
Magnetfeldmessungen und Designarbeiten für das EMCS Luftspulensystem am KATRIN Hauptspektrometer

Jan Reich



Institut für Experimentelle Kernphysik
Universität Karlsruhe (TH)

**Magnetfeldmessungen und
Designarbeiten für das EMCS
Luftspulensystem am KATRIN
Hauptspektrometer**

Diplomarbeit

vorgelegt

von

Jan Reich

**Institut für Experimentelle Kernphysik
Universität Karlsruhe (TH)**

September 2009

Inhaltsverzeichnis

1	Einführung und Motivation	1
1.1	Neutrinos in Teilchenphysik und Kosmologie	2
1.1.1	Neutrinos im Standardmodell der Teilchenphysik	2
1.1.2	Kosmologische Betrachtungen der Neutrinomasse	2
1.2	Historischer Abriss von Neutrinoexperimenten	5
1.2.1	Neutrinooszillationsexperimente	5
1.2.2	Neutrinomassenexperimente	7
2	Das KATRIN Experiment	11
2.1	Übersicht	11
2.1.1	Messprinzip	11
2.1.2	Sensitivität und Entdeckungspotential	16
2.2	Fensterlose gasförmige Tritiumquelle	17
2.3	Transportstrecke	18
2.3.1	Differentielle Pumpstrecke	18
2.3.2	Kryogene Pumpstrecke	18
2.4	Die KATRIN Spektrometer	19
2.4.1	Vorspektrometer	20
2.4.2	Hauptspektrometer	20
2.4.3	Monitorspektrometer	21
2.5	Detektor	23
2.6	Adiabatischer Teilchentransport	23

3	Luftspulensysteme des KATRIN Hauptspektrometers	25
3.1	Magnetische Eigenschaften	25
3.1.1	LFCS	27
3.1.2	EMCS	29
3.2	Mechanischer und elektrischer Aufbau	30
3.2.1	LFCS	33
3.2.2	EMCS	33
4	Magnetfeldmessungen am KATRIN Hauptspektrometer	35
4.1	Theoretische Erwartungen	35
4.2	Verwendete Geräte und Verfahren	36
4.2.1	Fluxgate Sensor und Ausleseelektronik	36
4.2.2	Positionierungsverfahren	38
4.3	Homogenität des Magnetfeldes in der Hauptspektrometerhalle	39
4.4	Messungen im Hauptspektrometer	42
4.5	Magnetische Materialien in der Wand der Experimentierhalle	48
4.5.1	Das Magnetfeld der magnetischen Materialien	49
4.5.2	Rückschlüsse auf die magnetischen Materialien	51
4.6	Auswirkungen auf die KATRIN Messungen	52
5	Das Erdmagnetfeldkompensationssystem des Monitorspektrometers	57
5.1	Spezifikationen und Aufbau des Monitorspektrometer EMCS	57
5.2	Magnetfeldmessungen am EMCS des Monitorspektrometers	58
5.3	Vergleich des gemessenen Magnetfeldes mit Simulationen	58
6	Zusammenfassung und Ausblick	61
A	Technische Details der verwendeten Geräte und Verfahren	63
A.1	Magnetometer	63
A.2	Multimeter	64
A.3	Selbstnivellierender Rotationslaser	64
A.4	Analog-Digital-Wandler	64
A.5	Stativ	65
A.6	Photogrammetrie	66

<i>Inhaltsverzeichnis</i>	<i>III</i>
B Technische Zeichnungen der Luftspulensysteme	69
C Tabellarische Darstellung der Messwerte	71
Literaturverzeichnis	87

Abbildungsverzeichnis

1.1	Das Leistungsspektrum des Dichtekontrasts des Universums	4
1.2	Nachweisreaktionen über geladene und ungeladene Ströme	6
1.3	Darstellung der Neutrinomassenszenarien	7
2.1	Aufbau des KATRIN-Experiments	12
2.2	Energiespektrum des Tritiumzerfalls	13
2.3	Prinzip des MAC-E-Filters	15
2.4	Retardierungspotential eines MAC-E Filters	16
2.5	Sensitivität des KATRIN Experiments	17
2.6	Tritiumführender Teil des KATRIN Experiments	19
2.7	Zeichnung des KATRIN Vorspektrometers	21
2.8	Das KATRIN Hauptspektrometer	22
2.10	Inhomogenität der Felder in der Analysierebene	23
2.9	Layout des KATRIN Detektors	23
3.1	Magnetischer Flussschlauch in den KATRIN Spektrometern	27
3.2	Magnetfeld in der Analysierebene für ein Minimum und zwei Minima des Magnetfeldes	28
3.3	Skizze der elektromagnetischen Konfiguration im Hauptspektrometer . .	30
3.4	Magnetfeld des y-EMCS	31
3.5	Magnetfeld des x-EMCS	32
3.6	Verletzung der Rotationsymmetrie durch das Erdmagnetfeld	33
3.7	Endparameter des KATRIN Cosinus-Spulensystems	34
4.1	Aufbau eines Fluxgate Sensors	37

4.2	Aufbau der Messapparatur während der Magnetfeldmessung an den Wänden der KATRIN Halle	38
4.3	Positionsraaster in der KATRIN Hauptspektrometerhalle	39
4.4	Variation des Magnetfelds in der KATRIN Hauptspektrometerhalle . . .	41
4.5	Magnetfeldstärke während der ersten Messung im Hauptspektrometer .	43
4.6	Positionen der Magnetfeldmessungen im Hauptspektrometer	45
4.7	Das Magnetfeld im KATRIN Hauptspektrometer	46
4.8	Das Magnetfeld im oberen Bereich des KATRIN Hauptspektrometers .	46
4.9	Das Magnetfeld im mittleren Bereich des KATRIN Hauptspektrometers	47
4.10	Das Magnetfeld im unteren Bereich des KATRIN Hauptspektrometers .	47
4.11	Histogramm aller gemessenen Magnetfeldstärken im KATRIN Hauptspektrometer	48
4.12	Messpositionen während der Messung des Feldes der magnetischen Materialien	49
4.13	Ausschnitte aus dem Magnetfeld nahe der Wand der KATRIN Halle . .	50
4.14	Streuung der Magnetfeldwerte an der Wand der Hauptspektrometerhalle	52
4.15	Magnetfeld nahe der Wände im Erdgeschoss der KATRIN Halle	53
4.16	Magnetfeld nahe der Wände im Kellergeschoss der KATRIN Halle . . .	54
4.17	Vergleich der Inhomogenitäten des Hallenfeldes und des Feldes der Magnete im Experimentaufbau.	55
4.18	Vergleich der Inhomogenitäten des Hallenfeldes und des Feldes der Magnete im Experimentaufbau, Ausschnitt.	56
5.1	Foto des Monitorspektrometer EMCS Aufbaus	57
5.2	Das Magnetfeld im Bereich des Testaufbaus des Monitorspektrometer-EMCS ohne Luftspulensystem.	59
5.3	Das Magnetfeld im Bereich des Testaufbaus des Monitorspektrometer-EMCS mit eingeschaltetem Luftspulensystem.	59
5.4	Das gemessene Magnetfeld des Monitorspektrometer-EMCS.	60
5.5	Das simulierte Magnetfeld des Monitorspektrometer-EMCS.	60
A.1	Zeichnung des MAG-03 MS Fluxgate Sensors	63
A.2	Offset des Analog-Digital-Wandlers	66
A.3	Skizze zur Veranschaulichung der Photogrammetrischen Verfahren . . .	67

B.1	Positionen der EMCS-Kabel	69
B.2	Vorläufige Technische Zeichnung des Luftspulensystems	70

Tabellenverzeichnis

1.1	Elementare Fermionen im Standardmodell	2
4.1	Das Erdmagnetfeld bei Karlsruhe im August 2009 laut IGRF	36
4.2	Das Erdmagnetfeld in KATRIN-Koordinaten	36
4.3	Divergenz und Rotation der Magnetfelder Nahe der Wand im Nordosten des Kellers der Hauptspektrometerhalle	51
4.4	Quellen nichtaxialsymmetrischer Magnetfelder	54
6.1	Betriebsströme des EMCS	62
A.1	Technische Daten des Mag-03 MS 1000 Magnetometers	64
A.2	Offset des Analog-Digital-Wandlers	65
A.3	Differenz zwischen unterschiedlichen Messbereichen des Analog-Digital- Wandlers	65
A.4	Korrekturen auf die Magnetfeldstärken bezüglich des Stativs.	66
C.1	Messwerte der Magnetfeldmessungen in der Hauptspektrometerhalle . .	71
C.2	Daten der ersten Testmessung im Hauptsektrometer	72
C.3	Magnetfeldmessungen auf der oberen Plattform des Interventionssystems im Hauptsektrometer.	72
C.4	Magnetfeldmessungen auf der unteren Plattform des Interventionssy- stems im Hauptsektrometer.	73
C.5	Magnetfeldmessungen auf der Treppe des Interventionssystems im Haupt- sektrometer bei verschiedenen z-Positionen.	74
C.6	Magnetfeldmessungen in der Äquatorialebene des Hauptsektrometers. .	76
C.7	Summen zur näherungsweisen Bestimmung der Divergenz und Rotation: EG Ost	77

C.8	Summen zur näherungsweisen Bestimmung der Divergenz und Rotation: UG Ost A	79
C.9	Summen zur näherungsweisen Bestimmung der Divergenz und Rotation: UG Ost A	79
C.10	Summen zur näherungsweisen Bestimmung der Divergenz und Rotation: EG West	80
C.11	Summen zur näherungsweisen Bestimmung der Divergenz und Rotation: EG West	82

1. Einführung und Motivation

Zu Beginn des zwanzigsten Jahrhunderts waren die radioaktiven Alpha-, Beta- und Gammazerfälle bekannt, die diskreten Linien der Alpha- und Gammazerfälle bereiteten keine Verständnisprobleme, da es sich um Zweikörperzerfälle handelte. Für den Betazerfall erwartete man nach den beobachteten Reaktionen

$$n \rightarrow p^+ + e^- \quad (1.1)$$

ebenfalls einen Zweikörperzerfall, und damit ein diskretes Energiespektrum. Doch das beobachtete kontinuierliche Spektrum [1] würde bei einem Zerfall mit zwei Tochterteilchen wie in (1.1) eine Verletzung der Energie bedeuten, auch die Drehimpulserhaltung wäre verletzt, da ein Spin $1/2$ Teilchen in zwei Spin $1/2$ Teilchen zerfällt. Um die beobachteten Spektren zu erklären, postulierte Wolfgang Pauli 1930 [2] ein drittes Zerfallsprodukt beim Kern- β -Zerfall: Ein elektrisch neutrales Teilchen mit Spin $1/2$ und extrem geringer Masse, das den experimentellen Aufbau undetektiert verließ. Enrico Fermi schuf vier Jahre später eine Theorie des Betazerfalls [3] und prägte den Namen „Neutrino“. Damit war es möglich, im Zerfall

$$n \rightarrow p^+ + e^- + \bar{\nu}_e \quad (1.2)$$

die Energie auf zwei Teilchen zu verteilen und kontinuierliche Spektren zu erzeugen. Die Drehimpulserhaltung kann ebenfalls gewährleistet werden, wenn z.B. das Neutrino einen dem Elektron entgegengerichteten Spin trägt (Fermi-Übergang).

Der erste direkte Nachweis von Neutrinos gelang nach dem Aufkommen starker Neutrinoquellen schließlich Clyde Cowan und Fred Reines 1956 am Savannah River Reaktor. Allerdings erst, nachdem sie Pläne für einen experimentellen Aufbau mit einer thermonuklearen Explosion als ν -Quelle verworfen hatten und nach einem nicht eindeutigen Experiment an einem Reaktor in Hanford [4]. Als Nachweisreaktion verwendeten sie den inversen Betazerfall an freien Protonen eines Wassertargets:

$$\bar{\nu}_e + p \rightarrow e^+ + n \quad (1.3)$$

Im Jahre 1962 konnte nachgewiesen werden, dass Neutrinos aus Pionenzersfällen zu Myonen in Sekundärreaktionen nur Myonen, aber keine Elektronen, produzierten [5]. Damit wurde Pontecorvos Hypothese [6] bestätigt, dass Elektronneutrinos und Myon-neutrinos unterschiedliche Teilchen sind, und es somit mehr als eine Neutrinosorte gibt. Am LEP wurde später auf der Basis der unsichtbaren Zerfallsbreite des Z^0 -Bosons die Gesamtzahl leichter Neutrinoarten zu $N_\nu = 3,00 \pm 0,08$ bestimmt [7].

Inzwischen sind Elektron- Myon- und Tau-Neutrinos sowie ihre Antiteilchen im Standardmodell der Teilchenphysik fest etabliert. Während das Standardmodell (SM) eine

verschwindende Ruhemasse für Neutrinos fordert, weisen seit 1998 die vielbeachteten ersten Beobachtungen von Neutrinooszillationen, z.B. am Super-Kamiokande Detektor [8], auf massebehaftete Neutrinos und damit auf Physik jenseits des SM hin. Bei direkten Messungen dieser Ruhemasse wurde bis heute jedoch nur eine obere Grenze für die Masse des Elektronantineutrinos von $M_{\nu_e} = 2,2 \text{ eV}/c^2$ [9] ermittelt. Das Karlsruhe Tritium Neutrino Experiment [10] hat mit einer Sensitivität von $0,2 \text{ eV}/c^2$ (90% C.L.) ein 5σ Entdeckungspotential für die Ruhemasse des Elektronantineutrinos von $0,35 \text{ eV}/c^2$.

1.1 Neutrinos in Teilchenphysik und Kosmologie

1.1.1 Neutrinos im Standardmodell der Teilchenphysik

Das Standardmodell der Teilchenphysik kennt drei Generationen von Quarks und Leptonen, sowie deren Antiteilchen. Es existieren sechs verschiedene Arten von Quarks (u, d, c, s, t, b) die in je drei Farbzuständen, den Ladungen der starken Wechselwirkung vorkommen. Sie besitzen entweder die elektrische Ladung $+\frac{2}{3} e$ (u, c, t) oder $-\frac{1}{3} e$ (d, s, b). Die Leptonen (e, μ , τ und ν_e , ν_μ , ν_τ) werden zu Dubletts von (ν_e, e) , (ν_μ, μ) , (ν_τ, τ) geordnet, wobei die Neutrinos keine elektrische Ladung, und ihre Partner eine Ladung von $-1 e$ tragen. Alle diese Teilchen tragen einen Spin von $\frac{1}{2}$ und sind somit Fermionen. Zusätzlich zu diesen gibt es noch die Bosonen mit Spin 1, den Austauscheteilchen der starken- (Gluonen) und elektroschwachen- (Photon, W^\pm , Z^0) Wechselwirkung.

Familie	1	2	3
Quarks	$\begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} c \\ s \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} t \\ b \end{pmatrix}$
Leptonen	$\begin{pmatrix} e \\ \nu_e \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} \mu \\ \nu_\mu \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} \tau \\ \nu_\tau \end{pmatrix}$

Tabelle 1.1: Elementare Fermionen im Standardmodell

Im Betazerfall des Neutrons (1.2) wird ein Antineutrino emittiert, um die Leptonenzahl zu erhalten. Da im Endzustand ein Elektron mit $L = +1$ entsteht, muss dazu ein Teilchen mit $L = -1$ erzeugt werden, um die Leptonenzahl des Anfangszustands $L = 0$ nicht zu verletzen. Die Frage, ob die Leptonzahlerhaltung ein fundamentales Prinzip der Natur darstellt, wird in Kapitel 1.2.2 bei der Diskussion des Doppelbetazerfalls näher untersucht.

1.1.2 Kosmologische Betrachtungen der Neutrinomasse

In der Kosmologie spielen Neutrinos in verschiedenen Bereichen eine wichtige Schlüsselrolle, zum Beispiel in der primordialen Nukleosynthese, der Leptonenasymmetrie des

Universums und der möglichen Existenz von schweren Neutrinos als dunkle Materie [11]. Ausserdem kann aus der Dichte der primordialen Neutrinos und der Strukturbildung des Universums eine Obergrenze für die Summe aller Neutrinomassen gewonnen werden.

Gerstein-Zeldovich Limit [12]

Damit im Universum schwerere Elemente als Wasserstoff entstehen konnten, musste nach dem Big Bang das ursprüngliche Gleichgewicht zwischen Protonen und Neutronen gebrochen werden. Nur so waren zu Beginn der primordialen Nukleosynthese noch genügend Neutronen übrig um Deuterium und dann Helium zu bilden. Das Verhältnis von Protonen zu Neutronen im thermischen Gleichgewicht ist gegeben durch einen Boltzmann-Faktor

$$\frac{n_p}{n_n} = e^{-\frac{\Delta m}{kT}} \quad (1.4)$$

mit $\Delta m = m_n - m_p = 1,3 \text{ MeV}$. Die Bildung von leichten Elementen wird erst möglich, nachdem sich das Universum soweit abgekühlt hat, dass die thermischen Photonen nicht mehr genügend Energie haben um die Bildung von Deuterium durch Dissoziation zu verhindern. Im thermischen Gleichgewicht würde die Anzahl der Neutronen zu diesem Zeitpunkt schon verschwindend gering sein. Wird das Gleichgewicht jedoch gebrochen, ändert sich die Zahl der freien Neutronen nur durch ihren Zerfall mit einer Halbwertszeit von Minuten. Dies lässt genügend Zeit für das Universum, um sich soweit abzukühlen, dass die primordiale Nukleosynthese beginnen kann.

Die Entkopplung der Neutrinos, und damit das Brechen des thermischen Gleichgewichts (1.4) erfolgt, wenn die Wechselwirkungsrate der Neutrinos Γ_ν kleiner wird als die Expansionsrate H des Universums. Im Moment der Entkopplung war die Dichte einer Neutrinosorte ν_i durch das thermische Gleichgewicht gegeben durch

$$\frac{n_{\nu i}}{n_\gamma} = \frac{\bar{n}_{\nu i}}{n_\gamma} = \frac{3}{8} \quad (1.5)$$

Nach der Annihilation der Elektronen und Positronen verändert sich dieses Verhältnis zu

$$\frac{n_{\nu i} + \bar{n}_{\nu i}}{n_\gamma} = \frac{3}{11} \quad (1.6)$$

Die heutige Dichte der Photonen in der kosmischen Hintergrundstrahlung beträgt $n_\gamma = \frac{412}{\text{cm}^3}$, und mit (1.6) ergibt sich damit eine Neutrinodichte $n_\nu = \frac{112}{\text{cm}^3}$ pro Flavour. Nimmt man an, dass die Energiedichte des Universums durch Neutrinos festgelegt wird und das Universum flach ist, also die kritische Dichte besitzt ($\Omega_\nu = \frac{\rho_\nu}{\rho_c} \leq 1$), so erhält man eine obere Grenze für die Neutrinomasse von

$$\sum m_{\nu i} < 94 \text{ eV}/c^2 \Omega h^2. \quad (1.7)$$

Für einen Hubbleparameter $h = 0,7$ und $\Omega_{\text{Materie}} < 0,3$ ergibt dies, dass die Masse aller Neutrinoarten kleiner als $14 \text{ eV}/c^2$ sein muss [11].

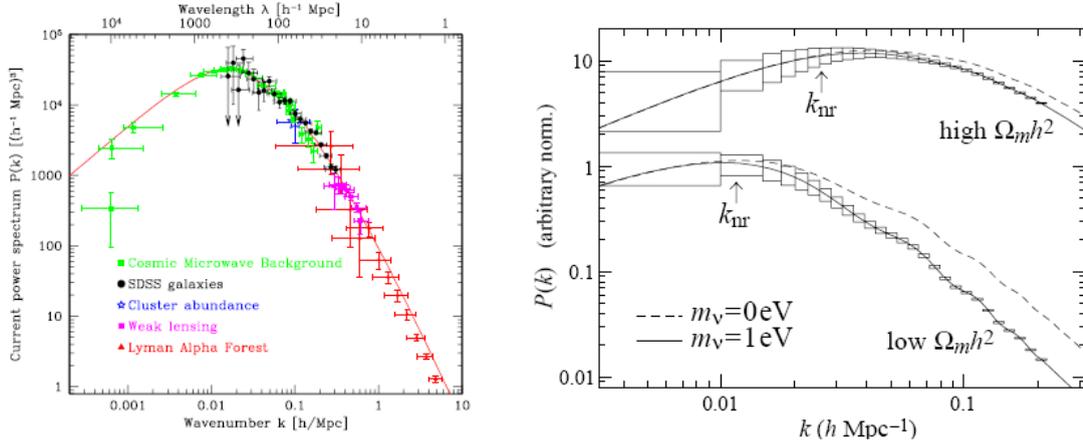


Abbildung 1.1: links: Das Leistungsspektrum des Dichtekontrasts des Universums [17]. rechts: Einfluss der Neutrinomasse bei kleinen Skalen [18], schwere Neutrinos verwaschen kleine Strukturen mit Wellenzahlen $k > 0,01 \text{ h} \cdot \text{Mpc}^{-1}$

Strukturbildung und Neutrinomasse

Die Kontraktion von Materie in überdichten Regionen aufgrund der Gravitation führt zur Bildung von Strukturen im Universum. Diese Erhöhung des Dichtekontrastes wird durch die Dunkle Materie entscheidend beeinflusst. Die kalte Dunkle Materie unterstützt diesen Prozess, da sie nur gravitativ wechselwirkt, und nicht von Strahlung wieder auseinandergetrieben wird, wie die baryonische Materie. Heiße Dunkle Materie (HDM) in der Form von relativistischen Neutrinos nivelliert dagegen solche Strukturen, da die nur schwach wechselwirkenden Neutrinos überdichte Regionen ungehindert verlassen. Die HDM sorgt für einen Dichteaussgleich und wirkt der Strukturbildung entgegen [13]. Die Dichteverteilung des Universums lässt sich experimentell durch Galaxiensurveys bestimmen, zum Beispiel den Sloan Digital Sky Survey SDSS [14], oder den 2dF Galaxy Redshift Survey [15]. Der Effekt der HDM zeigt sich besonders auf kleinen Skalen, d.h. im Leistungsspektrum des Dichtekontrastes $P(k)$ bei großen Wellenzahlen k . Abbildung 1.1 zeigt das Leistungsspektrum des Dichtekontrastes. Es existieren eine Vielzahl von Analysen dieser Daten, da diese Messwerte in Kombination mit verschiedenen anderen experimentellen Daten eine Einschränkung auf den Beitrag der heißen Dunklen Materie auf die Gesamtenergiedichte Ω_{tot} erlauben. Als Beispiel erhält [16] aus einer Kombination von SDSS und WMAP Daten eine Obergrenze der Neutrinomasse von

$$\sum_i m_\nu < 1,7 \text{ eV}/c^2 \text{ (95 \% C.L.)} \quad (1.8)$$

Es existieren noch viele weitere Möglichkeiten, um aus kosmologischen Beobachtungen im Rahmen kosmologischer Modelle Rückschlüsse auf die Neutrinomasse zu ziehen, wie zum Beispiel durch eine Kombination von Daten der kosmischen Hintergrundstrahlung und Supernovaobservationen. In der Literatur finden sich eine Menge kosmologische Analysen, allerdings ist anzumerken, dass die daraus abgeleiteten Neutrinomassen stark modellabhängig sind, und kosmologische Modelle eine Vielzahl an Parametern

aufweisen, die teilweise zu ähnlichen Effekten wie die Neutrinomasse führen (z.B. die Zustandsgleichung w der dunklen Energie), kosmologische Studien können daher eine direkte Messung der Neutrinomasse nicht ersetzen, sehr wohl aber ergänzen.

1.2 Historischer Abriss von Neutrinoexperimenten

1.2.1 Neutrinooszillationsexperimente

Die Sonne emittiert eine sehr große Anzahl an Neutrinos, die in ihrem Inneren durch Fusionsprozesse entstehen. Die Zahl dieser Neutrinos lässt sich abschätzen, indem man die abgestrahlte Leistung der Sonne betrachtet. Die Solarkonstante E_{\odot} , die solare Leistung pro Quadratmeter auf der Erde beträgt

$$E_{\odot} = 1369 \frac{\text{W}}{\text{m}^2}. \quad (1.9)$$

Integriert man dies über eine Kugelschale mit dem Radius $r = 1 \text{ AE}$, erhält man die gesamte abgestrahlte Energie. Die Sonne erzeugt ihre Energie hauptsächlich über die Fusion von Wasserstoff zu Helium



Da jede dieser Reaktionen (1.10) $\sim 26 \text{ MeV}$ Energie freisetzt, lässt sich der Neutrinofluss Φ_{\odot} der Sonne am Ort der Erde berechnen zu:

$$\Phi_{\odot} = 6,6 \cdot 10^{10} \frac{1}{\text{cm}^2 \text{ s}} \quad (1.11)$$

In der Sonne laufen verschiedene pp-Fusionsketten sowie der CNO-Zyklus ab, die alle Quellen für Neutrinos sind. Da sich diese Prozesse theoretisch gut berechnen lassen [19], war es eine Überraschung, als Ray Davis im Homestake Experiment [20] nur $(34 \pm 6) \%$ des vorhergesagten Neutrinoflusses für ν -Energien $E_{\nu} > 0,7 \text{ MeV}$ maß. Auch nachfolgende Experimente wie GALLEX, GNO und SAGE maßen deutlich geringere Ereignisraten als erwartet [21]. Damit war entweder das Sonnenmodell falsch, oder die abgestrahlten Neutrinos erreichten die Erde nicht. Die Lösung dieses „solaren Neutrino-problems“ brachte schließlich im Jahre 2001 das Sudbury Neutrino Observatory (SNO). Alle vorhergehenden Sonnen- ν -Experimente waren lediglich auf Elektroneneutrinos ν_{e} sensitiv, die primär über geladene Ströme ($\nu - \text{e}$ Streuung) wechselwirkten. SNO konnte jedoch durch die Beobachtung neutraler Ströme dazu auch μ - und τ - Neutrinos über die Dissoziation von Deuterium messen [22]. Abbildung 1.2 zeigt die beiden Nachweisprinzipien.

Die Experimentellen Resultate von SNO verifizierten den vom Standard-Sonnenmodell vorhergesagten Gesamtfluss, der zu gleichen Teilen aus allen drei Neutrinoarten $\nu_{\text{e}}, \nu_{\mu}, \nu_{\tau}$ besteht. Die Neutrinos ändern also auf dem Weg von der Sonne zur Erde ihren Flavourzustand. Diese Umwandlung ist möglich, wenn die Masseneigenzustände ν_i des Neutrinos nicht identisch mit den Flavoureigenzuständen sind. Aus der Wellenfunktion des

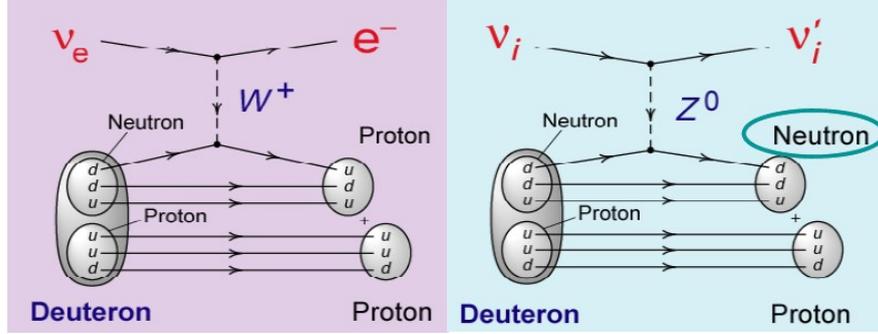


Abbildung 1.2: links: Neutrinonachweis über geladene Ströme (induzierter Betazerfall). rechts: Neutrinonachweis über ungeladene Ströme (Dissoziation von Deuterium)

Neutrinos und seiner Zeitentwicklung lässt sich dann eine Übergangswahrscheinlichkeit $P(\nu_a \rightarrow \nu_b)$ herleiten [23]:

$$P(\nu_a \rightarrow \nu_b, x) = \sin^2(2\Theta_{ab}) \sin^2\left(\frac{\Delta m^2 x}{4p_\nu}\right) = \sin^2(2\Theta_{ab}) \sin^2\left(1,27 \cdot \Delta m^2 \cdot \frac{L_\nu}{E_\nu}\right) \quad (1.12)$$

mit $\Delta m^2 = m_1^2 - m_2^2$, der Differenz der Massenquadrate, L_ν dem ν -Flugweg in m, und E_ν der Neutrinoenergie in MeV.

Die oszillatorische Übergangswahrscheinlichkeit P ist explizit vom ν -Massenparameter Δm^2 abhängig. Somit können aus Messungen der Übergangswahrscheinlichkeit Rückschlüsse auf die Aufspaltung der Masseneigenzustände gezogen werden, allerdings nicht auf die absolute Masse oder die Hierarchie der Neutrinos. Abbildung 1.3 zeigt die verschiedenen Massenszenarien. Die 3×3 Mischung der Zustände lässt sich durch die unitäre Matrix

$$\begin{pmatrix} \nu_e \\ \nu_\mu \\ \nu_\tau \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} U_{e1} & U_{e2} & U_{e3} \\ U_{\mu1} & U_{\mu2} & U_{\mu3} \\ U_{\tau1} & U_{\tau2} & U_{\tau3} \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} \nu_1 \\ \nu_2 \\ \nu_3 \end{pmatrix}, \quad (1.13)$$

die Maki-Nakagawa-Sakata Matrix beschreiben, die Kombinationen der trigonometrischen Funktionen der Mischungswinkel Θ_{12} , Θ_{13} und Θ_{23} enthält [24].

Um die Massendifferenzen Δm_{ij}^2 und Mischungswinkel Θ_{ij} der verschiedenen Neutrinos zu bestimmen wurden von verschiedenen Gruppen eine Reihe von Oszillationsexperimenten durchgeführt. Generell lassen sich diese in „Appearance-“ und „Disappearance-“ Experimente unterteilen. Im ersten Fall wird in einem Neutrinostrahl, mit nur einem Flavourzustand, nach Neutrinos anderer Flavours gesucht. Bei Disappearance-Experimenten wird nach einer Diskrepanz zwischen der Zahl der erzeugten und der Zahl der nachgewiesenen Neutrinos gesucht.

Eine weitere wichtige Größe bei ν -Oszillationsexperimenten ist die verwendete Neutrinoquelle. Neben den schon oben erwähnten solaren Neutrinos sind Kernreaktoren eine starke Quelle von Elektronantineutrinos. Wichtige Reaktorexperimente sind z.B.

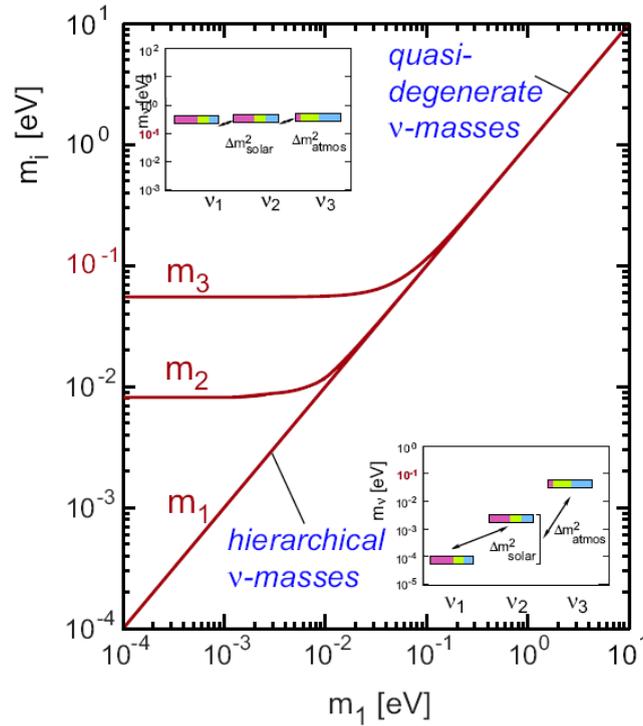


Abbildung 1.3: Darstellung der Neutrino-massenszenarien. Ist der leichteste Neutrino-masseneigenzustand m_1 relativ schwer ($> 200 \text{ meV}/c^2$), so sind die beiden anderen (m_2, m_3) in der gleichen Größenordnung, und die Massen sind quasi-degeneriert. Ist die Masse des leichtesten Neutrinos jedoch sehr klein, so unterscheiden sich die anderen Massen um Größenordnungen davon und die Neutrino-massen sind (wie im Falle der Quarks und geladenen Leptonen) hierarchisch geordnet.

CHOOZ [25], Double CHOOZ [26] oder das KamLAND [27] Experiment. Beschleuniger- ν -Experimente, wie zum Beispiel CNGS/OPERA [28], verwenden als Quelle in Beschleunigern erzeugte, gerichtete Pionenstrahlen, die beim Zerfall $\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu$ Myon-neutrinos emittieren. Schließlich sei noch einmal das Super-Kamiokande Experiment [29] erwähnt, das 1998 den bahnbrechenden ersten Nachweis von Neutrinooszillationen durch die Beobachtung von in Luftschauern erzeugten Elektron- und Myon-neutrinos machen konnte.

Die durch Oszillationsexperimente bestimmten Massendifferenzen Δm_{ij} und Mischungswinkel Θ_{ij} sind ohne Zweifel ein wichtiges Teil im Puzzle der Teilchenphysik, doch zur Bestimmung der Masse der Neutrinos müssen andere Ansätze verfolgt werden.

1.2.2 Neutrino-massenszenarien

Im Prinzip ist es ausreichend die Masse eines einzigen Neutrino-masseneigenzustandes ν_i zu messen um unter Zuhilfenahme der Daten der Oszillationsexperimente (Massendifferenzen und Mischungswinkel) die Massen (und Flavouranteile) der anderen Neutrinos

ν_i berechnen. Mit den heute verfügbaren Techniken lassen sich jedoch nur effektive Majorananeutrino Massen m_{ee} bzw. „mittlere“ Massen $m_{\nu e}$ bestimmen.

Neutrinoloser Doppelbetazerfall

Eine Möglichkeit, die Masse des Elektronantineutrinos zu bestimmen ergibt sich aus der Bestimmung der Halbwertszeit des neutrinolosen Doppelbetazerfalls $0\nu\beta\beta$. Dies ist jedoch nur möglich, wenn Neutrinos Majoranateilchen sind, also Neutrino und Antineutrino identische Teilchen sind, und sich nur durch ihre Helizität unterscheiden. Der Doppelbetazerfall kann beobachtet werden, da es einigen radioaktiven Isotopen unmöglich ist über einfachen Betazerfall zu zerfallen da sie dadurch in einen energetisch höhergelegenen Zustand gelangen würden. Bei zwei gleichzeitig stattfindenden Betazerfällen ist der Tochterkern ($A, Z + 1$) jedoch wieder in einem energetisch günstigeren Zustand. Dieser doppelte Betazerfall ist entsprechend dem Kernschalenmodell nur bei gg-Kernen mit gerader Nukleonenzahl A möglich. Der neutrino behaftete Doppelbetazerfall $2\nu\beta\beta$, also der gleichzeitige Zerfall von zwei Neutronen in einem Kern wurde experimentell zuerst 1987 bei ^{82}Se beobachtet [30]. Er findet unter Emission von zwei Elektronen sowie zwei Elektronantineutrinos statt und weist daher ein kontinuierliches β -Energiespektrum auf. Bei einem neutrinolosen Doppelbetazerfall $0\nu\beta\beta$ werden lediglich zwei monoenergetische Elektronen emittiert. Dies ist nur möglich, wenn das linkshändige Elektronantineutrino $\bar{\nu}_e$, welches beim ersten Zerfallsvertex entsteht, beim zweiten Vertex als rechtshändiges Elektronneutrino ν_e absorbiert wird. Die Helizität des ausgetauschten neutralen Leptons muss sich also umgekehrt haben. Dazu muss durch eine Lorentztransformation ein Bezugssystem gefunden werden, welches sich schneller als das Neutrino bewegt. Dies bedeutet jedoch, dass das Neutrino eine von Null verschiedene Ruhemasse besitzt. Über die Halbwertszeit des neutrinolosen Doppelbetazerfalls $0\nu\beta\beta$ lässt sich dann die effektive Majoranamasse m_{ee} des Elektronneutrinos berechnen. Diese ergibt sich aus der kohärenten Summe der Masseneigenzustände, die zum Elektronneutrino beitragen:

$$m_{ee} = \left| \sum_i U_{ei}^2 \cdot m_{\nu i} \right| \quad (1.14)$$

Da die Matrixelemente U_{ei} im Allgemeinen komplexe Phasen enthalten, kann es dabei zu Auslöschungen kommen.

Das mit 10 kg angereichertem ^{76}Ge betriebene Heidelberg-Moskau Experiment war das bislang sensitivste Doppelbetazerfalls-Experiment. Es konnte eine Obergrenze von $m_{ee} < 0,35 \text{ eV}/c^2$ ermitteln [31]. Später veröffentlichte ein Teil der Kollaboration ein bislang umstrittenes Ergebnis von $m_{ee} = 0,44 \text{ eV}/c^2$ [32]. Neue, sensitivere Experimente wie Cuore [33], Exo [34] und GERDA [35] werden diesen Sachverhalt überprüfen können.

Kinematik des Betazerfalls

Der normale Betazerfall bietet die einzige modellunabhängige Möglichkeit, die Masse $m_{\nu e}$ des Elektronantineutrinos zu bestimmen. Die experimentelle Vorgehensweise wird

in Abschnitt 2.1.1 näher erläutert. Bei diesen Messungen ist es von Vorteil, einen Betastrahler zu verwenden, der eine möglichst kleine Endpunktsenergie E_0 besitzt, um eine möglichst hohe Sensivität zu erreichen. Im Unterschied zu Doppelbetazerfallsexperimenten ist die Messgröße dabei die inkohärente Summe der Masseneigenzustände

$$m_{\nu_e}^2 = \sum_{i=1}^3 |U_{ei}|^2 \cdot m_{\nu_i}^2 \quad (1.15)$$

Anders als in (1.14) ist dabei keine Interferenz der Beiträge der einzelnen Masseneigenzustände möglich. Hat man nun also die Masse eines Neutrino-Flavoureigenzustandes gemessen, ist es mit Kenntnis der Matrixelemente U_{ei}^2 und der Massendifferenzen Δm_{ij} aus Oszillationsexperimenten möglich, das Spektrum der Masseneigenzustände zu bestimmen.

Obwohl ^{187}Re das Element mit dem niedrigsten Endpunkt ist, liegt ein großer Nachteil bei ^{187}Re -Experimenten jedoch in der Halbwertszeit $t_{\frac{1}{2}} = 4,35 \cdot 10^{10}$ a. Um eine ausreichend hohe Zählrate zu erreichen, werden große Mengen an Material benötigt. Experimente wie z.B. MARE [36], welche mit ^{187}Re arbeiten, verwenden kryogene Bolometer, da hierbei die Quelle gleichzeitig der Detektor ist. Misst man den Wärmeanstieg im Kristall mit Mikrokalorimetern, lässt sich die Zerfallsenergie und damit das ^{187}Re β -Spektrum bestimmen. Die beste bisher erreichte Sensitivität mit diesem Messprinzip erreichte das Milano-Experiment [37] mit $m_{\nu_e} < 15$ eV/ c^2 .

Betazerfallsexperimente, welche Tritium als Quellmaterial verwenden, werden schon seit Mitte des letzten Jahrhunderts durchgeführt. Die Untersuchung des Energiespektrums des Tritiumzerfalls nahe am Endpunkt mit elektrostatischen Spektrometern ermöglichte die bisher sensitivste Bestimmung von m_{ν_e} . Die beiden Pionier-Experimente dieser Art in Mainz [38] und Troitsk [39] erzielten Ergebnisse von $m_{\nu_e} < 2,3$ eV/ c^2 bzw. $m_{\nu_e} < 2,05$ eV/ c^2 . Beide Experimente haben ihr Sensitivitätslimit jedoch erreicht und sind abgeschlossen.

Betrachtet man die in diesem Abschnitt genannten Betrachtungen, wird einsichtig, dass ein neues Tritium-Experiment der nächsten Generation benötigt wird, welches eine Sensitivität im sub-eV Bereich besitzt. Damit lassen sich die kosmologisch relevanten Neutrinomassenbereiche sowie die bisher nicht eindeutigen Ergebnisse aus den Doppelbetazerfallsexperimenten untersuchen. Das **Karlsruhe Tritium Neutrino Experiment** KATRIN, in dessen Rahmen die hier vorliegende Arbeit eingebettet ist, ist ein solches Experiment und wird zur Zeit am Tritiumlabor Karlsruhe auf dem Campus Nord des KIT aufgebaut.

2. Das KATRIN Experiment

Das **K**arlsruhe **T**ritium **N**eutrino **E**xperiment (KATRIN) untersucht mit bisher unerreichter Präzision den Endpunkt des Betaspektrums des Tritiumzerfalls, um daraus die Masse des Elektronantineutrinos zu bestimmen. Diese Methode erlaubt eine modellunabhängige Neutrinomassenmessung, da sie auf rein kinematischen Messgrößen sowie den fundamentalen Prinzipien der Energie- und Impulserhaltung beruht. Im Vergleich zu den Vorgängerexperimenten in Mainz [38] und Troitsk [39] wird KATRIN eine um den Faktor 100 bessere Sensitivität auf die experimentelle Observable m_ν^2 erreichen [10]. Dieser Anspruch stellt hohe Anforderungen an die Auslegung des Experimentes. Sowohl die experimentelle Auflösung und die erreichbare Statistik als auch die Untergrundrate müssen an die Grenzen des technisch realisierbaren vorangebracht werden. Die grundlegenden Informationen in diesem Kapitel sind dem KATRIN Design Report [10] entnommen, wobei neuere Entwicklungen berücksichtigt werden und durch Referenzen gekennzeichnet sind.

2.1 Übersicht

Das KATRIN Experiment befindet sich zur Zeit am TLK des KIT auf dem Gelände des Campus Nord im Aufbau. Das insgesamt 70 m lange Experiment besteht aus einer fensterlosen, gasförmigen Tritiumquelle, einer Transportstrecke, die differentielle und kryogene Pumpelemente enthält, einem elektrostatischen Spektrometertandem und einem segmentierten Detektor [40]. Zum Zweck der Überwachung experimenteller Parameter enthält der Aufbau noch eine Rear Section [41] sowie ein Monitorspektrometer. Abbildung 2.1 zeigt den gesamten experimentellen Aufbau.

2.1.1 Messprinzip

Das KATRIN Experiment verwendet das Prinzip des MAC-E Filters, um die Form des Betaspektrums von Tritium nahe am Endpunkt bei $E_0 = 18,57$ keV zu bestimmen:



Dabei wandelt sich ein Neutron unter Emission eines Leptonpaares in ein Proton um. Die Ladungszahl des Kerns Z erhöht sich um 1, während die Massenzahl A erhalten bleibt.



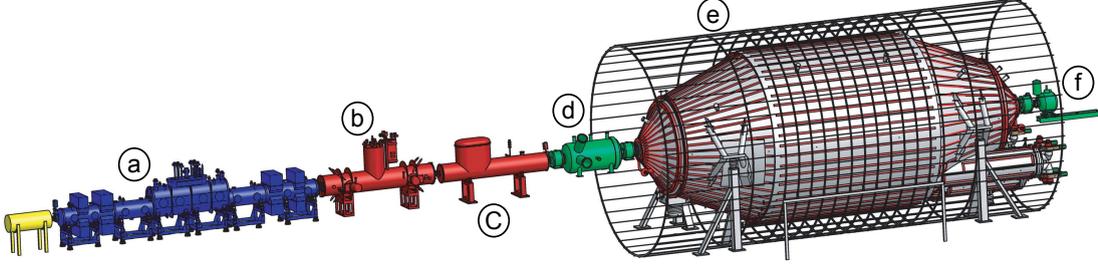


Abbildung 2.1: Der Aufbau des KATRIN-Experiments: Die fensterlose Quelle in blau (a), mit der Rear-Section in gelb, die differentielle (b) und kryogene (c) Pumpstrecke, das Vorspektrometer (d) sowie das Hauptspektrometer (e) mit seinen Luftspulensystemen und der Elektronendetektor (f)

Da der Endzustand drei Teilchen umfasst verteilt sich die Zerfallsenergie E_0 auf das Elektron, das Antineutrino und den Rückstoßkern. Vernachlässigt man die Rückstoßenergie des Kerns aufgrund dessen viel größerer Masse, so verteilt sich die Energie nur auf das Elektron und das Antineutrino und man erhält ein kontinuierliches Energiespektrum der Zerfallselektronen.

Die Form des Energiespektrums kann mit Hilfe von Fermi's Goldener Regel abgeleitet werden. Sei $\rho(E)$ die Phasenraumdichte der möglichen Endzustände von Elektron und Antineutrino und \mathcal{M} das Kernmatrixelement, so ist die Rate der emittierten Elektronen dN/dt im Energieintervall E bis $E + dE$

$$\frac{dN}{dt} = \frac{d^2N}{dt dE} = \frac{2\pi}{\hbar} |\mathcal{M}| \rho(E) \quad (2.3)$$

Die Form des Energiespektrums lässt sich dann berechnen zu [42]

$$\frac{d\dot{N}}{dE} = R(E) \sqrt{(E_0 - E)^2 - m_{\nu_e}^2 c^4} \Theta(E_0 - E - m_{\nu_e} c^2) \quad (2.4)$$

mit

$$R(E) = \frac{G_F^2}{2\pi^3 \hbar^7 c^5} \cos \Theta_C |\mathcal{M}|^2 F(Z + 1, E) \cdot p \cdot (E + m_e c^2) \cdot (E_0 - E) \quad (2.5)$$

dabei sind:

E die kinetische Energie des Elektrons, $m_e c^2$ seine Masse und p sein Impuls.

E_0 die Endpunktsenergie, d.h. die maximale kinetische Energie eines Elektrons für eine verschwindende Neutrinomasse.

$m_{\nu} c^2$ die Ruhemasse des Elektronantineutrinos.

$F(Z, E)$ die Fermifunktion mit der Kernladungszahl des Tochterkerns ($Z + 1$).

G_F die Fermi-Kopplungskonstante.

\mathcal{M} das Kernmatrixelement.

Θ_C der Cabbibowinkel.

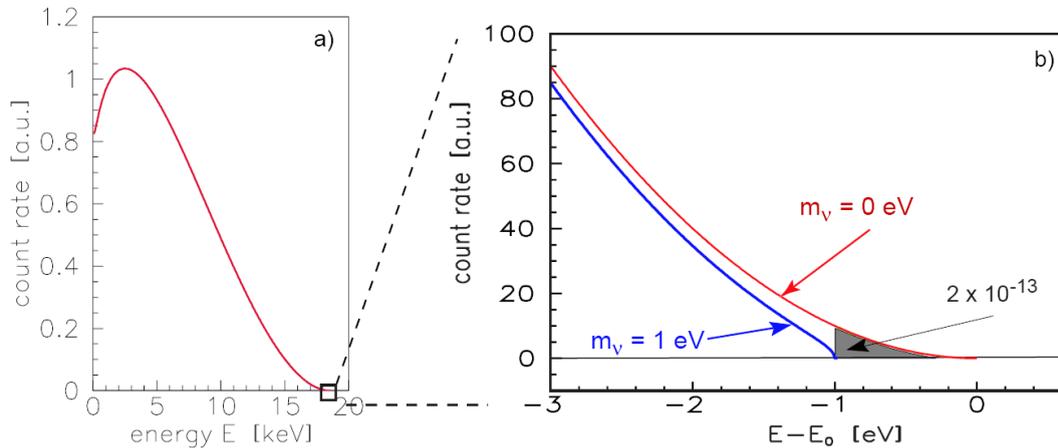


Abbildung 2.2: Links: Das Energiespektrum des β -Zerfalls von Tritium. Rechts: Eine vergrößerte Darstellung des Energiebereichs nahe der Endpunktsenergie. In rot ein Spektrum für eine verschwindende Neutrinomasse, in blau ein Spektrum wie es für eine Neutrinomasse von $m_\nu = 1 \text{ eV}/c^2$ erwartet wird. Die Signatur der Neutrinomasse, nach der das KATRIN Experiment sucht ist eine Änderung der Form des Spektrums und eine Verschiebung des Endpunkts.

Die Heaviside'sche Thetafunktion $\Theta(E_0 - E - m_\nu)$ stellt Energieerhaltung sicher.

In (2.4) tritt die Neutrinomasse m_ν nur als kinematische Größe in Erscheinung. Die Bestimmung der Neutrinomasse aus dem Betazerfall liefert also eine vollständig modellunabhängige Messung. Es ist damit ohne Relevanz, ob das Neutrino ein Dirac- oder ein Majoranateilchen ist, in fundamentalem Gegensatz zu Neutrinomassenmessungen über die Halbwertszeit $t_{\frac{1}{2}}$ des neutrinolosen Doppelbetazerfalls. Der Vergleich zwischen einem Modellspektrum mit $m_\nu = 1 \text{ eV}/c^2$ und $m_\nu = 0$ zeigt, wie in Abbildung 2.2 dargestellt, dass sich die Signatur einer Neutrinomasse nur in einem sehr engen Intervall an der Endpunktsenergie E_0 manifestiert. Der überwiegende Teil der Zerfallselektronen trägt also keinerlei verwertbare Information über die Masse des Neutrinos. Tatsächlich beträgt der Teil der Elektronen, die in den Bereich von 1 eV unter den Endpunkt fallen nur $2 \cdot 10^{-13}$. Diese Tatsache führt zu einem Bedarf an hoher Luminosität der Tritiumquelle, bei gleichzeitiger sehr feiner Energieauflösung des Spektrometers.

Die Wahl von Tritium als Elektronenquelle lässt sich an den folgenden Punkten festmachen:

- Tritium weist eine geringe Halbwertszeit von nur $t_{\frac{1}{2}} = 12,3$ a auf. Im Vergleich zum Element mit dem niedrigsten Endpunkt, ^{187}Re , mit einer Halbwertszeit von $t_{\frac{1}{2}} = 4,35 \cdot 10^{10}$ a ergibt sich damit eine um den Faktor $> 10^8$ höhere Zerfallsaktivität
- Die Endpunktsenergie von Tritium beträgt $E_0 = 18,6$ eV und ist damit die zweitniedrigste Endpunktsenergie eines Betazerfalls überhaupt. Dies ist von Vorteil, da

der Anteil der Zerfallselektronen im Energiebereich nahe des Endpunkts proportional zu E_0^{-3} ist.

- Tritium sowie der Tochterkern ${}^3\text{He}^+$ verfügen über einfache und damit präzise berechenbare Elektronenkonfigurationen. Auch das Kernmatrixübergangselement $\mathcal{M}^2 = 5,55$ [43] ist sehr genau bestimmbar und durch die übererlaubte Natur des Übergangs auch energieunabhängig.

Aus diesen Gründen wurde das KATRIN Experiment mit einer gasförmigen, fensterlosen Tritiumquelle und einem Spektrometer nach dem MAC-E-Filter Prinzip ausgelegt. Beide Komponenten erlauben es, eine möglichst hohe Sensitivität auf die Neutrinomasse zu erreichen.

MAC-E-Filter¹

Um den für die Neutrinomassenbestimmung relevanten Bereich nahe an der Endpunktenergie E_0 von Tritium genau zu vermessen, verwendet das KATRIN Experiment ein elektrostatisches Filter gekoppelt mit magnetisch-adiabatischer Kollimation (MAC-E Prinzip). Der elektrostatische Filter stellt ein Retardierungspotential bereit, während die Kollimation eine große Emissionswinkelakzeptanz von nahezu 2π bietet und die Energieauflösung definiert. Dieses Verfahren wurde zuerst in [44] vorgeschlagen, und in den Experimenten in Mainz und Troitsk erfolgreich angewandt. Der grundsätzliche Aufbau eines MAC-E Filters (siehe Abbildung 2.3 besteht aus zwei supraleitenden Solenoiden die die Elektronen führen und im Spektrometer ein inhomogenes, axialsymmetrisches Feld erzeugen. Ein zylindrisches Elektrodensystem erzeugt dort eine elektrische Potentialbarriere, welche die einlaufenden Elektronen je nach Energie transmittiert oder reflektiert. Die Quelle emittiert die Elektronen isotrop, so dass die auf das Spektrometer geführten Elektronen unterschiedliche Anteile von Zyklotron- und Longitudinalenergie aufweisen. Durch den Gradienten des Magnetfeldes wird die Rotationsenergie der Zyklotronbewegung der Elektronen in longitudinale kinetische Energie transformiert, denn nur diese kann durch das elektrische Potential analysiert werden. Dieser Aufbau ermöglicht eine hohe Energieauflösung in Verbindung mit einer großen Raumwinkelakzeptanz.

Die Transformation von transversaler in longitudinale Energie lässt sich durch das magnetische Moment des Elektrons bezüglich seiner Zyklotronbewegung quantitativ beschreiben [45]:

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

Im Falle adiabatischer und nichtrelativistischer Bewegung ist das magnetische Moment μ konstant, so dass die Transversalenergie E_{\perp} in dem Maße abnimmt, in dem auch das Magnetfeld abnimmt. Im Falle des KATRIN Experiments beträgt dieser Faktor 20000. Die Energieauflösung ΔE ist daher gegeben durch

$$\frac{\Delta E}{E} = \frac{B_A}{B_{\max}} \quad (2.7)$$

¹Magnetic Adiabatic Collimation and Electrostatic Filtering

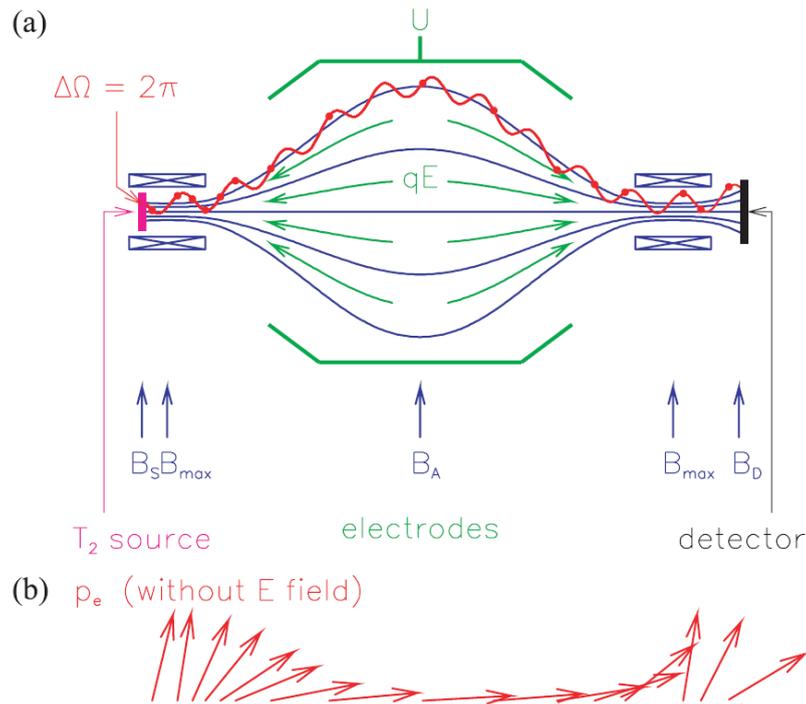


Abbildung 2.3: (a) Schematischer Aufbau eines MAC-E-Filters mit dem Quellfeld B_S , dem magnetischen Führungsfeld in blau, dem elektrostatischen Retardierungspotential in grün und dem Detektorfeld B_D . In rot ist die Bewegung eines Elektrons skizziert, dessen Energie in der Analysierebene bei maximalem Retardierungspotential U analysiert wird. (b) Prinzip der magnetischen Kollimation: Der Impuls des Elektrons wird durch den Magnetfeldgradienten parallel zur Achse transformiert.

Die Tritiumquelle wird mit einem geringeren Feld B_S als dem maximalen Feld B_{\max} betrieben, um zu verhindern, dass Elektronen, die einen langen Weg in der Quelle zurückgelegt haben, durch den Aufbau transmittiert werden und zum Detektor gelangen. Dies ist unvorteilhaft, da diese Elektronen eine hohe Wahrscheinlichkeit haben, durch Stöße in der Quelle ihre Energie zu ändern. Der maximale Akzeptanzwinkel Θ_{\max} eines MAC-E-Filters beträgt

$$\sin \Theta_{\max} = \sqrt{\frac{B_S}{B_{\max}}}. \quad (2.8)$$

Elektronen, die unter einem größeren Winkel als Θ_{\max} emittiert werden, gelangen nicht zum Detektor, da sie an der Stelle des maximalen Magnetfeldes B_{\max} durch den magnetischen Spiegeleffekt reflektiert werden.

Die Energiediskriminierung der Elektronen erfolgt durch ein elektrostatisches Potential U_{ret} wie in Abbildung 2.4 gezeigt. Elektronen, welche in der Analysierebene eine Longitudinalenergie $E_L \geq eU_{\text{ret}}$ größer oder gleich dem Retardierungspotential besitzen

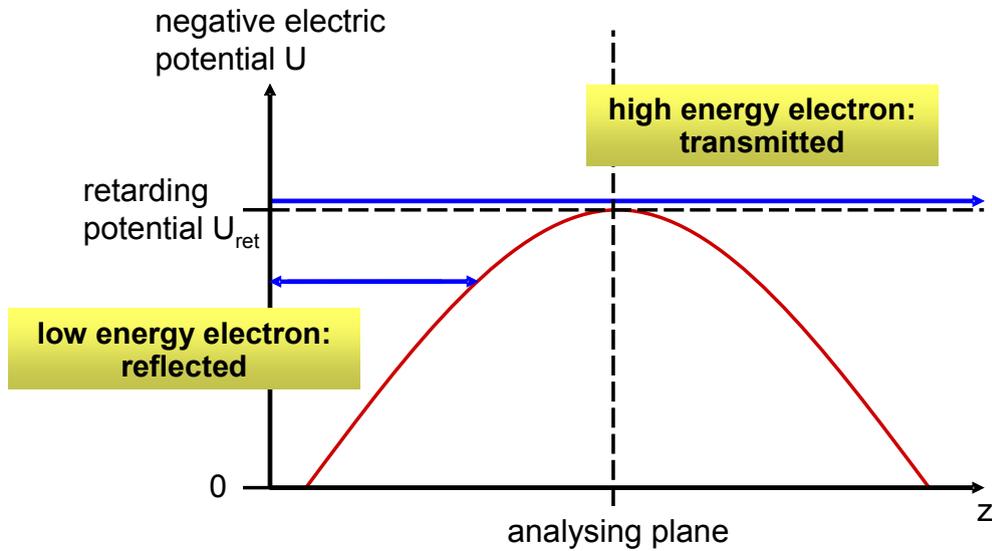


Abbildung 2.4: Skizze des elektrostatischen Filters, der Verlauf des elektrischen Potentials ist in rot gezeigt, die blauen Linien zeigen die kinetische Startenergie verschiedener Elektronen an.

werden transmittiert. Dagegen werden Elektronen mit geringerer Longitudinalenergie reflektiert und verlassen das Spektrometer wieder durch den Eingang.

Diese experimentelle Anordnung erlaubt es KATRIN eine große Zahl ($\sim 10^{11}/s$) von isotrop emittierten Elektronen zu analysieren. Wie oben erwähnt ist eine hohe Zählrate von großer Wichtigkeit für das Experiment, da der Anteil an Elektronen, die Informationen über die Neutrinomasse tragen nur bei $\sim 10^{-13}$ liegt.

2.1.2 Sensitivität und Entdeckungspotential

Die statistischen und systematischen Unsicherheiten auf die Messgröße m_ν^2 limitieren die Sensitivität des KATRIN Experiments auf die Neutrinomasse m_ν . Abgesehen von der Untergrundzählrate resultieren die systematischen Effekte größtenteils aus folgenden Quellen:

- Zeitliche Variation der Parameter der Quelle (Temperatur, Säulendichte, ...)
- Effekte der Raumladungen in der Quelle (Plasma sheets, ...)
- Bestimmung der Streuwahrscheinlichkeiten der β - Elektronen
- Beschreibung der Endzustände der ${}^3\text{HeT}^+$ - Ionen nach dem Zerfall
- Zeitliche Variationen des Retardierungspotentials
- Inhomogenitäten der magnetischen und elektrischen Felder in der Analysierebene

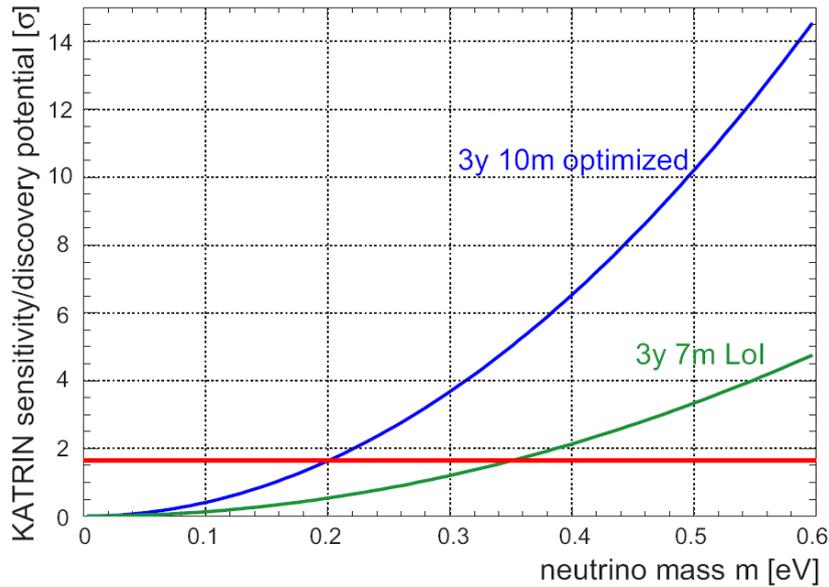


Abbildung 2.5: Die Sensitivität des KATRIN Experiments für sub-eV Elektronenmassen nach drei Jahren Messzeit. Die blaue Kurve zeigt die Sensitivität des aktuellen Designs, während die grüne für das ursprünglich geplante Design steht. Darin war für das Hauptspektrometer ein Radius von 7 Metern vorgesehen. Die rote Linie stellt das Sensitivitätslimit für eine Obergrenze dar.

Für die gesamte Messzeit von drei Jahren wird ein Parameterwert von $\sigma_{\text{tot}} \approx 0,025 \text{ (eV/c}^2\text{)}^2$ angestrebt. Hat das Elektronantineutrino eine verschwindend kleine Masse, wird KATRIN nach drei Jahren kontinuierlicher Messzeit eine Obergrenze von $m(\nu_e) < 0,2 \text{ eV/c}^2$ mit einem Vertrauensgehalt von 90 % erreichen. Dieses Limit stellt im Vergleich zu den besten bisherigen Obergrenzen eine Verbesserung um eine Größenordnung dar. Die blaue Kurve in Abbildung 2.5 zeigt die Sensitivität des KATRIN Experiments in Abhängigkeit der Neutrinomasse nach drei Jahren Messzeit. Eine Neutrinomasse von $0,35 \text{ eV/c}^2$ kann demnach mit einer Signifikanz von 5σ gemessen werden.

2.2 Fensterlose gasförmige Tritiumquelle

Als Quelle für β - Elektronen verwendet das KATRIN Experiment hochreines molekulares Tritium, welches bei $T = 27\text{K}$ mittig in die 10 Meter lange WGTS² eingelassen wird. Dieses Gas wird einen Tritiumanteil von $> 90 \%$ haben und der Einlassdruck in der Mitte der WGTS erlaubt es, die Säulendichte ρd in der Quelle zu regulieren. Die Moleküle diffundieren dann in ca 1 s über 5 m in beide Richtungen bis zum Ende der Quelle, dies führt zu einer nichtlinearen Dichteverteilung. Die Zerfallswahrscheinlichkeit für ein Tritiummolekül während des Aufenthalts in der Quelle beträgt $\sim 10^{-9}$ und die dabei entstehenden Elektronen werden durch das Magnetfeld der WGTS von $B = 3,6 \text{ T}$ adiabatisch in Richtung des Detektors und der Rear Section geführt. Pro

²Windowless Gaseous Tritium Source: Fensterlose, gasförmige Tritiumquelle

Sekunde werden $5 \cdot 10^{19}$ Moleküle pro Sekunde in die Quelle injiziert. Für die Gesamtquellstärke, d. h. die Emissionsstärke in alle Richtungen, ergibt sich daraus ein Wert von $1,8 \cdot 10^{11}$ Zerfällen pro Sekunde im analysierten Flussschlauch von 191 Tcm^2 . Zu beachten ist dabei, dass nur diejenigen Elektronen zu den Spektrometern geführt und analysiert werden, die in den vorderen Halbraum emittiert werden. Abbildung 2.6 zeigt eine Übersicht über die tritiumführenden Komponenten des KATRIN Aufbaus.

2.3 Transportstrecke

Die Aufgabe der sich an die WGTS anschließenden Transportstrecke ist es, die Zerfallselektronen zu den Spektrometern zu führen. Ausserdem muss das Tritium aus dem Strahlrohr extrahiert werden, damit es nicht in die Spektrometer gelangt, dort zerfällt und zur Untergrundrate beiträgt. Die Anforderung an die Untergrundrate des Hauptspektrometers von $10^{-3}/\text{s}$ erlaubt einen maximalen Tritiumpartialdruck von 10^{-20} mbar . Um dies zu erreichen, dürfen maximal $10^{-14} \frac{\text{mbar} \cdot \text{l}}{\text{s}}$ Tritium in das Hauptspektrometer fließen. Aufgrund dieser Anforderungen muss die Transportstrecke den Tritiumfluss um einen Faktor 10^{14} reduzieren. Dies wird durch eine Kombination aus differentiellen und kryogenem Pumpen erreicht.

2.3.1 Differentielle Pumpstrecke

An den beiden Enden der WGTS (d.h. des 10 m langen Strahlrohres) schließen sich die differentiellen Pumpstrecken DPS1-F (vorne) und DPS1-R (hinten) an. Durch die unmittelbare Nähe zur Quelle müssen diese beiden Elemente mit den gleichen Parametern wie die Quelle betrieben werden, um stabile Arbeitsbedingungen zu gewährleisten. Allerdings können die Anforderungen an die Stabilität an die Stabilität der Betriebsparameter nicht ganz so stringent an die Quelle selbst gehandhabt werden. Beide Pumpstrecken sind in den WGTS-Kryostaten integriert. Auf der Rückseite schließt sich an die DPS1-R die Rear Section mit ihren Instrumenten zur Systemüberwachung an, während sich in Richtung Detektor eine weitere differentielle Pumpstrecke, die DPS2-F befindet. Mit einer Serie von 4 Pumpstutzen, an denen sich Turbomolekularpumpen befinden, reduziert die DPS2-F den Tritiumfluss um einen Faktor von mehr als 10^5 . Ausserdem ist das Strahlrohr in einer Schikane geformt, um für ungeladene Teilchen (d.h. Moleküle) keinen direkten Pfad zum Spektrometer zu bieten.

2.3.2 Kryogene Pumpstrecke

Nach der DPS2-F ist der Tritiumfluss so gering, dass eine weitere Methode angewendet werden muss, um ihn um einen weiteren Faktor 10^7 zu verringern. In der kryogenen Pumpstrecke CPS wird der zentrale Bereich des Strahlrohres mit flüssigem Helium auf $T = 3 - 5 \text{ K}$ gekühlt. Bei diesen Temperaturen ist es möglich, das Tritium an der Wand fest zufrieren. Um die Wirkung der CPS noch zu steigern, wird an der Innenseite des Strahlrohres eine Schicht aus Argonschnee festgefroren, was die Oberfläche, und damit die Effektivität des Sorptionsprozesses, um ein Vielfaches vergrößert. Auch die CPS erlaubt keine direkte Sichtlinie von ihrem Eingang zu den Spektrometern.

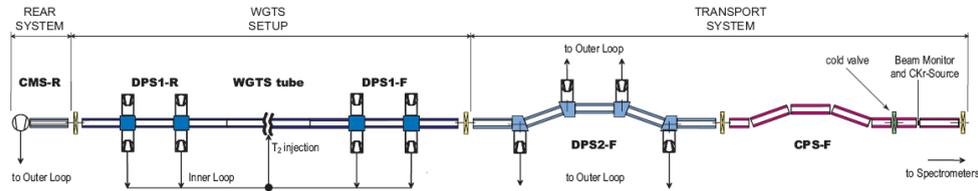


Abbildung 2.6: Die tritiumführenden Teile des KATRIN Aufbaus: Die Quelle mit den Pumpstrecken DPS1-F und DPS1-R, die DPS2-F, CPS und Rear Section. Alle Pumpteile sind in geschlossenen Kreisläufen an die TLK Tritiuminfrastruktur über sog. inner/outer loops angeschlossen. Das Tritium wird dort wieder von Verunreinigungen gereinigt und der WGTS erneut zugeführt.

2.4 Die KATRIN Spektrometer

Die Energieanalyse der Elektronen beim KATRIN Experiment findet in großen elektrostatischen Spektrometern statt, die nach dem Prinzip des MAC-E Filters (siehe Abschnitt 2.1.1) ausgelegt sind. Zuerst treten die Elektronen in das Vorspektrometer ein, welches bei einer festen Spannung betrieben wird, um alle niederenergetischen Elektronen herauszufiltern, die keine Information über die Neutrinomasse tragen. Ausserdem diente das Vorspektrometer bisher als Prototyp für das Hauptspektrometer, da das KATRIN Experiment die Neuerung verwendet, dass der Vakuumbehälter des Spektrometers selbst auf Hochspannung liegt. Ein inneres Elektrodensystem übernimmt die Feinformung des Feldes und dient als Abschirmung gegen Teilchen, die aus der Spektrometerwand austreten. Danach werden die Elektronen in das Hauptspektrometer geführt, in dem die Endpunktregion des Tritiumzerfalls mit einer Energieauflösung $\Delta E = 0,93$ eV untersucht wird. Das Vorspektrometer soll als Vorfilter den Elektronenfluss im Hauptspektrometer reduzieren, da diese Elektronen mit Restgasmolekülen stoßen können, und diese ionisieren können. Diese positiv geladenen Ionen werden im Spektrometer gespeichert und können weitere Stöße durchführen, und noch mehr Gasmoleküle ionisieren, oder bei inelastischen Stößen die Energie der Zerfallselektronen verändern. Ein derartiges Szenario ist nicht wünschenswert, daher muss die Zahl solcher Ereignisse möglichst gering gehalten werden. Von den 10^{11} Elektronen, die pro Sekunde die Quelle verlassen, treten nach der Vorselektion 10^3 in das Hauptspektrometer ein, welches den Elektronenfluss am Detektor dann auf 10^{-2} s^{-1} reduziert. Parallel zum Hauptspektrometernaufbau befindet sich das Monitorspektrometer, dies ist das modifizierte Spektrometer des Mainzer Experiments [46]. Es wird mit der selben Hochspannung wie das Hauptspektrometer betrieben und verwendet monoenergetische Kalibrationsquellen (AmCo, $^{83\text{m}}\text{Kr}$), um die Fluktuationen der Retardierungsspannung des Hauptspektrometers zu bestimmen und zu überwachen. Um eine gegenseitige Beeinflussungen durch Streuelder zu minimieren, ist das Monitorspektrometer in einem gesonderten Gebäude untergebracht.

2.4.1 Vorspektrometer

Das KATRIN Vorspektrometer ist ein zylindrischer Tank mit einer Länge von 3,38 m und einem inneren Durchmesser von 1,68 m. Die Wände bestehen aus 10 mm dickem Edelstahl. Mittels eines speziell gefertigten Flansches, läßt sich das innere Elektroden-system montieren. Des weiteren sind zwei zylindrische Pumpstutzen für eine NEG-Getterpumpe und UHV-Instrumentierung angebracht. Der gesamte Tank kann auf Hochspannung von bis zu 35 kV gelegt werden und ist mit Keramikisolatoren auf einer Tragekonstruktion aus Edelstahl befestigt. Die Turbomolekularpumpen und das Heiz/Kühlsystem sind ebenfalls durch Keramikelemente vom Tank isoliert. Das Elektrodensystem kann auf eine negativere Spannung gelegt werden als die Tankwand, so dass negativ geladene niederenergetische Teilchen, die aus der Wand austreten, durch eine Potentialbarriere daran gehindert werden, in das Spektrometer zu gelangen. Dies ist eine neuartige Maßnahme zusätzlich zur Abschirmung durch das Magnetfeld. Durch diese Barriere führen von außen eindringende Teilchen eine Halbkreisbewegung aus und werden zurück zur Wand des Spektrometers gelenkt. Abbildung 2.7 zeigt schematisch den Aufbau des KATRIN Vorspektrometers.

Während der späteren Neutrinomassenmessung wird es die Hauptaufgabe des Vorspektrometers sein, den niederenergetischen Teil des Elektronenspektrums herauszufiltern. Doch auch vor den eigentlichen Tritiummessungen ist das Vorspektrometer essentiell für den Erfolg des Experiments. An ihm wurden die Konzepte für z.B. das Ultrahochvakuum, das Heiz-/Kühlsystem, das neue elektromagnetische Design mit dem Tank auf Hochspannung und einem innerem Elektrodensystem, das Detektorkonzept, das Datenerfassungssystem und die Slow Control getestet, die alle auch am Hauptspektrometer Anwendung finden.

2.4.2 Hauptspektrometer

An das Vorspektrometer schließt sich das Hauptspektrometer an, zwischen diesen beiden UHV-Rezipienten liegt ein einzelner supraleitender Magnet, der das Magnetfeld für beide Spektrometer liefert. Im ursprünglichen KATRIN Design waren an dieser Stelle weitere Magnete vorgesehen, doch durch Optimierung der magnetischen Parameter konnten diese eingespart werden. Auf der anderen Seite des 23,3 m langen Spektrometers befindet sich der Pinch-Magnet, der das maximale Feld $B_{\max} = 6$ T erzeugt. Das KATRIN Hauptspektrometer hat einen Innendurchmesser von $\varnothing = 9,8$ m, und in der Analysierebene beträgt die Magnetfeldstärke $B_{\min} = 0,3$ mT. Dies ist der Grund für den großen Radius des Spektrometers, da der Flussschlauch von 191 Tcm^2 in den Querschnitt des Tanks einschließlich seines inneren Elektrodensystems passen muss. Die Länge des Spektrometers ist ein Resultat der Forderung, dass die Elektronenbewegung adiabatisch erfolgt, also keine starken Magnetfeldgradienten vorliegen. Mit Gleichung 2.7 ergibt sich eine Energieauflösung von 0,93 eV. Im Betrieb wird ein Ultrahochvakuum mit einem Enddruck von 10^{-11} mbar erzeugt, um Untergrundzählraten durch Stöße mit Restgasmolekülen weiter zu minimieren.

Das Innere des Hauptspektrometers wird wie beim Vorspektrometer mit einem Drahtelektrodensystem instrumentiert werden, um geladene Teilchen aus der Wand abzuschirmen. Zusätzlich erlaubt das System eine präzise Feinformung des elektrischen Feldes.

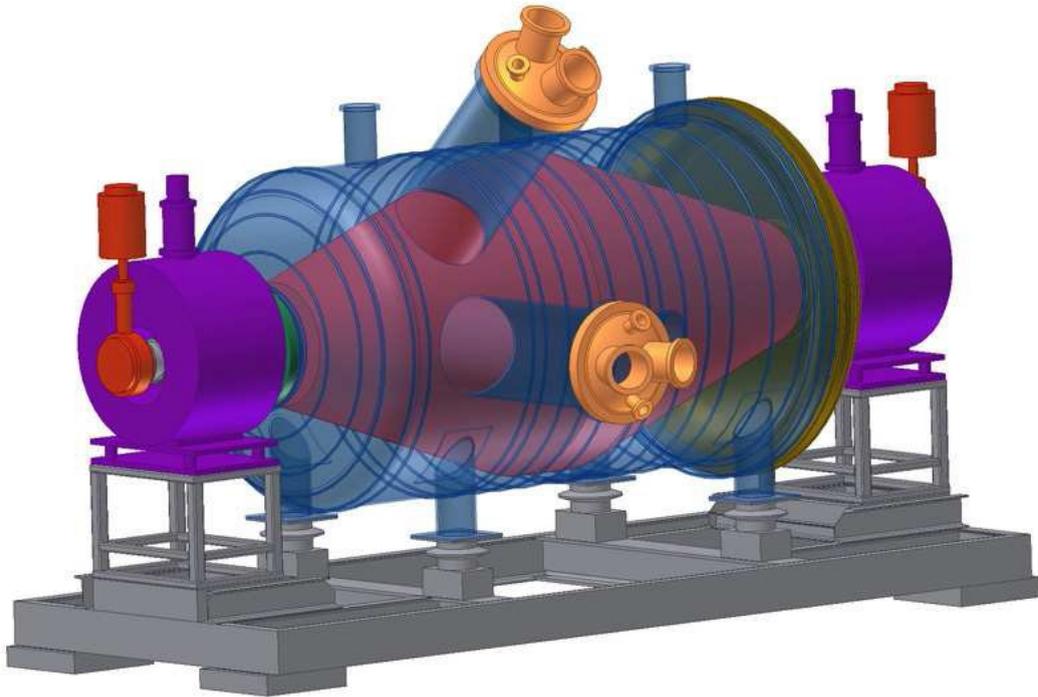


Abbildung 2.7: Zeichnung des KATRIN Vorspektrometers: Der Vakuumbehälter ist in blau gezeichnet, die supraleitenden Magnete in violett. Das innere Elektrodensystem ist in rot markiert, die Haltestruktur mit den Keramikisolatoren in grau.

Diese Drahtelektroden werden an der Universität Münster entwickelt und gebaut, eine detaillierte Beschreibung des Konzepts findet sich in [47]. Da das Magnetfeld in der Analysierebene nur $B_A = 0,3$ mT beträgt, bedarf es einer Kompensation des Erdmagnetfeldes, das am Ort des Experimentes ungefähr $48 \mu\text{T}$ beträgt, dies entspricht einem Wert von $1/6 B_A$. Aus diesem Grund wird um das Hauptspektrometer ein großes Luftspulensystem zur Kompensation des Erdmagnetfeldes aufgebaut. Zusätzlich wird noch ein zur Strahlachse koaxiales Spulensystem installiert, um eine Feinformung des Magnetfeldes zu ermöglichen. Beide Luftspulensysteme werden in Kapitel 3 detailliert besprochen.

2.4.3 Monitorspektrometer

Um das Energiespektrum der Zerfallselektronen zu analysieren, muss das Retardierungspotential in der Analysierebene genau bekannt sein. Dieses wird durch die anliegende Retardierungsspannung definiert. Da eine Verbreiterung der Retardierungsenergie um einen Faktor σ^2 zu einem systematischen Fehler auf das Neutrinomassenquadrat von $\Delta m_\nu^2 = -2\sigma^2$ führt, muss die Spannung nicht nur kurzzeitig stabil sein, sondern auch über lange Zeit exakt bestimmt werden. Die Zielsensitivität des Experiments fordert eine 60 mV Präzision über eine Messzeit von 3 Jahren, also 3 ppm bei 18,6 kV. Diese Effekte der Kalibrationsunsicherheiten wurden in [48] eingehender untersucht. Es

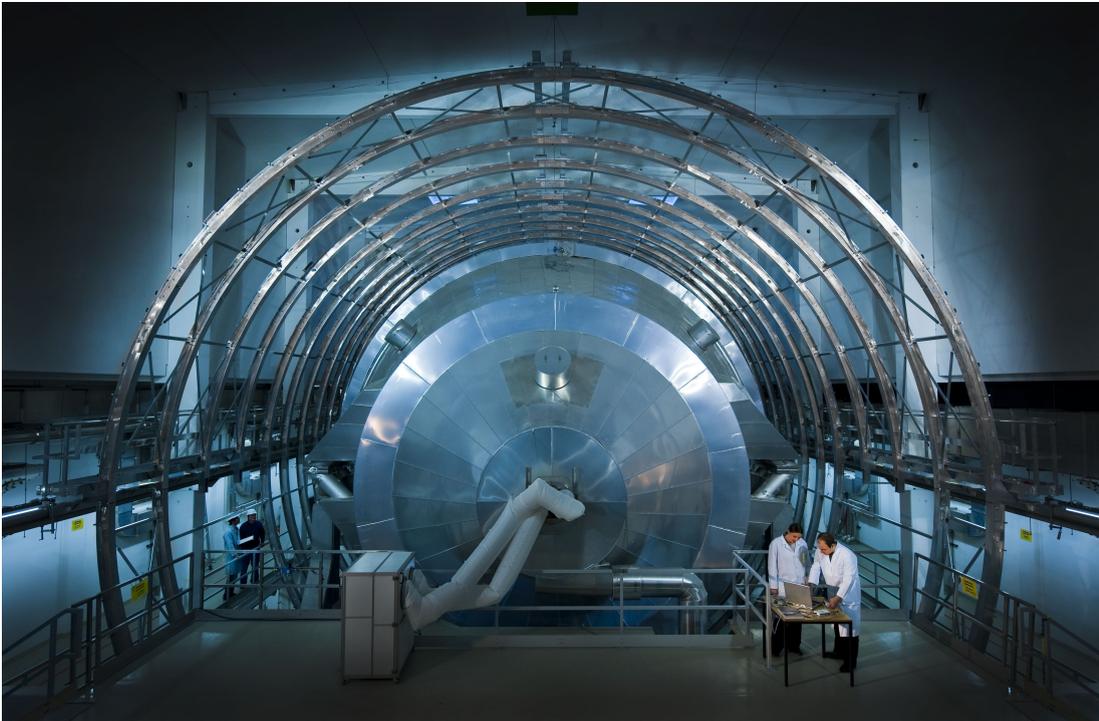


Abbildung 2.8: Das KATRIN Hauptspektrometer: Das Foto zeigt das Hauptspektrometer des KATRIN Experiments mit der mechanischen Struktur der externen Luftspulensysteme.

existieren drei komplementäre Konzepte, um die Hochspannung am KATRIN Hauptspektrometer zu bestimmen:

- Messung der Hochspannung über einen hochpräzisen Spannungsteiler und ein Präzisions-Voltmeter [49].
- Direkte Kalibration des Hauptspektrometers mittels Photoelektronen aus einer $^{241}\text{Am/Co}$ -Quelle oder Konversionselektronen aus $^{83\text{m}}\text{Kr}$.
- Überwachung der Hochspannung durch das Monitorspektrometer, welches an die Hochspannung des Hauptspektrometers angeschlossen ist. Dies ist notwendig, da die direkte Kalibration nicht während der Tritiummessungen erfolgen kann. Gerade dann muss die Spannung jedoch genau bekannt sein.

Als Monitorspektrometer dient das modifizierte Spektrometer aus dem Mainzer Neutrinomassenexperiment. Eine Beschreibung der Hochspannungsmessungen findet sich ebenfalls in [49]. Das Monitorspektrometer wird in seiner Analysierebene ein Magnetfeld von 0,3 mT haben, und auch hier wird das Magnetfeld der Erde mit einem Spulensystem kompensiert. Auf dieses Luftspulensystem wird in Kapitel 5 näher eingegangen.

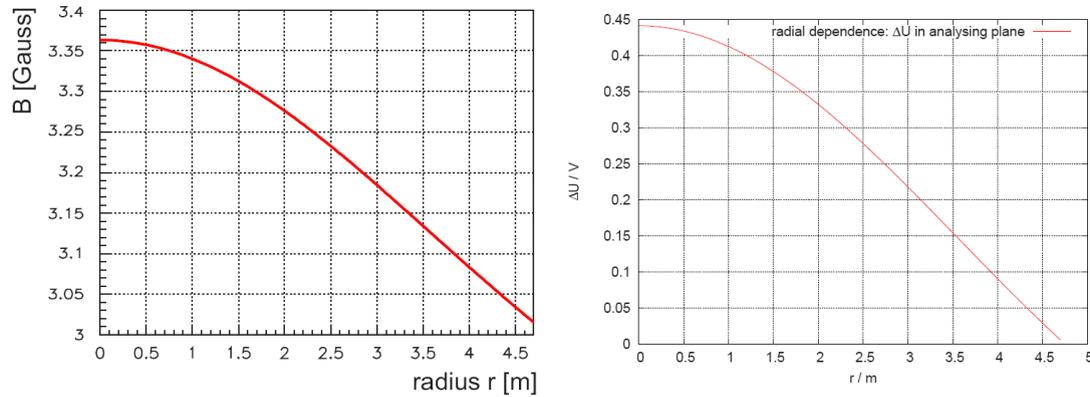


Abbildung 2.10: links: Inhomogenität des magnetischen Feldes in der Analysierebene; rechts: Inhomogenität des elektrischen Potentials in der Analysierebene

2.5 Detektor

Der Detektor des KATRIN Experiments schließt den Aufbau hinter dem Hauptspektrometer ab. Nach dem Pinchmagneten befindet sich noch der Detektormagnet, der die Elektronen auf den Detektor führt. Als Detektorkonzept wurde eine segmentierte monolithische PIN Diode aus Silizium gewählt. Die Oberfläche wurde in 148 Pixel so aufgeteilt, dass jeder Pixel die gleiche Fläche hat [50] und eine Teilfläche der Analysierebene abbildet. Damit erhöht sich die Energieauflösung des Experiments, da die elektrischen und magnetischen Felder in der Analysierebene nicht perfekt homogen sind, wie in Abbildung 2.10 gezeigt. Durch die Unterteilung wird auf jeden Pixel nur ein Teil der Analysierebene abgebildet, und die Gradienten der Felder $\frac{dB}{dr}$ und $\frac{dU}{dr}$ sind wesentlich geringer. Die Struktur des Detektors wird in Abbildung 2.9 dargestellt.

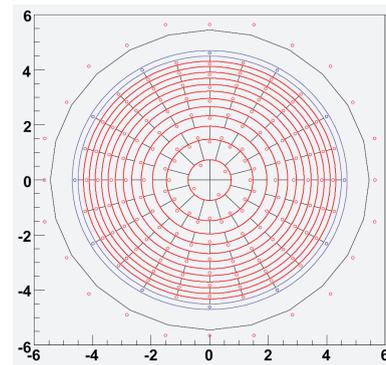


Abbildung 2.9: Layout des KATRIN Detektors

2.6 Adiabatischer Teilchentransport

Der gesamte Aufbau des KATRIN Experiments umfasst eine Länge von ~ 70 m, über diese Strecke müssen die Elektronen geführt werden. Von ihrem Entstehungsort in der Quelle müssen sie auf der anderen Seite des Experiments am Detektor mit ihrer ursprünglichen kinetischen Energie aus dem radioaktiven Tritiumzerfall detektiert werden. Dies erfordert, dass die gesamte Bewegung der Elektronen trotz der erheblichen elektrostatischen und magnetischen Gradienten ohne Energieverlust erfolgt. Um diesen adiabatischen Transport zu gewährleisten, muss große Sorgfalt auf das elektromagnetische Design des Gesamtexperiments verwandt werden. Damit die Energietransformation von Zyklotron- in longitudinale kinetische Energie adiabatisch von statten geht

müssen die Elektronen in dem Maße retardiert werden, in dem ihre Energie transformiert wird. Haben sie in niedrigen Magnetfeldern zu hohe kinetische Energien, werden ihre Zyklotronradien zu groß, und ihre Bewegung ist nicht mehr adiabatisch. Die Abstimmung der elektrischen und magnetischen Felder ist daher essentiell für das Gelingen des Experiments. Im Speziellen ermöglichen die externen Luftspulensysteme am Hauptspektrometer eine sehr feine Abstimmung der Magnetfelder in der Analysierebene und darüber hinaus. Diese Luftspulensysteme werden in Kapitel 3 näher vorgestellt.

3. Luftspulensysteme des KATRIN Hauptspektrometers

Das Magnetfeld zum Führen der β -Zerfallselektronen im KATRIN Hauptspektrometer wird größtenteils von den supraleitenden Magneten bestimmt. In der Analysierebene fällt dieses Feld aufgrund der stringenten Anforderungen an die Energieauflösung auf einen Wert von $1/20000$ der maximalen Feldstärke ab, dies entspricht einem Magnetfeld von ca. 0,3 mT. In dieser Größenordnung haben äussere Einflüsse einen nicht vernachlässigbaren Effekt, zum Beispiel hat das Erdmagnetfeld mit 0,048 mT einen Anteil an der Feldstärke B_{\min} von $\sim 16\%$ und führt damit zu merklichen Veränderungen der Teilchentrajektorien. Eine weitere wichtige potentielle Störquelle stellen die beim Bau der Hauptspektrometerhalle verwendeten Materialien dar. Wie in Kapitel 4 gezeigt wird, tragen magnetisierte Strukturelemente mit einigen wenigen Prozent zum Gesamtfeld bei. Um sicherzustellen, dass das Magnetfeld im KATRIN Hauptspektrometer die stringenten Anforderungen an die Transmission von 18,6 keV Elektronen erfüllt, die im nächsten Abschnitt erläutert werden, wurden um das Hauptspektrometer zwei externe Luftspulensysteme aufgebaut: Das Low Field Coil System (LFCS) und das Earth Magnetic Field Compensation System (EMCS). Die Auswirkungen der oben genannten Einflüsse auf das Magnetfeld, sowie Aufbau und Funktion der beiden Luftspulensysteme werden in diesem Kapitel erläutert. Details zu den Anforderungen und der Realisierung des LFCS und EMCS finden sich im Referenzwerk [51] zu dem im Rahmen dieser Arbeit wesentliche Beiträge geleistet wurden.

3.1 Magnetische Eigenschaften

Um die Transmissionseigenschaften als MAC-E Filter zu optimieren, und um den Untergrund zu minimieren, muss das Führungsmagnetfeld im KATRIN Hauptspektrometer die folgenden Bedingungen erfüllen:

- Der magnetische Flussschlauch, der die Elektronen führt, darf die Wand des Spektrometers bzw. die Ebene des inneren Drahtelektrodensystems nicht berühren oder schneiden. Ansonsten würden Elektronen, die mit einem großen Winkel in der Quelle abgestrahlt werden im Spektrometer auf innere Strukturmaterialien treffen und nicht zum Detektor gelangen. Darüber hinaus wäre es für Elektronen, die durch natürliche Radioaktivität oder kosmische Strahlung aus der Edelstahlwand herausgelöst werden, möglich in den transportierten Flussschlauch von 191Tcm^2 zu gelangen und zum Detektor geführt zu werden. Eine derartige Konfiguration würde zu einer Verringerung der echten Zählrate führen und könnte

zusätzlich eine signifikante Erhöhung des Untergrundes implizieren. Abbildung 3.1 illustriert dieses Problem.

- Die Transmissionsbedingung muss erfüllt sein. Dies bedeutet, dass
 - ein Elektron mit einer Startenergie $E < qU_0$ geringer als die Transmissionsenergie durch das Retardierungspotential reflektiert wird.
 - ein Elektron mit einer Startenergie $E > qU_0$ größer als die Transmissionsenergie transmittiert wird.
 - ein Elektron mit einer Startenergie $E = qU_0$ gleich der Transmissionsenergie nur in der Analysierebene eine Longitudinalenergie¹ von Null besitzt, und überall sonst eine positive Longitudinalenergie ($E_{\parallel} > 0$ ev).

Wäre die letzte Bedingung nicht erfüllt, würde dies bedeuten, dass es mehrere Umkehrpunkte geben würde und das Magnetfeld sowie das elektrische Potential in allen diesen Punkten, und nicht nur in der Analysierebene für die Transmissionsanalysen in Betracht gezogen werden müsste.

- Das Magnetfeld in der Analysierebene sollte möglichst homogen sein, so dass die Magnetfeldänderung dB/dr über einen Detektorpixel die Energieauflösung ΔE des Experiments nicht nachteilig beeinträchtigt.
- Ein hochgradig axialsymmetrisches Magnetfeld ist entscheidend zur weiteren Untergrundreduktion. Löst man die Bewegungsgleichung

$$m\ddot{\vec{r}} = q\dot{\vec{r}} \times \vec{B}(\vec{r}, t) + q\vec{E}(\vec{r}, t) \quad (3.1)$$

eines geladenen Teilchen im elektromagnetischen Feld in adiabatischer Näherung und beschränkt sich auf die Bewegung senkrecht zum Magnetfeld, so treten in erster Ordnung Terme auf, die proportional zu $\vec{E} \times \vec{B}$ und $\vec{B} \times \nabla \vec{B}$ sind [52]. In perfekter Axialsymmetrie führt dies lediglich zu einer Drehung des gesamten Flussschlauches um die Symmetrieachse. Ist die Axialsymmetrie nicht gegeben, führen die Korrekturterme zu einer Driftkomponente in radialer Richtung. Eine Abweichung von der Axialsymmetrie ermöglicht insbesondere das Eindringen von externen geladenen Teilchen in den Flussschlauch, welcher auf den Detektor abgebildet wird. Dies führt zwangsläufig zu einer Untergrunderhöhung.

- Für die optimale Einstellung der Magnetfeldstärke und -homogenität in der Analysierebene muss ein Kompromiss zwischen Energieauflösung ΔE und der magnetischen Abschirmung gefunden werden. Ein schwächeres Magnetfeld verbessert die Energieauflösung, die von $\frac{B_{\min}}{B_{\max}}$ abhängt, gleichzeitig wird jedoch die magnetische Abschirmung von geladenen Teilchen aus der Wand verschlechtert.
- Bei der MAC-E Filter Spektroskopie ist es sehr wichtig, dass die Elektronen adiabatisch geführt werden, so dass ihre gesamte kinetische Energie aus dem Zerfall

¹Die Longitudinalenergie ist die kinetische Energie bezüglich der Bewegung in z-Richtung, d.h. longitudinal zur Spektrometerachse

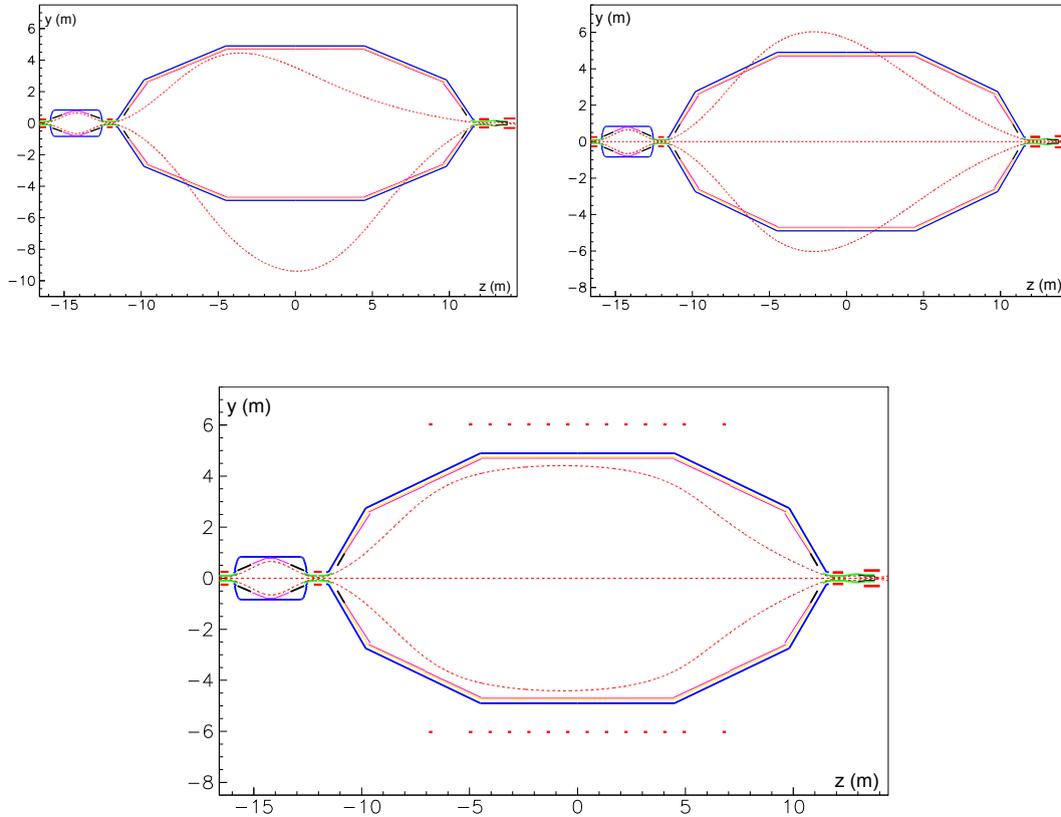


Abbildung 3.1: Magnetischer Flussschlauch für verschiedene Konfigurationen: In blau sind die Wände des Vor- und Hauptspektrometers angedeutet mit dem inneren Elektrodenystem in rot, die roten Balken entsprechen den supraleitenden Magneten. Die rote gestrichelte Linie zeigt die Ränder des Flussschlauches von 191 T cm^2 . **links:** Das Magnetfeld setzt sich nur aus dem Streufeld der Supraleiter und dem Erdmagnetfeld zusammen. **rechts:** Der Flussschlauch mit kompensiertem Erdmagnetfeld. **unten:** Supraleiter, EMCS und LFCS geben dem Flussschlauch die gewünschte Form für ideale Transmissionseigenschaften.

in der Quelle analysiert wird. Diese Anforderung ist die Ursache für die Länge des Hauptspektrometers. Der Abfall des Magnetfeldes führt zu einer Erhöhung der longitudinalen Energie, die in wohldefinierter Weise vom elektrostatischen Feld zur Energieanalyse genutzt werden muss.

3.1.1 LFCS

Das Low Field Coil System besteht aus 14 einzeln mit Strom versorgten Ringspulen, wobei die vierzehnte Spule aus technischen Gründen in zwei einzelne Ringe aufgeteilt wurde. Dieses System ermöglicht es, die Feldstärke des Magnetfeldes im Hauptspektrometer maßgeblich zu beeinflussen. Das Feld kann zum einen soweit verstärkt werden,

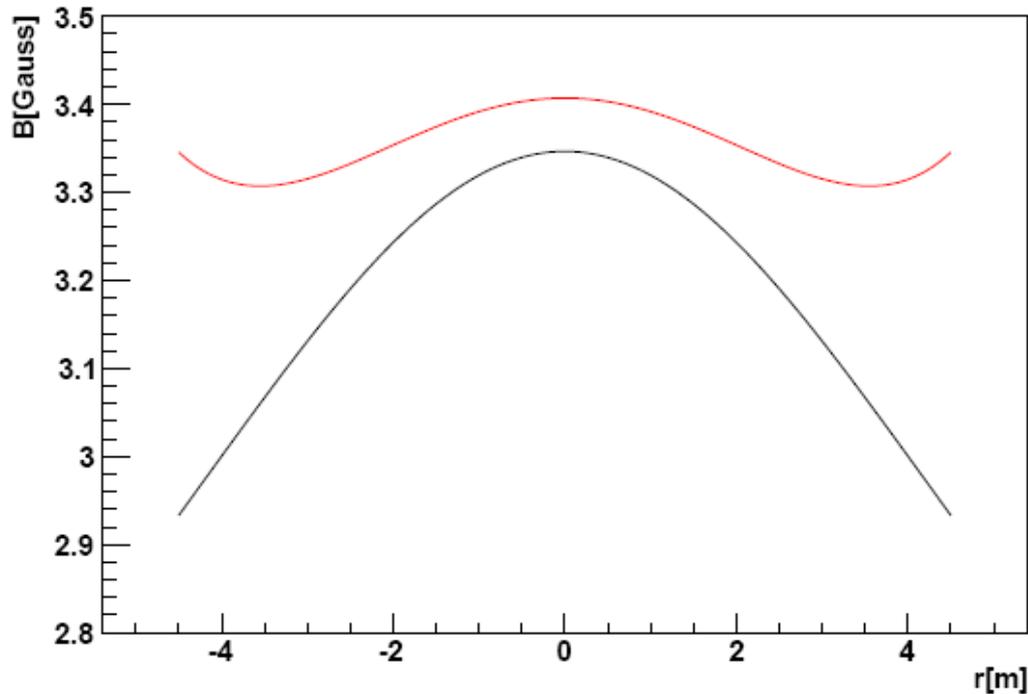


Abbildung 3.2: Das Magnetfeld über dem Radius r in der Analysierebene für zwei verschiedene Konfigurationen. schwarz: Ein globales Magnetfeldminimum rot: Zwei lokale Magnetfeldminima

dass der Flussschlauch die Spektrometerwand nicht berührt. Ausserdem kann die Homogenität des Magnetfeldes in der Analysierebene erhöht werden. Die Hauptaufgabe des LFCS ist es, die Transmissionsbedingung sicherzustellen, so dass die longitudinale Energie von Elektronen die eine Transmissionsenergie $E = qU_0$ aufweisen, nur in der Analysierebene gleich Null ist.

Das elektrische Potential im Hauptspektrometer wurde auf Homogenität optimiert, um eine möglichst gute Energieauflösung zu gewährleisten. Dadurch ist es schwieriger sicherzustellen, dass die Transmissionsbedingung erfüllt ist. Deswegen muss das magnetische Feld entsprechend angepasst werden, d.h. insbesondere am Ein- und Ausgang des Spektrometers muss das Magnetfeld schon relativ schwach sein und dann langsam zu seiner niedrigsten Stärke in der Analysierebene abfallen. Es ist möglich, die Erfüllung der Transmissionsbedingung noch zu verschärfen, indem man vor und hinter der Analysierebene noch geringere Magnetfelder einsetzt, so dass die longitudinale Energie der Elektronen in diesem Bereich noch erhöht wird. Abbildung 3.3 zeigt einen Vergleich dieser beiden Möglichkeiten. Ein sehr interessanter Gesichtspunkt ist die Tatsache, dass sich durch die Maßnahmen die radiale Homogenität des Magnetfeldes verbessern lässt, wie aus Abbildung 3.2 hervorgeht.

Durch lokale Minima des Magnetfeldes können jedoch auch zusätzlich Teilchenfallen in der zentralen Region des Spektrometers entstehen. Elektronen sowie Ionen können durch den magnetischen Spiegeleffekt gespeichert werden. Teilchen die in der Falle mit einem großen Winkel erzeugt werden bewegen sich entlang des stärker werdenden Magnetfeldes. Durch den Anstieg der magnetischen Feldstärke wird ihre longitudinale Energie E_L in Zyklotronenergie E_T transformiert, bis erstere gleich Null ist, und das Teilchen umkehrt. Damit kann es die Falle nicht verlassen und ist gespeichert. Der minimale Winkel, bei dem ein Teilchen gespeichert ist hängt von den minimalen und maximalen Magnetfeldern ab. Setzt man im Ausdruck

$$E_L = E_T \cdot \frac{B_{\max}}{B_{\min}} \quad (3.2)$$

die longitudinale $E_L = 0$ (dies entspricht der Speicherbedingung, da damit E_T gleich der kinetischen Gesamtenergie E des Teilchens ist), so erhält man

$$\frac{E}{B_{\max}} = \frac{E \sin^2 \Theta_{\min}}{B_{\min}} \quad (3.3)$$

Daraus erhält man für den Startwinkel $\Theta_{\min, \text{start}}$ den ein Teilchen mindestens haben muss um gespeichert zu sein

$$\Theta_{\min, \text{start}} = \arcsin \sqrt{\frac{B_{\text{start}}}{B_{\max}}} \quad (3.4)$$

Hierbei bezeichnen B_{start} das Magnetfeld am Ursprungsort des Teilchens und B_{\max} ein lokales Maximum des Feldes. Das elektrische Potential in dieser Region wird als konstant angenommen. Dies bedeutet, dass nur der Verlauf des Magnetfeldes die Falle definiert, und die Speicherbedingung energieunabhängig ist.

Für die zentrale Region des Hauptspektrometers ergeben sich typischerweise die Parameter $B_{\max} = B_A = 0,3 \text{ mT}$ und $B_{\min} = 0,2 \text{ mT}$, wie in Abbildung 3.2 als rote Kurve gezeigt. In dieser Konfiguration wären alle Teilchen mit einem Startwinkel $\Theta > 56^\circ$ gespeichert. Allerdings ist zu berücksichtigen, dass Elektronen mit diesem Winkel in jedem Fall durch den magnetischen Spiegel zwischen dem Eingang und Ausgang des Hauptspektrometers gespeichert sind, und es sehr unwahrscheinlich ist, im Inneren des Spektrometers hochenergetische Ionen zu erzeugen. Trotzdem müssen die Vor- und Nachteile der beiden vorgestellten Möglichkeiten durch Simulationen und begleitende Testexperimente eingehend untersucht werden. Weitergehende Diskussionen dieses Sachverhaltes finden sich in [53], [54] und [55].

3.1.2 EMCS

Das Erdmagnetfeldkompensationssystem EMCS besteht aus zwei um 90° gegeneinander gedrehten Cosinusspulen-Systemen. Das Prinzip der Cosinusspule wurde in [56] und [57] entwickelt: eine Stromdichteverteilung proportional zu $\cos \Theta$ auf einer Kugeloberfläche

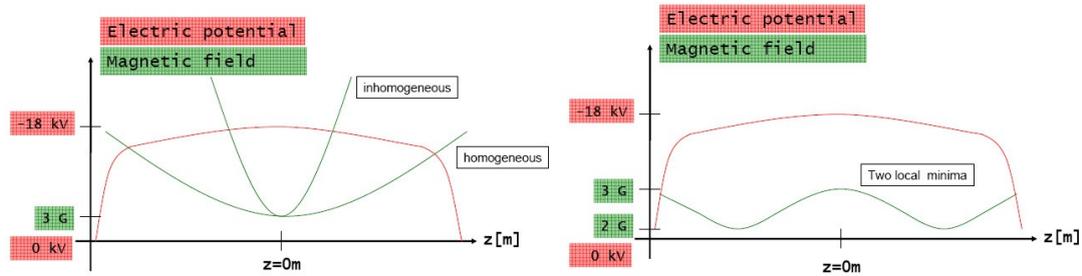


Abbildung 3.3: Skizze der elektromagnetischen Konfiguration im Hauptspektrometer: Das elektrische Potential ist in rot, das magnetische Feld in grün eingezeichnet. **links:** Konfiguration mit einem Minimum in der Analysierebene. **rechts:** Auslegung mit zwei lokalen Minima vor und hinter der Analysierebene.

erzeugt im umschlossenen Volumen ein sehr homogenes Magnetfeld. Dies lässt sich auf ein Ellipsoid verallgemeinern. Beim EMCS des KATRIN Experiments wird dieses Ellipsoid durch einen langen Zylinder angenähert. Natürlich muss diese kontinuierliche Verteilung durch diskrete Leiter dargestellt werden. Dadurch verliert das Feld geringfügig an Homogenität, da die Ströme an den Stirnflächen des Zylinders störende Einflüsse ausüben. Da in diesem Bereich die supraleitenden Magnete wesentlich stärkere Felder erzeugen, sind diese Störeffekte ohne größere Relevanz für die Teilchenführung. Die Abbildungen 3.4 und 3.5 zeigen eine entsprechende Simulation des Feldes, die mit dem Programm `cosine_coil.c` von Dr. Ferenc Glück durchgeführt wurden. Die resultierenden Inhomogenitäten betragen demnach nur wenige Prozent. Die technische Realisierung wird in Abschnitt 3.2.2 erläutert.

Zusätzlich zu dem in Abbildung 3.1 dargestellten Sachverhalt gibt es noch einen weiteren Grund, das Erdmagnetfeld zu kompensieren. In der Analysierebene hat das Magnetfeld, welches von den supraleitenden Magneten und dem LFCS erzeugt wird, lediglich eine axiale Komponente, entlang der z -Achse des Spektrometers. Obwohl das Erdmagnetfeld auf diesen Längenskalen homogen ist, bricht es die Rotationssymmetrie des Aufbaus, da es an jedem Punkt den selben Vektor zum Magnetfeld addiert. Dadurch erhält das Feld azimuthale und radiale Komponenten, welche vom Ort abhängen. Wie weiter oben erwähnt führt dies zu einer $\vec{B} \times \nabla \vec{B}$ und $\vec{E} \times \vec{B}$ -Drift. Abbildung 3.6 skizziert die Entstehung von nicht axialen Komponenten. Da diese Effekte den Untergrund im Spektrometer erhöhen, müssen sie vermieden werden. Aus diesem Grund muss ein Feld in gleicher Stärke, aber dem Erdmagnetfeld entgegengerichtet erzeugt werden. Das nachfolgend detailliert beschriebene EMCS ist im Rahmen dieser Arbeit so ausgelegt worden, dieses Feld zu erzeugen.

3.2 Mechanischer und elektrischer Aufbau

An die Haltestruktur der Luftspulensysteme des KATRIN Hauptspektrometers werden folgende Anforderungen gestellt:

- Sie soll nur aus unmagnetischen und nicht magnetisierbaren Materialien bestehen.

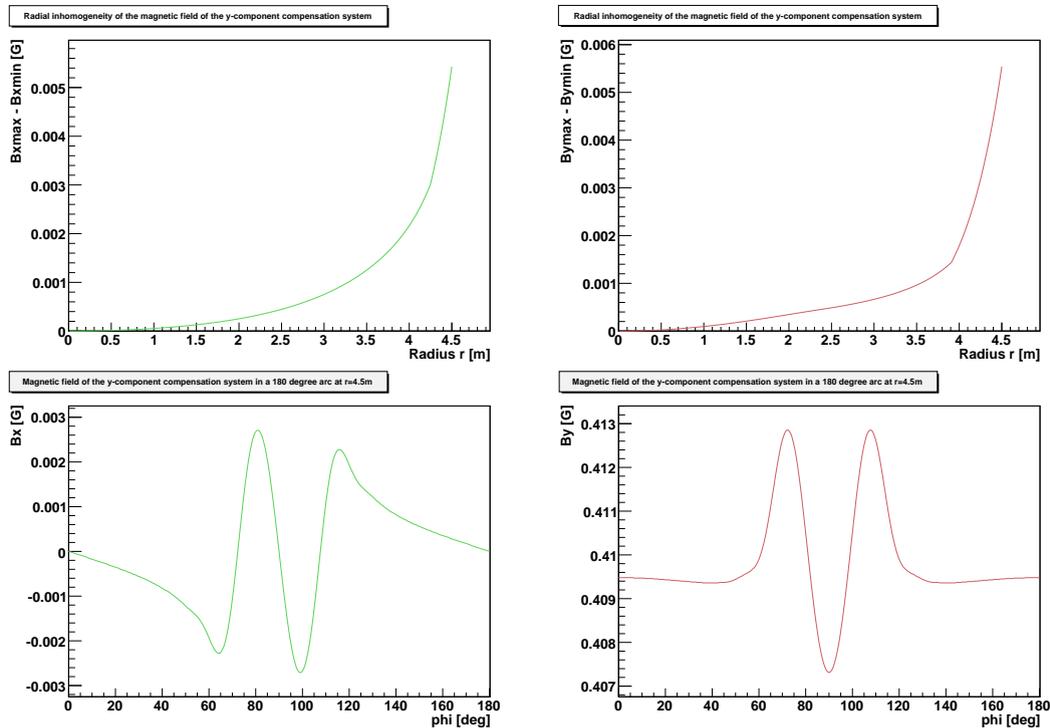


Abbildung 3.4: Magnetfeld des y-Kompensationssystems (vertikale Richtung). In grün ist die x-Komponente aufgetragen, in rot die y-Komponente. **oben:** Die maximale Differenz des Magnetfeldes in einem Bogen von 180° beim Radius r . **unten:** Exemplarisch ist das Magnetfeld in einem Bogen um 180° bei $r = 4,5$ m dargestellt. Zur Definition der koordinatenachsen siehe Tabelle 4.2.

- Die Haltestruktur muss ihr eigenes Gewicht, sowie das der stromführenden Kabel tragen. Deformationen durch das Eigengewicht dürfen die Positionen der Kabel nicht signifikant verändern.
- Zusätzlich soll sie als Zugang für Arbeiten an der Oberfläche des Vakuumbehälters dienen, insbesondere für Hochspannungsdurchführungen und das Anbringen von Sensoren.
- Während der Messphasen mit Hochspannung am Spektrometertank müssen alle metallischen Teile des Luftspulensystems, welches auf Erdpotential liegt, mindestens 0,5 m von der Oberfläche aller hochspannungsführenden Teile (bis $\Delta U = -35$ kV) entfernt sein.

Das ursprüngliche Design, in dem die Haltestruktur gleichzeitig als elektrischer Leiter für das LFCS dient, wurde letztlich wieder verworfen, obwohl zwei Studien [58],[59] und ein Prototyp von zwei Ringen erfolgreich fertiggestellt wurden. Dafür sprachen mehrere Gründe, zum einen würde die erforderliche Isolierung der tragenden Elemente den mechanischen Aufbau sehr kompliziert und teuer machen. Zum anderen wären die Kosten

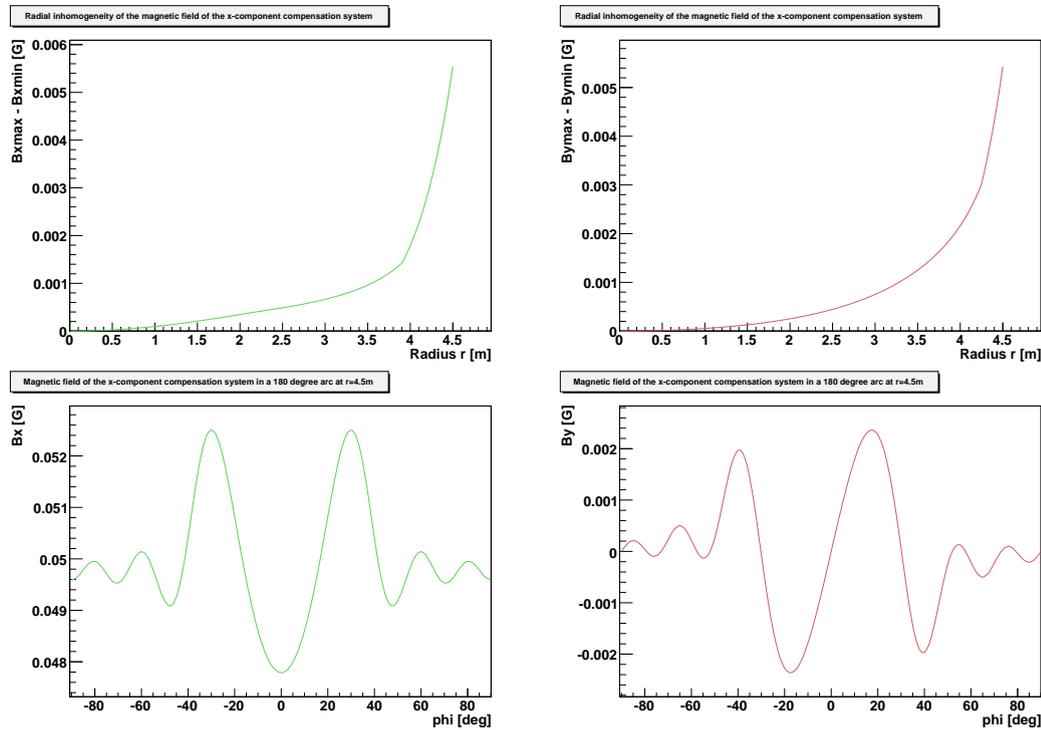


Abbildung 3.5: Magnetfeld des x-Kompensationssystems (horizontale Richtung).

Die Darstellung und das Koordinatensystem sind die selben wie in Abbildung 3.4

für die Stromversorgung sehr hoch, und abschließend würde die geringe Selbstinduktivität einer einzigen Leiterschleife keine vergleichbar stabile Betriebsbedingungen wie eine Konfiguration mit mehreren Leiterschleifen bieten.

Die mechanische Haltestruktur der KATRIN Luftspulensysteme befindet sich zur Zeit in der Hauptspektrometerhalle im Aufbau. Die Hauptelemente umfassen 25 Ringe, die aus je 12 gebogenen Aluminiumprofilen mit rechteckigem Querschnitt zusammengesetzt werden. Der äussere Radius ist $r_a = 6300$ mm, der Innere $r_i = 6160$ mm. Die einzelnen Ringe sind durch Aluminiumverstreben verbunden, um die mechanische Steifheit zu gewährleisten. An jeden Ring wird je innen und aussen ein Gürtel aus Aluminiumblech angeschweißt, der Äussere hält die LFCS Kabel, während an den Inneren verschiedene Geräte wie z.B. Magnetfeldsensoren angebracht werden können. Das Gewicht des gesamten Aufbaus wird über Schienen abgeleitet, die an den Säulen der Hauptspektrometerhalle angebracht sind. Damit kann ein Ring am Ende der Schiene montiert werden, und dann zu seiner endgültigen Position verschoben werden. Abschließend werden noch zwei Laufstege an das System angebracht, welche durch gekrümmte Leitern erreichbar sind. Diese gewähren den Zugang zum Luftspulensystem und dem Hauptspektrometer-tank. Eine Skizze des mechanischen Aufbaus ist in Anhang B abgebildet.

Für die beiden Luftspulensysteme werden Aluminiumkabel mit 70 mm^2 Querschnittsfläche und PE-Isolierung verwendet, wie sie auch in Überlandleitungen verbaut werden. Der Vorteil gegenüber Kupferkabeln ist, dass sie wesentlich leichter sind, und so ei-

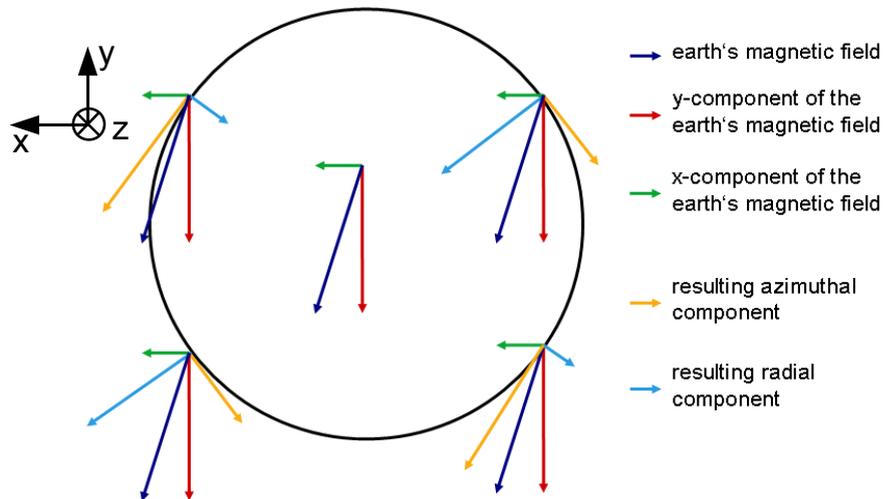


Abbildung 3.6: Verletzung der Rotationsymmetrie durch das Erdmagnetfeld: Das Erdmagnetfeld ist in dunkelblau gezeichnet, seine Komponenten in rot(y) und grün(x). Die resultierenden radialen Magnetfeldkomponenten sind in hellblau gezeigt, die Axialen in gelb. Diese radialen und axialen Komponenten sind nicht konstant, sondern hängen vom Ort ab.

ne geringere Belastung für die Haltestruktur darstellen. Im Gegenzug muss allerdings große Sorgfalt auf die Verbindungen zwischen zwei Kabeln verwendet werden, da diese isolierend werden, falls sie oxidieren.

3.2.1 LFCS

Die LFCS Spulen 1 bis 13 werden mit je 8 Windungen instrumentiert und von einer separaten Stromquelle versorgt. Die Spule 14 muss den Einfluss des Pinch-Magneten im Hauptspektrometer abschwächen, daher besteht sie aus zwei Ringen mit insgesamt 28 Windungen. Abbildung B.2 im Anhang B zeigt einen vorläufigen Plan der Instrumentierung des Systems.

3.2.2 EMCS

Das Kompensationssystem für die vertikale y -Komponente des Erdmagnetfeldes besteht aus 16 horizontalen Leiterschleifen, das System für die horizontale x -Komponente aus 10 vertikalen Schleifen. Die felderzeugenden Kabel verlaufen in Rohren, welche an den äusseren Gürteln der Haltestruktur angebracht sind. Das y -Kompensationssystem wird mit einer Stromstärke $I \sim 50$ A betrieben. Ein Kabel mit größerem Querschnitt $A > 70$ mm² ist in der benötigten Länge nicht direkt verfügbar, und wäre auch schwerer in der Handhabung. Mehrere parallele Kabel oder der Einsatz weiterer Leiterschleifen würde die Verbindung an den Endringen, und damit deren Streufelder, signifikant komplizierter machen. Darüber hinaus würde eine höhere Anzahl an Schleifen die Zugangsmöglichkeit zum Spektrometertank verschlechtern. Aus diesen Gründen

sind die höheren Stromkosten tragbar. Die Stromstärke $I \sim 15$ A welche für das x-Kompensationssystem benötigt wird, stellen kein technisches Problem dar.

Um die $\cos \Theta$ -Stromdichteverteilung anzunähern, werden die Kabel an den Schnittgeraden von äquidistanten Ebenen mit der Mantelfläche des Zylinders, den die mechanische Haltestruktur begrenzt, angebracht. Abbildung B.1 im Anhang B zeigt eine technische Zeichnung des Layouts. Der Abstand zwischen der ersten Ebene und dem Rand des Zylinder wird als Endparameter p bezeichnet, seine Einheit ist der Abstand der Ebenen. Dieser muss so gewählt werden, dass das Feld des Spulensystems möglichst homogen wird, Abbildung 3.7 skizziert die äquidistanten Ebenen und den Endparameter p .

Um die Ströme zu bestimmen, mit denen man das EMCS betreiben muss, muss das zu kompensierende Magnetfeld genau bekannt sein. Erst dadurch lassen sich die optimalen Operationsparameter bestimmen und mit Simulationen prüfen. Der Aufbau der hierfür entwickelten Messapparatur und die Messung des Magnetfeldes im und am KATRIN Hauptspektrometer war eine Hauptaufgabe dieser Diplomarbeit und wird detailliert in Kapitel 4 vorgestellt.

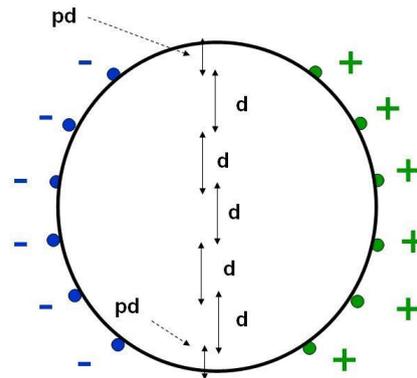


Abbildung 3.7: Endparameter des KATRIN Cosinus-Spulensystems: Die Skizze zeigt die Leiterschleifen im konstanten Abstand d zu einander. Der Abstand der untersten Leiterschleife zum Aussenradius des Systems wird durch den Endparameter $p < 1$ reduziert.

4. Magnetfeldmessungen am KATRIN Hauptspektrometer

Das folgende Kapitel beschreibt drei Messungen von großräumigen Magnetfeldern im Bereich des KATRIN Hauptspektrometers, die im Rahmen der vorliegenden Diplomarbeit durchgeführt wurden. Zunächst werden die verwendeten Geräte und Messverfahren zur Positionierung der Magnetfeldsensoren erläutert. Die erste Magnetfeldmessung deckt in einem groben Raster den mittleren Teil des Untergeschosses der Hauptspektrometerhalle ab. Da das interessanteste Gebiet für Magnetfeldmessungen das innere Volumen des Hauptspektrometers ist wurden dort ausführliche Untersuchungen durchgeführt. Neben der direkten Ausmessung und Lokalisierung von potentiellen Störungen bildete eine wesentliche Motivation der durchgeführten Messungen der Ansatz, das Magnetfeld in der Analysierebene zu beschreiben, indem man sämtliche Quellen von Magnetfeldern kartographiert und in einer Simulation das Magnetfeld reproduziert. Zu diesem Zweck wurden auch in der Nähe der Wände der Halle Messungen in geringen Abständen durchgeführt, um speziell den Einfluss der magnetischen Materialien, die beim Bau verwendet wurden bewerten zu können.

4.1 Theoretische Erwartungen

Die am KATRIN Experiment durch supraleitende Magnete erzeugten Magnetfelder werden durch das Erdmagnetfeld und das Störfeld von magnetisiertem Baustahl überlagert. Das Magnetfeld der Erde ist in erster Näherung das Feld eines Dipols im Erdkern. Es ist nicht völlig stabil und ändert sich im Laufe der Zeit. Während der Erdgeschichte hat es sich schon mehrmals in unregelmäßigen Abständen völlig umgepolt [60]. Vermutlich wird es von Strömen flüssigen Eisens erzeugt. Der feste Erdkern ist viel zu heiß, um permanent magnetisiert zu sein, seine Temperatur liegt jenseits der Curie-Temperatur von Eisen. Um diese These zu unterstützen konnten Wissenschaftler am Forschungszentrum Karlsruhe vor einigen Jahren zeigen, dass Ströme von flüssigem Metall stabile Magnetfelder erzeugen können [61]. Das Erdmagnetfeld wird quantitativ durch das IGRF¹ [62] beschrieben. Das IGRF ist ein empirisches Modell aus Daten von bodengestützten Observatorien sowie Satellitenmissionen wie Magsat [63] und CHAMP [64]. Das aktuelle Modell sagt für Karlsruhe (49°1'N, 8°24'E, 115m ü. NN) für den August des Jahres 2009 ein Magnetfeld von 48210,7 nT voraus [65]. Dies teilt sich wie in Tabelle 4.1 gezeigt in verschiedene wohldefinierte Komponenten auf.

¹International Geomagnetic Reference Field.

Komponente	Wert	Säkularvariation
Totalintensität	48210,7 nT	34,2 nT/ a
Deklination	1°11'	7,1'/ a
Inklination	64°45'	0,2'/ a
Horizontalintensität	20563,0 nT	12,3 nT/ a
Nord-Komponente	20558,6 nT	11,4 nT/ a
Ost-Komponente	424,6 nT	42,9 nT/ a
Vertikale Komponente	43605,4 nT	32,1 nT/ a

Tabelle 4.1: Das Erdmagnetfeld bei Karlsruhe im August 2009 laut IGRF

Da die Strahlachse des KATRIN Experiments relativ zur geographischen Nordrichtung einen Winkel von $15,4^\circ$ aufweist, ergeben sich in KATRIN Koordinaten die Werte aus Tabelle 4.2.

Komponente	Wert
z (parallel zur Strahlachse)	19909,2 nT
y (senkrecht nach oben)	-43605,4 nT
x (nach links, von der Quelle aus gesehen)	5144,0 nT

Tabelle 4.2: Das Erdmagnetfeld in KATRIN-Koordinaten

Auf der Größenskala des KATRIN-Experiments kann das Erdmagnetfeld als homogen approximiert werden. Lokale Inhomogenitäten entstehen jedoch durch die in der Experimentierhalle verbaute Stahlarmierung, da die einzelnen Armierungselemente während der Herstellung ein- oder mehrmals mit einem magnetischen Kran transportiert wurden. Von diesem Transport hat das Eisen eine remanente Magnetisierung behalten. Es ist äusserst unwahrscheinlich, dass jedes Element die gleiche Richtung und Stärke der Magnetisierung aufweist, und auch bei der Verbauung konnte aus Zeit- und Kostengründen keine Rücksicht auf den Magnetismus des Materials genommen werden. Das störende Magnetfeld dieser Materialien ist daher nicht bekannt. Der zentrale Teil des Fundaments unter dem Hauptspektrometer wurde jedoch mit unmagnetischem Edelstahl anstelle normalem Stahls, verstärkt [66]. In diesem für die Energieanalyse wichtigen Bereich sollte daher der Einfluss des Baumaterials auf das Magnetfeld wesentlich schwächer sein.

4.2 Verwendete Geräte und Verfahren

4.2.1 Fluxgate Sensor und Ausleseelektronik

Zum Messen der Magnetfelder von Strukturmaterialien wurde ein dreiachsiges Fluxgate Magnetometer [67] mit einem Messbereich bis zu 1 mT verwendet. Ein Fluxgate Sensor

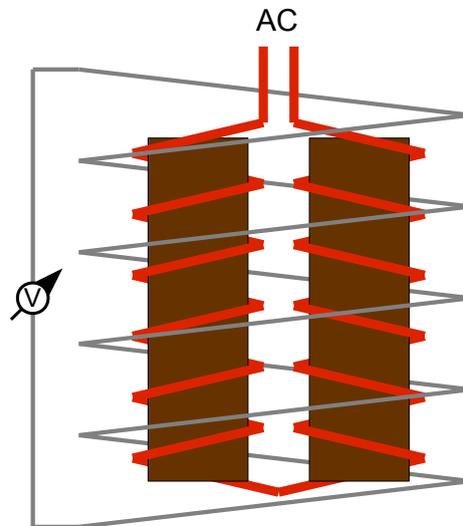


Abbildung 4.1: Aufbau eines Fluxgate Sensors: In dunkelbraun sind die beiden ferromagnetischen Kerne dargestellt, die primäre Spule, die sie magnetisiert, ist in rot eingezeichnet und die sekundäre Spule, in der die Spannung induziert wird, in grau. Die Gegenfeldspule ist nicht eingezeichnet.

enthält typischerweise zwei ferromagnetische Kerne, die von einer Spule in entgegengesetztem Sinn umwunden werden. Durch diese Spule wird ein Wechselstrom geführt, der die Kerne bis zur Sättigung magnetisiert. Um beide Kerne ist eine sekundäre Spule gewickelt, in der dann eine Spannung induziert wird. Ohne äusseres Magnetfeld werden die Kerne synchron magnetisiert, das resultierende Feld an der Sekundärspule verschwindet und es wird keine Spannung induziert. Liegt jedoch ein Magnetfeld an, so erreicht ein Kern seine Sättigungsmagnetisierung früher als der andere, und in der Sekundärspule wird eine messbare Spannung induziert. Um eine hohe Linearität des Sensorsignals zu erreichen, wird um die Sekundärspule eine dritte Spule angebracht. Diese wird nun von einem geregelten Gleichstrom durchflossen, bis an der Sekundärspule keine Spannung mehr gemessen wird. Dann ist das Feld der dritten Spule gleich dem äusseren, zu messenden Feld. Der Strom I der diese Spule durchfließt wird als Maß für das Magnetfeld gewählt. Der Zusammenhang zwischen dem Strom in einer Spule der Länge l mit Windungszahl n und dem in ihrem Innern erzeugten Feld B ist bekanntermaßen streng linear [68]:

$$B = \mu_0 \mu_r \frac{n}{l} I \quad (4.1)$$

Abbildung 4.1 zeigt schematisch die Kernkomponenten eines Fluxgate Sensorelements.

Zum Auslesen des Magnetometers wurde bei der ersten Messung ein Multimeter verwendet, da eine ausgefeiltere Elektronik zu diesem Zeitpunkt noch nicht verfügbar war. Später wurde das Multimeter dann durch einen Analog-Digital Wandler und ein Lab-

View Programm abgelöst. Details über die verwendeten Geräte sind im Anhang aufgeführt.

4.2.2 Positionierungsverfahren

Zur Positionierung der Sensoren ausserhalb des Spektrometers dient ein Netz aus Linien in der Hauptspektrometerhalle. Diese Linien sind an den vermessenen Fixpunkten in der Halle ausgerichtet, mit einem selbstnivellierenden Rotationslaser gezogen und dann mit Klebeband markiert. Eine spätere Vermessung der Halle ergab, dass die Linien an der ungenauesten Stelle nur 2 cm von der Sollposition abweichen. Das Messgerät wurde dann mit einer Aluminiumplatte auf einem Kamerastativ befestigt. Die horizontale Ausrichtung geschah mit einer Wasserwaage. Um die Messung an der Spektrometerachse auszurichten, wurden an der Aluminiumplatte Kimme und Korn angebracht.

Um das Gerät für die Messung der magnetischen Baumaterialien an der Wand zu positionieren wurden zwei Linien in jeweils 0,5 m und 1 m gezogen. Die Position dieser Linien im Hallenkoordinatensystem wurde auch in Relation zu den Fixpunkten gemessen und weicht maximal 3 mm von ihrer Sollposition ab. Die Höhe wurde mit einem Gestell aus Aluminium Bosch-Profilen eingestellt. Dieses 4 m lange Gestell wurde mit einem Lot an den Linien ausgerichtet, die Genauigkeit der Positionierung durch das Schwanken des Stativs betrug $\Delta x \leq \pm 1$ cm. Bei einer Länge des Stativs von 4 Metern ergibt sich daraus ein maximaler Fehler von $\pm 0,14^\circ$ auf die Winkelausrichtung, dies ist vergleichbar mit dem Orthogonalitätsfehler der Sensorelemente, den der Hersteller angibt. Abbildung 4.2 zeigt ein Foto des Aufbaus.

Im Inneren des Spektrometers können keine Markierungen angebracht werden, da die Vakuumeigenschaften des Rezipienten darunter leiden würden. Um trotzdem eine gute Kenntnis der Position des Messgerätes innerhalb des Spektrometervolumens zu erhalten wurde ein photogrammetrisches Verfahren angewandt. Das Magnetometer wurde dazu mit der Aluminiumplatte auf einem Kamerastativ befestigt. Zusätzlich wurden an der Platte drei lange Schrauben befestigt, die als Positionsmarke dienen. Sämtliche Teile wurden vorher gründlich gereinigt und im Reinraum vor dem Spektrometer in Aluminiumfolie eingepackt. Bei jeder Messung wurden drei Fotos des Stativs aus verschiedenen Winkeln aufgenommen und später mit dem Programm PhotoModeler 5 Pro [69] ausgewertet. Als Fixpunkte zur Positionsbestimmung dienten die Haltebolzen für das innere Elektrodensystem, deren Positionen mit einem Lasertracker auf $\sim 200 \mu\text{m}$ genau vermessen wurden. Details über die photogrammetrischen Messungen sind im Anhang A aufgeführt. Die Position des Messgerätes ließ sich damit auf ca. 5 cm genau bestimmen.



Abbildung 4.2: Aufbau der Messapparatur während der Magnetfeldmessung an den Wänden der KATRIN Halle

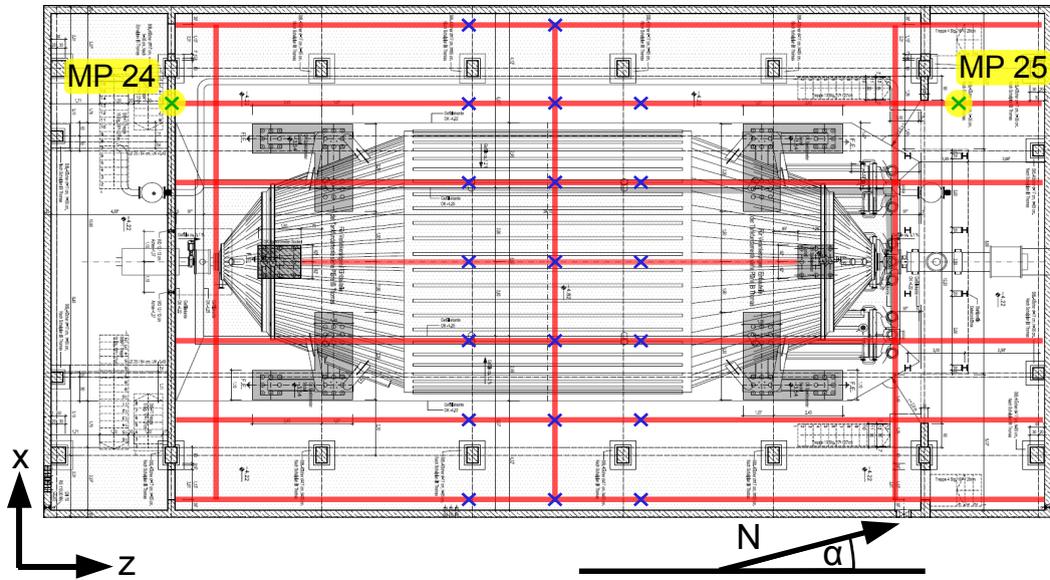


Abbildung 4.3: Das Positionsraster in der KATRIN Hauptspektrometerhalle: In rot sind die angebrachten Linien eingezeichnet, die blauen Kreuze markieren die Messpositionen. Die beiden Vermessungspunkte, an denen das Raster ausgerichtet wurde sind in grün eingezeichnet. Der Winkel zwischen der Nordrichtung und der Ausrichtung der Längsachse des Geländes des Forschungszentrums Karlsruhe beträgt $\alpha = 15,6773^\circ$. Die Achse des Hauptspektrometers liegt parallel zu dieser Ausrichtung mit einer Genauigkeit von $\pm 0,03^\circ$ [70].

4.3 Homogenität des Magnetfeldes in der Hauptspektrometerhalle

Um einen ersten Eindruck von der Beschaffenheit des Magnetfeldes in der Hauptspektrometerhalle zu erhalten wurde die Homogenität des Umgebungsmagnetfeldes dort untersucht. Abbildung 4.3 zeigt eine Aufsicht auf die Spektrometerhalle mit eingezeichneten Messpositionen. Die Genauigkeit der Position wird durch die Dimensionen des Messinstruments selbst bestimmt, da die verschiedenen Sensoren für x-, y- und z-Richtung um 2,5 cm auseinander liegen. Die Positionierung der Gehäusekanten ist mit den oben erwähnten Linien und einem Lot auf $\pm 1,5$ cm möglich. Eine Ausrichtung senkrecht zum Boden war durch eine Wasserwaage auf $0,1^\circ$ genau möglich. Dies entspricht dem Fehler, den der Hersteller als Orthogonalitätsfehler der Sensorelemente im Magnetometer angibt. Auf der Basis von Kimme und Korn war eine Ausrichtung parallel zur Strahlachse mit $\pm 2^\circ$ ² möglich. Der Fehler auf die Magnetfeldkomponenten ist dominiert durch die Messgenauigkeit des Multimeters, da das interne Rauschen des Sensors wesentlich geringer ist.

Der vermessene Bereich erstreckt sich in x-Richtung über eine Distanz von ± 9 m und in z-Richtung von $-2,7$ m bis $3,3$ m im Höhenprofil sind lediglich die drei Messwerte auf

²dies entspricht $0,5$ m Abweichung auf eine Distanz von 15 m.

der z-Achse 0,6 m tiefer als die restlichen, die bei $y = -5,0$ m liegen. Die Stärke des Magnetfeldes unter dem Hauptspektrometer beträgt ca. $46,8 \mu\text{T}$ in Übereinstimmung mit dem Erwartungswert des Erdfeldes aus Tabelle 4.1. Im gesamten untersuchten Bereich variiert sie jedoch von $34,9 \mu\text{T}$ bis $66,8 \mu\text{T}$. Abbildung 4.4 zeigt das Magnetfeld zum einen im Betrag und zum anderen vektoriell aufgetragen. Eine Auflistung der numerischen Messdaten findet sich im Anhang C in Tabelle C.1. Aus diesen Plots ist ersichtlich, dass das Magnetfeld im zentralen Bereich der Hauptspektrometerhalle recht homogen ist, in der Nähe der Wand jedoch sowohl im Betrag als auch in der Richtung starke Inhomogenitäten aufweist. Ein Blick auf die Messwerte zeigt jedoch, dass auch direkt unter dem Spektrometer Differenzen von ca. $10 \mu\text{T}$ zwischen den einzelnen Magnetfeldmessungen bestehen. Es ist also unabdingbar, eine genaue Kenntnis des Magnetfeldes auch innerhalb des Hauptspektrometers zu erhalten.

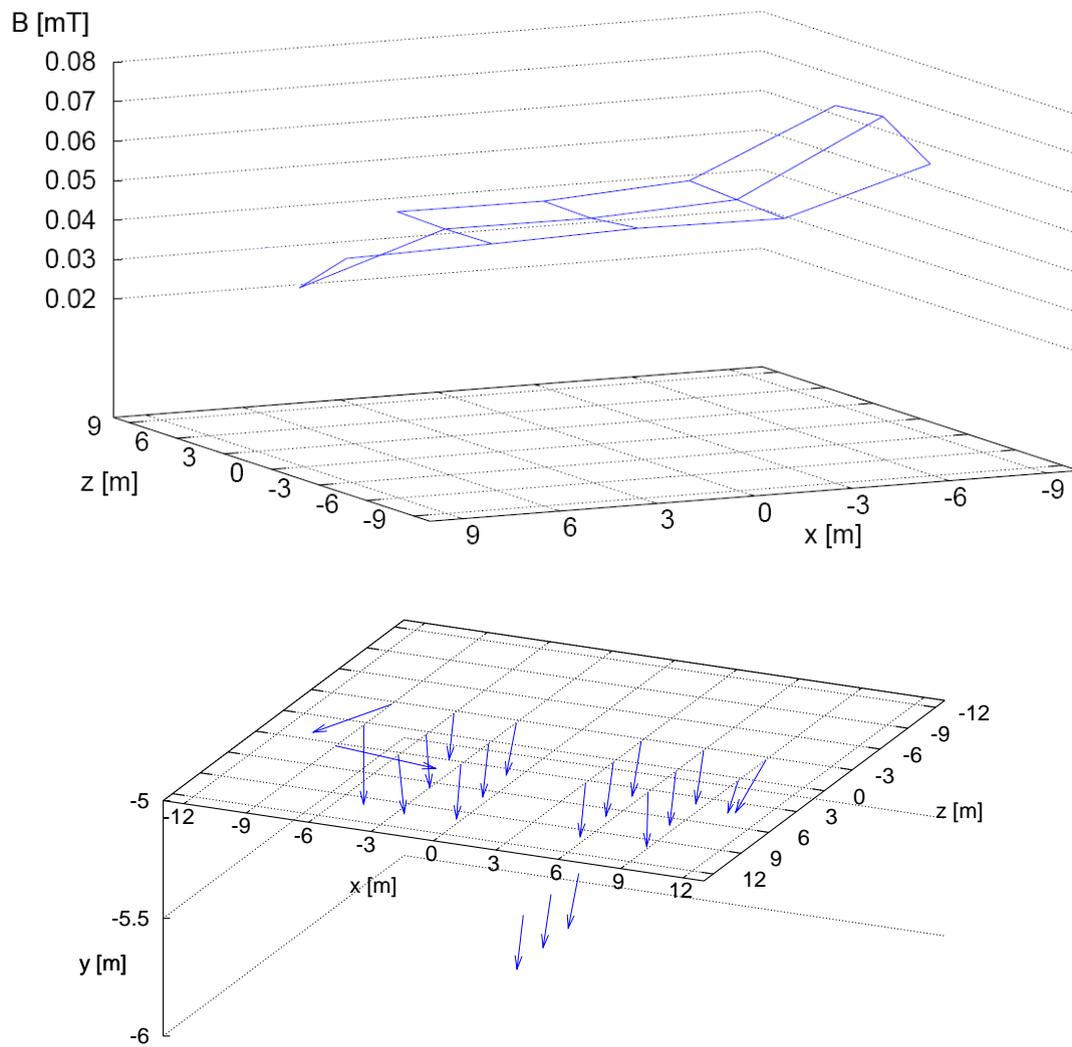


Abbildung 4.4: Variation des Magnetfeldes in der KATRIN Hauptspektrometerhalle. oben: Der Betrag des Magnetfeldes über den x - z -Koordinaten aufgetragen. **unten:** Das Magnetfeld in willkürlichen Einheiten vektoriell dargestellt.

4.4 Messungen im Hauptspektrometer

Im KATRIN Hauptspektrometer wurden insgesamt drei Magnetfeldmessungen an 120 verschiedenen Positionen durchgeführt. Der Zugang zum inneren Volumen des Hauptspektrometers erfolgt unter stringenten Reinraumbedingungen über das Interventionssystem, ein speziell für den Einbau der Drahtelektroden konstruiertes verschiebbares Gerüst mit begehbaren und höhenverstellbaren Plattformen. Das Koordinatensystem des Hauptspektrometers ist so gewählt, dass der Ursprung exakt in der Mitte, der Analysierebene, liegt. Die z-Achse zeigt von der Quelle zum Detektor, die y-Achse nach oben und die x-Achse damit nach links, bei Blickrichtung zum Detektor.

Im Januar 2009 fand die erste Messreihe statt, mit sieben Messpunkten. Diese Messung hatte mehrere Ziele. Zum einen erfolgte dabei eine Einweisung in die Arbeitsregeln im Vakuumbehälter des Hauptspektrometers, zum anderen wurde die Positionsbestimmung per Photogrammetrie getestet. Dabei wurde auch geprüft, ob eine Richtungsinformation ermittelt werden kann. Aus den Messwerten konnte ein erster Eindruck gewonnen werden, ob sich die in Abschnitt 4.3 beschriebenen Feldinhomogenitäten auch in das Innere des Hauptspektrometers fortsetzen.

Eine zweite Messung wurde im April 2009 durchgeführt. An zwei Tagen wurde fast das gesamte zentrale Volumen des Hauptspektrometers mit 56 Messpunkten abgedeckt. Die Messpunkte verteilten sich auf die untere Plattform des Interventionssystems, auf die obere Plattform, die auf ihre maximale Höhe angehoben war, sowie auf die Treppe zwischen den beiden Plattformen an mehreren Stellen. Damit konnte eine punktuelle dreidimensionale Karte des Magnetfeldes gewonnen werden.

Bei der Auswertung der zweiten Messung stellte sich heraus, dass die Positionen auf den Treppenstufen nur sehr ungenau bestimmt werden konnten, da es nicht möglich war, die Fotos in ausreichend unterschiedlichen Winkeln aufzunehmen. Ende Juni bot sich durch den Aufbauplan der Elektrodenmontage eine günstige Gelegenheit, die Äquatorebene des Hauptspektromertanks noch einmal zu untersuchen, da das Interventionssystem für Tests des Elektrodeneinbaus auf diese Höhe eingestellt war. Weitere 63 Messpunkte ergänzen die Messungen vom April, so dass das Magnetfeld in einem Gitter mit ca. 2 m Abstand bekannt ist.

Erste Testmessungen

Bei den ersten Funktionalitäts und Optimierungstests im Hauptspektromertank wurde das Magnetometer auf ein einfaches Aluminiumstativ aus Boschprofilen montiert. Kimme und Korn aus der Messung in der Hauptspektrometerhalle dienten als Orientierungspunkte für die Photogrammetrie. Zum Auslesen der Spannung wurde ein 6¹/₂-Stellen Digitalmultimeter verwendet, die verschiedenen Ausgangsspannungen wurden mit einem Drehschalter abgegriffen. Pro Komponente wurden 4 – 5 Messwerte genommen und daraus ein Mittelwert gebildet.

Das Messgerät wurde an sieben Stellen mit ca. 1,5 m Abstand in der Analysierebene platziert. Abbildung 4.5 zeigt die über die Photogrammetrie bestimmten Positionen in drei Koordinaten und die gemessenen Beträge des Magnetfeldes über der x-Koordinate aufgetragen. Wie die Abbildung zeigt variiert die magnetische Feldstärke von Ost nach

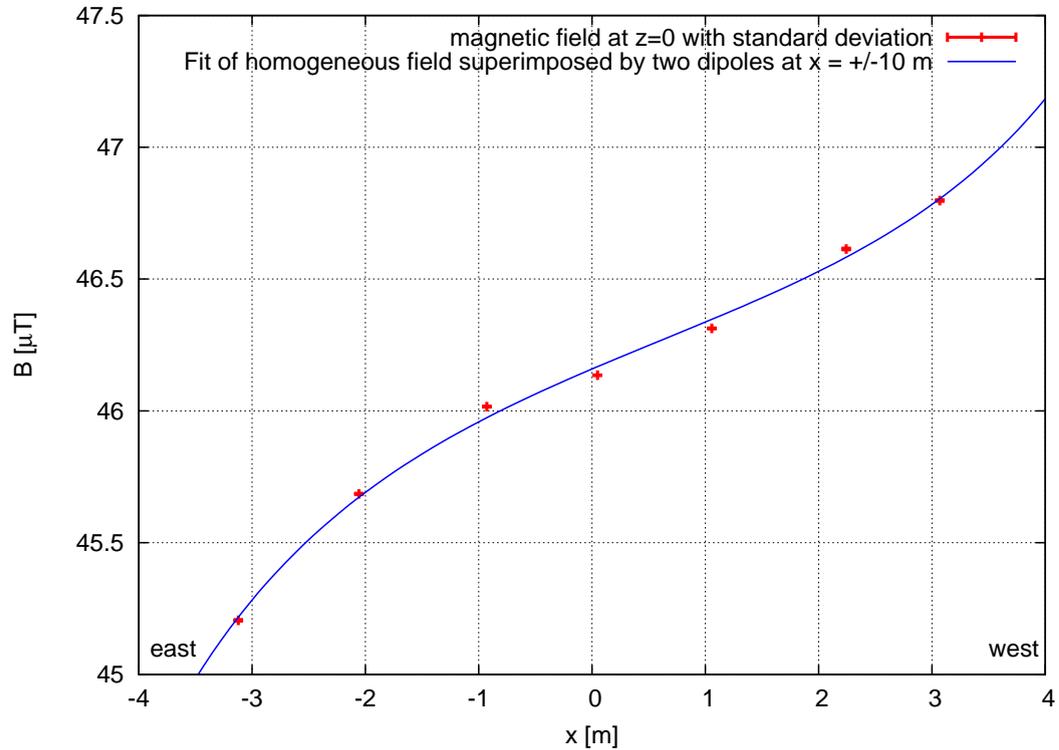


Abbildung 4.5: Magnetfeldstärke in Ost-West-Richtung während der ersten Messung im Hauptspektrometer: Der Betrag des Magnetfeldes ist in rot über der x-Koordinate aufgetragen, die Messungen fanden bei $z \approx 0$ und $y \approx -1,4$ m statt. Die genauen Positionen sind in Tabelle C.2 aufgelistet. In blau ist der Fitt eines homogenen Magnetfeldes überlagert von zwei Dipolen aufgetragen.

West um ca. $1,5 \mu\text{T}$. Das Verhalten dieser Variation lässt sich dem eines homogenen Feldes B_0 , überlagert von Dipolfeldern approximieren. Ein Funktion eines homogenen Feldes B_0 und zwei Dipolen D_1 und D_2 auf der x-Achse bei $x = \pm 10$ m als grobe Näherung des Feldes ergibt:

$$B(x) = B_0 + \frac{D_1}{(10 \text{ m} + x)^3} + \frac{D_2}{(10 \text{ m} - x)^3} \quad (4.2)$$

Ein Fit der mit Gnuplot durchgeführt wurde ist ebenfalls in Abbildung 4.5 dargestellt. Die Parameter wurden vom Programm zu $B_0 = (46,343 \pm 0,064) \mu\text{T}$, $D_1 = (-396,99 \pm 24,88) \mu\text{T}$ und $D_2 = (212,96 \pm 25,09) \mu\text{T}$ bestimmt.

Mit dieser Messung konnte gezeigt werden, dass die Positionsbestimmung per Photogrammetrie im Vakuumbehälter des Hauptspektrometers mit ausreichender Genauigkeit möglich ist. Eine Richtungsinformation konnte dabei jedoch nicht erhalten werden (siehe Anhang A). Trotz der begrenzten Statistik dieser Messungen zeigte sich, dass sich

der Einfluss der magnetisierten Strukturmaterialien bis in das Volumen des Hauptspektrometers erstreckt und weitere Messungen über einen erweiterten Bereich erforderlich macht.

Magnetfeldmessungen im Hauptspektrometer

Die Messungen die im April und Juni 2009 durchgeführt wurden ergeben zusammen ein präzises Bild der Magnetfeldeigenschaften im zentralen Volumen des KATRIN Hauptspektrometers. Der Messaufbau des Magnetometers wurde wie in Abschnitt 4.2 beschrieben verbessert: Der Sensor wurde über einen ADC mit einem reinraumtauglichen Tablet-PC und LabView ausgelesen. Der Großteil der Messpunkte verteilt sich auf drei charakteristische y -Werte: Die untere Plattform des Interventionssystems, die Äquatorebene und die oberste Position der oberen Plattform des Interventionssystems. Die restlichen Messungen auf der Treppe des Interventionssystems verfügen nur über eine relativ ungenau bestimmte Position, doch die Messpunkte in der Äquatorebene decken diesen Raumbereich ausreichend ab. Abbildung 4.6 zeigt zusammenfassend die Messpositionen im Vergleich zu den Montagebolzen für das Elektrodensystem.

Die Abbildungen 4.7 bis 4.10 stellen die hierbei erzielten Messwerte graphisch dar. Die entsprechenden numerischen Werte mit den zugehörigen Positionen sind in Anhang C aufgelistet. Abbildung 4.7 zeigt zunächst die Stärke des Magnetfeldes in Abhängigkeit von der Position in der x - z -Ebene. Hierbei wurden drei Datensätze in verschiedenen y -Werten aufgetragen. Die grünen Datenpunkte bezeichnen Messungen auf der oberen Plattform des Interventionssystems bei $y \approx 2500$ mm, die Blauen wurden auf der unteren Plattform bei $y \approx -2000$ mm aufgenommen und die Roten bei $y \approx 130$ mm. Die nachfolgenden Abbildungen 4.8, 4.9 und 4.10 zeigen diese Daten separat, in der selben Farbcodierung.

Das experimentell gemessene Magnetfeld zeigt einige Auffälligkeiten: Es nimmt von der Quellseite (negative z -Werte) her zu, erreicht ein Maximum bei $z = -1$ bis 1 m (je nach Höhe) und fällt dann in Richtung des Detektors (positive z -Werte) wieder ab. Auch mit steigender x -Koordinate (d.h. in Richtung West) nimmt die Feldstärke in allen Höhen zu. In den höheren Regionen ist diese Ost-West Asymmetrie deutlicher ausgeprägt als auf der unteren Plattform. Vergleicht man die Magnetfelder in verschiedenen Höhen erkennt man, dass die Feldstärke auch von unten nach oben leicht abnimmt.

Die Inhomogenitäten des Magnetfeldes in verschiedenen Richtungen resultieren aus verschieden starken Streufeldern, welche von den magnetischen Strukturmaterialien außerhalb des Tanks erzeugt werden. Da wie oben erwähnt auf die Ausrichtung der magnetischen Momente beim Bau der Halle keine Rücksicht genommen werden konnte sind sie überwiegend zufällig verteilt und kompensieren sich teilweise oder verstärken sich, je nach Ort und Ausrichtung. Der leichte Anstieg der Feldstärke in y -Richtung entsteht vermutlich daher, dass das Magnetfeld der Halle das Erdmagnetfeld insgesamt abschwächt. In größeren Höhen wird dieser Effekt schwächer, da die Strukturmaterialien im Dachbereich weniger massiv und auch weiter entfernt sind. Die Unregelmäßigkeiten der Magnetfeldstärke im unteren Bereich lassen sich damit erklären, dass das Magnetfeld dort zum Teil vom Interventionssystem beeinflusst wird. So enthält der Mechanismus,

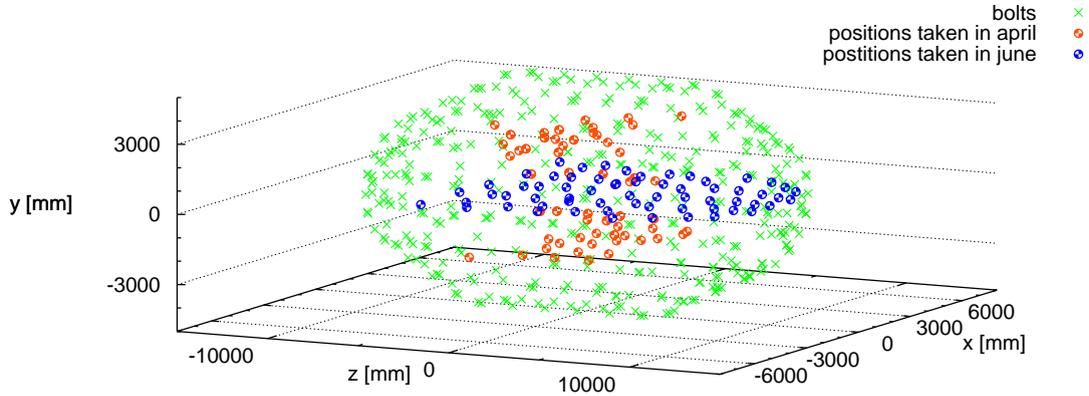


Abbildung 4.6: Positionen der Magnetfeldmessungen im Hauptspektrometer: Die Messpunkte der Messung im April werden durch die roten Kreise markiert, die der Messung im Juni sind blau markiert. Um den Vakuumbehälter des Hauptspektrometers anzudeuten, sind die Haltebolzen für das innere Elektrodensystem als grüne Kreuze eingezeichnet.

der eine ölfreie Drehung der oberen Plattform ermöglicht enthält, in geringem Ausmaß leicht magnetisches Material.

Das Magnetfeld im Inneren des Hauptspektrometers ist damit nicht perfekt homogen, es ist in allen drei Raumrichtungen variabel. Allerdings sind die Differenzen im μT -Bereich. Unter Berücksichtigung der Größe des untersuchten Volumens ergeben sich demzufolge nur sehr kleine Feldgradienten. Diese „primären“ Inhomogenitäten müssen in Relation gesetzt werden zu den Inhomogenitäten des Spulensystems. In Abschnitt 3.1.2 wurde gezeigt, dass das Feld des EMCS selbst Inhomogenitäten von ca. $0,1 \mu\text{T}$ bis maximal $0,6 \mu\text{T}$ aufweist. Insgesamt bewegen sich diese Abweichungen damit im Promille-Bereich des Magnetfeldes in der Analysierebene von $0,3 \text{ mT}$. Nicht vernachlässigbar hierbei ist die Möglichkeit, dass durch die Effekte der magnetischen Materialien nicht-axiale Komponenten im Magnetfeld entstehen. Mit Werten von bis zu $3 \mu\text{T}$ sind diese um zwei Größenordnungen stärker sind als alle anderen systematischen Einflüsse, wie zum Beispiel die angenommene Verkippung eines supraleitenden Magneten um 1° .

Eine Zusammenfassung aller Magnetfeldwerte im Hauptspektrometer zeigt das Histogramm 4.11. Der Mittelwert der Messungen von $48,55 \mu\text{T}$ liegt nur knapp über der Totalintensität von $48,21 \mu\text{T}$, welche vom IGRF vorhergesagt wird. Das Feld im Hauptspektrometer wird also hauptsächlich durch das Erdmagnetfeld bestimmt. Die Streuung der Magnetfeldstärke ist mit einer maximalen Differenz von $3 \mu\text{T}$ sehr gering. Trotzdem müssen die elektromagnetischen Felder im Hauptspektrometer für den späteren Betrieb sehr genau und über lange Zeiträume mit verschiedenen Betriebskonfigurationen³ des KATRIN Experiments bekannt sein. Ein erster Schritt, diese Kenntnis zu erlangen stellt die Messung des Magnetfeldes in der Nähe der Hallenwände dar.

³In der Inbetriebnahmephase der KATRIN Hauptkomponenten WGTS, DPS2-F und CPS ergibt sich ein variables Streufeld, was auch zu Auswirkungen auf die Magnetisierung von Strukturmaterialien führen kann.

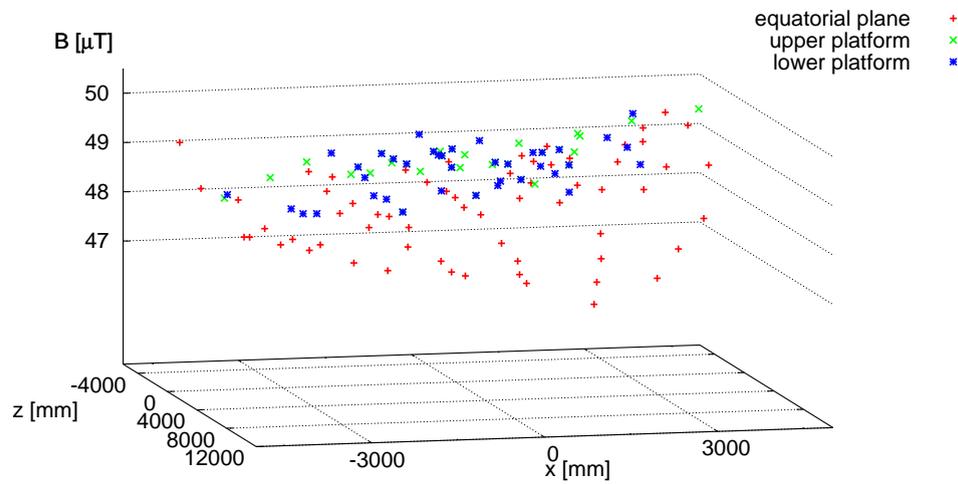


Abbildung 4.7: Das Magnetfeld im KATRIN Hauptspektrometer: In rot sind die Werte in der Äquatorialebene, in blau auf der unteren und in grün auf der oberen Plattform des Interventionssystems dargestellt.

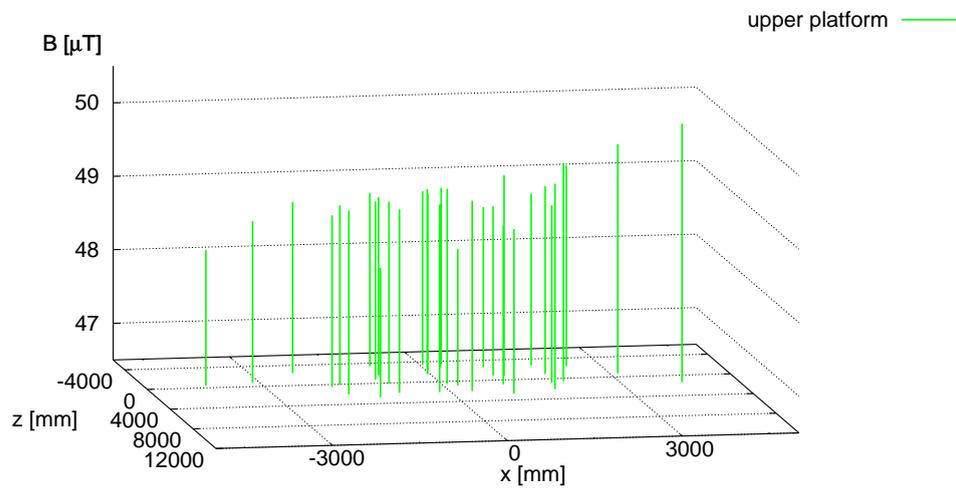


Abbildung 4.8: Der Betrag des Magnetfeldes über der x - z -Koordinate im oberen Bereich des KATRIN Hauptspektrometers

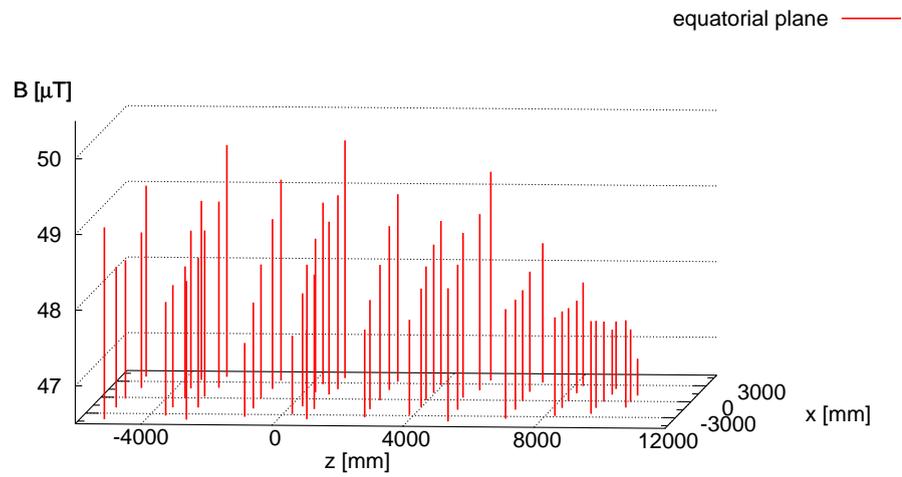


Abbildung 4.9: Der Betrag des Magnetfeldes über der x - z -Koordinate im mittleren Bereich des KATRIN Hauptspektrometers

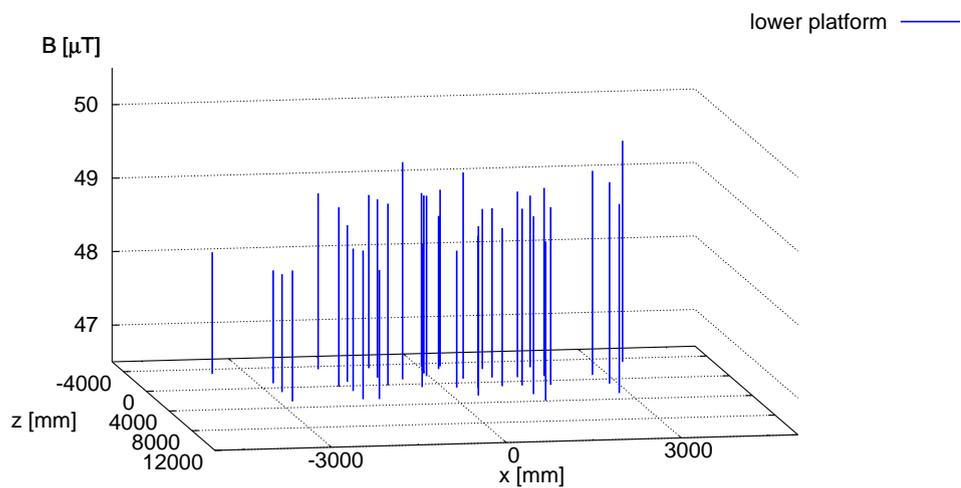


Abbildung 4.10: Der Betrag des Magnetfeldes über der x - z -Koordinate im unteren Bereich des KATRIN Hauptspektrometers

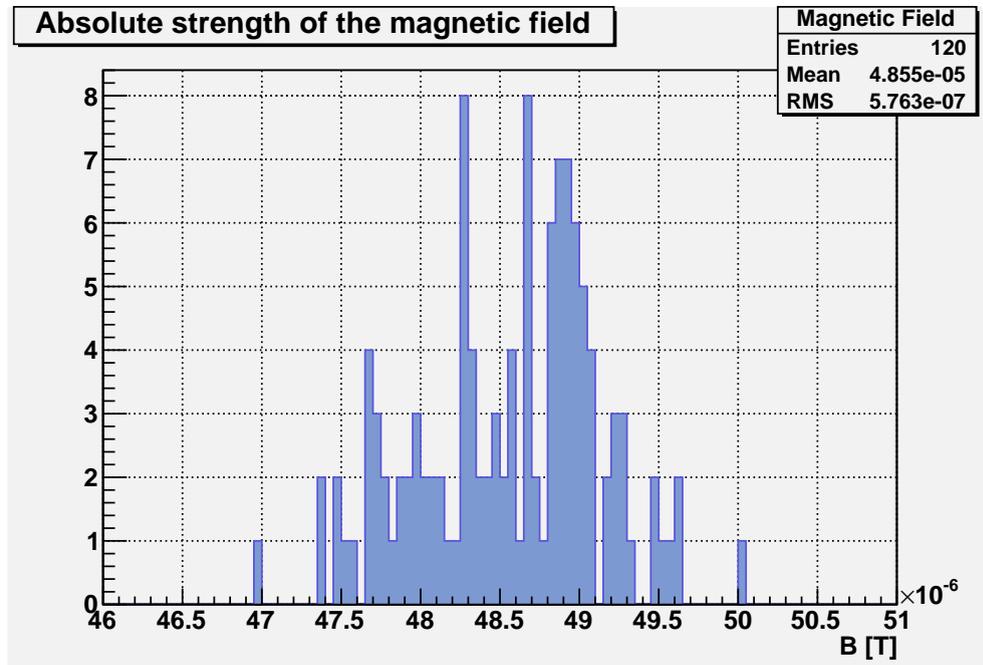


Abbildung 4.11: Histogramm aller gemessenen Magnetfeldstärken im KATRIN Hauptspektrometer

4.5 Magnetische Materialien in der Wand der Experimentierhalle

Die hohen Anforderungen an die Präzision der elektromagnetischen Strahlführung von β -Zerfallselektronen im KATRIN Hauptspektrometer führen dazu, dass sämtliche Parameter sehr genau bekannt sein müssen. Das Magnetfeld wurde zwar mit einer Genauigkeit von $\sim 10^{-7}$ T gemessen, allerdings nur punktuell. Eine kontinuierliche Messung im Spektrometer ist während der Laufzeit des Experiments nicht möglich. Für die endgültigen Tritiummessungen, aber auch für die Mitte 2010 beginnenden Testmessungen bei der Inbetriebnahme des Hauptspektrometers, muss das Magnetfeld an jedem beliebigen Punkt im Inneren im Rahmen der oben beschriebenen Messkampagnen mit hinreichender Genauigkeit bekannt sein. Es ist aus Gründen der erforderlichen Präzision nicht realisierbar, ein sehr engmaschiges Netz von Punkten zu vermessen, und anhand dieser Karte die Werte zwischen den Punkten zu interpolieren. Eine typische Größenordnung für einen Schritt in der Teilchenbahnberechnung ist 10^{-11} m. Der Punktabstand der Magnetfeldkarte müsste daher in einer ähnlichen Größenordnung sein, unabhängig von der riesigen Anzahl der nötigen Messpunkte, besitzt das Magnetometer selbst makroskopische Abmessungen. Deswegen muss ein anderer Ansatz verwendet werden, um das Magnetfeld während der Laufzeit des Experiments zu bestimmen.

Eine vielversprechende Idee zur Lösung dieser Aufgabe ist es, sämtliche Quellen von magnetischen Feldern zu katalogisieren und die Summe ihrer Felder zu simulieren. Dazu müssen diese Quellen bekannt und vermessen sein. Die Felder der supraleitenden Ma-

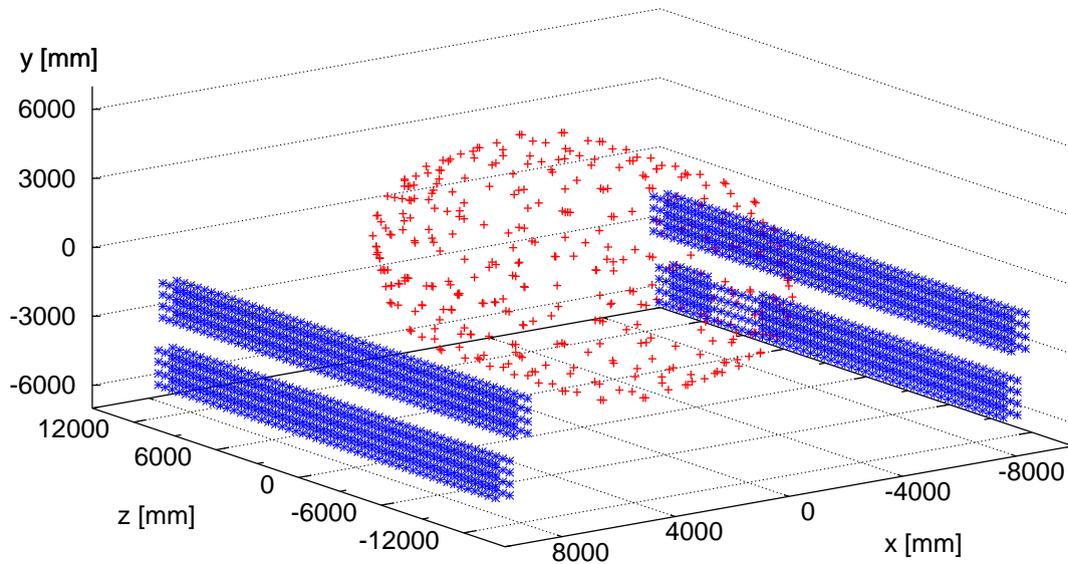


Abbildung 4.12: Messpositionen während der Messung des Feldes der magnetischen Materialien. In blau sind die Messpositionen eingezeichnet, die roten Kreuze markieren die Position der Haltebolzen für das innere Elektrodensystem, um die Position des Tanks anzudeuten.

gnete wurden simuliert und die Ergebnisse wurden mit Messungen verglichen. Dabei wurde eine gute Übereinstimmung erzielt [71]. Die Simulation des Feldes der Luftspulensysteme kann mit sehr hoher Präzision erfolgen, da man ihre Ströme direkt messen und mit Hilfe der Magnetostatik die resultierenden Felder berechnen kann.

Eine unbekannte Größe stellen jedoch die magnetischen Materialien dar, die sich in der Nähe des Spektrometers befinden. Der Einfluss dieser Quellen fügt dem Magnetfeld im KATRIN Hauptspektrometer eine nicht-axiale Komponente hinzu. Die Auswirkungen dieses Effekts auf den Untergrund im Hauptspektrometer sind nicht bekannt, und für eine Simulation müssen auch diese nicht-axialsymmetrischen Komponenten bekannt sein.

Um eine Information über die Magnetfelder dieser Materialien zu erhalten, und dadurch später sowohl die Stärke als auch die Richtung ihrer magnetischen Momente zu bestimmen, wurde eine Messung entlang der Wände der Hauptspektrometerhalle durchgeführt. In einem Abstand von je 0,5 m wurde ein Gitter aus Messpunkten aufgenommen. Insgesamt vier Messungen, jeweils an der östlichen und westlichen Wand des Unter- und Erdgeschosses der Halle, bilden das Feld der magnetischen Materialien ab. Abbildung 4.12 zeigt die hierbei vermessenen Bereiche.

4.5.1 Das Magnetfeld der magnetischen Materialien

Der aufgenommene Datensatz ist zu umfangreich, um hier komplett dreidimensional dargestellt zu werden, doch Abbildung 4.13 zeigt exemplarisch Ausschnitte aus dem Magnetfeld an der westlichen Wand, jeweils im Unter- und Erdgeschoss. Auf den ersten

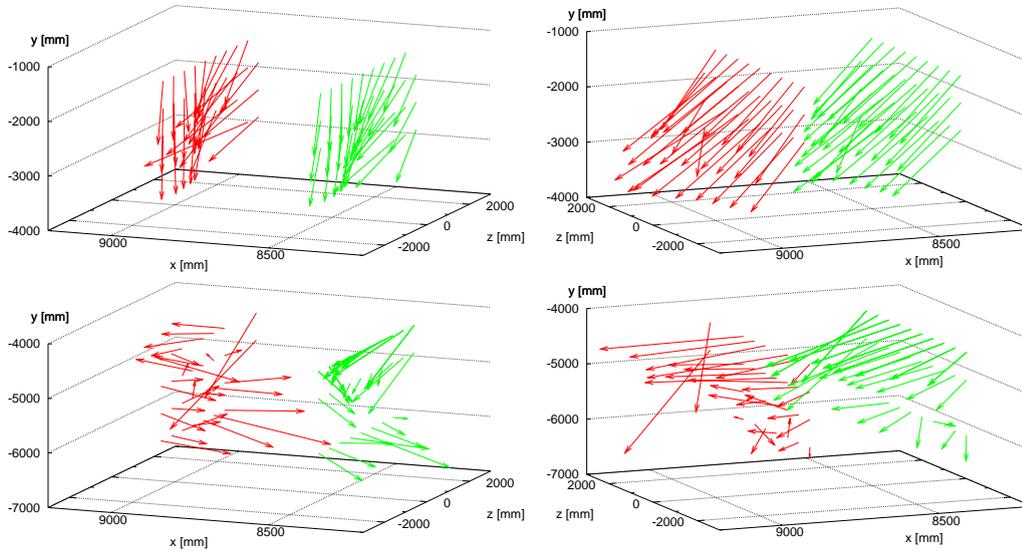


Abbildung 4.13: Ausschnitte aus dem Magnetfeld nahe der Wand der KATRIN Halle: Die roten Vektoren stellen das Feld in einem Abstand von 0,5 m zur Wand dar, die Grünen in einem Abstand von 1 m. **oben:** Ein Ausschnitt des Magnetfeldes aus dem mittleren Bereich des Erdgeschosses der KATRIN Halle. Das selbe Magnetfeld wird links und rechts aus zwei unterschiedlichen Blickwinkeln dargestellt. **unten:** Dito für eine Region im Kellergeschoss der Halle.

Blick ist zu erkennen, dass das Magnetfeld deutliche Einflüsse von lokalen Quellen aufweist. Allerdings nehmen diese Einflüsse sichtbar ab, betrachtet man das Feld in einem Abstand $d = 1$ m von der Wand im Vergleich zu dem Feld bei $d = 0,5$ m Abstand. Dies bestätigt die Vermutung von lokalen Quellen und lässt erwarten, dass sich das Magnetfeld im Hauptspektrometer, weitere 5 bis 10 Meter entfernt, durch eine grobe Approximation der lokalen Quellen beschreiben lässt.

In Abbildung 4.14 wird die Verteilung der Magnetfeldwerte in allen drei Komponenten dargestellt. Es ist offensichtlich, dass die Magnetfeldstärken statistisch um einen Mittelwert ($\overline{B_x} = 5,54 \mu\text{T}$; $\overline{B_y} = -37,99 \mu\text{T}$; $\overline{B_z} = 18,42 \mu\text{T}$) verteilt sind. Die Breite dieser Verteilungen ist für y - und z -Komponenten in der selben Größenordnung wie der Mittelwert selbst ($\sigma_{B_y} = 13,53 \mu\text{T}$; $\sigma_{B_z} = 15,06 \mu\text{T}$), für B_x sogar dreimal so groß ($\sigma_{B_x} = 16,73 \mu\text{T}$). Die Mittelwerte selbst sind nur näherungsweise in der Größenordnung der theoretisch berechneten Magnetfeldstärken aus Tabelle 4.2. Dies bestätigt, dass das magnetische Feld in der Nähe der Wand von den magnetisierten Baumaterialien dominiert wird, diese jedoch wie erwartet in ihrer Richtung und Stärke zufällig verteilt sind.

Ein Zeichen dafür, dass diese Variationen auf kleinen Längenskalen geschehen, kann man erhalten, indem man über die Magnetfeldwerte in einer bestimmten Art summiert. Hierbei wird ein Oberflächen- oder Wegintegral approximiert und man erhält damit eine

z [mm]	Summe Divergenz	Summe Rotation
9170	$8,32 \cdot 10^{-6}$	$7,87 \cdot 10^{-6}$
9670	$3,92 \cdot 10^{-5}$	$-3,52 \cdot 10^{-6}$
10170	$3,14 \cdot 10^{-5}$	$-8,64 \cdot 10^{-6}$
10670	$3,32 \cdot 10^{-5}$	$-3,02 \cdot 10^{-6}$
11170	$2,90 \cdot 10^{-5}$	$-7,77 \cdot 10^{-6}$

Tabelle 4.3: Divergenz und Rotation der Magnetfelder Nahe der Wand im Nordosten des Kellers der Hauptspektrometerhalle

näherungsweise Divergenz durch diese Oberfläche oder eine Rotation entlang des Weges. Nach den Maxwell'schen Gleichungen des Magnetfeldes im Vakuum

$$\oint_{\partial V} \vec{B} \cdot d\vec{A} = 0 \quad (4.3)$$

und

$$\oint_{\partial A} \vec{B} \cdot d\vec{s} = \frac{1}{\mu_0} \int \vec{j} \cdot d\vec{A} + \frac{1}{c^2} \frac{d}{dt} \left(\int \vec{E} \cdot d\vec{A} \right) = 0 \quad (4.4)$$

sollten diese Summen bei hinreichend homogenen Feldern oder genügend kleinem Abstand der Messpunkte einen Wert von Null ergeben. Tabelle 4.3 zeigt diese Summen für den nordöstlichen Teil des Kellergeschosses, die vollständigen Listen befinden sich in Anhang C. Für die Divergenzen wurde jeweils über die Messwerte auf einem Quader von $0,5\text{m} \times 2\text{m} \times 0,5\text{m}$ summiert, für die Rotationen entlang eines Rechtecks von $0,5\text{m} \times 2\text{m}$ in der x-y-Ebene.

Da die Summen nur maximal eine Größenordnung kleiner als die Einzelmesswerte sind, muss man davon ausgehen, dass die Verwirbelungen des Feldes deutlich kleiner sind als das verwendete Messraster mit einem Abstand von 0,5 m. Mit dieser Methode kann aus den Daten keine analytische Beschreibung des Magnetfeldes gewonnen werden, demzufolge ist ein anderer Ansatz erforderlich. Wie oben erwähnt ist geplant, mit Hilfe effektiver Magnetisierungen eine Karte zu erstellen, aus der dann das Feld berechnet werden soll. Dies ist Teil weiterführender Arbeiten.

4.5.2 Rückschlüsse auf die magnetischen Materialien

Obwohl die Bestimmung einer Dipolverteilung aus den aufgenommenen Daten nicht Teil dieser Arbeit ist, lässt sich ein erster Eindruck aus der graphischen Darstellung der gemessenen Werte gewinnen. Der Betrag des Magnetfeldes nahe der Wand der KATRIN Hauptspektrometerhalle ist in Abbildung 4.15 für das Erdgeschoss und in Abbildung 4.16 für das Untergeschoss aufgetragen. Die Grafiken stellen Längsschnitte dar, sie zeigen das Magnetfeld in verschiedenen y-z-Ebenen.

Die magnetische Feldstärke variiert sehr stark in allen Raumrichtungen, wie auch schon in Abschnitt 4.5.1 gezeigt. Im Allgemeinen lässt sich sagen, dass die Fluktuationen nahe der Wand stärker sind, was auch den Erwartungen entspricht, da dieser Bereich

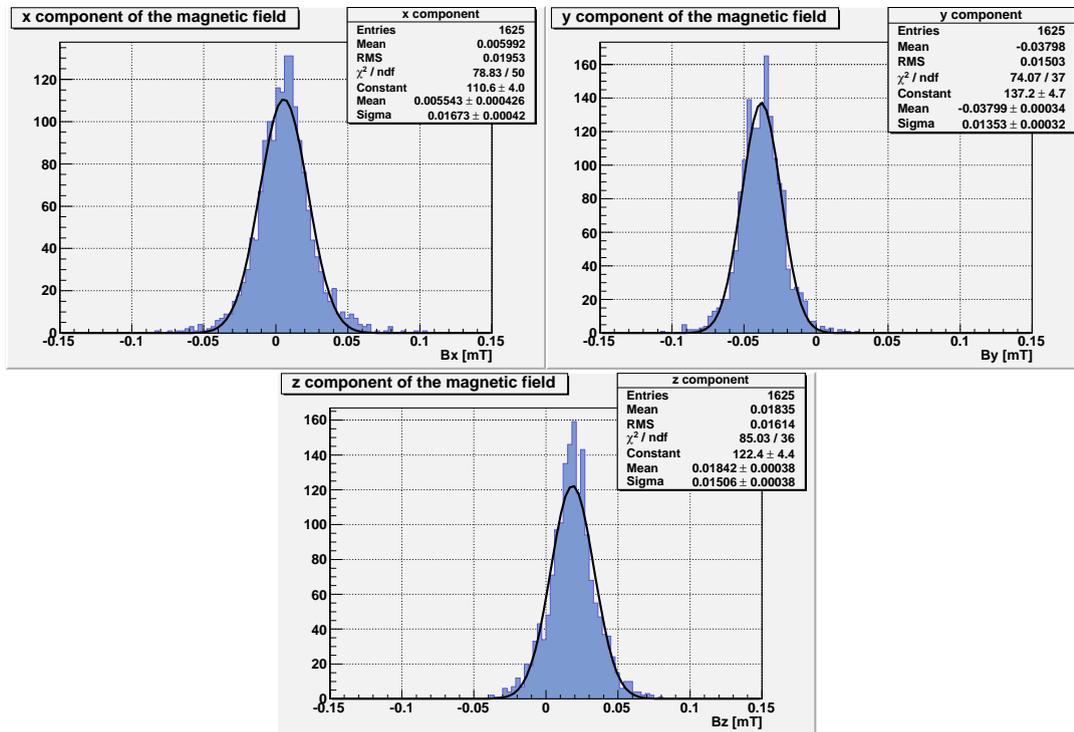


Abbildung 4.14: Streuung der Magnetfeldwerte an der Wand der Hauptspektrometerröhre: Alle Magnetfeldkomponenten sind zufällig um einen Mittelwert verteilt.

sich näher an den Quellen befindet. Auch dass das Feld im Erdgeschoss gleichmäßiger als im Keller ist entspricht der Erwartung, da die Kellerwände und das Fundament stärker bewehrt sind als das Erdgeschoss oder die Wände und Decke darüber. Die Schwankungen ziehen sich 1 m von der Wand entfernt auch über längere Bereiche, als 0,5 m näher am Material.

All dies lässt vermuten, dass es genügt, eine handhabbare Zahl von Quellen mit einer Ausdehnung von jeweils ca. einem Meter oder gar einigen wenigen Metern in einer Simulation zu beschreiben. Da der interessante Feldbereich noch weiter entfernt ist und damit die genaue Struktur der Quellverteilung nicht widerspiegelt, genügt eine grobe Beschreibung der Verteilung der magnetischen Quellen. Dennoch sollte dieser Aspekt nicht unterschätzt werden, und weitere Arbeiten auf diesem Gebiet sind von Nöten, um eine vollständige Beschreibung des magnetischen Feldes im KATRIN Hauptspektrometer zu erhalten.

4.6 Auswirkungen auf die KATRIN Messungen

Die Bedeutung der in diesem Kapitel vorgestellten Ergebnisse für die Messungen mit dem KATRIN Hauptspektrometer lässt sich an Abbildung 4.17 abschätzen. Darin sind die Inhomogenitäten der Magnetfelder in der Analysierebene bei $y = 0$ aufgetragen. Die rote Kurve zeigt die Differenzen aus dem Feld, welches von den supraleitenden

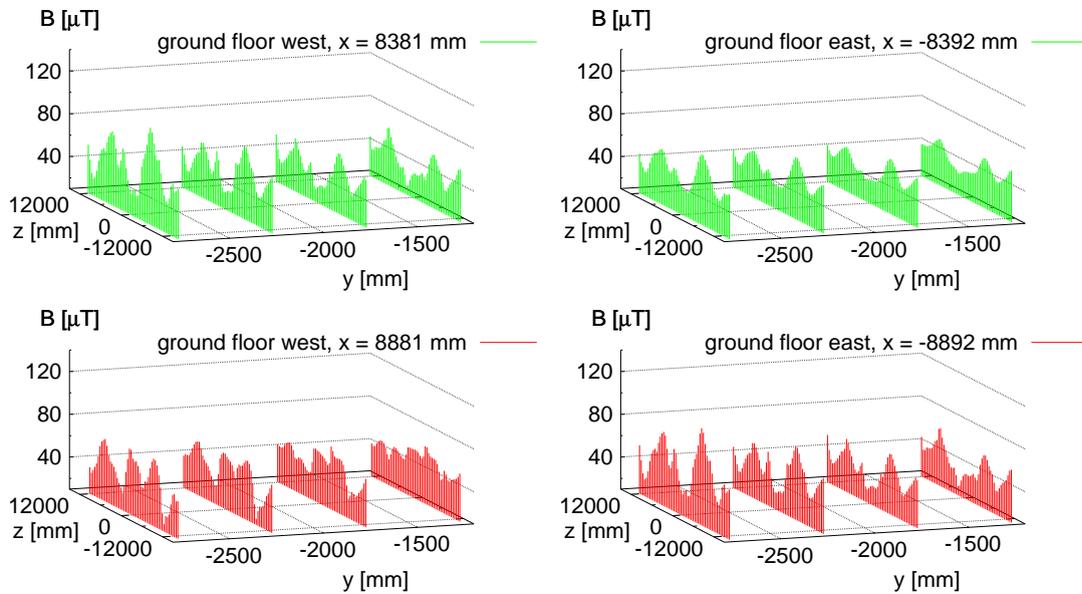


Abbildung 4.15: Magnetfeld nahe der Wände im Erdgeschoss der KATRIN Halle: Der Betrag des Magnetfeldes ist jeweils über der y - z -Ebene aufgetragen. Die z -Achse (nach hinten) zeigt entlang der Länge des Experiments, die y -Achse (nach rechts) die Höhe relativ zur Äquatorebene. Die grünen Werte (oben) sind 1 m von der Wand entfernt aufgenommen, die roten (unten) 0,5 m. Die beiden Grafiken auf der linken Seite stellen das Feld an der westlichen Wand dar, die rechts das Feld nahe der östlichen Wand.

Magneten des gesamten KATRIN Experimentaufbaus und dem Luftspulensystem erzeugt wird. In blau ist eine lineare Interpolation von Messwerten bei $z \approx 0,3$ m und $y \approx 0,1$ m eingezeichnet, aus den Messpunkten die der Analysierebene am nächsten liegen. Die Analysierebene ist der kritischste Bereich, in keinem anderen Bereich ist das magnetische Feld so schwach. Damit wirken sich Inhomogenitäten des äusseren Feldes hier am stärksten aus. Vergleicht man beide Kurven, wird offensichtlich, dass die inhärente Inhomogenität des Magnetfeldes in der Analysierebene wesentlich größer ist, als jene, die durch das Feld der magnetischen Materialien hervorgerufen wird.

Doch diese Inhomogenität des Feldes aus den Magneten wurde im Design des Experiments berücksichtigt: Der Detektor ist in Segmente unterteilt, so dass der von einem Pixel beobachtete Teil der Analysierebene jeweils geringere Magnetfelddifferenzen aufweist. Der untere Teil von Abbildung 4.17 zeigt den Bereich von -1 bis 0 m, dies entspricht ungefähr dem Radius der Fläche in der Analysierebene, welches die inneren Pixel des Detektors beobachten. In dieser Betrachtung sieht man, dass der Effekt nicht völlig zu vernachlässigen ist, die Inhomogenität des äusseren Feldes beträgt ca. 10 % der Inhomogenität des erzeugten Feldes. Für die bestmögliche Energieauflösung, und damit die größtmögliche Sensitivität auf die Masse des Elektronantineutrinos müssen diese Eigenschaften des Magnetfeldes mit berücksichtigt werden.

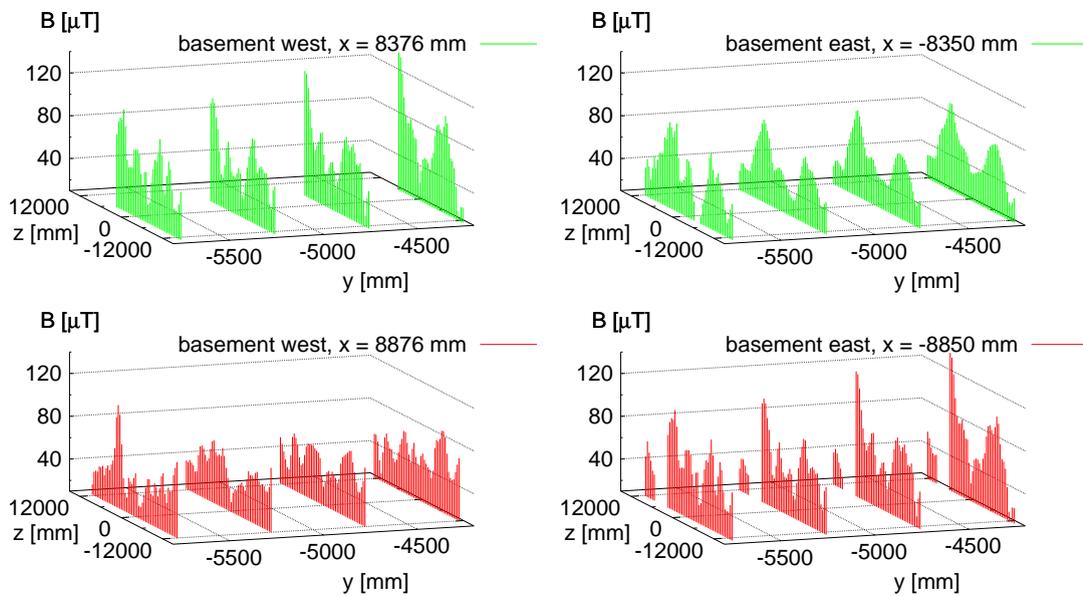


Abbildung 4.16: Magnetfeld nahe der Wände im Kellergeschoss der KATRIN Halle: Die Darstellung ist die gleiche wie in Abbildung 4.15

Quelle	Abweichung von Axialsymmetrie
Erdmagnetfeld	0,1 - 0,5 μT
Verkipfung der Spulen	0,1 - 0,5 μT
Magnetische Materialien	bis zu 30 μT

Tabelle 4.4: Quellen nichtaxialsymmetrischer Magnetfelder

Der in diesen Abbildungen gezeigte Felddurchgriff ist rotationssymmetrisch um die z-Achse. Die Inhomogenitäten, die durch die magnetischen Materialien verursacht werden brechen diese Axialsymmetrie. Tabelle 4.4 zeigt verschiedene Quellen, deren Einflüsse die Axialsymmetrie des Magnetfeldes stören. Wie in Abschnitt 3.1 erwähnt führt dies zu einer Untergrunderhöhung. Die magnetischen Materialien sind die stärkste bekannte Quelle magnetischer Felder, welche die Axialsymmetrie verletzt. Testmessungen am Hauptspektrometer und Simulationen auf Basis der hier vorgestellten resultate müssen durchgeführt werden, um zu entscheiden, ob diese Störeffekte kompensiert werden müssen.

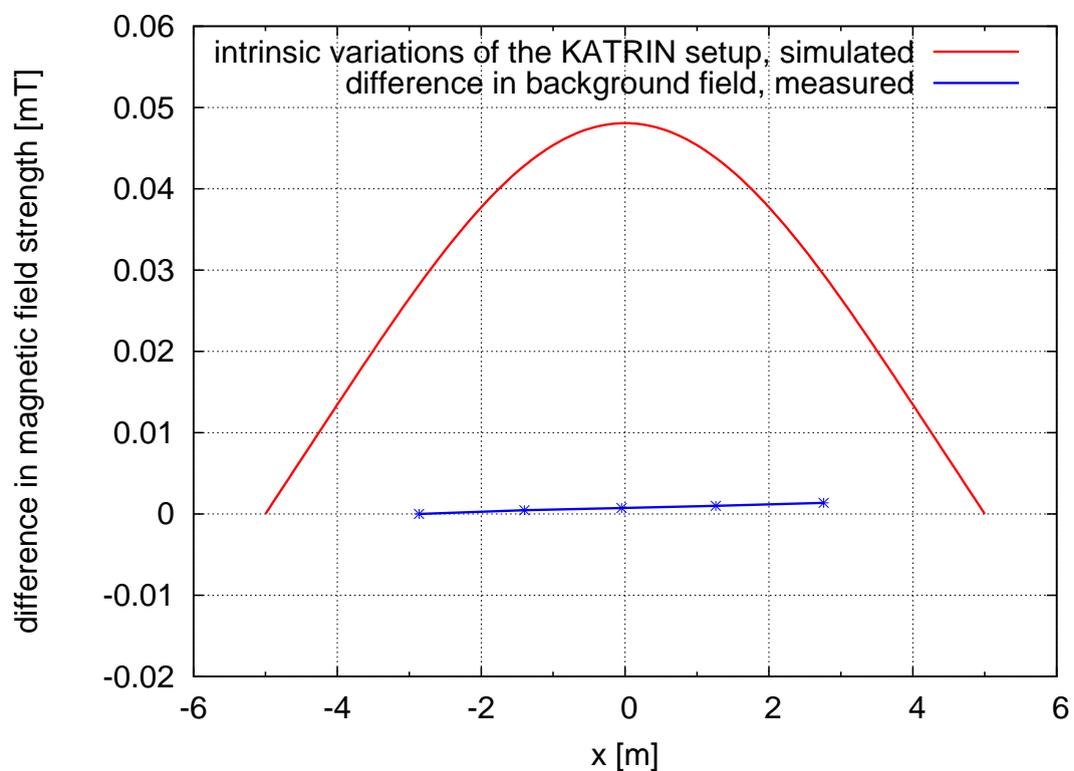


Abbildung 4.17: Vergleich der Inhomogenitäten des Hallenfeldes und des Feldes der Magnete im Experimentaufbau: Aufgetragen ist die Differenz zwischen Magnetfeldwert und minimalem vorkommenden Magnetfeldwert im betrachteten Bereich über die Position in der x-Achse des Hauptspektrometers bei $z = y = 0$. In rot sind die simulierten Werte aus den supraleitenden Magneten sowie dem Luftspulensystem des KATRIN Experiments gezeigt, in blau eine lineare Interpolation der gemessenen Werte nahe der Analysierebene.

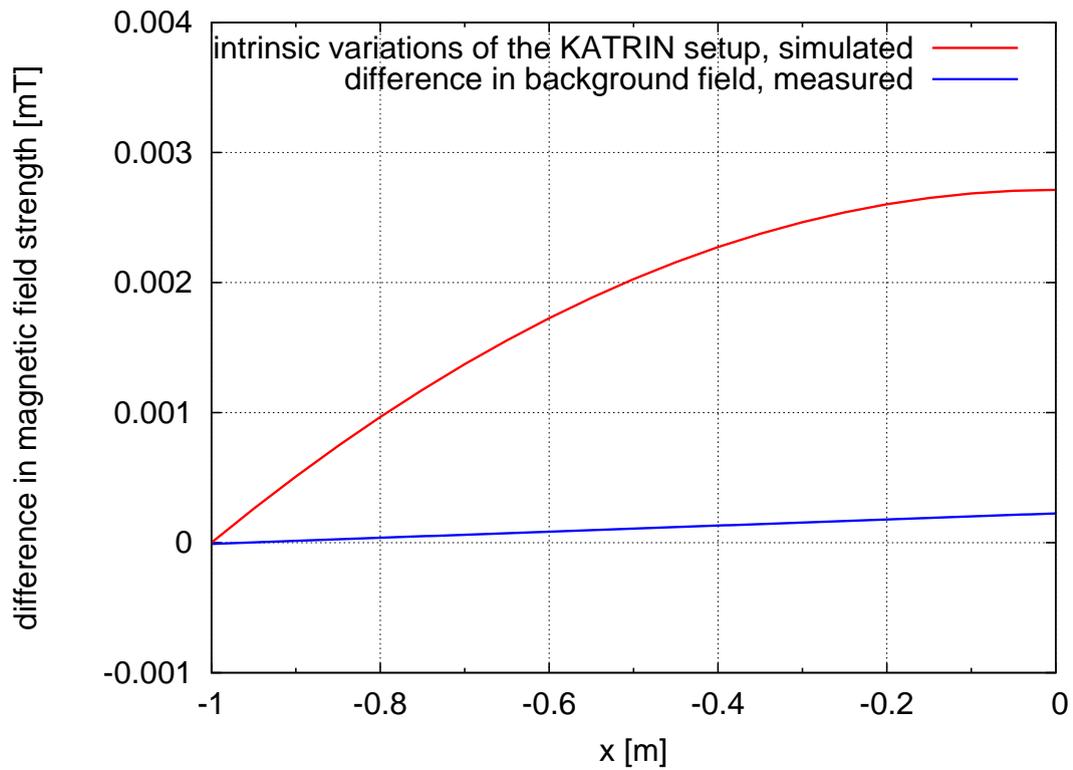


Abbildung 4.18: Vergleich der Inhomogenitäten des Hallenfeldes und des Feldes der Magnete im Experimentaufbau: Ausschnitt von -1 m bis 0, dies entspricht ungefähr der Bereich, der von den innersten Pixeln des Detektors beobachtet wird.

5. Das Erdmagnetfeldkompensationssystem des Monitorspektrometers

Das Erdmagnetfeldkompensationssystem des Monitorspektrometers ist eine einfachere und kleinere Ausführung des Cosinusspulensystems des Hauptspektrometers. Auch hier wird die $\cos \Theta$ Stromdichteverteilung auf einem Zylinder durch diskrete Drähte angenähert. Der Testaufbau dieses Systems stellt eine gute Gelegenheit dar, das Magnetfeld einer solchen Anordnung experimentell zu untersuchen und die Simulation eines solchen Systems zu überprüfen. Dazu wurde in einem festen Raster eine Messung des Feldes ohne Spulensystem und eine Messung mit strombetriebenen Spulen durchgeführt.

5.1 Spezifikationen und Aufbau des Monitorspektrometers EMCS

Die stromführenden Teile des EMCS am Monitorspektrometer bestehen aus Kupferkabeln an den Endringen und handelsüblichen Kupferrohren auf dem Zylindermantel. Die Länge des Systems beträgt 3 m und der Radius 0,75 m. Für die Kompensation der horizontalen und vertikalen Komponente sind je 4 Leiter Schleifen vorhanden. Die elektrischen Leiter wurden auf zwei Aluminiumringen montiert, welche auf einer Tragkonstruktion aus Aluminium-Boschprofilen befestigt sind. Im endgültigen Aufbau werden die Ringe am Vakuumbehälter des Spektrometers befestigt. Abbildung 5.1 zeigt ein Foto des Aufbaus. Das Koordinatensystem wurde wie folgt gewählt: die z-Achse zeigt entlang der Zylinderachse in Richtung Wand, die y-Achse zeigt nach oben und die x-Achse nach rechts, analog zum Koordinatensystem des Hauptspektrometers. Der Ursprung liegt in der Mitte des Luftspulensystems. Betrieben wurde das Kompensationssystem in x-Richtung mit 6 A bei 0,13 V und in y-Richtung mit 15 A bei 0,34 V, die Ablesegenauigkeit der Stromstärken betrug dabei ~ 1 A. Dabei ist allerdings zu bemerken, dass die Ströme so eingestellt wurden dass $B_x = B_y = 0$ war. Zudem war das System von Ost nach West ausgerichtet, so dass B_z ebenfalls ungefähr Null war.



Abbildung 5.1: Foto des Monitorspektrometers EMCS Aufbaus

5.2 Magnetfeldmessungen am EMCS des Monitorspektrometers

Am Testaufbau des EMCS des Monitorspektrometers wurden die Magnetfelder sowohl mit dem System in Betrieb als auch ohne Strom an den selben Stellen gemessen. Die Differenz dieser Messwerte ergibt das reine Feld des Luftspulensystems, welches dann mit der Simulation aus dem Programm „cosine_coil.c“ von Ferenc Glück verglichen werden kann. Als Messposition wurden zwei Ebenen jeweils bei $x = \pm 0,2$ m gewählt mit Messpunkten von $y = -0,6$ m bis $0,6$ m und $z = -1,8$ m bis $1,8$ m in Abständen von je $0,2$ m.

Die Messung des Hintergrundfeldes ist in Abbildung 5.2 gezeigt. Aufgetragen ist der Betrag der magnetischen Feldstärke über der y - z -Ebene, die roten Werte zeigen das Feld bei $x = -0,2$ m und die Blauen bei $x = 0,2$ m. Abbildung 5.3 zeigt das Magnetfeld an den selben Positionen mit eingeschaltetem Erdmagnetfeldkompensationssystem. Es ist gut zu erkennen, dass das Magnetfeld kompensiert ist, und im zentralen Bereich sehr homogen ist. Die starken Abweichungen finden sich nur in Bereichen jenseits der Ausdehnung des Systems bei $|z| > 1,5$ m. Alle gemessenen Werte befinden sich innerhalb des Radius des Luftspulensystems und die Abweichungen in y -Richtung sind dementsprechend gering. Auch in x -Richtung zeigen sich nur minimale Differenzen zwischen den roten und blauen Messwerten.

5.3 Vergleich des gemessenen Magnetfeldes mit Simulationen

Subtrahiert man vektoriell die beiden Datensätze aus Abbildung 5.2 und 5.3, erhält man das Magnetfeld, welches vom Luftspulensystem erzeugt wird. Dieses ist in Abbildung 5.4 dargestellt, und kann nun mit der oben erwähnten Simulation verglichen werden. Dabei erfolgte die Auswertung an den selben Stellen, an denen auch Messwerte genommen wurden. Das Ergebnis ist in Abbildung 5.5 gezeigt. Um in der Simulation ein Magnetfeld mit der Stärke des gemessenen Feldes zu erzeugen, ergaben sich für die Ströme $I_x = 5,58$ A; $I_z = 17,04$ A. Diese weichen deutlich von den an den Netzgeräten angezeigten Ströme ab. Die Notwendigkeit, den Strom während der Messzeit genauer zu überwachen wird dadurch deutlich. Ansonsten zeigen die Abbildungen eine sehr gute Übereinstimmung in der Form des Feldes, bei den gemessenen Werten sind Reste des Einflusses des Hintergrundfeldes noch zu erkennen. Im zentralen Volumen zeigen jedoch Messung und Simulation ein sehr homogenes Magnetfeld von $32 \mu\text{T}$.

Mit einem derartigen (vereinfachten) Cosinusspulensystem ist es bereits möglich homogene Magnetfelder auch in Skalen von mehreren Metern zu erzeugen, wie sie im eigentlichen KATRIN Experiment benötigt werden.

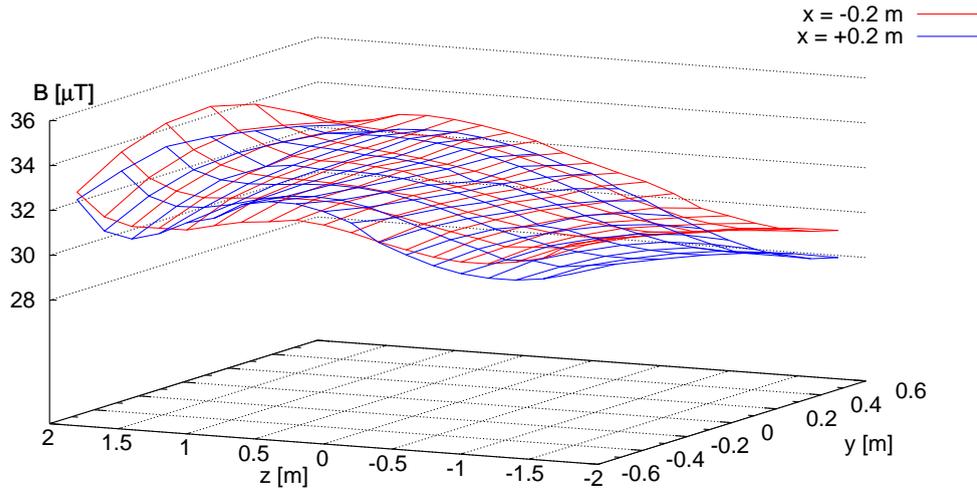


Abbildung 5.2: Das Magnetfeld im Bereich des Testaufbaus des Monitorspektrometer-EMCS ohne Luftspulensystem.

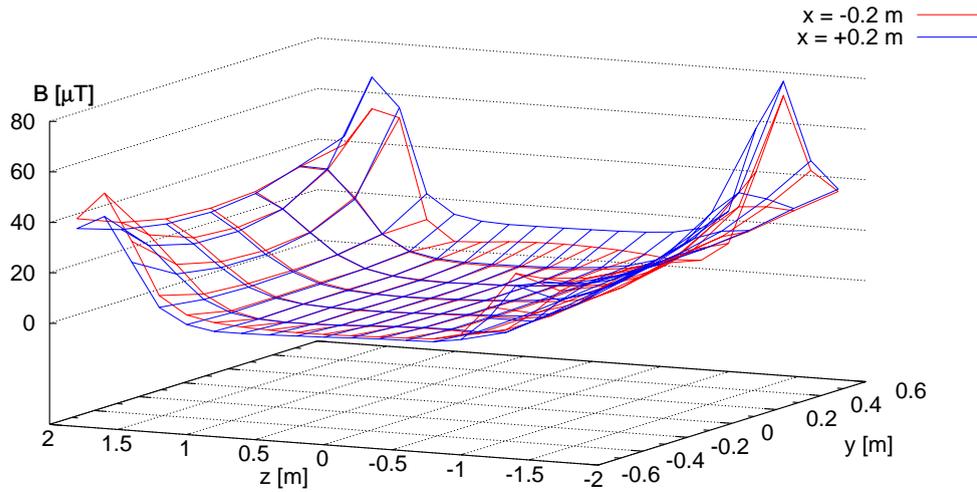


Abbildung 5.3: Das Magnetfeld im Bereich des Testaufbaus des Monitorspektrometer-EMCS mit eingeschaltetem Luftspulensystem.

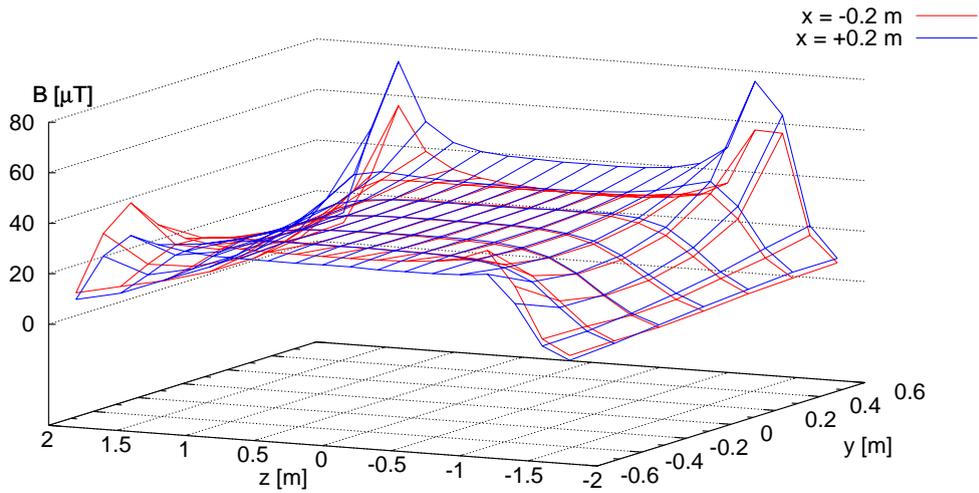


Abbildung 5.4: Das gemessene Magnetfeld des Monitorspektrometer-EMCS.

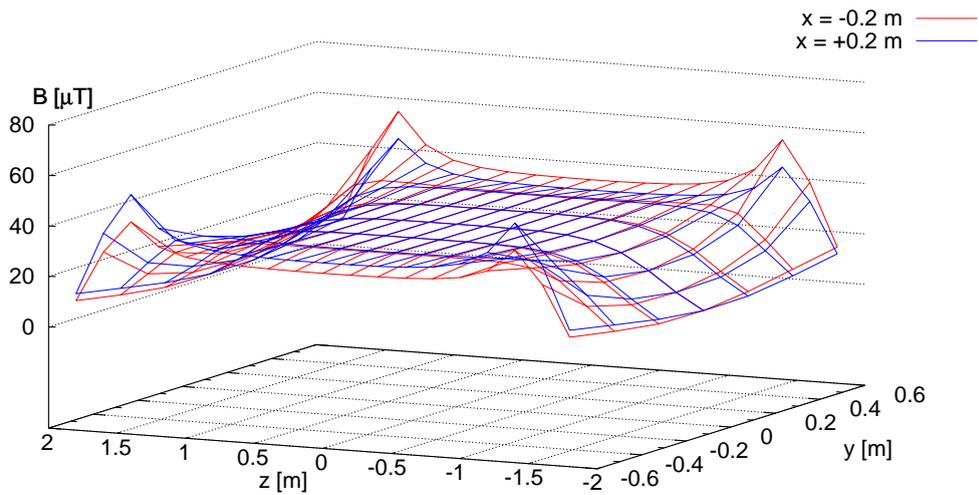


Abbildung 5.5: Das simulierte Magnetfeld des Monitorspektrometer-EMCS.

6. Zusammenfassung und Ausblick

Seit der Postulierung des Neutrinos und dem ersten experimentellen Nachweis hat sich die Neutrinophysik dramatisch weiterentwickelt und stellt heute ein aktives und dynamisches Forschungsgebiet dar. Die Lösung des solaren Neutrino-defizits und der atmosphärischen „Neutrinoanomalie“ und damit die Erkenntnis, dass Neutrinos eine Ruhemasse haben müssen initiierte eine Reihe von Experimenten, deren Ziel die präzise Bestimmung von Oszillationsparametern ist. Auch von kosmologischer Seite besteht großes Interesse an Neutrinos, sie stellen eine Form von heißer Dunkler Materie dar und beeinflussen die Strukturbildung des Universums sowie die Bildung der leichten Elemente kurz nach dem Urknall. Die Mischungswinkel und Massendifferenzen sind aus Oszillationsexperimenten bekannt, doch die absolute Massenskala der Neutrinos bleibt immer noch unbestimmt.

Das Karlsruhe Tritium Neutrino Experiment (KATRIN) ist ein Neutrinomassenexperiment der nächsten Generation. Mit einem hochauflösenden Spektrometer nach dem MAC-E-Filter Prinzip wird es das Energiespektrum des Betazerfalls von Tritium nahe dem Endpunkt mit bisher unerreichter Präzision untersuchen und eine Sensitivität von $0,2 \text{ eV}/c^2$ auf die Masse des Elektronantineutrinos erreichen. Um dieses Ziel zu verwirklichen, müssen Technologien aus vielen Bereichen auf höchstem Niveau weiterentwickelt und verbessert werden.

Eine zentrale Komponente des Spektrometernaufbaus ist das magnetische Führungsfeld, welches die Zerfallselektronen von der Quelle zum Detektor leitet und in der Analyseebene kollimiert, so dass sie vom elektrischen Retardierungspotential nach ihrer Energie gefiltert werden können. Zur Optimierung des Magnetfelds wurden im Rahmen dieser Arbeit wesentliche Beiträge zur Entwicklung eines großen Luftspulensystems geleistet. Mit diesem externen System kann das Feld im gesamten Volumen des Hauptspektrometers beeinflusst werden. Dieses System befindet sich zur Zeit im Aufbau und wird innerhalb weniger Wochen ersten Tests unterworfen.

Im Rahmen dieser Arbeit wurden parallel hierzu zum ersten Mal umfangreiche Magnetfeldmessungen in der Experimentierhalle sowie im Vakuumbehälter des Hauptspektrometers selbst durchgeführt. Ziel der Messungen war es, die Stärke des natürlich vorhandenen Magnetfeldes im Spektrometervolumen zu bestimmen um die späteren Operationsparameter des Erdmagnetfeldkompensationssystems EMCS berechnen zu können. Dies sind explizit die Ströme, mit denen das EMCS betrieben wird.

Nimmt man als zu kompensierende Feldstärke den Mittelwert der gemessenen Felder an, und geht davon aus, dass sich die Quadrate der Komponenten im gleichen Verhältnis wie die des theoretisch berechneten Magnetfeldes aufteilen, so erhält man die in Tabelle 6.1 aufgelisteten Betriebsströme.

Magnetfeldkomponente	Magnetfeld [μT]	Strom [A]
B_x	5,18 μT	15,44 A
B_y	43,91 μT	50,38 A
B_z	20,05 μT	keine Kompensation

Tabelle 6.1: Betriebsströme des EMCS

Ausserdem ergaben die Messungen, dass das magnetische Feld im Volumen des Hauptspektrometers nicht absolut homogen ist, sondern in seiner Stärke variiert. Diese Variationen sind jedoch gering genug, um die Energieauflösung des Experiments nicht zu beeinflussen. Allerdings führen diese Variationen nicht-axialsymmetrische Komponenten in das Magnetfeld des Spektrometers ein, was eine Erhöhung des Untergrundes zur Folge haben kann. In zukünftigen Untersuchungen muss das Ausmaß dieses Effektes bestimmt werden.

Der Ursprung der Variationen des magnetischen Feldes wurde in magnetischen Materialien vermutet, die beim Bau der Halle verwendet wurden. Diese Vermutung konnte durch umfangreiche Messreihen des Magnetfeldes in der Nähe der Wände bestätigt werden. Dabei wurde erkannt, dass die Quellen des Magnetfeldes in der Wand zufällig ausgerichtet und von geringer räumlicher Ausdehnung sind.

Da das EMCS des Hauptspektrometers noch nicht fertiggestellt war, konnte keine direkte Überprüfung der Betriebsströme aus Tabelle 6.1 durchgeführt werden. Doch das hier entwickelte Prinzip wurde erfolgreich am Testaufbau des Erdmagnetfeldkompensationssystem des Monitorspektrometers getestet. Damit konnte gezeigt werden, dass mit den verwendeten Cosinusspulensystemen ausreichend homogene Magnetfelder auch in Ausdehnungen von mehreren Metern erzeugt werden können, und die Simulationen verlässliche Werte liefern.

Nach der Fertigstellung der Luftspulensysteme LFCS und EMCS und abschließenden Arbeiten am Hauptspektrometertank wird dieses Anfang 2010 in Betrieb genommen. In den folgenden Monaten wird das hier vorgestellte elektromagnetische Design durch Testmessung und komplementäre Simulationen weiter optimiert werden. Bis 2012 wird der komplette 70 m lange Aufbau des KATRIN Strahlführungssystems fertiggestellt sein, so dass das gesamte Experiment in Betrieb genommen werden kann und mit bisher nicht erreichter Präzision die Ruhemasse des Neutrinos in einer modellunabhängigen Methode bestimmt werden kann.

A. Technische Details der verwendeten Geräte und Verfahren

A.1 Magnetometer

Für die Magnetfeldmessungen in dieser Diplomarbeit wurde ein „Mag-03MS1000 Three Axis Fluxgate Field Sensor“ der Firma Bartington Instruments verwendet. Dieser Sensor hat einen Messbereich von 0 – 1000 μT für jede Richtungskomponente. Der aktuelle Wert wird durch eine Ausgangsspannung von 0 – 10 V angezeigt. Die technischen Daten des Sensors sind in Tabelle A.1 zusammengefasst. Abbildung A.1 zeigt eine Zeichnung des Gerätes und seiner Anschlüsse.

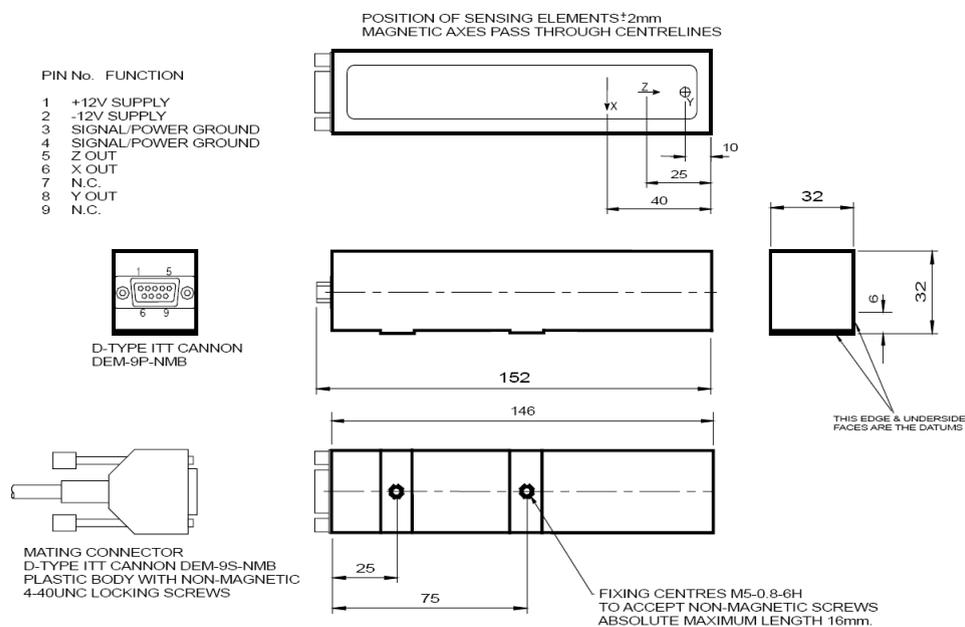


Abbildung A.1: MAG-03 MS Sensor: Die Zeichnung ist dem Handbuch des Sensors [72] entnommen.

Gehäuse	verstärktes Epoxitharz
Abmessungen	32 mm × 32 mm × 152 mm
Befestigung	2× M5 Gewinde
Anschluss	ITT Cannon DEM-9P-NMB
Gegenstecker	ITT Cannon DEM-9S-NMB
Arbeitstemperatur	−40° C – +70° C
Gewicht	160 g
Messbereich	1000 μ T
Umpolfrequenz	15kHz
Orthogonalitätsfehler	0,1°
Betriebsspannung	±12 V
Ausgangsspannung	±10 V
Skala	10mV/ μ T
Ausgangsimpedanz	< 10 Ω
Linearitätsfehler	< 0,0015 %
Bandbreite	0 – 3 kHz
Internes Rauschen	11 – 20 pTrms/ $\sqrt{\text{Hz}}$ bei 1 Hz
Offset Fehler	±50 nT
Skalen-Temperaturkoeffizient	+200ppm/° C
Offset-Temperaturkoeffizient	±0,6nT/° C

Tabelle A.1: Technische Daten des Mag-03 MS 1000 Magnetometers

A.2 Multimeter

Das verwendete Multimeter ist ein METRA HIT ONE PLUS Digitalmultimeter der Firma Gossen-Metrawatt. Als Fehler bei Spannungsmessungen gibt der Hersteller einen Fehler von $\pm(0,5\% + 3 \text{ Digits})$ an.

A.3 Selbstnivellierender Rotationslaser

Um die Positionen in der Hauptspektrometerhalle zu markieren wurde ein selbstnivellierender Rotationslaser vom Typ Hedu FRE 210 verwendet. Die endgültige Abweichung der damit markierten Linien von der Sollposition war 2 cm, wie eine spätere Vermessung der Hauptspektrometerhalle zeigte.

A.4 Analog-Digital-Wandler

Der verwendete Analog-Digital-Wandler ist vom Typ NI USB-6210 der Firma National Instruments mit einem Messbereich von -10 V bis $+10 \text{ V}$ und einer Auflösung von 16 Bit. Während jeder Messung wurden 1000 Werte ausgelesen, daraus der Mittelwert

Kanal	Offset	Standardabweichung
1	0.002398 V	0.0002217 V
2	0.002416 V	0.0002208 V
3	0.002414 V	0.0002216 V

Tabelle A.2: Offset des Analog-Digital-Wandlers

gebildet und die Standardabweichung bestimmt. Durch die Streuung der Messwerte aufgrund der Ungenauigkeit des ADC lässt sich damit ein höhere Genauigkeit erzielen als durch die Auflösung des Wandlers selbst. Die angegebene Standardabweichung der Magnetfeldwerte resultiert damit aus Schwankungen des Magnetfeldes selbst, z.B. durch elektromagnetische Wellen aus Stromleitungen, und dem Rauschen des ADC. Der Analog-Digital-Wandler hat einen Offset, welcher durch eine Messung mit kurzgeschlossenen Eingängen bestimmt wurde. Abbildung A.2 zeigt die Histogramme der Messung und Tabelle A.2 fasst die Korrekturparameter noch einmal zusammen. Bei Messungen von positiven und negativen Spannungen tritt eine Differenz von ca. 5,3 mV auf (siehe Tabelle A.3), diese Differenz ist nicht vom Betrag der gemessenen Spannung abhängig. Die Messwerte wurden mit diesen Parametern korrigiert.

positiv	negativ	Differenz
0,1004 V	-0,0955 V	0,0049 V
0,2100 V	-0,2048 V	0,0052 V
0,3093 V	-0,3040 V	0,0053 V
0,4011 V	-0,3964 V	0,0047 V
0,4993 V	-0,4936 V	0,0057 V
0,6089 V	-0,6040 V	0,0049 V
0,7040 V	-0,6980 V	0,0060 V
0,8084 V	-0,8029 V	0,0055 V
0,8978 V	-0,8928 V	0,0051 V
1,0278 V	-1,0222 V	0,0056 V
Mittelwert		0,0053 V

Tabelle A.3: Differenz zwischen unterschiedlichen Messbereichen des Analog-Digital-Wandlers: Die Messungen die jeweils in einer Zeile stehen wurden bei der gleichen Spannung aufgenommen, jedoch wurden die Eingänge umgepolt.

A.5 Stativ

Zum Aufstellen des Sensors im Hauptspektrometer wurde ein handelsübliches Kamerastativ aus Aluminium verwendet. Während der Messungen wurde festgestellt, dass

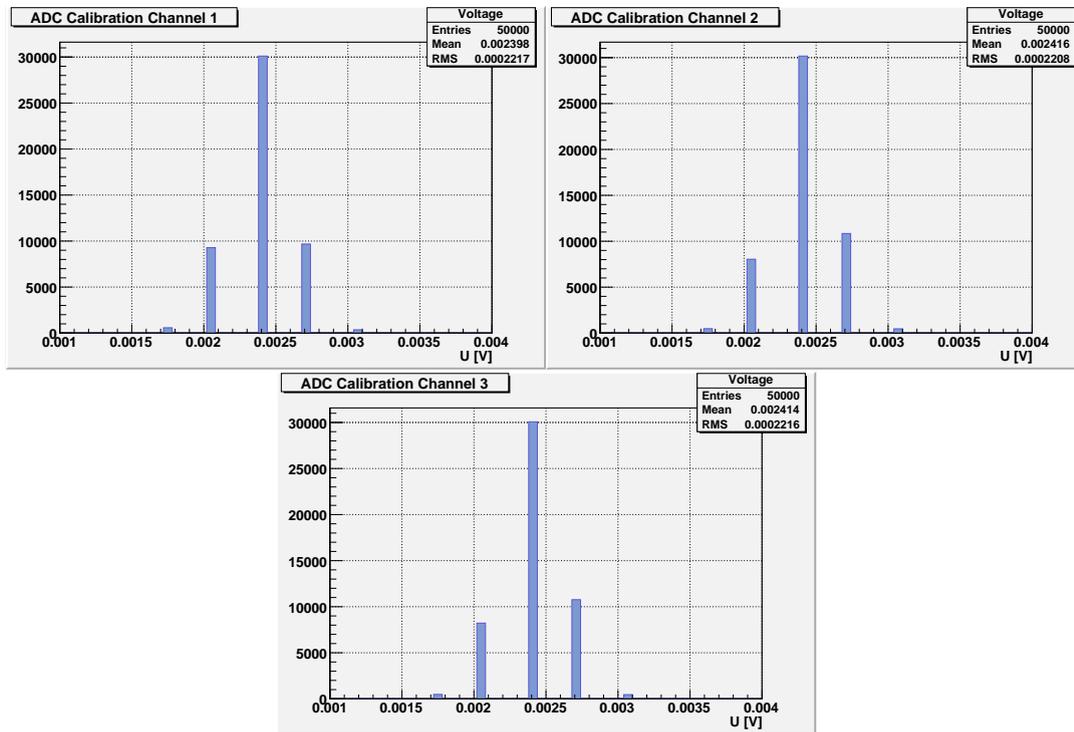


Abbildung A.2: Offset des Analog-Digital-Wandlers: Diese Messungen wurden durchgeführt, während die Eingänge mit dem Erdpotential des AD-Wandlers kurzgeschlossen waren.

Ausrichtung	Korrektur von B [μT]
nach Nord	-0,46
nach Süd	+0,37

Tabelle A.4: Korrekturen auf die Magnetfeldstärken bezüglich des Stativs.

die Stellschrauben magnetisch sind. Diese Magnetisierung erklärt die Abhängigkeit der Messwerte von der Ausrichtung des Stativs in Abschnitt 4.4. Um dies zu korrigieren wurde eine Messung ohne und mit Stativ in verschiedenen Ausrichtungen durchgeführt. Tabelle A.4 zeigt die sich daraus ergebenden Korrekturen. Die Einflüsse des Stativs hängen von der Ausrichtung des Sensors ab. Es verbleibt durch diesen Effekt eine Ungenauigkeit von $\pm 0,25 \mu\text{T}$, dies entspricht einem relativen Wert von $\sim 0,5 \%$.

A.6 Photogrammetrie

Das Verfahren der Photogrammetrie benutzt mehrere zweidimensionale Aufnahmen einer Szene, um daraus dreidimensionale Koordinaten zu berechnen. Dieses Verfahren wird zum Beispiel beim Stereosehen in der Robotik angewandt: Durch eine Kalibration der Kamera ist die Position des Objektivs bekannt, der Bilddurchstoßpunkt wird durch direktes Markieren auf dem Foto festgestellt. Damit lässt sich eine Gerade berechnen,

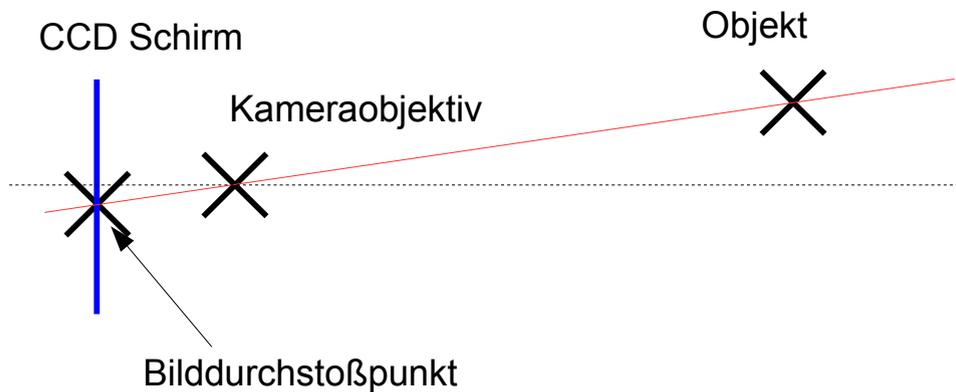


Abbildung A.3: Skizze zur Veranschaulichung der Photogrammetrischen Verfahren: Sind Objektivposition und Bilddurchstoßpunkt bekannt, so lässt sich eine Gerade berechnen, auf der der gesuchte Punkt liegt.

auf der der gesuchte Punkt liegt. Abbildung A.3 zeigt eine Skizze zur Veranschaulichung. Wenn nun eine zweite Kamera, deren Position relativ zur ersten genau bekannt ist, ein weiteres Foto aufnimmt und dort der selbe Punkt markiert wird, so erhält man eine zweite Gerade. Der Schnittpunkt der beiden Geraden liefert dann die gesuchten Koordinaten [73]. Bei der Photogrammetrie ist die Position der zweiten Kamera nicht bekannt, weswegen man ausser dem ersten Foto zwei weitere aus verschiedenen Winkeln aufgenommene Bilder benötigt. Ausserdem müssen auf allen drei Fotos mindestens 6 Punkte markiert und identifiziert sein, um die Positionen und Orientierungen der Kamerastationen zu bestimmen und damit weitere Koordinaten zu berechnen. Diese Prozeduren wurden mit dem Programm PotoModeler Pro 5 durchgeführt, welches dann in einem iterativen Verfahren ein 3D Modell der markierten Szenerie berechnet. Um die absolute Skala und Ausrichtung des Koordinatensystems zu bestimmen kann man die absoluten Koordinaten von drei Punkten angeben, an denen dann das Computermodell ausgerichtet wird. Als Referenzpunkte wurden die Haltebolzen für das innere Elektrodensystem verwendet, deren Positionen mit einem Lasertracker vermessen wurden, die Genauigkeit ist dabei wesentlich besser als 1 mm.

In einem typischen Messprojekt werden die Bolzenpositionen auf ± 50 mm reproduziert. Da die Abstände der Bolzen zu dem Stativ des Magnetometers und der Bolzen untereinander vergleichbar sind, kann man davon ausgehen, dass die Position der Schrauben auf dem Stativ, die zur Markierung dienen, ebenfalls mit dieser Genauigkeit gemessen wird. Für die Kenntnis der Position an sich ist dies völlig ausreichend, da sich der Abstand der Messelemente untereinander ebenfalls im cm-Bereich befindet. Allerdings verhindert diese Ungenauigkeit, dass eine Information über die Orientierung des Sensors gewonnen werden kann.

Bei den Photogrammetrischen Messungen im Hauptspektrometer kam eine Digitalkamera vom Typ Nikon D 80 zum Einsatz.

B. Technische Zeichnungen der Luftspulensysteme

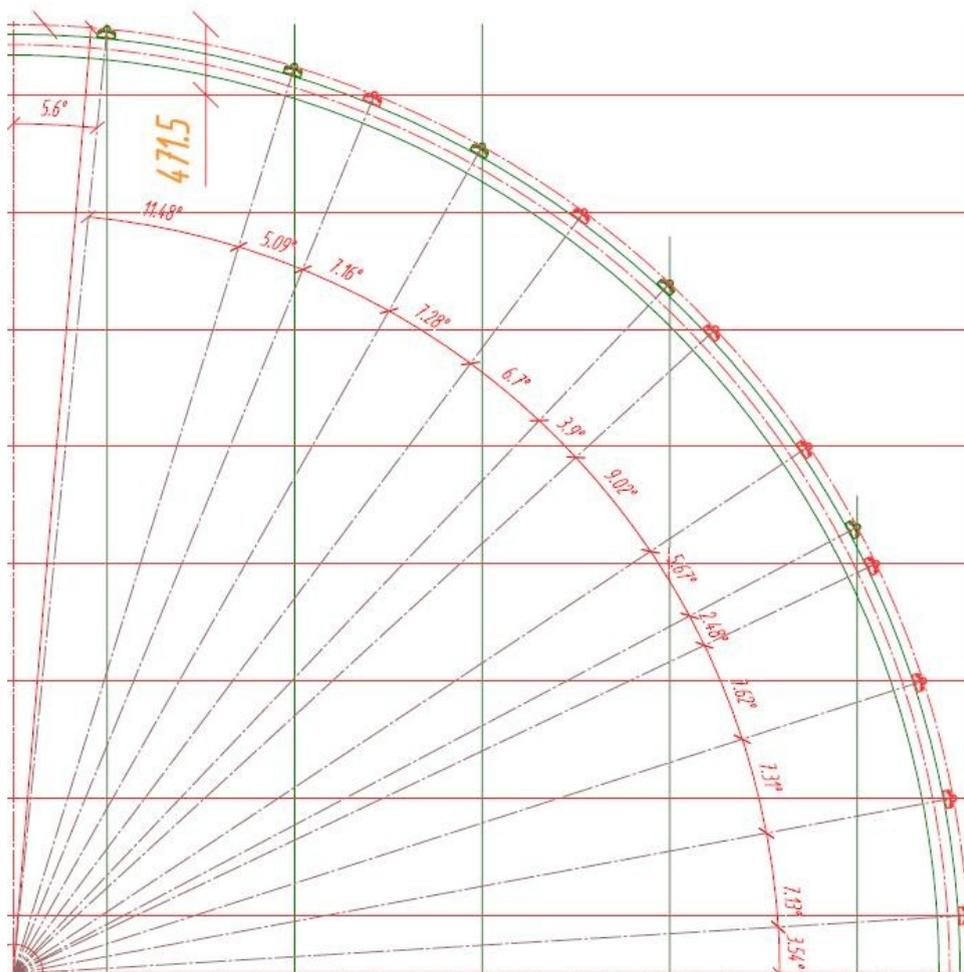


Abbildung B.1: Positionen der EMCS-Kabel: Die Kabel für die Kompensation der y-Komponente sind in rot, die Kabel für die Kompensation der x-Komponente in grün eingezeichnet.

C. Tabellarische Darstellung der Messwerte

x [m]	y [m]	z [m]	B _x [mT]	B _y [mT]	B _z [mT]	B [mT]
9	-5,001	-2,682	0,0004	-0,0317	0,0337	0,0463
6	-5,001	-2,682	0,0053	-0,0409	0,0203	0,0460
3	-5,001	-2,682	0,0050	-0,0424	0,0208	0,0475
0	-5,601	-2,682	0,0037	-0,0439	0,0196	0,0482
-3	-5,001	-2,682	0,0032	-0,0422	0,0181	0,0460
-6	-5,001	-2,682	0,0030	-0,0403	0,0120	0,0422
-9	-5,001	-2,682	-0,0381	-0,0446	-0,0010	0,0587
9	-5,001	0,318	0,0097	-0,0065	0,0329	0,0349
6	-5,001	0,318	0,0064	-0,0407	0,0209	0,0462
3	-5,001	0,318	0,0053	-0,0423	0,0199	0,0470
0	-5,601	0,318	0,0048	-0,0424	0,0192	0,0468
-3	-5,001	0,318	0,0053	-0,0425	0,0182	0,0465
-6	-5,001	0,318	0,0091	-0,0423	0,0166	0,0463
-9	-5,001	0,318	0,0189	-0,0479	0,0426	0,0668
6	-5,001	3,318	0,0076	-0,0427	0,0185	0,0472
3	-5,001	3,318	0,0059	-0,0422	0,0190	0,0467
0	-5,601	3,318	0,0055	-0,0429	0,0190	0,0472
-3	-5,001	3,318	0,0064	-0,0429	0,0191	0,0474
-6	-5,001	3,318	0,0112	-0,0457	0,0188	0,0507
-9	-5,001	3,318	0,0309	-0,0435	-0,0381	0,0656

Tabelle C.1: Messwerte der Magnetfeldmessungen in der Hauptspektrometerhalle

x [m]	y [m]	z [m]	B [μT]	σ_B [μT]
-3,121	-1,452	0,000	45,20524	0,002749
-2,057	-1,483	0,014	45,68486	0,002345
-0,928	-1,165	0,010	46,01593	0,001848
0,048	-1,244	0,008	46,1352	0,000979
1,057	-1,174	0,043	46,31283	0,001851
2,243	-1,471	-0,012	46,61396	0,003215
3,069	-1,457	-0,012	46,79799	0,003347

Tabelle C.2: Daten der ersten Testmessung im Hauptsektrometer

B [μT]	σ_B [μT]	x [mm]	y [mm]	z [mm]
48,831	0,059	-2267	2476	-2463
48,960	0,059	37	2461	-2398
49,231	0,060	2421	2458	-2407
49,617	0,059	3138	2499	-710
49,228	0,058	1197	2511	-803
48,920	0,058	-1011	2515	-773
48,700	0,059	-3119	2505	-767
48,344	0,058	-3949	2476	-471
48,835	0,059	-1878	2508	482
49,154	0,060	98	2517	458
49,467	0,059	2083	2515	547
50,018	0,059	4036	2502	1375

Tabelle C.3: Magnetfeldmessungen auf der oberen Plattform des Interventionssystems im Hauptsektrometer.

B [μT]	σ_B [μT]	x [mm]	y [mm]	z [mm]
49,072	0,060	2837	-2074	2821
48,920	0,058	1389	-2070	2578
48,804	0,058	445	-1927	2567
48,663	0,059	1466	-1817	3911
48,522	0,060	-1544	-2061	2679
48,282	0,059	-2761	-2050	2744
48,103	0,059	-2754	-2055	849
48,437	0,063	-1550	-2078	1000
48,451	0,058	-327	-2031	599
48,569	0,059	590	-2067	1077
48,905	0,059	1368	-2044	795
49,240	0,060	2857	-2062	906
49,275	0,058	2741	-2069	-907
49,024	0,058	1449	-2066	-856
49,303	0,058	520	-2045	-861
49,454	0,057	-503	-2065	-1027
48,631	0,058	-1471	-2057	-826
48,034	0,060	-2731	-2069	-944
48,156	0,056	-3564	-2099	-3094
48,921	0,058	-36	-2051	-2077
49,508	0,065	3494	-2092	-3315

Tabelle C.4: Magnetfeldmessungen auf der unteren Plattform des Interventionssystems im Hauptspektrometer.

B [μT]	σ_B [μT]	x [mm]	y [mm]	z [mm]
49,001	0,059	-1742	3127	2024
48,996	0,058	-869	2516	1978
49,048	0,059	-182	1935	2003
49,090	0,058	375	558	2017
49,295	0,058	1791	276	2064
48,737	0,057	1021	-1129	2727
48,256	0,058	-1269	-1305	2730
48,362	0,058	240	-1143	859
48,652	0,059	1021	-1129	859
48,918	0,058	1853	320	859
48,973	0,060	-866	2508	103
48,942	0,059	-1707	3126	97
48,926	0,057	-889	2505	-1498
48,954	0,059	-43	1692	-1531
49,059	0,058	1915	365	-939
48,803	0,059	1021	-1129	-920
48,582	0,058	296	-992	-2875
48,678	0,060	1021	-1129	-2631
48,834	0,058	1853	320	-2758
48,899	0,059	375	558	-3427
48,863	0,059	55	1710	-3420
48,856	0,059	-849	2511	-3407
48,894	0,058	-1714	3121	-3453

Tabelle C.5: Magnetfeldmessungen auf der Treppe des Interventionssystems im Hauptspektrometer bei verschiedenen z-Positionen.

B [μT]	σ_B [μT]	x [mm]	y [mm]	z [mm]
47,457	0,059	-77	132	10174
47,652	0,059	-1141	128	10193
46,989	0,061	1088	132	10204
47,392	0,060	2292	148	9356
47,357	0,059	1239	134	9405
47,559	0,061	-94	138	9362
47,651	0,059	-1267	142	9305
47,725	0,059	-2375	132	9328
47,802	0,061	-2831	148	8296
47,776	0,060	-1318	159	8280
47,725	0,060	15	170	8262
47,722	0,061	1458	151	8289
47,867	0,060	2799	149	8272
48,339	0,060	3409	152	6945
48,087	0,059	1635	180	6829
47,964	0,060	-90	142	6882
47,953	0,059	-1716	179	6916
47,948	0,060	-3422	171	6886
48,257	0,060	-3981	177	5217
48,416	0,061	-1819	179	5171
48,675	0,059	471	55	4974
48,827	0,060	1858	142	5267
49,256	0,061	3702	161	5313
49,640	0,061	3918	5	830
49,060	0,059	1856	158	936
48,783	0,059	837	291	827
48,276	0,060	-1888	161	805
47,672	0,059	-3783	156	877
47,658	0,060	-3365	156	2576
47,942	0,060	-1825	172	2493
48,290	0,060	-184	119	2544
48,664	0,060	1785	165	2516
48,977	0,058	3325	161	2534
48,669	0,060	2753	155	3939
48,459	0,059	1296	162	3948
48,267	0,059	-71	123	3932
48,062	0,060	-1325	127	3977
47,757	0,060	-2844	146	3861
47,535	0,060	-2865	128	290
47,992	0,059	-1398	150	370
48,275	0,059	-48	169	291
48,528	0,059	1261	135	347
48,897	0,059	2761	142	339

Tabelle wird auf der nächsten Seite fortgesetzt

B [μT]	σ_B [μT]	x [mm]	y [mm]	z [mm]
49,154	0,062	3376	164	-1038
48,744	0,060	1788	167	-1050
48,272	0,060	-20	215	-1115
47,899	0,059	-1874	167	-1057
47,475	0,059	-3436	161	-1075
48,333	0,061	-4063	171	-2754
48,477	0,059	-1786	152	-2752
48,695	0,060	246	87	-2874
48,960	0,060	1930	114	-2706
49,561	0,061	3990	147	-2788
49,021	0,060	3919	161	-5240
48,555	0,059	1791	145	-5048
48,327	0,060	-200	117	-5222
48,358	0,059	-1877	171	-5243
49,036	0,060	-4111	147	-5249
48,001	0,058	-3321	167	-3503
48,115	0,059	-1783	166	-3526
48,240	0,059	-58	129	-3426
48,581	0,059	1803	131	-3541
48,865	0,059	3378	156	-3467

Tabelle C.6: Magnetfeldmessungen in der Äquatorialebene des Hauptspektrometers.

EG Ost		
z [mm]	Summe Divergenz [μT]	Summe Rotation [μT]
-13833		-0,92
-13333	1,30	2,26
-12833	-4,53	2,36
-12333	14,89	2,21
-11833	12,81	0,58
-11333	13,79	-0,97
-10833	6,19	-3,60
-10333	4,87	-8,30
-9833	-0,30	-13,13
-9333	2,69	-18,72
-8833	6,75	-27,18
-8333	2,31	-21,59
-7833	-18,37	-7,55
-7333	-3,25	0,45
-6833	18,61	6,46
-6333	32,14	9,76

Tabelle wird auf der nächsten Seite fortgesetzt

z [mm]	Summe Divergenz [μT]	Summe Rotation [μT]
-5833	40,92	11,41
-5333	48,61	11,92
-4833	37,21	9,21
-4333	37,53	3,78
-3833	38,58	-4,65
-3333	73,98	-16,55
-2833	35,97	-20,98
-2333	-1,35	-17,34
-1833	5,97	-15,50
-1333	6,97	-12,37
-833	0,53	-10,98
-333	-0,08	-11,85
167	2,77	-13,16
667	-1,18	-16,01
1167	7,07	-18,80
1667	23,30	-28,08
2167	47,07	-25,59
2667	16,47	-21,47
3167	-6,00	-22,84
3667	-23,95	-24,80
4167	-39,74	-26,91
4667	-49,26	-27,20
5167	-45,66	-25,38
5667	-35,00	-21,07
6167	-17,26	-13,74
6667	-5,65	-9,79
7167	-25,69	-12,22
7667	26,31	-6,22
8167	7,51	-5,02
8667	14,43	-6,74
9167	12,74	-7,95
9667	6,38	-9,78
10167	-3,50	-12,30
10667	-10,07	-15,72
11167	-15,22	-11,68
11667	-24,19	-5,75
12167	-10,03	0,47

Tabelle C.7: Summen zur näherungsweise Bestimmung der Divergenz und Rotation des Feldes an der östlichen Wand des Erdgeschosses der Hauptspektrometerhalle

UG Ost A		
z [mm]	Summe Divergenz [μT]	Summe Rotation [μT]
-13329		-15,92
-12829	68,08	-23,27
-12329	31,05	-17,61
-11829	-14,22	-9,29
-11329	42,33	9,22
-10829	32,94	8,66
-10329	-18,62	-5,83
-9829	-39,05	-14,94
-9329	-31,66	5,43
-8829	-64,44	19,14
-8329	-81,21	4,94
-7829	-35,77	2,90
-7329	1,34	16,71
-6829	24,71	18,27
-6329	27,68	4,79
-5829	28,26	-6,73
-5329	27,60	-16,50
-4829	34,62	-10,92
-4329	-10,43	-15,52
-3829	18,63	3,83
-3329	-22,99	32,00
-2829	-44,84	27,88
-2329	-21,03	24,65
-1829	-9,01	2,83
-1329	4,42	-10,28
-829	-27,28	-7,24
-329	-13,12	28,61
171	-5,11	51,18
671	-69,08	15,88
1171	-56,63	-22,57
1671	-45,06	-31,61
2171	-51,90	-22,92
2671	-23,77	-6,00
3171	-33,88	-7,97
3671	-36,05	10,70
4171	-20,30	21,48
4671	-5,75	34,80
5171	-13,91	33,90

Tabelle wird auf der nächsten Seite fortgesetzt

z [mm]	Summe Divergenz [μT]	Summe Rotation [μT]
--------	-----------------------------------	----------------------------------

Tabelle C.8: Summen zur näherungsweisen Bestimmung der Divergenz und Rotation des Feldes an der östlichen Wand des Kellergeschosses der Hauptspektrometerhalle, südlicher Teil.

UG Ost B		
z [mm]	Summe Divergenz [μT]	Summe Rotation [μT]
9170		7,87
9670	8,32	-3,52
10170	39,24	-8,64
10670	31,37	-3,02
11170	33,16	-7,77
11670	28,99	-15,01

Tabelle C.9: Summen zur näherungsweisen Bestimmung der Divergenz und Rotation des Feldes an der östlichen Wand des Kellergeschosses der Hauptspektrometerhalle, nördlicher Teil.

EG West		
z [mm]	Summe Divergenz [μT]	Summe Rotation [μT]
-13322		-13,80
-12822	36,76	20,27
-12322	2,06	18,28
-11822	8,86	18,60
-11322	-1,32	35,00
-10822	-6,46	60,23
-10322	-10,81	75,74
-9822	-37,42	71,10
-9322	-95,50	82,19
-8822	-110,17	118,85
-8322	-18,85	99,20
-7822	59,29	34,52
-7322	46,30	-15,95
-6822	16,52	-50,50
-6322	6,37	-65,72
-5822	7,36	-65,04
-5322	3,40	-55,04
-4822	-18,64	-38,01
-4322	-50,27	-24,63
-3822	-110,56	-18,85

Tabelle wird auf der nächsten Seite fortgesetzt

z [mm]	Summe Divergenz [μT]	Summe Rotation [μT]
-3322	-218,64	-6,67
-2822	-152,35	0,33
-2322	21,08	-8,90
-1822	34,02	-18,56
-1322	25,52	-27,44
-822	21,98	-24,46
-322	22,51	-22,66
178	1,09	-35,38
678	-41,12	-45,19
1178	-87,29	-41,96
1678	-147,12	-34,34
2178	-111,32	6,36
2678	28,38	64,31
3178	43,71	83,69
3678	6,42	78,92
4178	-6,97	71,36
4678	-11,13	57,21
5178	-19,07	41,45
5678	-32,83	30,43
6178	-40,33	21,77
6678	-28,06	3,00
7178	50,74	-15,95
7678	96,36	-33,61
8178	40,44	-44,96
8678	12,31	-54,32
9178	4,13	-55,03
9678	6,78	-41,74
10178	1,02	-28,94
10678	-14,44	-21,28
11178	-23,21	-16,36
11678	-51,27	-12,48
12178	-49,67	2,38

Tabelle C.10: Summen zur näherungsweisen Bestimmung der Divergenz und Rotation des Feldes an der westlichen Wand des Erdgeschosses der Hauptspektrometerhalle

UG West		
z [mm]	Summe Divergenz [μT]	Summe Rotation [μT]
-11999		-84,59
-11499	-59,29	-27,95
-10999	-40,13	-23,82

Tabelle wird auf der nächsten Seite fortgesetzt

z [mm]	Summe Divergenz [μT]	Summe Rotation [μT]
-10499	-0,81	-29,04
-9999	102,21	-44,95
-9499	57,25	-57,57
-8999	75,66	-34,17
-8499	169,38	-33,87
-7999	259,19	-16,43
-7499	129,35	-3,39
-6999	-41,91	22,95
-6499	-147,03	55,52
-5999	-198,68	64,14
-5499	-251,80	72,92
-4999	-323,97	68,97
-4499	-161,40	45,87
-3999	77,03	25,69
-3499	224,31	-1,21
-2999	247,67	22,47
-2499	132,26	19,14
-1999	-11,47	43,44
-1499	-57,45	92,51
-999	-173,84	114,54
-499	-162,87	112,66
1	6,99	115,93
501	91,93	92,51
1001	6,71	107,21
1501	-241,70	81,48
2001	-297,61	13,75
2501	-177,33	-3,78
3001	-51,85	-16,70
3501	-30,17	-27,53
4001	-13,56	-57,02
4501	-8,54	-112,99
5001	125,41	-90,45
5501	289,68	-16,01
6001	256,34	32,83
6501	209,88	81,05
7001	199,20	70,44
7501	62,97	49,39
8001	-113,76	39,10
8501	-151,45	27,34
9001	-217,39	57,69
9501	-228,22	78,19
10001	-62,81	76,49
10501	177,66	34,47

Tabelle wird auf der nächsten Seite fortgesetzt

z [mm]	Summe Divergenz [μT]	Summe Rotation [μT]
11001	268,06	39,94
11501	102,13	64,22
12001	-148,57	58,99
12501	-244,07	12,80

Tabelle C.11: Summen zur näherungsweisen Bestimmung der Divergenz und Rotation des Feldes an der westlichen Wand des Kellergeschosses der Hauptspektrometerhalle

Literaturverzeichnis

- [1] J. Chadwick. Verh. d. Deutsch. Phys. Ges. 16 (1914) 383.
- [2] W. Pauli. *Wolfgang Pauli, „Offener Brief an die Gruppe der Radioaktiven bei der Gauvereins- Tagung zu Tübingen“*. Wolfgang Pauli, Collected Scientific Papers, Vol. 2, Interscience, New York (1964) 1316 - 1317.
- [3] E. Fermi. *Versuch einer Theorie der β -Strahlen*. Z. Phys 88(1934) 161-171.
- [4] F. Reines. *The neutrino: from poltergeist to particle*. Rev. Mod. Phys. 68, 317 - 327 (1996).
- [5] J.M. Goulios K. Lederman L.M. Mistry N. Schwartz M. Danby, G. Gaillard und J. Steinberger. *Observation of High-Energy Neutrino Reactions and the Existence of Two Kinds of Neutrinos*. Phys. Rev. Lett. 9 (1962) 36.
- [6] B.M. Pontecorvo. ZhETF 37 (1959) 1751(English translation Sov. Phys. JETP 10 (1960) 1236).
- [7] D. Karlen. Particle Data Group, European Physical Journal C 15 (2000) 357.
- [8] Y. Fukuda et al. *Evidence for oscillation of atmospheric neutrinos*. Phys. Rev. Lett. 81 (1998) 1562.
- [9] Particle Data Group. *Neutrino Properties*. C. Amsler et al. (Particle Data Group), PL B667, 1 (2008) and 2009 partial update for the 2010 edition (url: <http://pdg.lbl.gov>).
- [10] KATRIN Kollaboration. *KATRIN Design Report 2004*. Wissenschaftliche Berichte FZKA 7090.
- [11] A.D. Dolgov. *Neutrinos in cosmology*. Phys.Rept. 370 (2002) 333-535; arXiv:hep-ph/0202122v2.
- [12] Ya. B. Gerstein, S.S. Zeldovich. Pis'ma ZhETF, 4 (1966) 174 (English translation: JETP Letters 4 (1966) 120).
- [13] Ya. B. Shandarin, S.F Zeldovich. *The large-scale structure of the universe: Turbulence, intermittency, structures in a self-gravitating medium*. Rev. Mod. Phys. 61 (1989) 46.

- [14] D.G. York et al. *The Sloan Digital Sky Survey: Technical Summary*. *Astronomical J.*, 120 (2000) 1579.
- [15] M. Colless et al. *The 2dF Galaxy Redshift Survey: spectra and redshifts*. *Mon. Not. R. Astron. Soc.* 328 (2001) 1039.
- [16] M. Tegmark et al. *Cosmological parameters from SDSS and WMAP*. *Phys. Rev. D* 69 (2004) 103501.
- [17] M. Tegmark et al. *The 3D power spectrum of galaxies from the Sloan Digital Sky Survey*. *Astrophys. J.* 606 (2004) 702.
- [18] W. Hu et al. *Weighing neutrinos with galaxy surveys*. *Phys. Rev. Lett.* 80 (1998) 5255.
- [19] J.N. Bahcall und R. K. Ulrich. *Solar models, neutrino experiments, and helioseismology*. *Rev. Mod. Phys.* 60 (1988) 297.
- [20] R. Davis. *A review of measurements of the solar neutrino flux and their variation*. *Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.)* 48 (1996) 284.
- [21] M.H. Basu S. Bahcall, J.N. Pinsonneault. *Solar Models: current epoch and time dependences, neutrinos, and helioseismological properties*. <http://arxiv.org/abs/astro-ph/0010346v2>.
- [22] SNO Collaboration. *Measurement of the rate of $\nu_e + d \rightarrow p + p + e^-$ interactions produced by ^8Be Solar Neutrinos at the Sudbury Neutrino Observatory*. *Phys. Rev. Lett.* 87 (2001) 071301.
- [23] B. Kayser. *The Physics of Massive Neutrinos*. World Scientific, 1989.
- [24] Prof. G. Drexlin. Vorlesung über Astroteilchenphysik an der Universität Karlsruhe.
- [25] CHOOZ collaboration. *Initial Results from the CHOOZ Long Baseline Reactor Neutrino Oscillation Experiment*. [arXiv:hep-ex/9711002v1](https://arxiv.org/abs/hep-ex/9711002v1).
- [26] F Ardellier et al. *Letter of Intent for Double-CHOOZ: a Search for the Mixing Angle Θ_{13}* . [arXiv:hep-ex/0405032v1](https://arxiv.org/abs/hep-ex/0405032v1).
- [27] K. Eguchi et al. *First Results from KamLAND: Evidence for Reactor Antineutrino Disappearance*. *Phys. Rev. Lett.* 90, 021802 (2003).
- [28] M. Güler et al. *An appearance experiment to search for $\nu_\mu\nu_\tau$ oscillations in the CNGS beam : experimental proposal*. CERN-SPSC-2000-028 ; LNGS-2000-25 ; SPSC-P-318.
- [29] Super-Kamiokande Collaboration. *Measurement of atmospheric neutrino oscillation parameters by Super-Kamiokande I*. *Phys. Rev. D* 71 112005 (2005).
- [30] A.A. Elliott, S.R. Hahn und M.K. Moe. *Direct evidence for two-neutrino double-beta decay in ^{82}Se* . *Phys. Rev. Lett.* 59, 2020 - 2023 (1987).

- [31] H. V. Klapdor-Kleingrothaus et al. *Latest results from the HEIDELBERG-MOSCOW double beta decay experiment*. Eur. Phys. J. A 12 (2001) 147 - 154.
- [32] H.V. Klapdor-Kleingrothaus et al. *Search for neutrinoless double beta decay with enriched ^{76}Ge in Gran Sasso 1990-2003*. Phys. Lett. B 586 (2004) 198 - 212.
- [33] M. Pedretti et al. *Cuore Experiment: The search for neutrinoless double beta decay*. Int. J. Mod. Phys. A23 (2008) 3395.
- [34] D. Akimov et al. *EXO: an advanced Enriched Xenon double-beta decay Observatory*. Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.) 138 (2005) 224.
- [35] S. Schönert et al. *The GERmanium Detector Array (GERDA) for the search of neutrinoless $\beta\beta$ decays of ^{76}Ge at LNGS*. Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.) 145 (2005) 242.
- [36] F. Gatti et al. *MARE Microcalorimeter Arrays for a Rhenium Experiment*. <http://mare.dfm.uninsubria.it>, 2006.
- [37] M. Sisti et al. *New limits from the Milano neutrino mass experiment with thermal microcalorimeters*. Nucl. Instr. and Meth. in Phys. A520 (2004) 125.
- [38] C. Kraus et al. *Final results from phase II of the Mainz neutrino mass search in tritium β decay*. Eur. Phys. J. C40 (2005) 447.
- [39] V.M. Lobashev. *The search for the neutrino mass by direct method in the tritium beta-decay and perspectives of study it in the project KATRIN*. Nucl. Phys. A719 (2003) 153c.
- [40] P. Doe. *Status of the focal plane detector (FPD)*. Vortrag beim XVI. KATRIN Kollaborations Meeting, März 2009.
- [41] A. Poon et al. *Rear Section Design Document - Outline of Questions*. Proposal, http://fuzzy.fzk.de/bscw/bscw.cgi/d479671/RearSectionDesignQuestions_v1.pdf, 2008.
- [42] C. Weinheimer. *Laboratory Limits on Neutrino Mass*. G. Altarelli and K. Winters (Eds.), Neutrino Mass, Springer 2003.
- [43] D. A. Robertson, R.G.H. Knapp. Ann. Rev. Nucl. Part.Sci. 38 (1988) 185.
- [44] G. Beamson H Q Porter und D W Turner. *The collimating and magnifying properties of a superconducting field photoelectron spectrometer*. J. Phys. E: Sci. Instrum., Vol. 13, 1980.
- [45] John David Jackson. Dt. Übers. Kurt Müller. Bearb. Christopher Witte. *Klassische Elektrodynamik*. Berlin [u.a.] : de Gruyter, 2006.
- [46] C. Weinheimer et al. *High precision measurement of the tritium β spectrum near its endpoint and upper limit on the neutrino mass*. Phys. Lett. B460 (1999) 219.

- [47] Kathrin Valerius. *Elektromagnetisches Design für das Hauptspektrometer des KATRIN Experiments*. Diplomarbeit, Helmholtz-Institut für Strahlen- und Kernphysik, Universität Bonn.
- [48] J. Kaspar et al. *Effect of energy scale imperfections on results of neutrino mass measurements from β -decay*. Nucl. Instr. and Meth. A 527 (2004) 423.
- [49] T. Thümmeler. *Präzisionsüberwachung und Kalibration der Hochspannung für das KATRIN-Experiment*. Doktorarbeit, Universität Münster.
- [50] M Steidl et al. *Technical Description of the Focal Plane Detector*. Design Document, <http://fuzzy.fzk.de/bscw/bscw.cgi/d417895/Focal%20plane%20detector%20design>
- [51] F. Glueck et al. *Design Document Air Coil System and Magnetic Field Sensor System Version 1*. <http://fuzzy.fzk.de/bscw/bscw.cgi/d530439/Air%20Coil%20System%20and%20Magnetic%20Field%20Sensor%20System.pdf>.
- [52] Th. Thuemmler. *Entwicklung von Methoden zur Untergrundreduzierung am Mainzer Tritium- β -Spektrometer*. Diplomarbeit, Johannes Gutenberg Universität Mainz, 2002.
- [53] F. Glück. *EMD calculations for the new coil system near main spectrometer*. <http://fuzzy.fzk.de/bscw/bscw.cgi/d273480/95-TRP-4153-C1-FGlueck.ppt>, OPTannotate = .
- [54] F. Glück. *The axisymmetric aircoil system and the magnetic field in the main spectrometer*. <http://fuzzy.fzk.de/bscw/bscw.cgi/d208402/95-TRP-4040-A2-FGlueck.ppt>, OPTannotate = .
- [55] N. Wandkowsky. Diplomarbeit in Vorbereitung, Universität Karlsruhe.
- [56] J.W. Clark. *A New Method for Obtaining a Uniform Magnetic Field*. Rev. Sci. Instrum., 9, 320 (1938).
- [57] J.E. Everett. *Spherical coils for uniform magnetic fields*. J.Sci. Instrum., 43, 470 (1966).
- [58] B. Kuffner. *Konstruktionskonzept der Luftspulen für das Hauptspektrometer im KATRIN Experiment*. Projektarbeit 4. Semester, FZK-IK, august 2005.
- [59] M. Richter. *Konstruktionskonzept der Luftspulen für das Hauptspektrometer im KATRIN Experiment*. 1. Praxissemester, FZK-IK, february 2006.
- [60] J.A. Jacobs. *Reversals of the Earth's Magnetic Field, second edition*. Cambridge University Press, 1993.
- [61] R. Müller, U. Stieglitz. *The Geodynamo: Models and Supporting Experiments*. Wissenschaftliche Berichte FZKA 6797.
- [62] S. Macmillan, S. Maus. *International Geomagnetic Reference Field - the tenth generation*. Earth Planets Space, 57, 1135 - 1140, 2005.

-
- [63] M.E. Purucker. *Magsat*. <http://core2.gsfc.nasa.gov/research/purucker/encyclopedia/magsat/MAGSAT.pdf>.
- [64] H. Schwintzer P. Reigber, Ch. Lühr. *CHAMP Mission Status*. Adv. Space Res. Vol. 30, No. 2, pp. 129-134,2002.
- [65] Geoforschungszentrum Potsdam. *IGRF - Deklinationsrechner*. <http://www-app3.gfz-potsdam.de/Declinationcalc/declinationcalc.html>.
- [66] F. Glück. *Steel in the KATRIN buildings and the magnetic field in the main spectrometer*. internal report.
- [67] F. Primdahl. *Review Article: The Fluxgate Magnetometer*. J. Phys. E: Sci. Instrum., Vol. 12, 1979. Printed in Great Britain.
- [68] W. Demtröder. *Experimentalphysik 2: Elektrizität und Optik 2*. Springer.
- [69] EOS Systems Inc. PhotModeler 5 Pro User Manual.
- [70] Detlef Leuchtmann. persönlicher Schriftverkehr.
- [71] S. Zepter. Diplomarbeit in Vorbereitung, Universität Karlsruhe.
- [72] Bartington Instruments. Operation Manual for Mag-03 Three-Axis Magnetic Field Sensors.
- [73] Pedram Azad; Tilo Gockel; Rüdiger Dillmann. *Computer Vision : principles and practice*. Elektor International, [s. l.], 2008.

Danksagung

Abschließend möchte ich mich bei allen herzlich bedanken, die zum Gelingen dieser Arbeit durch ihre Unterstützung beigetragen haben.

Zuerst gilt mein Dank Prof. Guido Drexlin, dafür dass er mir die Gelegenheit gegeben hat mit dieser Arbeit zum KATRIN Projekt beizutragen, sowie für die Motivation und Unterstützung die ich während dieser Arbeit erfahren durfte.

Weiterhin möchte ich mich bei Prof. Thomas Müller bedanken, der mich während der Endphase meines Studiums für die Teilchenphysik begeistert hat und mit seiner eigenen Begeisterung Ansporn gegeben hat in diesem Feld zu arbeiten.

Ich danke allen Mitarbeitern der KATRIN-Arbeitsgruppe am Institut für Kernphysik am Forschungszentrum Karlsruhe für die angenehme Arbeitsatmosphäre und für viele anregende Diskussionen. Besonders danke ich an dieser Stelle Susanne Mertens und Thomas Thümmel für die hervorragende Betreuung und Unterstützung sowie das unermüdliche Korrekturlesen dieser Arbeit.

Auch den Ingenieuren und technischen Mitarbeitern des Instituts für Kernphysik, besonders Herrn Rainer Gumbsheimer, Steffen Lichter und Holger Frenzel, möchte ich danken für ihre Geduld und Unterstützung bei technischen Fragen und den Messungen im Hauptspektrometer.

Sascha Wüstling vom Institut für Prozessdatenverarbeitung und Elektronik möchte ich für seine Hilfe bei Fragen der Datenerfassung und Verarbeitung danken.

Nochmals möchte ich mich bei allen, auch den nicht namentlich genannten, Kollegen, Kommilitonen und Freunden die mich während dieser Arbeit, davor und darüber hinaus moralisch sowie mit Rat und Tat unterstützt haben bedanken.

Zu guter letzt möchte ich noch meinen Gymnasiallehrern Dr. Schulz und Dr. Müller meinen Dank aussprechen, die mich zum ersten mal auf den Pfad der Physik geführt haben und in mir die große Neugier erweckten, die mich dazu bewog diesen weiter zu verfolgen.

Erklärung

Hiermit versichere ich, diese Arbeit selbstständig angefertigt, alle benutzten Hilfsmittel vollständig angegeben und alles kenntlich gemacht zu haben, was aus Arbeiten anderer unverändert oder mit Abänderung entnommen wurde.

Jan Reich, Karlsruhe, September 2009