Has] des Markov Chain Monte Carlo (MCMC) Verfahrens [Kle14] aus KAFIT⁵. Der Algorithmus kann das globale Minimum eines Parameterraums finden, indem auch Werte weg vom lokalen Minimum akzeptiert werden und dadurch lokale Minima verlassen werden.

Nur bei Betrachtung des Absolutfeldes B_{abs} und festem Fehlerwert ist der Fit stabil. Die berechneten Parameter sind in Tabelle 6.1 gezeigt. Die Werte für die Verschiebung in x-, y- und z-Richtung sowie für den Orientierungswinkel θ sind nur mit einem kleinen Fehler behaftet. Im Gegensatz dazu hat der Orientierungswinkel ϕ einen großen Fehler. Das liegt an der Wahl von B_{abs} als Fitgröße und der azimuthalen Auflösung von 30° .

In Abb. 6.5 und 6.4 ist das Verhältnis κ (6.2) der Differenz aus Mess- und Simulationswerten zu den Messwerten inklusive Fehlerbalken aufgetragen. Die vom Programm berechneten

⁴Der Fehlerwert B_{Fehler} wurde aus dem Durchschnitt der simulierten Werte des jeweiligen Radius bestimmt.

⁵Sammlung von Minimierungs- und Statistik-Methoden in der KASPER Umgebung

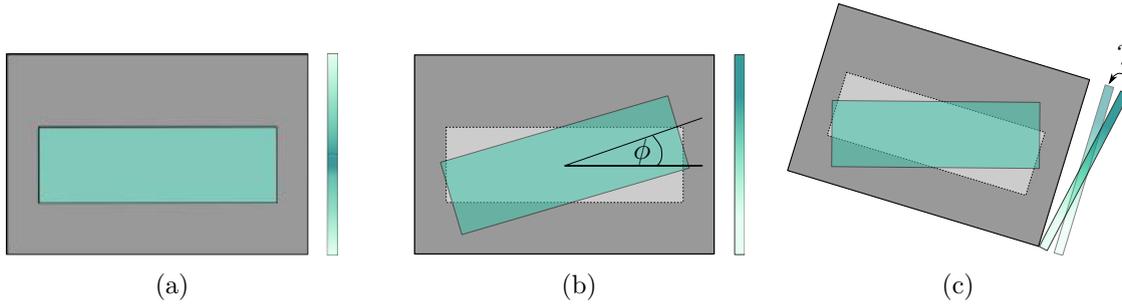


Abbildung 6.3.: **Orientierung der Spule** (türkis) im Kryostaten (dunkelgrau) eines Vorspektrometermagneten. Am rechten Rand des Solenoiden ist die Messplatte eingezeichnet. Darauf ist die Stärke des Magnetfeldes skizziert: je dunkler der Farbton, umso höher das Feld. (a) Symmetrische Konfiguration; (b) Verkippung der Spule um ϕ , die symmetrische Orientierung der Spule ist mit hellgrau gekennzeichnet; (c) Äquivalente Situation wie in (b): Es werden die Parameterwerte gesucht, welche die besten Fitergebnisse liefern. Dafür werden pro Radius die Mess- und Simulationswerte sowohl von der Vorder- als auch von der Rückseite des Magneten verwendet.

Tabelle 6.1.: **Verkippungsergebnisse der Vorspektrometermagnete:** ϕ und θ sind die beiden Rotationswinkel in Eulerwinkeln. Die X-, Y- und Z-Offsets geben die Verschiebung der Spule in KATRIN-Koordinaten bezüglich des theoretischen Spulenursprungs an.

Parameter	PS I	PS II
ϕ ($^\circ$)	20 ± 36	48 ± 57
θ ($^\circ$)	$-0,23 \pm 0,14$	$0,3 \pm 0,17$
x-Offset (mm)	$-0,25 \pm 0,4$	$0,08 \pm 1,01$
y-Offset (mm)	$-0,29 \pm 0,38$	$-0,09 \pm 0,54$
z-Offset (mm)	$-1,09 \pm 0,11$	$2,94 \pm 0,14$

Fehler auf die gesuchten Parameter sind um eine Größenordnung genauer als die vergleichbarer Messungen am Pinch-Magneten [Mül14].

$$\kappa = \frac{B_{mess} - B_{sim}}{B_{mess}} \quad (6.2)$$

Aus dem Vergleich von Abb. B.6 (B.7) zu Abb. 6.4 (6.5) ist zu erkennen, dass die Residuen der gefitteten Werte gegenüber den Startwerten (der axialsymmetrischen Anordnung ohne Fit) um einen Faktor 10 kleiner sind. Allerdings zeigt κ weiterhin eine sinusartige Struktur.

Mögliche Fehlerquellen dieser Vermessung sind im Wesentlichen:

- Die Werte von B_ϕ haben für die Messung auf Vorder- und Rückseite der Magneten andere Vorzeichen. Da die quadratischen Bohrungen in der PVC-Scheibe nicht perfekt sind, ist mit einer Verkippung der Messsonde zu rechnen.
- Während der Messung war der PS I Magnet auf Helium gekühlt und damit supra-

Abbildung 6.4.: Ergebnisse des PS I Magneten (Fitroutine implementiert). Eingezeichnet sind die Verhältnisse $\frac{B_{meas} - B_{sim}}{B_{meas}}$ und Fehlerbalken für die Radien 30 cm, 24 cm 18 cm und 12 cm. Auf der x-Achse ist der Winkel in $^\circ$ aufgetragen.

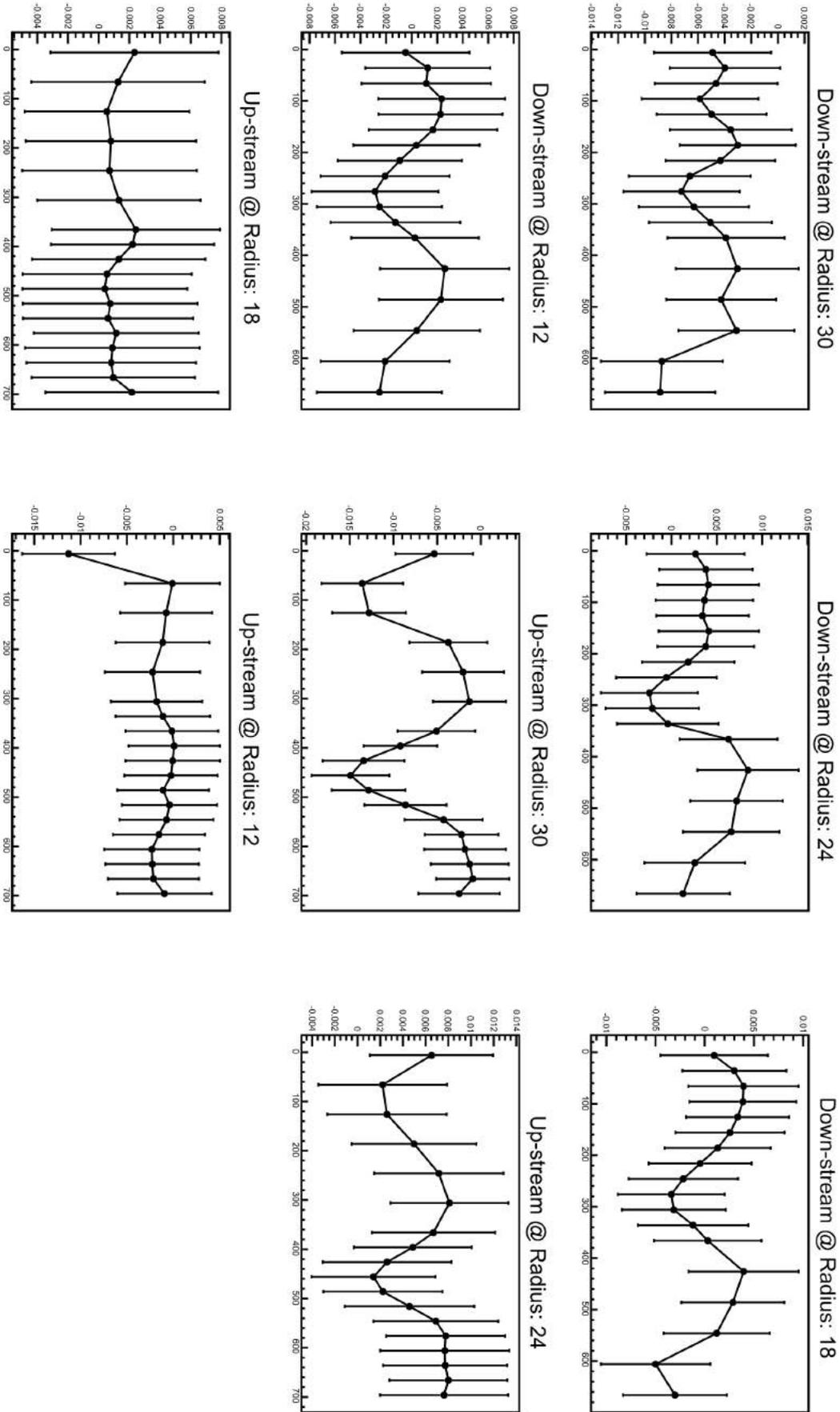
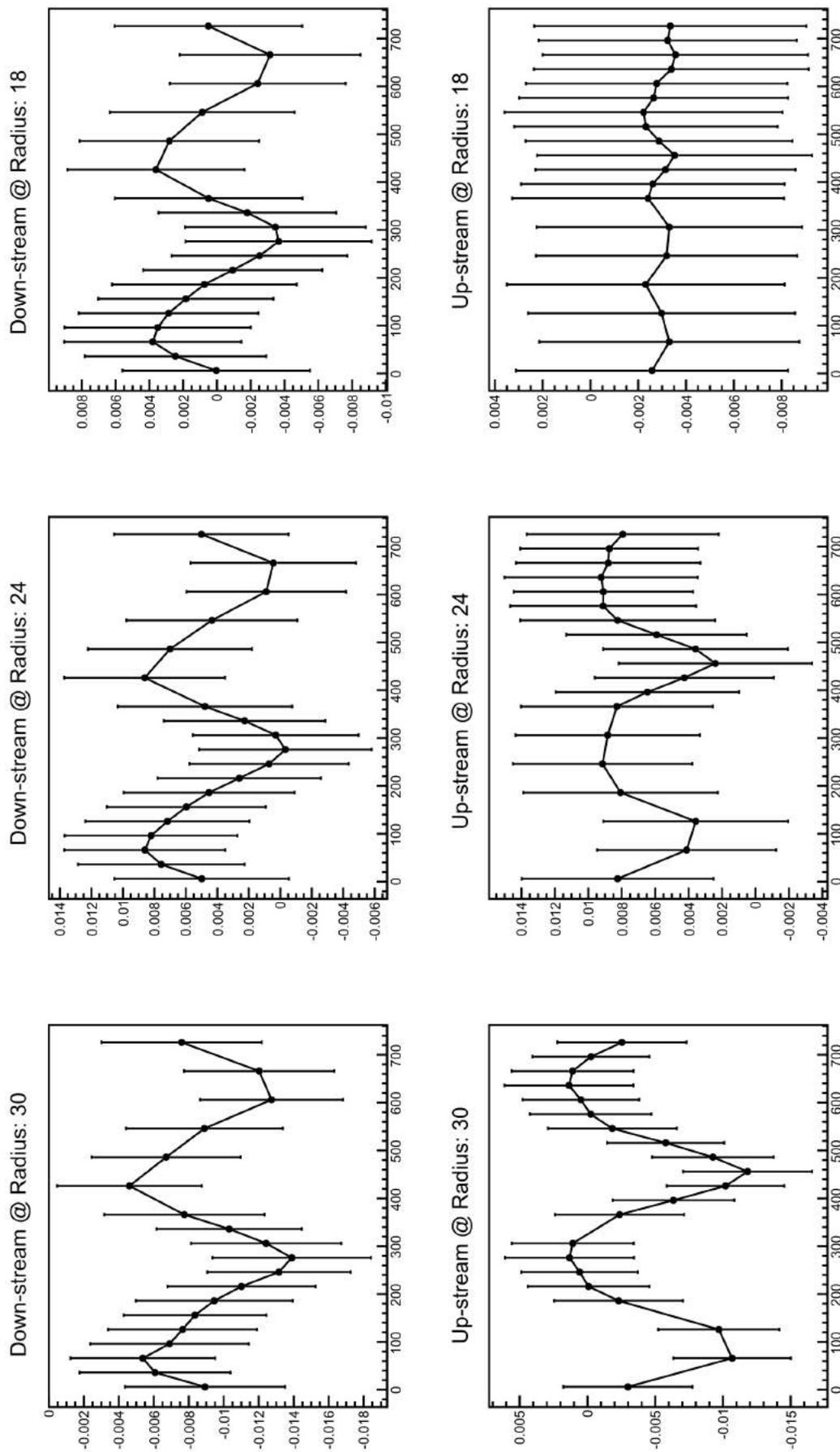


Abbildung 6.5.: Ergebnisse des PS II Magneten (Fitroutine implementiert). Eingezeichnet sind die Verhältnisse $\frac{B_{mess} - B_{sinn}}{B_{mess}}$ und Fehlerbalken für die Radien 30 cm, 24 cm und 18 cm. Auf der x-Achse ist der Winkel in ° aufgetragen.



leitend. So kann auch bei ausgeschaltetem Magneten ein Restfeld im PS I vorliegen und so die Messwerte des PS II Magneten verfälscht haben.

- Das Untergrundfeld bei ausgeschalteten Netzgeräten konnte nicht abgezogen werden, da beide Magnete eine zu hohe Restmagnetisierung aufwiesen. Aufgrund der hohen Feldwerte von 200 – 300 mT der Spulen kann der Einfluss magnetischer Materialien, der im μT -Bereich liegt als gering betrachtet werden. Zeitbeschränkungen verhinderten eine erneute Messung.
- Des weiteren fließen bereits erwähnte Geometriefehler (Dicke der PVC-Platte, Abweichende Spulengeometrie) in die Fehlerbetrachtung mit ein.

Positions- und Orientierungsfehler dominieren diese Messung. Dennoch konnte die Verschiebung im Sub-Millimeterbereich und die Orientierung im $0,1^\circ$ -Bereich bestimmt werden.

6.2. Baustahl

Um den von Störfeldern induzierten Untergrund beim KATRIN-Experiment gering halten zu können, ist es wichtig mehr über die magnetischen Eigenschaften des in der Hauptspektrometerhalle verwendeten Baustahls (BSt 500) zu erfahren. Ziel der in diesem Kapitel vorgestellten Versuche ist es, mehr über den Auf- und Entmagnetisierungsvorgang von Stahlstangen verschiedenen Durchmessers herauszufinden sowie Aussagen über die Magnetisierung zu treffen. In Abschnitten 6.2.1, 6.2.2 und 6.2.3 wird auf den remanenten Anteil des Baustahls eingegangen. Kapitel 6.2.5 thematisiert die induzierte Magnetisierung. Beide Themen werden mit einer Diskussion abgeschlossen.

6.2.1. Entmagnetisierung von Stahlstangen

Um herauszufinden wie sich der magnetische Fluss in der Nähe des Stahls vor und nach der Entmagnetisierung verhält sind drei Stangen mit Durchmessern von 8 mm, 12 mm und 16 mm untersucht worden. Stahlstangen mit diesen Durchmessern sind auch in der Hallenarmierung verwendet worden.

Aufbau und Durchführung

Als Messort wurde ein nicht magnetisierbarer Messtisch, bestehend aus einer Granitplatte und Boschprofilen gewählt. Die Magnetfeldmessung wurde mit einem Bartingtonsensor durchgeführt (siehe Abb. 6.7). Die Entmagnetisierungs-Spule ist aus 200 m Kupferdraht des Durchmessers 0,5 mm gewickelt. Das gemessene Streufeld der Spule ist in Abbildung 6.6 zu sehen. Die Stahlstangen sind magnetisiert worden, indem sie durch das homogene Magnetfeld (20 mT) einer Helmholzspule gezogen worden sind. Auf dem Messtisch wurde das magnetische Untergrundfeld ohne Stange am festen Ort des Bartingtonsensors gemessen. Der Bartingtonsensor wurde während der gesamten Messung nicht bewegt. Um die Stangen zu entmagnetisieren wurden sie einem magnetischen Wechselfeld von 20 mT und 50 Hz ausgesetzt, das von der Rechteckspule (siehe Abb. C.9) erzeugt wurde. Beim Vorbeiziehen des Stabs an der Spule, wird dieser nicht nur einem wechselnden sondern auch

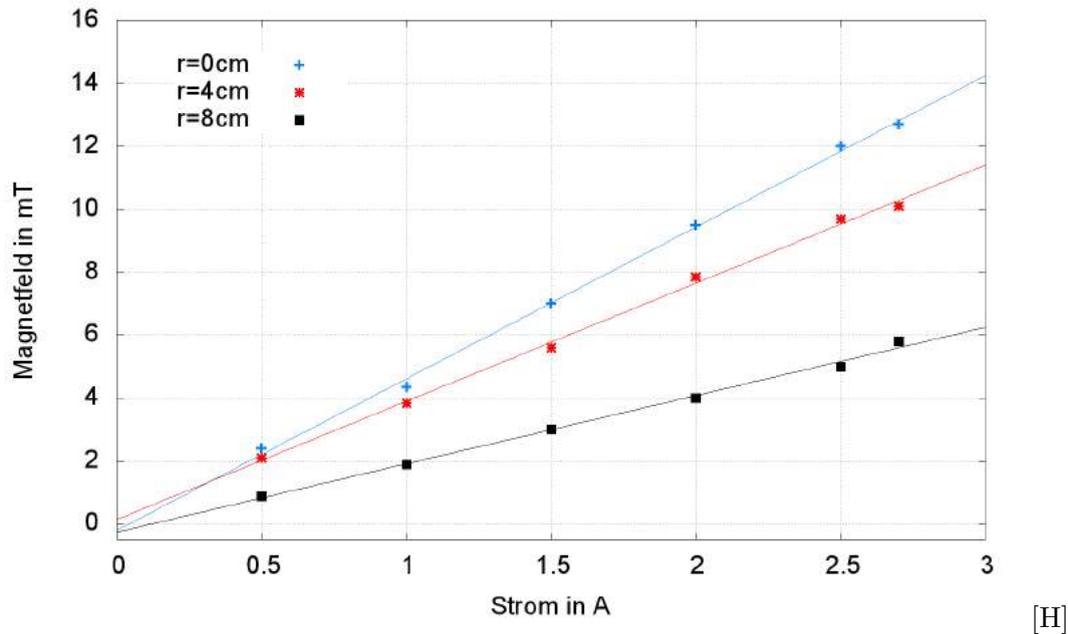


Abbildung 6.6.: **Magnetfeld der Rechteckspule in Abhängigkeit vom Strom.** Die Magnetfeldwerte wurden mit einer Hallsonde (Hallsonde des Typs MMZ-2502-UH vom Hersteller *LakeShore*) aufgenommen. Gemessen wurde auf der Oberkante bei verschiedenen Radien.

Der lineare Zusammenhang zwischen Strom und Magnetfeld ist durch die Ausgleichsgeraden

$$B(I)_{r=0cm} = (4,82 \pm 0,1) \text{ T/A} - (0,2 \pm 0,19) \text{ T}$$

$$B(I)_{r=4cm} = (3,74 \pm 0,1) \text{ T/A} + (0,15 \pm 0,18) \text{ T}$$

$$B(I)_{r=8cm} = (2,17 \pm 0,07) \text{ T/A} - (0,26 \pm 0,14) \text{ T}$$

gegeben.

einem in der Amplitude abnehmenden Magnetfeld ausgesetzt.

Die drei Stangen wurden nacheinander auf ein Boschprofil gelegt und ihr Magnetfeld wurde im Abstand von 20 cm zum Sensor alle 3 cm gemessen. Dieser Vorgang wurde für die Stangen nach der Auf- und Entmagnetisierung durchgeführt.

Ergebnisse

Die Ergebnisse dieses Versuchs sind in Abb. 6.8 dargestellt. Die Messposition ist auf der x-Achse aufgetragen. $x = 0 \text{ cm}$ repräsentiert immer den Anfang einer Stange. Die grau eingefärbten Bereiche stellen die Ausdehnung der Stangen dar. Auf der y-Achse ist das absolute Magnetfeld B_{abs} aufgetragen. Dies wurde berechnet, indem von den gemessenen Magnetfeldkomponenten ($B_{x,mess}, B_{y,mess}, B_{z,mess}$) die dazugehörige Untergrundkomponente ($B_{x,0}, B_{y,0}, B_{z,0}$) abgezogen wurde:

$$B_{abs} = \sqrt{(B_{x,mess} - B_{x,0})^2 + (B_{y,mess} - B_{y,0})^2 + (B_{z,mess} - B_{z,0})^2} \quad (6.3)$$

Das Verhältnis der maximalen Feldwerte von aufmagnetisierter ($B_{A,max}$) zu entmagneti-

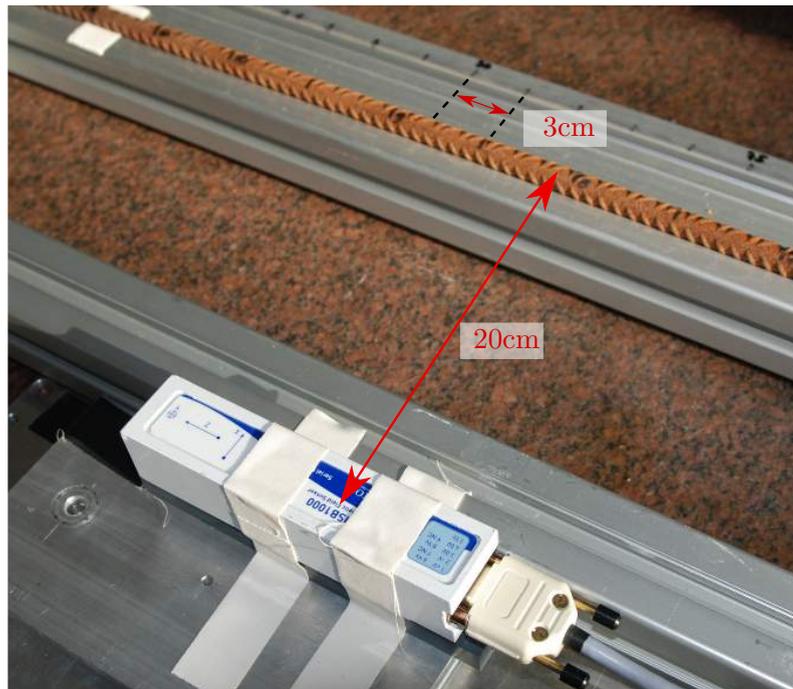


Abbildung 6.7.: **Magnetfeldmessung:** Die Stahlstange wird hier mit einem Abstand von 20 cm zum Bartingtonsensor auf dem Boschprofil vorbeigezogen. Alle 3 cm wird ein Messwert aufgenommen.

sierter Stange ($B_{E,max}$) ist für den kleinsten Durchmesser am größten

$$\frac{B_{A,max}}{B_{E,max}} \begin{cases} \underline{8mm} & 9,17 \\ \underline{12mm} & 6,53 \\ \underline{16mm} & 4,66 \end{cases} . \quad (6.4)$$

Das bedeutet, dass Stahlstäbe kleineren Durchmessers besser entmagnetisiert werden können. Dieses Ergebnis wurde auch erwartet, da die Eindringtiefe des magnetischen Wechselfeldes exponentiell mit dem Abstand abnimmt. Bei der Stahlstange mit 8 mm Durchmesser ist somit ein größeres Volumen dem magnetischen Wechselfeld ausgesetzt als bei der Stange mit 16 mm Durchmesser.

6.2.2. Magnetfelder innerhalb einer Stahlstange von 12mm Durchmesser

Durchführung

Versuchsaufbau- und Durchführung sind wie zu Beginn von Abschnitt 6.2.1 beschrieben. Bei dem Versuch in diesem Abschnitt wurde ein Stahlstab der Länge 147,5 cm mit einem Durchmesser von 12 mm magnetisiert. Messwerte wurden aufgenommen nachdem die Stahlstange immer um fünfzehn Zentimeter weitergeschoben wurde (vgl. Bild 6.7). Der Vorgang wurde mit verschiedenen Abständen zum Sensor wiederholt.

Die Abstände wurden so gewählt, dass der Abstand von Sensor zu Stange größer ist, als die Länge mit der die Stange weitergeschoben wird um lokale Schwankungen zu unterdrücken. Anschließend wurde die Stange bei einer Feldstärken von 7,5 mT, 15 mT und 22 mT mit

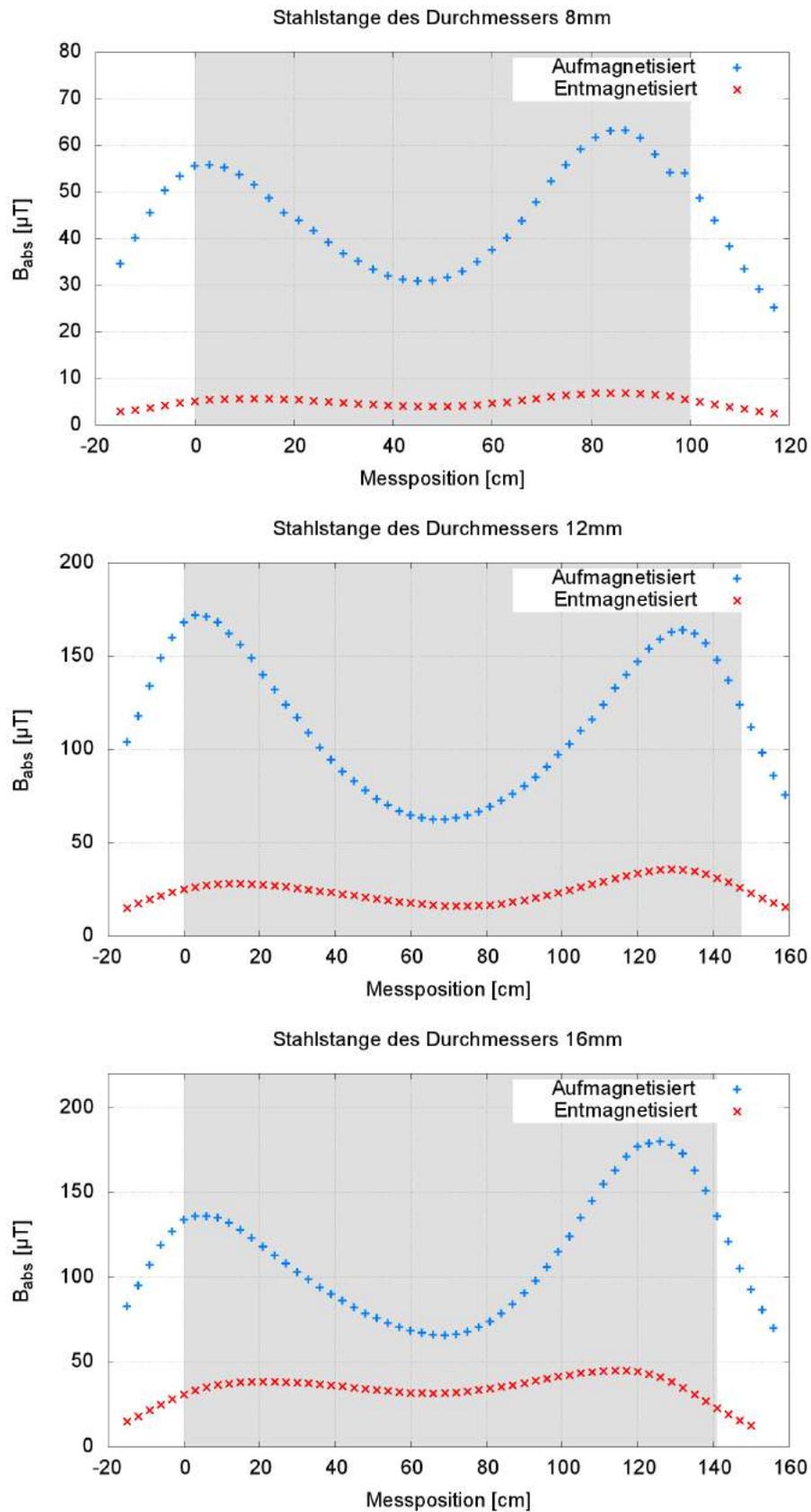


Abbildung 6.8.: **Magnetfeld von Stahlstangen unterschiedlichen Durchmessers** in 20 cm Entfernung. Die Auf- auch Entmagnetisierungsfeldstärken betragen 20 mT. Die graue Fläche repräsentiert die geometrische Ausdehnung der Stange.

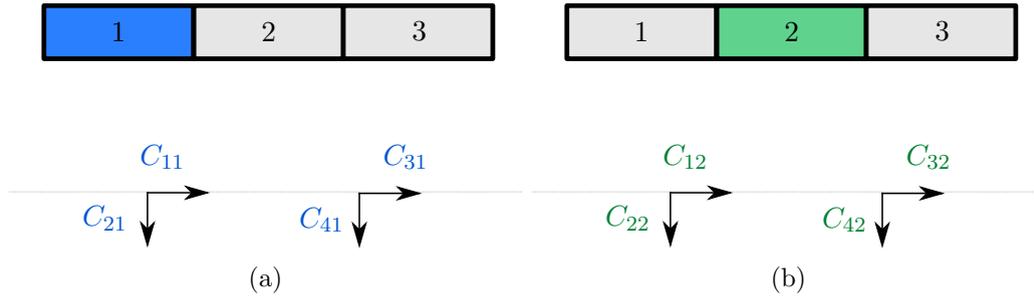


Abbildung 6.9.: **Bedeutung der Koeffizienten C_{ki}** : Dargestellt ist eine aus 3 Segmenten i bestehende Stahlstange. Die Koeffizienten C_{ki} der simulierten Magnetfeldkomponenten k sind für zwei verschiedene Messorte eingezeichnet. (a) Segment 1 der Stahlstange wird eine Magnetisierung $M_1 = 1$ zugeordnet, Segmente 2 und 3 haben keine Magnetisierung. (b) Segment 2 trägt eine Magnetisierung $M_2 = 1$, Segmente 1 und 3 haben die Magnetisierung Null. So wird mit allen Messpositionen und Segmenten verfahren.

der Rechteckspule entmagnetisiert. Die Messung wurde nach jedem Entmagnetisierungsvorgang wiederholt⁶, auch das Untergrundfeld ohne Stange wurde notiert.

Die Ergebnisse der Entmagnetisierung mit 7,5 mT und 15 mT sind in Abb. C.12 zu finden.

Analyse und Ergebnisse

Der Stahlstab wurde im Modell in 20 Teile unterteilt. Jedem Teil kann eine konstante Magnetisierung zugeordnet werden. Diese gilt es im Folgenden zu bestimmen [Glü15].

Zur stabilen Berechnung sollten zehn mal mehr Messwerte als Unterteilungen vorhanden sein. Da bei verschiedenen Abständen gemessen wurde, stehen über 100 Messpunkte zur Verfügung. Von jedem Messpunkt wurde die x- und z- Komponente verwendet. Die y- Komponente der Stange ist aufgrund ihrer Geometrie um einen Faktor 10 kleiner und kann — da der Bartingtonsensor auf Höhe der Stahlstange angebracht worden ist — vernachlässigt werden. Somit stehen $K = 200$ Komponenten zur Verfügung. Im Modell gibt es $N = 20$ Unterteilungen

$$i = [1...20] \quad (6.5)$$

und 200 Messwerte (Untergrund bereits abgezogen)

$$B_k \text{ mit } k = [1,200]. \quad (6.6)$$

Das simulierte Magnetfeld für jede Komponente k und jedes Segment i wird mit b_{ki} bezeichnet. Sie ist linear zum freien Parameter M_i (der Magnetisierung jedes Segments) und dem Koeffizienten C_{ki} (6.7). Letzterer wird in der Simulation — wie in Abb. 6.9 skizziert — zugeordnet.

$$b_{ki} = C_{ki} \cdot M_i \quad (6.7)$$

Die Differenz D_k aus Magnetfeldmesswerten B_k und simulierten Magnetfeldwerten b_{ki} ist

⁶Messung der Stange nach der Entmagnetisierung mit 7,5 mT und 15 mT bei einem Abstand von 22 cm, 30 cm und 40 cm. Messung nach der Entmagnetisierung mit 22 mT bei 15 cm, 22 cm und 30 cm

gegeben durch

$$D_k = B_k - \sum_{i=1}^N C_{ki} M_i. \quad (6.8)$$

Es gilt

$$D = \sum_{k=1}^K D_k^2 \quad (6.9)$$

zu minimieren. Durch die Methode der kleinsten Quadrate werden die besten Fitergebnisse der freien Parameter M_i bestimmt. Die Berechnung ist in (6.10) gezeigt.

$$\begin{aligned} \partial_i \sum_{k=1}^K D_k^2 &\stackrel{!}{=} 0 \\ &= -2 \sum_{k=1}^K \left(B_k - \sum_{j=1}^N C_{kj} M_j \right) \cdot C_{ki} \\ &= \underbrace{\sum_{k=1}^K B_k C_{ki}}_{V_i} - \sum_{j=1}^N \underbrace{\sum_{k=1}^K C_{ki} C_{kj}}_{A_{ij}} M_j \end{aligned} \quad (6.10)$$

Es gilt das algebraische Gleichungssystem

$$V_i = \sum_{j=1}^N A_{ij} M_j \quad (6.11)$$

zu lösen um die gesuchte Magnetisierung der 20 Segmente zu bestimmen.

Für die vorliegende Geometrie (langer dünner Stab) gilt $H \ll M$. Daher kann Formel (4.4) zu

$$\vec{M} = \frac{1}{\mu_0} \vec{B} \quad (6.12)$$

genähert werden; Magnetisierung und Magnetfeld in der Stange sind linear zueinander.

In Abb. 6.10 ist das Magnetfeld der 20 Unterteilungen der aufmagnetisierten und mit 22 mT entmagnetisierten Stange dargestellt. Die entsprechende Magnetisierung ist in Abb. C.11 zu finden.

Das maximale Magnetfeld in der Stahlstange beträgt fast 1,2 T was nahe der magnetischen Sättigung von Stahl ist (siehe Abb. C.8). Das Verhältnis von B_{max} nach dem Aufmagnetisieren zu B_{max} nach dem Entmagnetisieren ist ungefähr 30. Da die Stange beim Entmagnetisierungsvorgang manuell an der Spulenoberfläche vorbeigezogen wurde, kann eine konstante Geschwindigkeit nicht garantiert werden. Damit kann erklärt werden, dass nach der Entmagnetisierung ein Teil der Stange höhere Magnetisierungen (in Abb. 6.10 rot dargestellt) aufweist. Die entsprechenden Daten für die Entmagnetisierung mit 7,5 mT und 15 mT sind in Abb. C.12 gezeigt.

Idealerweise liegt nach dem Aufmagnetisieren einer Stahlstange eine konstante Magne-

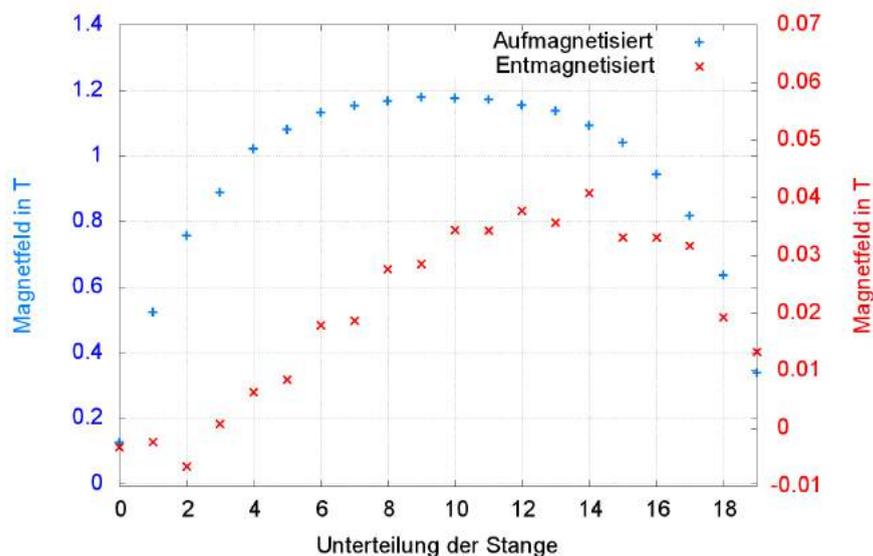


Abbildung 6.10.: **Berechnetes Magnetfeld innerhalb der Stahlstange** nach der Aufmagnetisierung mit 20 mT (blau) und nach der Entmagnetisierung mit 22 mT (rot). Es gilt die unterschiedliche Skalierung der Achsen zu beachten.

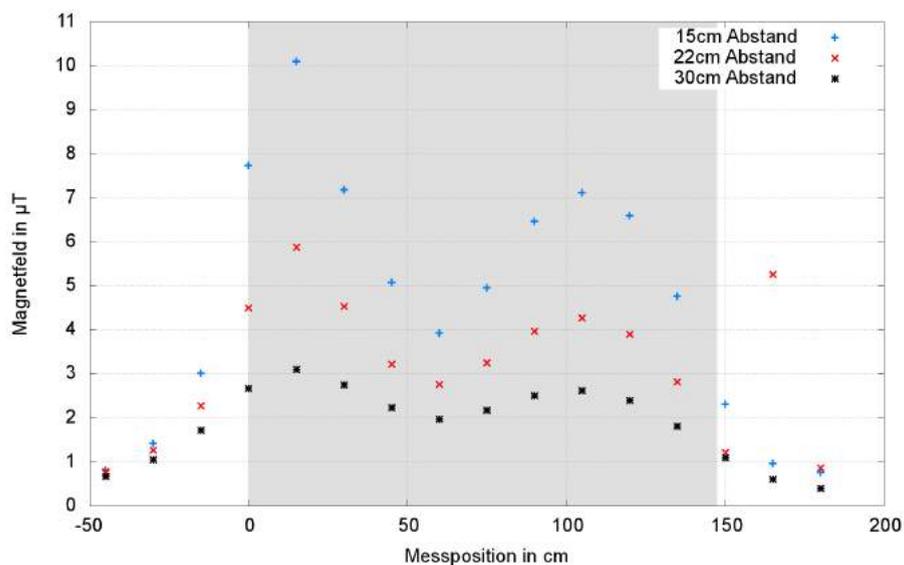


Abbildung 6.11.: **Absolutes Magnetfeld der mit 22 mT entmagnetisierten Stange** bei verschiedenen Abständen zur Stange. Je näher der Sensor der Stange war umso extremer fallen die Magnetfeldpeaks aus.

tisierung vor. Dies ist für den mittleren Teil der Stange annähernd der Fall. Um den gesamten Magnetisierungsvorgang besser zu verstehen können, wird hier der Begriff der magnetischen Ladung eingeführt. Diese sitzen nur an den Enden der Stange und haben entgegengesetzte Vorzeichen. Die magnetische Ladungsdichte ist an den Enden der Stange sehr hoch und die Änderung der Magnetisierung groß. In der Mitte der Stange ist die magnetische Ladungsdichte sehr klein und die Magnetisierung etwa konstant. Das heißt die magnetische Ladungsdichte $\frac{\partial q}{\partial z}$ pro axialem Abschnitt ist proportional zur Divergenz der Magnetisierung

$$\frac{\partial q}{\partial z} = \vec{\nabla} \vec{M}. \quad (6.13)$$

Dort wo eine hohe magnetische Ladungsdichte herrscht, ist auch das Magnetfeld außerhalb der Stange groß. Es bilden sich Peaks aus, wie in Abb. 6.11 erkennbar ist. Aus diesen Abbildungen ist auch erkennbar, dass die Magnetfeldwerte neben der Stange für größer werdende Entmagnetisierungsfelder abnehmen.

Dass die Magnetfeldpeaks bei geringerem Abstand zur Stange größer ausfallen kann auch durch die Dichte der Magnetfeldlinien in der Umgebung der Stange erklärt werden. Sie veranschaulichen die Richtung und Größe des Feldes. Die Magnetfeldliniendichte ist an den Enden des Stabes groß im Vergleich zu dessen Symmetrieebene. Daher ist auch das Magnetfeld in der Nähe der Stangenenden am größten.

Laut (4.10) ist die Eindringtiefe eines äußeren magnetischen Wechselfeldes umgekehrt proportional zur Wurzel dessen Frequenz. Die Entmagnetisierungsversuche wurden mit einem Wechselspannungs-Netzgerät durchgeführt, das nur mit einer Frequenz von 50 Hz betrieben werden kann⁷. Dass die Eindringtiefe mit abnehmender Frequenz zunimmt, konnten die Mitarbeiter der *Maurer Magnetic AG* bei der Entmagnetisierung der Hallenwände ausnutzen. Dies wird im folgenden Kapitel beschrieben.

6.2.3. Entmagnetisierung der Halle

Durchführung der Entmagnetisierung der Halle

Die Entmagnetisierung der Halle wurde von der Firma *Maurer Magnetic AG* durchgeführt. Dazu wurde ein achtadriges Stromkabel um eine Boschprofilkonstruktion zu einer Spule mit 20 Windungen gewickelt (siehe Abb. D.14a). Der Spulendurchmesser betrug 1,2 m und der Spitzenstrom 200 A. Die Spule wurde mit einem Kran entlang der Hallenaußenwände bewegt und mit einem in Abb. 6.12 gezeigten Strompuls betrieben. Die Amplitude dieses Pulses nahm bei einer Frequenz von 8 Hz bis auf Nullstrom ab.

Für die westlichen Wände im Untergeschoss der Hauptspektrometerhalle mussten die Netzteile der Luftspulen temporär abmontiert werden. Insgesamt wurden frei zugängliche Teile der äußeren Wände auf der Ost- und Westseite, der Ost- und Westwände im Keller (Abb. D.14b) sowie der Teil des Kellerbodens (vgl. Abb. D.14c), der mit Normalstahl armiert wurde entmagnetisiert. Die Entmagnetisierung dauerte zwei Tage. Die Luftspulen, Solenoide sowie die Hochspannung waren während dieser Zeit abgeschaltet.

⁷Eine ausführlichere Analyse des Baustahls — vor allem im Hinblick auf den Zusammenhang zwischen Frequenz und Entmagnetisierung — kann in [Sud15] nachgelesen werden

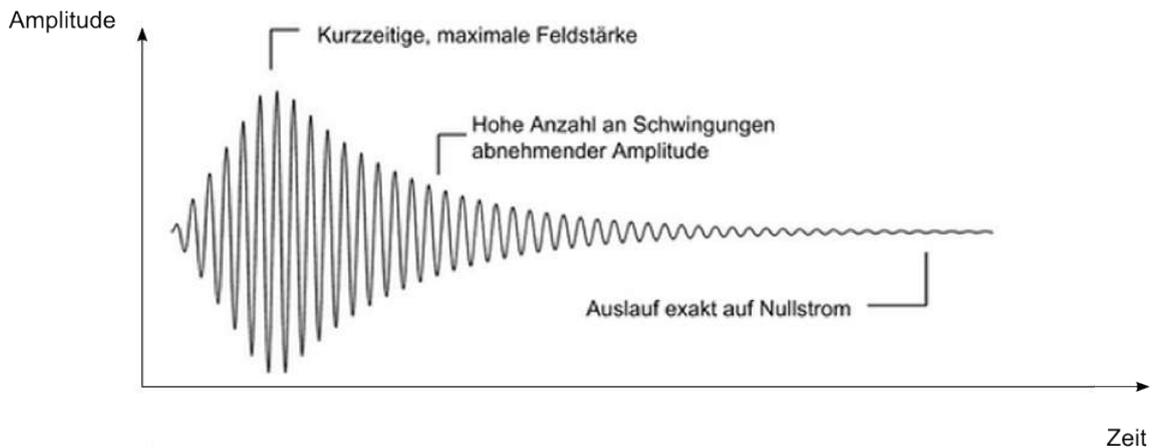


Abbildung 6.12.: **Der bei der Entmagnetisierung von der Maurer AG verwendete Strompuls:** Die Dauer des Pulses beträgt 11 Sekunden bei einer Frequenz von 8 Hz und 200 A Spitzenstrom, dessen Amplitude exponentiell abnimmt. In Anlehnung an [Mau14].

Basierend auf der oben genannten Spulengeometrie und Betriebsstrom wurde der Magnetfeldverlauf in Abhängigkeit vom Radius der Spule bei zwei verschiedenen Abständen berechnet (siehe Abb. 6.13) Anhand dieser Berechnung kann die Stärke des Magnetfeldes abgeschätzt werden, dem die Armierung der Halle ausgesetzt worden ist. Stahlstangen die etwa 15 cm tief in der Wand verbaut sind wurden einem Maximalfeld von 50 mT ausgesetzt.

Magnetfeldmessungen vor und nach der Hallenentmagnetisierung

Um die, durch den Entmagnetisierungsprozess hervorgerufenen Änderungen sichtbar zu machen, ist das Magnetfeld in der Nähe der betreffenden Wände mit einem Bartingtonsensor vor und nach der Entmagnetisierung gemessen worden. Während der Messung waren alle externen Magnetfelder abgeschaltet. Im Erdgeschoss wurden fixe Messpunkte in Wandnähe verwendet, im Untergeschoss wurden zwei rollbare Gestelle aus Boschprofilen benutzt (siehe D.15). Die Sensoren wurden zwischen den Messungen bewegt. Die Positionen wurden genau gekennzeichnet und die Orientierung war sehr exakt einstellbar. Daher kann von einem geringen Fehler von etwa 1% ausgegangen werden. Die für das gesamte Kapitel relevanten Messpositionen in der Halle sind in Abb. 6.14 zu sehen. Um einen guten Überblick zu bekommen wurden Messungen sowohl im Erdgeschoss als auch im Keller wie auch auf der Ost- und Westseite durchgeführt.

Ebenso konnten die Sensorinseln benutzt werden um die Effekte der Entmagnetisierung der Halle zu zeigen. Auch diese Messwerte wurden ohne externe Felder aufgenommen.

Ergebnisse der Entmagnetisierung der Halle

- **Bartingtonsensoren in Wandnähe**

Von den Messwerten $B_{i,mess}$ wurde die jeweilige Erdmagnetfeldkomponente $B_{i,Erd}$ abgezogen. Übrig bleiben die, vom Baustahl verursachten Magnetfelder. Daraus kann

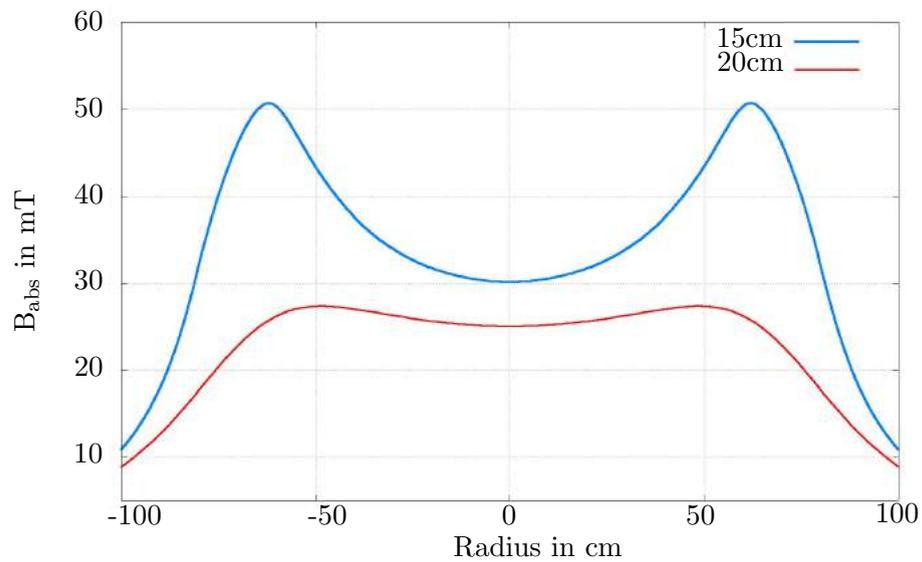


Abbildung 6.13.: **Magnetfeld der Spule bei der Hallenentmagnetisierung** in mT bei einem Strom von 200 A und einem Abstand von 15 cm (blau) und 20 cm (rot) von der Spule. Auf der x-Achse ist der Radius der Spule aufgetragen. Deren Durchmesser beträgt 1,2 m. In Anlehnung an [Wol14]

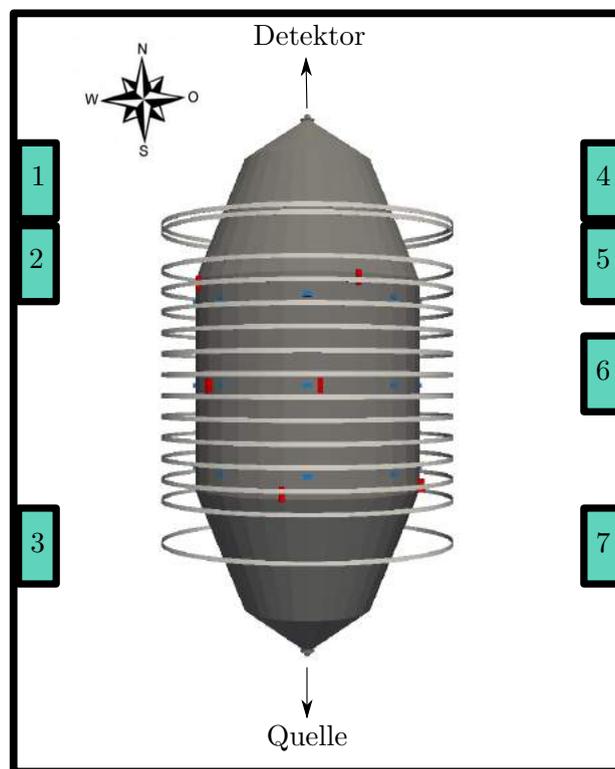
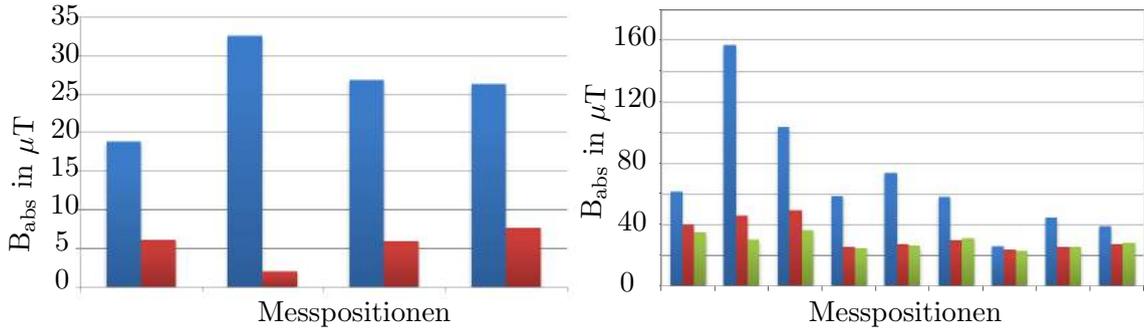


Abbildung 6.14.: **Messorte in der Hauptspektrometerhalle**



(a) Hallenwestseite auf Höhe der Analysierebene im EG, $\overline{B_{abs}(vor)}/\overline{B_{abs}(nach)} = 4,79$ (b) Hallenostseite auf Höhe der Analysierebene im UG, $\overline{B_{abs}(vor)}/\overline{B_{abs}(nach)} = 2,40$

Abbildung 6.15.: **Messwerte in der Nähe der Hallenwände:** Gezeigt ist das von den magnetischen Materialien verursachte Magnetfeld (Erdmagnetfeld abgezogen) vor der Entmagnetisierung der Halle (blau) und danach (rot). An der Hallenostseite wurden Boden und Wände zwei Mal entmagnetisiert um zu überprüfen ob das Ergebnis nach zweimaliger Entmagnetisierung besser ist. In Abb. (b) sind die Werte nach der zweiten Entmagnetisierung in grün eingezeichnet. Der Unterschied ist marginal⁸, weswegen im Rest der Halle auf eine zweimalige Entmagnetisierung verzichtet wurde.

Tabelle 6.2.: Die Verhältnisse der absoluten Magnetfeldwerte $\overline{B_{abs}(vor)}/\overline{B_{abs}(nach)}$ sind für die verschiedenen Messpositionen angegeben.

Position	EG	UG
1	1,8	1,89
2	4,79	-
4	2,48	-
5	2,36	-
6	-	2,4

das absolute Magnetfeld

$$B_{abs} = \sqrt{(B_{x,mess} - B_{x,Erd})^2 + (B_{y,mess} - B_{y,Erd})^2 + (B_{z,mess} - B_{z,Erd})^2} \quad (6.14)$$

berechnet werden. an Position 6 (Ostseite, UG) wurde überprüft ob zweimaliges Entmagnetisieren eine deutliche Verbesserung der remanenten Magnetfeldwerte bringt. Da der Unterschied nur etwa 10% beträgt wurde ein erneuter Durchlauf unterlassen. Die Messwerte und Verhältnisse sind in Abb. 6.15 dargestellt. Die Messwerte zu den weiteren Positionen finden sich in Abbildung D.13.

Die Werte nach der Magnetisierung sind kleiner als zuvor. Die Absolutwerte der jeweiligen Messorte wurden gemittelt und das Verhältnis von durchschnittlichem absolutem Magnetfeld vor $\overline{B_{abs}(vor)}$ und nach der Entmagnetisierung $\overline{B_{abs}(nach)}$

⁸ $\overline{B_{abs}(vor)}/\overline{B_{abs}(nach 1.Mal)} = 2,12$ und $\overline{B_{abs}(vor)}/\overline{B_{abs}(nach 2.Mal)} = 2,40$

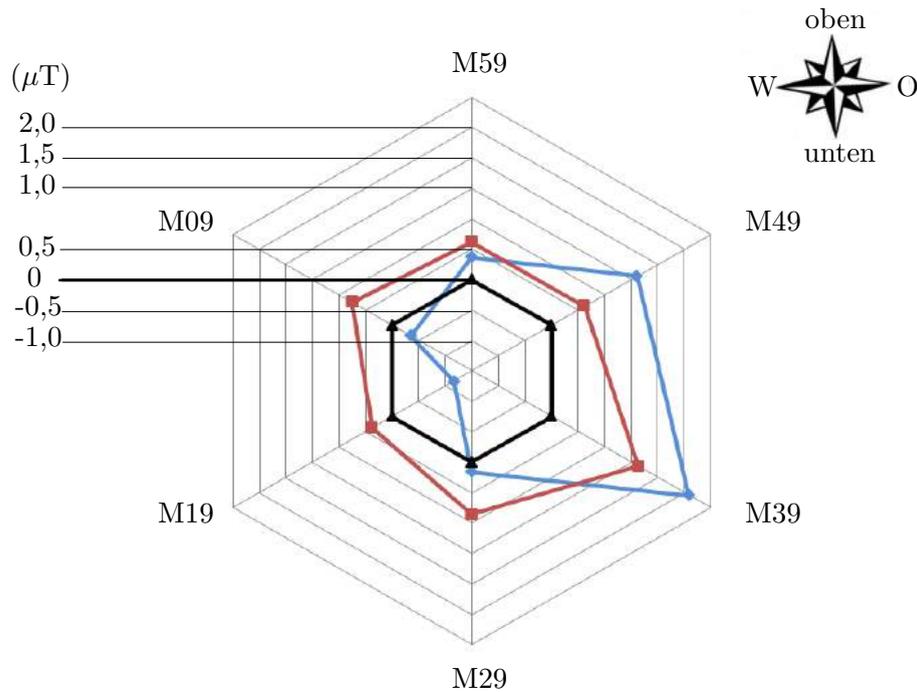


Abbildung 6.16.: **Messwerte der Sensorinseln am Mittelring.** Gezeigt ist das von den magnetischen Materialien verursachte Magnetfeld in z-Richtung (Erdmagnetfeld abgezogen) vor der Entmagnetisierung der Halle (blau) und danach (rot). In schwarz ist der Nullwert $B_Z = 0$ gekennzeichnet. Im Falle keiner remanenter Felder lägen schwarze und rote Linie übereinander.

gebildet. Die Ergebnisse sind in Tabelle 6.2 für die jeweiligen Messorte aufgeführt. Die vom Baustahl erzeugten Magnetfelder sind nach der Entmagnetisierung um mehr als einen Faktor 2 kleiner als zuvor.

Die Magnetfeldwerte im Untergeschoss sind im Schnitt höher als die im Erdgeschoss aufgenommenen, da die Kellerwände eine stärkere Armierung haben. Das liegt an der stärkeren Armierung der Kellerwände. Weiterhin wurde für den Kellerboden in Wandnähe normaler Baustahl verwendet, wohingegen in den Stegen im Erdgeschoss Edelstahl verbaut wurde. Der größte Effekt konnte im westlichen Teil der Halle festgestellt werden. Hier beträgt das Verhältnis 4,79. Insbesondere ist nach der Entmagnetisierung der Halle eine höhere Homogenität der Magnetfeldwerte feststellbar. Dies kann anhand der Standardabweichung der Messwerte gut veranschaulicht werden: Betrag diese für Messposition 6 vor der Entmagnetisierung noch $\sigma_{vor} = 37,5 \mu\text{T}$ so waren es nach der ersten Entmagnetisierung nur noch $\sigma_{nach\ 1.Mal} = 9,2 \mu\text{T}$ und nach der zweiten Entmagnetisierung $\sigma_{nach\ 2.Mal} = 4,3 \mu\text{T}$.

- **Sensorinseln**

Die Sensorinseln sind etwa zwischen 5 m und 10 m Entfernung von den Wänden an der Tankhülle befestigt. Lokale Einflüsse der Armierung sind daher unterdrückt. Aus den Daten ist eine höhere Homogenität der Magnetfeldwerte nach der Entmagnetisierung erkennbar: die Standardabweichungen betragen vor der Entmagnetisierung $\sigma_{vor} = 1,24 \mu\text{T}$ und nach der Entmagnetisierung $\sigma_{nach} = 0,4 \mu\text{T}$. In Abb. 6.16 sind

die z-Komponenten B_Z der jeweiligen Inseln aufgetragen. Die Erdmagnetfeldkomponente $B_{Z,Erd}$ wurde dabei von den Messwerten $B_{Z,mess}$ abgezogen

$$B_Z = B_{Z,mess} - B_{Z,Erd}. \quad (6.15)$$

Die Werte der Sensorinsel M39 sind etwas höher als für die anderen Inseln. Das kann damit erklärt werden, dass im Keller des östlichen Hallenteils, im Bereich des HV-Käfigs und der Schaltschränke nicht entmagnetisiert werden konnte.

Die Reduktion der magnetischen Störfelder ist von größter Bedeutung um die Neutrinomasse mit hoher Sensitivität messen zu können. Ergebnis der Entmagnetisierung von der *Maurer Magnetic AG* sind höhere Homogenität und kleinere Störfelder der magnetischen Materialien in der Halle. Die Magnetfeldkonfiguration beim KATRIN-Experiment sieht ein homogenes, axialsymmetrisches Feld vor. Daher kann die Entmagnetisierung der Halle als Erfolg gewertet werden.

6.2.4. Diskussion zu remanenten Magnetfeldern

Vergleicht man die Versuche von Abschnitt 6.2.1 und 6.2.2 wird für die Stange mit 12 mm Durchmesser ein ähnliches Verhältnis vom auf- zum entmagnetisiertem Fall erwartet, da die Magnetisierung linear zum B-Feld (6.12) ist.

- Versuch aus Abschnitt 6.2.1

$$\frac{B_{max,Aufmagn.}}{B_{max,Entmagn.}} \approx 6,5 \quad (6.16)$$

- Versuch aus Abschnitt 6.2.2

$$\frac{B_{max,Aufmagn.}}{B_{max,Entmagn.}} \approx 30 \quad (6.17)$$

- Entmagnetisierung der Halle (Abschnitt 6.2.3)

$$\frac{\overline{B_{abs}(vor)}}{\overline{B_{abs}(nach)}} \approx 2,62 \quad (6.18)$$

Die Versuche wurden mit Stahlstangen mit verschiedenen Durchmessern und mit unterschiedlichen Entmagnetisierungsfeldern durchgeführt. Die Entmagnetisierung ist umso erfolgreicher je dünner die Stange und je höher die zur Entmagnetisierung genutzte magnetische Feldstärke. Dass das Verhältnis im zweiten Fall so groß ist kann damit erklärt werden, dass die Stange drei mal hintereinander mit stetig größeren magnetischen Feldstärken entmagnetisiert wurde. Auch das magnetische Wechselfeld, dem die Stange zuletzt ausgesetzt worden ist, war etwas höher als im Versuch aus Abschnitt 6.2.1 (22 mT statt 20 mT).

Die Verhältnisse der Magnetfelder vor und nach der Hallenentmagnetisierung wurden für die gesamte Halle gemittelt. Die Magnetfelder in der Halle nach der Entmagnetisierung sind im Schnitt um das 2,62-fache geringer als davor. Die Stahlstangen in den Wänden der

Hauptspektrometerhalle wurden stellenweise mit einem maximalen Feld von 50 mT (vgl. Abb. 6.13) exponiert. Allerdings konnte der Teil der Armierung, der tiefer in den Wänden verbaut ist, keinem so hohen Entmagnetisierungsfeld ausgesetzt werden. Das war vor allem für den Keller der Fall, da die Spule nicht von außen angesetzt werden konnte.

Der quantitative Vergleich zwischen den Versuchen mit den Stahlstangen und der Entmagnetisierung der Halle ist nicht einfach, die Unterschiede in Geometrie, Ausmaß und verwendeten Magnetfeldern sind zu groß. Qualitativ kann jedoch gesagt werden, dass die Entmagnetisierungsversuche der Halle erfolgreich waren. Die entmagnetisierte Stahlstangen trugen — nachdem sie einem magnetischen Wechselfeld ausgesetzt worden waren — eine kleinere Magnetisierung als zuvor.

6.2.5. Bestimmung der induzierten Magnetisierung von Baustahl

Werden ferromagnetische Materialien einem Magnetfeld exponiert, so tritt zusätzlich zu der remanenten Magnetisierung eine induzierte Magnetisierung auf (siehe Kapitel 4.2). Durch Messung des Magnetfeldes vor und nach Anschalten externer Felder können Aussagen über die induzierte Magnetisierung des Baustahls gewonnen werden.

Durchführung der Messung

Die Magnetfeldmessung⁹ in Wandnähe ist mit einem Bartingtonsensor wie in Abschnitt 6.2.3 beschrieben durchgeführt worden. Bei der ersten Messung ($\vec{B}_{mess,0}$) waren keine zusätzlichen magnetfelderzeugenden Komponenten eingeschaltet. Nach und nach wurden verschiedene magnetfelderzeugende Komponenten angeschaltet: zuerst sind Detektor- und Pinch- Magnet (3 T und 5 T) hochgefahren worden, anschließend Luftspulen und Vorspektromettermagnet (PS I: 3 T, PS II: 4,5 T). Während der Messung lagen vier verschiedene Stromkonfigurationen dieser Komponenten vor, die sich in Tabelle C.22 wiederfinden. Da die Einflüsse der Magnetfelder der Solenoide im jeweils entgegengesetzten Teil der Halle gering sind, wurde nur an Positionen nahe der magnetfelderzeugenden Komponenten gemessen.

Schwankungen des Erdmagnetfeldes liegen im nT-Bereich [Rei13] und sind drei Größenordnungen kleiner als die gemessenen Werte. Die Durchführung der Messung an verschiedenen Tagen hat daher keine Auswirkungen auf die Ergebnisse.

Auswertung und Ergebnisse

Das gemessene Feld $\vec{B}_{mess,0}$ ohne externe Komponenten ergibt sich aus der Addition von remanentem Magnetfeld des Baustahls und des Erdmagnetfeldes (siehe (6.19)). Schaltet man die Solenoide und Luftspulen an, so addieren sich ihre Werte sowie das im Stahl induzierte Magnetfeld zu dem gemessenen Gesamtfeld \vec{B}_{ges} noch hinzu (siehe Gleichung (6.20)).

$$\vec{B}_{rem} = \vec{B}_{mess,0} - \vec{B}_{Erd} \quad (6.19)$$

$$\vec{B}_{mess} = \vec{B}_{rem} + \vec{B}_{ind} + \vec{B}_{ext} + \vec{B}_{Erd} \quad (6.20)$$

⁹Diese Messungen fanden zeitlich nach der Entmagnetisierung der Halle statt.

Tabelle 6.3.: **Induzierte Magnetisierung in der Hauptspektrometerhalle:** Die Verhältnisse $(B_{ind} + B_{rem})/B_{rem}$ sind für die verschiedenen Messorte (in Abb. 6.14 eingezeichnet) angegeben, aufgeteilt nach der zum Zeitpunkt der Messung vorliegenden Stromkonfiguration. Die Stromwerte sind in Tabelle C.22 zu finden. Die gewählten Messpositionen sind abhängig von der jeweiligen Stromkonfiguration. Es wurde nur an Positionen nahe der magnetfelderzeugenden Komponenten gemessen.

Stromkonfiguration:		1		2		3	4	
		EG	UG	EG	UG	EG	EG	UG
Position	1	1,0	1,13	-	2,93	1,34	-	-
	2	2,15	-	4,92	-	-	-	-
	3	-	-	0,99	-	-	1,63	0,91
	4	1,1	1,08	-	1,3	1,93	-	-
	6	-	1,0	-	1,94	-	-	1,53
	7	-	-	-	-	-	2,0	-

Der simulierte Wert setzt sich aus dem Fernfeld der Solenoide, des LFCS sowie des EMCS zusammen. Dieses externe Feld wird mit \vec{B}_{ext} bezeichnet. Die Summe der absoluten Magnetfelder von induzierter und remanenter Magnetisierung wird mit dem remanenten Feld verglichen.

Die Verhältnisse

$$\xi = \frac{B_{ind} + B_{rem}}{B_{rem}} \quad (6.21)$$

sind in Tabelle 6.3 für die verschiedenen Messorte angegeben. Sie sind im Erdgeschoss um 50 % höher als im Keller. Die Durchschnittswerte sind für die unterschiedlichen Stromkonfigurationen separat berechnet worden und in Tabelle 6.4 aufgeführt.

Der Fehler, der bei diesen Messungen gemacht wurde wird auf 1-2 % geschätzt rührt von den Positions- und Orientierungsungenauigkeiten des Bartingtonsensors wie auch aus der Berechnung des Spulenfernfeldes¹⁰. Hat der Fehler des externen Feldes die gleiche Größenordnung wie das remanente Feld, so ist das Verhältnis (6.21) nicht zuverlässig bestimmbar. Das war meist für die Messorte im Erdgeschoss der Fall.

Ist $\xi \sim 1$, so wird durch externe Felder ein sehr geringes Feld im Baustahl induziert. Dieser Fall wäre sehr positiv für das KATRIN-Experiment, da durch Anschalten der magnetfelderzeugenden Komponenten keine zusätzlichen Störfelder zum Untergrund beitragen würden.

Wie auch schon in 6.2.3 erwähnt, ist das vom Baustahl verursachte Magnetfeld im Erdgeschoss kleiner als im Keller. Die durchschnittlichen remanenten Magnetfelder im Untergeschoss ($B_{rem,UG} = 22,17 \mu\text{T}$) sind dreimal so groß wie im Erdgeschoss ($B_{rem,EG} = 7,7 \mu\text{T}$) bei gleichem Magnetfeldsetting. Diese Ergebnisse sind in guter Übereinstimmung mit den in Abb. 6.15 gezeigten Magnetfeldwerten.

Die remanenten Magnetfelder im Osten wurden gemittelt und betragen im Schnitt $B_{rem,Ost} =$

¹⁰Die Ringe des LFCS sind aufgrund der Schwerkraft verformt und liegen daher nicht koaxial um den Tank wie vorgesehen.

Tabelle 6.4.: Durchschnittswerte von $(B_{ind} + B_{rem})/B_{rem}$ im Erdgeschoss (EG) und Untergeschoss (UG) der verschiedenen Stromfigurationen aus Tabelle C.22.

Stromkonfiguration	EG	UG
1	1,42	1,07
2 & 3	2,73	1,87
4	1,82	1,22

24,6 μT . Im Westen ist dieser Wert weniger als halb so groß, er beträgt $B_{rem,West} = 11,36 \mu\text{T}$. Die Messungen weisen somit auf einen Ost-West Gradienten hin.

6.2.6. Diskussion zu induzierten Magnetfeldern

Auch die in Abb. 5.3 gezeigten MobSU-Daten sowie die Messungen der Sensorinseln in Abb. 6.16 weisen auf einen Ost-West Gradienten hin. Um diese Beobachtung zu verifizieren sind weitere Messungen unabdingbar. Da die Verhältnisse ξ größer als 1 sind, kann das induzierte Feld nicht vernachlässigt werden. Die große Spanne von 0,99 bis 4,92 (vgl. Tabelle 6.3) legt eine Wiederholung der Messung mit mehr Messpunkten nahe. In [Rei13] wurde ein Offset des remanenten Magnetfeldes beobachtet, nachdem magnetfelderzeugende Komponenten angeschaltet worden sind. Dieser Offset betrug auf der Detektorseite 45 μT , was fast 50 % des vorigen Wertes entsprach und fiel auf der Vorspektrometerseite mit 0,3 μT deutlich geringer aus. Ein interessanter Punkt wäre die Überprüfung dieses Offsets. So kann festgestellt werden, ob die Entmagnetisierung der Halle eine dauerhafte Verbesserung der Homogenität sowie kleinere remanente Magnetfelder erbracht hat. Da die SDS-II Messphase zum Ende dieser Arbeit noch nicht abgeschlossen war, konnten derartige Messungen nicht mehr durchgeführt werden.

7. Fazit

Seit in Neutrinooszillations-Experimenten gezeigt wurde, dass Neutrinos massebehaftet sind, hat die Bestimmung der Neutrinomasse eine große Bedeutung in Kosmologie und Teilchenphysik. Dies hat zum Bau des KATRIN-Experiments am KIT geführt. Dieses hat zum Ziel, die Neutrinomasse mit einer Sensitivität von $0,2\text{ eV}$ (90 % C.L.) durch die kinematische Untersuchung des Tritium- β -Zerfalls zu messen.

Dazu werden Elektronen in einem magnetischen Führungsfeld adiabatisch von der Quelle zum Detektor transportiert. Um die geforderte Sensitivität zu erreichen, dürfen die Komponenten des experimentellen Aufbaus nur mit einem kleinen systematischen Fehler behaftet sein. In dieser Arbeit ist deutlich gemacht worden, wie wichtig ein axialsymmetrisches Magnetfeld im Hauptspektrometer, sowie ein homogenes Magnetfeld in der Analysierebene für die hoch-sensitive Messung der Neutrinomasse sind.

Zur Überwachung des Magnetfeldes wurde ein Magnetfeldsensorysystem aufgebaut, das aus drei verschiedenen Systemen besteht. Die IPE-Sensoren sind bereits 2009 auf drei Ringen am Tank angebracht worden. Anfang 2013 wurde der Südring mit vier Sensorinseln aufgezogen. Im September 2014 folgten der mittlere Ring mit sechs und der Nordring mit vier Sensorinseln¹. Nach der genauen Orientierungs- und Positionsbestimmung konnte im Herbst das aus IPE- und Sensorinseln bestehende Sensorsystem in Betrieb genommen werden. Die Messwerte zeigen sehr gute Übereinstimmung mit den Simulationswerten (die relative, maximale Abweichung bei den Sensorinseln betrug $0,47\%$) für alle drei Ringe. Aussagen über das Magnetfeld im Hauptspektrometer folgen und können in [Erh15] nachgelesen werden. Um Änderungen in Orientierung und Position der Sensorinseln feststellen zu können, sollten nach Möglichkeit weitere Zielplatten zwischen den Luftspulen installiert werden. Dieses Sensorsystem wird zusätzlich durch zwei MobSUs unterstützt, die den Tank auf Luftspulen 6 und 12 umkreisen. Zwei weitere MobSUs sind bereits fertiggestellt und sollen auf Luftspulen 3 und 9 installiert werden.

Das Magnetfeldsensorysystem dient der schnellen Überprüfung der Einstellungen in der Messphase und kann auch zur Analyse ungewollter Magnetfelder in der Hauptspektrometerrhalle verwendet werden.

Diesem wurde besonders in Kapitel 6.2 besonderer Augenmerk geschenkt. Um mehr über den, die Störfelder verursachenden Baustahl in der Halle zu erfahren wurden Entmagnetisierungsversuche durchgeführt. Mit größerer Entmagnetisierungsfeldstärke sowie kleiner

¹Die Betriebsanleitung für die Sensorinseln kann unter [Ada14] eingesehen werden

werdendem Stangendurchmesser wurden bessere Ergebnisse erzielt. Es wird erwartet, dass eine Entmagnetisierung mit kleinerer Frequenz ebenso bessere Ergebnisse hervorbringt. Das soll in der Arbeit von [Sud15] gezeigt werden.

Im Herbst 2014 wurde die Halle von der *Maurer Magnetic AG* entmagnetisiert. Resultat dieser Aktion waren kleinere sowie homogenere Magnetfeldwerte in der Halle.

Durch Messungen mit Bartingtonsensoren in der Nähe der Hallenwand ist versucht worden, den Effekt von induzierten Magnetfeldern im Baustahl abzuschätzen. Um sichere Aussagen treffen zu können, müssen aber mehr Messwerte bei verschiedenen Stromeinstellungen aufgenommen werden. Sollte sich zeigen, dass das induzierte Magnetfeld groß gegenüber dem remanenten Magnetfeld des Baustahls ist, so könnten Kompensationsspulen an der Hallenwand angebracht werden [Glü14]. Diese erzeugen ein Gegenfeld, das das induzierte Feld kompensiert. Design und technische Anforderungen dieser Kompensationsspulen müssen aber noch durch weitere Magnetfeldmessungen in der Halle abgeschätzt werden.

Anhang

A. Magnetfeldsensormsystem

Das Sensorsystem in der Hauptspektrometerhalle besteht aus 14 Sensorinseln und 24 IPE-Sensoren, die an der Tankhülle befestigt sind, sowie zwei mobilen MobSUs, die das Spektrometer auf LFCS 6 und LFCS 12 umkreisen.

A.1. Sensorinseln

Auf die Grundplatte der Sensorinseln wurden Bartingtonsensor und Laserbox montiert und wie in Abschnitt 5.3.6 beschrieben mit einem FaroArm vermessen. Durch diese Vermessung lassen sich alle Koeffizienten finden, um den Zusammenhang zwischen den lokalen Koordinatensystemen von Laserbox und Magnetometer zu beschreiben um somit die Transformation ins globale KATRIN-Koordinatensystem zu ermöglichen. Die Vermessungen sind in A.2 bis A.11 aufgeführt. Die Messwerte und Berechnungen für die Sensorinseln SW02, SW17, SE32 und SE47 können in [Ant13] nachgelesen werden.

Der Südring der Sensorinseln wurde bereits 2013 installiert. Im August 2014 folgten Mittel- und Nordring. In Tabelle A.1 sind die, zu den jeweiligen Sensorinseln zugehörige Magnetometernummern aufgeführt und notiert in welchem HV-Schrank die Sensorinseln angeschlossen sind.

Nach der Montage der Sensorinseln wurde die Position der Bartingtonsensoren durch das Geodätische Institut am KIT mittels einer Tachymetermessung bestimmt. Die Koordinaten der z-Messachse (gewählter Magnetometerursprung) sowie die Orientierung des Sensors sind in Tabelle A.12 aufgeführt.

Um zu erkennen, ob sich Position oder Orientierung der Sensorinseln verändert haben, wurden Zielplatten zwischen den Luftspulen angebracht. Die lokalen Koordinaten der Laser-Auftreffpunkte auf den Zielplatten sind in Tabelle A.13 zu finden.

Tabelle A.1.: **Details zu den Sensorinseln:** Zu den jeweiligen Sensorinseln zugehörige Magnetometernummern und Vermerk in welchem HV-Schrank die Sensorinseln angeschlossen worden sind.

Name	Magnetometer-Nummer	HV-Schrank
SW02	2151	Ost
SW17	2156	Ost
SE32	2154	West
SE47	2155	West
MSW09	2152	Ost
MNW19	1756	Ost
MSW29	1757	Ost
MNE39	1564	West
MSE49	1751	West
MNE59	1754	West
NW11	1755	Ost
NW26	2430	Ost
NE41	1752	West
NE56	1758	West

Tabelle A.2.: Messwerte und Berechnungen für die Insel MSW09

Sensorinsel: MSW09		$\varphi_{12}: 100,131^\circ$		$\varphi_{13}: 113,379^\circ$		$\varphi_{23}: 110,900^\circ$		
Laserpunkte			Ursprung		Laserrichtungen			
	P_1	P_2	P_3	L	\hat{l}_1	\hat{l}_2	\hat{l}_3	
x (mm)	682,090	-144,120	-103,272	49,309	0,9530	-0,4712	-0,2580	x
y (mm)	214,482	154,780	22,468	310,861	-0,1416	-0,3802	-0,4877	y
z (mm)	964,649	1114,885	295,021	788,158	0,2658	0,7959	-0,8340	z
\pm (mm)	0,020	0,019	0,012					
Oben		Ende		Innen		Außen		
\vec{T} (mm)	$\hat{t} = -\hat{m}_2$	\vec{E} (mm)	$\hat{e} = \hat{m}_3$	\vec{I} (mm)	\hat{i}	\vec{O} (mm)	\hat{o}	
21,552	-0,0001	-23,636	-0,6153	59,820	0,7873	12,678	-0,7876	x
-50,967	1,0000	-64,808	0,0022	-64,324	0,0000	-65,033	0,0017	y
772,911	0,0015	830,710	-0,7883	746,544	0,7873	744,828	-0,6162	z
0,006		0,003		0,011		0,007		\pm
Messposition (mm)	$\vec{M}_L = (-73,516 \ -377,501 \ 77,265)^T$					Ω		
m_1 :	231,990	m_2 :	417,371	m_3 :	379,598	$\vec{\Omega}$ (mm)	$\hat{\omega} = -\hat{m}_1$	
m_{11} :	-0,827	m_{12} :	-0,146	m_{13} :	-0,358	36,249	0,7875	x
m_{21} :	-0,018	m_{22} :	-0,022	m_{23} :	0,026	-64,679	-0,0009	y
m_{31} :	-0,578	m_{32} :	-0,261	m_{33} :	-0,372	745,686	0,6164	z
Messachsen						0,009		\pm

Tabelle A.3.: Messwerte und Berechnungen für die Insel MNW19

Sensorinsel: MNW19		$\varphi_{12}: 111,131^\circ$		$\varphi_{13}: 107,624^\circ$		$\varphi_{23}: 100,112^\circ$		
Laserpunkte			Ursprung		Laserrichtungen			
	P_1	P_2	P_3	L	\hat{l}_1	\hat{l}_2	\hat{l}_3	
x (mm)	636,031	-419,277	-167,160	-22,659	0,8770	-0,7388	-0,2714	x
y (mm)	98,241	255,972	162,664	394,154	-0,3940	-0,3133	-0,4348	y
z (mm)	923,438	1037,286	259,845	716,975	0,2749	0,5967	-0,8586	z
\pm (mm)	0,028	0,023	0,003					
Oben		Ende		Innen		Außen		
\vec{T} (mm)	$\hat{t} = -\hat{m}_2$	\vec{E} (mm)	$\hat{e} = \hat{m}_3$	\vec{I} (mm)	\hat{i}	\vec{O} (mm)	\hat{o}	
-32,596	-0,0006	28,575	0,7807	-54,841	-0,6250	-29,591	0,6251	x
-45,565	1,0000	-65,810	0,0012	-62,029	0,0026	-64,933	0,0009	y
837,919	0,0013	782,975	-0,6249	823,324	-0,7806	852,097	0,7806	z
0,012		0,005		0,016		0,007		\pm
Messposition (mm)	$\vec{M}_L = (29,204 \ -455,143 \ 81,692)^T$					Ω		
m_1 :	471,614	m_2 :	398,157	m_3 :	332,529	$\vec{\Omega}$ (mm)	$\hat{\omega} = -\hat{m}_1$	
m_{11} :	-0,256	m_{12} :	-0,048	m_{13} :	-0,532	-42,216	-0,6205	x
m_{21} :	-0,022	m_{22} :	-0,019	m_{23} :	0,041	-63,481	0,0009	y
m_{31} :	-0,196	m_{32} :	-0,492	m_{33} :	-0,351	837,711	-0,7806	z
Messachsen						0,012		\pm

Tabelle A.4.: Messwerte und Berechnungen für die Insel MSW29

Sensorinsel: MSW29		$\varphi_{12}: 93,377^\circ$		$\varphi_{13}: 118,132^\circ$		$\varphi_{23}: 117,696^\circ$		
Laserpunkte			Ursprung		Laserrichtungen			
	P_1	P_2	P_3	L	\hat{l}_1	\hat{l}_2	\hat{l}_3	
x (mm)	509,429	-297,239	-143,564	25,609	0,7811	-0,6075	-0,2889	x
y (mm)	16,639	192,700	147,462	308,600	-0,4713	-0,2181	-0,2752	y
z (mm)	1030,112	1182,322	239,572	776,423	0,4100	0,7638	-0,9169	z
\pm (mm)	0,027	0,006	0,026					
Oben		Ende		Innen		Außen		
\vec{T} (mm)	$\hat{t} = -\hat{m}_2$	\vec{E} (mm)	$\hat{e} = \hat{m}_3$	\vec{I} (mm)	\hat{i}	\vec{O} (mm)	\hat{o}	
-101,234	-0,0001	-153,014	-0,8294	-49,913	0,5588	-99,851	-0,5587	x
-51,231	1,0000	-63,618	-0,0025	-65,763	-0,0038	-64,436	0,0034	y
696,224	0,0044	729,239	0,5586	684,980	0,8293	665,331	-0,8294	z
0,007		0,003		0,010		0,009		\pm
Messposition (mm)		$\vec{M}_L = (29,204 \ -455,143 \ 81,692)^T$				Ω		
m_1 :	302,920	m_2 :	394,330	m_3 :	532,774	$\vec{\Omega}$ (mm)	$\hat{\omega} = -\hat{m}_1$	
m_{11} :	0,180	m_{12} :	-0,006	m_{13} :	0,894	-74,882	0,5588	x
m_{21} :	-0,016	m_{22} :	-0,012	m_{23} :	0,052	-65,100	-0,0036	y
m_{31} :	-0,391	m_{32} :	0,907	m_{33} :	0,119	675,156	0,3294	z
Messachsen						0,010		\pm

Tabelle A.5.: Messwerte und Berechnungen für die Insel MNE39

Sensorinsel: MNE39		$\varphi_{12}: 100,519^\circ$		$\varphi_{13}: 113,376^\circ$		$\varphi_{23}: 110,940^\circ$		
Laserpunkte			Ursprung		Laserrichtungen			
	P_1	P_2	P_3	L	\hat{l}_1	\hat{l}_2	\hat{l}_3	
x (mm)	537,203	-409,839	-136,983	-72,695	0,8663	-0,6491	-0,1173	x
y (mm)	232,432	209,667	17,109	337,599	-0,1494	-0,2463	-0,5849	y
z (mm)	1008,398	1046,693	233,124	672,886	0,4766	0,7197	-0,8026	z
\pm (mm)	0,026	0,020	0,022					
Oben		Ende		Innen		Außen		
\vec{T} (mm)	$\hat{t} = -\hat{m}_2$	\vec{E} (mm)	$\hat{e} = \hat{m}_3$	\vec{I} (mm)	\hat{i}	\vec{O} (mm)	\hat{o}	
-114,573	-0,0018	-167,602	-0,7582	-65,425	0,6525	-115,849	-0,6527	x
-51,256	1,0000	-69,222	-0,0056	-66,293	-0,0024	-65,645	0,0009	y
687,688	0,0044	726,067	0,6520	671,200	0,7578	664,260	-0,7577	z
0,016		0,004		0,004		0,014		\pm
Messposition (mm)		$\vec{M}_L = (-70,541 \ -404,483 \ 40,158)^T$				Ω		
m_1 :	271,336	m_2 :	387,863	m_3 :	458,904	$\vec{\Omega}$ (mm)	$\hat{\omega} = -\hat{m}_1$	
m_{11} :	-0,016	m_{12} :	-0,003	m_{13} :	-0,022	-90,637	0,6526	x
m_{21} :	-0,065	m_{22} :	-0,069	m_{23} :	0,404	-65,969	-0,0017	y
m_{31} :	-0,086	m_{32} :	0,234	m_{33} :	0,300	667,730	0,7578	z
Messachsen						0,009		\pm

Tabelle A.6.: Messwerte und Berechnungen für die Insel MSE49

Sensorinsel: MSE49		$\varphi_{12}: 111,132^\circ$		$\varphi_{13}: 107,476^\circ$		$\varphi_{23}: 100,162^\circ$		
Laserpunkte			Ursprung		Laserrichtungen			
	P_1	P_2	P_3	L	\hat{l}_1	\hat{l}_2	\hat{l}_3	
x (mm)	638,685	-448,231	-154,397	-29,952	0,8689	-0,7555	-0,2447	x
y (mm)	101,313	234,509	152,698	393,868	-0,3802	-0,2878	-0,4742	y
z (mm)	721,276	1003,346	247,359	677,457	0,3169	0,5886	-0,8457	z
\pm (mm)	0,026	0,030	0,029					
Oben		Ende		Innen		Außen		
\vec{T} (mm)	$\hat{t} = -\hat{m}_2$	\vec{E} (mm)	$\hat{e} = \hat{m}_3$	\vec{I} (mm)	\hat{i}	\vec{O} (mm)	\hat{o}	
-57,417	0,0013	12,579	0,7995	-72,734	-0,6001	-34,624	0,6004	x
-45,445	1,0000	-68,465	0,0004	-65,248	0,0033	-65,134	-0,0014	y
811,987	0,0017	759,048	-0,6007	798,484	-0,7999	817,664	0,7997	z
0,006		0,002		0,008		0,011		\pm
Messposition (mm)		$\vec{M}_L = (20,608 \ -454,823 \ 97,378)^T$				Ω		
m_1 :	468,482	m_2 :	401,505	m_3 :	339,816	$\vec{\Omega}$ (mm)	$\hat{\omega} = -\hat{m}_1$	
m_{11} :	-0,157	m_{12} :	-0,035	m_{13} :	-0,731	-53,679	-0,6003	x
m_{21} :	-0,058	m_{22} :	-0,049	m_{23} :	0,281	-65,191	0,0024	y
m_{31} :	0,062	m_{32} :	-0,174	m_{33} :	-0,276	808,074	-0,7998	z
Messachsen						0,010		\pm

Tabelle A.7.: Messwerte und Berechnungen für die Insel MNE59

Sensorinsel: MNE59		$\varphi_{12}: 93,067^\circ$		$\varphi_{13}: 118,604^\circ$		$\varphi_{23}: 118,045^\circ$		
Laserpunkte			Ursprung		Laserrichtungen			
	P_1	P_2	P_3	L	\hat{l}_1	\hat{l}_2	\hat{l}_3	
x (mm)	502,636	-293,739	-149,531	19,657	0,7869	-0,6005	-0,2880	x
y (mm)	19,580	183,737	146,138	303,310	-0,4623	-0,2291	-0,2676	y
z (mm)	1035,868	1184,880	244,950	785,029	0,4087	0,7661	-0,9195	z
\pm (mm)	0,023	0,014	0,021					
Oben		Ende		Innen		Außen		
\vec{T} (mm)	$\hat{t} = -\hat{m}_2$	\vec{E} (mm)	$\hat{e} = \hat{m}_3$	\vec{I} (mm)	\hat{i}	\vec{O} (mm)	\hat{o}	
-78,009	-0,0012	-154,962	-0,8245	-44,998	0,5657	-92,663	-0,5658	x
-45,115	1,0000	-62,758	-0,0036	-67,480	-0,0014	-64,086	0,0022	y
684,136	0,0035	737,456	0,5660	686,614	0,8246	672,917	-0,8246	z
0,007		0,004		0,017		0,003		\pm
Messposition (mm)		$\vec{M}_L = (-151,717 \ -364,110 \ -61,890)^T$				Ω		
m_1 :	293,841	m_2 :	387,807	m_3 :	521,047	$\vec{\Omega}$ (mm)	$\hat{\omega} = -\hat{m}_1$	
m_{11} :	0,092	m_{12} :	-0,005	m_{13} :	0,918	-68,831	0,5658	x
m_{21} :	-0,020	m_{22} :	-0,016	m_{23} :	0,134	-65,783	-0,0018	y
m_{31} :	-0,376	m_{32} :	0,837	m_{33} :	0,326	679,766	0,8246	z
Messachsen						0,010		\pm

Tabelle A.8.: Messwerte und Berechnungen für die Insel NW11

Sensorinsel: NW11		$\varphi_{12}: 97,499^\circ$		$\varphi_{13}: 119,651^\circ$		$\varphi_{23}: 100,176^\circ$			
		Laserpunkte			Ursprung	Laserrichtungen			
		P_1	P_2	P_3	L	\hat{l}_1	\hat{l}_2	\hat{l}_3	
x (mm)	619,833	-148,453	-166,820	62,255	0,8849	-0,5678	-0,2405	x	
y (mm)	95,800	137,160	178,496	333,070	-0,3766	-0,5279	-0,2734	y	
z (mm)	1049,850	1111,546	383,893	877,139	0,2741	0,6316	-0,8724	z	
\pm (mm)	0,022	0,016	0,022						
		Oben		Ende		Innen		Außen	
\vec{T} (mm)	$\hat{t} = -\hat{m}_2$	\vec{E} (mm)	$\hat{e} = \hat{m}_3$	\vec{I} (mm)	\hat{i}	\vec{O} (mm)	\hat{o}		
-13,799	0,0015	-69,352	-0,6264	16,335	0,7801	-33,902	-0,7801	x	
-44,971	1,0000	-61,883	0,0002	-63,860	-0,0035	-64,650	0,0043	y	
766,483	0,0038	837,328	0,6778	750,608	0,6256	752,127	-0,6257	z	
	0,016	0,007		0,007		0,009		\pm	
Messposition (mm)		$\vec{M}_L = (-119,749 \ - 393,710 \ - 64,964)^T$						Ω	
m_1 :	270,509	m_2 :	342,019	m_3 :	407,082	$\vec{\Omega}$ (mm)	$\hat{\omega} = -\hat{m}_1$		
m_{11} :	0,097	m_{12} :	-0,014	m_{13} :	0,839	-8,784	0,7801	x	
m_{21} :	-0,018	m_{22} :	-0,016	m_{23} :	0,140	-64,255	-0,0039	y	
m_{31} :	0,028	m_{32} :	-0,035	m_{33} :	-0,236	751,368	0,6257	z	
Messachsen							0,008	\pm	

Tabelle A.9.: Messwerte und Berechnungen für die Insel NW26

Sensorinsel: NW26		$\varphi_{12}: 91,759^\circ$		$\varphi_{13}: 123,184^\circ$		$\varphi_{23}: 105,645^\circ$			
		Laserpunkte			Ursprung	Laserrichtungen			
		P_1	P_2	P_3	L	\hat{l}_1	\hat{l}_2	\hat{l}_3	
x (mm)	617,448	-137,547	-117,762	108,109	0,8282	-0,5703	-0,3992	x	
y (mm)	89,640	164,101	153,702	332,779	-0,3953	-0,3916	-0,3165	y	
z (mm)	1053,004	1119,675	321,809	808,688	0,3973	0,7220	-0,8605	z	
\pm (mm)	0,015	0,020	0,016						
		Oben		Ende		Innen		Außen	
\vec{T} (mm)	$\hat{t} = -\hat{m}_2$	\vec{E} (mm)	$\hat{e} = \hat{m}_3$	\vec{I} (mm)	\hat{i}	\vec{O} (mm)	\hat{o}		
5,463	0,0039	-42,844	-0,6878	55,534	0,7801	7,259	-0,7252	x	
-50,703	1,0000	-68,181	0,0021	-63,808	-0,0045	-64,047	0,0071	y	
736,722	0,0027	780,738	0,7259	750,608	0,6885	699,748	-0,6885	z	
	0,004	0,006		0,006		0,018		\pm	
Messposition (mm)		$\vec{M}_L = (-210,573 \ - 383,814 \ - 121,715)^T$						Ω	
m_1 :	225,176	m_2 :	330,379	m_3 :	522,615	$\vec{\Omega}$ (mm)	$\hat{\omega} = -\hat{m}_1$		
m_{11} :	0,004	m_{12} :	0,050	m_{13} :	0,572	31,397	0,0000	x	
m_{21} :	-0,022	m_{22} :	-0,016	m_{23} :	0,214	-63,928	-0,0058	y	
m_{31} :	0,013	m_{32} :	-0,022	m_{33} :	-0,010	706,458	0,6885	z	
Messachsen							0,012	\pm	

Tabelle A.10.: Messwerte und Berechnungen für die Insel NE41

Sensorinsel: NE41		$\varphi_{12}: 97,431^\circ$		$\varphi_{13}: 119,726^\circ$		$\varphi_{23}: 99,824^\circ$		
Laserpunkte			Ursprung		Laserrichtungen			
	P_1	P_2	P_3	L	\hat{l}_1	\hat{l}_2	\hat{l}_3	
x (mm)	500,036	-379,442	-175,393	24,032	0,7542	-0,7286	-0,3583	x
y (mm)	95,458	234,002	174,885	385,756	-0,4600	-0,2741	-0,3789	y
z (mm)	1038,737	1090,505	268,077	742,950	0,4687	0,6277	-0,8533	z
\pm (mm)	0,021	0,019	0,021					
Oben		Ende		Innen		Außen		
\vec{T} (mm)	$\hat{t} = -\hat{m}_2$	\vec{E} (mm)	$\hat{e} = \hat{m}_3$	\vec{I} (mm)	\hat{i}	\vec{O} (mm)	\hat{o}	
-96,365	-0,0011	-150,332	-0,7353	-57,908	0,6775	-105,047	-0,6780	x
-45,043	1,0000	-68,080	0,0010	-64,425	-0,0002	-64,533	0,0013	y
666,547	0,0024	713,040	0,6778	653,833	0,7355	653,332	-0,7351	z
0,013		0,005		0,014		0,013		\pm
Messposition (mm)	$\vec{M}_L = (-152,470 \ -446,500 \ -46,086)^T$					Ω		
m_1 :	359,578	m_2 :	336,146	m_3 :	498,785	$\vec{\Omega}$ (mm)	$\hat{\omega} = -\hat{m}_1$	
m_{11} :	0,077	m_{12} :	-0,029	m_{13} :	0,859	-81,478	0,6778	x
m_{21} :	-0,029	m_{22} :	-0,016	m_{23} :	0,279	-64,479	-0,0001	y
m_{31} :	0,001	m_{32} :	-0,004	m_{33} :	-0,014	653,583	0,7353	z
Messachsen						0,014		\pm

Tabelle A.11.: Messwerte und Berechnungen für die Insel NE56

Sensorinsel: NE56		$\varphi_{12}: 91,396^\circ$		$\varphi_{13}: 106,077^\circ$		$\varphi_{23}: 618,340^\circ$		
Laserpunkte			Ursprung		Laserrichtungen			
	P_1	P_2	P_3	L	\hat{l}_1	\hat{l}_2	\hat{l}_3	
x (mm)	618,340	-134,289	-173,591	49,011	0,8826	-0,4817	-0,4230	x
y (mm)	97,360	137,106	140,511	312,103	-0,3329	-0,4599	-0,3261	y
z (mm)	1052,040	1121,758	393,034	837,874	0,3320	0,7460	-0,8454	z
\pm (mm)	0,022	0,017	0,024					
Oben		Ende		Innen		Außen		
\vec{T} (mm)	$\hat{t} = -\hat{m}_2$	\vec{E} (mm)	$\hat{e} = \hat{m}_3$	\vec{I} (mm)	\hat{i}	\vec{O} (mm)	\hat{o}	
-25,929	-0,0001	-81,142	-0,6412	7,668	0,7663	-38,125	-0,7669	x
-44,930	1,0000	-63,197	-0,0007	-69,187	-0,0011	-64,772	0,0024	y
741,581	0,0027	814,998	0,7674	741,242	0,6424	736,483	-0,6418	z
0,011		0,005		0,013		0,012		\pm
Messposition (mm)	$\vec{M}_L = (-111,557 \ -372,720 \ -42,550)^T$					Ω		
m_1 :	255,072	m_2 :	319,316	m_3 :	432,276	$\vec{\Omega}$ (mm)	$\hat{\omega} = -\hat{m}_1$	
m_{11} :	0,083	m_{12} :	-0,004	m_{13} :	0,862	-15,229	0,7666	x
m_{21} :	-0,019	m_{22} :	-0,016	m_{23} :	0,239	-66,980	-0,0018	y
m_{31} :	0,022	m_{32} :	-0,029	m_{33} :	-0,206	738,863	0,6421	z
Messachsen						0,013		\pm

Tabelle A.12.: **Position und Orientierung der Sensorinseln:** x-, y und z-Koordinaten im KATRIN-Koordinatensystem und deren Orientierung nach einer Eulerrotation nach zy'z"-Konvention. Die Werte der Inseln SW02, MNE59 und NE56 sind nur approximiert. Für den jeweiligen z-Wert wurde der Mittelwert aus den z-Werte der beiden Nachbarinseln gebildet. Der x-Wert wurde (aus theoretischen Berechnungen mit konstantem Umfang von 33 m) beibehalten und der y-Wert wurde aus dem durchschnittlichen Radius berechnet. Dabei ist berücksichtigt worden, dass die oberen Inseln auf einem kleineren Radius liegen als die unteren, da die Tankhülle aufgrund der Schwerkraft verzerrt ist.

Sensorinsel	x (mm)	y (mm)	z (mm)	$R_z(^{\circ})$	$R_y'(^{\circ})$	$R_z''(^{\circ})$
SW02	1092	5143	-4518	-8	180	180
SW17	5213,00	-730,66	-4556,53	177,45	178,64	93,38
SE32	-901,83	-5214,10	-4489,7	44,0	179,56	54,52
SE47	-5207,80	797,90	-4479,73	-25,47	178,91	70,98
MSW09	4255,20	3106,12	-126,19	-1,29	179,19	-128,5
MNW19	4823,72	-2148,82	-145,37	46,14	179,56	-19,59
MSW29	608,36	-5277,95	-165,08	-113,68	117,93	-121,42
MNE39	-4243,1366	-3157,7328	-138,20	144,69	179,5	-163,7
MSE49	-4838,7	2096,39	-134,34	159,47	178,35	-87,57
MNE59	549	5228	-130	4	180	180
NW11	4798,4	2164,74	4283,03	91,1	178,24	-23,5
NW26	2187,52	-4826,41	4318,66	-43,34	17,09	-64
NE41	-4784,7578	-2237,3283	4336,65	-135,3	179,13	-72,24
NE56	-2136	4811	4309	16	180	180

Tabelle A.13.: **Auftreffpunkte der Laser:** x- und y- Koordinaten des Auftreffpunktes der Laser auf den Zielplatten sind mit Datum versehen. Diese Werte wurden auch auf den Zielscheiben selbst vermerkt. So kann nachgeprüft werden, ob die Sensorinseln bewegt wurden.

Name	x	y	Datum
SW17.1	320	110	29.10.2014
SE32.1	372	143	29.10.2014
SE32.3	312	154	29.10.2014
SE47.3	132	157	29.10.2014
SE47.1	117	133	01.12.2014
MSW29.3	117	172	01.12.2014

A.2. IPE-Sensoren

Tabelle A.14.: **Position und Orientierung der IPE-Sensoren:** x-,y- und z-Koordinaten im KATRIN-Koordinatensystem und deren Orientierung nach einer Eulerrotation nach zy'z"-Konvention. Die Werte der IPE-Sensoren S60, M60 und N60 sind nur approximiert. Für den jeweiligen z- und x-Wert wurde der Mittelwert der beiden Nachbarinseln gebildet. Der y-Wert wurde aus dem durchschnittlichen Radius berechnet. Dabei ist berücksichtigt worden, dass die oberen Inseln auf einem kleineren Radius liegen als die unteren, da die Tankhülle aufgrund der Schwerkraft verzerrt ist.

IPE-Sensor	x (mm)	y (mm)	z (mm)	R _z (°)	R _{y'} (°)	R _{z''} (°)
M07	3760,87	3677,32	-1,79	152,56	0,71	-100,79
M15	5265,19	-63,68	8,79	175,31	0,37	-174,96
M22	3675,82	-3768,83	-15,54	-166,13	0,59	121,19
M30	-41,26	-5280,27	-10,38	-109,67	1,82	18,97
M37	-3752,31	-3706,82	-2,34	-55,80	0,97	-79,02
M45	-5258,51	28,00	-1,52	-98,39	1,29	-81,049
M52	-3686,39	3733,33	-4,96	-109,90	0,67	-118,67
M60	37	5248	-3	90	0	0
N07	3759,31	3659,41	3591,01	-157,09	0,82	-150,93
N15	5264,09	-71,41	3591,65	-160,47	0,57	159,81
N22	3681,11	-3767,83	3578,71	-144,94	1,18	100,65
N30	-40,66	-5288,81	3589,72	-158,16	0,88	67,98
N37	-3748	-3713,73	3588,26	-79,69	1,29	-55,37
N45	-5260,79	30,98	3618,63	-143,27	1,57	-35,37
N52	-3678,90	3734,95	3606,52	-49,79	0,61	-176,97
N60	40	5238	3598	90	0	0
S07	3752,03	3670,03	-3613,3	-0,544	2,34	40,84
S15	5253,68	-64,84	-3613,36	-27,77	3,16	26,22
S22	3682,05	-3767,77	-3620,58	95,032	0,185	-140,24
S30	-40,54	-5275,3	-3605,44	142,07	0,54	126,96
S37	-3747,03	-3712,1	-3605,71	-150,39	1,26	13,88
S45	-5259,67	12,02	-3592,11	-60,14	0,93	-119,29
S52	-3686,11	3716,79	-3592,87	173,35	1,201	-46,11
S60	32	5243	-3603	90	0	0

A.3. Verwendung der Magnetfelddaten mit Kassiopeia

Die Differenz zwischen gemessenen und simulierten Werten des Süd-, Mittel- und Nordrings der Sensorinseln ist in den folgenden Abbildungen gezeigt. Das Magnetfeld in der Analysierebene sollte so homogen wie möglich sein.

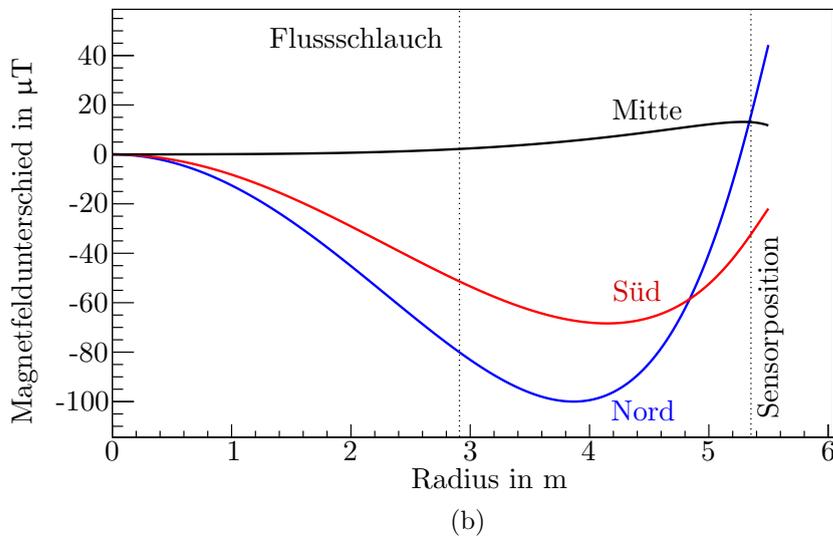
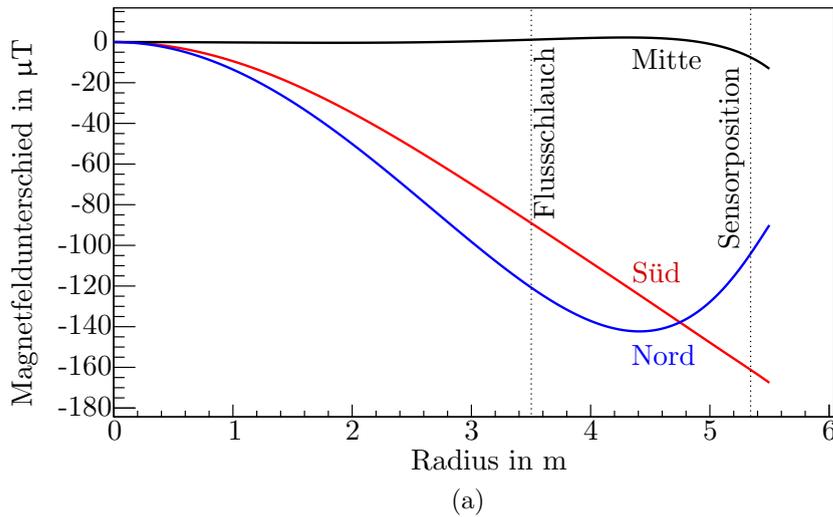


Abbildung A.1.: **Magnetfelddifferenzen** entlang des Radius des Hauptspektrometers zwischen dem Soll-Feld auf der z-Achse und simuliertem Feld. Eingezeichnet sind die Werte für Süd-, Mittel- und Nordring der Sensorinseln, die Ausdehnung des Flusschlauches und die Sensorpositionen für das (a) 5 G Setting und (b) 7 G Setting.

B. Vorspektrometermagnete

Das Magnetfeld der Vorspektrometermagnete PS I und PS II wurden mit einer Hallsonde auf Symmetrie überprüft. Während der Messung floss ein Strom von 34,7 A. Die Messplatte wurde, wie in 6.1 beschrieben zweimal im mathematisch korrekten Sinn um die z-Achse gedreht. Dabei wurden im ersten Umlauf alle 30° und im zweiten Umlauf alle 60° jeweils der radiale (B_r), azimuthale (B_φ), z- (B_z) und absolute (B_{abs}) Magnetfeldwert notiert. Die Messwerte für die upstream-Seite (näher zur Quelle) und downstream-Seite (näher zum Detektor) liegen somit für den gleichen Winkel gegenüber. In den Tabellen B.15 bis B.21 sind die Messwerte zu finden.

Tabelle B.15.: **Messwerte des PS I bei einem Radius von $r = 12$ cm.** Alle Magnetfeldwerte sind (falls nicht anders angegeben) in mT.

Winkel (°)	Upstream				Downstream			
	B_r	B_φ	B_z (T)	B_{abs} (T)	B_r	B_φ	B_z (T)	B_{abs} (T)
0	-120,14	-21,506	0,3078	0,3312	122,91	12,688	-0,3108	0,3344
30	-120,21	-21,138	0,03084	0,3316	122,52	12,959	-0,3108	0,3344
60	-120,48	-10,721	0,3086	0,3319	122	13,419	-0,3107	0,3341
90	-120,56	-20,452	0,3082	0,3317	121,92	13,964	-0,3109	0,3343
120	-120,64	-20,31	0,03078	0,3312	122,27	14,418	-0,311	0,3345
150	-120,65	-20,282	0,3073	0,3307	122,8	14,602	-0,3113	0,335
180	-120,6	-20,286	0,3067	0,3302	123,35	14,737	-0,3115	0,3354
210	-120,72	-20,412	0,3062	0,3298	123,89	14,787	-0,3114	0,33555
240	-120,84	-20,85	0,3059	0,3296	124,21	14,399	-0,3109	0,3352
270	-120,82	-21,326	0,3059	0,3296	124,41	14,079	-0,3109	0,3351
300	-120,68	-21,68	0,3064	0,33	124,21	13,376	-0,3108	0,335
330	-120,48	-21,845	0,3072	0,3307	123,55	13,008	-0,3109	0,3348
360	-120,28	-21,612	0,308	0,3314	122,73	13,03	-0,311	0,3345
420	-120,5	-20,712	0,3086	0,3319	121,77	13,638	-0,3109	0,3342
480	-120,68	-20,278	0,3078	0,3312	122,05	14,716	-0,3111	0,3345
540	-120,62	-20,287	0,3067	0,3302	123,2	14,953	-0,3114	0,3353
600	-120,85	-20,825	0,3059	0,3295	124,23	14,58	-0,311	0,3352
660	-120,67	-21,696	0,3064	0,33	124,18	13,418	-0,3108	0,335

In Abb. B.4 und B.5 sind Mess- und Simulationswerte für verschiedene Radien und beide Seiten der PS I und PS II Magneten gezeigt. Die absoluten Magnetfelder haben eine Stärke bis zu 0,3 T und nehmen für größere Radien ab. Die Messwerte des Absolutfeldes liegen innerhalb des Fehlers der simulierten Werte. Die Fehler der Messwerte ergeben sich aus der Ungenauigkeit der Messgeräte (Herstellerangabe: 0,35%). Da die Messwerte eine zu starke Schwankung aufwiesen, konnten keine weiteren Fehlerwerte bestimmt werden. Die Fehler der Simulationswerte wurden abgeschätzt, indem ein Positionsfehler von $\delta r = \pm 1$ mm angenommen wurde. Der abgeschätzte Simulationsfehler ergibt sich aus der Differenz der Magnetfeldwerte am Ort $B_i(\mathbf{r}_i \pm \delta \mathbf{r})$. Der Offset zeigt dabei Richtung Spulenzentrum.

Tabelle B.16.: Messwerte des PS I bei einem Radius von $r = 18$ cm. Alle Magnetfeldwerte sind in mT.

Winkel (°)	Upstream				Downstream			
	B_r	B_φ	B_z	B_{abs}	B_r	B_φ	B_z	B_{abs}
0	-167,91	-26,915	248,32	300,99	170,87	16,265	-251,5	304,5
30	-168,39	-26,609	248,8	301,62	170,15	16,591	-251,74	304,32
60	-168,66	-26,32	248,77	301,71	169,48	17,189	-251,83	304,05
90	-168,69	-26,227	248,33	301,35	169,81	17,789	-251,78	304,2
120	-168,39	-26,214	247,86	300,8	170,35	18,199	-251,75	304,53
150	-168,01	-26,184	247,42	300,22	171,14	18,551	-251,6	304,86
180	-167,6	-26,098	246,99	299,63	172	18,517	-251,03	304,87
210	-167,41	-26,054	246,46	299,09	172,52	18,204	-250,8	304,96
240	-167,42	-26,27	246,03	298,74	172,7	17,929	-250,44	304,76
270	-167,28	-26,728	246,03	298,72	172,85	17,433	-250,16	304,57
300	-167,37	-26,979	246,511	299,18	172,57	16,638	-250,35	304,54
330	-167,66	-27,129	247,43	300,13	171,74	16,259	-250,96	304,53
360	-167,97	-23,94	248,35	301,05	170,73	16,36	-251,51	304,42
420	-168,67	-26,298	248,77	301,71	169,67	17,263	-251,83	304,16
480	-168,27	-26,073	247,78	300,65	170,27	18,379	-251,72	304,46
540	-167,58	-26,084	246,97	199,6	172	18,629	-251,09	304,92
600	-167,42	-26,254	245,01	298,72	172,76	17,952	-250,45	304,78
660	-167,45	-26,962	246,5	299,21	172,53	16,654	-250,36	304,51

Tabelle B.17.: Messwerte des PS I bei einem Radius von $r = 24$ cm. Alle Magnetfeldwerte sind in mT.

Winkel (°)	Upstream				Downstream			
	B_r	B_φ	B_z	B_{abs}	B_r	B_φ	B_z	B_{abs}
0	-186,52	-17,521	170,43	253,26	188,32	13,413	-174,31	256,97
30	-187	-17,426	170,47	253,65	187,8	13,787	-175	257,09
60	-187,23	-17,411	170,18	253,63	187,48	14,419	-175,4	257,15
90	-187,03	-17,6	169,85	253,26	187,66	15,029	-175,16	257,16
120	-186,31	-17,74	170,06	252,88	188,16	15,303	-174,82	257,31
150	-185,6	-17,761	170,61	252,73	188,75	15,518	-174,49	257,53
180	-185,11	-17,577	170,69	252,41	189,23	15,778	-173,89	257,48
210	-184,76	-17,345	170,25	251,83	189,56	15,7	-172,83	257,01
240	-184,63	-17,433	169,62	251,31	189,55	15,182	-172,03	256,44
270	-185,41	-17,131	168,46	251,09	189,33	14,693	-171,88	256,15
300	-185,63	-17,157	168,82	251,51	189,21	13,869	-172,3	256,3
330	-186,32	-17,184	169,18	252,27	188,72	13,519	-173,43	256,67
360	-187,13	-17,07	169,59	253,12	188,09	13,687	-174,52	256,96
360	-185,5	-24,891	172	254,23	188,15	13,216	-174,54	257
420	-186,34	-24,604	171,93	254,72	187,32	14,232	-175,62	257,18
480	-184,97	-25,033	172,02	253,88	187,7	15,363	-175,11	257,18
540	-184,03	-24,864	172	253,13	189,01	15,588	-173,41	256,99
600	-183,57	-24,713	171,03	252,13	189,39	16,924	-172,18	256,4
660	-184,28	-25,044	170,58	252,38	189,24	13,572	-172,14	256,2

Tabelle B.18.: Messwerte des PS I bei einem Radius von $r = 30$ cm. Alle Magnetfeldwerte sind in mT.

Winkel (°)	Upstream				Downstream			
	B_r	B_φ	B_z	B_{abs}	B_r	B_φ	B_z	B_{abs}
0	-170,37	-10,982	91,73	193,8	171,78	9,276	-93,59	195,78
30	-170,69	-11,126	91,77	194,11	171,65	9,642	-94,51	196,18
60	-170,7	-11,179	91,53	194,02	171,55	10,216	-94,95	196,35
90	-170,39	-11,454	91,4	193,69	171,5	10,794	-94,64	196,17
120	-170,03	-11,83	92,01	193,69	171,67	11,1	-94,05	196,07
150	-169,83	-11,772	92,52	193,75	171,95	11,33	-93,51	196,06
180	-169,53	-11,615	92,89	193,66	172,02	11,515	-92,82	195,81
210	-169,19	-11,398	92,75	193,28	171,81	11,397	-91,8	195,13
240	-168,86	-11,385	92,38	192,81	171,51	11,028	-91	194,47
270	-168,92	-11,435	92,19	192,78	171,35	10,368	-90,73	194,17
300	-169,17	-11,367	92,47	193,13	171,48	9,702	-91,19	194,47
330	-169,72	-11,22	92,42	193,6	171,66	9,403	-92,44	195,2
360	-170,33	-11,115	92,2	194	171,66	9,476	-93,81	195,85
360	-169,93	-18,099	91,72	193,89	171,47	8,883	-93,91	195,72
420	-170,19	-18,127	92,02	194,33	171,27	9,815	-95,34	196,29
480	-169,42	-18,408	92,35	193,84	171,27	10,82	-94,72	196,04
540	-169,01	-18,26	92,73	193,64	171,81	11,28	-93,46	195,92
600	-168,28	-18,22	91,5	192,42	171,13	10,667	-91,78	194,49
660	-168,7	-18,21	91,21	192,66	171,24	9,399	-91,61	194,43

Tabelle B.19.: Messwerte des PS II bei einem Radius von $r = 18$ cm. Alle Magnetfeldwerte sind in mT.

Winkel (°)	Upstream				Downstream			
	B_r	B_φ	B_z	B_{abs}	B_r	B_φ	B_z	B_{abs}
0	-174,04	-0,035	256,97	310,98	163,2	43,45	-249,62	301,4
30	-173,71	-0,91	257,19	310,42	163,56	42,78	-250,16	301,95
60	-173,91	-1,661	256,89	310,24	163,97	42,12	-249,84	301,79
90	-174,62	-24,078	256,43	310,28	164,05	41,74	-248,83	300,97
120	-175,76	-2,567	255,86	310,41	164,07	41,61	-247,68	300,01
150	-176,56	-2,27	255,36	310,48	163,95	41,78	-246,67	299,13
180	-177,31	-1,874	255,03	310,63	163,82	42,18	-246,02	298,58
210	-177,7	-1,367	254,77	310,65	163,64	42,58	-245,68	298,24
240	-177,81	-0,636	254,54	310,51	163,55	43,17	-245,71	298,33
270	-177,4	0,134	254,62	310,34	163,3	43,75	-246,27	298,7
300	-176,59	0,8555	255,34	310,47	163,01	43,99	-247,41	299,54
330	-175,38	0,8435	256,36	310,62	163,14	43,83	-248,65	300,62
360	-174,3	0,088	257,14	310,65	163,36	43,5	-249,67	301,54
420	-173,99	-1,759	256,93	310,31	163,96	42,05	-249,79	301,76
480	-175,62	-25,913	255,8	310,3	164,09	41,56	-247,66	300
540	-177,26	-1,882	255,03	310,6	163,87	42,15	-246,04	298,62
600	-177,78	-0,656	254,52	310,46	163,6	43,15	-245,72	298,35
660	-176,53	0,8106	255,32	310,41	163,24	43,96	-247,38	299,64

Tabelle B.20.: Messwerte des PS II bei einem Radius von $r = 24$ cm. Alle Magnetfeldwerte sind in mT.

Winkel (°)	Upstream				Downstream			
	B_r	B_φ	B_z	B_{abs}	B_r	B_φ	B_z	B_{abs}
0	-188,4	-45,73	179,45	264,2	184,59	24,844	-173,96	254,84
30	-187,79	-46,73	179,95	264,29	184,37	24,469	-174,95	255,39
60	-187,61	-47,6	179,52	264,02	184,54	23,967	-174,43	255,1
90	-187,92	-48,36	178,63	263,76	184,21	23,728	-173,53	254,2
120	-188,59	-48,69	177,28	263,4	183,72	23,644	-172,52	253,14
150	-189,27	-48,51	176,27	263,15	183,21	23,704	-171,74	252,25
180	-189,8	-48,25	175,35	262,88	182,87	23,95	-171,18	251,65
210	-190,03	-47,71	174,54	262,41	182,89	24,095	-170,68	251,34
240	-190,08	-47,05	174,18	262,1	182,91	24,493	-170,69	251,41
270	-190,16	-46,21	174,39	262,12	183,03	24,967	-171,23	251,88
300	-190,06	-45,43	175,93	262,95	183,24	25,204	-172,35	252,83
330	-189,35	-45,31	177,91	263,76	183,85	25,036	-173,34	253,92
360	-188,56	-45,77	179,41	264,27	184,4	24,858	-174,08	254,82
420	-187,63	-47,6	179,51	264,01	184,89	23,907	-174,07	255,08
480	-188,56	-48,73	177,32	263,4	183,95	23,522	-172,23	253,11
540	-189,75	-48,27	175,33	262,84	183,12	23,848	-170,86	251,61
600	-190,08	-47,07	174,17	262,04	182,99	24,498	-170,67	251,44
660	-189,97	-45,4	175,98	262,91	183,31	25,233	-172,33	252,88

Tabelle B.21.:

Messwerte des PS I bei einem Radius von $r = 30$ cm. Alle Magnetfeldwerte sind in mT.

Winkel (°)	Upstream				Downstream			
	B_r	B_φ	B_z	B_{abs}	B_r	B_φ	B_z	B_{abs}
0	-173	-38,4	96,18	201,63	168,8	18,957	-94,31	194,31
30	-172,66	-39,32	96,95	201,89	169,24	18,745	-94,45	194,71
60	-172,39	-40,1	96,7	201,7	169,09	18,527	-94,21	194,46
90	-172,16	-40,68	95,7	201,13	168,47	18,437	-93,55	193,61
120	-172,05	-40,87	94,2	200,36	167,79	18,406	-93,27	192,08
150	-172,12	-40,57	93,02	199,82	167,27	18,331	-93,02	192,29
180	-172,14	-40,22	92,2	199,38	166,93	18,434	-92,79	191,88
210	-171,95	-39,57	91,6	198,8	166,72	18,592	-92,77	191,7
240	-171,86	-39,1	91,51	198,6	166,71	18,702	-92,74	191,7
270	-172,07	-38,5	91,6	198,7	166,95	19,034	-93,12	192,13
300	-172,6	-37,92	92,79	199,59	167,51	19,175	-93,87	192,98
330	-172,92	-37,94	94,67	200,75	168,26	18,975	-94,33	193,85
360	-172,98	-38,45	96,27	201,67	168,94	18,89	-94,54	194,51
420	-172,36	-40,12	96,74	201,7	169,2	18,472	-94,33	194,61
480	-172,05	-40,87	94,24	200,38	167,9	18,325	-93,46	193,05
540	-171,95	-40,51	92,23	199,28	167,01	18,418	-92,87	191,98
600	-171,71	-39,44	91,46	198,51	166,79	18,761	-92,75	191,77
660	-172,42	-38,24	92,79	199,5	167,56	19,213	-93,93	193,05

Abbildung B.2.: Ergebnisse des PS I Magneten: Eingezeichnet sind die Simulations(Dreiecke)- und Messwerte (Quadrate) vor dem Fit der x-(rot), y-(blau) und z-(grün) Komponenten sowie des Absolutfeldes (schwarz) inkl. Fehlerbalken für Messungen an verschiedenen Radien (in cm). Auf der y-Achse ist das Magnetfeld (in T), auf der x-Achse ist der Winkel (in °) aufgetragen.

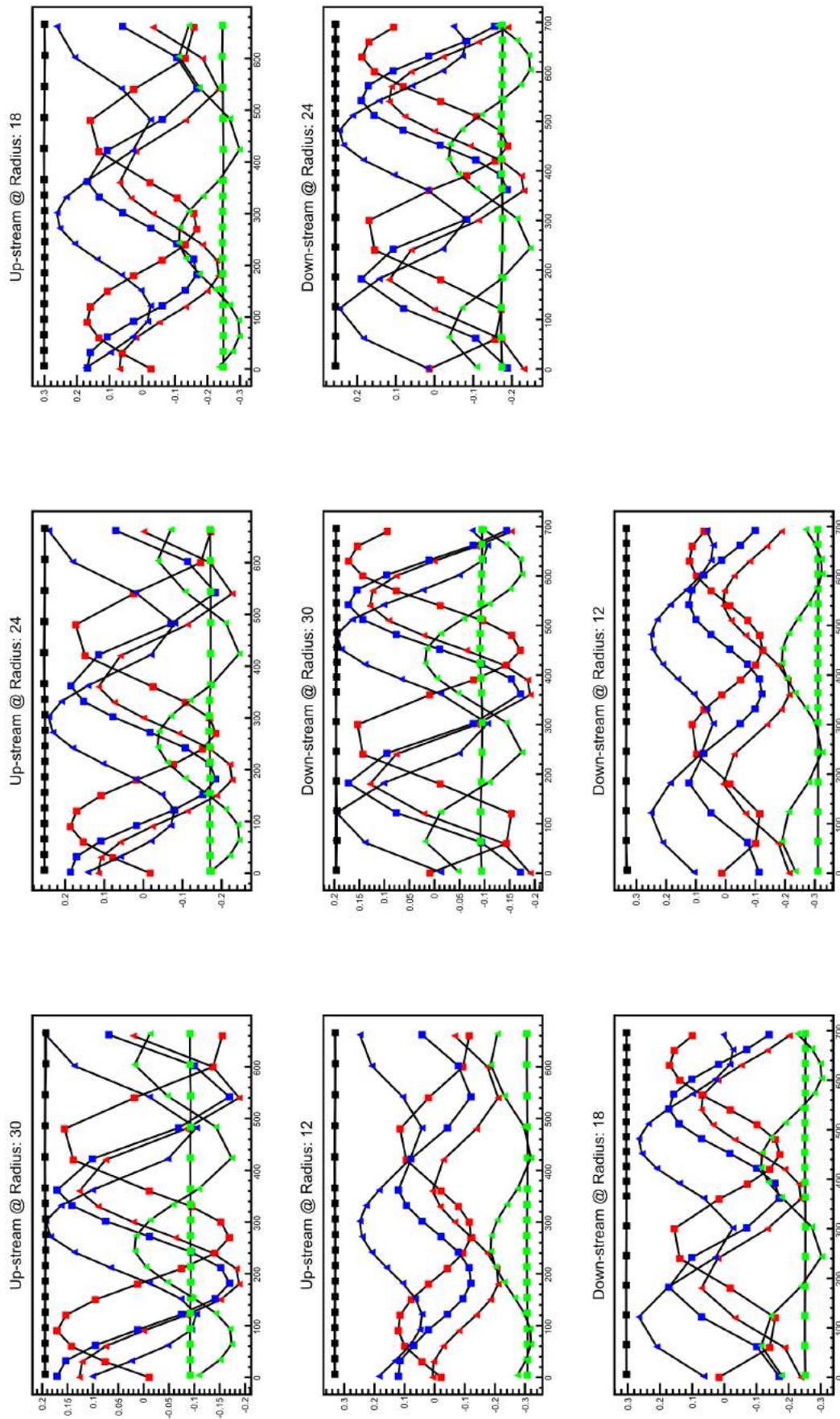


Abbildung B.3.: Ergebnisse des PS II Magneten: Eingezeichnet sind die Simulations(Dreiecke) - und Messwerte (Quadrate) vor dem Fit der x-(rot), y-(blau) und z-(grün) Komponenten sowie des Absolutfeldes (schwarz) inkl. Fehlerbalken für Messungen an verschiedenen Radien (in cm). Auf der y-Achse ist das Magnetfeld (in T), auf der x-Achse ist der Winkel (in $^{\circ}$) aufgetragen.

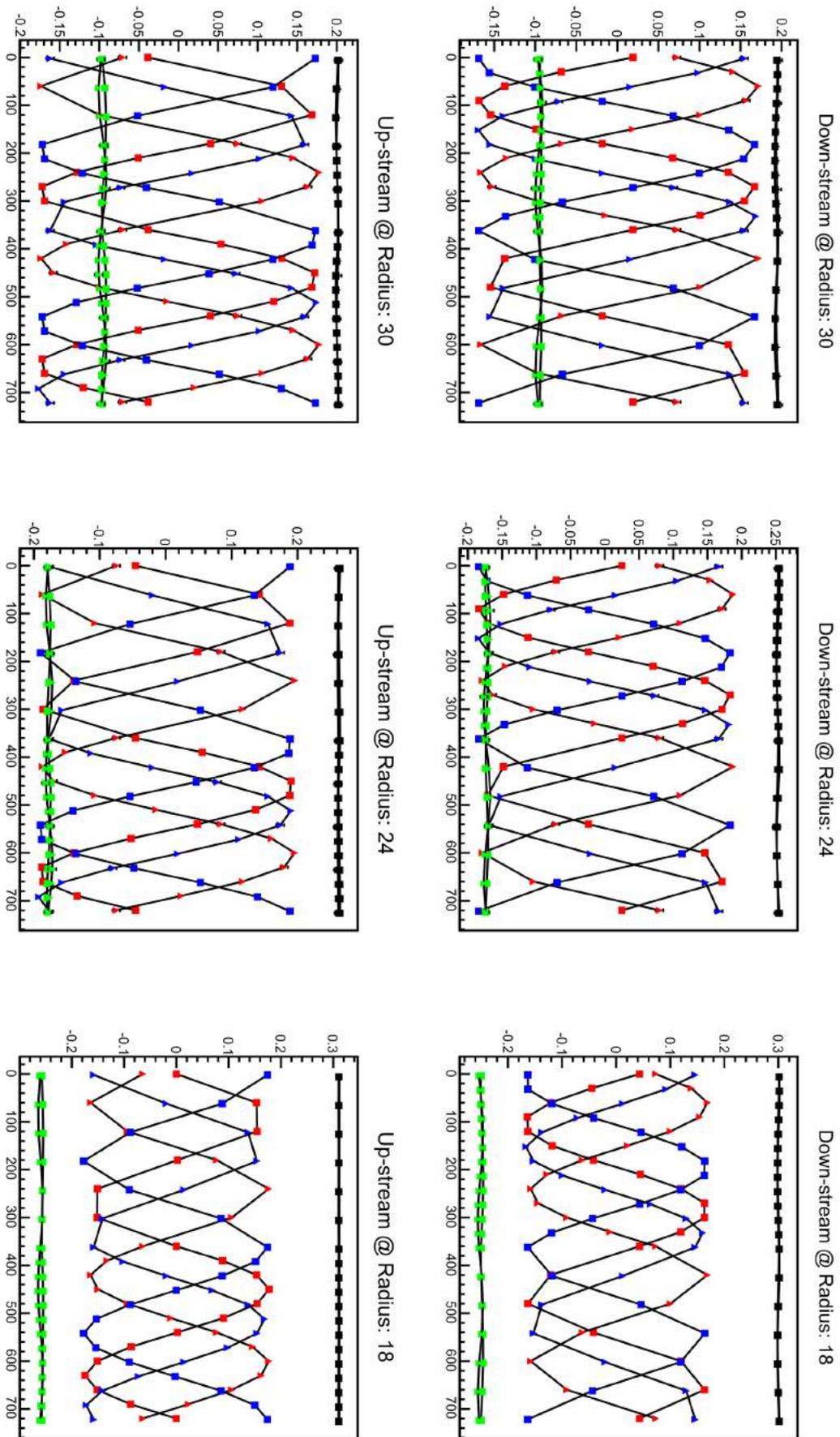


Abbildung B.4.: Simulierte und gemessene Werte für B_{obs} des PS I Magneten (Fitroutine implementiert): Eingezeichnet sind die Simulationen (schwarz) und Messwerte (rot) inkl. Fehlerbalken für Messungen an verschiedenen Radien (in cm). Auf der y-Achse ist das Magnetfeld (in T), auf der x-Achse ist der Winkel (in $^\circ$) aufgetragen. Die Messwerte sind innerhalb des Fehlerbereichs der simulierten Werte.

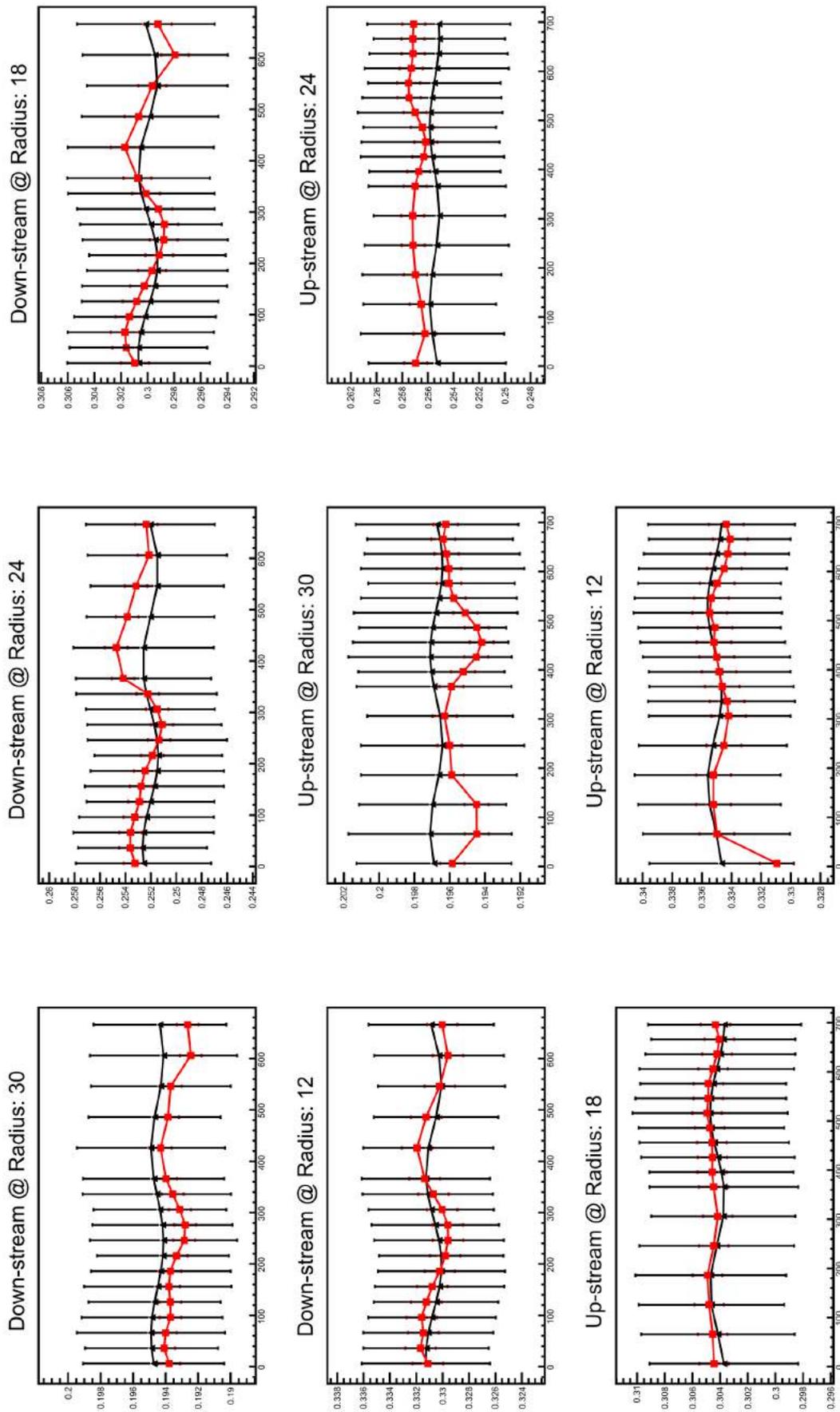


Abbildung B.5.: Simulierte und gemessene Werte für B_{abs} des PS II Magneten (Fitroutine implementiert): Eingezeichnet sind die Simulations (schwarz)- und Messwerte (rot) inkl. Fehlerbalken für Messungen an verschiedenen Radien (in cm). Auf der y-Achse ist das Magnetfeld (in T), auf der x-Achse ist der Winkel (in $^\circ$) aufgetragen. Die Messwerte sind innerhalb des Fehlerbereichs der simulierten Werte.

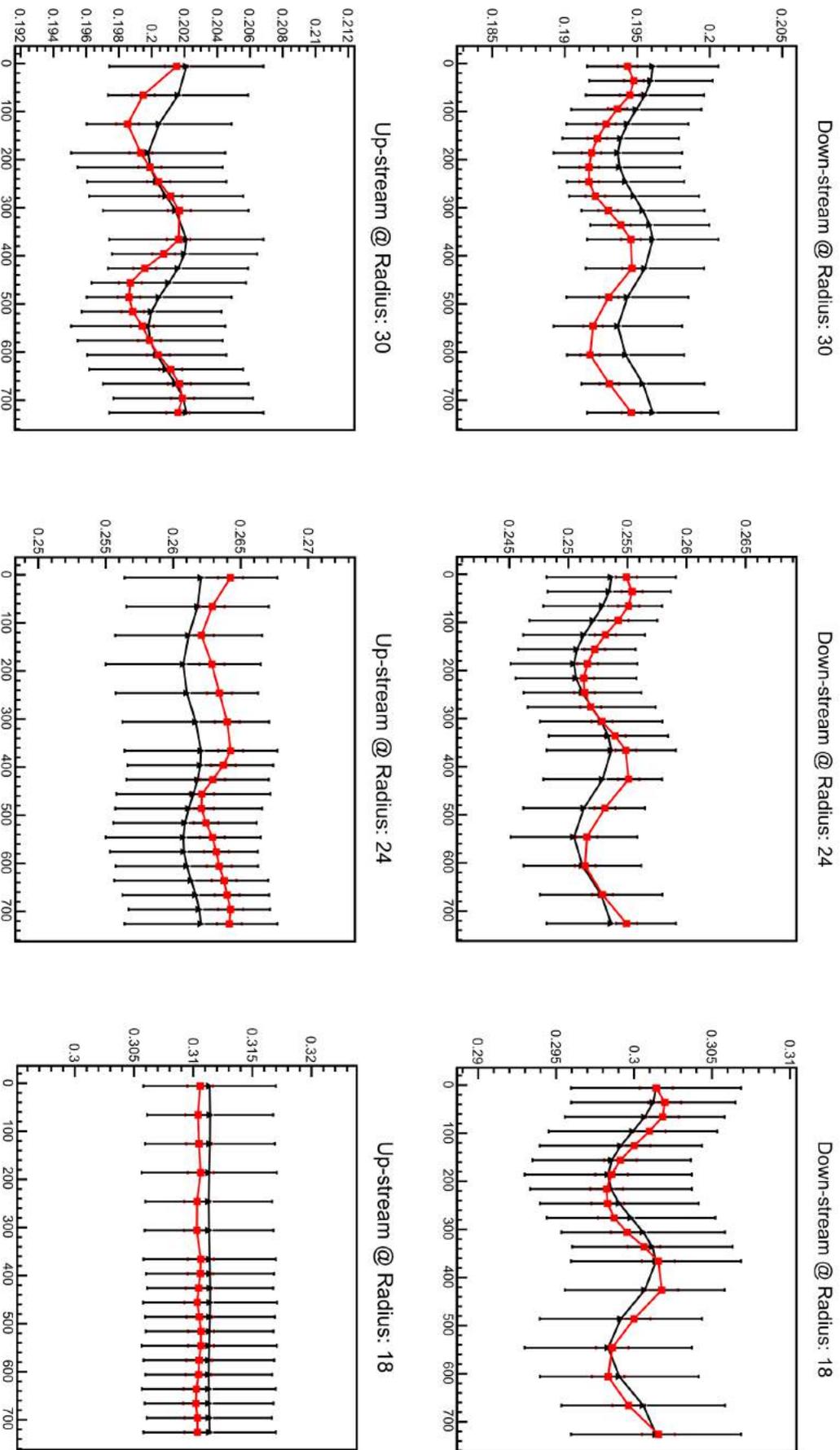


Abbildung B.6.: Ergebnisse des PS I Magneten ohne Fit: Eingezeichnet sind die Verhältnisse $\frac{B_{mess} - B_{sim}}{B_{mess}}$ und Fehlerbalken für die Radien 30 cm, 24 cm und 18 cm. Auf der x-Achse ist der Winkel in ° aufgetragen.

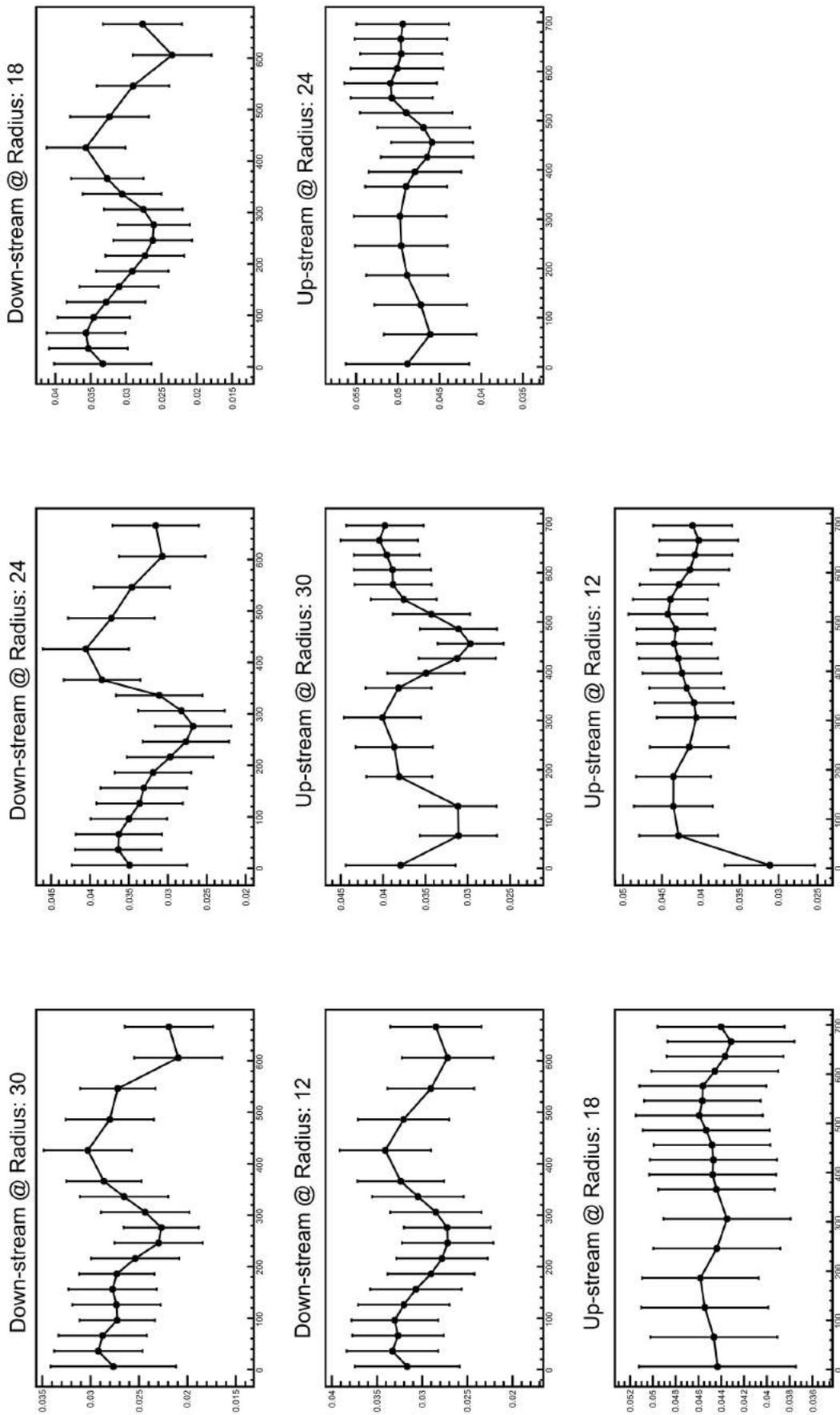
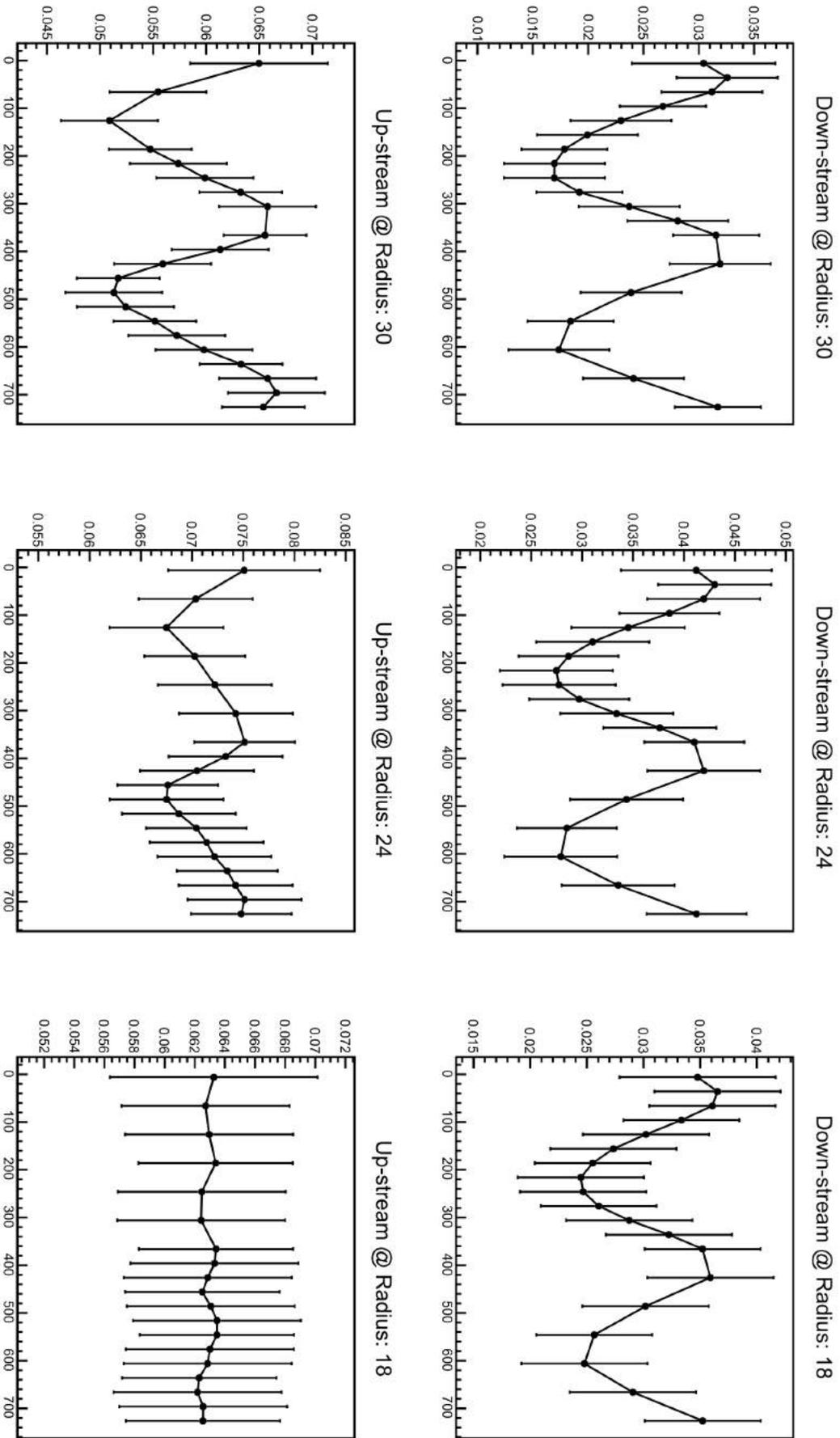


Abbildung B.7.: Ergebnisse des PS II Magneten ohne Fit: Eingezeichnet sind die Verhältnisse $\frac{B_{mess}-B_{sym}}{B_{mess}}$ und Fehlerbalken für die Radien 30 cm, 24 cm 18 cm und 12 cm. Auf der x-Achse ist der Winkel in $^{\circ}$ aufgetragen.



C. Magnetisierung von Baustahl

Um mehr über den in der Halle verbauten Stahl zu erfahren, wurden (Ent-)magnetisierungsversuche durchgeführt. Die Entmagnetisierung der untersuchten Stahlstangen erfolgte mit einer Rechteckspule, wie in Abb. C.9 gezeigt.

Die Magnetisierungswerte aus der in Abschnitt 6.2.2 beschriebenen Simulation sind in Abb. C.11 abgebildet. Die Simulation scheint für die mit 22 mT entmagnetisierte Stange (Abb. C.11) gute Ergebnisse geliefert zu haben. In Abb. C.10b und C.10a bilden die Magnetisierungswerte in den Segmenten ein Zickzackmuster aus. Das kann ein Problem der Überanpassung (Overfitting [BH06]) sein. Sobald mehr Messkomponenten als freie Parameter vorhanden sind, ist eine eindeutige Lösung bestimmbar. Da die Messungen aber nicht fehlerfrei sind (Winkelfehler und Offset des Bartingtonsensors, Einstellung der Messpositionen der Stange auf dem Messtisch) besteht die Möglichkeit, dass die Anzahl der aufgenommenen Messwerte zu gering ist. Eine Variation der Anzahl der Segmente oder das Aufnehmen weiterer Messwerte könnte zu besseren Fitergebnissen führen.

Je größer das Entmagnetisierungsfeld war, desto kleiner wurden die Magnetfeldwerte neben der Stange (siehe Abb. C.10b und C.10a).

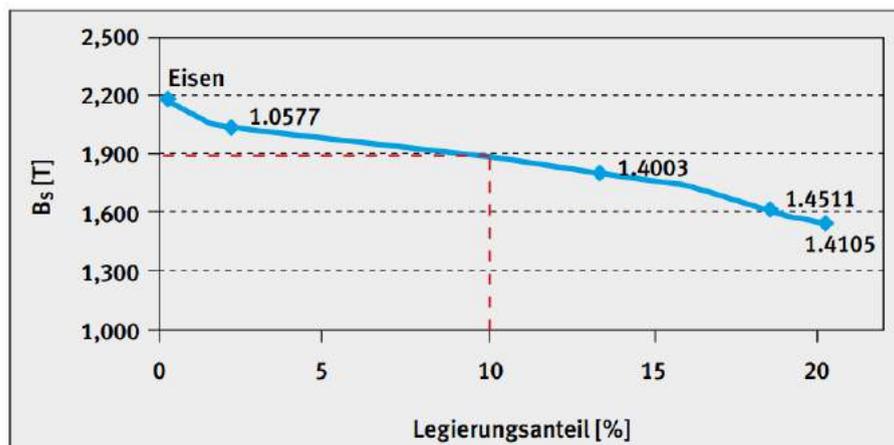


Abbildung C.8.: **Einfluss des Legierungsanteils auf die Sättigungsflussdichte B_s ferritischer korrosionsbeständiger Stähle.** Je höher der Legierungsanteil des Stahls ist, desto geringer ist der Eisenanteil. Daher können sich weniger Domänen anhand des äußeren Magnetfeldes ausrichten, was eine geringere Sättigungsmagnetisierung zur Folge hat. Abb. entnommen aus [Ros14].

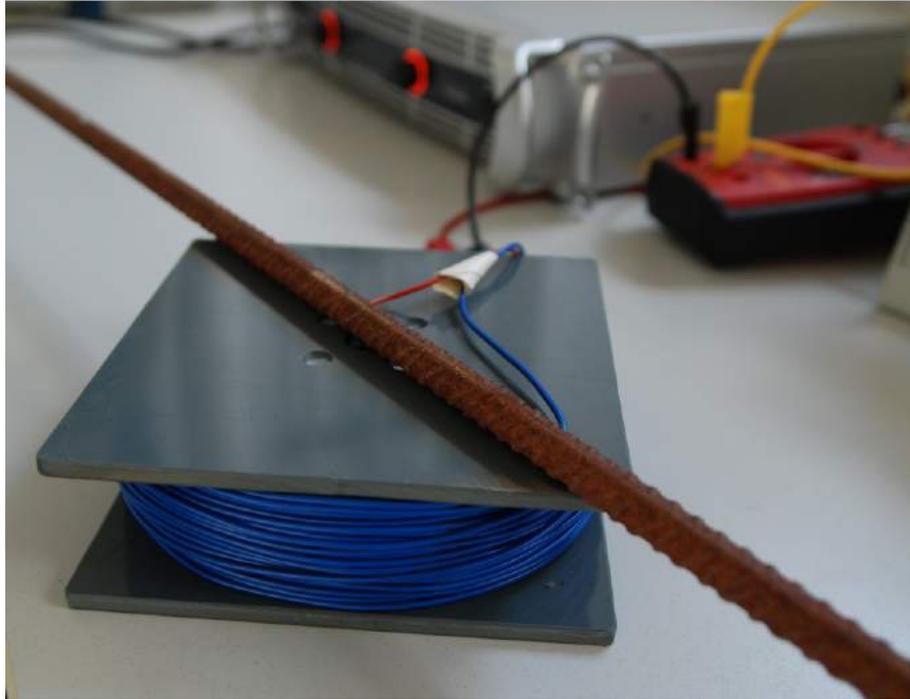


Abbildung C.9.: **Entmagnetisierung der Stahlstange** mit einer Rechteckspule der inneren Kantenlänge $4 \times 4 \text{ cm}^2$, äußeren Kantenlänge $16 \times 16 \text{ cm}^2$ und 200 m Draht mit 0,5 mm Durchmesser. Die Stange wird zweimal auf der Oberfläche der Spule entlang gezogen, so dass beide Seiten optimal dem Magnetfeld ausgesetzt werden.

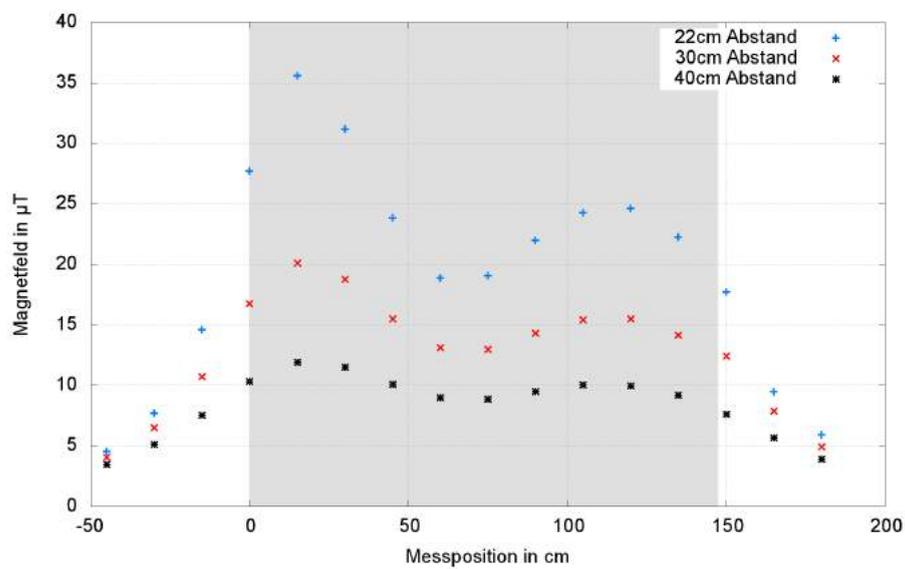
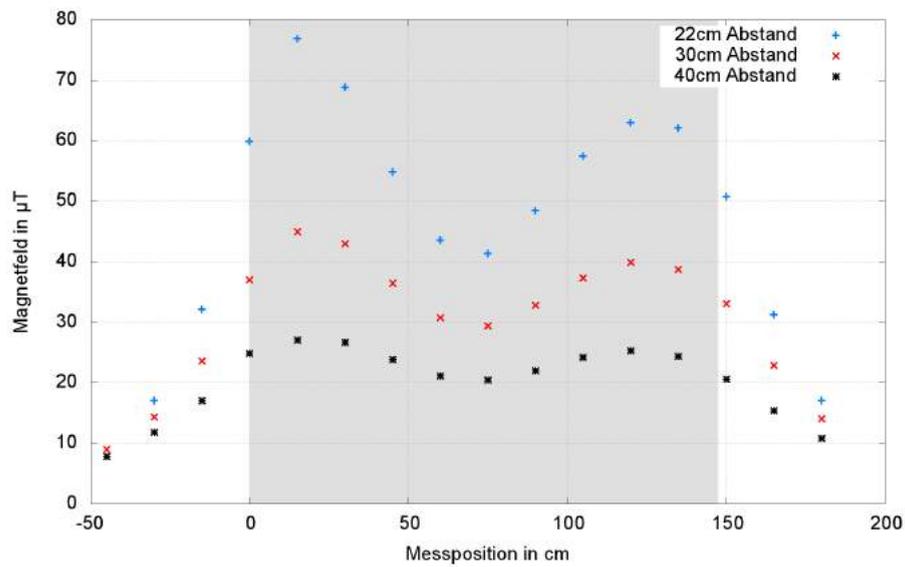


Abbildung C.10.: **Absolutes Magnetfeld neben der Stange** bei verschiedenen Abständen. (a) Nach der Entmagnetisierung mit $7\ \mu\text{T}$ und (b) mit $15\ \mu\text{T}$. Die graue Fläche repräsentiert die geometrische Ausdehnung der Stange.

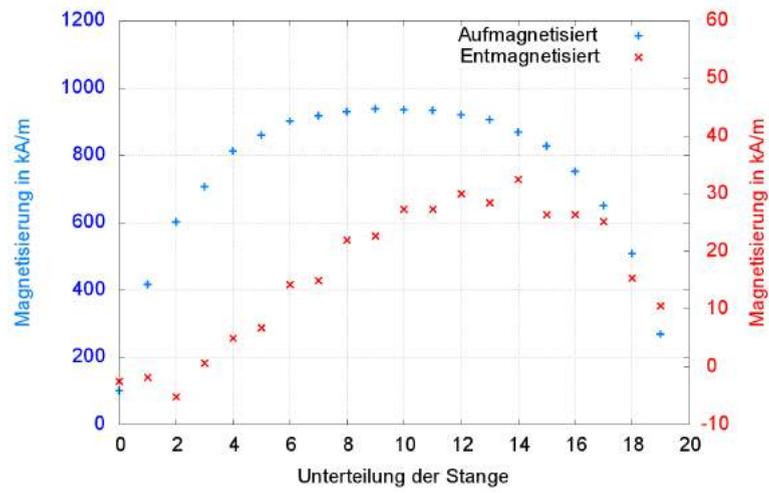
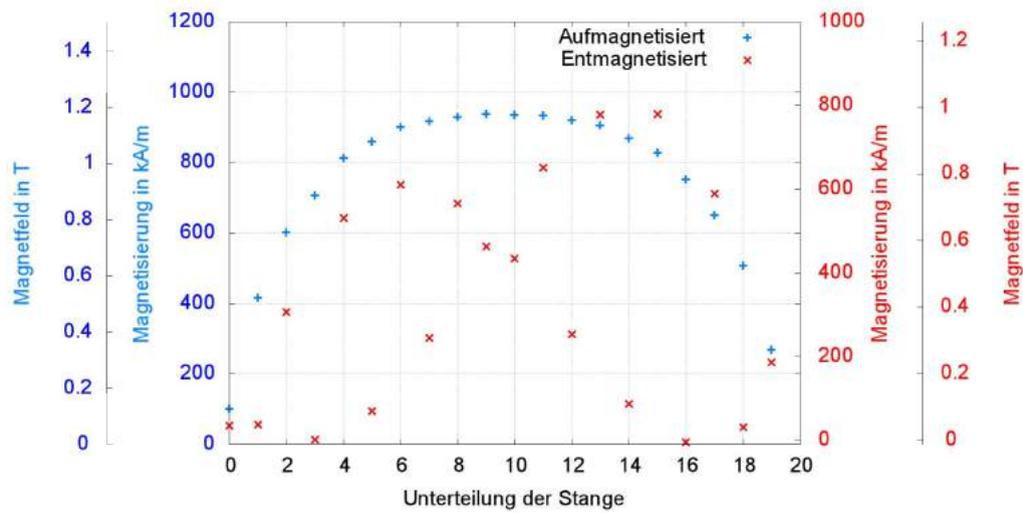
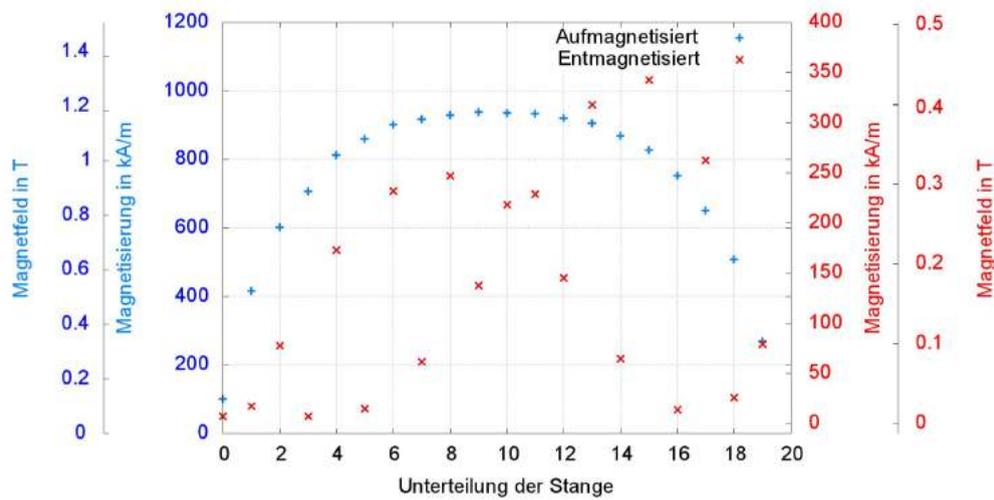


Abbildung C.11.: **Magnetisierungswerte** der einzelnen Segmente des Stabes nach der Aufmagnetisierung mit 20 mT (blau) und nach der Entmagnetisierung mit 22 mT (rot).



(a)



(b)

Abbildung C.12.: **Magnetfeld und Magnetisierungswerte** der einzelnen Segmente innerhalb des Stabes nach der Aufmagnetisierung mit 20 mT (blau) und nach der Entmagnetisierung mit (a) 7,5 mT und (b) 15 mT (rot).

Tabelle C.22.: **Stromkonfigurationen zum Zeitpunkt der Magnetfeldmessungen in der Nähe der Hallenwände.** Stromwerte von Luftspulen (AC), Erdmagnetfeldkompensationssystem (EMCS), Pinch- und Detektor-Magneten, sowie von den zwei Vorspektrometern PS I und PS II in A.

Stromkonfiguration	1	2	3	4
Datum	22.10.2014	23.10.2014	24.10.2014	29.10.2014
Uhrzeit	17:41	16:51	11:04	11:50
Pinch	72,625	72,625	72,625	72,6
Detektor	46,795	46,795	46,795	46,8
PS I	0,00793	0,00793	0,00793	104
PS II	0,00793	0,00793	0,00793	156
EMCS Y	0,00793	50,1	49,9	49,9
EMCS X	0,00159	8,49	8,24	8,69
AC 1	0	0	0	21,1
AC 2	0	0	0	25,7
AC 3	0	0	0	20,3
AC 4	0	0	0	28,4
AC 5	0	0	100	38,8
AC 6	0	0	0	27,5
AC 7	0	0	100	34,4
AC 8	0	0	100	50,7
AC 9	0	0	100	10,4
AC 10	0	100	100	44,4
AC 11	0	100	100	37,2
AC 12	0	100	100	21
AC 13	0	100	100	43,3
AC 14	0	0	0	50,4

D. Entmagnetisierung der Hauptspektrometerhalle

Vom 16. - 17.09.2014 wurde die Hauptspektrometerhalle von der *Maurer Magnetic AG* an frei zugänglichen Bereiche der Halle entmagnetisiert. Dazu gehörten die Außenwände im Osten und Westen, die Kellerwände im Westen und im Osten (abgesehen vom HV-Käfig und den Schaltschränken) sowie der Kellerboden. Die Entmagnetisierung der Halle wurde fotografisch dokumentiert, einige ausgewählte Bilder sind in Abb. D.14 zu sehen.

Die Auswirkungen dieses Vorgangs auf das remanente Magnetfeld des in den Wänden liegenden Baustahls wurde mit Bartingtonmessungen in Wandnähe untersucht. Für die Messungen im Keller wurde ein Gestell aus Boschprofilen (siehe Abb. D.15) verwendet. Einige Ergebnisse dieser Messung sind in Abb. D.13 dargestellt.

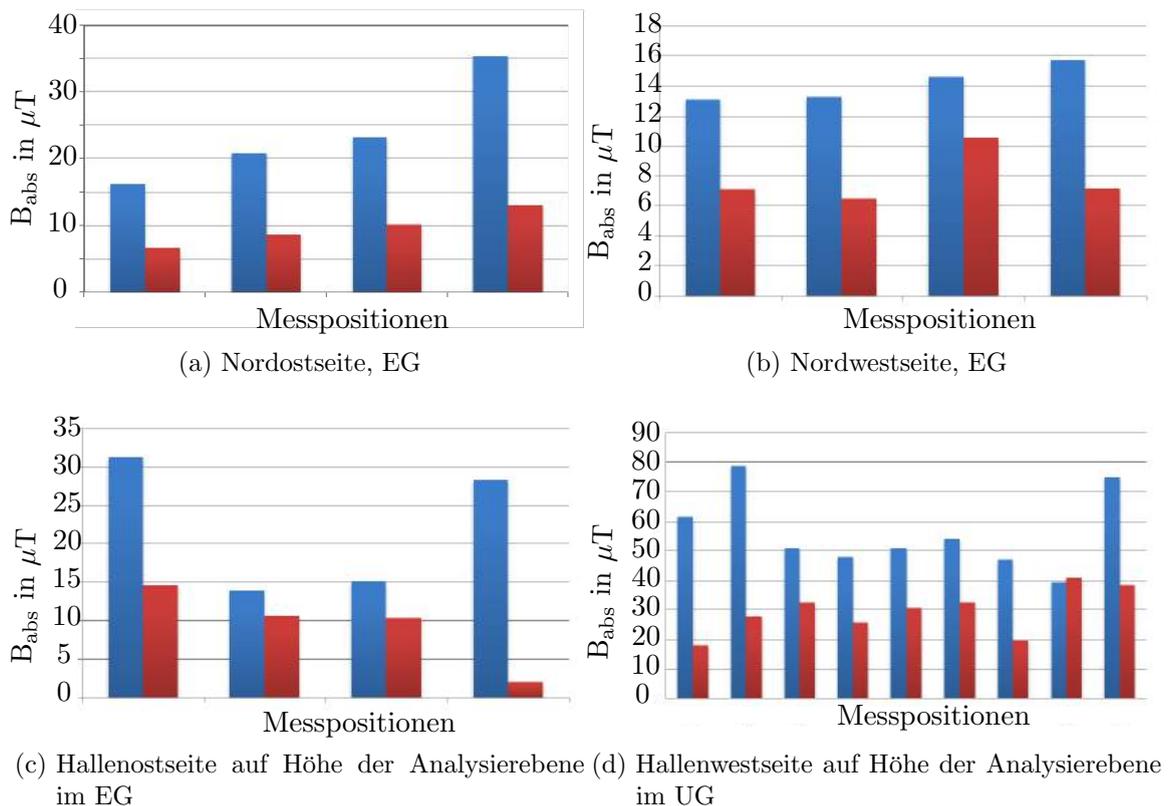
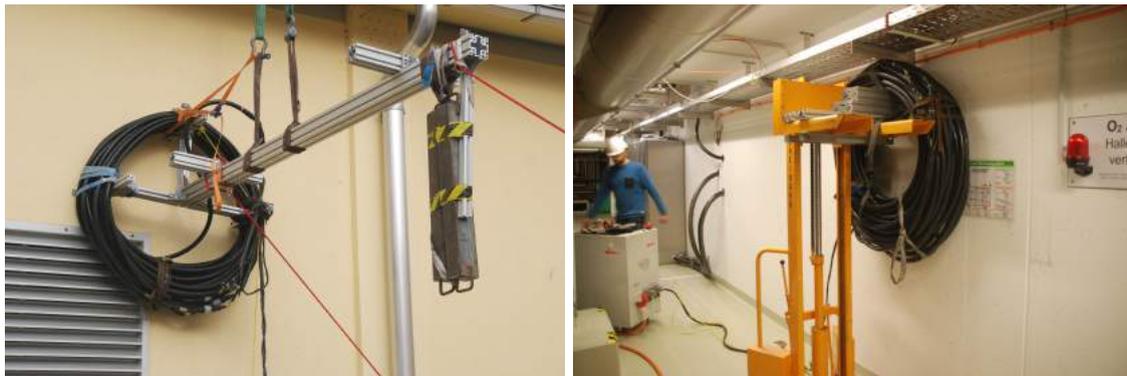


Abbildung D.13.: Gezeigt ist das von den magnetischen Materialien verursachte Magnetfeld (Erdmagnetfeld abgezogen) vor der Entmagnetisierung der Halle (blau) und danach (rot).



(a)

(b)



(c)

Abbildung D.14.: **Entmagnetisierung der Halle.** (a) Äußere Ostwand; (b) Ostwand im Keller; (c) Kellerboden im Westen.



Abbildung D.15.: **Messgestell** aus Bosch Profilen. Die eingezeichneten blauen Boxen stellen die Messposition mit dem Bartingtonsensor dar.

Abbildungsverzeichnis

2.1. Neutrinofluss	6
2.2. Neutrinomassenverteilung und Beitrag zur Energiedichte	10
2.3. Simulation der Baryonendichteverteilung	10
2.4. Doppelter β -Zerfall	12
2.5. β -Zerfall: Feynman-Diagramm und Spektrum	13
2.6. Normaler und doppelter β -Zerfall	14
2.7. β -Zerfallsspektrum am Endpunkt	15
3.1. Aufbau des KATRIN-Experiments	17
3.2. Aufbau der WGTS	18
3.3. Aufbau des Detektorsystems	20
3.4. Funktionsweise eines elektrostatischen Spektrometers nach dem MAC-E- Filter Prinzip	21
4.1. Elektrostatische und magnetische Untergrundunterdrückung	25
4.2. Radialer Drift	27
4.3. Armierung des Hallenbodens	27
4.4. Hysteresekurven	28
4.5. Neukurve	29
4.6. Entmagnetisierungsprozess	30
4.7. Verhalten von Feldlinien in einem Eisenstück	31
5.1. Aufbau einer MobSU	34
5.2. Weg der MobSu an einer Luftspule	34
5.3. Messung mit den MobSUs	35
5.4. Skizze des IPE-Sensors	36
5.5. Skizze der Sensorinsel	38
5.6. Magnetfeldinsel	39
5.7. Bartington Sensor	40
5.8. Fluxgate Prinzip	41
5.9. Messrichtungen des Inklinometers	41
5.10. Zielplatte	42
5.11. Beziehung der Koordinatensysteme zueinander	44
5.12. Vermessung einer Sensorinsel mit dem Faroarm	45
5.13. Sensorring	48

5.14. Sensorsystem	49
5.15. Grafische Ausgabe des FieldLineMonitors	51
5.16. Magnetfelddifferenzen	54
6.1. Dreiachsige Hallsonde	56
6.2. PS Einheit	57
6.3. Orientierung der Spule eines Vorspektrometermagneten	59
6.4. Ergebnisse des PS I Magneten (Fitroutine implementiert)	60
6.5. Ergebnisse des PS II Magneten (Fitroutine implementiert)	61
6.6. Magnetfeld der Rechteckspule in Abhängigkeit vom Strom	63
6.7. Magnetfeldmessung	64
6.8. Magnetfeld von Stahlstangen unterschiedlichen Durchmessers	65
6.9. Bedeutung der Koeffizienten	66
6.10. Magnetisierung einer Stahlstange	68
6.11. Absolutes Magnetfeld der mit 22 mT entmagnetisierten Stange	68
6.12. Strompuls	70
6.13. Magnetfeld der Spule bei der Hallenentmagnetisierung	71
6.14. Messorte in der Hauptspektrometerhalle	71
6.15. Messwerte in der Nähe der Hallenwände	72
6.16. Messwerte der Sensorinseln am Mittelring	73
A.1. Magnetfelddifferenzen	90
B.2. Ergebnisse des PS I Magneten	95
B.3. Ergebnisse des PS II Magneten	96
B.4. Simulierte und gemessene Werte für B_{abs} des PS I Magneten	97
B.5. Simulierte und gemessene Werte für B_{abs} des PS I Magneten	98
B.6. Ergebnisse des PS I Magneten ohne Fit	99
B.7. Ergebnisse des PS II Magneten ohne Fit	100
C.8. Einfluss des Legierungsanteils auf die Sättigungsflussdichte B_S ferritischer korrosionsbeständiger Stähle	101
C.9. Entmagnetisierung der Stahlstange	102
C.10. Absolutes Magnetfeld neben der Stange	103
C.11. Magnetisierungswerte	104
C.12. Magnetfeld und Magnetisierungswerte	105
D.13. Magnetfeld in Wandnähe	107
D.14. Entmagnetisierung der Halle	108
D.15. Messgestell	109

Tabellenverzeichnis

2.1. Fermionen im Standardmodell der Teilchenphysik	5
4.1. Entmagnetisierungsfaktoren verschiedener Geometrien	30
5.1. Stromwerte der verschiedenen Settings	52
5.2. Ergebnisse der Sensorinseln bei verschiedenen Settings	53
6.1. Verkipfungsergebnisse der Vorspektrometermagnete	59
6.2. Verhältnisse der absoluten Magnetfelder	72
6.3. Induzierte Magnetisierung in der Hauptspektrometerhalle	76
6.4. Durchschnittswerte der Verhältnisse	77
A.1. Details zu den Sensorinseln	82
A.2. Messwerte und Berechnungen für die Insel MSW09	83
A.3. Messwerte und Berechnungen für die Insel MNW19	83
A.4. Messwerte und Berechnungen für die Insel MSW29	84
A.5. Messwerte und Berechnungen für die Insel MNE39	84
A.6. Messwerte und Berechnungen für die Insel MSE49	85
A.7. Messwerte und Berechnungen für die Insel MNE59	85
A.8. Messwerte und Berechnungen für die Insel NW11	86
A.9. Messwerte und Berechnungen für die Insel NW26	86
A.10. Messwerte und Berechnungen für die Insel NE41	87
A.11. Messwerte und Berechnungen für die Insel NE56	87
A.12. Position und Orientierung der Sensorinseln	88
A.13. Auftreffpunkte der Laser	88
A.14. Position und Orientierung der IPE-Sensoren	89
B.15. Messwerte des PS I bei einem Radius von $r=12\text{cm}$	91
B.16. Messwerte des PS I bei einem Radius von $r=18\text{cm}$	92
B.17. Messwerte des PS I bei einem Radius von $r=24\text{cm}$	92
B.18. Messwerte des PS I bei einem Radius von $r=30\text{cm}$	93
B.19. Messwerte des PS II bei einem Radius von $r=18\text{cm}$	93
B.20. Messwerte des PS II bei einem Radius von $r=24\text{cm}$	94
B.21. Messwerte des PS II bei einem Radius von $r=30\text{cm}$	94
C.22. Stromkonfigurationen	106

Literaturverzeichnis

- [AAA⁺12] Georges Aad, T Abajyan, B Abbott, J Abdallah, S Abdel Khalek, AA Abdelalim, O Abidinov, R Aben, B Abi, M Abolins *et al.*: *Observation of a new particle in the search for the Standard Model Higgs boson with the ATLAS detector at the LHC*. Physics Letters B, 716(1):1–29, 2012.
- [AAA⁺13a] KH Ackermann, M Agostini, M Allardt, M Altmann, E Andreotti, AM Bakalyarov, M Balata, I Barabanov, M Barnabé Heider, N Barros *et al.*: *The GERDA experiment for the search of $0\nu\beta\beta$ decay in ^{76}Ge* . Eur. Phys. J. C, 73(2330):29, 2013.
- [AAA⁺13b] M Agostini, M Allardt, E Andreotti, AM Bakalyarov, M Balata, I Barabanov, M Barnabé Heider, N Barros, L Baudis, C Bauer *et al.*: *Results on Neutrinoless Double- β Decay of Ge 76 from Phase I of the GERDA Experiment*. Physical review letters, 111(12):122503, 2013.
- [AAIB⁺04] C Arnaboldi, FT Avignone Iii, J Beeman, M Barucci, M Balata, C Brofferio, C Bucci, S Cebrian, RJ Creswick, S Capelli *et al.*: *CUORE: a cryogenic underground observatory for rare events*. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment, 518(3):775–798, 2004.
- [ABB⁺14] JF Amsbaugh, J Barrett, A Beglarian, T Bergmann, H Bichsel, LI Bodine, J Bonn, NM Boyd, TH Burritt, Z Chaoui *et al.*: *Focal-plane detector system for the KATRIN experiment*. arXiv preprint arXiv:1404.2925, 2014.
- [Ada14] Birgit Adams: *Betriebsanleitung für die Sensorinseln*, September 2014. http://fuzzy.fzk.de/bscw/bscw.cgi/d934385/BAL_Sensorinseln_140901.pdf, Internal Report.
- [AF11] Shankar Agarwal und Hume A Feldman: *The effect of massive neutrinos on the matter power spectrum*. Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, 410(3):1647–1654, 2011.
- [Ant13] Marco Antoni: *Entwicklung eines Sensornetzes zur kontinuierlichen Magnetfeldüberwachung am KATRIN-Hauptspektrometer*. Diplomarbeit, Karlsruher Institut für Technologie (KIT), Karlsruhe, 2013.
- [APA⁺11] Hiroaki Aihara, Carlos Allende Prieto, Deokkeun An, Scott F Anderson, Éric Aubourg, Eduardo Balbinot, Timothy C Beers, Andreas A Berlind, Steven J Bickerton, Dmitry Bizyaev *et al.*: *The eighth data release of the Sloan Digital Sky Survey: first data from SDSS-III*. The Astrophysical Journal Supplement Series, 193(2):29, 2011.
- [BBP98] John N Bahcall, Sarbani Basu und MH Pinsonneault: *How uncertain are solar neutrino predictions?* Physics Letters B, 433(1):1–8, 1998.

- [Beg14] Armen Beglarian, 2014. Persönliche Kommunikation. Karlsruher Institut für Technologie (KIT).
- [BH06] Michael R. Berthold und David Hand (Herausgeber): *Intelligent Data Analysis: An Introduction*. Springer, 2nd rev. and ext. ed. 2003. corr. 2nd printing 2006 Auflage, November 2006, ISBN 9783540430605. <http://amazon.de/o/ASIN/3540430601/>.
- [Bru06] Jürgen Brunner: *ANTARES - Astronomie in der Tiefsee*, 2006. <http://www.astronomie-heute.de/artikel/835876>.
- [CDDJ⁺98] Bruce T Cleveland, Timothy Daily, Raymond Davis Jr, James R Distel, Kenneth Lande, CK Lee, Paul S Wildenhain und Jack Ullman: *Measurement of the solar electron neutrino flux with the Homestake chlorine detector*. The Astrophysical Journal, 496(1):505, 1998.
- [Cha32] James Chadwick: *Possible existence of a neutron*. Nature, 129(3252):312, 1932.
- [CKS⁺12] Serguei Chatrchyan, V Khachatryan, AM Sirunyan, A Tumasyan, W Adam, T Bergauer, M Dragicevic, J Erö, C Fabjan, M Friedl *et al.*: *Combined results of searches for the standard model Higgs boson in pp collisions at*. Physics Letters B, 710(1):26–48, 2012.
- [COB14] COBRA: *Neutrinoless Double Beta Decay*, 2014. www.cobra-experiment.org/double_beta_decay, besucht: 25.12.2014.
- [Col05] KATRIN Collaboration: *KATRIN Design Report 2004*, 2005. FZKA-7090.
- [Col14] MARE Collaboration: *MARE homepage*, 2014. <http://mare.dfm.uninsubria.it/frontend/exec.php>, besucht: 20.11.2014.
- [CR12] William D. Callister und David G. Rethwisch: *Materialwissenschaften und Werkstofftechnik: Eine Einführung*. Wiley-VCH Verlag, 1. auflage Auflage, November 2012.
- [DDL⁺90] D Decamp, B Deschizeaux, J P Lees, M N Minard, JM Crespo, M Delfino, E Fernandez, M Martinez, R Miquel, Ll M Mir *et al.*: *A precise determination of the number of families with light neutrinos and of the Z boson partial widths*. Physics Letters B, 235(3):399–411, 1990.
- [DF15] S. Groh et al. D. Furse: *Kassiopeia: A Modern, Extensible C++ Particle Tracking Package*. 2015. to be published.
- [DGG⁺62] G Danby, JM Gaillard, Konstantin Goulianos, LM Lederman, N Mistry, M Schwartz und J Steinberger: *Observation of high-energy neutrino reactions and the existence of two kinds of neutrinos*. Physical Review Letters, 9(1):36–44, 1962.
- [DHMW13] G Drexlin, V Hannen, S Mertens und C Weinheimer: *Current direct neutrino mass experiments*. Advances in High Energy Physics, 2013, 2013.
- [Erh14] Moritz Gerard Erhard, 2014. Persönliche Korrespondenz. Karlsruher Institut für Technologie (KIT).
- [Erh15] Moritz Erhard: *Transmission characteristics of the KATRIN spectrometers regarding magnetic field properties*. Dissertation, Karlsruher Institut für Technologie (KIT), 2015. in preparation.
- [Fer34] Enrico Fermi: *Versuch einer Theorie der β -Strahlen. I*. Zeitschrift für Physik, 88(3-4):161–177, 1934.

- [FLS00] Masataka Fukugita, Guo Chin Liu und Naoshi Sugiyama: *Limits on neutrino mass from cosmic structure formation*. Physical Review Letters, 84(6):1082, 2000.
- [GBSS11] S Grohmann, T Bode, H Schön und M Süßer: *Precise temperature measurement at 30K in the KATRIN source cryostat*. Cryogenics, 51(8):438–445, 2011.
- [GDL⁺13] Ferenc Glück, Guido Drexlin, Benjamin Leiber, Susanne Mertens, Alexander Osipowicz, Jan Reich und Nancy Wandkowsky: *Electromagnetic design of the large-volume air coil system of the KATRIN experiment*. New Journal of Physics, 15(8):083025, 2013.
- [Glü05] Ferenc Glück: *Steel in the KATRIN buildings and the magnetic field in the main spectrometer*, November 2005. http://fuzzy.fzk.de/bscw/bscw.cgi/d176563/steel_buildings_Glueck.pdf, Internal Report.
- [Glü14] Ferenc Glück: *Electromagnetic design of the magnetic material compensation system (MMCS)*, März 2014. Internal Report: XXVI KATRIN Collaboration Meeting, Parallel Session A1.
- [Glü15] Ferenc Glück, 2015. Persönliche Kommunikation. Karlsruher Institut für Technologie (KIT).
- [Gör14] Stefan Görhardt: *Background Reduction Methods and Vacuum Technology at the KATRIN Spectrometers*. Dissertation, Karlsruher Institut für Technologie (KIT), 2014.
- [Gro14] Stefan Groh, 2014. Karlsruher Institut für Technologie (KIT).
- [Gro15] Stefan Groh: *Global tracking of electrons and transmission properties of the KATRIN experiment*. Dissertation, Karlsruher Institut für Technologie (KIT), 2015.
- [Han05] Steen Hannestad: *Structure formation with strongly interacting neutrinos—implications for the cosmological neutrino mass bound*. Journal of Cosmology and Astroparticle Physics, 2005(02):011, 2005.
- [Has] *Monte Carlo sampling methods using Markov chains and their applications*.
- [Ins] Bartington Instruments: *Data Sheet*. <http://www.bartington.com/Literaturepdf/Datasheets/Mag-03%20DS0013.pdf>, besucht: 03.12.2014.
- [Jac02] John D. Jackson: *Klassische Elektrodynamik*. Gruyter, 3. Auflage, 2002, ISBN 9783110165029. <http://amazon.de/o/ASIN/3110165023/>.
- [Jur14] Manfred Juretzko, 2014. Persönliche Korrespondenz. Karlsruher Institut für Technologie (KIT).
- [KBB⁺05] Ch Kraus, B Bornschein, L Bornschein, J Bonn, B Flatt, A Kovalik, B Ostrick, EW Otten, JP Schall, Th Thümmel *et al.*: *Final results from phase II of the Mainz neutrino mass search in tritium decay*. The European Physical Journal C-Particles and Fields, 40(4):447–468, 2005.
- [KKK06] HV Klapdor-Kleingrothaus und IV Krivosheina: *The evidence for the observation of $0\nu\beta\beta$ decay: the identification of $0\nu\beta\beta$ events from the full spectra*. Modern Physics Letters A, 21(20):1547–1566, 2006.
- [Kle14] Marco Kleesiek: *A Data-Analysis and Sensitivity-Optimization Framework for the KATRIN-Experiment*. Dissertation, Karlsruher Institut für Technologie (KIT), 2014.

- [KR83] P Kruit und FH Read: *Magnetic field paralleliser for 2π electron-spectrometer and electron-image magnifier*. Journal of Physics E: Scientific Instruments, 16(4):313, 1983.
- [KUA⁺01] K Kodama, N Ushida, C Andreopoulos, N Saoulidou, G Tzanakos, P Yager, B Baller, D Boehnlein, W Freeman, B Lundberg *et al.*: *Observation of tau neutrino interactions*. Physics Letters B, 504(3):218–224, 2001.
- [Lak15a] LakeShore Cryotronics: *Specifications Model 460 3-Channel Gaussmeter*, 2015. <http://www.lakeshore.com/products/gaussmeters/model-460-3-channel-gaussmeter/pages/Specifications.aspx>, besucht: 15.01.2015.
- [Lak15b] LakeShore Cryotronics: *Specifications Three-Axis Probes*, 2015. <http://www.lakeshore.com/products/hall-probes/multi-axis-probes/pages/Specifications.aspx>, besucht: 15.01.2015.
- [LBB⁺12] S Lukić, B Bornschein, L Bornschein, G Drexlin, A Kosmider, K Schlösser und A Windberger: *Measurement of the gas-flow reduction factor of the KATRIN DPS2-F differential pumping section*. Vacuum, 86(8):1126–1133, 2012.
- [LD08] X Luo und Ch Day: *Test particle Monte Carlo study of the cryogenic pumping system of the Karlsruhe tritium neutrino experiment*. Journal of Vacuum Science & Technology A, 26(5):1319–1325, 2008.
- [LDH⁺06] X Luo, Chr Day, V Hauer, OB Malyshev, RJ Reid und F Sharipov: *Monte Carlo simulation of gas flow through the KATRIN DPS2-F differential pumping system*. Vacuum, 80(8):864–869, 2006.
- [Lim03] Cryogenic Limited: *4.5 Tesla Cryogen-Free Magnet System*, 2003. Job number: 2054.
- [Lob99] Lobashev, V. , et al.: *Neutrino mass and anomaly in the tritium β -spectrum. Results of the "TROIISK ν -MASS" EXPERIMENT*. Physics Letters, B 46(2):227–235, 1999.
- [LU00] LL Lucas und MP Unterweger: *Comprehensive review and critical evaluation of the half-life of Tritium*. Journal of Research- National Institute of Standards and Technology, 105(4):541–550, 2000.
- [Mau14] *Maurer-Degaussing-Technologie*, 2014. http://www.maurermagnetic.ch/004_D_entmagnetisieren_technologie.html, besucht: 03.11.2014.
- [MCEJ⁺90] John C Mather, ES Cheng, RE Eplee Jr, RB Isaacman, SS Meyer, RA Shafer, R Weiss, EL Wright, CL Bennett, NW Boggess *et al.*: *A preliminary measurement of the cosmic microwave background spectrum by the Cosmic Background Explorer (COBE) satellite*. The Astrophysical Journal, 354:L37–L40, 1990.
- [MNS62] Ziro Maki, Masami Nakagawa und Shoichi Sakata: *Remarks on the unified model of elementary particles*. Progress of Theoretical Physics, 28(5):870–880, 1962.
- [Mül14] Axel Müller: *Field Alignment Studies at the KATRIN Pinch Magnet*. Bachelorarbeit, Karlsruher Institut für Technologie (KIT), Karlsruhe, 2014.
- [Mur14] Murata: *Data Sheet*, 2014. http://www.muratamems.fi/sites/default/files/documents/sca121t_inclinometer_datasheet_82127400a2.pdf, besucht: 03.12.2014.
- [Nat] National Geographic: *Real-Life 'Unicorn' Found*. Stand: 20.01.2015.

- [NFB⁺06] Sz Nagy, Tomas Fritioff, M Björkhage, I Bergström und R Schuch: *On the Q-value of the tritium β -decay*. EPL (Europhysics Letters), 74(3):404, 2006.
- [Oli14] Olive, K.A. and others: *Review of Particle Physics*. Chin.Phys., C38:090001, 2014.
- [Osi14] Alexander Osipowicz: *Installation and Performance of 2 Mobile Sensor Units (MobSU)- Field homogeneity in spectrometer hall*, Oktober 2014. <http://fuzzy.fzk.de/bscw/bscw.cgi/d936551/95-TRP-5759-S5-A0sipowicz.pdf>, Internal Report: XXVII KATRIN Collaboration Meeting, Plenary Session 5.
- [PAB⁺75] Martin L Perl, GS Abrams, AM Boyarski, Martin Breidenbach, DD Briggs, F Bulos, William Chinowsky, JT Dakin, GJ Feldman, CE Friedberg *et al.*: *Evidence for anomalous lepton production in e^+e^- annihilation*. Physical Review Letters, 35(22):1489, 1975.
- [Pau78] Wolfgang Pauli: *Dear radioactive ladies and gentlemen*. Phys. Today, 31N9, 27, 1978.
- [PBC⁺00] R D Penzhorn, N Bekris, P Coad, L Dörr, M Friedrich, M Glugla, A Haigh, R Lässer und A Peacock: *Status and research progress at the Tritium Laboratory Karlsruhe*. Fusion engineering and design, 49:753–767, 2000.
- [Phi14] Philips: *Data Sheet KMZ10B*, 2014. <http://pdf1.alldatasheet.com/datasheet-pdf/view/17839/PHILIPS/KMZ10B.html>, besucht: 10.12.2014.
- [PIAAI⁺12] DG Phillips II, E Aguayo, FT Avignone III, Henning O Back, Alexander S Barabash, M Bergevin, FE Bertrand, M Boswell, V Brudanin, Matthew Busch *et al.*: *The MAJORANA experiment: an ultra-low background search for neutrinoless double-beta decay*. Journal of Physics: Conference Series, 381(1):012044, 2012.
- [Pic14] Picotronic: *Data Sheet*, 2014. <http://www.picotronic.de/picopage/de/product/detail/category/1/id/42658>, besucht: 03.12.2014.
- [Poh10] Robert W. Pohl: *Pohls Einführung in die Physik: Band 2: Elektrizitätslehre und Optik*. Springer, 23., neu bearb. Aufl. 2010 Auflage, Januar 2010, ISBN 9783642016271. <http://amazon.de/o/ASIN/3642016278/>.
- [Pon58] Bruno Pontecorvo: *Inverse beta processes and nonconservation of lepton charge*. Zhur. Eksptl. i Teoret. Fiz., 34, 1958.
- [Pov09] Bogdan Povh: *Teilchen und Kerne: Eine Einführung in die physikalischen Konzepte (Springer-Lehrbuch) (German Edition)*. Springer, 8. Aufl. 2009 Auflage, März 2009, ISBN 9783540680758. <http://amazon.de/o/ASIN/3540680756/>.
- [PRG⁺12] M Prall, P Renschler, F Glück, A Beglarian, H Bichsel, L Bornschein, Z Chaoui, G Drexlin, F Fränkle, S Görhardt *et al.*: *The KATRIN pre-spectrometer at reduced filter energy*. New Journal of Physics, 14(7):073054, 2012.
- [RCJH⁺56] F Reines, CL Cowan Jr, FB Harrison, AD McGuire und HW Kruse: *Detection of the Free Neutrino: a Confirmation*. Science, 124(3212):103–104, 1956.
- [RCJH⁺60] F Reines, CL Cowan Jr, FB Harrison, AD McGuire und HW Kruse: *Detection of the free antineutrino*. Physical Review, 117(1):159, 1960.
- [Rei09] Jan Reich: *Magnetic Field Measurements and Magnetic Materials in the KATRIN Hall*, März 2009. Internal Report: XVI KATRIN Collaboration Meeting, Session A1.
- [Rei13] Jan Reich: *Magnetic Field Inhomogeneities and Their Influence on Transmission and Background at the KATRIN Main Spectrometer*. Dissertation, Karlsruher Institut für Technologie (KIT), Januar 2013.

- [RLLL] Jr. Raymond L. Lee und Philip Laven: *Visibility of natural tertiary rainbows*. Appl. Opt., (50).
- [Ros14] Informationsstelle Edelstahl Rostfrei: *Magnetische Eigenschaften nichtrostender Stähle*, 2014. http://www.edelstahl-rostfrei.de/downloads/iser/MB_827.pdf, besucht: 26.11.2014.
- [Sch13] Thiemo Schmelzer: *Stability measurements to determine the magnetic field at prespectrometer-magnet I at the KATRIN experiment*. Bachelorarbeit, Karlsruher Institut für Technologie (KIT), 2013.
- [Spe15] Measurement Specialties: *Data Sheet KMZ20M*, 2015. http://www.meas-spec.com.cn/downloads/KMY_KMZ_MR174B.pdf, besucht: 20.01.2015.
- [Sta13] Nils Stallkamp: *Optimierung und erste Messung der Transmissionseigenschaften des KATRIN-Hauptspektrometers*. Diplomarbeit, Karlsruher Institut für Technologie (KIT), 2013.
- [Sud15] David Sudermann: *Entmagnetisierungsversuche*. Bachelorarbeit, Karlsruher Institut für Technologie (KIT), 2015. in preparation.
- [Wö7] Sascha Wüstling: *An inexpensive magnetometer system for the KATRIN main spectrometer*, März 2007. <http://fuzzy.fzk.de/bscw/bscw.cgi/d358586/95-TRP-4250-C1-SWuestling.pdf>, Internal Report: XXII KATRIN Collaboration Meeting, Session C.
- [Wan09] Nancy Wandkowsky: *Design and background simulations for the KATRIN main spectrometer and air coil system*. Dissertation, Diploma thesis, Karlsruhe Institute of Technology, 2009.
- [Wei35] CF v Weizsäcker: *Zur Theorie der Kernmassen*. Zeitschrift für Physik A Hadrons and Nuclei, 96(7):431–458, 1935.
- [Wol14] Joachim Wolf: *De-Magnetization of the Spectrometer Building*, Oktober 2014. Internal Report: XXVII KATRIN Collaboration Meeting, Plenary Session 5.
- [Zac09] Michael Zacher: *Electromagnetic design and field emission studies for the inner electrode system of the KATRIN main spectrometer*. Diplomarbeit, Westfälische Wilhelms-Universität Münster, 2009.
- [Zub11] Kai Zuber: *Neutrino physics*. CRC Press, 2011.

Danksagungen

Abschließend möchte ich mich bei allen bedanken, die mich während dem Jahr meiner Masterarbeit begleitet und unterstützt haben. Ganz besonders danke ich

- Prof. Drexlin für die Möglichkeit meine Masterarbeit beim KATRIN-Experiment zu schreiben.
- Prof. Husemann als Zweitgutachter.
- Moritz Erhard für die Betreuung, Unterstützung und das Korrekturlesen der Masterarbeit, sowie für die angenehme Atmosphäre im Büro inkl. diverser Wurf- und Streuexperimente.
- Ferenc Glück für die interessanten und lehrreichen Gespräche, guten Ideen und das Korrekturlesen meiner Arbeit.
- Armen Beglarian für die Hilfe bei der Installation der Sensorinseln.
- Johannes Schwarz für das Korrekturlesen.
- Moritz Erhard und Nikolaus Trost für die Bereitstellung von Kaffee & Milch.
- Marcel Kraus für den Transport der Süßigkeiten an den Campus Nord.
- Axel Müller und David Sudermann für die Unterstützung beim Anbringen der Zielplatten an den Luftspulen.
- Antonia Lange für das "Rumschubsen" von Daten in Exceldateien.
- Jan Oertlin für die Einführung eines Süßigkeiten-Kiosks und Rudolf Sack für die Weiterführung.
- Jan Oertlin und Oliver Wack für die Organisation der Stammtische.
- allen für die tolle Zeit bei KATRIN, ganz besonders Alexander Jansen, Marcel Krause, Antonia Lange und Florian Heizmann für erholsame Kaba/-Kaffeepausen und Spaziergänge.
- Klaus Mehret für die guten Ideen, die kleine Einführung in die Mechanik und ganz besonders für seine Freundschaft.
- meinen Freunden für das tolle Leben außerhalb von KATRIN [RLLL, Nat].
- meiner Familie für die finanzielle und moralische Unterstützung.