

INAUGURAL-DISSERTATION
zur
Erlangung der Doktorwürde
der
Naturwissenschaftlich-Mathematischen
Gesamtfakultät
der Ruprecht-Karls-Universität
Heidelberg

Vorgelegt von
Dipl.-Phys. Carmen Regina Ziener
aus Alzenau i. Ufr.
Tag der mündlichen Prüfung: 17.12.2014

Das Spektrometer PERC zur Untersuchung des Neutron-Beta-Zerfalls

Gutachter:

Priv. Doz. Dr. Ulrich Schmidt

Prof. Dr. Norbert Herrmann

Kurzfassung

Die präzise Erforschung der schwachen Wechselwirkung am Zerfall des freien Neutrons ermöglicht es, das Standardmodell zu überprüfen, sowie Physik jenseits dieses Modells zu finden.

Im Rahmen dieser Arbeit wurde das Magnetsystem der strahlungsintensiven und effizienten Protonen-Elektronen Quelle PERC (Proton Electron Radiation Channel) [Dub08] konzipiert. Sie wird bis 2016 am Forschungsreaktor FRM II installiert. PERC ermöglicht es im Vergleich zu dem Vorgängerexperiment PERKEO III durch statistische und systematische Verbesserungen in Kombination mit austauschbaren Sekundärspektrometern die Observablen des freien Neutronenzerfalls mit einer bisher nicht erreichten Präzision von 10^{-4} zu bestimmen. In dieser Arbeit wird das supraleitende Magnetsystem mit seinen technischen und physikalischen Eigenschaften vorgestellt.

Als integraler Bestandteil dieser Arbeit wurde ein Design für einen effizienten Rückstreudetektor entwickelt. Nicht erkannte Rückstreuungseffekte am Detektorsystem von PERC würden die gemessenen Elektronenspektren, beispielsweise für einen Plastikszintillator in der Größenordnung 10^{-3} , verfälschen. In dieser Dissertation werden der Aufbau des Designs erläutert, sowie anhand von Simulationen Rückstreuungseffekte untersucht.

Um Stöße mit Gaspartikeln zu vermeiden, ist es erforderlich, dass sich die Zerfallsprodukte der freien Neutronen in einem Ultrahochvakuumssystem mit einem Druck der Größenordnung 10^{-9} mbar bewegen. Um dies in dem über 12 m langen System zu ermöglichen, wurden im Rahmen dieser Arbeit Titansublimationspumpen und Ionengeretterpumpen gebaut und getestet.

Abstract

The precise investigation of the weak interaction in free neutron decay allows to intensively test the Standard Model and find physics beyond.

In this work, the magnet system of the bright and clean proton- and electron source PERC (Proton Electron Radiation Channel) [Dub08] was developed. It will be installed in 2016 at the research reactor FRM II. Due to improvements in systematics and statistics in comparison to its predecessor PERKEO III, observables of free neutron decay can be determined with the worldwide best precision of 10^{-4} . In this thesis, the technical and physical properties of the magnet system will be discussed.

As a major part of this work, an efficient geometry for a back-scatter detector was developed. Undetected back-scatter events for electrons would disturb the spectra in the order of 10^{-3} for a plastic scintillator. Here, the geometry will be introduced and back-scatter events will be analyzed by simulations.

For the experimental part of the present work, titanium sublimationpumps and ion getterpumps were constructed and tested. As components of the over 12 m long ultra-high vacuum system of PERC they can effectively reduce the pressure to the order of 10^{-9} mbar over the complete length. Therefore collisions of electrons and protons with gas particles will be strongly suppressed.

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Grundlagen	3
2.1	Zerfall des freien Neutrons	3
2.2	Adiabatische Invarianz und magnetischer Spiegeleffekt	6
2.3	$R \times B$ Drift Effekt	8
2.4	Begrenzung eines Elektronen-/Protonenstrahls	8
3	Konzept und Entwicklung des Magnetsystems	11
3.1	Aufbau des Magnetfeldes	11
3.2	Anforderungen an das Design des Magnetsystems	15
3.2.1	Variables Verhältnis B_0 zu B_1 und Magnetfeldhomogenität	15
3.2.2	Lange homogene Zerfallsregion	16
3.2.3	Nutzbare Strahlseparation	16
3.2.4	Adiabatischer Transport	16
3.2.5	Beachtung von Oberflächeneffekten	17
3.2.6	Berücksichtigung von Einbauten und Abschirmbarkeit des Strahlungsuntergrundes	17
3.2.7	Stabilität	17
3.3	Designentwürfe	17
3.3.1	Achsen-verschobenes Design	18
3.3.2	Achsen-verschobenes Design mit separatem Selektor nach entkoppelnder Sektion	19
3.3.3	Achsen-kollineares Design mit separatem Selektor nach entkoppelnder Sektion	21
3.4	Finales Design mit drei Kippspulen	22
3.4.1	Aufbau	22
3.4.2	Elektromagnetische Subsysteme	26
3.4.3	Strahlverlauf der Zerfallsprodukte und der Neutronen	28
3.4.4	Magnetfeld	33
3.4.5	Gewährleistung des adiabatischen Transportes der Zerfallsprodukte	36
3.4.6	Kräfte im System	38
3.4.7	Stabilität	39
3.5	Alternatives Design mit vier Kippspulen	39
3.5.1	Aufbau	39
3.5.2	Elektromagnetische Subsysteme	41
3.5.3	Strahlverlauf der Zerfallsprodukte und der Neutronen	42
3.5.4	Magnetfeld	45
3.5.5	Adiabatischer Transport der Zerfallsprodukte	45
3.5.6	Stabilität	46
4	Messung mit PERC	49
4.1	Komponenten und Einbauten des Magnetsystems	49
4.2	Magnetfeldrückführung	51

4.3	Spektrometer	55
4.4	Capture Flussdichte und Ereignisrate	56
4.5	Korrekturen und verbleibende Fehler	57
5	Design eines Rückstreudetektors und aktiven Elektronenfängers	59
5.1	Rückstreuung vom Primärdetektor	59
5.2	Geometrie	63
5.3	Rückstreuung vom Elektronenfänger	66
5.3.1	Rückgestreute Elektronen	66
5.3.2	Falsch detektierte Elektronen	70
5.3.3	Auswirkung auf die Messgrößen	72
5.4	Strahlungsuntergrund	74
5.5	Einfluss der Totzeit auf die Signalerfassung	77
5.6	Zufällige Koinzidenzen	77
5.7	Stabilität	78
5.8	Kopplung des Führungsfeldes an das Magnetsystem	78
5.9	Adiabatische Bedingung für Neutronen	80
6	Pumpkonzept von PERC	83
6.1	Effektive Pumpgeschwindigkeit und Enddruck	83
6.2	Titansublimationspumpe	86
6.2.1	Funktionsprinzip	86
6.2.2	Bau	87
6.2.3	Testaufbau	88
6.2.4	Test der effektiven Pumpgeschwindigkeit	89
6.2.5	Passives Heizen	93
6.2.6	Verwendung in PERC	96
6.3	Ionengetterpumpe	97
6.3.1	Funktionsprinzip	97
6.3.2	Bau	98
6.3.3	Testaufbau	99
6.3.4	Test der effektiven Pumpgeschwindigkeit	100
6.3.5	Verwendung in PERC	102
7	Zusammenfassung	103
	Anhang	105
A	Simulation supraleitender Spulen	107
A.1	„Magfield3“	107
A.1.1	Eingabe der Spulenparameter	107
A.1.2	Berechnung des Magnetfeldes	108
A.2	ESRF „Radia [®] “	114
B	Spulenparameter	115
C	Supraleiter	119
D	Parameter Magnetfeldrückführung und Rückstreudetektor	121
E	Monte-Carlo-Simulationen	123

F Messergebnisse zu Kapitel 6	125
Literatur	131

1. Einleitung

Die schwache Wechselwirkung war es, die die Bildung der ersten leichten Elemente wie Wasserstoff, Helium und Lithium kurz nach dem Urknall möglich machte. Sie ist auch der Grund, dass im Inneren von Sternen vier Wasserstoffkerne zu einem Heliumkern durch β^+ -Zerfälle umgewandelt werden können. Dabei werden Protonen und Elektronen unter Aussendung von Neutrinos in Neutronen umgewandelt.

In unserer Umwelt macht sich die schwache Kernkraft vor allem durch radioaktive Zerfälle bemerkbar. Zum Beispiel bei protonenreichen Elementen durch β^+ - und bei neutronenreichen Elementen durch β^- -Zerfälle, bei denen Neutronen unter Aussendung von Elektronen und Antineutrinos in Protonen umgewandelt werden.

Im Gegensatz zu den übrigen Grundkräften ist die schwache Kraft in ihrer Reichweite der Größenordnung 10^{-18} m sehr kurz. Die Ursache dafür liegt in der Tatsache, dass sie durch den Austausch der schweren geladenen und neutralen Vektorbosonen W^\pm (Masse: $80 \text{ GeV}c^{-2}$) und Z^0 (Masse: $91 \text{ GeV} c^{-2}$) vermittelt wird. Die größten Besonderheiten der schwachen Wechselwirkung sind jedoch die Symmetriebrechung bezüglich der Parität, die erstmals im Wu-Experiment [Wu57] nachgewiesen werden konnte und die Verletzung der Ladungskonjugations-Paritäts (CP)-Invarianz [Chr64].

Der einfachste semileptonische Prozess der schwachen Wechselwirkung ist der Zerfall des freien Neutrons. Dieser lässt sich trotz seiner mehr als zwanzig Observablen im Standardmodell durch lediglich drei Größen vollständig beschreiben. Damit besteht unter Voraussetzung möglichst präziser Messungen die Möglichkeit dieses Modell intensiv zu testen und dabei vielleicht neue Physik zu entdecken. Die Relevanz dieser Ergebnisse im Bereich der Niederenergiephysik ist dabei ebenso groß, wie die auf dem Gebiet der Hochenergiephysik.

Das Instrument PERC (Proton-Electron-Radiation-Channel) ermöglicht die Untersuchung am Zerfall des freien Neutrons mit einer bisher nie erreichten Präzision von 10^{-4} . Im Vergleich zu den Vorgängerexperimenten, wie z.B. PERKEO II [Mun13] und PERKEO III [Mes11] bedeutet dies eine Verbesserung um eine Größenordnung. PERC wird bis 2016 an der kalten Neutronenquelle des FRM II [FRMIIb] in Garching errichtet.

In PERC werden die Elektronen und Protonen aus dem Zerfall der Neutronen eines kontinuierlichen oder gepulsten Strahls entlang von Magnetfeldlinien in einem fokussierten Strahl aus dem lateral auf $6 \times 6 \text{ cm}^2$ begrenzten Zerfallsvolumen geführt. Um Divergenzverluste zu verhindern, befindet sich dieses innerhalb eines acht Meter langen, nicht depolarisierenden Neutronenleiters [Reb14], in dem ein homogenes Magnetfeld von 1,5 T herrscht. Nur jene Zerfallsprodukte gelangen auf eine austauschbare Detektionseinheit, die eine von 3 T bis 6 T variable magnetische Barriere überwinden können. Die Elektronen und Protonen befinden sich innerhalb von PERC zur Vermeidung von Kollisionen mit Gaspartikeln im Ultrahochvakuum. Dieses Konzept, das in [Dub08] vorgestellt worden ist, besitzt gegenüber seinen Vorgängern systematische sowie statistische Verbesserungen.

Im Verlauf dieser Arbeit ist in Zusammenarbeit mit Xiangzun Wang [Wan12] erfolgreich ein Konzept für das supraleitende System entworfen worden. Als integraler Bestandteil dieser Arbeit ist für PERC das Design für einen effizienten Rückstreudetektor und Elektronenfänger entwickelt

1. Einleitung

worden. Dieser detektiert in Koinzidenz mit der primären Detektionseinheit von dort rückgestreute Elektronen. Wichtig ist dies für die exakte Bestimmung der gemessenen Observablen.

Die Gesamtlänge des supraleitenden Systems von PERC wird über elf Meter betragen. Nur an seinen beiden Enden besteht die Möglichkeit mit kommerziell erhältlichen Pumpen Restgas abzapumpen. Um einen für die Messungen nötigen Druck von besser als 10^{-9} mbar im gesamten System zu erzeugen, ist dies nicht ausreichend. Im Rahmen dieser Arbeit ist die Möglichkeit erfolgreich getestet worden, mit selbstgebaute Titansublimationspumpen und Ionengetterpumpen die Pumpgeschwindigkeit innerhalb des Vakuumsystems zu verbessern. Dadurch kann der erreichbare Enddruck effektiv gesenkt werden.

Zum Verständnis des freien Neutronenzerfalls wird in Kapitel 2 zunächst dieser kurz aus theoretischer Sicht erläutert. Ebenso werden hier einige Grundlagen zum Verhalten von Ladungsträgern in Magnetfeldern sowie einige experimentell grundlegende Sachverhalte erläutert.

In Kapitel 3 werden die im Verlauf der Arbeit diskutierten Konzepte für das supraleitende System zusammen mit dem finalen Design und der hierzu alternativen Implementierung vorgestellt. Dabei werden neben technischen Details auch physikalische Eigenschaften des Systems diskutiert. Ebenso werden in diesem Kapitel die an das Magnetsystem gestellten Anforderungen, sowie das in [Dub08] vorgestellte Konzept von PERC mit den entsprechenden Magnetfeldoperationen erläutert.

Eine Zusammenschau einiger wichtiger Komponenten von PERC folgt in Kapitel 4. Neben der Magnetfeldrückführung [Hai13], die im Rahmen dieser Arbeit auf seine Tauglichkeit untersucht worden ist, wird hier der Strahlplatz in der Osthalle des FRM II zusammen mit den physikalischen Begebenheiten, wie Neutronenflussdichte und der damit in PERC zu erwartender Ereignisrate vorgestellt.

Das Design des Rückstreudetektors und seiner Auswirkung auf die Messung des primären Detektorsystems wird in Kapitel 5 erklärt.

In Kapitel 6 wird demonstriert, wie durch den kombinierten Einsatz von eigens konstruierten Titansublimationspumpen und Ionengetterpumpen die lokale Pumpgeschwindigkeit in der Größenordnung bis 200 ls^{-1} erhöht werden kann. Damit kann beim Einsatz in PERC ein Druck der Größenordnung von 10^{-9} mbar erzeugt und auch gehalten werden.

Abschließend wird in Kapitel 7 eine Übersicht der für PERC wichtigen Beiträge dieser Arbeit präsentiert.

2. Grundlagen

2.1. Zerfall des freien Neutrons

$V - A$ Theorie des Standardmodells

Der Zerfall des freien Neutrons n in ein Proton p , ein Elektron e und in ein Antineutrino $\bar{\nu}_e$ hat seine Ursache in der schwachen Wechselwirkung. Dabei wandelt sich ein Down-Quark d des Neutrons in ein Up-Quark u unter Emission eines elektrisch geladenen Eichbosons W^- ($m_W \approx 80 \text{ GeV}/c^2$) um, das in ein Elektron und in ein Antineutrino zerfällt:

$$d = u + e + \bar{\nu}_e . \quad (2.1)$$

In Abb. 2.1 ist der Zerfall schematisch dargestellt.

Dieser semileptonische Prozess lässt sich als Wechselwirkung zweier schwacher Ströme, dem der Quarks und dem der Leptonen, die durch das Eichboson vermittelt werden, verstehen. In der $V - A$ Theorie haben die Vierer-Ströme j_μ , im Gegensatz zu elektromagnetischen Strömen, sowohl einen Vektoranteil V_μ , als auch einen Axial-Vektoranteil A_μ . Diese sind für ungebundene Quarks und Fermionen entgegengesetzt und gleich groß. Damit lässt sich für erstere schreiben [Fer34, Fie36]:

$$j_\mu = V_\mu - A_\mu = g_w u \gamma_\mu d' - g_w u \gamma_\mu \gamma_5 d' \quad (2.2)$$

und analog für die Fermionen:

$$j_\mu = V_\mu - A_\mu = g_w e \gamma_\mu \nu_e - g_w e \gamma_\mu \gamma_5 \nu_e . \quad (2.3)$$

Hierbei sind g_w die Kopplungskonstante der schwachen Wechselwirkung. Es ist mit d' der Eigenzustand der schwachen Wechselwirkung berücksichtigt, der aus der Transformation der Masseneigenzustände d , s und b durch die Cabbibo-Kobayashi-Maskawa (CKM)-Matrix hervorgeht. Es gilt [Cab63, Kob73]:

$$\begin{pmatrix} d' \\ s' \\ b' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} d \\ s \\ b \end{pmatrix} . \quad (2.4)$$

Die elektroschwachen Ströme der ungebundenen Quarks und Leptonen sind linkshändig und maximal paritätsverletzend.

Insgesamt lässt sich für das Übergangsmatrixelement des Neutronenzerfalls schreiben [Fer34, Fie36]:

2. Grundlagen

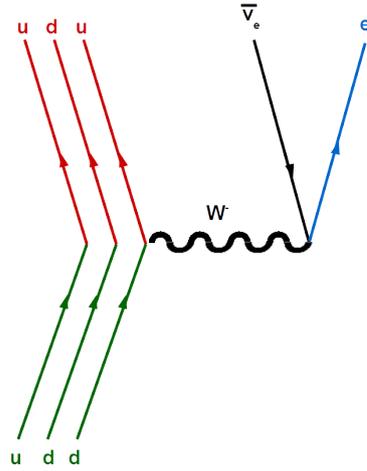


Abbildung 2.1.: Feynman- Diagramm des freien Neutronenzerfalls: Ein Down-Quark des Neutrons wird unter Emission eines W^- Bosons in ein Up-Quark umgewandelt, sodass ein Proton entsteht. Das W^- zerfällt in ein Elektron e^- und in ein Antineutrino $\bar{\nu}_e$.

$$M_n = \frac{G_F}{\sqrt{2}} V_{ud} \left[p \left[\gamma_\mu (1 + \lambda \gamma_5) + \frac{\kappa_p - \kappa_n}{2m} \sigma_{\mu\nu} q^\nu \right] n \right] [e \gamma^\mu (1 - \gamma_5) \nu_e] \quad \text{mit} \quad (2.5)$$

$$G_F = \frac{\sqrt{2}}{8} \frac{g_w^2}{(m_w c^2)^2} .$$

Hierbei ist mit $\lambda = g_A/g_V$ der Einfluss der untereinander wechselwirkenden Quarks im Neutron auf den schwachen Zerfall berücksichtigt. Der Vektorstrom-Anteil des schwachen Zerfalls wird durch diese im Vergleich zum ungebundenen Quark nicht beeinflusst, sodass der Formfaktor $g_V = 1$ ist. Man spricht hier vom erhaltenen Vektorstrom (CVC: Conserved Vector Current). Im Gegensatz dazu wird der Axial-Vektor-Strom durch die Wechselwirkung der Quarks im Neutron beeinträchtigt. Dieser ist aufgrund spontaner Symmetriebrechung nur teilweise erhalten (PCAC: Partially Conserved Axial-Vector Current). Der Formfaktor g_A , der den Axial-Vektoranteil des Neutronenzerfalls beschreibt, ist daher nur nahe bei -1.

Der Faktor $p[(\kappa_p - \kappa_n)/2m_{pn} \cdot \sigma_{\mu\nu} q^\nu]n$ beschreibt den schwachen Magnetismus als weitere Folge des CVC. Hierbei sind κ_p bzw. κ_n die anomalen magnetischen Momente des Protons und des Neutrons, m_{pn} die Summe der Protonen- und Neutronenmasse, q^ν der Impulsübertrag und $\sigma_{\mu\nu} = 1/2i(\gamma_\mu \gamma_\nu - \gamma_\nu \gamma_\mu)$ [Fie36]. Näheres zur hier beschriebenen Theorie des freien Neutronenzerfalls findet sich zusammengefasst in [Dub11].

Die Observablen

Für die Lebenszeit des Neutrons ergibt sich mit Gl. (2.5):

$$\tau_n = \frac{2\pi^3 \hbar^7}{f_R (1 + \Delta_R) m_e^5 c^4} G_F^{-2} |V_{ud}|^{-2} (1 + 3\lambda^2)^{-1} . \quad (2.6)$$

Hierbei bezeichnet f_R den Phasenraumfaktor und Δ_R die Strahlungskorrektur [Mar06]. Der aktuelle Weltmittelwert liegt bei $880,3 \pm 1,1$ s [Oli14].

Für die Zerfallswahrscheinlichkeit eines polarisierten Neutrons ergibt sich nach [Jac57]:

$$d^3W \propto \frac{1}{(2\pi)^5} \frac{G_F^2 |V_{ud}|^2}{2} |M_n|^2 |\vec{p}_e| E_e (E_0 - E_e)^2 dE_e d\Omega_e d\Omega_\nu \cdot \left[1 + a \frac{\vec{p}_e \vec{p}_\nu}{E_e E_\nu} + b \frac{m_e}{E_e} + \langle \vec{s}_n \rangle \cdot \left(A \frac{\vec{p}_e}{E_e} + B \frac{\vec{p}_\nu}{E_\nu} + D \frac{\vec{p}_e \times \vec{p}_\nu}{e E E_\nu} \right) \right]. \quad (2.7)$$

Hierbei sind E_e und E_ν bzw. \vec{p}_e und \vec{p}_ν die Gesamtenergien bzw. Impulse der Elektronen und Neutrinos. Mit $d\Omega_e$ und $d\Omega_\nu$ sind Raumwinkelelemente bezeichnet. Der Term $F(E) = |\vec{p}_e| E_e (E_0 - E_e)^2$ beschreibt den Phasenraumfaktor mit E_0 der Endpunktenergie des Elektronenspektrums.

Die Observablen a und b können beim Zerfall unpolarisierter Neutronen bestimmt werden, die Korrelationskoeffizienten A, B, C und D hingegen beim Zerfall polarisierter Neutronen (Polarisation: $\vec{P}_n = \langle \vec{s}_n \rangle$):

- a : Der Elektron-Antineutrino Korrelationskoeffizient a beschreibt das Winkelverhältnis zwischen \vec{p}_e und \vec{p}_ν . Nach der V-A Theorie hängt a nur von λ ab: $a = (1 - \lambda^2)/(1 + 3\lambda^2)$. Aus Gl. (2.7) ergibt sich die Winkelverteilung der Elektronen- relativ zur Neutrino-Flugrichtung zu $w(\theta) = 1 + av_e/c \cos(\theta)$.

Im Experiment ist a bisher aus dem Protonenspektrum bestimmt worden. Der Mittelwert für $a = -0.103 \pm 0,004$ [Oli14]. Arbeiten, die hierzu beigetragen haben sind u.a. [Str78] und [Byr02].

- b : Der Fierz Interferenz-Term setzt eine linkshändige Skalar- und Tensorwechselwirkung voraus. In der $V - A$ Theorie ist b deswegen gleich Null.

Im Experiment wurde b noch nicht gemessen. In [Hic13] wird b auf Grundlage der Daten des UCNA Experiments von 2010 mit einem Konfidenzniveau von 90 % im Bereich zwischen $-0,044$ und $0,218$ angegeben.

- A : Die sogenannte β -Asymmetrie A beschreibt die Winkelkorrelation der Elektronen Emissionsrichtung relativ zum Neutronenspin. Im $V - A$ Model wird sie durch $A = -2\lambda(\lambda + 1)/(1 + 3\lambda^2)$ ausgedrückt. Hierbei sind Korrekturen aufgrund des schwachen Magnetismus und des Protonenrückstoßes nicht mitberücksichtigt [Wil82].

In Gl. (2.7) beschreibt der erste Term 1 zusammen mit $|\vec{s}_n\rangle A \vec{p}_e / E_e$ die Wahrscheinlichkeitsverteilung der Emissionswinkel θ . Es ergibt sich daraus:

$$w(\theta) = 1 + A \frac{v_e}{c} P_n \cos(\theta). \quad (2.8)$$

Aufgrund der Beteiligung eines Axial-Vektor- und eines Vektor-Anteils ist die β -Asymmetrie paritätsverletzend.

Im Experiment wird A durch das Zählen der Elektronen einer bestimmten kinetischen Energie E mit Flugrichtung in und gegen Richtung des Neutronenspins ($N^\uparrow(E)$ und $N^\downarrow(E)$) bestimmt:

$$A_{exp}(E) = \frac{N^\uparrow(E) - N^\downarrow(E)}{N^\uparrow(E) + N^\downarrow(E)}. \quad (2.9)$$

Das bisher präziseste Ergebnis konnte mit PERKEO II erreicht werden. In [Mun13] konnte $A = 0,11972 \begin{pmatrix} +53 \\ -65 \end{pmatrix}$ bestimmt werden. Damit ergibt sich für $\lambda = -1,2761 \begin{pmatrix} +14 \\ -17 \end{pmatrix}$.

2. Grundlagen

Der Mittelwert von A , der mit diesem Instrument insgesamt gemessen wurde, beträgt $A = -0,11926 \begin{pmatrix} +47 \\ -53 \end{pmatrix}$ und damit $\lambda = -1,2748 \begin{pmatrix} +13 \\ -14 \end{pmatrix}$ [Mun13]. Die Messung mit dem Nachfolgeexperiment PERKEO III [Mes11] wird dieses Ergebnis in seiner Genauigkeit weiter verbessern. In Kürze wird hierzu das Ergebnis veröffentlicht.

- B : In Gl. (2.7) beschreibt der Term mit dem Korrelationskoeffizienten $B = 2\lambda(\lambda - 1)/(1 + 3\lambda^2)$ ($V - A$ Theorie) zusammen mit dem erstem Term 1 die Winkelverteilung zwischen der Spinrichtung der Neutronen und dem Antineutrino-Impuls: $w(\theta) = 1 + BP_n \cos(\theta)$. Unter Berücksichtigung einer möglichen Skalar- und Tensorwechselwirkung (jenseits des Standardmodells) beinhaltet B einen Fierz ähnlichen Term $B' = B + b_v m_e/E_e$ [Jac57, Glü95]. Im Experiment wird B aus der koinzidenten Messung von Elektronen- und Protonenspektren bestimmt. In [Sch07] konnte $B = 0,9807 \pm 0,0030$ ermittelt werden. Ein Mittelwert, der u.a. aus [Ser98, Kre05] und [Sch07] bestimmt wurde, ist $B = 0,9807 \pm 0,0030$ [Oli14].
- C : Der Korrelationskoeffizient zwischen der Impulsrichtung der Protonen und dem Neutronenspin ist nicht explizit in Gl.(2.7) aufgeführt, sondern ist durch A und B über einen kinematischen Faktor x_c verbunden: $C = -x_c(A + B) = x_c 4\lambda/(1 + 3\lambda^2)$ [Glü96, Gud08]. Damit ist die Winkelverteilung $w(\theta) = 1 + 2CP_n \cos(\theta)$. Man spricht hier von der Protonenasymmetrie. Experimentell wurde C erstmals von Schumann et al. [Sch08] zu $C = -0.2377 \pm 0,0026$ aus der koinzidenten Messung von Elektronen und von Protonen ausgelösten Sekundärelektronen bestimmt.
- D : Dieser Korrelationskoeffizient in Gl. (2.7) verbindet die Impulsrichtung der Elektronen und die der Antineutrinos mit der Orientierung der Neutronenspins. Im Standardmodell wird D ausgedrückt durch $D = -2|\lambda| \sin(\phi_{AV})/(1 + 3\lambda^2)$. Hierbei ist ϕ_{AV} die Phase zwischen g_A und g_V . In Gl.(2.7) ist der D enthaltende Term paritätserhaltend, aber Zeitinvarianz verletzend. Die weltweit präziseste Messung konnte D auf einem Konfidenzniveau von 68 % zu $D = (0,96 \pm 1,89_{stat} \pm 1,01_{sys.}) \cdot 10^{-4}$ mit $\phi_{AV} = 180,013^\circ \pm 0,028^\circ$ bestimmen [Mum14].

In Abb. 2.2 findet sich eine graphische Darstellung der Winkelkorrelationen beim Zerfall eines polarisierten Neutrons.

Zusätzlich zu den hier genannten Observablen des freien Neutronenzerfalls treten nach [Jac57] unter Berücksichtigung der Spinrichtung der Elektronen weitere Beobachtungsgrößen auf. Näheres hierzu findet sich zusammengefasst in [Dub11], ebenso wie eine detailliertere Übersicht zu den hier bereits kurz vorgestellten Observablen.

In der $V - A$ Theorie des Standardmodells sind somit die Observablen des freien Neutronenzerfalls nur von λ und der Phase ϕ_{AV} (bei Nichtinvarianz der Zeitumkehr) abhängig. Durch diese Überbestimmung lässt sich das Standardmodell intensiv testen. Zur präzisen Ermittlung von λ sind vor allem die auf diese Größe sensitiven Observablen a und A geeignet, wohingegen sich B zur Suche nach Physik jenseits des Standardmodells eignet.

Zusammen mit dem CKM-Matrixelement $|V_{ud}|$, das aus der Lebenszeit und λ bestimmt werden kann (vgl. Gl. (2.6)), lässt sich der freie Neutronenzerfall vollständig durch drei Größen beschreiben.

2.2. Adiabatische Invarianz und magnetischer Spiegeleffekt

Besitzen geladene Teilchen in Bezug auf ein äußeres homogenes und statisches Magnetfeld eine transversale und eine longitudinale Impulskomponente, so bewegen diese sich, aufgrund der auf

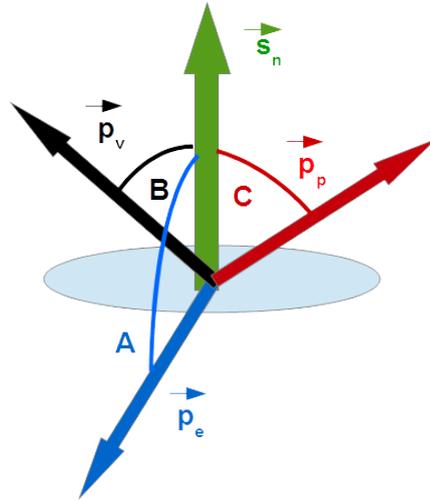


Abbildung 2.2.: Skizze der Winkelkorrelationen beim Zerfall eines polarisierten Neutrons: A: Zwischen dem Neutronenspin \vec{s}_n und der Impulsrichtung des Elektrons \vec{p}_e ; B: Zwischen dem Neutronenspin und dem Impuls des Antineutrinos \vec{p}_v ; C: Zwischen dem Impuls des Protons \vec{p}_p und der Spinrichtung des Neutrons \vec{s}_n .

sie wirkenden Lorentzkraft [Jac02], auf spiralförmigen Bahnen um die Feldlinien. Man nennt dies Gyration. Hierbei ist

$$J = \oint \vec{p}_\perp \cdot d\vec{l} \quad (2.10)$$

das sogenannte Wirkungsintegral, \vec{p}_\perp die Komponente des Teilchenimpulses in transversaler Richtung zum Magnetfeld und $d\vec{l}$ ein Liniensegment entlang der Kreisbahn. Durch Berechnung von Gl. (2.10) nach [Jac02] ergibt sich

$$J = \frac{e}{c} B \pi r_g^2 \quad . \quad (2.11)$$

Hierbei ist r_g der Radius der Kreisbewegung und $B = |\vec{B}|$ der Absolutbetrag der magnetischen Flussdichte. Die Größe $B \pi r_g^2$ wird als magnetischer Fluss durch die Teilchenbahn bezeichnet. Ändert sich entlang der Teilchenbahn B ausreichend langsam, sodass das System als quasi-statisch angesehen werden kann, so ist J eine Konstante. Man spricht hier von adiabatischer Invarianz. Adiabatisch invarianter Transport von Ladungsträgern ist eine essentielle Eigenschaft des PERC Systems, wie in Abschnitt 3.5 noch näher erläutert wird. Diese Invarianz des magnetischen Flusses hat zur Folge, dass mit ansteigendem Magnetfeld der Radius der Kreisbahn abnimmt und der Impuls in transversaler Richtung zum Magnetfeld zunimmt. Es ist v_\perp^2/B ebenfalls adiabatisch invariant. Damit und aus der Konstanz der Teilchengeschwindigkeit folgt:

$$v_{\parallel}(z)^2 = v_0^2 - v_{\perp 0}^2 \frac{B(z)}{B_{z0}} \quad . \quad (2.12)$$

2. Grundlagen

Hier ist $v_{\parallel}(z)$ die longitudinale Geschwindigkeitskomponente und $B(z)$ die magnetische Flussdichte am Ort z . Die Größe B_{z0} ist die magnetische Flussdichte und $v_{\perp 0}$ die transversale Geschwindigkeitskomponente an einem Startpunkt $z = 0$. Mit zunehmender magnetischer Flussdichte in z -Richtung vergrößert sich der Impuls in transversaler Richtung, wodurch gleichzeitig die Geschwindigkeit parallel zur Magnetfeldrichtung bis zum Stillstand ab- und danach in Gegenrichtung wieder zunimmt. Die geladenen Teilchen werden gewissermaßen reflektiert. Man spricht vom magnetischen Spiegeleffekt.

Abhängig von ihrer Flugrichtung relativ zum Magnetfeld werden die Teilchen folglich ab einem gewissen kritischen Winkel θ_{krit} reflektiert. Wie sich aus Gl. (2.12) berechnen lässt, ergibt sich für den Grenzwinkel der Reflektion

$$\theta_{krit}(z) = \arcsin \left(\sqrt{\frac{B(z)}{B_{max}}} \right) . \quad (2.13)$$

B_{max} ist hierbei das Maximum der magnetischen Flussdichte. Fällt hingegen das Magnetfeld in Flugrichtung ab, so werden die geladenen Teilchen in longitudinaler Richtung beschleunigt. Man spricht vom inversen magnetischen Spiegeleffekt.

2.3. $R \times B$ Drift Effekt

Bewegen sich geladene Teilchen in einem gekrümmten statischen Magnetfeld, so kommt es zu einer Driftbewegung senkrecht zum Krümmungsradius \vec{R} und zur Magnetfeldrichtung \vec{B} . Zusätzlich zu dieser Krümmungsdrift gibt es eine Gradientendrift. Die transversale Driftgeschwindigkeit $\vec{v}_{D\perp}$ lässt sich dann insgesamt ausdrücken als [Jac02]:

$$\vec{v}_{D\perp} = \frac{v_{\parallel}^2 + \frac{1}{2}v_{\perp}^2}{\omega \cdot R} \frac{\vec{R} \times \vec{B}}{R \cdot B} \text{ mit } \omega = \frac{eB}{\gamma mc} . \quad (2.14)$$

Hierbei ist v_{\parallel} bzw. v_{\perp} die longitudinale bzw. transversale Komponente der Teilchengeschwindigkeit relativ zu den Magnetfeldlinien. Mit γ ist der Lorentzfaktor und mit m die Teilchenmasse bezeichnet. R ist die Länge des Krümmungsradius.

2.4. Begrenzung eines Elektronen-/Protonenstrahls

Die Begrenzung eines Elektronen-/Protonenstrahls aus dem Zerfall von freien Neutronen, der entlang von Magnetfeldlinien aus dem Zerfallsvolumen geführt wird, ist nötig, befindet sich dieses im Inneren eines Neutronenleiters. Durch Kollisionen der Ladungsträger mit der Leiterwand werden diese dort absorbiert oder enthalten anschließend für die Messung ihrer Spektren falsche Energie- und Winkelverteilungsinformationen.

Die Begrenzung kann durch ein dünnes Fenster aus absorbierendem Material geschehen. Dünn bedeutet, dass gerade noch die schnellsten Zerfallsprodukte absorbiert werden. In Abb. 2.3 ist schematisch ein solcher Rahmen mit der zugehörigen Transmissionsfunktion $T(x)$ gezeigt. Für diese gilt [Dub07, Dub08]:

$$T(x) = \frac{1}{\pi} \frac{\arccos(|x| - f)}{r_g} . \quad (2.15)$$

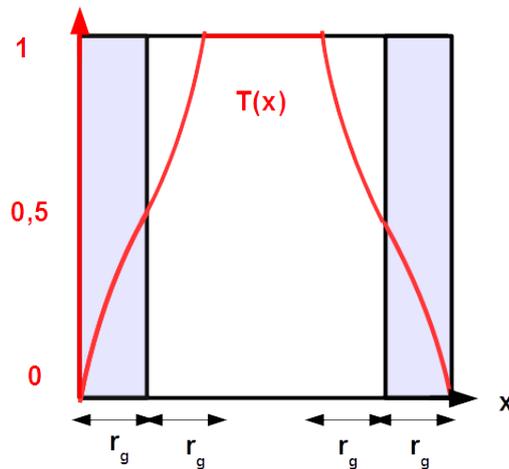


Abbildung 2.3.: Skizze der Transmissionsfunktion $T(x)$ durch ein dünnes Elektronen-/Protonenfenster in Abhängigkeit der Position x des Gyrationssentrums: Der Rahmen des Fensters ist hellgrau unterlegt (Skizze in Anlehnung an [Dub07, Dub08]).

Hier ist $|x|$ die zur Strahlrichtung transversale Position des Gyrationssentrums der Zerfallsprodukte (zentrale Feldlinie) und f die der inneren Rahmenkante. Mit r_g ist der Gyrationradius der Elektronen und Protonen bezeichnet. Mit einem solchen Fenster werden die Ladungsträger herausgefiltert, die aufgrund von Kollisionen mit der Leiterwand im Zerfallsvolumen die falschen Informationen für die Messungen beinhalten. Der Rahmen selbst erzeugt allerdings keinen „Randeffekt“. Die Anzahl der Zerfallsprodukte im Abstand $\pm r_g$ von der Kante des Rahmens, die durch den Rahmen absorbiert werden, obwohl deren Gyrationssentren den Rahmen nicht treffen, ist genauso groß, wie die der Elektronen und Protonen, die im umgekehrten Fall den Rahmen des Fensters nicht treffen, obwohl dies ihre zentralen Feldlinien tun. Durch diese Symmetrie der Transmissionsfunktion des Fensters werden die gemessenen Elektronen- und Protonenspektren und folglich die Messgrößen des freien Neutronenzerfalls nicht beeinflusst.

Im Fall eines Plastiksintillators als Elektronen-/Protonenfenster beträgt die Dicke des Rahmens etwa 2 mm. Ein solch „aktives Fenster“ hätte den Vorteil, dass Streueffekte an diesem durch koinzidente Messung mit einem Primärdetektor unterdrückt werden können und so die eigentliche Messung nicht beeinflussen würden. Ein alternativer Aufbau eines solchen Fensters wäre die direkte Kombination mit einem Primärdetektor. Bei diesem hätten Rückstreuungseffekte zwischen diesem und dem Fenster keine Relevanz [Dub07, Dub08].

3. Konzept und Entwicklung des Magnetsystems

PERC ist als vielseitig einsetzbare, strahlungsintensive und effiziente Quelle von Produkten aus dem Zerfall von kalten ¹, freien Neutronen konzipiert. Das Instrument wird am Neutronenleiter „MEPHISTO“ ² [MLZ14] an der Forschungs-Neutronenquelle Heinz Maier-Leibnitz (FRM II) [FRMIIa] in Garching aufgebaut. In Kombination mit variabel einsetzbaren Spektrometern, wie Szintillatoren oder nachgeschalteten Spektrometern, wie z.B. „aSPECT“ [Zim00, Glü05], sind Hochpräzisionsmessungen mit einer Genauigkeit von 10^{-4} an den Größen des freien Neutronenzerfalls (vgl. Abschnitt 2.1) möglich. Anders als bei bisherigen Instrumenten, mit denen derartige Untersuchungen mit einer Genauigkeit von maximal 10^{-3} , wie z.B. mit PERKEO III [Mes11], durchgeführt wurden, liegt hier das Zerfallsvolumen der Neutronen im Inneren eines acht Meter langen nicht depolarisierenden Neutronenleiters [Reb14]. Durch ein Magnetfeld der Größenordnung 0,5 T bis 6 T können die Elektronen und Protonen danach direkt auf die variable Detektionseinheit geleitet werden. Durch Vermeidung einer „freien“ Flugstrecke des Neutronenstrahls werden Divergenzverluste verhindert. Dies und die Möglichkeit durch das starke Magnetfeld die Protonen und Elektronen auf eine kleine Detektoroberfläche zu projizieren erhöht die Phasenraum-dichte der detektierten Elektronen und Protonen. Das Vorhandensein einer magnetischen Barriere verbessert zudem die Sensitivität und Qualität zukünftiger Messungen im Vergleich zu bisherigen um eine Größenordnung [Dub07, Dub08].

Im Rahmen dieser Arbeit wurde ein Design für das supraleitende Magnetsystem entwickelt, das die gestellten Anforderungen erfüllt. Im Folgenden wird zunächst der prinzipielle Aufbau des Magnetfeldes erläutert. Anschließend werden die Anforderungen, die das supraleitende System erfüllen muss, näher erklärt. Es folgen die für PERC während der Arbeit erstellten Konzepte für das supraleitende System mit Erklärung der spezifischen Eigenschaften und aus welchen Gründen das jeweilige Konzept verworfen wurde.

3.1. Aufbau des Magnetfeldes

Das Magnetfeld von PERC ist in drei Bereiche unterteilt:

- In ein über 6 m langes homogenes Magnetfeld B_0 , das variabel zwischen 0,5 T und 1,5 T einstellbar ist,
- in ein Hochmagnetfeld B_1 , das zwischen 3 T und 6 T variiert werden kann und
- in ein Magnetfeld B_2 mit einer magnetischen Flussdichte von 0,5 T.

Eine Darstellung des Magnetfeldes für $B_1 = 6$ T findet sich in Abb. 3.1.

Im Bereich des Magnetfeldes B_0 befindet sich der acht Meter lange Neutronenleiter mit dem Zerfallsvolumen der kalten, freien Neutronen (vgl. Abschnitt 4.1). Protonen und Elektronen, die in

¹Die kalte Neutronenquelle am Forschungsreaktor Heinz Maier-Leibnitz erzeugt ein Neutronenspektrum mit einer Maxwellverteilung zentriert um 5 meV [FRMIIb].

²Measurement facility for particle physics with cold neutrons.

3. Konzept und Entwicklung des Magnetsystems

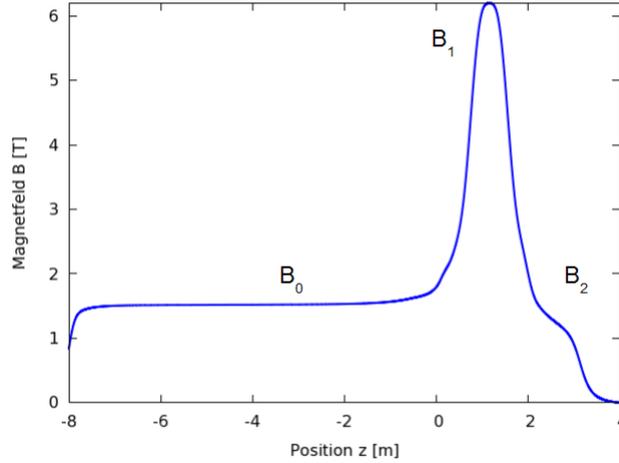


Abbildung 3.1.: Verlauf der magnetischen Flussdichte innerhalb des Spulensystems von PERC.

diesem Abschnitt in einem homogenen Magnetfeld B_0 entstehen und deren Flugrichtung in den Halbraum der Flugrichtung der Neutronen weist, werden entlang von Magnetfeldlinien in einem definierten Strahl einer Querschnittsfläche von $6,0 \times 6,0 \text{ cm}^2$ bis $6,6 \times 6,6 \text{ cm}^2$ (vgl. Abschnitt 4.1) aus dem Neutronenleiter geführt.

Maßgeblichen Einfluss auf die Qualität des detektierten Signals hat das anschließende Hochmagnetfeld B_1 . Durch die Wirkung als magnetischer Spiegel (siehe Unterabschnitt 2.2) können nur Zerfallsprodukte die Barriere überwinden, deren Emissionswinkel in Bezug auf die Richtung des Magnetfeldes kleiner ist als ein kritischer Winkel θ_{krit0} . Die Bedingung hierfür ist:

$$\theta_0 \leq \theta_{krit0} = \arcsin\left(\sqrt{\frac{B_0}{B_1}}\right). \quad (3.1)$$

Wie daraus ersichtlich ist, kann somit der kritische Winkel θ_{krit} durch das Verhältnis der Magnetfelder B_0 und B_1 eingestellt werden. Für PERC sind B_0 zu B_1 Verhältnisse zwischen 1/2 und 1/12 möglich. Der kritische Winkel lässt sich damit zwischen 17° und 45° einstellen.

Aufgrund dieses Effektes und aufgrund einer nach dem Hochmagnetfeld auf B_2 abfallenden magnetischen Flussdichte (siehe unten) kann die Divergenz der Zerfallsprodukte stark eingeschränkt werden. Vor allem bei Asymmetriemessungen beim Zerfall polarisierter Neutronen sind die Produkte wichtig, deren Emissionswinkel klein gegenüber der Spinrichtung der Neutronen sind. Die für die Asymmetrie wichtigen Informationen liegen in der zur Spinrichtung der Neutronen parallelen oder antiparallelen Komponente der Bewegung (vgl. Unterabschnitt 2.1). Somit wird durch das Herausfiltern der Elektronen und Protonen, die weitestgehend wenig Informationen für die Messungen beitragen, das Signal zu Untergrundverhältnis verbessert [Dub07, Dub08].

Bestimmte Größen, wie die experimentell messbare Elektronenasymmetrie $A_{exp}(E)$, sind ohne magnetischen Filter sehr empfindlich auf Magnetfeldinhomogenitäten. Mit der Winkelverteilung der Protonen/Elektronen aus Gl. (2.8) und

$$N^{\uparrow,\downarrow}(E) \propto F(E) \cdot \int_V dV \int_0^{\theta_{krit0}} 2\pi \sin(\theta) \rho(z) (1 \pm A \frac{v_e}{c} P_n \cos(\theta)) d\theta \quad (3.2)$$

ergibt sich für Gl. (2.9):

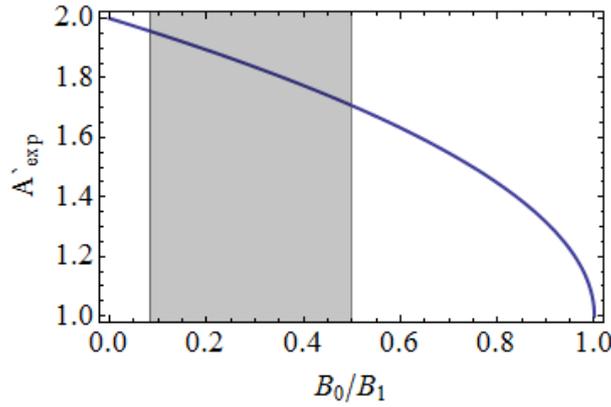


Abbildung 3.2.: Abhängigkeit der experimentelle β -Asymmetrie von verschiedenen Verhältnissen B_0/B_1 . Mit PERC sind Messungen innerhalb des markierten Bereiches möglich.

$$A_{exp}(E) = \frac{1}{2} \cdot A_0(E) \cdot (1 + \cos(\theta_{krit0})) \quad \text{mit} \quad A_0(E) = \frac{v_e}{c} A P_n . \quad (3.3)$$

Hierbei ist c die Lichtgeschwindigkeit, v_e die Geschwindigkeit der Elektronen und P_n die Polarisation der Neutronen. $N^{\uparrow\downarrow}(E)$ ist dabei die Anzahl der Zerfallsprodukte mit Emissionsrichtung in ($N^{\uparrow}(E)$) oder gegen die Spinrichtung ($N^{\downarrow}(E)$) der Neutronen, die die magnetische Barriere überwinden können. V ist das Zerfallsvolumen und $\rho(z)$ die Neutronendichte. $F(E)$ (vgl. Gl. (2.7)) ist der Phasenraumfaktor der Elektronen aus dem Zerfall der freien Neutronen. Für verschiedene Verhältnisse B_0 zu B_1 ist $A'_{exp} = 2 \cdot A_{exp}(E)/A_0(E)$ in Abb. 3.2 graphisch dargestellt. Wie anhand der Kurve zu sehen ist, kann mit einem magnetischen Filter die Asymmetrie in einem sehr weiten, auf Magnetfeldinhomogenitäten unsensiblen Bereich gemessen werden. Dies bedeutet eine verbesserte Systematik der Messungen im Vergleich zum Vorgängerexperiment PERKEO III [Mär06, Mes11]. In PERKEO III ist eine Bestimmung der Observablen des Beta-Zerfalls nur für $B_0/B_1 = 1$ und damit in einem Bereich, der sehr sensitiv auf Inhomogenitäten in der magnetischen Flussdichte ist, möglich.

Aufgrund des magnetischen Hochfeldes B_1 in PERC verringert sich die Zählrate der Zerfallsprodukte im Detektorsystem, das sich nach dieser Barriere befindet (siehe unten), im Vergleich zu jener, die ohne diesen Filter registriert werden würde. Das Verhältnis aus mittlerer gefilterter zu nicht gefilterter Zählrate lässt sich ausdrücken als:

$$N = \frac{N^{\uparrow}(B_0/B_1, E) + N^{\downarrow}(B_0/B_1, E)}{4\pi F(E)} . \quad (3.4)$$

Dies ist in Abb. 3.3 in Abhängigkeit von B_0/B_1 aufgetragen. Die Zählrate für den Messbereich von PERC, der in Abb. 3.3 in grau markiert ist, beträgt zwischen 4 % und 28 % der Zerfallsrate im Neutronenleiter innerhalb des langen Solenoiden. Ein Vergleich dieser mit der detektierbaren Zerfallsrate des freien, divergenten Neutronenstrahls in PERKEO III [Mär06, Mes11] zeigt jedoch eine Steigerung um den Faktor 10 [Dub07, Dub08].

Aufgrund dieses Sachverhaltes bedeutet dies für PERC im Vergleich zu PERKEO III Steigerungen in der Effizienz. Kennzeichnend hierfür ist die sogenannte Güte NA'_{exp} ². Diese ist invers proportional zu der Strahlzeit, die notwendig ist, um eine relative Fehlergenauigkeit der gemessenen Größen zu erreichen [Dub07, Dub08]. Für PERC ist die Güte in Abhängigkeit verschiedener Verhältnisse B_0/B_1 graphisch in Abb. 3.4 aufgetragen.

3. Konzept und Entwicklung des Magnetsystems

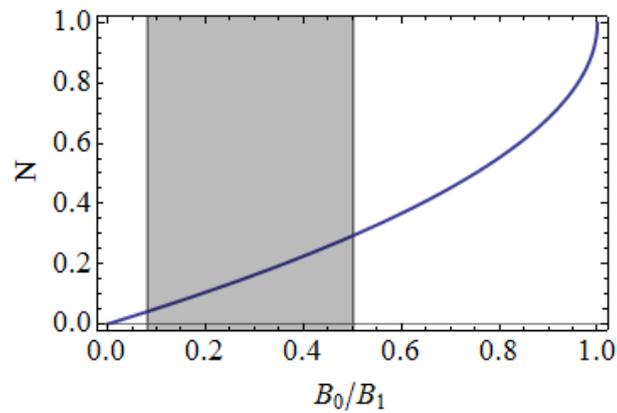


Abbildung 3.3.: Verhältnis aus gefilterter zu nicht gefilterter Zählrate N nach Gl. (3.4) in Abhängigkeit des Verhältnisses B_0/B_1 . Der mögliche Messbereich von PERC befindet sich innerhalb der markierten Fläche.

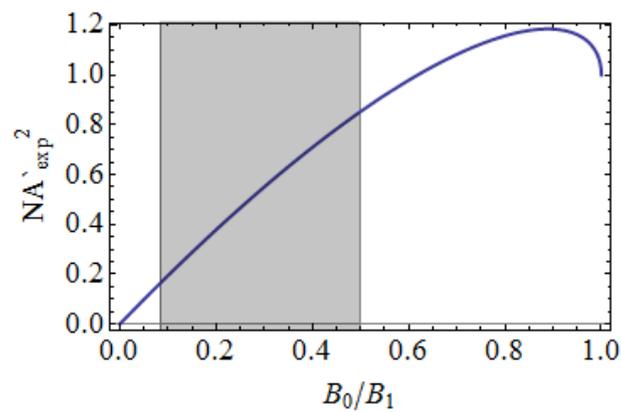


Abbildung 3.4.: Güte der Messungen in Abhängigkeit von B_0/B_1 . Die markierte Fläche beinhaltet den möglichen Messbereich von PERC.

Im Messbereich von PERC, der in Abb. 3.4 grau markiert ist, können die Experimente mit einer Güte von 15 % bis 84 % der Güte ohne magnetischen Filter durchgeführt werden. Wie jedoch oben gezeigt worden ist, überwiegen in diesem Bereich die systematischen Vorteile im Vergleich zu Messungen ohne magnetischen Filter. Im Vergleich zu PERKEO III sind trotz dieser Einschränkungen Steigerungen in der Güte der Messungen auf den Faktor 1,5 bis 8,4 möglich.

Nach dem Hochmagnetfeld B_1 fällt das Magnetfeld auf $B_2 = 0,5$ T am Ende des Spulensystems ab. Der inverse magnetische Spiegeeffekt (vgl. Unterabschnitt 2.2) bewirkt, dass die Elektronen und Protonen in axialer Richtung eine Beschleunigung erfahren. Dies resultiert in kleinen Neigungswinkeln relativ zum Magnetfeld. Nach Gl. (2.13) sind dies für $B_0 = 1,5$ T, $B_1 = 3$ T bzw. 6 T und $B_2 = 0,5$ T maximale Winkel von 24° bzw. 15° . Da in diesem Bereich die Detektionseinheit installiert werden soll (vgl. Abschnitt 4.3), wird streifender Einfall auf den Detektor verhindert und somit eine Rückstreuung von Elektronen minimiert (vgl. Abschnitt 5.1).

Die große magnetische Flussdichte bewirkt einen kleinen Strahldurchmesser auf der Oberfläche des Detektors. Dieser ist bei adiabatischem Transport der Zerfallsprodukte abhängig von B_2 , B_1 und vom Gyrationradius im Zerfallsvolumen (vgl. Gl. (2.11)). Für PERC bedeutet dies bei $B_0 = 1,5$ T, $B_2 = 0,5$ T und einem ursprünglichen Strahldurchmesser von 6 cm eine Strahlbreite von weniger als 10,4 cm.

Die Möglichkeit die im Neutronenleiter entstandenen Zerfallsprodukte auf kleiner Detektoroberfläche zu detektieren bewirkt eine Phasenraumdichte, die die Qualität von Messungen bisheriger Experimente [Mes11, Mun13] um eine Größenordnung verbessert.

3.2. Anforderungen an das Design des Magnetsystems

Um den Verlauf des in Abschnitt 3.1 beschriebenen Magnetfeldes, sowie für die Messungen wichtige Anforderungen zu gewährleisten, gibt es eine Reihe wichtiger Kriterien, die für das Design des Magnetsystems berücksichtigt werden müssen.

3.2.1. Variables Verhältnis B_0 zu B_1 und Magnetfeldhomogenität

Eine Besonderheit des PERC Magnetfeldes ist das variabel einstellbare Verhältnis von B_0 zu B_1 . Mit Veränderung des Magnetfeldes dürfen keine lokalen Minima entstehen. In diesen können Elektronen und Protonen mit $\theta > \theta_{krit}$ aufgrund des magnetischen Spiegeeffektes eingeschlossen werden. Bei Stößen mit Restgaspartikeln, die sich trotz des Ultrahochvakuums (siehe Abschnitt 4.1) im System befinden, können sie befreit werden. Besonders kritisch ist dies im Bereich des Zerfallsvolumens der freien Neutronen. Die Information der ursprünglichen Bewegungsrichtung der Zerfallsprodukte, die in einem solchem Minimum gefangen und anschließend freigesetzt werden, geht verloren. Dies verfälscht die gemessenen Asymmetrien in proportionaler Abhängigkeit zur Minimumtiefe [Mär06].

Um den Fehler der Messgrößen, z.B. der β -Asymmetrie $A_{exp}(E)$, verursacht durch den magnetischen Spiegeeffekt, auf dem Niveau 10^{-4} zu halten, muss das Verhältnis B_0/B_1 mit einer Genauigkeit von 10^{-3} bekannt sein [Dub07, Dub08]. Die Homogenität des Magnetfeldes über den Strahlquerschnitt der Zerfallsprodukte wird deshalb für PERC vor allem für den Bereich des Hochmagnetfeldes B_1 in der Größenordnung 10^{-4} angestrebt.

Ein weiterer Aspekt, der bei der Variation des Hochmagnetfeldes B_1 gewährleistet sein muss, sind sich nicht verändernde Trajektorien der Zerfallsprodukte entlang der Magnetfeldlinien zum Ende des Magnetsystems. Dies ist eine wesentliche Voraussetzung dafür, dass die Position des Detektors während der Messungen nicht verändert werden muss.

3.2.2. Lange homogene Zerfallsregion

In der Zerfallsregion soll über einen Strahlquerschnitt von $6,0 \times 6,0 \text{ cm}^2$ bis $6,6 \times 6,6 \text{ cm}^2$ (siehe auch Abschnitt 4.1) und über eine Mindestlänge von 6 m ein homogenes Magnetfeld B_0 herrschen. Dies garantiert einen möglichst minimalen Einfluss des magnetischen Spiegeleffektes auf die Messgrößen des freien Neutronenzerfalls.

Um dies zu gewährleisten, wird ein Spulenkörper von 8 m Länge benötigt. Ein Durchmesser, der etwa dem vier- bis fünffachen des Strahlquerschnitts entspricht, garantiert zudem die Homogenität des Magnetfeldes senkrecht zur Strahlrichtung.

3.2.3. Nutzbare Strahlseparation

Zur Messung von Zerfallsprodukten in Experimenten ist eine saubere Separation derselben vom Neutronenstrahl erforderlich. Dies erfolgt magnetisch. An welcher Stelle im System dies geschieht, hängt vom gewählten Design der Spulen ab. Im Rahmen dieser Arbeit werden Systeme untersucht, bei denen die Neutronen und geladenen Partikel nach dem Neutronenleiter vor oder im Bereich des Hochmagnetfeldes entkoppelt werden.

Im ersten Fall ist vor Erreichen des Hochmagnetfeldes eine Spule oder Spulenkombination aus gekippten Spulen notwendig, um die Separation zu erreichen. Kritische Stellen für die Erzeugung lokaler Minima sind hierbei Übergänge von gerade zu gekippt angeordneten Spulen.

Im zweiten Fall erfolgt die Entkopplung dadurch, dass die das Hochmagnetfeld erzeugende Spule selbst in ihrer Achse gegenüber der des Neutronenstrahls verkippt ist. Ein Strahlfänger bestehend aus Neutronen-absorbierendem Material (Abschnitt 4.1) mit einer sehr engen Durchlassöffnung für die Zerfallsprodukte ist hier sinnvoll [Dub07, Dub08].

Es ist zu beachten, dass der Mindestabstand der beiden Strahlachsen 10 cm betragen muss, um den Neutronenstrahl sinnvoll mit einem Neutronen-absorbierenden Material blockieren zu können. Die Spulen müssen dabei von ihrem Durchmesser und ihrer Länge so gewählt sein, dass Platz für diesen Einbau besteht.

3.2.4. Adiabatischer Transport

Über die komplette Länge von PERC muss adiabatischer Transport der Ladungsträger (vgl. Abschnitt 2.2) gewährleistet sein. Wäre dies nicht der Fall, würden sich Strahldurchmesser und Anstellwinkel der Zerfallsprodukte relativ zu den Magnetfeldern unkontrollierbar verhalten. Dies bedingt, wie schnell sich die magnetische Flussdichte relativ zur Geschwindigkeit der Elektronen und Protonen ändern darf. Während eines Gyrationzyklus darf sich das Magnetfeld $|\vec{B}(\vec{r})|$ entlang der Flugbahn \vec{r} nur wenig verändern. Die Bedingung hierfür lautet [Dub07, Dub08]:

$$\left| \frac{\partial \vec{B}(\vec{r})}{\partial \vec{r}} \right| \ll \frac{e |\vec{B}(\vec{r})|^2}{2\pi |\vec{p}|}, \quad (3.5)$$

wobei \vec{p} der Teilchenimpuls und e die Elementarladung ist.

3.2.5. Beachtung von Oberflächeneffekten

Eine wesentliche Beeinträchtigung der Messungen, vor allem bei der Spektroskopie der Energie von Protonen, liefern Oberflächeneffekte. Lokale Veränderungen des Potentials von Oberflächen durch Ladungen können zu elektrostatischen Minima und somit zu „Penning-Fallen“ führen, in die Zerfallsprodukte, vor allem Protonen, gefangen werden können [Kon12]. Aus diesem Grund ist bei der Wahl des jeweiligen Spulendurchmessers darauf zu achten, dass der Abstand der Ladungsträger zur Oberfläche der warmen Bohrung (Abschnitt 4.1) mehr als 1 cm betragen kann.

3.2.6. Berücksichtigung von Einbauten und Abschirmbarkeit des Strahlungsuntergrundes

Um sicherzustellen, dass die PERC Messungen weitestgehend frei von störendem Strahlungsuntergrund sind, muss die Spulenanordnung derart gewählt werden, dass unter Verwendung von abschirmendem Material keine freie Sicht vom Detektor auf den langen Neutronenleiter besteht. Da der Strahl aus freien Neutronen einer Divergenz unterliegt, kollidieren im Leitervolumen Neutronen mit den Wänden desselben. Für einen polarisierten Neutronenstrahl liegt die mittlere Länge zwischen zwei aufeinanderfolgenden Kollisionen in der Größenordnung einiger Meter [Dub07, Dub08]. Durch Absorption von etwa 8 % der auf das Material des Leiters treffenden Neutronen [Kla13] entsteht hier eine intensive Quelle von Gammastrahlung, die beim Auftreffen auf den Detektor die Messungen wesentlich beeinflussen kann.

Näheres zum Einfluss des Strahlungsuntergrundes vom Neutronenleiter sowie auch von abschirmendem Material folgt in Abschnitt 4.5.

Bei der Wahl der Spulendimensionen muss weiterhin darauf geachtet werden, dass genügend Platz für Isolierung, Kühlsystem, warme Bohrung (vgl. Abschnitt 4.1), sowie für diverse Halterungen vorhanden ist.

3.2.7. Stabilität

Die Anordnung der Spulen muss so gewählt sein, dass Fertigungsungenauigkeiten in Länge und Abstand der Spulen nur einen geringen Einfluss auf das System haben. Die magnetische Flussdichte darf durch solche Unsicherheiten keine Minima aufweisen. Ebenso dürfen die Trajektorien der Zerfallsprodukte dadurch nicht verändert werden.

3.3. Designentwürfe

In diesem Abschnitt werden die unterschiedlichen Konzepte für das Magnetsystem vorgestellt, die während dieser Arbeit entwickelt und getestet worden sind. Wesentlich hat dieser Prozess dazu beigetragen das finale Design zu entwerfen, das in Abschnitt 3.4 vorgestellt wird.

Im Rahmen dieser Arbeit werden die Simulationen des Magnetsystems mit dem C-basierten Programm „Magfield3“ [Glü06, Glü11a], ebenso wie mit der „Wolfram-Mathematica[®]“ [MAT14] Applikation „Radia[®]“ [RAD14, Eli97, Chu97] durchgeführt. In Anhang A findet sich dazu jeweils eine Beschreibung des Modells, das den Berechnungen des Magnetfeldes zu Grunde liegt.

Für die Berechnungen wurde ein rechteckiger, sogenannter „strand-in profile“ Supraleiter der Abmessung $3,2 \times 2,4 \text{ mm}^2$ angenommen, bei dem NbTi-Filamente in einen Kupferträger eingebettet sind. Näher wird dieser Leiter in Anhang C vorgestellt.

3. Konzept und Entwicklung des Magnetsystems

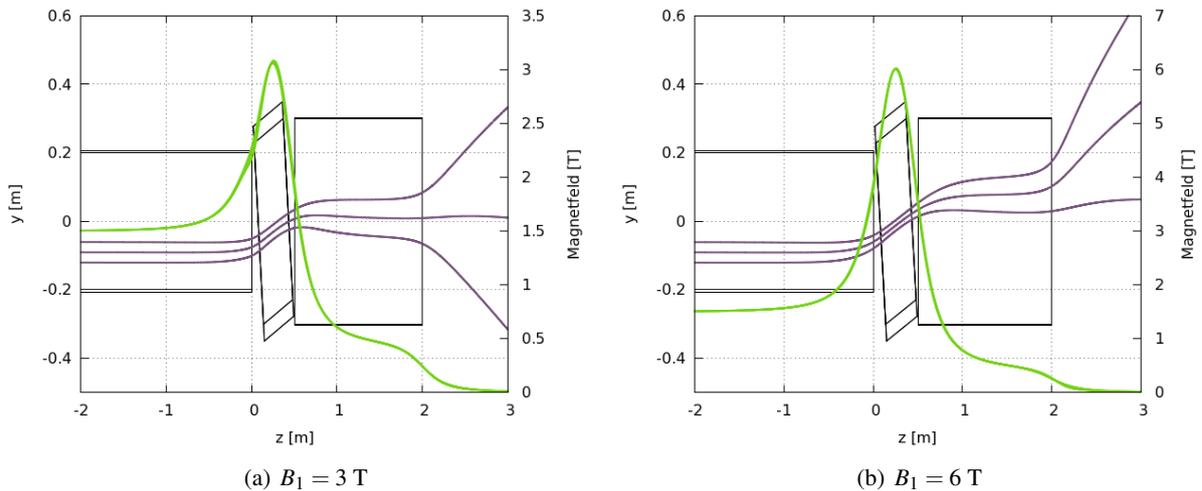


Abbildung 3.5.: Spulenanordnung des Achsen-vershobenen Designs [Dub07, Dub08]: Vom 8 m langen Solenoiden sind 2 m dargestellt. Die magnetische Flussdichte (hellgrün) ist entlang des Elektronen-/Protonenstrahls abgebildet. Stellvertretend für diesen werden die Feldlinien aus dem Zerfallsvolumen mit einer Position von $y = -6$ cm, $y = -9$ cm, und $y = -12$ cm (violett) relativ zur zentralen Achse des langen Solenoiden gezeigt. Mit Variation des Hochmagnetfeldes B_1 von 3 T in (a) nach 6 T in (b) ist eine deutliche Verschiebung der auskoppelnden Feldlinien zu erkennen.

3.3.1. Achsen-vershobenes Design

Das Achsen-vershobene Design ist erstmals in [Dub07, Dub08] vorgestellt worden. Mit diesem können bereits einige wichtige Kriterien des Magnetfeldverlaufs und der korrekten Führung der Zerfallsprodukte aus dem freien Neutronenzerfall erfüllt werden. In Abb. 3.5 findet sich eine Skizze des Spulensystems.

Elektronen und Protonen werden entlang der Feldlinien aus dem 8 m langen Solenoiden, in dem sich der Neutronenleiter mit dem Zerfallsvolumen befindet, geführt und dahinter durch eine um 12° gekippte Spule auf einer Strecke von 10 cm ($B_1 = 6$ T) bzw. 21 cm ($B_1 = 3$ T) vom Neutronenstrahl getrennt. Danach werden die Neutronen durch einen Strahlfänger absorbiert.

Über dem langen Solenoiden liegt das B_0 Feld. Das Hochmagnetfeld B_1 befindet sich auf Höhe der gekippten Spule. Daran schließt sich eine dritte Spule mit einer Länge von 1,5 m an, bis zu deren Ende das Magnetfeld auf den B_2 Wert abfällt. Das gesamte System hat eine Länge von 10 m. In Abb. 3.5 sind nur die letzten zwei Meter des langen Solenoiden gezeichnet. Zusätzlich sind hier für $B_1 = 3$ T (Abb. 3.5 (a)) und $B_1 = 6$ T (Abb. 3.5 (b)) exemplarisch drei Feldlinien abgebildet, die durch den Neutronenleiter an dessen oberer und unterer Kante, sowie durch dessen Mitte laufen ($y = -6$ cm, $y = -9$ cm, $y = -12$ cm). Dabei ist die Position in horizontaler Richtung senkrecht zur Strahlrichtung $x = 0$ cm. Der Neutronenleiter selbst ist im Vergleich zur Achse des langen Solenoiden um 9 cm nach unten verschoben. Der Grund hierfür liegt in einer potentiell besseren Ankopplung der Feldlinien an ein an PERC angeschlossenes Detektorsystem (Abschnitt 4.3). Die für die Simulation des Magnetsystems verwendeten Parameter finden sich in Tab. B.1.

Realisierte Anforderungen

- Entlang des gesamten Weges der Zerfallsprodukte treten keine lokalen Minima im Magnetfeld auf. Getestet worden ist dies über die gesamte Länge der Spulen für B_1 zwischen 3 T und 6 T, für B_0 zwischen 0 T und 1,5 T und für $B_2 = 0,5$ T. Mit diesem Design ist somit die

bereits in Abschnitt 3.2 erläuterte Variabilität der Magnetfeldverhältnisse von B_0 zu B_1 und B_1 zu B_2 realisiert.

- Im Bereich des Hochmagnetfeldes kann eine Homogenität von $2 \cdot 10^{-3}$ ($B_1 = 6$ T) erreicht werden. Dies erlaubt prinzipiell bei genügend genauer Kenntnis von B_0 eine Präzision der Messgrößen von 10^{-4} (vgl. auch Unterabschnitt 3.4.4).
- Es kann hier bereits mit drei Spulen ein Magnetfeldverlauf mit ausreichender Strahltrennung erzielt werden. Eine Separation von 10 cm des Strahlmittelpunktes der Zerfallsprodukte zur zentralen Achse des Neutronenstrahls wird in einer Distanz von 35 cm ($B_1 = 6$ T) bzw. 51 cm ($B_1 = 3$ T) zum Ende des langen Solenoiden erreicht.

Nicht erfüllte Anforderungen

- Wie jedoch ein Vergleich von Abb. 3.5 (a) und Abb. 3.5 (b) erkennen lässt, „verschieben“ sich mit Variation des Hochmagnetfeldes B_1 die Feldlinien zum Ende des Spulensystems stark. Von 3 T bis 6 T beträgt der Unterschied der Feldlinienpositionen mehr als 10 cm. Für ankoppelnde Detektorsysteme macht dies präzise Messungen mit variierenden Magnetfeldverhältnissen B_1 und B_0 ohne Rejustierung der Detektorposition unmöglich. Die Ursache für die starke Abhängigkeit der Feldlinienposition von der magnetische Flussdichte ist in der Anordnung der Spulen begründet: Das variierende Hochfeld B_1 der gekippten Spule „zieht“ die Feldlinien unterschiedlich stark aus dem ursprünglichen Achsenverlauf. Danach findet keine weitere Korrektur dieser Feldlinienpositionen statt.
- Eine weitere Schwierigkeit in diesem Design ist die schlechte Abschirmbarkeit des Detektors, der nach der letzten Spule angebracht wird. Trotz des Neutronen- und Gammastrahlungsabsorbierenden Materials in der Hochfeldspule ist eine direkte Sicht des Detektors auf den Neutronenleiter nicht gänzlich zu vermeiden.

Aus diesen Gründen wurde das ursprüngliche Design in dieser Form verworfen.

3.3.2. Achsen-verschobenes Design mit separatem Selektor nach entkoppelnder Sektion

Mit diesem Design sind bereits einige Mängel des ursprünglichen Designs behoben. Es besteht aus insgesamt fünf Spulen mit zusätzlichen Korrekturwindungen mit einer Gesamtlänge von 11,2 m. In Abb. 3.6 ist der Aufbau schematisch gezeigt. Es sind hier nur die letzten beiden Meter des langen Solenoiden gezeichnet. Zusätzlich sind hier für $B_1 = 3$ T (Abb. 3.6 (a)) und $B_1 = 6$ T (Abb. 3.6 (b)) exemplarisch drei Feldlinien abgebildet, die im Neutronenleiter durch $y = \pm 3$ cm und $y = 0$ cm verlaufen. Dabei ist die Position in horizontaler Richtung senkrecht zur Strahlrichtung $x = 0$ cm. Die zentrale Achse des Leiters, sowie die des langen Solenoiden befinden sich bei $x = y = 0$ cm. Nach dem langen Solenoiden mit einem inneren Durchmesser von 30 cm werden die Zerfallsprodukte durch eine um 16° gekippte Spule auf einer Länge von 10 cm nach dem Ende des Leiters vollständig vom Neutronenstrahl entkoppelt. Anders als im ursprünglichen Design (vgl. Unterabschnitt 3.3.1), erzeugt die Kippspule nicht das Hochmagnetfeld. Dieses befindet sich 1,5 m nach der entkoppelnden Sektion. Auf die Hochfeldspule folgt eine Spule, die das B_2 Feld erzeugt und als Kopplung für nachfolgende Detektorsysteme dient. Der Spulendurchmesser in diesem Bereich beträgt 60 cm. Weitere Details wie Positionierung sowie Abmessungen können Tab. B.2 im Anhang entnommen werden.

3. Konzept und Entwicklung des Magnetsystems

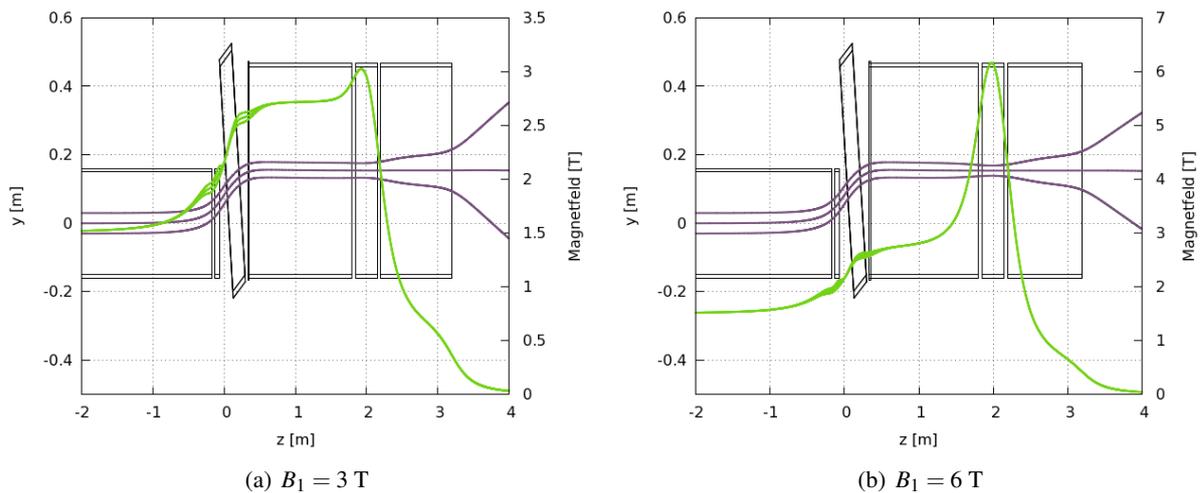


Abbildung 3.6.: Spulenanordnung des Achsen-vershobenen Designs mit B_1 nach der entkoppeln- den Sektion: Vom 8 m langen Solenoiden sind 2 m dargestellt. Die magnetische Flussdichte (hellgrün) ist entlang des Elektronen-/Protonenstrahls abgebildet. Stellvertretend für diesen werden die Feldlinien aus dem Zerfallsvolumen mit einer Position von $y = \pm 3$ cm und $y = 0$ cm (violett) relativ zur zentralen Achse des langen Solenoiden gezeigt. Mit Variation des Hochmagnetfeldes B_1 von 3 T in (a) nach 6 T in (b) ist eine stabile Position der auskoppelnden Feldlinien zu erkennen.

Realisierte Anforderungen

- Auch mit diesem Design treten keine Minima mit Variation des Hochmagnetfeldes B_1 zwischen 3 T und 6 T entlang des Strahls an Zerfallsprodukten in der magnetischen Flussdichte auf. Die Homogenität über den Strahlquerschnitt bei B_1 beträgt $1 \cdot 10^{-3}$.
- Bis zum Ende des Magnetsystems erzeugt eine Variation des Hochfeldes zwischen 3 T und 6 T eine Verschiebung der Feldlinien um weniger als 1 mm. Diese Stabilität wird durch die große Distanz von B_1 zur gekippten Spule erreicht. Dies garantiert eine justagefreie Positionierung des Detektors.
- Der Abstand der Strahlachsen von Neutronen und Zerfallsprodukten beträgt 28 cm nach dem Ende des Zerfallsvolumens 11,1 cm. Diese Separation lässt genügend Raum für abschirmendes Material des Neutronenstrahlfängers. Die kurze Distanz um die Strahlen nach dem Leiter vollständig zu entkoppeln minimiert zudem den Einfluss des steigenden Magnetfeldes auf die Messgrößen (vgl. Unterabschnitt 3.4.4).

Nicht erfüllte Anforderungen

- Die kurze Entkopplungsdistanz basiert darauf, dass bereits vor dem Ende des Neutronenleiters die Feldlinien stark aus ihrem zum Leiter parallelen Verlauf gezogen werden. Dies resultiert bei einem Leiter, der etwa 27 cm vor dem langen Solenoiden endet, in einem Verlust an messbaren Zerfallsprodukten von etwa 20 % durch Kollisionen mit der Leiterwand.
- Der Hauptnachteil dieses Designs ist die unzureichende Abschirmbarkeit des Detektors. Es besteht durch die Achsenverschiebung im Detektorbereich relativ zur zentralen Achse im Zerfallsvolumen trotz aller möglichen Positionierungen von abschirmendem Material immer eine direkte Sicht auf den Leiter. Damit ergibt sich ein hoher Strahlungsuntergrund (vgl. auch Abschnitt 4.5), der eine Signalerfassung nicht zulässt.

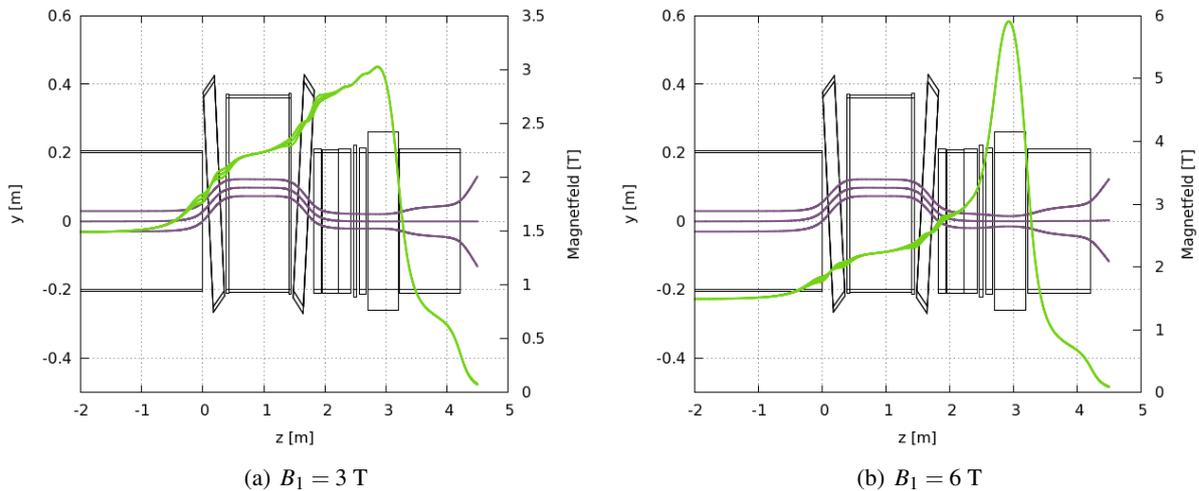


Abbildung 3.7.: Magnetsystem des Achsen-kollinearen Designs mit B_1 nach der entkoppelnden Sektion: Vom 8 m langen Solenoiden sind 2 m dargestellt. Die magnetische Flussdichte (hellgrün) ist entlang des Elektronen-/Protonenstrahls abgebildet. Stellvertretend für diesen werden die Feldlinien aus dem Zerfallsvolumen mit einer Position von $y = \pm 3 \text{ cm}$ und $y = 0 \text{ cm}$ (violett) relativ zur zentralen Achse des langen Solenoiden gezeigt.

3.3.3. Achsen-kollineares Design mit separatem Selektor nach entkoppelnder Sektion

In diesem Design (siehe Abb. 3.7) werden die Elektronen und Protonen nach dem langen Solenoiden ebenfalls durch eine gekippte Spule ($\theta = 16^\circ$) vom Neutronenstrahl separiert. Die beiden Strahlen sind 17 cm nach dem langen Solenoiden voneinander getrennt. Ab einer Entfernung von 43 cm zum langen Solenoiden verläuft der Strahl der Zerfallsprodukte etwa 1 m lang parallel zur zentralen Achse, wobei die Distanz des Strahlmittelpunktes zu dieser 10 cm beträgt. In diesem Bereich kann abschirmendes Material für den Neutronenstrahlfänger platziert werden. Danach werden die Zerfallsprodukte durch eine weitere gekippte Spule ($\theta = -16^\circ$) auf die zentrale Achse zurückgeführt. B_1 wird nach weiteren 1,2 m durchflogen, bevor die magnetische Flussdichte auf einer Länge von 1,3 m auf B_2 abfällt. Das System besteht aus insgesamt 11 Spulen mit zusätzlichen Korrekturwindungen und einer Gesamtlänge von über 12 m. Weitere Details können Tab. B.3 im Anhang entnommen werden.

Realisierte Anforderungen

- Im Gegensatz zu vorherigen Designs (vgl. Unterabschnitt 3.3.1 und 3.3.2) kann durch den Einbau von abschirmendem Material eine direkte Sicht eines hinter der letzten Spule installierten Detektors auf den Neutronenleiter verhindert werden. Dies begründet sich in der Zurückführung der Zerfallsprodukte auf die zentrale Achse.
- Die Strahlseparation von 10 cm ist ausreichend um Material für den Neutronenstrahlfänger zu platzieren.
- Mit Variation des Hochmagnetfeldes verschieben sich die Feldlinien im Bereich von B_2 um weniger als 1,5 mm. Dies garantiert eine stabile Positionierung des Detektors.
- Entlang des Strahls von Zerfallsprodukten treten keine lokalen Minima für B_1 zwischen 3 T und 6 T im Magnetfeld auf. Die Homogenität über den Strahlquerschnitt im Bereich

3. Konzept und Entwicklung des Magnetsystems

von B_1 beträgt $5 \cdot 10^{-4}$. Im Vergleich zu den bereits vorgestellten Designs stellt dies eine Verbesserung dar.

Nicht erfüllte Anforderungen

- Auch in diesem Design werden die Feldlinien bereits vor dem Ende des langen Solenoiden stark aus dem mit der zentralen Achse parallelen Verlauf „gezogen“. Dies resultiert in einem Verlust von 16 % der für die Messung nutzbaren Zerfallsprodukte.
- Ein Kritikpunkt dieses Designs besteht darin, dass 5 kurze Spulen zwischen der zweiten Kippspule und dem Hochmagnetfeld notwendig sind, um lokale Minima zu vermeiden. Es ist eine Konstruktionsgenauigkeit dieser Spulen v.a. im Bereich der zweiten Kippspule von weniger als 1 mm notwendig um ebenfalls Senkungen im Magnetfeld zu vermeiden.

3.4. Finales Design mit drei Kippspulen

In diesem Abschnitt wird das finale Konzept vorgestellt. Es erfüllt alle in Abschnitt 3.2 gestellten Anforderungen. Es handelt sich dabei um eine Achsen-kollineare Anordnung mit dem Filter in der entkoppelnden Sektion.

Es wurde separat von dieser Arbeit von Xiangzun Wang [Wan12] mit dem kommerziell erhältlichen Programm „CST STUDIO SUITE[®]“ [CST14] gerechnet. Dieses parallele Vorgehen ermöglichte es, für den Bau von PERC größtmögliche Sicherheit in Bezug auf die Angabe von Spulenparametern und die angegebenen Magnetfeldwerte zu gewährleisten.

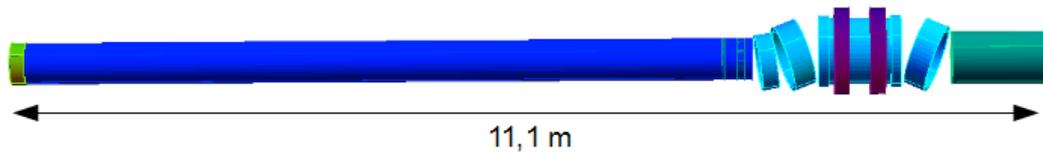
Die Elektronen und Protonen, die innerhalb des 8 m langen Solenoiden entstehen, werden durch zwei gekippte Spulen aus der zentralen Achse gelenkt. Dies dient der Separation vom Neutronenstrahl. Die Zerfallsprodukte, die die magnetische Barriere überwinden können, durchfliegen im Separator und den Filterspulen das Hochmagnetfeld B_1 . Danach werden sie auf die ursprüngliche Strahlachse zurückgeführt, um nach der sogenannten Detektorspule in nachfolgenden Spektrometern detektiert zu werden.

Es existiert neben dem finalen Design mit drei Kippspulen eine alternative Realisierung mit vier Kippspulen. In beiden Anordnungen werden dieselben Prinzipien verfolgt, jedoch an bestimmten Stellen aus verschiedenen Gründen, wie z.B. eine höhere Homogenität des Magnetfeldes vs. Kostenersparnis beim Bau, unterschiedliche Schwerpunkte gesetzt. Ersteres ist schließlich für PERC ausgewählt worden. Zunächst wird diese Anordnung im folgenden Abschnitt mit den Strahlverläufen und Magnetfeldeigenschaften vorgestellt. Anschließend folgen im darauffolgenden Abschnitt eine Zusammenfassung der wichtigsten Punkte, die das alternative vom finalen Design unterscheiden, sowie eine Erläuterung der Vor- und Nachteile.

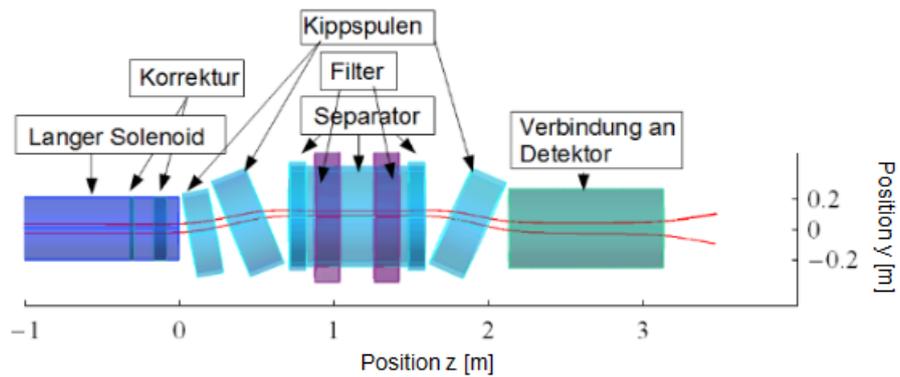
3.4.1. Aufbau

Das System besteht jeweils aus 11 einzelnen Spulen inklusive der Korrekturspulen mit einer Gesamtlänge von 11,1 m. Eine graphische Übersicht der Spulen findet sich in Abb. 3.8 (a). In Abb. 3.8 (b) findet sich eine vergrößerte Darstellung des hinteren Abschnitts des Magnetsystems.

In der Zeichnung sind die Strahlrichtung mit z und die dazu transversal vertikale Richtung mit y bezeichnet. Im folgenden Abschnitt werden die einzelnen Segmente näher erklärt. Genaue Parameter wie Position, Abmessung usw. können zusätzlich in Tab. B.7 im Anhang nachgelesen werden.



(a)



(b)

Abbildung 3.8.: Die Spulenanordnung des finalen Designs: (a) Übersicht über die Spulen; (b) Vergrößerte Darstellung: Vom 8 m langen Solenoiden ist nur 1 m gezeichnet. Der Strahlverlauf der Elektronen und Protonen aus dem Zerfallsvolumen ist durch die roten Linien angedeutet. Die unterschiedliche farbliche Hervorhebung bezieht sich auf die einzelnen Stromkreise (vgl. Unterabschnitt 3.4.2).

3. Konzept und Entwicklung des Magnetsystems

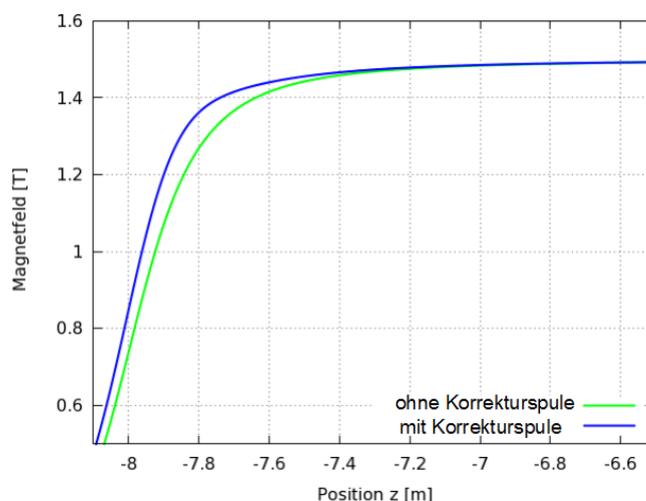


Abbildung 3.9.: Magnetische Flussdichte am Beginn des langen Solenoiden: Durch eine Korrekturspule wird hier das Feld um 0,1 T angehoben. Der Solenoid beginnt bei $z = -8$ m.

Die unterschiedlichen farblichen Hervorhebungen der Spulensegmente in der Darstellung beziehen sich auf die vier einzelnen Stromkreise, mit denen das System gespeist wird. In Unterabschnitt 3.4.2 wird dies näher erläutert.

Langer Solenoid

Der erste Teil dieses Systems ist, wie auch bei allen verworfenen Designs (vgl. Abschnitt 3.3), ein 8 m langer Solenoid, der mit einem inneren Durchmesser von 40 cm und einer Wicklungsstärke von vier Lagen das B_0 Feld erzeugt.

Die beiden Korrekturlücken am Ende der langen Spule, die ebenfalls in Abb.3.8 zu sehen sind, helfen bei der Vermeidung lokaler Minima im Magnetfeld. Diese Unterbrechungen in der durchgehenden Wicklung der langen Spule sind jeweils eine Windung tief und einige Zentimeter lang. Weitere Details, wie ihre genaue Länge und Positionierung können Tab. B.7 im Anhang entnommen werden. Eine zusätzliche Korrekturspule ist am Anfang des langen Solenoiden auf die Windungen desselben aufgebracht, um eine möglichst lange Region mit konstantem, homogenem Magnetfeld zu gewährleisten.

In Abb. 3.9 ist der Betrag des Magnetfeldes am Anfang des Solenoiden mit und ohne Korrekturwindung dargestellt. Durch diese wird das Magnetfeld um 0,1 T „angehoben“. Dies verbessert die longitudinale Homogenität des B_0 Feldes (vgl. Unterabschnitt 3.4.4).

Kippspule 1 und 2

An den langen Solenoiden schließen sich zwei gekippte Spulen an (siehe Abb. 3.8): Der Zweck dieses Spulenabschnittes ist eine effiziente Separation der Zerfallsprodukte vom Neutronenstrahl. Auf möglichst kurzer Distanz soll nach dem langen Solenoiden die Trennung erfolgen, wohingegen in diesem im Bereich des B_0 Feldes die Elektronen und Protonen möglichst lange unabgelenkt bleiben sollen (vgl. Unterabschnitt 3.4.3). Durch die Kombination von zwei Kippspulen wird dies erreicht.

Die erste Kippspule (nach dem langen Solenoiden) mit einem inneren Durchmesser von 51 cm und einer Neigung von $10,5^\circ$ verursacht nur eine kleine Ablenkung der Magnetfeldlinien von der zentralen Achse des langen Solenoiden. Die zweite, größere Kippspule mit einem inneren Durchmesser von 56 cm und einer Schräglage von 22° lenkt den Strahl der Zerfallsprodukte möglichst auf die zentrale Achse der nachfolgenden Filterspulen mit dem Bereich größter Homogenität des Magnetfeldes. Die Spulen haben jeweils eine Länge von 18 cm bzw. 24 cm.

Der Bereich der gekippten Spulen ist anfällig für Minima im Magnetfeld. Große Kippwinkel, sowie große Unterschiede in den Spulendurchmessern resultieren in großen Lücken zwischen zwei Spulen. Diese sind verantwortlich für lokale Senkungen des Magnetfeldes. Eine Kombination aus zwei Kippspulen, wie in diesem Design realisiert, ist in dieser Hinsicht deutlich stabiler als eine einzige Spule. Die Anpassung der Durchmesser an die jeweils angrenzenden Spulen, d.h. langer Solenoid (Kippspule 1) bzw. Filterspulen (für Kippspule 2) bei gleichzeitig aufeinander abgestimmten Kippwinkeln maximiert die Stabilität des Systems.

Zusätzlich zu den bereits hier getroffenen Aussagen zur Wirkung der Kippspulen auf die Strahlverläufe und auf das Magnetfeld folgen in Unterabschnitt 3.4.3 bzw. 3.4.4 hierzu genauere Analysen und Darstellungen.

Separator und Filterspulen

Der Separator mit den Korrekturspulen, sowie die Filterspulen folgen unmittelbar auf die Kippspulen. In diesem Bereich wird das variable Hochmagnetfeld B_1 erzeugt.

Diese Sektion ist mit 60 cm in ihrem Durchmesser größer, als der des langen Solenoiden. Dies ermöglicht es nach Separation der Teilstrahlen von Neutronen und Zerfallsprodukten genügend Raum zur Verfügung zu haben um einerseits ausreichend abschirmendes Material für den Neutronenfänger einbringen zu können und andererseits die Elektronen und Protonen diesen Bereich passieren zu lassen, ohne dass Oberflächeneffekte auftreten (vgl. Abschnitt 3.2).

In seiner Längsachse ist dieser Bereich um 8 cm im Vergleich zu der des langen Solenoiden nach oben (y-Richtung) verschoben, um die Zerfallsprodukte den Bereich größter Homogenität des Magnetfeldes durchfliegen zu lassen (vgl. Abb. 3.8). Weiterhin wird die Positionierung der Filterspulen nahezu in Helmholtz-Konfiguration³ über dem zentralen Solenoiden des Separators angeordnet. Dadurch, und aufgrund der relativ großen Länge dieser Sektion mit großem Durchmesser mit beidseitig angebrachten Korrekturspulen, wird etwa auf halber Strecke zwischen den beiden Filterspulen das Hochmagnetfeld B_1 mit einer Homogenität der Größenordnung 10^{-4} über den Strahlquerschnitt und auf einer Länge von 40 mm in Strahlrichtung erreicht. Dies ist für alle magnetischen Flussdichten von B_1 zwischen 3 T und 6 T gewährleistet.

Die Länge dieses Abschnitts bemisst sich auf 88 cm. Die Korrekturspulen sind je 11 cm lang. Die Filterspulen haben eine Länge von jeweils 16 cm. Auf welche Weise die Variabilität des Magnetfeldes unter Anpassung der Stromstärken erreicht wird, folgt in Unterabschnitt 3.4.2.

Kippspule 3

In diesem Abschnitt werden die Zerfallsprodukte durch eine Kippspule (Länge: 24 cm, Neigung: -24°) wieder auf die ursprüngliche Längsachse zurückgeführt. Wie bereits verworfenen Konzepte (vgl. Abschnitt 3.3) gezeigt haben ist dies aus Gründen der Abschirmbarkeit des Strahlungsuntergrundes unbedingt erforderlich. So wird garantiert, dass nachfolgende Experimente durch zusätzliche Einbauten, wie dem Neutronen absorbierenden Material des Strahlfängers (vgl. Abb. 3.13 in Unterabschnitt 3.4.3), keine freie Sicht auf den im langen Solenoiden befindlichen Neutronenleiter

³Bei einer Helmholtz-Spulenordnung handelt es sich um zwei identische Spulen, die in einem Abstand, der ihrem Radius entspricht, zueinander positioniert sind. Im Volumen zwischen den Spulen lässt sich ein Magnetfeld mit großer Homogenität erzeugen [Ber99].

3. Konzept und Entwicklung des Magnetsystems

haben. Dort befindet sich durch Kollision der freien Neutronen mit dem Material des Leiters eine erhebliche Quelle an Streustrahlung (vgl. auch Abschnitt 4.5 und 5.4).

Detektorspule

Diese Sektion ist der direkte Anschluss an Experimente, die die Parameter des freien Neutronenzerfalls messen können (vgl. Abschnitt 4.3). Bis zum Ende von PERC fällt das Magnetfeld auf B_2 ab.

Die sogenannte Detektorspule schließt direkt an die 3. Kippspule an. Sie hat einen inneren Durchmesser von 50 cm bei einer Länge von 1 m.

3.4.2. Elektromagnetische Subsysteme

Die Spulen von PERC werden von vier Netzgeräten versorgt. Demnach gliedert sich das System in elektromagnetische Subsysteme. In Abb. 3.8 ist dies durch eine farbliche Untergliederung verdeutlicht. Der Zweck dieser Teilung besteht zum einen darin, das Magnetfeld möglichst flexibel für die Nutzer gestalten zu können, zum anderen sind hier auch Überlegungen zur unterschiedlichen kritischen Stromstärke des Supraleiters bei verschiedenen Magnetfeldstärken bedeutend.

Es liegt folgende Gruppierung vor:

- Sektion 1: Langer Solenoid und Korrekturen (B_0),
- Sektion 2: Kippspulen und Separatorspule mit Korrekturwindungen (B_1),
- Sektion 3: Filter (B_1),
- Sektion 4: Detektorspule (B_2);

Somit können die Magnetfeldverhältnisse B_0/B_1 und B_0/B_2 individuell an den Benutzer angepasst werden.

Das Hochmagnetfeld B_1 der Stärke 3 T wird nur durch den Separator erzeugt. Es findet kein Stromfluss durch die Filterspulen statt. Höhere magnetische Flussdichten werden nur durch den Strom der Filterspulen erreicht. B_0 kann Werte zwischen 0,5 T und 1,5 T annehmen. Um optimal an nachfolgende Experimente anzukoppeln ist B_2 zwischen 0,3 T und 0,7 T am Ende des Spulensystems regelbar.

Die Stromstärken bzw. Stromdichten, die für die Spulen in den Simulationen verwendet worden sind, können in Tab. 3.1 nachgelesen werden. Es ist dabei ein NbTi-Filamentsupraleiter in einer Kupfer Matrix mit Abmessungen $3,2 \times 2,4 \text{ mm}^2$ inklusive Isolierung (vgl. Abschnitt 3.3) angenommen worden. Der Filamentdurchmesser beträgt $50 \mu\text{m}$. Für dessen Auswahl war neben der maximal beabsichtigten Flussdichte von bis zu 7 T sowie ausreichende kritische Stromdichten wichtig. Nähere Informationen zu diesem Leiter finden sich in Anhang C.

Es sei hier erwähnt, dass für den Bau des Spulensystems nur ein ähnlicher Supraleiter verwendet wird. Die endgültige Entscheidung steht zum Abschluss dieser Arbeit noch aus.

Die kritische Stromstärke $I_K(B, T)$ bzw. Stromdichte $j_K(B, T)$ für einen Nb-Ti Supraleiter lässt sich aus einer empirisch ermittelten Formel nach [Bot00] angeben als:

$$j_K(B, T) = \frac{C_0}{B} \cdot \left(\frac{B}{B_{K2}(T)} \right)^\alpha \cdot \left(1 - \frac{B}{B_{K2}(T)} \right)^\beta \cdot \left(1 - \left(\frac{T}{T_k(0)} \right)^n \right)^\gamma, \quad (3.6)$$

Hierbei ist $B_{K2}(T)$ das obere kritische Magnetfeld. Der Exponent ist nach [Lub83] $n = 1,7$. Die Fitparameter $\alpha = 0,80$, $\beta = 0,89$, und $\gamma = 1,87$, sowie die Normalisierungskonstante $C_0 = 28,4 \text{ T}$

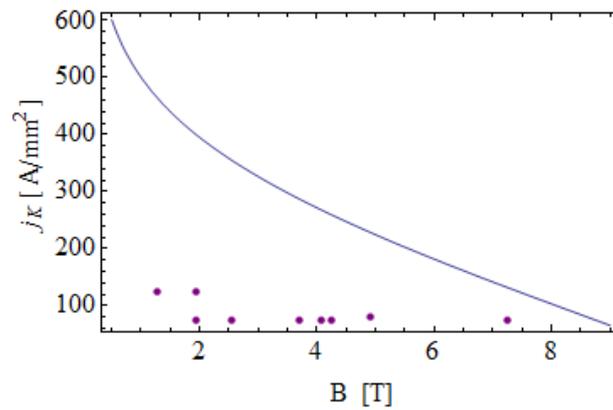


Abbildung 3.10.: Kritische Stromdichte j_K eines Nb-Ti Leiters für 4,2 K in Abhängigkeit der magnetischen Flussdichte B : Die im finalen Design verwendeten Stromdichten $j(B,T)$ (violette Punkte) betragen maximal 60 % von $j_K(B,4,2\text{ K})$ (durchgezogene blaue Linie).

wurden von [Bot00] für Temperaturen zwischen 2,5 K und 8,5 K und für Magnetfelder zwischen 0,5 T und 9 T aus den Messdaten von [Hud81] ermittelt. Ebenfalls wurde hier ein NbTi-Filamentsupraleiter verwendet [Hud81]. Diese Bereiche sowie der Leiter sind für PERC relevant, weswegen, die zu diesen Messdaten gehörige Fitparameter für die Abschätzung der kritischen Ströme des PERC Leiters herangezogen werden. $B_{K2}(0\text{ K})$ bzw. die kritische Temperatur $T_K(0\text{ T})$ werden mit 14,25 T bzw. 9,35 K angegeben [Bot00].

In Abb. 3.10 sind die nach Gl. (3.6) berechneten kritischen Stromdichten $j_K(B,T)$ für 4,2 K zusammen mit den für die Spulen verwendeten Stromdichten j graphisch aufgetragen. Diese liegen maximal bei 60 % von $j_K(B,T)$.

Mit den für die Spulen beabsichtigten Strömen (Tab. 3.1) und den dadurch erzeugten Magnetfeldern ergibt sich für PERC eine gespeicherte Gesamtenergie von etwa 6,9 MJ. In Tab. 3.1 sind die Einzelbeiträge der Spulen, sowie die jeweilige Eigeninduktivität und die Gegeninduktivität aufgelistet.

Spule	Stromstärke [A]	Eigeninduktivität L [H]	Gegeninduktivität [H]	gespeicherte Energie [kJ]
Langer Solenoid	954	1,99	$9,47 \cdot 10^{-2}$	$9,35 \cdot 10^2$
Korr. Solenoid	954	$1,24 \cdot 10^{-3}$	$7,31 \cdot 10^{-3}$	3,89
Kippspule 1	580	$2,27 \cdot 10^{-1}$	$2,00 \cdot 10^{-1}$	$7,52 \cdot 10^1$
Kippspule 2	580	$5,85 \cdot 10^{-1}$	$6,01 \cdot 10^{-1}$	$2,03 \cdot 10^2$
Separator	580	4,74	6,48	$1,94 \cdot 10^3$
Korr. Separator 1	580	$1,21 \cdot 10^{-1}$	$7,31 \cdot 10^{-1}$	$1,47 \cdot 10^2$
Korr. Separator 2	580	$1,21 \cdot 10^{-1}$	$7,35 \cdot 10^{-1}$	$1,47 \cdot 10^2$
Filter 1	612	4,22	4,14	$1,54 \cdot 10^3$
Filter 2	612	4,22	4,15	$1,54 \cdot 10^3$
Kippspule 3	580	$8,05 \cdot 10^{-1}$	$6,45 \cdot 10^{-1}$	$2,46 \cdot 10^2$
Detektorsp.	580	$5,02 \cdot 10^{-1}$	$1,81 \cdot 10^{-1}$	$1,10 \cdot 10^2$

Tabelle 3.1.: Elektromagnetische Daten des finalen Designs.

Die angegebenen Eigeninduktivitäten L der jeweiligen Spulen sind hierbei unter Verwendung von

3. Konzept und Entwicklung des Magnetsystems

$$W_{mag} = \frac{1}{2} \cdot L \cdot I^2 = \frac{1}{2 \cdot \mu_0} \cdot B^2 \cdot V \quad (3.7)$$

aus der gespeicherten magnetischen Feldenergie W_{mag} unter Kenntnis der Stromstärke I berechnet [Jac02]. W_{mag} ist für die einzelnen Spulenvolumen V durch das Programm „Radia[®]“ [RAD14] durch Simulation des Magnetfeldes B berechnet worden. Analoges Vorgehen ist für die Berechnung der Gegeninduktivitäten M angewendet worden, wobei die in Tab. 3.1 angegebenen Werte die Summe der Gegeninduktivitäten der jeweiligen Spulen mit jeder anderen Spule im System darstellen. Den Hauptenergiebeitrag liefern somit der lange Solenoid mit 935 kJ, der Separator mit 1940 kJ, sowie die beiden Filterspulen mit jeweils 1540 kJ.

Diese große Menge gespeicherter Energie muss im Fall eines Überganges des Supraleiters in den normal leitenden Zustand („Quenchen“) sicher abgeführt werden. Aus diesem Grund sind die Subsysteme mit Sicherungssystemen ausgestattet [PER12]. Weitere Analysen zu auftretenden Quenchspannungen, sowie Temperaturentwicklungen finden sich in [Mai11].

3.4.3. Strahlverlauf der Zerfallsprodukte und der Neutronen

Am Ende des langen Solenoiden

Die Zerfallsprodukte, die im nichtdepolarisierenden Leiter aus den freien Neutronen entstehen, werden um die Magnetfeldlinien von B_0 gyrierend aus dem langen Solenoiden geführt und vom Neutronenstrahl separiert. Der maximale Gyrationradius im Zerfallsvolumen der Ladungsträger, die die magnetische Barriere überwinden können, ist dabei:

$$r_{gmax}(\theta_{krit0}) = \frac{p_{\perp max} c}{e B_0} \sin(\theta_{krit0}) . \quad (3.8)$$

Für Elektronen aus dem Neutronenzerfall mit einem maximalen transversalen Impuls von $p_{\perp max} = 1,19$ MeV/c und einer Barriere von $B_1 = 3$ T bzw. 6 T ergibt sich für $r_{gmax}(45^\circ) = 1,87$ mm bzw. $r_{gmax}(30^\circ) = 1,32$ mm mit $B_0 = 1,5$ T. Kollidieren die Ladungsträger mit den Wänden des Neutronenleiters hat dies eine Absorption derselben oder eine Reduktion ihrer Energie und damit eine Verfälschung des Signals im Detektor zur Folge. Die Elektronen und Protonen, die in einem Abstand von mehr als $2 \cdot r_{gmax}$ zur Wand des Leiters gyrieren, haben den Leiter mit Sicherheit nicht berührt.

Es sei hier erwähnt, dass aus diesem Grund der Neutronenleiter am Beginn des Magnetsystems 10 cm eingerückt werden muss (Abb. 3.11).

Wichtig ist dies sowohl für die Messung mit kontinuierlichem Neutronenstrahl, als auch für die Rückstreuung (vgl. Abschnitt 5.2). Der Neutronenleiter innerhalb des langen Solenoiden wird aus 4 Teilstücken mit je einer Länge von 2 m bestehen. Der Innendurchmesser erhöht sich dabei vom Beginn bis zum Ende des Zerfallsvolumens sukzessiv von $6,0 \times 6,0$ cm² auf $6,6 \times 6,6$ cm² (vgl. auch Abschnitt 4.1).

Der Feldlinienverlauf innerhalb des Neutronenleiters muss so beschaffen sein, dass wenige der Ladungsträger mit den Wänden kollidieren. Stellvertretend für die Trajektorien der Teilchen können näherungsweise die Feldlinien des Systems betrachtet werden.

Die Feldlinien im langen Solenoiden müssen möglichst parallel zur zentralen Achse verlaufen. Nach dem Leiter ist hingegen eine schnelle Separation der Zerfallsprodukte vom Neutronenstrahl erstrebenswert. In Abb. 3.12 sind die Feldlinienverläufe am Ende des langen Solenoiden dargestellt.

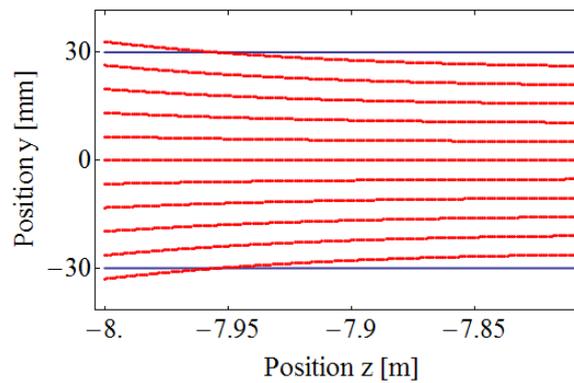


Abbildung 3.11.: Feldlinienverlauf am Anfang des langen Solenoiden: Dieser beginnt bei $z = -8$ m. Um Kollisionen der Zerfallsprodukte mit dem Leiter zu vermeiden darf dieser erst 10 cm nach dem Solenoiden beginnen.

Es zeigt sich eine vom Hochmagnetfeld B_1 abhängige vertikale „Verschiebung“ (y-Richtung) der Feldlinien bereits vor dem Ende des Leiters, aufgrund der Wirkung der nachfolgenden gekippten Spulen (vgl. Unterabschnitt 3.4.1).

Es „verschiebt“ sich die zentrale Feldlinie aus der Mitte des Zerfallsvolumens ($z = -4$ m) um $y = -0,8$ mm ($B_1 = 3$ T) bzw. $y = +2,8$ mm ($B_1 = 6$ T) am Ende des langen Solenoiden ($z = 0$ m). Nach weiteren 37,9 cm ($B_1 = 3$ T) bzw. 37,5 cm ($B_1 = 6$ T) ist der Strahl von Zerfallsprodukten vollständig vom Neutronenstrahl getrennt (Abb. 3.12 (a)).

Es wurde hier eine Strahldivergenz des Neutronenstrahls von $0,8^\circ$, entsprechend den Simulationsergebnissen für einen $m = 1,8$ Neutronenleiter [Reb14] angenommen. Von Bedeutung ist eine kurze Distanz zwischen dem Ende des eigentlichen Zerfallsvolumens innerhalb des Leiters und dem Separationspunkt für Messungen mit einem kontinuierlichen Neutronenstrahl. Der starke Magnetfeldanstieg in diesem Überlappungsbereich muss in diesem Fall als Zerfallsvolumen mitberücksichtigt werden. Je kürzer dieses ist, desto geringer sind die Auswirkungen auf die Messgrößen. Näheres hierzu wird in Unterabschnitt 3.4.4 diskutiert.

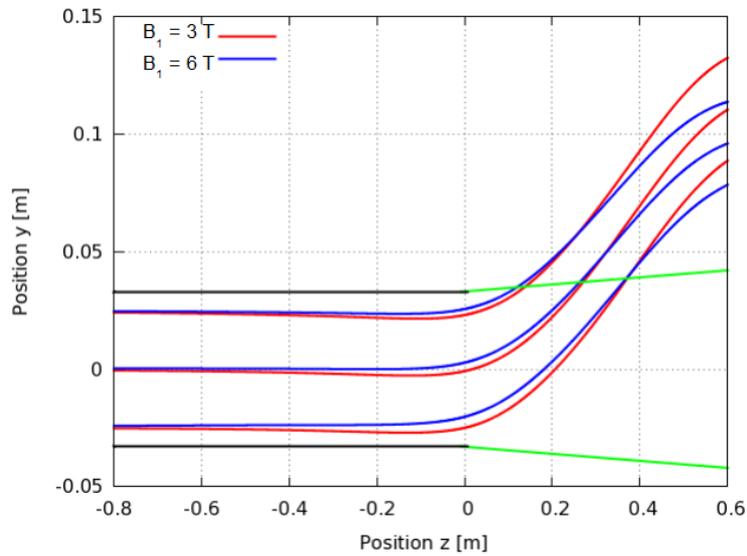
Der Bereich im Leiter in einem Abstand von weniger als 5 mm zur Wand gilt für die Messungen bezüglich kollidierender Ladungsträger als kritisch. Dies entspricht $2 \cdot r_{gmax}$ (Gl. (3.8)) plus einem Pufferbereich. In Abb. 3.12 (b) sind die Feldlinien (yz- Richtung) im Zerfallsvolumen dargestellt, die sich in der Mitte des langen Solenoiden ($z = -4$ m) ± 25 mm von der zentralen Achse entfernt befinden.

Die Feldlinien der inneren 5 cm sind an keiner Stelle dem Leiter näher als 5 mm. Vor allem für ($B_1 = 6$ T) ist der Strahlverlauf der äußeren Feldlinien ($y = \pm 25$ mm bei $z = -4$ m) bis kurz vor Ende des Leiters nahezu parallel zur Wand des Leiters. Dies hat seine Ursache darin, dass sich die Feldlinienverschiebung zum Ende des Leiters nahezu mit der Strahlkompression durch das ansteigende Magnetfeld aufhebt.

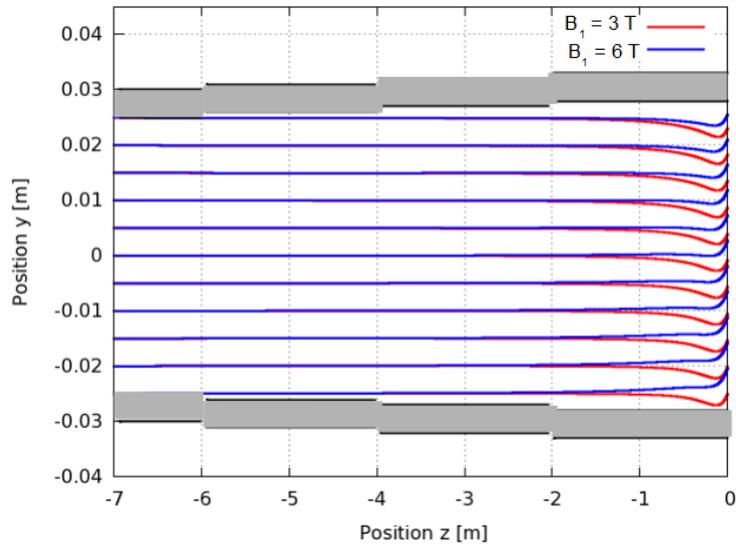
In horizontaler Richtung x zur zentralen Achse besteht keine „Verschiebung“ der Feldlinien zum Ende des Leiters. Die vollen inneren 5 cm können in dieser Richtung somit für die Messungen verwendet werden. Die RxB Drift auf die Ladungsträger ist mit sehr viel weniger als einem Millimeter vernachlässigbar klein.

Der für die Messungen relevante Bereich definiert die Öffnung und Position eines Elektronen-/Protonenfenster vor dem Detektorsystem (siehe unten). Der Bereich, der Elektronen und Protonen, enthält, die mit den Leiterwänden in Berührung gekommen sind, wird durch dieses für die Messungen herausgefiltert.

3. Konzept und Entwicklung des Magnetsystems



(a)



(b)

Abbildung 3.12.: (a) Feldlinienverlauf entlang des Strahls an Zerfallsprodukten (blau und rot) am Ende des langen Solenoiden bis zum Separationspunkt: Exemplarisch sind die mittlere ($y = 0$ mm) sowie die Feldlinien mit $y = \pm 25$ mm bei $z = -4$ m gezeichnet. Die Innenwand des Neutronenleiters ist in schwarz angedeutet. Zu erkennen ist eine von B_1 abhängige „Verschiebung“ der Trajektorien. Der Separationspunkt von Neutronen- (grün) und Elektronen-/Protonenstrahl befindet sich 37,9 cm ($B_1 = 3$ T) bzw. 37,5 cm ($B_1 = 6$ T) nach Ende des langen Solenoiden ($z = 0$ m). (b) Feldlinienverlauf innerhalb des langen Solenoiden. In Grau ist die 5 mm Pufferzone bis zur inneren Wand des Neutronenleiters dargestellt.

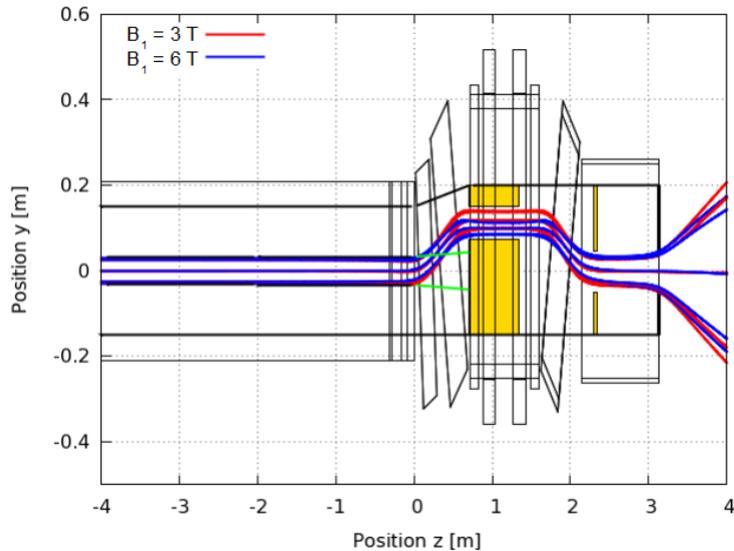


Abbildung 3.13.: Feldlinienverlauf entlang des Strahls an Zerfallsprodukten: Exemplarisch sind die mittlere ($y = 0$ mm) sowie die Feldlinien mit $y = \pm 25$ mm bei $z = -4$ m gezeichnet. Mit Variation von B_1 ist eine Verschiebung des Strahlverlaufs auf Höhe des Hochmagnetfeldes zu erkennen.

Auf Höhe von B_1

Auf Höhe des Hochmagnetfeldes B_1 , das 1,16 m nach Ende des Leiters erreicht wird, verläuft der Strahl an Zerfallsprodukten in einem von B_1 abhängigen Abstand parallel zur ursprünglichen zentralen Achse des langen Solenoiden. Der Strahl bemisst dabei gemäß Gl. (2.11) $4,24 \times 4,24$ cm² ($B_1 = 3$ T) bzw. $3,0 \times 3,0$ cm² ($B_1 = 6$ T). In Abb. 3.13 ist dies dargestellt.

Die „Verschiebung“ der zentralen Feldlinie beträgt auf Höhe von B_1 zwischen 9,93 cm ($B_1 = 6$ T) und 11,9 cm ($B_1 = 3$ T). Von Bedeutung ist dies für die Geometrie des Neutronenstrahlfängers. Dieser muss den divergenten Neutronenstrahl vollständig absorbieren. Er wird vorzugsweise unmittelbar nach den gekippten Spulen beginnen, um eine weitere Strahlaufweitung zu vermeiden. In ihrer Flugbahn darf er die Elektronen und Protonen andererseits nicht behindern. Das heißt diese müssen in einem Abstand von mindestens 1 cm passieren können (vgl. Abschnitt 3.2). In [Haa13] ist die Geometrie eines double-pin hole für diesen vorgeschlagen worden. In Abb. 3.13 und Abb. 4.2 findet sich hierzu eine schematische Skizze.

3. Konzept und Entwicklung des Magnetsystems

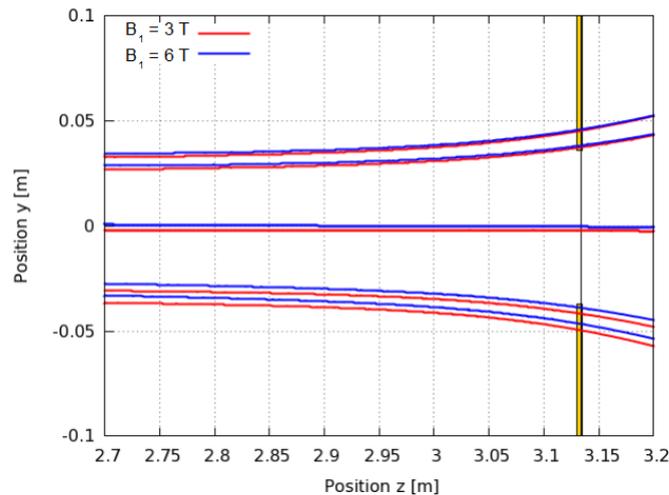


Abbildung 3.14.: Feldlinienverlauf entlang des Strahls an Zerfallsprodukten am Ende des Spulensystems: Exemplarisch sind die Feldlinien gezeichnet, die in der Mitte des Zerfallsvolumens ($z = -4$ m) durch $y = \pm 30$ mm, $y = \pm 25$ mm und durch $y = 0$ mm verlaufen. Mit Variation von B_1 ist eine Verschiebung des Strahls am Ende der Spulen von weniger als 2 mm zu erwarten.

Am Ende des Spulensystems

Nachdem die Zerfallsprodukte den Bereich des Hochmagnetfeldes passiert haben, werden sie auf einer Länge von etwa 0,8 m wieder auf die zentrale Achse zurückgeführt (Abb. 3.13). In diesem Bereich hat die Variation von B_1 sehr geringen Einfluss auf die Strahlposition. Dies ist für die Platzierung des Elektronen-/Protonenfensters sowie des nachfolgenden Detektors wichtig. In Abb. 3.14 sind die Feldlinien am Ende des Spulensystems dargestellt. Exemplarisch sind die Linien abgebildet, die in der Mitte des Zerfallsvolumens durch $y = \pm 25$ mm, $y = \pm 30$ mm sowie durch $y = 0$ mm verlaufen.

Mit Variation von B_1 zwischen 3 T und 6 T „verschiebt“ sich der Strahl 5 cm nach Ende des Systems ($B_2(z = 3,18 \text{ m}) = 0,5$ T) um weniger als 2 mm (Abb. 3.14 (b)). Die Strahlpositionen können mit $y = -0,24$ cm ($B_1 = 3$ T) und $y = -0,04$ cm ($B_1 = 6$ T) angegeben werden.

Eine Neujustierung der Position eines hier angebrachten Detektors ist somit aufgrund einer Variation von B_1 nicht notwendig. Der Strahldurchmesser ($6,0 \times 6,0$ cm² in $B_0 = 1,5$ T) beträgt hier gemäß Gl. (2.11) $10,4 \times 10,4$ cm². Der für die Messungen nutzbare Bereich der inneren $5,0 \times 5,0$ cm² des Zerfallsvolumens bemisst $8,7 \times 8,7$ cm².

Das Fenster, das die nicht nutzbaren Zerfallsprodukte herausfiltert, wird ebenfalls im Bereich von B_2 installiert. Es wird sich voraussichtlich entweder einige Zentimeter vor dem Detektorsystem befinden, oder mit diesem direkt kombiniert sein [Dub07, Dub08]. Unter der Annahme, dass es direkt am Ende des Magnetsystems ($z = 3,13$ m) mit $B = 0,6$ T installiert wird, bemisst sich seine Öffnung auf $7,91 \times 7,64$ cm² mit Mittelpunkt bei $x = 0$ mm, $y = 0,09$ cm. Es sei hier erwähnt, dass eine Änderung von B_2 eine entsprechende Anpassung der Fenstergröße sowie eine Neujustierung der Detektorposition erfordert.

In Tab. 3.2 sind hierzu die entsprechenden Positionen der zentralen Feldlinie angegeben.

B_2	0,3 T	0,5 T	0,6 T	0,7 T
$B_1 = 3 \text{ T}$	$y = -17,0 \text{ mm}$	$y = -5,1 \text{ mm}$	$y = -2,2 \text{ mm}$	$y = +0,2 \text{ mm}$
$B_1 = 6 \text{ T}$	$y = -14,1 \text{ mm}$	$y = -3,1 \text{ mm}$	$y = -0,4 \text{ mm}$	$y = +1,8 \text{ mm}$

Tabelle 3.2.: Position des Strahlmittelpunktes am Ende des Spulensystems ($z = 3,13 \text{ m}$) in Abhängigkeit von B_1 und B_2 .

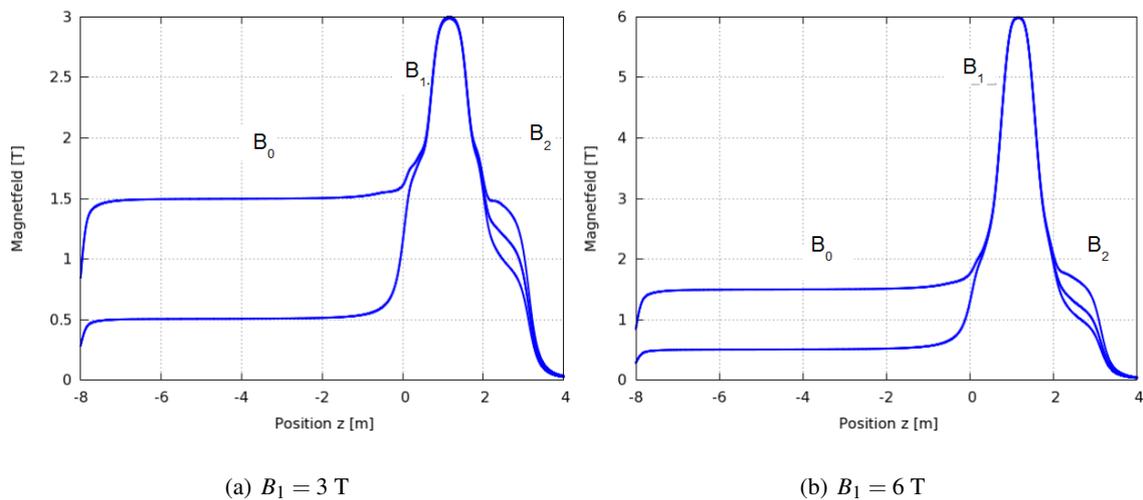


Abbildung 3.15.: Magnetische Flussdichte entlang der zentralen Feldlinie des Elektronen-/Protonenstrahls innerhalb des Spulensystems: Mit Variation von B_0 , B_1 und B_2 innerhalb der abgebildeten Werte sind Minima im Magnetfeld entlang der Flugbahn der Zerfallsprodukte ausgeschlossen.

3.4.4. Magnetfeld

Variabilität

Durch Variation der Spulenströme können die Magnetfeldverhältnisse B_0/B_1 , B_2/B_1 und B_2/B_0 individuell an die experimentellen Erfordernisse angepasst werden. Die Standard Einstellung der Flussdichten wird $B_0 = 1,5 \text{ T}$, $B_1 = 6 \text{ T}$ und $B_2 = 0,5 \text{ T}$ sein. Eine Variation von B_0 in den Grenzen $0,5 \text{ T}$ bis $1,5 \text{ T}$, bei gleichzeitiger Variation von B_1 zwischen 3 T und 6 T verursacht keine lokalen Minima im Magnetfeld entlang des Strahls von Elektronen und Protonen. B_2 kann dabei zum Ende des Spulensystems Werte zwischen $0,3 \text{ T}$ und $0,7 \text{ T}$ annehmen. In Abb. 3.15 sind die möglichen magnetischen Flussdichten exemplarisch entlang der zentralen Feldlinie des Elektronen-/Protonenstrahls gezeigt. Es sei hier erwähnt, dass bei Variation von B_1 zwischen 3 T und 6 T sich die Position des Maximums parallel zum Strahl der Elektronen und Protonen um 2 mm verschiebt.

Homogenität

Die Flussdichte von B_0 entlang der zentralen Achse ist auf einer Länge von 6 m auf einer Querschnittsfläche von $6,0 \times 6,0 \text{ cm}^2$ bis $6,6 \times 6,6 \text{ cm}^2$ als homogenes Feld konzipiert. Auf dieser Länge steigt die magnetische Flussdichte maximal um $0,06 \text{ T}$. An seinen beiden Enden weicht das Magnetfeld jedoch stark von dem des homogenen Bereiches ab. In Abb. 3.16 ist für $B_0 = 1,5 \text{ T}$

3. Konzept und Entwicklung des Magnetsystems

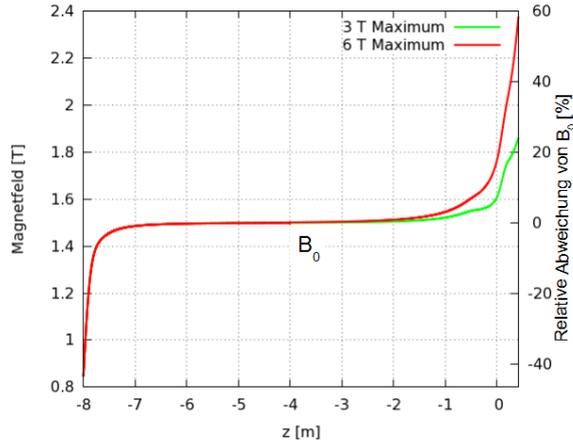


Abbildung 3.16.: Magnetische Flussdichte entlang der zentralen Feldlinie der Zerfallsprodukte im langen Solenoiden bis zum Separationspunkt vom Neutronenstrahl.

das Magnetfeld innerhalb des Solenoiden entlang der zentralen Feldlinie bis zum Separationspunkt von Neutronen und Zerfallsprodukten dargestellt. Am Beginn der Spule steigt das Feld von 0,7 T bis 0,8 T auf einer Länge von etwa 1 m auf 1,5 T an. Bis zum Solenoidenende steigt die magnetische Flussdichte auf 1,6 T ($B_1 = 3$ T) bis 1,8 T ($B_1 = 6$ T). Hier macht sich die Wirkung der angrenzenden Spulen (vgl. Unterabschnitt 3.4.1) bemerkbar. Bis der Neutronenstrahl und die Zerfallsprodukte vollständig voneinander getrennt sind, steigt die magnetische Flussdichte je nach der Größe von B_1 auf 1,85 T ($B_1 = 3$ T) bis 2,4 T ($B_1 = 6$ T).

Von Bedeutung ist der beschriebene Magnetfeldverlauf im Bereich des Neutronenzerfalls für die experimentell messbaren Asymmetrien. Am Beispiel der Elektronenasymmetrie $A_{exp}(E)$ sei dies hier erläutert.

Wie in Abschnitt 3.1 beschrieben, berechnet sich $A_{exp}(E)$ nach Gl. (3.3) und Gl. (3.1) aus dem Magnetfeldverhältnis B_0/B_1 . Neutronen, die an Stellen mit unterschiedlichen Magnetfeldern zerfallen, liefern somit verschiedene Beiträge zu $A_{exp}(E)$. Durch Kenntnis des Magnetfeldverlaufes lässt sich die Elektronenasymmetrie jedoch korrigieren. Für $A_{exp}(E)$ (Gl. (2.9)) ergibt sich für eine nicht punktförmige Neutronenverteilung $\rho(z)$ mit

$$N^{\uparrow,\downarrow}(E) \propto F(E) \cdot \int_V dV \cdot 2\pi \cdot \rho(z) \cdot [1 - \cos(\theta_{krit0}(z)) \pm \frac{1}{2} A \frac{v_e}{c} P_n \sin^2(\theta_{krit0}(z))] \quad (3.9)$$

aus Gl. (3.2)

$$A_{exp}(E) = \frac{\int_V dV \rho(z) \cdot \frac{1}{2} \frac{v_e}{c} A P_n \cdot \sin^2(\theta_{krit0}(z))}{\int_V dV \rho(z) [1 - \cos(\theta_{krit0}(z))]} \quad (3.10)$$

Damit erhält man eine relative Korrektur der Asymmetrie von

$$\frac{\Delta A_{exp}(E)}{A_{exp,0}(E)} = \frac{\int_V dV \rho(z) \cdot \sin^2(\theta_{krit0}(z))}{[1 + \cos(\theta_{krit0,0})] \cdot \int_V dV \rho(z) \cdot [1 - \cos(\theta_{krit0}(z))]} - 1 \quad (3.11)$$

Hier ist $\Delta A_{exp} = A_{exp}(E) - A_{exp,0}(E)$.

$A_{exp,0}(E)$ ist die experimentell messbare Elektronen Asymmetrie, wenn $B_0 = 1,5$ T. Es ist zwischen Messungen mit gepulstem Neutronenstrahl und solchen mit kontinuierlichem zu unterscheiden. Bei letzteren werden Elektronen registriert, die aus dem Zerfall von Neutronen im gesamten Leiter stammen. Auch werden solche gemessen, die nach dem Leiterende im Überlappungsbereich von Neutronen und Zerfallsprodukten entstehen. Die Integration in Gl. (3.10) und Gl. (3.11) erfolgt hier über dieses Volumen. Im gepulsten Betrieb werden die Zerfälle registriert, welche in einer sich bewegenden Neutronenwolke von etwa 3 m Länge im Neutronenleiter in den inneren 6 m passieren.

In Tab. 3.3 sind die relativen Korrekturen von $A_{exp}(E)$ für den gepulsten Betrieb sowie den kontinuierlichen für ein 3 T und 6 T Magnetfeldmaximum zusammengefasst.

	$B_1 = 3$ T gepulst ($z = -7$ m bis $z = -1$ m)	$B_1 = 6$ T gepulst ($z = -7$ m bis $z = -1$ m)	$B_1 = 3$ T kont. ($z = -8$ m bis $z = 0,4$ m)	$B_1 = 6$ T kont. ($z = -8$ m bis $z = 0,4$ m)
$\Delta A_{exp}/A_{exp,0}$	$5,7 \cdot 10^{-5}$	$-1,8 \cdot 10^{-4}$	$-1,7 \cdot 10^{-4}$	$-1,0 \cdot 10^{-3}$

Tabelle 3.3.: Relative Korrektur von $A_{exp}(E)$ für den gepulsten, sowie den kontinuierlichen Neutronenstrahl

	$B_1 = 3$ T ($z = -8$ m bis $z = -7$ m)	$B_1 = 3$ T ($z = -1$ m bis $z = 0,4$ m)	$B_1 = 6$ T ($z = -8$ m bis $z = -7$ m)	$B_1 = 6$ T ($z = -1$ m bis $z = 0,4$ m)
$\Delta A_{exp}/A_{exp,0}$	$1,2 \cdot 10^{-2}$	$-1,1 \cdot 10^{-2}$	$4,5 \cdot 10^{-3}$	$-9,0 \cdot 10^{-3}$

Tabelle 3.4.: Beiträge einzelner Abschnitte im Zerfallsvolumen zur relativen Korrektur von $A_{exp}(E)$.

Für die Berechnung ist für die Neutronendichte $\rho(z)$ innerhalb des Leiters dieselbe Positionsabhängigkeit wie für die Capture Flussdichte $\Phi_C(z)$ (vgl. Gl. (4.3)) verwendet worden. Nach dem Neutronenleiter bis zum Separationspunkt wird eine lineare Regression derselben angenommen. Für den kontinuierlichen Betrieb liegen die Korrekturen im Bereich 10^{-4} bis 10^{-3} . Die Beiträge von Beginn und Ende des Leiters im Bereich 10^{-2} leisten entgegengesetzte Beiträge zur relativen Korrektur von $A_{exp}(E)$, wie in Tab 3.4 gezeigt ist.

Wie ebenfalls Tab. 3.3 entnommen werden kann, ist die gesamte Korrektur für den gepulsten Betrieb, wenn Zerfälle, die im etwa 6 m langen homogenen Bereich stattfinden, betrachtet werden, in der Größenordnung von 10^{-5} bis 10^{-4} .

Um dem Anspruch, die Korrekturen auch für den kontinuierlichen Strahl auf dem Niveau 10^{-4} bestimmen zu können, Genüge zu tun, muss die Größenordnung der entsprechenden Magnetfeldgenauigkeit von B_0 und B_1 bekannt sein. Um dies abzuschätzen, wird die Neutronenverteilung $\rho(z)$ und der kritische Winkel $\theta_{krit0}(z)$ im betrachteten Volumen als konstant angenommen. Damit gilt für den relativen Fehler:

$$\frac{dA_{exp}(E)}{A_{exp}(E)} = \frac{\sin^2(\theta_{krit0})}{[1 + \cos(\theta_{krit0})] \cdot 2 \cdot \cos(\theta_{krit0})} \cdot \left| \frac{d\left(\frac{B_0}{B_1}\right)}{\frac{B_0}{B_1}} \right|. \quad (3.12)$$

Für B_1 zwischen 3 T und 6 T und $B_0 = 1,5$ T ergibt sich damit das Verhältnis des relativen Fehlers von $A_{exp}(E)$ zum relativen Fehler von B_0/B_1 zu 0,207 ($B_1 = 3$ T) bzw. 0,077 ($B_1 = 6$ T). Es zeigt sich damit, dass eine Genauigkeit von 10^{-4} in der Elektronenasymmetrie mindestens eine Kenntnis von B_0/B_1 in der Größenordnung 10^{-3} erfordert [Dub07, Dub08]. Ähnliches gilt für die übrigen Beobachtungsgrößen des freien Neutronenzerfalls.

3. Konzept und Entwicklung des Magnetsystems

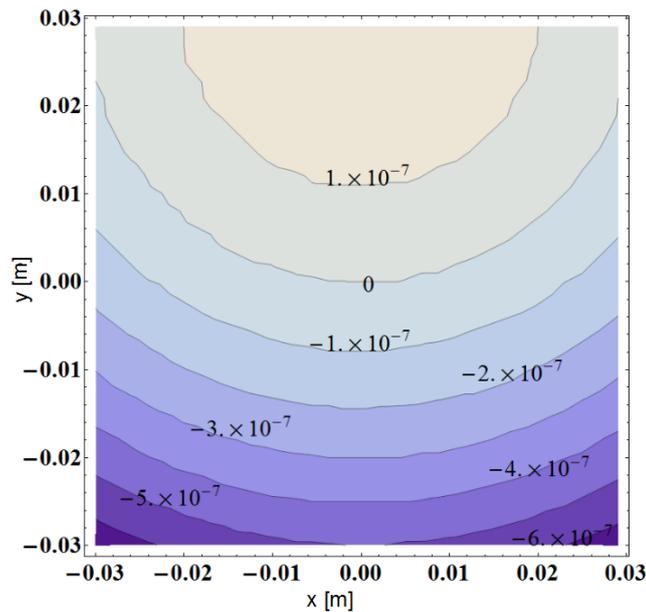


Abbildung 3.17.: Homogenität dB_0/B_0 des Magnetfeldes über den Strahlquerschnitt im Magnetfeld B_0 .

Die Homogenität des B_0 Feldes über den Strahlquerschnitt in der Mitte des langen Solenoiden ist in Abb. 3.17 dargestellt. Es wird eine Präzision von besser als $1 \cdot 10^{-6}$ erreicht. Die Verschiebung des Symmetriezentrums des Magnetfeldes in Abb. 3.17 relativ zur Solenoidenachse resultiert aus den Feldüberlagerungen der auf den Solenoiden folgenden Spulen (vgl. Unterabschnitt 3.4.1).

Eine Betrachtung der Homogenität des Magnetfeldes dB_1/B_1 (Abb. 3.18) über den Strahlquerschnitt am Magnetfeldmaximum zeigt, dass diese zwischen $1,4 \cdot 10^{-4}$ (3 T) und $0,7 \cdot 10^{-4}$ (6 T) liegt.

Allein diese Ungenauigkeit im Bereich von B_1 als Auswirkung auf $A_{exp}(E)$ betrachtet ($B_0 = \text{konst.}$), liefert für $B_1 = 3$ T relative Fehler von $2,9 \cdot 10^{-5}$. Für 6 T betragen die relativen Fehler von $A_{exp}(E)$ $5,4 \cdot 10^{-6}$.

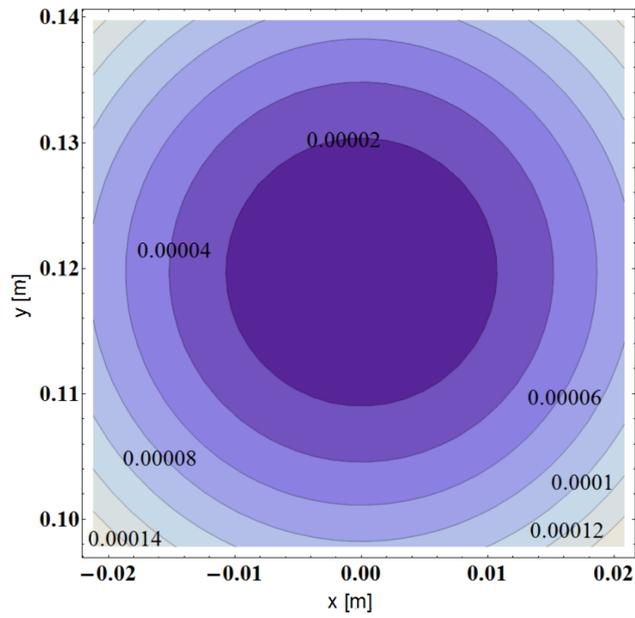
In Strahlrichtung ist auf einer Länge von über 40 mm eine Homogenität von B_1 von besser als $2 \cdot 10^{-4}$ gegeben.

In Strahlrichtung ist eine Messung von B_0 auf dem Niveau 10^{-3} erforderlich um so insgesamt für den kontinuierlichen Neutronenstrahl die geforderte Präzision der Messgrößen zu erhalten.

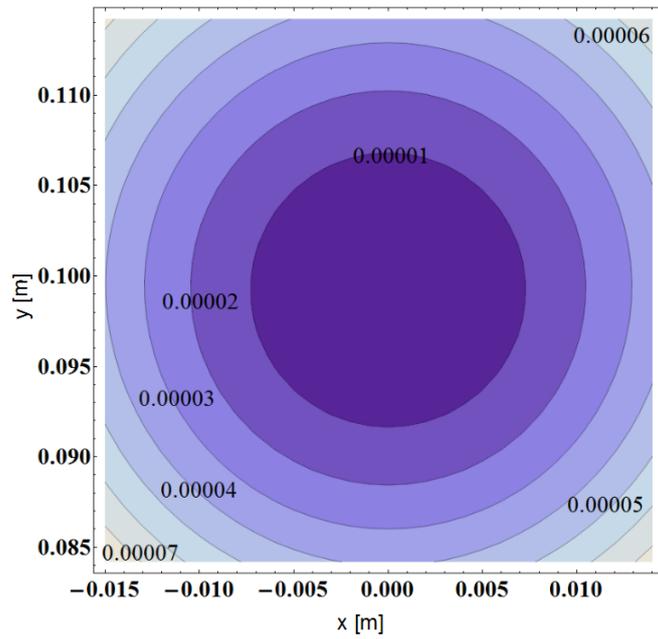
3.4.5. Gewährleistung des adiabatischen Transportes der Zerfallsprodukte

Das Magnetfeld $B(z)$ entlang des Strahlverlaufs der Zerfallsprodukte muss derart gestaltet sein, dass die adiabatische Bedingung für die Elektronen und Protonen gewährleistet ist. Während eines Gyrationzykluses der Ladungsträger darf sich $B(z)$ nur langsam ändern, sodass Gl. (3.5) erfüllt ist.

In Abb. 3.19 ist entlang der zentralen Achse des Strahlverlaufs von Elektronen und Protonen das Verhältnis $g = 2\pi p/eB^{-2}(z)\partial B(z)/\partial z$ (vgl. Gl (3.5)) für die schnellsten Elektronen ($p = 1,19$ MeV/c) für $B_1 = 6$ T graphisch aufgetragen. Es zeigt sich, dass die adiabatische Bedingung



(a) $B_1 = 3 \text{ T}$



(b) $B_1 = 6 \text{ T}$

Abbildung 3.18.: Homogenität dB_1/B_1 des Magnetfeldes über den Strahlquerschnitt im Magnetfeld B_1 .

3. Konzept und Entwicklung des Magnetsystems

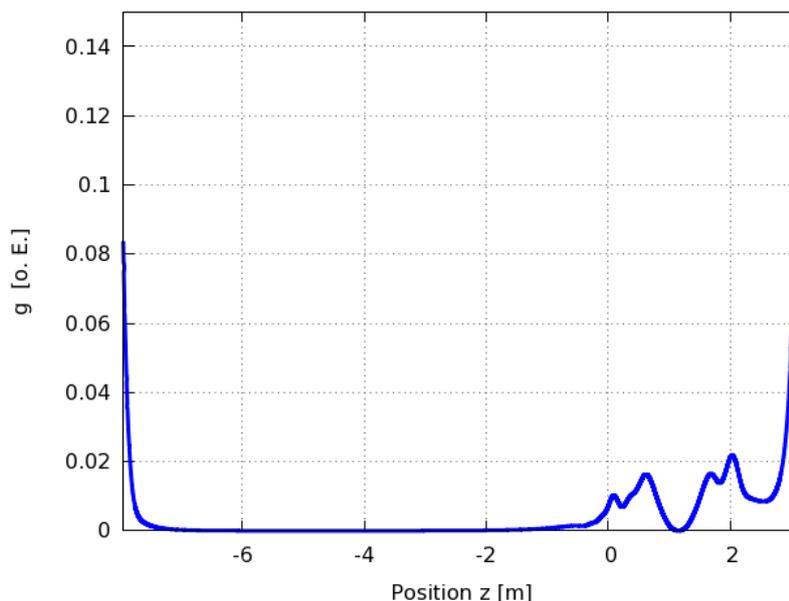


Abbildung 3.19.: Adiabatische Bedingung der Zerfallsprodukte: Aufgetragen ist das Verhältnis $g = 2\pi p/eB^{-2}(z)\partial B(z)/\partial z$ (vgl. Gl. (3.5)) für $p = 1,19 \text{ MeV}/c$ entlang der zentralen Achse des Elektronen-/Protonenstrahls. Das Magnetsystems beginnt bei $z = -8 \text{ m}$. Das Ende des langen Solenoiden ist bei $z = 0 \text{ m}$.

auf der gesamten Länge des Magnetsystems erfüllt ist. Unkontrollierte energieabhängige Gyrationen der Ladungsträger um die Feldlinien sind somit ausgeschlossen. Am Beginn und Ende der Spulenanordnung erreicht g mit 0,08 bis 0,14 ein Maximum. Weitere Extrema finden sich, nach dem langen Solenoiden, wenn das Magnetfeld auf B_1 ansteigt und wenn das Hochmagnetfeld B_1 auf B_2 abfällt (vgl. auch Abb. 3.15).

3.4.6. Kräfte im System

Auf die Spulen im Magnetsystem wirken aufgrund ihrer Geometrie (Tab. B.7) sowie ihrer elektromagnetischen Daten (Tab.3.1) die in Tab. 3.5 angegebenen Kräfte. Es treten in bzw. gegen die

Spule	F_x [N]	F_y [N]	F_z [N]
Langer Solenoid	$+7,8 \cdot 10^{-3}$	$+2,1 \cdot 10^3$	$+1,4 \cdot 10^5$
Kippspule 1	$-2,7 \cdot 10^{-4}$	$+6,1 \cdot 10^4$	$+1,4 \cdot 10^5$
Kippspule 2	$+2,1 \cdot 10^{-4}$	$-3,7 \cdot 10^4$	$+5,1 \cdot 10^5$
Separator	$+9,0 \cdot 10^{-4}$	$-4,7 \cdot 10^4$	$+1,7 \cdot 10^4$
Korr. Separator 1	$+1,3 \cdot 10^{-4}$	$-3,8 \cdot 10^3$	$+8,0 \cdot 10^5$
Korr. Separator 2	$+7,7 \cdot 10^{-5}$	$-4,5 \cdot 10^3$	$-8,0 \cdot 10^5$
Filter 1	$+1,4 \cdot 10^{-4}$	$+1,5 \cdot 10^3$	$+1,3 \cdot 10^6$
Filter 2	$+5,5 \cdot 10^{-4}$	$+2,8 \cdot 10^3$	$-1,2 \cdot 10^6$
Kippspule 3	$-9,8 \cdot 10^{-5}$	$+3,8 \cdot 10^3$	$-6,8 \cdot 10^5$
Detektorspule	$-5,4 \cdot 10^{-3}$	$+2,2 \cdot 10^4$	$-1,6 \cdot 10^5$

Tabelle 3.5.: Kräfte auf die einzelnen Spulen des Systems.

Strahlrichtung der Neutronen Kräfte in der Größenordnung $1 \cdot 10^5$ N bis $1 \cdot 10^6$ N für die Spulen des Hochmagnetfeldbereichs auf. In zur Strahlrichtung vertikaler Richtung herrschen Kräfte zwischen $1 \cdot 10^3$ N bis $1 \cdot 10^4$ N während in der horizontaler Richtung die Kraftwirkung auf die Spulen vernachlässigbar ist. Wichtig sind die genannten Sachverhalte für die stabile Positionierung der Spulen in der Spulenhalterung im Kryostaten (vgl. Abschnitt 4.1).

3.4.7. Stabilität

Im Rahmen der Analyse des finalen Designs, ist dieses auch auf seine Stabilität bezüglich Konstruktionsgenauigkeiten getestet worden. Es sind Änderungen von den Angaben in Tab.B.7 in der Position in Strahlrichtung sowie in hierzu vertikaler Richtung, im Neigungswinkel und in der Windungszahl vor allem im Bereich der gekippten Spulen untersucht worden.

Die geringste akzeptable Toleranz zeigt sich im Bereich von Kippspule 1 für $B_1 = 3$ T: Eine Verschiebung von + 7 mm in und -1,6 cm gegen die Strahlrichtung der Neutronen und eine Änderung des Rotationswinkels von etwa $+1^\circ$ erzeugt gerade kein Minimum im Magnetfeld entlang der Trajektorie der Zerfallsprodukte. Ansonsten werden auch für Positionsungenauigkeiten von Kippspule 2 von bis zu ± 2 cm und Rotationen von $\pm 2^\circ$ keine Minima im Magnetfeld erzeugt. Innerhalb dieser Toleranzen verschieben sich mit B_1 zwischen 3 T und 6 T die Trajektorien der Elektronen und Protonen zum Ende des Magnetsystems um weniger als 3 mm. Eine Reduktion oder Verlängerung aller Spulen um eine Windungslänge ist akzeptabel.

Im Rahmen der Planung der Konstruktion der Spulen mit der Firma „Babcock Noell GmbH“ [BNG14] gibt es aus konstruktionstechnischen Gründen Anfragen bezüglich einer Vergrößerung des Abstandes zwischen den Spulen im Bereich der Kippspulen um mindestens 1,5 cm.

Auch hier bewährt sich die Stabilität des Designs: Bereits geringfügige Korrekturen in den Spulenparametern, d.h. Vergrößerung der Windungslagen um ein bis zwei Lagen, sowie weitere geringfügige Änderungen in der Spulengeometrie im Bereich der Kippspulen machen die geforderten Änderungen möglich. In Tab. B.8 im Anhang können die geänderten Spulenparameter nachgelesen werden. Die physikalischen Eigenschaften des Systems wie Strahlverläufe sowie Homogenität (vgl. Unterabschnitt 3.4.3 und 3.4.4) werden dadurch nicht wesentlich verändert.

3.5. Alternatives Design mit vier Kippspulen

In diesem Abschnitt wird das alternative Design mit vier Kippspulen vorgestellt. Es ist parallel zum finalen Design mit drei Kippspulen erarbeitet worden und folgt demselben Prinzip (vgl. Abschnitt 3.4). Es handelt sich auch hier um einen Achsen-kollinearen Aufbau, bei dem sich der Filter in der entkoppelnden Sektion befindet.

Es wird zunächst auf den Aufbau und die baulichen Unterschiede vom finalen Design mit drei Kippspulen eingegangen. Anschließend werden die sich daraus ergebenden Auswirkungen auf die Strahlverläufe und die magnetische Flussdichte erläutert. Diese beinhalten sowohl Vor- als auch Nachteile zu denen in Abschnitt 3.4 vorgestellten.

3.5.1. Aufbau

Das System besteht jeweils aus 13 einzelnen Spulen inklusive der Korrekturspulen mit einer Gesamtlänge von 11,9 m. Eine graphische Darstellung der Spulen findet sich in Abb. 3.20. Eine Übersicht über die verwendeten Spulenparameter findet sich in Tab. B.4 im Anhang. Eine zusätzliche Korrekturspule ist auch hier am Anfang des langen Solenoiden auf die Windungen desselben

3. Konzept und Entwicklung des Magnetsystems

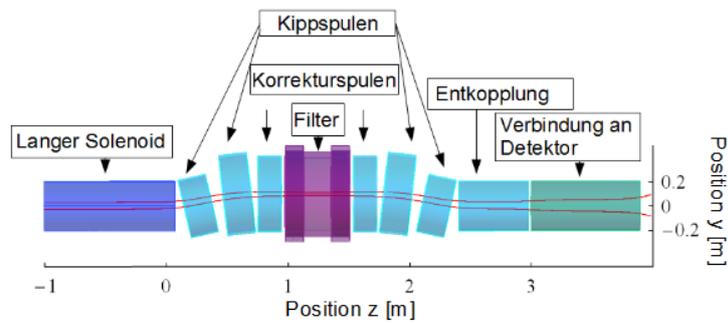


Abbildung 3.20.: Spulenanordnung des alternativen Designs mit vier Kippspulen: Vom 8 m langen Solenoiden ist nur 1 m dargestellt. Der Strahlverlauf der Elektronen und Protonen aus dem Zerfallsvolumen ist durch die roten Linien gekennzeichnet. Die unterschiedlichen farblichen Hervorhebungen beziehen sich auch die elektromagnetischen Subsystem (vgl. Unterabschnitt 3.5.2).

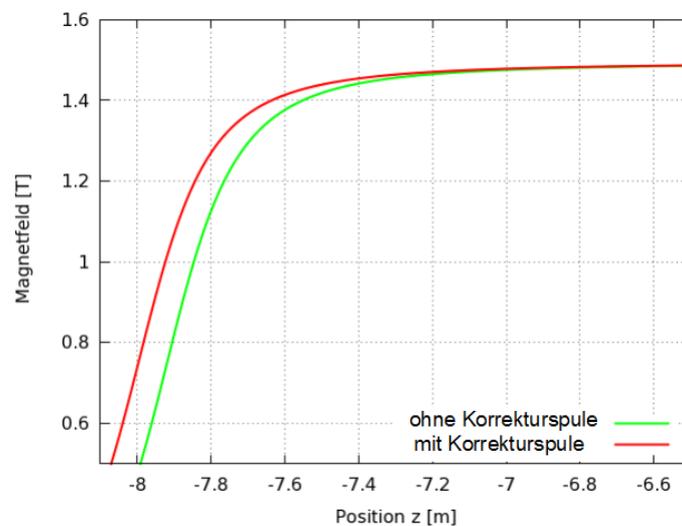


Abbildung 3.21.: Magnetische Flussdichte am Beginn des langen Solenoiden: Durch eine Korrekturspule wird hier das Feld um bis zu 0,26 T ($z = -8$ m) „angehoben“. Der Solenoid beginnt bei $z = -8$ m.

aufgebracht (nicht in Abb. 3.20 gezeigt), um eine möglichst lange Region mit konstantem, homogenem Magnetfeld B_0 zu gewährleisten.

In Abb. 3.21 ist das Magnetfeld am Anfang des Solenoiden mit und ohne Korrekturwindung dargestellt. Durch diese wird das Magnetfeld am Beginn des langen Solenoiden um bis zu 0,26 T ($z = -8$ m) angehoben.

Auf den langen Solenoiden folgen zwei Kippspulen: Die erste Kippspule (nach dem langen Solenoiden) ist in ihrem Durchmesser in der Schräglage exakt an den des langen Solenoiden ($D = 40$ cm) angepasst. Die Neigung ist mit $\theta = 13^\circ$ etwas größer als in der Implementierung des finalen Designs mit drei Kippspulen (vgl. Unterabschnitt 3.4.1). Daran schließt sich die zweite, größere Kippspule, die in ihrer verkippten Lage exakt an den Durchmesser des nachfolgenden Separators ($D = 60$ cm) angepasst ist, an. Die Neigung ist mit $\theta = 6,5^\circ$ kleiner als die der entsprechenden Spulen in der Anordnung des finalen Designs (vgl. Unterabschnitt 3.4.1). Beide Spulen haben jeweils eine Länge von 23 cm. Die Absicht, die hinter diesem strikten Einhalten von lediglich zwei Durchmessern steht, ist eine mögliche Kostenersparnis bei der Konstruktion des Magnetsystems. Durch diese Sektion wird der Elektronen- /Protonenstrahl vom Neutronenstrahl separiert.

Die sich an diesen Bereich anschließende Sektion der Separator- und Filterspulen, in der das Hochmagnetfeld B_1 erzeugt wird, ist in seiner Längsachse um 10 cm im Vergleich zu der des langen Solenoiden (in y -Richtung) nach oben verschoben, um die Zerfallsprodukte den Bereich größter Homogenität des Magnetfeldes durchfliegen zu lassen.

Die Länge des Separators beträgt 53 cm. Die beiden Filterspulen sind auch hier nahezu in Helmholtzkonfiguration auf diesen gewickelt. Die beiden 19 cm langen Korrekturspulen befinden sich neben dem Separator. Es ist hier im Vergleich zum finalen Design (vgl. Unterabschnitt 3.4.1) der Ansatz verfolgt worden, den zentralen Solenoiden in der Länge unter Gewährleistung größtmöglicher Stabilität des Magnetfeldes im Bereich von B_1 zu reduzieren, um anfallende Produktionskosten zu senken.

Nach dem Bereich des Hochfeldes B_1 werden die Zerfallsprodukte durch zwei weitere Kippspulen wieder auf die zentrale Achse des langen Solenoiden zurückgeführt. Dieser Bereich ist fast symmetrisch zu den ersten beiden Kippspulen: Auf einen Solenoiden mit -6.5° Neigung folgt eine Spule mit $-12,4^\circ$. Auch hier sind diese Spulen, unter Berücksichtigung des Kippwinkels, im Durchmesser und ihrer vertikalen Position (vgl. Tab. B.4) strikt an ihre jeweiligen Nachbarspulen angepasst. Ihre Länge beträgt jeweils 23 cm. Eine vollständige Symmetrie zwischen den Kippspulen 1, 2, 3 und 4 ist aufgrund des nicht symmetrischen Magnetfeldverlaufs (siehe Abschnitt 3.1) nicht möglich.

Auf die Kippspulen folgt eine 58 cm lange Spule mit Durchmesser 40 cm Spule durch die die Strahlposition im Detektor stabilisiert wird: Abhängig von der Stärke des B_1 Feldes variiert die vertikale Position des Strahlverlaufs am Ende des Magnetsystems, wie anschließend in Unterabschnitt 3.5.3 erklärt wird. Um den Einfluss des Hochmagnetfeldes B_1 möglichst gering zu halten, ermöglicht ein größerer Abstand zwischen der Filtersektion und der sogenannten Detektorspule eine stabile Strahlposition am Ende von PERC. Wichtig ist dies für eine konstante Detektorposition der Experimente während der Messungen trotz variierendem Hochmagnetfeld. Die Detektorspule selbst hat bei einem Durchmesser von 40 cm eine Länge von 90 cm.

3.5.2. Elektromagnetische Subsysteme

Das System gliedert sich auch hier in vier elektromagnetische Subsysteme, die jeweils von einem Netzgerät versorgt werden. In Abb. 3.20 ist dies durch unterschiedliche farbliche Hervorhebungen gekennzeichnet.

- Sektion 1: Langer Solenoid mit Korrekturwindungen (B_0),
- Sektion 2: Kippspulen mit Korrekturspulen des Separators, sowie Distanzspule vor der Detektorspule,
- Sektion 3: Separator mit Filterspulen (B_1),
- Sektion 4: Detektorspule (B_2);

Die Magnetfeldverhältnisse B_0/B_1 und B_0/B_2 sind ebenso variabel einstellbar wie im Design mit drei Kippspulen (vgl. Unterabschnitt 3.4.2). Ein Unterschied besteht darin, dass das Hochfeld B_1 von 3 T bis 6 T von den Filterspulen zusammen mit der Separatorspule erzeugt wird. Die elektromagnetischen Daten der Spulen, wie Stromstärke sowie gespeicherte Energie können Tab. B.5 im Anhang entnommen werden. Sie sind den in Unterabschnitt 3.4.2 beschriebenen ähnlich.

3.5.3. Strahlverlauf der Zerfallsprodukte und der Neutronen

Am Ende des langen Solenoiden

Am Ende des langen Solenoiden „verschieben“ sich die Feldlinien stärker aus dem horizontalen Verlauf, als beim finalen Design mit drei Kippspulen (vgl. Unterabschnitt 3.4.3). Dies hat seine Ursache in der etwas stärker geneigten Kippspule 1 (vgl. Abschnitt 3.5.1). In Abb. 3.22 sind die Feldlinienverläufe am Ende des langen Solenoiden dargestellt. Die zentrale Feldlinie aus der Mitte des Zerfallsvolumens ($z = -4$ m) „verschiebt“ sich um $y = +5,1$ mm bzw. $y = +6$ mm für $B_1 = 3$ T bzw. $B_1 = 6$ T am Ende des langen Solenoiden ($z = 0$ m). Damit sind die Feldlinien, die bei $z = -4$ m durch $y = \pm 25$ mm verlaufen (aktiver Bereich) bereits 3 cm vor Ende des Neutronenleiters diesem näher als der Mindestabstand von 5 mm (vgl. Unterabschnitt 3.4.3). Eine Längenreduktion des Leiters müsste hier in Betracht gezogen werden, um Kollisionen der Ladungsträger mit den Wänden zu verhindern.

40,2 cm ($B_1 = 3$ T) bzw. 39,3 cm ($B_1 = 6$ T) nach Ende des Solenoiden ist der Strahl von Zerfallsprodukten vollständig vom Neutronenstrahl getrennt (Abb. 3.22 (a)). Die Separationsdistanz ist um etwa 2 cm länger als beim finalen Design mit drei Kippspulen aufgrund der geringeren Neigung der zweiten Kippspule (vgl. Unterabschnitt 3.4.1 und 3.5.1).

Auf Höhe von B_1

Auf Höhe des Hochmagnetfeldes B_1 , das 1,25 m nach Ende des Leiters erreicht wird, verläuft der Strahl an Zerfallsprodukten in einem von B_1 abhängigen Abstand parallel zur ursprünglichen zentralen Achse des langen Solenoiden. Der Strahl bemisst dabei gemäß Gl. (2.11) $4,24 \times 4,24$ cm² ($B_1 = 3$ T) bzw. $3,0 \times 3,0$ cm² ($B_1 = 6$ T), wenn er in B_0 eine Querschnittsfläche von $6,0 \times 6,0$ cm² besitzt. In Abb. 3.23 ist dies dargestellt.

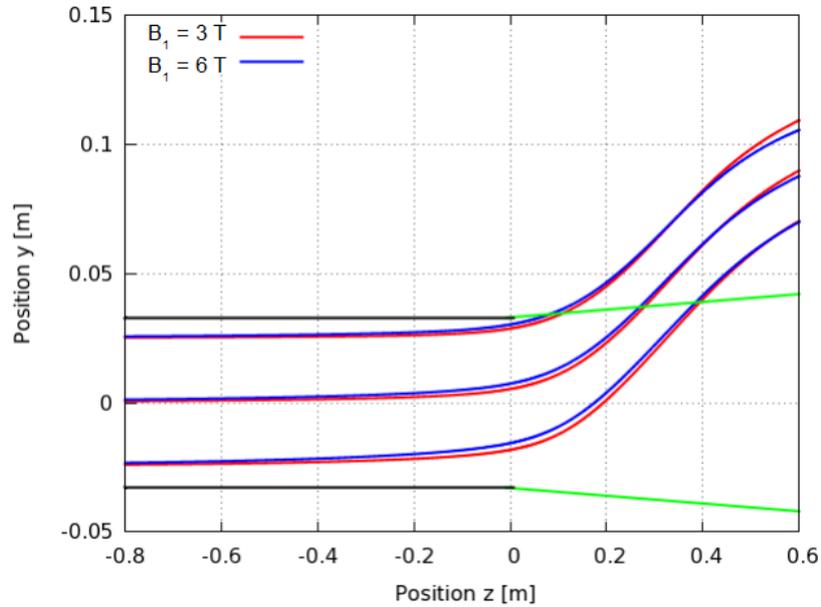
Die „Verschiebung“ der zentralen Feldlinie beträgt dabei auf Höhe von B_1 zwischen 10,0 cm ($B_1 = 6$ T) und 10,5 cm ($B_1 = 3$ T). Damit ist diese im Vergleich zum finalen Design mit drei Kippspulen um 25 % geringer (vgl. Unterabschnitt 3.4.3). Dies kann durch die Anordnung der Kippspulen 1 und 2 und durch die Tatsache, dass B_1 zwischen 3 T und 6 T sowohl durch die Separator- als auch durch die Filterspulen erzeugt wird, begründet werden. Die geringere Drift der Feldlinien ist für die Dimension und Position des Neutronenstrahlfängers (ebenfalls in Abb. 3.23 gezeigt) von Bedeutung.

Am Ende des Spulensystems

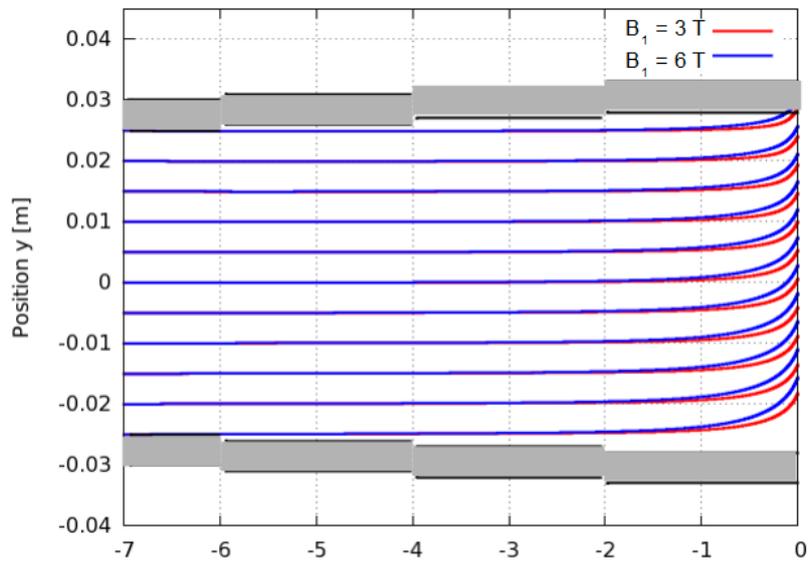
Am Ende des Magnetsystems findet sich mit Variation von B_1 zwischen 3 T und 6 T keine bzw. eine geringe „Verschiebung“ der zentralen Feldlinie. In Abb. 3.24 ist dies dargestellt. Ebenfalls ist hier das Elektronen-/Protonenfensters (vgl. Unterabschnitt 3.4.3) gezeigt. Die Strahlposition ist somit stabiler als im finalen Design mit drei Kippspulen (vgl. Unterabschnitt 3.4.3). Dies lässt sich durch die größere Distanz zwischen Filter und Detektorspule erklären. Die zentrale Feldlinie befindet sich für $B_2(z = 3,94$ m) = 0,5 T 3 cm nach dem Spulenende bei $y = 0,30$ cm. In Tab. 3.6 sind zudem für verschiedene Werte von B_2 die Positionen y der Strahlmittelpunkte aufgelistet.

B_2	0,3 T	0,5 T	0,6 T	0,7 T
$B_1 = 3$ T	$y = +2,5$ mm	$y = +2,8$ mm	$y = +2,8$ mm	$y = +2,8$ mm
$B_1 = 6$ T	$y = +2,0$ mm	$y = +2,8$ mm	$y = +2,8$ mm	$y = +2,9$ mm

Tabelle 3.6.: Position des Strahlmittelpunktes am Ende des Spulensystems ($z = 3,91$ m) in Abhängigkeit von B_1 und B_2 .



(a)



(b)

Abbildung 3.22.: Feldlinienverlauf entlang des Strahls an Zerfallsprodukten (blau und rot) am Ende des langen Solenoiden bis zum Separationspunkt: (a) Exemplarisch sind die mittlere ($y = 0$ mm) sowie die Feldlinien mit $y = \pm 25$ mm bei $z = -4$ m gezeichnet. Die Innenwand des Neutronenleiters ist in schwarz angedeutet. Zu erkennen ist eine B_1 abhängige Verschiebung der Trajektorien. Der Separationspunkt von Neutronen- (grün) und Elektronen-/Protonenstrahl befindet sich 40,2 cm ($B_1 = 3$ T) bzw. 39,3 cm ($B_1 = 6$ T) nach Ende des langen Solenoiden ($z = 0$ m). (b) Feldlinienverlauf innerhalb des langen Solenoiden. In Grau ist die 5 mm Pufferzone bis zur inneren Wand des Neutronenleiters dargestellt.

3. Konzept und Entwicklung des Magnetsystems

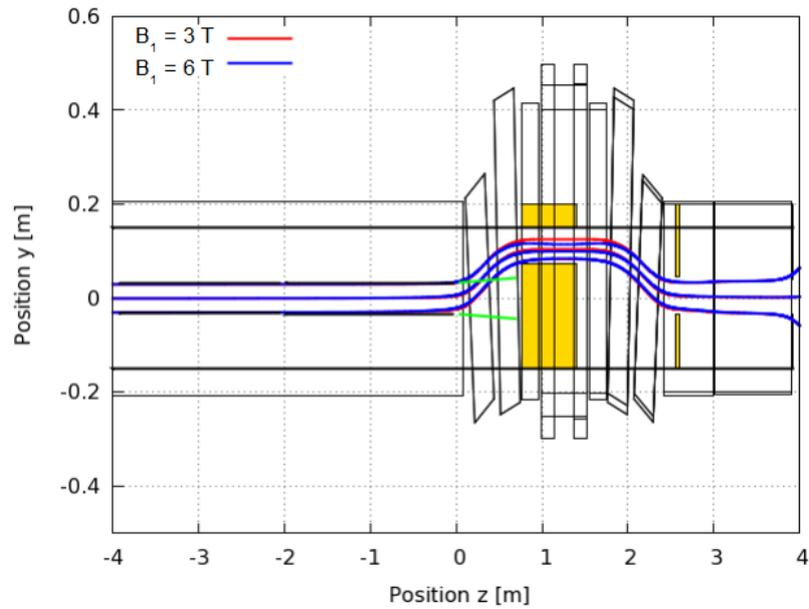


Abbildung 3.23.: Feldlinienverlauf entlang des Strahls an Zerfallsprodukten: Exemplarisch sind die mittlere ($y = 0$ mm) sowie die Feldlinien mit $y = \pm 25$ mm bei $z = -4$ m gezeichnet. Mit Variation von B_1 ist eine Verschiebung des Strahlverlaufs auf Höhe des Hochmagnetfeldes zu erkennen. Der Neutronenstrahlfänger ist in der Zeichnung gelb dargestellt.

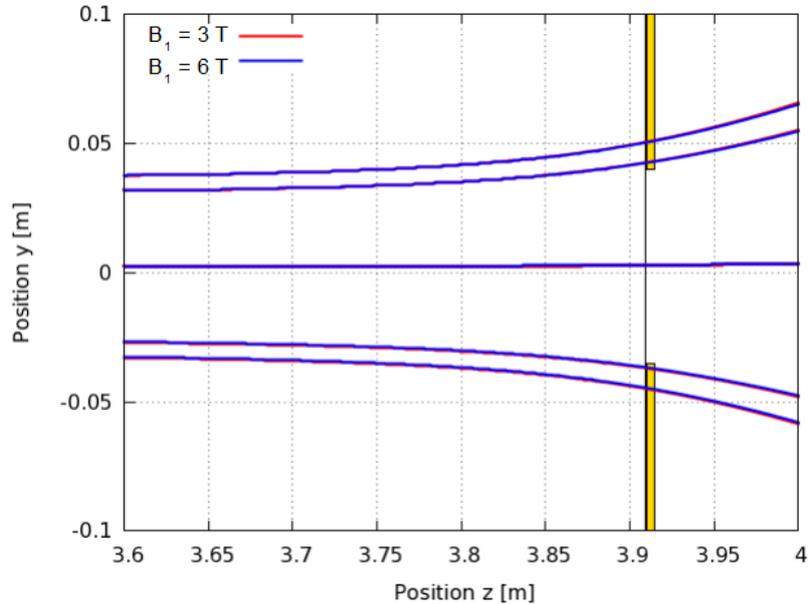


Abbildung 3.24.: Feldlinienverlauf entlang des Strahls an Zerfallsprodukten am Ende des Spulensystems: Exemplarisch sind die Feldlinien gezeichnet, die in der Mitte des Zerfallsvolumens ($z = -4$ m) durch $y = \pm 30$ mm, $y = \pm 25$ mm und durch $y = 0$ mm verlaufen. Mit Variation von B_1 ist keine bzw. eine geringe Verschiebung des Strahls am Ende der Spulen zu erwarten. In dieser Skizze ist in Gelb das Elektronen-/Protonenfenster gezeichnet.

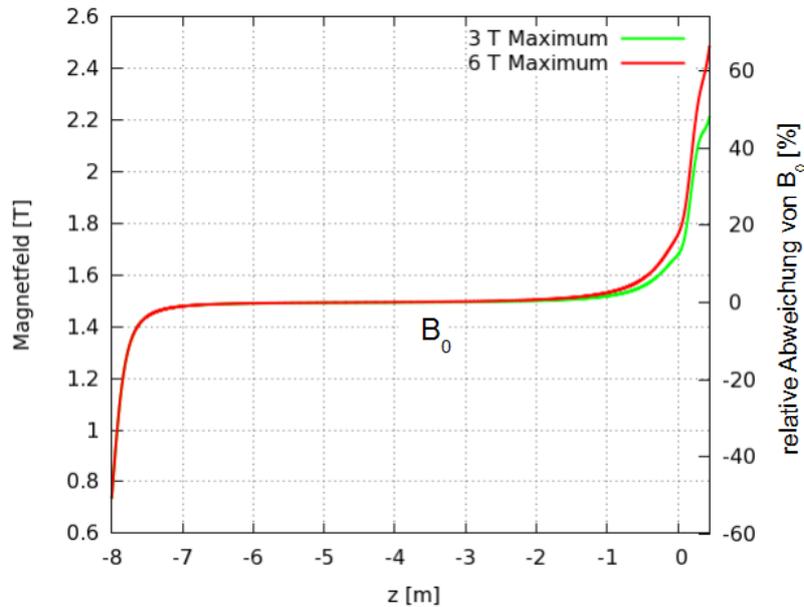


Abbildung 3.25.: Magnetische Flussdichte entlang der zentralen Feldlinie der Zerfallsprodukte im langen Solenoiden bis zum Separationspunkt vom Neutronenstrahl.

3.5.4. Magnetfeld

Die Homogenität des Magnetfeldes im Bereich von B_0 ist mit der im finalen Design mit drei Kippspulen vergleichbar (vgl. Unterabschnitt 3.4.4). Am Beginn der Spule steigt das Feld von 0,7 T bis 0,8 T auf einer Länge von etwa 1 m auf 1,5 T an. Bis zum Ende des langen Solenoiden steigt die magnetische Flussdichte auf etwa 1,8 T. Bis zum Separationspunkt von Elektronen-/Protonenstrahl und Neutronenstrahl steigt die magnetische Flussdichte auf 2,2 T ($B_1 = 3$ T) bis 2,5 T ($B_1 = 6$ T). In Abb. 3.25 ist der beschriebene Feldverlauf dargestellt.

Die Homogenität dB_0/B_0 des B_0 Feldes über den Strahlquerschnitt $6,0 \times 6,0$ cm² in der Mitte des langen Solenoiden ($z = -4$ m) ist in Abb. 3.26 dargestellt. Es wird auch hier ein Ebenmaß von besser als $1 \cdot 10^{-6}$ erreicht. Die Verschiebung des Symmetriezentrums des Magnetfeldes in Abb. 3.17 relativ zur Solenoidenachse resultiert aus den Feldüberlagerungen der auf den Solenoiden folgenden Spulen.

Eine Betrachtung der Homogenität des Magnetfeldes dB_1/B_1 (Abb. 3.27) über den Strahlquerschnitt am Magnetfeldmaximum B_1 zeigt, dass diese zwischen $1,4 \cdot 10^{-4}$ (3 T) und $4,5 \cdot 10^{-4}$ (6 T) liegt.

Damit ist sie im Vergleich zu jener im finalen Design für $B_1 = 3$ T (vgl. Unterabschnitt 3.4.4) identisch. Für $B_1 = 6$ T ist sie um $3,8 \cdot 10^{-4}$ schlechter. Begründet werden kann dies durch eine unterschiedliche Strahlführung (vgl. Unterabschnitt 3.4.3 und 3.5.3), sowie durch die etwas andere Untergliederung der elektromagnetischen Subsysteme (vgl. Unterabschnitt 3.4.2 und 3.5.2).

3.5.5. Adiabatischer Transport der Zerfallsprodukte

Die adiabatische Bedingung (vgl. Abschnitt 2.2) ist auch in dieser Version des finalen Designs garantiert. In Abb. 3.28 ist dies verdeutlicht.

3. Konzept und Entwicklung des Magnetsystems

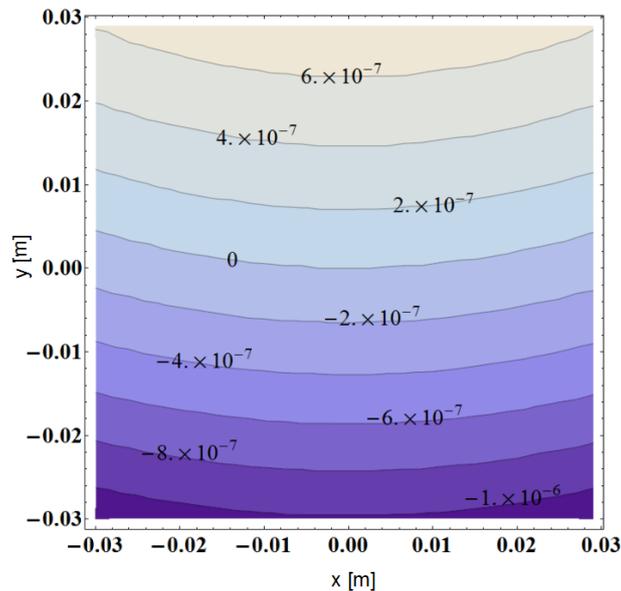


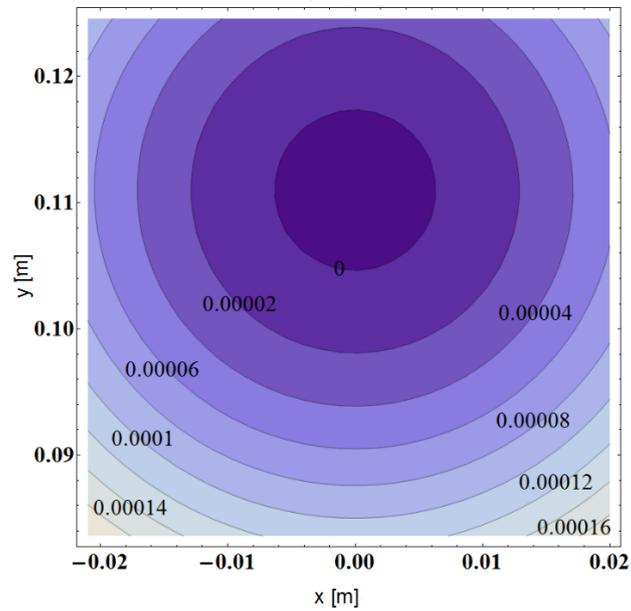
Abbildung 3.26.: Homogenität dB_0/B_0 des Magnetfeldes über den Strahlquerschnitt im Magnetfeld B_0 .

Am Beginn und Ende der Spulenanordnung erreicht g (rechte Seite in Gl. (3.5)) mit 0,2 ein Maximum. Weitere Extrema finden sich, nach dem langen Solenoiden, wenn das Magnetfeld auf B_1 ansteigt und wenn das Hochmagnetfeld B_1 auf B_2 abfällt. Dieser Verlauf ist dem in Abb. 3.19 ähnlich.

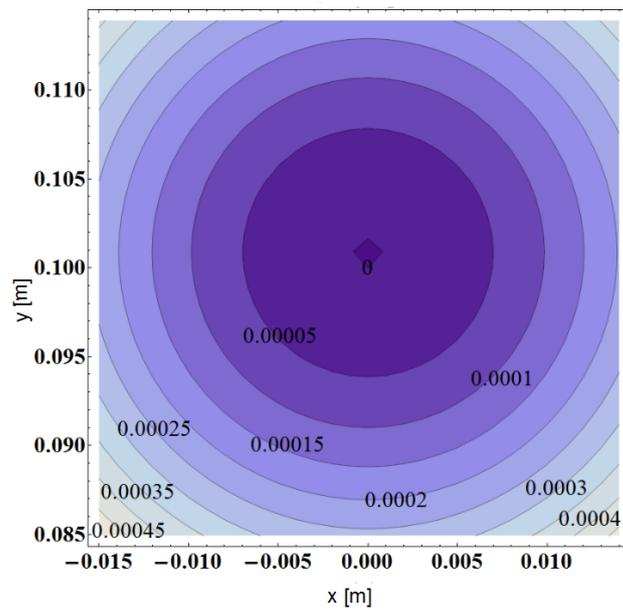
3.5.6. Stabilität

Die Stabilität bezüglich Konstruktionsgenauigkeit ist der im finalen Design ähnlich. Die geringsten akzeptablen Toleranzen bezüglich lokaler Minima im Magnetfeld (für $B_1 = 3$ T) zeigen sich auch hier im Bereich der Kippspulen: Während für Kippspule 2 und 3 Positionsungenauigkeiten von bis zu ± 2 cm und Rotationen von $\pm 2^\circ$ keine Minima im Magnetfeld erzeugen, sind für Kippspule 1 und 4 lediglich Toleranzen bis $\pm 5 - 6$ mm akzeptabel. Innerhalb dieser Toleranzen „verschieben“ sich mit B_1 zwischen 3 T und 6 T die Trajektorien der Elektronen und Protonen zum Ende des Magnetsystems um weniger als 3 mm. Eine Reduktion oder Verlängerung aller Spulen um eine Windungslänge ist akzeptabel.

Die Kräfte, die im System im Betrieb herrschen und bei der Fixierung der Spulen beachtet werden müssen, sind in Tab. B.6 im Anhang aufgelistet.



(a) $B_1 = 3 \text{ T}$



(b) $B_1 = 6 \text{ T}$

Abbildung 3.27.: Homogenität dB_1/B_1 des Magnetfeldes über den Strahlquerschnitt im Magnetfeld B_1 .

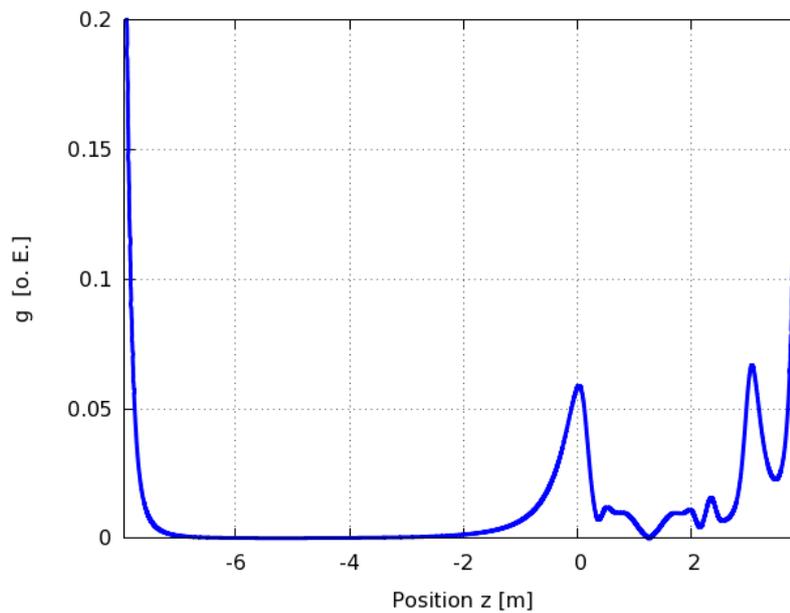


Abbildung 3.28.: Adiabatische Bedingung der Zerfallsprodukte: Aufgetragen ist das Verhältnis $g = 2\pi p / eB^{-2}(z) \partial B(z) / \partial z$ (vgl. Gl. (3.5)) für $p = 1,19 \text{ MeV}/c$ entlang der zentralen Achse des Elektronen-/Protonenstrahls. Das Magnetsystems beginnt bei $z = -8 \text{ m}$. Das Ende des langen Solenoiden ist bei $z = 0 \text{ m}$.

4. Messung mit PERC

In diesem Kapitel wird eine Übersicht über den Gesamtaufbau des Magnetsystems sowie über die Umgebung des Strahlplatzes, an dem dieses installiert werden wird, gegeben (vgl. Abschnitt 4.1). Als wichtiger Bestandteil des Magnetsystems wird die Geometrie der magnetischen Abschirmung erläutert, die im Rahmen dieser Arbeit mitentwickelt und von Philip Haiden [Hai13] ausgearbeitet worden ist (Abschnitt 4.2). Daneben werden mögliche Sekundärspektrometer für PERC vorgestellt, mit denen die Zerfallsprodukte der freien Neutronen detektiert werden können (Abschnitt 4.3). Des Weiteren werden die für die Messungen relevanten Größen wie Neutronenflussdichte am Strahlplatz sowie die erwarteten Zerfallsraten innerhalb des nicht depolarisierenden Neutronenleiters [Reb14] diskutiert (Abschnitt 4.4). Abschließend werden die die Messungen beeinflussenden Fehlergrößen in PERC erläutert und demonstriert, dass diese eine Präzision der Experimente auf dem Niveau 10^{-4} erlauben.

4.1. Komponenten und Einbauten des Magnetsystems

In Abb 4.1 ist der Strahlplatz in der Osthalle des FRM II am Leiter „MEPHISTO“ [MLZ14] dargestellt. Hier wird das Magnetsystem aufgebaut. In Abb. 4.2 findet sich eine Übersicht dieses supraleitenden Systems zusammen mit dem Ultrahochvakuumssystem der inneren Bohrung. Innerhalb dieses Vakuumbereiches, der sich über die gesamte Länge des Magnetsystems erstreckt, werden die Zerfallsprodukte aus dem Neutronenleiter um den Neutronenstrahlfänger herum auf das Detektorsystem geleitet (vgl. Abb. 4.2).

Die Wand der Bohrung besteht aus poliertem Edelstahl. Ihr innerer Durchmesser beträgt im langen Solenoiden 30 cm und im übrigen System 35 cm. Dies gewährleistet es, genügend Platz für die Separation von Zerfallsprodukten und Neutronenstrahl, sowie Einbauten wie den Neutronenstrahlfänger zur Verfügung zu haben. Dieser ist im Rahmen der Arbeit von [Gös12] und [Haa13] in der Geometrie eines „double-pin hole“ ausgearbeitet worden. Er wird hauptsächlich aus Blei, boriiertem Polyethylen und Borkarbid bestehen. Diese Anordnung ermöglicht es den Neutronenstrahl effektiv zu absorbieren, die Zerfallsprodukte ungestört passieren zu lassen und gleichzeitig die freie Sicht des nach oder in der letzten Spule installierten Detektors (vgl. Abb. 4.2) auf den Neutronenleiter zu blockieren.

Während die Spulen mit superkritischem Helium gekühlt sind, herrscht in der Bohrung Raumtemperatur. Dazwischen befinden sich entsprechende Isolationsschichten und ein thermisches Schild [PER12]. Dies ist für die Funktion des 8 m langen, nicht depolarisierenden Neutronenleiters, der sich im langen Solenoiden befindet, essentiell. Er wird aus boriiertem Glas mit einem Schichtsystem von Kupfer-Titan oder Nickel/Molybdän-Titan bestehen [Reb14]. Wie bereits angedeutet, ist der Leiter in vier Stücke unterteilt mit einem jeweiligen Abstand von 1 cm bis 2 cm zueinander. Der jeweilige innere Querschnitt vergrößert sich sukzessiv von Teilstück zu Teilstück um 2 mm von ursprünglich $6,0 \times 6,0 \text{ cm}^2$ (vom Reaktor aus betrachtet) auf schließlich $6,6 \times 6,6 \text{ cm}^2$. Die Wandstärke des Leiters beträgt insgesamt etwa 2 cm.

Diese segmentierte Bauweise ist notwendig, um ein Ultrahochvakuum der Größenordnung 10^{-9} mbar in der inneren Bohrung erzeugen zu können. Das Anbringen von entsprechenden kommerziell erhältlichen Turbomolekularpumpen ist nur am Beginn und Ende des Magnetsystems

4. Messung mit PERC

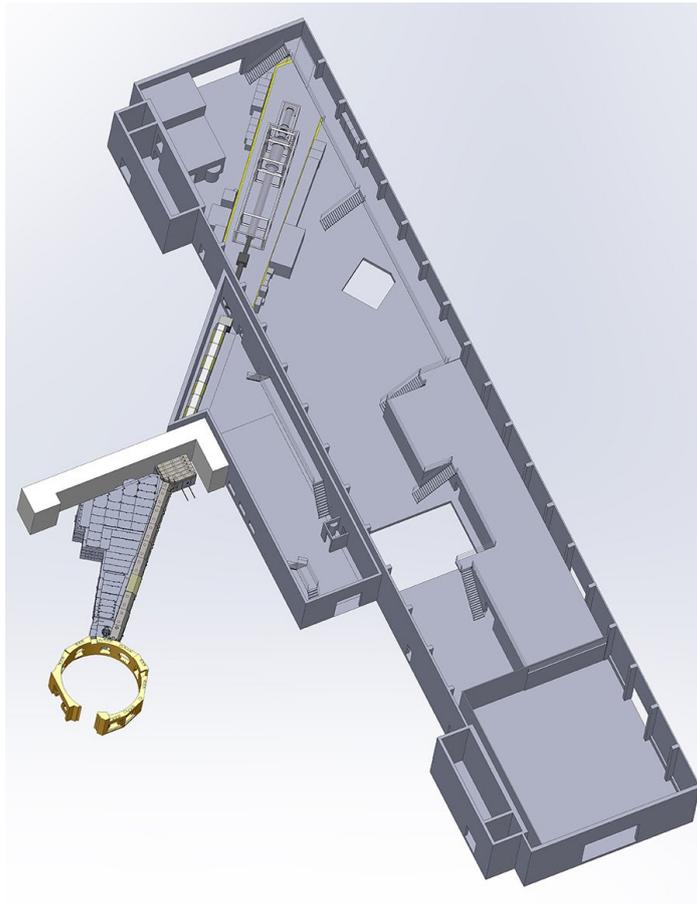


Abbildung 4.1.: Schematische Übersicht der Osthalle des FRM II: Gezeigt ist der Reaktor, die Zwischenstruktur mit dem Neutronenleiter „MEPHISTO“, der den Reaktor mit dem Magnetsystem von PERC verbindet. Dieses befindet sich an einem Strahlplatz in der neuen Osthalle (Graphik: [MLZ14]).

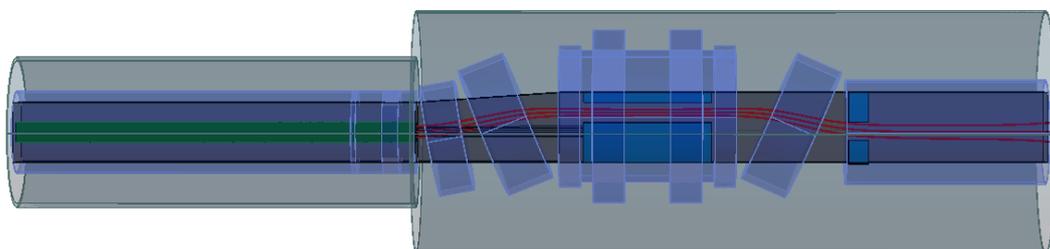


Abbildung 4.2.: Das Magnetsystem (violett) mit warmer Bohrung (dunkelgrau), Neutronenleiter (grün) im umgebenden Kryostaten (hellgrau); der Elektronen-/Protonenstrahl (rot) wird durch die Öffnung im Strahlstop (blau) geführt. Der Neutronenstrahl (schwarz) wird in diesem absorbiert. In der Zeichnung sind nur 2 m des langen Solenoiden dargestellt.

möglich. In der warmen Bohrung selbst werden zusätzlich Sublimations- und Getterpumpen angebracht. Um Kontamination des Leiterinneren durch die Pumpen zu vermeiden, werden diese nicht exakt an den Stoßstellen sitzen. Die Pumpen sind im Rahmen dieser Arbeit konstruiert und getestet worden (vgl. Kapitel 6).

Die sukzessive Erweiterung des Leiterquerschnitts reduziert den Strahlungsuntergrund an den Unterbrechungsstellen: Da der freie Neutronenstrahl am Ende jedes Leiterstückes einer gewissen vom Beschichtungsmaterial abhängigen Divergenz unterliegt, kollidieren so weniger Neutronen an den Stoßstellen mit den Wänden des darauffolgenden Segments.

Die Zerfallsprodukte, die mit diesen Wänden kollidiert sein können, werden durch das Elektronen-/Protonenfenster für die Messung herausgefiltert (vgl. Abschnitt 3.4.3).

Weitere, für die Elektronen-/Protonenquelle PERC wichtige Komponenten, die vor dem Magnet-system angebracht werden, sind: Ein Geschwindigkeitsselektor und Chopper für den gepulsten Betrieb, sowie Polarisator und Spinflipper für die Messungen mit polarisierten Neutronen. Eine Übersicht hierzu findet sich auch in [Kla13].

4.2. Magnetfeldrückführung

Am Strahlplatz ist es erforderlich, dass das Magnetfeld von PERC in horizontaler Richtung in einer Distanz von 2,5 m und in vertikaler Richtung in einer Höhe von 6 m bis 7 m zur zentralen Achse, auf 0,5 mT gesenkt wird. Dies dient zum einen dazu, Menschen mit Herzschrittmacher zu schützen, zum anderen dazu, Experimente in der Nähe von PERC nicht zu beeinflussen. Dafür ist eine Magnetfeldrückführung erforderlich, die das Magnetfeld bezüglich lokal auftretender Minima und seiner Homogenität innerhalb des Spulensystems nicht nachteilig beeinflusst. Im Rahmen dieser Arbeit ist ein Design mitentwickelt worden, das diese Kriterien erfüllt. In [Hai13] ist das System dann vollständig ausgearbeitet worden. In Abb. 4.3 ist eine Übersicht der magnetischen Abschirmung gezeigt. Sie besteht aus einem Rahmen aus Eisenbalken der äußeren Dimension $12,5 \times 3,2 \times 2,5 \text{ m}^3$. Die Träger entlang der Längsseite und an der hinteren Stirnseite (auf der Seite der Detektorspule) haben eine Querschnittsfläche von $20 \times 20 \text{ cm}^2$, die an der Stirnseite vor dem langen Solenoiden $14 \times 14 \text{ cm}^2$. An den Seiten sind zusätzlich Stahlplatten der Dicke 5 cm angebracht. Auf Höhe des Hochmagnetfeldes B_1 sind diese dreilagig im Abstand von 5 cm zueinander angeordnet. Genaue Dimensionen sowie Positionen können der Tab. D.1 im Anhang entnommen werden.

In Abb. 4.4 und Abb. 4.5 ist eine graphische Darstellung der magnetischen Flussdichte des Systems mit und ohne Rückführung in horizontaler Richtung für $y = 0 \text{ mm}$, sowie in vertikaler Richtung für $x = 0 \text{ mm}$ dargestellt. In horizontaler Richtung wird mit Abschirmung in einer Distanz von 2,5 m eine Flussdichte von 0,5 mT bis 0,6 mT erreicht (Abb. 4.4 (a)). Ohne Rückführung herrscht in gleichem Abstand auf Höhe von B_1 eine magnetische Flussdichte von 14,6 mT (Abb. 4.4 (b)). In vertikaler Richtung sinkt mit Rückführung die magnetische Flussdichte in einer Höhe von 6 m auf maximal 0,4 mT (4.5 (a)), wohingegen in gleicher Höhe die magnetische Flussdichte unabgeschirmt 3,6 mT annimmt (Abb. 4.5 (b)).

Innerhalb des Spulensystems ist der Einfluss der Rückführung auf das Magnetfeld gering, aber vorteilhaft. Im Bereich des Zerfallsvolumens der freien Neutronen im langen Solenoiden (vgl. Unterabschnitt 3.4.1) wirkt sich die Abschirmung positiv auf die Homogenität des Magnetfeldes $\Delta B_0/B_0$ entlang der zentralen Achse aus. In Abb. 4.6 (a) ist diese für das abgeschirmte, sowie für das unabgeschirmte System dargestellt. B_0 bezeichnet hierbei die magnetische Flussdichte in der Mitte dieser Spule (vgl. Abschnitt 3.1). Es zeigt sich, dass für das abgeschirmte System auf den inneren 6 m des Zerfallsvolumens ($-6000 \text{ mm} < z < -1000 \text{ mm}$) die Homogenität um bis zu 0,3 % im Vergleich zum unabgeschirmten System verbessert werden kann. Dieser Sachverhalt

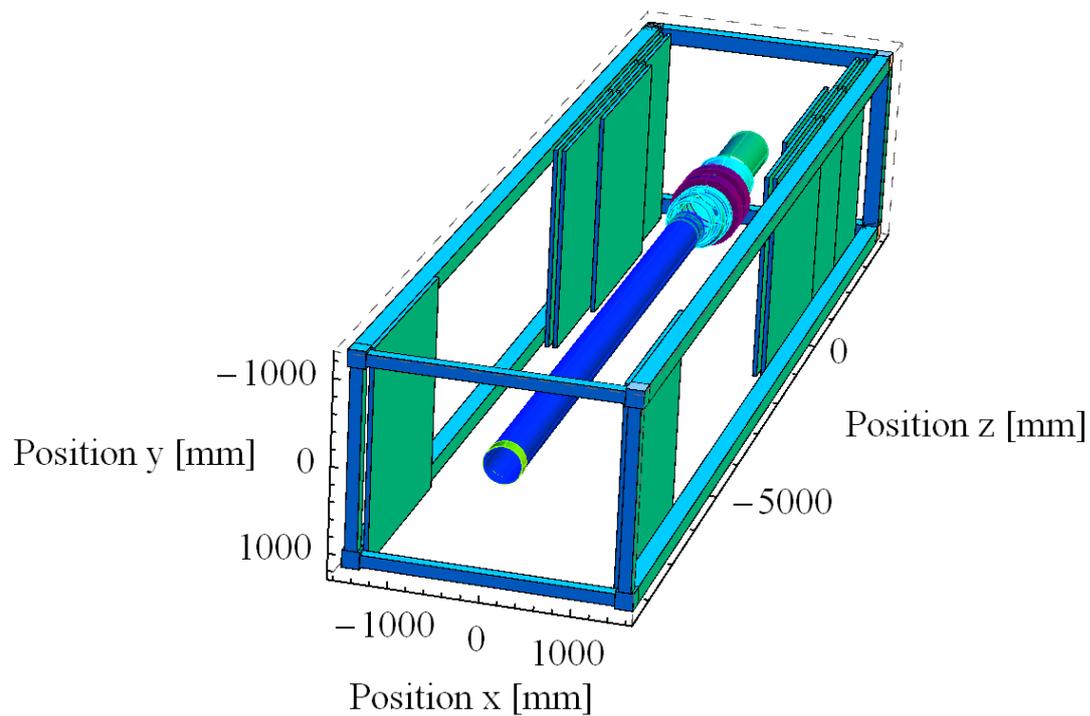
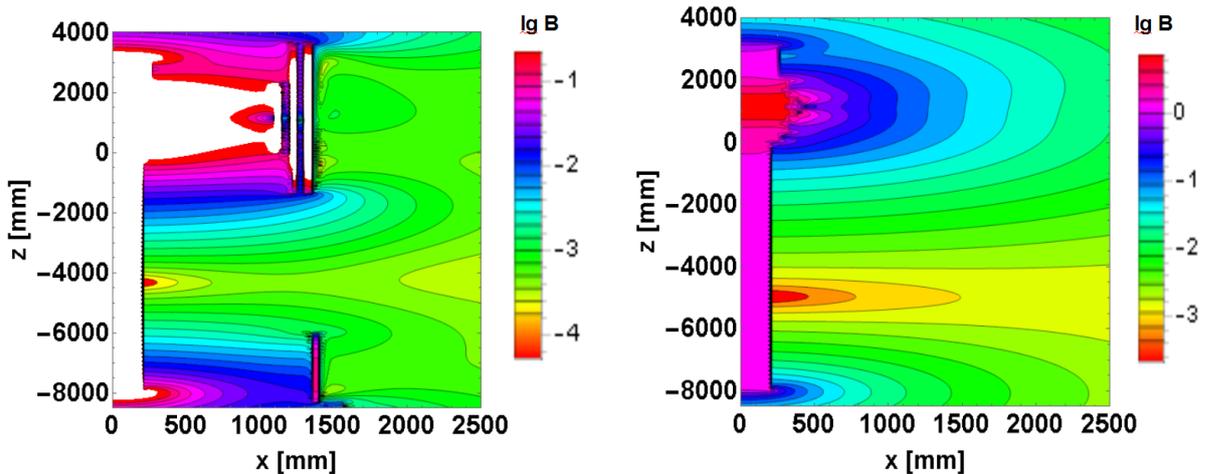


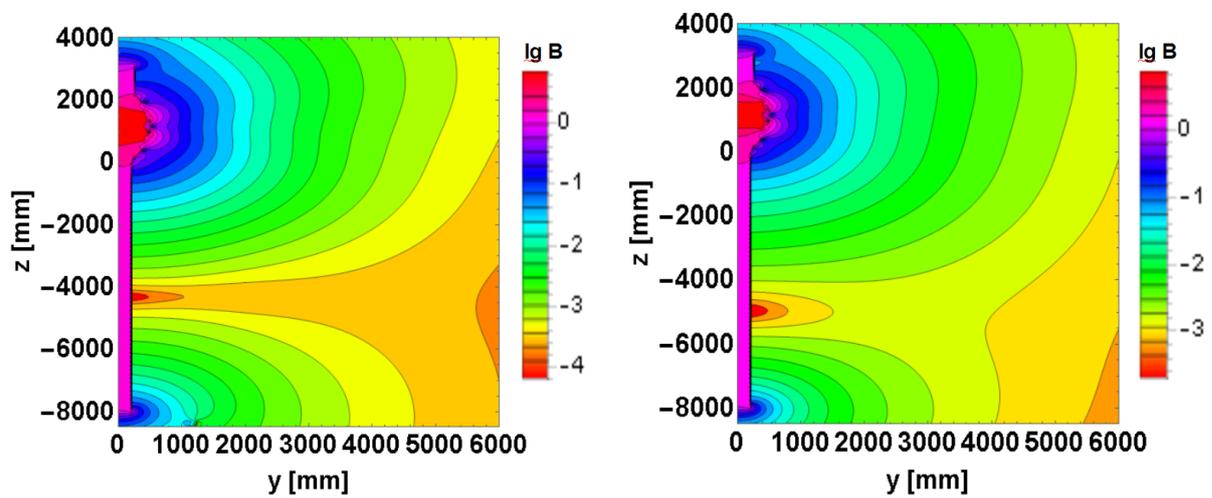
Abbildung 4.3.: Magnetfeldrückführung: Zu sehen ist der Rahmen aus Eisenbalken der äußeren Dimension von $12,5 \times 3,2 \times 2,5 \text{ m}^3$. Seitlich des Magnetsystems befinden sich am Beginn des langen Solenoiden sowie auf Höhe der Hochfeld-Spulen zusätzlich 5 cm dicke Stahlplatten. Diese sind in letzterem Fall drei-lagig in einem Abstand von jeweils 5 cm zueinander angeordnet.



(a) mit Abschirmung

(b) ohne Abschirmung

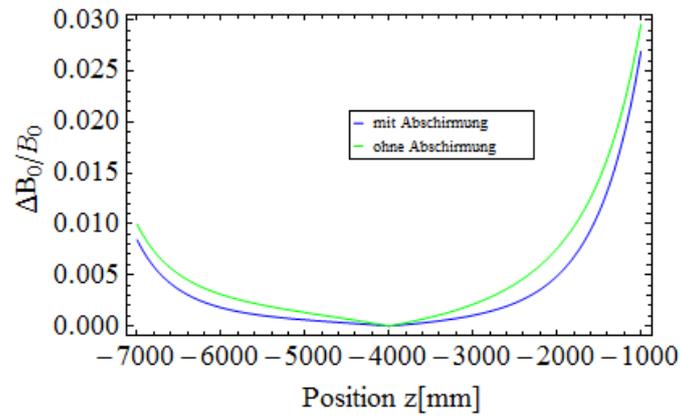
Abbildung 4.4.: Konturplot der magnetischen Flussdichte außerhalb des Magnetsystems in horizontaler Richtung für $y = 0$ mm: Links ist das Magnetsystem zu erkennen. (a) Von der Magnetfeldrückführung ist ein Querschnitt der Stahlplatten gezeichnet. In einem Abstand von 2,5 m von der zentralen Achse ($x = 0$ mm) wird eine magnetische Flussdichte von maximal 0,6 mT erreicht. (b) Unabgeschirmt herrscht auf Höhe des Hochmagnetfeldes $z = 1000$ mm ein Magnetfeld von 14,6 mT.



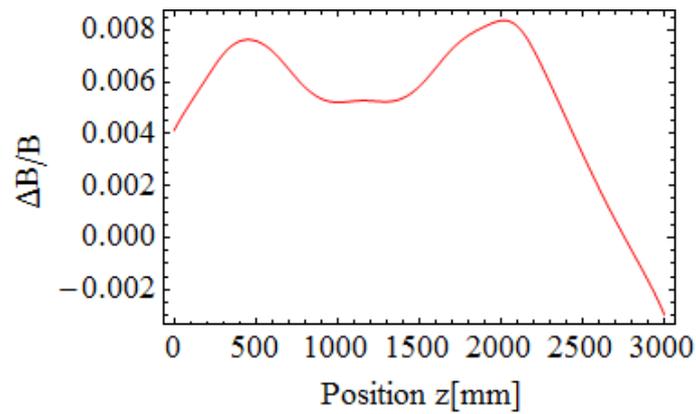
(a) mit Abschirmung

(b) ohne Abschirmung

Abbildung 4.5.: Konturplot der magnetischen Flussdichte außerhalb des Magnetsystems in vertikaler Richtung für $x = 0$ mm: Links ist das Magnetsystem zu erkennen. Mit magnetischer Abschirmung wird in 6 m Höhe eine Flussdichte von 0,4 mT nicht überschritten. Unabgeschirmt sind dies in gleichem Abstand bis zu 3,6 mT.



(a)



(b)

Abbildung 4.6.: (a): Homogenität des B_0 Feldes entlang der zentralen Achse in den inneren 6 m des langen Solenoiden: Durch die Wirkung der Abschirmung wird die magnetische Flussdichte homogener. Mit B_0 ist die magnetische Flussdichte in der Mitte des langen Solenoiden bezeichnet. (b): Relative Abweichung der magnetischen Flussdichte des abgeschirmten zum ungeschirmten Systems entlang der zentralen Feldlinie des Strahls an Zerfallsprodukten.

wirkt sich positiv auf die Messungen der Observablen des freien Neutronenzerfalls (vgl. Unterabschnitt 3.4.4) aus. B_0 selbst ist mit Abschirmung um 1,5 mT geringer als ohne diese.

Direkt im Anschluss an das Zerfallsvolumen wird durch die Wirkung der Abschirmung die magnetische Flussdichte erhöht. In Abb. 4.6 (b) ist die relative Abweichung der magnetischen Flussdichte im Vergleich zum unabgeschirmten System nach dem langen Solenoiden bis zum Ende des Magnetsystems ($0 \text{ mm} < z < 3000 \text{ mm}$) entlang der zentralen Feldlinie des Strahls an Zerfallsprodukten (vgl. Unterabschnitt 3.4.3) gezeigt. Im Bereich der Kippspulen 1 und 2 ($0 \text{ mm} < z < 700 \text{ mm}$) (vgl. Unterabschnitt 3.4.1), der anfällig für lokale Senkungen im Magnetfeld ist (vgl. Unterabschnitt 3.4.7), wird die magnetische Flussdichte um bis zu 0,7 % erhöht. Dies verbessert die Stabilität bezüglich der Vermeidung dieser lokalen Minima. Im Bereich des Hochfeldes B_1 ($1000 \text{ mm} < z < 1500 \text{ mm}$) und im Bereich der Kippspule 3 ($1500 \text{ mm} < z < 2200 \text{ mm}$) (vgl. Unterabschnitt 3.4.1) ist die magnetische Flussdichte um 0,5 % bis 0,8 % erhöht. Bis zum Ende des Magnetsystems wird diese um bis zu 0,3 % gesenkt.

Die transversale Homogenität der magnetischen Flussdichte $\Delta_{\perp} B_0/B_0$ bzw. $\Delta_{\perp} B_1/B_1$ (vgl. Unterabschnitt 3.4.4) kann mit Abschirmung über den Strahlquerschnitt der Elektronen und Protonen mit besser als $2 \cdot 10^{-6}$ bzw. $1 \cdot 10^{-4}$ angegeben werden und ist damit mit der des unabgeschirmten Systems identisch (siehe auch [Hai13]).

4.3. Spektrometer

Zur Messung der Observablen des freien Neutronenzerfalls (vgl. Abschnitt 2.1) sind mit PERC verschiedenartige und austauschbare Detektoren und Spektrometer vorgesehen, die nach dem Magnetsystem installiert werden können. Dies können beispielsweise sein:

- **Magnetisches Spektrometer:** Damit können die Impulsspektren von Elektronen und Protonen gleichzeitig bestimmt werden, indem die Zerfallsprodukte auf positionssensitive Detektoren gelenkt werden. Dazu wird ein schwaches Magnetfeld der Größenordnung von 10 mT in senkrechter Orientierung zu dem von PERC benötigt [Dub07, Dub08]. Eine sehr gute Abschirmung von letzterem ist daher erforderlich. Eine Verbesserung eines solchen Spektrometers für PERC stellt daher das im Rahmen der Arbeit von [Wan12] erarbeitete $R \times B$ -Drift-Spektrometer [Wan13] dar. Dieses schwächt das Magnetfeld langsam ab, garantiert adiabatischen Transport der Zerfallsprodukte und hat eine hohe Auflösung für niedrige Energien [Wan12]. Es können für den Zerfall unpolarisierter Neutronen Observablen wie der Elektron-Antineutrino Koeffizient a und der Fierz Interferenzterm b gemessen werden.
- Mit einem Retardations-Spektrometer wie „aspect“ [Zim00, Glü05] kann das Energiespektrum von Protonen gemessen werden. Es nutzt hierzu ein variabel einstellbares elektrisches Potential. Nur Protonen über einer bestimmten Energie können die Barriere überwinden. Damit können die Observablen a und C gemessen werden. Wendet man dasselbe Prinzip für Elektronen an, erhält man ein Spektrometer, das die Differenzierung von Energie im niederen Bereich mit hoher Genauigkeit erlaubt. Wichtig ist dies für die Bestimmung des Fierz-Terms b .
- Es ist auch möglich, ein gesamtes Detektorsystem wie PERKEO III, das bisher eigenständig an einem Neutronenleiter einer kalten Quelle [Mär06, Mes11] installiert war, als Spektrometer für PERC zu nutzen. Mit jenem konnten bisher für den Zerfall von polarisierten Neutronen die Elektronenasymmetrie A mit einer relativen Genauigkeit von $2 \cdot 10^{-3}$ bestimmt werden [Mes11]. In der aktuellen Strahlzeit werden Messungen zur Bestimmung der Protonenasymmetrie C , sowie der Antineutrinoasymmetrie B mit einer erwarteten Genauigkeit von $2 \cdot 10^{-3}$ durchgeführt. Eine Installation dieses Systems nach PERC könnte die Genauigkeit der Messungen um eine Größenordnung verbessern.

4. Messung mit PERC

- Während in PERKEO III mit zwei Plastiksziintillatoren [Mär06, Mes11] gearbeitet wird, die jeweils den Öffnungswinkel der Gyration der Zerfallsprodukten von $\pm 90^\circ$ relativ zur Magnetfeldrichtung erfassen, ist es in PERC auch möglich, Messungen mit nur einem energie-sensitiven Detektor durchzuführen. Durch Umkehrung der Polarisationsrichtung der Neutronen können die Asymmetrien bestimmt werden. Die Präzision der Messungen beträgt 10^{-4} . Die fehlende Rückstreudetektion, die in PERKEO III durch den zweiten Detektor übernommen wurde, wird in PERC durch eine spezielle Geometrie bewerkstelligt (vgl. Abschnitt 5.2).

Zusätzlich zu den genannten, ist eine Vielzahl weiterer Detektorsysteme, vorstellbar, die mit bisher nie dagewesener Präzision den freien Neutronenzerfall untersuchen können.

4.4. Capture Flussdichte und Ereignisrate

Die mittlere ‘Capture Flussdichte’ für Neutronen¹ am Ende des Neutronenleiters „MEPHISTO“ beträgt $\Phi_C = 2,2 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ [MLZ14]. Unter Annahme eines Verlustes von 20 % bis zum Neutronenleiter [Dub07, Dub08] des Magnetsystems berechnet sich die zu erwartende Zerfallsrate N_{ZV} für einen kontinuierlichen, nicht polarisierten Strahl im PERC Leiter unter der Annahme einer konstanten Capture Flussdichte Φ_C zu:

$$N_{ZV} = \frac{l_{ZV} \cdot h_{ZV}^2}{v_0 \cdot \tau} \cdot \Phi_C \cdot 0,8 . \quad (4.1)$$

Hierbei ist mit $l_{ZV} = 8 \text{ m}$ die Länge und mit $h_{ZV}^2 = 6 \text{ cm}^2$ die Querschnittfläche des Zerfallsvolumens bezeichnet. Weiterhin ist $v_0 = 2200 \text{ m/s}$ die wahrscheinlichste Geschwindigkeit eines thermischen Maxwellspektrums und $\tau = 880,3 \text{ s}$ die mittlere Lebenszeit der freien Neutronen [Oli14]. N_{ZV} berechnet sich damit zu $2,6 \cdot 10^6 \text{ s}^{-1}$.

Für einen polarisierten Strahl reduziert sich dies um 80 % auf $5,2 \cdot 10^5 \text{ s}^{-1}$ bei einem Polarisationsgrad von 98 % [Dub07, Dub08].

Durch die begrenzte Transmission von Geschwindigkeitsselektor und Chopper [Dub07, Dub08] reduziert sich die Zerfallsrate für den gepulsten, unpolarisierten Strahl ($v \approx 800 \text{ m/s}$) zusammen mit dem Verlust durch die verminderte Länge l_{ZV} eines Pulses von 3 m, auf $3,4 \% \cdot N_{ZV} = 8,8 \cdot 10^4 \text{ s}^{-1}$ (gemäß [Dub07, Dub08]). Mit einem Polarisationsgrad von über 99 % ist die Zerfallsrate noch $8,8 \cdot 10^3 \text{ s}^{-1}$.

Von allen Elektronen und Protonen, die im Leiter zerfallen, kann, jedoch aufgrund der magnetischen Barriere nur ein Anteil $(1 - \cos(\theta_{krit0}))/2 \approx 1/16$ – bei isotropem Zerfall – im Detektor registriert werden.

Damit ist das gemessene Signal dort:

$$N_{Sig} = N_{ZV} \frac{1 - \cos(\theta_{krit0})}{2} \cdot F_{ep} . \quad (4.2)$$

Hierbei berücksichtigt der Faktor $F_{ep} = 25/36$ den Einfluss des Elektronen-Protonenfensters (vgl. Unterabschnitt 3.4.3). Nur die Elektronen und Protonen aus den inneren $5 \times 5 \text{ cm}^2$ des Leiterquerschnitts von $6 \times 6 \text{ cm}^2$ werden als Signal im Detektor registriert.

¹Die ‘Capture Flussdichte’ für Neutronen ist die Flussdichte des thermisch äquivalenten Spektrums. Sie wird mit einem dünnen Detektor anstelle der wahren Neutronenflussdichte ermittelt. Näheres hierzu findet sich in [Abe06]. Die tatsächliche Neutronenflussdichte für den Neutronenleiter „MEPHISTO“ ist $8,6 \cdot 10^9 \text{ s}^{-1}\text{cm}^{-2}$ [MLZ14] und ist damit etwa 2,5 mal kleiner als die ‘Capture Flussdichte’.

Tatsächlich nimmt die in Gl. (4.1) angegebene Capture Flussdichte Φ_C der Neutronen innerhalb des Leiters kontinuierlich ab. Ein Teil der Neutronen, die mit den Wänden des Leiters kollidieren, wird von den Bestandteilen desselben (Bor, Kupfer/Titan oder Nickel/Molybdän/Titan) unter Emission von Gammastrahlung absorbiert [Dub07, Dub08]. Die von der im Leiter zurückgelegten Strecke z abhängige Capture Flussdichte $\Phi_C(z)$ lässt sich nach [Abe06] ausdrücken durch:

$$\Phi_C(z) = T_{vert}(\lambda, \Theta', z) \cdot T_{hor}(\lambda, \Theta, z) \cdot \Phi_C \quad \text{mit} \quad (4.3)$$

$$T_{vert}(\lambda, \Theta', z) = R_{vert}(\lambda, \Theta')^{N'(\Theta', z)} \quad \text{und} \quad T_{hor}(\lambda, \Theta, z) = R_{hor}(\lambda, \Theta)^{N(\Theta, z)} .$$

Hierbei ist mit $T_{vert}(\lambda, \Theta', z)$ bzw. $T_{hor}(\lambda, \Theta, z)$ die Transmissionsfunktion in vertikaler bzw. horizontaler Richtung für eine bestimmte Wellenlänge λ und einen konkreten Einfallswinkel Θ' bzw. Θ der Neutronen bezeichnet. $R_{vert}(\lambda, \Theta')$ bzw. $R_{hor}(\lambda, \Theta)$ ist die Reflektivität des Neutronenleiters. Die Anzahl der Kollisionen in vertikaler und horizontaler Richtung sind dabei $N = |\Theta|z/d$ und $N' = |\Theta'|z/d$.

Als Beispiel reduziert sich Φ_C für einen $m = 1,8$ Kupfer-Titan Leiter unter Verwendung der simulierten Reflektivität [Reb14] für eine Wellenlänge von $0,45$ nm auf 8 m um 8 %. Simulationen mit McStas [Kla13] für einen $m = 2$ Leiter für eine Wellenlänge von $0,5$ m ergeben ebenfalls 8 % Verlust der Capture Flussdichte und damit der Teilchenzahldichte an Neutronen.

4.5. Korrekturen und verbleibende Fehler

Zusätzlich zu den in Abschnitt 3.4.4 erwähnten Korrekturen aufgrund des magnetischen Spiegel-effektes an den gemessenen Größen gibt es weitere wichtige Korrekturen. Im Folgenden werden die Fehlerquellen auf die Zählrate oder auf die gemessenen Größen kurz aufgelistet und erläutert (siehe auch [Dub07, Dub08]). Im Allgemeinen ist der Fehler in der Zählrate größer, als die resultierende Wirkung auf die Observablen. Deswegen bedeutet eine Angabe der Korrektur auf die Zählrate eine obere Abschätzung der Korrektur auf die entsprechende zu bestimmende Messgröße [Dub07, Dub08]:

- In [Kla13] wird gezeigt, dass sich der Fehler in der Zählrate, der sich durch eine nicht perfekte Polarisation ergibt, um eine Größenordnung im Vergleich zu bisherigen Messungen mit PERKEO III [Mes11], auf 10^{-4} verbessert werden konnte. Depolarisationseffekte aufgrund des Neutronenleiters werden durch die Verwendung von nicht depolarisierendem Material (Kupfer/Titan oder Nickel/Molybdän/Titan) [Reb14] verhindert.
- Der Fehler, der sich aufgrund von nicht adiabatischem Transport der Zerfallsprodukte ergibt, wurde in [Dub07, Dub08] auf $5 \cdot 10^{-5}$ bestimmt.
- Die Korrektur auf die Zählrate, die sich durch ein nicht einheitliches Profil der Neutronen über den Strahlquerschnitt mit bis zu 10 % Abweichung ergibt, ist $2,5 \cdot 10^{-4}$ mit einem Fehler von $5 \cdot 10^{-5}$ [Dub07, Dub08].
- Die Streu- bzw. Rückstreuungseffekte von Elektronen am „aktiven“ Elektronen-Protonenfenster (vgl. Unterabschnitt 3.4.3) beeinflussen die Zählrate der Elektronen in der Größenordnung $4 \cdot 10^{-4}$ bzw. $2 \cdot 10^{-5}$. Unter Annahme, dass man diese mit 25 % bzw. 50 % Genauigkeit bestimmen kann, beläuft sich der Fehler auf $1 \cdot 10^{-4}$ bzw. $1 \cdot 10^{-5}$ [Dub07, Dub08].

4. Messung mit PERC

- Auch die Rückstreuereffekte vom Detektor bzw. Rückstreudetektor (vgl. Abschnitt 5.3) beeinflussen die Zählrate und die Messgrößen. Für einen Plastikszintillator als Primärdetektor und eine Rückstreudetektoranordnung, wie in Abschnitt 5.2 beschrieben, ergeben sich für die Messgrößen Korrekturen von kleiner als $4,0 \cdot 10^{-4}$ mit einem Fehler von $0,8 \cdot 10^{-5}$.
- Wenn etwa 8 % der Neutronen im Leiter absorbiert werden [Kla13], entsteht für einen kontinuierlichen unpolarisierten Neutronenstrahl bei direkter Sicht in einem Abstand von etwa 3 m auf einer Detektorfläche von $10 \times 10 \text{ cm}^2$ ein γ -Strahlungsuntergrund von etwa $4,8 \cdot 10^5 \text{ s}^{-1}$ ². Unter der Annahme von reinem Blei als abschirmendem Material der Dicke 26 cm [Haa13] ist die Transmission der Strahlung für Gammastrahlung einer Energie von 0,5 MeV annähernd Null. Für eine solche mit 6 MeV bis 9 MeV gelangt weniger als $1 \cdot 10^{-4}$ durch das Material [Web14]. Damit berechnet sich das γ -Untergrund zu Signalverhältnis (für $B_1 = 6 \text{ T}$) zu $8,5 \cdot 10^{-5}$.

Der Strahlungsuntergrund bestehend aus Neutronen und γ -Strahlung vom Strahlfänger (Blei, Polyethylen) beträgt nach [Haa13] 1,8 m nach dessen Ende auf der Detektorfläche etwa $0,1 \text{ s}^{-1}(\gamma)$ und $2 \cdot 10^{-5} \text{ s}^{-1}$ (Neutronen). Das Untergrund zu Signalverhältnis beträgt demnach weniger als $1 \cdot 10^{-6}$.

Alle genannten Fehlerquellen erlauben eine Genauigkeit der Messungen der Observablen des freien Neutronenzerfalls in der Größenordnung 10^{-4} .

²Die bei der Kollision der Neutronen (vgl. Abschnitt 4.4) mit der Leiterwand entstehende Strahlung ist zu 80 % aus 0,5 MeV (Bor) und zu 20 % aus 6 – 9 MeV (Titan und Kupfer) Gammaphotonen zusammengesetzt [Dub07, Dub08]. Die Strahlungsquellen werden für die Abschätzung als linienförmig und gleichmäßig auf der zentralen Achse des Leiters verteilt angenommen (vgl. auch Abschnitt 5.4).

5. Design eines Rückstreudetektors und aktiven Elektronenfängers

Von allen Elektronen und Protonen N_{ZV} , die im Zerfallsvolumen des Neutronenleiters entstehen, gelangen für einen isotropen Zerfall $N_{ZV} \cdot (1 - \cos(\theta_{krit0}))/2$ über die magnetische Barriere (vgl. Abschnitt 4.4) [Dub07, Dub08]. Für das Hochfeld $B_1 = 6$ T ist dies etwa $1/16$ aller Zerfallsprodukte. Unter Berücksichtigung des Elektronen-/Protonenfensters (Abschnitt 3.4.3) können davon $\approx 25/36$ im Nutzerexperiment (Primärdetektor) als N_{Sig} gemessen werden. Obwohl durch steile Einfallswinkel der Zerfallsprodukte auf die Detektoroberfläche Rückstreuung unterdrückt werden kann, ist dieser Effekt für Elektronen nicht gänzlich zu vermeiden. Geschieht dies, hinterlassen die Elektronen keine oder nur einen Teil ihrer Energie im Detektor. Gemessene Energien und somit Elektronenspektren werden falsch interpretiert, gelangen diese Elektronen wiederum über die magnetische Barriere. Für Protonen hingegen ist Rückstreuung durch Anlegen eines negativen elektrischen Potentials zu verhindern [Dub07, Dub08].

Um den systematischen Fehler für Elektronen quantitativ zu bestimmen, ist im Rahmen dieser Arbeit ein Design für einen effizienten Rückstreudetektor (RSD) entwickelt worden. Mit diesem können in Koinzidenz mit dem Primärdetektor die Energien der rückgestreuten Elektronen rekonstruiert und somit die Spektren korrigiert werden, oder aber die entsprechenden Ereignisse verworfen werden.

Zusätzlich funktioniert die Geometrie als Elektronenstrahlfänger (ESF) für die Elektronen, die aus dem Zerfallsvolumen direkt entgegen der Flugrichtung der Neutronen in Richtung des Endes von PERC emittiert werden oder an der Magnetfeldbarriere reflektiert werden. Sie machen mit $N_{AS} = N_{ZV} \cdot (1 + \cos(\theta_{krit0}))/2 \approx N_{ZV} \cdot 15/16$ den größten Anteil aus.

Elektronen, die auf die Oberfläche des ESF-RSDs auftreffen, können ebenfalls mit einer gewissen Wahrscheinlichkeit zurückgestreut werden. Gelangen diese rückgestreuten Elektronen N_{rRSD} im Magnetsystem von PERC über die magnetische Barriere, können sie fälschlicherweise zum Signal des Primärdetektors gezählt werden. Durch koinzidente Messung mit dem Signal am Primärdetektor kann dies verhindert werden. Ein gewisser Anteil der zurückgestreuten Elektronen lässt jedoch zu wenig Energie im ESF-RSD zurück, um dort ein Signal auszulösen. Diese N_f Elektronen werden im Primärdetektor fälschlicherweise zu N_{Sig} gezählt. Im Rahmen der Designstudie der ESF-RSD-Anordnung kann gezeigt werden, dass durch diese Rückstreueffekte Messungen an den Observablen des freien Neutronenzerfalls auf einem Niveau von weniger als $1 \cdot 10^{-4}$ beeinflusst werden.

In den folgenden Abschnitten wird das Design der ESF-RSD-Anordnung vorgestellt, sowie die erwähnten Rückstreuprozesse im Einzelnen diskutiert. Um dabei eine Übersichtlichkeit über die verwendeten Bezeichnungen für die Elektronen zu erhalten, sind diese in Tab. 5.1 zusammengefasst, sowie in Abb. 5.1 skizziert.

5.1. Rückstreuung vom Primärdetektor

Im Folgenden soll am Beispiel eines Plastiksziellators als Primärdetektor, der u.a. zur Messung der experimentellen β -Asymmetrie $A_{exp}(E)$ (vgl. Unterabschnitt 2.1) eingesetzt wird, die Größenordnung sowie die Energieverteilung des Rückstreuspektrums erläutert werden. Die Mecha-

5. Design eines Rückstreudetektors und aktiven Elektronenfängers

Bezeichnung	
N_{ZV}	Elektronen im Zerfallsvolumen.
N'_{ZV}	Elektronen im Zerfallsvolumen; haben den Neutronenleiter nicht berührt.
N_{AS}	Elektronen aus dem Zerfallsvolumen; entgegen der Flugrichtung der Neutronen emittiert.
N'_{AS}	Elektronen aus dem Zerfallsvolumen; entgegen der Flugrichtung der Neutronen emittiert; treffen auf den ESF-RSD.
N_{Sig}	Auf dem Primärdetektor registrierte Elektronen.
N_{SigRSD}	Auf dem ESF-RSD registrierte Elektronen; vom Primärdetektor zurückgestreut.
N_{rRSD}	Vom ESF-RSD zurückgestreute Elektronen; überwinden magnetische Barriere B_1 ; gelangen auf den Primärdetektor.
N_f	Vom ESF-RSD zurückgestreute Elektronen; lösen dort kein Signal aus; überwinden magnetische Barriere B_1 ; gelangen auf den Primärdetektor.
N_{RSD}	Auf dem ESF-RSD registrierte Elektronen und Gammaphotonen.

Tabelle 5.1.: Übersicht über die in Kapitel 5 verwendeten Elektronenbezeichnungen.

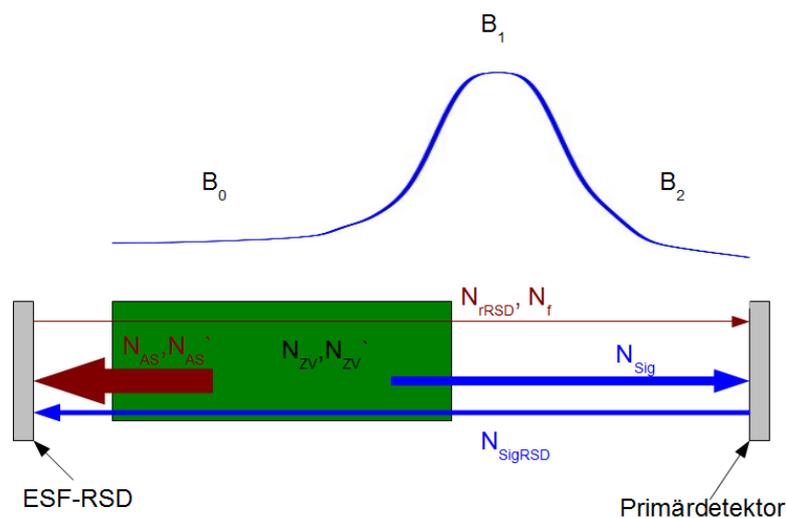


Abbildung 5.1.: Skizze der in Kapitel 5 verwendeten Elektronenbezeichnungen (siehe auch Tab. 5.1). In Grün ist das Zerfallsvolumen angedeutet.

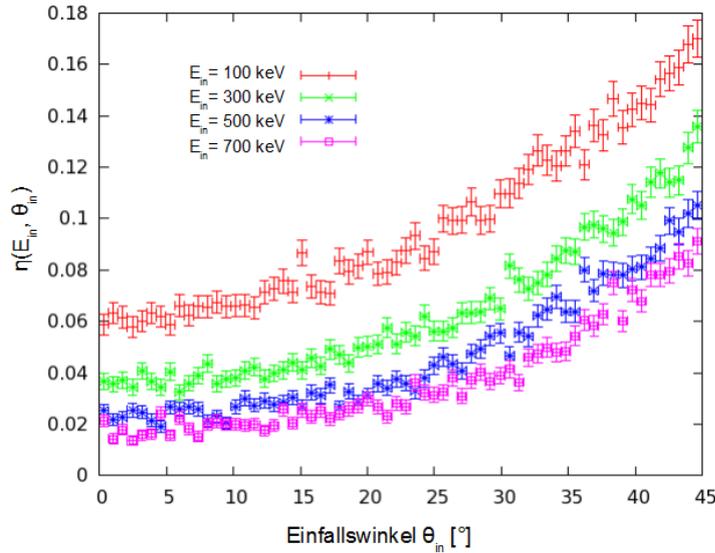


Abbildung 5.2.: Rückstreuungskoeffizient $\eta(E_{in}, \theta_{in})$ in Abhängigkeit des Einfallswinkels θ_{in} für verschiedene Energien E_{in} : Je steiler θ_{in} und je höher E_{in} , desto geringer ist der Anteil an rückgestreuten Elektronen (Monte-Carlo-Simulationen: [Roi14]).

nismen, die bei der Registrierung eines Elektrons im Plastiksziintillator von Bedeutung sind, sind u.a. in [Bir52, Bir64, Roi12] näher beschrieben. Der Detektor wird am Ende des Magnetsystems im Feld B_2 (vgl. Unterabschnitt 3.4.3) installiert.

Die Elektronen und Protonen aus dem Zerfall unpolarisierter Neutronen, die mit einer isotropen Winkelverteilung $P(\theta) = \sin(\theta)d\theta$ relativ zur Richtung des Magnetfeldes emittiert werden, erreichen den Primärdetektor aufgrund des magnetischen Spiegeleffektes unter einer Winkelverteilung von [Roi12]:

$$I(\theta_{in}) = \frac{\sin(\theta_{in}) \cos(\theta_{in})}{\frac{B_2}{B_0} \sqrt{1 - \sin^2(\theta_{in}) \cdot \frac{B_0}{B_2}}} \quad (5.1)$$

Treffen die Elektronen auf die Szintillatorfläche, so besteht in Abhängigkeit ihrer Energie E_{in} , sowie ihres Einfallswinkels θ_{in} eine Rückstreuwahrscheinlichkeit. Ein Maß für die totale Rückstreuwahrscheinlichkeit ist der Rückstreuungskoeffizient $\eta(E_{in}, \theta_{in})$. Dieser ist in Abb. 5.2 anhand von Monte-Carlo-Simulationen¹ mit 10^6 Elektronen modelliert für diskrete Energien E_{in} in Abhängigkeit von θ_{in} graphisch aufgetragen. Je steiler der Auftreffwinkel und je größer die Energie sind, desto geringer ist die Rückstreuwahrscheinlichkeit. Der Winkel θ_{in} ist dabei relativ zur Normalen der Detektoroberfläche betrachtet.

Es zeigt sich, dass für Winkel zwischen 15° und 24° im Feld B_2 (vgl. Abschnitt 3.1) für niedrige Energien von 100 keV eine maximale Rückstreuung von etwa 7 % bzw. 9 % zu erwarten ist. Über das komplette Energiespektrum gemittelt ergeben sich Rückstreuwahrscheinlichkeiten von etwa 5 %. Ein solches simuliertes Spektrum ist in Abb. 5.3 gezeigt. Bei dem Rückstreupektrum handelt es sich um ein niederenergetisches Spektrum mit einem Maximum bei 30 keV.

Von den zurückgestreuten Elektronen wird ein Großteil an der magnetischen Barriere B_1 reflektiert und anschließend im Detektor registriert. Ein Teil jedoch, dessen Winkel θ_r relativ zu den Magnetfeldvektoren kleiner als der kritische Winkel θ_{krit2} im Magnetfeld B_2 (vgl. Gl. (3.1)) ist, kann die magnetische Barriere überwinden und wäre ohne Rückstredetektion für die Messung

¹Nähere Informationen zum verwendeten Monte-Carlo-Programm finden sich in Anhang E sowie in [Roi12].

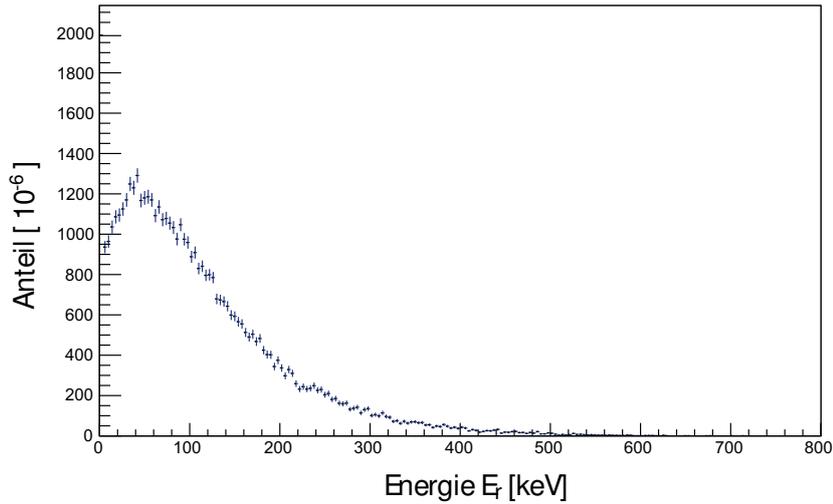


Abbildung 5.3.: Von einem Plastiksintillator rückgestreutes Elektronenspektrum: Dargestellt ist das Verhältnis von zurückgestreuten zu auf die Detektoroberfläche auftreffenden Elektronen. Für die Monte-Carlo-Simulationen werden $1 \cdot 10^6$ einfallende Elektronen verwendet (Monte-Carlo-Simulationen: [Roi14]).

verloren. Dies würde bedeuten, dass in den gemessenen Spektren Energien falsch zugeordnet würden. Monte-Carlo-Simulationen [Roi14] zeigen, dass dies für 18 % für $B_1 = 3$ T und für 9 % für $B_1 = 6$ T von den zurückgestreuten Elektronen der Fall ist.

Ein rückgestreutes Spektrum, das die Magnetfeldbarriere überwinden kann, lässt sich nach [Roi12] in Anlehnung an ein Monte-Carlo basiertes Modell von [Wie05] parametrisieren:

$$S(E_r) = \int_0^{E_0} dE_{in} \int_0^{\theta_{krit2}} d\theta_r \int_0^{\theta_{krit2}} d\theta_{in} f(E_{in}) I(\theta_{in}) \eta(E_{in}, \theta_{in}) \rho(E_r, E_{in}, \theta_{in}) \kappa(\theta_r). \quad (5.2)$$

Die Integration über den Einfallswinkel θ_{in} und über den Rückstreuwinkel θ_r erfolgt bis zum kritischen Winkel θ_{krit2} im Magnetfeld B_2 und über die Einfallenergie E_{in} bis zur maximalen kinetischen Energie der Elektronen $E_0 = 781,57$ keV. Hierbei ist $f(E_{in})$ das normierte Energiespektrum des freien Neutronenzerfalls:

$$f(E_{in}) = N \cdot \frac{1}{\pi^4 (\hbar c)^6} \cdot (E_{in} + m_{el} c^2) \cdot \sqrt{(E_{in} + m_{el} c^2)^2 - m_{el} c^2 \cdot (E_0 - E_{in})^2} \quad (5.3)$$

mit dem Normierungsfaktor N .

Es ist $\rho(E_r, E_{in}, \theta_{in})$ die Verteilungsfunktion der Energie E_r der ausfallenden Elektronen. Diese Verteilungsfunktion wurde anhand von Monte-Carlo-Simulationen modelliert. In Abb. 5.4 ist sie für verschiedene Winkel θ_{in} in Abhängigkeit des Verhältnisses der Energie der rückgestreuten zu der der einfallenden Elektronen E_r/E_{in} schematisch aufgetragen.

Je geringer E_{in} desto weniger Energie wird im Detektor zurückgelassen. Im Bereich zwischen 0° und 30° hat θ_{in} nur einen geringen Einfluss auf $\rho(E_r, E_{in}, \theta_{in})$. Es zeigt sich, dass ein gewisser Anteil der rückgestreuten Elektronen keine oder nur sehr wenig Energie im Detektor zurücklässt.

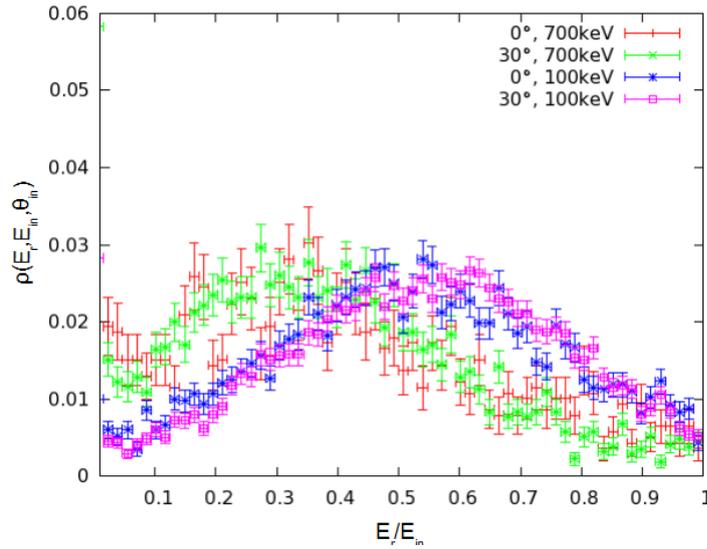


Abbildung 5.4.: Häufigkeitsverteilung $\rho(E_r, E_{in}, \theta_{in})$ für E_r/E_{in} für verschiedene Einfallsenergien E_{in} und Einfallswinkel θ_{in} : Je geringer E_{in} , desto weniger Energie wird im Detektor zurückgelassen. Der Einfluss von θ_{in} ist im dargestellten Winkelbereich zwischen 0° und 30° gering (Monte-Carlo Simulationen: [Roi14]).

Die Winkelverteilung der rückgestreuten Partikel $\kappa(\theta_r)$ in Gl. (5.2) wird sowohl in [Roi12] als auch in [Wie05] von allen Eintrittsenergien und von kleinen Eintrittswinkeln $\theta_{in} < 45^\circ$ unabhängig beschrieben:

$$\kappa(\theta_r) = 1 - \frac{(\theta_r - 45^\circ)^2}{2025}. \quad (5.4)$$

5.2. Geometrie

Um für die Identifizierung der vom Primärdetektor zurückgestreuten Elektronen (vgl. Abschnitt 5.1), die die magnetische Barriere überwinden können, sowie für die Absorption der Zerfallsprodukte N_{AS} (vgl. Einführung zu Kapitel 5) eine geeignete ESF-RSD-Geometrie zu entwerfen, sind einige Punkte zu beachten:

- Um Rückstreueffekte von der ESF-RSD-Oberfläche zu minimieren, sollen die Elektronen möglichst senkrecht auf diese auftreffen (vgl. Abschnitt 5.1).
- Die magnetische Flussdichte an der Detektoroberfläche und somit der zugehörige kritische Winkel (gemäß Gl. (3.1)) sollen möglichst gering sein. Der Anteil der dort reflektierten Elektronen, der die magnetische Barriere B_1 wiederum überwinden kann, wird so minimiert (vgl. Gl. (5.2)).
- Die vom Primärdetektor von PERC rückgestreuten Elektronen, die die magnetische Barriere überwinden können, sollen möglichst alle auf den ESF-RSD auftreffen. Dabei sind Kollisionen der Elektronen mit dem Neutronenleiter unbedingt zu vermeiden (vgl. Unterabschnitt 3.4.3).
- Um die Zerfallsprodukte für die Rückstreudetektion aus dem Neutronenleiter „auskoppeln“ zu können, muss dieser unterbrochen werden. Diese Lücke ist dabei möglichst kurz zu halten, um die Verluste an Neutronen durch die Divergenz des Strahls zu verhindern.

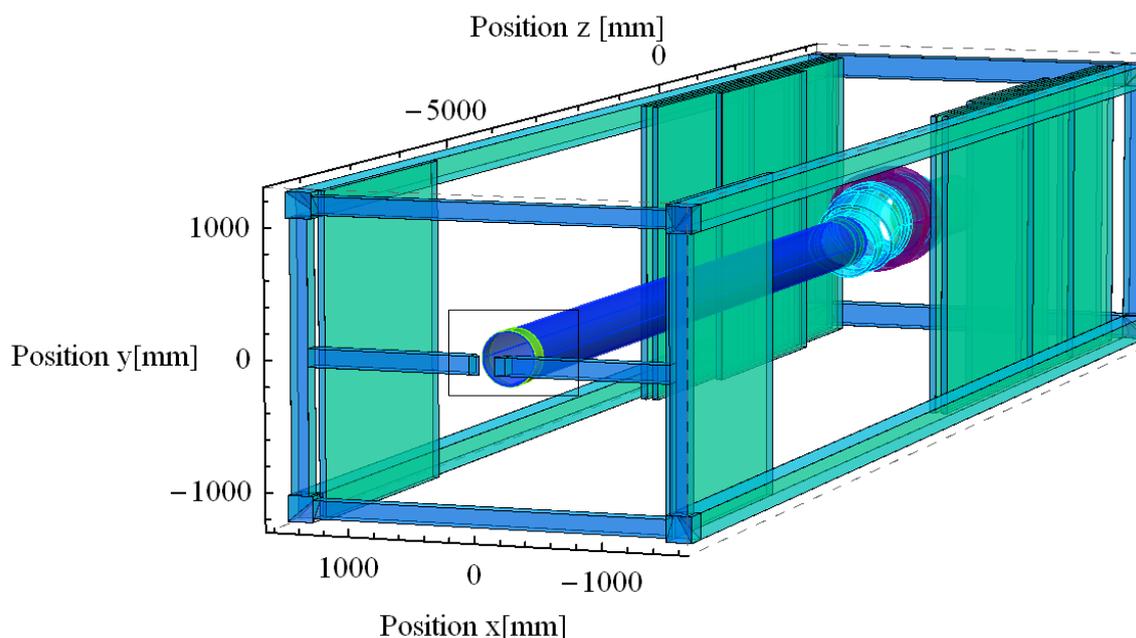


Abbildung 5.5.: Magnetsystem mit Magnetfeldrückführung: Auf Strahlhöhe ($y = 0$ mm) besteht durch zwei Eisenträger eine Verbindung zwischen der magnetischen Abschirmung und der ESF-RSD-Geometrie, die sich im gekennzeichneten Bereich befindet.

- Um Störeffekte durch den Gammastrahlungsuntergrund zu minimieren, ist die Größe des ESF-RSDs so klein wie möglich zu halten.

Im Folgenden wird ein ESF-RSD-Design vorgestellt, das alle angeführten Kriterien erfüllt:

Die ESF-RSD-Anordnung wird vor dem langen Solenoiden des Magnetsystems platziert. Es besteht auf Strahlhöhe ($y = 0$ mm) durch zwei zur zentralen Achse des Magnetsystems ($x = 0$ mm) symmetrisch angebrachte Eisenträger eines Querschnittes von 14×14 cm² eine Verbindung zur magnetischen Abschirmung (vgl. Abschnitt 4.2). In Abb. 5.5 ist dies dargestellt. Jeder Träger hat eine Länge von 1,3 m und befindet sich in einer Entfernung von etwa 31 cm ($z = -8310$ mm in Abb. 5.5) zum Magnetsystem. Es ist hierbei zu beachten, dass der innerste Abschnitt der Eisenträger Teil des Ultrahochvakuum-Systems (vgl. Abschnitt 4.1) ist, wie in Abb. 5.6 angedeutet ist. Sie müssen deswegen jeweils auf einigen Millimetern unterbrochen werden, um die Verbindung zum Vakuumsystem zu gewährleisten. Die beiden Träger haben an der engsten Stelle einen Abstand von 12 cm zueinander. Die Neutronen, die vom Reaktor in dem nichtdepolarisierenden Leiter „MEPHISTO“ [MLZ14] in Richtung Magnetsystem von PERC fliegen, können diesen Bereich ungestört passieren. Der Leiter ist am vorderen Ende des Magnetsystems auf einer Länge von 60 cm unterbrochen. Die Strahldivergenz der Neutronen beträgt auf dieser Strecke für einen $m = 1,8$ Leiter $0,8^\circ$ [Reb14]. Um Divergenzverluste zu minimieren, wäre es sinnvoll, den vom Reaktor führenden Leiter in seiner Querschnittsfläche auf 5×5 cm² anzupassen.

Da die vom Primärdetektor zurückgestreuten Elektronen, die die magnetische Barriere überwinden können, nicht mit den Wänden des Neutronenleiters kollidieren dürfen, um ihre Energie rekonstruieren zu können, muss der Leiter etwa 10 – 11 cm vor dem Ende der Spule unterbrochen werden. Die Stirnseiten der Eisenträger sind in einem Winkel von etwa 30° in Richtung Solenoid „gekippt“. Einige Millimeter vor diesen Oberflächen wird jeweils ein Plastiksintillator (Abb. 5.6) mit entsprechenden Lichtleitern und Photomultipliern ²(nicht in Abb. 5.6 dargestellt) angebracht. Jeder Detektor hat eine Querschnittsfläche von $14,0 \times 14,2$ cm². Die genauen Koordinaten und

²Mit einem Photomultiplier lassen sich schwache optische Signale in elektrische Signale umwandeln. Weitere Details hierzu finden sich z.B. in [HAM07].

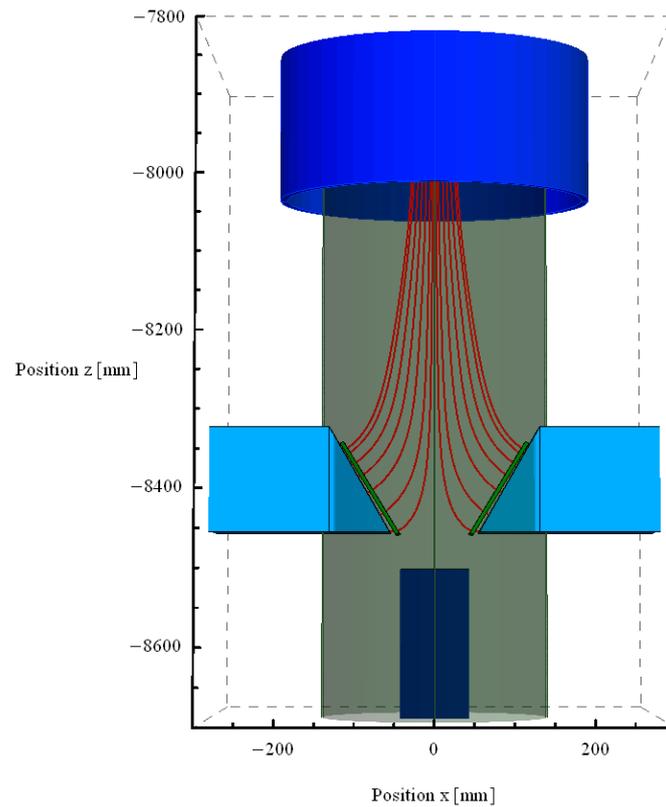


Abbildung 5.6.: Geometrie der ESF-RSD-Anordnung: Zu sehen ist der vordere Bereich des langen Solenoiden (blau) mit der warmen Bohrung (grau), der unterbrochene Neutronenleiter (dunkelblau), sowie der innere Bereich der Eisenträger (hellblau), die die Verbindung zur magnetischen Abschirmung herstellen. Vor den angeschrägten Stirnseiten der Eisenträger, auf denen das Magnetfeld (rot) aus dem PERC Leiter gebündelt wird, befinden sich die beiden RSDen (grün).

5. Design eines Rückstreudetektors und aktiven Elektronenfängers

Abmessungen der entworfenen Geometrie können zudem Tab. D.2. im Anhang entnommen werden.

Das Magnetfeld des langen Solenoiden wird symmetrisch beidseitig der zentralen Achse durch die Träger gebündelt. Wie die Simulationen zeigen, kann mit dieser Geometrie das Magnetfeld aus den innersten $5 \times 5 \text{ cm}^2$ des Leiters, die für die Messungen an den Observablen des freien Neutronenzerfalls relevant sind (vgl. Unterabschnitt 3.4.3), bis auf den Bereich, der seinen Ursprung $\pm 2 \text{ mm}$ von der zentralen Achse entfernt hat, auf die Träger abgelenkt werden. In Abb. 5.7 (a) ist das Auftreffen einiger Magnetfeldlinien auf die Oberfläche eines ESF-RSDs dargestellt. Exemplarisch sind diejenigen gezeigt, die innerhalb des Neutronenleiters entlang der oberen und unteren Kante ($y = \pm 25 \text{ mm}$ bei $z = -4 \text{ m}$), sowie durch dessen Mitte ($y = 0 \text{ mm}$) verlaufen (Abb. 5.7 (b)). Die Auftreffhöhe y auf einem Detektor ist dabei $y = \pm 50 \text{ mm}$ und $y = 0 \text{ mm}$ (Abb. 5.6 (a)).

Die Zerfallsprodukte, die aus dem Neutronenleiter des Solenoiden emittiert werden, werden entlang der Magnetfeldlinien auf diese Detektoroberflächen gelenkt und dort registriert. Der Anteil aller vom Primärdetektor zurückgestreuten Elektronen, der die Magnetfeldbarriere überwinden kann (vgl. Abschnitt 5.1) und der auf die ESF-RSDen auftrifft, wird zu $F_{geom} = 93 \%$ bestimmt. Damit ergibt sich mit dem Signal auf dem Primärdetektor N_{Sig} aus Gl. 4.2 und mit dem Spektrum $S_r(E_r)$ der vom Primärdetektor zurückgestreuten Elektronen, die die Magnetfeldbarriere B_1 überwinden können (Gl. 5.2 bis 5.4) für das auf je einem ESF-RSD registrierte Signal:

$$N_{SigRSD} = \frac{1}{2} \cdot F_{geom} \cdot N_{Sig} \cdot \int_0^{E_0} S_r(E_r) dE_r \quad . \quad (5.5)$$

Diese Elektronen können in Koinzidenz mit dem Primärdetektor registriert werden.

Zusätzlich können durch diese Detektoranordnung ebenfalls bis zu 93 % der Zerfallsprodukte N_{AS} abgefangen werden, die aus dem Zerfallsvolumen direkt entgegen der Strahlrichtung der Neutronen emittiert werden (vgl. Einführungstext zu Kapitel 5). Durch geeignet angebrachtes abschirmendes Material vor den ESF-RSDen, wie in Abschnitt 5.4 erläutert wird, gelangen von diesen Elektronen nur die direkt auf die ESF-RSD-Flächen, die sich im zentralen Bereich des Neutronenleiters innerhalb der innersten $5 \times 5 \text{ cm}^2$ befinden. Damit wird auf den RSDen insgesamt von den N_{AS} ein Prozentsatz von 65 % registriert. In den folgenden Abschnitten wird dieser Anteil mit N'_{AS} bezeichnet.

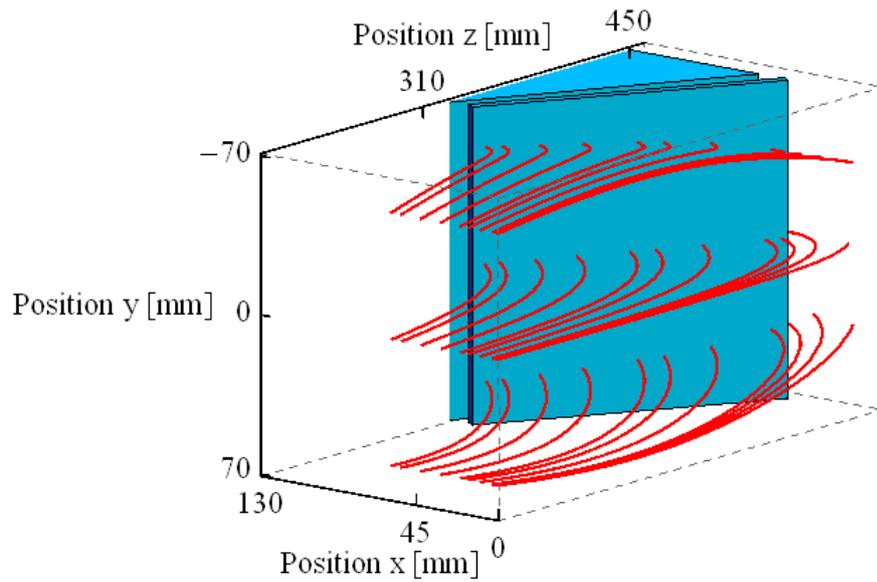
5.3. Rückstreuung vom Elektronenfänger

5.3.1. Rückgestreute Elektronen

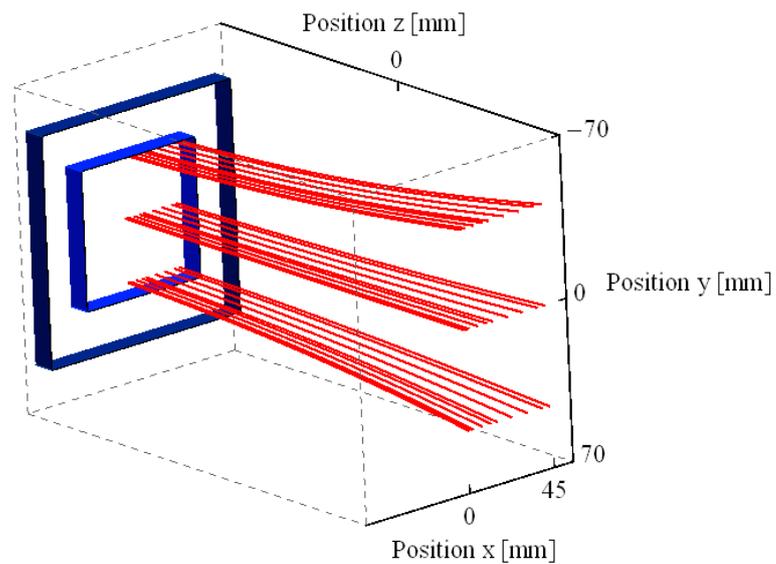
Es besteht eine gewisse Wahrscheinlichkeit, dass die Elektronen N'_{AS} (vgl. Abschnitt 5.2) auf die ESF-RSDen treffen und von dort zurückgestreut werden. Entlang der Magnetfeldlinien (vgl. Abb. 5.6) können sie wieder den langen Solenoiden durchqueren und zum Teil die Magnetfeldbarriere überwinden. Im Primärdetektor von PERC (vgl. Abschnitt 5.1) verfälschen diese Elektronen N_{rRSD} das Signal N_{Sig} (vgl. Gl. 4.2). Dies geschieht auch für die bereits am Primärdetektor reflektierten Elektronen N_{SigRSD} (Gl. (5.5)), die auf die ESF-RSDen treffen. Aufgrund ihrer geringen Anzahl im Vergleich zu N_{rRSD} , werden sie für die folgende Betrachtung vernachlässigt.

Es gilt für die N_{rRSD} :

$$N_{rRSD} = N'_{AS} \cdot \int_0^{E_0} S_{rRSD}(E_{rRSD}) dE_{rRSD} \quad . \quad (5.6)$$



(a)



(b)

Abbildung 5.7.: (a) Auftreffen der Magnetfeldlinien auf die Oberfläche eines ESF-RSDs: Dargestellt sind die Feldlinien, die im Leiter von PERC entlang der oberen sowie unteren Kante des aktiven Volumens ($y = \pm 25$ mm) und durch dessen Mitte ($y = 0$ mm) verlaufen. Die Feldlinien, die im Leiter näher als 2 mm von der zentralen Achse entfernt verlaufen, treffen nicht auf die Detektoroberfläche. (b) Verläufe der in (a) abgebildeten Feldlinien am Beginn des Neutronenleiters ($z = -7,9$ m) im Magnetsystem.

5. Design eines Rückstredetektors und aktiven Elektronenfängers

$S_{rRSD}(E_{rRSD})$ ist hierbei (analog zu Gl. (5.2)) das Spektrum der von den ESF-RSDen zurückgestreuten Elektronen, die die Magnetfeldbarriere B_1 überwinden können:

$$S_{rRSD}(E_{rRSD}) = \int_0^{E_0} dE_{in} \int_0^{\theta_{kritr}} d\theta_{rRSD} \int_0^{\theta_{in,max}} d\theta_{in} f(E_{in}) I(\theta_{in}) \eta(E_{in}, \theta_{in}) \rho(E_{rRSD}, E_{in}, \theta_{in}) \kappa(\theta_{rRSD}). \quad (5.7)$$

Es ist hier analog zu Gl. (5.2) $f(E_{in})$ das Energiespektrum der auf die ESF-RSD-Oberflächen auftreffenden Elektronen (vgl. Gl. (5.3)), $I(\theta_{in})$ die Winkelverteilungsfunktion dieser Elektronen an denselben und $\eta(E_{in}, \theta_{in})$ der Rückstreukoeffizient in Abhängigkeit des Einfallswinkels θ_{in} (relativ zur Detektornormalen) und der Einfallenergie E_{in} . Mit $\rho(E_{rRSD}, E_{in}, \theta_{in})$ (vgl. Abb. 5.4) ist in Abhängigkeit von θ_{in} die Verteilungsfunktion der Rückstreuenergie E_{rRSD} und der Einfallenergie E_{in} bezeichnet. $\kappa(\theta_{rRSD})$ (vgl. Gl. (5.4)) ist fernerhin die Winkelverteilung der von den Oberflächen zurückgestreuten Elektronen. Es ist hier zu beachten, dass im Folgenden θ_{rRSD} relativ zu den auf die ESF-RSD-Flächen auftreffenden Magnetfeldlinien betrachtet ist. In Gl. (5.4) ist somit der Winkel zwischen der Detektornormalen und den auf die ESF-RSDen auftreffenden Magnetfeldlinien noch zu berücksichtigen. Die Integration in Gl. (5.7) über θ_{in} erfolgt von 0° bis zum maximalen Einfallswinkel $\theta_{in,max}$, über θ_{rRSD} von 0° bis zum kritischen Winkel θ_{kritr} (relativ zu den Magnetfeldlinien) im Magnetfeld B_{RSD} an den ESF-RSD-Oberflächen und über E_{in} von 0 keV bis zur Endpunktsenergie $E_0 = 781,57$ keV des Elektronenspektrums.

Um die N_{rRSD} gemäß Gl. (5.6) unter Verwendung von Gl. (5.7) zu bestimmen, ist es essentiell, die Einfallswinkel θ_{in} der Elektronen auf die ESF-RSD-Oberflächen und die sich daraus ergebenden Rückstreukoeffizienten $\eta(E_{in}, \theta_{in})$ zu bestimmen. Ebenso müssen hier die magnetische Flussdichte B_{RSD} , die an den ESF-RSD-Flächen herrscht, sowie der zugehörige kritische Winkel θ_{kritr} , bis zu dem die unter dem Winkel θ_{rRSD} von den ESF-RSDen zurückgestreuten Elektronen die Magnetfeldbarriere B_1 überwinden können, betrachtet werden.

Die Einfallswinkel θ_{in} der Elektronen N'_{AS} auf die ESF-RSD-Oberflächen werden durch den Öffnungswinkel der Gyration relativ zu den Magnetfeldlinien gemäß

$$\sin(\theta_{in}) = \sqrt{\frac{B_{RSD}}{B_0}} \cdot \sin(\theta_0), \quad (5.8)$$

sowie durch den Auftreffwinkel der Magnetfeldlinien auf die Detektoren bestimmt. Die adiabatische Bedingung muss gewährleistet sein. Es bezeichnet B_0 bzw. θ_0 in Gl. (5.8) die magnetische Flussdichte bzw. den Öffnungswinkel der Gyration im Bereich des Zerfallsvolumens der freien Neutronen (vgl. Abschnitt 3.1).

In Abb. 5.8 und Abb. 5.9 sind die Orientierung der Magnetfeldlinien sowie die der Elektronenflugbahnen relativ zur Normalen einer ESF-RSD-Oberfläche über die zur zentralen Achse des Magnetsystems parallel verlaufenden Komponente (z-Komponente) des Detektors aufgetragen. Die Darstellung bezieht sich beispielhaft auf die Vektoren und Bahnen, die in zur Strahlrichtung vertikaler Richtung y bei $y = 0$ mm und $y = \pm 50$ mm auftreten (siehe Abb. 5.7).

Die Magnetfeldlinien verlaufen zum größten Teil zwischen 0° und 7° relativ zur Normalen der ESF-RSD-Oberfläche. Am Rand des Detektors ist ihre Neigung mit Winkeln bis 20° etwas flacher.

Die Elektronen (Abb. 5.9) treffen ebenfalls in spitzen Winkeln auf die ESF-RSD-Oberfläche: θ_{in} beträgt zum Großteil zwischen 0° und maximal 25° . An den Rändern des ESF-RSD treten Neigungen bis maximal 30° auf. Durch den steilen Einfall werden Rückstreueffekte unterdrückt und so $\eta(E_{in}, \theta_{in})$ (vgl. Gl. (5.7), Gl. (5.6) und Abb. 5.2) minimiert. Dadurch treten gemäß Gl. (5.6) und Gl. (5.7) weniger N_{rRSD} auf, die das Signal N_{Sig} im Primärdetektor beeinflussen könnten.

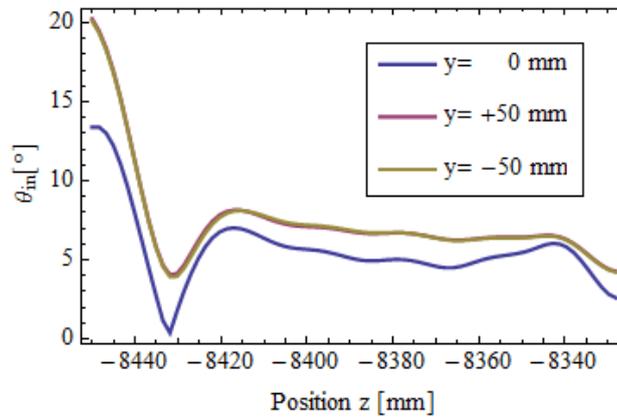


Abbildung 5.8.: Positionsabhängiger Einfallswinkel θ_m der Magnetfeldlinien auf die ESF-RSD-Oberfläche relativ zur einfallenden Normalen: Das Magnetfeld ist hauptsächlich zwischen 0° und 7° steil auf die Oberfläche gerichtet. Am Rand des Detektors wird die Neigung flacher.

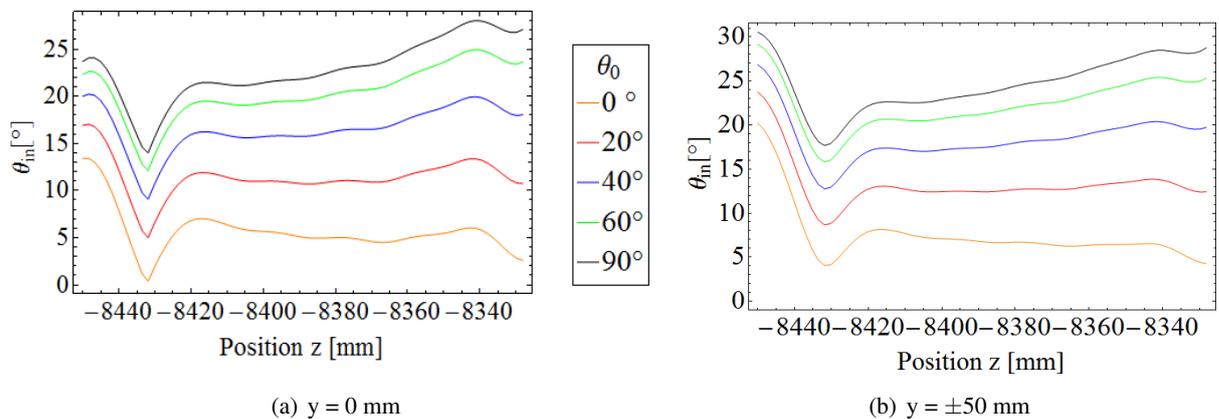


Abbildung 5.9.: Positionsabhängiger maximaler Einfallswinkel θ_m der Elektronen auf die ESF-RSD-Oberfläche relativ zur einfallenden Normalen für verschiedene Emissionswinkel θ_0 in B_0 : Hauptsächlich treffen die Elektronen in Winkeln zwischen 0° und 25° auf. Am Rand des Detektors wird der Einfall mit bis zu 30° etwas flacher.

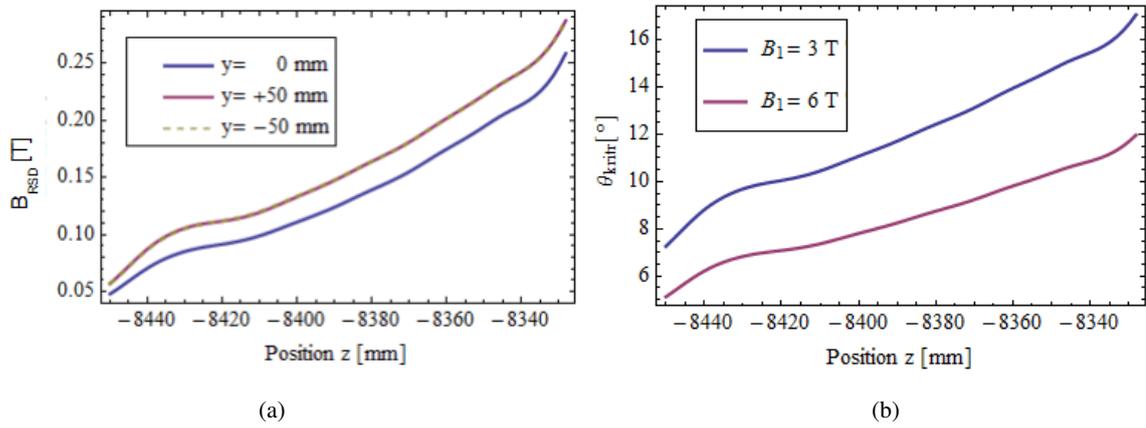


Abbildung 5.10.: (a) Betrag der magnetischen Flussdichte B_{RSD} entlang der ESF-RSD-Oberfläche; (b) Kritischer Winkel θ_{kritr} entlang der ESF-RSD-Oberfläche für verschiedene Werte von B_1 .

Der Betrag der magnetischen Flussdichte B_{RSD} beträgt an der ESF-RSD-Oberfläche zwischen 0,05 T und 0,26 T. B_{RSD} ist in Abb. 5.10 (a) entlang der z -Komponente der Detektoroberfläche für $y = 0$ mm und $y = \pm 50$ mm dargestellt. Die zugehörigen kritischen Winkel θ_{kritr} für verschiedene Werte von B_1 finden sich in Abb. 5.10 (b). Von den ESF-RSD-Oberflächen zurückgestreute Elektronen mit einem Emissionswinkel von bis zu 16° relativ zu den Magnetfeldlinien können die magnetische Barriere (für $B_1 = 3$ T) überwinden.

Das Verhältnis von falsch zu richtig am Primärdetektor registrierten Elektronen N_{rRSD}/N_{Sig} ergibt sich mit Gl. (4.2) und Gl. (5.6) unter Verwendung von Gl. (5.7) insgesamt zu 1,6 % ($B_1 = 3$ T) bzw. zu 1,9 % ($B_1 = 6$ T).

Die Anzahl der fälschlich detektierten Elektronen N_{rRSD} kann reduziert werden, indem man die ESF-RSDen als „Veto-Detektoren“ für den Primärdetektor verwendet. D.h. die Ereignisse, die an ersteren registriert werden, werden in Koinzidenz mit denen an letzterem aufgenommen. Die N_{rRSD} können so im Primärdetektor identifiziert werden.

5.3.2. Falsch detektierte Elektronen

Es besteht eine gewisse Wahrscheinlichkeit, dass die Elektronen N_{rRSD} (vgl. Gl. (5.6)) in den ESF-RSDen zu wenig Energie zurücklassen, um ein Signal zu triggern. Im Primärdetektor werden sie als N_f somit falsch zum Signal N_{Sig} (vgl. Gl. (4.2)) gezählt. In Abb. 5.11 ist in Abhängigkeit von möglichen Werten für die magnetische Flussdichte an den ESF-RSDen das Verhältnis der falsch detektierten Elektronen zum ursprünglichen Signal $r = N_f/N_{Sig}$ graphisch dargestellt. Demnach nimmt r zwischen 0,05 T und 0,26 T (tatsächliche Werte von B_{RSD} (vgl. Unterabschnitt 5.3.1)) ein Größe von 0,04 % bis 0,25 % an. Die in Abb. 5.11 dargestellten Werte wurden durch Monte-Carlo-Simulationen³ [Roi14] mit senkrechtem Einfall der Magnetfeldlinien auf die ESF-RSD-Oberflächen für eine 100 % 30 keV Triggerschwelle ermittelt. Diese gilt sowohl für die ESF-RSDen als auch den Primärdetektor. Alle Elektronen, die mehr bzw. weniger als 30 keV in den Plastiksintillatoren zurücklassen werden demnach zu 100 % registriert bzw. nicht registriert. Für beide ESF-RSD-Oberflächen ergibt sich r insgesamt zu $1,8 \cdot 10^{-3} \pm 1,6 \cdot 10^{-5}_{(stat.)}$ für $B_1 = 6$ T und zu $1,4 \cdot 10^{-3} \pm 1,3 \cdot 10^{-5}_{(stat.)}$ für $B_1 = 3$ T.

Dieser relative Fehler auf die Zählrate im Primärdetektor und seine Auswirkungen auf die Messgenauigkeit der Observablen des freien Neutronenzerfalls kann reduziert werden:

³Nähere Informationen zum verwendeten Monte-Carlo-Programm finden sich in Anhang E sowie in [Roi12].

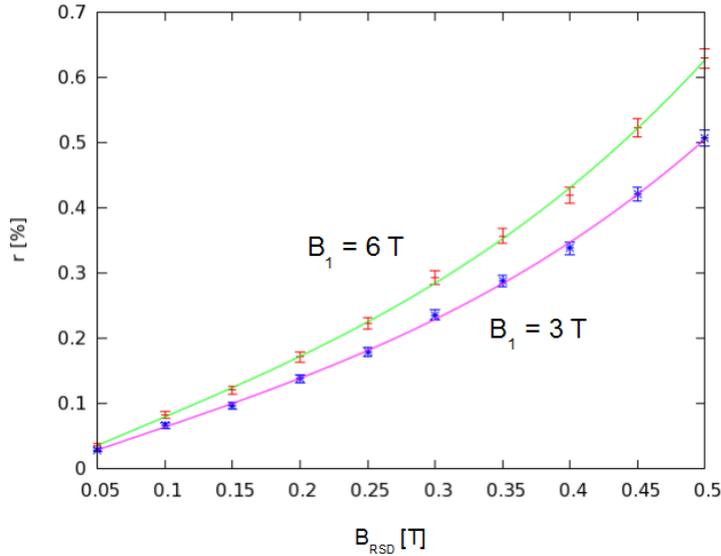


Abbildung 5.11.: Verhältnis r von den ESF-RSDen reflektierten Elektronen N_f , die dort kein Triggersignal auslösen, zum Signal N_{Sig} im Primärdetektor in Abhängigkeit einer möglichen magnetischen Flussdichte B_{RSD} auf der Oberfläche der ESF-RSDen: Je größer B_{RSD} , desto größer ist die Beeinflussung des Primärsignals (Monte-Carlo-Simulation: [Roi14]).

Aus Implementierungsgründen ist für die Monte-Carlo-Simulation eine 100 % Triggerschwelle angenommen worden. In der Realität ist eine Triggerschwelle keine stufenförmige Funktion. Es werden mit einer gewissen Wahrscheinlichkeit Elektronen detektiert, die weniger Energie als 30 keV im Detektor zurücklassen. Angenommen wird hier ein Plastiksintillator mit vier Photomultipliern. Jedes auf den Szintillator auftreffende Elektron löst eine von der Effizienz des Detektors abhängige Zahl an Photonen aus, die auf die Photomultiplier treffen. Dort werden mit einer gewissen Wahrscheinlichkeit Photoelektronen ausgelöst [Fri08]. Das System triggert, wenn mindestens zwei der vier Photomultiplier ein Signal auslösen. Die Wahrscheinlichkeitsfunktion des Triggers $W_{Trigger}$ kann beschrieben werden durch [Roi14]:

$$W_{Trigger} = F(N_{PM}, N_{Ph}) \cdot P_{E_{Det}, DE}(N_{Ph}) \quad (5.9)$$

mit

$$F(N_{PM}, N_{Ph}) = 1 - N_{PM}^{-N_{Ph}} \quad (5.10)$$

und der Poissonverteilung $P_{E_{Det}, DE}(N_{Ph})$. Hierbei ist N_{Ph} die Anzahl der Photonen, N_{PM} die der Photomultiplier und E_{Det} die Energie, die von den Elektronen an das Detektorsystem abgegeben wird. Summiert über N_{Ph} ergibt sich die Wahrscheinlichkeitsverteilung, wie in Abb. 5.12 dargestellt. Für die Detektoreffizienz, d.h. wie viele Photoelektronen pro Energie der einfallenden Elektronen ausgelöst werden, wird hier als realistisch $DE = 0,25$ Photoelektronen/keV [Mes11] angenommen.

Eine Abschätzung zeigt: Unter Berücksichtigung der Energieverteilung $\rho(E_r, E_{in}, \theta_{in})$ (Abb. 5.4) im Bereich $E_{Det} = E_{in} - E_r = 30$ keV und der Wahrscheinlichkeitsverteilung $W_{Trigger}$ sowohl für die ESF-RSDen als auch den Primärdetektor, lässt sich sagen, dass über 50 % von den in den Monte Carlo Simulationen nicht registrierten Elektronen N_f tatsächlich gemessen werden könnten.

5. Design eines Rückstredetektors und aktiven Elektronenfängers

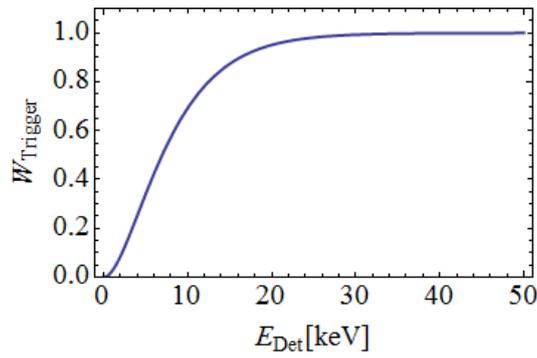


Abbildung 5.12.: Exemplarische Wahrscheinlichkeitsverteilung der Triggerfunktion: Bereits unterhalb von 30 keV können Elektronen mit einer gewissen Wahrscheinlichkeit ein Signal auslösen.

Damit würde sich r auf $9 \cdot 10^{-4} \pm 8 \cdot 10^{-6}_{(\text{stat.})}$ ($B_1 = 6 \text{ T}$) bzw. $7 \cdot 10^{-4} \pm 7 \cdot 10^{-6}_{(\text{stat.})}$ ($B_1 = 3 \text{ T}$) verringern.

5.3.3. Auswirkung auf die Messgrößen

Der Einfluss einer fehlerhaften Zählrate auf die Observablen des freien Neutronenzerfalls wird am Beispiel der β -Asymmetrie (Gl. (2.9) und Gl. (3.3)) beim Zerfall von polarisierten Neutronen erläutert. Unter Berücksichtigung der von den ESF-RSDen zurückgestreuten Elektronen N_f , die fälschlicherweise zum Signal im Primärdetektor beitragen (vgl. Unterabschnitt 5.3.2), lässt sich die Zählrate der Elektronen im Primärdetektor, die als solche mit Flugrichtung in ($N'^{\uparrow}(E)$) und gegen ($N'^{\downarrow}(E)$) die Spinrichtung der Neutronen registriert werden, ausdrücken durch:

$$\begin{aligned}
 N'^{\uparrow}(E) &= N^{\uparrow}(E) + N_{f,\uparrow}(E) \\
 &= a(E)N'_{ZV}(E) + (1 - a(E))e(E)N'_{ZV}(E) \cdot F_{geom}, \\
 N'^{\downarrow}(E) &= N^{\downarrow}(E) + N_{f,\downarrow}(E) \\
 &= b(E)N'_{ZV}(E) + (1 - b(E))e(E)N'_{ZV}(E) \cdot F_{geom}
 \end{aligned}
 \tag{5.11}$$

mit

$$\begin{aligned}
 a(E) &= \frac{1 - \cos(\theta_{krit0})}{2} + A \frac{v_e}{c} P_n \frac{\sin^2(\theta_{krit0})}{4}, \\
 b(E) &= \frac{1 - \cos(\theta_{krit0})}{2} - A \frac{v_e}{c} P_n \frac{\sin^2(\theta_{krit0})}{4}.
 \end{aligned}$$

Es ist $N^{\uparrow}(E) = a(E)N'_{ZV}(E)$ bzw. $N^{\downarrow}(E) = b(E)N'_{ZV}(E)$ die unverfälschte Zählrate (vgl. auch Gl. (3.2) und Gl. (3.9)). Hierbei ist $a(E)$ bzw. $b(E)$ der Anteil an den im Zerfallsvolumen entstehenden Elektronen $N_{ZV}(E)$ einer bestimmten Energie E , der die magnetische Barriere B_1 (vgl. Abschnitt 3.1) überwinden kann. Es ist die Winkelverteilung aus dem Zerfall polarisierter Neutronen (Gl. (2.8)) berücksichtigt. Mit $N'_{ZV}(E)$ ist berücksichtigt, dass nur die Elektronen der N_{ZV} für die Messungen verwendet werden, die im Neutronenleiter die Wand desselben nicht berührt haben (vgl. Unterabschnitt 3.4.3 und Einführungstext zu Kapitel 5). Weiterhin ist $e(E)$ der Anteil von den auf die ESF-RSD-Oberflächen auftreffenden Elektronen $N'_{ZV}(E)(1 - a(E)) \cdot F_{geom}$ bzw. $N'_{ZV}(E)(1 - b(E)) \cdot F_{geom}$ (vgl. auch Abschnitt 5.2), der zurückgestreut wird, in den ESF-RSDen kein Triggersignal hinterlässt und nachdem er die magnetische Barriere überwunden hat, im Primärdetektor registriert wird. Mit $F_{geom} = 0,93$ ist berücksichtigt, dass ein Anteil von 93 %

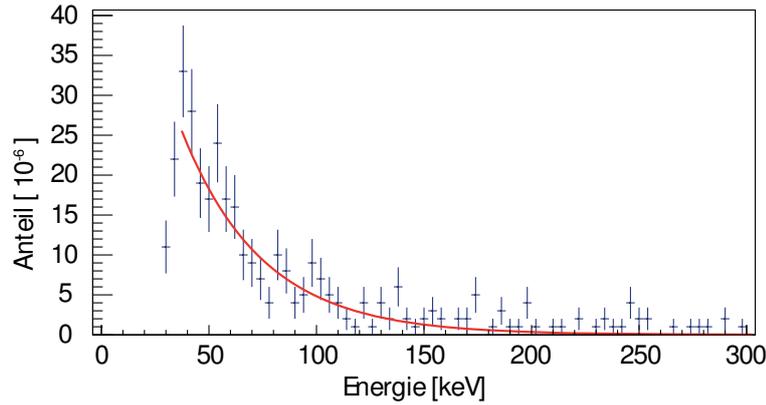


Abbildung 5.13.: Anteil $e(E)$ der fehlerhaft im Primärdetektor registrierten Elektronen $N_{f,\uparrow}(E)$ bzw. $N_{f,\downarrow}(E)$ von den auf die ESF-RSDen auftreffenden Elektronen $(1 - a(E))N'_{ZV}(E) \cdot F_{geom}$ bzw. $(1 - b(E))N'_{ZV}(E) \cdot F_{geom}$ (vgl. Gl. (5.11)). Elektronen unter 30 keV werden nicht nachgewiesen. Für die Monte-Carlo-Simulation wird der Primärdetektor im Magnetfeld B_0 platziert (vgl. auch Fußnote 2 auf dieser Seite; Monte-Carlo-Simulation: [Roi14]).

der Elektronen aus den innersten $5 \times 5 \text{ cm}^2$ des zentralen Bereichs des Neutronenleiters auf die ESF-RSDen auftritt (vgl. auch Abschnitt 5.2). In Abb. 5.13 ist die an die Ergebnisse der Monte-Carlo-Simulationen angepasste Kurve $e(E)$ graphisch aufgetragen⁴. Es ist zu sehen, dass es sich um ein niederenergetisches Spektrum handelt. Unterhalb von 30 keV werden aufgrund der 100 % Triggerschwelle im Primärdetektor keine Elektronen detektiert.

Es ergibt sich für die relative Korrektur der experimentellen β -Asymmetrie (Gl. (2.9)) unter Verwendung einer verfälschten Zählrate $N'_\uparrow(E)$ und $N'_\downarrow(E)$ (gemäß Gl. (5.11)) anstatt einer unverfälschten Zählrate $N_\uparrow(E)$ bzw. $N_\downarrow(E)$:

$$\frac{\Delta A_{exp}(E)}{A_{exp}(E)} = \frac{-e(E) \cdot F_{geom}}{\frac{1 - \cos(\theta_{krit0})}{2} + \frac{1 + \cos(\theta_{krit0})}{2} e(E) \cdot F_{geom}}. \quad (5.12)$$

In Abb. 5.14 ist $\frac{\Delta A_{exp}(E)}{A_{exp}(E)}$ für $B_1 = 3 \text{ T}$ und $B_1 = 6 \text{ T}$ graphisch dargestellt.

Die Kurven für $B_1 = 3 \text{ T}$ und $B_1 = 6 \text{ T}$ sind nahezu identisch. $\Delta A_{exp}(E)/A_{exp}(E)$ nimmt im Bereich von 30 keV Werte bis $-0,024$ an. Ab 200 keV reduziert sich dieser auf unter $1 \cdot 10^{-3}$. Aufgrund der Nichtlinearität des Detektorsystems [Mes11, Roi12] ist es wahrscheinlich, dass auch für die Messungen mit PERC für die Observablen des freien Neutronenzerfalls nur Elektronen über 150 keV berücksichtigt werden. Damit ergibt sich über das Energiespektrum gemittelt, die Korrektur $\Delta A_{exp}(E)/A_{exp}(E)$ zu kleiner als $-4 \cdot 10^{-4}$. Es wird angenommen, dass diese Korrektur auf die Asymmetrie mit 20 % Genauigkeit berechnet werden kann [Dub07, Dub08]. Der Fehler beträgt somit $8 \cdot 10^{-5}$. Es ist daher garantiert, dass der Einfluss der Rückstreuung von den ESF-RSDen auf die Observablen des freien Neutronenzerfalls im Bereich unter $1 \cdot 10^{-4}$ liegt.

⁴Für die Monte-Carlo-Simulation zur Modellierung des in Abb. 5.13 dargestellten Anteils der fehlerhaft im Primärdetektor registrierten Elektronen von den auf die ESF-RSDen auftreffenden Elektronen $e(E)$ wird der Primärdetektor im Magnetfeld B_0 mit einer magnetischen Flussdichte von 1,5 T (vgl. Abschnitt 3.1) platziert. Die von den ESF-RSDen zurückgestreuten Elektronen haben demnach die magnetische Barriere B_1 nicht überwunden. In Gl. (5.11) und Gl. (5.12) wird diese Barriere berücksichtigt.

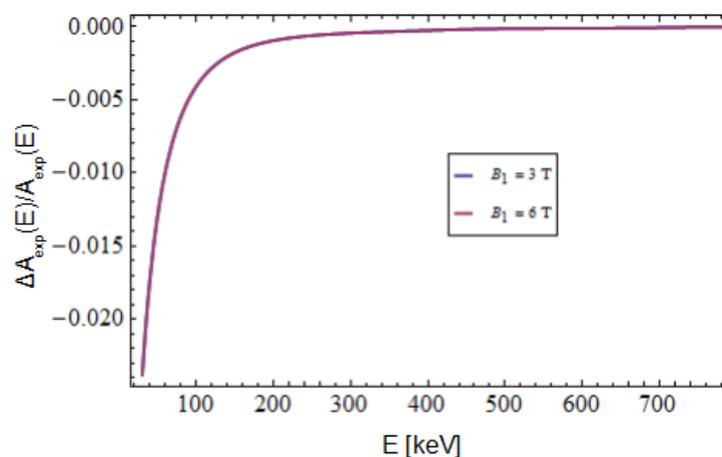


Abbildung 5.14.: Energieabhängige Korrektur auf die experimentelle β -Asymmetrie $A_{exp}(E)$: Im Bereich über 200 keV beträgt diese weniger als $1 \cdot 10^{-3}$.

5.4. Strahlungsuntergrund

Eine Verwendung der ESF-RSD Anordnung für den kontinuierlichen Betrieb ist aufgrund der direkten Sicht auf einen Neutronenstrahl ausgeschlossen.

Die Identifizierung der vom Primärdetektor zurückgestreuten Elektronen N_{SigRSD} (vgl. Gl. (5.5)) auf den ESF-RSDen wird durch Totzeiten des Detektors und falsch koinzidente Messungen (vgl. Abschnitt 5.6) beschränkt. Um die Einflussnahme des Gammastrahlungsuntergrundes vom Neutronenleiter für einen gepulsten Neutronenstrahl hierauf zu kennen, wird dieser zunächst abgeschätzt.

Dafür werden folgende Sachverhalte berücksichtigt bzw. angenommen:

- Innerhalb des Leiters des Magnetsystems kollidieren pro Meter Länge etwa 1 % der Neutronen mit den Wänden [Kla13]. Diese werden von den Komponenten des Leitermaterials, Kupfer (Cu), Titan (Ti) und Bor (B) [Reb14], unter Freisetzung von Gammastrahlung absorbiert. Es wird angenommen, dass dabei je ein absorbiertes Neutron ein γ -Photon auslöst. Aufgrund des großen Wirkungsquerschnittes im Vergleich zu Cu und Ti stammen über 80 % der freigesetzten Strahlung mit 0,5 MeV von der Reaktion mit B [Dub07, Dub08]. Der Energiebereich der übrigen Strahlung umfasst dabei 1 – 2 MeV (Ti) und 6 – 9 MeV (Cu und Ti) [IAE07].
- Die Geschwindigkeit der Neutronen beträgt 800 m/s.
- Die Aufnahme des Signals besteht, solange sich der Neutronenstrahl innerhalb des homogenen Bereichs des Magnetfeldes B_0 , d.h. innerhalb der inneren 6 m des Neutronenleiters (vgl. Unterabschnitt 3.4.4), befindet. Die Pulslänge beträgt dabei 3 m.
- Die Kollisionen der Neutronen mit den Wänden finden gleichmäßig über diese verteilt statt. Die Strahlungsquellen des Gammauntergrundes pro Sekunde S_γ werden daher als punktförmig und über die vier Wände des Leiters linienförmig verteilt angenommen.
- Etwa $R = 1$ % der auf die ESF-RSDen auftreffenden Gammastrahlung wird registriert [Muk03].

Der von einer Strahlungsquelle in der Zeit dt zum Zeitpunkt t nachdem der Neutronenpuls vollständig in den homogenen Bereich des Magnetfeldes B_0 eingetreten ist, an einer RSD-Oberfläche erzeugte Strahlungsuntergrund, wird ausgedrückt durch:

$$N_{\gamma total}(t, z) = \frac{A_{Det}}{4\pi|\vec{r}(t, z)|^2} S_{\gamma} \cdot dt \cdot R \quad . \quad (5.13)$$

Hierbei ist A_{Det} , die Fläche eines RSDs, die senkrecht zur Strecke $\vec{r}(t, z)$ zwischen Detektoroberfläche und Quelle steht. Diese befindet sich am Ort z des Leiters. Dies bedeutet über die Aufnahmezeit (3.75 ms) gemittelt und über die Länge des polarisierten Pulses integriert, dass auf den ESF-RSDen jeweils einen Strahlungsuntergrund von $5,3 \cdot 10^3 \text{ s}^{-1}$ und entsprechend $5,3 \cdot 10^4 \text{ s}^{-1}$ für einen unpolarisierten Strahl⁵ auftrifft.

Dieser kann durch geeignet platziertes abschirmendes Material reduziert werden. Dafür wird vor den Neutronenleiter im Abstand von einigen Zentimetern ein Block bestehend aus Blei mit äußeren Dimensionen $x \times y \times z = 26 \times 14 \times 10 \text{ cm}^3$ platziert (Abb. 5.15).

Dieser absorbiert über 99 % der auftreffenden Gammastrahlung im Energiebereich von 1 MeV bis 2 MeV und im Bereich von 6 MeV bis 9 MeV und nahezu 100 % bei 0,5 MeV [Web14]. Eine Öffnung lässt sowohl die Neutronen aus dem Reaktor, als auch die Zerfallsprodukte aus den inneren $5 \times 5 \text{ cm}^2$ des Magnetsystems (vgl. Abschnitt 5.2) ungestört passieren. Eine zusätzliche Schicht von einigen Millimetern an Plastik absorbiert die auftretenden Sekundärelektronen [Roi12]. Die genauen Dimensionen und Positionen des abschirmenden Materials finden sich in Tab. D.3 im Anhang.

Der nun von einer Strahlungsquelle in der Zeit dt zum Zeitpunkt t an einer ESF-RSD-Oberfläche erzeugte Strahlungsuntergrund ist:

$$N_{\gamma}(t, z) = [N_{\gamma total}(t, z) - N_{\gamma,oS}(t, z)] \cdot T_{\gamma} + N_{\gamma,oS}(t, z) \quad \text{mit} \quad (5.14)$$

$$N_{\gamma,oS}(t, z) = \frac{A(t, z)}{4\pi|\vec{r}(t, z)|^2} S_{\gamma} \cdot dt \cdot R \quad .$$

$N_{\gamma,oS}(t, z)$ ist der Anteil der γ -Strahlung, die unabgeschirmt am RSD ankommt. Hierbei ist $A(t, z)$ der Teil der Fläche eines RSDs, der zum Zeitpunkt t nach Beginn der Messzeit freie Sicht auf die Strahlungsquelle mit Position z im Leiter hat. T_{γ} ist der Anteil der Strahlung, der unter Berücksichtigung der abschirmenden Wirkung des Bleiblocks durch diesen durchgelassen wird.

Unter Beachtung der unabgeschirmten Sicht der Detektorfläche durch die Öffnung des Bleiblocks auf den aktiven Bereich des Neutronenleiters wird das zeitlich veränderliche Untergrund zu Signal (Gl. (5.5)) Verhältnis $N_{\gamma}(t)/N_{SigRSD}$ innerhalb der Messzeit für $B_1 = 6 \text{ T}$ betrachtet. In Abb. 5.16 ist dies graphisch dargestellt. In den ersten 1,4 ms nach Beginn der Messung besteht teilweise freie Sicht vom ESF-RSD auf den aktiven Bereich des Neutronenleiters. In dieser Zeit ist der Gamma-Strahlungsuntergrund maximal 2,2 bis 0,1 mal so hoch wie das Signal N_{SigRSD} . Bis zum Ende der Messzeit fällt dieser bis auf $0,04 \cdot N_{SigRSD}$ ab. Über die gesamte Aufnahmezeit gemittelt,

⁵Die Neutronenflussdichte Φ_{npp} für einen gepulsten, polarisierten Strahl wird dabei als $\Phi_{npp} = 0,12 \cdot 0,1 \cdot \Phi_n = 8,3 \cdot 10^7 \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ [Dub07, Dub08] angenommen. Entsprechend gilt für einen gepulsten, unpolarisierten Strahl: $\Phi_{npu} = 0,12 \cdot \Phi_n = 8,3 \cdot 10^8 \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$. $\Phi_n = 0,8 \cdot \Phi_{nM} = 6,9 \cdot 10^9 \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ ist dabei die Neutronenflussdichte des kontinuierlichen unpolarisierten Strahls. Es wird angenommen, dass 20 % der Neutronenflussdichte von „MEPHI-STO“ $\Phi_{nM} = 8,6 \cdot 10^9 \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ [MLZ14] bis zum Beginn des PERC Leiters verloren gehen.

5. Design eines Rückstredetektors und aktiven Elektronenfängers

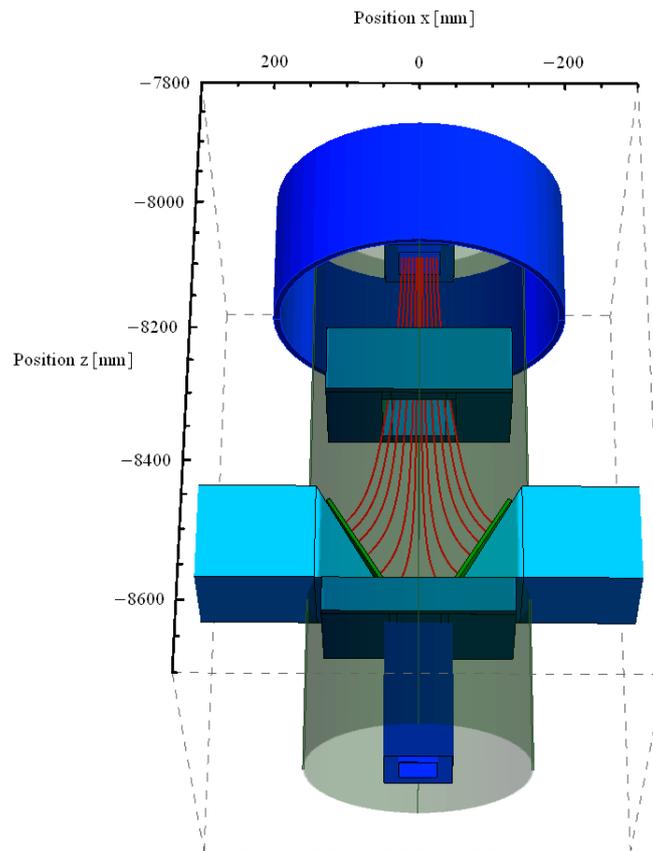


Abbildung 5.15.: Frontbereich des Magnetsystems: Durch eine Abschirmung aus Blei (überzogen mit Kunststoff) (türkis) der äußeren Dimension $x \times y \times z = 26 \times 14 \times 10 \text{ cm}^3$ zwischen dem langen Solenoiden und der ESF-RSD Anordnung (grün) kann über 99 % der Strahlung vom Neutronenleiter des Magnetsystem absorbiert werden. Eine Öffnung garantiert die ungestörte Flugbahn der Elektronen entlang der Magnetfeldlinien (rot) aus dem Zerfallsvolumen. Zusätzliches abschirmendes Material kann zur Verbesserung des Strahlungsuntergrundes zwischen dem vom Reaktor kommenden Leiter und der ESF-RSD-Anordnung angebracht werden. Das Vakuumgefäß der inneren Bohrung ist hier durch den grauen Zylinder angedeutet.

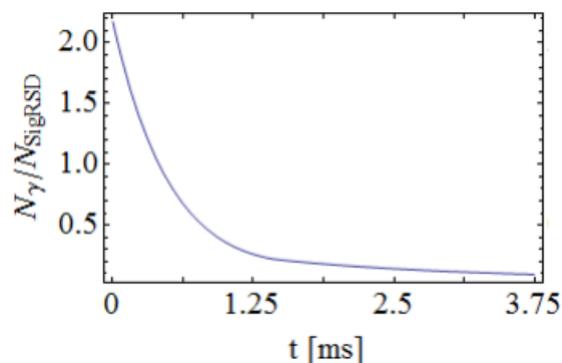


Abbildung 5.16.: Verhältnis des detektierten Strahlungsuntergrundes N_γ zum Signal N_{SigRSD} für $B_1 = 6 \text{ T}$. Zum Zeitpunkt 0 s befindet sich der 3 m lange Neutronenpuls gerade vollständig innerhalb der inneren 6 m des Neutronenleiters.

beträgt der Gamma-Strahlungsuntergrund somit $0,3 \cdot N_{SigRSD}$. Dies sind für den polarisierten bzw. unpolarisierten Puls etwa $0,7 \text{ s}^{-1}$ bzw. $7,0 \text{ s}^{-1}$ ⁶.

Es sei an dieser Stelle erwähnt, dass eine freie Sicht auf den aktiven Teil des Leiters komplett vermieden werden kann, wenn man die Distanz der ESF-RSDen zur zentralen Achse vergrößert. Dies geht jedoch mit einem Verlust der Zählrate an Elektronen einher, die die Detektorflächen treffen. Es werden in diesem Fall weniger Feldlinien aus dem zentralen Bereich des Magnetsystems gebündelt.

5.5. Einfluss der Totzeit auf die Signalerfassung

Wird in einem Detektor ein Signal gemessen, so vergeht nach diesem Ereignis eine Zeit τ , die sogenannte Totzeit [Leo94], bis das System wieder bereit ist ein weiteres Elektron zu registrieren. Alle Ereignisse, die in dieser Zeit auf den Detektor auftreffen werden nicht erfasst. Berücksichtigt man die wahre Ereignisrate N_{RSD} auf je einem ESF-RSD (vgl. Abschnitt 5.2), so lässt sich für die gemessene Ereignisrate k schreiben [Leo94]:

$$k = \frac{N_{RSD}}{1 + \tau N_{RSD}} \quad \text{mit} \quad N_{RSD} = N'_{AS} \cdot \frac{1}{2} + N_{SigRSD} + Bgd. \quad (5.15)$$

Hierbei setzt sich N_{RSD} aus den Elektronen N'_{AS} , die direkt entgegen der Flugrichtung der Neutronen aus dem Zerfallsvolumen emittiert werden und die die RSD-Flächen treffen (vgl. Abschnitt 5.2 und Tab. 5.1), aus denen, die vom Primärdetektor zurückgestreut werden und auf den ESF-RSD treffen (N_{SigRSD} vgl. Gl. (5.5) und Tab. 5.1) und aus dem Strahlungsuntergrund Bgd auf dem ESF-RSD zusammen. Letzterer wird dabei als $0,3 \cdot N_{SigRSD}$ (vgl. Abschnitt 5.4) angenommen. Bei einer Totzeit von $1,5 \mu\text{s}$ [Mes11] kann somit über 99 % der wahren Ereignisrate eines gepulsten, polarisierten Strahles von 3 m Länge und über 93 % für einen gepulsten, unpolarisierten Strahl während der Messzeit nachgewiesen werden. Damit liegt die Zählrate für die rückgestreuten Elektronen N_{SigRSD} , die es nachzuweisen gilt, in derselben Größenordnung.

5.6. Zufällige Koinzidenzen

Die vom Primärdetektor zurückgestreuten Elektronen N_{SigRSD} , die über die Magnetfeldbarriere B_1 gelangen (vgl. Gl. (5.5) und Tab. 5.1), werden in Koinzidenz mit dem Primärdetektor auf den ESF-RSDen [Leo94] registriert. Dies erlaubt prinzipiell die Unterscheidung dieser Elektronen von den Elektronen N'_{AS} (vgl. Abschnitt 5.2 und Tab. 5.1), die entgegen der Strahlrichtung aus dem Magnetsystem auf die ESF-RSDen gelenkt werden, und von der Gammastrahlung, die durch die Kollision der Neutronen im Leiter entsteht (vgl. Abschnitt 5.4). Es besteht jedoch die Wahrscheinlichkeit, dass Ereignisse als falsch koinzident erkannt werden, treffen N_{AS} Elektronen oder Photonen innerhalb der Koinzidenzzeit t_k auf die ESF-RSDen. Die Rate der zufällig koinzidenten Ereignisse N_{zK} kann abgeschätzt werden durch [Leo94]:

$$N_{zK} = t_k \cdot N_{Sig} N_{RSD} \cdot 2. \quad (5.16)$$

Hierbei ist N_{Sig} das Signal am Primärdetektor (vgl. Gl. (4.2)). N_{RSD} ist die auf je einem RSD eintreffende Ereignisrate (vgl. Gl. (5.15)). Der Faktor 2 rührt daher, dass beide RSDen zusammen

⁶Innerhalb der Messzeit beträgt die Zerfallsrate N_{ZV} für einen 3 m langen Neutronenpuls etwa $2,6 \cdot 10^4 \text{ s}^{-1}$ (polarisiert) bzw. $2,6 \cdot 10^5 \text{ s}^{-1}$ (unpolarisiert).

5. Design eines Rückstredetektors und aktiven Elektronenfängers

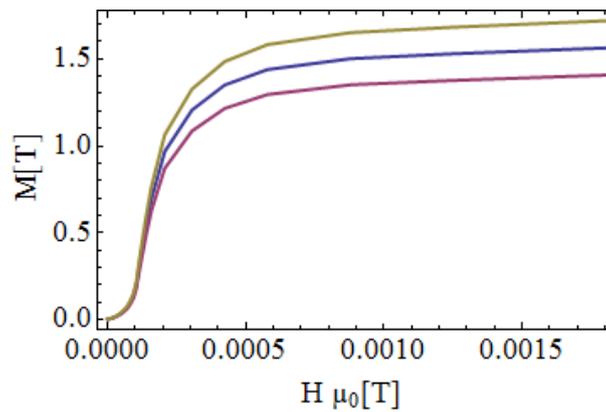


Abbildung 5.17.: Magnetisierungskurve des für die Simulationen verwendeten Eisens: Eine Variation um $\pm 10\%$ zeigt keinen Einfluss auf die Qualität das Magnetfeld zu bündeln.

betrachtet werden. Es wird eine Koinzidenzzeit von 86 ns, die sich nach der minimalen bzw. maximalen Flugzeit der rückgestreuten Elektronen zwischen Primärdetektor und RSDen von 44 ns bzw. 130 ns richtet, angenommen. Insgesamt ergibt sich damit eine zufällige Koinzidenzrate N_{zK} von 0,14 % N_{Sig} bzw. 1,4 % N_{Sig} für einen polarisierten bzw. unpolarisierten Neutronenpuls von 3 m Länge (für $B_1 = 6$ T). Damit beträgt die Rate dieser zufälligen Ereignisse über 33 % bzw. 330 % des Signals der insgesamt auf die RSDen auftreffenden, vom Primärdetektor zurückgestreuten Elektronen N_{SigRSD} .

Eine Unterscheidung des für die Energierekonstruktion relevanten Signals N_{SigRSD} von den zufälligen Koinzidenzen N_{zK} ist somit nicht trivial. Für den polarisierten Neutronenpuls ist eine detailliertere Analyse der möglichen Flugzeit zwischen Primärdetektor und RSDen und damit der relevanten Koinzidenzzeit für die Einzelereignisse in Abhängigkeit von der auf dem Primärdetektor registrierten Energie sinnvoll, um die zufälligen von den wahren Koinzidenzen unterscheiden zu können. Eine weitere Möglichkeit besteht darin sowohl die zufällig, als auch die richtig koinzidenten Ereignisse für die Ermittlung des Messergebnisses auszuschließen.

5.7. Stabilität

Um zu überprüfen, welchen Einfluss Abweichungen in der Geometrie sowie in der Materialzusammensetzung (vgl. Abschnitt 5.2 und Tab. D.2) auf die Effizienz der ESF-RSDen haben, sind diesbezüglich Simulationen durchgeführt worden.

Eine Variation um $\pm 10\%$ der Permeabilitätskurven (Abb. 5.17), die für die Simulation der Eisenbalken der ESF-RSD Geometrie verwendet worden sind, zeigt keinen Einfluss auf die Qualität, die Feldlinien auf den ESF-RSDen zu bündeln. Ebenfalls zeigen Positionierungs- sowie Abmessungsunsicherheiten des verwendeten Materials im Bereich ± 1 mm keinen Einfluss auf die Eigenschaften des Detektorsystems.

5.8. Kopplung des Führungsfeldes an das Magnetsystem

Unter Berücksichtigung der speziellen ESF-RSD-Anordnung, die beidseitig der zentralen Achse des Magnetsystems Feldlinien bündelt (vgl. Abschnitt 5.2 und Abb. 5.6), ist die Möglichkeit das Magnetfeld von PERC mit einem magnetischen Führungsfeld im Neutronenleiter „MEPHISTO“ (vgl. Abschnitt 4.1) zu koppeln, geprüft worden.

5.8. Kopplung des Führungsfeldes an das Magnetsystem

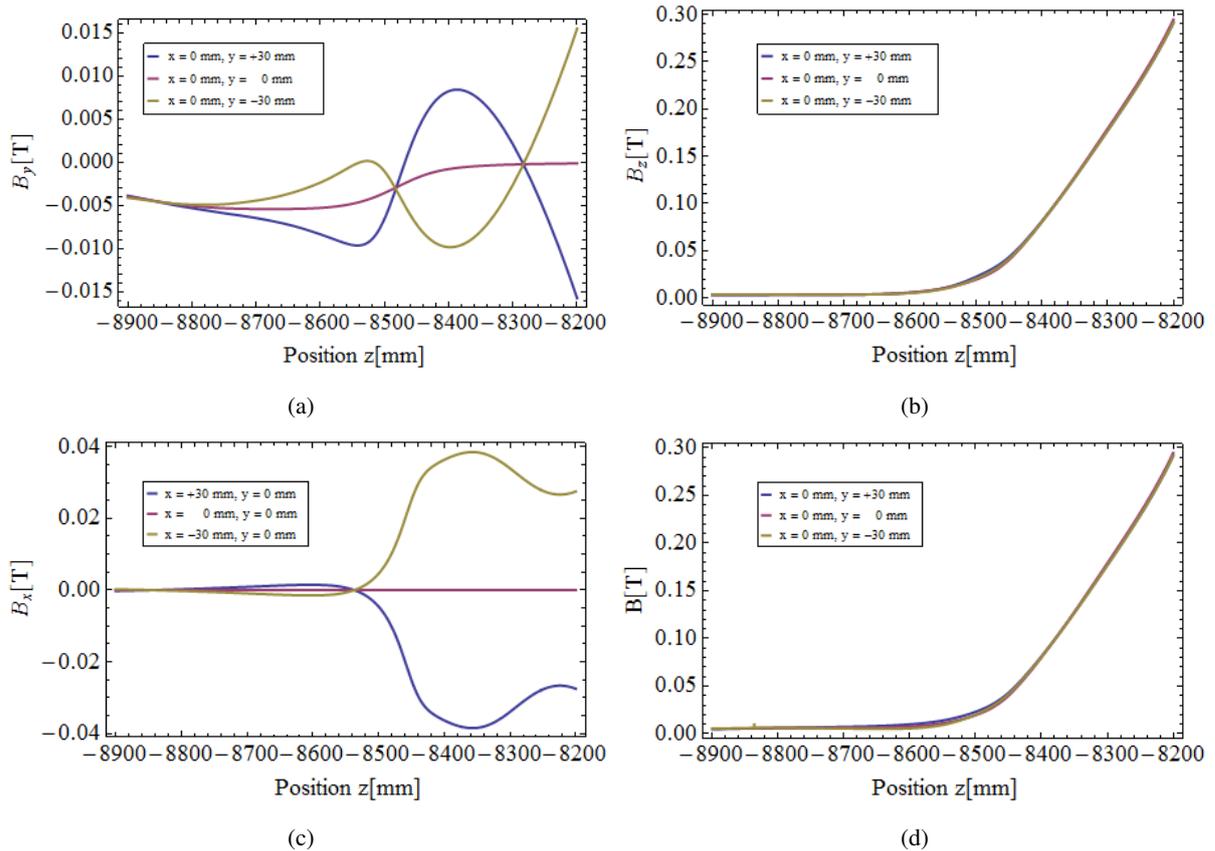


Abbildung 5.18.: (a) B_y -, (b) B_z - und (c) B_x - Komponente der magnetischen Flussdichte B (in (d)) in Strahlrichtung der Neutronen für verschiedene Positionen über den Querschnitt des Neutronenpulses. Dieser erstreckt sich von $x = -30$ mm bis $x = +30$ mm und von $y = -30$ mm bis $y = +30$ mm. Die Divergenz des freien Neutronenstrahls ist hier vernachlässigt worden.

Für die Messung mit polarisierten Neutronen ist es erforderlich, dass sich ihre Spins nach dem Polarisator [Kla13] an einer definierten Magnetfeldrichtung orientieren können. Im primären Teil des Neutronenleiters „MEPHISTO“, der in Richtung Magnetsystem von PERC führt (vgl. Abschnitt 4.1), wird deshalb ein Führungsfeld von etwa 1 – 2 mT [Reb14] herrschen. Auf der freien Flugstrecke (Abb. 5.6) dürfen die Neutronen keinen Nullpunkt im Magnetfeld durchlaufen, damit sie ihre Polarisation nicht verlieren.

Um eine effiziente Kopplung der Magnetfelder zu gewährleisten, wird die Richtung des Führungsfeldes senkrecht zu der Haupttrichtung des Feldes des Magnetsystems ausgerichtet. In Abb. 5.18 sind die Magnetfeldkomponenten sowie der Betrag des gesamten Magnetfeldes entlang der Flugstrecke der Neutronen vom Ende des Leiters „MEPHISTO“ bis zum Beginn des Magnetsystems von PERC (vgl. auch Abb. 5.6) graphisch aufgetragen.

Nach dem Ende des primären Neutronenleiters ($z = -8500$ mm in Abb. 5.18) wird die Magnetfeldrichtung des Führungsfeldes (Abb. 5.18 (a): y -Richtung) in die Haupttrichtung des Magnetfeldes des Magnetsystems von PERC gedreht (Abb. 5.18 (b): z -Richtung). Das Führungsfeld ist hier mit 4 mT simuliert ($z = -8900$ mm in Abb. 5.18 (a)). Es ist in diesem Fall zunächst in die „negative y -Richtung“ orientiert. Bis zum Beginn des langen Solenoiden ($z: -8000$ mm) bleibt aufgrund der umgebenden Eisenkonstruktion der ESF-RSDen (-8450 mm $< z < -8310$ mm in Abb. 5.18) und der Feldorientierung außerhalb des Spulensystems (-8310 mm $< z < -8200$ mm in Abb. 5.18) eine zusätzliche B_y -Komponente bestehen (Abb. 5.18 (a)). Anschaulich ist die Rotation des Magnetfeldes in der Vektor-Graphik in Abb. 5.19 (a) dargestellt. Es existiert auf Höhe der ESF-RSDen

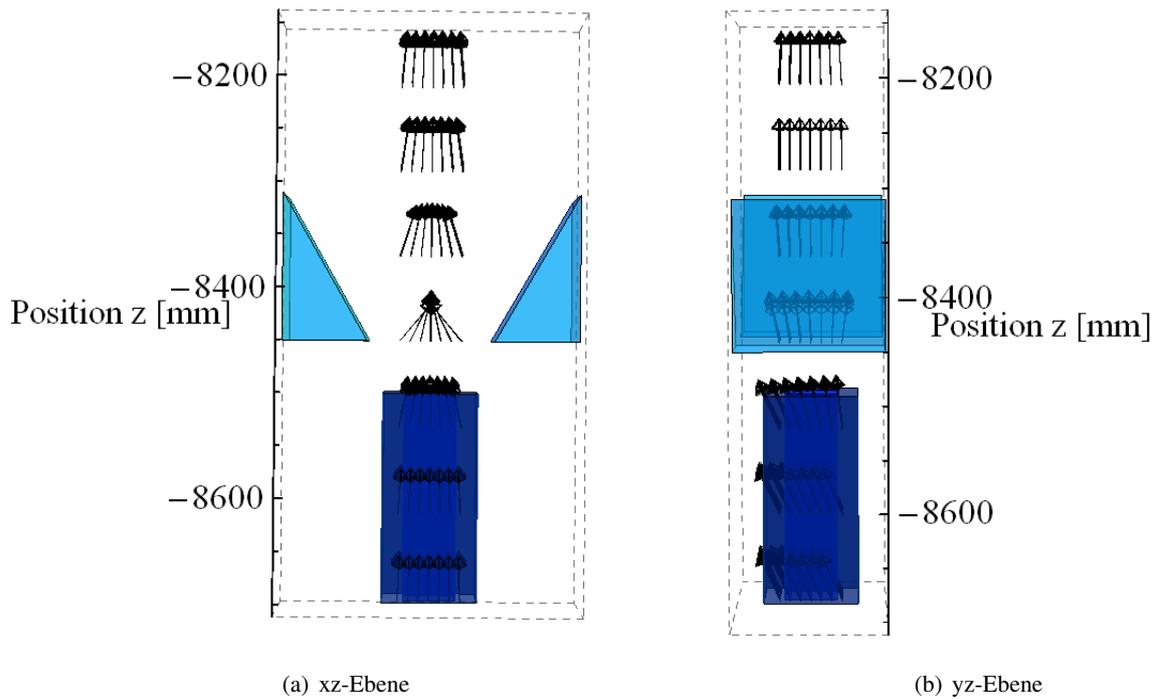


Abbildung 5.19.: Vektordarstellung der Orientierung des Magnetfeldes entlang des Neutronenstrahls bis zum Magnetsystem von PERC: Aus Richtung des Reaktors kommend wird das Magnetfeld in Strahlrichtung gedreht. In Dunkelblau ist der primäre Teil des Neutronenleiters vor PERC sowie in Hellblau der innerste Abschnitt der RSD Anordnung (vgl. Abb. 5.6) gezeigt.

zusätzlich ein kleiner Beitrag des Magnetfeldes in x-Richtung (Abb. 5.18 (c) und Abb. 5.19). Auf der gesamten Flugstrecke zwischen den beiden Teilstücken des Leiters durchfliegen die Neutronen keinen Nullpunkt im Magnetfeld (Abb. 5.18 (d)).

5.9. Adiabatische Bedingung für Neutronen

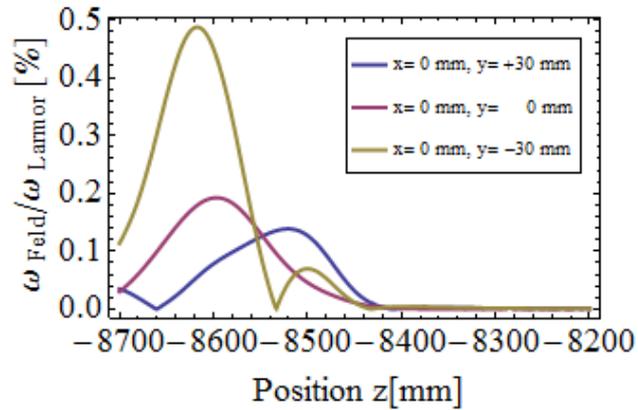
In Abschnitt 5.8 ist die Kopplung eines Führungsfeldes für die Neutronenspins auf ihrem Weg zum Magnetsystem mit dem Magnetfeld desselben erläutert worden.

Damit die Spins der Neutronen dem Richtungswechsel des Magnetfeldes in diesem Bereich folgen können, muss die Rotation der Magnetfeldorientierung ω_{Feld} während einer Larmorpräzession ω_{Larmor} sehr klein sein [Mez72].

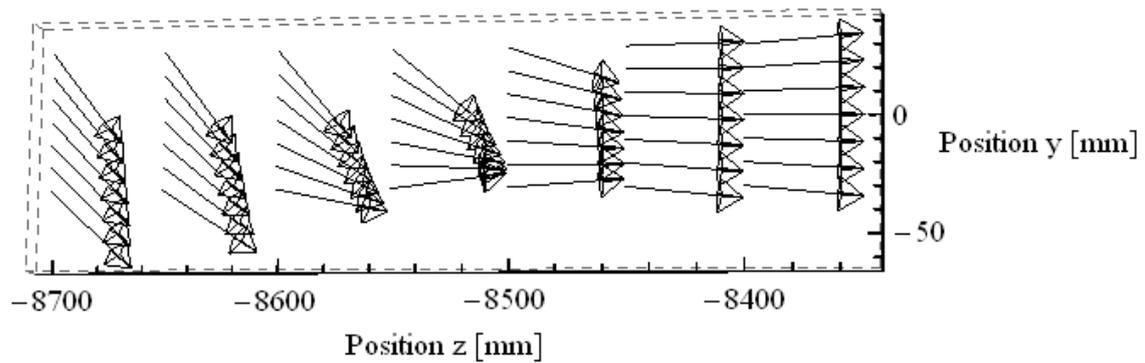
$$\omega_{Feld} \ll \omega_{Larmor} \quad (5.17)$$

Damit lässt sich die sogenannte adiabatische Bedingung für Neutronen anhand von Simulationen des Magnetfeldes entlang der Flugbahn der Neutronen zwischen dem vom Reaktor kommenden Leiter und dem Magnetsystem von PERC bestimmen.

Die Adiabaticität wurde für einen Strahldurchmesser von $60 \times 60 \text{ mm}^2$ für Neutronengeschwindigkeiten von 800 m/s überprüft. Für langsamere Neutronen ist dann gegebenenfalls ebenso die adiabatische Bedingung erfüllt. Die Strahldivergenz wurde dabei vernachlässigt. Das Ergebnis $\omega_{Feld}/\omega_{Larmor}$ ist exemplarisch entlang der zentralen Achse und für die äußersten Kanten des Strahlquerschnitts ($y = \pm 30 \text{ mm}$) in Abb. 5.20 (a) aufgetragen. Das Magnetfeld wird über den Strahlquerschnitt unterschiedlich schnell und an verschiedenen Positionen z gedreht. Im Fall einer



(a) Adiabatische Bedingung



(b) Rotation des Magnetfeldes

Abbildung 5.20.: (a) Rotationsgeschwindigkeit der Magnetfeldrichtung ω_{Feld} im Verhältnis zur Larmorpräzession der Neutronenspins ω_{Larmor} : Entlang der unteren Kante des Neutronenstrahls ($y = -30$ mm) erfolgt die Rotation am schnellsten. (b) Vektordarstellung der Magnetfeldrotation: Die Rotation des Magnetfeldes erfolgt über den Strahlquerschnitt an unterschiedlichen Positionen z .

5. Design eines Rückstreudetektors und aktiven Elektronenfängers

Orientierung des Führungsfeldes in „negative y-Richtung“ (vgl. Abschnitt 5.8) wird es entlang der unteren Kante $y = -30$ mm am schnellsten und vom primären Leiter aus betrachtet am frühesten rotiert (Abb. 5.20 (b)). In Abb. 5.20 (a) macht sich dies in der Lage und Höhe des Maximums von $\omega_{Feld}/\omega_{Larmor}$ bemerkbar. Wie der Graphik entnommen werden kann ist auch für die schnellste Drehung des Magnetfeldvektors gewährleistet, dass die Spins der Neutronen diesem folgen können.

6. Pumpkonzept von PERC

Die innere Bohrung aus elektro-polierem Edelstahl, die sich über die gesamte Länge des Magnetsystems erstreckt (11,3 m) (vgl. Abschnitt 4.1) muss auf Ultrahochvakuum (UHV)-Niveau, d.h. einen Druck der Größenordnung 10^{-9} mbar, evakuiert werden. Nur dies ermöglicht Messungen, bei denen die Neutronen und Zerfallsprodukte nicht durch Kollisionen mit Gaspartikeln gestört werden. In der Bohrung soll eine Temperatur von etwa 20°C herrschen. In Abb. 6.1 ist ein 2 Meter langer Prototyp des inneren Vakuumgefäßes gezeigt. Zu sehen ist hier auch das Schienensystem, mit dem der Leiter mithilfe zusätzlicher Stützen in der Bohrung befestigt werden kann.

Um in PERC die zwölf Meter lange Bohrung inklusive des Neutronenleiters (vgl. Abb. 4.2) zu evakuieren, besteht nur die Möglichkeit vor Beginn des Magnetsystems und an dessen Ende jeweils außerhalb der magnetischen Abschirmung handelsübliche Pumpen anzubringen (vgl. Abb. 4.3). Geplant sind jeweils 3 bis 4 Turbomolekularpumpen des Typs „HiPace™ 800 M“ [Pfe14a] mit entsprechenden Vorpumpen (z.B. „ACP 40“ [Pfe14b]). Die Pumpen haben je nach Gasart eine Pumpgeschwindigkeit S_P zwischen 600 l/s bis 790 l/s und funktionieren in einem Magnetfeld bis 6 mT [Pfe14a]. Die effektive Pumpgeschwindigkeit, die an den Enden der warmen Bohrung erreicht wird, ist jedoch aufgrund des begrenzten Durchmessers der Zuleitungen bereits niedriger.

Innerhalb des Magnetsystems ist es aufgrund des beschränkten Platzangebotes und des dort herrschenden starken Magnetfeldes nicht möglich handelsübliche Pumpen anzubringen. Um auf den zwölf Metern die lokale effektive Pumpgeschwindigkeit zu erhöhen und damit den erreichbaren Enddruck zu senken, müssen innerhalb des Vakuumsystems dennoch Pumpen angebracht werden.

Im Rahmen dieser Arbeit ist die Steigerung der effektiven Pumpgeschwindigkeit durch selbst gebaute Sublimations- sowie Ionengetterpumpen untersucht worden. Hierfür war eine spezielle Miniatur-Konstruktion dieser Pumpen, die im Folgenden erläutert wird, aufgrund des beschränkten Platzangebotes im Vakuumsystem vor allem im Bereich des langen Solenoiden erforderlich. Wie in Abb. 6.2 gezeigt ist, stehen hier in radialer Richtung nicht mehr als 10 cm zur Verfügung. Zunächst wird jedoch auf die effektive Pumpgeschwindigkeit und den ortsabhängigen Enddruck, der mit den Turbomolekularpumpen in der inneren Bohrung erreicht werden kann, eingegangen.

6.1. Effektive Pumpgeschwindigkeit und Enddruck

Der erreichbare Enddruck in einem Vakuumgefäß $p_{End}(z)$ in einem Abstand z von einer Vakuumpumpe kann nach:

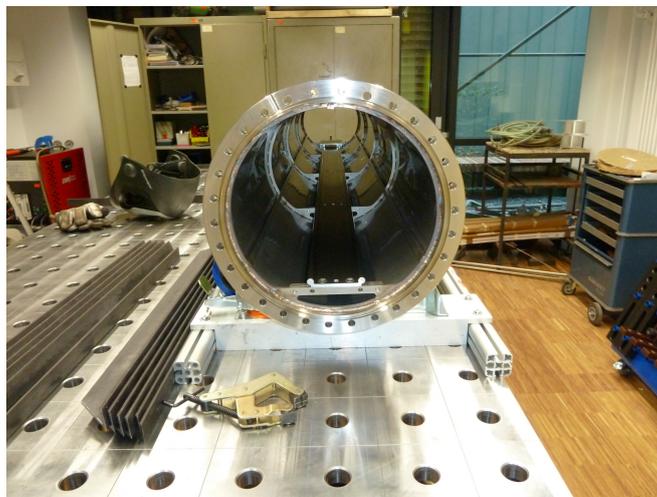
$$p_{End}(z) = \frac{Q_{Gas}}{S_{eff}(z)} \quad (6.1)$$

berechnet werden. Hierbei ist Q_{Gas} die sogenannte Gaslast des Systems. Sie setzt sich im Allgemeinen aus den Beiträgen von Ausgasraten und Leckraten [Rot91] zusammen. Die effektive Pumpgeschwindigkeit $S_{eff}(z)$ wird aus der Leitfähigkeit der Bohrung $C_B(z)$ und der Pumpgeschwindigkeit der Turbomolekularpumpen S_P nach:

6. Pumpkonzept von PERC



(a)



(b)

Abbildung 6.1.: Prototyp der inneren Bohrung für das Magnetsystem von PERC mit einer Länge von 2 m. Im Gefäß ist das Schienensystem zu erkennen, auf dem der Neutronenleiter in das System befördert werden kann (Fotos: Bernd Windelband).

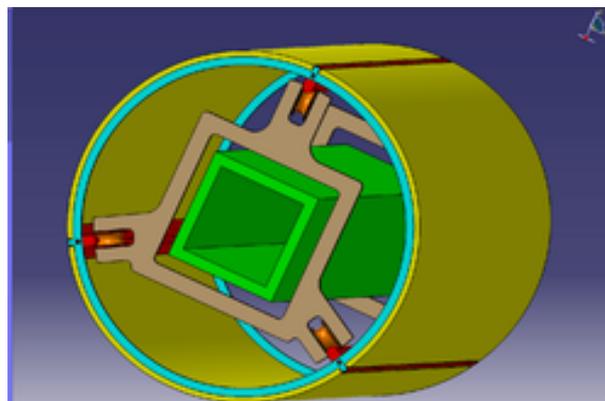


Abbildung 6.2.: Ausschnitt der warmen Bohrung im Bereich des langen Solenoiden: Zwischen der äußeren Wand des Neutronenleiters (äußerer Querschnitt: $10 \times 10 \text{ cm}^2$ und der Innenwand des Vakuumpfäßes (Durchmesser: 30 cm) stehen maximal 10 cm Platz zur Verfügung (Zeichnung: Stefan Hetzel).

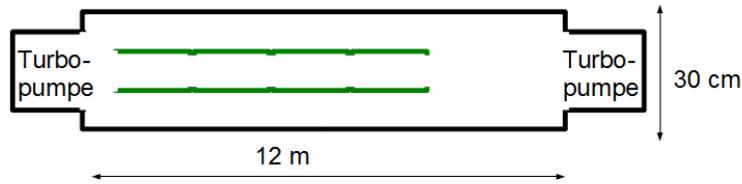


Abbildung 6.3.: Skizze der inneren Bohrung des Magnetsystems: Der Neutronenleiter (grün) ist über 8 m mit innerem bzw. äußerem Querschnitt von $6 \times 6 \text{ cm}^2$ bzw. $10 \times 10 \text{ cm}^2$. Er ist in Teilstücke von je 2 m Länge gegliedert.

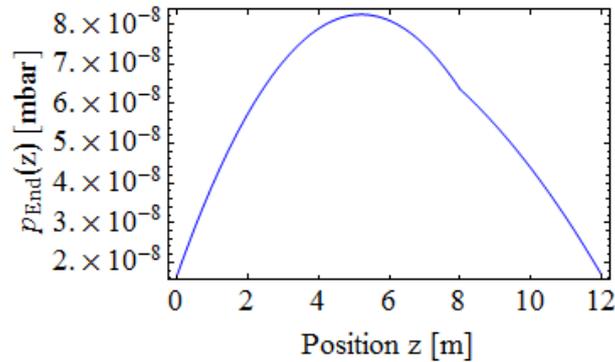


Abbildung 6.4.: Positionsabhängiger Enddruck $p_{\text{End}}(z)$ innerhalb des Vakuumsystems von PERC entlang seiner zentralen Achse.

$$\frac{1}{S_{\text{eff}}(z)} = \frac{1}{C_B(z)} + \frac{1}{S_P} \quad (6.2)$$

berechnet [Rot91]. Für die Abschätzung der Leitfähigkeit der Bohrung $C_B(z)$ in PERC wird eine Geometrie, wie in Abb. 6.3 skizziert, berücksichtigt: Es ist ein 12 m langes Rohr aus elektropliertem Edelstahl mit einem inneren Durchmesser von 30 cm dargestellt. In den vorderen 8 m befindet sich ein Cu-Ti Neutronenleiter der äußeren Dimension $10 \times 10 \text{ cm}^2$ und mit einer inneren Öffnung von $6 \times 6 \text{ cm}^2$. Der Leiter ist in Teilstücke von 2 m untergliedert, die sich in einem jeweiligen Abstand von 1-2 cm zueinander befinden. Weitere Einbauten wie der Neutronenstrahlfänger werden vernachlässigt. Die Leitfähigkeit dieses Vakuumsystems wird gemäß der Angaben in [Rot91] für 20°C bestimmt. Die Aufweitung des Bohrungsdurchmessers von 30 cm auf 35 cm (vgl. Abschnitt 4.1) ebenso wie eventuelle Vakuumleitungen, die die Pumpen mit dem Vakuumgefäß verbinden, werden dabei vernachlässigt.

Am Beginn und Ende der 12 m langen Bohrung werden je 4 Turbopumpen mit einer jeweiligen Pumpgeschwindigkeit von $S_P = 780 \text{ ls}^{-1}$ angenommen. Damit und unter Verwendung von Gl. (6.1) und Gl. (6.2) ergibt sich die in Abb 6.4 dargestellte, vom Ort z im Leiter abhängige Enddruckverteilung $p_{\text{End}}(z)$. Es zeigt, sich, dass sich unter den gegebenen Bedingungen ein Druck einstellt, der im Bereich der Pumpen minimal ist und mit $1 \cdot 10^{-8} \text{ mbar}$ angegeben werden kann. Auf halber Länge zwischen den beiden Enden nimmt der Druck einen Wert von etwa $8 \cdot 10^{-8} \text{ mbar}$ an.

6. Pumpkonzept von PERC

Für die Gaslast Q_{Gas} wird die Desorptionsrate des elektro-polierten Edlstahls Q_{Stahl} mit $4 \cdot 10^{-7} \text{ mbar l m}^{-2} \text{ s}^{-1}$ [Rot91]¹ und des Cu-Ti Neutronenleiters mit $1 \cdot 10^{-5} \text{ mbar l m}^{-2} \text{ s}^{-1}$ ² mitberücksichtigt. Weitere Beiträge von Leckagen werden hier vernachlässigt. Für genauere Betrachtungen sind weiterhin die Desorptionsraten des Elektronenstrahlfängers sowie weiterer Einbauten miteinzubeziehen.

Durch längeres Pumpen des Systems oder durch Ausheizen kann die Gaslast weiter verringert und so der erreichbare Enddruck im System gesenkt werden. Hierbei ist allerdings der Wärmeeintrag auf die umgebenden supraleitenden Spulen sowie die Tatsache, dass der Neutronenleiter selbst nicht über eine Temperatur von etwa 70°C erhitzt werden kann, zu berücksichtigen. Es ist zu überlegen ob, dieser nach dem Ausheizen der inneren Bohrung über eine Schleuse in das Vakuumrohr eingebracht werden kann.

Um vor allem im Bereich des Neutronenleiters einen Enddruck von 10^{-9} mbar zu erreichen, ist es wichtig auch innerhalb des Vakuumrohres Pumpen anzubringen. Hierfür eignen sich aufgrund ihrer einfachen Funktionsweise Titansublimationspumpen sowie Ionengeretterpumpen.

6.2. Titansublimationspumpe

6.2.1. Funktionsprinzip

Im Allgemeinen wird bei dieser Pumpenart, die sich für den Einsatz im UHV-Bereich eignet, ein Titandraht durch elektrischen Strom soweit erhitzt, dass Titan von der Oberfläche sublimiert. Eine effiziente Desorptionsrate von Titan wird bei einer Temperatur von 1277°C bis 1527°C erreicht [McC65, Law67]. Beim Abkühlen lagert sich das Titan auf einer umgebenden Metall- oder Glaswand ab. Die frisch aufgedampfte Schicht besitzt eine hohe Getterfähigkeit und adsorbiert die im UHV verbliebenen Restgasatome. Dadurch vermindert sich die Pumpgeschwindigkeit nach einer gewissen Zeitspanne, bis eine neue Schicht Titan aufgedampft wird. Besonders gut werden bei Raumtemperatur Gase wie CO, CO₂ und O₂ gepumpt. Die Pumpgeschwindigkeit kann durch Kühlung der äußeren Wand mit flüssigem Stickstoff verbessert werden, sodass auch Gase wie N₂ und H₂ effektiv gepumpt werden [Hen14]. In Tab. 6.1 sind die typischen Pumpgeschwindigkeiten pro Quadratzentimeter Aufdampffläche aufgelistet.

Gas	H ₂	N ₂	O ₂	CO	CO ₂	H ₂ O
+20°C	3	4	9	9	8	3
-196°C	10	10	11	11	9	14

Tabelle 6.1.: Pumpgeschwindigkeit für eine Titansublimationspumpe für verschiedene Gasarten in $\text{l s}^{-1} \text{ cm}^{-2}$ [Hen14].

Edelgase sowie Methan werden aufgrund deren fehlender chemischer Reaktivität nicht gepumpt (z.B. [Hen14]).

Die heute kommerziell erhältlichen Titansublimationspumpen besitzen meist mehrere Filamente einer Titan-Molybdän (Ti(85 %)-Mo(15 %)) - Legierung mit einem jeweiligen Durchmesser von etwa 2 mm. Sie werden mit einer Stromstärke von einigen 10 A betrieben und sind an einem

¹Die Desorptionsrate von elektro-poliertem Edlstahl q_{Des} wird in [Rot91] nach 4 bis 8 Stunden Evakuierung im Bereich von $4 \cdot 10^{-7} \text{ mbar l m}^{-2} \text{ s}^{-1}$ bis $2 \cdot 10^{-5} \text{ mbar l m}^{-2} \text{ s}^{-1}$ angegeben.

²Im Experiment ist die Ausgasrate eines Cu-Ti Neutronenleiters anhand von zwei Proben mit 61 Schichten Cu-Ti, die im Rahmen der Arbeit von [Reb4] hergestellt worden sind, bestimmt worden. Die Proben sind mit Isopropanol im Ultrahochdruckbad gereinigt, in ein Vakuumgefäß eingeschleust und dieses 4 Tage evakuiert worden. Nähere Untersuchungen zum Vakuumverhalten des Neutronenleiters stehen noch aus.

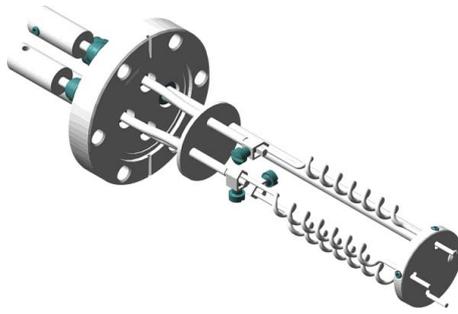


Abbildung 6.5.: Kommerziell erhältliche Titan-Sublimationspumpe der Firma Lesker: 3 Ti-Mo Filamente werden mit einem Strom von maximal 50 A bei 8 V Gleichstrom betrieben [Les14].



Abbildung 6.6.: Ein Ti-Mo Draht (Länge: 30 cm, Durchmesser: 0,8 mm) wird möglichst spannungsfrei an seinen beiden Enden elektrisch kontaktiert. Als Isolierung zum umgebenden UHV-Gefäß dienen Al_2O_3 Keramikperlen und Röhren.

Vakuumflansch befestigt. Sie können sowohl mit Gleich- als auch mit Wechselspannung [OHa03, Les14] betrieben werden. In Abb. 6.5 ist eine solche Pumpe dargestellt.

6.2.2. Bau

Aufgrund ihrer Bauweise mit dem integrierten Vakuumflansch und aufgrund des beschränkten Platzangebotes im Vakuumgefäß von PERC (vgl. Einführungstext zu Kapitel 6) sind die kommerziell erhältlichen Sublimationspumpen für den Einbau dorthin nicht geeignet.

Für den Bau einer Titansublimationspumpe wird ein Ti(85%)-Mo(15%)-Draht der Firma „Dentaurum“ [Den14] verwendet. Im Gegensatz zu reinem Ti-Draht zeichnet sich jene Legierung durch eine verbesserte mechanische Stabilität [McC65] aus. Es stehen Drähte mit Durchmessern von 2,0 mm und 0,8 mm zur Verfügung. Abhängig vom jeweiligen Durchmesser wird eine Temperatur zwischen $1277^{\circ}C$ und $1527^{\circ}C$, bei der eine hohe Evaporationsrate des sublimierten Titans zu erwarten ist, bei einem elektrischen Strom zwischen 32 A und 47 A (Durchmesser: 2 mm) und zwischen 8 A und 12 A (Durchmesser: 0,8 mm) [Law67] erreicht. Auf die Verwendung eines noch dünneren Drahtes wird aufgrund geringerer mechanischer Stabilität verzichtet.

Der Draht der Länge 30 cm wird möglichst spannungsfrei elektrisch kontaktiert und durch Al_2O_3 Keramikperlen isoliert in das 70 cm lange Rohr des UHV-Testaufbaus (vgl. Unterabschnitt 6.2.3) eingeschleust. Der spannungsfreie Einbau soll ein Zerreißen des Drahtes während des Erhitzens verhindern. In Abb. 6.6 ist der Draht gezeigt. Alternativ wird der Draht des Durchmessers 0,8 mm spiralförmig gebogen und über ein Keramikröhrchen isoliert in die UHV-Apparatur eingebracht und ebenfalls elektrisch kontaktiert. Die Länge der Spirale beträgt etwa 4 cm. In Abb. 6.7 ist der Draht gezeigt.

6. Pumpkonzept von PERC

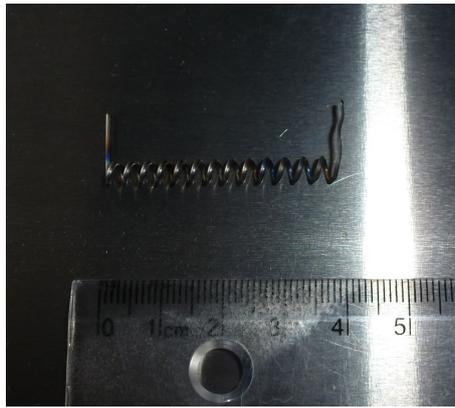


Abbildung 6.7.: Spiralförmig gewundener Ti-Mo Draht (Durchmesser: 0,8 mm) einer ursprünglichen Länge von 30 cm.

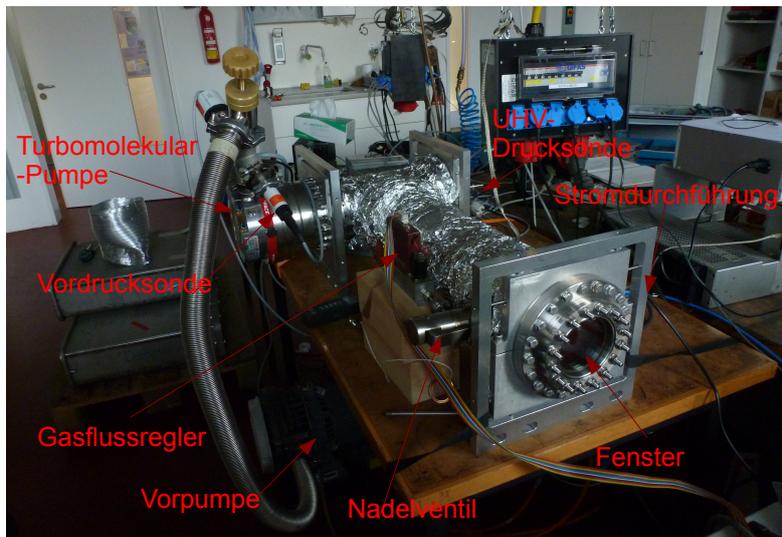


Abbildung 6.8.: UHV-Testaufbau zur Bestimmung der Pumpgeschwindigkeiten der Titansublimationspumpen.

6.2.3. Testaufbau

Die Saugleistung der gebauten Pumpen wird in einem Testaufbau überprüft. Die Apparatur ist in Abb. 6.8 dargestellt. Ein 70 cm langes Vakuumrohr aus Edelstahl mit einem inneren Durchmesser von 15 cm ist über ein kurzes T-Stück mit einer Turbomolekularpumpe des Typs „HiPace[®] 700“ [Pfe14c] verbunden. Als Vorpumpe wird eine „Scrollvac SC 30 D“ [Ley14] verwendet. Am anderen Ende der Vakuumröhre befindet sich eine UHV-Durchführung für den Anschluss an ein Netzgerät, sowie ein Nadelventil mit einem „MKS 20 scm“ (Typ: 1359 C) Gasflussregler für Luft. Der Druck, der im System herrscht, kann von einer Kaltkathode des Typs „IKR 060“ [Pfe14d] gemessen werden. Diese Sonde ist auf Luft geeicht. Bei langen Pumpzeiten wird die Gaszusammensetzung durch leichte Gase, wie Wasserstoff und Helium dominiert, sodass der tatsächlich in der Apparatur herrschende Druck bis zu 5,9 mal höher, als der angezeigte Druck sein kann [Pfe08]. Der Vordruck der Turbomolekularpumpe wird über ein Pirani-Vakuummeter kontrolliert. Die Drucksonden sind über das Druckauslesegerät „TPG 300“ [Pfe14e] mit einem Computer verbunden, sodass die Druckkurven während des Pumpens aufgezeichnet werden können.

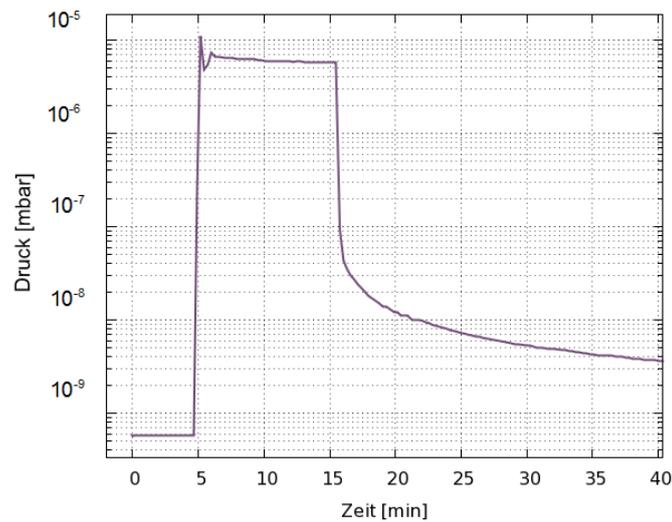


Abbildung 6.9.: Beispielhafter Druckverlauf während einer Messung zur Ermittlung der effektiven Pumpgeschwindigkeit in der Vakuumapparatur bei alleinigem Betrieb der Turbomolekularpumpe. Der Gasflussregler wird 5 min nach Beginn der Druckaufzeichnung geöffnet. Nach 10 min wird dieser wieder geschlossen.

6.2.4. Test der effektiven Pumpgeschwindigkeit

Effektive Pumpgeschwindigkeit der Turbomolekularpumpe

Nach Einbau des TiMo-Drahtes wird die Vakuumapparatur innerhalb von zwei Tagen typischerweise auf einen Druck von $3 \cdot 10^{-9}$ mbar evakuiert. Dieser wird an diesem Punkt hauptsächlich durch die Desorptionsrate der Vakuumkomponenten bestimmt. Nach mehrstündigem Ausheizen bei 100°C bis 120°C und anschließendem Erkalten herrscht in der Apparatur typischerweise ein Druck unter $p_0 = 1,0 \cdot 10^{-9}$ mbar.

Danach wird zunächst die effektive Pumpgeschwindigkeit der Turbomolekularpumpe am Ort der Drucksonde ermittelt: Es wird für einige Minuten ein Gasfluss V_{Gas}/t (Luft) zwischen $0,13 \text{ ml min}^{-1}$ und $0,23 \text{ ml min}^{-1}$ eingeschaltet. Der sich einstellende Druck p_1 wird aufgezeichnet. Während der Messung wird die Beobachtung gemacht, dass der eingestellte Gasfluss V_{Gas}/t sich leicht reduziert. In Tab. F.1 im Anhang ist der gemessene Druck p_1 in Abhängigkeit des eingestellten Gasflusses V_{Gas}/t aufgelistet. Dabei sind die in Tab. F.1 aufgeführten Messwerte diejenigen, die am Beginn und Ende der Gasflussöffnungszeit aufgezeichnet worden sind. In der Druckkurve in Abb. 6.9 ist ein charakteristischer Druckverlauf während einer Messung gezeigt:

Es ist hier zunächst ein Gasfluss V_{Gas}/t von $0,21\text{-}0,19 \text{ ml min}^{-1}$ eingestellt. Der Gasfluss wird für etwa 11 Minuten aufrecht erhalten. Während dieser Zeit wird ein Druck p_1 zwischen $6,7 \cdot 10^{-6}$ mbar und $5,7 \cdot 10^{-6}$ mbar (vgl. Tab. F.1) aufgezeichnet. Bis zum Ende der Gasflussöffnungszeit reduziert sich V_{Gas}/t auf $16\text{-}18 \text{ ml min}^{-1}$. Die kurze Spitze und der anschließende kurze „Einbruch“ im Druckverlauf zu Beginn der Gasflussöffnungszeit hat seine Ursache im manuellen Einregeln des Gasflusses.

Die Pumpgeschwindigkeit $S_{\text{eff},\text{Turbo}}$ im System am Ort der Drucksonde kann aus den gemessenen Werten nach:

$$S_{\text{eff},\text{Turbo}} = \frac{p_{\text{Luft}}}{p_1 - p_0} \cdot \frac{V_{\text{Gas}}}{t} \quad (6.3)$$

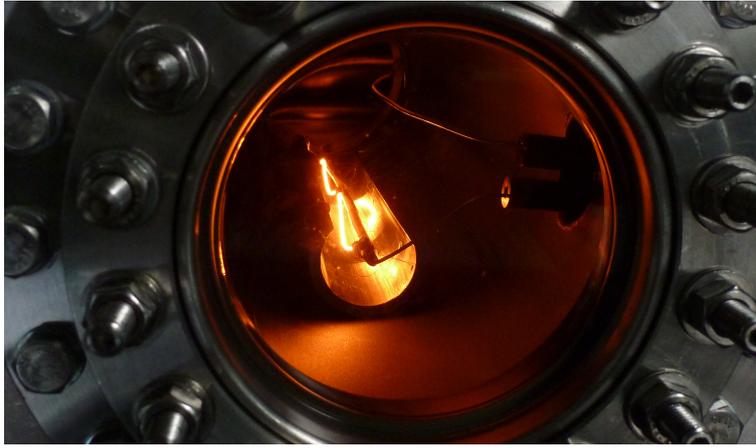


Abbildung 6.10.: Der ursprünglich gerade TiMo-Draht verbiegt und dehnt sich im erhitzten Zustand stark aus.

berechnet werden [Umr07]. Hierbei ist p_{Luft} der Atmosphärendruck³.

Es ergibt sich mit den Daten aus Tab. F.1 eine mittlere Pumpgeschwindigkeit $S_{eff,Turbo}$ von $473 \pm 21_{(stat.)} \pm 19_{syst.} \text{ ls}^{-1}$. Der Fehler „syst.“ wird dabei hauptsächlich durch die Schwankung des eingestellten Gasflusses während der Messung bedingt (vgl. Tab. F.1).

Effektive Pumpgeschwindigkeit mit Turbomolekularpumpe und Sublimationspumpe

Es zeigt sich beim Test der Titansublimationspumpe bereits zu Beginn der Versuchsreihe, dass der gerade, möglichst spannungsfrei angebrachte Draht sich bei einer für den Betrieb der Pumpen notwendigen Stromzuführung von über 30 A bzw. 8 A (Drahtdurchmesser: 2 mm bzw. 0,8 mm) (vgl. Unterabschnitt 6.2.2) stark in der Länge ausdehnt und verbiegt. Für den Draht mit dem geringeren Querschnitt von 0,8 mm ist dies etwas stärker ausgeprägt. In Abb. 6.10 ist der Draht in diesem Zustand abgebildet. Die Ausdehnung bleibt auch nach dem Erkalten bestehen. Ähnliches wird von [Oro13] berichtet und auf Kriechvorgänge zurückgeführt. Durch zahlreiche unterstützende Bindungen an ein Al_2O_3 Keramikröhrchen, das in Abb. 6.10 zu erkennen ist, kann die Verbiegung gemindert, jedoch nicht vollständig vermieden werden.

Im Hinblick auf die Verwendung der Pumpe in PERC in einem Magnetfeld im Bereich von $B_0 = 1,5 \text{ T}$ (vgl. Abschnitt 3.1) und der damit zur Stromstärke proportionalen Lorentzkraft, wird daher im weiteren Experiment auf den Draht mit einem Durchmesser von 2 mm verzichtet. Da im spiralförmig gewundenen Zustand die Form des Drahtes während der Stromzufuhr stabil gehalten werden (Abb.6.11) kann, wird der Draht (Durchmesser: 0,8 mm) im folgenden Experiment derart verwendet.

Die Durchführung des Versuchs zur Ermittlung der effektiven Pumpgeschwindigkeit mit Turbomolekularpumpe und Titansublimationspumpe erfolgt in Anlehnung an [Swe61]: Zunächst wird der TiMo-Draht von oberflächlichen Oxiden befreit, indem der Strom innerhalb kurzer Zeit auf 4 A geregelt wird, für einige Minuten beibehalten und danach wieder ausgeschaltet wird. Nachdem der Ausgangsdruck $p_{0,min}$ erreicht ist, wird innerhalb weniger Minuten auf eine Stromstärke von 8 A bis 13 A geregelt und dort für einige Minuten die Stromversorgung aufrecht erhalten. In Abb.

³Der Atmosphärendruck p_{Luft} wird aus den Luftdruckangaben für Heidelberg [Wet14] für die Messzeit im Monat Juli 2014 (992 mbar bis 1009 mbar) bzw. August 2014 (990 mbar bis 1006 mbar) bestimmt und in die Fehlerbetrachtung der Angabe der effektiven Pumpgeschwindigkeit (vgl. Tab. F.1, Tab. 6.2, Tab. F.2, Tab. 6.3 und Tab. F.3) miteinbezogen.



Abbildung 6.11.: Der spiralförmig gewundene Ti-Mo Draht bleibt während der Stromzufuhr in seiner Form stabil.

6.10 ist der Draht während dieser Phase abgebildet. Während der Versuchsreihe wird sowohl die Stromstärke als auch die Zeitspanne, in der diese aufrecht erhalten wird variiert.

Nachdem der Strom abgeschaltet worden ist, wird der Druck $p_{0,max}$ notiert und der Gasflussregler mit einem bestimmten Gasfluss V_{Gas}/t für einige Minuten eingeschaltet. Der sich einstellende Druck p_1 wird aufgezeichnet.

In Abb. 6.12 ist ein charakteristischer Druckverlauf während der Stromzuführung und während der Aufrechterhaltung des Gasflusses dargestellt: Es ist zunächst für etwa 10 Minuten eine Stromzufuhr von 13,0 A bei 5,8 V eingestellt. Während dieser Zeit fällt der Druck kontinuierlich von $4,7 \cdot 10^{-8}$ mbar auf $1,7 \cdot 10^{-8}$ mbar. Nach dem Abschalten des Stromes fällt der Druck auf $p_{0,max} = 4,5 \cdot 10^{-9}$ mbar. Anschließend wird ein Gasfluss V_{Gas}/t von 0,23-0,22 ml min⁻¹ ($V_{Gas,A}/t$) eingestellt. Der Gasfluss wird für etwa 9,6 Minuten aufrecht erhalten. Bis zum Ende der Gasflussöffnungszeit reduziert sich V_{Gas}/t auf 18-20 ml min⁻¹ ($V_{Gas,E}/t$). Der Druck steigt vom Beginn bis zum Ende dieser Zeitspanne aufgrund einer nachlassenden effektiven Pumpgeschwindigkeit von $p_{1,A} = 5,8 \cdot 10^{-6}$ mbar auf $p_{1,E} = 6,2 \cdot 10^{-6}$ mbar ($p_{1,E}$). Die „Spitze“ im Druckverlauf kurz nach Öffnung des Gasflussreglers ist auf das manuelle Einregeln des Gasflusses zurückzuführen.

Für die in den Messungen verwendeten Stromstärken und Zeiten der Stromzuführung sind in Tab. F.2 im Anhang die Messergebnisse von $p_{0,min}$, $p_{0,max}$ sowie von $p_{1,A}$ und $p_{1,E}$ innerhalb der Gasflussöffnungszeit $t(V_{Gas}/t)$ aufgelistet. Ebenso ist dort jeweils der entsprechende Gasfluss $V_{Gas,A}/t$ bzw. $V_{Gas,E}/t$ angegeben. Die resultierende effektive Pumpgeschwindigkeit wird aus den Messwerten und dem eingestellten Gasfluss analog zu Gl. (6.3) berechnet.

In Tab. 6.2 sind die während des Betriebs der Titansublimationspumpe erreichten effektiven Pumpgeschwindigkeiten $S_{eff,TiMo}$ am Ort der Drucksonde in Abhängigkeit der Stromstärke und der Betriebsdauer aufgelistet. Die berechneten $S_{eff,TiMo}$ sind dabei aus den Messwerten kurz nach Öffnung des Gasflussreglers ermittelt worden (vgl. $S_{eff,TiMo,A}$ in Tab. F.2). Die in Tab. 6.2 angegebenen Fehlergrenzen von $S_{eff,TiMo}$ sind hauptsächlich auf die Genauigkeit, mit der jeweils der Gasfluss im Einzelexperiment eingestellt worden ist, zurückzuführen (vgl. auch Tab. 6.2). Daneben wird hierfür auch beachtet, dass sich p_0 (vgl. Gl. (6.3)) in den Grenzen $p_{0,min}$ und $p_{0,max}$ befindet, ebenso wie die Tatsache, dass diese Werte aufgrund der Dominanz der leichten Gasarten wie Wasserstoff und Helium bis zu 5,9 mal höher sein können, als die an der Drucksonde ausgegebenen Werte (vgl. Unterabschnitt 6.2.3).

Durch Vergleich mit der mittleren effektiven Pumpgeschwindigkeit am Ort der Drucksonde bei alleinigem Betrieb der Turbomolekularpumpe von $473 \pm 21_{(stat.)} \pm 19_{syst.} \text{ ls}^{-1}$ (siehe oben) zeigt

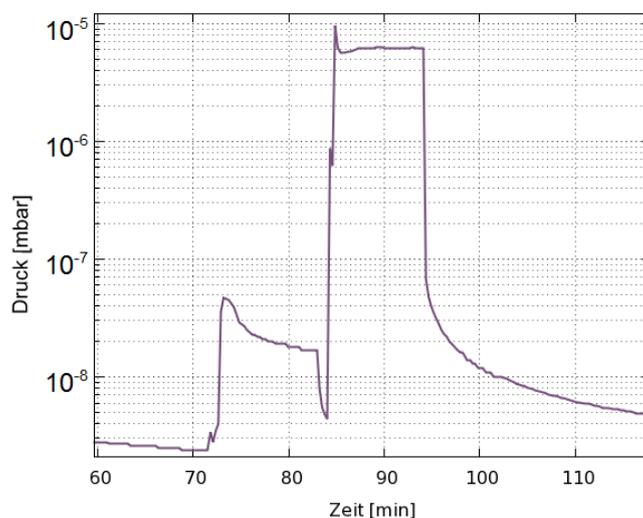


Abbildung 6.12.: Beispielhafter Druckverlauf während einer Messung zur Ermittlung der effektiven Pumpgeschwindigkeit in der Vakuumapparatur bei gleichzeitigem Betrieb der Turbomolekularpumpe und der Titansublimationspumpe.

Stromstärke [A]	Spannung [V]	Betriebsdauer [min]	$S_{eff,TiMo}$ [l/s]
8,0	4,4	4,0	467±11
10,0	5,4	6,0	473±30
12,0	5,7	6,0	502±29
12,1	6,5	7,0	541±10
12,0	6,8	10,0	554±12
13,0	5,9	7,0	540±32
13,0	6,2	10,5	649±21
13,0	5,8	14,0	638±21
12,8	6,1	14,0	596±12
13,0	6,2	14,0	655±23
13,0	7,3	15,0	620±25
13,0-13,5	7,4-7,8	9,0	600±6

Tabelle 6.2.: Effektive Pumpgeschwindigkeit $S_{eff,TiMo}$ am Ort der Drucksonde bei Betrieb der Turbomolekularpumpe und der Titansublimationspumpe in Abhängigkeit der Stromstärke, Spannung und Betriebsdauer der Titansublimationspumpe.

sich, dass Stromstärken zwischen 8 A und 12 A, die für 4 bis 6 Minuten durch den TiMo-Draht fließen, keine Erhöhung der effektiven Pumpgeschwindigkeit innerhalb der Fehlergrenzen bewirkt. Ab einer Stromstärke von 12 A und einer Betriebsdauer zwischen 7 und 10 Minuten ist eine Erhöhung auf eine effektive Pumpgeschwindigkeit zwischen 531 l s^{-1} und 566 l s^{-1} (unter Beachtung der Fehlergrenzen) zu beobachten.

Bei einer Steigerung der Stromstärke auf 13 A und einer Betriebszeit von 7 Minuten ist ebenfalls leicht erhöhte effektive Pumpgeschwindigkeit von $540 \pm 32 \text{ l s}^{-1}$ erreicht worden. Ein Betrieb der Titansublimationspumpe bei 13 A für eine Dauer von 10 bis 15 Minuten erreicht Pumpgeschwindigkeiten bis über 650 l s^{-1} .

Dies bedeutet somit, dass eine Stromstärke von 13 A für 10 bis 15 Minuten durch einen TiMo-Draht eines Durchmessers von 0,8 mm eine effektive Pumpgeschwindigkeit bis zu 200 l s^{-1} am Ort der Drucksonde bewirkt.

Die Aufdampffläche des Titans entspricht etwa 280 cm^2 . Unter Beachtung der Entfernung zwischen 20 cm und 80 cm der Drucksonde zur Aufdampffläche des Titans und somit zur eigentlichen Pumpe, lässt sich unter Verwendung von Gl. (6.2) und unter Verwendung der Tabelle von [Dus62] für die Leitfähigkeit eines kurzen Rohres abschätzen, dass im Versuch eine spezifische Pumpgeschwindigkeit von $1\text{-}2 \text{ l s}^{-1} \text{ cm}^{-2}$ erreicht worden ist. Dies ist geringer als die in Tab. 6.1 für die Gasarten Wasserstoff, Stickstoff und Sauerstoff angegebenen spezifischen Pumpgeschwindigkeiten für 20° C von 3 bis $9 \text{ l s}^{-1} \text{ cm}^{-2}$.

Dies kann dadurch erklärt werden, dass die Fläche, auf die sich im Einzelexperiment Titan abgesetzt hat geringer gewesen sein kann, als die abgeschätzte Aufdampffläche. Mitunter könnte für eine verminderte spezifische Pumpgeschwindigkeit auch die Tatsache beigetragen haben, dass sich die Fläche während des Betriebs der Titansublimationspumpe erhitzt hat.

Weitere generelle Beobachtungen der Versuchsreihe lassen sich zusammenfassen:

- Die Lebensdauer der TiMo-Drähte kann während der Experimente jeweils mit über 60 Minuten angegeben werden. Limitiert wird diese Zeitspanne schließlich durch die Zerstörung des TiMo-Drahtes durch Durchglühen. Seine Ursache hat dieser Sachverhalt darin, dass sich die Drähte, während der Stromzuführung ungleichmäßig erhitzen, wie durch direkte Beobachtung festgestellt wird.
- Ein Betrieb der Drähte über 13,5 A führt innerhalb weniger Minuten zur Zerstörung.
- Während der Versuchsreihe wird kein Zusammenhang zwischen dem „Alter“ der Pumpen und einer verminderten Evaporationsrate und somit einer verminderten Pumpgeschwindigkeit (vgl. Tab. F.2), wie von [Law67] beobachtet worden ist, festgestellt.
- Die Schwankungen in den Spannungswerten bei gleicher Stromstärke, wie in Tab. 6.2 angegeben, lassen sich durch folgenden Sachverhalt erklären: Zum einen können die Längen der verwendeten Drähte leicht unterschiedlich sein, zum anderen steigt mit zunehmendem „Alter“ (vgl. Tab. F.2) auch die Resistivität des Drahtes [Law67].
- Die beobachtete erhöhte Pumpgeschwindigkeit sinkt innerhalb der Gasflussöffnungszeit von einigen Minuten auf die effektive Pumpgeschwindigkeit, die durch den alleinigen Betrieb der Turbomolekularpumpe erreicht wird (vgl. auch $S_{eff, TiMo, E}$ in Tab. F.2).

6.2.5. Passives Heizen

Der spiralförmig gewickelte TiMo-Draht kann, wie in Unterabschnitt 6.2.4 erklärt, während der Stromzufuhr mechanisch stabil gehalten werden. Es ist daher sinnvoll diesen in dieser Form für den Einsatz in PERC zu verwenden. Aufgrund des dort vorhandenen Magnetfeldes (vgl. Abschnitt

6. Pumpkonzept von PERC



Abbildung 6.13.: Ein TiMo Draht (Durchmesser 0,4 mm) ist spiralförmig eng auf einen Wolfram-Draht (Durchmesser: 1 mm) gewickelt.

3.1) bedeutet dies, dass auf ein Teilstück der Länge l einer einzelnen Windung des TiMo-Drahtes, das senkrecht zum Magnetfeld ausgerichtet ist, eine Lorentzkraft von

$$|\vec{F}_L| = |\vec{B}| |\vec{I}| l \quad (6.4)$$

wirkt. Für eine entsprechende Schleife des TiMo-Drahtes, die mit ihrer Stirnfläche senkrecht zu den Magnetfeldlinien ausgerichtet ist, heißt dies im Betrieb mit einer Stromstärke $|\vec{I}| = 13 \text{ A}$ im Bereich des langen Solenoiden mit einer magnetischen Flussdichte $|\vec{B}| = 1,5 \text{ T}$, dass eine Kraft von etwa $0,06 \text{ N}$ annähernd ringförmig verteilt radial nach außen bzw. nach innen wirkt. Obwohl dies gering erscheint, kann dadurch der Draht im bis zu 1500°C erhitzten Zustand (vgl. Unterabschnitt 6.2.2) kurz unterhalb des Schmelzpunktes (für reines Titan: 1677°C [Sch91]), während des Betriebes zerstört werden. Durch die ungleichmäßige Erhitzung während des Betriebes (vgl. Unterabschnitt 6.2.4) ist der Draht bereits mechanisch destabilisiert und dadurch in seiner Lebensdauer beschränkt.

Um diese Probleme zu umgehen und den Einsatz im Magnetfeld zu ermöglichen, wird der TiMo-Draht im folgenden Experiment „passiv“ geheizt: Der TiMo-Draht (Durchmesser: $0,4 \text{ mm}$) der Länge 30 cm wird spiralförmig eng um einen Wolfram-Draht (Durchmesser: 1 mm) gewickelt (Probe (1)), wie in Abb. 6.13 gezeigt ist.

Alternativ werden zwei TiMo-Drähte eines jeweiligen Querschnitts von $0,4 \text{ mm}$ zusammen mit zwei TiMo-Drähten von $0,8 \text{ mm}$ Durchmesser locker um einen solchen Wolfram-Draht (Probe (2)) gewunden. Der Wolfram-Draht wird elektrisch kontaktiert, in die Vakuumapparatur (vgl. Unterabschnitt 6.2.3) eingeschleust und diese evakuiert.

Die Versuchsdurchführung ist identisch zu der in Unterabschnitt 6.2.4 beschriebenen. Zum Betrieb der Titansublimationspumpe fließt während des Versuchs der elektrische Strom durch den Wolframdraht. Ein geringer Anteil fließt dabei auch über den TiMo-Draht⁴. Der TiMo-Draht wird somit sowohl durch direkte Stromzuführung als auch durch die Wärmestrahlung des Wolframs erhitzt. Der Wolfram-Draht bleibt aufgrund seines hohen Schmelzpunktes von 3410°C [Sch91] während des gesamten Versuchs in seiner Form stabil.

In Tab. F.3 im Anhang sind die analog zu Unterabschnitt 6.2.4 ermittelten Messergebnisse von p_0 , p_1 sowie der Gasfluss V_{Gas}/t zusammen mit den eingestellten Strom- und Spannungswerten und der jeweiligen Betriebszeit aufgelistet. In Tab. 6.3 sind die bei Betrieb der Turbomolekularpumpe und der Titansublimationspumpe (Probe (1) und Probe (2)) erreichten effektiven Pumpgeschwindigkeiten $S_{\text{eff, TiMoW}}$ am Ort der Drucksonde in Abhängigkeit der Betriebsparameter zusammenge-

⁴Der spezifische Widerstand von Ti(85%)Mo(15%) bei 20°C beträgt gemäß [Law67] $0,55 \mu\Omega\text{m}$ und ist damit etwa 10 mal größer als der von Wolfram mit $0,055 \mu\Omega\text{m}$ [Kuc99, Pla14]. Bei einer Temperatur von 1500°C , wie für einen effizienten Betrieb der Sublimationspumpe benötigt, beträgt der spezifische Widerstand von Ti(85%)Mo(15%) zwischen $1,4 \mu\Omega\text{m}$ und $1,6 \mu\Omega\text{m}$ [Law67]. Der von Wolfram kann bei dieser Temperatur mit $0,5 \mu\Omega\text{m}$ [Pla14] angegeben werden.

Probe	Stromstärke [A]	Spannung [V]	Betriebsdauer [min]	$S_{eff,TiMoW}$ [l/s]
(1)	33,9	4,5	11,0	455±17
(1)	34,0	4,5-4,7	20,0	446±14
(1)	36,1	4,3	3,0	475±16
(1)	39,3	5,1	3,0	573±19
(1)	42,3	5,7	2,0	629±21
(2)	41,9	5,0	3,0	448±21
(2)	44,8-45,0	5,6	4,0	458±18
(2)	44,8	5,4	8,0	456±5
(2)	44,9-45,4	5,8-5,9	15,0	474±70
(2)	50,0	6,0	3,0	592±32
(2)	55,0	6,6	3,0	648±19

Tabelle 6.3.: Effektive Pumpgeschwindigkeit $S_{eff,TiMoW}$ am Ort der Drucksonde bei Betrieb der Turbomolekularpumpe und der Titansublimationspumpe in Abhängigkeit der Betriebsparameter und der verwendeten Probe.

fasst. $S_{eff,TiMoW}$ wird hier aus den Messergebnissen zu Beginn der Gasflussöffnungszeit ermittelt (vgl. $S_{eff,TiMoW,A}$ in Tab. F.3).

Es zeigt sich, für die Probe (1) mit dem eng um den W-Draht gewickelten TiMo-Draht bei Stromstärken unter 36 A auch bei langen Betriebsdauern bis zu 20 Minuten keine Erhöhung in der effektiven Pumpgeschwindigkeit von $473 \pm 21_{(stat.)} \pm 19_{Messgerät} \text{ l s}^{-1}$ (vgl. Unterabschnitt 6.2.4) am Ort der Drucksonde, wie sie bei alleinigem Betrieb der Turbomolekularpumpe ermittelt worden ist. Bei Stromstärken zwischen 39 A und 42 A und einer Betriebszeit von 2 bis 3 Minuten werden Pumpgeschwindigkeiten zwischen 554 l s^{-1} und 650 l s^{-1} (inklusive der Fehlergrenzen) erreicht.

Bei der Probe (2), bei der eine größere Menge TiMo-Draht locker um den W-Draht geschlungen ist, zeigt sich eine Erhöhung in der effektiven Pumpgeschwindigkeit erst bei Stromstärken zwischen 50 A und 55 A für Betriebszeiten von jeweils etwa 3 Minuten. Es werden hier Pumpgeschwindigkeiten bis über 650 l s^{-1} ermittelt.

Unter Beachtung der Stromstärke, des Widerstandsverhältnisses von TiMo zu Wolfram (siehe oben) und der Tabelle in [Lan16] lässt sich abschätzen, dass das Wolfram-Filament in beiden Fällen eine Temperatur von etwa 1800°C erreicht.

Die ermittelten Pumpgeschwindigkeiten sind äquivalent zu den in Unterabschnitt 6.2.4 erreichten und können mit 150 l s^{-1} bis 200 l s^{-1} angegeben werden. Die Aufdampffläche des Titans kann hier ebenfalls auf 280 cm^2 abgeschätzt werden.

Die in Tab. 6.3 angegebenen Fehlergrenzen werden hauptsächlich durch die Ungenauigkeit des eingestellten Gasflusses V_{Gas}/t (vgl. Tab. F.3) bedingt. Bei einigen Messungen bei langer Betriebszeit der Pumpe (vgl. Tab. F.3) trägt auch ein hoher gemessener Druck $p_{0,max}$, der durch hohe Temperaturen und einer dadurch verstärkten Ausgasrate in der Vakuumanlage verursacht wird, hierzu bei. Es werden bei einer Stromstärke von 45 A und einer Betriebszeit von 15 Minuten Temperaturen an der äußeren Wand des Vakuumrohres (vgl. Unterabschnitt 6.2.3) bis 80°C gemessen.

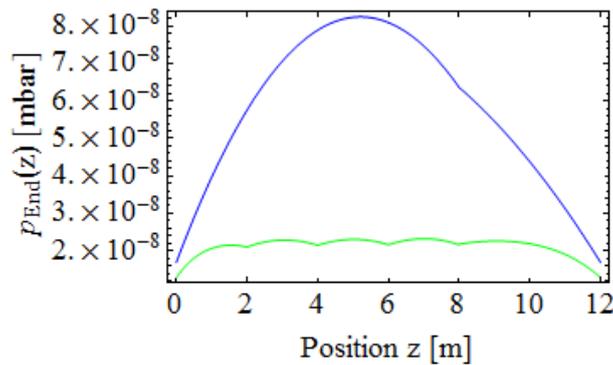


Abbildung 6.14.: Vergleich des ortsabhängigen Enddrucks $p_{end}(z)$ mit (grün) und ohne (blau) Betrieb der Sublimationspumpen im 12 m langen Vakuumsystem von PERC.

6.2.6. Verwendung in PERC

Eine Titansublimationspumpe, wie sie in Unterabschnitt 6.2.5 verwendet worden ist, erscheint für den Betrieb im Magnetfeld von PERC geeignet. Der Wolfram-Draht, um den der TiMo-Draht gewickelt wird, kann während des Betriebs longitudinal zum äußeren Magnetfeld ausgerichtet werden. Auf ihn wirkt somit keine Lorentzkraft, jedoch auf den TiMo-Draht. Diese kann hier ebenfalls unter Berücksichtigung des Stromflusses durch den TiMo-Draht in der Größenordnung 10^{-2} Newton abgeschätzt werden. Selbst eine Beschädigung oder Zerstörung des Drahtes durch diese geringen Kräfte, ebenso wie ein Durchglühen des TiMo-Drahtes, würden die Lebensdauer der Sublimationspumpe nicht beeinträchtigen.

In PERC können im Vakuumsystem im Bereich des langen Solenoiden jeweils 4 bis 6 von diesen Pumpen in der Nähe der Unterbrechungsstellen des Neutronenleiters (vgl. Abschnitt 4.1) radial um den Leiter angeordnet werden. Diese können mit dem im Einführungstext zu Kapitel 6 vorgestellten Schienensystem in die Bohrung eingebracht werden.

Um eine effiziente Pumpgeschwindigkeit bei gleichzeitig möglichst geringem Wärmeeintrag auf das umgebende supraleitende Spulensystem (vgl. Abschnitt 4.1) zu erhalten, empfiehlt es sich, die Sublimationspumpen kurzzeitig für etwa 2 bis 3 Minuten bei möglichst großen Stromstärken (vgl. Unterabschnitt 6.2.5) [McC65] zu betreiben. Es ist hierbei zu beachten, dass der nicht-depolarisierende Neutronenleiter eine Temperatur von 70°C zu keinem Zeitpunkt überschreiten darf, um nicht zerstört zu werden. Die Prozedur kann bis die gewünschte Druckminderung im Vakuumsystem erreicht worden ist, periodisch im Abstand einiger Minuten wiederholt werden, um eine hohe Pumpgeschwindigkeit (vgl. Unterabschnitt 6.2.1) aufrecht zu erhalten.

Damit sich während der Sublimation des Titans keine Atome innerhalb des Neutronenleiters ablagern können, empfiehlt es sich während dieser Zeit, die Unterbrechungsstellen im Neutronenleiter (vgl. Abb. 6.3) mit einem Schiebemechanismus kurz zu verschließen. Des Weiteren werden die Pumpen, um Kontamination im Leiterinneren zu verhindern, nicht direkt an diesen Unterbrechungsstellen angebracht (vgl. auch Abschnitt 4.1)

In Abb. 6.14 ist der resultierende ortsabhängige Druckverlauf, der sich im Vakuumsystem der inneren Bohrung von PERC entlang der zentralen Achse bei Betrieb der Titansublimationspumpen einstellt, im Vergleich zur Druckkurve, die nur mit den seitlich angebrachten Turbomolekularpumpen (vgl. Abschnitt 6.1) erreicht werden kann, gezeigt. Von diesen Pumpen sind hier je vier Stück am Ende des Neutronenleiters, sowie in der Nähe der Unterbrechungsstellen (vgl. Abb. 6.3) angeordnet.

Es zeigt sich, dass der im System erreichbare Enddruck für eine pro Pumpe angenommene Pumpgeschwindigkeit von 200 ls^{-1} effektiv gesenkt werden kann. Im zentralen Bereich des Vakuums-

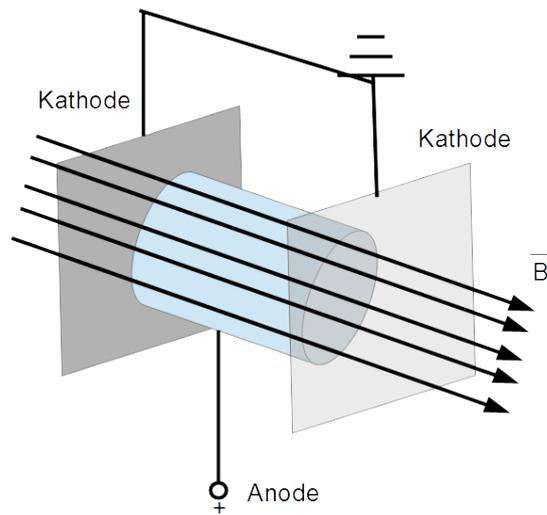


Abbildung 6.15.: Schematische Skizze einer Ionengetterpumpe mit einer Anodenzelle in Diodenbauweise (Zeichnung gemäß [Aud87]).

systems wird dieser von $8 \cdot 10^{-8}$ mbar auf $2 \cdot 10^{-8}$ mbar reduziert. Für die Gaslast Q_{Gas} wird die Ausgasrate des Neutronenleiters sowie die des elektro-polierten Edelstahlgehäuses des Vakuumsystems (vgl. Abschnitt 6.1) mitberücksichtigt.

Um einen Enddruck der Größenordnung 10^{-9} mbar an jedem Ort im Vakuumsystem zu erreichen ist es erforderlich, dass die Gaslast im System insgesamt nicht größer ist als $2 \cdot 10^{-6}$ mbar $l s^{-1} m^{-2}$. Lange Pumpzeiten bzw. das Ausheizen wirken sich positiv auf die Reduktion der Ausgasrate der Vakuumkomponenten aus. Es ist dabei zu beachten, dass der Neutronenleiter nicht über $70^\circ C$ erhitzt werden darf, um eine Zerstörung desselben zu vermeiden.

6.3. Ionengetterpumpe

6.3.1. Funktionsprinzip

Eine Ionengetterpumpe ist für den Einsatz in einem Druckbereich unter 10^{-4} mbar geeignet. Sie besteht in der Dioden-Bauweise [Umr07] im Wesentlichen aus einer oder mehreren zylinderförmigen Anoden, einer jeweiligen Länge L_A und eines Durchmessers D_A , an deren beiden Enden sich im Abstand von einigen Millimetern bis Zentimetern je eine plattenförmige Kathode aus Titan befindet. Die Anode ist meist aus Edelstahl [Rot91]. In Abb. 6.15 ist eine solche Pumpe skizziert. Die Anordnung ist bei kommerziell erhältlichen Pumpen von einem Festmagneten mit einer magnetischen Flussdichte von einigen hundert Millitesla umgeben. Die Feldlinien sind parallel zur Achse der Anode ausgerichtet. Zwischen der Anode und Kathode liegt eine Spannung U von einigen Kilovolt an. Freie Elektronen, die sich im System befinden, gyrieren um die Magnetfeldlinien und ionisieren die Restgaspartikel. Diese werden auf die Titankathode beschleunigt. Schlagen diese auf das Material auf, so haften diese an. Gleichzeitig wird frisches Titan an die Oberfläche befördert, das Restgasatome an sich bindet (vgl. Titansublimationspumpe in Abschnitt 6.2). Die intrinsische Pumpgeschwindigkeit für Luft, die mit derartigen Pumpen mit einer Zelle erreicht werden kann, kann nach der semi-empirischen Formel von [Mal73] ausgedrückt werden durch:

$$S_{IGP} = 2,5 \cdot 10^{-6} \cdot L_A \cdot \sqrt{U} \cdot \left(H \cdot D_A - \frac{3,6 \cdot 10^5}{H \cdot D_A} \right) (1 - e^{-2,5 \cdot D_A}) \quad . \quad (6.5)$$

6. Pumpkonzept von PERC

Wasserstoff (H ₂)	150 %-200 %
Methan (CH ₄)	100 %
Sauerstoff (O ₂)	80 %
Argon (Ar)	30 %
Helium (He)	28 %

Tabelle 6.4.: Typische Pumpgeschwindigkeiten einer Ionengetterpumpe für verschiedene Gasarten im Vergleich zur Pumpgeschwindigkeit für Luft [Umr07].

Hierbei ist H die Stärke des Magnetfelds in Oersted [$1 \text{ Oe} \approx 79,577 \text{ A/m}$]. Der Anodendurchmesser D_A und die Anodenlänge L_A sind hier in Zentimeter angegeben.

Die Pumpgeschwindigkeiten für Gase wie Stickstoff, Kohlendioxid und Wasserdampf sind mit der in Gl. (6.5) angegebenen in etwa identisch [Umr07]. Für einige andere ausgewählte Gase sind im Vergleich zu Gl. (6.5) in Tab. 6.4 die entsprechenden typischen Pumpgeschwindigkeiten angegeben [Umr07]. Mit der Ionengetterpumpe lassen sich auch Edelgase, wie Helium pumpen, die mit einer Titansublimationspumpe nicht aus einem Vakuumsystem entfernt werden können (vgl. Unterabschnitt 6.2.1).

Der minimale Druck, bis zu dem die in Gl. (6.5) angegebene maximale Pumpgeschwindigkeit S_{IGP} erreicht wird, lässt sich nach [Mal73] ausdrücken durch:

$$p_{min,IGP} = \frac{5 \cdot 10^4}{U \cdot D_A^3 \left(H \cdot D_A - \frac{3,6 \cdot 10^5}{H \cdot D_A} \right)^3} \quad (6.6)$$

Unterhalb dieses Drucks vermindert sich die Pumpgeschwindigkeit [Mal73].

Weiterführende allgemeine Informationen wie z.B. zu verschiedenen Bauweisen und Pumpmechanismen der Ionengetterpumpen finden sich z.B. in [Aud87, Rot91].

6.3.2. Bau

Im Rahmen dieser Arbeit ist eine Ionengetterpumpe konstruiert und gebaut worden. Diese Pumpen werden im Vakuumsystem von PERC im Bereich des langen Solenoiden zusammen mit den Titansublimationspumpen (vgl. Abschnitt 6.2) eingesetzt. Sie sollen aufgrund des geringen Platzangebots von einigen Zentimetern in radialer Richtung in diesem Bereich (vgl. Einführungstext zu Kapitel 6) eine möglichst hohe Pumpgeschwindigkeit aufweisen, um einen geringen Enddruck im Vakuumsystem zu erreichen (vgl. Abschnitt 6.1). Gemäß Gl. (6.5) wird für die zylinderförmige Anode aus unmagnetischem Edelstahl ein großer Innendurchmesser D_A von 4 cm und eine Länge L_A von 8 cm gewählt. Eine weitere Verlängerung würde sich hinderlich auf die Funktion der Getterpumpe [Mal73] auswirken. Im Abstand von jeweils 0,7 cm befinden sich an beiden Enden der Anode die scheibenförmigen Kathodenplatten aus Titan mit einem jeweiligen Durchmesser von 4,5 cm. In Abb. 6.16 ist die Pumpe dargestellt. Das Anbringen eines Festmagneten (vgl. Unterabschnitt 6.3.1) ist aufgrund des Betriebes der Ionengetterpumpe im Magnetfeld von PERC im Bereich des langen Solenoiden ($B_0 = 1,5 \text{ T}$ (vgl. Abschnitt 3.1)) nicht erforderlich.

Eine Pumpe mit derartigen Dimensionen kann in einem solchen Magnetfeld gemäß Gl. (6.5) bei Betrieb mit einer für diese Pumpenart empfohlenen Spannung zwischen 3 kV bis 6 kV [Rut99] maximal eine Pumpgeschwindigkeit zwischen 66 ls^{-1} und 93 ls^{-1} (für Luft) erreichen. Diese würde gemäß Gl. (6.6) bis zu einem minimalen Druck $p_{min,IGP}$ in der Größenordnung von 10^{-16} mbar bis 10^{-15} mbar erzielt werden.



Abbildung 6.16.: Ionengetterpumpe: An die zylinderförmige Anode schließen sich in einem jeweiligen Abstand von 0,5 cm die scheibenförmigen Kathoden an. Die abgebildeten Keramikröhrchen dienen zur gegenseitigen Isolierung.

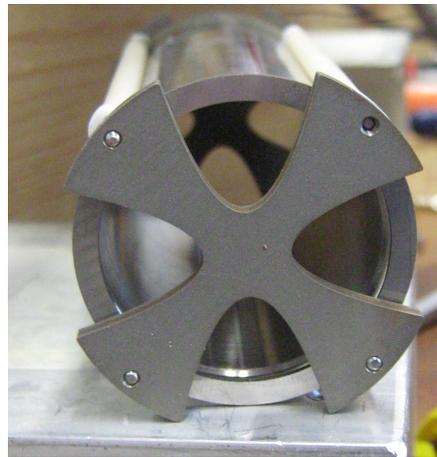


Abbildung 6.17.: „Kreuzförmige“ Kathode zur Verbesserung der effektiven Pumpgeschwindigkeit der Ionengetterpumpe.

Tatsächlich wird die intrinsische Pumpgeschwindigkeit gemäß Gl. (6.5) durch die Leitfähigkeit des Spaltes zwischen Anode und Kathode beschränkt. Zudem wird diese im Testaufbau aufgrund eines sehr engen, die Ionengetterpumpe umgebenden Vakuumgehäuses vom Durchmesser 5 cm (vgl. Unterabschnitt 6.3.3) weiter vermindert. Aus diesem Grund werden die Kathodenplatten „kreuzförmig“ gestaltet (vgl. Abb. 6.17). Dies verbessert die Zuleitung an Gasatomen und Molekülen zur Getterpumpe.

6.3.3. Testaufbau

Um die Pumpgeschwindigkeit der Ionengetterpumpe im Experiment zu testen, wird folgender, in Abb. 6.18 gezeigter Aufbau verwendet: Ein Vakuumgefäß (Durchmesser: 10 cm) der Länge 10 cm, an das einseitig ein 20 cm langes, einseitig verschweißtes Rohr (Durchmesser: 5 cm) angeflanscht ist, ist über ein T-Stück mit einer Turbomolekularpumpe des Typs „HiPace[®]700“ [Pfe14c] und einer Vorpumpe („Scrollvac SC 30 D“ [Ley14]) verbunden. Über ein manuell bedienbares UHV-Schieberventil kann das Vakuumgefäß von den Pumpen abgetrennt werden. Der Druck im System kann über einen UHV-Drucksensor „IKR 060“ [Pfe14d] kontrolliert und über das Auslesegerät „TPG 300“ [Pfe14e] am Computer aufgezeichnet werden (vgl. Unterabschnitt

6. Pumpkonzept von PERC

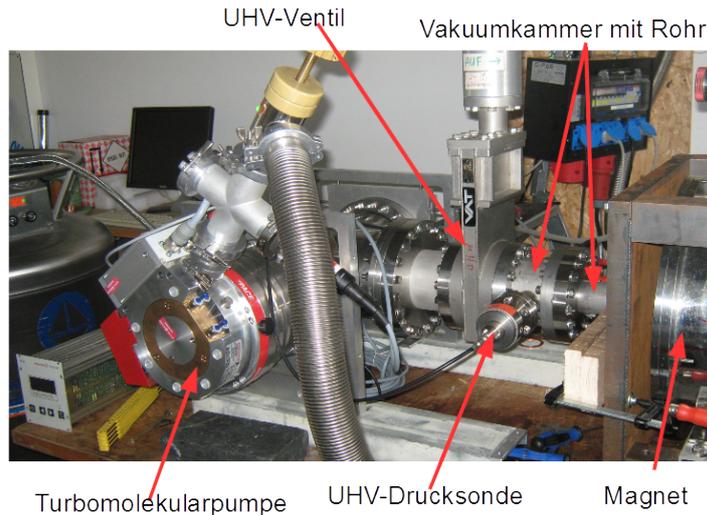


Abbildung 6.18.: Vakuumparatur zur Bestimmung der effektiven Pumpgeschwindigkeit einer Iongetterpumpe.

6.2.3). Das am Vakuumpfäß befestigte Rohrstück befindet sich zum Großteil in der inneren Bohrung des supraleitenden Magneten PERKINO, der ein zu seiner zentralen Achse longitudinales Magnetfeld erzeugt. Im Experiment wird eine magnetische Flussdichte zwischen 1,5 T und 2 T verwendet. In das Rohrstück, das sich im homogenen Bereich des Magnetfeldes befindet, wird die Iongetterpumpe geschoben. Für die elektrische Kontaktierung derselben existiert eine UHV-Hochspannungsdurchführung am Vakuumsystem.

6.3.4. Test der effektiven Pumpgeschwindigkeit

Für den Betrieb der Iongetterpumpe wird eine magnetische Flussdichte zwischen 1,5 T und 2 T und eine Spannung von 6 kV verwendet. Von der intrinsischen Pumpgeschwindigkeit dieser Pumpe (vgl. Unterabschnitt 6.3.2) sind erwartungsgemäß am Ort der UHV-Drucksonde unter Vernachlässigung weiterer Verluste (vgl. Unterabschnitt 6.3.2) noch etwa 34 l s^{-1} ⁵ messbar. Da dies in der Größenordnung der Fehlertoleranzen der in Unterabschnitt 6.2.4 verwendeten Methode zur Bestimmung der effektiven Pumpgeschwindigkeit liegt, ist diese nicht geeignet um die Pumpgeschwindigkeit der Iongetterpumpe zu testen.

Stattdessen wird der Beitrag der Iongetterpumpe zur effektiven Pumpgeschwindigkeit am Ort der Drucksonde, wie folgt bestimmt: Das Vakuumsystem (vgl. Unterabschnitt 6.3.3) wird innerhalb einiger Tage auf einen an der Drucksonde messbaren Druck p_1 evakuiert. Diesem entspricht eine Ausgasrate Q_1 bei einer definierten Pumpgeschwindigkeit $S_{eff, Turbo}$ am Ort der Drucksonde gemäß Gl. (6.1). Bei Betrieb der Iongetterpumpe stellt sich bei gleicher Ausgasrate Q_1 durch die auf $S_2 = S_{eff, Turbo} + S_{eff, IGP}$ erhöhte Pumpgeschwindigkeit ein Druck p_2 (gemäß Gl. (6.1)) am Ort der Drucksonde ein. Damit kann der Beitrag der Iongetterpumpe zur effektiven Pumpgeschwindigkeit gemäß

$$S_{eff, IGP} = S_{eff, Turbo} \cdot \frac{p_1 - p_2}{p_2} \quad (6.7)$$

bestimmt werden.

⁵Die Leitfähigkeit des 10 cm langen Rohrstückes, das die Iongetterpumpe und die Drucksonde verbindet, wird gemäß der Tabelle in [Dus62] mit 54 l s^{-1} angenommen.

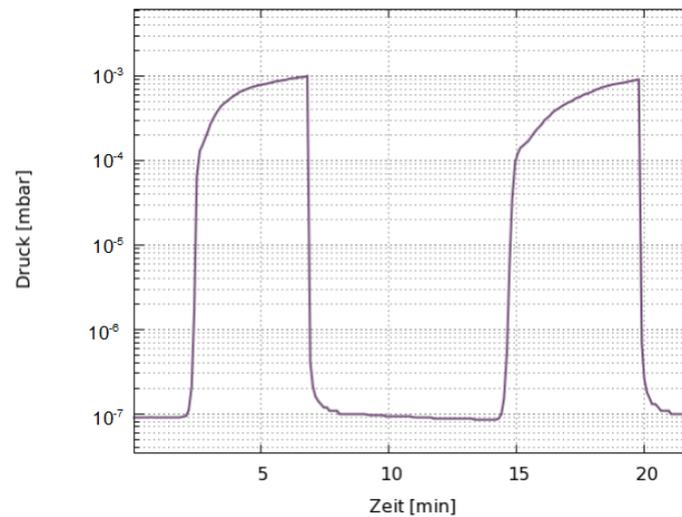


Abbildung 6.19.: Am Ort der Drucksonde gemessener Druck ohne und mit Betrieb der Ionengetterpumpe: Diese wird 10 Minuten nach Beginn der Aufzeichnung eingeschaltet.

In Abb. 6.19 ist ein Druckverlauf während einer Messung dargestellt. Bei alleinigem Betrieb der Turbomolekularpumpe wird am Ort der Drucksonde zu Beginn der Druckaufzeichnung $p_1 = 9,0 \cdot 10^{-8}$ mbar gemessen. Nach dem Einschalten der Ionengetterpumpe (in Abb. 6.19 bei Zeitpunkt = 10 min) sinkt der Druck innerhalb von 4 Minuten auf $p_2 = 8,6 \cdot 10^{-8}$ mbar. Innerhalb der Zeitspanne von 14 Minuten kann die Ausgasrate im System näherungsweise als konstant angenommen werden.

Die beiden in Abb. 6.19 dargestellten Druckanstiegskurven werden nach dem Schließen des UHV-Ventils ohne (Druckanstiegskurve 1 in Abb. 6.19) und mit (Druckanstiegskurve 2 in Abb. 6.19) Betrieb der Ionengetterpumpe aufgezeichnet. Es zeigt sich, dass ein Druckanstieg im Bereich von $9 \cdot 10^{-8}$ mbar auf $1 \cdot 10^{-4}$ mbar bzw. von $1 \cdot 10^{-4}$ mbar auf $1 \cdot 10^{-3}$ mbar von 30 s auf 40 s bzw. von 254 s auf 289 s durch Betrieb der Ionengetterpumpe verlangsamt wird. Diese Kurven werden nicht, wie ursprünglich zum Zeitpunkt des Experiments geplant, zur Ermittlung der effektiven Pumpgeschwindigkeit der Ionengetterpumpe herangezogen. Dies ist in der großen Ungenauigkeit mit der der Druckanstieg im relevanten Bereich unter $1 \cdot 10^{-4}$ mbar bestimmt werden kann, begründet. Ab einem Druck größer als $1 \cdot 10^{-4}$ mbar ist die Funktionalität der Ionengetterpumpe ohnehin eingeschränkt (vgl. Unterabschnitt 6.3.1).

Der Beitrag der Ionengetterpumpe zur effektiven Pumpgeschwindigkeit am Ort der Drucksonde wird mit p_1 und p_2 gemäß Gl. (6.7) zu 4,7 % von $S_{eff, Turbo}$ bestimmt. Dies sind mit $S_{eff, Turbo}$ zwischen 100 l s^{-1} und 145 l s^{-1} ⁶ zwischen 5 l s^{-1} und 7 l s^{-1} . Unter Beachtung der Leitfähigkeit zwischen Drucksonde und Ionengetterpumpe von etwa 54 l s^{-1} (siehe oben) lässt sich die Pumpgeschwindigkeit an der Ionengetterpumpe mit 6 l s^{-1} bis 8 l s^{-1} angeben.

Dies ist eine viel geringere Pumpgeschwindigkeit als die erwartete. Als mögliche Gründe für das erhaltene Ergebnis sind anzuführen:

- Die Ionengetterpumpe hat sich zum Zeitpunkt der Messung nicht vollständig im homogenen Bereich des Magnetfeldes befunden. Dies würde eine reduzierte gemessene Pumpgeschwindigkeit gemäß Gl. (6.5) erklären.

⁶Die effektive Pumpgeschwindigkeit der Turbomolekularpumpe am Ort der Drucksonde $S_{eff, Turbo}$ wird mit den Angaben des Herstellers zur Pumpgeschwindigkeit von 555 l s^{-1} bis 685 l s^{-1} [Pfe14c] sowie den Angaben von [Dus62] zur Leitfähigkeit der verwendeten Vakuumkomponenten abgeschätzt.

6. Pumpkonzept von PERC

- Die effektive Pumpgeschwindigkeit der Ionengetterpumpe ist durch die begrenzte Zuleitung an Gasatomen durch die „kreuzförmigen“ Kathodenplatten (vgl. Unterabschnitt 6.3.2), sowie durch den Spalt zwischen Anode und Vakuumrohr (vgl. Unterabschnitt 6.3.3) stark reduziert.

Das Experiment zur Bestimmung der effektiven Pumpgeschwindigkeit der Ionengetterpumpe wird weiter fortgesetzt.

6.3.5. Verwendung in PERC

Im Gegensatz zu Titansublimationspumpen, die eine hohe Pumpgeschwindigkeit für Gase wie z.B. Sauerstoff erreichen (vgl. Unterabschnitt 6.2.1), können mit den Ionengetterpumpen auch Edelgase und Methan (vgl. Unterabschnitt 6.3.1) gebunden werden. Eine Kombination beider Pumpentypen ist somit für den Einsatz im Vakuumsystem von PERC sinnvoll.

Eine Ionengetterpumpe in der Bauweise, wie in Unterabschnitt 6.3.2 vorgestellt, genügt dem geringen Platzangebot im Bereich des langen Solenoiden des Vakuumsystems (vgl. Einführungstext zu Kapitel 6). Das dort vorhandene Magnetfeld mit einer Flussdichte von 1,5 T (vgl. Abschnitt 3.1) kann für ihren Betrieb genutzt werden. Es wird für dort platzierte Ionengetterpumpen gemäß Gl. (6.5) eine intrinsische Pumpgeschwindigkeit zwischen 66 l s^{-1} und etwa 90 l s^{-1} erwartet.

Entlang des Schienensystems können die Ionengetterpumpen zusammen mit den Titansublimationspumpen in das Vakuumrohr von PERC eingebracht werden und so effektiv zur Druckminderung (vgl. Abb. 6.14) im System beitragen. Es ist für die Funktionalität der Pumpen darauf zu achten, dass sie longitudinal zur Magnetfeldrichtung ausgerichtet werden.

7. Zusammenfassung

Mit dieser Arbeit ist ein wichtiger Beitrag zur Erforschung der schwachen Wechselwirkung am Zerfall des freien Neutrons geleistet worden.

Es wurde erfolgreich ein Konzept für das supraleitende Magnetsystem von PERC entwickelt. Es handelt sich dabei um eine effiziente Quelle von Elektronen und Protonen aus dem Zerfall von kalten freien Neutronen. Mit variabel einsetzbaren Detektorsystemen können die Observablen, wie z.B. die Korrelationskoeffizienten A , B , C und a , mit einer Genauigkeit von 10^{-4} bestimmt werden.

Das Spulensystem besitzt eine Gesamtlänge von 11,3 m. Ein acht Meter langer Solenoid erzeugt ein Magnetfeld von 1,5 T. Hier befindet sich das Zerfallsvolumen. Die Elektronen und Protonen werden anschließend durch zwei gekippte Spulen vom Neutronenstrahl separiert. Nur die Zerfallsprodukte können das Detektorsystem erreichen, die einen zwischen 3 T und 6 T variablen magnetischen Filter passieren können. Dieser wird durch eine spezielle Helmholtzordnung der Spulen erzeugt. Dadurch kann eine Homogenität des Hochfeldes auf dem Niveau 10^{-4} erreicht werden. Da die Zerfallsprodukte bis zum Ende des Magnetsystems wieder auf die zentrale Achse zurückgeführt werden, besteht vom Detektorsystem keine direkte Sicht auf den Neutronenleiter, der eine Quelle starken Strahlungsuntergrundes darstellt. Entlang der Flugbahn der Zerfallsprodukte treten in PERC keine Minima im Magnetfeld auf, in denen die Ladungsträger gefangen werden könnten und so die Messungen verfälschen würden. Mit Variation des Hochfeldes zwischen 3 T und 6 T ändert sich die Strahlposition der Elektronen und Protonen bis zum Ende des Magnetsystems um weniger als 2 mm. Dies garantiert eine stabile Positionierung des Detektors.

Bei Abschluss dieser Arbeit befindet sich das System am Ende der Planungsphase. Die Fertigung der Spulen erfolgt durch die Firma „Babcock Noell GmbH“ in Würzburg [BNG14]. Die Firma „Babcock Noell GmbH“ hat inzwischen alle Plandaten des supraleitenden Spulensystems überprüft und alle Ergebnisse sowie auch die technische Machbarkeit bestätigt. Bis 2016 wird PERC an der kalten Neutronenquelle des Forschungsreaktors FRM II [FRMIIb] in Garching installiert.

Als integraler Bestandteil dieser Arbeit ist ein Design für eine Rückstreudetektor-Elektronenfänger Anordnung als Teil der Magnetfeldrückführung konzipiert worden. Zum einen fängt diese über 93 % der Elektronen ab, die entgegen der Strahlrichtung der Neutronen aus dem Zerfallsvolumen emittiert werden, zum anderen können damit 93 % der vom primären Detektorsystem zurückgestreuten Elektronen nachgewiesen werden. Vor allem bei der Messung mit polarisierten Neutronen können damit die notwendigen Korrekturen der Elektronenspektren und der dadurch bestimmten Observablen in der Größenordnung von 10^{-3} durchgeführt werden. Es ist garantiert, dass die Rückstreueignisse vom Rückstreudetektor die Messungen der Observablen des freien Neutronenzerfalls im primären Detektor in einer Größenordnung von weniger als 10^{-4} beeinflussen.

Experimentell sind im Rahmen dieser Arbeit Titansublimationspumpen und Ionengetterpumpen gebaut und getestet worden, die dem geringen Platzangebot von lediglich 10 cm in radialer Richtung innerhalb des Vakuumsystems von PERC genügen. Mit den Sublimationspumpen sind jeweils Pumpgeschwindigkeiten von bis zu 200 l s^{-1} getestet worden. Damit kann auf der gesamten Länge von zwölf Metern im Vakuumsystem der Druck effektiv gesenkt werden. Dies ist für die Messungen am Zerfall des freien Neutrons essentiell. Durch eine Kombination von Sublimations- und Ionengetterpumpen können auch Edelgase aus dem System effizient entfernt werden.

Anhang

A. Simulation supraleitender Spulen

A.1. „Magfield3“

Für die Simulation des supraleitenden Magnetsystems und der Magnetfelder während dieser Arbeit ist das von Ferenc Glück geschriebene C-Programm „Magfield3“ verwendet worden. Dieses ist im Rahmen dieser Arbeit zur leichteren Handhabung der Eingabe der Spulenparameter an einigen Stellen erweitert worden. Die Möglichkeit dieser individuellen Anpassung an den jeweiligen Nutzer ist einer der Vorteile dieses Programms. Ein weiterer besteht in der schnellen Berechnung der Magnetfelder mit hoher Präzision, wie ein Vergleich mit dem kommerziell erhältlichen Programm „CST-Studio“ [CST14] gezeigt hat. Dies wird weiter unten noch näher erläutert.

Im Folgenden wird zunächst die Funktionsweise des Programms vorgestellt. Sämtliche Beschreibungen zur Funktionsweise des Programms „Magfield3“ im folgenden Kapitel sind inhaltlich [Glü06, Glü11a] entnommen.

„Magfield3“ bietet die Möglichkeit das Magnetfeld eines Systems aus beliebig angeordneten, zylindrischen Spulen mit zwei unterschiedlichen Methoden zu berechnen. Einmal auf Grundlage der elliptischen Integral Methode und fernerhin mit der Legendre Polynom Expansion.

A.1.1. Eingabe der Spulenparameter

Für eine Simulation werden zunächst in einer Eingabedatei die Parameter jeder einzelnen Spule des Systems vom Benutzer definiert. Es handelt sich dabei um folgende Größen: Anzahl der Spulen des Systems, x, y und z- Koordinaten in Metern von Anfangs- und Endpunkt der Längsachse einer Spule, Außen- und Innenradius in Metern und Stromdichte in Ampere pro Quadratmeter derselben. Für die Berechnung mit elliptischen Integralen ist zudem die Angabe einer Integrationszahl erforderlich. Um eine hinreichende Präzision zu erhalten ist hier mit einer Integrationszahl von 20 gearbeitet worden.

Während der Arbeit ist es erforderlich gewesen, den Einfluss relativer Abstände zwischen einzelnen Spulen oder Gruppen von Spulen auf das Magnetfeld zu untersuchen, anstatt absoluter Positionen. Ebenso mussten die Radien einzelner Spulen mehrmals verändert werden und deswegen die Durchmesser der übrigen Systemkomponenten daran angepasst werden. Aus diesem Grund ist ein C-basiertes Programm geschrieben worden, das es ermöglicht, Abstände zwischen einzelnen Spulen, Radien und Kippwinkel in Grad direkt einzugeben. Das Programm passt den Rest des Systems an die Veränderung an. Zudem erlaubt es die Länge einer Spule anhand der Anzahl der Wicklungen eines supraleitenden Drahtes verschiedener Abmessungen zu definieren, anstatt durch Anfangs- und Endpunkt der Längsachse einer Spule. Abschließend wird eine Ausgabedatei erstellt, die die Parameter, die von „Magfield3“ eingelesen werden können, enthält. Das Programm ergänzt anschließend intern für die Magnetfeldberechnung relevante Parameter, wie die Orientierung der einzelnen Spulenachsen und die Anzahl der in Bezug auf die globalen Koordinaten (siehe unten) achsensymmetrischen Spulen.

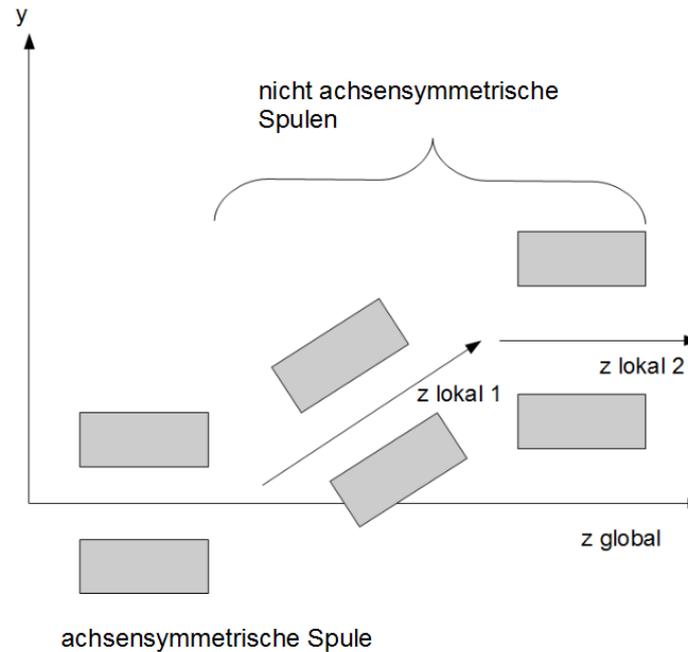


Abbildung A.1.: Beispielhaftes Spulensystem (Zeichnung in Anlehnung an [Glü06]).

A.1.2. Berechnung des Magnetfeldes

Es besteht die Möglichkeit Magnetfelder auf zwei Arten zu bestimmen. Da in dieser Arbeit die magnetische Flussdichte an vielen Orten berechnet werden musste, um die Qualität eines Systemdesigns zu bewerten, ist es sinnvoll diese, wo es möglich ist, mit der „Legendre Polynom Expansion“ zu berechnen. Diese Methode ist etwa 100 bis 1000 mal schneller als die Berechnung mit elliptischen Integralen [Glü06, Glü11a]. Nur an Stellen, an denen diese Methode nicht angewandt werden kann, erfolgt die Berechnung mit elliptischen Integralen. Dies ist z.B. innerhalb der Spulenwicklungen der Fall [Glü06, Glü11a]. Bei Aufrufen der Funktion „magfield(P,B)“ wird automatisch für jeden Ort die effizienteste Art der Magnetfeldberechnung ausgeführt. Im Folgenden wird kurz die Vorgehensweise des Programms bei der Magnetfeldberechnung vorgestellt, sowie die zugrunde liegenden mathematischen Methoden beschrieben:

Zunächst erfolgt eine Einteilung in Bezug auf das globale Koordinatensystem achsensymmetrische und nicht achsensymmetrische Spulen. Zur Veranschaulichung eines solchen beispielhaften Systems findet sich in Abb. A.1 eine graphische Darstellung.

Anschließend werden von „Magfield3“ für erstere und dann für letztere versucht die Komponenten des Magnetfeldes B_x , B_y und B_z für die Punkte x, y und z in lokalen Koordinaten mit der „Legendre Expansion“ nach der weiter unten aufgeführten Vorgehensweise zu berechnen. An allen Punkten, an denen diese Methode versagt, wird, wie weiter oben bereits erwähnt, die elliptische Integral Methode verwendet. Anschließend erfolgt eine Transformation in das globale Koordinatensystem [Glü06, Glü11a]. Die beschriebene Gruppierung in achsensymmetrische und nicht achsensymmetrische Spulen resultiert in einer schnelleren Rechenzeit. Dies hat seine Ursache darin, dass die Legendre Polynom Expansion für alle achsensymmetrischen Spulen in einem gemeinsamen Koordinatensystem gerechnet wird [Glü06, Glü11a].

„zentrale und entfernte Legendre Polynom Expansion“

Für die Berechnung des Magnetfeldes mit Legendre Polynomen existieren zwei Methoden: Die „zentrale“ (zLPE) und die „entfernte Legendre Polynom Expansion“ (eLPE). Erstere wird verwendet, befindet sich der Ort, an dem das Magnetfeld berechnet werden soll, der sogenannte Feldpunkt, in der Nähe der zentralen Achse einer Spule. Ansonsten wird vom Programm letztere benutzt.

Im lokalen (entspricht dem globalen) Koordinatensystem der achsensymmetrischen Spulen wird zunächst von „Magfield3“ versucht für die Feldpunkte die zLPE anzuwenden. Dafür werden sogenannte Quellpunkte ($z = z_0, r = 0$) auf der zentralen Achse definiert. Bestimmt man das Magnetfeld sowie die Ableitungen höherer Ordnung n , welche zentrale Quellkoeffizienten B_n^{zen} genannt werden, in einem solchen Punkt, gilt für die axiale Komponente des Magnetfeldes B_z für einen Punkt (z,r) in der Nähe

$$B_z = \sum_{n=0}^{\infty} B_n^{zen} \left(\frac{\rho}{\rho_{zen}} \right)^n P_n(u). \quad (\text{A.1})$$

Hierbei ist ρ_{zen} der minimale Abstand des Quellpunktes zu den Windungen einer Spule, der sogenannte Konvergenzradius, ρ des Feldpunktes zum Quellpunkt und $P_n(u)$ die Legendre Polynome n -ter Ordnung, wobei $u = (z - z_0)/\rho$. Für ein System mit mehreren Spulen mit gleicher Achsensymmetrie, ist der Konvergenzradius für einen Quellpunkt stets der minimale Abstand zur nächsten Spule. Eine graphische Darstellung hierzu findet sich in Abb. A.2.

Eine genauere Betrachtung der Berechnung der Quellkoeffizienten folgt im nächsten Abschnitt. Für die radiale Komponente des Magnetfeldes am Punkt (z,r) gilt weiterhin

$$B_r = -s \sum_{n=1}^{\infty} \frac{B_n^{zen}}{n+1} \left(\frac{\rho}{\rho_{zen}} \right)^n P'_n(u). \quad (\text{A.2})$$

Hierbei ist $s = r/\rho$ und $P'_n(u)$ die erste Ableitung der Legendre Polynome n -ter Ordnung [Glü06, Glü11a]. Das beschriebene Verfahren funktioniert allerdings nur solange das Verhältnis ρ/ρ_{zen} kleiner als 1 ist, denn nur dann konvergieren die Reihen aus Gl. (3.9) und Gl. (A.2). Für Verhältnisse sehr viel kleiner 1 konvergieren die Reihen stark und man benötigt sehr viel weniger Glieder zur Magnetfeldberechnung als für Verhältnisse nahe 1, für die eine schwache Konvergenz vorliegt. „Magfield3“ sucht daher stets den geeignetsten Quellpunkt zur Magnetfeldberechnung.

Für alle Punkte, für die die zLPE nicht verwendet werden kann, z.B. wenn $\rho/\rho_{zen} > 1$ gilt, wird als nächster Schritt versucht das Verfahren der eLPE zu benutzen. Dieses funktioniert ähnlich wie das der zLPE, nur wird hier der Konvergenzradius ρ_{ent} als maximale Entfernung des Quellpunktes von den Spulenwindungen definiert (vgl. Abb. A.3).

Die axiale und radiale Komponente des Magnetfeldes für einen Punkt (z,r) lässt sich folgendermaßen ausdrücken:

$$B_z = \sum_{n=2}^{\infty} B_n^{rem} \left(\frac{\rho_{rem}}{\rho} \right)^{n+1} P_n(u) \quad \text{und} \quad (\text{A.3})$$

$$B_r = -s \sum_{n=2}^{\infty} \frac{B_n^{rem}}{n+1} \left(\frac{\rho_{rem}}{\rho} \right)^{n+1} P'_n(u). \quad (\text{A.4})$$

Auch hier gilt wie bei der zLPE, dass die Reihen nur für $\rho_{rem}/\rho < 1$ konvergieren [Glü0, Glü11a].

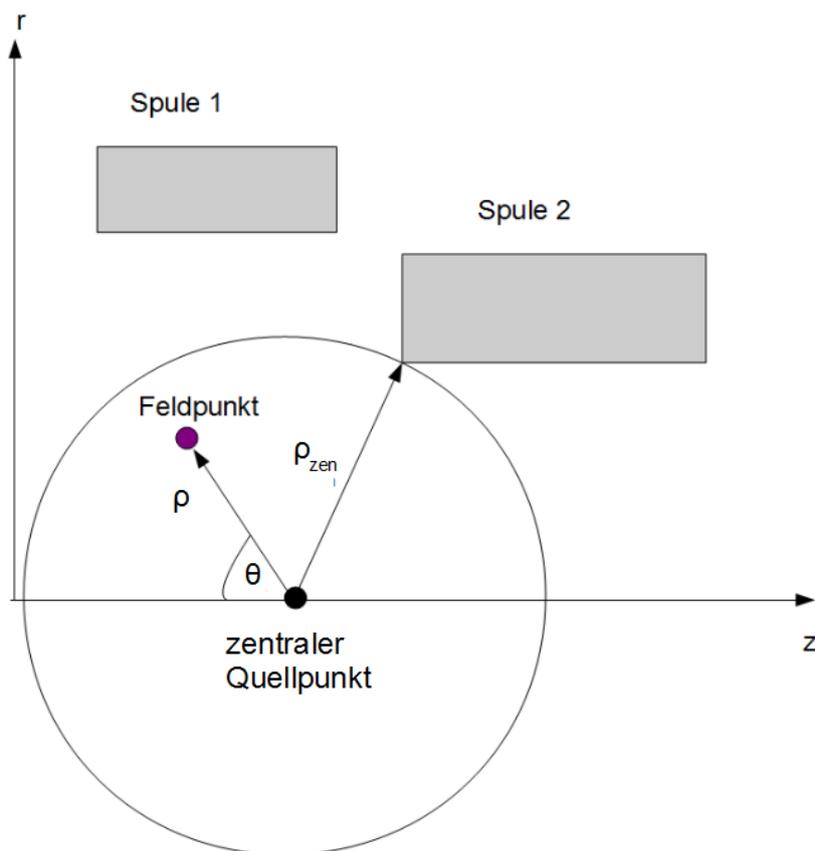


Abbildung A.2.: Methode der „zentralen Legendre Polynom Expansion“ (Zeichnung in Anlehnung an [Glü06]).

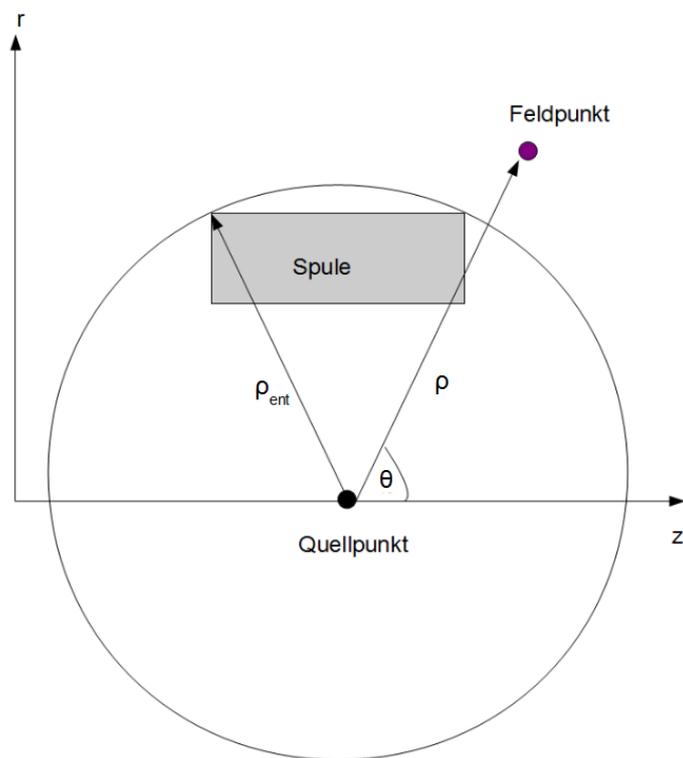


Abbildung A.3.: Methode der entfernten „Legendre Polynom Expansion“ (Zeichnung in Anlehnung an [Glü06]).

A. Simulation supraleitender Spulen

Für die in Bezug auf das globale Koordinatensystem nicht achsensymmetrischen Spulen wird für die Berechnung des Magnetfeldes jeder Spule in lokalen Koordinaten zunächst die eLPE und anschließend die zLPE versucht anzuwenden.

Wie anhand von Gl. (3.9) und Gl. (A.2) zu sehen ist, erfolgt die Magnetfeldberechnung in lokalen Koordinaten in zwei Dimensionen. Durch die anschließende Transformation in ein globales Koordinatensystem lassen sich jedoch dreidimensionale Systeme betrachten und berechnen [Glü06, Glü11a].

Berechnung der Quellkoeffizienten

Das Magnetfeld lässt sich an verschiedenen Orten in der Umgebung einer Spule durch eine Reihenentwicklung mit sogenannten Quellkoeffizienten B_n^{zen} berechnen. Diese sind als äquivalent zum Magnetfeld sowie zu seinen Ableitungen höherer Ordnung n am Quellpunkt zu verstehen. Im Folgenden soll kurz die Herleitung der Quellkoeffizienten erläutert werden.

Betrachtet man eine längs der z -Achse orientierte Spule mit innerem Radius R_{min} , äußerem Radius R_{max} und Z_{min} und Z_{max} minimaler bzw. maximaler z -Koordinate, so lassen sich die zentralen Quellkoeffizienten über ein zweidimensionales Integral über die Quellkoeffizienten $b_n(Z, R)$ einer einzigen Leiterschleife, die sich am Ort (Z, R) befindet ausdrücken. Die Integrationsgrenzen sind hier die Spulendimensionen.

Es gilt:

$$B_n^{zen} = \int_{R_{min}}^{R_{max}} dR \int_{Z_{min}}^{Z_{max}} dZ \cdot b_n(Z, R). \quad (A.5)$$

Dabei ist

$$b_n(Z, R) = \frac{1}{2} \mu_0 \sigma \frac{R^2}{\rho_{ZR}^3} \left(\frac{\rho_{zen}}{\rho_{ZR}} \right)^n P'_{n+1}(\cos \theta_{ZR}). \quad (A.6)$$

Hier ist σ die Stromdichte, ρ_{ZR} der Abstand von Quellpunkt und dem Punkt (Z, R) innerhalb der Spulenwindungen und ρ_{zen} der Konvergenzradius. Gemäß Gl. (A.5) und Gl. (A.6) hängen die Quellkoeffizienten von den Spulenparametern, sowie von der Lage der Quellpunkte ab.

Hergeleitet wurde $b_n(Z, R)$ aus dem Biot-Savart Gesetz für das Magnetfeld einer Leiterschleife in einem Punkt z auf der zentralen Achse

$$B_0(z) = \frac{\mu_0 \sigma R^2}{2d_z^3}, \quad (A.7)$$

sowie einer Entwicklung nach d_z^3 gemäß

$$\frac{1}{d_z^3} = \frac{1}{\rho_{ZR}^3} \sum_{n=0}^{\infty} \left(\frac{\rho_z}{\rho_{ZR}} \right)^n P'_{n+1}(\cos \Theta_{ZR}). \quad (A.8)$$

Durch Vergleich von Gl. (A.8) mit Gl. (3.9) ergibt sich Gl. (A.6) und daraus schließlich durch Integration die Quellkoeffizienten B_n^{zen} nach Gl. (A.5). Näheres zur Berechnung und Herleitung der Quellkoeffizienten findet sich in [Glü06, Glü11a, Glü11b].

Durch analoges Vorgehen bei der Berechnung der Quellkoeffizienten B_n^{rem} für die eLPE erhält man für diese:

$$B_n^{rem} = \int_{R_{min}}^{R_{max}} dR \int_{Z_{min}}^{Z_{max}} dZ \cdot b_n^*(Z, R) \quad \text{mit} \quad (\text{A.9})$$

$$b_n^*(Z, R) = \frac{1}{2} \mu_0 \sigma \frac{R^2}{\rho_{rem}^3} \left(\frac{\rho_{ZR}}{\rho_{rem}} \right)^{n-2} P'_{n-1}(\cos \theta_{ZR}). \quad (\text{A.10})$$

Elliptische Integrale

Versagt die „Legendre Polynom Expansion“, d.h. kann kein geeigneter Quellpunkt gefunden werden, berechnet „Magfield3“ das Magnetfeld mit elliptischen Integralen. Dies ist beispielsweise für Feldpunkte innerhalb von Spulenwindungen der Fall. Hierbei werden nach [Gar63] die Magnetfeldkomponenten B_z und B_r durch elliptische Integrale erster ($K(k)$), zweiter ($E(k)$) und dritter Ordnung ($\Pi(c, k)$) ausgedrückt. Hier ist k der Modul und c die Charakteristische. Für eine Spule ist:

$$B_z = 10^{-7} z \frac{4R}{(r+R)\sqrt{(R+r)^2+z^2}} \left[K(k) + \frac{R-r}{2R} (\Pi(c, k) - K(k)) \right] I \quad \text{und} \quad (\text{A.11})$$

$$B_r = \frac{10^{-7}}{r} \sqrt{(R+r)^2+z^2} \left[2(K(k) - E(k)) - \frac{4Rr}{(R+r)^2+z^2} K(k) \right] I. \quad (\text{A.12})$$

I ist der Strom durch die Leiterschleife und R der Radius der achsensymmetrisch angeordneten Leiterschleife. Der Feldpunkt befindet sich in diesem Modell von [Gar63] auf einem ebenfalls achsensymmetrischen Ring mit Radius r , der einen axialen Abstand z zur Leiterschleife hat.

„Magfield3“ verwendet für die numerische Berechnung der kompletten elliptischen Integrale $K(k)$, $E(k)$ und $\Pi(c, k)$ die Programm-Routinen aus [Pre92]. Hier werden diese mit R_F , R_D und R_J ausgedrückt:

$$K(k) = R_F(0, 1 - k^2, 1), \quad (\text{A.13})$$

$$E(k) = K(k) - k^2 \frac{1}{3} R_D(0, 1 - k^2, 1) \quad \text{und} \quad (\text{A.14})$$

$$\Pi(c, k) = K(k) + c^2 \frac{1}{3} R_J(0, 1 - k^2, 1, 1 - c^2). \quad (\text{A.15})$$

Näheres zur Berechnung der elliptischen Integrale findet sich in [Pre92].

A. Simulation supraleitender Spulen

Position z [m]	B [T] „Magfield3 “	B [T] „Radia [®] “
-8	0,84841	0,84763
-7	1,48545	1,48547
-6	1,49582	1,49582
-5	1,49849	1,49848
-4	1,50048	1,50046

Tabelle A.1.: Magnetische Flussdichte B entlang der zentralen Achse des langen Solenoiden von PERC (vgl. Abschnitt 3.4.1) für bestimmte Positionen z.

A.2. ESRF „Radia[®]“

Die Mathematica[®] Applikation „Radia[®]“ ist ein C++basiertes Programm [RAD14, Chu97, Ell97]. Mit diesem können Permanentmagnete, Spulensysteme und lineare bzw. nichtlineare magnetische Materialien sowie deren physikalische Eigenschaften simuliert werden. Es ist in dieser Arbeit für die Simulation der Rückstreudetektoranordnung (vgl. Kapitel 5) und der Magnetfeldrückführung (vgl. Abschnitt 4.2) verwendet worden.

Als Grundlage für die Berechnung von Magnetfeldern bedient es sich einer Rand Integral Methode [RAD14]. Das Kernstück bei der Berechnung der Magnetisierung von Objekten verschiedener Materialien mit magnetischen Eigenschaften ist eine Interaktionsmatrix mit der iterativ die Magnetisierungsvektoren von Teilstücken des ausgedehnten Objektes berechnet werden können [RAD14]. Die Unterteilung erfolgt durch den Anwender. Diese Untergliederung ist für die korrekte Berechnung der Magnetisierung so fein zu wählen, bis sich keine Änderungen mehr in den berechneten Größen ergeben.

Ein Vergleich mit „Magfield3“ anhand eines Beispiels zeigt, dass die mit beiden Programmen erzielten Ergebnisse für die magnetische Flussdichte eines Spulensystems (ohne weiteres Material) gut übereinstimmen. In Tab. A.1 ist als Beispiel die magnetische Flussdichte entlang der zentralen Achse des langen Solenoiden innerhalb des langen Solenoiden (vgl. Abschnitt 3.4.1) für einige ausgewählte Positionen aufgelistet.

Es zeigt sich eine Übereinstimmung beider Programme in der Größenordnung 10^{-5} T bis 10^{-4} T.

B. Spulenparameter

Die im Folgenden in den Tabellen aufgeführten Spulenparameter sind für die Simulation der Spulen der einzelnen Designs verwendet worden. Es ist dabei von einem $3,2 \cdot 2,4 \text{ mm}^2$ „strand-profile“ Supraleiter (vgl. Anhang D) ausgegangen worden. In den Tabellen ist mit z bzw. y die Position des Spulenmittelpunktes in Strahlrichtung bzw. in hierzu transversal vertikaler Richtung bezeichnet. Die Position in horizontaler Richtung x ist Null. Weiterhin ist L die Länge, r_i bzw. r_a der innere bzw. äußere Radius und α der Neigungswinkel der Spulen. Mit AWdgs ist die Amperewindungszahl angegeben.

	z [m]	y [m]	L [m]	r_i [m]	r_a [m]	α [°]	[AWdgs]
Langer Solenoid	-4,0016	0	8,0000	0,2000	0,2065	0	$9,558 \cdot 10^6$
Kippspule	0,2534	0	0,3495	0,2700	0,3200	11,9	$1,538 \cdot 10^6$ $3,145 \cdot 10^6$
Detektorspule	1,2534	0	1,4900	0,3000	0,3020	0	$5,477 \cdot 10^5$

Tabelle B.1.: Spulenparameter für das ursprüngliche achsenverschobene Design (vgl. Unterabschnitt 3.3.1).

	z [m]	y [m]	L [m]	r_i [m]	r_a [m]	α [°]	[AWdgs]
Langer Solenoid	-4,0876	0	7,8280	0,1500	0,1600	0	$9,394 \cdot 10^6$
Korrekturspule	-0,1036	0	0,0640	0,1500	0,1600	0	$7,680 \cdot 10^4$
Kippspule	0,1134	0,1534	0,1766	0,3405	0,3610	15,7	$9,050 \cdot 10^5$
Korrekturspule	0,3384	0,1535	0,0200	0,3135	0,3195	0	$2,400 \cdot 10^4$
Separator	1,0634	0,1535	1,4700	0,3035	0,3135	0	$2,940 \cdot 10^6$
Selektor	1,9984	0,1535	0,3000	0,3035	0,3135	0	$1,200 \cdot 10^6$ $2,940 \cdot 10^6$
Detektorspule	2,6984	0,1535	1,0000	0,3035	0,3135	0	$5,000 \cdot 10^5$

Tabelle B.2.: Spulenparameter für das Achsen-verschobene Design mit separatem Selektor nach entkoppelnder Sektion (vgl. Unterabschnitt 3.3.2).

B. Spulenparameter

	z [m]	y [m]	L [m]	r_i [m]	r_a [m]	α [°]	[AWdgs]
Langer Solenoid	-4,0018	0	8,0005	0,2000	0,2053	0	$9,449 \cdot 10^6$
Kippspule 1	0,1797	0,0800	0,1894	0,3160	0,3320	14,6	$6,709 \cdot 10^5$
Korrekturspule	0,4027	0,0800	0,0473	0,2800	0,2906	0	$1,118 \cdot 10^5$
Separator	0,9172	0,0800	0,9757	0,2800	0,2880	0	$1,729 \cdot 10^6$
Korrekturspule	1,4291	0,0800	0,0421	0,2800	0,2933	0	$1,242 \cdot 10^5$
Kippspule 2	1,6509	0,0800	0,1709	0,3169	0,3382	-15,7	$8,076 \cdot 10^5$
Hilfsspule 1	1,8755	0	0,1236	0,2000	0,2106	0	$2,920 \cdot 10^5$
Hilfsspule 2	2,0909	0	0,2630	0,2000	0,2093	0	$5,436 \cdot 10^5$
Hilfsspule 3	2,3280	0	0,1973	0,2000	0,2106	0	$4,659 \cdot 10^5$
Hilfsspule 4	2,4929	0	0,0526	0,2000	0,2213	0	$2,485 \cdot 10^5$
Hilfsspule 5	2,6184	0	0,1105	0,2000	0,2133	0	$3,261 \cdot 10^5$
Selektor	2,9509	0	0,4944	0,2000	0,2599	0	$1,391 \cdot 10^6$ $2,959 \cdot 10^6$
Detektorspule	3,7178	0	0,9994	0,2000	0,2106	0	$5,317 \cdot 10^5$

Tabelle B.3.: Spulenparameter für das Achsen-kollineare Design mit separatem Selektor nach entkoppelnder Sektion (vgl. Unterabschnitt 3.3.3).

	z [m]	y [m]	L [m]	r_i [m]	r_a [m]	α [°]	[AWdgs]
Korrekturspule	-7,9616	0	0,0800	0,2072	0,2144	0	$9,504 \cdot 10^4$
Langer Solenoid	-3,9216	0	8,0000	0,2000	0,2072	0	$9,504 \cdot 10^6$
Kippspule 1	0,2805	0	0,2304	0,2336	0,2456	12,9	$4,562 \cdot 10^5$
Kippspule 2	0,5902	0,1000	0,2304	0,3171	0,3363	6,5	$7,299 \cdot 10^5$
Korr. Separator	0,8587	0,1000	0,1920	0,3020	0,3164	0	$4,562 \cdot 10^5$
Selektor 1	1,0629	0,1000	0,1504	0,3574	0,3982	0	$2,577 \cdot 10^5$ $5,891 \cdot 10^5$
Filter 1	1,2521	0,1000	0,5280	0,3020	0,3524	0	$1,118 \cdot 10^6$ $2,555 \cdot 10^6$
Filter 2	1,4413	0,1000	0,1504	0,3574	0,3982	0	$2,577 \cdot 10^5$ $5,891 \cdot 10^5$
Korr. Separator	1,6445	0,1000	0,1920	0,3020	0,3164	0	$4,562 \cdot 10^5$
Kippspule 3	1,9130	0,1000	0,2304	0,3171	0,3363	-6,5	$7,299 \cdot 10^5$
Kippspule 4	2,2305	0	0,2304	0,2321	0,2441	-12,4	$4,562 \cdot 10^5$
Hilfsspule	2,7034	0	0,5760	0,2000	0,2072	0	$6,843 \cdot 10^5$
Detektorspule	3,4594	0	0,8960	0,2000	0,2048	0	$8,172 \cdot 10^5$

Tabelle B.4.: Spulenparameter für das alternative Design mit vier Kippspulen (vgl. Unterabschnitt 3.5.1).

Spule	Stromstärke [A]	Eigeninduktivität [H]	Gegeninduktivität [H]	gespeicherte Energie [kJ]
Langer Solenoid	1267	1,11	$3,86 \cdot 10^{-2}$	$9,19 \cdot 10^2$
Korr. Spule	1267	$3,70 \cdot 10^{-3}$	$4,07 \cdot 10^{-3}$	6,23
Kippspule 1	1267	$6,38 \cdot 10^{-2}$	$6,13 \cdot 10^{-2}$	$9,27 \cdot 10^1$
Kippspule 2	1267	$2,57 \cdot 10^{-1}$	$2,59 \cdot 10^{-1}$	$3,56 \cdot 10^2$
Separator	737,28	5,70	3,02	$2,50 \cdot 10^3$
Korr. Separator 1	1267	$1,01 \cdot 10^{-1}$	$3,65 \cdot 10^{-1}$	$2,72 \cdot 10^2$
Korr. Separator 2	1267	$1,01 \cdot 10^{-1}$	$3,65 \cdot 10^{-1}$	$2,73 \cdot 10^2$
Filter 1	737,28	$6,90 \cdot 10^{-1}$	1,50	$6,34 \cdot 10^2$
Filter 2	737,28	$6,90 \cdot 10^{-1}$	1,50	$6,34 \cdot 10^2$
Kippspule 3	1267	$2,57 \cdot 10^{-1}$	$2,59 \cdot 10^{-1}$	$3,56 \cdot 10^2$
Kippspule 4	1267	$6,32 \cdot 10^{-2}$	$6,10 \cdot 10^{-2}$	$9,18 \cdot 10^1$
Entkopplung	1267	$6,20 \cdot 10^{-2}$	$2,93 \cdot 10^{-2}$	$6,83 \cdot 10^1$
Detektorsp.	652,8	$4,69 \cdot 10^{-2}$	$1,05 \cdot 10^{-2}$	$1,36 \cdot 10^1$

Tabelle B.5.: Elektromagnetische Daten des alternativen Designs mit vier Kippspulen (vgl. Unterabschnitt 3.5.2).

Spule	F_x [N]	F_y [N]	F_z [N]
Langer Solenoid	$+4,7 \cdot 10^{-3}$	$+1,0 \cdot 10^4$	$+1,5 \cdot 10^5$
Kippspule 1	$+1,6 \cdot 10^{-3}$	$+5,4 \cdot 10^4$	$+1,9 \cdot 10^5$
Kippspule 2	$+8,3 \cdot 10^{-4}$	$-5,6 \cdot 10^4$	$+8,1 \cdot 10^5$
Korr. Separator 1	$-4,2 \cdot 10^{-5}$	$-1,3 \cdot 10^4$	$+9,9 \cdot 10^5$
Filter 1	$-5,2 \cdot 10^{-4}$	$+2,8 \cdot 10^3$	$+1,3 \cdot 10^6$
Separator	$+3,0 \cdot 10^{-4}$	$+3,1 \cdot 10^3$	$+5,3 \cdot 10^3$
Filter 2	$-4,2 \cdot 10^{-4}$	$+2,8 \cdot 10^3$	$-1,3 \cdot 10^6$
Korr. Separator 2	$-6,7 \cdot 10^{-4}$	$-1,3 \cdot 10^4$	$-1,0 \cdot 10^6$
Kippspule 3	$-1,5 \cdot 10^{-3}$	$-5,6 \cdot 10^4$	$-8,1 \cdot 10^5$
Kippspule 4	$-1,8 \cdot 10^{-3}$	$+5,5 \cdot 10^4$	$-1,9 \cdot 10^5$
Entkopplung	$-1,0 \cdot 10^{-2}$	$+1,0 \cdot 10^4$	$-1,0 \cdot 10^5$
Detektorspule	$-1,0 \cdot 10^{-2}$	$+2,5 \cdot 10^2$	$-3,4 \cdot 10^4$

Tabelle B.6.: Kräfte auf die einzelnen Spulen des alternativen Designs mit vier Kippspulen (vgl. Unterabschnitt 3.5.6).

B. Spulenparameter

	z [m]	y [m]	L [m]	r_i [m]	r_a [m]	α [°]	[AWdgs]
Langer Solenoid	-4,0000	0	8,000	0,2000	0,2096	0	$9,536 \cdot 10^6$
Korrekturspule	-0,1232	0	0,0800	0,2072	0,2096	0	$-2,385 \cdot 10^4$
Korrekturspule	-0,3056	0	0,0224	0,2072	0,2096	0	$-6,678 \cdot 10^3$
Korrekturspule	-7,9200	0	0,160	0,2096	0,2120	0	$4,675 \cdot 10^4$
Kippspule 1	0,1529	-0,0310	0,1760	0,2543	0,2807	10,5	$3,445 \cdot 10^5$
Kippspule 2	0,4451	0,0400	0,240	0,3095	0,3383	22,0	$5,150 \cdot 10^5$
Separator	1,1523	0,0800	0,8800	0,2980	0,3316	0	$2,225 \cdot 10^6$
Korr. Separator	0,7667	0,0800	0,1088	0,3316	0,3556	0	$1,914 \cdot 10^5$
korr. Separator	1,5379	0,0800	0,1088	0,3316	0,3556	0	$1,914 \cdot 10^5$
Filter 1	0,9603	0,0800	0,1600	0,3340	0,4372	0	0 $1,289 \cdot 10^6$
Filter 2	1,3443	0,0800	0,1600	0,3340	0,4372	0	0 $1,289 \cdot 10^6$
Kippspule 3	1,8687	0,0340	0,2400	0,3118	0,3454	-24,0	$6,009 \cdot 10^5$
Detektorspule	2,6351	0	0,9984	0,2500	0,2620	0	$9,019 \cdot 10^5$

Tabelle B.7.: Spulenparameter für das finale Design mit drei Kippspulen (vgl. Unterabschnitt 3.4.1). Dabei ist berücksichtigt, dass pro Windungslage eine Windung aufgrund der Wicklungstechnik verloren ist [Mai10]. Die angegebenen Parameter sind die bei kryogenen Temperaturen.

	z [m]	y [m]	L [m]	r_i [m]	r_a [m]	α [°]	[AWdgs]
Langer Solenoid	-4,0000	0	8,000	0,2000	0,2096	0	$9,536 \cdot 10^6$
Korrekturspule	-0,1376	0	0,0800	0,2072	0,2096	0	$-2,290 \cdot 10^4$
Korrekturspule	-0,3408	0	0,0256	0,2072	0,2096	0	$-6,678 \cdot 10^3$
Korrekturspule	-7,9200	0	0,1600	0,2096	0,2120	0	$4,675 \cdot 10^4$
Korrekturspule	-0,0064	0	0,0128	0,2096	0,2168	0	$8,586 \cdot 10^3$
Kippspule 1	0,1515	-0,0330	0,1440	0,2500	0,2812	10,5	$3,318 \cdot 10^5$
Kippspule 2	0,4600	0,0400	0,240	0,3030	0,3342	21,0	$5,580 \cdot 10^5$
Separator	1,1710	0,0840	0,8800	0,2980	0,3316	0	$2,225 \cdot 10^6$
Korr. Separator	0,7854	0,0840	0,1088	0,3316	0,3556	0	$1,914 \cdot 10^5$
korr. Separator	1,5566	0,0840	0,1088	0,3316	0,3556	0	$1,914 \cdot 10^5$
Filter 1	0,9790	0,0840	0,1600	0,3340	0,4372	0	0 $1,289 \cdot 10^6$
Filter 2	1,3630	0,0840	0,1600	0,3340	0,4372	0	0 $1,289 \cdot 10^6$
Kippspule 3	1,9014	0,0340	0,2400	0,3118	0,3454	-24,0	$6,009 \cdot 10^5$
Detektorspule	2,6748	0	0,9984	0,2500	0,2620	0	$9,019 \cdot 10^5$

Tabelle B.8.: Geänderte Spulenparameter für das finale Design mit drei Kippspulen vom 01.07.2014 (vgl. Unterabschnitt 3.4.7): Der Abstand zwischen den einzelnen Spulen im Bereich der Kippspulen ist dabei um 1,5 cm vergrößert worden. Hierbei ist ebenfalls berücksichtigt, dass pro Windungslage eine Windung aufgrund der Wicklungstechnik verloren ist [Mai10]. Die angegebenen Parameter sind die bei kryogenen Temperaturen.

C. Supraleiter

Heute kommerziell erhältliche Supraleiter, die magnetische Flussdichten erzeugen können, wie sie für PERC erforderlich sind, sind Supraleiter aus Niob-Titan (Nb50%Ti), die in eine normalleitende Matrix aus Kupfer (Cu) eingebettet sind [Buc13]. Durch die Aufteilung des Supraleiters in dünne Filamente werden sogenannte Flusssprünge¹ verhindert. Für PERC werden zu diesem Zweck Filamentdurchmesser von maximal 50 μm [Mai11] angestrebt, die gebündelt ein ausreichend starkes Magnetfeld erzeugen können.

Die Cu-Matrix, als niederohmiges, normalleitendes Material mit guter thermischer Leitfähigkeit wirkt in dieser Hinsicht weiterhin stabilisierend: Für den Fall eines lokalen Überganges in den normalleitenden Zustand, dem sogenannten „Quenchen“, ist die produzierte thermische Leistung $P_{Therm} = j_K^2 \cdot \rho \cdot A \cdot l$ durch den kleineren Widerstand der Cu-Matrix geringer als bei einem reinem NbTi Leiter. Die sogenannte Quenchspannung ist dadurch auch deutlich kleiner und verhindert Spannungsüberschläge zwischen den einzelnen Filamenten. Weiterhin kann die produzierte Leistung besser durch die größere Wärmeleitfähigkeit des Cu abgeführt werden. Das NbTi kann dadurch spontan wieder supraleitend werden [Buc13].

Je größer der Anteil λ an Cu, desto stabiler ist der Draht gegen das „Quenchen“. Um hinreichend starke Magnetfelder zu erzeugen, darf dieser Anteil allerdings nicht zu groß sein. Weitere, sogenannte „kryogene Stabilisierung“ wird durch Kühlung des Leiters mit superkritischem Helium erreicht [Mai11].

Für PERC wird ein Leiter ähnlich dem, den die Firma „Bruker“ [BRU14a] für das „Atlas Projekt“ [BRU14b] hergestellt hat, angestrebt [Mai11]. In Abb. C.1 findet sich eine graphische Darstellung eines solchen Leiters. Der Durchmesser des Cu-Drahtes beträgt 1,30 mm und die der NbTi-Filamente 50 μm von denen 306 innerhalb des Drahtes gebündelt sind [BRU14b]. Um das Cu zu NbTi Verhältnis von etwa 1,15 [BRU14b] zu vergrößern, wird der NbTi-Cu Draht zusätzlich in ein

¹In einem supraleitenden Material können durch Inhomogenitäten im Material lokal Bereiche auftreten, an denen die kritische Stromdichte (induziert oder spontan) überschritten wird. Eine Verschiebung der Flussschläuche, sowie ein Spannungsabfall sowie dadurch ein Herabsetzen der kritischen Stromdichte j_C sind die Folge. Eine lawinenartige Prozess wird in Gang gesetzt. Ein enormes Aufheizen und die Zerstörung des Supraleiters sind die Folge [Buc13].

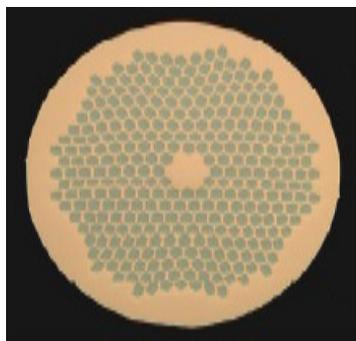


Abbildung C.1.: Supraleitender Draht, wie er von der Firma „Bruker“ für das „Atlas Projekt“ hergestellt worden ist (Graphik aus [BRU14b]).

C. Supraleiter

Cu-Profil eingebettet. Ein für PERC geeignetes Cu-Profil hat eine Dimension von $3,1 \times 2,2 \text{ mm}^2$ bzw. $3,2 \times 2,4 \text{ mm}^2$ inklusive einer Isolierung z.B. aus Kapton und einer zusätzlichen Lagenisolierung von 0,1 mm. Dadurch wächst der Cu zu NbTi Anteil auf etwa 8,5 [Mai11].

D. Parameter Magnetfeldrückführung und Rückstreudetektor

In den folgenden Tabellen sind die Parameter enthalten, wie sie für die Simulation der Magnetfeldrückführung, sowie der Rückstreudetektoranordnung benutzt worden sind, angegeben. Es ist mit x,y,z die Position des Mittelpunktes des entsprechenden Bauteiles, sowie mit dx, dy und dz seine Ausdehnung bezeichnet.

	x [mm]	y [mm]	z [mm]	dx [mm]	dy [mm]	dz [mm]
Rahmen vorne horizontal	0	± 1150	-8380	2800	140	140
Rahmen vorne vertikal	± 1500	0	-8380	140	2100	140
Rahmen hinten horizontal	0	± 1150	3950	2800	200	200
Rahmen hinten vertikal	± 1500	0	3950	200	2100	200
Balken 1	± 1500	1150	-2200	200	200	12500
Balken2	±1500	-1150	-2200	200	200	12500
Platten vorne	± 1375	0	-7160	50	2500	2300
Platten hinten innen	± 1125	0	1150	50	2500	2300
Platten hinten Mitte	± 1225	0	1150	50	2500	2300
Platten hinten außen	± 1325	0	1150	50	2500	2300

Tabelle D.1.: Position und Dimension der Magnetfeldrückführung gemäß [Hai13]. Die Rahmenbauteile sowie die Balken sind aus Eisen, die Platten aus Stahl St37.

	x [mm]	y [mm]	z [mm]	dx [mm]	dy [mm]	dz [mm]
Balken	± 785	0	-8380	1290	140	140

	dy [mm]	x [mm]	z [mm]
„Prisma“	140	±60	-8450
		±140	-8450
		±140	-8310

Tabelle D.2.: Position und Dimension der Rückstreudetektoranordnung. Für das „Prisma“ sind die Eckpunkte in x und z Richtung, sowie die Ausdehnung dy angegeben. Die Bauteile bestehen aus Eisen.

D. Parameter Magnetfeldrückführung und Rückstreudetektor

	x [mm]	y [mm]	z [mm]	dx [mm]	dy [mm]	dz [mm]
Abschirmung1	0	0	-8111	258,7	140	100
Fenster1a	0	0	-8061	76,4	76,4	
Fenster1b	0	0	-8161	103,2	103,2	
Abschirmung2	0	0	-8480	258,7	140	50
Fenster2	0	0	-8480	58,7	58,7	

Tabelle D.3.: Position und Dimension des abschirmenden Materials zwischen der Rückstreudetektorgeometrie und dem Magnetsystem von PERC, sowie zwischen dem von Reaktor kommenden Neutronenleiter „MEPHISTO“ [MLZ14] und dem Rückstreudetektor (vgl. Abschnitt 5.4).

E. Monte-Carlo-Simulationen

Die in dieser Arbeit für die Rückstreuung von Elektronen (vgl. Kapitel 5) verwendeten Monte-Carlo-Simulationen wurden im Rahmen von [Roi14] mit dem Programm „Geant 4.10“ [GEA4, Ago03, All06] unter Anwendung des Niederenergie-Programmcodes „PENELOPE“ (Version 2008) durchgeführt [Pan05].

Es wird hierbei ein Modell eines Plastikszintillators der Materialzusammensetzung eines „Bicron 404“ [BIC14] implementiert. Die Elektronen aus dem Zerfall von freien Neutronen treffen um Magnetfeldlinien gyrierend auf die Oberfläche eines solchen Plastikszintillators auf. Die Feldlinien sind dabei senkrecht zur Detektoroberfläche orientiert. Die Winkelverteilung der Elektronen dort entspricht der in Gl. (5.1).

Das Monte-Carlo-Programm zur Simulation von Rückstreueignissen von Elektronen von einer Detektoroberfläche ist im Rahmen von [Roi12] entstanden. Bezüglich einiger physikalischer Parameter, wie der magnetischen Flussdichte am Detektor, wurde es für die Simulation von Rückstreueignissen vom Primär- bzw. Rückstreudetektor in PERC angepasst.

Für die Bewegungen der Elektronen im Detektor werden im Programm u.a. Streu- und Ionisierungsprozesse berücksichtigt. Neben physikalischen Modellen zur Ionisierung von Atomen im Material wird auch auf das Mehrfachstreu-Modell von Goudsmit und Sanderson [Gou40, Kad09] zurückgegriffen. Dieses beschreibt die Winkelverteilung von mehrfach im Material gestreuten Elektronen.

Die verschiedenen Prozesse im Szintillator verursachen für einen Anteil der Elektronen ein Ausreten aus dem Szintillatormaterial. Diese Ereignisse werden als rückgestreute Elektronen registriert. Die Richtigkeit der Ergebnisse der Rückstreusimulationen und somit die korrekte Wahl der Modelle wurden anhand der Rückstreudaten der PERKEO III-Messung [Mes11] verifiziert.

Weitere Informationen zu dem hier Beschriebenen finden sich auch in [Roi12].

F. Messergebnisse zu Kapitel 6

Messung vom	p_0 [mbar]	p_1 [mbar]	V_{Gas}/t [ml/min]	$S_{eff,Turb}$ [l/s]
11.07.14	$1,0 \cdot 10^{-9}$	$5,5 \cdot 10^{-6}$	0,15	455 ± 4
14.07.14	$3,1 \cdot 10^{-8}$	$7,5 \cdot 10^{-6}$	0,22-0,23	508 ± 21
14.07.14	$3,1 \cdot 10^{-8}$	$7,2 \cdot 10^{-6}$	0,19-0,21	471 ± 32
21.07.14	$9,2 \cdot 10^{-10}$	$7,1 \cdot 10^{-6}$	0,21	494 ± 4
21.07.14	$9,2 \cdot 10^{-10}$	$6,7 \cdot 10^{-6}$	0,19	473 ± 4
22.07.14	$8,1 \cdot 10^{-10}$	$6,8 \cdot 10^{-6}$	0,20-0,21	503 ± 17
22.07.14	$8,1 \cdot 10^{-10}$	$6,0 \cdot 10^{-6}$	0,17-0,18	487 ± 18
24.07.14	$6,1 \cdot 10^{-10}$	$7,1 \cdot 10^{-6}$	0,20-0,22	494 ± 28
24.07.14	$6,1 \cdot 10^{-10}$	$6,2 \cdot 10^{-6}$	0,17-0,18	471 ± 17
25.07.14	$5,7 \cdot 10^{-10}$	$6,7 \cdot 10^{-6}$	0,19-0,21	498 ± 29
25.07.14	$5,7 \cdot 10^{-10}$	$5,7 \cdot 10^{-6}$	0,16-0,18	498 ± 34
04.08.14	$4,2 \cdot 10^{-9}$	$8,1 \cdot 10^{-6}$	0,21-0,23	453 ± 25
04.08.14	$4,2 \cdot 10^{-9}$	$6,9 \cdot 10^{-6}$	0,19-0,21	483 ± 29
05.08.14	$3,3 \cdot 10^{-9}$	$7,8 \cdot 10^{-6}$	0,21-0,22	459 ± 15
05.08.14	$3,3 \cdot 10^{-9}$	$7,2 \cdot 10^{-6}$	0,19-0,20	451 ± 16
08.08.14	$8,0 \cdot 10^{-9}$	$4,8 \cdot 10^{-6}$	0,13-0,14	471 ± 23
13.08.14	$4,1 \cdot 10^{-9}$	$7,7 \cdot 10^{-6}$	0,21-0,22	465 ± 15
13.08.14	$4,1 \cdot 10^{-9}$	$7,4 \cdot 10^{-6}$	0,19-0,20	439 ± 15
14.08.14	$1,2 \cdot 10^{-9}$	$8,1 \cdot 10^{-6}$	0,21-0,23	452 ± 24
14.08.14	$1,2 \cdot 10^{-9}$	$7,8 \cdot 10^{-6}$	0,20-0,21	438 ± 14

Tabelle F.1.: Messergebnisse für die Berechnung der effektiven Pumpgeschwindigkeit $S_{eff,Turbo}$ in der Vakuumapparatur am Ort der Drucksonde bei alleinigem Betrieb der Turbomolekularpumpe (vgl. Unterabschnitt 6.2.4): Gemessener Druck p_1 in der Vakuumapparatur (vgl. Abschnitt 6.2.3) bei einem eingestellten Gasfluss (Luft) V_{Gas}/t . Mit p_0 ist der mit der auf Luft geeichten IKR 060 Sonde [Pfe14d] gemessene Druck bezeichnet, der in der Kammer bei geschlossenem Ventil herrscht. Es ist zu beachten, dass bei langen Pumpzeiten die Gaszusammensetzung durch leichte Gase wie Helium und Wasserstoff bestimmt wird. Somit kann der in der Vakuumapparatur tatsächlich herrschende Druck p_0 bis zu 5,9 [Pfe08] mal so hoch sein. Für die Fehlerbetrachtung ist dieser Sachverhalt berücksichtigt worden. Die angegebene Pumpgeschwindigkeit $S_{eff,Turbo}$ am Ort der Drucksonde kann nach Gl. (6.3) berechnet werden. Bei der Fehlerangabe von $S_{eff,Turbo}$ ist ebenfalls der maximal und minimal gemessene Atmosphärendruck für Heidelberg für die Monate Juli 2014 (992 mbar bis 1009 mbar) bzw. August 2014 (990 mbar bis 1006 mbar) [Wet14] mitberücksichtigt.

I [A]; U [V]; t [min]	$p_{0,min}$ [mbar], $p_{0,max}$ [mbar]	p_{1A} [mbar] p_{1E} [mbar]	$V_{Gas,A}/t$ [ml/min] $V_{Gas,E}/t$ [ml/min]	$S_{eff,TiMo,A}$ [l/s] $S_{eff,TiMo,E}$ [l/s]	$t(V_{Gas}/t)$ [min]	„Alter“ [min]
8,0; 4,4; 4,0	$1,0 \cdot 10^{-9}$ $3,0 \cdot 10^{-8}$	$5,8 \cdot 10^{-6}$ $5,6 \cdot 10^{-6}$	0,16 0,16- 0,15	467 ± 11 470 ± 26	2,0	0
10,0; 5,4; 6,0	$1,0 \cdot 10^{-9}$ $4,2 \cdot 10^{-8}$	$5,6 \cdot 10^{-6}$ $4,7 \cdot 10^{-6}$	0,16-0,15 0,14	473 ± 30 511 ± 18	11,0	4,0
12,0; 5,7; 6,0	$2,0 \cdot 10^{-9}$ $1,6 \cdot 10^{-8}$	$7,7 \cdot 10^{-6}$ $7,1 \cdot 10^{-6}$	0,24-0,22 0,22- 0,20	502 ± 29 497 ± 31	6,0	0
12,1; 6,5; 7,0	$1,7 \cdot 10^{-9}$ $1,8 \cdot 10^{-8}$	$5,6 \cdot 10^{-6}$ $5,2 \cdot 10^{-6}$	0,18 0,16- 0,15	541 ± 10 503 ± 25	9,0	10,0
12,0; 6,8; 10,0	$4,0 \cdot 10^{-9}$ $2,7 \cdot 10^{-8}$	$5,8 \cdot 10^{-6}$ $5,3 \cdot 10^{-6}$	0,19 0,16-0,15	554 ± 12 496 ± 27	9,5	17,0
13,0; 5,9; 7,0	$2,4 \cdot 10^{-9}$ $4,7 \cdot 10^{-9}$	$6,2 \cdot 10^{-6}$ $5,8 \cdot 10^{-6}$	0,21-0,19 0,18- 0,17	540 ± 32 505 ± 20	9,5	58,0
13,0; 6,2; 10,5	$2,4 \cdot 10^{-9}$ $4,5 \cdot 10^{-9}$	$5,8 \cdot 10^{-6}$ $6,2 \cdot 10^{-6}$	0,23-0,22 0,20- 0,18	649 ± 21 513 ± 32	9,6	34,0
13,0; 5,8; 14,0	$1,6 \cdot 10^{-9}$ $4,4 \cdot 10^{-9}$	$5,9 \cdot 10^{-6}$ $6,2 \cdot 10^{-6}$	0,23-0,22 0,19- 0,18	638 ± 21 499 ± 19	12,4	44,0
12,8; 6,1; 14,0	$5,1 \cdot 10^{-9}$ $2,2 \cdot 10^{-8}$	$6,8 \cdot 10^{-6}$ $7,3 \cdot 10^{-6}$	0,24 0,24-0,23	596 ± 12 543 ± 22	5,4	6,0
13,0; 6,2; 14,0	$3,0 \cdot 10^{-9}$ $7,4 \cdot 10^{-9}$	$5,5 \cdot 10^{-6}$ $5,8 \cdot 10^{-6}$	0,22-0,21 0,18- 0,17	655 ± 23 505 ± 20	13,0	20,0
13,0; 7,3; 15,0	$4,0 \cdot 10^{-9}$ $5,2 \cdot 10^{-8}$	$5,0 \cdot 10^{-6}$ $4,7 \cdot 10^{-6}$	0,18 0,16	620 ± 25 570 ± 42	6,6	27,0
13,0-13,5; 7,4-7,8; 9,0	$1,1 \cdot 10^{-9}$ $6,2 \cdot 10^{-9}$	$7,8 \cdot 10^{-6}$ $7,8 \cdot 10^{-6}$	0,28 0,27-0,26	600 ± 6 568 ± 17	1,0	42,0

Tabelle F.2.: Messergebnisse für die Berechnung der effektiven Pumpgeschwindigkeit $S_{eff,TiMo,A}$ in der Vakuumapparatur am Ort der Drucksonde bei Betrieb der Turbomolekularpumpe und der Titansublimationspumpe (vgl. Unterabschnitt 6.2.4): Mit I und U sind die Stromstärke und Spannung für den Betrieb der Titansublimationspumpe bezeichnet. Nach dem Abschalten des Stromes misst die Drucksonde IKR 060 [Pfe14d] den Druck $p_{0,max}$. Vor dem Betrieb der Titansublimationspumpe wird der Druck $p_{0,min}$ angezeigt. Für die Fehlerbetrachtung wird berücksichtigt, dass der angezeigte Druck aufgrund der Dominanz von Wasserstoff und Helium in diesem Druckbereich bis zu 5,9 mal höher sein kann. Es wird ein Gasfluss $V_{Gas,A}/t$ (Luft) eingestellt und der Druck p_{1A} gemessen. Nach Gl. (6.3) kann die effektive Pumpgeschwindigkeit $S_{eff,TiMo,A}$ berechnet werden. Nach einer Zeit $t(V_{Gas}/t)$ besteht noch ein Gasfluss von $V_{Gas,E}/t$. Der gemessene Druck ist p_{1E} . Die sich ergebende Pumpgeschwindigkeit ist $S_{eff,TiMo,E}$. Bei der Fehlerangabe von $S_{eff,TiMo,A}$ bzw. $S_{eff,TiMo,E}$ ist ebenfalls der maximal und minimal gemessene Atmosphärendruck für Heidelberg für den Monat Juli 2014 (992 mbar bis 1009 mbar) [Wet14] mitberücksichtigt. Mit „Alter“ ist die Betriebsdauer bis zu der jeweiligen Messung bezeichnet.

	I [A]; U [V]; t [min]	$p_{0,min}$ [mbar], $p_{0,max}$ [mbar]	p_{1A} [mbar] p_{1E} [mbar]	$V_{Gas,A}/t$ [ml/min] $V_{Gas,E}/t$ [ml/min]	$S_{eff,TiMoW,A}$ [l/s] $S_{eff,TiMoW,E}$ [l/s]	$t(V_{Gas}/t)$ [min]	„Alter“ [min]
(1)	33,9; 4,5; 11,0	$4,2 \cdot 10^{-9}$ $1,0 \cdot 10^{-7}$	$7,9 \cdot 10^{-6}$ $7,1 \cdot 10^{-6}$	0,22-0,21 0,19-0,18	455 ± 17 437 ± 18	7,0	0
(1)	34,0; 4,5-4,7; 20,0	$1,0 \cdot 10^{-8}$ $4,2 \cdot 10^{-7}$	$8,8 \cdot 10^{-6}$ $7,7 \cdot 10^{-6}$	023 0,21	446 ± 14 467 ± 17	10,2	11,0
(1)	36,1; 4,3; 3,0	$1,6 \cdot 10^{-8}$ $4,9 \cdot 10^{-8}$	$7,9 \cdot 10^{-6}$ $7,8 \cdot 10^{-6}$	0,23-0,22 0,23-0,21	475 ± 16 471 ± 27	2,0	2,0
(1)	39,3; 5,1; 3,0	$4,0 \cdot 10^{-8}$ $1,0 \cdot 10^{-7}$	$6,9 \cdot 10^{-6}$ $7,3 \cdot 10^{-6}$	0,24-0,23 0,22	573 ± 19 506 ± 6	2,3	5,0
(1)	42,3; 5,7; 2,0	$3,4 \cdot 10^{-9}$ $2,5 \cdot 10^{-8}$	$5,7 \cdot 10^{-6}$ $6,4 \cdot 10^{-6}$	0,22-0,21 0,20-0,18	629 ± 21 495 ± 31	11,0	0
(2)	41,9 5,0; 3,0	$1,2 \cdot 10^{-8}$ $3,2 \cdot 10^{-7}$	$8,9 \cdot 10^{-6}$ $8,4 \cdot 10^{-6}$	0,24-0,23 0,22-0,21	448 ± 21 435 ± 22	2,7	0
(2)	44,8-45,0; 5,6; 4,0	$1,6 \cdot 10^{-8}$ $2,3 \cdot 10^{-7}$	$9,4 \cdot 10^{-6}$ $8,4 \cdot 10^{-6}$	0,26-0,25 0,23-0,22	458 ± 18 453 ± 20	8,0	3,0
(2)	44,8; 5,4; 8,0	$4,2 \cdot 10^{-9}$ $6,8 \cdot 10^{-8}$	$8,8 \cdot 10^{-6}$ $8,1 \cdot 10^{-6}$	0,24 0,22-0,21	456 ± 5 444 ± 16	6,2	10,0
(2)	44,9-45,4; 5,8-5,9; 15,0	$4,7 \cdot 10^{-9}$ $2,4 \cdot 10^{-6}$!	$9,8 \cdot 10^{-6}$ $8,7 \cdot 10^{-6}$	0,24 0,21	474 ± 70 479 ± 80	4,8	18,0
(2)	50,0; 6,0; 3,0	$2,0 \cdot 10^{-8}$ $1,1 \cdot 10^{-7}$	$7,1 \cdot 10^{-6}$ $8,1 \cdot 10^{-6}$	0,26-0,24 0,22-0,21	592 ± 32 445 ± 16	7,7	7,0
(2)	55,0; 6,6; 3,0	$2,8 \cdot 10^{-9}$ $8,3 \cdot 10^{-9}$	$6,3 \cdot 10^{-6}$ $6,4 \cdot 10^{-6}$	0,25-0,24 0,21-0,19	648 ± 19 521 ± 30	12,2	33,0

Tabelle F.3.: Messergebnisse für die Berechnung der effektiven Pumpgeschwindigkeit $S_{eff,TiMo,A}$ in der Vakuumapparatur am Ort der Drucksonde bei Betrieb der Turbomolekularpumpe und der Titansublimationspumpe (vgl. Unterabschnitt 6.2.5): Mit I und U sind die Stromstärke und Spannung für den Betrieb der Titansublimationspumpe bezeichnet. Es sind hier (1): ein Ti(85%)Mo(15%) Draht (Durchmesser 0,4 mm) spiralförmig eng und (2) zwei Ti(85%)Mo(15%) Drähte (Durchmesser 0,4 mm) und zwei Ti(85%)Mo(15%) Drähte (Durchmesser 0,8 mm) spiralförmig locker um einen Wolfram Draht (Durchmesser: 1 mm) gewickelt. Nach dem Abschalten des Stromes misst die Drucksonde IKR 060 [Pfe14d] den Druck $p_{0,max}$. Vor dem Betrieb der Titansublimationspumpe wird der Druck $p_{0,min}$ angezeigt. Es wird ein Gasfluss $V_{Gas,A}/t$ (Luft) eingestellt und der Druck p_{1A} gemessen. Nach Gl. (6.3) kann die effektive Pumpgeschwindigkeit $S_{eff,TiMoW,A}$ berechnet werden. Nach einer Zeit $t(V_{Gas}/t)$ besteht noch ein Gasfluss von $V_{Gas,E}/t$. Der gemessene Druck ist p_{1E} . Die sich ergebende Pumpgeschwindigkeit ist $S_{eff,TiMoW,E}$. Bei der Fehlerangabe von $S_{eff,TiMo,A}$ bzw. $S_{eff,TiMo,E}$ ist ebenfalls der maximal und minimal gemessene Atmosphärendruck für Heidelberg für den Monat August 2014 (990 mbar bis 1006 mbar) [Wet14] mitberücksichtigt. Mit „Alter“ ist die Betriebsdauer des Filamentes bis zu der jeweiligen Messung bezeichnet.

Danksagung

Ich möchte mich abschließend bei all denjenigen bedanken, ohne die diese Arbeit nicht geglückt wäre:

Bei Herrn Prof. Dr. Dubbers, dessen Idee PERC war, und ohne den dieses Projekt nicht existieren würde.

Ebenso möchte ich Herrn Dr. Bastian Märkisch und Herrn Priv. Doz. Dr. Ulrich Schmidt für die Aufnahme in die Arbeitsgruppe, für stets hilfreiche Diskussionen und Hilfe während der gesamten Zeit meiner Doktorarbeit meinen Dank aussprechen.

Dem Zweitgutachter Herr Prof. Dr. Norbert Herrmann, sowie den Prüfern der mündlichen Verteidigung dieser Dissertation, Prof. Dr. Peter Bachert und Prof. Dr. Matthias Bartelmann, möchte ich für ihr Interesse an dieser Arbeit und am Projekt PERC danken.

Ganz besonderen Dank möchte Herrn Dr. Peter Lennert und Herrn Matthias Janke aussprechen, die wesentlich zum Gelingen des experimentellen Teils dieser Arbeit, insbesondere zur Wiederinbetriebnahme von PERKINO, beigetragen haben. Sie standen mir immer mit Rat, Tat und Ausrüstung zur Seite.

Herrn Christoph Roick möchte ich für die Durchführung der Monte-Carlo Simulationen und für seine Expertise zu den Rückstreuimulationen danken.

Des Weiteren möchte ich Fabian Allemendinger, Peter Augenstein, Markus Köhli, Dr. Nataliya Rebrova, Lukas Raffelt sowie den übrigen Mitgliedern der ehemaligen ANP-Gruppe meinen Dank für die angenehme Atmosphäre und ihre Hilfsbereitschaft während den Jahren meiner Doktorarbeit aussprechen.

An dieser Stelle möchte ich auch der gesamten Belegschaft der Mechanikwerkstatt danken, die stets mit großer Präzision die in Auftrag gegebenen Werkstücke angefertigt haben.

Der PERC-Kollaboration möchte ich für die fabelhafte geleistete Arbeit, die dazu beigetragen hat, dass das Projekt verwirklicht wird, meine Anerkennung aussprechen.

Des Weiteren möchte ich der Deutschen Forschungsgesellschaft danken, die das Projekt im Rahmen des Schwerpunktprogramms 1491 (SO 1058/1-1) finanziell gefördert hat.

Abschließend möchte ich mich bei meiner Familie, insbesondere meinem Mann Christian, meinem Sohn Arthur, meinen Eltern, Schwiegereltern und meinem Bruder für die moralische Unterstützung und das Verständnis, das sie mir während der finalen Phase dieser Arbeit entgegengebracht haben, bedanken.

Literatur

- [Abe06] H. ABELE et al.: „Characterization of a ballistic supermirror neutron guide“. In: Nuclear Instruments and Methods A 562, 1 (2006), 407-417.
- [Ago03] S. AGOSTINELLI et al.: „Geant 4 - a simulation toolkit“. In: Nuclear Instruments and Methodes in Physics Research A 506 (2003), 250-303.
- [All06] J. ALLISON et al.: „Geant 4 Developments and Applications“. In: IEEE Transactions on Nuclear Science 53, 1 (2006), 270-278.
- [Aud87] M. AUDI und M. DE SIMON: „Ion pumps“. In: Vacuum 37 (1987), 629-636.
- [Ber99] L. BERGMANN und C. SCHAEFER: „Lehrbuch der Experimentalphysik-Elektromagnetismus Band 2“. 8. völlig überarbeitete Auflage, de Gruyter, 1999.
- [BIC14] BICRON[®]-SAINT-GOBAIN INDUSTRIAL CERAMICS, INC.: „Premium Plastic Scintillators“. Datenblatt, <http://www.crystals.saint-gobain.com/uploadedFiles/SG-Crystals/Documents/SGC%20BC400-404-408-412-416%20Data%20Sheet.pdf> (12.10.2014).
- [BNG14] BABCOCK NOELL GMBH: <http://www.bng.bilfinger.com/> (10.09.2014).
- [Bir52] J. B. BIRKS: „Theory of the Response of Organic Scintillation Crystals to Short Range Particles“. In: Physical Review 86, 4 (1952), 569.
- [Bir64] J. B. BIRKS: „The Theory and Practice of Scintillation Counting“. Pergamon Press, 1964.
- [Bot00] L. BOTTURA: „A Practical Fit for the Critical Surface of NbTi“. In: IEEE Transactions on Applied Superconductivity 10, 1 (2000), 1054-1057.
- [BRU14a] BRUKER EAS GMBH: <http://www.bruker.com/de/about-us/best/about-bruker-eas.html> (13.09.2014).
- [BRU14b] BRUKER EAS GMBH: „Low-Tc Superconductor wires“. <http://www.bruker.com/de/products/superconductors-and-metal-composite-materials/superconductors/nbti-lts-superconductors/learn-more.html> (13.09.2014).
- [Buc13] W. BUCKEL: „Supraleitung– Grundlagen und Anwendungen“. 7. aktualisierte und erweiterte Auflage, Wiley, 2013.
- [Byr02] J. BYRNE et al.: „Determination of the electron–antineutrino angular correlation coefficient a_0 and the parameter $|\lambda| = |GA/GV|$ in free neutron β -decay from measurements of the integrated energy spectrum of recoil protons stored in an ion trap“. In: J. Phys. G: Nucl. Part. Phys. 28 (2002), 1325–1349.
- [Cab63] N. CABIBBO: „Unitary Symmetry and Leptonic Decays“. In: Physical Review Letters 10 (1963), 531-533.
- [Chr64] J. H. CHRISTENSON: „Evidence for the 2π -Decay of the K^0 -Meson“. Physical Review Letters 13, 4 (1964), 138-140.
- [CST14] CST STUDIO SUITE[®]: <https://www.cst.com/Products/CSTS2> (10.09.2014).

- [Chu97] C. CHUBAR: „A 3 D Magnetostatics Computer Code for Insertion Devices“. In: SRI97 Conference (1997).
- [Den14] DENTAURUM: <http://www.dentaurum.de/deu/titan-13205.aspx> (12.09.2014).
- [Dub07] D. DUBBERS et al.: „A clean, bright and versatile source of neutron decay products“. In: (2007). DOI:1016/j.nima. 2008.07.157. eprint: arXiv: 0709.4440 [nucl-ex].
- [Dub08] D. DUBBERS et al.: „A clean, bright and versatile source of neutron decay products“. In: Nuclear Instruments and Methods A 596 (2008), 238-247.
- [Dub11] D. DUBBERS und M. G. SCHMIDT: „The neutron and its role in cosmology and particle physics“. In: Reviews of Modern Physics, 83, 4 (2011), 1111-1171.
- [Dus62] S. DUSHMAN: „Scientific Foundations of Vacuum Technique“. 3. Auflage, Wiley, 1962.
- [Ell97] P. ELLEAUME: „Computing 3 D Magnetic Field from Insertion Devices“. In: Proceedings of the PAC97 Conference (1997), 3509-3511.
- [Fer34] E. FERMI: „Versuch einer Theorie der β -Strahlen“. In: Zeitschrift für Physik 88 (1934), 161-177.
- [Fie36] M. FIERZ: „Zur Fermischen Theorie des β -Zerfalls“. In: Zeitschrift für Physik A Hadrons and Nuclei 104 (1937), 553-565.
- [Fri08] F. FRIEDL: „Einfluss der Detektorfunktion auf die Messung des schwachen Magnetismus im Neutronzerfall“. Diplomarbeit, Universität Heidelberg, 2008.
- [FRMIIa] Forschungs-Neutronenquelle Heinz Maier-Leibnitz:
<http://www.frm2.tum.de> (10.09.2014).
- [FRMIIb] Forschungs-Neutronenquelle Heinz Maier-Leibnitz:
<http://www.frm2.tum.de/technik/sekundaere-strahlquellen/kalte-quelle/index.html>
(17.09.2014).
- [Gar63] M. W. GARRET: „Calculation of fields, forces, and mutual inductances of current systems by elliptic integrals“. In: Journal of Applied Physics 34 (1963), 2567-2573.
- [GEA4] GEANT 4: <http://geant4.cern.ch/> (12.10.2014).
- [Glü95] F. GLÜCK et al.: „Measurable parameters of neutron decay“. In: Nuclear Physics A 593 (1995), 125-150.
- [Glü96] F. GLÜCK: „The proton asymmetry in neutron decay“. In: Physical Letters B 376 (1996), 25-28.
- [Glü05] F. GLÜCK et al.: „The neutron decay retardation spectrometer aSPECT: „Electromagnetic design and systematic effects“. In: The European Physical Journal A 23 (2005), 135-146.
- [Glü06] F. GLÜCK: „The 3-dimensional magnetic field calculation programm package mag-field3“. Programm Dokumentation, 2006.
- [Glü11a] F. GLÜCK: „AXISYMMETRIC MAGNETIC FIELD CALCULATION WITH ZONAL HARMONIC EXPANSION“. In: Progress In Electromagnetics Research B 32 (2011), 351-388.
- [Glü11b] F. GLÜCK: „AXISYMMETRIC ELECTRIC FIELD CALCULATION WITH ZONAL HARMONIC EXPANSION“. In: Progress In Electromagnetics Research B 32 (2011), 319-350.

- [Gös12] C. GÖSSELSBERGER: „Entwicklung eines Wanderwellen-Neutronenspinresonators“. Dissertation, Universität Wien, 2012.
- [Gou40] S. GOUDSMIT und J. L. SAUNDERSON: „Multiple Scattering of Electrons“. In: *Physical Review* 57 (1940), 24-29.
- [Gud08] V. GUDKOV: „Asymmetry of recoil protons in neutron β decay“. In: *Physical Review C* 77 (2008), 045502.
- [Haa13] S. HAAS: „Simulationen zur Abschirmung von Neutronen mit MCNP“. Masterarbeit, Universität Wien, 2013.
- [Hai13] P. HAIDEN: Masterarbeit, Universität Wien, 2013.
- [HAM07] HAMAMATSU PHOTONICS K.K.: „Photomultiplier Tubes–Basics and Applications“. Handbuch, Edition 3a, 2007.
- [Hen14] HENNIKER SCIENTIFIC LTD.:
<http://www.henniker-scientific.com/index.php/vacuum-and-uhv-surface-analysis/65-uhv-fittings-components-and-vacuum-accessories/113-titanium-sublimation-pumps> (11.09.14).
- [Hic13] K. HICKERSON: „The Physics of Ultracold Neutrons and Fierz Interference in Beta Decay“. Dissertation, California Institute of Technology, 2013.
- [Hud81] P. A. HUDSON: „EVALUATION OF THE TEMPERATURE AND MAGNETIC FIELD DEPENDENCE OF CRITICAL CURRENT DENSITIES OF MULTIFILAMENTARY SUPERCONDUCTING COMPOSITES“. In: *IEEE Transactions on Magnetics* 17, 5 (1981), 1649-1652.
- [IAE07] INTERNATIONAL ATOMIC ENERGY AGENCY: „Database of Prompt Gamma Rays from Slow Neutron Capture for Elemental Analysis“. Wien, 2007.
- [Jac57] J. D. JACKSON et al.: „Possible Tests of Time Reversal Invariance in Beta Decay“. In: *Physical Review* 106, 3 (1957), 517-521.
- [Jac02] J. D. JACKSON: „Klassische Elektrodynamik“. 3. Auflage, de Gruyter (2002).
- [Kad09] O. KADRI et al.: „Incorporation of the Goudsmit-Saunderson electron transport theory in the Geant 4 Monte Carlo code“. In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research B* 267 (2009), 3624-3632.
- [Kla13] C. KLAUSER: „High Precision Neutron Polarization For PERC“. Dissertation, Universität Wien, 2013.
- [Kob73] M. KOBAYASHI und T. MASKAWA: „CP Violation in the Renormalizable Theory of Weak Interaction“. In: *Progress of Theoretical Physics* 49,2 (1973), 652-657.
- [Kon12] G. KONRAD: „Neutron Decay with PERC: exploring the properties of fundamental interactions“. In: *Proceedings of the 5th European Conference on Neutron Scattering Journal of Physics* 340 (2012), 012048.
- [Kre05] M. KREUZ: „A measurement of the antineutrino asymmetry B in free neutron decay“. In: *Physical Review B* 619 (2005), 263-270.
- [Kuc99] H. KUCHLING: „Taschenbuch der Physik“. 16. Auflage, Fachbuchverlag Leipzig, 1999.
- [Lan16] I. LANGMUIR: „THE CHARACTERISTICS OF TUNGSTEN FILAMENTS AS FUNCTIONS OF TEMPERATURE“. In: *Physical Review* 7 (1916), 302-330.

Literatur

- [Law67] R. W. LAWSON et al.: „properties of titanium-molybdenum alloy wire as a source of titanium for sublimation pumps“. In: Vacuum 17, 4 (1967), 205-209.
- [Leo94] R. LEO: „Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments, A how-to Approach“. 2. überarbeitete Auflage, Springer-Verlag, 1994.
- [Les14] KURT J. LESKER COMPANY:
http://www.lesker.com/newweb/vacuum_pumps/ionpump_gamma_ionpump_tisub.cfm
(11.09.14).
- [Lub83] M. S. LUBELL: „EMPIRICAL SCALING FORMULAS FOR CRITICAL CURRENT AND CRITICAL FIELD FOR COMMERCIAL NbTi“. In: IEEE TRANSACTIONS ON MAGNETICS 19, 3 (1983), 754-757.
- [Mai10] R. MAIX: Persönliche Mitteilung, 2010.
- [Mai11] R. K. MAIX et al.: „Design of a superconducting magnet system for investigations of neutron decays“. ATI Superconductivity seminar 05.02.2011.
- [Mal73] M. D. MALEV et al.: „Built-in getter-ion pumps“. In: Vacuum 23, 11 (1973), 403-409.
- [Mar06] W. J. MARCIANO und A. SIRLIN: „Improved Calculation of Electroweak Radiative Corrections and the Value of V_{ud} “. In: Physical Review Letters 96, 3 (2006), 032002.
- [Mär06] B. MÄRKISCH: „Das Spektrometer PERKEO III und der Zerfall des freien Neutrons“. Dissertation, Universität Heidelberg, 2006.
- [MAT14] WOLFRAM MATHEMATICA®:
<http://www.wolfram.com/mathematica/> (10.09.2014).
- [McC65] G. M. McCracken et al.: „Titanium Filaments for Sublimation Pumps“. In: Journal of Vacuum Science and Technology, 3, (1966), 96-98.
- [Mes11] H. MEST: „Measurement of the β -Asymmetry in the Decay of Free Polarized Neutrons with the Spektrometer PERKEO III“. Dissertation, Universität Heidelberg, 2011.
- [Mez72] F. MEZEI: „Neutron Spin Echo: A New Concept in Polarized Thermal Neutron Techniques“. In: Z. Physik 255 (1972), 146-160.
- [MLZ14] HEINZ MAIER-LEIBNITZ ZENTRUM:
<http://www.mlz-garching.de/instrumente/teilchenphysik/mephisto.html> (11.09.14).
- [Muk03] S. MUKHOPADHYAY: „Plastic gamma sensors: an application in detection of radioisotopes“. SPIE Annual Meeting San Diego (2003).
- [Mum14] H. P. MUMM et al.: „A New Limit on Time-Reversal Violation in Beta Decay“. In: e-Print arXiv: 1104.2778v2 [nucl-ex].
- [Mun13] D. MUND: „Determination of the Weak Axial Vector Coupling $\lambda = g_a/g_v$ from a Measurement of the β -Asymmetry Parameter A in Neutron Beta Decay“. In: Physical Review Letters 110 (2013), 172502.
- [Nak10] K. NAKAMURA et al.: (Particle Data Group): „Review of Particle Physics“. In: Journal of Physics G 37, 075021.
- [Oer14] OERLIKON LEYBOLD VACUUM:
https://leyboldproducts.oerlikon.com/products/produktkatalog_03.aspx?cid=20_30_0_30
(11.09.2014).
- [OHa03] J. O. O'HANLON: „A User's guide to Vacuum Technology“. 3. Auflage, Wiley, 2003.

- [Oli14] K. A. OLIVE et al. (Particle Data Group). Chin Phys. C38, 09000 (2014).
- [Pan05] L. PANDOLA: „Penelope Physics“. Stand: 01.06.2003.
<http://geant4.cern.ch/G4UsersDocuments/UsersGuides/PhysicsReferenceManual/html/node64.html> (12.10.2014).
- [PER12] PERC COLLABORATION: „Superconducting Magnet System for the Project PERC“. Technical Specification (14.05.2012).
- [Pfe08] PFEIFFER VACUUM: „Cold Cathode Gauge –IKR060“. Betriebsanleitung, 2008.
- [Pfe14a] PFEIFFER VACUUM: <http://www.pfeiffer-vacuum.com/products/turbopumps/hybrid-bearing/hipace-800/onlinecatalog.action> (11.09.2014).
- [Pfe14b] PFEIFFER VACUUM: <http://www.pfeiffer-vacuum.de/productPdfs/V8SACSTRFF.de.pdf> (11.09.2014).
- [Pfe14c] PFEIFFER VACUUM: <http://www.pfeiffer-vacuum.de/produkte/turbopumpen/hybridgelagert/hipace-700/onlinecatalog.action> (11.09.2014).
- [Pfe14d] PFEIFFER VACUUM: <http://www.pfeiffer-vacuum.de/productPdfs/PTR18751.de.pdf> (11.09.2014).
- [Pfe14e] PFEIFFER VACUUM: <http://www.pfeiffer-vacuum.de/productPdfs/PTG25306.de.pdf> (11.09.14).
- [Pla14] PLANSEE: <http://www.plansee.com/de/Werkstoffe-Wolfram-403.htm> (13.09.2014).
- [Pre92] W. H. PRESS: „NUMERICAL RECIPES in C“. Cambridge University Press, 1992.
- [RAD14] ESRF RADIA: <http://www.esrf.eu/Accelerators/Groups/InsertionDevices/Software/Radia> (10.09.2014).
- [Reb14] N. REBROVA: „Development of a non-depolarizing neutron guide for PERC“. Dissertation, Universität Heidelberg, 2014.
- [Roi12] C. ROICK: „Untersuchungen zur Elektronendetektion in Neutronenzerfallsexperimenten“. Masterarbeit, Universität Heidelberg, 2012.
- [Roi14] C. ROICK: Dissertation in Vorbereitung, Universität Heidelberg, 2014.
- [Rot91] A. ROTH: „vacuum technology“. 3. überarbeitete und verlängerte Auflage, North-Holland, 1991.
- [Rut99] S. L. Rutherford: „Miniature Sputter-Ion Pump Design Considerations“. In: NASA/JPL Miniature Vacuum Pumps Workshop, 20-21 Juli 1999.
- [Sch91] W. SCHRÖTER: „Taschenbuch der Chemie“. 15. Auflage, Fachbuchverlag Leipzig, 1991.
- [Sch07] M. SCHUMANN et al.: „Measurement of the Neutrino Asymmetry Parameter B in Neutron Decay“. In: Physical Review Letters, 99 (2007), 191803.
- [Sch08] M. SCHUMANN et al.: „Measurement of the Proton Asymmetry Parameter in Neutron Beta Decay“. In: Physical Review Letters, 100 (2008), 151801.
- [Ser98] A. P. SEREBROV et al.: „Measurement of the antineutrino escape asymmetry with respect to the spin of the decaying neutron“. In: Journal of Experimental and Theoretical Physics 86,6 (1998), 1074-1082.
- [Str78] C. STRATOWA et al.: „Ratio $|g_A/g_V|$ derived from the proton spectrum in free-neutron decay“. In: Physical Review D, 18, 11 (1978), 3970-3979.

Literatur

- [Swe61] D. R. SWEETMAN: „THE ACHIEVEMENT OF VERY HIGH PUMPING SPEEDS IN THE ULTRA HIGHVACUUM REGION“. In: Nuclear Instruments and Methods 13 (1961), 317-320.
- [Umr07] W. UMRATH: „FUNDAMENTALS OF VACUUM TECHNOLOGY“. In: Oerlikon Leybold Vacuum Katalog (2007), Kat.-Nr.: 19990.
- [Wan12] X. WANG: „The Free Neutron β -Decay: A Powerful Tool for the Investigation in Particle Physics“. Dissertation, Universität Wien, 2012.
- [Wan13] X. WANG et al.: „RxB Drift Momentum Spectrometer“. In: Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A 701 (2013), 254-261.
- [Web14] G. WEBER: „X-Ray attenuation & absorption calculator“. http://web-docs.gsi.de/stoe_exp/web_programs/x_ray_absorption/index.php, 17.07.2014.
- [Wet14] WETTERNETZWERK-STATION 69124 HEIDELBERG:
http://www.wetter.com/wetter_aktuell/wetternetzwerk/station/1269/statistiken/2014/07/?parameter=pressure (12.09.2014).
- [Wie05] F. E. WIETFELDT: „A Backscatter Supressed Beta Spectrometer“. In: Nuclear Instruments and Methods A 538 (2005), 574-591.
- [Wil82] D. H. WILKINSON: „ANALYSIS OF NEUTRON β -DECAY“. In: Nuclear Physics A 377 (1982), 474-504.
- [Wu57] C. S. WU et al.: „Experimental Test of Parity Conservation in Beta Decay“. In: Physical Review 105, 4 (1957), 1413-1415.
- [Zim00] O. ZIMMER et al.: „„aspect“- a new spectrometer for the measurement of the angular correlation coefficient a in neutron beta decay“. In: Nuclear Instruments and Methods A 440 (2000), 548-556.