

DIE DIFFERENTIELLE PUMPSTRECKE DES KATRIN-EXPERIMENTS

—

INBETRIEBNAHME UND CHARAKTERISIERUNG DES SUPRALEITENDEN MAGNETSYSTEMS

MASTERARBEIT

zur Erlangung des akademischen Grades

MASTER OF SCIENCE (M.Sc.)

von der Fakultät für Physik

des Karlsruher Instituts für Technologie

von

Moritz Thomas Hackenjos

am Institut für Experimentelle Kernphysik

Erstgutachter:	Prof. Dr. G. Drexlin
Zweitgutachter:	Prof. Dr. G. Quast
Betreuender Mitarbeiter:	Dr. Lutz Bornschein

Bearbeitungszeit: 1. Mai 2014 – 27. April 2015

Erklärung

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

Moritz Thomas Hackenjos

Karlsruhe, den 27. April 2015

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Neutrinomassenbestimmung mit dem KARlsruher TRItium Neutrino Experiment	5
2.1	Präzisions- β -Spektroskopie am KATRIN-Experiment	5
2.2	Funktionsweise eines MAC-E-Filters	7
2.3	Gesamtübersicht über das KATRIN-Experiment	9
3	Die Differentielle Pumpstrecke	17
3.1	Aufgabenbereiche der DPS	17
3.2	Design der differentiellen Pumpstrecke	19
3.2.1	Technische Spezifikationen der Magnete hinsichtlich des Designs der DPS und des KATRIN-Experiments	23
3.2.2	Herausforderungen an die DPS-Magnete bezüglich der verkippten Anordnung	24
3.2.3	Aufbau des Vakuumsystems und Feinjustierung des Strahlrohrs . . .	25
3.3	Ziele der vorliegenden Arbeit	26
4	Inbetriebnahme der Rekondensormagnete der DPS	29
4.1	Funktionsweise eines Rekondensormagnetens	30
4.2	Verfahren zur Inbetriebnahme der Rekondensormagnete	32
4.3	Erfahrungen aus der Inbetriebnahme der Rekondensormagnete	36
4.3.1	Kaltlecks an den Indiumdichtungen	36
4.3.2	Kabeldefekt im LHe-Behälter	37
4.3.3	LHe-Verbrauch während einer Abkühlzyklus	38
4.3.4	Steuerungsprinzip des notwendigen Überdrucks im LHe-Behälter . .	40
4.3.5	Mögliche Eisbildung in einem Rekondensormagnet	41
4.3.6	Funktionstest der einzelnen Magnete bei maximalem Magnetfeld . .	44
4.4	Zusammenfassung und Empfehlungen für zukünftige Projekte dieser Art . .	46
5	Magnetfeldvermessung der DPS-Magnete zur Bestimmung der Spulenposition	49
5.1	Prinzip der Magnetfeldvermessung	49
5.2	Durchführung der Magnetfeldvermessung der einzelnen Solenoide	52
5.3	Ergebnisse der Magnetfeldvermessung	54
5.4	Verwendete Analysemethoden zur Bestimmung der Spulenposition in einem Kryostaten	57
5.4.1	Analytische, trigonometrische Analysemethode	57
5.4.2	Funktionsbasierte, trigonometrische Analysemethode	61
5.5	Diskussion der Ergebnisse der Analysemethoden	66
5.6	Vergleich der ermittelten Spulenpositionen mit den technischen Spezifika- tionen	69

5.7	Auswirkung der Spulenpositionen auf den weiteren Aufbau der DPS	71
6	Zusammenfassung und Ausblick	73
	Anhang	77
A	Die Differentielle Pumpstrecke	77
B	Inbetriebnahme der Rekondensormagnete der DPS	83
C	Magnetfeldvermessung der DPS-Magnete zur Bestimmung der Spulenposition	85
C.1	Fehlerrechnung zur analytisch, trigonometrischen Analysemethode .	85
C.2	Fehlerrechnung zur funktionsbasierte, trigonometrische Analyseme- thode	85
C.3	Vergleich der ermittelten Spulenposition mit den technischen Spezi- fikationen	86
	Literaturverzeichnis	93
	Danksagung	103

1. Einleitung

Neutrinos erweitern seit ihrem ersten experimentellen Nachweis vor 59 Jahren [Cow56] unser Verständnis von astro- und teilchenphysikalischen Prozessen grundlegend. Als Wolfgang Pauli im Jahr 1930 das Neutrino postulierte [Pau30], war ihm dessen späterer Einfluss auf die Teilchenphysik noch nicht bewusst. Enrico Fermi beschrieb es kurze Zeit später als schwach wechselwirkendes, elektrisch neutrales und masseloses Lepton mit Spin $1/2$ [Fer34]. Bereits in den 60er Jahren formulierte Bruno Pontecorvo die Theorie der Neutrinooszillation [Pon68], welche 1998 durch das Super-Kamiokande Experiment [Fuk98], sowie die Sonnenneutrino-Experimente SNO [Ahm01], GALLEX [Ham99], SAGE [Abd02] und GNO [Alt05] bestätigt wurden. Dieser quantenmechanische Prozess kann nur durch eine nicht verschwindende Ruhemasse des Neutrinos korrekt dargestellt werden.

Alle bisher beobachteten Eigenschaften von Elementarteilchen werden durch das Standardmodell der Teilchenphysik mit beeindruckender Genauigkeit beschrieben [Oer06]. Eine Ausnahme bildet die durch die Neutrinooszillation implizierte Neutrinomasse, mit deren Bestimmung ein Zugang zur Physik jenseits des Standardmodells möglich ist [Dre13]. Weiterhin sind primordiale Neutrinos als Boten des Urknalls ideale Kandidaten für heiße Dunkle Materie [Pri01] [Han10]. Ihr Einfluss auf die Entwicklung des frühen Universums und der damit verbundenen Bildung von großräumigen Strukturen ist von essentieller Bedeutung [Ho13]. Daher sind die Gebiete der Neutrinophysik, der Astroteilchenphysik und der Kosmologie eng über die elementaren Eigenschaften der Neutrinos miteinander verbunden. So kann aus diesen Gebieten die noch unbekannte Neutrinomasse durch unterschiedliche Methoden abgeleitet werden [Ade14]. Fundamental für die direkte und modellunabhängige Bestimmung der Neutrinomasse sind allerdings Laborexperimente, wie das Karlsruhe Tritium Neutrino (KATRIN)-Experiment [Dre13] [KAT05].

Das KATRIN-Experiment wird die Masse des Elektron-Antineutrinos mit einer bisher unerreichten Genauigkeit bestimmen und so einen essentiellen Beitrag zur aktuellen Neutrinoforschung liefern. Hierzu wird die Kinematik des Tritium- β -Zerfalls untersucht, um über die Form des β -Spektrums nahe der Endpunktenergie von $E_0 = 18,6 \text{ keV}$ die effektive Neutrinomasse mit einer Sensitivität von $m_\nu = 200 \text{ meV}$ bei 90% C.L. zu ermitteln. Dies entspricht einem Entdeckungspotenzial von 5σ für eine Masse von $m_\nu = 350 \text{ meV}$ [KAT05] [Dre13].

Zur Zeit befindet sich das ca. 70 m lange Experiment, welches auf dem Gelände des Karlsruher Instituts für Technologie (KIT) angesiedelt ist, in der finalen Aufbauphase

und wird aktuellen Zeitplänen zufolge ab 2016 erste Messungen mit dem Gesamtaufbau bei kleinen Tritiumsäulendichten liefern. Der Aufbau des KATRIN-Experiments kann in zwei wesentliche Abschnitte unterteilt werden: die Quell- und Transportsektion sowie die Spektrometer- und Detektorsektion. Innerhalb der fensterlosen, gasförmigen Tritiumquelle wird unter stabilen Bedingungen molekulares Tritiumgas in ein Strahlrohrsystem eingeleitet. Die beim Tritiumzerfall freigesetzten β -Elektronen werden adiabatisch durch das von supraleitenden Solenoiden erzeugte magnetische Feld durch das gesamte Strahlrohr des KATRIN-Experiments geführt. Durch eine zyklische Variation des Retardierungspotenzials am Hauptspektrometer wird das Energiespektrum der β -Elektronen nahe bei E_0 analysiert. Die transmittierten β -Elektronen werden schließlich am Detektor nachgewiesen und gezählt. Um den durch Tritium ausgelösten Untergrund im Hauptspektrometer auf 10 mcps zu limitieren, muss der Tritiumgasfluss in der Quell- und Transportsektion um 14 Größenordnungen reduziert werden. Im Hauptspektrometer herrschen dementsprechend Ultrahochvakuum-Bedingungen bei einem Druck kleiner 10^{-11} mbar zur Unterdrückung von Restgasionisation.

Der Fokus dieser Arbeit liegt auf dem ersten Abschnitt der Transportsektion, der differentiellen Pumpstrecke (DPS). Die DPS bildet mit ihrer aktiven Reduktion des Tritiumgasflusses um fünf Größenordnungen durch Turbomolekularpumpen die Basis für ein quasi-tritiumfreies Hauptspektrometer. Über Zugschieberventile sind leistungsfähige, magnetisch gelagerte Turbomolekularpumpen durch Pumpstutzen mit dem Strahlrohr verbunden und bilden das Vakuumsystem der DPS. Die angestrebte Sensitivität des KATRIN-Experiments wird nur dann erreicht, wenn die β -Elektronen sowohl kollisionsfrei als auch im magnetischen Flussschlauch und unter adiabatischen Bedingungen geführt werden. Hierzu erzeugen fünf supraleitende Rekondensormagnete das dafür notwendige Magnetfeld mit einer maximalen Flussdichte von jeweils 5,5 T. Essentiell für den Aufbau der DPS ist daher die Kenntnis über die Lage der supraleitenden Spule im jeweiligen Kryostaten zur Feinjustierung des Strahlrohrs zum magnetischen Flussschlauch. Das Ziel der vorliegenden Arbeit ist die erfolgreiche Inbetriebnahme der supraleitenden Solenoiden der DPS sowie die Entwicklung und Durchführung einer Methode der Magnetfeldvermessung zur Bestimmung der genauen Spulenposition in den Kryostaten.

Im 2. Kapitel dieser Arbeit wird ein Überblick über hochpräzise β -Spektroskopie und das KATRIN-Experiment gegeben. Es wird gezeigt, warum Tritium ein idealer β -Emitter für ein direktes und modellunabhängiges Neutrinomassenexperiment ist. Daran wird anschließend die Funktionsweise der verschiedenen Hauptkomponenten des KATRIN-Experiments erläutert.

Ein genauerer Einblick in die Funktionsweise der DPS und ihres Magnetsystems wird im 3. Kapitel gegeben. Dabei wird neben den Aufgabenbereichen und des Designs detailliert auf die technischen Spezifikationen und die besonderen Herausforderungen an das Magnetsystem eingegangen. Zuletzt folgt eine Zusammenfassung der Ziele dieser Arbeit.

Im 4. Kapitel werden die umfangreichen Inbetriebnahmearbeiten des Magnetsystems und die Funktionsweise der Rekondensormagnete beschrieben. Anschließend werden die gesammelten Erfahrungen analysiert und eine Empfehlung für zukünftige Projekte dieser Art gegeben.

Einen genaueren Einblick in die Methode zur Bestimmung der Spulenposition gibt Kapitel 5. Das Prinzip und die Durchführung der hierzu notwendigen Magnetfeldmessung werden erläutert und eine Verifizierung der Analysemethoden wird dargelegt. Anschließend folgt eine detaillierte Diskussion hinsichtlich der Ergebnisse und deren Auswirkungen auf den

weiteren Aufbau des Vakuumsystems der DPS.

Abschließend wird eine Zusammenfassung dieser Arbeit sowie ein Ausblick gegeben.

2. Neutrinomassenbestimmung mit dem KArlsruher TRItium Neutrino Experiment

Aktuelle Ergebnisse aus der Neutrinoforschung zeigen, dass sich die Neutrinomasse mit bisherigen Experimenten auf einen Bereich unter 2,0 eV eingrenzen lässt [Kra05] [Ase11] [Ade14]. Am KATRIN-Experiment soll die Masse des Elektron-Antineutrinos mit Hilfe hochpräziser β -Spektroskopie direkt und modellunabhängig bestimmt werden [KAT05]. Es handelt sich hierbei um die Untersuchung der Kinematik des Tritium- β -Zerfalls. Ziel ist es, die Sensitivität der Messung um eine Größenordnung ($m_\nu < 200 \text{ meV}$ mit 90% C.L.) zu verbessern. Die systematischen und statistischen Unsicherheiten der Observablen m_ν^2 müssten sich dabei um zwei Größenordnungen gegenüber den bisherigen Messungen [Kra05] [Ase11] verbessern.

In diesem Kapitel werden zuerst die speziellen Eigenschaften des β -Zerfalls von Tritium und das daraus resultierende β -Spektrum diskutiert (Abschnitt 2.1). Anschließend wird das grundlegende Konzept der magnetisch-adiabatischen Richtungsführung in einem elektrostatischen Filter (MAC-E-Filter¹) sowie die Besonderheiten des beim KATRIN-Experiment eingesetzten Hauptspektrometers vorgestellt [Bea80] [LS85] (Abschnitt 2.2). Schlussendlich werden die verschiedenen Sektionen und Hauptkomponenten des KATRIN-Experiments (Quell-, Transport-, Spektrometer- und Detektorsektion) behandelt (Abschnitt 2.3). Der Fokus dieser Arbeit richtet sich auf die differentielle Pumpstrecke (DPS²) und ihre supraleitenden Solenoiden als wichtiger Bestandteil der Transportsektion. In den nachfolgenden Kapiteln wird sowohl auf ihre Designwerte und Aufgabenbereiche eingegangen (Kapitel 3) als auch auf die Inbetriebnahme ihrer supraleitenden Solenoiden (Kapitel 4). Die für den weiteren Aufbau der DPS essentielle Magnetfeldvermessung zur Bestimmung der Spulenposition wird zuletzt in Kapitel 5 präsentiert.

2.1 Präzisions- β -Spektroskopie am KATRIN-Experiment

Seit der Entdeckung des kontinuierlichen β -Spektrums durch Lise Meitner und Otto Hahn im Jahre 1911 wurde der Endpunkt des Spektrums mit immer präziseren Experimenten

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

²engl.: Differential Pumping Section

vermessen [Mei22] [Mei13] [vB11]. Grund hierfür ist, dass die β -Spektroskopie eine erfolgreiche Annäherung an die Neutrinomasse direkt und modellunabhängig ermöglicht. Der β -Zerfall von Tritium:

$${}^3\text{H} \rightarrow {}^3\text{He}^+ + \text{e}^- + \bar{\nu}_e \quad (2.1)$$

eignet sich aus folgenden Gründen hervorragend für eine hochpräzise β -Spektroskopie und wird daher auch am KATRIN-Experiment verwendet:

1. Die kurze Halbwertszeit von $t_{1/2} = 12,32\text{y}$ erzeugt eine hohe spezifische Aktivität [Luc00].
2. Die niedrige Endpunktenergie von $E_0 = (18571,8 \pm 1,2)\text{eV}$ erzielt eine erhöhte Ereignisrate in diesem Bereich [Nag06].
3. Das Tritium-Atom selbst und sein Tochternuklid ${}^3\text{He}^+$ besitzen eine sehr einfache Elektronenkonfiguration. Die Berechnung des Spektrums ist daher sehr genau bekannt [Sta10] [Dos06] [Mas07].
4. Es handelt sich beim Tritium-Zerfall ${}^3\text{H} \rightarrow {}^3\text{He}^+ + \text{e}^- + \bar{\nu}_e$ um einen übererlaubten Zerfall. Aus diesem Grund gibt es keine Energieabhängigkeit im nuklearen Übergangsmatrixelement. Dies vereinfacht zusätzlich die Berechnungen der Energiekorrekturen für die Analyse der Neutrinomasse [Ams07] [Gam36] [Bel03].
5. Zusätzliche Energiekorrekturen, die in Festkörpern berücksichtigt werden müssen, können bei gasförmigem Tritium vernachlässigt werden. Die geringe Kernladungszahl von Tritium und Helium hat einen sehr kleinen Wirkungsquerschnitt für inelastische Stöße in der Quelle zur Folge. Systematische Effekte werden somit verringert.

Das von Lise Meitner und Otto Hahn entdeckte β -Spektrum wurde 1930 von W. Pauli mit einem zusätzlich postulierten, neutralen Teilchen in einem Dreikörperprozess erklärt [Pau30]. Enrico Fermi gelang es 1934 als Erster das β -Spektrum mit der nach ihm benannten "Goldenen Regel" zu beschreiben [Fer34]. Schlussendlich kann nach einer Vielzahl von Korrekturen das differentielle Energiespektrum der β -Elektronen folgendermaßen beschrieben werden [Dre13] [Ott08] [Wei05] [Bel03]:

$$\frac{dN}{dE} = \frac{G_F^2}{2\pi^3} \cos^2 \theta_C |M|^2 F(Z, E) p(E + m_e c^2) (E_0 - E) \sqrt{(E_0 - E)^2 - m_{\bar{\nu}_e}^2} \theta(E_0 - E - m_{\bar{\nu}_e}). \quad (2.2)$$

Die Größen, aus denen sich diese Formel zusammensetzt, können Tabelle 2.1 entnommen werden.

Tabelle 2.1: Physikalische Größen in Fermis "Goldener Regel".

Physikalische Größe	Beschreibung
G_F	Fermi-Kopplungskonstante
θ_C	Cabibbo-Winkel
M	nukleares Übergangsmatrixelement
$F(Z, E)$	Fermi-Funktion mit Kernladungszahl Z des Tochterkerns
E	Energie des Elektrons
m_e	Masse des Elektrons
E_0	Endpunktenergie des β -Spektrums (maximale Energie)
p	Impuls des Elektrons
$m_{\bar{\nu}_e}$	Masse des Elektron-Antineutrinos

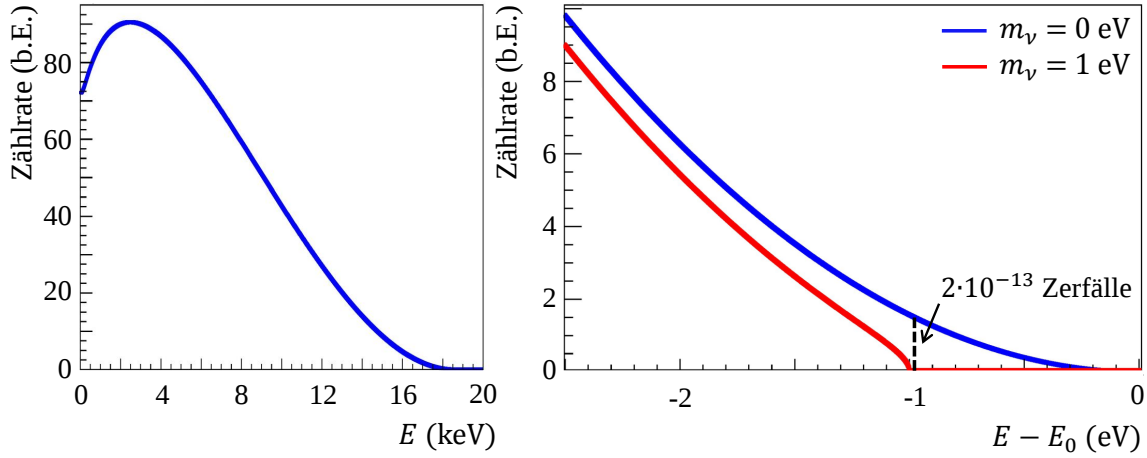


Abbildung 2.1: Energiespektrum des Tritium- β -Zerfalls und Einfluss verschiedener Massen des Elektron-Antineutrinos auf den Endpunkt des Spektrums. Die linke Abbildung zeigt das komplette β -Zerfallsspektrum von Tritium mit einer Endpunktenergie von 18,6 keV. Im rechten Bildes ist der Ausschnitt mit hohen kinetischen Energien der Elektronen zu sehen sowie der signifikante Einfluss einer von Null verschiedenen Masse des Elektron-Antineutrinos. Im Intervall von 1 eV unterhalb der Endpunktenergie liegen nur noch $2 \cdot 10^{-13}$ aller Zerfälle.

Zum Endpunkt hin fällt das differentielle β -Spektrum von Tritium stark ab, sodass im Energiebereich von 1 eV unterhalb des Endpunkts nur noch ein Bruchteil von $2 \cdot 10^{-13}$ aller Zerfälle zu finden ist. Eine von Null verschiedene Neutrinomasse ist nur im Bereich des Endpunkts E_0 signifikant nachweisbar (Abbildung 2.1). Eine niedrige Endpunktenergie ist hingegen entscheidend für eine hohe Ereignisrate, da der Anteil der Elektronen im relevanten Energiebereich des Spektrums proportional zum Faktor $\sim E_0^{-3}$ abnimmt.

2.2 Funktionsweise eines MAC-E-Filters

Die aktuelle Obergrenze der Neutrinomasse wurde an den KATRIN-Vorgängerexperimenten in Troitsk ($m_\nu < 2,05$ eV) [Ase11] und Mainz ($m_\nu < 2,3$ eV) [Kra05] bestimmt. Beide Experimente verdanken ihre Sensitivität einer neuen Art von Spektrometer, dem sogenannten MAC-E-Filter [Wei99] [Rob91] [Kaw91]. Anfang der 80er Jahre beschrieb der Physiker G. Beamson als Erster das Funktionsprinzip des MAC-E-Filters [Bea80]. Am Troitsk-Experiment erfolgte 1985 die erste erfolgreiche Messung über den β -Zerfall von Tritium mit Hilfe des MAC-E-Filters, im weiteren Verlauf auch Spektrometer genannt [LS85] [Lob99].

Grundsätzlich besteht der MAC-E-Filter aus zwei supraleitenden Solenoiden und zylindrischen Elektroden (Abbildung 2.2). Die Magnete am Anfang und am Ende des Spektrometers erzeugen ein inhomogenes magnetisches Feld, dem die Elektronen aus dem β -Zerfall des Tritiums auf Zyklotronbahnen entlang der Magnetfeldlinien folgen. Bis zum Zentrum des Spektrometers, der sogenannten Analysierebene, nimmt das Magnetfeld um mehrere Größenordnungen ab. Dabei transformiert die Kraft des magnetischen Feldgradienten einen Großteil der Zyklotronenergie $E_\perp$ in Longitudinalenergie $E_\parallel$. Hierbei bleibt das magnetische Moment bei nicht-relativistischer Näherung konstant [Jac98]:

$$\mu = \frac{E_\perp}{B} = \text{const.} \quad (2.3)$$

Aus dieser adiabatischen Transformation resultiert die nahezu parallele Ausrichtung der Impulsvektoren der Elektronen zu den magnetischen Feldlinien beim Erreichen der Analysierebene (Abbildung 2.2). Diese Ausrichtung der Impulsvektoren ermöglicht es mit einem angelegten Retardierungspotenzial eine integrale Analyse der kinetischen Energie der Elektronen durchzuführen. Das elektrostatische Potenzial wird durch das Anlegen einer hohen Spannung an den zylindrischen Elektroden erzeugt. Wird die elektrostatische Barriere von den Elektronen überwunden, werden diese hinter der Analysierebene auf ihre ursprüngliche Energie beschleunigt und über den magnetischen Fluss Schlauch direkt auf den Detektor am Ende des Strahlrohrs geleitet. Die restlichen Elektronen werden in Richtung Quelle elektrostatisch reflektiert. Der MAC-E-Filter arbeitet aufgrund seiner Kombination aus E - und B -Feldern als Hochpassfilter, dessen Energieauflösung $\Delta E/E$ sich aus dem minimalen und maximalen Magnetfeld ergibt [Bea80]:

$$\frac{\Delta E}{E} = \frac{B_{\min}}{B_{\max}} \quad (2.4)$$

Das maximale Magnetfeld ($B_{\max}$) entspricht dem Feld im Zentrum des supraleitenden Magneten und das minimale Magnetfeld ($B_{\min}$) dem Feld in der Analysierebene. Eine Messung des integrierten β -Spektrums wird durch die sukzessive Variation des elektrischen Potenzials ermöglicht.

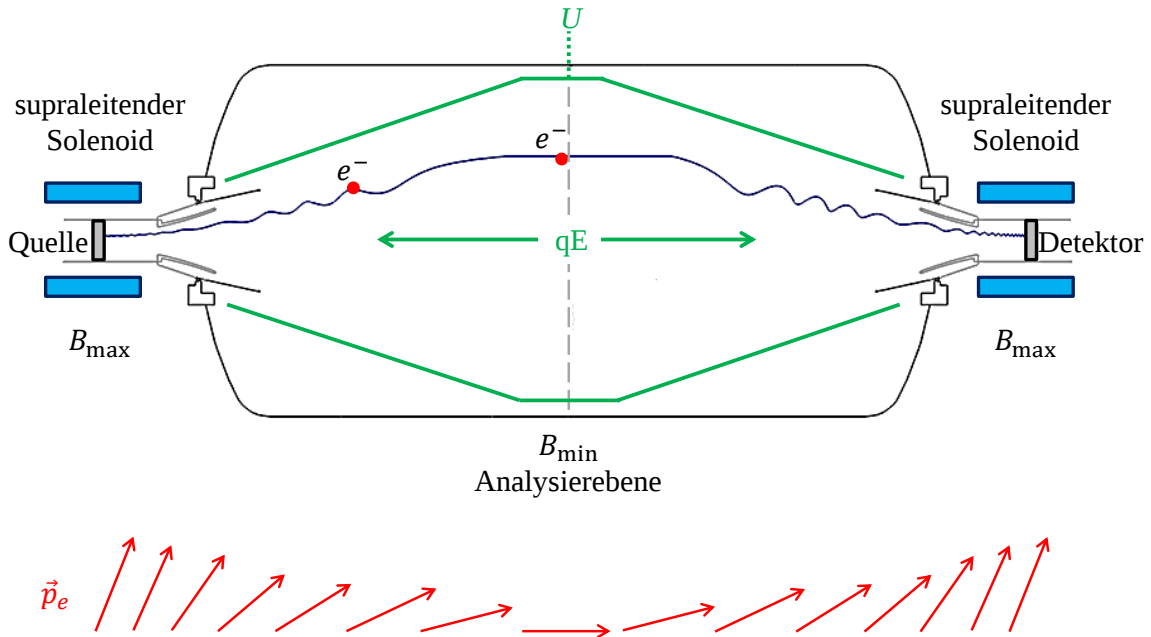


Abbildung 2.2: Schematische Darstellung des MAC-E-Filter-Prinzips. Die Elektronen folgen dem magnetischen Fluss Schlauch (blau), der durch die supraleitenden Solenoide erzeugt wird, adiabatisch auf Zyklotronbahnen von der Quelle bis zum Detektor. Das retardierende Potenzial, welches durch die Elektroden (grün) erzeugt wird, wirkt der longitudinalen Bewegung der Elektronen auf ihrem Weg durch das Spektrometer entgegen. Der Impulsvektor der Elektronen, dargestellt im unteren Bildbereich, wird bis zum Erreichen der Analysierebene in Flugrichtung der Elektronen ausgerichtet.

2.3 Gesamtübersicht über das KATRIN-Experiment

Ausschlaggebend für die Standortwahl des KATRIN-Experiments am Campus Nord des Karlsruher Instituts für Technologie (KIT), war neben der Nähe zum Tritium-Labor Karlsruhe (TLK), die Erfahrung des Instituts für technische Physik (ITEP) im Umgang mit Vakuum-, Kryo- und Supraleitertechnologie. Der Aufbau des KATRIN-Experiments basiert auf den Erfahrungen der β -Spektroskopie von Tritium der letzten Jahrzehnte. Daher umfasst die KATRIN-Kollaboration über 100 Wissenschaftler, Ingenieure, Techniker und Studenten aus mehreren europäischen und amerikanischen Instituten.

Ziel des KATRIN-Experiments ist es, die Neutrinomasse direkt und modellunabhängig zu bestimmen. Die Sensitivität auf die Neutrinomasse wird um eine Größenordnung ($m_\nu < 0,2 \text{ eV}$ mit 90% C.L.) verbessert werden. Insgesamt beträgt die reine Messdauer drei Jahre, was einer Betriebszeit von etwa fünf Kalenderjahren entspricht.

Der experimentelle Aufbau des KATRIN-Experiments kann in folgende Sektionen und Hauptkomponenten unterteilt werden (Abbildung 2.3):

1. Die erste Sektion des KATRIN-Experiments bildet die sogenannte Rear-Sektion. Sie dient einerseits als Kalibrationsquelle in Form einer Elektronenkanone und andererseits um das Potential des Quellplasmas über die Rear-Wall zu definieren [Bab14].
2. Eine fensterlose, gasförmige Tritiumquelle (WGTS³) bildet die zweite Sektion. Beim β -Zerfall des gasförmigen Tritiums entstehen nach Reaktion (2.1) β -Elektronen, Elektron-Antineutrinos und ^3He -Ionen. Die Form des kontinuierlichen Energiespektrums nahe des Endpunkts soll durch das KATRIN-Experiment bestimmt werden und dient der Analyse der Neutrinomasse (Abbildung 2.1). Die Aktivität der Quelle beträgt etwa 10^{11} Bq , ihre Luminosität übersteigt die der beim Mainzer Neutrino-Experiment vorhandenen Quelle um den Faktor 80 [Sch13] [KAT05].
3. Die Transportsektion dient zur magnetisch-adiabatischen Führung der Elektronen von der WGTS zum Vorspektrometer bei gleichzeitiger Reduktion des Tritiumgas- und Ionenflusses. Diese dritte Sektion kann weiter in eine differentielle Pumpstrecke (DPS) und eine kryogene Pumpstrecke (CPS⁴) unterteilt werden [Jan15] [Kos12]. Der Schwerpunkt dieser Arbeit liegt auf der DPS.
4. Das Spektrometersystem, bestehend aus einem Vor- und einem Hauptspektrometer, bildet die vierte Sektion. Diese Sektion dient als MAC-E-Filter (Abbildung 2.2) zur Energieanalyse der β -Elektronen aus der Tritiumquelle. Beide Spektrometer fungieren als Hochpassfilter und reflektieren Elektronen mit Energie weit unterhalb des Endpunkts zurück zur Quelle [Pra12]. Die hochpräzise Messung der kinetischen Energie der β -Elektronen mit dem Hauptspektrometer erlaubt eine bisher unerreichte genaue Analyse der Form des β -Spektrums nahe der Endpunktenergie [Goe14].
5. Die fünfte und letzte Sektion des KATRIN-Experiments besteht aus einem segmentierten Silizium-Halbleiter-Detektor zur hochauflösenden Detektion der Signalelektronen [Har12]. Der Untergrund im Detektorsystem ist im Vergleich zur gemessenen Untergrundrate in Kombination mit dem Spektrometer um zwei Größenordnungen geringer [Sch14].

Im Folgenden werden die einzelnen Sektionen und Hauptkomponenten näher vorgestellt.

³engl.: Windowless Gaseous Tritium Source

⁴engl.: Cryogenic Pumping Section

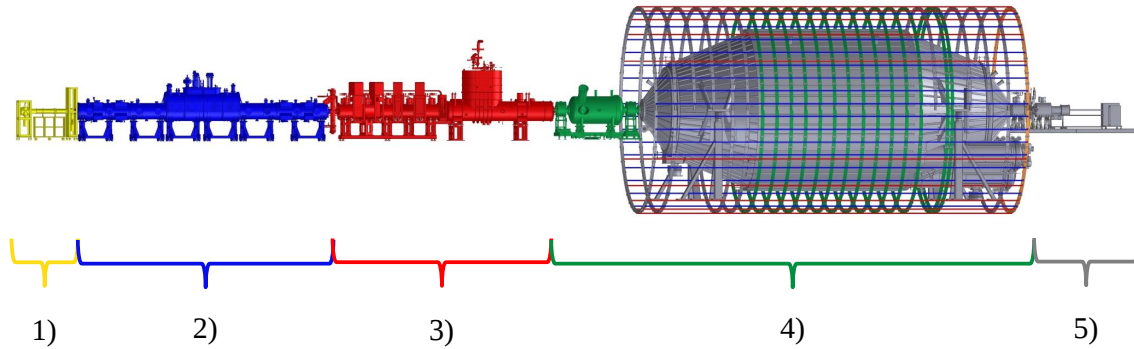


Abbildung 2.3: Gesamtübersicht über das KATRIN-Experiment und die einzelnen Sektionen. In der WGTS (Sektion 2) werden Elektronen aus dem β -Zerfall von Tritium generiert. Zur Kalibration des Experiments dient die Rear-Sektion (Sektion 1). Innerhalb der sogenannten Transportsektion (Sektion 3), bestehend aus der DPS und der CPS (v.l.), werden die Elektronen magnetisch-adiabatisch von der Quelle zum Spektrometer geleitet bei gleichzeitiger Reduktion des Tritiumgasflusses um 14 Größenordnungen. Das Spektrometersystem (Sektion 4) auf Basis des MAC-E-Filters dient der hochpräzisen Energieanalyse der β -Elektronen. Ein System aus Korrektur- und Kompensationsspulen umgibt dabei das Hauptspektrometer. Der Nachweis der transmittierten β -Elektronen erfolgt schlussendlich im Detektorsystem (Sektion 5). Abbildung aus [Dre14].

Sektion 1: Die Rear-Sektion

Die Rear-Sektion bildet das dem Detektorsystem gegenüberliegende Ende der WGTS. Sie bildet physisch und elektrisch den Abschluss des KATRIN-Experiments. Die Rear-Sektion fungiert einerseits als Kalibrationsquelle [Bab12], andererseits definiert sie das Potenzial des Quellplasmas über die Rear-Wall, welche die Fläche innerhalb der Rear-Sektion auf dem magnetischen Flussschlauch abbildet. Dieses Potenzial setzt sich aus in Rückwärtsrichtung emittierten oder gestreuten Elektronen und durch Ionisation erzeugten Sekundärelektronen zusammen. Aufgrund dieser Prozesse werden an der Rear-Wall mehr als 10^{12} Elektronen pro Sekunde erwartet [Bab10]. Dieser kontinuierliche Strom an Elektronen wird zur hochpräzisen in-situ Überwachung der Quellaktivität genutzt werden.

Trotz dieser hohen Zahl an Elektronen muss die Rear-Wall ein stabiles elektrostatisches Potenzial besitzen, da die Potentialdifferenz zwischen Rear-Wall und Spektrometer das effektive Retardierungspotenzial für die β -Elektronen beeinflusst. Die Langzeitstabilität der Arbeitsfunktion der Rear-Sektion kann durch Adsorption von Tritium an der Rear-Wall beeinflusst werden. Um die Einflüsse zu minimieren, wird die Rear-Wall mit einer epitaktisch gewachsenen Goldschicht mit einer (111)-Kristallorientierung überzogen.

Durch Stöße der β -Elektronen mit neutralem Gas kann es zu Ionisationsprozessen kommen. Diese Ionen können eine positive Aufladung der WGTS bewirken. Um diese Aufladung zu verhindern, ist es möglich die Rear-Wall mit UV-Licht zu bestrahlen und niederenergetische Elektronen zu emittieren.

Das System soll nach derzeitigem Stand Mitte 2015 seinen Betrieb aufnehmen. Der supraleitende Solenoid, welcher das magnetische Führungsfeld innerhalb der Rear-Sektion

erzeugt, ist baugleich mit den Solenoiden der DPS. Weitere Informationen über das technische Design und den Aufbau können [Bab14] entnommen werden.

Sektion 2: Die fensterlose, gasförmige Tritiumquelle

Herzstück des KATRIN-Experiments bildet die fensterlose, gasförmige Tritiumquelle, in welcher durch den β -Zerfall von Tritium Elektron-Antineutrinos, Elektronen und ^3He -Ionen erzeugt werden. Im Wesentlichen besteht die WGTS aus einem Edelstahlrohr, im weiteren Verlauf Strahlrohr genannt, mit 10 m Länge und 90 mm Durchmesser, in dessen Zentrum molekulares Tritium mit einem Gasfluss von $Q = 1,85 \text{ mbar l s}^{-1}$ eingeleitet wird [Bor08]. Dies entspricht einem Durchfluss von 40 g Tritium pro Tag mit einer Reinheit von $\epsilon_T > 95\%$ [KAT05]. Vom Zentrumsbereich der WGTS, in dem ein Druck von $p = 3,4 \cdot 10^{-3} \text{ mbar}$ [Bab12] herrscht, diffundiert das Tritiumgas bis zu den Enden der WGTS, an denen sich jeweils Turbomolekularpumpen befinden. Diese reduzieren den Gasfluss auf etwa $Q = 10^{-2} \text{ mbar l s}^{-1}$, es entsteht ein spitz zulaufendes Dichteprofil (Abbildung 2.4) mit einer Säulendichte von $5 \cdot 10^{17}$ Molekülen pro cm^2 .

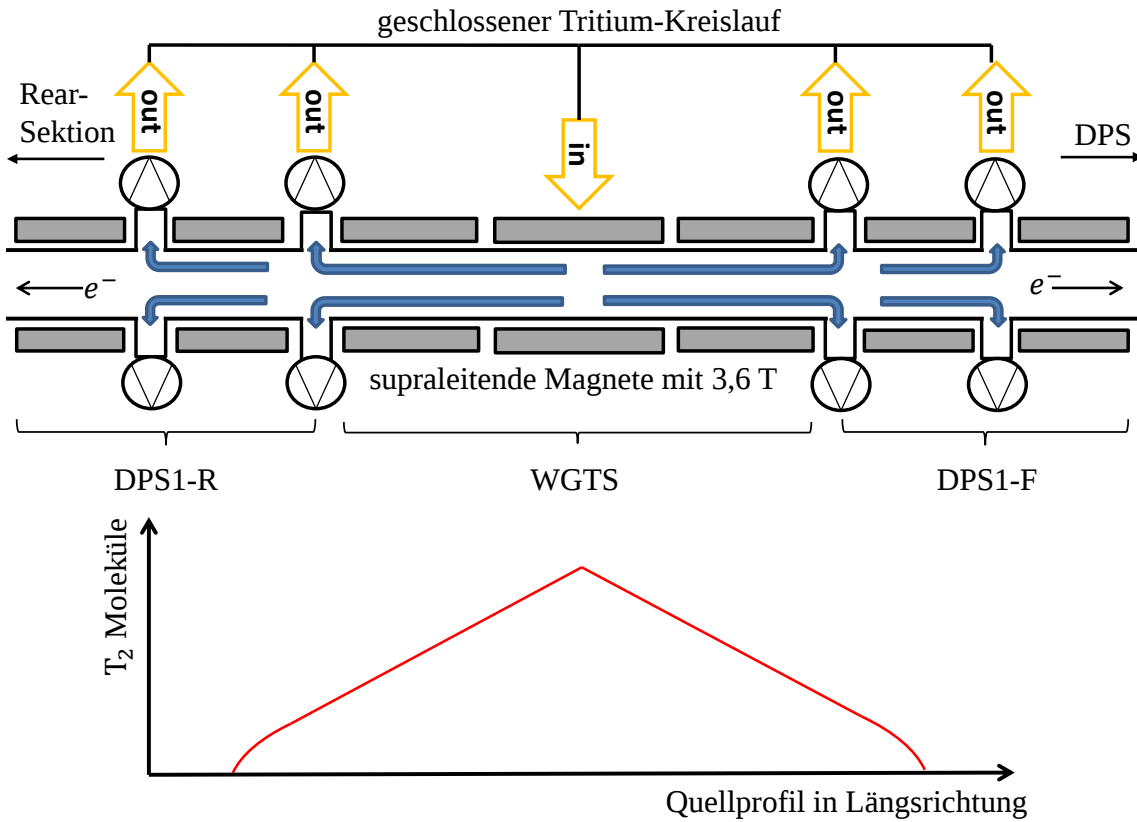


Abbildung 2.4: Schematische Darstellung der WGTS mit Dichteprofil. Im Zentrum der WGTS wird Tritiumgas mit einem Druck von $p = 3,4 \cdot 10^{-3} \text{ mbar}$ und einer Reinheit von $\epsilon_T > 95\%$ eingespeist [Bab12] [KAT05]. Die Säulendichte soll während der Messphase $5 \cdot 10^{17}$ Moleküle pro cm^2 betragen und mit einer Genauigkeit von 0,1% die systematischen Unsicherheiten reduzieren. Das Dichteprofil fällt vom Injektionspunkt symmetrisch zu den Turbomolekular-Pumpstutzen (DPS1-R und DPS1-F) ab. Diese pumpen das durch chemische und radiochemische Prozesse verunreinigte Tritiumgas ab. Anschließend wird das Tritiumgas innerhalb des Loop-Systems aufbereitet und zurück in das WGTS-Strahlrohr geleitet.

Zur Gewährleistung der konstanten Quellaktivität von etwa 10^{11} Bq und zur Reduktion von systematischen Unsicherheiten, muss die relative Abweichung von der Säulendichte unter 0,1% betragen [Kä12] [KAT05]. Dazu müssen Temperatur, Druck und Tritiumreinheit ständig überwacht und stabil gehalten werden. Im geschlossenen Tritiumkreislauf (Loop-System) werden neben der Reinheit des Tritiumgases durch das Laser-Raman-System zusätzlich die stabile Einspeisung durch einen druckregulierten Gastank überwacht [Fis14] [Sch13] [Stu10].

Die Kühlung durch ein Zwei-Phasen-Neon System, welches das Strahlrohr konstant bei einer Arbeitstemperatur von etwa 30 K hält, reduziert Dopplereffekte [Höt12]. Zur adiabatischen Führung der β -Elektronen umschließen sieben supraleitende Solenoiden mit einer magnetischen Flussdichte von 3,6 T bzw. 5,6 T das Strahlrohr. Zur in-situ Überwachung der Quellaktivität ist am hinteren Teil der WGTS die Rear-Sektion angebracht.

Sektion 3: Die Transportsektion mit der DPS und der CDS

Der Fokus dieser Arbeit liegt im Bereich der DPS, welche eine essentielle Komponente der Transportsektion des KATRIN-Experiments bildet. Hauptaufgabe der Transportsektion ist die magnetisch-adiabatische Führung der Elektronen von der Quelle zum Vorspektrometer mittels supraleitender Magnete und die gleichzeitige Reduktion des Tritiumgasflusses um 12 Größenordnungen. Zusätzlich werden innerhalb der Transportsektion Module installiert, welche nicht nur den Ionenfluss reduzieren, sondern auch dessen Zusammensetzung analysieren. Die Transportsektion kann in zwei Hauptkomponenten unterteilt werden: Nach der WGTS folgt zuerst die DPS. Diese reduziert den Tritiumgasfluss mit Hilfe von Turbomolekularpumpen differentiell um fünf Größenordnungen. Zur Steigerung der Pumpeffizienz ist das DPS-Strahlrohr mit vier Schikanen von jeweils 20° versehen. Im Anschluss an die DPS folgt die CPS. Diese nutzt eine dünne Schicht aus Argon-Schnee im Inneren des Strahlrohrs aus, um übrige Tritiummoleküle kryogen aufzufangen. Da die mittlere Verweildauer proportional zur Temperatur ist, wird das Strahlrohr an der Außenseite mit Flüssig-Helium (LHe⁵) gekühlt. Auch die CPS besitzt im Strahlrohr vier Schikanen von jeweils 20° , um die Stoßwahrscheinlichkeit der Tritiummoleküle mit dem Strahlrohr zu erhöhen und somit in gleichem Maße die Pumpeffizienz. Erfolgreiche Voruntersuchungen mit dem Test-Experiment TRAP⁶ konnten eindrucksvoll die Machbarkeit dieses Pumpverfahrens demonstrieren [Eic08].

Die einzelnen Komponenten der DPS und deren Aufgaben werden in Kapitel 3 im Detail dargestellt.

Sektion 4: Das Spektrometersystem

Das KATRIN-Spektrometersystem besteht aus einem Vor- und einem Hauptspektrometer. Beide Systeme arbeiten nach dem Prinzip des in Abschnitt 3.2 beschriebenen MAC-E-Filters.

Um die Wahrscheinlichkeit von Untergrundprozessen zwischen niederenergetischen Elektronen und den im Hauptspektrometer verbliebenen Restgasen zu reduzieren, reduziert das Vorspektrometer den Elektronenfluss von 10^{10} s^{-1} auf 10^4 s^{-1} [KAT05]. Mit einer Länge von 3,42 m und einem Durchmesser von 1,7 m ist es wesentlich kleiner als das Hauptspektrometer und liefert mit einer Energieauflösung von $\Delta E \approx 70 \text{ eV}$ bei 18,6 keV und einem

⁵Liquid Helium

⁶TRitium Argon frost Pump

Retardierungspotenzial von $-18,3\text{ kV}$ die idealen Voraussetzungen, um als Vorfilter zu fungieren [Pra12]. Elektronen mit Energien $E < 18,3\text{ keV}$ und negative Ionen werden durch das Vorspektrometer vor Erreichen des Hauptspektrometers in Richtung Quelle elektrostatisch reflektiert [KAT05].

Zur Durchführung einer hochauflösenden β -Spektroskopie am Endpunkt des Tritiumspektrums wird ein Spektrometer mit einer guten Energieauflösung benötigt. Das Hauptspektrometer erfüllt mit einer Länge von $23,3\text{ m}$, seinem Durchmesser von 10 m und einer Energieauflösung von $\Delta E = 0,93\text{ eV}$ bei $18,6\text{ keV}$ die Voraussetzungen für eine hochpräzise Vermessung des β -Energiespektrums nahe des Endpunkts. Um ein Retardierungspotenzial zu erzeugen, wird, wie bereits in Abschnitt 3.2 beschrieben, eine Hochspannung von $-18,6\text{ kV}$ an das Hauptspektrometer angelegt. Durch Variation des Potenzials von 30 eV unterhalb und 5 eV oberhalb des Endpunkts wird das Energiespektrum der β -Elektronen integral vermessen [Kle14]. Anhand Gleichung (2.4) lässt sich mit einem Abstand von 24 m zwischen dem Vorspektrometermagneten ($4,5\text{ T}$) auf der flussaufwärts gerichteten Seite und dem Pinchmagneten ($6,0\text{ T}$) auf der flussabwärts gerichteten Seite ein Magnetfeldverhältnis von $1/20000$ zur Analysierebene berechnen. Der Pinchmagnet erzeugt dabei die dominante, maximale magnetische Flussdichte.

Zur Gewährleistung der Sensitivität ist eine hohe Homogenität der elektro- und magnetostatischen Felder innerhalb der Analysierebene erforderlich. Ein externes drittes Spektrometer, das sogenannte Monitorspektrometer, überwacht dazu in-situ die Stabilität der Hochspannung am Hauptspektrometer [Erh14]. Ein System aus Luftspulen, welches das Hauptspektrometer umgibt, optimiert zusätzlich das magnetische Feld innerhalb des Hauptspektrometers (Abbildung 2.3). Dieses Spulensystem besteht aus 16 steuerbaren Spulen und kann in zwei Komponenten unterteilt werden. Eine Komponente dient zur Kompensation des Erdmagnetfelds (ECMS-Spulen⁷), die andere der Feinjustierung des magnetischen Flusssschlauchs (LFCS-Spulen⁸) [Rei09a] [Wan09] [Glu13]. Ein inneres, zweilagiges System von Drahtelektroden, welche auf einem negativeren Potenzial als die Tankwand gehalten wird, reduziert zusätzlich Untergrundereignisse und ermöglicht eine sehr präzise Einstellung des Retardierungspotenzials [Val09a] [Ste13] [Val09b] [Val10] [Pra11]. Die dadurch aufgebaute elektrostatische Barriere verhindert, dass niederenergetische Elektronen, die durch kosmische Strahlung aus der Tankwand gelöst werden, in den magnetischen Flusssschlauch gelangen. Radon kann ebenso bei seinem Zerfall niederenergetische Untergrundelektronen erzeugen. Zur Reduktion des aus der Tankwand frei werdenden Radons ist ein gekühltes Bafflesystem installiert, da mit flüssigem Stickstoff (LN_2 ⁹) bei etwa 80 K betrieben wird. Erste Einzeltests am Vor- und Hauptspektrometer zeigten bereits erfolgreiche Untergrund- und Transmissionsmessungen. Die Untergrundreduktion durch das Bafflesystem konnte ebenfalls erfolgreich verifiziert werden [Goe14] [Goe10]. Im Sommer 2013 wurden erste Untergrund- und Transmissionsmessungen des Hauptspektrometers in Kombination mit dem Detektorsystem durchgeführt. Die Einarbeitung der Messergebnisse würden den Rahmen dieser Arbeit überschreiten. Für einen tieferen Einblick empfiehlt sich [Goe14] [Sch14].

⁷Earth Magnetic Field Compensation System

⁸Low Field Correction System

⁹Liquid Nitrogen

Sektion 5: Detektorsystem

Zur exakten Vermessung des β -Spektrums von Tritium nahe der Endpunktenergie müssen die transmittierten Elektronen nach dem Hauptspektrometer detektiert und gezählt werden. Der am KATRIN-Experiment eingesetzte Detektor besteht aus einer in 148 Pixeln segmentiert Silizium-PIN-Diode mit der Schichtfolge Positiv-Intrinsisch-Negativ (PIN¹⁰) und einem sensitiven Durchmesser von 90 mm. Als Basis dient ein einziger n-intrinsisch dotierter Silizium-Wafer [Har12]. Die sensitive Fläche entspricht dem Abbild des magnetischen Flussschlauchs am Ort des Wafers im Detektormagneten. Der magnetische Flussschlauch wird vom Pinchmagneten (6,0 T) über den Detektormagneten (3,6 T) auf den Wafer geleitet (Abbildung 2.5) [Sch14]. Diesem magnetischen Flussschlauch folgen diejenigen Elektronen, welche das Hauptspektrometerpotenzial überwunden haben und treffen anschließend auf die Frontseite des Wafers. Das Fokalebenendetektor-System (FPD¹¹) ist ein Gemeinschaftsprojekt der Universität Washington und des KIT, und liefert seit 2013 Daten im Zuge der Hauptspektrometerinbetriebnahme [Sch14]. Einen genauere Beschreibung über den Aufbau und die Funktionsweise des Detektorsystems liefern [Ams15] [Sch14] [Har12].

¹⁰Positive Intrinsic Negative

¹¹Focal-Plane-Detector

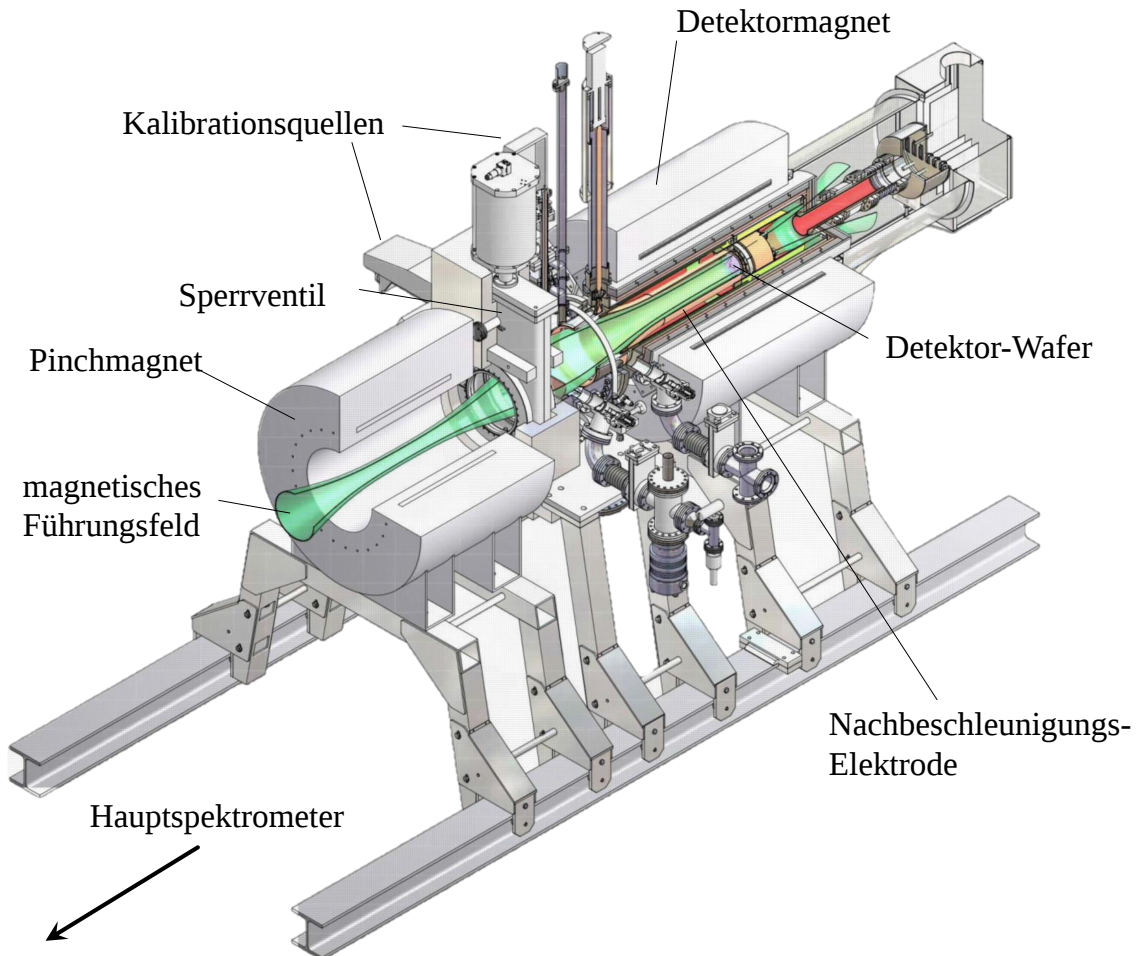


Abbildung 2.5: Aufbau des Fokalebenendetektor-System. Die zwei supraleitenden Magnete (Pinch- und Detektormagnet) erzeugen das magnetische Führungsfeld innerhalb des Detektorsystems. Signalelektronen die Hauptspektrometerpotenzial überwinden werden so auf den Silizium-Wafer geführt. Eine innerhalb des Detektorsystems verbaute Nachbeschleunigungselektrode ermöglicht eine Verschiebung der Energie der Signalelektronen um bis zu 10 keV in Energiebereiche mit besserem Signal zu Untergrund Verhältnis. Für Wartungsarbeiten kann das Detektorsystem mittels eines Sperrventils vom Hauptspektrometer getrennt werden. Für den Betrieb ohne das Hauptspektrometer sind innerhalb des Systems zudem mehrere Kalibrationsquellen verbaut [Col12].

3. Die Differentielle Pumpstrecke

Die differentielle Pumpstrecke (DPS), welche den Tritiumgasfluss über eine Serie von Turbomolekularpumpen von 10^{-2} auf 10^{-7} mbar l s $^{-1}$ reduziert, bildet den ersten Teil der Transportsektion. Den anschließenden zweiten Teil bildet die kryogene Pumpstrecke. Diese nutzt eine dünne Schicht aus Argon-Schnee im Inneren des Strahlrohrs aus, um den Tritiumgasfluss bis zum Vorspektrometer kryogen auf 10^{-14} mbar l s $^{-1}$ zu reduzieren [Jan15] [KAT05] [Kos12].

Das Pumpsystem der Transportsektion bildet das Tritium-Rückhaltesystem und ist konzipiert den Tritiumgasfluss von der Quelle bis zum Vorspektrometer um 14 Größenordnungen zu reduzieren. Durch diese Pumpleistung ist es möglich, den durch Tritium verursachten Untergrund im Hauptspektrometer unter 10 mcps zu halten [KAT05]. Dieses angestrebte Untergrundlimit ist entscheidend für die Verbesserung der Sensitivität auf die Neutrinomasse auf $m_\nu = 200$ meV bei 90% C.L. [KAT05] [Dre13].

In diesem Kapitel werden sowohl die Aufgabenbereiche (Abschnitt 3.1) als auch das Design (Abschnitt 3.2) der DPS beschrieben. Im Anschluss folgt eine ausführliche Beschreibung der technischen Spezifikationen der supraleitenden Magnete (Abschnitt 3.2.1) und eine Auflistung der besonderen Herausforderungen an die Solenoiden hinsichtlich ihrer Verkippten Anordnung im Design (Abschnitt 3.2.2). Die Methode des Feinjustierens des Vakuumsystems anhand der Spulenpositionen wird abschließend dargestellt (Abschnitt 3.2.3). Eine Zusammenfassung über die Ziele der vorliegenden Arbeit ist am Ende dieses Kapitels zu finden (Abschnitt 3.3) und bildet die Basis für die folgenden Kapitel.

3.1 Aufgabenbereiche der DPS

Eine der Aufgaben der DPS ist es, den Tritiumgasfluss im Strahlrohr von der Quelle bis zum Strahlrohreingang der CPS um fünf Größenordnungen auf 10^{-7} mbar l s $^{-1}$ zu reduzieren [KAT05]. Die Reduktion des Tritiumgasflusses erfolgt in der DPS über eine Serie von Turbomolekularpumpen [Jan15] [Kos12]. Simultan sollen die beim β -Zerfall frei werdenden Elektronen magnetisch-adiabatisch innerhalb des zu analysierenden magnetischen Flussschlauchs im Strahlrohr geführt werden [KAT05]. Das hierzu notwendige Magnetfeld wird durch fünf supraleitenden Solenoiden erzeugt, welche im Auftrag des KIT von dem Unternehmen Cryomagnetics Inc. (CMI¹) entwickelt und hergestellt wurden. Diese sind

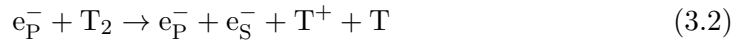
¹Cryomagnetics Inc. (Superconducting Magnet Manufacturer): 1006 Alvin Weinberg Drive Oak Ridge, Tennessee 37830, USA

axial um das Strahlrohr angeordnet.

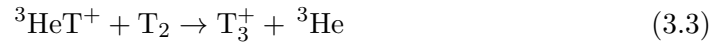
Innerhalb der Quelle kann es durch unterschiedliche Prozesse zur Ionisation von verschiedenen Molekülen des injizierten Gases kommen [Glu10]. Um das Limit des durch Tritium verursachten Untergrund von 10 mcps im Spektrometer nicht zu übersteigen, müssen die Tritiumionen ebenso wie die neutralen Tritiummoleküle am Eindringen in die Spektrometer-Sektion gehindert werden. Erstere können jedoch nicht mit Hilfe von Turbomolekularpumpen aus dem Strahlrohr abgepumpt werden da sie aufgrund ihrer elektrischen Ladung in gleicher Weise wie die β -Elektronen, den magnetischen Feldlinien auf Zyklotronbahnen folgen.

Folgende Prozesse spielen bei der Bildung von Tritiumionen eine zentrale Rolle [Glu10] [Glu07] [Win11] [Rei09b]:

- **Stoßionisation:** Der dominierende Ionisationsprozess basiert auf dem inelastischen Stoß zwischen β -Elektronen und Tritiummolekülen. β -Elektronen mit Energien im Bereich von einigen keV durchlaufen bis zum Verlassen der Quelle im Durchschnitt 15 Stoßprozesse [Jan15]. Der Hauptprozess ist nach [Wex59] mit einer Wahrscheinlichkeit von 94,5% der nicht dissoziierende Prozess (Reaktion 3.1), wohingegen der dissoziierende Prozess (Reaktion 3.2) weniger dominant ist. Bei den folgenden Prozessen müssen primäre Elektronen (e_p^-) und sekundäre Elektronen (e_s^-) unterschieden werden.



- **Cluster-Bildung:** Zusätzlich können $^3\text{He}T^+$ -Molekülionen mit neutralen T_2 -Molekülen inelastisch stoßen und diese zu T_3^+ ionisieren. Der Reaktion



unterliegen fast alle $^3\text{He}T^+$ -Moleküle nach 1 mm Weglänge. Die Cluster-Bildung ist eine Weiterentwicklung der Ionen. T_3^+ bildet das kleinste vorkommende Cluster.

- **Dissoziativer Elektroneneinfang:** Ein geringer Anteil von unter 2% an β -Elektronen wird durch Interaktion mit einem Tritium-Molekül ein negatives Ion bilden:



Bei dieser endothermen Reaktion muss eine Energie von $\Delta E = 3,7 \text{ eV}$ zur Verfügung gestellt werden.

Zur aktiven Unterdrückung des Ionenflusses in die Spektrometersektion sind mehrere Komponenten im Strahlrohr der DPS installiert. Am Ende des Strahlrohrs befindet sich eine Ringelektrode, welche die Ionen vor Erreichen der CPS in Richtung der Quelle elektrostatisch reflektiert. Zudem wird durch mehrere Dipolelektroden die Ionenrate durch Rekombination reduziert [Win11] [Rei09b]. Außerdem ist es möglich, den Ionenfluss mit der Methode der Fouriertransformation-Ionenzyklotronresonanz (FT-ICR²) qualitativ und quantitativ zu bestimmen [Sta15].

²Fourier Transform Ion Cyclotron Resonance

3.2 Design der differentiellen Pumpstrecke

Das Vorgängermodell der DPS wurde 2011 als erster Abschnitt der Transportstrecke erfolgreich von dem italienischen Unternehmen ASG Superconductors fertiggestellt. Bei ersten Testmessungen im Juli 2011 ereignete sich während dem Verfahren des Magnetfelds ein Quench (lokaler Zusammenbruch der Supraleitfähigkeit) am zweiten Magnetmodul. Der Strom in den Magnetspulen wurde daraufhin über Dioden zum Schutz der Spule vor Erwärmung abgeleitet. Aufgrund eines fehlenden thermischen Kontakts, bedingt durch nicht-sachgemäße Produktionsschritte, konnte die Diode die durch den Strom erzeugte Wärme nicht abgeben. Die Diode wurde bei diesem Prozess irreparabel beschädigt und erzeugte einen dauerhaften Kurzschluss im Schaltkreis. Das Design der DPS war für einen Wechsel der Dioden nicht konzipiert. Aufgrund dieser Funktionsstörung musste das Diodenkonzept überarbeitet werden [Dre11]. Für weitere Informationen bezüglich des Defekts und der daraus resultierenden Neukonzipierung am Design der Quelle und der CPS siehe [Jan15] [Kos12] [Dre11] [Kos11]. Aufgrund von Zeit- und Kostengründen konnte eine Umgestaltung des Diodendesigns der DPS nicht durchgeführt werden. Daher wurde das Design der differentiellen Pumpstrecke von Grund auf erneuert ohne ihre Aufgaben oder deren technische Umsetzung zu verändern.

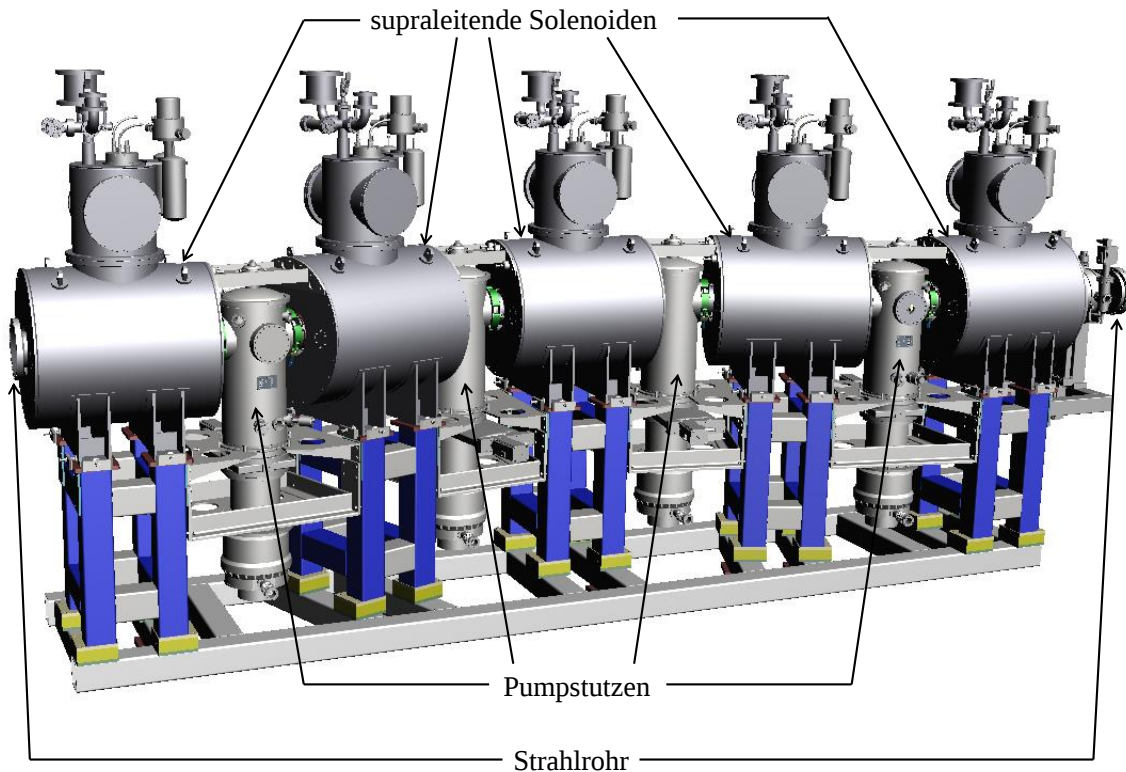


Abbildung 3.1: Aufbau der differentiellen Pumpstrecke. Dargestellt ist die differentielle Pumpstrecke, welchen den ersten Teil der Transportstrecke bildet. Sie besteht aus fünf supraleitenden Solenoiden, die den magnetischen Fluss Schlauch innerhalb des DPS-Strahlrohrs erzeugen. Ebenso sind zwischen den Magneten die Pumpstutzen sowie die Turbomolekulpumpen zu sehen, die jeweils über die Strahlrohrelemente in den warmen Bohrungen der Solenoiden miteinander verbunden sind.

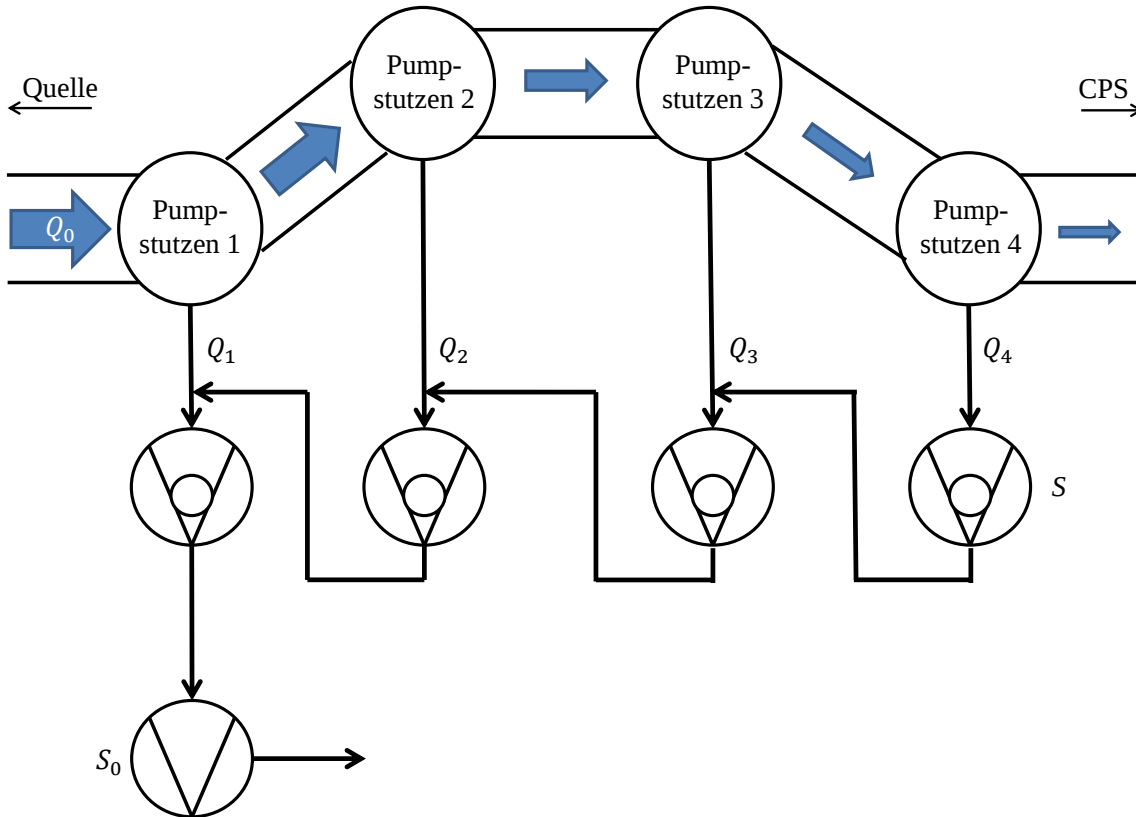


Abbildung 3.2: Schematische Darstellung des differentiellen Pumpens. Dargestellt ist die differentielle Pumpstrecke der DPS. Das Gas strömt von der Quelle (linke Seite) über die DPS zur CPS (rechte Seite). Der Gasfluss (Q) wird dabei um fünf Größenordnungen reduziert. Vier identische Turbomolekularpumpen mit der Pumpgeschwindigkeit S sind als Kaskade mit einer Vorpumpe mit der Pumpgeschwindigkeit S_0 angeordnet.

Die aktuelle Version der DPS besteht im Gegensatz zu ihrem Vorgängermodell nicht aus einem einzigen Kryostaten, sondern aus mehreren einzelnen Komponenten [Kos12]. Bei dem neuen Design wurde darauf geachtet, auch den Austausch einzelner Komponenten zu ermöglichen. Das aktuelle Magnetsystem besteht aus fünf unabhängigen supraleitenden Solenoiden, deren Schutzdioden im Falle eines Austauschs erreicht und ersetzt werden können. Die Magnete umschließen mit ihrer warmen Bohrung das Strahlrohr der DPS und erzeugen in diesem einen magnetischen Fluss, dem die β -Elektronen folgen. Aufgrund der zeitlich begrenzten Wartungsarbeiten im laufenden Messbetrieb und dem damit verbundenen möglichen Austausch von Komponenten bietet diese Konfiguration deutliche Vorteile gegenüber dem Vorgängermodell.

Das Strahlrohr der DPS ist aus insgesamt fünf Elementen zusammengesetzt, die über Pumpstutzen unter einem Winkel von jeweils 20° miteinander verbunden sind (Abbildung 3.1). Die Strahlrohrelemente befinden sich jeweils in den warmen Bohrungen der Solenoide. Am unteren Bereich der Pumpstutzen befinden sich vier Turbomolekularpumpen. Diese sind kaskadenförmig angeordnet und reduzieren gemeinsam den Tritiumgasfluss um bis zu fünf Größenordnungen. Die Funktionsweise der Turbomolekularpumpen basiert auf der Stator-Rotor-Kombination (Anhang A.1) [Pfe15] [Dem06]. Für weitere Informationen siehe [Kos12] [Jan15]. Eine technische Beschreibung der verwendeten Turbomolekularpumpen befindet sich im Anhang A.2. Um die Pumpleistung innerhalb der DPS zu maximieren,

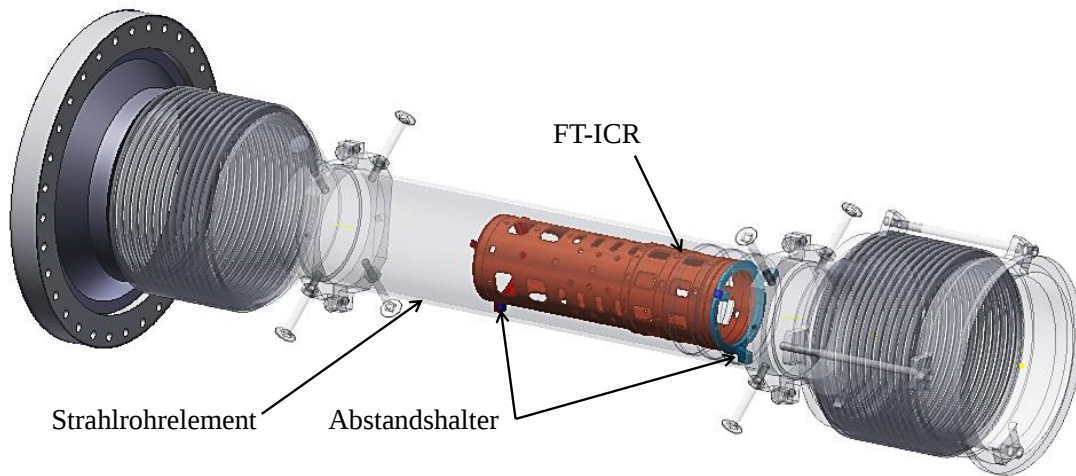


Abbildung 3.3: Ausrichtung des FT-ICR Moduls im Strahlrohrelement. Spezielle Abstandshalter fixieren das FT-ICR Modul zentrisch im Strahlrohr. Das Modul besitzt einen Innendurchmesser von 71 mm und umschließt im späteren Magnetfeldbetrieb den magnetischen Flussschlauch [Ubi09]. Der Abstand zum magnetischen Flussschlauch beträgt nur einige Millimeter. Daher muss das Strahlrohr mit dem zentrisch verbauten FT-ICR Modul zum magnetischen Flussschlauch exakt ausgerichtet werden [Jan15] [Kos12].

werden die Pumpen in einer Kaskade betrieben (Abbildung 3.2) [Kos12] [Jan15]. Diese Anordnung basiert auf dem Prinzip des Dichteunterschieds innerhalb einer Pumpe. Dazu wird der Ausgang der Turbomolekularpumpe, welche am Ort des qualitativ besten Vakuums sitzt, an den Eingang der Turbomolekularpumpe angeschlossen, welche am Ort des qualitativ nächstbesten Vakuums sitzt. Damit die Transportsektion den höchstmöglichen Tritium-Reduktionsfaktor erreicht, wurde dieses Kaskadenaufbau modifiziert und bildet einen Teil des sogenannten Loop-Systems. Der Aufbau des Loop-Systems der DPS ist im Anhang A.3 zu finden.

Besitzen Moleküle einen Impuls parallel zur Strahlrohrachse, können diese nicht abgepumpt werden. Dieser Vorgang wird als "Beam-Effekt" bezeichnet und wird im KATRIN-Experiment durch vier Schikanen in der DPS und vier weitere Schikanen in der CPS unterdrückt. Dadurch erhöht sich die Pumpleistung deutlich.

Wie bereits in Abschnitt 3.1 erläutert, kann es aufgrund von verschiedenen Ionisationsprozessen zur Ionenbildung in der Quelle kommen. Zur qualitativen und quantitativen Analyse der Ionen ist im ersten und letzten Strahlrohrelement der DPS ein FT-ICR Modul installiert (Abbildung 3.3). Innerhalb des FT-ICR Moduls muss für die korrekte Analyse des Ionenflusses ein möglichst homogenes Magnetfeld vorhanden sein (Abbildung 3.4). Die genaue Kenntnis über die Ionenzusammensetzung und deren Verteilung im Strahlrohr sind aufgrund ihrer induzierten systematischen Effekte für die Bestimmung der Neutrinomasse von entscheidender Bedeutung. Für weitere Informationen zur Analyse der Ionen mit Hilfe der Fouriertransformation-Ionenzyklotronresonanz siehe [Kan08] [Mar02] [Shi00] [Mar98] [Gua95] [Com74].

Um das Eindringen der Ionen in die Spektrometer zu verhindern, ist eine Ringelektrode im fünften Strahlrohrelement der DPS installiert. Die kinetische Energie der Tritium-Ionen ist rein thermisch, da beim β -Zerfall die Kernrückstoßenergie vernachlässigbar klein ist.

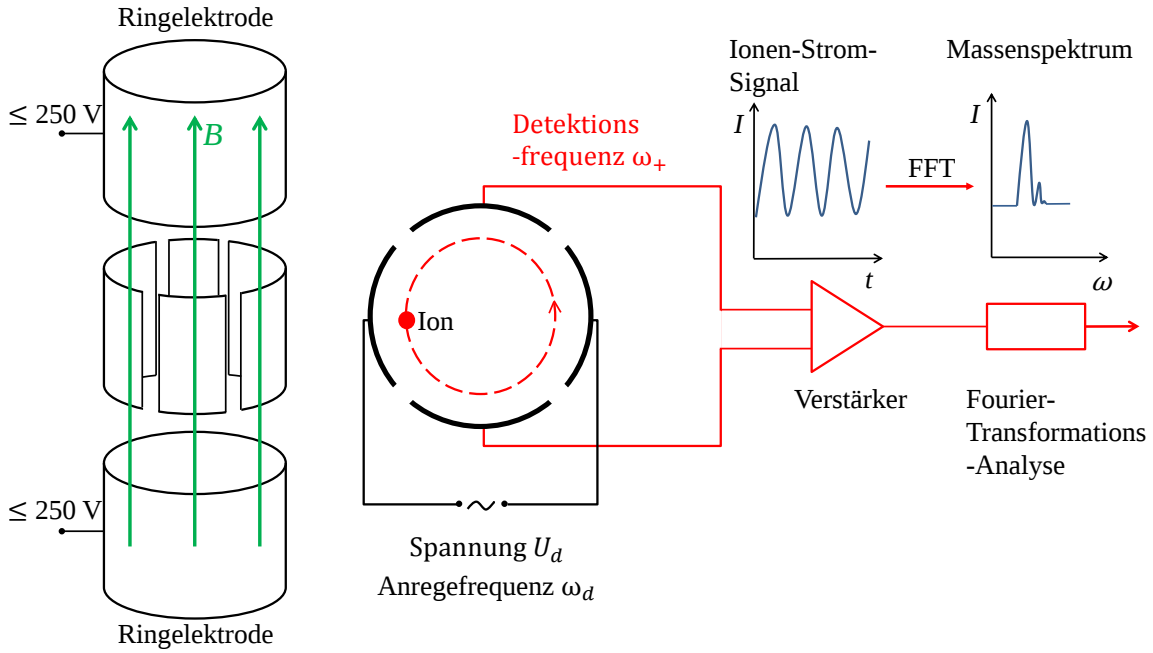


Abbildung 3.4: Schematische Darstellung des FT-ICR Moduls. Zwei Ringelektroden bilden zusammen mit einem extern erzeugten homogenen Magnetfeld eine Penningfalle. Zwischen diesen befindet sich eine in vier Segmente unterteilte Ringelektrode. Zwei dieser Segmente werden an eine Wechselspannung U_d mit der Anregungsfrequenz ω_d angeschlossen und erzeugen ein Wechselfeld. Ionen bewegen sich in der Penningfalle auf Zyklotronbahnen, mit einer massenabhängigen Umlauffrequenz. Stimmen Frequenz des Wechselfelds und Umlauffrequenz überein, kommt es zur Resonanz und der Radius der Zyklotronbahn vergrößert sich. Diese Änderung erzeugt an den verbleibenden zwei Segmenten eine Wechselspannung, welche im Anschluss verstärkt und Fourier-Transformiert wird. Die Frequenz des erhaltenen Massenspektrums wird durch das Masse-/Ladungsverhältnis bestimmt [Kan08] [Mar02] [Shi00].

Da die Arbeitstemperatur der Quelle etwa 30 K beträgt, ist die mittlere kinetische Energie der Tritiumionen beim Verlassen der WGTS im Bereich einiger meV [Glu14]. Weitere Details zu den Energiespektren der verschiedenen Ionen innerhalb der WGTS siehe [Win11]. Um eine höchst effektive elektrostatische Barriere gegen alle Ionensorten und -cluster zu erzeugen, wird die Ringelektrode auf ein Potenzial von +100 V gelegt [Glu14]. Die für die Neutrino-Massenanalyse relevanten β -Elektronen müssen zwar einen gewissen Betrag ihrer kinetische Energie zum Überwinden des Potenzials aufwenden, erhalten denselben Betrag jedoch während dem Verlassen des Potenzials zurück.

Durch kontinuierliches Spiegeln des Ionenimpulses an der Ringelektrode und an dem von der Quelle kommenden Gasfluss kann es zu einer Steigerung der Ionenrate im Strahlrohr kommen. Um das Auftreten von Raumladungen oder die Bildung von Plasma zu unterdrücken, müssen die Ionen neutralisiert und abgepumpt werden. Hierzu werden die Ionen aus dem magnetischen Flussschlauch durch drei Dipolelektroden abgelenkt, die in den Strahlrohrelementen zwei bis vier untergebracht sind und elektrische Potenziale senkrecht zum Magnetfeld erzeugen (Abbildung 3.5). Dringen Ionen in diese Dipolfelder ein, erfahren

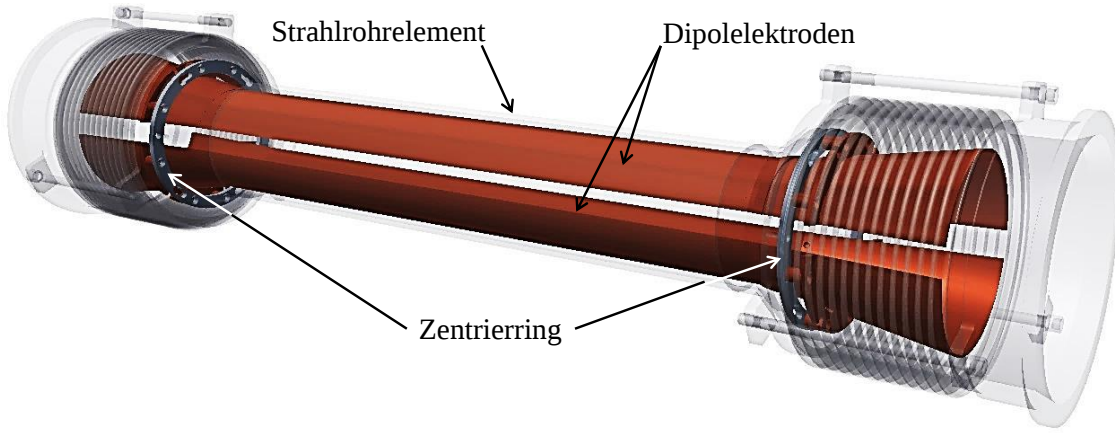


Abbildung 3.5: Ausrichtung der Dipolelektrode im Strahlrohrelement. Zwei Halbschalen aus Edelstahl bilden zusammen die Dipolelektrode. Ihr radialer Abstand zum Strahlrohr beträgt lediglich 4 mm. Ein spezieller Zentrierring ermöglicht die koaxiale Ausrichtung der Dipolelektrode zum Strahlrohr. Spezielle Keramikisolatoren zwischen dem Zentrierring und dem Strahlrohr verhindern den elektrischen Kontakt.

sie eine Driftgeschwindigkeit, die mit

$$\vec{v}_{\text{Drift}} = \frac{\vec{E} \times \vec{B}}{|\vec{B}|^2} \quad (3.5)$$

beschrieben werden kann. Verlassen die Ionen den magnetischen Flussschlauch, rekombinieren diese direkt bei Kontakt mit den Elektronen aus dem Edelstahl des Strahlrohrs und werden als neutrale Moleküle abgepumpt [Win11] [Rei09b].

3.2.1 Technische Spezifikationen der Magnete hinsichtlich des Designs der DPS und des KATRIN-Experiments

Um die Energieauflösung des Hauptspektrometers gemäß Gleichung (2.4) zu erreichen, sind für das KATRIN-Experiment Magnetfelder im Tesla-Bereich nötig. Diese können nicht durch normalleitende Spulen erzeugt werden. Daher ist die Verwendung von supraleitenden Magneten unabdingbar. Aufgrund der Lorentzkraft folgen die β -Elektronen den magnetischen Feldlinien auf spiralförmigen Trajektorien, ohne ihre Gesamtenergie im Falle einer adiabatischen Bewegung zu beeinflussen. Diese Führung wird von der Quelle bis zum Detektor mit insgesamt 24 supraleitenden Magneten realisiert [KAT05].

Der Innendurchmesser des KATRIN-Strahlrohrs begrenzt sowohl die Größe des magnetischen Flussschlauchs als auch den Radius der spiralförmigen Trajektorien der β -Elektronen. Starke Magnetfelder im Tesla-Bereich reduzieren den Zyklotronradius aufgrund der höheren Lorentzkraft und vermeiden so Kollisionen der β -Elektronen mit dem Strahlrohr. Zudem ist eine hervorragende Homogenität des Magnetfelds entlang der warmen Bohrung der Solenoide für die adiabatische Führung der β -Elektronen obligatorisch. Zusätzlich erhöhen starke Magnetfelder die magnetische Abschirmung gegen Untergrundelektronen.

Ein weiterer Vorteil von supraleitenden Magneten ist der im Vergleich zu normalleitenden Magneten relativ geringe Stromverbrauch. Der größte Anteil ist dabei auf die Kühlung der supraleitenden Spule auf LHe-Temperatur zurückzuführen. Der Stromverbrauch ist

hinsichtlich der Verwendung von 24 supraleitenden Magneten im KATRIN-Experiment ein entscheidender Kostenfaktor.

Mit den in Abschnitt 3.1 aufgeführten Aufgabenbereichen der DPS konnten die erforderlichen technischen Spezifikationen der Magnete festgelegt werden. Um die erforderliche Reduktion des Tritiumgasflusses zu erreichen, musste das Volumen und somit der Durchmesser des Strahlrohrs so gering wie möglich gewählt werden [KAT05]. Anhand von ersten Reduktionsmessungen des Gasflusses mit dem Vorgängermodell der DPS wurde das neue Vakuumsystem mit einem Durchmesser des Strahlrohrs von 100 mm spezifiziert, in Anlehnung an eine maximale magnetische Flussdichte von 5,5 T und einem magnetischen Fluss von 191 Tcm^2 [Kos12] [Jan15]. Diese Werte, wurden vertraglich zwischen CMI und dem KIT in den technischen Spezifikationen festgelegt.

Um eine möglichst genaue Ausrichtung des Vakuumsystems an der Hülle der Magnet-Kryostaten vornehmen zu können, wurde im Vertrag zwischen CMI und dem KIT eine maximale Abweichung der Spulenachse gegenüber der Kryostatenachse von unter 1 mm festgelegt. Im 5. Kapitel werden Magnetfeldmessungen und Analysemethoden vorgestellt, mit denen eine genaue Bestimmung der Spulenposition im Kryostaten möglich ist. Außerdem wird eine Empfehlung für die Feinjustierung des Vakuum- und des Magnetsystems gegeben, sowie eine detaillierte Berechnung der Abweichung der Spulenposition vom Sollwert mit Berücksichtigung auf die vertraglich festgelegten, technischen Spezifikationen.

Eine weitere Besonderheit der DPS ist die bereits erwähnte verkippte Anordnung der Magnete und der Strahlrohrelemente, welche die Schikane erzeugen. Die Spulen im Kryostaten erfahren dadurch nicht nur eine magnetische Kraft sondern, sind auch einem Drehmoment ausgesetzt. Aus dieser Anordnung resultieren besondere Herausforderungen an das Design der Rekondensormagnete.

3.2.2 Herausforderungen an die DPS-Magnete bezüglich der verkippten Anordnung

Die vier Schikanen im Strahlrohr der DPS sind essentiell (siehe Abschnitt 3.2). Die Magnete weisen daher die gleichen Verkippungen von 20° auf wie das Strahlrohr (Abbildung 3.6). Durch diese Anordnung können sich die magnetischen Kräfte nicht kompensieren. Es treten resultierende Kräfte und Drehmomente auf, die auf die Spulen wirken. Vor allem die auftretenden Drehmomente stellen das Design der Solenoiden und speziell ihre Kryostaten vor eine extreme Herausforderung. Eine Positionsveränderung der Spule im Kryostaten könnte einerseits eine Berührung oder Kollision des magnetischen Flussschlauchs mit dem Strahlrohr verursachen und könnte andererseits auch zu Funktionsstörungen der Solenoide führen.

Das Magnetdesign wurde von CMI speziell für die gestellten Anforderungen erstellt. Weitere Informationen bezüglich des Designs der Rekondensormagnete und der technischen Umsetzung der aus der speziellen Anordnung resultierenden Anforderungen sind im 4. Kapitel zu finden.

Bei einem Quench treten kurzzeitig magnetische Kräfte auf, die weit größer sind als im normalen Magnetfeldbetrieb. Das Design der Magnete ist auf die Quenchkräfte ausgelegt und kann diese durch eine spezielle innere Kryostatenstruktur abfangen [Ber13b] [Ber13a]. Eine ausführliche Beschreibung des Aufbaus der Kryostaten erfolgt ebenfalls im 4. Kapitel.

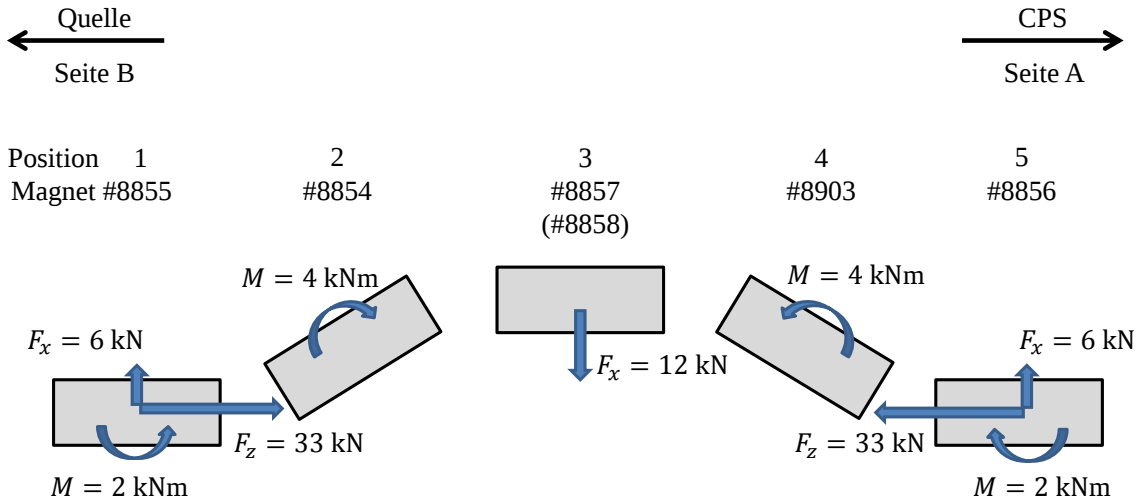


Abbildung 3.6: Auftretende Kräfte und Drehmomente auf das Magnetsystem der DPS. Die in der Abbildung eingezeichneten Kräfte und Drehmomente beziehen sich auf den Betrieb aller fünf Magnete der DPS bei vollem Feld unter Vernachlässigung weiterer Komponenten des KATRIN-Experiments. Die Berechnungen wurden von CMI erstellt [Ber13b]. Zu beachten ist, dass die Kräfte, welche in axialer Richtung auf die Magnete auf den Position eins und fünf ($F_z = 33 \text{ kN}$) wirken, bei nominalem Feld der Quelle und der CPS fast verschwinden. Die wirkenden Kräfte in horizontaler Richtung (F_x) bleiben dabei unbeeinflusst. Zusammen mit den Drehmomenten auf die Magnete auf den Positionen zwei und vier bilden sie somit die größte Herausforderung an die Spulenhaltestruktur.

3.2.3 Aufbau des Vakuumsystems und Feinjustierung des Strahlrohrs

Zum Erreichen der maximalen Transmission der β -Elektronen durch die DPS muss die Spulenposition im Kryostaten genau bekannt sein. Diese erlaubt eine Feinjustierung des Vakuum- und Magnetsystems relativ zueinander.

Das Strahlrohr der DPS ist in insgesamt fünf Elemente unterteilt (Abbildung 3.1), die jeweils in der warmen Bohrung des entsprechenden Magneten ausgerichtet werden. Die Justierung erfolgt anhand der ermittelten Daten der Spulenpositionen im Kryostaten. Über Stellschrauben kann die Ausrichtung des Strahlrohrs in horizontaler und vertikaler Richtung in den warmen Bohrungen fixiert werden. Eine Justierung in axialer Richtung ist aufgrund der fest installierten Pumpstutzen, an denen die Strahlrohrelemente befestigt sind, nicht möglich. Zusätzliche Einstellungen können durch die Ausrichtung der Kryostaten selbst vorgenommen werden. Die Magnete können, mit Hilfe von sogenannten Drucktellern in der horizontalen Ebene, diese beinhaltet auch die axiale Richtung, positioniert werden. Eine Positionierung in vertikaler Richtung erfolgt durch die Zugabe oder Entnahme von Ausgleichsblechen.

Die Möglichkeiten der Positionierung des Vakuum- und Magnetsystems erlaubt es, den magnetischen Flussschlauch bei genauer Kenntnis der Spulenpositionen, und das Strahlrohr sehr präzise aufeinander auszurichten. Aufgrund der räumlichen Beschränktheit zwischen den im Strahlrohr eingebauten Komponenten (FT-ICR Module, Dipole und Ringelektrode) und dem magnetischen Flussschlauch müssen alle Komponenten zentrisch im Strahlrohr ausgerichtet werden (Abbildung 3.7). Eine nachträgliche Ausrichtung der einzelnen Komponenten im Strahlrohr bei aufgebaute Vakuumsystem ist nicht möglich.

3.3 Ziele der vorliegenden Arbeit

Das Primärziel des KATRIN-Experiments ist die Verbesserung der Sensitivität auf die Neutrinomasse auf 200 meV, in den angegebenen drei Jahren Messzeit. Hierzu muss die magnetisch-adiabatische Führung der β -Elektronen kollisions- und verlustfrei durch die DPS erfolgen. Von entscheidender Bedeutung ist hierfür, den durch die supraleitenden Magnete erzeugten magnetischen Flussschlauch im Strahlrohr der DPS zentrisch auszurichten, um eine Kollision der geführten β -Elektronen mit dem Strahlrohr zu vermeiden.

Bevor eine Magnetfeldvermessung zur Bestimmung der Spulenpositionen, durchgeführt werden konnte, musste erst der Aufbau und die Inbetriebnahme des Magnetsystems durchgeführt werden (4. Kapitel). Diese Aufgaben stellen die ersten Ziele dieser Arbeit dar. Während der Inbetriebnahme war es wichtig, die zahlreichen Herausforderungen und Probleme zu identifizieren und mit sorgfältig ausgewählten Lösungen zu beheben (Abschnitt 4.3). Dazu zählt auch eine Empfehlung für zukünftige Projekte dieser Art abzugeben, mit Hinblick auf den Betrieb der kritischen Komponenten eines Rekondensormagneten und der sicherheitsspezifischen Optimierungen (Abschnitt 4.4). Zweites Ziel dieser Arbeit ist die Ermittlung der Position der supraleitenden Spulen in den entsprechenden Kryostaten, um daraus die Feinjustierung von Magnet- und Vakuumsystem zu bestimmen (5. Kapitel).

Der baugleiche supraleitende Solenoid der Rear-Sektion wurde zeitgleich mit den DPS-Magneten gefertigt und am KIT angeliefert. Im Zuge dieser Arbeit wurde dieser Solenoid ebenfalls in Betrieb genommen sowie die Magnetfeldvermessung zur Spulenpositionsbestimmung durchgeführt.

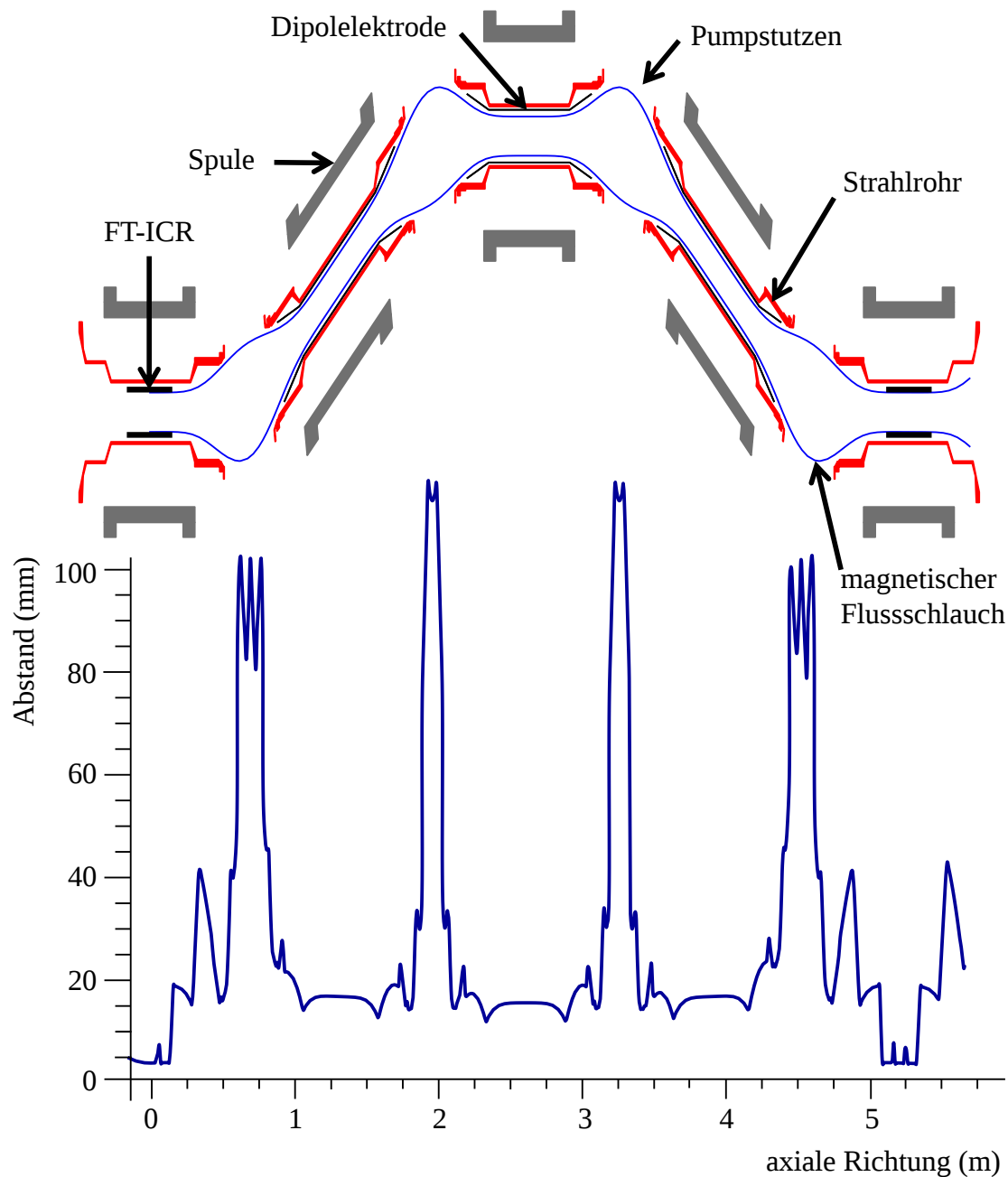


Abbildung 3.7: Abstand zwischen dem magnetischen Flussschlauch und dem Vakuumsystem der DPS. Die Abbildung zeigt eine in Kassiopeia erstellte Simulation des magnetischen Flussschlauchs in der DPS, bei horizontalem Schnitt (oberer Bildbereich) [Fur15] [Col15]. Zu sehen sind die einzelnen Komponenten (FT-ICR Module, Dipole und Ringelektrode), die im Strahlrohr der DPS verbaut sind, und somit den Durchmesser des Strahlrohrs reduzieren. Die Funktion im unteren Bildbereich zeigt den geringsten Abstand zwischen dem magnetischen Flussschlauch und dem Strahlrohr bzw. den eingebauten Komponenten. Das Schaubild macht deutlich, wie genau die Ausrichtung des Strahlrohrs zum Magnetsystem erfolgen muss, um eine Berührung bzw. eine Kollision des magnetischen Flussschlauchs mit dem Strahlrohr und den Komponenten zu verhindern. Die Geometrien für die Simulation wurde erstellt von [Com15].

4. Inbetriebnahme der Rekondensormagnete der DPS

Im Sommer 2014 wurden die supraleitenden Magnete der DPS und der Rear-Sektion nach zwei Jahren Konstruktions- und Produktionszeit in Zusammenarbeit mit der Herstellerfirma CMI, an das KIT angeliefert. Nach deren Positionierung auf einem am KIT gefertigten Magnetuntergestell wurden die elektronischen Verbindungen zwischen den Steuerungs- sowie den Anzeigeeinheiten und den Solenoiden eingerichtet. Zudem wurden die für die Magnetkühlung notwendigen Kompressoren zur Durchführung erster Funktionstests, an die Strom- und Kühlwasserversorgung der Halleninfrastruktur angeschlossen und mit den Solenoiden verbunden. Mit der erfolgreichen Fertigstellung der Montagearbeiten am Magnetsystem der DPS konnte mit der Inbetriebnahme begonnen werden. Der exakte Ablauf der Inbetriebnahme ist vertraglich zwischen dem KIT und dem Hersteller festgelegt und wurde von dieser mit Unterstützung des KIT-Personals, insbesondere von IKP¹, ITEP² und TLK³, sowie dem Autor dieser Arbeit durchgeführt.

In diesem Kapitel werden die fundamentalen Ereignisse und Erkenntnisse dieser Inbetriebnahme geschildert. Zunächst wird die Funktionsweise der Rekondensormagnete erklärt (Abschnitt 4.1), gefolgt von der schrittweisen Beschreibung der Inbetriebnahmeprozedur (Abschnitt 4.2). Letztere sollte bei jeder Inbetriebnahme eines bauähnlichen Rekondensormagneten im KATRIN-Experiment angewandt werden. Die bei der Durchführung gesammelten Erfahrungen werden in Abschnitt 4.3 zusammengefasst. Dazu gehört neben der detaillierten Beschreibung der aufgetretenen, identifizierten und designbedingten Probleme auch die Darlegung der durchgeführten Modifikationen an den Magneten. Diese Veränderungen sind für eine sichere Inbetriebnahme und den stabilen Langzeitbetrieb der Rekondensormagnete entscheidend. Zusätzlich wird eine Optimierung der Abkühlprozedur zur Reduktion des Verbrauchs von hierfür benötigtem Flüssig-Helium erläutert. Anhand der gesammelten Erfahrungen wird zuletzt eine Empfehlung für zukünftige Projekte dieser Art gegeben (Abschnitt 4.4).

¹Institut für Kernphysik

²Institut für Technische Physik

³Tritium Labor Karlsruhe

4.1 Funktionsweise eines Rekondensormagneten

Das KATRIN-Experiment stellt mit seiner Betriebszeit von mindestens fünf Kalenderjahren besondere Voraussetzungen an seine Komponenten hinsichtlich von Wartungs- und Reparaturarbeiten [KAT05]. Insbesondere die zur magnetisch-adiabatischen Führung der β -Elektronen eingesetzten Solenoiden müssen während dieser Zeit die supraleitende Eigenschaft der Spule aufrechterhalten. Ein Kriterium, welches das Magnetdesign erfüllen muss, ist daher die quasi verlustfreie Speicherung des Flüssig-Heliums (LHe⁴) für mindestens neun Monate [Stu12]. Hinsichtlich dieses Kriteriums und weiterer technischer Spezifikationen (Abschnitt 3.2.1) wurde das Konzept des Rekondensormagneten als idealer supraleitender Solenoid für den Einsatz in der differentiellen Pumpstrecke identifiziert [Kos15].

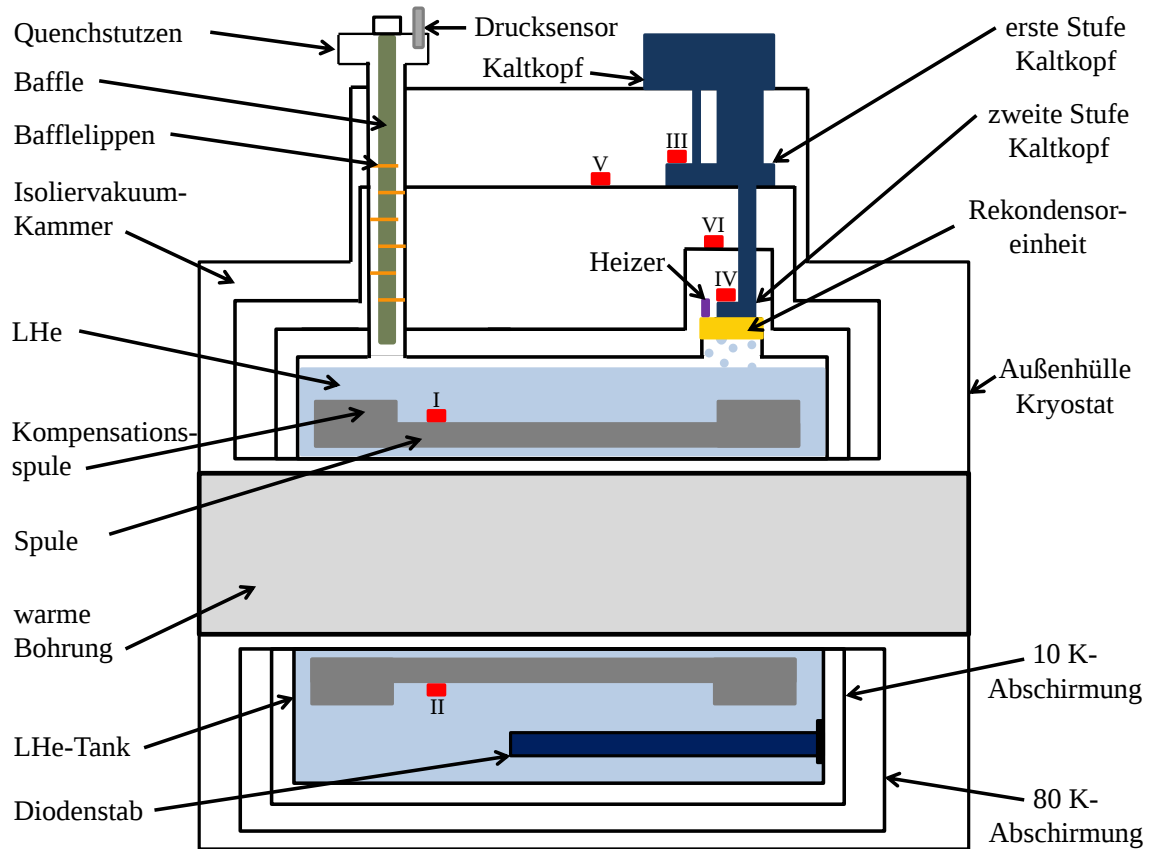


Abbildung 4.1: Schematischer Aufbau eines Rekondensormagneten. Die Darstellung ist den technischen Zeichnungen von CMI nachempfunden [Ber13a]. Eine Besonderheit der in der DPS und der Rear-Sektion verwendeten Magnete bildet die übergroße, warme Bohrung (hellgrau) mit einem Durchmesser von 254 mm, welche speziell an das Strahlrohrdesign angepasst ist. Die Dioden des Diodenstabs, welcher sich unterhalb der Spule befindet, schützen die Spule im Falle eines Quenches, indem sie die in der Spule gespeicherte Energie abführen und an das LHe-Bad abgeben. Insgesamt sind zur Temperaturüberwachung sechs Temperatursensoren (rot) an verschiedenen Stellen im Kryostaten platziert (I: Spulenoberseite, II: Spulenunterseite, III: erste Stufe Kaltkopf, IV: zweite Stufe Kaltkopf, V: 80 K-Abschirmung, VI: 10 K-Abschirmung). Aus Sicherheitsgründen sind diese Sensoren redundant installiert.

⁴Liquid Helium

Bei einem Rekondensormagnet befindet sich die Spule in einem Bad aus LHe bei einer Temperatur von 4,15 K [Zha11], gemessen bei einem nominellen Druck von 1013,25 mbar (Abbildung 4.1). Der Spulendraht besteht aus einer Kupfermatrix, in welche eine Niob-Titan-Legierung (NbTi) eingebettet ist und die unter einer Sprungtemperatur von 9,2 K supraleitend wird [Com63] [Ber13b]. Die supraleitende Eigenschaft setzt bei Erreichen der Sprungtemperatur schlagartig ein. Oberhalb dieser Temperatur erfahren die delokalisierten Leitungselektronen in der NbTi-Legierung einen Widerstand aufgrund der Streuung an akustischen Phononen und an Verunreinigungen durch Fremdatome im Kristallgitter. Bei Temperaturen unterhalb der Sprungtemperatur wechselwirkt ein Elektron über das Kristallgitter mit einem anderen Elektron. Es erfolgt eine gegenseitige, indirekte Anziehung beider Elektronen, deren Bindung Cooper-Paar genannt wird [Bar57]. Das Cooper-Paar ist aufgrund seines verschwindenden Spins ein Boson und unterliegt nicht mehr, wie die Elektronen, der Fermi-Dirac-Statistik, sondern der Bose-Einstein-Statistik [Coo56]. Das bedeutet, dass alle Cooper-Paare denselben Energiezustand annehmen und mit einer einzigen Wellenfunktion beschrieben werden können. Diese Wellenfunktion tritt nicht mit dem Gitter in Wechselwirkung und es wird keine Energie durch Stoßprozesse abgegeben. Dadurch kann der Strom verlustfrei im Leiter transportiert werden [Coo56] [Coo57] [Bar57]. Die Bindung der Cooper-Paare kann durch einen zu hohen Energieeintrag, in Form von Wärme, einem externen Magnetfeld oder einem zu hohen Strom im Leiter aufgebrochen werden. Dies hat einen direkten Zusammenbruch der supraleitenden Eigenschaft des Leiters zur Folge. Erfolgt dies während des Betriebs eines supraleitenden Solenoids, so spricht man von einem Quench. Für einen tieferen Einblick in die Theorie der Quantenmechanik von Supraleitern siehe [Hue13] [Coo56] [Coo57] [Bar57].

Um die Niob-Titan-Spule in den supraleitenden Zustand zu überführen und diesen aufrecht zu erhalten, muss die Spule komplett und permanent von LHe umgeben sein. Dies kann nur mit einem hinreichend isolierenden Kryostaten realisiert werden, da LHe aufgrund seiner geringen molaren Wärmekapazität schon bei einem geringfügigen Wärmeeintrag in die gasförmige Phase übergeht. Zur langfristigen Speicherung des LHe besteht die Isolierung der Solenoide aus einer Kombination von aktiver Kühlung und passiver Abschirmung. Letztere ist durch eine den LHe-Behälter umgebende Isoliervakuum-Kammer realisiert, in der mehrere Abschirmungsschichten aus Superisulationsfolie angebracht sind. Die Superisolation besteht aus zahlreichen Lagen einer aluminiumbedampften Polyesterfolie, die evakuiert wird [Mat80]. Das Isoliervakuum unterdrückt unterhalb eines Drucks von 10^{-4} mbar effektiv den Wärmetransport durch Konvektion, wobei die Superisolation den Wärmeeintrag durch Strahlung minimiert.

Im Allgemeinen ist ein Solenoid wie folgt aufgebaut, beschrieben von außen nach innen (Abbildung 4.1). Ein 4,8 mm dickes, massives Edelstahlgehäuse bildet die Außenhülle des Kryostaten, gefolgt von der Isoliervakuum-Kammer mit der äußeren 80 K- und der inneren 10 K-Abschirmung die jeweils von mehreren Lagen Superisulationsfolie umgeben sind. Im Inneren des Solenoids befindet sich der LHe-Behälter mit einem Volumen von 80 Litern, in dem die Spule aufgehängt ist [Ber13a]. Bei Feldbetrieb erfährt die Spule enorme Kräfte und Drehmomente begünstigt durch die verkippte Anordnung der DPS-Magnete (Abschnitt 3.2.2). Um diese Kräfte auf das Kryostatengehäuse und somit auf das Magnetuntergestell abzuleiten, sind die verschiedenen Schichten und Kammern des Kryostaten über eine spezielle Haltekonstruktion miteinander verbunden. Der genaue Aufbau dieser Haltestruktur sowie die verwendeten Materialien unterliegen dem Firmengeheimnis von CMI und werden daher nicht detailliert aufgeführt. Der resultierende Wärmeeintrag, bedingt durch das spezielle Design der Rekondensormagnete, wird durch ein aktives Kühl-

system, abgeführt. Hierzu wird entstandenes, gasförmiges Helium durch eine im LHe-Tank installierte Rekondensoreinheit wieder verflüssigt. Dies ist durch einen Kaltkopf realisiert, der durch ein am Kryostat angebrachter externen Kompressor betrieben und gekühlt wird.

Berechnungen von CMI zeigen einen Gesamt-Wärmeeintrag von der Außenhülle eines einzelnen Kryostaten bis zur 80 K-Abschirmung von 23,44 W [Ber13c]. Die erste Stufe des Kaltkopfs kühlt die 80 K-Abschirmung mit einer Leistung von 36 W bei 45 K und kann diesen Wärmeeintrag vollständig abführen [Ber13c]. Der verbleibende Wärmeeintrag von der 80 K-Abschirmung bis zum LHe-Bereich beträgt etwa 1,00 W. Um die Speicherung des LHe zu gewährleisten, ist direkt über der Spule die Rekondensoreinheit am LHe-Tank angebracht. Diese wird über die zweite Stufe des Kaltkopfs mit einer Leistung von 1,35 W auf 4,2 K gekühlt. Verdampft LHe aufgrund des restlichen Wärmeeintrags, kommt es an der goldbeschichteten Rekondensoreinheit zur Kondensation von feinen LHe-Tröpfchen. Diese Tröpfchenbildung ist essentiell, da eine durchgängige LHe-Kondenssschicht auf dem Rekondensor eine isolierende Wirkung hätte und zur Minderung der Kühlleistung führen würde [Ber14b].

Zur Abkühlung und Befüllung des Magneten mit kryogenen Flüssigkeiten dient am oberen Bereich der sogenannte Quenchstutzen. Dieser ist über ein Rohr, dem sogenannten "Stack", direkt mit dem LHe-Bereich verbunden. Da diese zur LHe-Befüllung notwendige Verbindung zwischen der Außenhülle des Kryostaten und dem inneren Bereich des LHe-Tanks einen direkten Wärmeübertrag per Konvektion zur Folge hat, befindet sich im Inneren des Stacks ein Bafflesystem. Die verbauten Bafflelippen reduzieren die Strömungsgeschwindigkeit des Heliumgases und dadurch den effektiven Wärmeaustausch.

Dieses spezielle Rekondensordesign erlaubt mit seiner aktiven Kühlung und der hoch-effizienten Isolierung eine fast verlustfreie Speicherung von LHe im inneren LHe-Behälter und ist perfekt an die Herausforderungen des KATRIN-Experiments angepasst.

4.2 Verfahren zur Inbetriebnahme der Rekondensormagnete

Nachdem die Rekondensormagnete erfolgreich auf dem Magnetuntergestell positioniert und an die elektronischen Komponenten sowie die Kompressoren angeschlossen wurden, konnte mit der Inbetriebnahme begonnen werden. Diese unterscheidet sich dabei nicht von zukünftigen Inbetriebnahmen des Magnetsystems, daher kann dabei analog verfahren werden.

Um eine erfolgreiche und sichere Abkühlung der Spulen auf LHe-Temperatur durchzuführen, müssen zunächst alle Sensoren überprüft werden. Die eingebauten Temperatursensoren basierend auf Platin (Pt-100⁵) oder Ruthenium(IV)-Oxid (RO-600⁶), beruhen auf dem Prinzip des temperaturabhängigen Widerstands [Sci15]. Da sich die Spule zunächst noch auf Zimmertemperatur (293 K) befindet, können die ausgelesenen Werte der RO-600 Temperatursensoren oft große Differenzen zur Realtemperatur aufweisen. Es werden je nach Sensortyp Werte zwischen 250 und 350 K angezeigt [Ber14b]. Dies ist auf die Kalibrierkurven für tiefe Temperaturen zurückzuführen. Dennoch kann auf die Funktionsfähigkeit der Temperatursensoren geschlossen werden, da ein Bruch im Sensorkabel oder ein defekter Sensor einen fast unendlich großen Widerstand und somit eine sehr starke Abweichung der angezeigten Temperatur zur Folge hätte.

⁵Platin Messwiderstand mit einem Nennwiderstand von 100 Ω

⁶Ruthenium(IV)-Oxid (RuO₂) Messwiderstand mit einem Nennwiderstand von 1 k Ω

In der Kryotechnologie ist es üblich, Komponenten, welche auf LHe-Temperatur abgekühlt werden sollen, zunächst durch Flüssig-Stickstoff (LN2⁷) von Zimmertemperatur auf 77 K abzukühlen. Mit diesem Verfahren werden mehr als 90% der Wärmeenergie aus dem System abgeführt. Bei einem Literpreis von etwa 0,25 Euro für LN2⁸ und etwa 8 Euro für LHe⁸ können somit die Kosten enorm reduziert werden [Sch15a]. Dieses Verfahren wird ebenfalls bei den verwendeten Rekondensormagneten angewendet, um den LHe-Bereich sowie die 80 K- und 10 K-Abschirmungen vorzukühlen. Zur Gewährleistung der passiven Isolation muss zu Beginn der Abkühlprozedur jedoch die Isoliervakuum-Kammer bis zu einem Druck von unter 10^{-4} mbar evakuiert werden. Anschließend kann mit der LN2-Befüllung begonnen werden. Üblicherweise dauert die erste Abkühlung mit Befüllung etwa drei Stunden und es werden etwa 300 Liter LN2 benötigt. Tritt LN2 aus dem Auslassventil am Quench-Stutzen des Magneten aus, ist die Befüllung mit LN2 abgeschlossen. Die Temperaturanzeigen sollten jetzt an der Ober- und Unterseite der Spule Werte von ca. 77 K anzeigen. Anschließend muss das System für 24 Stunden ruhen, da die Abschirmungen aufgrund ihrer großen Kaltmasse und des schwachen thermischen Kontakts nur langsam die Wärme an den LN2 abgeben. Danach kann der LN2 mit druckbeaufschlagtem Heliumgas (Helium 5.0⁹, 99,999% Reinheit) aus dem LHe-Tank des Magneten ausgedrückt werden. Ein Kaltlecktest während dieses Vorgangs ermöglicht es, auch sehr kleine Leckagen zwischen der Isoliervakuum-Kammer und dem LHe-Bereich frühzeitig zu identifizieren. Als Kaltleck werden Leckagen bezeichnet, welche nur bei tiefkalten Temperaturen auftreten und durch die Gase aus einem kryogenen Bereich in die Isoliervakuum-Kammer eindringen kann. Während des Ausdrückvorgangs müssen die Temperaturen auf der Spulenoberseite und der -unterseite sowie der Druck im LHe-Behälter beobachtet werden. Sinkt der Druck schlagartig ab, kann davon ausgegangen werden, dass sich kein LN2 mehr im LHe-Tank befindet. Der LHe-Behälter wird ab diesem Moment für weitere 15 Minuten mit warmem Heliumgas gespült. Für den weiteren Verlauf der Abkühlprozedur ist es entscheidend, auch kleinste verbliebene Mengen an LN2 aus dem LHe-Bereich zu entfernen. Ansonsten kann es zu einer unerwünschten Eisbildung kommen. Aus diesem Grund müssen die Temperaturen der Spule permanent beobachtet werden, da bei weiterem Spülen die Temperaturen ansteigen sollten. Befindet sich noch restliches LN2 im LHe-Tank, so zeigt der Temperatursensor am unteren Bereich der Spule einen Wert von ca. 77 K an. Für eine genaue Messung des Temperaturanstiegs sollte der LHe-Bereich kurzfristig von der Gaszufuhr getrennt und alle Ventile des LHe-Bereichs geschlossen werden. Wird ein Temperaturanstieg von über 77 K an der Unterseite der Spule verzeichnet, kann der Ausdrückvorgang beendet und der Kompressor gestartet werden. Um das Eindringen von Luft in den LHe-Bereich während dieser Phase zu verhindern, wird dieser mit Heliumgas druckbeaufschlagt.

Der Kompressor dient der Kühlung des Kaltkopfs durch komprimiertes Heliumgas, welcher wiederum die erste und zweite Stufe und somit über die Rekondensoreinheit den inneren LHe-Bereich kühlt (Abschnitt 4.1). Weitere Informationen über das Magnetkühlsystem sind dem Datenblatt und der Bauteilzeichnung zu entnehmen (Anhang B.7 und B.8). Um das Eindringen von Luft aus der Atmosphäre und somit die Möglichkeit einer Eisbildung im LHe-Bereich zu verhindern, muss während der gesamten Abkühlprozedur ein Überdruck im LHe-Behälter aufrechterhalten werden. Dieser wird mit Hilfe eines an eine Heliumgas-Flasche angeschlossenen Druckminderers auf maximal 140 mbar (2 psi¹⁰) Relativdruck geregelt. Die Abkühlprozedur von CMI sieht eine Kühlung mit Kompressor

⁷Liquid Nitrogen

⁸Stand: 30.2.2015

⁹Diese oder eine bessere Gasreinheit wird vom Hersteller verlangt

¹⁰1 psi entspricht etwa 69 mbar

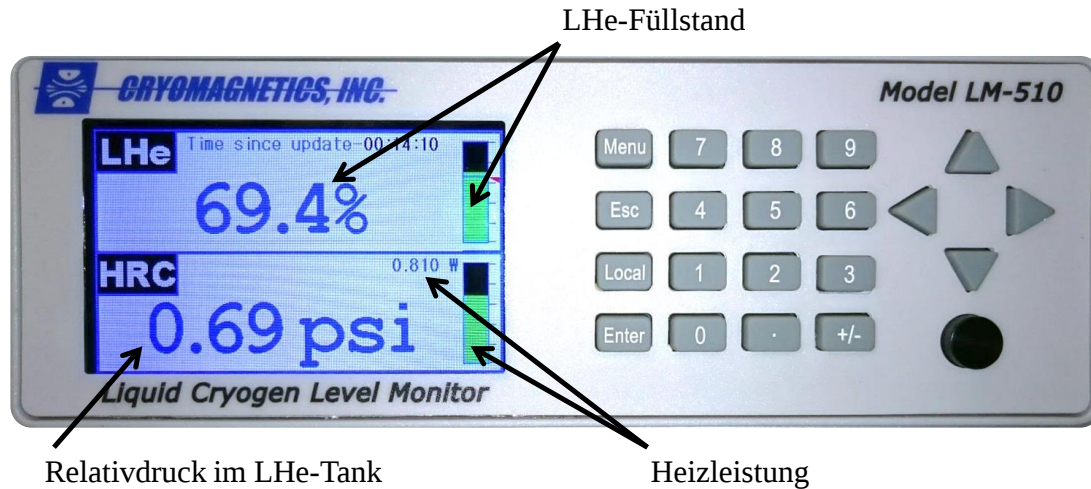


Abbildung 4.2: Füllstandsanzeige eines Rekondensormagneten. Die abgebildete Ausleseinheit (LM-510) dient neben der Anzeige des aktuellen LHe-Füllstands auch der Druck- und Heizleistungsanzeige im LHe-Bereich. Unterschreitet der Füllstand 65%, wird der Wert an der Anzeige rot markiert. In diesem Fall darf kein Strom in die Spule eingespeist werden. Negative Druckwerte, welche einen Unterdruck gegenüber der Atmosphäre bedeuten, werden ebenfalls rot dargestellt. Durch den Betrieb eines Heizelements wird ein konstanter Relativdruck von 0,7 psi (48 mbar) im LHe-Tank sichergestellt. Die eingebrachte Heizleistung kann aufgrund kleiner Toleranzen im Aufbau der Kryostaten von Magnet zu Magnet variieren.

von 24 Stunden vor. Danach kann mit dem Abkühlen mit LHe begonnen werden. Eine länger andauernde Kühlung kann den späteren LHe-Verbrauch drastisch reduzieren. Durch mehrere Abkühlvorgänge sowie durch spezifische Verbrauchsberechnungen wurde der Verbrauch von LHe optimiert und die Kosten pro Abkühlzyklus reduziert (Abschnitt 4.3.3). Idealerweise dauert ein Abkühlvorgang mit Kompressor etwa vier Tage [Har15].

Zu Beginn der LHe-Befüllung muss der LHe-Füllstandssensor an der Füllstandsanzeige (LM-510) aktiviert werden (Abbildung 4.2). Sammelt sich nach einiger Zeit LHe am unteren Bereich der Spule, wird der dort installierte Temperatursensor (Pt-100) keine aussagekräftigen Messwerte mehr liefern, da der LHe-Temperaturbereich außerhalb des sensitiven Messbereichs von etwa 20 K bis 1120 K liegt [Sho15]. Erreicht der LHe-Füllstand den Temperatursensor an der Spulenoberseite (RO-600), wird ein Temperaturwert von etwa 4 K angezeigt. Die Abkühlprozedur ist abgeschlossen, wenn der Füllstand im Magnet laut Füllstandsanzeige 100% erreicht. Daraufhin müssen alle Ventile zur Gewährleistung der Isolierung des Magneten geschlossen werden. Zusätzlich muss an der Füllstandsanzeige die Druckregulierung aktiviert werden (Abbildung 4.2). Letzteres regelt ein auf der Rekondensoreinheit installiertes Heizelement, indem die benötigte Heizleistung über den kontinuierlich ermittelten Druckwert im LHe-Bereich berechnet wird (Abbildung 4.1). Dadurch wird ein permanenter Überdruck in der LHe-Kammer erzeugt, um das Eindringen von Luft ins kryogene System sowie eine mögliche Eisbildung zu verhindern (Abschnitt 4.3.4). Letzteres ist unbedingt zu vermeiden, da diese den inneren Bereich des Kryostaten insbesondere den LHe-Tank und den Stack erheblich beschädigen könnte (Abschnitt 4.3.5).

CMI garantiert ab einem LHe-Füllstand über 65% die Supraleitfähigkeit der Spule und gewährleistet somit einen sicheren Magnetfeldbetrieb. Für das Verfahren des Magnetfelds ist zu beachten, dass die vom Hersteller berechneten Stromänderungsraten am Netzteil des Magneten korrekt eingestellt und der supraleitende Wärmeschalter (PSH¹¹) aktiviert ist (Abbildung 4.3). Dieser Zustand wird als "Driven Mode" bezeichnet. Nach Erreichen der gewünschten Strom- bzw. Magnetfeldstärke müssen alle Sensoren überprüft und anschließend der supraleitende Wärmeschalter deaktiviert werden. Dadurch wird der Stromkreislauf der Spule geschlossen, der eingespeiste Strom verlustfrei gespeichert und somit ein konstantes Magnetfeld aufrechterhalten. Das System befindet sich daraufhin im sogenannten "Persistent Mode".

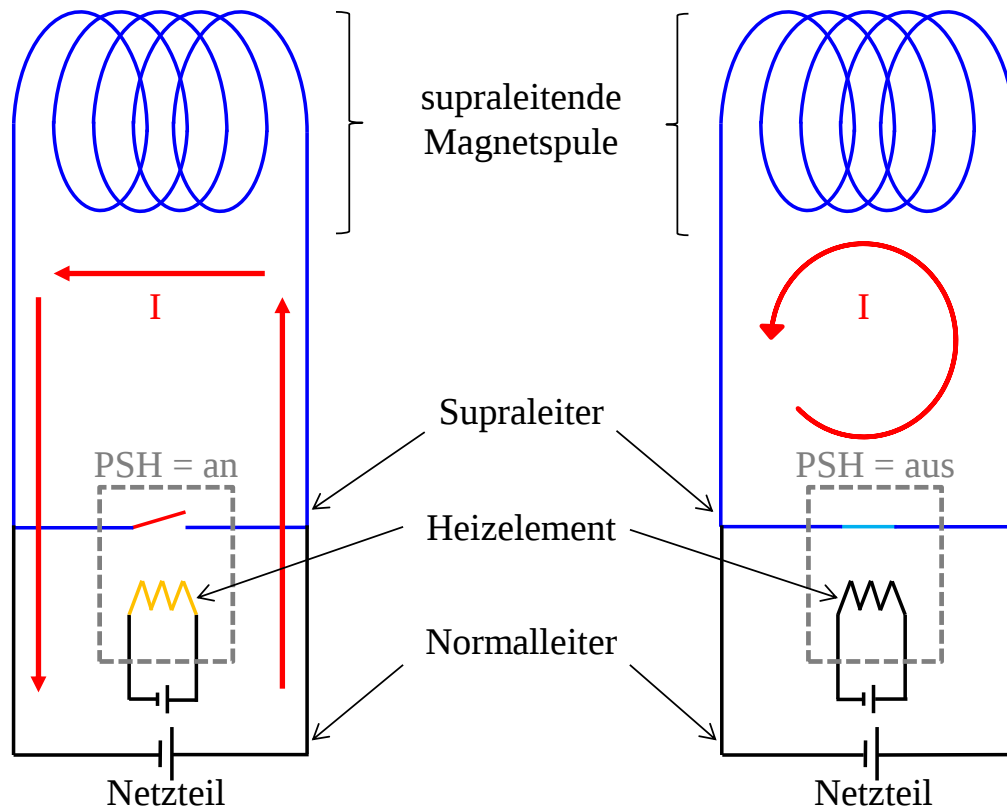


Abbildung 4.3: Funktionsweise des supraleitenden Wärmeschalters. Bevor in die Magnetspule Strom eingespeist wird und somit der Aufbau des Magnetfelds stattfinden kann, muss der supraleitende Wärmeschalter (PSH) aktiviert werden. Dieser erwärmt über ein Heizelement einen Teil der supraleitenden Stromverbindung, welcher die Pole der Magnetspule kurzschließt, und daraufhin normalleitend wird. Hierdurch entsteht ein endlicher Widerstand. Anschließend wird über das externe Netzteil Strom in die Spule gefahren (linke Abbildung). Nach Erreichen des gewünschten Magnetfelds kann der PSH deaktiviert werden. Die Verbindung des Stromkreises der Spule wird daraufhin supraleitend und der Strom ist quasi verlustfrei in der Spule gespeichert (rechte Abbildung).

¹¹Persistent Switch Heater

4.3 Erfahrungen aus der Inbetriebnahme der Rekondensormagnete

Während der Inbetriebnahme und der simultan stattfindenden Abnahmetests der Rekondensormagnete von September 2014 bis März 2015 wurden mehrere designbedingte Probleme identifiziert und in Zusammenarbeit mit dem Hersteller technisch gelöst. Gleichzeitig wurden durch mehrere durchgeführte Abkühlzyklen, bedingt durch die Wiederinstandsetzung der Magnete, Erfahrungen gesammelt, mit denen die Inbetriebnahmeprozedur optimiert wurde. Innerhalb dieses Abschnitts sind die Erfahrungen und Probleme sowie deren Lösungsansätze zusammengefasst.

4.3.1 Kaltlecks an den Indiumdichtungen

Die zur Supraleitfähigkeit benötigten tiefen Temperaturen stellen die Flanschverbindungen und deren Dichtmaterial im LHe-Tank vor große Herausforderungen. Im Gegensatz zu den Verbindungen zwischen der Isoliervakuum-Kammer und der Kryostatenhülle können diese im LHe-Bereich nicht mit Elastomerdichtungen realisiert werden, da diese bei tiefen Temperaturen spröde werden, ihre Elastizität verlieren und somit ihre notwendige, dichtende Eigenschaft nicht mehr garantieren können. Weicher Indiumdraht hat sich als bewährtes Dichtmittel für die Anwendung in der Kryo- und Vakuumtechnologie manifestiert. Bedingt durch seine Duktilität besitzt Indium die Eigenschaft, unter Druck zwischen zwei harten Metallflanschen in die kleinsten Unebenheiten der Verbindung zu fließen, um die beiden Flansche regelrecht miteinander zu verkleben. Zusätzlich weist Indium auch bei tiefen Temperaturen eine geringe Neigung zur Versprödung auf [Hai15].

Bildet sich nach dem Abkühlvorgang auf LN2 Temperatur Eis oder Kondenswasser in der warmen Bohrung der Magnete, so ist dies grundsätzlich auf einen thermischen Kontakt zwischen der Außenhülle und den inneren Bereichen zurück zu führen. Ein direkter Kontakt einzelner Abschirmungen kann aufgrund der fehlenden mechanischen Einwirkung während des Abkühlvorgangs weitgehend ausgeschlossen werden. Die thermische Verbindung kann somit nur durch einen zu hohen Druck in der Isoliervakuum-Kammer und der damit einhergehenden Wärmeübertragung mittels Konvektion hervorgerufen werden. In Folge der LN2-Abkühlung kann jedoch ein zu hoher Primärdruck durch nicht ordnungsgemäßes evakuieren der Isoliervakuum-Kammer ausgeschlossen werden, da der aufgehängte LHe-Behälter in dieser eine kryogene Kältefalle bildet und den Druck somit eigenständig reduziert. Nur ein von außen permanent eindringendes Gas kann daher den Druck in der Isoliervakuum-Kammer um mehrere Größenordnungen ansteigen lassen. Bei diesem Prozess verliert der Kryostat seine isolierende Wirkung und Feuchtigkeit aus der Atmosphäre kann an der Kryostatenhülle kondensieren und gefrieren.

In diesem Fall zeigen Dichtheitsprüfungen eine erhöhte Leckrate zwischen der Isoliervakuum-Kammer und dem LHe-Behälter, obwohl vor Beginn der Abkühlung keine Leckagen festgestellt wurde. Genauere Untersuchungen belegen, dass Leckagen häufig während des Abkühlvorgangs an den mit Indium abgedichteten Flanschverbindungen des LHe-Tanks auftreten. Diese sogenannten Kalt-Lecks sind einerseits darauf zurückzuführen, dass bei dem Abkühlvorgang auf LN2-Temperatur zwischen den beiden Flanschseiten ein Temperaturgradient auftritt und dieser zu temporären thermischen Spannungen mit auftretenden elastischen Verformungen der Flanschseiten führt. Die Eigenschaft der Duktilität des Indiums kann diese Verformungen nicht ausgleichen. Dementsprechend können an solchen Stellen Leckagen auftreten. Andererseits muss bei der Verwendung der weichen Indiumdichtungen darauf geachtet werden, dass das Indium nach dem Einbau aufgrund seiner

plastischen Verformbarkeit unter Belastung noch etwas nachfließt. Das bedeutet, dass die Flanschschrauben nach einiger Zeit noch einmal angezogen werden müssen, um die Dichtigkeit der entsprechenden Flanschverbindung garantieren zu können.

4.3.2 Kabeldefekt im LHe-Behälter

Der Quench-Stutzen des Magneten bildet mit dem Stack den direkten Zugang zum LHe-Bereich, wobei das im Stack installierte Bafflesystem den thermischen Kontakt zwischen dem LHe-Tank und der Außenhülle des Kryostaten minimiert (Abschnitt 4.1). Neben dem Abkühl- und Befüllvorgang mit kryogenen Flüssigkeiten dient der Stack zusätzlich als Zugang für die elektronische Anbindung der Temperatur- und Füllstandssensoren sowie des supraleitenden Wärmeschalters in den LHe-Behälter. Zur Reduktion des thermischen Kontakts sind die 20 einzelnen je $250\text{ }\mu\text{m}$ dicken Litzen aus Kupferdraht in ein Kaptongewebe eingearbeitet (Abbildung 4.4). Im ursprünglichen Design der Rekondensormagnete befanden sich zwei solcher Kabelstränge im Stack und verliefen mechanisch ungeschützt und parallel zum Bafflesystem.

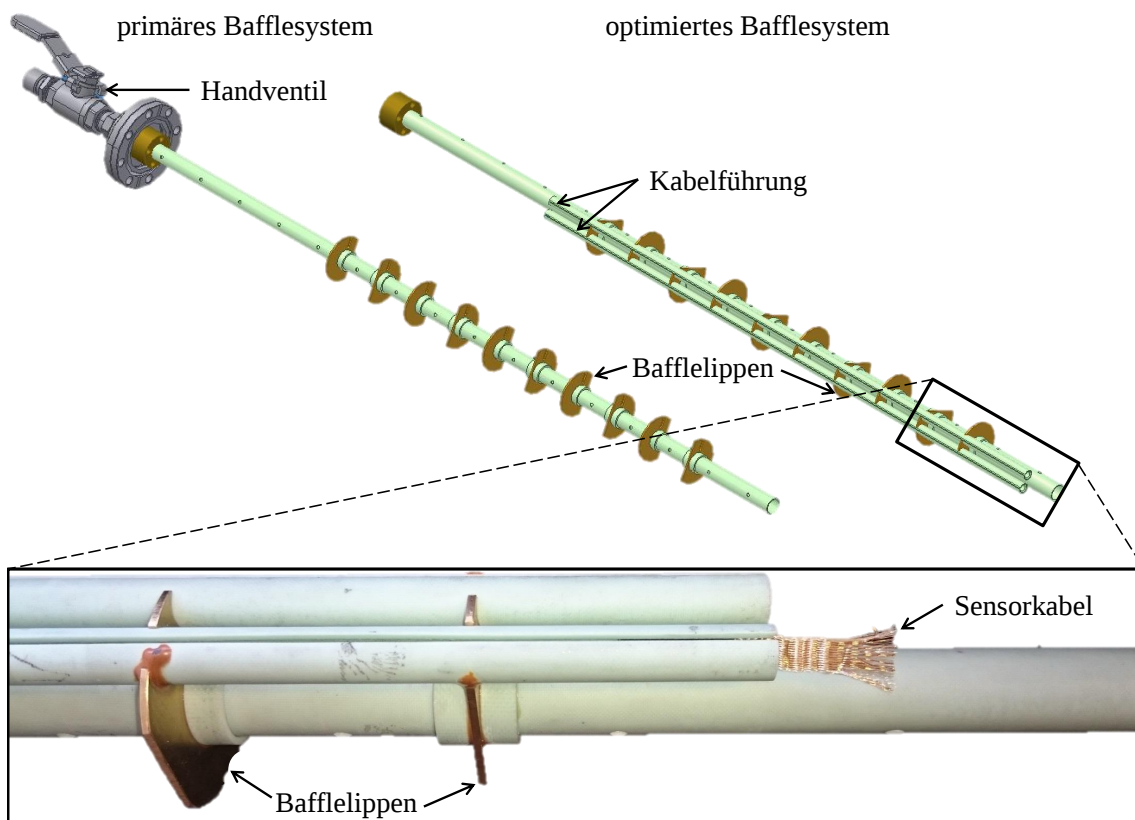


Abbildung 4.4: Aufbau des primären und des optimierten Bafflesystems. Zur geschützten Führung der Sensorkabel aus dem LHe-Bereich bis zum Quench-Stutzen wurde das primäre Bafflesystem (links) mit zwei GFK-Röhrchen ergänzt (rechts). Der dadurch resultierende, zusätzliche Wärmeeintrag wird mit $0,17\text{ W}$ angegeben [Ber14a]. Es sind sowohl die filigranen Drahtlitzen der Sensorkabel als auch die scharfkantigen Bafflelippen zu erkennen (Bildausschnitt unten), welche bei der primären Version des Bafflesystems die Sensorkabel beschädigt haben. Das Handventil am bildet den Zugang zum LHe-Bereich während der Abkühl- und Befüllprozedur.

Der Defekt mehrerer Sensoren nach dem Abkühlen auf LHe-Temperatur ist auf dieses nachteilige Design der Kabelführung zurückzuführen. Die defekten Sensoren wiesen einen hochohmigen Widerstand auf, welcher ausschließlich durch eine Beschädigung des Kabels oder durch einen Defekt des Sensors hervorgerufen werden kann. Ein Defekt mehrerer Sensoren an sich konnte aufgrund ihrer hohen Betriebsdauer und der daraus resultierenden geringen Wahrscheinlichkeit des Ausfalls mehrerer Sensoren gleichzeitig ausgeschlossen werden. Optisch zeigten die Sensorkabel sowie die einzelnen Litzen deutliche Beschädigungen. Letztere konnten auf die ungeschützte Führung der Kabel entlang der zum Teil scharfkantigen Bafflelippen zurückgeführt werden (Abbildung 4.4). Die Beschädigungen können bereits während des Abkühlvorgangs auftreten sein, da das Prozessgas der Kühlung um die Bafflelippen strömt und dabei die lose geführten Kabelstränge in Schwingung versetzt. Bei dieser Bewegung entlang der Bafflelippen könnten die Sensorkabel dauerhaft beschädigt worden sein.

Weitere Beschädigungen sollten durch eine Optimierung des Bafflesystems ausgeschlossen werden. Hierzu wurde es um zwei GFK-Röhrchen zur Führung der Kabel und deren Schutz ergänzt (Abbildung ??). Alle übrigen Stellen der Sensorkabel, die nicht von den GFK-Röhrchen umgeben waren, wurden zum Schutz mit einem Spiralschlauch ummantelt. Seit der technischen Umsetzung und Installation des optimierten Baffledesigns wurden weder Beschädigungen der Kabel noch ein Ausfall von Sensoren registriert.

4.3.3 LHe-Verbrauch während einer Abkühlzyklus

Grundlage für die Abkühlprozedur bildet das von CMI erstellte Betriebshandbuch der Rekondensormagnete [Cof14]. Vor Beginn der eigentlichen Abkühlprozedur wird zunächst die Isoliervakuum-Kammer bis zu einem Druck von unter 10^{-4} mbar evakuiert (Phase I). Als nächstes erfolgt eine erste Vorkühlung und Befüllung des LHe-Tanks der Solenoiden mit LN2 (Phase II). Diese Vorkühlung dient der Reduktion des späteren LHe-Verbrauchs, da bei gleichem Volumen LN2 eine 60 mal höhere Verdampfungsenthalpie besitzt als LHe. Daher ist bei gleichem Volumen die Kühlleistung von LN2 im Gegensatz zu LHe wesentlich effektiver. Der Gesamtverbrauch während dieses Vorgangs beträgt etwa 300 Liter und ist abgeschlossen sobald LN2 aus dem Auslassventil austritt. Aufgrund des geringen thermischen Kontakts der Abschirmungen müssen die Solenoiden für 24 Stunden ruhen, damit die Abschirmungen einen Teil ihrer thermischen Energie an den LN2 abgeben können (Abbildung 4.5). Insgesamt wird durch diese Vorkühlung mehr als 90% der gesamten thermischen Energie aus den Solenoiden abgeführt.

Im Anschluss wird der Flüssig-Stickstoff mit druckbeaufschlagtem Heliumgas aus dem LHe-Tank gedrückt. Dieser Vorgang bildet zusammen mit der daran anschließenden weiteren Abkühlung mittels der in Betrieb genommenen Kompressoren das Ende der Vorkühlung (Phase III). Das Betriebshandbuch empfiehlt eine Kühlung mittels Kompressor von 24 Stunden bevor mit der eigentlichen LHe-Befüllung begonnen wird. Bezüglich der großen Kaltmasse an verbauten Materialien aus Aluminium und Kupfer und der verwendeten Isolierung ergibt sich ein Verbrauch von etwa 250 Litern LHe pro Solenoid (Phase IV). Aufgrund der sehr niedrigen Verdampfungsenthalpie von $Q_v = 2,59 \text{ kJ/K}$ erfolgt die eigentliche Kühlleistung durch die Änderung der Gasenthalpie [Eki06]. Das Betriebshandbuch empfiehlt daher einen LHe-Transfer mit einem niedrigen Druck von 0,035 bar (0,5 psi) um durch den langsamen Befüllvorgang eine effektive Kühlung durch das verdampfende Helium zu erzielen. Zusätzlich muss der LHe-Tank 24 Stunden nach der ersten LHe-Befüllung erneut befüllt werden, da in der Kaltmasse noch ein nicht vernachlässigbarer Anteil an thermischer Energie vorhanden ist, welcher noch nicht vollständig vom Kompressor abgeführt

werden konnte und deshalb das LHe verdampfen lässt. Schlussendlich steigt somit der Gesamtverbrauch von LHe auf etwa 300 Liter. Spezifische Berechnungen zur Abkühlprozedur zeigen eine deutliche Reduktion des LHe-Verbrauchs bei länger andauernder Kompressor-Kühlung [Har15].

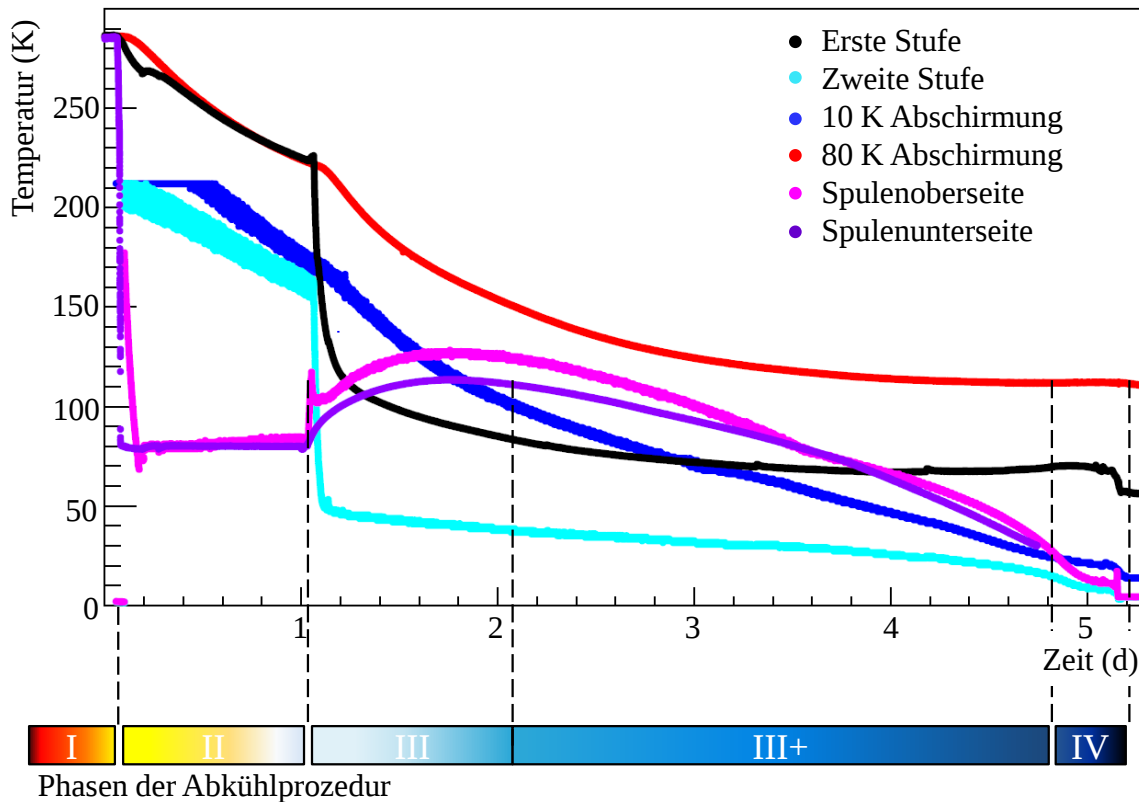


Abbildung 4.5: Temperaturkurven während der Abkühlprozedur des Magneten 8856 vom 8.1-12.1.2015. Zu Beginn erfolgt die Evakuierung der Isoliervakuum-Kammer (Phase I). Die Abkühlung der Spule mit LN2 ist an der anfangs steil abfallenden Temperatur an der Spule auf 77 K erkennbar. Anschließend erfolgt die langsame Abkühlung der Abschirmungen und Stufen über einen Zeitraum von einem Tag (Phase II). Das Ausdrücken des LN2 ist am abrupten Anstieg der Temperatur der Spulenoberseite zu erkennen, ausgelöst durch das eingebrachte warme Heliumgas. Der Beginn der eigentlichen Kühlung mit Hilfe des in Betrieb genommenen Kompressors ist am extremen Temperaturabfall an der zweiten Stufe manifestiert (Phase III). Aufgrund der verbleibenden thermischen Energie in den Abschirmungen und Stufen steigt während der folgenden 24 Stunden die Temperatur im LHe-Bereich nochmals an, bis schließlich ein thermisches Gleichgewicht hergestellt ist. Der weiter fallende Temperaturverlauf an der Spule sowie an den Abschirmungen belegt die Auswirkungen auf den LHe-Verbrauch bei länger andauernder Kühlung mit dem Kompressor (Phase III+). Der Temperaturabfall während der LHe-Befüllung ist daher nach vier Tagen Kühlung mittels Kompressor minimal (Phase IV).

Aufgrund des in Betrieb genommenen Kompressors ist es möglich, dem Solenoiden nach der LN₂ Abkühlung einen Großteil der verbliebenen thermische Energie zu entziehen (Abschnitt 4.2). Dabei werden zuerst die großen Kaltmassen der Abschirmungen kühlt, da diese einen direkten thermischen Kontakt zu der ersten und der zweiten Stufe besitzen (Abbildung 4.1). Da die Kühlung der Kompressoren den inneren Bereich infolge der thermischen Isolation erst verzögert erreicht, steigt die Temperatur der Spule innerhalb der ersten 24 Stunden auf über 120 K (Abbildung 4.5). Nach insgesamt vier Tagen sinkt die Temperatur der Spule jedoch unter 30 K. Nach dieser Zeit erreichen auch die Abschirmungen ihre Arbeitstemperatur von etwa 10 K bzw. 80 K. Um den LHe-Verbrauch zu reduzieren, sollte die Abkühlung mit Kompressor deshalb über einen Zeitraum von mindestens vier Tagen andauern. Wird zusätzlich während des anschließenden LHe-Transfers der Druck auf etwa 0,01 bar reduziert, wird eine effektive Kühlleistung des verdampfenden Heliums erreicht. Insgesamt kann somit der LHe-Verbrauch um zwei Drittel reduziert werden. Zusätzlich entfällt eine erneute Befüllung des LHe-Tanks. Für weitere Details bezüglich des LHe-Verbrauchs während des Abkühlvorgangs siehe [Har15].

4.3.4 Steuerungsprinzip des notwendigen Überdrucks im LHe-Behälter

Trotz der isolierenden Eigenschaft des Kryostaten erfährt der innere Bereich der Solenoide einen gewissen Wärmeeintrag (Abschnitt 4.2). Um diesem Wärmeeintrag und der damit einhergehenden Verdampfung des LHe entgegenzuwirken, besitzt der Solenoid eine aktive Rekondensoreinheit. Diese befindet sich immer über der flüssigen Phase des Heliums (Abbildung 4.1). Verdampfendes Helium kann an dieser Einheit wieder kondensieren und somit langfristig gespeichert werden. Aufgrund der nicht regelbaren Kühlleistung des Kompressors und der Isolierung des Kryostaten wird in der Summe dem inneren Bereich des Magneten mehr thermische Energie entzogen als durch Wärmeübertragung vom außen ins System eingebracht wird (Abschnitt 4.1). Mit der Kondensation des Heliumgases fällt der Druck im LHe-Tank kontinuierlich ab. Um zu verhindern, dass der Druck unterhalb des Atmosphärendrucks abfällt, befindet sich auf der Außenseite des Rekondensors direkt neben der zweiten Stufe ein Heizelement (Abbildung 4.1). Mit einer maximalen Heizleistung von 4 W wirkt dieser der Kühlleistung der zweiten Stufe des Kaltkopfs entgegen und kann somit zur Druckregelung genutzt werden. Ein technisches Datenblatt des Kompressors sowie der zugehörigen Bauteile sind dem Anhang B.7 und B.8 zu entnehmen.

Die zur Steuerung der Heizleistung benötigten Druckwerte werden über einen am Quench-Stutzen installierten Drucksensor ermittelt und an die Füllstandsanzeige übermittelt (Abbildung 4.2). Daraus wird kontinuierlich die für den konstanten Überdruck erforderliche Heizleistung berechnet. Der Absolutdrucksensor vom Typ PXM319 des Herstellers OMEGA¹² verfügt über sensitiven Messbereich von 0 bis 3,5 bar und über einen Betriebstemperaturbereich von -40 bis 85°C. In diesen Bereichen liegt die Unsicherheit bei 1% [OME14]. Vor der Inbetriebnahme wird der Druck im LHe-Tank durch Belüften an den Atmosphärendruck angepasst und der ermittelte Druckwert an der Füllstandsanzeige auf null gesetzt. Dieser Abgleich erzeugt eine Relativdruckmessung die an einen festgelegten Atmosphärendruck gekoppelt ist, welcher jedoch zeitlichen Schwankungen unterliegt. Um diese auszugleichen, wird an der Füllstandsanzeige ein Soll-Druckwert von 0,7 psi (etwa 0,05 bar) eingestellt.

¹²OMEGA Engineering Inc.: 1 Omega Drive Stamford, Connecticut 06907, USA

Bezüglich der zeitlichen Schwankungen des absoluten Atmosphärendrucks kann aus dem Relativdruck jedoch nicht auf die exakte Druckdifferenz zwischen dem LHe-Behälter und der Atmosphäre geschlossen werden. Dies ist bei Veränderungen des Atmosphärendrucks von über 0,05 bar [Kar15] ein entscheidender Nachteil, da somit kein kontinuierlicher Überdruck im LHe-Tank garantiert werden kann. Weitere Informationen zu den tatsächlichen Luftdruckschwankungen auf dem Gelände des KIT befinden sich im Anhang B.9. Zudem können der Drucksensor sowie die Füllstandsanzeige bauteil- und konstruktionsbedingten Schwankungen unterliegen.

Mit diesem Design der Druckmessung und -regelung kann daher kein dauerhafter Überdruck im LHe-Tank gewährleistet werden. Hinsichtlich eines auftretenden Unterdrucks im LHe-Tank besteht die Möglichkeit des Eindringens von Luft über eine undichte Flanschverbindung. Dies kann eine mögliche Eisbildung zur Folge haben, deren Auswirkung sowie die getroffenen Gegenmaßnahmen im nachfolgenden Abschnitt im Detail erläutert werden. Daher ist es essentiell, den Druckabgleich bei möglichst hohem Atmosphärendruck durchzuführen.

4.3.5 Mögliche Eisbildung in einem Rekondensormagnet

Aufgrund eines Abgleichs des Relativdrucks bei einem zu geringen Atmosphärendruck kam es bedingt durch ein Hochdruckgebiet über Süddeutschland im November 2014 direkt nach der LHe-Befüllung zu einem anhaltenden Unterdruck in einem der Rekondensormagnete. Laut Druckanzeige herrschte ein gewisser Überdruck im LHe-Tank aufgrund des angezeigten positiven Druckwerts, obwohl der Atmosphärendruck höher war als der Druck im LHe-Behälter. Dementsprechend wurde der Unterdruck im Solenoiden nicht registriert.

Innerhalb der ersten Stunden nach der LHe-Befüllung zeigte die Heizleistung starke Unregelmäßigkeiten. Die Füllstandsanzeige reagierte zwar ordnungsgemäß, bei einem Druckabfall unterhalb des eingestellten Grenzwerts von 0,25 psi, mit einer Erhöhung der Heizleistung, doch überschritt dabei für einige Minuten den eingestellten Heizleistungsgrenzwerts (0,8 W) um ein vielfaches (3,6 W) (Abbildung 4.6). Ein Vergleich der Heizleistung mit dem Temperaturverlauf der zweiten Stufe und dem Druckverlauf im LHe-Bereich zeigte eine korrekte Korrelation der Parameter. Dies ließ auf einen Defekt der Füllstandsanzeige schließen. Ein Tausch mit einer funktionsfähigen Anzeigeeinheit konnte die fehlerhafte Überschreitung des Heizleistungsgrenzwerts bestätigen.

Eine Besonderheit bildet die vierte Überschreitung der Heizleistung, welche über einen Zeitraum von mehr als 40 Minuten konstant anhielt. Obwohl die Temperatur der zweiten Stufe direkt auf die erhöhte Heizleistung reagierte, konnte kein Anstieg des Druckwerts registriert werden. Nach mehr als 40 Minuten stieg der Druckwert sprunghaft auf fast 1 psi, woraufhin die Füllstandsanzeige die Heizleistung direkt auf 0 W reduzierte. Eine Analyse des Druckverlaufs zeigte, dass ein Zusammenhang zwischen dem Anstieg der Heizleistung und einem stark verzögertem, abrupten Druckanstieg nur durch eine aus Eis bestehende Verblockung des Zugangs zum LHe-Tank im Stack erklärt werden konnte, welche aufgrund des gebildeten Drucks aufbrach. Im Anschluss fiel der Druck wieder unter den eingestellten Grenzwert wodurch die Füllstandsanzeige die Heizleistung erhöhte. Diese unterlag innerhalb der nachfolgenden Stunden einem starken Rauschen. Die Verblockung wurde kurz darauf identifiziert und entfernt. Dabei wurde festgestellt, dass sich die Verblockung im unteren Drittel des Stacks gebildet hatte.

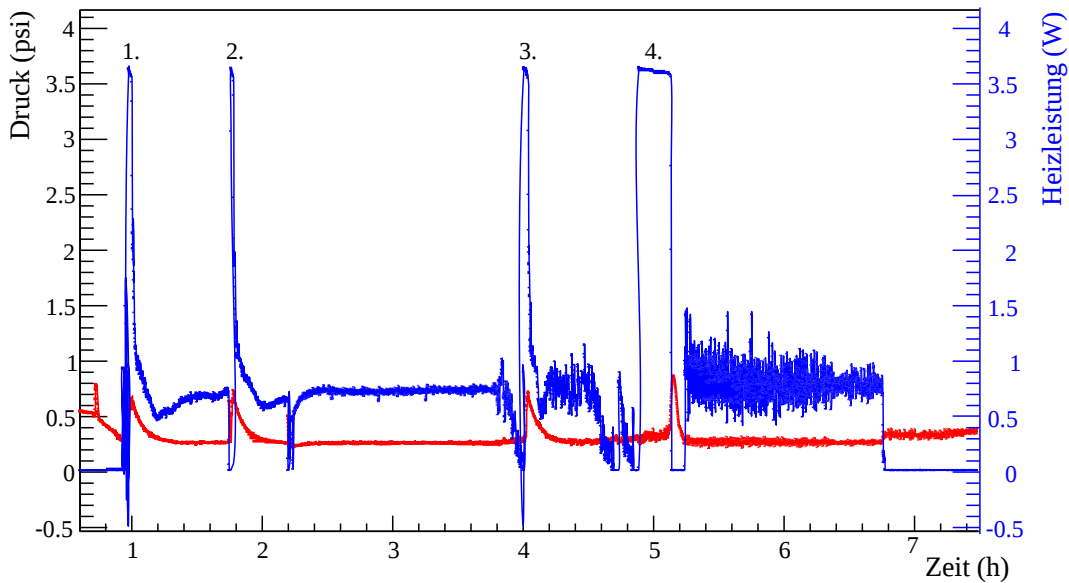


Abbildung 4.6: Zeitlicher Verlauf des Drucks (rot) und der Heizleistung (blau) während der Eisverblockung. Normalerweise sind der Druck im LHe-Tank und die Heizleistung des Heizelements auf dem Rekondensors direkt miteinander korreliert. Dies kann anhand der ersten drei abrupten Anstiege der Heizleistung und des direkt darauffolgenden Druckanstiegs verifiziert werden. Die Reaktion des Drucks während des vierten Anstiegs der Heizleistung ist jedoch um etwa 40 Minuten verzögert. Dies ist nur durch eine Verblockung zwischen dem LHe-Bereich und dem Drucksensor zu erklären, welche nach längerer Heizphase und des daraus resultierenden Druckaufbaus aufbricht.

Aufgrund des kühlenden Kaltkopfs sowie der frühzeitigen Identifizierung und Entfernung der Blockade konnte die Bildung eines erheblichen Überdrucks im System verhindert werden. Ein Ausfall des Kaltkopfs bzw. des Kompressors während einer solchen Verblockung führt zu einem Wärmeeintrag in das System und kann einen erheblichen Druckanstieg zur Folge haben. Der LHe-Tank sowie den Stack könnten dadurch erheblich beschädigt werden und müssten in einem aufwendigen Verfahren erneuert werden.

Eine mögliche Ursache für die Verblockung bildet verbliebenes LN₂, welches nach der Vorkühlung der Solenoiden mit LN₂ nicht vollständig aus dem LHe-Tank entfernt wurde (Abschnitt 4.2). Ein nicht-irrelevanter Anteil an LN₂ hätte sich anschließend im unteren Bereich des LHe-Tanks gesammelt. Während des nachfolgenden Kühlvorgangs mit dem Kompressor über mehrere Tage hätte die Spulenunterseite kontinuierlich die LN₂-Temperatur von 77,15 K aufweisen müssen, da der Kaltkopf nicht über die Kühlleistung verfügt um das LN₂ innerhalb dieses Zeitraums weiter abzukühlen oder sogar zur Bildung von Stickstoffeis zu führen. Die Spulenoberseite und -unterseite wiesen zu Beginn der LHe-Befüllung Temperaturen von unter 30 K auf. Der Verbleib von LN₂ ist in diesem Bereich somit ausgeschlossen. Zudem besitzt Stickstoffeis und LN₂ im Vergleich zu LHe eine höhere Dichte und könnte sich somit nicht im Stack oberhalb der flüssigen LHe-Phase sammeln. Ein restlicher, verbliebener Anteil von gasförmigem Stickstoff im Stack kann ausgeschlossen werden, da dieser während der LHe-Befüllung mit dem verdampfenden Helium ausgedrückt worden wäre.

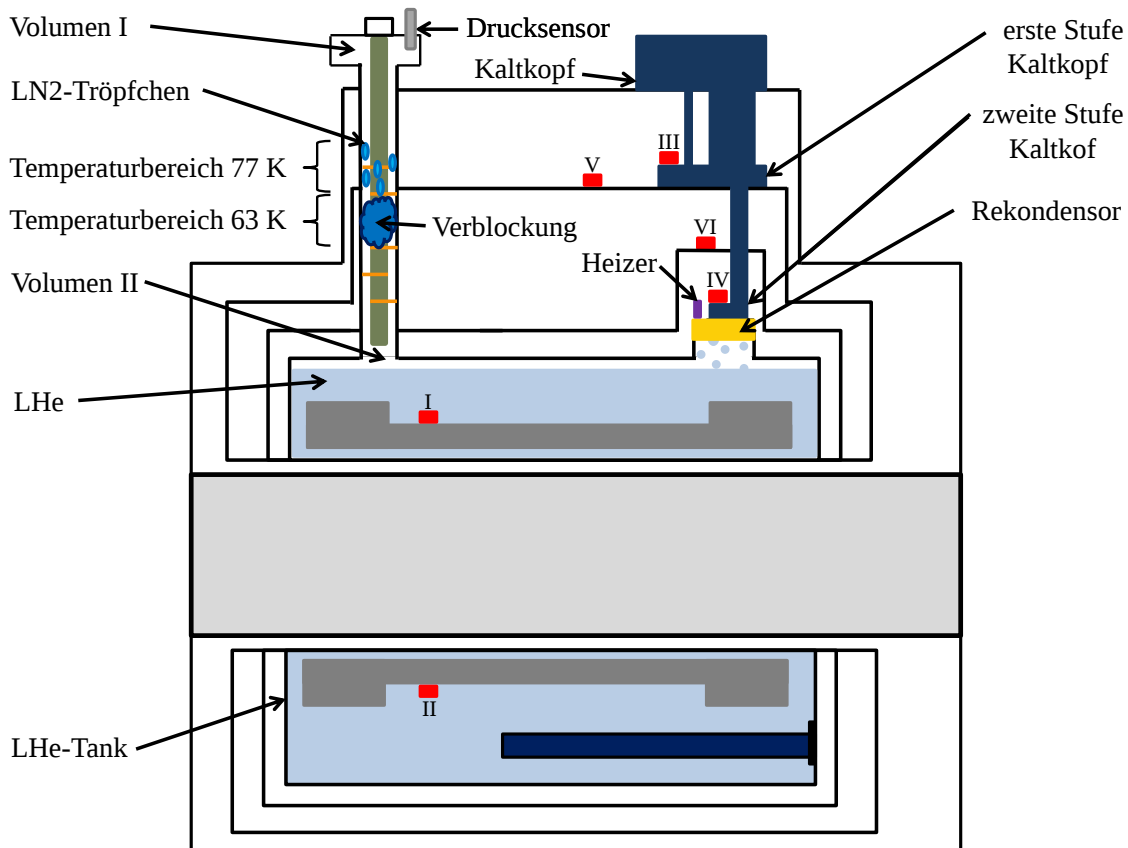


Abbildung 4.7: Schematische Darstellung der Eisverblockung. Dringt Luft aufgrund eines Unterdrucks im LHe-Tank und einer Leckage am Quench-Stutzen in den Stack, kondensiert der Stickstoff bei Erreichen des Temperaturbereichs von etwa 77 K am Stack und Bafflesystem. Die gebildeten LN2-Tröpfchen fließen in Richtung LHe-Tank und bildet bei Erreichen des Temperaturbereichs von 63 K Stickstoffeis. setzt sich dieser Prozess kontinuierlich fort, führt dies zu einer Verblockung. Daraufhin sind der LHe Tank (Volumen II) und der Quench-Stutzen (Volumen I) mit Drucksensor voneinander getrennt.

Die beschriebene Verblockung kann daher nur durch den herrschenden Unterdruck im LHe-Tank sowie durch eine Leckage am Quench-Stutzen verursacht worden sein. Bedingt durch diese Faktoren konnte Luft in den Stack eindringen. Der Temperaturgradient (4,2 K bis 293 K) im Stack ermöglichte es, dass der Stickstoff der eindringenden Luft bei Erreichen des 77,15 K-Bereichs [Zha11] kondensierte (Abbildung 4.7). Infolge der Gravitation floss das Kondensat weiter in Richtung LHe-Tank und erreichte schließlich den 63,05 K-Bereich [Fra90]. Innerhalb dieses Bereichs konnte das LN2 ausgefrieren und schlussendlich die Verblockung bilden. Eine später identifizierte fehlende Elastomerdichtung am Quench-Überdruckventil und die dadurch aufgetretene Leckage bestätigt diese Vermutung.

Dieser Vorfall zeigt, dass die ursprüngliche Drucküberwachung und -regelung die Schwachstelle der Rekondensormagnete bildet. Ein kontinuierlicher Überdruck im LHe-Bereich ist essentiell um bei auftretenden Leckagen das Eindringen von Luft und dementsprechend die Bildung einer Verblockung zu verhindern. Um eine verlässliche Aussage über die herrschende Druckdifferenz zwischen dem LHe-Tank und der Atmosphäre zu erhalten, wurde ein zweiter baugleicher Drucksensor am Quenchstutzen installiert (Abbildung 4.8). Dieser ist auf die Messung des Absolutdrucks ausgelegt und bildet zusammen mit der Relativ-

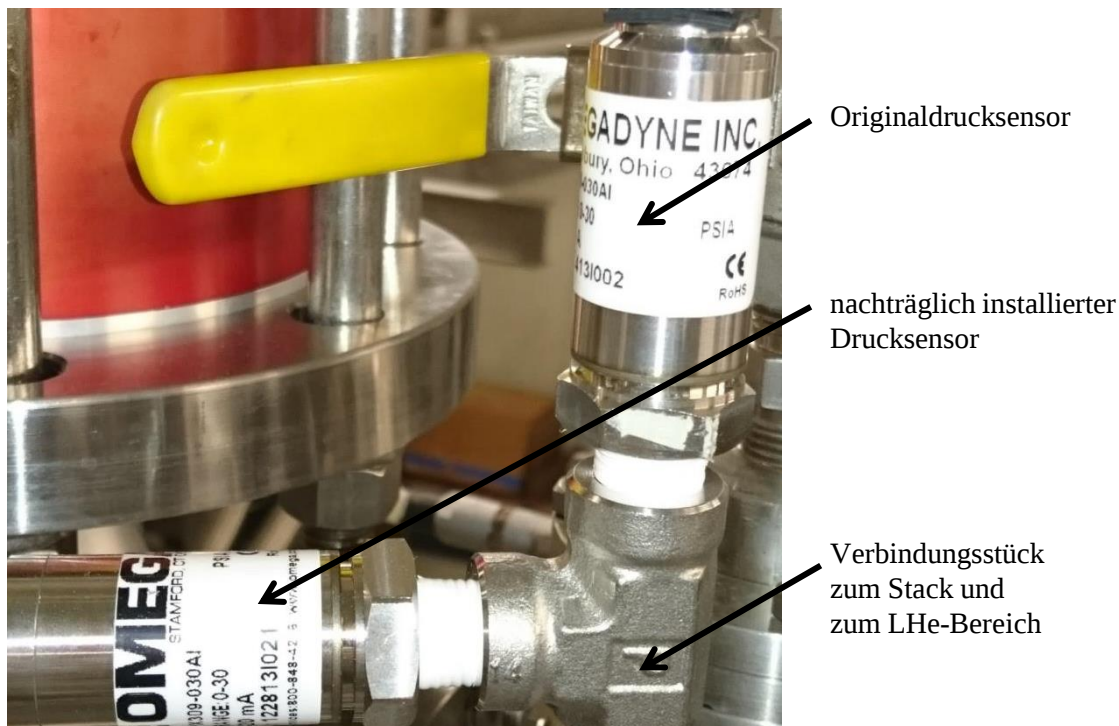


Abbildung 4.8: Redundantes Drucksensorsystem. Bei den beiden Sensoren handelt es sich um Silizium-Drucksensoren, die jeweils durch eine Edelstahlmembran am Eingang geschützt sind. Eine dünne Ölschicht im Inneren überträgt dabei den Druck auf den Messsensor. Dies sorgt für eine hohe Genauigkeit und Stabilität des Drucksensors [OME15]. Beide Drucksensoren sind von dem Unternehmen OMEGA Engineering Inc. gefertigt.

druckmessung ein redundantes System, welches Störungen eines Drucksensors frühzeitig erkennen lässt. Der Wert des Absolutdrucksensors wird zudem über eine zusätzliche Anzeige ausgelesen, um eine Funktionsstörung der Ausleseeinheiten ausschließen zu können. Außerdem wurde außerhalb der Magnete ein Drucksensor zur kontinuierlichen Überwachung des Atmosphärendrucks installiert. Diese drei Drucksensoren bilden ein System, mit welchem eine exakte in-situ Differenzdrucküberwachung gewährleistet werden kann. Die Funktionsfähigkeit des Heizelements sowie dessen Steuerung können über die Druckwerte und den Temperaturverlauf an der zweiten Stufe des Kaltkopfs verifiziert werden. Somit wird eine permanente Drucküberwachung und -regelung garantiert.

4.3.6 Funktionstest der einzelnen Magnete bei maximalem Magnetfeld

Schlussendlich waren alle designbedingten und sicherheitsrelevanten Probleme, welche während der Anfangsphase der Inbetriebnahme auftraten, identifiziert und beseitigt, und die Spulen der Rekondensormagnete erfolgreich auf LHe-Temperatur abgekühlt. Der sichere Zustand der Solenoide erlaubte es nun Magnetfeldtests durchzuführen. Die Resultate dienen dem Vergleich der spezifizierten magnetischen Flussdichte von 5,5 T, aus welcher der für das KATRIN-Experiment relevanten magnetischen Fluss von $\phi = 191 \text{ Tcm}^2$ resultiert. Bevor die Spule an die Spannungsversorgung angeschlossen wurde und somit der Magnetfeldbetrieb startete, wurde im Zentrum der warmen Bohrung eine dreiaxige Hallsonde vom Typ THM1176-HF des Unternehmens Metrolab Technology¹³ zur Datennahme installiert. Diese Hallsonde besitzt einen Messbereich bis zu 20 T und ist auf 14,1 T kalibriert.

¹³Metrolab Technology SA: Chemin du Pont-du-Centenaire 110, 1228 Plan-les-Ouates, Schweiz

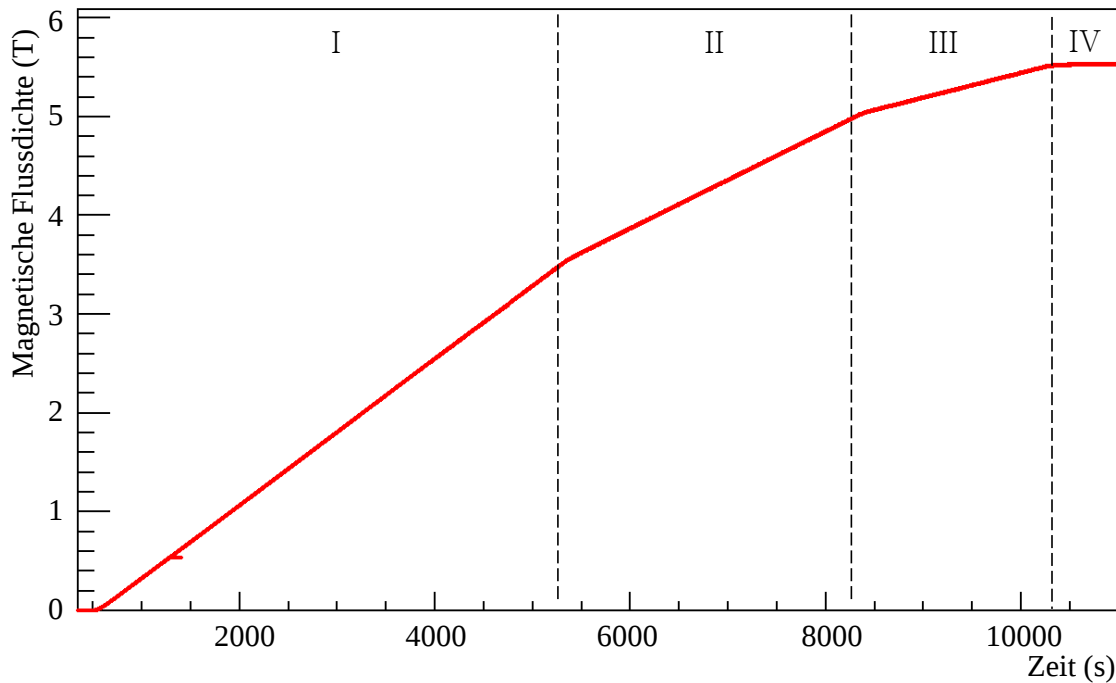


Abbildung 4.9: Aufbauphase des Magnetfelds von Magnet 8856. Gezeigt wird die mit einer Hallsonde gemessene magnetische Flussdichte während des Hochfahrens des Magnetfelds auf 5,5 T. Der Magnetfeldaufbau kann in vier Abschnitte unterteilt werden, welche sich durch verschiedene Stromänderungsraten unterscheiden. Die erste Phase (I) umfasst den Bereich bis zu einer Stromstärke von 50 A, innerhalb dieser wird der Strom mit einer Rate von 10,5 mA/s in die Spule geleitet. Innerhalb der zweiten Phase (II) wird die Stromänderungsrate auf 7,0 mA/s reduziert. Ab einer Stromstärke von 71,164 A beginnt die dritte Phase (III) und die Änderungsrate wird weiter auf 3,5 mA/s gedrosselt. Ist die letzte Phase (IV) erreicht, ist das Magnetfeld vollständig aufgebaut.

Sie besitzt eine Auflösung von 0,3 mT. Dabei unterliegen die Messwerte einer Ungenauigkeit von $\pm 1\%$ [Tec14]. Zur Vermessung des Magnetfelds während der Stromeinspeisung wurde eine zeitliche Messfrequenz von 10 Hz gewählt.

Alle Magnete erreichen die maximale magnetische Flussdichte von 5,5 T ohne Quench. Der Vergleich zwischen gemessener magnetischer Flussdichte und der spezifizierten magnetischen Flussdichte zeigt eine Abweichung von unter 1% (Tabelle 4.1). Der Magnetfeldverlauf ist direkt korreliert mit der Stromänderungsrate in der Spule (Abbildung 4.9). Zusätzlich wurde bei dieser Messung die Magnetfeldrichtung in der warmen Bohrung der Magnete bestimmt. Die Magnetfeldlinien müssen in der gesamten KATRIN-Konfiguration in die Richtung der Quelle gerichtet sein, um systematische Effekte, wie den Einfluss des Erdmagnetfelds auf den magnetischen Flussschlauch im Hauptspektrometer, zu reduzieren (Abschnitt 2.3). Dies führt zu einer Verbesserung der Transmissionseigenschaften des Hauptspektrometers [Glu15]. Durchlaufen die Magnetfeldlinien die Hallsonde von der Messspitze zum Kabelaussgang, entspricht dies der z-Achse der Hallsonde, so wird eine positive magnetische Flussdichte (B_z) gemessen. Mit dieser Kenntnis kann die Polarität der Spule bestimmt werden (Tabelle 4.1).

Tabelle 4.1: Vermessung der spezifizierten magnetischen Flussdichte der Solenoide. Die Messung erfolgte durch eine im Zentrum der Solenoide installierte dreiachsige Hallsonde vom Typ THM1176-HF. Die ermittelten Werte unterliegen einer Unsicherheit von 1%. Der Magnet 8858 erreichte ebenfalls die maximale magnetische Flussdichte von 5,5 T. Es erfolgte jedoch keine genaue Magnetfeldvermessung.

Magnet	8854	8855	8856	8857	8858	8903
Magnetische Flussdichte (mT)	5513,9	5507,6	5537,2	5509,3	—	5493,6
Abweichung vom Soll-Wert (%)	0,25	0,13	0,67	0,17	—	-0,12
Richtungssinn der Magnetfeldlinien	Quelle	Quelle	Quelle	Quelle	Quelle	Quelle

4.4 Zusammenfassung und Empfehlungen für zukünftige Projekte dieser Art

Supraleitende Magnete bilden seit ihrer Entwicklung die Basis für Forschungsprojekte, wie Teilchenbeschleuniger, Fusionsprojekte oder Experimente der Molekular- und Festkörperphysik bei welchen elektrisch geladene Teilchen magnetisch geführt werden müssen. Seit einiger Zeit findet diese auch vermehrt Einsatz in kommerziellen Anwendungsbereichen. Dazu zählt beispielsweise die Kernspintomografie (NMR¹⁴) im medizinischen Bereich.

Der Bau supraleitender Solenoide für die Forschung ist jedoch eine technologische Herausforderung, da Forschungsprojekte, wie das KATRIN-Experiment, sehr spezielle technische Spezifikationen fordern (Abschnitt 3.2.1). Aus diesem Grund wurden die für die Transportsektion benötigten Solenoide von dem Unternehmen CMI speziell für die gestellten Anforderungen entwickelt und gefertigt. Das Magnetdesign musste nicht nur an die extremen Kräfte angepasst werden, welche durch die hohen Magnetfelder und die einzigartige Konfiguration der DPS auftreten, sondern auch die konstanten Magnetfeldeigenschaften für einen stabilen Langzeitbetrieb im KATRIN-Experiment gewährleisten. Zu Beginn des Designprozesses wurden daher sicherheitsspezifische Kriterien vertraglich festgelegt, wie beispielsweise das Diodenkonzept, der Mindestdurchmesser der warmen Bohrung oder die maximale Länge des Kryostaten [Jan15] [Kos12] [Stu12]. Daher bilden die Magnete der DPS einzigartige Einzelanfertigungen. Infolgedessen konnten nicht alle Komplikationen und Eigenschaften dieses Konzepts im Voraus identifiziert und in den ersten Designstudien berücksichtigt werden. Aus diesem Grund traten die designbedingten Probleme erst während der Inbetriebnahme zum Vorschein. Diese, sowie die daraufhin durchgeführten Modifikationen, wurden bereits im vorangegangenen Text dieser Arbeit ausführlich erörtert. Für zukünftige Projekte dieser oder ähnlicher Art sollten die nachfolgenden Design- und Betriebsvorschläge beachtet werden, um ähnliche Problematiken von vornherein auszuschließen.

LHe-Verbrauch

Es konnte gezeigt werden, dass durch eine viertägige Vorkühlung der Rekondensormagnete mit Hilfe der Kompressoren der LHe-Verbrauch um mehr als zwei Drittel reduziert wird. Diese modifizierte Abkühlprozedur wurde im April 2015 erfolgreich vom Detektorsystem übernommen. Dabei wurde während der Abkühlung des neuen Pinchmagneten weniger als 100 Liter LHe verbraucht [Sch15b]. Die Betriebsanweisung für den Pinchmagneten, welche nur eine Vorkühlung mit einem Kompressor von 24 Stunden spezifiziert, verweist

¹⁴Nuclear Magnetic Resonance

auf einen LHe-Verbrauch von 400 Liter [Cof15]. Folglich wurden für alle im KATRIN-Experiment eingesetzten Rekondensormagneten die Abkühlprozeduren hinsichtlich einer längeren Vorkühlung mit den Kompressoren modifiziert.

Kaltlecks

Die meisten Kaltlecks, welche an den Indiumdichtungen auftraten, sind auf nur einmaliges Anziehen der Flanschschrauben zurückzuführen (Abschnitt 4.3.1). Um die Dichtheit der Flanschverbindungen gewährleisten zu können, müssen die entsprechenden Schrauben aufgrund der Duktilität der Indiumdichtung mindestens ein Mal nach 24 Stunden in Ruhe nachgezogen werden. Indium besitzt eine sehr geringe Rückstellkraft. Daher wird für zukünftige Projekte empfohlen, die Flanschschrauben mit Sprungfedern zu versehen. Mit dem kontinuierlichen Druck der Spiralfedern auf die Flanschverbindung wird die anhaltende Deformation der Indiumdichtung ausgeglichen. Diese Maßnahme erspart ein erneutes Nachziehen der Schrauben. Zusätzlich sollte der Ort der Verbindung am LHe-Tank so gewählt werden, dass diese zu Beginn der Abkühlprozedur nicht direkt mit LN2 oder LHe in Kontakt treten. Dadurch werden große Temperaturgradienten vermieden, da diese zu ungleichmäßigen, thermischen Verformungen der beiden Flanschseiten und somit zu Leckagen führen können. Ideal wäre ein Ort, an dem durch einen konstanten Gasfluss während des Abkühlvorgangs eine gleichmäßige Abkühlung des gesamten Materials stattfinden würde.

Bafflesystem

Um Beschädigungen der im Kryostat verlegten Sensorkabel zukünftig zu vermeiden, sollten diese nicht lose neben dem scharfkantigen Bafflesystem oder anderen Kanten geführt werden. Es muss darauf geachtet werden, dass zusätzliche Rohre zur Kabelführung und für deren Schutz zur Verfügung stehen. Weiterhin ungeschützte Bereiche sollten mit Spiralband umwickelt werden. Dies ist eine einfache und sichere Variante die Sensorkabel in den LHe-Tank zu leiten. Ein zusätzlicher Zugang für die elektronischen Verbindungen in den LHe-Bereich würde das Risiko weiterer Leckagen erhöhen.

Redundante Drucküberwachung des LHe-Behälters

Die Relativdruckmessung verbunden mit der nicht genauen Kenntnis über den Atmosphärendruck während des Null-Abgleichs und einer vorhandenen Leckage am Quench-Stutzen verursachte die Verblockung in einem der Rekondensormagnete (Abschnitt 4.3.5). Es wurde festgestellt, dass eine Absolutdruckmessung im LHe-Tank nötig ist sowie eine Absolutdruckmessung zur Bestimmung des Atmosphärendrucks, um den Druckgradient zu bestimmen. Somit kann der ermittelte Relativdruck der Füllstandsanzeige sowie die Heizleistung verifiziert werden.

Bei zukünftigen Projekten dieser Art muss zudem ein redundantes Drucksensorsystem essentieller Bestandteil sein, um einen sicheren Betrieb des Magnetsystems gewährleisten zu können. Empfohlen wird ein Sensorsystem, welches neben dem Absolutdruck im LHe-Tank auch den Atmosphärendruck kontinuierlich bestimmt und über die resultierende Druckdifferenz die Heizleistung steuert.

Für den geplanten Langzeitbetrieb der Solenoide empfiehlt es sich, eine Überwachungssoftware zu entwickeln, welche die Korrelation zwischen Heizleistung, Temperaturverlauf der zweiten Stufe und dem Druck überwacht. Dazu sollte in regelmäßigen zeitlichen Abständen die Heizleistung erhöht werden, um die Korrelation zwischen der Heizleistung, der Temperatur an der zweiten Stufe und dem Druck zu verifizieren. Ändert sich nur die Heizleistung kann von einem Defekt des Heizelements oder der Füllstandsanzeige ausgegangen werden. Korrelieren die Parameter der Heizleistung und der Temperatur miteinander, aber

nicht mit dem Druck, so besteht die Möglichkeit einer Verblockung im Stack. Dieser Prozess könnte über die vorhandene PCS7-Einheit automatisiert werden. Eine entsprechende Alarmmeldung der Einheit würde ein schnelles Handeln ermöglichen und die Sicherheit des Magnetsystems sowie die Gefahrenerkennung deutlich verbessern.

Zusätzlich sollte bei zukünftigen Designstudien die Möglichkeit des Einbaus eines Drucksensors direkt im LHe-Tank oberhalb der flüssigen Helium-Phase diskutiert werden. Der Vorteil hiervon wäre, dass der Druck auch bei einer möglichen Verblockung gemessen werden könnte. Die zusätzlich benötigte Dichtung würde jedoch die Wahrscheinlichkeit von Leckagen erhöhen. Außerdem muss der zusätzliche Wärmeeintrag, welcher durch den Sensor eingebracht wird, abgeführt werden. Die Kühlleistung des Kompressors müsste dementsprechend angepasst werden.

5. Magnetfeldvermessung der DPS-Magnete zur Bestimmung der Spulenposition

Zum kollisionsfreien Transport der β -Elektronen müssen der zur Führung nötige magnetische Flussschlauch und das Strahlrohr koaxial zueinander ausgerichtet werden. Da die Achse des magnetischen Flussschlauchs der Spulenachse entspricht, ist die Kenntnis der Richtung der Spulenachse im Kryostaten essentiell für eine präzise Ausrichtung des Strahlrohrs zu den Solenoiden der DPS. Aufgrund des komplexen Aufbaus eines supraleitenden Magneten (Abschnitt 4.1), ist die Magnetfeldvermessung die einzige Möglichkeit die Spulenposition im kalten Zustand zu ermitteln.

Innerhalb dieses Abschnitts soll ein Einblick gegeben werden wie mit der experimentell zugänglichen Magnetfeldvermessung die Spulenposition berechnet werden kann. Zunächst wird das Prinzip der Magnetfeldvermessung erklärt (Abschnitt 5.1), gefolgt von der Durchführung (Abschnitt 5.2) und den Ergebnissen der Magnetfeldvermessungen (Abschnitt 5.3). Anschließend werden die verschiedenen Analysemethoden erläutert (Abschnitt 5.4) sowie eine ausführliche Diskussion der Ergebnisse der Analysemethoden dargelegt (Abschnitt 5.5). Wie bereits in Abschnitt 3.3 beschrieben, ist das Ziel dieser Arbeit, neben der erfolgreichen Inbetriebnahme der Rekondensormagnete, eine Aussage über die Verschiebung bzw. Verkipfung der Spulenachse gegenüber der Kryostatenachse zu machen. Essentiell ist dabei, einen Vergleich dieser Resultate mit den vertraglich festgelegten, technischen Spezifikationen der Spulenposition zu erstellen, um dementsprechend den Grundsatz "pacta sunt servanda" (Verträge sind einzuhalten) zu verifizieren (Abschnitt 5.6). Zuletzt wird die Positionierung der Solenoide und die Feinjustierung des Strahlrohrs anhand der ermittelten Spulenposition dargelegt (Abschnitt 5.7).

5.1 Prinzip der Magnetfeldvermessung

Bei einer Magnetfeldvermessung muss grundsätzlich der Feldmessbereich sowie die Einsatztemperatur bekannt sein, um ein geeignetes Magnetometer identifizieren zu können. Die supraleitenden Magnete der DPS erzeugen eine maximale magnetische Flussdichte von 5,5 T. Analog wird dieser Wert als Obergrenze für den Messbereich des Magnetometers festgelegt. Erfolgt die Feldmessung in unmittelbarer Nähe zur warmen Bohrung

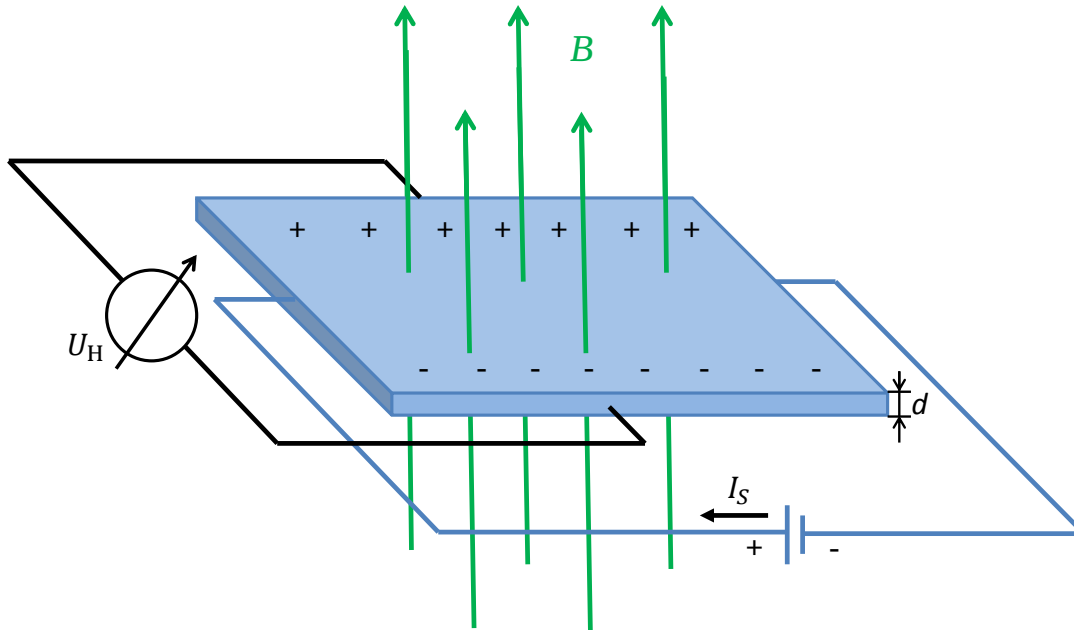


Abbildung 5.1: Funktionsprinzip einer Hallsonde. Wird ein aus einem Halbleitermaterial gefertigtes Plättchen (blau) von einem Strom I_S durchflossen und verlaufen Magnetfeldlinien senkrecht zur Stromrichtung, so resultiert aufgrund der auf die Ladungsträger wirkende Lorentzkraft eine Hallspannung U_H . Diese ist umso größer, je kleiner die Ladungsträgerdichte im Halbleitermaterial ist. Dementsprechend werden häufig Gallium-Arsenid-Halbleiter (GaAs) verwendet [Dem13].

des Solenoiden, so kann eine Untergrenze von 10^{-3} T festgelegt werden sowie eine Arbeitstemperatur, welche der Raumtemperatur entspricht. Innerhalb dieses Parameterbereichs werden bevorzugt Hallsonden eingesetzt. Diese besitzen eine geringe herstellerabhängige Messunsicherheit, welche jedoch in der Regel im sensitiven Bereich bei etwa 1% des Messwerts liegt.

Hallsonden arbeiten nach dem Prinzip der Lorentzkraft. Sie bestehen aus einem dünnen Leiterplättchen mit der Stärke d , welches an eine Spannungsquelle angeschlossen ist (Abbildung 5.1). Wird das Plättchen senkrecht von einem Magnetfeld durchdrungen, so bewegen sich aufgrund der Lorentzkraft die Elektronen im Plättchen auf eine Seite. Auf der einen Seite entsteht somit ein Elektronenüberschuss und auf der gegenüberliegenden ein Elektronenmangel. Aus dieser Verschiebung resultiert ein Potenzial, dessen Spannung, die sogenannte Hallspannung

$$U_H = A_H \frac{I_S B}{d}, \quad (5.1)$$

proportional zum Strom I_S und der magnetischen Flussdichte B ist. Die gemessene Hallspannung hängt von der Beweglichkeit der Ladungsträger und somit von der materialabhängigen Hallkonstanten A_H des verwendeten Halbleiters ab [Koh96] [Dem13].

Bei der Messung der magnetischen Flussdichte und der Vermessung von Magnetfeldern müssen zwei Arten von Feldern unterschieden werden:

Homogenes Magnetfeld

Wichtig ist bei der Bestimmung der absoluten magnetischen Flussdichte (B_{abs}) eines räumlich homogenen Magnetfelds, den Hallsensor senkrecht zum Magnetfeld auszurichten (Abbildung 5.1). Bei dieser Messung ist ein Hallsensor mit nur einer Achse ausreichend.

Inhomogenes Magnetfeld

Im Falle eines räumlich inhomogenen Magnetfelds müssen die Richtungskomponenten der magnetischen Flussdichte (B_x, B_y, B_z) gemessen werden, um die absolute Magnetfeldstärke zu ermitteln. Letztere ist gegeben durch:

$$B_{abs} = \sqrt{B_x^2 + B_y^2 + B_z^2} \quad (5.2)$$

Inhomogene Magnetfelder, wie sie entlang von Spulen auftreten, können genutzt werden, um über die Richtungskomponenten die Spulenposition im Kryostaten zu bestimmen. Hierzu muss die Hallsonde an beiden Enden des Kryostaten mit einem festen radialen Abstand r zur Kryostatenachse um 360° rotiert werden (Abbildung 5.2). Die Rotationssymmetrie erlaubt es, die gemessenen Komponenten im Bezugssystem der Hallsonde in Zylinderkoordinaten zu transformieren ($B_x = B_r, B_y = B_\phi, B_z = B_z$). Um die Spulenposition ermitteln zu können, muss mindestens die radiale Richtungskomponente (B_r) der magnetischen Flussdichte bestimmt werden. Durch die Messung aller drei Komponenten kann nicht nur

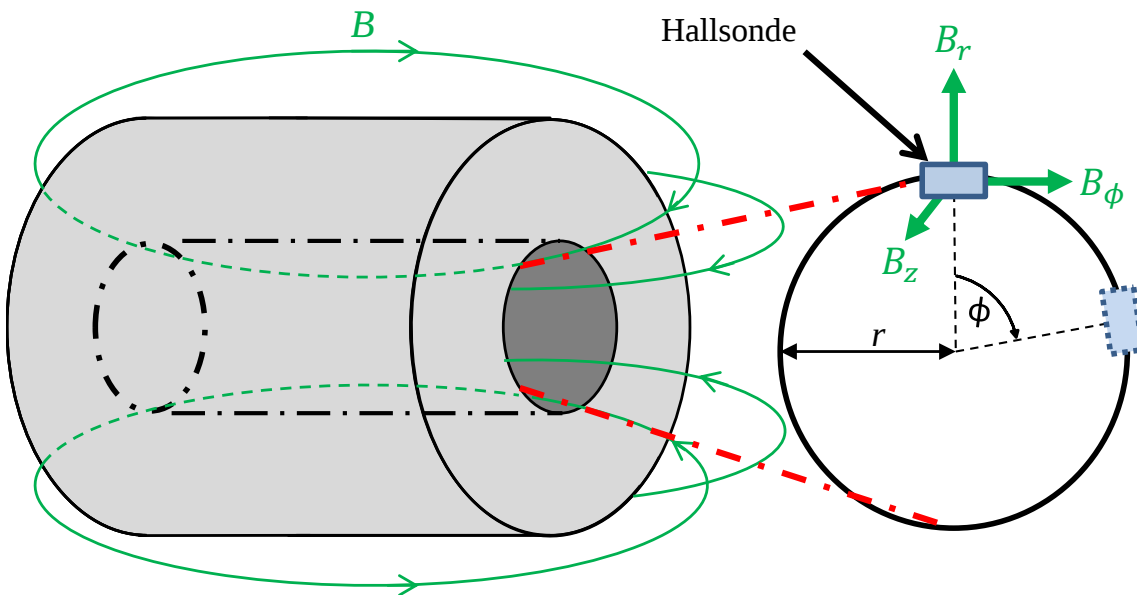


Abbildung 5.2: Prinzip der radialen Magnetfeldvermessung im Kryostaten.

Aufgrund der Homogenität des Magnetfelds verlaufen die Magnetfeldlinien im Zentrum der Spule nahezu parallel zur Spulenachse, der radiale Anteil der magnetischen Flussdichte verschwindet. Daher ist es üblich, den radialen Anteil an den Enden des Kryostaten bzw. der Spule im inhomogenen Magnetfeld zu vermessen. In der Abbildung ist dargestellt, wie der Hallsensor innerhalb der warmen Bohrung ausgerichtet und in mehreren Intervallschritten um 360° rotiert wird. Die sensitive Seite des Hallsensors zeigt dabei in radiale Richtung.

die Spulenposition präziser bestimmt werden, sondern auch der Fehler auf die einzelnen Richtungskomponenten minimiert werden. Dies liegt vor allem an der Sensitivität des Magnetfelds in z -Richtung (B_z) gegenüber einer axialen Verschiebung sowie in ϕ -Richtung (B_ϕ) gegenüber einer Spulenverkipfung.

5.2 Durchführung der Magnetfeldvermessung der einzelnen Solenoide

Wie bereits in Abschnitt 5.1 erläutert, reicht es aus, die radiale Komponente der magnetischen Flussdichte zu bestimmen. Die Magnetfeldvermessung der DPS-Magnete und des Rear-Sektion Magneten erfolgte daher mit einer einachsigen Hallsonde des slowakischen Herstellers AREPOC¹. Der verwendete Hallsondentyp (LHP-NA) arbeitet in einem Temperaturbereich von 1,5 bis 350 K und einem Magnetfeldbereich von bis zu 30 T. Bei Raumtemperatur (293 K) und einem Magnetfeld von bis zu 1 T wird vom Hersteller eine Messunsicherheit von 0,2% des Messwerts angegeben [Are15]. Diese Hallsonde ist aufgrund der genannten Eigenschaften prädestiniert für eine Magnetfeldvermessung der Solenoide.

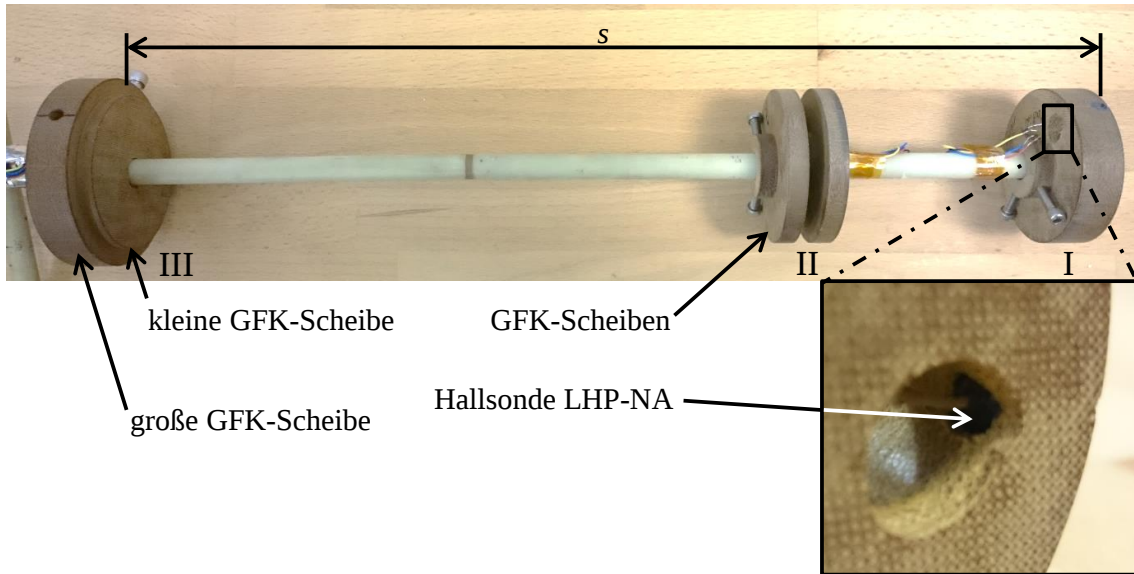


Abbildung 5.3: Haltestruktur für die Hallsonde in der warmen Bohrung. Die Hallsonde ist mit einem radialen Abstand von $r = 38$ mm von der Achse der GFK-Scheibe (I) eingeklebt und über ein GFK-Rohr mit zwei weiteren GFK-Scheiben (II und III) verbunden. Die verwendeten Schrauben bestehen aus nicht-magnetischem Edelstahl und dienen der Fixierung der GFK-Scheiben auf dem GFK-Rohr. Dieses dient gleichzeitig als Kabelführung. Um die Haltestruktur auszurichten, besteht die letzte GFK-Scheibe (III) aus zwei GFK-Scheiben mit unterschiedlichen Durchmessern. Wie in der Abbildung zu erkennen, besitzt die linke Scheibe einen größeren Durchmesser als der Innendurchmesser des Hohlzylinders. Die Hallsonde ist somit immer im gleichen axialen Abstand von $s = 290$ mm zum Hohlzylinder positioniert.

¹AREPOC s.r.o.: Iljusinova 4, 85101 Bratislava, Slowakei

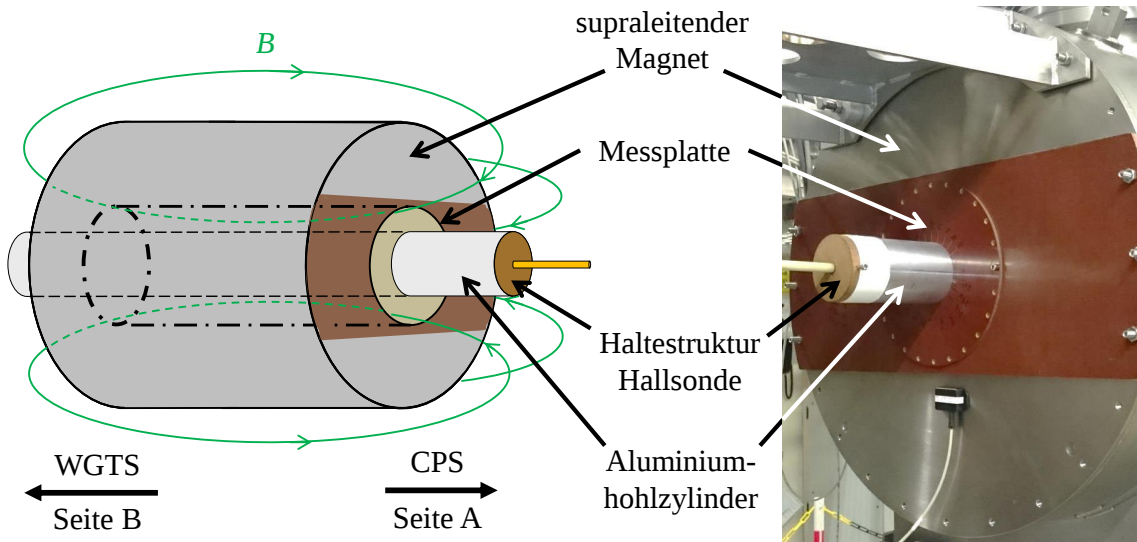


Abbildung 5.4: Durchführung der radialen Magnetfeldvermessung. Die aus GFK gefertigte Messplatte (braun) wurde mit sechs nicht-magnetischen Edelstahlschrauben am Kryostatengehäuse befestigt. Durch den zentral installierten Hohlzylinder aus Aluminium (silber) wurde die Hallsondenhaltestruktur in die warme Bohrung eingeführt. Um die Rotationsschritte der Hallsonde von je 15° in azimuthaler Richtung einstellen zu können, ist die Messplatte mit einer Winkelskala versehen.

Um zu gewährleisten, dass die Rotationsachse der Hallsonde der Kryostatenachse entspricht, wurde auf jeder der beiden planaren Endseiten des entsprechenden Solenoiden eine Messplatte mit einer zentrischen Bohrung installiert. In diese Bohrungen wurde ein aus Aluminium gefertigter Hohlzylinder zentrisch zur Kryostatenachse angebracht und dessen Position relativ zum Kryostatengehäuse mit einem tragbaren Koordinatenmessgerät, einem sogenannten FARO²-Arm, vermessen. Die hierbei ermittelte Abweichung der Achse des Aluminiumzylinders zur Kryostatenachse beträgt weniger als 0,5 mm [Mue15]. Der Hohlzylinder bildet zusammen mit den beiden Messplatten die Stützstruktur der Hallsonde.

In den Hohlzylinder wird die Hallsonde mit einer speziellen Haltestruktur eingeschoben, die der zentrischen Ausrichtung der Hallsonde zum Hohlzylinder dient (Abbildung 5.3). Der Durchmesser der verwendeten GFK-Scheiben entspricht dabei fast dem Innendurchmesser des Aluminiumzylinders. So wurde gewährleistet, dass die Hallsonde mit ihrer Haltestruktur nahezu koaxial zur Kryostatenachse positioniert ist und somit die Abweichungen auf die Messposition minimiert werden (Abbildung 5.4). Die Haltestruktur ist unter anderem aus glasfaserverstärktem Kunststoff (GFK³) gefertigt aufgrund seiner nicht-magnetischen Materialeigenschaften. Auch sonst wurden ausschließlich nicht-magnetische Komponenten benutzt, um die Magnetfeldvermessung nicht unnötig zu beeinflussen.

Die speziellen Messplatten an den Endseiten des Solenoiden besitzen eine Winkelskala, welche in azimuthaler Richtung in 15° -Schritte unterteilt ist (Abbildung 5.4). Die Messung erfolgte mit einem Abstand zum Zentrum des Kryostaten von $l = +335$ mm auf Seite A und von $l = -335$ mm auf Seite B. Dabei ist der axiale Abstand zwischen der Hallsonde und den planaren Endseiten des Solenoiden durch die Hallsondenhaltestruktur festgelegt

²FARO Technologies Inc.: 250 Technology Park Lake Mary, Florida 32746, USA

³Faser-Kunststoff-Verbund auf Basis von duroplastischen oder thermoplastischen Kunststoffen

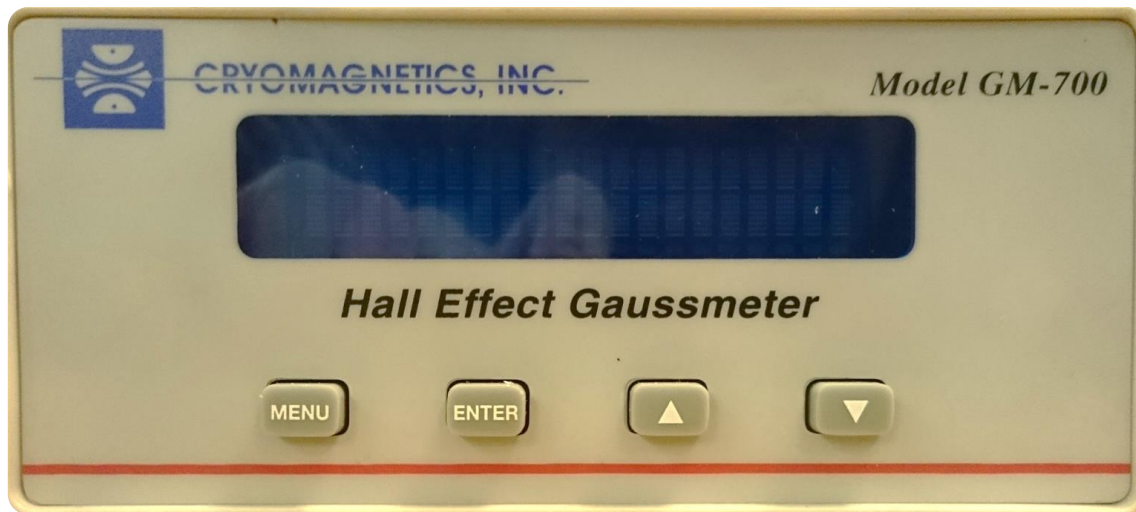


Abbildung 5.5: Verwendetes Gaußmeter. Das zur Datenauslesung verwendete Gaußmeter wurde speziell von CMI für die Magnetfeldvermessung von supraleitenden Solenoiden entwickelt. Das Auslesegerät vom Typ GM-700 besitzt eine Digitalanzeige und kann Werte vom zweistelligen Milligauß-Bereich bis zum einstelligen Kilogauß-Bereich anzeigen.

und kann nicht variiert werden (Abbildung 5.3).

Die Magnetfeldvermessung wurde an den fünf Magneten der differentiellen Pumpstrecke sowie am Solenoid für die Rear-Sektion jeweils auf den Seiten A und B in 15° -Schritten vorgenommen. Die Positionierung der Magnete ist in Abbildung 3.6 zu finden. Für die Magnetfeldvermessung wurde der Magnet 8858 kurzzeitig auf der dritten Position des Magnetuntergestells der DPS positioniert.

Wie bereits in Abschnitt 5.1 erläutert, benötigt die Hallsonde einen konstanten Versorgungsstrom I_S . Dieser wird von der Gaußmeteranzeige bereit gestellt. Zusätzlich ist es möglich, an der Anzeigeeinheit neben der gemessenen Hallspannung auch die magnetische Flussdichte in Kilogauß⁴ auszulesen (Abbildung 5.5).

5.3 Ergebnisse der Magnetfeldvermessung

Die experimentell ermittelten Werte der Magnetfeldvermessung sind in den Tabellen 5.1 und 5.2 aufgelistet. Die Kalibration der Hallsonde erfolgte in einem Abstand von 6 m zum Magneten mit Hilfe einer Eisenabschirmung.

Die Messwerte wurden an der digitalen Gaußmeteranzeige abgelesen (Abbildung 5.5). Dabei kam es teilweise zu kurzzeitigen Schwankungen im einstelligen μT -Bereich. Nach einigen Sekunden näherten sich die Werte jedoch einem konstanten Wert und wurden notiert. Die anfänglichen Schwankungen könnten durch leichte Vibrationen der Solenoide hervorgerufen worden sein, bedingt durch den Kühlbetrieb des Kompressors.

Aufgrund der gemessenen geringen Abweichung der Hohlzylinderachse gegenüber der Kryostatenachse und der passgenauen Hallsondenhaltestruktur, wird die Unsicherheit bei der radialen Positionierung der Hallsonde relativ zur Kryostatenachse mit $\sigma_r \leq 1 \text{ mm}$ angenommen. Die Unsicherheit auf den axialen Abstand muss bedingt durch Fertigungstoleranzen ebenfalls mit $\sigma_l \leq 1 \text{ mm}$ berücksichtigt werden. Infolge der Ableseungenauigkeit beträgt die Unsicherheit auf die Einstellung der verschiedenen Winkel $\sigma_\phi \leq 1^\circ$.

⁴1 kG = 100 mT

Tabelle 5.1: Magnetfeldmessdaten der Magnete 8854, 8855 und 8856. Die Magnetfeldvermessungen wurden jeweils auf beiden planaren Endseiten A und B des jeweiligen Solenoiden durchgeführt. Die Seite A ist dabei dem Detektor und die Seite B der Quelle zugewandt.

	8854 A	8854 B	8855 A	8855 B	8856 A	8856 B
ϕ (°)	B_r (mT)	B_r (mT)	B_r (mT)	B_r (mT)	B_r (mT)	B_r (mT)
0	323,852	325,171	338,979	322,247	348,825	335,928
15	322,485	323,954	338,089	321,505	346,515	335,242
30	320,885	322,280	337,626	320,528	344,154	334,722
45	319,520	320,728	337,250	319,943	342,100	332,568
60	318,269	319,329	336,704	319,396	340,311	330,351
75	317,328	318,195	335,940	319,227	338,695	328,405
90	316,645	317,306	335,247	319,270	337,497	326,983
105	316,205	316,814	334,815	319,703	336,723	325,937
120	316,147	316,680	334,436	320,340	336,435	325,429
135	316,662	316,796	333,666	321,240	336,482	325,215
150	317,445	317,490	332,011	322,278	336,755	324,694
165	318,324	318,527	329,791	323,279	337,082	325,466
180	320,059	319,806	330,467	324,231	339,039	326,879
195	321,764	321,155	332,225	325,157	341,220	328,935
210	323,673	322,663	333,988	325,879	344,074	331,575
225	325,294	324,020	335,576	326,349	346,638	334,092
240	326,624	325,383	336,939	326,480	348,875	336,594
255	327,645	326,583	338,090	326,439	350,844	338,752
270	328,220	327,417	338,888	326,178	352,094	340,321
285	328,320	328,017	339,407	325,691	352,655	341,207
300	328,004	328,242	339,687	325,090	352,635	341,351
315	327,212	327,995	340,044	324,326	351,849	340,595
330	326,012	327,326	340,194	323,483	351,729	339,606
345	324,691	326,304	339,249	322,632	351,051	338,651
360	323,259	325,052	338,121	321,800	348,905	338,243

Tabelle 5.2: Magnetfeldmessdaten der Magnete 8857, 8858 und 8903. Die Beschreibung dieser Tabelle ist in Tabelle 5.1 dargestellt.

	8857 A	8857 B	8858 A	8858 B	8903 A	8903 B
ϕ (°)	B_r (mT)	B_r (mT)	B_r (mT)	B_r (mT)	B_r (mT)	B_r (mT)
0	342,378	342,125	347,242	360,915	332,865	364,992
15	340,595	340,497	346,645	360,210	332,767	364,755
30	338,732	338,941	345,356	358,770	332,932	364,680
45	337,042	337,971	343,660	357,315	333,142	364,713
60	335,896	340,375	341,559	356,110	334,429	364,935
75	335,362	342,175	339,430	353,540	335,525	365,210
90	336,127	343,435	337,140	351,041	336,835	365,555
105	338,113	344,255	334,994	350,825	336,805	365,924
120	340,027	344,714	333,194	353,065	336,452	366,325
135	341,768	345,846	332,003	354,178	336,002	366,538
150	343,485	346,399	332,298	354,442	333,475	366,746
165	344,315	347,471	333,725	353,727	331,039	366,912
180	344,271	348,548	334,985	353,709	331,582	367,023
195	344,362	349,477	336,030	354,358	332,120	367,144
210	344,028	350,378	337,042	355,454	332,778	367,342
225	345,140	351,069	338,548	357,010	333,255	367,478
240	346,394	351,454	340,288	358,920	333,405	367,488
255	347,328	351,316	342,130	361,040	333,635	367,435
270	347,712	350,088	343,606	362,993	333,676	367,285
285	347,734	347,116	344,866	364,156	333,562	366,996
300	347,292	345,870	345,778	364,980	333,202	366,569
315	346,374	344,462	346,388	365,565	333,381	366,234
330	345,050	342,791	345,920	365,438	333,308	365,748
345	343,406	341,170	346,443	363,524	333,123	365,275
360	341,593	339,594	346,650	363,035	332,839	365,025

5.4 Verwendete Analysemethoden zur Bestimmung der Spulenposition in einem Kryostaten

Im vertraglichen Rahmen zwischen der Herstellerfirma CMI und dem KIT wurden technische Spezifikationen für die supraleitenden Magnete festgelegt, wie bereits im vorangegangenen Kapitel (Abschnitt 3.2.1) erläutert wurden. Diese beinhalten, dass die Verschiebung der Spulenachse gegenüber der Kryostatenachse weniger als 1 mm betragen muss. CMI ist daher verpflichtet, die Ist-Werte der Spulenposition zu bestimmen. Diese müssen am späteren Einsatzort der Magnete bestimmt werden, um eine erneute Auslenkung der Spule bedingt durch beim Transport auftretende Erschütterungen zu vermeiden. Dazu wurden die Magnete auf ihrem endgültigen Standplatz, dem Magnetuntergestell der DPS, positioniert und die Inbetriebnahme gemäß Kapitel 4 durchgeführt. Anschließend erfolgte die Magnetfeldvermessung in Kooperation mit CMI.

Damit eine möglichst genaue Aussage über die Position der Spule im Kryostaten getroffen werden kann, ist es vorteilhaft, die Messergebnisse der Magnetfeldvermessung mit verschiedenen Analysemethoden auszuwerten. Zum einen können so die Ergebnisse der Analysemethoden durch den direkten gegenseitigen Vergleich verifiziert werden und zum anderen ermöglicht dies die Identifizierung der genaueren Analysemethode. Im Rahmen dieser Arbeit werden zwei Analysemethoden vorgestellt: eine analytische und eine funktionsbasierte. CMI verwendet zur Analyse der Spulenposition die analytisch-trigonometrische Methode. Um die Genauigkeit der von CMI benutzten Analysemethode angeben zu können, wird diese mit der funktionsbasierten, trigonometrischen Analysemethode verglichen.

Um diese Methoden anwenden zu können wird die Annahme gemacht, dass die Spule axialsymmetrisch gewickelt ist. Wird an einem bestimmten Ort der Spule mit dem radialen Abstand r zur Spulenachse und dem Winkel ϕ die magnetische Flussdichte in radialer Richtung gemessen, muss aufgrund der Axialsymmetrie am gegenüberliegenden Punkt mit dem Winkel $\phi + 180^\circ$ der gleiche Magnetfeldwert herrschen. Sind die Achse des Kryostaten und die der Spule koaxial ausgerichtet, würde bei der Variation des Winkels ϕ die radiale Komponente der gemessenen magnetischen Flussdichte nicht variieren.

Ist die Spulenachse gegenüber der Kryostatenachse verschoben oder sogar verkippt, variieren die einzelnen Messwerte, da die Rotationsachse der Hallsonde zur Kryostatenachse ausgerichtet ist und nicht mehr mit der Spulenachse übereinstimmt. Trotzdem gleichen sich die Differenzen zum Mittelwert der gemessenen Werte an der Positionen mit den Winkeln ϕ und $\phi + 180^\circ$. Zusammen mit der Differenz des Messwertes am Winkeln ϕ bzw. $\phi + 180^\circ$ zum Mittelwert und dem radialen Abstand lässt sich die Verschiebung der Spule gegenüber der Kryostatenachse auf der jeweiligen Magnetseite berechnen.

5.4.1 Analytische, trigonometrische Analysemethode

Die analytische, trigonometrische Analysemethode basiert auf dem Vergleich der gemessenen Magnetfeldwerte $a(\phi)$ und $b(\phi + 180^\circ)$:

$$a(\phi) = B_r(\phi) \quad (5.3)$$

$$b(\phi + 180^\circ) = B_r(\phi + 180^\circ) \quad (5.4)$$

Zur Berechnung der Spulenauslenkung müssen zuerst der Magnetfeldmittelwert m und der Magnetfeldversatz c berechnet werden. Der Magnetfeldmittelwert berechnet sich mit

$$m = \frac{a(\phi) + b(\phi + 180^\circ)}{2} \quad (5.5)$$

und der Magnetfeldversatz über

$$c = \frac{a(\phi) - b(\phi + 180^\circ)}{2}. \quad (5.6)$$

Zur Berechnung der relativen Verschiebung Δr der Spulenachse zur Kryostatenachse wird zudem der radiale Abstand r zwischen Hallsonde und Kryostatenachse benötigt. Dieser entspricht aufgrund der verwendeten Stützstruktur dem Abstand zwischen der Hallsonde und der Achse der Haltestruktur und beträgt $r = 38 \text{ mm}$. Die radiale Verschiebung Δr berechnet sich schließlich zu

$$\Delta r = \frac{c}{m} \cdot r. \quad (5.7)$$

Die Ergebnisse der mit dieser Methode ermittelten Spulenverschiebung für die sechs untersuchten Solenoide sind in den Tabellen 5.3 bis 5.8 zusammengefasst. Ein Vergleich der gemessenen Spulenpositionen gestützt auf der funktionsbasierten, trigonometrischen Analysemethode und den daraus resultierenden Unsicherheiten ist in Abschnitt 5.5 diskutiert. Im Anhang C.1 ist die zugehörige Fehlerrechnung ausführlich dargestellt.

Tabelle 5.3: Ergebnisse der Spulenposition mit der analytisch-trigonometrischen Analysemethode von Magnet 8854. Die Ergebnisse der Spulenposition beziehen sich auf den Vergleich eines Magnetfeldwertes $a(\phi)$ am Punkt ϕ mit dem Messwert $b(\omega)$ am gegenüberliegenden Punkt ω . Die angegebenen systematischen und statistischen Unsicherheiten sind bis zur zweiten Nachkommastelle angegeben.

Richtung $\phi - \omega$ ($^\circ$)	Seite A Δr (mm)	$\sigma_{\Delta r}^{\text{stat}}$ (mm)	$ \Delta_{\Delta r}^{\text{syst}} $ (mm)	Seite B Δr (mm)	$\sigma_{\Delta r}^{\text{stat}}$ (mm)	$ \Delta_{\Delta r}^{\text{syst}} $ (mm)
0 – 180	+0,2	$\pm 0,25$	$< 0,01$	+0,3	$\pm 0,25$	$< 0,01$
15 – 195	+0,0	$\pm 0,25$	$< 0,01$	+0,2	$\pm 0,25$	$< 0,01$
30 – 210	–0,2	$\pm 0,25$	$< 0,01$	+0,0	$\pm 0,25$	$< 0,01$
45 – 225	–0,3	$\pm 0,25$	$< 0,01$	–0,2	$\pm 0,25$	$< 0,01$
60 – 240	–0,5	$\pm 0,25$	0,01	–0,4	$\pm 0,25$	$< 0,01$
75 – 255	–0,6	$\pm 0,25$	0,01	–0,5	$\pm 0,25$	0,01
90 – 270	–0,7	$\pm 0,25$	0,01	–0,6	$\pm 0,25$	0,01
105 – 285	–0,7	$\pm 0,25$	0,01	–0,7	$\pm 0,25$	0,01
120 – 300	–0,7	$\pm 0,25$	0,01	–0,7	$\pm 0,25$	0,01
135 – 315	–0,6	$\pm 0,25$	0,01	–0,7	$\pm 0,25$	0,01
150 – 330	–0,5	$\pm 0,25$	0,01	–0,6	$\pm 0,25$	0,01
165 – 345	–0,4	$\pm 0,25$	$< 0,01$	–0,5	$\pm 0,25$	0,01
180 – 360	–0,2	$\pm 0,25$	$< 0,01$	–0,3	$\pm 0,25$	$< 0,01$

Tabelle 5.4: Ergebnisse der Spulenposition mit der analytisch-trigonometrischen Analysemethode von Magnet 8855. Die Beschreibung dieser Tabelle ist in Tabelle 5.3 dargestellt.

Richtung	Seite A			Seite B		
$\phi - \omega$ ($^\circ$)	Δr (mm)	$\sigma_{\Delta r}^{\text{stat}}$ (mm)	$ \Delta_{\Delta r}^{\text{syst}} $ (mm)	Δr (mm)	$\sigma_{\Delta r}^{\text{stat}}$ (mm)	$ \Delta_{\Delta r}^{\text{syst}} $ (mm)
0 – 180	+0,5	$\pm 0,24$	0,01	–0,2	$\pm 0,25$	$< 0,01$
30 – 210	+0,2	$\pm 0,24$	$< 0,01$	–0,3	$\pm 0,25$	$< 0,01$
45 – 225	+0,1	$\pm 0,24$	$< 0,01$	–0,4	$\pm 0,25$	$< 0,01$
60 – 240	+0,0	$\pm 0,24$	$< 0,01$	–0,4	$\pm 0,25$	$< 0,01$
75 – 255	–0,1	$\pm 0,24$	$< 0,01$	–0,4	$\pm 0,25$	$< 0,01$
90 – 270	–0,2	$\pm 0,24$	$< 0,01$	–0,4	$\pm 0,25$	$< 0,01$
105 – 285	–0,3	$\pm 0,24$	$< 0,01$	–0,4	$\pm 0,25$	$< 0,01$
120 – 300	–0,3	$\pm 0,24$	$< 0,01$	–0,3	$\pm 0,25$	$< 0,01$
135 – 315	–0,4	$\pm 0,24$	$< 0,01$	–0,2	$\pm 0,25$	$< 0,01$
150 – 330	–0,5	$\pm 0,24$	0,01	–0,1	$\pm 0,25$	$< 0,01$
165 – 345	–0,5	$\pm 0,24$	0,01	+0,0	$\pm 0,25$	$< 0,01$
180 – 360	–0,4	$\pm 0,24$	$< 0,01$	+0,1	$\pm 0,25$	$< 0,01$

Tabelle 5.5: Ergebnisse der Spulenposition mit der analytisch-trigonometrischen Analysemethode von Magnet 8856. Die Beschreibung dieser Tabelle ist in Tabelle 5.3 dargestellt.

Richtung	Seite A			Seite B		
$\phi - \omega$ ($^\circ$)	Δr (mm)	$\sigma_{\Delta r}^{\text{stat}}$ (mm)	$ \Delta_{\Delta r}^{\text{syst}} $ (mm)	Δr (mm)	$\sigma_{\Delta r}^{\text{stat}}$ (mm)	$ \Delta_{\Delta r}^{\text{syst}} $ (mm)
0 – 180	+0,5	$\pm 0,23$	$< 0,01$	+0,5	$\pm 0,24$	0,01
15 – 195	+0,3	$\pm 0,23$	$< 0,01$	+0,4	$\pm 0,24$	$< 0,01$
30 – 210	+0,0	$\pm 0,23$	$< 0,01$	+0,2	$\pm 0,24$	$< 0,01$
45 – 225	–0,3	$\pm 0,23$	$< 0,01$	–0,1	$\pm 0,24$	$< 0,01$
60 – 240	–0,5	$\pm 0,23$	0,01	–0,4	$\pm 0,24$	$< 0,01$
75 – 255	–0,7	$\pm 0,23$	0,01	–0,6	$\pm 0,24$	0,01
90 – 270	–0,8	$\pm 0,23$	0,02	–0,8	$\pm 0,24$	0,02
105 – 285	–0,9	$\pm 0,23$	0,02	–0,9	$\pm 0,24$	0,02
120 – 300	–0,9	$\pm 0,23$	0,02	–0,9	$\pm 0,24$	0,02
135 – 315	–0,8	$\pm 0,23$	0,02	–0,9	$\pm 0,24$	0,02
150 – 330	–0,8	$\pm 0,23$	0,02	–0,9	$\pm 0,24$	0,02
165 – 345	–0,8	$\pm 0,23$	0,02	–0,8	$\pm 0,24$	0,01
180 – 360	–0,5	$\pm 0,23$	0,01	–0,6	$\pm 0,24$	0,01

Tabelle 5.6: Ergebnisse der Spulenposition mit der analytisch-trigonometrischen Analysemethode von Magnet 8857. Die Beschreibung dieser Tabelle ist in Tabelle 5.3 dargestellt.

Richtung $\phi - \omega$ ($^\circ$)	Δr (mm)	Seite A $\sigma_{\Delta r}^{\text{stat}}$ (mm)	$ \Delta_{\Delta r}^{\text{syst}} $ (mm)	Δr (mm)	Seite B $\sigma_{\Delta r}^{\text{stat}}$ (mm)	$ \Delta_{\Delta r}^{\text{syst}} $ (mm)
0 – 180	–0,1	$\pm 0,23$	$< 0,01$	–0,4	$\pm 0,23$	$< 0,01$
15 – 195	–0,2	$\pm 0,24$	$< 0,01$	–0,5	$\pm 0,23$	0,01
30 – 210	–0,3	$\pm 0,24$	$< 0,01$	–0,6	$\pm 0,23$	0,01
45 – 225	–0,5	$\pm 0,24$	0,01	–0,7	$\pm 0,23$	0,01
60 – 240	–0,6	$\pm 0,24$	0,01	–0,6	$\pm 0,23$	0,01
75 – 255	–0,7	$\pm 0,24$	0,01	–0,5	$\pm 0,23$	0,01
90 – 270	–0,6	$\pm 0,24$	0,01	–0,4	$\pm 0,23$	$< 0,01$
105 – 285	–0,5	$\pm 0,24$	0,01	–0,2	$\pm 0,23$	$< 0,01$
120 – 300	–0,4	$\pm 0,23$	$< 0,01$	–0,1	$\pm 0,23$	$< 0,01$
135 – 315	–0,3	$\pm 0,23$	$< 0,01$	+0,1	$\pm 0,23$	$< 0,01$
150 – 330	–0,1	$\pm 0,23$	$< 0,01$	+0,2	$\pm 0,23$	$< 0,01$
165 – 345	+0,1	$\pm 0,23$	$< 0,01$	+0,3	$\pm 0,23$	$< 0,01$
180 – 360	+0,1	$\pm 0,24$	0,01	+0,5	$\pm 0,23$	0,01

Tabelle 5.7: Ergebnisse der Spulenposition mit der analytisch-trigonometrischen Analysemethode von Magnet 8858. Die Beschreibung dieser Tabelle ist in Tabelle 5.3 dargestellt.

Richtung $\phi - \omega$ ($^\circ$)	Δr (mm)	Seite A $\sigma_{\Delta r}^{\text{stat}}$ (mm)	$ \Delta_{\Delta r}^{\text{syst}} $ (mm)	Δr (mm)	Seite B $\sigma_{\Delta r}^{\text{stat}}$ (mm)	$ \Delta_{\Delta r}^{\text{syst}} $ (mm)
0 – 180	+0,7	$\pm 0,24$	0,01	+0,4	$\pm 0,23$	$< 0,01$
15 – 195	+0,6	$\pm 0,24$	0,01	+0,3	$\pm 0,23$	$< 0,01$
30 – 210	+0,5	$\pm 0,24$	0,01	+0,2	$\pm 0,23$	$< 0,01$
45 – 225	+0,3	$\pm 0,24$	$< 0,01$	+0,0	$\pm 0,23$	$< 0,01$
60 – 240	+0,1	$\pm 0,24$	$< 0,01$	–0,1	$\pm 0,23$	$< 0,01$
75 – 255	–0,2	$\pm 0,24$	$< 0,01$	–0,4	$\pm 0,23$	$< 0,01$
90 – 270	–0,4	$\pm 0,24$	$< 0,01$	–0,6	$\pm 0,23$	0,01
105 – 285	–0,6	$\pm 0,24$	0,01	–0,7	$\pm 0,23$	0,01
120 – 300	–0,7	$\pm 0,24$	0,01	–0,6	$\pm 0,22$	0,01
135 – 315	–0,8	$\pm 0,24$	0,02	–0,6	$\pm 0,22$	0,01
150 – 330	–0,8	$\pm 0,24$	0,02	–0,6	$\pm 0,22$	0,01
165 – 345	–0,7	$\pm 0,24$	0,01	–0,5	$\pm 0,22$	0,01
180 – 360	–0,7	$\pm 0,24$	0,01	–0,5	$\pm 0,22$	0,01

Tabelle 5.8: Ergebnisse der Spulenposition mit der analytisch-trigonometrischen Analysemethode von Magnet 8903. Die Beschreibung dieser Tabelle ist in Tabelle 5.3 dargestellt.

Richtung $\phi - \omega$ ($^\circ$)	Δr (mm)	Seite A $\sigma_{\Delta r}^{\text{stat}}$ (mm)	$ \Delta_{\Delta r}^{\text{syst}} $ (mm)	Δr (mm)	Seite B $\sigma_{\Delta r}^{\text{stat}}$ (mm)	$ \Delta_{\Delta r}^{\text{syst}} $ (mm)
0 – 180	+0,1	$\pm 0,24$	$< 0,01$	–0,1	$\pm 0,22$	$< 0,01$
15 – 195	+0,0	$\pm 0,24$	$< 0,01$	–0,1	$\pm 0,22$	$< 0,01$
30 – 210	+0,0	$\pm 0,24$	$< 0,01$	–0,1	$\pm 0,22$	$< 0,01$
45 – 225	+0,0	$\pm 0,24$	$< 0,01$	–0,1	$\pm 0,22$	$< 0,01$
60 – 240	+0,1	$\pm 0,24$	$< 0,01$	–0,1	$\pm 0,22$	$< 0,01$
75 – 255	+0,1	$\pm 0,24$	$< 0,01$	–0,1	$\pm 0,22$	$< 0,01$
90 – 270	+0,2	$\pm 0,24$	$< 0,01$	–0,1	$\pm 0,22$	$< 0,01$
105 – 285	+0,2	$\pm 0,24$	$< 0,01$	+0,1	$\pm 0,22$	$< 0,01$
120 – 300	+0,2	$\pm 0,24$	$< 0,01$	+0,0	$\pm 0,22$	$< 0,01$
135 – 315	+0,1	$\pm 0,24$	$< 0,01$	+0,0	$\pm 0,22$	$< 0,01$
150 – 330	+0,0	$\pm 0,24$	$< 0,01$	+0,1	$\pm 0,22$	$< 0,01$
165 – 345	–0,1	$\pm 0,24$	$< 0,01$	+0,1	$\pm 0,22$	$< 0,01$
180 – 360	–0,1	$\pm 0,24$	$< 0,01$	+0,1	$\pm 0,22$	$< 0,01$

5.4.2 Funktionsbasierte, trigonometrische Analysemethode

Eine elegantere Art, die Verschiebung der Spulenachse zur Kryostatenachse zu ermitteln, bietet die funktionsbasierte, trigonometrische Analysemethode. Dabei werden die experimentell ermittelten Magnetfeldwerte über den eingestellten Winkel ϕ in einem Diagramm aufgetragen und die Sinusfunktion

$$B_r(\phi) = D \cdot \sin(\phi + E) + C \quad (5.8)$$

an die Werte angepasst. Die Amplitude D spiegelt den Magnetfeldversatz wieder, die Verschiebung C den Magnetfeldmittelwert. Mit diesen Fit-Parametern und dem radialen Abstand der Hallsonde zur Kryostatenachse ($r = 38$ mm) lässt sich die relative Verschiebung

$$\Delta r = \frac{D}{C} \cdot r \quad (5.9)$$

der Spulenachse zur Kryostatenachse berechnen. Mit der Phasenverschiebung E kann zudem die Richtung der Spulenverschiebung bestimmt werden.

Analog kann über den erhaltenen Magnetfeldmittelwert C der Magnetseiten A und B zusammen mit dem axialen Abstand zwischen Kryostatenzentrum und Hallsonde ($l = 335$ mm) die Spulenverschiebung Δz in axialer Richtung (z-Richtung) berechnet werden:

$$\Delta z = \frac{C_A - C_B}{C_A + C_B} \cdot l \quad (5.10)$$

Sie bildet das Pendant zur radialen Verschiebung Δr . In den Abbildungen 5.6 bis 5.11 sind die Ergebnisse der Magnetfeldvermessung mit den angefügten Sinusfunktionen dargestellt. Die Datenanalyse erfolgte mit der am CERN entwickelten ROOT Software [Ant11] [Bal03] [Bru97]. In Tabelle 5.9 sind die ermittelten Fit-Parameter mit den statistischen Unsicherheiten zu finden. Die Werte für die daraus resultierende Spulenverschiebung bzw. der Verkippung in radialer und axialer Richtung sind in Tabelle 5.10 zusammengefasst und um

die statistischen und systematischen Unsicherheiten ergänzt. Die zugehörigen kartesischen Koordinaten der Spulen sind in Abschnitt 5.6 dargestellt.

Bei einer optischen Analyse der angefügten Sinusfunktionen kann bereits festgestellt werden, ob die Spule verkippt oder verschoben ist. Ist die Spulenachse gegenüber der Kryostatennachse parallel verschoben, sind die beiden Sinusfunktionen von Seite A und B nicht gegeneinander phasenverschoben, sprich die Fit-Parameter E sind nahezu identisch. Ein Beispiel hierfür stellt Magnet 8856 dar (Abbildung 5.8). Generell kann eine Differenz der Phasenverschiebung von weniger als 18° , dies entspricht etwa 5%, als gering und somit die Phasenverschiebung als nahezu parallel betrachtet werden. Eine offensichtliche Divergenz der Phasenverschiebung der Sinusfunktionen von mehr als 18° ist hingegen ein Indiz für eine verkippte Spule, wie bei Magnet 8855 zu sehen (Abbildung 5.7). Zusätzlich kann aus der Differenz der Mittelwerte (Fit-Parameter C) beider Funktionen auf die Größe der axialen Spulenverschiebung geschlossen werden. Die experimentell ermittelten Messdaten von Magnet 8854 lassen schon bei optischer Betrachtung auf eine geringe, axiale Verschiebung der Spule schließen (Abbildung 5.6). Dies kann anhand der Formel (5.10) bestätigt werden, da bei einer Differenz der beiden Mittelwerte von unter 0,3% die axiale Verschiebung weniger als 1 mm beträgt.

Entspricht der Betrag einer Amplitude (Fit-Parameter D) weniger als 2,6% des Mittelwerts, so liegt die radiale Verschiebung der Spule unter 1 mm. Die Amplitude sowie auch der radiale Versatz können als gering betrachtet werden. Ein exzellentes Beispiel für eine gering ausgeprägte Amplitude liefern die Sinusfunktionen von Magnet 8903 und deuten auf eine sehr geringe radiale Spulenverschiebung (Abbildung 5.11). Im Vergleich dazu zeigen die Sinusfunktionen von Magnet 8858 wesentlich stärker ausgeprägte Amplituden, welche auf eine größere radiale Verschiebung der Spulenposition schließen lassen (Abbildung 5.10).

Tabelle 5.9: Fit-Parameter der Sinusfunktion aller Magnete. Die Sinusfunktionen sowie deren Parameter und der zugehörigen Unsicherheiten wurden mit dem Software-Programm ROOT an die Magnetfeldmessdaten angepasst.

Magnete	Seite	D (mT)	E ($^\circ$)	C (mT)
8854	A	$6,034 \pm 0,463$	$196,643 \pm 4,262$	$322,112 \pm 0,323$
8854	B	$5,765 \pm 0,461$	$208,246 \pm 4,492$	$322,420 \pm 0,323$
8855	A	$3,864 \pm 0,470$	$242,569 \pm 7,145$	$336,153 \pm 0,337$
8855	B	$3,574 \pm 0,464$	$161,583 \pm 7,215$	$322,952 \pm 0,324$
8856	A	$8,521 \pm 0,492$	$211,890 \pm 3,252$	$344,346 \pm 0,345$
8856	B	$8,114 \pm 0,473$	$218,013 \pm 3,315$	$332,206 \pm 0,333$
8857	A	$5,238 \pm 0,493$	$166,816 \pm 5,223$	$342,619 \pm 3,432$
8857	B	$5,582 \pm 0,487$	$128,412 \pm 5,008$	$345,271 \pm 0,346$
8858	A	$7,122 \pm 0,476$	$243,276 \pm 3,926$	$340,378 \pm 3,407$
8858	B	$6,334 \pm 0,509$	$220,885 \pm 4,568$	$357,999 \pm 0,358$
8903	A	$1,103 \pm 0,483$	$0,000 \pm 299,108$	$333,676 \pm 0,334$
8903	B	$1,362 \pm 0,516$	$128,189 \pm 21,867$	$366,216 \pm 0,367$

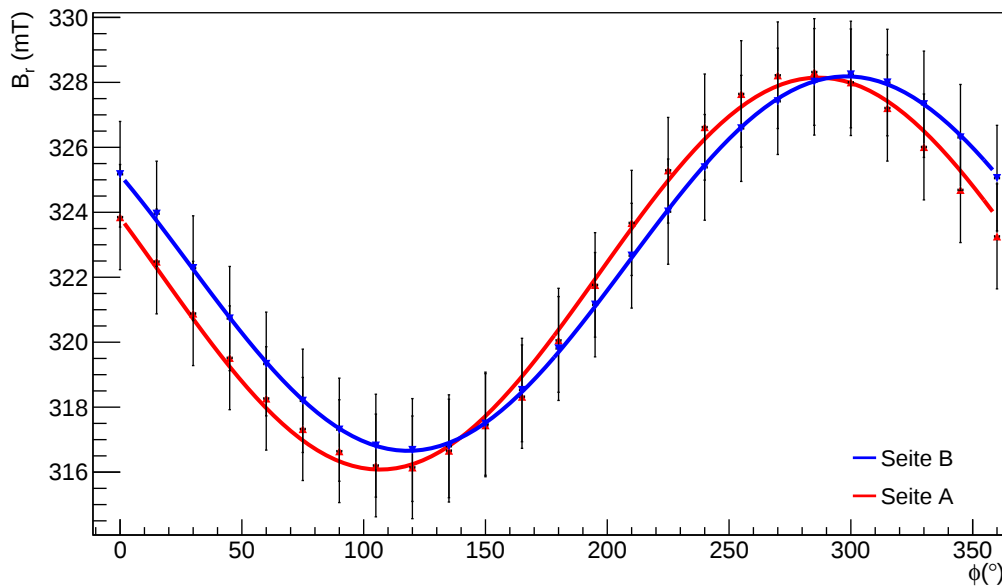


Abbildung 5.6: Magnetfeldmessdaten des Magneten 8854 mit Sinusfunktion.

Die Differenz der Phasenverschiebung der Kurven beträgt etwa 12° und ist ein eindeutiges Zeichen für eine fast parallele Achsenverschiebung der Spulenachse gegenüber der Kryostatenachse. Zudem lässt der Betrag der Amplitude beider Kurven von weniger als 1,9% des Mittelwerts auf einen geringen Spulenversatz in radialer Richtung schließen. Die Abweichung der Mittelwerte beträgt 0,1%, deshalb ist die axiale Verschiebung ebenfalls gering.

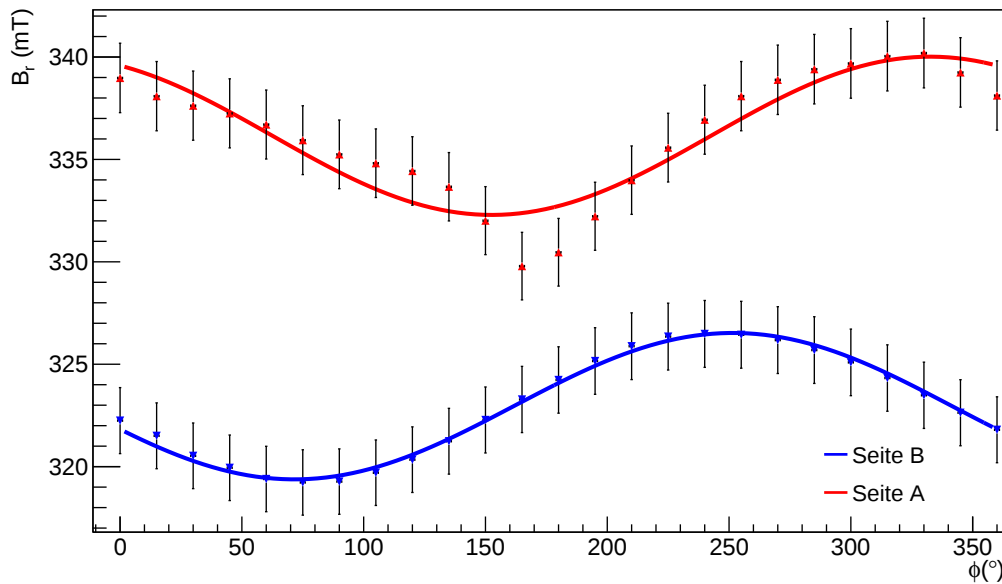


Abbildung 5.7: Magnetfeldmessdaten des Magneten 8855 mit Sinusfunktion.

Beide Amplituden zeugen von einem geringen, radialen Versatz der Spule. Dies wird durch den Betrag der Amplitude von 1,1% des Mittelwerts bestätigt. Jedoch lässt die ausgeprägte Phasenverschiebung von 81° zwischen den Sinuskurven auf eine verkippte Spulenposition schließen. Zudem ist die signifikante Differenz der Mittelwerte, diese beträgt etwa 4%, ein Indiz für eine deutliche Verschiebung in axialer Richtung.

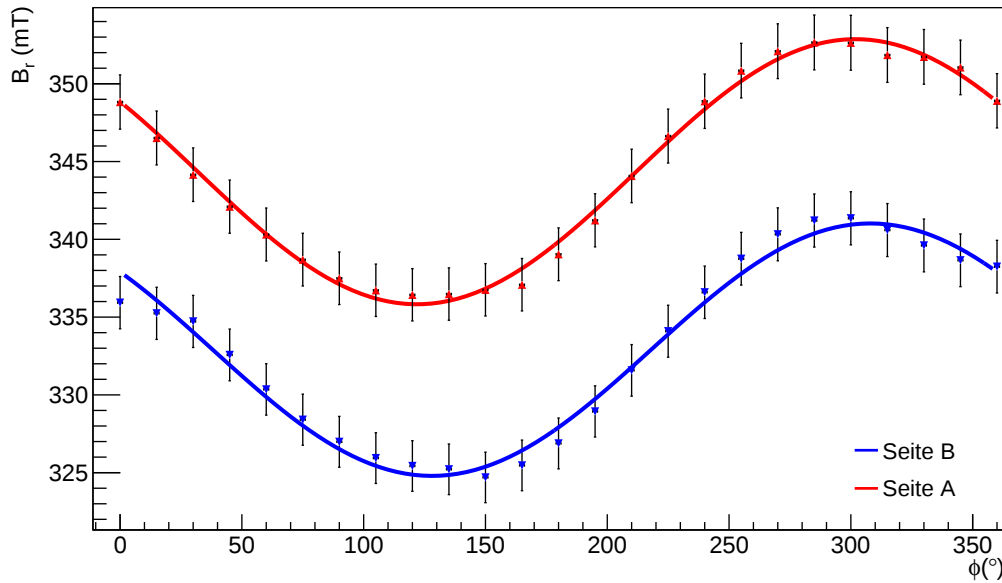


Abbildung 5.8: Magnetfeldmessdaten des Magneten 8856 mit Sinusfunktion.

Die geringe Differenz der Phasenverschiebung von lediglich 6° bedeutet, dass die Spulenachse fast perfekt parallel zur Kryostatenachse verschoben ist. Die nicht-verschwindende Differenz der Mittelwerte von mehr als 3% sowie die erhöhte Amplitude beider Kurven zeigen einen axialen bzw. radialen Versatz. Aufgrund des Betrags der Amplitude von etwa 2,5% des Mittelwerts ist die radiale Spulenverschiebung trotzdem kleiner als 1 mm.

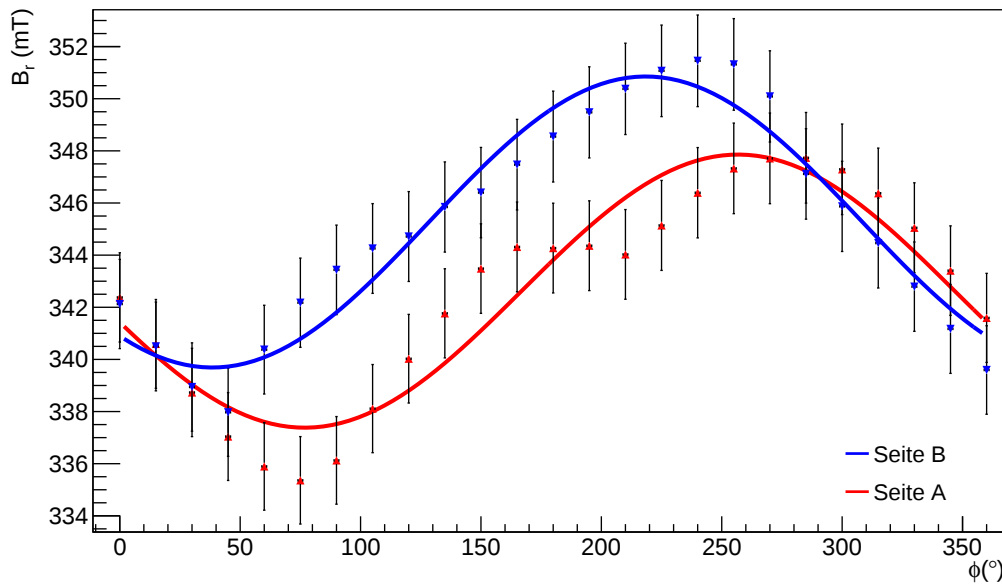


Abbildung 5.9: Magnetfeldmessdaten des Magneten 8857 mit Sinusfunktion.

Eine Ursache für die deutlichen Abweichungen der Messwerte von den angefügten Sinusfunktionen könnten eine Bewegungen der Halte- oder Stützstruktur während der Messphase sein. Angesichts der vorhandenen Differenz der Phasenverschiebung von etwa 40° ist die Spulenachse zusätzlich verkippt. Die Mittelwerte unterscheiden sich lediglich um 1% und deuten auf eine geringe axiale Verschiebung. Der Betrag der Amplitude beträgt weniger als 1,6% des Mittelwerts und ist ein Indiz für einen geringen radialen Versatz.

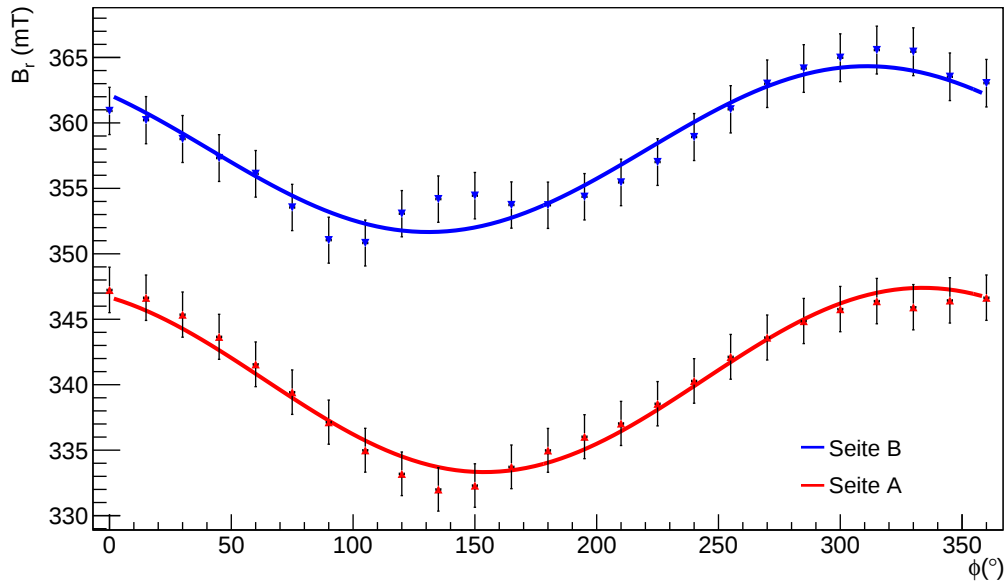


Abbildung 5.10: Magnetfeldmessdaten des Magneten 8858 mit Sinusfunktion.

Aufgrund der Differenz der Phasenverschiebung von 23° ist die Spulenachse gegenüber der Kryostatenachse leicht verkippt. Die Abweichung der Mittelwerte von über 4,7% lassen auf einen ausgeprägten, axialen Spulenversatz schließen. Ein Beleg für die geringe radiale Spulenverschiebung ist die Amplitude deren Betrag lediglich 2% des Mittelwerts entspricht.

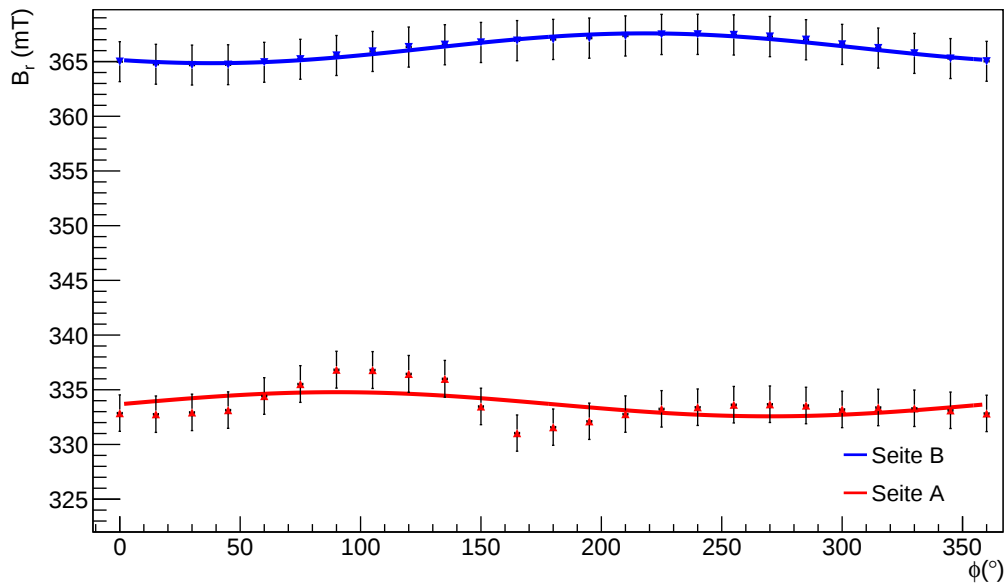


Abbildung 5.11: Magnetfeldmessdaten des Magneten 8903 mit Sinusfunktion.

Die geringen Amplituden deren Betrag etwa 0,3% des Mittelwerts entsprechen, deuten auf eine nahezu perfekte Übereinstimmung von Kryostaten- und Spulenachse. Die Differenz der Mittelwerte im Bereich von 10% lässt jedoch auf eine signifikante, axiale Verschiebung schließen. Bedingt durch die Schwankungen der Messwerte kann keine physikalisch korrekte Phasenverschiebung gegeben werden. Die Abweichungen können auf Bewegungen der Stütz- oder Haltestruktur während der Messphase zurückgeführt werden.

Tabelle 5.10: Zylinderkoordinaten der Spulenverschiebung aller Magnete. Mit Hilfe der Formeln (5.9) und (5.10) sowie dem Funktionsparameter der Phasenverschiebung können die Spulenverschiebungen in Zylinderkoordinaten berechnet werden. Dem radialen und axialen Parameter (Δr und Δz) folgt an zweiter Stelle die statistische und an dritter die systematische Unsicherheit. Die zugehörige Fehlerrechnung befindet sich im Anhang C.2.

Magnete	Seite	Δr (mm)	Winkel (°)	Δz (mm)
8854	A	$0,71 \pm 0,05 \pm 0,02$	$286,643 \pm 4,262$	$-0,16 \pm 0,00 \pm 0,00$
8854	B	$0,68 \pm 0,05 \pm 0,02$	$298,246 \pm 4,492$	$+0,16 \pm 0,00 \pm 0,00$
8855	A	$0,44 \pm 0,05 \pm 0,01$	$332,569 \pm 7,145$	$+6,71 \pm 0,00 \pm 0,02$
8855	B	$0,42 \pm 0,05 \pm 0,01$	$251,583 \pm 7,215$	$-6,71 \pm 0,00 \pm 0,02$
8856	A	$0,94 \pm 0,05 \pm 0,02$	$301,890 \pm 3,252$	$+5,66 \pm 0,00 \pm 0,02$
8856	B	$0,93 \pm 0,05 \pm 0,02$	$308,013 \pm 3,315$	$-5,66 \pm 0,00 \pm 0,02$
8857	A	$0,58 \pm 0,05 \pm 0,02$	$256,816 \pm 5,223$	$-1,31 \pm 0,00 \pm 0,00$
8857	B	$0,61 \pm 0,05 \pm 0,02$	$218,412 \pm 5,008$	$+1,31 \pm 0,00 \pm 0,00$
8858	A	$0,80 \pm 0,05 \pm 0,02$	$333,276 \pm 3,926$	$-8,58 \pm 0,00 \pm 0,03$
8858	B	$0,67 \pm 0,05 \pm 0,02$	$310,885 \pm 4,568$	$+8,58 \pm 0,00 \pm 0,03$
8903	A	$0,13 \pm 0,05 \pm 0,00$	$90,000 \pm 299,108$	$-15,58 \pm 0,00 \pm 0,05$
8903	B	$0,14 \pm 0,05 \pm 0,00$	$218,189 \pm 21,867$	$+15,58 \pm 0,00 \pm 0,05$

5.5 Diskussion der Ergebnisse der Analysemethoden

Mit Hilfe der analytisch-trigonometrischen Methode ist es möglich, die Resultate direkt während der Messung mit einem im Voraus erstellten Excel-Dokument auszuwerten unter Verwendung von Formel (5.7). Diese in-situ Auswertung ermöglicht obligatorische Optimierungen an der Messvorrichtung vorzunehmen, um die Messkonfiguration zu verbessern. Die Datenauswertung der funktionsbasierten, trigonometrischen Analysemethoden ist hingegen zeitlich aufwendiger aufgrund des Erstellens von Diagrammen und der Weiterverarbeitung der Parameter. Sie kann daher nicht während der Messung durchgeführt werden. Im Gegensatz zur analytisch-trigonometrischen Methode können jedoch die maximale Spulenauslenkung sowie die zugehörige Richtung ermittelt werden, da die an die Messwerte angefügte Sinusfunktion die fehlenden Intervallschritte der Winkel kompensiert. Dies ist aufgrund des gewählten Messintervalls von 15° mit der analytisch-trigonometrischen Methode nicht möglich. Eine Verkleinerung der Intervallschritte hätte eine Verlängerung der Messzeit zur Folge. Außerdem hätten kleinere Intervallschritte keinen Einfluss auf die resultierenden Unsicherheiten bei der analytisch-trigonometrischen Methode. Die funktionsbasierte, trigonometrische Analysemethoden überzeugt zudem durch ihre geringeren statistischen und systematischen Unsicherheiten bei gleichbleibenden Messintervallen. Bezüglich der Anpassung der Sinusfunktion würden bei dieser Methode kleiner gewählte Intervallschritte eine deutliche Verbesserung der statistischen Unsicherheiten der Fit-Parameter aufzeigen.

Mit Hilfe der funktionsbasierten, trigonometrischen Methode kann nicht nur eine genaue Aussage über die Verschiebung der Spulenposition in radialer Richtung getroffen werden, sondern auch über den Versatz in axialer Richtung. Jedoch zeigen die Berechnungen bei vier von sechs Magneten eine unphysikalische axiale Verschiebung von mehr als 5 mm. Dies ist, bedingt durch das kompakte Design der Rekondensormagnete, nicht möglich, da sonst ein thermischer Kontakt zwischen der Spule und der Isoliervakuum-Kammer auftreten würde, welcher die Speicherung von LHe und den supraleitenden Betrieb der Spule durch

den zusätzlichen Wärmeeintrag nicht ermöglichen würde. Tatsächlich sind diese Resultate auf die radiale Magnetfeldvermessung sowie deren Auswertung zurückzuführen.

Bereits geringfügige Unsicherheiten der axialen Messposition der Hallsonde führen zu einer signifikanten Änderung der radialen Magnetfeldkomponente. Dies ist auf die installierten Kompensationsspulen an den jeweiligen Spulenenden zurück zu führen (Abbildung 4.1). Vom Spulenzentrum bis zu den Spulenenden herrscht aufgrund der vorhandenen Kompensationsspulen ein homogenes Magnetfeld. Dementsprechend werden jedoch die Magnetfeldlinien am Rande der Spule unter einem kleinen Krümmungsradius zum anderen Ende der Spule ausgerichtet. Dieser erzeugt schon bei geringen Unsicherheiten der axialen Hallsondenposition deutliche Veränderungen des Mittelwerts der radialen Magnetfeldkomponente. Da für die Berechnung der axialen Spulenverschiebung nach Formel (5.10) die Mittelwerte auf beiden Magnetseiten erforderlich sind (Abschnitt 5.4.2), wirkt sich schon eine geringe Abweichung der axialen Position der Hallsonde signifikant auf die Berechnung der axialen Spulenposition aus. Ein Beispiel hierfür liefert die Magnetfeldvermessung am Magnet 8858 (Abbildung 5.10).

Die Auswirkung auf die radiale Verschiebung der Spulenposition ist vernachlässigbar, da sowohl die Messung als auch die Analyse auf beiden Magnetseiten unabhängig voneinander durchgeführt werden. Die axiale Verschiebung der Hallsonde hat keinen Einfluss auf eine radiale Spulenverschiebung, da der zur Berechnung der radialen Verschiebung nötige Mittelwert mit der ebenfalls benötigten Amplitude korreliert ist (Abschnitt 5.4.2).

Vergleich der Ergebnisse mit einer anfänglichen Messung

Eine erste Version der Messvorrichtung sah einen Einbau der Haltestruktur der Hallsonde in die warme Bohrung der Solenoide ohne den Aluminium-Hohlzylinder als zusätzliche Stützstruktur vor. Mit Hilfe der Messplatte wurde die Hallsonde-Haltestruktur an den planaren Endseiten der Magnete zur warmen Bohrung zentriert. Eine zusätzliche GFK-Scheibe diente der Abstützung der Haltestruktur im Inneren der warmen Bohrung. Bedingt durch die Rotation der Hallsonde um die Kryostatenachse konnte sich diese GFK-Scheibe jedoch während der Messung innerhalb der warmen Bohrung bewegen und sogar verkippen. Die Ausrichtung der Haltestrukturachse zur Kryostatenachse wurde dadurch stark verändert und eine nicht-vorhandene Verkipfung der Spule suggeriert. Zudem unterlagen die angezeigten Messwerte starken Schwankungen und Abweichungen, die auch nach mehreren Minuten andauerten. Angesichts der Haltekonstruktion und den durch den Kompressor hervorgerufenen Vibrationen am Solenoiden konnten die Systematiken auf die direkte Bewegung der Hallsonde zurückgeführt werden.

Tabelle 5.11: Vergleich der ermittelten Spulenverschiebung für den Magneten 8858 mit unterschiedlichen Messvorrichtungen. Wie deutlich die ermittelte Spulenposition vom Aufbau der Messvorrichtung abhängt, ist in dieser Tabelle dargestellt.

Messvorrichtung	Seite	Δr (mm)	Winkel ($^\circ$)	Δz (mm)
Ursprünglich	A	$+6,14 \pm 0,05 \pm 0,16$	$304,41 \pm 0,49$	$-7,61 \pm 0,00 \pm 0,02$
Ursprünglich	B	$+3,83 \pm 0,05 \pm 0,10$	$289,21 \pm 0,79$	$+7,61 \pm 0,00 \pm 0,02$
Optimierte	A	$+0,80 \pm 0,05 \pm 0,02$	$333,28 \pm 3,93$	$-8,58 \pm 0,00 \pm 0,03$
Optimierte	B	$+0,67 \pm 0,05 \pm 0,02$	$310,89 \pm 4,57$	$+8,58 \pm 0,00 \pm 0,03$

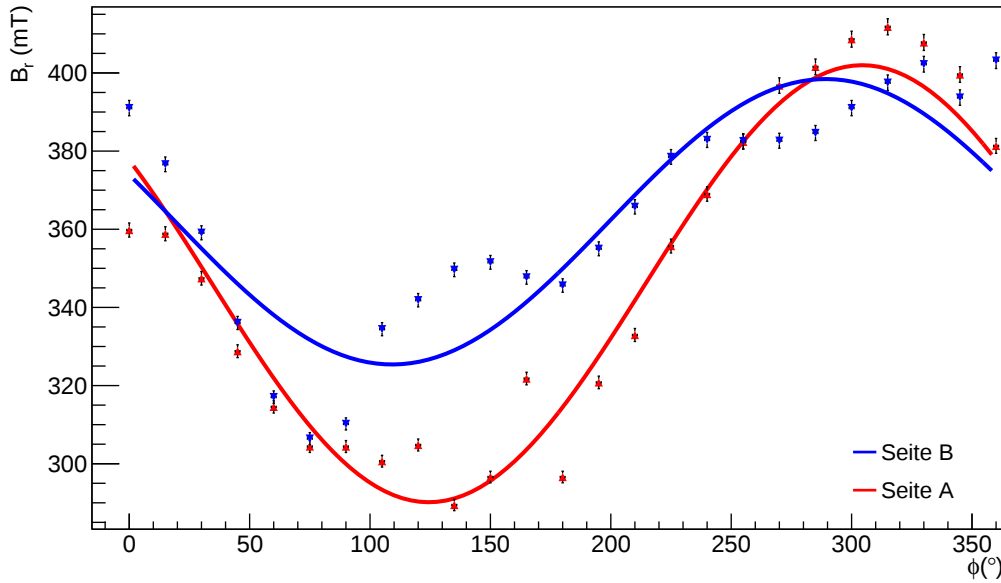


Abbildung 5.12: Anfängliche Magnetfeldvermessung am Magnet 8858. Die Messwerte mit der anfänglichen Messvorrichtung unterliegen starken Schwankungen. Diese sind darauf zurück zu führen, dass sich die Haltestruktur der Hallsonde während der Rotation in der warmen Bohrung bewegte und sogar verkippte. Zusätzlich erzeugte der Kompressor Vibrationen am Magneten. Die dadurch entstandenen Mikrophonie übertrug sich auf die Hallsonde, woraufhin die Messwerte einer kontinuierlichen Schwankung unterlagen.

Hierdurch wurden während den ersten Auswertungen unphysikalische Abweichungen zwischen den Soll- und Ist-Werten der Spulenposition bei allen Magneten festgestellt. Ein Indiz für eine fehlerbehaftete Magnetfeldvermessung war beispielsweise, dass das Design der Rekondensormagnete aufgrund ihrer kompakten Bauweise keine Auslenkung der Spulenposition von mehr als 5 mm erlaubt (Abschnitt 4.1).

Nach der Identifikation der verkippten Haltestruktur der Hallsonde gegenüber der Kryostatenachse als Fehlerquelle sowie einer ausführlichen Fehlerbewertung [Min15] wurde die aktuelle Stützstruktur für die Magnetfeldvermessung eingesetzt (Abschnitt 5.2). Durch Benutzen der beiden Messplatten an den Endseiten der Solenoide sowie dem Aluminium-Hohlzylinder als Stützstruktur wird eine Verkipfung des Hallsensors zur Kryostatenachse verhindert (Abbildung 5.4). Ein direkter Vergleich der Magnetfeldvermessungen mit beiden Stützstrukturen am Magneten 8858 zeigt den deutlichen Unterschied der resultierenden Spulenposition. Die zugehörigen Resultate sind in Abbildung 5.12 und Tabelle 5.11 dargestellt. Die Werte der radialen Spulenverschiebung demonstrieren eindrucksvoll die Verbesserung der Messmethode durch die Benutzung der modifizierten Haltestruktur. Wie bereits in Abschnitt 5.5 erläutert, sind die unphysikalischen Werte der axialen Spulenverschiebung Δz auf die eindimensionale Hallsonde zurückzuführen.

5.6 Vergleich der ermittelten Spulenpositionen mit den technischen Spezifikationen

Bei dem Vergleich des radialen Versatzes der Spulen ist zu beachten, dass sich die ermittelten Verschiebungen (Tabelle 5.10) immer auf den Messpunkt der Hallsonde bei $l = \pm 335$ mm beziehen, welcher nicht der tatsächlichen Spulenposition entspricht. Folglich müssen für die Berechnung der Spulenpositionen die ermittelten radialen Verschiebungen mit dem zugehörigen Winkel in kartesische Koordinaten transformiert werden. Das Koordinatensystem wird so gewählt, dass die Zylinderachse des Kryostaten der z -Richtung im KATRIN-Koordinatensystem entspricht. Die Winkel 0° und 180° werden als y -Achse definiert bzw. 90° und 180° als x -Achse. Das Zentrum des untersuchten Kryostaten entspricht dem Ursprung des kartesischen Koordinatensystems. Aufgrund der bereits berechneten Spulenposition in Zylinderkoordinaten kann eine Spulenachse im kartesischen Koordinatensystem definiert werden. Die entsprechenden Geradengleichungen sind den Formeln (5.11) bis (5.16) zu entnehmen, inklusive der statistischen und systematischen Unsicherheiten. Die zugehörige Fehlerrechnung befindet sich im Anhang C.3.

$$\vec{x}_{8854} = \begin{pmatrix} -0,68 \pm 0,05 \pm 0,02 \\ 0,20 \pm 0,05 \pm 0,01 \\ 334,84 \pm 0,00 \pm 0,00 \end{pmatrix} + \lambda \cdot \begin{pmatrix} 0,08 \pm 0,08 \pm 0,03 \\ 0,12 \pm 0,08 \pm 0,01 \\ -670,00 \pm 0,00 \pm 0,00 \end{pmatrix} \quad (5.11)$$

$$\vec{x}_{8855} = \begin{pmatrix} -0,20 \pm 0,05 \pm 0,01 \\ 0,39 \pm 0,05 \pm 0,01 \\ 341,71 \pm 0,00 \pm 0,02 \end{pmatrix} + \lambda \cdot \begin{pmatrix} -0,20 \pm 0,08 \pm 0,02 \\ -0,52 \pm 0,08 \pm 0,01 \\ -670,00 \pm 0,00 \pm 0,04 \end{pmatrix} \quad (5.12)$$

$$\vec{x}_{8856} = \begin{pmatrix} -0,80 \pm 0,05 \pm 0,02 \\ -0,50 \pm 0,05 \pm 0,02 \\ 340,66 \pm 0,00 \pm 0,02 \end{pmatrix} + \lambda \cdot \begin{pmatrix} -0,07 \pm 0,08 \pm 0,03 \\ 0,07 \pm 0,08 \pm 0,04 \\ -670,00 \pm 0,00 \pm 0,03 \end{pmatrix} \quad (5.13)$$

$$\vec{x}_{8857} = \begin{pmatrix} -0,57 \pm 0,05 \pm 0,01 \\ -0,13 \pm 0,05 \pm 0,01 \\ 333,69 \pm 0,00 \pm 0,00 \end{pmatrix} + \lambda \cdot \begin{pmatrix} 0,18 \pm 0,08 \pm 0,02 \\ -0,35 \pm 0,08 \pm 0,02 \\ -670,00 \pm 0,01 \pm 0,01 \end{pmatrix} \quad (5.14)$$

$$\vec{x}_{8858} = \begin{pmatrix} -0,36 \pm 0,05 \pm 0,01 \\ -0,71 \pm 0,05 \pm 0,02 \\ 326,42 \pm 0,00 \pm 0,02 \end{pmatrix} + \lambda \cdot \begin{pmatrix} -0,15 \pm 0,08 \pm 0,02 \\ -0,27 \pm 0,08 \pm 0,03 \\ -670,00 \pm 0,01 \pm 0,05 \end{pmatrix} \quad (5.15)$$

$$\vec{x}_{8903} = \begin{pmatrix} 0,13 \pm 0,05 \pm 0,00 \\ 0,00 \pm 0,66 \pm 0,00 \\ 319,42 \pm 0,00 \pm 0,05 \end{pmatrix} + \lambda \cdot \begin{pmatrix} -0,21 \pm 0,08 \pm 0,01 \\ -0,11 \pm 0,66 \pm 0,00 \\ -670,00 \pm 0,00 \pm 0,01 \end{pmatrix} \quad (5.16)$$

Mit Hilfe dieser Geradengleichungen und der tatsächlichen Länge der Spule von $L = 630$ mm [Ber13a] ist es möglich, die Anfangs- und Endkoordinaten der Spulen im KATRIN-Koordinatensystem zu berechnen. Diese sind in Tabelle 5.12 zusammengefasst und zeigen geringe Verschiebungen der Spulenpositionen gegenüber den Kryostatenachsen in x - und y -Richtung von weniger als 1 mm. Selbst der maximale Versatz in radialer Richtung beträgt weniger als 1 mm. Somit kann die Einhaltung der technischen Spezifikationen verifiziert werden. Lediglich die axiale Position weicht bei fast allen Magneten um mehr als 1 mm vom Soll-Wert ab. Dieses Resultat ist jedoch auf das Messprinzip an sich zurückzuführen und unterliegt einer großen, nicht-quantifizierbaren Unsicherheit. Die Ergebnisse des axialen Spulenversatzes können daher als nicht vertrauenswürdig erachtet werden. Vergleichlich sind die technischen Spezifikationen auch nicht auf die axiale Ausrichtung bezogen, sondern lediglich auf den radialen Spulenversatz bzw. die x - und y -Komponenten.

Die berechneten, kartesischen Koordinaten der Spulenpositionen sind für Simulationsstudien mit der Software Kassiopeia [Fur15] [Col15] essentiell, um die Auswirkungen auf den magnetischen Flussschlauch sowie auf die geführten Teilchen im Vakuumsystem zu untersuchen.

Tabelle 5.12: Kartesische Koordinaten der Spulenachsen im zugehörigen Kryostaten der Magnete. Mit Hilfe der Geradengleichungen (5.11) bis (5.16) und der Spulenlänge von $L = 630$ mm kann die Lage der Spulenachse in den Kryostaten ermittelt werden. Die Koordinaten sind jeweils mit statistischen und systematischen Unsicherheiten vervollständigt.

Magnet	Seite	x -Koordinate	y -Koordinate	z -Koordinate
8854	A	$-0,70 \pm 0,05 \pm 0,02$	$-0,21 \pm 0,05 \pm 0,01$	$+314,84 \pm 0,00 \pm 0,00$
8854	B	$-0,60 \pm 0,09 \pm 0,05$	$-0,32 \pm 0,09 \pm 0,02$	$-315,16 \pm 0,00 \pm 0,00$
8855	A	$-0,21 \pm 0,05 \pm 0,01$	$-0,37 \pm 0,05 \pm 0,01$	$+321,71 \pm 0,00 \pm 0,02$
8855	B	$-0,39 \pm 0,09 \pm 0,02$	$-0,11 \pm 0,09 \pm 0,02$	$-308,29 \pm 0,00 \pm 0,06$
8856	A	$-0,80 \pm 0,05 \pm 0,02$	$-0,50 \pm 0,05 \pm 0,01$	$+320,66 \pm 0,00 \pm 0,02$
8856	B	$-0,73 \pm 0,09 \pm 0,06$	$-0,57 \pm 0,09 \pm 0,04$	$-309,34 \pm 0,00 \pm 0,05$
8857	A	$-0,56 \pm 0,05 \pm 0,02$	$-0,14 \pm 0,05 \pm 0,00$	$+313,69 \pm 0,01 \pm 0,00$
8857	B	$+0,39 \pm 0,09 \pm 0,04$	$-0,47 \pm 0,09 \pm 0,02$	$-316,31 \pm 0,01 \pm 0,01$
8858	A	$-0,36 \pm 0,05 \pm 0,01$	$-0,70 \pm 0,05 \pm 0,02$	$+306,42 \pm 0,00 \pm 0,03$
8858	B	$-0,50 \pm 0,09 \pm 0,03$	$-0,45 \pm 0,09 \pm 0,05$	$-323,58 \pm 0,01 \pm 0,07$
8903	A	$-0,12 \pm 0,06 \pm 0,00$	$+0,00 \pm 0,66 \pm 0,00$	$+299,42 \pm 0,00 \pm 0,05$
8903	B	$-0,08 \pm 0,09 \pm 0,01$	$-0,11 \pm 0,92 \pm 0,00$	$-330,58 \pm 0,00 \pm 0,14$

5.7 Auswirkung der Spulenpositionen auf den weiteren Aufbau der DPS

Um die Auswirkung der tatsächlichen Spulenpositionen in den Kryostaten auf den Aufbau des Vakuumsystems der DPS zu analysieren und somit Kollisionen des magnetischen Flussschlauchs mit dem Strahlrohr oder den verbauten Komponenten frühzeitig zu erkennen, wurden mit der KATRIN-eigenen Software Kassiopeia Magnetfeldliniensimulationen durchgeführt. Dazu wurden die Spulengeometrien anhand der konzipierten und berechneten Spulenpositionen in Kassiopeia modelliert. Mit Hilfe dieser Simulationen wurden jeweils der Abstand zwischen dem magnetischen Flussschlauch ($\Phi = 191 \text{ Tcm}^2$) und dem Strahlrohr berechnet. Abbildung 5.13 zeigt den Vergleich der Ergebnisse unter Benutzung der realen und idealen Geometrien. Aufgrund der statistischen und systematischen Unsicherheiten, welche in diesem Schaubild übersichtshalber nicht berücksichtigt sind, unterliegt der dargestellte Verlauf im realen Fall einer gewissen Toleranz. Trotzdem können die Funktionen als nahezu identisch betrachtet werden, vor allem in den kritischen Bereichen mit geringen Abständen unter 4 mm. Folglich können die Strahlrohrelemente sowie das restliche Vakuumsystem wie vorgesehen an den Kryostaten der Solenoide zentrisch zur Achse ausgerichtet werden. Die volle Funktionsfähigkeit der FT-ICR Module ist bei zentrischer Ausrichtung zum Strahlrohr somit ebenfalls garantiert. In Tabelle 5.13 sind die Korrekturwerte für die Strahlrohrelemente aufgeführt, um trotz der vernachlässigbar geringen Spulenverschiebung bei Bedarf eine Feinjustierung am Strahlrohrsystems der DPS durchführen zu können.

Tabelle 5.13: Kartesische Koordinaten der Strahlrohrposition aller Magnete.
Infolge der kleinen Korrekturwerte von unter 1 mm der Spulenachsen zur Kryostatenachse, kann auf eine Feinjustierung des Vakuumsystems verzichtet werden.

Magnet	Seite	x -Koordinate	y -Koordinate	z -Koordinate
8854	A	$-0,70 \pm 0,05 \pm 0,02$	$-0,20 \pm 0,05 \pm 0,01$	$-0,16 \pm 0,00 \pm 0,00$
8854	B	$-0,58 \pm 0,10 \pm 0,06$	$-0,34 \pm 0,10 \pm 0,02$	$+0,16 \pm 0,67 \pm 0,00$
8855	A	$-0,17 \pm 0,06 \pm 0,01$	$-0,47 \pm 0,05 \pm 0,02$	$+6,71 \pm 0,00 \pm 0,02$
8855	B	$-0,43 \pm 0,11 \pm 0,04$	$-0,22 \pm 0,10 \pm 0,06$	$-6,71 \pm 0,67 \pm 0,02$
8856	A	$-0,81 \pm 0,05 \pm 0,03$	$-0,49 \pm 0,02 \pm 0,02$	$+5,66 \pm 0,00 \pm 0,02$
8856	B	$-0,72 \pm 0,10 \pm 0,07$	$-0,58 \pm 0,10 \pm 0,05$	$-5,66 \pm 0,67 \pm 0,02$
8857	A	$+0,60 \pm 0,06 \pm 0,02$	$-0,07 \pm 0,05 \pm 0,01$	$-1,31 \pm 0,01 \pm 0,00$
8857	B	$-0,35 \pm 0,10 \pm 0,05$	$-0,54 \pm 0,10 \pm 0,03$	$+1,31 \pm 4,73 \pm 0,00$
8858	A	$-0,33 \pm 0,06 \pm 0,02$	$-0,76 \pm 0,06 \pm 0,03$	$-8,57 \pm 0,00 \pm 0,03$
8858	B	$-0,53 \pm 0,10 \pm 0,05$	$-0,40 \pm 0,10 \pm 0,08$	$+8,57 \pm 4,53 \pm 0,03$
8903	A	$-0,17 \pm 0,06 \pm 0,01$	$+0,02 \pm 0,67 \pm 0,00$	$-15,58 \pm 0,00 \pm 0,05$
8903	B	$-0,12 \pm 0,10 \pm 0,04$	$-0,13 \pm 1,00 \pm 0,02$	$+15,58 \pm 0,67 \pm 0,05$

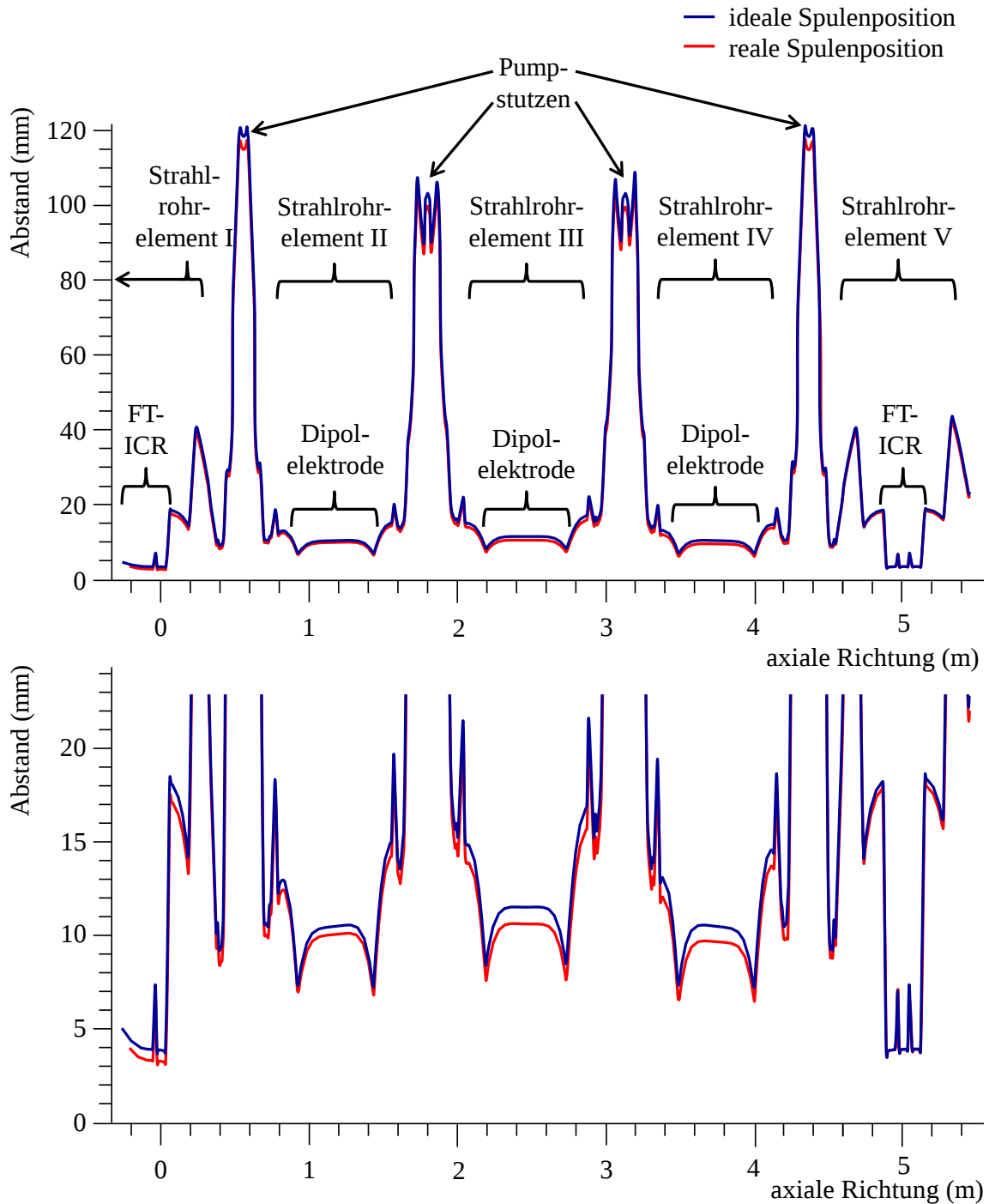


Abbildung 5.13: Idealer und realer Abstand des magnetischen Flussschlauchs zum Strahlrohr. Die Simulation zur Berechnung des realen Abstands zwischen dem magnetischen Flussschlauch ($\Phi = 191 \text{ Tcm}^2$) und dem Strahlrohr basiert auf den Ist-Maßen der Bauteile sowie auf der durchgeführten Analyse der Spulenpositionen. Das obere Diagramm zeigt den kompletten Abstandsverlauf. Der für den Einbau der FT-ICR und der Dipolelektroden wichtige Bereich ist im unteren Diagramm vergrößert dargestellt. Wie zu erkennen ist, liegt die maximale Abweichung im Bereich der Dipolelektroden bei etwa 1 mm. Der reale Abstand beträgt somit 11 mm. Dies sowie der verschwindend geringe Änderung des Abstands im Bereich der FT-ICR verdeutlichen, dass keine Positionskorrektur des Strahlrohrs sowie der FT-ICR und Dipolelektroden durchgeführt werden muss.

6. Zusammenfassung und Ausblick

Seit der Entdeckung des quantenmechanischen Prozesses der Neutrinooszillation und der damit implizierten, noch unbekannten Neutrinomasse wird mit Hilfe hochkomplexer Experimente deren Einfluss auf die Strukturentwicklung des Universums untersucht. Hierzu versuchen Laborexperimente die effektive Masse des Elektron-Antineutrinos mit immer höherer Genauigkeit direkt und modellunabhängig zu bestimmen. Das dabei weltweit führende Experiment der nächsten Generation ist das etwa 70 m lange KATRIN-Experiment, das auf dem Gelände des KIT angesiedelt ist und sich zurzeit in der Aufbauphase befindet. Es wird ab Mitte 2016 die Kinematik des β -Zerfalls von molekularem Tritium mit einer bisher unerreichten Sensitivität von $m_\nu = 200 \text{ meV}$ (90% C.L.) untersuchen.

Eine entscheidende Rolle spielt dabei die differentielle Pumpstrecke DPS als Teil der Transportsektion. Um den durch Tritium induzierten Untergrund im Experiment zu unterdrücken, muss der Tritiumgasfluss nach der Quelle in der DPS um mindestens fünf Größenordnungen reduziert werden. Dies geschieht sowohl aktiv durch vier Turbomolekularpumpen als auch passiv durch vier eingebrachte Schikanen. Zusätzlich müssen die β -Elektronen magnetisch-adiabatisch durch das Strahlrohr der DPS geführt werden. Das hierfür nötige Magnetfeld mit einer magnetischen Flussdichte von 5,5 T wird von fünf supraleitenden Solenoiden erzeugt, die coaxial um das Strahlrohr installiert sind. Der dadurch aufgespannte magnetische Flussschlauch muss zentral zum Strahlrohr ausgerichtet sein, um eine Berührung oder Kollision der β -Elektronen mit den Komponenten des Vakuumsystems und den damit einhergehenden Verlust ihrer Detektion zu vermeiden. Gleichzeitig muss der sichere Betrieb der Rekondensormagnete über eine Betriebszeit von fünf Kalenderjahren gewährleistet werden.

Der Schwerpunkt der vorliegenden Arbeit bildet das im Sommer 2014 gelieferten Magnet-system der DPS. Neben der erfolgreichen Inbetriebnahme der Solenoide lag die Hauptaufgabe dieser Arbeit auf der Entwicklung und Durchführung einer Methode der Magnetfeldvermessung zur Bestimmung der genauen Spulenposition in den Kryostaten.

Während der Inbetriebnahme und Charakterisierung des Magnetsystems wurde eine Vielzahl designbedingter Probleme frühzeitig identifiziert und durch prägnante Optimierungen einzelnen Komponenten gelöst. Zum Schutz der Sensorkabel in den Kryostaten wurde ein modifiziertes Bafflesystem installiert, welches auch nach mehreren Abkühlzyklen die wirkungsvolle Schutzfunktion aufweist. Die in-situ Drucküberwachung im LHe-Behälter wurde

um einen zusätzlichen Absolutdrucksensor erweitert und mit einem Sensor zur Messung des veränderlichen Atmosphärendrucks vervollständigt. Mit diesem redundanten Sensorsystem wird sowohl die genaue Druckdifferenz zwischen dem LHe-Tank und der Atmosphäre bestimmt als auch die für den Überdruck benötigte Heizleistung permanent überwacht.

Hierdurch wird eine durch Unterdruck verursachte Eisbildung in den Kryostaten unterdrückt. Zudem konnte die Dichtheit der auf Indiumdraht basierenden Flanschverbindungen im LHe-Bereich durch erneutes anziehen der Flanschschrauben nach einer 24 stündigen Ruhephase hergestellt werden. Weiterhin konnte mit der Entwicklung einer optimierten Abkühlprozedur mehr als zwei Drittel des LHe-Bedarfs eingespart werden. Für den Abkühlvorgang aller Solenoide der DPS bedeutet dies eine Ersparnis im fünfstelligen Eurobereich. Diese Abkühlprozedur wurde für den Pinchmagneten des Detektorsystem bereits erfolgreich übernommen. Durch die genannten Modifikationen und die damit verbundene Weiterentwicklung der Rekondensormagnete konnte ein erster Funktionstest bei jeweils nominellem Magnetfeld erfolgreich durchgeführt werden. Ein weiterer Test mit den fünf Magneten konnte schließlich die stabile Funktionsweise in der einzigartigen Konfiguration in der differentiellen Pumpstrecke demonstrieren.

Neben der erfolgreichen Durchführung der Inbetriebnahme folgte die Prüfung der vertraglich festgelegten technischen Spezifikationen der einzelnen Magnete. Hierbei ist eine Abweichung der Spulenachse gegenüber der Kryostatenachse von maximal einem Millimeter tolerierbar. Dadurch soll gewährleistet werden, dass das Strahlrohr zentrisch zur Kryostatenachse und zum magnetischen Flussschlauch ausgerichtet werden kann. Die Spulenpositionen in den Kryostaten wurden am endgültigen Einsatzort der Solenoide auf dem Untergestell der DPS mittels einer externen Magnetfeldvermessung ermittelt und mit den spezifizierten Designwerten verglichen. Durch die Benutzung einer optimierten Stützstruktur für die zur Vermessung erforderliche einachsige Hallsonde konnte die Spulenposition relativ zum jeweiligen Kryostaten als wesentlicher Aspekt der technischen Spezifikationen bestimmt werden. Die Messwerte zeigen keine nennenswerte Abweichung. Lediglich der axiale Spulenversatz, welcher nicht vertraglich spezifiziert wurde, konnte nicht exakt bestimmt werden und sollte daher in einer weiteren Phase der Magnetfeldvermessung ermittelt werden.

Letztlich zeigen sowohl die erfolgreich durchgeführte Inbetriebnahme als auch die Messung der Spulenposition der Solenoide die Einhaltung der technischen Spezifikationen. Dies demonstriert die Erfüllung der vorausgesetzten Designkriterien sowie die Anforderungen, welche für einen Einsatz innerhalb der DPS und des KATRIN-Experiments notwendig sind. Die Tatsache, dass die Strahlrohrelemente jeweils zentrisch in der warmen Bohrung der Solenoide ausgerichtet werden können, vereinfacht den Aufbau und den Prozess der Feinjustierung des Vakuumsystems der DPS erheblich. Eine zusätzliche Vermessung des Magnetfelds aller Solenoide mit einer dreiachsigen Hallsonde ist empfehlenswert, um die ermittelten Spulenpositionen zu verifizieren. Dies würde die geforderte Ausrichtung des Strahlrohrs zum magnetischen Flussschlauch garantieren zur Gewährleistung der magnetisch-adiabatischen und kollisionsfreien Führung der β -Elektronen im Vakuumsystem der DPS.

Die Sicherheit sowie die Stabilität des Magnetsystems wurden durch die Inbetriebnahme mehrfach überprüft und entsprechen den hohen Standards des KATRIN-Experiments. Dementsprechend ist mit den Solenoiden der DPS ein Langzeitbetrieb für die angestrebte Betriebszeit von mindestens fünf Jahre garantiert. Es wurde gezeigt, dass hierdurch ein verlustfreier Transport der von der Quelle emittierten β -Elektronen durch die Einhaltung

aller Kriterien möglich ist. Dies gewährleistet die Einhaltung der angestrebten Sensitivität auf die Messung der Neutrinomasse mit dem KATRIN-Experiment.

Anhang

A Die Differentielle Pumpstrecke

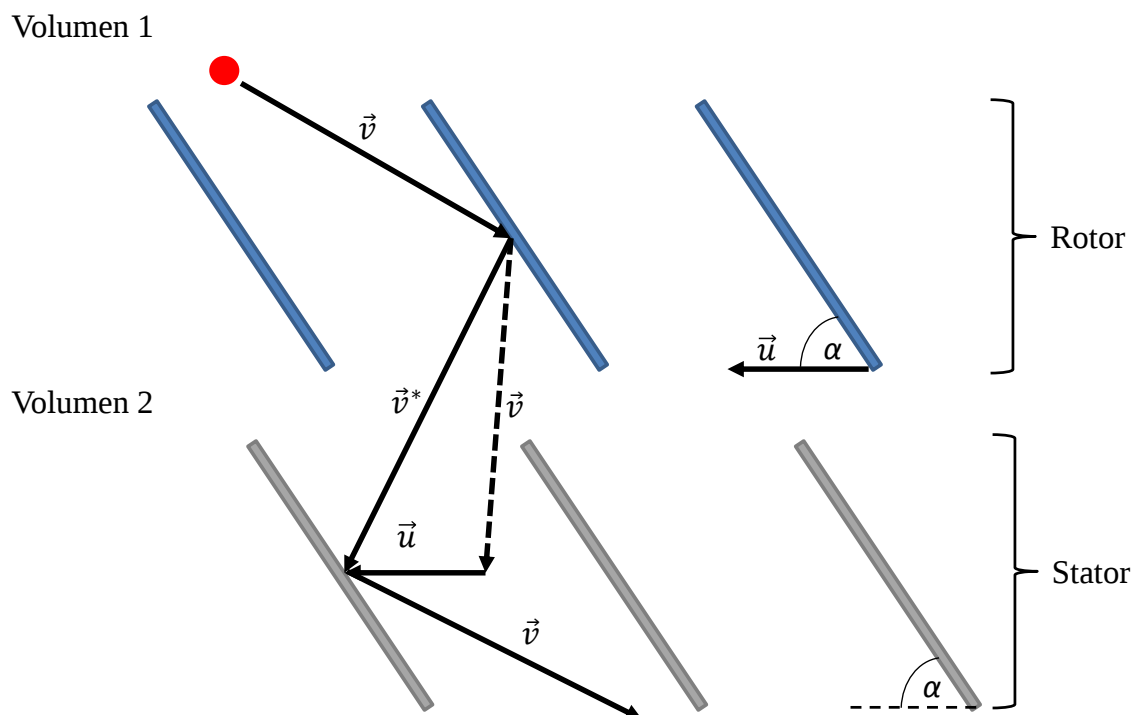


Abbildung A.1: Schematische Darstellung einer Turbomolekularpumpe. Die Rotoren (blau) bewegen sich mit der Geschwindigkeit $\vec{u}$ relativ zu den Statoren (grau). Das Molekül (rot) erfährt durch diese Bewegung einen zusätzlichen Impuls. Der resultierende Impuls ist hauptsächlich axial auf den Ausgang der Turbomolekularpumpe gerichtet. Das Molekül wird so von Volumen 1 in Volumen 2 gepumpt. Dieser Vorgang ist wahrscheinlicher als von Volumen 2 nach Volumen 1 und verhindert somit die Rückströmung von Prozessgasen.

Technical Data

Product: TURBOVAC MAG W 2800
Part No.: 400006V0071

Inlet connection:	DN 250 CF	
Outlet connection:	DN 40 ISO-KF	
Pumping speed		
N ₂ - Nitrogen:	2400 l/s	
Ar - Argon:	2450 l/s	
He - Helium:	2650 l/s	
H ₂ - Hydrogen:	2100 l/s	
Gas throughput		
N ₂ - Nitrogen:	- - -	
Ar - Argon:	- - -	
He - Helium:	- - -	
H ₂ - Hydrogen:	- - -	
Compression ratio		
N ₂ - Nitrogen:	1.0 x 10 ⁹	
Ar - Argon:	- - -	
He - Helium:	- - -	
H ₂ - Hydrogen:	- - -	
Ultimate pressure:	< 1.0 x 10 ⁻¹⁰ mbar	< 7.5 x 10 ⁻¹¹ Torr
Max. foreline pressure for N ₂ :	3.0 mbar	2.3 Torr
Nominal rotation speed:	28800 min ⁻¹	28800 rpm
Run-up time:	≈ 10 min	
Max. power consumption:	1100 W	
Power consumption at ultimate pressure:	100 W	
Protection rating:	IP 20	
Admissible ambient temperature:	5 - 40°C	41 - 104°F
Cooling standard:	Water	
Cooling optional:	- - -	
Cooling water connection:	1/4" tube	
Cooling water consumption:	120 - 350 l/h	
Permissible cooling water pressure:	2 - 7 bar	
Permissible cooling water temperature:	10 - 30°C	50 - 86°F
Dimensions:	see dimension sheet	
Weight:	≈ 75.0 kg	≈ 165.6 lbs

Technical data are subject to change

Copyright © Oerlikon Leybold Vacuum GmbH

Abbildung A.2: Datenblatt der in der DPS eingesetzten Turbomolekularpumpe MAG W 2800. Der Abstand der Turbomolekularpumpen zu den supraleitenden Solenoiden der DPS beträgt etwa ein Meter. Ausführliche Tests zeigen keine negativen Einflüsse des Magnetfelds auf die Arbeitsweise der Turbomolekularpumpen außerhalb des 3 mT-Bereichs [Jan12] [Din13]. Das Datenblatt ist [Ley15] entnommen.

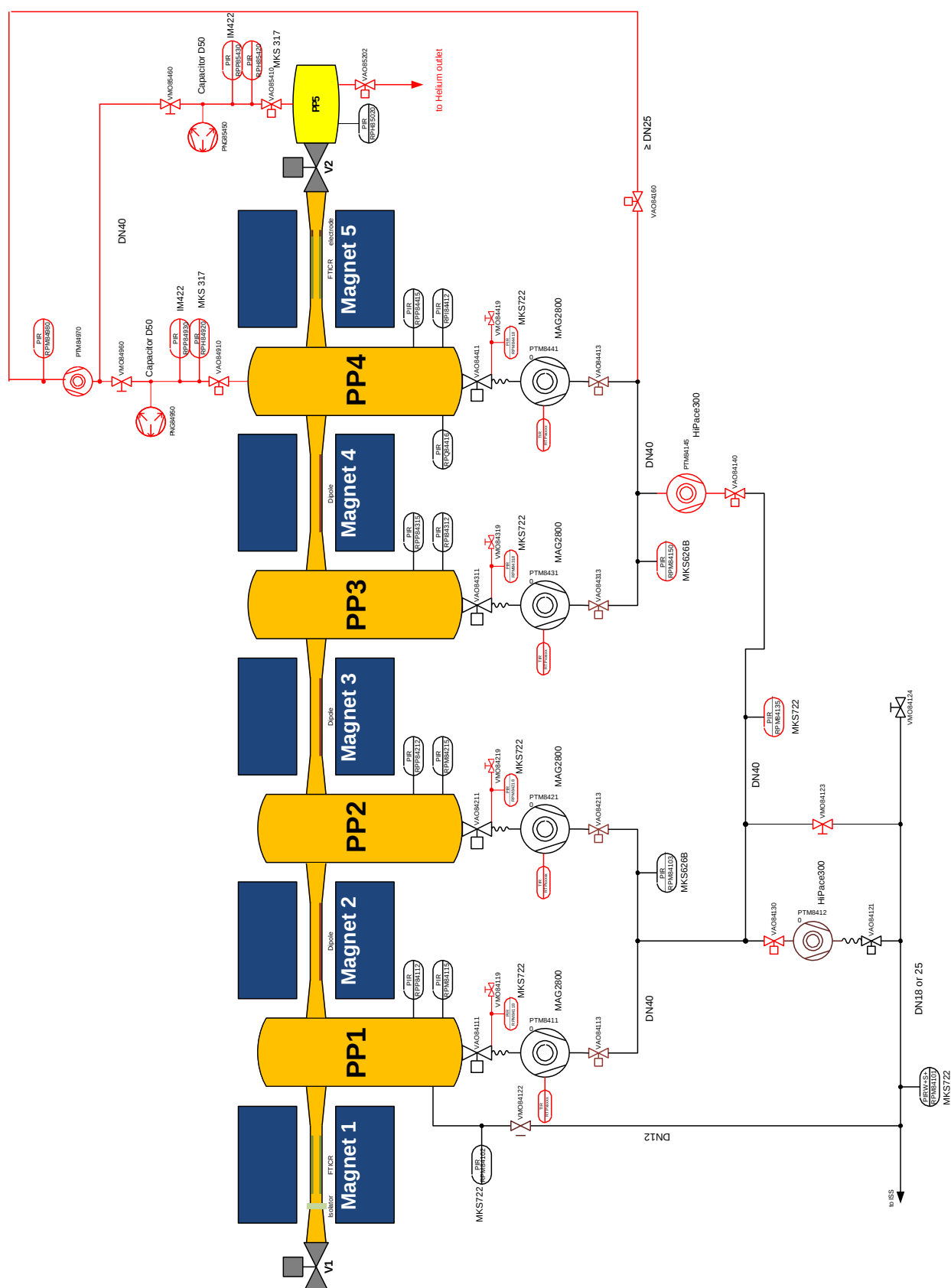


Abbildung A.3: Fließbild der DPS. Das Pumpsystem der DPS wurde im Vergleich zum Vorgängermodell (DPS2-F) modifiziert ohne die kaskadenförmige Anordnung zu verändern. Die optimierten Bereiche sind rot gekennzeichnet. Das Fließbild wurde erstellt von [Stu13].

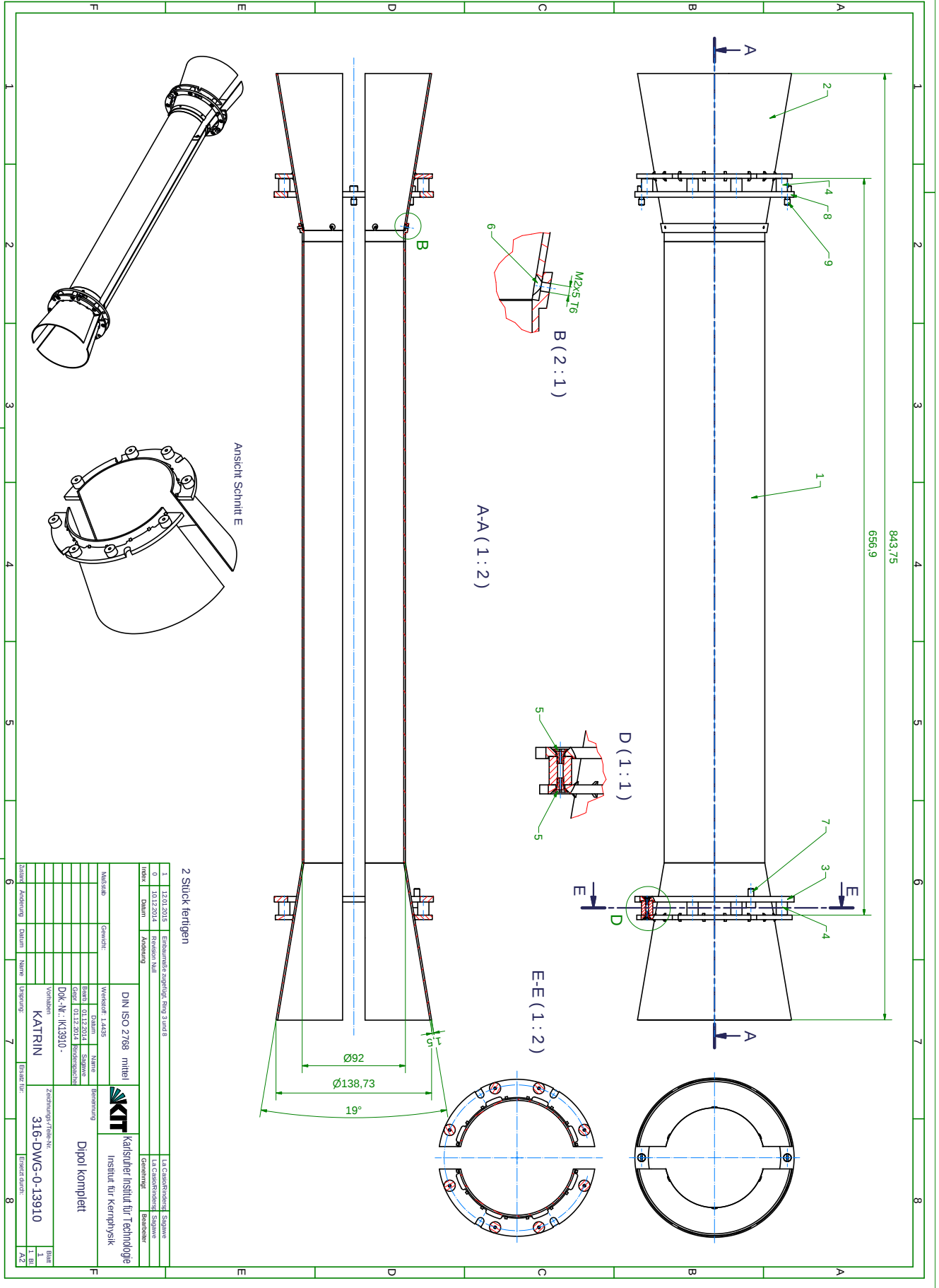
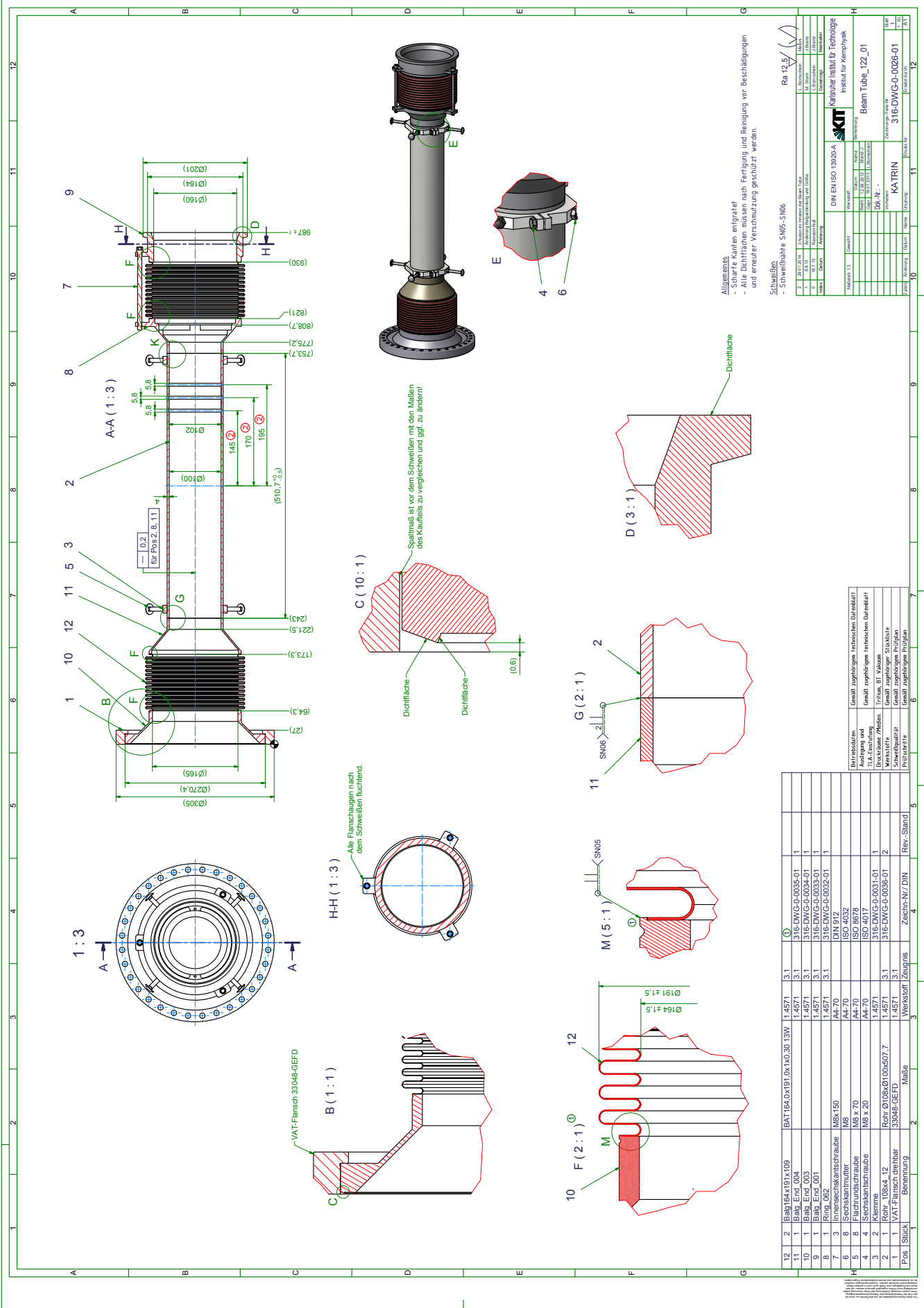


Abbildung A.4: Technische Zeichnung der Dipolelektrode.



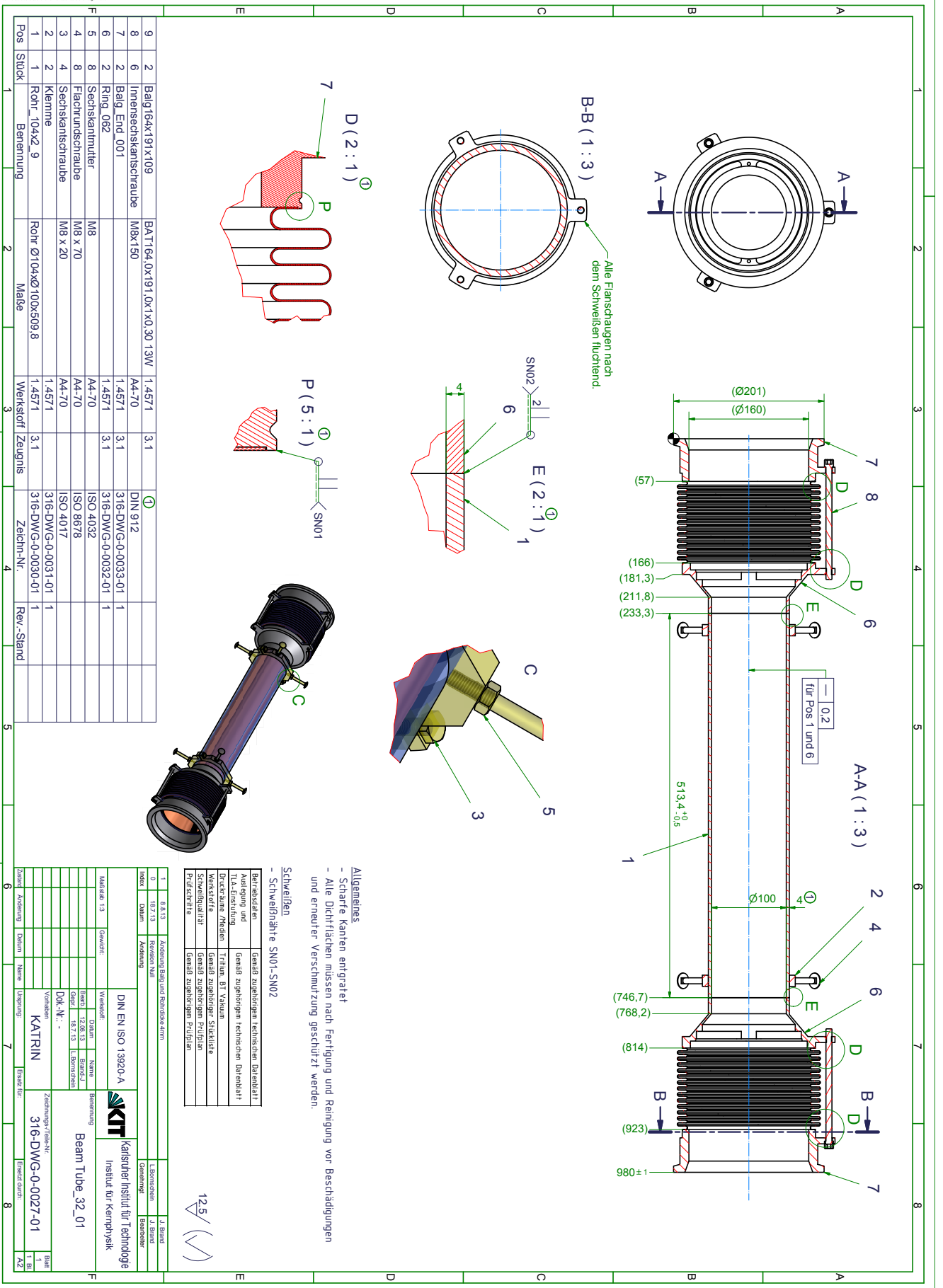


Abbildung A.6: Technische Zeichnung der Strahlrohrelemente an Position zwei, drei und vier.

B Inbetriebnahme der Rekondensormagnete der DPS



Cryorefrigerator Specification Sheet

PT415 with CP1110

<u>Cold head</u>	PT415
Cooling capacity @ 50 and 60 Hz: 2 nd stage and 1 st stage combined	1.5W @ 4.2K with 40W @ 45K
Lowest temperature	2.8K with no load
Cool down time	60 minutes to 4K
Weight	55 lb (25 kg)
Dimensions	See cold head line drawing
<u>Compressor package</u>	CP1110, available as water cooled only
Weight	420 lb (190.5 kg)
Dimensions - L x W x H	24 x 24 x 31 in (61 x 61 x 79 cm)
Electrical rating	200/230 or 440/480VAC, 3Ph, 60Hz // 200 or 380/415VAC, 3Ph, 50Hz
Power consumption @ steady state	10.7 kW // 9.2 kW
Cooling water flow rate	Minimum flow 3 GPM (11.5 LPM) @ 80°F (27°C) maximum temperature
<u>Flexible lines</u>	
Standard length	66 ft (20.1 m)
Weight per pair	90 lb (41kg)
<u>System parameters</u>	
Helium pressure	220 ± 5 PSIG (15.2 ± .34 bar) @ 60 Hz 250 ± 5 PSIG (17.2 ± .34 bar) @ 50 Hz
Ambient temperature range	45°F to 100°F (7 to 38°C)
<u>Maximum sound level</u>	
Water cooled	76 dBA @ 1 meter
<u>Shipping crate</u>	Wood box
Weight	650 lb (295 kg)
Dimensions - L x W x H	48 x 40 x 59 in (122 x 102 x 150 cm)



113 Falso Drive, Syracuse, NY 13211 USA
315.455.2555 v 315.455.2544 f cryosales@cryomech.com www.cryomech.com

Specifications subject to change without notice.

Revised 10JUN11

Abbildung B.7: Technisches Datenblatt des Kaltkopfs und des Kompressors [Cry15a].

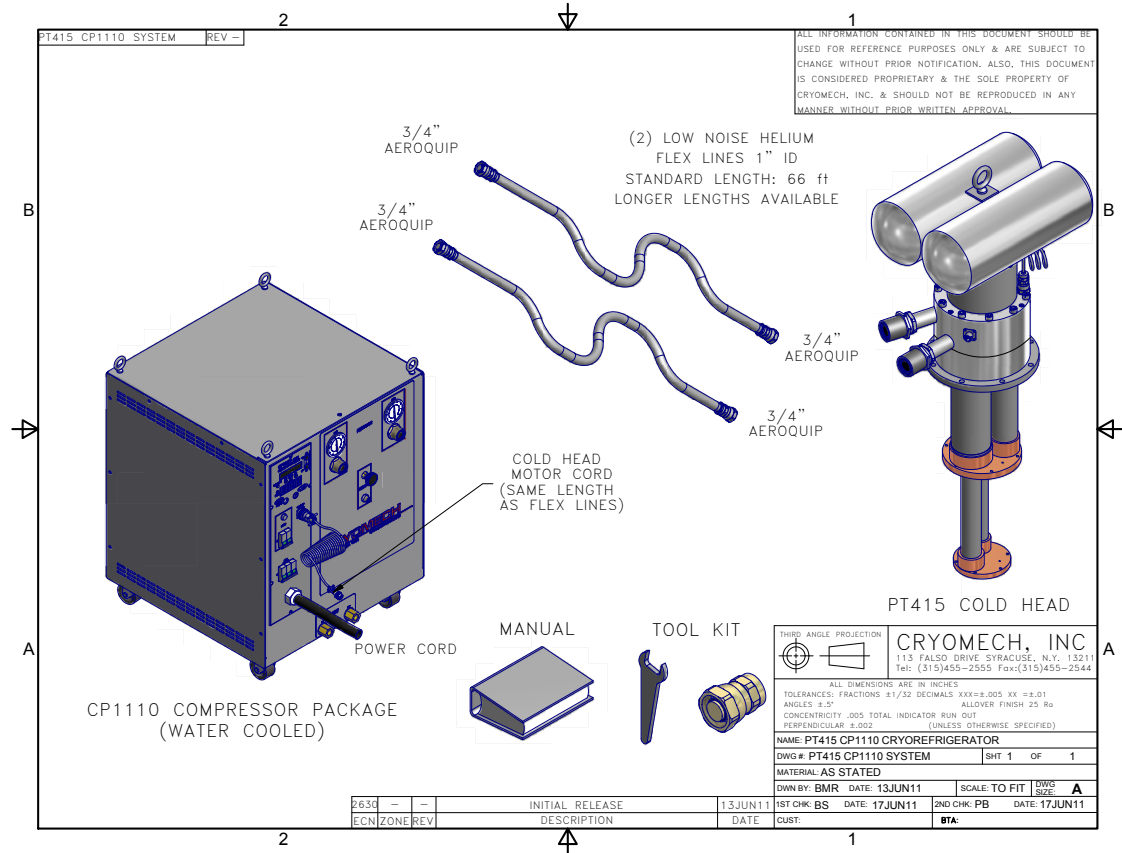


Abbildung B.8: Komponentenliste des Kaltkopfs mit Kompressor [Cry15b].

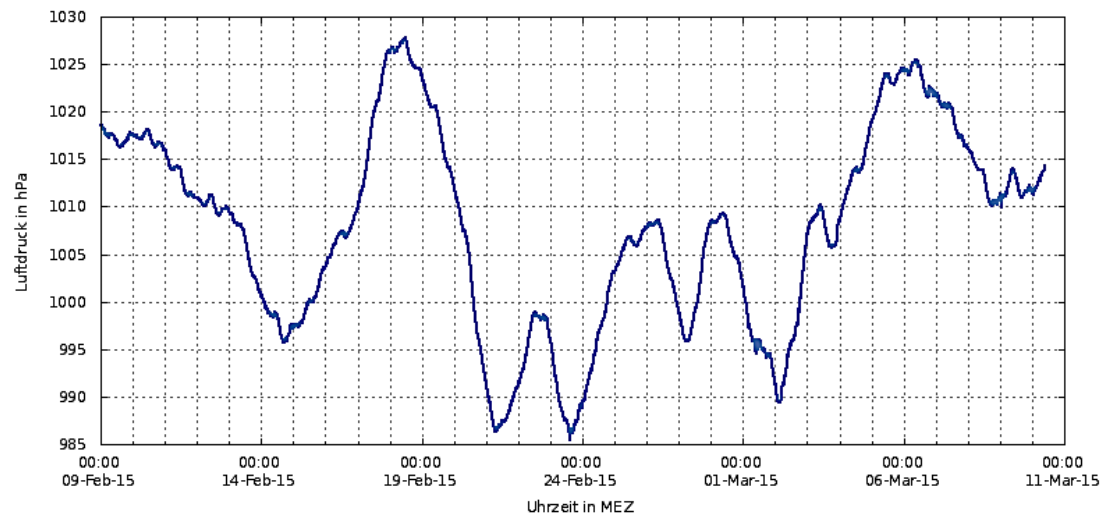


Abbildung B.9: Luftdruckmessung am Wettermast des KIT. Die Schwankungen des Luftdrucks können auf dem Gelände des KIT über 50 mbar betragen. Weitere Informationen zum Luftdruck im Raum Karlsruhe sind auf der Internetseite des deutschen Wetterdienst [Wet15] oder des Institut für Meteorologie und Klimaforschung (KIT) [Ins15] zu finden.

C Magnetfeldvermessung der DPS-Magnete zur Bestimmung der Spulenposition

Innerhalb dieses Abschnitts sind die genauen Schritte der Fehlerrechnung aufgeführt um die Reproduzierbarkeit der berechneten Unsicherheiten aus dem 5. Kapitel gewährleisten zu können.

C.1 Fehlerrechnung zur analytisch, trigonometrischen Analysemethode

Die Berechnung der statistischen Unsicherheit erfolgt mit:

$$\sigma_{\Delta r}^{\text{stat}} = \sqrt{\left(\frac{\partial \Delta r}{\partial a}\right)^2 \sigma_a^2 + \left(\frac{\partial \Delta r}{\partial b}\right)^2 \sigma_b^2} = \sqrt{\left(\frac{2b}{(a+b)^2} r\right)^2 \sigma_a^2 + \left(\frac{2a}{(a+b)^2} r\right)^2 \sigma_b^2}. \quad (6.1)$$

Die systematische Unsicherheit ist gegeben durch:

$$\Delta_{\Delta r}^{\text{syst}} = \left| \frac{\partial \Delta r}{\partial r} \right| \cdot |\Delta r| = \left| \frac{a-b}{a+b} \right| \cdot |\Delta r|. \quad (6.2)$$

C.2 Fehlerrechnung zur funktionsbasierte, trigonometrische Analysemethode

Die statistische Unsicherheit bezüglich des radialen Spulenversatzes berechnet sich aus den statistischen Unsicherheiten der Fit-Parameter D und C :

$$\sigma_{\Delta r} = \sqrt{\left(\frac{\partial \Delta r}{\partial D}\right)^2 \sigma_D^2 + \left(\frac{\partial \Delta r}{\partial C}\right)^2 \sigma_C^2} \quad (6.3)$$

$$\sigma_{\Delta r} = \sqrt{\left(\frac{r}{C}\right)^2 \sigma_D^2 + \left(\frac{A \cdot r}{C^2}\right)^2 \sigma_C^2}. \quad (6.4)$$

Aufgrund der Halte- und Stützstruktur für die Hallsonde, ergibt sich eine systematische Unsicherheit aus dem Abstand r zwischen Kryostatenachse und Position der Hallsonde von $\sigma_r = 1$ mm. Die Formel für die systematische Unsicherheit auf die Spulenverschiebung lautet:

$$\Delta_{\Delta r} = \left| \frac{\partial \Delta r}{\partial r} \right| \cdot |\sigma_r|. \quad (6.5)$$

Mit Hilfe der statistischen Unsicherheiten der Fit-Parametern C_A und C_B erfolgt die Berechnung der statistischen Unsicherheit für die axiale Verschiebung der Spulenposition:

$$\sigma_{\Delta r} = \sqrt{\left(\frac{\partial \Delta z}{\partial C_A}\right)^2 \sigma_{C_A}^2 + \left(\frac{\partial \Delta z}{\partial C_B}\right)^2 \sigma_{C_B}^2} \quad (6.6)$$

$$\sigma_{\Delta r} = \sqrt{\left(\frac{2 \cdot C_B}{(C_A + C_B)^2}\right)^2 \sigma_{A_C}^2 + \left(\frac{2 \cdot C_A}{(C_A + C_B)^2}\right)^2 \sigma_{C_B}^2}. \quad (6.7)$$

Aufgrund der Fertigungstoleranzen der Stütz- und Haltestruktur für die Hallsonde, ergibt sich eine systematische Unsicherheit von $\sigma_l = 1$ mm. Damit ist es möglich die systematische Unsicherheit auf die Spulenverschiebung mit:

$$\Delta_{\Delta r} = \left| \frac{\partial \Delta z}{\partial l} \right| \cdot |\sigma_l|. \quad (6.8)$$

zu berechnen.

C.3 Vergleich der ermittelten Spulenposition mit den technischen Spezifikationen

Die Transformation von Zylinder in kartesische Koordinaten erfolgte mit gleichbleibender z -Achse. Die x - und y -Komponente werden folgendermaßen berechnet:

$$y = \cos \alpha \cdot \Delta r \quad (6.9)$$

$$x = \sin \alpha \cdot \Delta r. \quad (6.10)$$

Die Berechnung der statistischen Unsicherheiten der x - bzw. y -Koordinaten ist identisch und kann geschrieben werden als ($\mu = x, y$):

$$\sigma_\mu = \sqrt{\left(\frac{\partial \mu}{\partial \alpha}\right)^2 \sigma_\alpha^2 + \left(\frac{\partial \mu}{\partial \Delta r}\right)^2 \sigma_{\Delta r}^2}. \quad (6.11)$$

Analog kann bei dem systematischen Fehler vorgegangen werden ($\mu = x, y$):

$$\Delta_\mu = \left| \frac{\partial \mu}{\partial \Delta r} \right| \cdot |\Delta_{\Delta r}|. \quad (6.12)$$

Mit den ermittelten kartesischen Koordinaten wurde die Geradengleichung für die Spulenachse berechnet. Die Geradengleichung lautet:

$$\vec{\nu} = \vec{x}_A + \lambda \cdot (\vec{x}_B - \vec{x}_A) = \vec{x}_A + \lambda \cdot \vec{\Omega}. \quad (6.13)$$

Der Stützvektor $\vec{x}_A$ besitzt die berechneten kartesischen Koordinaten der Magnetseite A und der Richtungsvektor $\vec{\Omega}$ ist das Produkt aus den Koordinatenpunkten von Magnetseite A und B. Es ist daher notwendig für den Richtungsvektor eine zusätzliche Fehlerrechnung durchzuführen. Die statistische Unsicherheit berechnet sich mit:

$$\sigma_{\vec{\Omega}} = \sqrt{\left(\frac{\partial \vec{\Omega}}{\partial C_A}\right)^2 \sigma_{C_A}^2 + \left(\frac{\partial \vec{\Omega}}{\partial C_B}\right)^2 \sigma_{C_B}^2} \quad (6.14)$$

$$\sigma_\Omega = \sqrt{\sigma_{C_A}^2 + \sigma_{C_B}^2} \quad (6.15)$$

und die systematische zu:

$$\Delta_{\vec{\Omega}} = \left| \frac{\partial \vec{\Omega}}{\partial C_A} \right| \cdot |\Delta_{C_A}| + \left| \frac{\partial \vec{\Omega}}{\partial C_B} \right| \cdot |\Delta_{C_B}| \quad (6.16)$$

$$\Delta_{\vec{\Omega}} = |\Delta_{C_A}| + |\Delta_{C_B}|. \quad (6.17)$$

Mittels des Betrags der Geraden und der Längenangabe der Spule von $L = 630$ mm wurden die Anfangs und Endpunkte der Spule berechnet. Die zugehörigen Unsicherheiten lauten:

$$\sigma_{\vec{\nu}_\zeta} = \sqrt{\left(\frac{\partial \vec{\nu}_\zeta}{\partial \vec{x}_A}\right)^2 \sigma_{\vec{x}_A}^2 + \left(\frac{\partial \vec{\nu}_\zeta}{\partial \vec{\Omega}}\right)^2 \sigma_{\vec{\Omega}}^2} \quad (6.18)$$

$$\Delta_{\vec{\nu}_\zeta} = \left| \frac{\partial \vec{\nu}_\zeta}{\partial \vec{x}_A} \right| \cdot |\Delta_{\vec{x}_A}| + \left| \frac{\partial \vec{\nu}_\zeta}{\partial \vec{\Omega}} \right| \cdot |\Delta_{\vec{\Omega}}|. \quad (6.19)$$

Der Index ζ bezieht sich dabei entweder auf den Spulenanfang auf Magnetseite A bzw. auf das Spulenende auf Magnetseite B.

Abbildungsverzeichnis

2.1	Energiespektrum des Tritium- β -Zerfall und Einfluss verschiedener Massen des Elektron-Antineutrinos auf den Endpunkt des Spektrums	7
2.2	Schematische Darstellung des MAC-E-Filter-Prinzips	8
2.3	Gesamtübersicht über das KATRIN-Experiment	10
2.4	Schematische Darstellung der WGTS	11
2.5	Aufbau des Fokalebenendetektor-System	15
3.1	Aufbau der differentiellen Pumpstrecke	19
3.2	Schematische Darstellung des differentiellen Pumpens	20
3.3	Ausrichtung des FT-ICR Moduls im Strahlrohrelement	21
3.4	Schematische Darstellung des FT-ICR Moduls	22
3.5	Ausrichtung der Dipolelektrode im Strahlrohrelement	23
3.6	Auftretende Kräfte und Drehmomente auf das Magnetsystem der DPS	25
3.7	Abstand zwischen dem magnetischen Flussschlauch und dem Vakuumsystem der DPS	27
4.1	Schematischer Aufbau eines Rekondensormagneten	30
4.2	Füllstandsanzeige eines Rekondensormagneten	34
4.3	Funktionsweise des supraleitenden Wärmeschalters	35
4.4	Aufbau des primären und des optimierten Bafflesystems	37
4.5	Temperaturkurven während der Abkühlprozedur des Magneten 8856 vom 8.1-12.1.2015	39
4.6	Zeitlicher Verlauf des Drucks und der Heizleistung während der Eisverblockung	42
4.7	Schematische Darstellung der Eisverblockung	43
4.8	Redundantes Drucksensorsystem	44
4.9	Aufbauphase des Magnetfelds von Magnet 8856	45
5.1	Prinzip einer Hallsonde	50
5.2	Prinzip der radialen Magnetfeldvermessung im Kryostaten	51
5.3	Haltestruktur für die Hallsonde in der warmen Bohrung	52
5.4	Durchführung der radialen Magnetfeldvermessung	53
5.5	Verwendetes Gaußmeter	54
5.6	Magnetfeldmessdaten des Magneten 8854 mit Sinusfunktion	63
5.7	Magnetfeldmessdaten des Magneten 8855 mit Sinusfunktion	63
5.8	Magnetfeldmessdaten des Magneten 8856 mit Sinusfunktion	64
5.9	Magnetfeldmessdaten des Magneten 8857 mit Sinusfunktion	64
5.10	Magnetfeldmessdaten des Magneten 8858 mit Sinusfunktion	65
5.11	Magnetfeldmessdaten des Magneten 8903 mit Sinusfunktion	65
5.12	Anfängliche Magnetfeldvermessung am Magnet 8858	68

5.13 Idealer und realer Abstand des magnetischen Flussschlauchs zum Strahlrohr.	72
A.1 Schematische Darstellung einer Turbomolekularpumpe	77
A.2 Datenblatt der in der DPS eingesetzten Turbomolekularpumpe MAG W 2800	78
A.3 Fließbild der DPS	79
A.4 Technische Zeichnung der Dipolelektrode	80
A.5 Technische Zeichnung der Strahlrohrelemente eins und fünf	81
A.6 Technische Zeichnung der Strahlrohrelemente zwei bis vier	82
B.7 Technisches Datenblatt des Kaltkopfs und des Kompressors	83
B.8 Komponentenliste des Kaltkopfs mit Kompressor	84
B.9 Luftdruckmessung am Wettermast des KIT	84

Tabellenverzeichnis

2.1	Physikalische Größen in Fermis "Goldener Regel"	6
4.1	Vermessung der spezifizierten magnetischen Flussdichte der Solenoide . . .	46
5.1	Magnetfeldmessdaten der Magnete 8854, 8855 und 8856	55
5.2	Magnetfeldmessdaten der Magnete 8857, 8858 und 8903	56
5.3	Ergebnisse der Spulenposition mit der analytisch-trigonometrischen Analy- semethode von Magnet 8854	58
5.4	Ergebnisse der Spulenposition mit der analytisch-trigonometrischen Analy- semethode von Magnet 8855	59
5.5	Ergebnisse der Spulenposition mit der analytisch-trigonometrischen Analy- semethode von Magnet 8856	59
5.6	Ergebnisse der Spulenposition mit der analytisch-trigonometrischen Analy- semethode von Magnet 8857	60
5.7	Ergebnisse der Spulenposition mit der analytisch-trigonometrischen Analy- semethode von Magnet 8858	60
5.8	Ergebnisse der Spulenposition mit der analytisch-trigonometrischen Analy- semethode von Magnet 8903	61
5.9	Fit-Parameter der Sinusfunktion aller Magnete	62
5.10	Zylinderkoordinaten der Spulenverschiebung aller Magnete	66
5.11	Vergleich der ermittelten Spulenverschiebung für den Magneten 8858 mit unterschiedlichen Messvorrichtungen	67
5.12	Kartesische Koordinaten der Spulenachsen im zugehörigen Kryostaten der Magnete	70
5.13	Kartesische Koordinaten der Strahlrohrposition aller Magnete	71

Literaturverzeichnis

- [Abd02] J. N. Abdurashitov et al.: *Solar neutrino flux measurements by the Soviet-American gallium experiment (SAGE) for half the 22-year solar cycle*. Journal of Experimental and Theoretical Physics, 95(2):181–193, 2002.
- [Ade14] P. Ade et al. (Planck Collaboration): *Planck 2013 results. XVI. Cosmological parameters*. Astronomy and Astrophysics, 571:66, 2014.
- [Ahm01] Q. R. Ahmad et al. (SNO Collaboration): *Measurement of the Rate of $\nu_e + d \rightarrow p + p + e^-$ Interactions Produced by ^8B Solar Neutrinos at the Sudbury Neutrino Observatory*. Phys. Rev. Lett., 87(7), 2001. DOI: 10.1103/PhysRevLett.87.071301.
- [Alt05] M. Altmann et al. (GNO Collaboration): *Complete results for five years of GNO solar neutrino observations*. Physics Letters B, 616(3-4):174–190, 2005.
- [Ams07] C. Amsler: *Kern- und Teilchenphysik*, Seite 218. vdf Hochschulverlag AG an der ETH Zürich, 2007, ISBN 978-3-8252-2885-9.
- [Ams15] J. F. Amsbaugh et al.: *Focal-plane detector system for the KATRIN experiment*. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment, 778(0):40 – 60, 2015, ISSN 0168-9002.
- [Ant11] I. Antcheva et al.: *ROOT A C++ framework for petabyte data storage, statistical analysis and visualization*. Computer Physics Communications, 182(6):1384 – 1385, 2011, ISSN 0010-4655.
- [Are15] Arepoc s.r.o.: *High Linearity Hall Probes for Room and Cryogenic Temperatures*. Website, März 2015. <http://www.arepoc.sk/uploaded/download/HallProbes.PDF>.
- [Ase11] V. N. Aseev et al.: *Upper limit on the electron antineutrino mass from the Troitsk experiment*. Physical Review D, 84:112003, 2011.
- [Bab10] M. Babutzka: *Untersuchung eines verfahrbaren Monitor-detektors zur Überwachung der Aktivität des β -Zerfalls in der kryogenen Pumpstrecke des KATRIN-Experiments*. Diplomarbeit, Karlsruhe Institute of Technology, 2010.
- [Bab12] M. Babutzka et al.: *Monitoring of the operating parameters of the KATRIN Windowless Gaseous Tritium Source*. New Journal of Physics, 14:103046, 2012.
- [Bab14] M. Babutzka: *Design and development for the Rearsection of the KATRIN experiment*. Dissertation, Karlsruhe Institute of Technology, 2014.
- [Bal03] M. Ballintijn et al.: *The PROOF Distributed Parallel Analysis Framework based on ROOT*. ArXiv Physics e-prints, Juni 2003.

- [Bar57] J. Bardeen et al.: *Theory of Superconductivity*. Physical Review, 108:1175–1204, 1957.
- [Bea80] G. Beamson et al.: *The collimating and magnifying properties of a superconducting field photoelectron spectrometer*. Journal of Physics E: Scientific Instruments, 13(1):64, 1980.
- [Bel03] E. Bellotti and Società italiana di fisica: *Neutrino Physics*. Nummer Bd. 152 in *International School of Physics Enrico Fermi Series*. IOS Press, 2003, ISBN 9781586033859.
- [Ber13a] A. Berryhill: *KATRIN DPS CRYOSTAT DESIGN*. Cryomagnetics Confidential Report, März 2013.
- [Ber13b] A. Berryhill: *KATRIN DPS MAGNET DESIGN*. Cryomagnetics Confidential Report, März 2013.
- [Ber13c] A. Berryhill: *Superconducting Magnet Systems for the Differential Pumping Section (DPS), CRYOSTAT HEAT LOAD CALCULATIONS*. CMI Confidential Report, 2013.
- [Ber14a] A. Berryhill: *Calculations of the Heat Input into the LHe-Vessel with new Baffle*. CMI Confidential Report, November 2014.
- [Ber14b] A. Berryhill: *Error of the temperature calibration curves at TM600*. Privates Gespräch, November 2014.
- [Bor08] B. Bornschein: *Determination of Neutrino Mass from Tritium Beta Decay*. Fusion Science and Technology, 54:59–66, 2008.
- [Bru97] R. Brun et al.: *ROOT An object oriented data analysis framework*. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment, 389(1–2):81 – 86, 1997, ISSN 0168-9002. New Computing Techniques in Physics Research V.
- [Cof14] M. Coffey et al.: *Operating Instruction Manual for KATRIN-DPS Superconducting Magnet System*. User’s Manual, 2014.
- [Cof15] M. Coffey et al.: *Operating Instruction Manual for KATRIN Superconducting Pinch Magnet*. User’s Manual, 2015.
- [Col12] KATRIN Collaboration: *Prototyp focal-plan detector system for the KATRIN experiment*. Website, Januar 2012. <http://fuzzy.fzk.de/bscw/bscw.cgi/706270/FPD-System-Prototype-Jan2012.pdf>.
- [Col15] KATRIN Collaboration, 2015. <https://github.com/KATRIN-Experiment/Kassiopeia>.
- [Com63] V. B. Compton, et al.: *Superconductivity*. Reviews of Modern Physics, 35:1–22, Januar 1963.
- [Com74] M. B. Comisarow et al.: *Fourier transform ion cyclotron resonance spectroscopy*. Chemical Physics Letters, 25(2):282 – 283, 1974, ISSN 0009-2614.
- [Com15] R. Combe: *Design optimization of the KATRIN transport section and investigation of related background contribution*. Masterarbeit, Karlsruhe Institute of Technology, 2015.

- [Coo56] L. N. Cooper: *Bound Electron Pairs in a Degenerate Fermi Gas*. Physical Review, 104:1189–1190, 1956.
- [Coo57] L. N. Cooper et al.: *Microscopic Theory of Superconductivity*. Physical Review, 106:162–164, 1957.
- [Cow56] C. L. Cowan et al.: *Detection of the Free Neutrino: A Confirmation*. Science, 124:103–104, 1956.
- [Cry15a] Cryomech, Inc.: *Komponentenliste Kaltkopf PT415 und Kompressor CP1110*. Website, April 2015. http://www.cryomech.com/specificationsheet/PT415_ss.pdf.
- [Cry15b] Cryomech, Inc.: *Technisches Datenblatt Kaltkopf PT415 und Kompressor CP1110*. Website, April 2015. http://www.cryomech.com/specificationsheet/PT415_ss.pdf.
- [Dem06] W. Demtröder: *Experimentalphysik 1: Mechanik und Wärme*, Band 4, Seiten 264–266. Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 2006, ISBN 978-3-540-26034-9.
- [Dem13] W. Demtröder: *Experimentalphysik 2: Elektrizität und Optik*, Band 5, Seite 99. Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 2013, ISBN 978-3-642-29943-8.
- [Din13] F. Dinkelacker: *Untersuchung magnetischer Abschirmung für Turbomolekularpumpen der DPS am KATRIN-Experiment*. Bachelorarbeit, Karlsruhe Institute of Technology, 2013.
- [Dos06] N. Doss et al.: *Molecular effects in investigations of tritium molecule β decay endpoint experiments*. Phys. Rev. C, 73:025502, Feb 2006.
- [Dre11] G. Drexlin: *Diodeneinbau*. KATRIN Internal Report, August 2011.
- [Dre13] G. Drexlin et al.: *Current Direct Neutrino Mass Experiments*. Advances in High Energy Physics, 2013, 2013.
- [Dre14] G. Drexlin: *Direct neutrino mass determination - present and future*. Website, August 2014. <http://www.katrin.kit.edu/132.php>.
- [Eic08] F. Eichelhardt et al.: *First Tritium Results of the KATRIN Test Experiment Trap*. Fusion Science and Technology, 54(2):615–618, 2008.
- [Eki06] J. Ekin: *Experimental Techniques for Low-Temperature Measurements: Cryostat Design, Material Properties and Superconductor Critical-Current Testing*. Oxford University Press, 2006, ISBN 9780198570547.
- [Erh14] M. Erhard et al.: *High-voltage monitoring with a solenoid retarding spectrometer at KATRIN experiment*. Journal of Instrumentation, 9(06):P06022, 2014.
- [Fer34] E. Fermi: *Versuch einer Theorie der β -Strahlen*. Zeitschrift für Physik, 88(3–4):161–177, 1934.
- [Fis14] S. Fischer: *Commissioning of the KATRIN Raman system and durability studies of optical coatings in glove box and tritium atmospheres*. Dissertation, Karlsruhe Institute of Technology, 2014.
- [Fra90] E. U. Franck: *CODATA – Key Values for Thermodynamics, aus der Reihe: CODATA, Series on Thermodynamic Properties*. Berichte der Bunsengesellschaft für physikalische Chemie, 94(1):93, 1990, ISSN 0005-9021.

- [Fuk98] Y. Fukuda et al.: *Measurements of the Solar Neutrino Flux from Super-Kamiokande's First 300 Days*. Phys. Rev. Lett., 81:1158–1162, Aug 1998.
- [Fur15] D. Furse et al.: *Kassiopeia: A Modern, Extensible C++ Particle Tracking Package*. to be published, 2015.
- [Gam36] G. Gamow and E. Teller: *Selection Rules for the beta-Disintegration*. Phys. Rev., 49:895–899, Jun 1936.
- [Glu07] F. Glueck: *Positive ions and dipole electrodes in DPS2-F*. KATRIN Internal Report, 2007.
- [Glu10] F. Glueck: *Electrons and Ions in KATRIN STS*. KATRIN Internal Report, 2010.
- [Glu13] F. Glueck et al.: *Electromagnetic design of the large-volume air coil system of the KATRIN experiment*. New Journal of Physics, 15:083025, 2013. DOI: 10.1088/1367-2630/15/8/083025.
- [Glu14] F. Glueck: *Ringelektrode der DPS*. Privates Gespräch, 2014.
- [Glu15] F. Glueck: *Richtung der magnetischen Feldlinien im KATRIN-Experiment*. Privates Gespräch, 2015.
- [Goe10] S. Goerhardt: *Reduktion der durch Radon induzierten Untergrundprozesse in den KATRIN Spektrometern*. Diplomarbeit, Karlsruhe Institute of Technology, 2010.
- [Goe14] Stefan Goerhardt: *Background Reduction Methods and Vacuum Technology at the KATRIN Spectrometers*. Dissertation, Karlsruhe Institute of Technology, 2014.
- [Gua95] S. Guan et al.: *Ion traps for Fourier transform ion cyclotron resonance mass spectrometry: principles and design of geometric and electric configurations*. International Journal of Mass Spectrometry and Ion Processes, 146–147(0):261 – 296, 1995, ISSN 0168-1176. Honour Biography.
- [Hai15] Haines & Maassen Metallhandelsgesellschaft mbH: *Indium Draht Indium Dichtung*. Website, März 2015. http://www.haines-maassen.com/de/indium_de/7-erden-de/75-indiumdraht_de.html.
- [Ham99] W. Hampela et al.: *GALLEX solar neutrino observations: results for GALLEX IV*. Physics Letters B, 447(1-2):127–133, 1999.
- [Han10] S. Hannestad et al.: *Neutrino and axion hot dark matter bounds after WMAP-7*. Journal of Cosmology and Astroparticle Physics, 2010(08):001, 2010.
- [Har12] F. Harms: *Assembly and First Results of the KATRIN Focal-Plane Detector System at KIT*. Diplomarbeit, Karlsruhe Institute of Technology, 2012.
- [Har15] O. Hartwig: *Cryogenic Commissioning of the DPS-Magnets and Improvement of the Helium Consumption*. Bachelorarbeit, Karlsruhe Institute of Technology, 2015.
- [Ho 13] C. M. Ho et al.: *Anapole dark matter*. Physics Letters B, 722(4–5):341 – 346, 2013, ISSN 0370-2693.
- [Höt12] M. Hötzel: *Simulation and analysis of source-related effects for KATRIN*. Dissertation, Karlsruhe Institute of Technology, 2012.

- [Hue13] R. P. Huebener: *Leiter, Halbleiter, Supraleiter - Eine Einführung in die Festkörperphysik*, Band 12, Seiten 18–20. 2013, ISBN 978-3-642-34878-5.
- [Ins15] Institut für Meteorologie und Klimaforschung KIT: *200 m - Messmast am Karlsruher Institut für Technologie (KIT)*. Website, Februar 2015. <http://imkbemu.physik.uni-karlsruhe.de/~fzkmast/>.
- [Jac98] J. D. Jackson: *Classical Electrodynamics Third Edition*, Seiten 8–16. Wiley, 1998.
- [Jan12] A. Jansen: *Modellierung der Rotortemperatur von Turbomolekularpumpen in Magnetfeldern mit unterschiedlichen Gasflüssen*. Diplomarbeit, Karlsruhe Institute of Technology, 2012.
- [Jan15] A. Jansen: *The cryogenic pumping section of the KATRIN experiment - Design studies and experiments for the commissioning*. Dissertation, Karlsruhe Institute of Technology, 2015.
- [Kan08] B. Kanawati et al.: *Characterization of a new open cylindrical ICR cell for ion ion collision studies*. International Journal of Mass Spectrometry, 269(1-2):12 – 23, 2008, ISSN 1387-3806.
- [Kar15] Stadt Karlsruhe: *Monatliche Höchst- und Tiefstwerte des Jahres 2015*. Website, April 2015. <http://www.karlsruhe.de/b3/wetter/klima/extremwerte>.
- [KAT05] KATRIN Collaboration: *KATRIN Design Report*. FZKA scientific report, 7090, 2005.
- [Kaw91] H. Kawakami, S. Kato, T. Ohshima, S. Shibata, K. Ukai: *New upper bound on the electron anti-neutrino mass*. Physics Letters B, 256(1):105 – 111, 1991. DOI: 10.1016/0370-2693(91)90226-G.
- [Käf12] W. Käfer: *Sensitivity studies of the KATRIN experiment*. Dissertation, Karlsruhe Institute of Technology, 2012.
- [Kle14] M. Kleesig: *A Data-Analysis and Sensitivity-Optimization Framework for the KATRIN Experiment*. Dissertation, Karlsruhe Institute of Technology, 2014.
- [Koh96] F. Kohlrausch: *Praktische Physik Band 2*, Band 24, Kapitel 5, Seiten 18–20. 1996.
- [Kos11] A. Kosmider: *Current Status - Diode Tests*. KATRIN Internal Report, August 2011.
- [Kos12] A. Kosmider: *Tritium Retention Techniques in the KATRIN Transport Section and Commissioning of its DPS2-F Cryostat*. Dissertation, Karlsruhe Institute of Technology, 2012.
- [Kos15] A. Kosmider: *Supraleitende Magnete für den Einsatz in der DPS*. Privates Gespräch, März 2015.
- [Kra05] C. Kraus et al.: *Final results from phase II of the Mainz neutrino mass search in tritium β decay*. The European Physical Journal C - Particles and Fields, 40(4):447–468, 2005.
- [Ley15] Leybold Vacuum GmbH: *Einführung in die Hoch- und Ultrahochvakuum-Erzeugung*. Website, April 2015. https://leyboldproducts.oerlikon.com/products/pics/FileResources/Orig/TD_Technische%20Daten/TD_400006V0071_EN.pdf.

- [Lob99] V. M. Lobashev et al.: *Direct search for mass of neutrino and anomaly in the tritium beta-spectrum*. Physics Letters B, 460(1 - 2):227 – 235, 1999. DOI: 10.1016/S0370-2693(99)00781-9.
- [LS85] V.M. Lobashev und P.E. Spivak: *A method for measuring the electron antineutrino rest mass*. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment, 240(2):305 – 310, 1985, ISSN 0168-9002.
- [Luc00] L. L. Lucas et al.: *Comprehensive Review and Critical Evaluation of the Half-Life of Tritium*. Journal of Research of the National Institute of Standards and Technology, 105(4):541 – 549, 2000. DOI: 10.6028/jres.105.043.
- [Mar98] A. G. Marshall et al.: *Fourier transform ion cyclotron resonance mass spectrometry: A primer*. Mass Spectrometry Reviews, 17(1):1–35, 1998, ISSN 1098-2787.
- [Mar02] A. G. Marshall et al.: *Fourier transform ion cyclotron resonance detection: principles and experimental configurations*. International Journal of Mass Spectrometry, 215(1–3):59 – 75, 2002, ISSN 1387-3806. Detectors and the Measurement of Mass Spectra.
- [Mas07] S. S. Masood et al.: *Exact relativistic β decay endpoint spectrum*. Physical Review C, 76:045501, 2007.
- [Mat80] A. Matsuda and H. Yoshikiyo: *Simple structure insulating material properties for multilayer insulation*. Cryogenics, 20(3):135 – 138, 1980, ISSN 0011-2275.
- [Mei13] L. Meitner et al.: *Das magnetische Spektrum der β -Strahlen von Radioaktinium und seiner Zerfallsprodukte*. Physikalische Zeitschrift, 14:321–323, 1913.
- [Mei22] L. Meitner: *Über die Entstehung der γ -Strahl-Spektren radioaktiver Substanzen*. Zeitschrift für Physik, 9(1):131–144, 1922, ISSN 0044-3328.
- [Min15] S. Minter: *Magnet Scan Error Analysis*. CMI Interner Report, Januar 2015.
- [Mue15] K. Mueller: *FARO-Armvermessung der DPS Magnet*. Interner Report, März 2015.
- [Nag06] Sz. Nagy et al.: *On the Q-value of the tritium β -decay*. Europhysics Letters, 74(3):404–410, 2006.
- [Oer06] R. Oerter: *The Theory of Almost Everything: The Standard Model, the Unsung Triumph of Modern Physics*, Seite 2. Penguin Group, 2006, ISBN 0-13-236678-9.
- [OME14] OMEGA: *PXM309, PXM3019, PXM359*. Technisches Datenblatt, März 2014. <http://www.omega.de/pptst/PXM309.html>.
- [OME15] OMEGA Engineering, Inc.: *Druckaufnehmer / Drucktransmitter*. Website, April 2015. www.omega.de/.
- [Ott08] E. W. Otten et al.: *Neutrino mass limit from tritium β decay*. Reports on Progress in Physics, 71(8):086201, 2008.
- [Pau30] W. Pauli: *Symmetry: A joint Fermilab/SLAC publication*. 1930. Offener Brief an die Gruppe der Radioaktiven bei der Gauvereinstagung zu Tübingen (datiert 4. Dez. 1930).

- [Pfe15] Pfeiffer Vacuum: *Einführung in die Hoch- und Ultrahochvakuum-Erzeugung*. Website, April 2015. <https://homepages.thm.de/~hg8831/vakuumschule/pfeiffer-turbos-d.pdf>.
- [Pon68] B. Pontecorvo: *Neutrino experiments and the problem of conservation of leptonic charge*. Sov. Phys. JETP, 26(984):25, 1968.
- [Pra11] M. Prall: *Background Reduction of the KATRIN Spectrometers: Transmission Function of the Pre-Spectrometer and Systematic Test of the Main-Spectrometer Wire Electrode*. Dissertation, Westfälische Wilhelms-Universität Münster, 2011.
- [Pra12] M. Prall et al.: *The KATRIN pre-spectrometer at reduced filter energy*. New Journal of Physics, 14:073054, 2012.
- [Pri01] J. R. Primack et al.: *Hot Dark Matter in Cosmology*. Seiten 287–308, 2001.
- [Rei09a] J. Reich: *Magnetfeldmessungen und Designarbeiten für das EMCS-Luftspulensystem am KATRIN Hauptspektrometer*. Diplomarbeit, Karlsruhe Institute of Technology, 2009.
- [Rei09b] S. Reimer: *Ein elektrostatisches Dipolsystem zur Eliminierung von Ionen in der DPS2-F des KATRIN Experimentes*. Diplomarbeit, Karlsruhe Institute of Technology, 2009.
- [Rob91] R. G. H. Robertson et al.: *Limit on $\bar{\nu}_e$ mass from observation of the β decay of molecular tritium*. Physical Review Letters, 67:957–960, 1991.
- [Sch13] M. Schlösser: *Accurate calibration of the Raman system for the Karlsruhe Tritium Neutrino Experiment*. Dissertation, Karlsruhe Institute of Technology, 2013.
- [Sch14] Johannes S. Schwarz: *The Detector System of the KATRIN Experiment - Implementation and First Measurements with the Spectrometer*. Dissertation, Karlsruhe Institute of Technology, 2014.
- [Sch15a] K. Schloesser: *Preise für Flüssig-Stickstoff und Flüssig-Helium*. Privates Gespräch, April 2015.
- [Sch15b] J. Schwarz: *LHe-Verbrauch während der Inbetriebnahme des neuen Pinch Magneten*. Privates Gespräch, März 2015.
- [Sci15] Scientific Instruments, Inc.: *Temperatursensor RO-600(1K) Ruthenium Oxide RTD*. Website, April 2015. <http://www.scientificinstruments.com/product-detail/model-ro-6001k-ruthenium-oxide-rtd/>.
- [Shi00] S. D. H. Shi et al.: *Comparison and interconversion of the two most common frequency-to-mass calibration functions for Fourier transform ion cyclotron resonance mass spectrometry*. International Journal of Mass Spectrometry, 195–196(0):591 – 598, 2000, ISSN 1387-3806.
- [Sho15] Temperatur Shop: *Technische Daten Messwiderstände Pt100*. Website, April 2015. http://www.bb-sensors.com/fileadmin/user_upload/Download/Wissenswertes/Technische_Daten_Messwiderstaende_Pt100.pdf.
- [Sta10] A. Stark and A. Saenz: *Final-State Spectrum of He-3 after beta- Decay of Tritium Anions T-*. Phys.Rev., A81:032501, 2010.
- [Sta15] S. Stahl: *FT-ICR Ion Trap at the Beamline of the KATRIN-Experiment*. Website, Februar 2015. <http://www.stahl-electronics.com/ionenfallen.html>.

- [Ste13] N. Steinbrink et al.: *Neutrino mass sensitivity by MAC-E-Filter based time-of-flight spectroscopy with the example of KATRIN*. New Journal of Physics, 15(11):113020, 2013.
- [Stu10] M. Sturm et al.: *Monitoring of all hydrogen isotopologues at tritium laboratory Karlsruhe using Raman spectroscopy*. Laser Physics, 20(2):493–507, 2010.
- [Stu12] M. Sturm et al.: *Technical Specification Magnet System of Differential Pumping Section (DPS)*. KATRIN Interner Report, August 2012.
- [Stu13] M. Sturm: *Fliessbild der differentiellen Pumpstrecke*. KATRIN Interner Report, Dezember 2013.
- [Tec14] Metrolab Technology: *Three-axis Magnetometers THM1176 and TFM1186*. User’s Manual Version 1.3, April 2014.
- [Ubi09] M. Ubieto-Díaz et al.: *A broad-band FT-ICR Penning trap system for KATRIN*. International Journal of Mass Spectrometry, 288:1–5, Dezember 2009.
- [Val09a] K. Valerius: *Spectrometer-related background processes and their suppression in the KATRIN experiment*. Dissertation, Westfälische Wilhelms-Universität Münster, 2009.
- [Val09b] K. Valerius et al.: *A UV LED-based fast-pulsed photoelectron source for time-of-flight studies*. New Journal of Physics, 11(6):063018, 2009.
- [Val10] K. Valerius: *The wire electrode system for the KATRIN main spectrometer*. Progress in Particle and Nuclear Physics, 64(2):291 – 293, 2010. DOI: 10.1016/j.pnpnp.2009.12.032.
- [vB11] O. von Baeyer et al.: *Nachweis von β -Strahlen bei Radium D*, 1911.
- [Wan09] N. Wandkowsky: *Design and Background Simulations for the KATRIN Main Spectrometer and Air Coil System*. Diplomarbeit, Karlsruhe Institute of Technology, 2009.
- [Wei99] C. Weinheimer et al.: *High precision measurement of the tritium β spectrum near its endpoint and upper limit on the neutrino mass*. Physics Letters B, 460(1 - 2):219 – 226, 1999. DOI: 10.1016/S0370-2693(99)00780-7.
- [Wei05] C. Weinheimer: *Direct determination of the neutrino masses*. Comptes Rendus Physique, 6(7):768–777, 2005.
- [Wet15] Deutscher Wetterdienst: *Wetterbeobachtungen Deutschland*. Website, April 2015. http://www.dwd.de/bvbw/appmanager/bvbw/dwdwwwDesktop?_nfpb=true&_pageLabel=dwdwww_start&T3200069671164966398067gsbDocumentPath=Navigation%2F0effentlichkeit%2FWetter__Warnungen%2FWetter__Deutschland%2FFormulare%2FStdAw__node.html__nnn%3Dtrue&_state=maximized&_windowLabel=T3200069671164966398067.
- [Wex59] S. Wexler: *Dissociation of TH an T_2 by β -Decy*, Seiten 8–16. Journal of Inorganic and Nuclear Chemistry (10), 1959.
- [Win11] A. Windberger: *Berechnungen und Simulationen zum Verhalten von Ionen in der differenziellen Pumpstrecke des KATRIN-Experiments*. Diplomarbeit, Karlsruhe Institute of Technology, 2011.

- [Zha11] Y. Zhang et al.: *Corrected Values for Boiling Points and Enthalpies of Vaporization of Elements in Handbooks*. Journal of Chemical & Engineering Data, 56(2):328–337, 2011.

Danksagung

An dieser Stelle möchte ich zuerst allen Personen danken die mich während meiner einjährigen Masterarbeit unterstützt und begleitet haben und ohne die diese Arbeit nicht möglich gewesen wäre.

Ich danke **Prof. Dr. Drexlin**, da er mir die Durchführung dieser Arbeit im Rahmen des KATRIN-Experiments ermöglicht hat und durch seine Vorlesungen meine Begeisterung für die Astroteilchenphysik geweckt hat.

Vielen Dank **Prof. Dr. Quast** für die Begutachtung dieser Arbeit.

Dr. Lutz Bornschein möchte ich für sein überdurchschnittliches Engagement und die exzellente wissenschaftliche Betreuung während der Durchführung dieser Masterarbeit danken.

Einen besonderen Dank geht an Johannes Schwarz für all seine Mühe und den unermüdlichen Einsatz für das KATRIN-Experiment und seine Kollegen.

Ebenfalls möchte ich Dr. Beate Bornschein danken, die mich durch ihre konstruktive Kritik dazu bewegt, mich stetig zu verbessern und meine wissenschaftliche Arbeit kritisch zu hinterfragen.

Danke Luisa La Cascio für die schöne Zeit im Labor, die motivierenden Worte und dein fröhliches, erquickendes Temperament.

Vielen Dank Fabian Harms, Alexander Jansen, Andreas Kosmider, Moritz Erhard, Rodolphe Combe, Michael Sturm und Florian Müller für die unterhaltsame Arbeitsatmosphäre und für die wissenschaftliche Unterstützung.

Einen besonderen Dank geht an das Werkstattteam Klaus Mehret, Bernard Bender, Martin Jäger, Hendrik Weingardt, Alan Kumb und Monika Kaiser unter der hervorragende Leitung von Siegfried Horn, für die exzellenten Installationsarbeiten und ihren stets motivierten Arbeitseinsatz.

Ebenfalls einen besonderen Dank geht an die Mess- und Automatisierungstechniker Arne Felden, Jürgen Grimm unter der Leitung von Thomas Hoehn, für die elektronische Anbindung der Solenoide an die Hallen-Infrastruktur und die überdurchschnittlich schnellen Hilfestellungen.

Danke Michaela Meloni und Rolf Rinderspacher für das Erstellen der zahlreichen CAD Zeichnungen.

Rainer Gumbsheimer möchte ich für die Beantwortung aller technischer Detailfragen und die produktiven Diskussionen danken.

Danke Irina Glasner für die engagierte Mitarbeit während der Inbetriebnahme des Magnetsystems.

Vielen Dank Stefan Görhardt für die tollen Jahre als HiWi am KATRIN-Experiment, die brillanten Ratschläge und die unvergesslichen Gespräche.

Danke Anton Huber, Florian Heizmann, Jan Bondy, Isabel Arnst und Max Zanner für die rockige Zeit im Studium und die produktiven Lerngruppen. Ohne euch hätte ich nicht so viel gelacht.

Meinen Eltern Linda Hackenjos und Thomas Besch möchte ich für die Motivation und die liebevolle Unterstützung danken die ich fortwährend von ihnen erfahre.

Zuletzt möchte ich meiner bezaubernden Freundin Annabel Schomburg danken, für all die Unterstützung, ihr Verständnis und den selbstlosen Verzicht unserer gemeinsamen Zeit während der letzten Monate.