

Entwurf strahloptischer
Elemente für MESA und
Untersuchung des Einflusses
extremer Strahlleistungen auf
die Strahlqualität und -diagnose

Steffen Heidrich M.Sc.

14. Februar 2019

Eidesstattliche Erklärung

Hiermit erkläre ich, dass ich die vorliegende Dissertation mit dem Thema „Entwurf strahloptischer Elemente für MESA und Untersuchung des Einflusses extremer Strahlleistungen auf die Strahlqualität und -diagnose“ selbstständig und ohne unerlaubte fremde Hilfe angefertigt habe. Es wurden von mir ausschließlich die angegebenen Quellen und Hilfen in Anspruch genommen. Eine Promotionsarbeit über dieses Thema liegt noch nicht vor.

Mainz, den 14. Februar 2019

Steffen Heidrich, M.Sc.

Steffen Heidrich
B2
Institut für Kernphysik
Johann-Joachim-Becher-Weg 45
Johannes Gutenberg-Universität D-55099 Mainz
s.heidrich@uni-mainz.de

Veröffentlichungen

Teilergebnisse aus den Kapiteln 5 und 6 der vorliegenden Arbeit wurden in folgenden Veröffentlichungen vorab publiziert:

S. Heidrich, K. Aulenbacher, S. Donders, A. Nikipelov,

“Irradiation caused performance losses of undulators equipped with $\text{Sm}_2\text{Co}_{17}$ magnets”, Journal of Magnetism and Magnetic Materials, Band 456, S. 204-211, Elsevier (2018)

S. Heidrich, K. Aulenbacher,

“5 MeV-Beam Diagnostics at the Mainz Energy-Recovering Superconducting Accelerator MESA”, IBIC16 Proceedings, Barcelona, Spanien (2016)

Inhaltsverzeichnis

1. Introduction	1
2. Einleitung	3
3. Theoretische Grundlagen	5
3.1. Mainz Energy-Recovering Superconducting Accelerator <i>MESA</i> . . .	5
3.2. Mainzer Mikrotron <i>MAMI</i>	7
3.3. Freie-Elektronen-Laser	9
3.4. Nachweis ionisierender Strahlung	11
3.4.1. Tscherenkowstrahlung	11
3.4.2. Szintillatoren	11
3.5. Phasenraumellipse und Emittanz	12
3.6. Betafunktion und Strahlenvelope	14
3.7. Messung der Emittanz	15
3.8. Monte Carlo-Algorithmen	18
3.9. FLUKA	20
4. Elektromagnete für <i>MESA</i>	21
4.1. 5 MeV-Injektionsbogen	21
4.1.1. 45°-Umlenkdiplane und Merger-Magnete	24
4.1.1.1. Bestimmung der Transfermatrizen	25
4.2. Quadrupolmagnete	29
4.3. Einfluss von Sextupolfehlern auf die Strahlqualität	31
4.4. Unterdrückung von Multipolmomenten in Korrekturdipolen . . .	36
4.5. Zusammenfassung und Diskussion	40
5. Strahldiagnose	41
5.1. Aufbau und Funktionsweise	42
5.1.1. Streukammer und Strahlführungsmagnete	42
5.1.2. Auslese- und Ansteuerungselektronik	44

5.2.	Kalibration	45
5.2.1.	Korrektur der Ereignisrate	45
5.2.2.	Kalibration des Ablenkendipols	46
5.3.	Thermische Belastbarkeit	49
5.3.1.	Expositionsdauer und Diagnosegeschwindigkeit	50
5.3.2.	Temperaturverlauf im Diagnosedraht	54
5.4.	Mögliche Fehlerquellen	63
5.4.1.	Minimale Belichtungszeit	63
5.4.2.	Einfluss des Diagnosedipols auf den Strahldurchmesser	65
5.4.2.1.	Simulation des Diagnosedipols	65
5.4.2.2.	Experimentelle Bestimmung des Dipoleinflusses	67
5.4.3.	Verkipfung des Diagnosedrahts	68
5.4.4.	Einfluss der Drahtstärke	70
5.4.4.1.	Entwicklung neuer Anpassfunktionen unter Berücksichtigung der Drahtstärke	70
5.4.4.2.	Güte der Anpassfunktionen	71
5.4.4.3.	Abhängigkeit der Güte der Anpassfunktionen von der Drahtstärke	73
5.4.5.	Thermische Verformung des Drahts	75
5.4.6.	Weitere Fehlerquellen	76
5.5.	Auswirkung systematischer Fehler auf die Vermessung der Emittanz	77
5.6.	Messung der transversalen Emittanz	81
5.6.1.	Fluoreszenz des Detektorfensters	84
5.7.	Zusammenfassung und Diskussion	88
6.	Sm₂Co₁₇-Undulatormagnete	91
6.1.	Aufbau	92
6.2.	Proben 1.1-1.4: Bestrahlung von vier Hybridundulatoren	95
6.2.1.	Ergebnisse	96
6.3.	Probe 2: Veränderung der Permeabilität eines Kobalt-Eisen Jochs	98
6.3.1.	Ergebnisse	100
6.4.	Probe 3: Gamma-Strahlenresistenz von Sm ₂ Co ₁₇ -Magneten	106
6.4.1.	Ergebnisse	106

6.5. Probe 4: Einfluss von Neutronen auf Strahlenschäden in FELs	110
6.5.1. Ergebnisse	110
6.6. Zusammenfassung und Diskussion	113
7. Fazit und Ausblick	117
Abbildungsverzeichnis	121
Literaturverzeichnis	125
A. Anhang	133
A.1. Ergänzende Abbildungen	133
A.2. Lebenslauf	137
A.3. Veröffentlichungen	138

1. Introduction

The concept of energy-recovering accelerators (ERLs) was first discussed in 1965 and continues to find rising interest for scientific applications in the new century [1, 5]. By combining the advantages of storage rings and linear accelerators, the ERL is capable to provide a low emittance beam with bunch lengths in the range of femtoseconds and virtual beam powers in the order of gigawatts.

Contrary to the lifetime of electrons in storage rings, which can be several hours, the electrons inside an ERL pass the accelerating structures only a very limited number of times. Thus, the beam quality depends mostly on the quality of the electron source.

Today, ERLs are mainly used as powerful free-electron-lasers (FEL) that provide highly brilliant beams [2]. Another application is the operation of internal scattering experiments in which very high luminosities can be achieved due to the fact that the electrons pass the target only once [3].

With increasing beam currents, the radiation contamination of the accelerator and its environment also increases. In particular, magnets and detectors lack an extensive shielding due to their proximity to the beam pipe. Thus, they need to be resistant to ionizing radiation inherently. For example, the maintenance cost at FELs is significantly influenced by the radiation degradation of the commonly utilized NdB undulator magnets [4].

In this work, the development and testing of highly exposed key components, that will be used at high-power accelerators, will be discussed.

Following a short discussion of theoretical basics, the first chapter describes the design, construction and quality management of various electromagnets, which will be used at the Mainz Energy-recovering Superconducting Accelerator *MESA*. Here, a particular focus lies on the determination of disturbing magnetic multipole fields. The impact of sextupole fields on the beam quality of *MESA* is investigated with Monte Carlo simulations and it is concluded that all of the designed magnets are suitable for an application at the accelerator.

Additionally, a conceptual correction dipole, for which *FEMM*-simulations [6] show a significant suppression of multipole errors, will be presented.

In the second chapter a wire-based diagnostics module capable to measure the beam size within a few micrometers for a major part of the power range of *MESA* is discussed. Further considerations and simulations investigate various basic aspects of wire measurements as the heating of the wire and the influence of the wire diameter. The effects of systematic errors on the accuracy of emittance measurements are evaluated with Monte Carlo methods. At the end of the chapter, the operational readiness of the module is shown with an emittance measurement of the 3.5 MeV-beam of the Mainzer Mikrotron *MAMI*. For this purpose, the same quadrupole magnets discussed in the first chapter are used.

In the final chapter, an experiment investigating the radiation resistance of iron dominated magnet yokes and $\text{Sm}_2\text{Co}_{17}$ permanent magnets is described. The experimental set-up includes various samples, which are exposed to the 855 MeV-beam of *MAMI* to evaluate radiation induced changes of their magnetic properties. The observation of changes of the permeability of the magnet yoke leads to a subsequent investigation of multipole field errors caused by asymmetric beam losses. Based on the results, it is concluded that the life time of the investigated components meet the requirements of *MESA* and future ERL-based FELs.

2. Einleitung

Das Konzept eines energierückgewinnenden Beschleunigers (ERL) wurde erstmals 1965 vorgestellt und findet seit der Jahrtausendwende zunehmende Beachtung für wissenschaftliche Anwendungen [1, 5]. Als Chimäre aus Speicherring und Linearbeschleuniger erlaubt der ERL hohe virtuelle Strahlleistungen im Bereich von Mega- bis Gigawatt bei kurzen Bunchlängen (Femto- bis Pikosekunden) und kleinen Emittanzen ($< 1 \mu\text{m rad}$). Aufgrund der kurzen Aufenthaltszeit der Elektronen im Beschleuniger wird die Strahlqualität dabei im Gegensatz zu Speicherringen maßgeblich durch die Teilchenquelle vorgegeben.

ERLs finden heute vor allem Verwendung als leistungsstarke und hochbrillante Freie-Elektronen-Laser (FEL) sowie für den Betrieb interner Streuexperimente [2]. Da ein solches Experiment von jedem Teilchen nur einmal durchlaufen wird, können dabei deutlich höhere Luminositäten erreicht werden als in Speicherringen [3].

Mit dem Erreichen immer höherer Strahlleistungen steigt jedoch auch die Strahlenbelastung des Beschleunigers und seiner Umgebung. Insbesondere Magnete und Detektoren können aufgrund ihrer Nähe zum Strahlrohr nur schlecht abgeschirmt werden. Als Konsequenz ist beispielsweise der Wartungsaufwand an FELs entscheidend durch Strahlenschäden in den häufig verwendeten NdB-Undulatormagneten geprägt [4]. Dementsprechend besteht ein großes Interesse daran, die Strahlenresistenz betroffener Komponenten zu erhöhen.

Auf Basis dieser Problemstellung wird in der folgenden Arbeit das Design wesentlicher und besonders exponierter Beschleunigerkomponenten diskutiert, die für einen Einsatz an Anlagen mit hohen Strahlleistungen bestimmt sind.

Nach einer knappen Diskussion theoretischer Grundlagen wird im ersten Hauptkapitel die Entwicklung, Konstruktion und Qualitätsprüfung verschiedener Elektromagnete für die Strahlführung des Mainz Energy-recovering Superconducting Accelerator *MESA* erörtert. Hier liegt ein besonderes Augenmerk

auf der Untersuchung störender Multipolanteile. Mithilfe einer Monte Carlo Simulation wird die Auswirkung von Sextupolfehlern auf die zu erwartende Strahlqualität von *MESA* quantifiziert und gezeigt, dass die Felder aller untersuchten Magnete innerhalb der Leistungsspezifikationen liegen. Auf Basis von *FEMM*-Simulationen [6] wird abschließend ein Konzept zur Unterdrückung von Multipolfehlern in Korrekturmagneten beschrieben.

Im zweiten Kapitel wird ein drahtbasiertes Diagnosemodul vorgestellt, das in der Lage ist, über große Teile des Leistungsbereichs von *MESA* hinweg die Strahlbreite bis auf wenige Mikrometer genau zu bestimmen. Weiterführende Überlegungen und Simulationen gehen auf diverse Grundaspekte von Drahtmessungen ein, wie die Erhitzung des Drahts und den Einfluss der Drahtstärke. Die Auswirkung systematischer Messfehler auf die Bestimmung der Emittanz wird mithilfe eines Monte Carlo Algorithmus untersucht. Am Ende des Kapitels wird die Betriebsbereitschaft des Moduls anhand einer Emittanzmessung des 3,5 MeV-Strahls des Mainzer Mikrotrons *MAMI* mithilfe der im vorherigen Kapitel untersuchten Quadrupolmagnete demonstriert.

Das letzte Kapitel diskutiert ein Experiment zur Untersuchung der Strahlenresistenz von Magnetjochen und $\text{Sm}_2\text{Co}_{17}$ -Permanentmagneten. Dazu werden verschiedene Proben mit dem 855 MeV-Strahl von *MAMI* bestrahlt und auf eine mögliche Veränderung ihrer magnetischen Eigenschaften hin untersucht. Die dabei erfolgte Beobachtung einer Permeabilitätsänderung im Magnetjoch führt zu der Bestimmung daraus resultierender Feldfehler in Quadrupolmagneten. Auf Basis der Ergebnisse wird abschließend gezeigt, dass die Lebensdauer der Komponenten die Anforderungen von *MESA* und zukünftiger ERL-basierter FELs bei Weitem übertrifft.

3. Theoretische Grundlagen

Obwohl Wert darauf gelegt wurde, alle Ergebnisse und Darstellungen möglichst anschaulich und selbsterklärend zu präsentieren, erscheint es sinnvoll, die wichtigsten theoretischen Kernelemente im Voraus zusammenzufassen. Es findet sich daher im Folgenden eine kurze Abhandlung über die wesentlichen Methoden, experimentellen Voraussetzungen und physikalischen Grundlagen, die in dieser Arbeit Verwendung finden.

3.1. Mainz Energy-Recovering Superconducting Accelerator *MESA*

Der Mainz Energy-Recovering Superconducting Accelerator *MESA* ist ein sich im Bau befindender energierückgewinnender Beschleuniger, der nach seiner Fertigstellung in der Lage sein wird, einen polarisierten Elektronenstrahl mit einer Energie von 105 MeV und einem Strom von 1 mA zu erzeugen. Die Verwendung einer Elektronenquelle mit höherer Spannung könnte in einem weiteren Ausbauschnitt die Erzeugung eines unpolarisierten Strahls mit einem Maximalstrom von 10 mA ermöglichen. Zusätzlich dient ein nicht-energieerückgewinnender Modus zur Bereitstellung polarisierter Elektronen mit einer Energie von 155 MeV und einem Strom von 150 μ A.

Der Aufbau der Anlage ist in Abbildung 3.1 dargestellt und zeigt alle wesentlichen Elemente, die zur Beschleunigung und zum Strahltransport benötigt werden. Der Elektronenstrahl wird mithilfe einer 100 keV-Photoquelle erzeugt und von einem normalleitenden Vorbeschleuniger auf 5 MeV beschleunigt. Anschließend wird der Strahl über einen 180°-Injektionsbogen in den Hauptbeschleuniger eingefädelt, wo seine Energie von zwei supraleitenden Strukturen in 25 MeV-Schritten bis auf den Maximalwert angehoben wird [3].

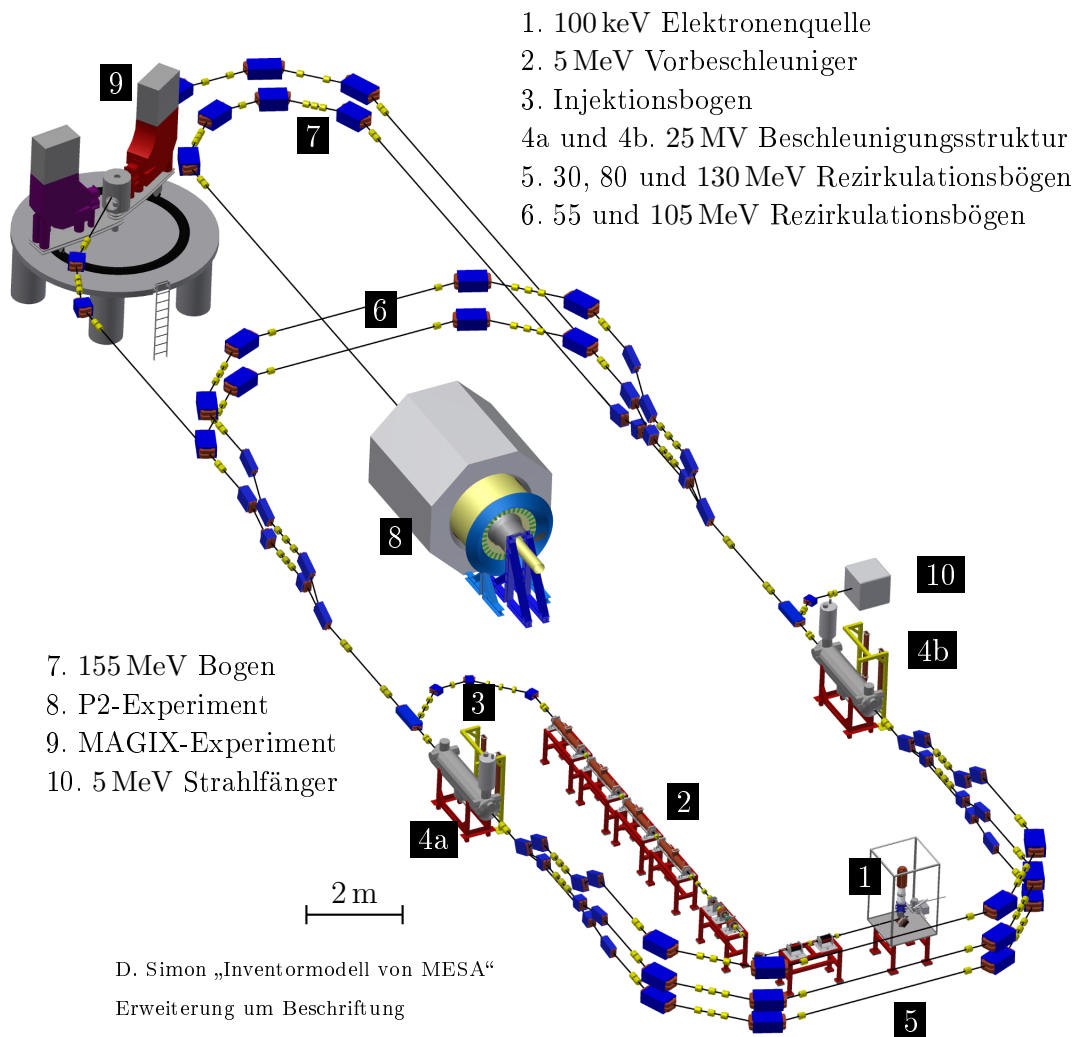


Abbildung 3.1. – Aufbau des Mainz Energy-Recovering Superconducting Accelerator *MESA*. Der Elektronenstrahl wird nach der Vorbeschleunigung mit einer Energie von 5 MeV über den Injektionsbogen in den Hauptbeschleuniger gelenkt, wo seine Energie mithilfe zweier supraleitender Beschleunigungsstrukturen auf bis zu 155 MeV angehoben wird. Der Beschleuniger wird im energierückgewinnenden Modus (ERL) in der Lage sein, polarisierte Elektronen mit einer Energie von 105 MeV bei einem Strahlstrom von 1 mA zu erzeugen. Im nicht-energieerückgewinnenden Modus werden Ströme von bis zu 150 μA bei einer maximalen Energie von 155 MeV erreicht. Die an *MESA* stattfindenden Experimente sind das P2-Experiment zur Vermessung der Paritätsverletzung bei der elastischen Streuung polarisierter Elektronen an unpolarisierten Atomkernen und das MAGIX-Experiment, an dem unter anderem nach dunkler Materie gesucht werden soll.

Um die Energie des Strahls zurückzugewinnen, wird ausgenutzt, dass nach Durchlaufen des MAGIX-Experiments — das im Wesentlichen aus einem internen Wasserstofftarget besteht — nur ein Bruchteil der hochenergetischen Elektronen verloren geht. Alle übrigen Elektronen werden mit einem Phasenversatz von einer halben Beschleunigungswellenlänge erneut in die 25 MV-Strukturen gelenkt. Durch den Phasenversatz werden die Teilchen nun jedoch von der Beschleunigungsstruktur abgebremst und geben ihre Energie an das elektromagnetische Feld zurück. Auf diese Weise hält sich der Hauptbeschleuniger nach dem Anfahren größtenteils selbst in Betrieb und es muss im Wesentlichen nur die Leistung zum Betrieb des Vorbeschleunigers und der Kryoanlage aufgebracht werden. Im Gegensatz dazu wird bei konventionellen Linearbeschleunigern die gesamte Strahlleistung nach Durchlaufen des Experiments in einem Strahlfänger in Wärme umgesetzt.

3.2. Mainzer Mikrotron *MAMI*

Das Mainzer Mikrotron *MAMI* ist ein Linearbeschleuniger, an dem sich mithilfe einer Negative-Elektronenaffinität-Photoquelle polarisierte Elektronen mit einem Strahlstrom von einigen 100 μA erzeugen lassen [7]. Alternativ liefert eine thermionische Bariumoxidkathode unpolarisierte Elektronen mit Strömen von bis zu 100 μA . Beide Elektronenquellen erlauben zudem die Erzeugung von Diagnosepulsen mit Frequenzen im Kilohertzbereich bei Pulsströmen von einigen 100 μA [7, 9].

Der Beschleuniger erreicht eine Maximalenergie von 1,5 GeV [8] und befindet sich aus strahlenschutztechnischen Gründen in mehreren unterirdischen Hallen. Ein Teil dieses Komplexes wird um eine zusätzliche Experimentierhalle erweitert und für den Bau von *MESA* zur Verfügung gestellt. Nach Fertigstellung des ERLs ist der parallele Betrieb beider Anlagen vorgesehen.

Abbildung 3.2 zeigt den Aufbau von *MAMI* und den geplanten Aufbau von *MESA*. Die Erzeugung der Elektronen erfolgt an Position 1 in der 100 keV-Quelle. Anschließend werden die Teilchen nach Durchlaufen eines Chopper-Buncher-Systems auf 3,5 MeV vorbeschleunigt und in das erste Rennbahnmikrotron gelenkt. Hier erfolgt ein Energiehub auf 14,5 MeV. Über drei weitere Mikrotrone lassen sich nachfolgend sukzessive die Energien 183, 855 und

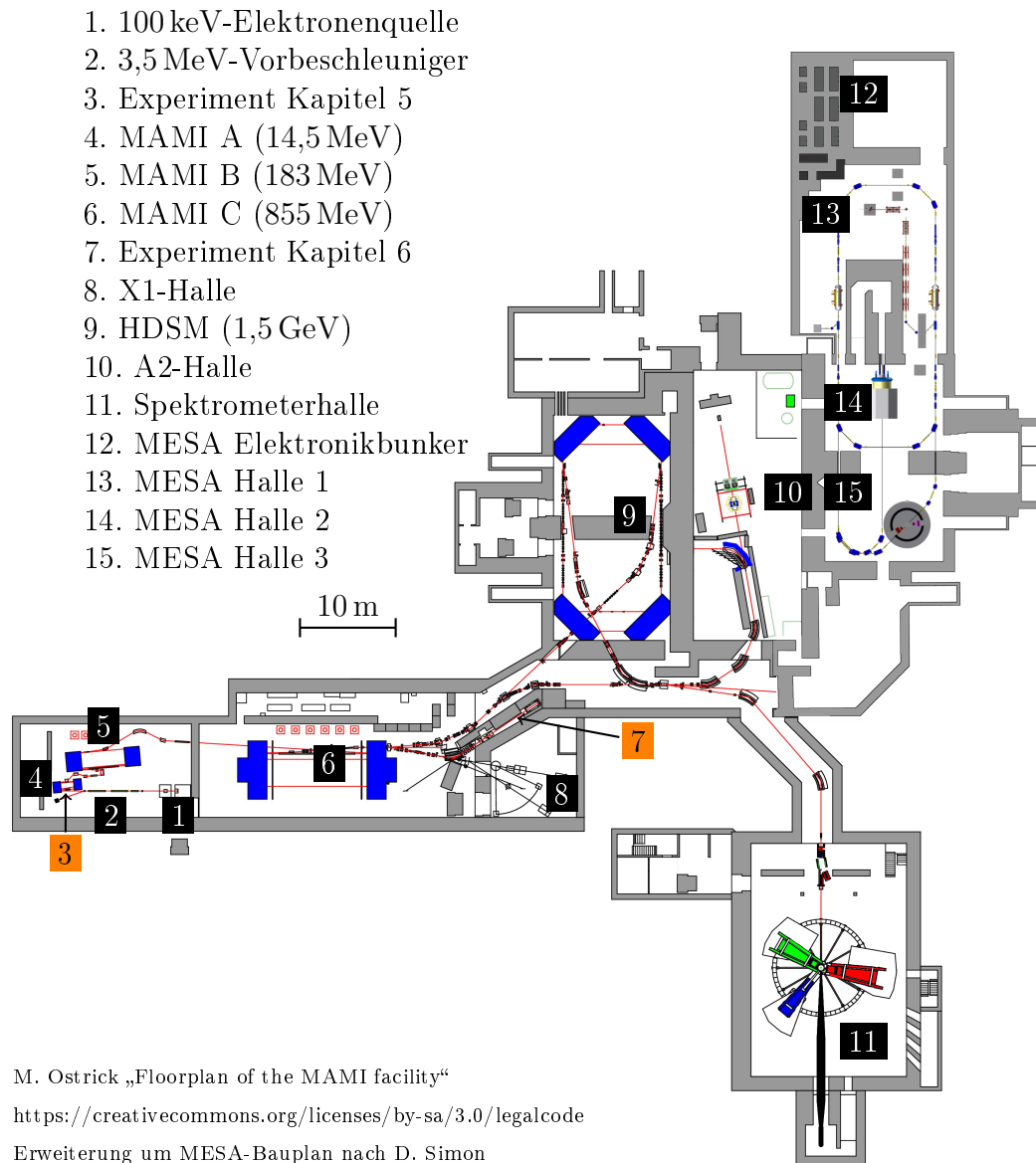


Abbildung 3.2. – Aufbau des Mainzer Mikrotrons *MAMI* und des geplanten Beschleunigers *MESA*. Der Elektronenstrahl wird durch die vier abgebildeten Rennbahnmikrotrone schrittweise auf eine Energie von 1508 MeV beschleunigt. Mithilfe einer NEA-Photoquelle und einer Bariumoxidquelle lassen sich dabei sowohl Experimente mit polarisierten als auch mit unpolarisierten Elektronen durchführen. Im Vergleich zu *MESA* fällt ein deutlicher Größenunterschied auf, was an der etwa zehnmal höheren Maximalenergie von *MAMI* und den supraleitenden Beschleunigungsstrukturen von *MESA* liegt. Die Positionen der für diese Arbeit durchgeführten Experimente sind orange markiert.

1508 MeV erreichen, wobei zu jeder Energiestufe mindestens ein Experimentierplatz bereitsteht.

Mithilfe komplexer Regelmechanismen wird die Position des Strahls permanent überwacht und transversale Schwankungen auf wenige Mikrometer beschränkt. Die normierte Strahlemittanz beträgt weniger als $1 \mu\text{mrad}$ bei einer Energiedispersion unterhalb von $0,1 \%$ [10, 11].

Aufgrund der hohen und kontinuierlichen Strahlleistung lassen sich an *MAMI* ähnliche Bedingungen schaffen, wie sie bei energierückgewinnenden Beschleunigern zu erwarten sind. Es bietet sich daher an, den Beschleuniger zum Testen von Komponenten zu nutzen, die für den Betrieb an ERLs vorgesehen sind. Entsprechende Experimente wurden für diese Arbeit durchgeführt und werden in den Kapiteln 5 und 6 besprochen.

3.3. Freie-Elektronen-Laser

Freie-Elektronen-Laser (FEL) werden zur Erzeugung kohärenter und hochbrillanter Synchrotronstrahlung genutzt, mit der sich kontinuierliche Laserleistungen im Kilowattbereich erreichen lassen [12]. Sie finden insbesondere in der Wissenschaft Verwendung, zeigen jedoch auch großes Potential für zukünftige industrielle Anwendungen. Die Funktionsweise eines FEL ist in Abbildung 3.3 dargestellt und basiert auf der periodischen Ablenkung eines hochenergetischen Elektronenstrahls in einer Undulatorsektion.

Die Länge des Undulators ist dabei groß genug, um über die Wechselwirkung der Synchrotronstrahlung mit dem Elektronenstrahl ein Microbunching der Elektronenpakete zu erzeugen. Abhängig von der Periode des Undulators λ_U ergibt sich so ein enger Wellenlängenbereich in dem sich die Amplituden der emittierten Wellenzüge addieren. Als Resultat wächst die Intensität der Synchrotronstrahlung quadratisch mit der Anzahl an Elektronen.

Die Strahlung wird aufgrund relativistischer Effekte stark kollimiert in Bewegungsrichtung des Teilchenstrahls emittiert. Ihre Wellenlänge lässt sich über Gleichung 3.2 berechnen [13] und liegt bei heutigen Beschleunigern im Bereich von 10^{-10} bis 10^{-2} m. Dabei ist γ_L der Lorentzfaktor, e die Elementarladung, B_0 die Amplitude des Magnetfelds, m_e die Elektronenmasse und c die Lichtgeschwindigkeit.

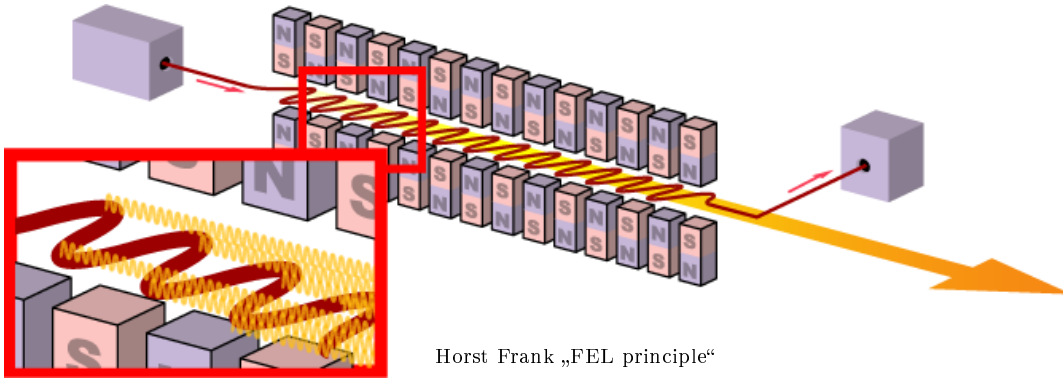


Abbildung 3.3. – Funktionsweise eines Freie-Elektronen-Lasers. Ein hochbrillanter Elektronenstrahl wird mit relativistischer Geschwindigkeit durch eine Undulatorsektion geleitet. Die resultierende Oszillation der geladenen Teilchen führt zur Emission kohärenter Synchrotronstrahlung innerhalb eines engen Kanals in Bewegungsrichtung des Strahls.

$$\lambda_r = \frac{\lambda_U}{2\gamma_L^2} \left(1 + \frac{K^2}{2} \right) \quad (3.1)$$

$$K = \frac{eB_0\lambda_U}{2\pi m_e c} \quad (3.2)$$

Mithilfe energierückgewinnender Beschleuniger könnten zukünftig kontinuierliche Laserleistungen von bis zu 100 kW erzeugt werden [12, 14]. Grundlage hierfür ist jedoch eine entsprechende Steigerung des Elektronenstroms, was wiederum zu einem erhöhtem Wartungsaufwand durch Strahlenschäden an sensiblen Beschleunigerkomponenten führt. Ein Teilaspekt dieses Problems wird in Kapitel 6 unter Betrachtung der Strahlenresistenz von Permanentmagneten genauer untersucht.

Die Verwendung von *MESA* als FEL könnte unter anderem als Grundlage zum Betrieb einer Gammastrahlungsquelle dienen. Auf diese Weise ließe sich ein stark kollimierter Gammastrahl mit Photonenergien im Bereich einiger MeV erzeugen [15]. Obwohl prinzipiell alles dafür spricht, dass sich ERLs auf diese Weise einsetzen lassen, steht ein experimenteller Nachweis dafür noch aus. Eine explorative Umsetzung an *MESA* würde das Konzept daher auch für andere energierückgewinnende Beschleuniger wie den GeV-ERL *PERLE* [16] interessant machen.

3.4. Nachweis ionisierender Strahlung

Um ionisierende Strahlung mithilfe eines Photodetektors nachweisen zu können, ist es nötig, die Energie der Strahlung in für den Detektor sichtbares Licht umzuwandeln.

3.4.1. Tscherenkowstrahlung

Bewegen sich geladene Teilchen durch ein lichtdurchlässiges Dielektrikum schneller als mit der Lichtgeschwindigkeit des Mediums, wird Tscherenkowstrahlung emittiert. Die Erzeugung des Lichts geschieht dabei durch die kurzzeitige Polarisation von Atomen entlang der Flugbahn der Teilchen. Bei Geschwindigkeiten oberhalb der Lichtgeschwindigkeit können die erzeugten elektromagnetischen Wellen nicht mehr durch die Polarisation benachbarter Atome ausgeglichen werden und es kommt zu einer zumeist bläulichen Lichterscheinung. Die Strahlungsrichtung θ lässt sich, wie in Gleichung 3.3 [17] dargestellt, durch einen Mach-Kegel ausdrücken und hängt von der Lichtgeschwindigkeit im Medium c' und der Geschwindigkeit v des Teilchens ab.

$$\cos \theta = \frac{c'}{v} \quad (3.3)$$

$$\frac{\partial^2 N}{\partial \omega \partial x} = \frac{z^2 \alpha}{c} \sin^2 \theta \quad (3.4)$$

Die Zahl der entstehenden Photonen N lässt sich über Gleichung 3.4 [18] berechnen. Dabei ist z die Ladung des Teilchens in Einheiten der Elementarladung, ω die Kreisfrequenz des emittierten Lichts, x die zurückgelegte Wegstrecke und α die Feinstrukturkonstante. Der in Kapitel 5 diskutierte Detektor verwendet Wasser als sensitives Medium. Die daraus resultierende Energieuntergrenze zur Erzeugung von Tscherenkowstrahlung ergibt sich für Elektronen zu 262 keV.

3.4.2. Szintillatoren

In einem Szintillator wird die Stoßenergie ionisierender Strahlung in zumeist sichtbares oder ultraviolettes Licht umgewandelt. Dieser Effekt wird in anorganischen Szintillatoren durch die Anregung eines Aktivators und in organischen

Szintillatoren durch die Anregung von Fluoreszenzstoffen erzielt. Die Ausbeute des Lichts ist dabei direkt proportional zu der insgesamt aufgenommenen Energie und bewegt sich üblicherweise im Bereich von 10^4 Photonen pro MeV [19].

3.5. Phasenraumellipse und Emittanz

Um Vorhersagen über das Verhalten von Teilchenstrahlen in Beschleunigern treffen zu können, ist es notwendig, einen Formalismus zu definieren, mit dem sich der Zustand aller Teilchen beschreiben lässt und der es erlaubt, die Auswirkung verschiedener Beschleunigerelemente auf den Teilchenstrahl zu berechnen. Herleitungen entsprechender Formalismen finden sich in gängiger Literatur [20, 23], weswegen im Folgenden nur die für diese Arbeit relevanten Kernaussagen wiedergegeben werden sollen.

Jedem Teilchen lässt sich ein Phasenraumvektor $\vec{X} = (x, x', y, y', \phi, \Delta p/p)$ zuweisen, der seine Position im Teilchenpaket (Bunch) eindeutig definiert. Dieser Vektor beschreibt die relative Position des Teilchens in Bezug zu dem Sollteilchen des Bunches und beinhaltet die transversalen Abstände x und y , die Winkelablagen x' und y' , die longitudinale Phasenablage ϕ und die relative Impulsablage $\Delta p/p$. Die Dimension des durch alle Teilchen aufgespannten Phasenraums kann durch weitere Zustandsbeschreibungen wie zum Beispiel den Spin erweitert werden. Üblicherweise werden derartige Erweiterungen jedoch separat behandelt und sollen auch an dieser Stelle nicht in die Betrachtung mit einfließen.

Die Transformation eines Phasenraumvektors durch ein Element des Beschleunigers lässt sich über die Betrachtung der magnetischen und elektrischen Felder des jeweiligen Elements bestimmen und kann mittels Matrixmultiplikation $\vec{X}_1 = \mathbf{R} \cdot \vec{X}_0$ dargestellt werden. Eine Schwierigkeit bildet die Transformationen durch nichtlineare Felder, wie sie zum Beispiel durch Magnete höherer Ordnung (>Quadrupol) erzeugt werden. Hier erfolgt die Transformation entweder durch die Verwendung von speziellen Matrizen höherer Ordnung [24] oder durch die Betrachtung jedes einzelnen Vektoreintrags [20]. Letztere Methode findet unter anderem eine entsprechende Anwendung bei der Untersuchung von Sextupolfehlern in Kapitel 4.

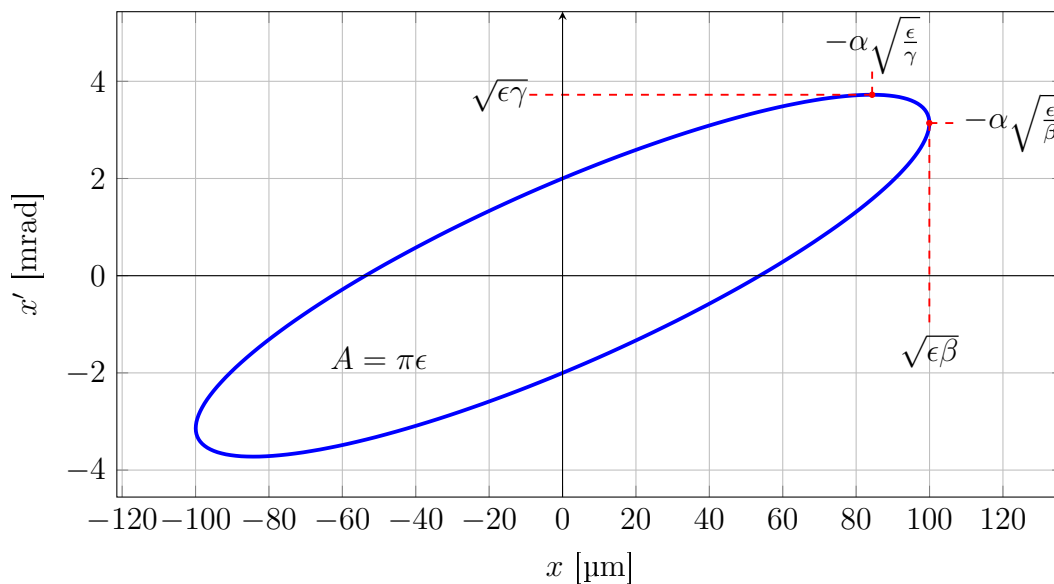


Abbildung 3.4. – Beispielhafte Darstellung einer Phasenraumellipse des $\{x, x'\}$ -Unterraums. Bei einer Entkopplung vom restlichen sechsdimensionalen Phasenraum bleibt die Fläche der Ellipse unter allen konservativen Transformationen erhalten und entspricht $A = \pi\epsilon$. Die Form der Ellipse wird dabei über die transformierbaren Twissparameter α , β und γ definiert.

Die Betrachtung einzelner Phasenraumvektoren liefert jedoch nur bedingt Aussagen über die Gesamtheit aller Teilchen, da ihre Anzahl pro Bunch üblicherweise zu hoch ist, um die Transformation des gesamten Ensembles mit einem vertretbaren Rechenaufwand durchzuführen. Auch die Annäherung über eine deutlich kleinere und repräsentative Menge an Teilchen (Tracking) erfordert verhältnismäßig lange Rechenzeiten, die der zügigen Entwicklung strahloptischer Elemente entgegenstehen.

Unter der gängigen Annahme eines normalverteilten Teilchenensembles kann der Matrixformalismus zur Transformation einzelner Teilchen jedoch auf einen Formalismus zur Transformation des durch alle Teilchen aufgespannten Phasenraums erweitert werden. Unter der Voraussetzung einer Normalverteilung des Phasenraums in allen Dimensionen erscheint dabei die zweidimensionale Projektion einer beliebigen Umgebung ellipsenförmig.

Für diese Arbeit sind die Projektionen $\{x, x'\}$ und $\{y, y'\}$ von besonderem Interesse und werden in Kapitel 5 näher behandelt. Abbildung 3.4 zeigt beispielhaft eine typische $\{x, x'\}$ -Phasenraumellipse, die die 1σ -Umgebung der entsprechenden Phasenraumprojektion markiert. Die Form der Ellipse ergibt sich

aus der Ellipsengleichung $\epsilon = \gamma x^2 + \alpha x x' + \beta x'^2$, wobei α , β und γ als *Twissparameter* oder *Courant-Snyder-Parameter* bezeichnet werden [22, 21]. Die Fläche der Ellipse ist bei einer Entkopplung vom restlichen Phasenraum unter allen konservativen Transformationen konstant und entspricht $A = \pi\epsilon$, wobei ϵ Emittanz genannt wird.

$$\mathbf{B}_1 = \mathbf{R} \cdot \mathbf{B}_0 \cdot \mathbf{R}^\top \quad (3.5)$$

$$\mathbf{B}_0 = \begin{pmatrix} \beta_0 & -\alpha_0 \\ -\alpha_0 & \gamma \end{pmatrix} \quad (3.6)$$

Durch eine Transformation der Twissparameter, beispielsweise verursacht durch eine Driftstrecke oder ein Magnetfeld, ändert sich die Form der Ellipse. Der entsprechende Matrixformalismus wird unter anderem in [20] hergeleitet. Das Resultat ist in Gleichung 3.5 dargestellt.

3.6. Betafunktion und Strahlenveloppe

Die räumliche Verteilung eines Teilchenstrahls lässt sich über die Twissparameter $\alpha(s)$, $\beta(s)$ und $\gamma(s)$ sowie die Strahlemittanz ϵ beschreiben und ändert sich aufgrund von Driftstrecken und strahloptischen Elementen mit seiner Position s im Beschleuniger. Von besonderem Interesse ist dabei zumeist das transversale Volumen, das ein definierter Anteil des Teilchenensembles einnimmt. Die Begrenzung dieses Volumens wird als Enveloppe $E(s)$ bezeichnet und kann über Gleichung 3.7 aus der Emittanz und der Betafunktion berechnet werden [20].

$$E(s) = \sqrt{\epsilon\beta(s)} \quad (3.7)$$

$$\beta(l) = \beta_{\text{Fok}} + \frac{l^2}{\beta_{\text{Fok}}} \quad (3.8)$$

Eine beispielhafte Enveloppe ist für einen Strahl mit den Ausgangsparametern $\alpha_0 = 0$, $\beta_0 = 1$ m und $\epsilon = 1$ mm mrad in Abbildung 3.5 dargestellt. Der Strahl wird nach einer Drift von 0,2 m von einem Quadrupol fokussiert und erreicht seinen Fokus bei $s \approx 0,5$ m. Anschließend weitet sich die Enveloppe

auf bis zu 0,9mm auf bevor der Strahl erneut fokussiert wird. Die Aufweitung des Strahls hinter einem Fokus ($\alpha = 0$) kann nach Gleichung 3.8 aus der Driftstrecke l und der Betafunktion β_{Fok} im Fokus berechnet werden. Das Beispiel zeigt, dass die willkürlich anmutenden einzelnen Teilchenbahnen an jeder Position von der eindeutig definierten Enveloppe umhüllt werden.

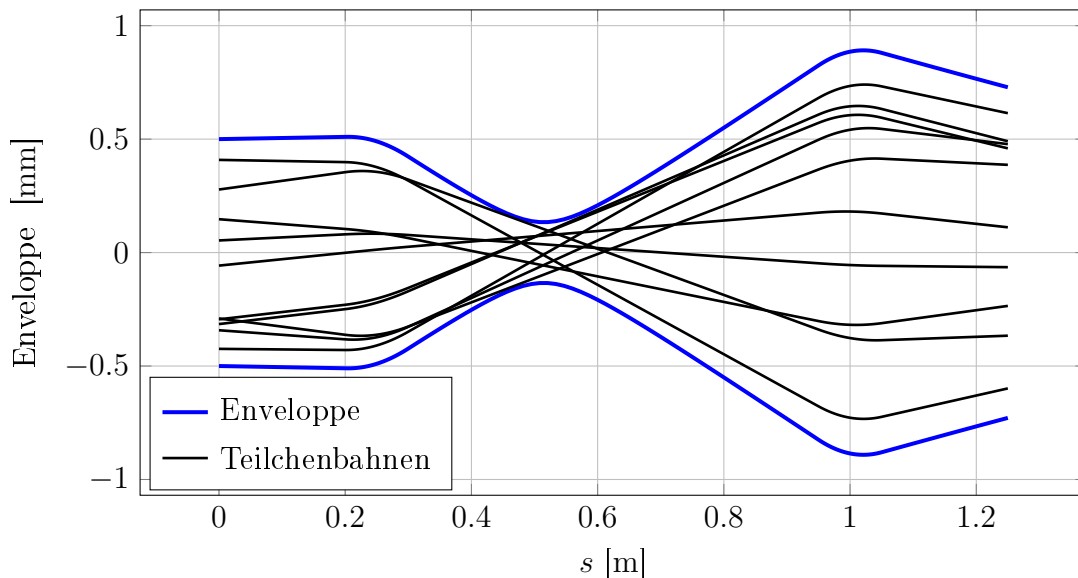


Abbildung 3.5. – Die Enveloppe umhüllt die Bahnen eines definierten Anteils des Teilchenensembles. Sie lässt sich mithilfe strahloptischer Elemente beeinflussen und berechnet sich aus der Betafunktion und der Strahlemittanz. In dem dargestellten Beispiel wird ein Teilchenstrahl an den Positionen $s = 0,2\text{m}$ und $s = 1\text{m}$ von einem Quadrupol fokussiert.

3.7. Messung der Emittanz

Das in dieser Arbeit genutzte Verfahren zur Messung der Emittanz wird als *Quadrupolscan* bezeichnet [25]. Es basiert darauf, dass die Fokussierbarkeit eines Teilchenstrahls von den Twissparametern und der Emittanz abhängt. Ist die Fokussierstärke k des verwendeten Quadrupolmagneten bekannt, lassen sich über die Messung der Strahlbreite Rückschlüsse auf die Strahlparameter an der Position des Magneten ziehen. Der hierfür benötigte Aufbau und einige beispielhafte Enveloppen sind in Abbildung 3.6 skizziert.

Um die Emittanz zu bestimmen, wird zunächst die Strahlbreite für unterschiedliche k -Werte in der Nähe des Strahlfokus gemessen. k ist dabei die Stärke des Quadrupolmagneten und ergibt sich aus der Elementarladung e , dem Teilchenimpuls p und dem Magnetfeldgradienten $\frac{\partial B_y}{\partial x}$ zu $k = \frac{e}{p} \frac{\partial B_y}{\partial x}$. In einem nächsten Schritt werden die Transfermatrix $\mathbf{R}_{\text{Transfer}}$ des Aufbaus und die resultierende Betafunktion $\beta_1(k, \alpha_0, \beta_0, \gamma_0)$ ermittelt. Dabei ist L die Länge der Driftstrecke zwischen Quadrupolmagneten und Monitor und l die effektive Länge des Quadrupolfelds. Aus der Betafunktion ergibt sich über Multiplikation mit der Emittanz, wie in Gleichung 3.12 gezeigt, eine Anpassfunktion für die quadrierte Strahlbreite. Mithilfe dieser Anpassfunktion werden, wie in Abbildung 3.7 gezeigt, die gemessenen Strahlbreiten in Abhängigkeit von der Quadrupolstärke ausgewertet. Aus der Anpassung ergeben sich schließlich die Twissparameter und die Emittanz des Strahls.

$$\mathbf{R}_{\text{Transfer}} = \mathbf{R}_{\text{Quad}} \cdot \mathbf{R}_{\text{Drift}} \quad (3.9)$$

$$\mathbf{B}_1 = \mathbf{R}_{\text{Transfer}} \cdot \mathbf{B}_0 \cdot \mathbf{R}_{\text{Transfer}}^\top \quad (3.10)$$

$$\beta_1(k, \alpha_0, \beta_0, \gamma_0) = \mathbf{B}_1[1, 1] \quad (3.11)$$

$$\sigma_x^2(k, \alpha_0, \beta_0, \gamma_0) = \epsilon \beta_1(k, \alpha_0, \beta_0, \gamma_0) \quad (3.12)$$

$$\mathbf{R}_{\text{Drift}}(L) = \begin{pmatrix} 1 & L \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \quad (3.13)$$

$$\mathbf{R}_{\text{Quad}}(k) = \begin{pmatrix} \cos(\sqrt{k}l) & \frac{1}{\sqrt{k}} \sin(\sqrt{k}l) \\ -\sqrt{k} \sin(\sqrt{k}l) & \cos(\sqrt{k}l) \end{pmatrix} \quad (3.14)$$

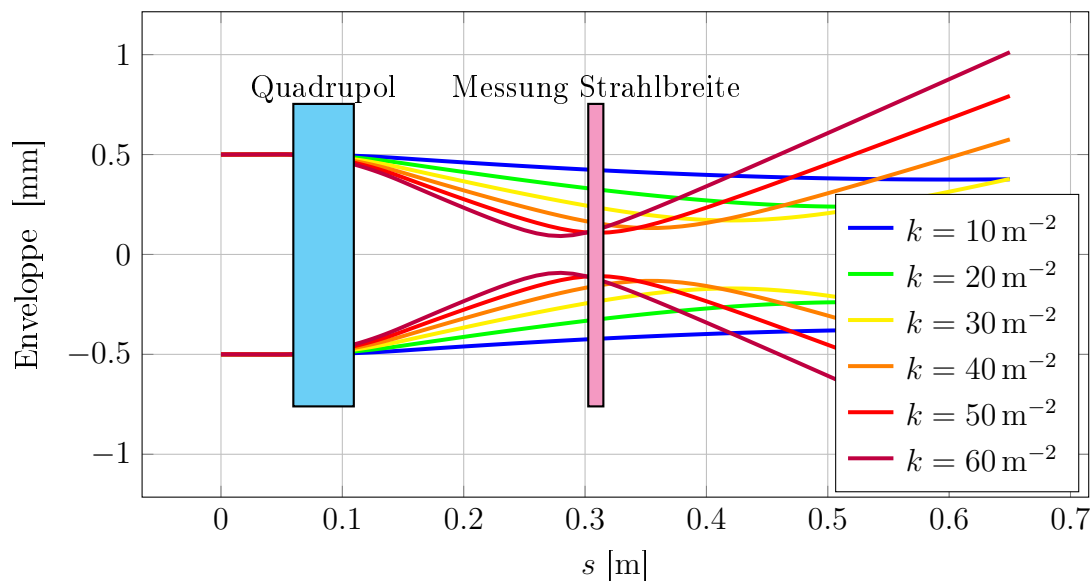


Abbildung 3.6. – Der Aufbau eines Quadrupolscans besteht aus einem Quadrupolmagneten und einem nachfolgenden Monitor zur Messung der Strahlbreite. Mit zunehmender Quadrupolstärke k verschiebt sich der Strahlfokus nach links und wird dabei immer kleiner. Über eine Messung der Strahlbreite können mithilfe des bekannten k -Werts und der Länge der Driftsrecke zwischen Magnet und Monitor Rückschlüsse auf die Strahlparameter gezogen werden.

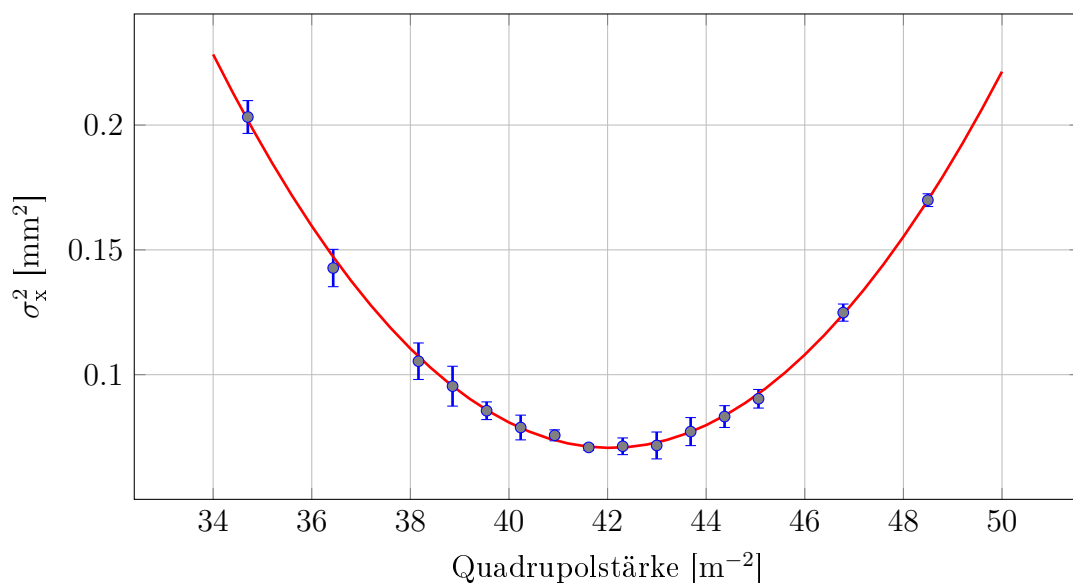


Abbildung 3.7. – Abhängig von der Quadrupolstärke ändert sich die Strahlbreite an der Position des Monitors. Werden die quadrierten Strahlbreiten gegen die Quadrupolstärke aufgetragen, lassen sich die Twissparameter und die Emittanz über die Anpassung einer Transferfunktion bestimmen. Das dargestellte Beispiel zeigt einen in Kapitel 5 genauer diskutierten Messdatensatz.

3.8. Monte Carlo-Algorithmen

Monte Carlo-Simulationen sind ein weit verbreitetes Instrument zur numerischen Berechnung komplexer Systeme, die sich über analytische Verfahren nicht oder nur unter sehr hohem Aufwand lösen lassen [26]. Einige Ergebnisse dieser Arbeit basieren auf der Nutzung solcher Algorithmen, die entweder eigens entwickelt wurden oder in Form von Fremdsoftware vorliegen. In Kapitel 5 wird beispielsweise der Entwurf eines Monte Carlo-Algorithmus beschrieben, mit dem sich die Auswirkung systematischer Fehler auf die Messung der Strahlmittanz berechnen lassen. Die Verteilungen der Dosisleistungen in Kapitel 6 werden mithilfe des Programms *FLUKA* simuliert, das ebenfalls auf dem Monte Carlo Prinzip basiert. Eine weitere Simulation dient in Kapitel 4 zur Darstellung von Strahlverformungen, die durch Feldfehler in Magnetstrukturen verursacht werden.

Das Prinzip von Monte Carlo-Simulationen ist die numerische Auswertung eines makroskopischen Problems durch Zerlegung in mikroskopische und zufällig auftretende Einzelereignisse. Diese abstrakte Definition lässt sich gut anhand eines einfachen Beispiels zur numerischen Berechnung von π verdeutlichen. Abbildung 3.8 zeigt eine zufällige Verteilung an Punkten, die sich innerhalb der Fläche $\{\vec{r} = (x, y) \mid |\vec{r}| \leq 1\}$ befinden. In Blau dargestellt ist hierbei die Anzahl N_{In} der Punkte, die innerhalb des Einheitskreises liegen und für die somit gilt $x^2 + y^2 \leq 1$. Rot dargestellt sind alle restlichen Punkte, die zusammen mit der Menge N_{In} die Gesamtmenge an Punkten N_0 bilden.

$$\frac{A_{\text{Kreis}}}{A_{\text{Eck}}} = \frac{N_{\text{In}}}{N_0} \quad (3.15)$$

$$\frac{\pi}{4} \approx \frac{N_{\text{In}}}{N_0} \quad (3.16)$$

$$\pi \approx \frac{4N_{\text{In}}}{N_0} = \frac{2367}{633} = 3,156 \quad (3.17)$$

In diesem Beispiel ist das makroskopische Problem die Bestimmung der Fläche (oder einer ihr proportionalen Größe), die von dem Kreis mit dem Radius 1 eingenommen wird. Das zufällige mikroskopische Einzelereignis ist die Positionierung eines Punktes innerhalb der definierten Rechteckfläche. Da die Anzahl der Punkte aufgrund ihrer zufälligen Verteilung proportional ist zu der von

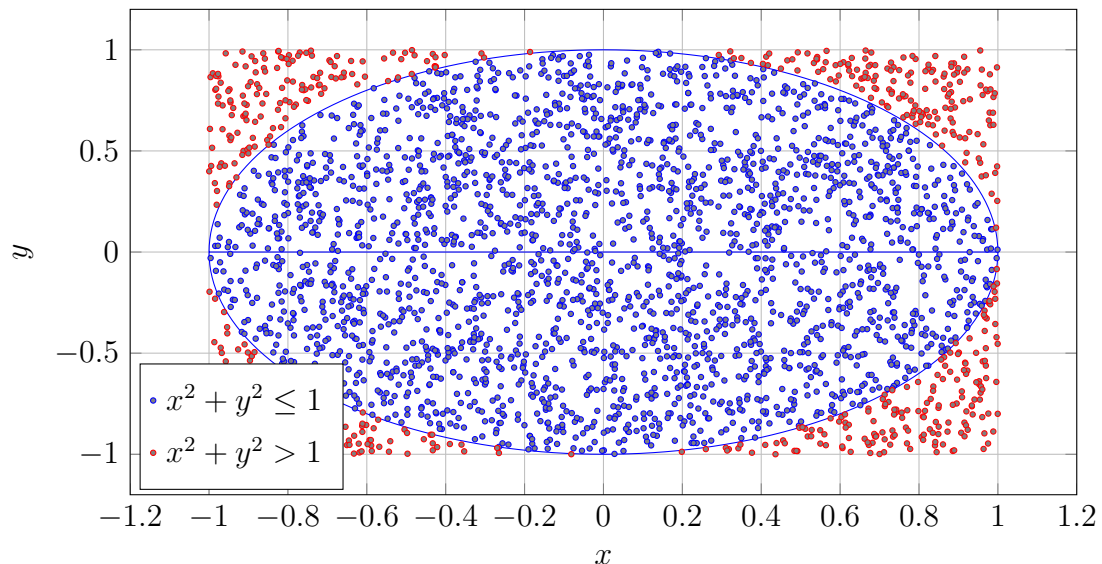


Abbildung 3.8. – Anschauungsbeispiel eines Monte-Carlo-Algorithmus zur numerischen Bestimmung von Pi. Die Punkte werden zufällig über die Fläche $-1 \leq x = y \leq 1$ verteilt. Anschließend wird die Menge an Punkten N_{In} ermittelt, die die Kreisgleichung $x^2 + y^2 \leq 1$ erfüllen, und mit der Gesamtmenge an Punkten N_0 verglichen. Der Wert von Pi berechnet sich somit zu $\pi \approx \frac{4N_{\text{In}}}{N_0}$.

ihnen eingenommenen Fläche, kann, wie in Gleichung 3.17 gezeigt, ein simpler Bezug zwischen der rechteckigen Fläche der Gesamtverteilung A_{Eck} , der Kreisfläche A_{Kreis} und der Menge an Punkten hergestellt werden. Dabei zeigt sich, dass Pi über den Vergleich der Flächen bereits mithilfe weniger tausend Punkte auf $\pm 0,9\%$ genau bestimmt werden kann.

Über die Annäherung eines Teilchenstrahls durch eine repräsentative Anzahl an zufällig verteilten Phasenraumpunkten liefern Monte Carlo Algorithmen ein mächtiges Instrument für alle Probleme, die nicht mithilfe des Matrixformalismus gelöst werden können. Bei der Betrachtung einer kleinen σ -Umgebung können hierzu die Phasenraumpunkte direkt durch einen Zufallsgenerator auf Basis einer Normalverteilung besetzt werden. Sollte die Problemstellung über die Betrachtung weniger σ -Abweichungen hinausgehen, bietet sich die Nutzung einer gleichverteilten Basis an, wobei anschließend die generierten Teilchen entsprechend der Normalverteilung gewichtet werden müssen.

3.9. FLUKA

Die Simulationssoftware *FLUKA* (FLUktuierende KAskade) dient zur Simulation hochenergetischer Teilchen und insbesondere ihrer Streuung an Materie [27]. Das Programm basiert auf einem Monte Carlo-Algorithmus, der die Bewegung einzelner Teilchen durch ein dreidimensionales Modell schrittweise berechnet. Die Schrittweite hängt dabei von diversen Parametern wie der Teilchenart und -energie ab und beträgt in Materie zumeist wenige Mikrometer. Nach jedem Schritt wird dem Teilchen eine Zufallszahl zugeordnet, die bestimmt, ob ein Streuprozess stattfindet. Die Wahrscheinlichkeit seines Zustandekommens wird dabei aus aktuellen *CERN*-Datenbanken abgerufen.

Durch eine vielfache Wiederholung der Simulation ($10^5 - 10^9$) und ein Aufsummieren der resultierenden Energieeinträge und Teilchenspurdichten lassen sich präzise Aussagen über zu erwartende makroskopische Größen wie Ortsdosisleistungen und Isotopenproduktionsraten treffen. Eine Anwendung der Software findet sich unter anderem in Kapitel 6 zur Berechnung von Energieeinträgen in Permanentmagneten.

4. Elektromagnete für *MESA*

Der Betrieb eines Beschleunigers mit kontinuierlichen Strömen von mehreren mA erfordert eine sensible Behandlung der strahlführenden Elemente. Ein wichtiger Aspekt sind hierbei Haloverluste, die durch zu kleine Aperturen und fehlerhafte Magnetfelder begünstigt werden können. Solche Verluste können zum einen, wie in Kapitel 6.5 gezeigt wird, zu weiteren Multipolfehlern in den Magneten und Schäden an der Spulenisolation führen [28], zum anderen verkürzen sie die Lebenszeit von IC-Bauteilen [29] und bergen die Gefahr einer langfristigen Aufaktivierung des Beschleunigers. Eine weitere besondere Herausforderung ist der Bau einer Merger-Sektion, die zum Zusammenführen des vorbeschleunigten 5 MeV-Strahls mit den rezirkulierenden Strahlen des Hauptbeschleunigers dient.

Im Folgenden werden, mit Fokus auf dem Design des 5 MeV-Injektionsbogens, die hierfür entwickelten Konzepte vorgestellt. Dabei soll neben vorrangig wissenschaftlichen Aspekten ein besonderes Augenmerk auf der technischen Umsetzbarkeit liegen.

4.1. 5 MeV-Injektionsbogen

Der Injektionsbogen von *MESA* dient dazu, den mit einer Energie von 5 MeV vorbeschleunigten Elektronenstrahl in den Hauptbeschleuniger einzufädeln, ohne dabei die Trajektorien der höherenergetischen Strahlen ungünstig zu beeinflussen. Die Vereinigung der Strahlen geschieht im letzten Umlenkdiol des Injektionsbogens, weswegen hier besondere Ansprüche an den vereinenden Magneten, auch *Merger* genannt, gestellt werden müssen. Da der Merger den als Achromaten betriebenen Bogen vervollständigt, muss sein Magnetfeld aus Sicht der 5 MeV-Elektronen exakt dem der drei vorhergehenden 45°-Dipole entsprechen. Gleichzeitig muss das System jedoch auch aus Sicht der rezirkulierenden

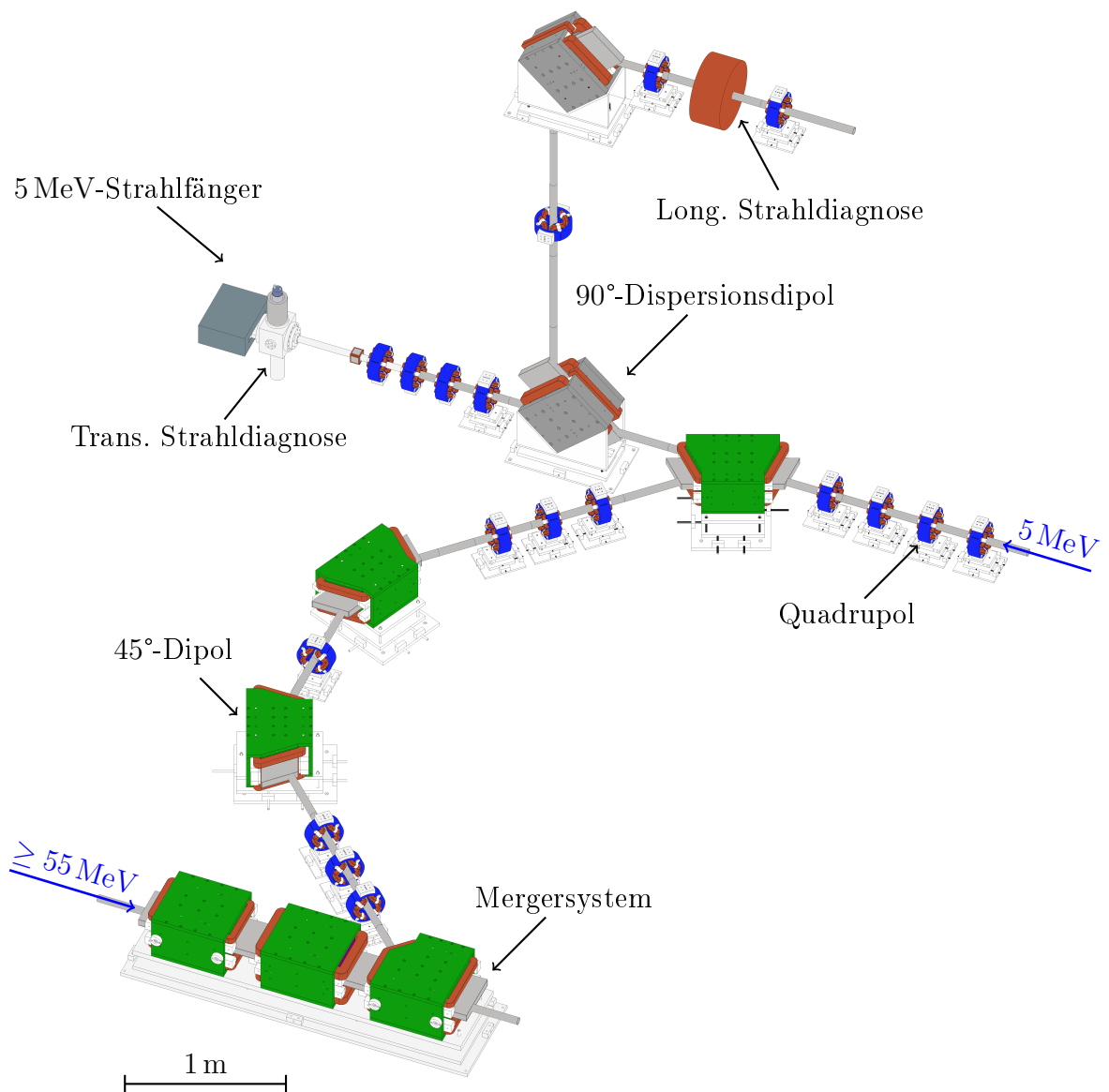


Abbildung 4.1. – Der 5 MeV-Injektionsbogen von *MESA* soll den Elektronenstrahl achromatisch über einen Merger-Magneten in den Hauptbeschleuniger einfädeln. Im Idealfall ist der den Strahl definierende Phasenraum dabei vor dem ersten 45°-Dipol und hinter dem Merger identisch. Auf diese Weise wäre es möglich, mithilfe einer Strahldiagnose zu Beginn des Bogens ein Abbild des Phasenraums direkt vor der ersten Beschleunigungsstruktur zu erhalten.

Strahlen achromatisch sein, damit es nicht zu einer Entparallelisierung der verschiedenen Energiestufen kommt.

Die Bedeutung des achromatischen Aufbaus ist anhand einer Simulation des Injektionsbogens mit *beamoptik* [30] in Abbildung 4.2 dargestellt. Hier zeigt sich, dass mithilfe der symmetrisch angeordneten strahloptischen Elemente eine Wiederherstellung der eingehenden Strahlparameter am Ausgang des Bogens möglich ist.

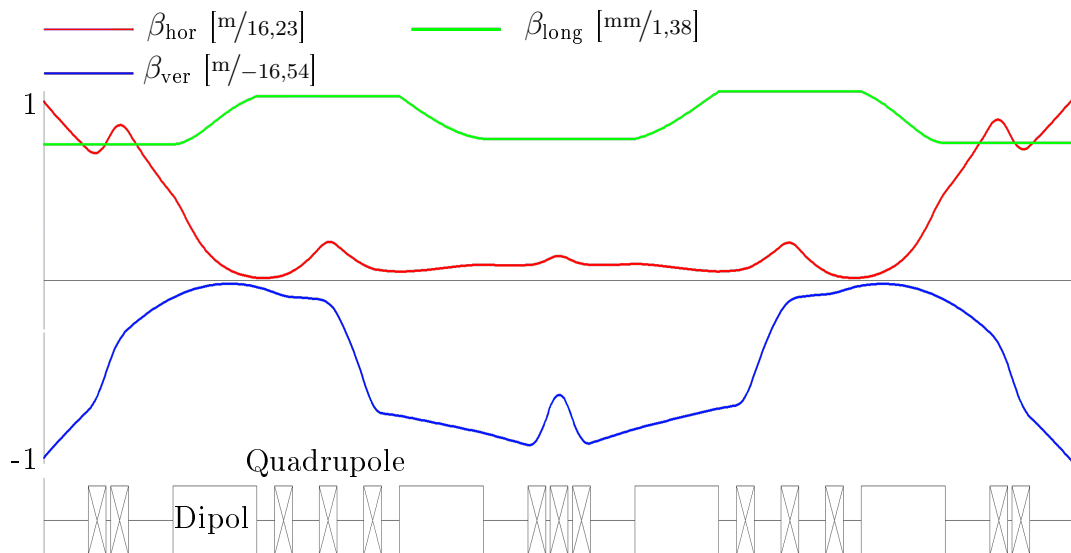


Abbildung 4.2. – Simulation der Betafunktionen im Injektionsbogen mithilfe des Simulationsprogramms *beamoptik*. Entsprechend seines Aufbaus liefert der achromatische Bogen ein spiegelsymmetrisches Bild des Verlaufs der Strahlparameter. Auf diese Weise werden die Parameter des eingehenden Strahls am Ausgang des Bogens wiederhergestellt.

Eine weitere Aufgabe des Injektionsbogens besteht darin, den Phasenraum des Elektronenstrahls vor dem Eintritt in die 25 MV-Beschleunigungsstruktur des Hauptbeschleunigers zu vermessen. Da aus Platzgründen die Aufstellung eines Diagnosesystems hinter dem Merger nicht möglich ist, bietet es sich an, die Messung des Phasenraums zu Beginn des achromatischen Umlenk Bogens durchzuführen.

Der sich aus diesen Anforderungen ergebende Aufbau ist in Abbildung 4.1 dargestellt und wurde bereits auf der *International Beam Instrumentation Conference* 2016 vorgestellt [31]. Zu sehen sind neben den drei 45°-Dipolen die Mergersektion, die zur Strahloptimierung benötigten Quadrupole, die für die Vermessung des longitudinalen Phasenraums nötigen Dispersionsdipole sowie

Tabelle 4.1. – Die Auflistung zeigt die wesentlichen Eckdaten aller diskutierten Magnete. Die genannten Windungszahlen N_{Spule} beziehen sich dabei immer auf eine einzelne Spule des jeweiligen Magneten, die Nennspannung U_{Nenn} bezieht sich hingegen auf den gesamten Magneten.

Magnettyp	Sollfeld/-gradient	Radius/Eff. Länge	N_{Spule}	$U_{\text{Nenn}}[\text{V}]$	$I_{\text{Nenn}}[\text{A}]$
5 MeV-Dipol	50 mT	500 mm	248	2,8	3
5 MeV-Quadrupol	$1,5 \text{ T m}^{-1}$	80 mm	251	7	2
$\geq 30 \text{ MeV}$ -Quadrupol	$1,5 \text{ T m}^{-1}$	200 mm	251	15	2

das zur transversalen Strahldiagnose genutzte System aus Kapitel 5 hinter dem ersten Umlenkdiol. Die Funktionsweise der achromatischen Strahlablenkung und das Design typischer Beschleunigermagnete sind in der Literatur hinlänglich beschrieben [32, 30]. Aus diesem Grund wird im Folgenden das Hauptaugenmerk auf den Besonderheiten und der Feldbeschreibung der entwickelten Magnetsysteme liegen. Die wesentlichen Sollparameter aller diskutierten Magnete sind in Tabelle 4.1 aufgelistet.

4.1.1. 45°-Umlenkdiopole und Merger-Magnete

Bei einem Strom von 10 mA und einer Beschleunigungsfrequenz von 1,3 GHz erreicht *MESA* Bunchladungen von bis zu 7,7 pC. Die Länge der Teilchenpakete liegt dabei in der Größenordnung von einem Millimeter. Die transversale normierte Emittanz beträgt weniger als 1 mm mrad. Die dadurch erreichten Ladungsdichten sind groß genug, um im Injektionsbogen zu einer nicht vernachlässigbaren Vergrößerung der Energiedispersion des Strahls aufgrund von kohärenter Synchrotronstrahlung zu führen.

Neben einer Änderung der Strahlparameter lässt sich die auftretende Energiedispersion δE nur noch durch eine Verringerung des Ablenkradius ρ begrenzen, wobei $\delta E \propto \rho^{1/3}$ gilt [36]. Es muss jedoch beachtet werden, dass der Ablenkradius der Umlenkdiopole identisch sein muss mit dem des Merger-Magneten. Hier führt eine Verringerung des Ablenkradius zu einer Annäherung der Sollbahn an den Polschuhrand. Damit einher geht die Zunahme von Feldfehlern, die wiederum zu einer Verschlechterung der Strahlqualität führen.

Um den beiden gegenläufigen Effekten gerecht zu werden, wurden die 45°-Dipole und der Merger-Magnet, wie in Abbildung 4.3 dargestellt, mit einem Ro-

$$\frac{\delta E}{E_0} = 0,2459 \frac{r_e L_b Q}{e \gamma_L \rho^{2/3} \sigma_s^{4/3}} \quad (4.1)$$

gowskiprofil [37] ausgestattet und es wurde ein Ablenkradius von $\rho = 500$ mm festgelegt. Die daraus resultierende Energiedispersion lässt sich über Gleichung 4.1 [38] berechnen und liegt mit $\Delta E = 518$ eV deutlich unterhalb der erwarteten Energiebreite des vorbeschleunigten Strahls von einigen keV. Dabei ist $E_0 = 5$ MeV die Sollenergie des Strahls, r_e der klassische Elektronenradius, $Q = 7,7$ pC die Gesamtladung des Teilchenpakets, $\rho = 0,5$ m der Ablenkradius, $L_b = \pi\rho$ die Bogenlänge der Gesamtablenkung, e die Elementarladung, $\gamma_L = 10,8$ der Lorentzfaktor und $\sigma_s = 0,8$ mm die Bunchlänge.

Um die Möglichkeit zu gewährleisten, dass die Magnetkammern im aufgebauten Zustand des Bogens ausgeheizt werden können, wurde des Weiteren eine verhältnismäßig große Apertur von 50 mm gewählt.

Der weitere Aufbau der Magnete entspricht dem eines Sektormagneten, was bedeutet, dass der Elektronenstrahl senkrecht in das Magnetfeld ein- und austritt. Alle übrigen Merkmale — wie die benötigte Stärke des Magnetjochs, der Abstand der Sollbahn vom Polschuhrand und die Spulenmaße — wurden auf Basis der Literatur *Basic Design and Engineering of Normal-Conducting, Iron-Dominated Electromagnets* [32] berechnet. Die Montagevorrichtung der Magnete besteht aus einer verschiebbaren Grundplatte, in die drei vertikal verstellbare Stützen eingelassen sind.

4.1.1.1. Bestimmung der Transfermatrizen

Für einen achromatischen Injektionsbogen müssen die Transfermatrizen der einzelnen Umlenkdiopole mit der des Merger-Magneten übereinstimmen. Um zu überprüfen, ob das entworfene Design dieser Anforderung gerecht wird, wurden Tracking-Simulationen mithilfe von *CST Particle Studio* [35] durchgeführt. Die daraus resultierenden Trajektorien wurden für 10^4 Elektronen ausgewertet. Zur Berechnung der Transformationsterme erster Ordnung wird der Phasenraum der einfallenden Teilchen mit dem der austretenden Teilchen über die Anpassung von Gleichung 4.2 verglichen.

Dabei beschreiben \vec{X}_0 und \vec{X}_1 den Phasenraumvektor eines Teilchens beim Eintreten und nach Durchlaufen des Magneten. Der Zusammenhang beider

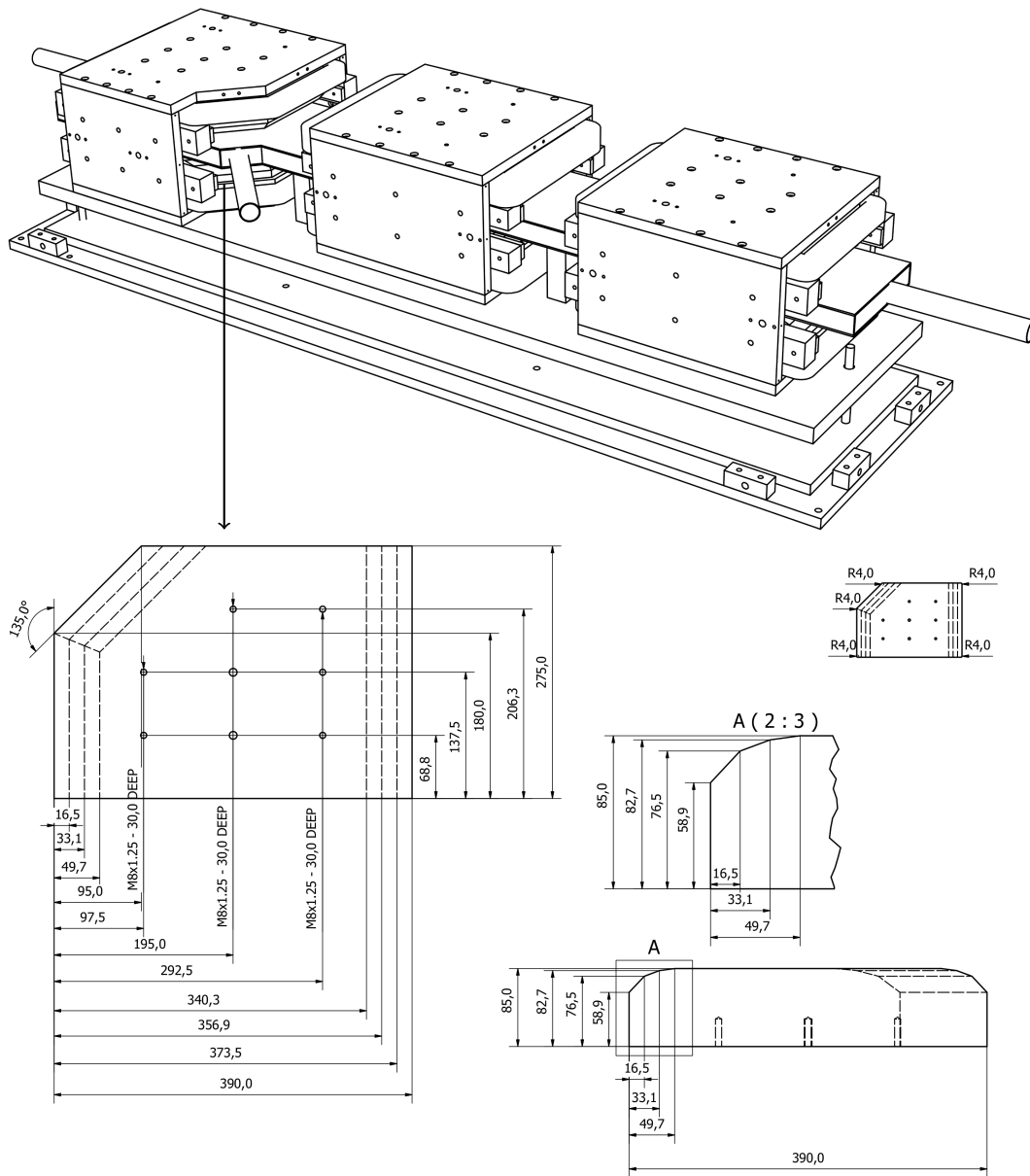


Abbildung 4.3. – Das Mergersystem besteht aus drei Dipolmagneten, hat eine Gesamtlänge von 2 m und wiegt 900 kg. Die Magnete sind auf einer gemeinsamen Plattform montiert, die in alle Raumrichtungen im Bereich weniger $10\ \mu\text{m}$ genau justiert werden kann. Die Polschuhkanten sind wie bei allen Dipolmagneten des Injektionsbogens über drei Facetten an ein Rogowskiprofil angenähert, um mögliche Randfeldfehler zu minimieren.

$$\vec{X}_1 = \mathbf{R}_{6 \times 6} \cdot \vec{X}_0 = \mathbf{R}_{6 \times 6} \cdot (x_0, x'_0, y_0, y'_0, \phi_0, \Delta p/p)^\top \quad (4.2)$$

Tabelle 4.2. – Die aus den Tracking-Simulationen gewonnenen Transfermatrizen sind für alle rezirkulierenden Strahlen mit einer Energie von $E_{\text{kin}} \geq 30$ MeV innerhalb eines vernachlässigbar kleinen Fehlers longitudinal dispersionsfrei und somit isochron. Die entsprechenden Matrixelemente aus Sicht der vorbeschleunigten 5 MeV-Elektronen verschwinden zwar nicht, würden jedoch nur zu Phasenabweichungen im Bereich von wenigen Mikrometern führen. Die Simulation eines Dipols mit realistischen Fertigungsfehlern zeigt keine signifikante Abweichung von der Simulation eines idealen Magneten.

Element	$R_{51}[\text{mm mm}^{-1}]$	$R_{52}[\text{mm mrad}^{-1}]$	$R_{56}[\text{mm } \text{‰}^{-1}]$
5 MeV-Merger	$-0,7056 \pm 0,0003$	$-0,2824 \pm 0,0002$	$-0,0350 \pm 0,0003$
5 MeV-Dipol ideal	$-0,7002 \pm 0,0004$	$-0,2814 \pm 0,0003$	$-0,0357 \pm 0,0004$
5 MeV-Dipol mit Fehler	$-0,7010 \pm 0,0008$	$-0,2810 \pm 0,0005$	$-0,0351 \pm 0,0010$
$E_{\text{kin}} \geq 30$ MeV	$0,0001 \pm 0,0001$	$0,0007 \pm 0,0008$	$0,0028 \pm 0,0039$
Dipole/Merger	$(99,2 \pm 0,1) \%$	$(99,7 \pm 0,1) \%$	$(102,1 \pm 1,5) \%$

Vektoren ist über die Transformationsmatrix $\mathbf{R}_{6 \times 6}$ gegeben. Für den Eintritt in die erste 25 MV-Beschleunigungsstruktur sind die Einträge R_{51} , R_{52} und R_{56} von besonderem Interesse, da es hier bei einem fehlerhaften Magnetdesign zu einer Phasendispersion der Bunche käme. Solch eine Phasendispersion überträgt sich in der Beschleunigungsstruktur in eine Energiedispersion, die schlimmstenfalls zu einer inakzeptablen Verschlechterung der Strahlqualität führt.

Tabelle 4.2 zeigt die aus der Simulation gewonnenen Matrixelemente aus Sicht des 5 MeV-Strahls für die Umlenk dipole und aus Sicht aller Strahlen für das Merger-System. Unter der beispielhaften Annahme einer Abweichung vom Sollteilchen von $x = 1$ mm, $x' = 1$ mrad und $\Delta p/p = 1 \text{‰}$ ergäbe sich hier eine zusätzliche Phasenabweichung von nur $(56 \pm 1) \mu\text{m}$, was in Anbetracht einer Bunchlänge von etwa 1 mm vernachlässigt werden kann.

Die dargestellten Matrixelemente wurden zunächst auf Basis eines idealen Magnetmodells berechnet, weswegen an dieser Stelle noch untersucht werden muss, ob zu erwartende Fertigungsfehler einen signifikanten Einfluss auf den Betrieb der Magnete haben. Hierzu wurde ein Dipolmagnet simuliert, bei dem es durch die Überhöhung einer Jochseite um $200 \mu\text{m}$ zu einer entsprechenden

Verkipfung der Polschuhe kommt. Zudem wurde der obere Polschuh im Vergleich zum unteren Polschuh um $100 \mu\text{rad}$ in der Beschleunigerebene gedreht.

Eine Untersuchung der resultierenden Transfermatrix zeigt nur geringfügige Unterschiede zu der Transfermatrix des fehlerfreien Magneten. Die beobachteten Abweichungen liegen mit etwa 1% innerhalb der berechneten Fehler und sind somit nicht signifikant.

Bei der Untersuchung des Merger-Systems ist zu beachten, dass sich hinter der zweiten Beschleunigungsstruktur eine Kopie zum Auskoppeln der nach dem Durchlaufen des Experiments wieder auf 5 MeV abgebremsten Elektronen befindet. Aus diesem Grund muss das System bereits für rezirkulierende Elektronen mit einer Energie von 30 MeV dispersions- und verlustfrei sein.

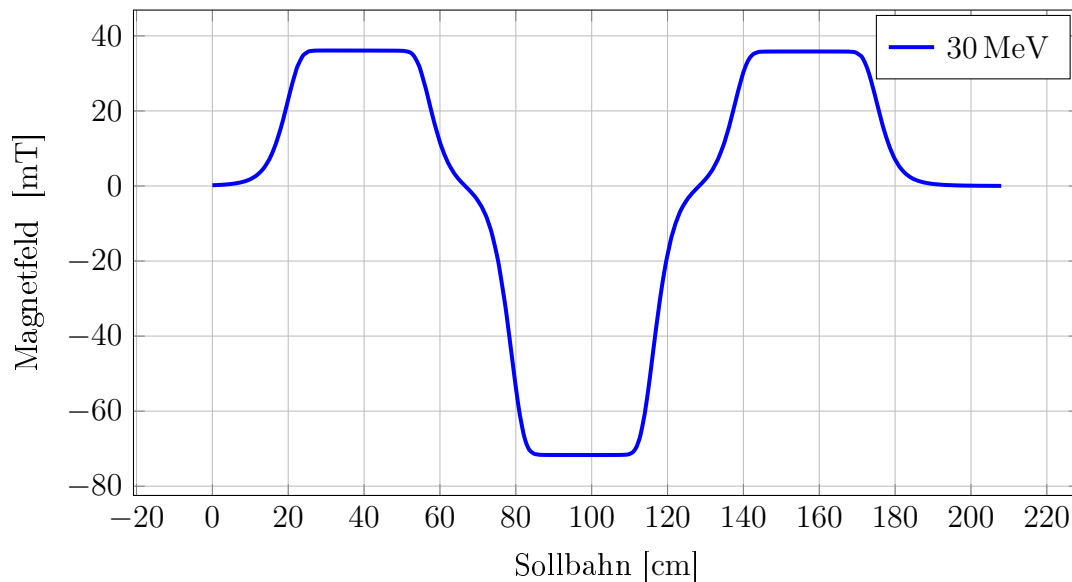


Abbildung 4.4. – Magnetfeldverlauf im Merger aus Sicht eines 30 MeV -Elektrons. Für ein achromatisches Zusammenführen der rezirkulierenden Strahlen mit dem 5 MeV -Strahl aus dem Injektionsbogen müssen die Felder des ersten und letzten Magneten identisch sein. Der mittlere Magnet kompensiert die Einflüsse seiner Nachbarn durch ein entgegengesetztes, doppelt so starkes Feld. Die resultierende Transfermatrix ist dispersionsfrei.

Um diese Anforderung zu erfüllen, sind dem Merger-Magneten zwei Rechteckmagnete vorgelagert, die nur von rezirkulierenden Strahlen durchlaufen werden. Der Verlauf der magnetischen Flussdichte ist in Abbildung 4.4 aus Sicht eines 30 MeV -Sollteilchens dargestellt. Hier erzeugt der erste Rechteckmagnet eine zu dem Merger-Magneten identische Feldstruktur. Der zweite Magnet ist

eine exakte Kopie des ersten, jedoch ist er entgegengesetzt gepolt und wird mit dem doppelten Strom versorgt. Auf diese Weise kompensiert der mittlere Magnet die Felder seiner beiden Nachbarn und die Transfermatrix wird, wie in Tabelle 4.2 gezeigt, für alle rezirkulierenden Strahlen unabhängig von ihrer Energie dispersionsfrei.

4.2. Quadrupolmagnete

Die für den Injektionsbogen verwendeten Quadrupolmagnete wurden von der Firma *Scanditronix Magnet AB* hergestellt und basieren, wie in Abbildung 4.5 gezeigt, auf einem zylindrischen Joch mit Polschuhen deren Kanten über Facetten an die optimale hyperbolische Form angenähert sind. Ihr maximaler Magnetfeldgradient beträgt 2 T m^{-1} und ihre effektive Länge 80 mm.

Für den Hauptbeschleuniger werden etwa zehnmals mehr Quadrupolmagnete benötigt, weswegen ein möglichst wirtschaftliches Designkonzept entworfen wurde. Das Joch des Magneten ist, wie in Abbildung 4.5 gezeigt, quadratisch und besteht aus vier identischen Platten. Die Polschuhflächen sind über ein Kreisprofil angenähert und können daher an einer Drehmaschine hergestellt werden. Der Radius ist dabei so klein, dass auch am jochseitigen Ende des Polschuhs Material abgetragen wird. Ein daraus resultierender möglicher negativer Effekt auf das Magnetfeld konnte jedoch nicht festgestellt werden. Der maximale Magnetfeldgradient beträgt wie bei den 5 MeV-Magneten 2 T m^{-1} , jedoch liegt die effektive Länge mit 200 mm um mehr als einen Faktor zwei höher.

Bemerkenswerterweise zeigt eine Untersuchung mit dem rotating coil Verfahren [39], dass der Sextupolanteil der wirtschaftlich ausgelegten Hauptbeschleunigermagnete bei einem Radius von 15 mm mit $1,13 \times 10^{-3}$ um etwa 50% unterhalb des Sextupolanteils der 5 MeV-Magnete im Bereich von $1,7 \times 10^{-3}$ liegt. Eine mögliche Ursache hierfür könnten die unterschiedlichen effektiven Längen sein, wobei anzunehmen ist, dass aufgrund eines erhöhten Randfeldanteils kurze Magnete benachteiligt werden. Multipolanteile oberhalb von $n = 3$ liegen für beide Magnete in einer vernachlässigbaren Größenordnung. Es muss an dieser Stelle bedacht werden, dass trotz großer relativer Unterschiede die absoluten Multipolanteile beider Magnettypen im niedrigen Promillebereich liegen. Wie im nächsten Kapitel gezeigt werden wird, spielen derart kleine Beträge für den Betrieb von *MESA* keine Rolle.

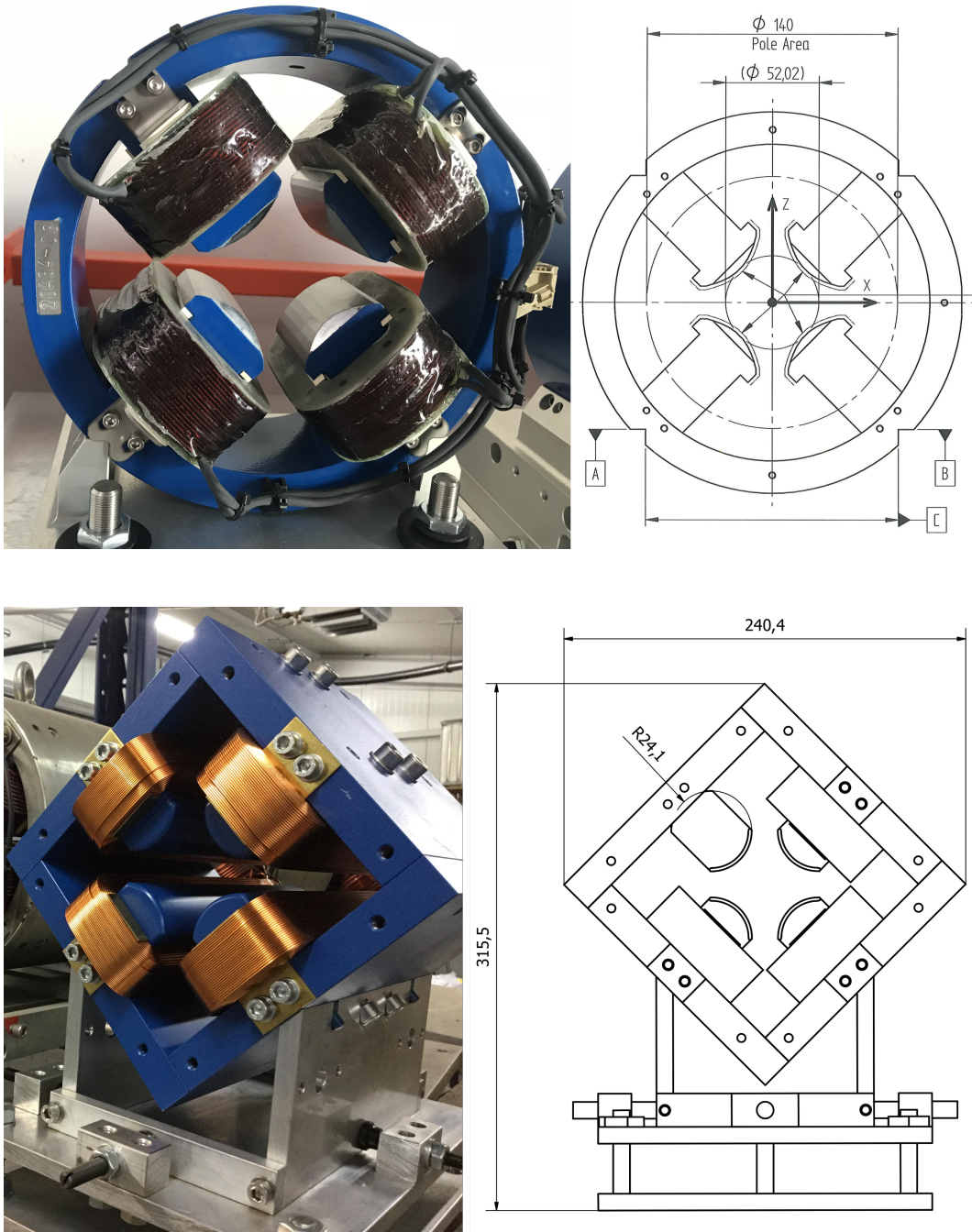


Abbildung 4.5. – Quadrupolmagnete für den Injektionsbogen (Oben) und für den Hauptbeschleuniger (Unten). Die 17 Magnete des 5 MeV-Bereichs von *MESA* haben ein zylindrisches Joch und facettierte Polschuhe. Ihr maximaler Magnetfeldgradient beträgt 2 T m^{-1} bei einer effektiven Länge von 80 mm. Das Joch der Hauptbeschleunigermagnete ist hingegen quadratisch und das Profil der Polschuhoberflächen kreisförmig. Ihr maximaler Magnetfeldgradient beträgt wie bei den 5 MeV-Magneten 2 T m^{-1} , jedoch liegt ihre effektive Länge mit 200 mm um mehr als einen Faktor zwei höher.

4.3. Einfluss von Sextupolfehlern auf die Strahlqualität

Die Qualität von Dipol- und Quadrupolfeldern hängt stark von der Bauweise und dem Herstellungsverfahren der erzeugenden Magnete ab. Insbesondere für Quadrupolmagnete ist die Produktion einer idealen Polschuhform mit hyperbolischen Profilen aufwändig und kostspielig, weswegen stattdessen üblicherweise eine Annäherung über mehrere Facetten oder eine Kreisform gewählt wird.

Zusammen mit weiteren Einflüssen wie Randfeldern, Luftanteilen der Spulen oder Produktionsungenauigkeiten entstehen Feldfehler des Magneten in Form unerwünschter Multipolanteile. Häufig machen hier Sextupolmomente als nächsthöherer, achsensymmetrischer Multipol den entscheidenden Anteil aus. Unter dem Einfluss von Sextupolfehlern entstehen quadratische Abweichungen von der Punktsymmetrie der (x, x') - und (y, y') -Projektionen des Phasenraums. Die resultierenden Verzerrungen lassen sich nur aufwändig mit weiteren, dedizierten Sextupolen ausgleichen. Als Richtwert gilt, dass die Summe aller unerwünschten Feldanteile wenige Promille in der *good-field-region* eines Quadrupolmagneten ausmachen sollten [32].

Mithilfe von *rotating-coil*-Messungen lassen sich Multipolanteile nahezu beliebig hoher Ordnungen präzise bestimmen. Ihre Auswirkung auf den Phasenraum eines Teilchenstrahls nach Durchlaufen einer bestimmten Magnetstruktur ist jedoch nur schwer zu quantifizieren. Um dennoch eine Abschätzung für den Einfluss von Sextupolfehlern auf den Teilchenstrahl von *MESA* zu erhalten, wird im Folgenden eine typische *FODO*-Struktur des 5 MeV-Umlenkbogens mithilfe einer numerischen Simulation betrachtet.

Dazu sind die Quadrupolmagnete der simulierten Struktur den von *Scanditronix* für *MESA* gelieferten Modellen nachempfunden und haben eine effektive Länge von 8 cm. Ihr Abstand beträgt 1 m, wobei der erste Magnet in Richtung der x-Achse mit einem Gradienten von $0,4 \text{ T m}^{-1}$ defokussiert und der zweite Magnet mit einem Gradienten von 1 T m^{-1} fokussiert. Der erste Quadrupol soll einen variablen Sextupolfehler haben, wobei sich sein Gesamtfeld über Gleichung 4.3 definieren lässt. Dabei ist $k_{\text{Quad}} = \frac{e}{p} \frac{dB}{dx}$ die Quadrupolstärke, e die Elementarladung, p der Elektronenimpuls und $\frac{dB}{dx}$ der Feldgradient. Der sich ergebende Sextupolanteil berechnet sich zu Gleichung 4.4 und wird häufig nur für einen bestimmten Abstand zur Sollbahn angegeben. Dieser Abstand

entspricht dabei üblicherweise der verlangten *good-field*-Region und liegt für die *MESA*-Quadrupole bei 15 mm.

$$B_y(x) = k_{\text{Quad}}x + M_6k_{\text{Quad}}x^2 \quad (4.3)$$

$$\frac{M_6k_{\text{Quad}}x^2}{k_{\text{Quad}}x} = M_6x \quad (4.4)$$

Für die Simulation wird der erste Quadrupol als dünne Linse angenähert, wodurch sich seine Auswirkung auf ein Teilchen mit ursprünglichem Phasenraumvektor (x_0, x'_0) über Gleichung 4.9 berechnen lässt.

$$\vec{F}_L = \gamma_L m_e \vec{a}_x = e[\vec{v}_s, \vec{B}_y] \quad (4.5)$$

$$a_x \approx \frac{ecB_y}{\gamma_L m_e} \quad (4.6)$$

$$v_x \approx \frac{ecB_y}{\gamma_L m_e} \frac{l_{\text{eff}}}{c} = \frac{eB_y l_{\text{eff}}}{\gamma_L m_e} \quad (4.7)$$

$$\Rightarrow x'_1 = \arctan \frac{v_x}{c} + x'_0 \approx \arctan \frac{eB_y l_{\text{eff}}}{c\gamma_L m_e} + x'_0 \quad (4.8)$$

$$x_1 = x'_1 \times l_{\text{Drift}} + x_0 \quad (4.9)$$

Dabei ist \vec{F}_L die Lorentzkraft, γ_L der Lorentzfaktor, m_e die Ruhemasse des Elektrons, e die Elementarladung, \vec{v}_s die Geschwindigkeit des Teilchens in Bewegungsrichtung des Strahls, \vec{a}_x die transversale Beschleunigung des Teilchens im Magneten, v_x die insgesamt gewonnene Transversalgeschwindigkeit, B_y die relevante Magnetfeldkomponente, c die Lichtgeschwindigkeit, l_{eff} die effektive Länge des Magneten und l_{Drift} die Driftlänge hinter dem Magneten.

Nach dem ersten Quadrupol werden alle weiteren Transformationen über den im Theorieteil beschriebenen Matrixformalismus berechnet. Die darauf basierende Simulation wurde in *Mathematica 9* [40] geschrieben und kann mithilfe des folgenden Pseudo-Codes zusammengefasst werden:

1. Erstellung eines Phasenraums aus 10^5 normalverteilten Elektronen
2. Definition des fehlerbehafteten Quadrupolfelds
3. Transfer der einzelnen Teilchen durch den ersten Quadrupol und die erste Driftstrecke

4. Definition der Transfermatrix und Transfer der Teilchen durch den zweiten Quadrupol und die zweite Driftstrecke
5. Bestimmung der Ladungsdichte über Binning der (x,y)-Projektion des Phasenraums in einem 100×100 feinen Gitter
6. Sortieren der Bins nach ihrer Ladungsdichte
7. Zählen der Bins mit der größten Ladungsdichte bis zum Erreichen von 68,27 % ($= \pm 1\sigma$) der Gesamtladung
8. Bestimmung der Strahlbreite über Multiplikation der Menge an gezählten Bins mit der Binfläche
9. Finden des Fokus durch mehrfache Wiederholung der Simulation bei jeweils feineren Schrittlängen der Driftlänge in der Nähe der minimalen Strahlbreite
10. Vergleich der Ergebnisse für verschiedene Multipolanteile

Als konservatives Beispiel werden im Folgenden die in Abbildung 4.6 dargestellten Simulationsergebnisse für einen weit ausgedehnten Elektronenstrahl ($\beta_x = \beta_y = 30$ m) mit einer Energie von 5 MeV und einer normierten Emittanz von $1 \mu\text{m rad}$ diskutiert.

Die Betrachtung des Strahlflecks im Fokus hinter dem zweiten Quadrupol zeigt, dass der simulierte Sextupolanteil zu einer deutlichen Verformung des ursprünglich gaußförmigen Strahlprofils führt. Der quadratische Magnetfeldanteil fokussiert den Strahl nicht achsensymmetrisch, was sich durch ein diffuses Ausfransen des Strahlflecks in positive x-Richtung bemerkbar macht. Noch deutlicher wird dieser Effekt bei einer Projektion der Strahldichte auf die x-Achse. Dadurch bedingt lässt sich die Strahlbreite nicht mehr über die Anpassung einer Gaußfunktion bestimmen. Um dennoch die Strahlbreite mit der fehlerfreien Magnetanordnung vergleichen zu können, wurde über ein Binning der Teilchen die Breite ermittelt, die von 68,27 % ($= \pm 1\sigma$) der größten Ladungsdichte eingenommen wird.

Auf diese Weise werden in der dritten Abbildung die Enveloppen in der Nähe des Fokus verglichen. Hier zeigt sich, dass der Sextupolanteil den Fokus deutlich

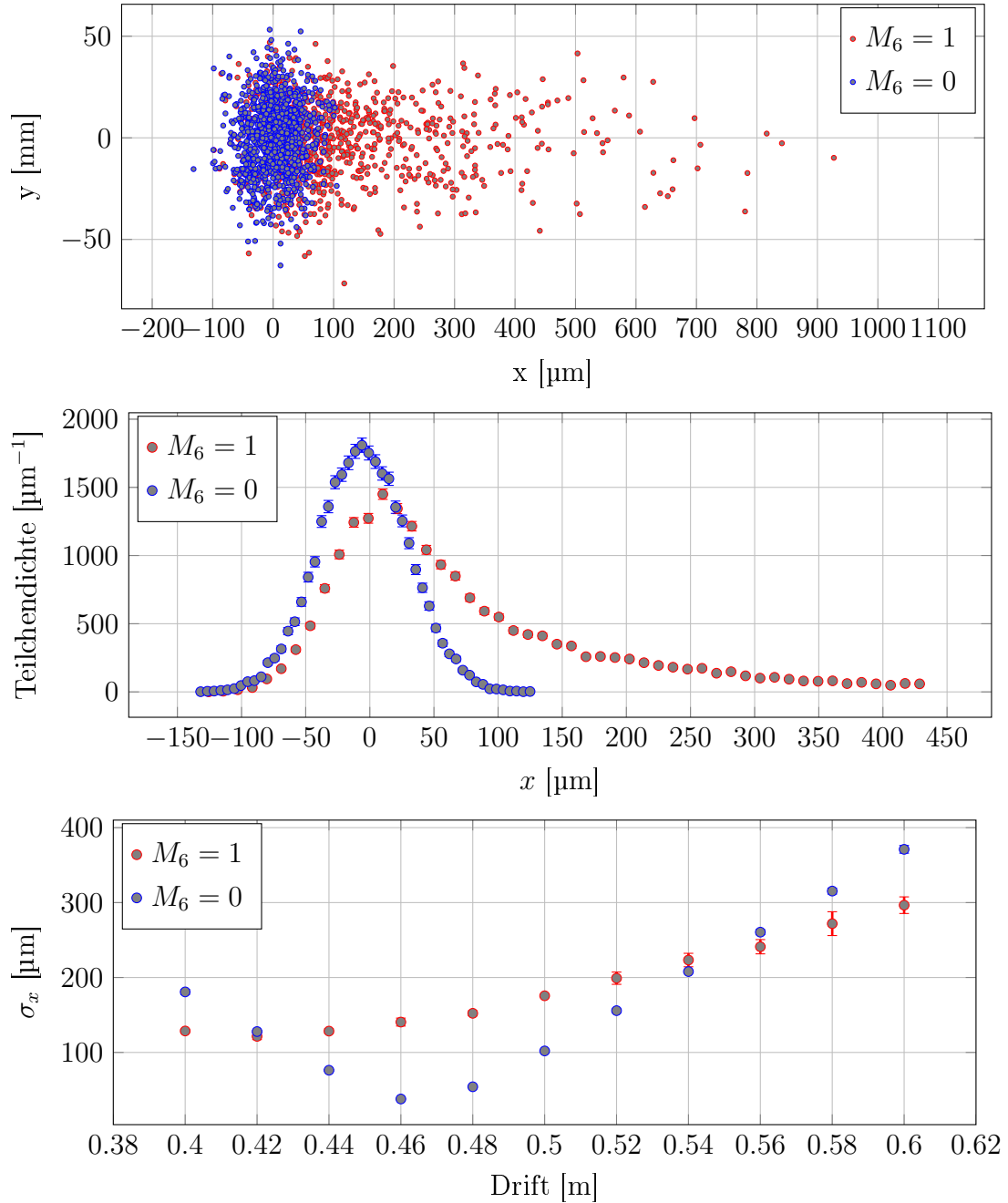


Abbildung 4.6. – Einfluss von Sextupolfehlern auf die Strahlform. Von oben nach unten: Ausfransen des Strahlflecks im Fokus; Projektion der Teilchendichte auf die x-Achse; Vergleich der Strahldurchmesser hinter dem zweiten Quadrupol nach verschiedenen Driftlängen in der Nähe des Fokus. Zu Darstellungszwecken wird der Einfluss eines sehr hohen Sextupolanteils von $M_6 = B_6/B_{Ges} = 1$ bei einem Radius von 15 mm angenommen und dem Ergebnis einer fehlerfreien Magnetoptik gegenübergestellt. Es zeigt sich unter Einfluss des Sextupols eine diffuse Ausdehnung des Strahlflecks in positive x-Richtung, die bei einer Projektion der Teilchendichte auf die x-Achse eine deutliche Abweichung von der Gaußform ihres unbeeinträchtigten Pendant zeigt. Des Weiteren verschiebt sich der Strahlfokus um etwa 4 cm zu kürzeren Driftlängen und flacht deutlich ab. Der Strahldurchmesser vergrößert sich dabei um einen Faktor $3,2 \pm 0,1$.

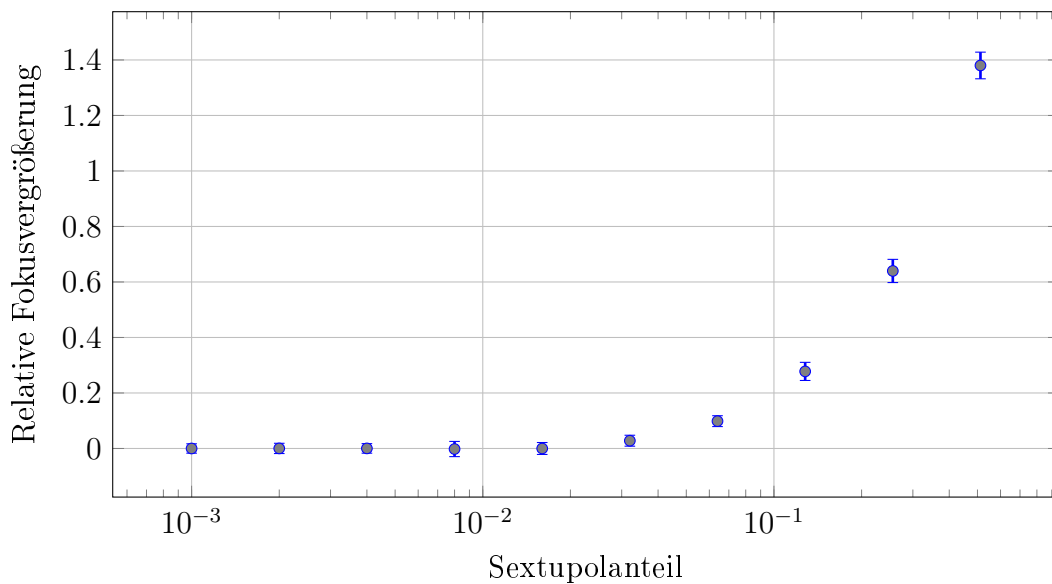


Abbildung 4.7. – Eine merkliche Vergrößerung der Strahlbreite tritt erst ab Sextupolanteilen von etwa 2×10^{-2} auf, wobei nachfolgend ein steiler Anstieg der Datenkurve zu beobachten ist. Da die Untersuchung der einzelnen Struktur nur bedingt eine Aussage über die Größenordnung der zu erwartenden Strahlverformung nach Durchlaufen der gesamten Anlage liefern kann, sollte hier beim Design strahloptischer Elemente ein großzügiger Sicherheitsabstand eingehalten werden. Der von der Literatur angegebene Richtwert von wenigen Promille [32] erscheint hier sinnvoll.

abflacht und zu kürzeren Driftlängen verschiebt. Die Strahlbreite vergrößert sich dabei im Fokus um einen Faktor $3,2 \pm 0,1$.

In dem dargestellten Beispiel liegt der relative Sextupolanteil zu Ansichtszwecken mit $M_6 = 1$ unrealistisch hoch. Daher stellt Abbildung 4.7 die relative Vergrößerung des Strahls im Fokus für verschiedene Sextupolanteile dar. Hier zeigt sich, dass sich die Strahlbreite für Anteile von bis zu $M_6 = 2 \times 10^{-2}$ nicht nachweisbar vergrößert. Bei höheren Anteilen setzt jedoch ein zunehmend steiler werdender Trend ein, weswegen dieser Bereich unbedingt gemieden werden sollte.

An dieser Stelle muss beachtet werden, dass *MESA* insgesamt mehrere hundert Quadrupole und weitere strahloptische Elemente enthält, weswegen die Betrachtung einer einzelnen *FODO*-Struktur nicht die gesamte Anlage repräsentieren kann. Dabei ist nur schwer abzusehen, inwiefern sich die Sextupolmomente der verschiedenen Magnete gegenseitig verstärken oder kompensieren. Die Simulation des kompletten Beschleunigers übersteigt jedoch den Umfang

dieser Arbeit. Es erscheint daher sinnvoll, einen großzügigen Sicherheitsabstand zum ermittelten Grenzwert einzuhalten. Die in der Literatur angegebene Größenordnung von 10^{-3} [32] passt dabei gut zu den Simulationsergebnissen und kann als einzuhaltender Richtwert bestätigt werden.

Die in der simulierten Struktur nachempfundenen Quadrupole von *Scanditronix* weisen bei einem Radius von 15 mm einen Sextupolanteil von etwa 2×10^{-3} auf, was zu einer relativen Vergrößerung der Strahlgröße im Bereich von 10^{-5} führt. In Anbetracht dessen, dass der Elektronenstrahl jeden Magneten nur einmal passiert, spricht daher unter Rücksichtnahme auf eine zentrische Strahlage nichts gegen eine Verwendung im 5 MeV-Bereich von *MESA*.

4.4. Unterdrückung von Multipolmomenten in Korrekturdipolen

Zum Ausgleich minimaler Strahlablagen werden häufig rechteckige Luftspulenpaare als Korrekturmagnete verwendet. Mit ihnen können Winkeländerungen im Bereich von wenigen mrad vorgenommen werden, wobei dank des fehlenden Eisenkerns keine Rücksicht auf remanente Felder genommen werden muss.

Der zunächst simulierte Magnet ist einem an *MAMI* verwendeten Modell nachempfunden, das im niedrigen MeV-Bereich an unkritischen Stellen eingesetzt wird. Er besteht im Wesentlichen aus zwei parallelen, quadratischen Spulen, die auf ein Aluminiumgerüst montiert sind und eine Seitenlänge von 50 mm haben. Die Spulen haben zueinander einen Abstand von 50 mm und jeweils 60 Windungen. Der maximale und simulierte Dauerstrom beträgt 1 A.

In Erwartung einer Unterdrückung von Multipolfehlern wurde zudem das Feld eines alternativen Magnetmodells simuliert. Wie in Abbildung 4.8 zu erkennen ist, wurde hierfür nichts außer der transversalen Breite der Spulen verändert. Dabei liegt der neue Wert bei 100 mm.

Es muss erwähnt werden, dass an sensiblen Stellen von *MAMI* Korrekturmagnete mit deutlich höherer Güte, jedoch auch hohem Herstellungsaufwand verwendet werden [33, 34]. Das Ziel der hier angestellten Untersuchung ist daher nicht das Finden eines absolut besten Magnetmodells, sondern das eines Kompromisses zwischen Feldgüte und Wirtschaftlichkeit.

Abbildung 4.9 zeigt die Ergebnisse der Simulation in Form der Summe der Multipolanteile mit Ordnungen $n \geq 1$. Dabei zeigen sich in x-Richtung deutli-

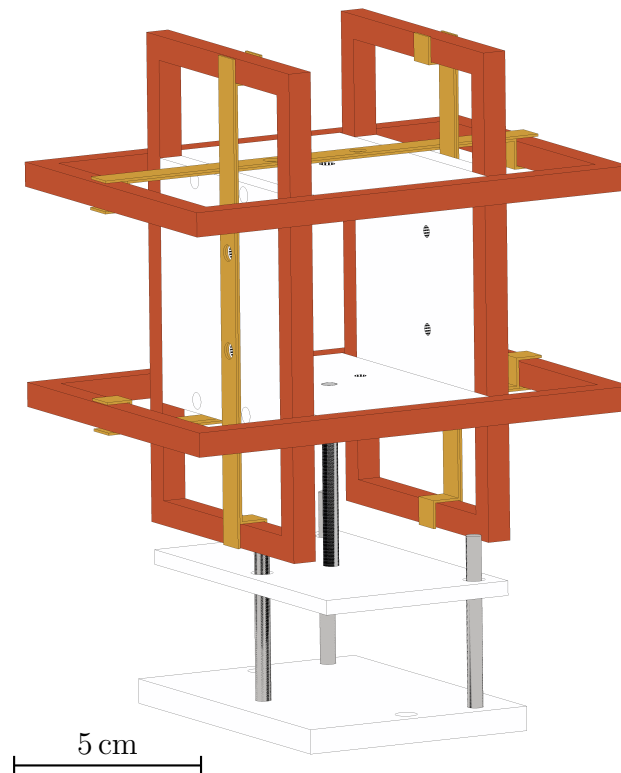


Abbildung 4.8. – Aufbau eines Multipol-unterdrückenden Korrekturmagneten. Häufig bestehen Korrekturmagnete im niedrigen MeV-Bereich aus zwei rechteckigen Spulenpaaren, die auf ein Aluminiumgerüst montiert sind. Bei dem hier dargestellten Modell wurde die transversale Breite der Spulen um wenige Zentimeter über den Rand der Apertur hinaus vergrößert. Auf diese Weise lassen sich seitliche Feldeinschnürungen im Bereich des Strahls reduzieren und unerwünschte Multipolmomente unterdrücken.

che Sextupol- und Oktupolanteile, in y -Richtung hingegen dominierende Quadrupolmomente. Im Verhältnis zum Gesamtfeld betragen diese Anteile je nach Abstand zur Sollbahn bis zu $(23,7 \pm 0,1) \%$. Des Weiteren zeigt sich eine Abhängigkeit der Ausprägung der Feldfehler von sowohl der x - als auch von der y -Position des Teilchens. Die daraus entstehende Kopplung der (x, x') und (y, y') -Projektionen des Phasenraums lässt sich nahezu unmöglich korrigieren und könnte bei hohen Feldstärken zu einer Filamentierung des Strahls führen.

Im Vergleich zu dem ursprünglichen Design zeigt das modifizierte Modell eine Unterdrückung der Multipolanteile um mehr als eine Größenordnung. Ordnungen von $n \geq 3$ fallen dabei sogar unter die Nachweisgrenze der Simulation.

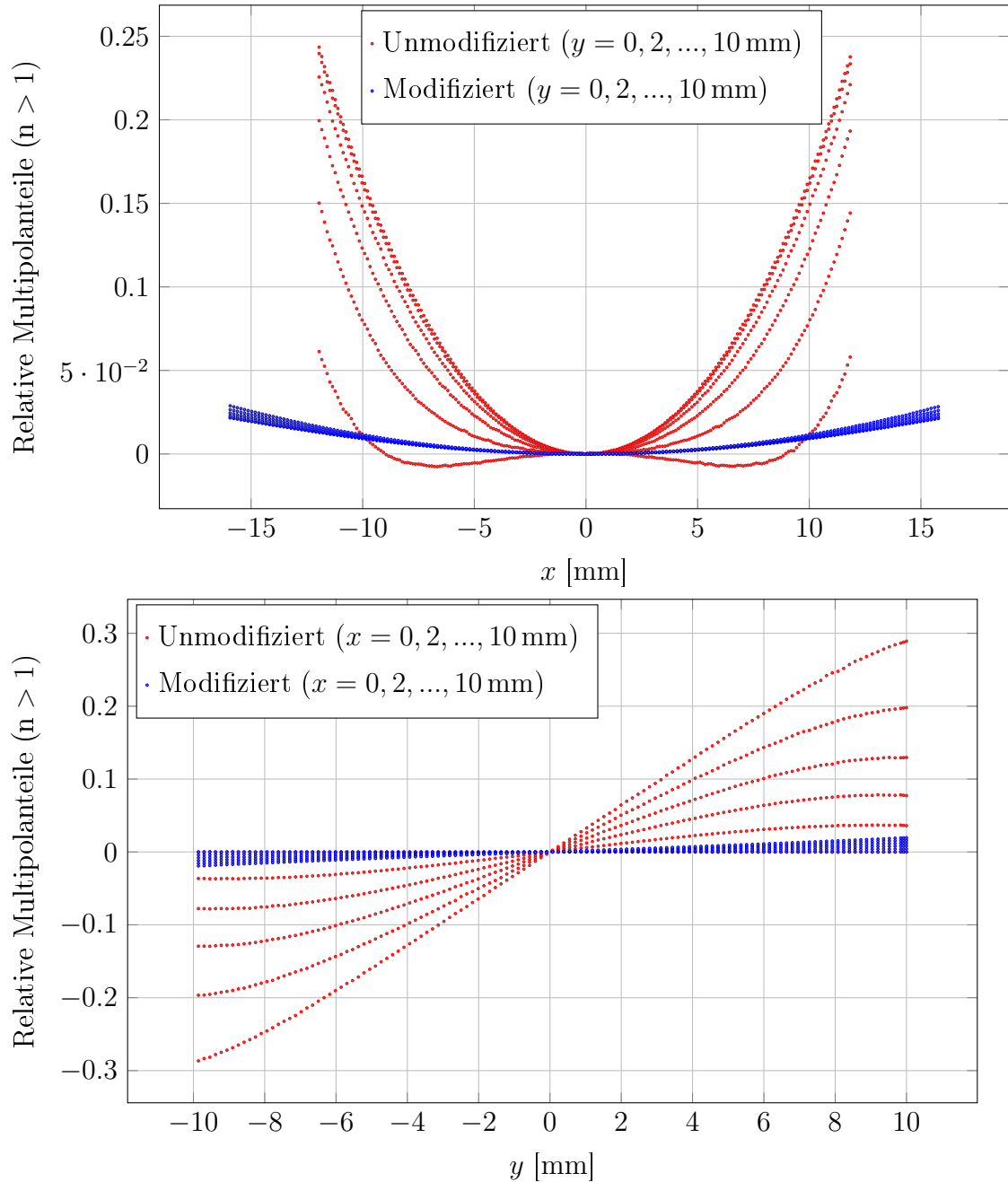


Abbildung 4.9. – Darstellung der Summe aller Multipole mit Ordnung $n \geq 1$. Es zeigen sich für das ursprüngliche Design relative Anteile bis in den zweistelligen Prozentbereich. Des Weiteren ist der Verlauf der Multipolmomente von beiden Ortskoordinaten des Teilchens abhängig. Eine solche Abhängigkeit führt zu einer Kopplung der (x, x') und (y, y') -Projektionen des Phasenraums, die nahezu unmöglich zu korrigieren ist. Im Vergleich dazu reduzieren sich die Multipolkomponenten für das modifizierte Design in etwa um eine Größenordnung.

Tabelle 4.3. – Vergleich der Multipolfeldintegrale eines an unkritischen Stellen von *MAMI* eingesetzten Korrekturmagneten mit den Feldintegralen der *Scanditronix*-Quadrupole. Es zeigt sich, dass die Sextupolfehler der Korrekturmagnete bei einem Betrieb mit 1 A in derselben Größenordnung liegen wie die Fehler der Quadrupolmagnete bei einem Sollfeldgradienten von 2 T m^{-1} . Die Modifikation des Designs reduziert den Multipolfehler um einen Faktor $6,9 \pm 0,8$.

Wert	MAMI	MESA	Quadrupol
$\int cds \text{ [T m}^{-1}\text{]}$	$(6,9 \pm 0,3) \times 10^{-2}$	$(1,0 \pm 0,1) \times 10^{-2}$	$(2,2 \pm 0,2) \times 10^{-2}$
$\int bds \text{ [T]}$	$(1,4 \pm 0,1) \times 10^{-3}$	$(1,7 \pm 0,5) \times 10^{-4}$	$(16,0 \pm 0,8) \times 10^{-2}$
$\int ads \text{ [T m]}$	$(47,2 \pm 1,5) \times 10^{-6}$	$(92,1 \pm 0,5) \times 10^{-6}$	-

Der letztendliche Einfluss der Multipolkomponenten ergibt sich aus der über die gesamte Länge der Korrekturmagnete integrierten Feldstärke der Multipolfelder. Die resultierenden Integrale sind in Tabelle 4.3 für einen Achsenabstand von $x = 10 \text{ mm}$ und $y = 10 \text{ mm}$ für beide Korrekturmagnete sowie zum Vergleich für die *Scanditronix*-Quadrupole aufgelistet. Die Parameter a , b und c entsprechen dabei den Dipol-, Quadrupol- und Sextupolkomponenten, aus denen sich das Gesamtfeld nach Gleichung 4.10 zusammensetzt. Um einen sinnvollen Vergleich anzustellen, wurden für alle Magnete maximale Dauerbetriebsströme angenommen. Dies entspricht bei den Quadrupolmagneten einem Strom von 2 A und bei den Korrekturmagneten einem Strom von 1 A.

$$B_y(x) = a + bx + cx^2 \quad (4.10)$$

Es zeigt sich, dass sich durch die Modifikation die Sextupolkomponente des ursprünglichen Korrekturmagneten um einen Faktor $6,9 \pm 0,8$ reduzieren lässt. Nichtsdestotrotz liegt der Feldfehler immer noch in derselben Größenordnung wie der Feldfehler der Quadrupolmagnete. In Anbetracht dieses Resultats sollte der Einsatz von Korrekturmagneten ohne Eisenjoch minimiert und bei Verformungen des Strahls als mögliche Ursache miteinbezogen werden. Des Weiteren gilt besonderes Augenmerk bei der exakten Ausrichtung der Magnete und bei der zentrischen Führung des Strahls. Abschließend muss erwähnt werden, dass an *MAMI*

4.5. Zusammenfassung und Diskussion

Es wurden die Anforderungen spezifiziert, die der Injektionsbogen von *MESA* erfüllen muss, um einen achromatischen Strahltransport zu gewährleisten. Auf Basis dieser Anforderungen wurden verschiedene Magnettypen entwickelt und deren Eigenschaften mithilfe einer Feld- und Trackingsimulation überprüft. Die dabei ermittelten Transformationsmatrizen zeigen für die Umlenkmagnete und die Mergersektion eine Übereinstimmung der relevanten Einträge im Bereich von 1 ‰.

Des Weiteren wurde ein Simulationsmodell zur Berechnung der Auswirkung von Sextupolfehlern auf die Strahlqualität in FODO-Strukturen entwickelt. Anhand der Simulationsergebnisse wurde die tolerierbare Größenordnung relativer Feldfehler in Übereinstimmung mit Literaturangaben zu 10^{-3} bestimmt.

Mithilfe einer *FEMM*-Simulation konnte die Ausprägung von Feldfehlern typischer Korrekturmagnete ermittelt und mit den Feldfehlern von Quadrupolmagneten verglichen werden. Dabei zeigte sich, dass jochfreie Korrekturmagnete trotz geringer Sollfeldstärken Multipolfelder in derselben Größenordnung wie Quadrupolmagnete erzeugen. Infolgedessen wurde abschließend ein verbessertes und leicht umzusetzendes Design für Korrekturmagnete vorgestellt, mit dem sich Feldfehler um etwa eine Größenordnung unterdrücken lassen.

5. Strahldiagnose

Im energierückgewinnenden Modus werden mit *MESA* Strahlströme von bis zu 10 mA erreicht. Entsprechend liegt die Strahlleistung bereits hinter dem Vorbeschleuniger im 5 MeV-Bereich bei 50 kW. Der Elektronenstrahl kann dabei auf eine Fläche in der Größenordnung von $100 \mu\text{m}^2$ fokussiert werden, was einer maximalen Leistungsdichte von etwa 500 MW mm^{-2} entspricht. Folglich muss ein Diagnosemodul zur Vermessung der Strahlbreite eine hohe Hitzeresistenz oder Messgeschwindigkeit aufweisen. Gängige Beispiele hierfür sind *beam induced fluorescence monitors (BIF)*, *laserwire compton scattering monitors* und *flying wire monitors*. Diese Systeme haben jedoch unterschiedliche Nachteile, die ihre Einsatzmöglichkeit an *MESA* bedeutend einschränkt.

Die Ortsauflösung von *flying wire*-Monitoren ist durch die kontinuierliche Bewegung des Diagnosedrahts und Vibrationen des Antriebsmotors auf einige Mikrometer beschränkt [41]. Zudem genügen die erreichbaren Geschwindigkeiten von wenigen ms^{-1} nicht für einen Einsatz an *MESA* bei maximaler Strahlleistung. *Laserwire compton scattering*-Monitore sind verhältnismäßig komplexe Systeme, die mit hohem Platzbedarf und Anschaffungskosten einhergehen [43]. Zudem hängen Energie und Richtung der gestreuten Photonen stark von der Energie des Teilchenstrahls ab, was eine aufwändige Konfiguration des Systems nötig macht. Ein Nachteil von *BIF*-Monitoren ist ihre relativ schlechte Auflösung, die sich zwar mithilfe hochwertiger Optiken verbessern lässt, jedoch üblicherweise im Bereich von einigen Mikrometern liegt [44]. Zudem besteht die Gefahr einer Kontamination des Beschleunigervakuums durch das Diagnosegas.

Aus diesen Gründen ist anzunehmen, dass sich keines der genannten Diagnoseverfahren für einen weitläufigen Einsatz an *MESA* eignet. Das folgende Kapitel befasst sich daher mit der Entwicklung und dem Test eines neuen Hochgeschwindigkeitssystems zur Vermessung von Strahlbreiten bei hohen Leistungsdichten.

5.1. Aufbau und Funktionsweise

Im Folgenden wird das Funktionsprinzip des Diagnosemoduls erklärt und auf den Aufbau der mechanischen und elektronischen Komponenten eingegangen.

5.1.1. Streukammer und Strahlführungsmagnete

Abbildung 5.1 zeigt einen Testaufbau des Diagnosemoduls am 3,5 MeV-Experimentierplatz von *MAMI*. Die Kammer enthält ein vertikal verfahrbares Gerüst, das mit unterschiedlich starken Drähten aus Wolfram und Kupfer, einem Fluoreszenzschirm und einer Schlitzmaske ausgestattet ist. Insgesamt können fünf horizontal und ein vertikal gespannter Draht angefahren werden. Der Drahtdurchmesser nimmt für die horizontal ausgerichteten Drähte von oben nach unten zu und liegt bei 24 μm (W), 50 μm (W), 98 μm (W), 155 μm (Cu) und 200 μm (Cu). Der vertikale Draht hat einen Durchmesser von 24 μm und besteht aus Wolfram. Unebenheiten und Abweichungen von der perfekten Zylinderform liegen für alle Drähte deutlich unterhalb von 1 μm [42].

Der Strahl dringt mit einer Energie von 3,5 MeV von rechts in die Streukammer ein und wird mithilfe eines Korrekturdipols über die verschiedenen Streuelemente abgelenkt. Das Strahlprofil kann durch drei vorgelagerte Quadrupolmagnete manipuliert und zu Justagezwecken mithilfe des Fluoreszenzschirms sichtbar gemacht werden. Die dabei verwendeten Magnete sollen letztendlich im Injektionsbogen von *MESA* eingesetzt werden und wurden bereits in Kapitel 4 näher diskutiert.

Ein Teil der am Diagnosedraht erzeugten Bremsstrahlung gelangt in ein kleines an der Oberseite der Kammer befestigtes Wasservolumen. Im Wasser werden über Comptonstreuung energiereiche Elektronen erzeugt, die aufgrund ihrer relativistischen Geschwindigkeit Tscherenkowstrahlung verursachen. Die Intensität der Strahlung ist dabei direkt proportional zur Anzahl an Elektronen, die am Diagnosedraht gestreut werden.

Die Tscherenkowstrahlung wird mithilfe eines Photomultipliers vom Typ *XP2262* (ET Enterprises) nachgewiesen. Indem der Elektronenstrahl schrittweise abgelenkt und gleichzeitig das Streusignal aufgenommen wird, kann so die Form des Strahlprofils rekonstruiert werden. Bei zeitunkritischen Messungen werden dazu 80 Ablenkwinkel mit einer jeweiligen Belichtungszeit im Bereich einiger Millisekunden aufgenommen. Die Gesamtmesszeit liegt dementsprechend

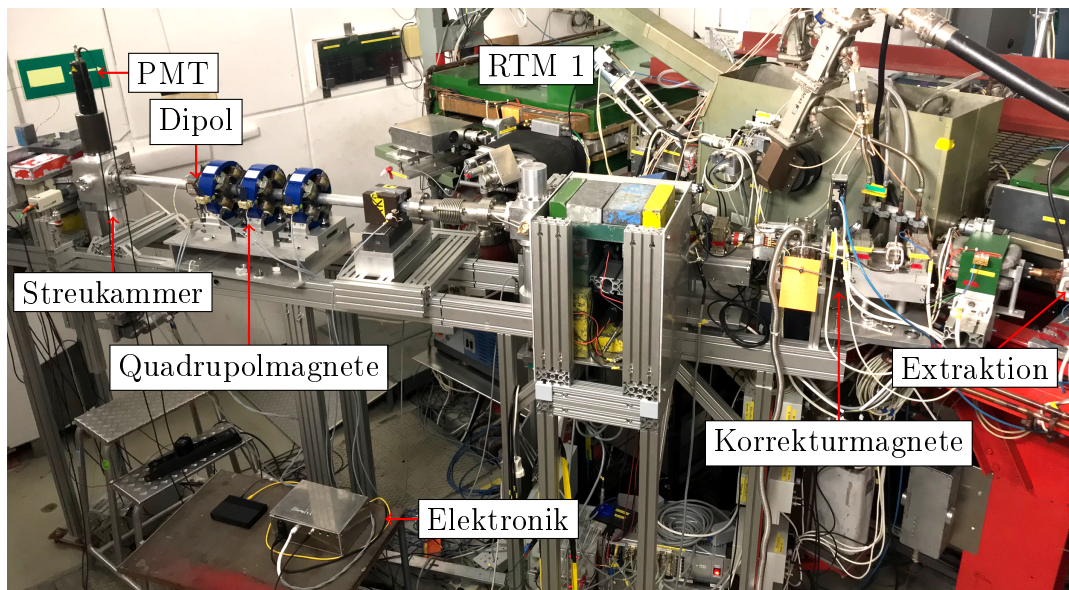
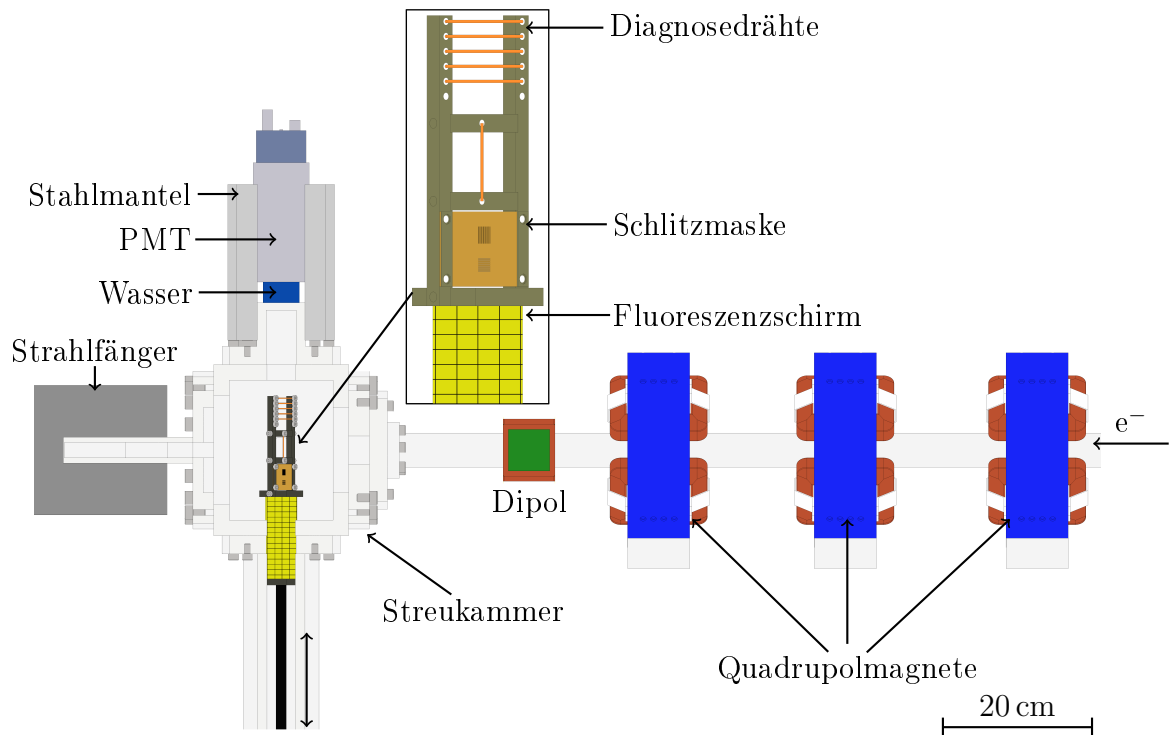


Abbildung 5.1. – Schematische Ansicht des Aufbaus (Oben) und Foto des Experiments (Unten). Das Experiment befindet sich wenige Meter hinter dem 3,5 MeV-Vorbeschleuniger von *MAMI*. Mithilfe der Quadrupolmagnete kann das Profil des von rechts einfallenden Elektronenstrahls nahezu beliebig manipuliert werden. Der darauffolgende Dipolmagnet dient zur schnellen Ablenkung des Strahls über die Diagnosedrähte der Streukammer. Die Drähte sind zusammen mit einer Schlitzmaske und einem Fluoreszenzschirm an einer verfahrbaren Linearachse montiert. Das beim Ablenken des Strahls erzeugte Streusignal wird über einen Tscherenkovdetektor oberhalb der Kammer nachgewiesen.

pro Profilmessung bei etwa einer Sekunde. Für zeitkritische Messungen kann die Belichtungszeit jedoch, wie später in Kapitel 5.4.1 gezeigt, auf bis zu $50\ \mu\text{s}$ reduziert werden. Entsprechend verringert sich die Gesamtmesszeit auf etwa 4 ms.

5.1.2. Auslese- und Ansteuerungselektronik

Um eine exakte zeitliche Korrelation des aufgenommenen Streusignals mit der dazugehörigen Ablenkung des Strahls herzustellen, muss sowohl die Zählung der Tscherenkovphotonen als auch die Ansteuerung des Diagnosedipols zentral koordiniert werden. Dieser Anspruch wird für das Experiment, wie in Abbildung 5.2 dargestellt, mithilfe eines Mikrocontrollers vom Typ *Arduino Mega 2560 Rev 3* und einer eigens entwickelten Steuerplatine umgesetzt.

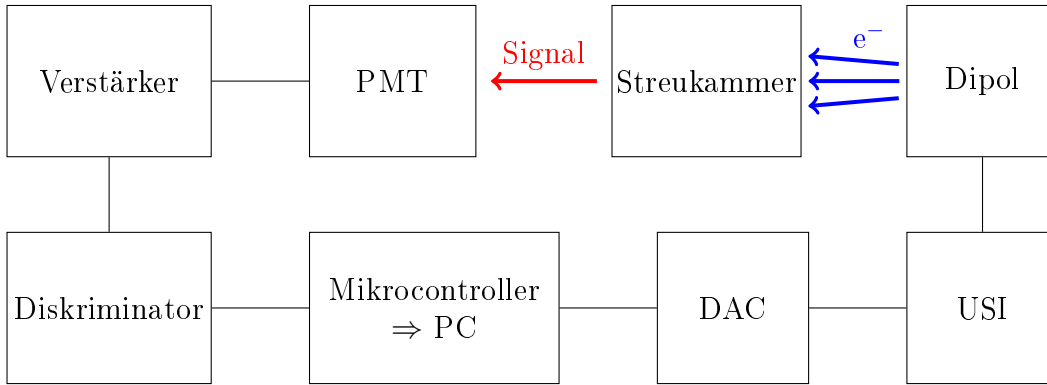


Abbildung 5.2. – Aufbau der Auslese- und Ansteuerungselektronik. Nach der Verstärkung und Diskriminierung des vom Photomultiplier aufgenommenen Signals werden die entstehenden Rechteckpulse mithilfe des Mikrocontrollers gezählt. Zeitgleich regelt der Controller mithilfe einer spannungsgesteuerten Stromquelle (USI) den Ablenk dipol.

Der Controller regelt über einen 12-bit-DAC (MCP4725) eine spannungsgesteuerte Stromquelle, die den Diagnosedipol mit einem Strom von bis zu 4,1 A und einer Spannung von bis zu 30 V versorgt. Der Dipol hat eine integrierte Feldstärke von $B_0 l_{\text{Eff}} = 47,2 \times 10^{-6} \text{ T m A}^{-1}$. Dies entspricht nach Gleichung 5.3 bei einer Strahlenergie von 3,5 MeV einem maximalen Ablenkwinkel von 14,6 mrad. Dabei ist v_{kick} die Geschwindigkeit, die ein Elektron durch die Ablenkung in transversaler Richtung erhält, l_{Eff} die effektive Länge des Dipols, $F_L(t)$ die Lorentzkraft, $\gamma_L = 7,8$ der Lorentzfaktor, m_0 die Ruhemasse des

Elektrons, $v_s \approx c$ die Geschwindigkeit der Elektronen in Bewegungsrichtung des Strahls, e die Elementarladung und B_0 das effektive Magnetfeld. Die durch den DAC beschränkte Auflösung ergibt sich zu $\frac{14,6 \text{ mrad}}{2^{12}} = 2,9 \mu\text{rad}$.

$$v_{\text{kick}}(l_{\text{Eff}}) = \int_{-\infty}^{\infty} \frac{F_L(t)}{\gamma_L m_0} dt = \int_{-\infty}^{\infty} \frac{ev_s B(t)}{\gamma_L m_0} dt \quad (5.1)$$

$$= \frac{e}{\gamma_L m_0} B_0 l_{\text{Eff}} \quad (5.2)$$

$$x' = \arcsin\left(\frac{v_x}{v_s}\right) = \arcsin\left(\frac{eB_0 l_{\text{Eff}}}{\gamma_L m_0 v_s}\right) \quad (5.3)$$

Zeitgleich zur Ansteuerung des Dipols werden die erzeugten Tscherenkophotonen mithilfe des Photomultipliers nachgewiesen. Das resultierende Signal wird anschließend verstärkt und mithilfe eines Diskriminators in einen 2 V-Rechteckpuls umgewandelt. Danach werden die Pulse über einen Transistor pegelgewandelt auf einen Timer/Counter-Eingang des Mikrocontrollers gelegt. Auf diese Weise kann das diskriminierte Signal mit der Taktfrequenz des Controllers von 16 MHz gezählt werden. Das Einstellen und Auslesen des Moduls erfolgt über Ethernet an einem PC im Kontrollraum des Beschleunigers. Der Schaltplan der Steuerplatine ist im Anhang unter Abbildung A.1 und A.2 angefügt. Ihre Anfertigung erfolgte in Kooperation mit Dr. Max Bruker.

5.2. Kalibration

Um aus den Messdaten Rückschlüsse auf die Strahlbreite ziehen zu können, wird eine Kalibration der Strahlposition benötigt. Des Weiteren muss eine Totzeitkorrektur des Detektors erfolgen.

5.2.1. Korrektur der Ereignisrate

Die maximal detektierbare Ereignisrate ist abhängig von der Ausleseelektronik und insbesondere durch die Taktrate des Mikrocontrollers von 16 MHz beschränkt. Für andauernde Messungen muss zudem die Zerstörung des Photomultipliers durch einen zu hohen Dynodenstrom vermieden werden. Hier liegt die dauerhaft erzielbare Zählrate bei maximal 2 MHz. Es treten jedoch bereits

bei deutlich niedrigeren Raten Totzeiteffekte auf, die mithilfe einer Kalibrationsmessung korrigiert werden müssen.

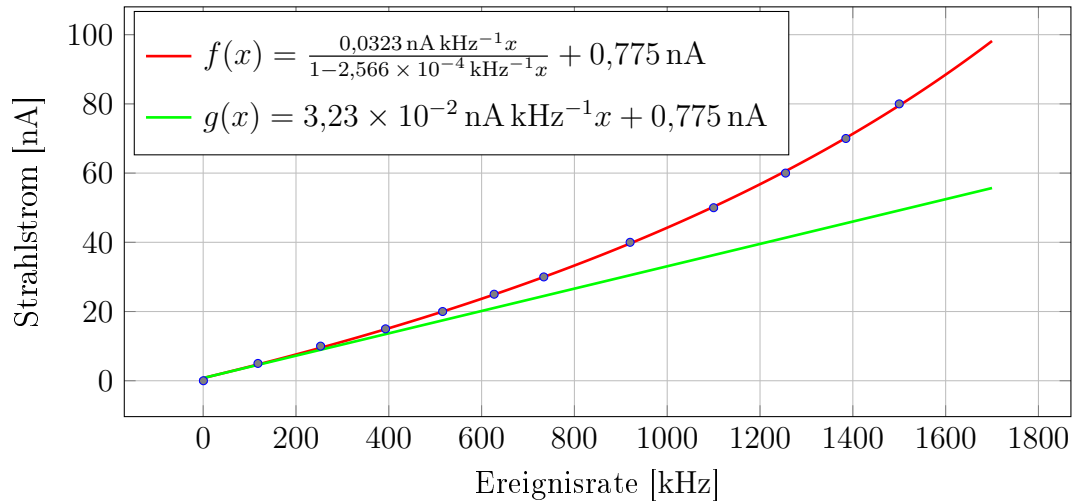


Abbildung 5.3. – Kalibrationskurve der Zähl Elektronik. Zur Kalibration der registrierten Zählrate wurde der Fluoreszenzschirm als Streuelement verwendet und der Strahlstrom schrittweise erhöht. Es zeigt sich, dass die Anpassfunktion der resultierenden Ereignisrate $f(x)$ bereits im Bereich von wenigen hundert kHz deutlich vom optimalen linearen Verlauf $g(x)$ abweicht. Die sich ergebende Totzeit liegt bei (257 ± 8) ns.

Hierfür wurde der Elektronenstrahl auf den Fluoreszenzschirm der Streukammer gelenkt und der Strahlstrom schrittweise von 0 auf 80 nA erhöht. Die resultierende Ereignisrate ist in Abbildung 5.3 dargestellt und zeigt bereits bei wenigen hundert kHz deutliche Abweichungen vom optimalen linearen Verlauf. Die Korrekturfunktion der Rate ergibt sich zu $k_{\text{PMT}}(x) = x \frac{f(x)}{g(x)}$. Dabei ist $f(x)$ die exponentielle Anpassfunktion der gemessenen Ereignisrate und $g(x)$ der theoretische lineare Verlauf ohne Totzeiteffekte.

5.2.2. Kalibration des Ablenk dipols

Während der Messung speichert der Mikrocontroller den eingestellten DAC-Wert, der zum Regeln des angeforderten Dipolstroms dient, und die dazugehörige Anzahl an Ereignissen, die innerhalb der eingestellten Belichtungszeit gezählt wurde. Hierbei muss beachtet werden, dass es aufgrund der Induktivität der Dipolspulen zu einem Zeitversatz zwischen dem Einstellen des DAC-Werts und dem Erreichen des Spulenstroms kommt.

In diesem Experiment werden für jede Profilmessung 80 äquidistante Datenpunkte aufgenommen, wobei der maximale Strom bei 2 A liegt. Die Schrittweite beträgt somit 25 mA, was bei der später in Kapitel 5.3.1 hergeleiteten Flankensteilheit von $41 \text{ mA } \mu\text{s}^{-1}$ einem Zeitversatz von 610 ns entspricht. Damit die Messung nicht durch Überschwüngen kompromittiert wird, schließt sich an das Einstellen eines neuen DAC-Werts jedoch eine Wartezeit von 10 μs an. Der berechnete Zeitversatz spielt daher für dieses Experiment keine Rolle.

Um die Abhängigkeit der Strahlposition vom Bitwert zu ermitteln, ist die Streukammer mit einer 10 μm starken Metallfolie ausgestattet, auf der sich zwei Maskenfelder mit jeweils 20 parallel angeordneten Schlitzen befinden. Die Schlitze haben eine Breite von 30 μm und liegen 330 μm auseinander (Mittellachse zu Mittelachse). Ihre Orientierung ist im oberen Feld vertikal und im unteren Feld horizontal.

Ein Ablenken des Strahls über die Maskenfelder bildet das über die Schlitze integrierte gaußförmige Strahlprofil als Verringerung der Streusignalintensität ab. Durch die geringen Abstände der Schlitze wird das Profil, wie in Abbildung 5.4 gezeigt, bei jeder Messung mehrmals aufgenommen. Die Position des Strahls wird anschließend durch eine Anpassung der Ereignisrate an eine Schar von Gaußfunktionen ermittelt. In vertikaler Richtung wurde die Ablenkung des Strahls zusätzlich mithilfe der verfahrenbaren Linearachse der Streukammer bestimmt. Dazu fanden acht Messungen des Streuprofiles am 24 μm durchmessenden Diagnosedraht statt, wobei der Draht für jede Messung um 100 μm nach unten versetzt wurde. Die resultierende Messkurve ist in Abbildung 5.5 dargestellt. Zur Reduzierung statistischer Fehler wurde jede Messung zehnmal durchgeführt und die resultierenden Strahlpositionen gemittelt.

Wie in Abbildung 5.6 gezeigt, ergeben sich aus den Messdaten beider Verfahren lineare Kalibrationskurven, wobei die Steigung der angepassten Funktionen das Verhältnis von Ablenkdistanz zu Bitwertdistanz angibt. Sie liegt für die Ablenkung über die Schlitzmaskenfelder in horizontaler Richtung bei $(1,31 \pm 0,05) \mu\text{m}$ und in vertikaler Richtung bei $(0,913 \pm 0,018) \mu\text{m}$. Für die Messung mithilfe der Linearachse ergibt sich im Vergleich dazu ein Wert von $(0,890 \pm 0,017) \mu\text{m}$, was einer Abweichung von $(2,6 \pm 2,8) \%$ entspricht und somit innerhalb der statistischen Unsicherheit liegt.

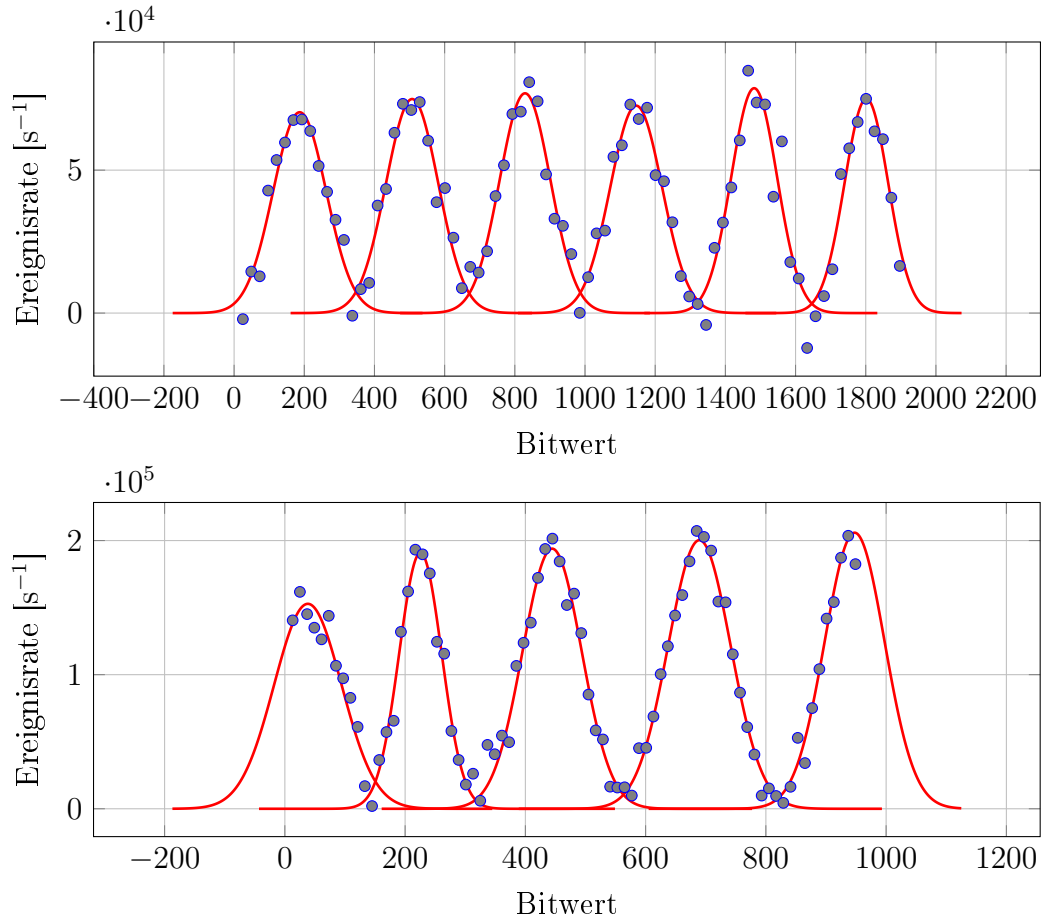


Abbildung 5.4. – Streusignal der Schlitzmasken für die vertikale (Oben) und horizontale (Unten) Kalibrierung der Strahlposition. Durch das Ablenken des Elektronenstrahls über die senkrecht zueinander ausgerichteten Schlitzmaskenfelder wird das gaußförmige Strahlprofil über eine Verringerung der Streusignalintensität abgebildet. Die Messwerte wurden für die Darstellung invertiert und untergrundbereinigt.

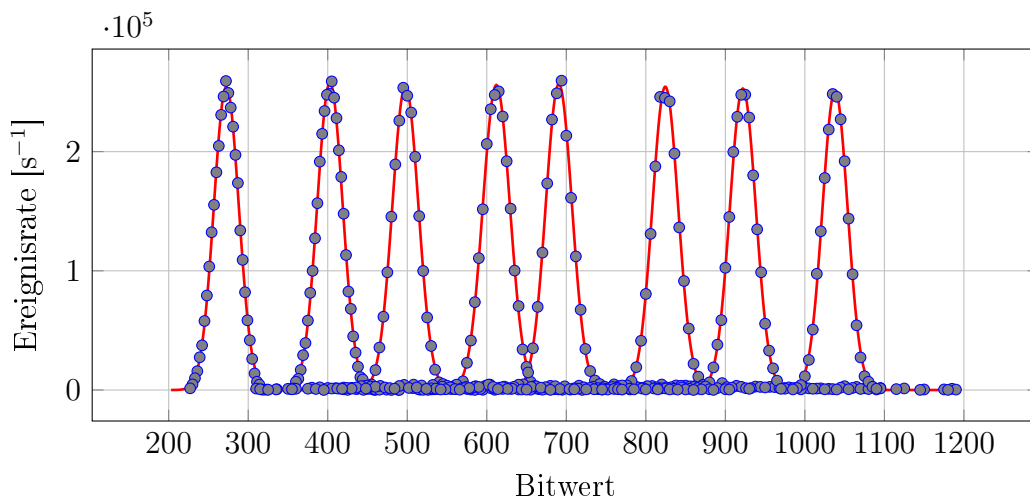


Abbildung 5.5. – Kalibrierung der Strahlposition mittels Linearachse. Mithilfe des $24\ \mu\text{m}$ Diagnosedrahts und der verfahrbaren Linearachse der Streukammer lässt sich die vertikale Ablenkung des Elektronenstrahls zusätzlich zur Schlitzmaskenmethode kalibrieren. Die resultierenden Abbildungen des Strahlprofils werden analog zum ersten Verfahren durch eine Schar von Gaußfunktionen angepasst.

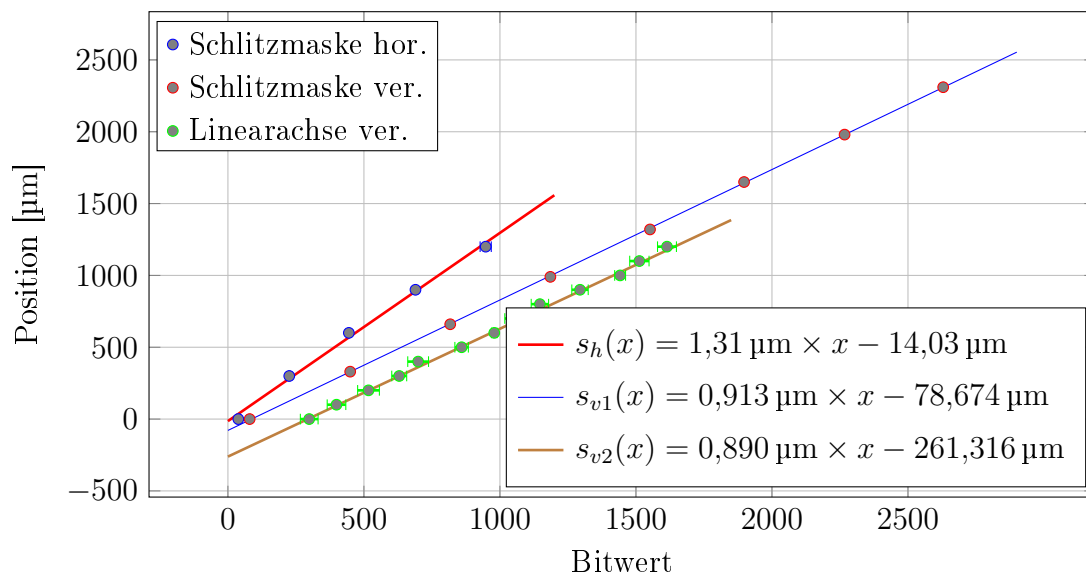


Abbildung 5.6. – Kalibration der Strahlposition. Durch das Ablenken des Elektronenstrahls über die senkrecht zueinander ausgerichteten Schlitzmaskenfelder kann die Abhängigkeit der Strahlposition vom eingestellten Bitwert des DACs ermittelt werden. Trifft der Strahl auf einen Schlitz, verringert sich die Streusignalintensität und bildet dabei das gaußförmige Strahlprofil ab. Durch den äquidistanten Abstand der Schlitze ergeben sich lineare Anpassfunktionen. $s_h(x)$ und $s_{v1}(x)$ sind die Kalibrationskurven für die horizontale und vertikale Ablenkung über die Schlitzmaske. $s_{v2}(x)$ ist das Ergebnis für die Messung der vertikalen Ablenkung mithilfe der Linearachse. Die Steigungen geben jeweils das Verhältnis von Ablenkdistanz zu Bitwertdistanz an.

5.3. Thermische Belastbarkeit

Im Folgenden wird diskutiert, für welchen Einsatzbereich sich das Diagnosemodul an *MESA* und anderen Hochleistungsbeschleunigern eignet. Die Grenzen der Anwendbarkeit werden dabei neben der Geschwindigkeit der Datenaufnahme maßgeblich durch die im Draht erreichten Temperaturen diktiert. Bei einem maximalen Strahlstrom von 10 mA und einer maximalen Teilchenenergie von 105 MeV erreicht *MESA* Strahlleistungen von bis zu 1,05 MW, welche auf Flächen im Bereich von $100 \mu\text{m}^2$ fokussiert werden können. Obwohl nur ein Bruchteil dieser Leistung im Diagnosedraht deponiert wird, üben die resultierenden Leistungsdichten eine immense Hitzebelastung auf das Material aus, was bei zu langen Expositionszeiten zu dessen Zerstörung führt.

5.3.1. Expositionsdauer und Diagnosegeschwindigkeit

Der Einsatz eines Mikrocontrollers als Kernelement des Diagnosemoduls erlaubt die Programmierung beliebiger Messverläufe, die in unterschiedlichen Expositionszeiten und Ortsauflösungen resultieren. Für den praktischen Betrieb wurden die drei in Abbildung 5.7 dargestellten Messmethoden entwickelt.

Für die schnellste Methode (obere Grafik) wird der Elektronenstrahl ohne Unterbrechung über den Diagnosedraht gelenkt. Dieses Verfahren entspricht dem Messverlauf vergleichbarer mechanischer Systeme wie dem *Flying Wire* und hat den Vorteil möglichst kurzer Expositionszeiten. Der Nachteil besteht darin, dass das Signal der Streuintensität über die zurückgelegte Wegstrecke während der Messung integriert werden muss. Die Vernachlässigung dieses Prozesses führt zu einem Ortsfehler in der Größenordnung der zurückgelegten Strecke $\Delta d = t_{\text{Mess}} \dot{d}$. Dabei ist t_{Mess} die Dauer einer Belichtungszeit und \dot{d} die Ablenkgeschwindigkeit.

$$\dot{d}(\gamma_L, L_{\text{Drift}}) = \frac{v_{\text{kick}}}{c} L_{\text{Drift}} = \frac{F_L \times t_{\text{kick}}}{\gamma_L m_e c} L_{\text{Drift}} \quad (5.4)$$

$$= L_{\text{Drift}} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{q_e \beta B(s)}{\gamma_L m_e} ds \quad (5.5)$$

$$= k_{x,y} L_{\text{Drift}} \frac{\beta}{\gamma_L} \quad (5.6)$$

$$= k_{x,y} L_{\text{Drift}} \frac{1}{\gamma_L} \sqrt{1 - \frac{1}{\gamma_L^2}} \quad (5.7)$$

$$\text{mit } \dot{d}_x(7,85, 0,37 \text{ m}) = 51 \text{ m s}^{-1} \text{ und } \dot{d}_y(7,85, 0,37 \text{ m}) = 35 \text{ m s}^{-1} \quad (5.8)$$

$$\Rightarrow k_x = 1092 \text{ s}^{-1} \quad (5.9)$$

$$k_y = 762 \text{ s}^{-1} \quad (5.10)$$

In Kapitel 5.2.2 wurde die maximale horizontale Ablenkdistanz zu $d_x = (5,4 \pm 0,2) \text{ mm}$ und die vertikale Distanz zu $d_y = (3,70 \pm 0,07) \text{ mm}$ bestimmt. Die zum Überbrücken der Distanz benötigte Zeit lässt sich aus den in Abbildung 5.8 dargestellten Oszilloskopaufnahmen ableiten. Die Aufnahmen zeigen den mit einer Rogowskisonde am stromzuführenden Leiter des Diagnosedipols

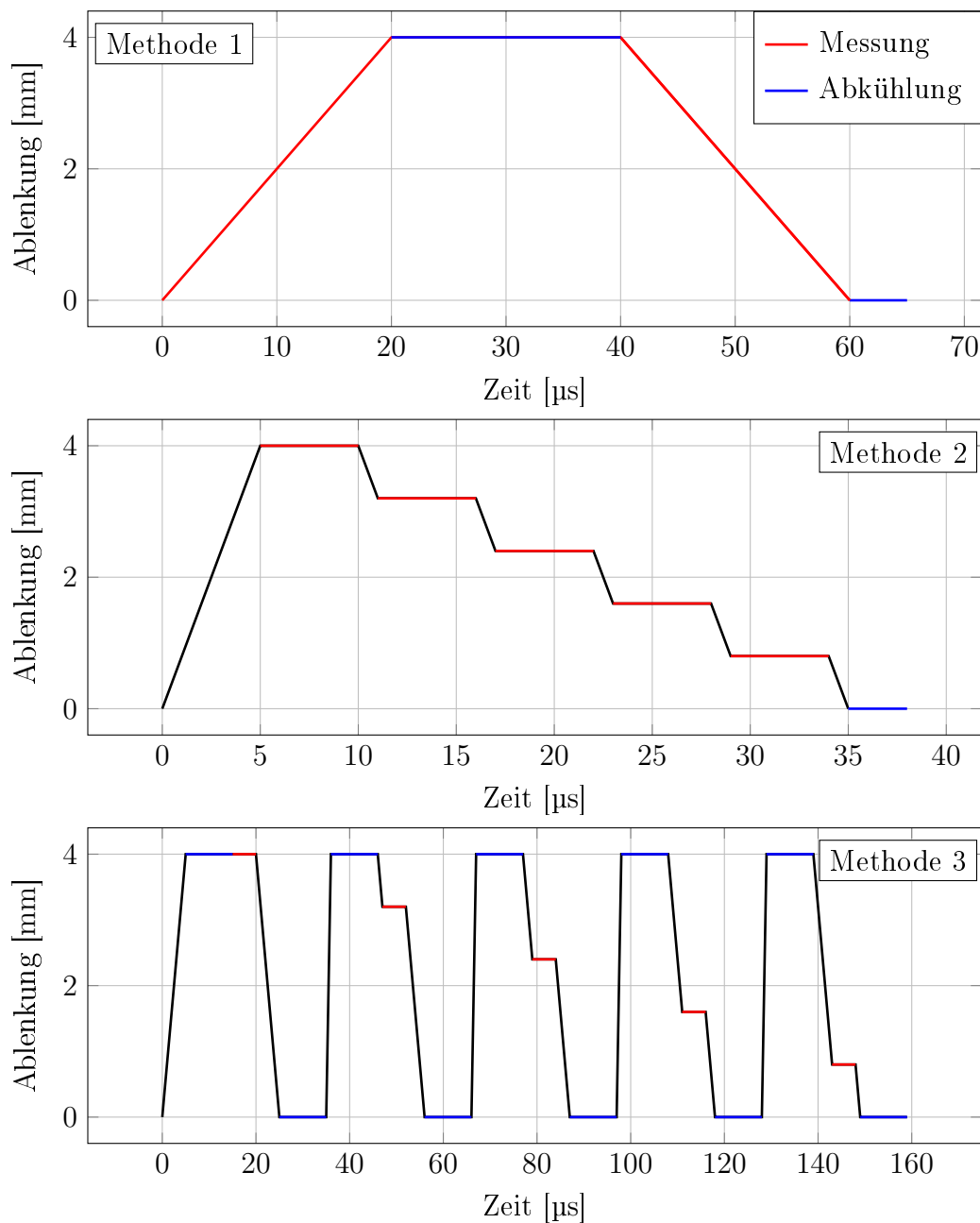


Abbildung 5.7. – Mithilfe des Diagnosemoduls lassen sich drei verschiedene Messverläufe umsetzen. Die oberste Grafik zeigt die schnellste Methode, bei der die Vermessung hoher Strahlströme möglich ist, die erreichbare Auflösung jedoch durch die kontinuierliche Bewegung des Elektronenstrahls beschränkt wird. Die mittlere Grafik zeigt die präziseste Methode, bei der der Draht jedoch auch am längsten ohne Unterbrechung bestrahlt wird. Hierzu erfolgt die Messung schrittweise für konstante Dipolströme, was zu dem stufenförmigen Verlauf führt. Das dritte Verfahren (untere Grafik) kombiniert die Vorteile beider Methoden. Hier folgt auf jede Belichtungszeit eine Kühlperiode, was die Vermessung hoher Strahlströme mit maximaler Auflösung möglich macht, jedoch auch die längste Zeit für eine Profilmessung in Anspruch nimmt.

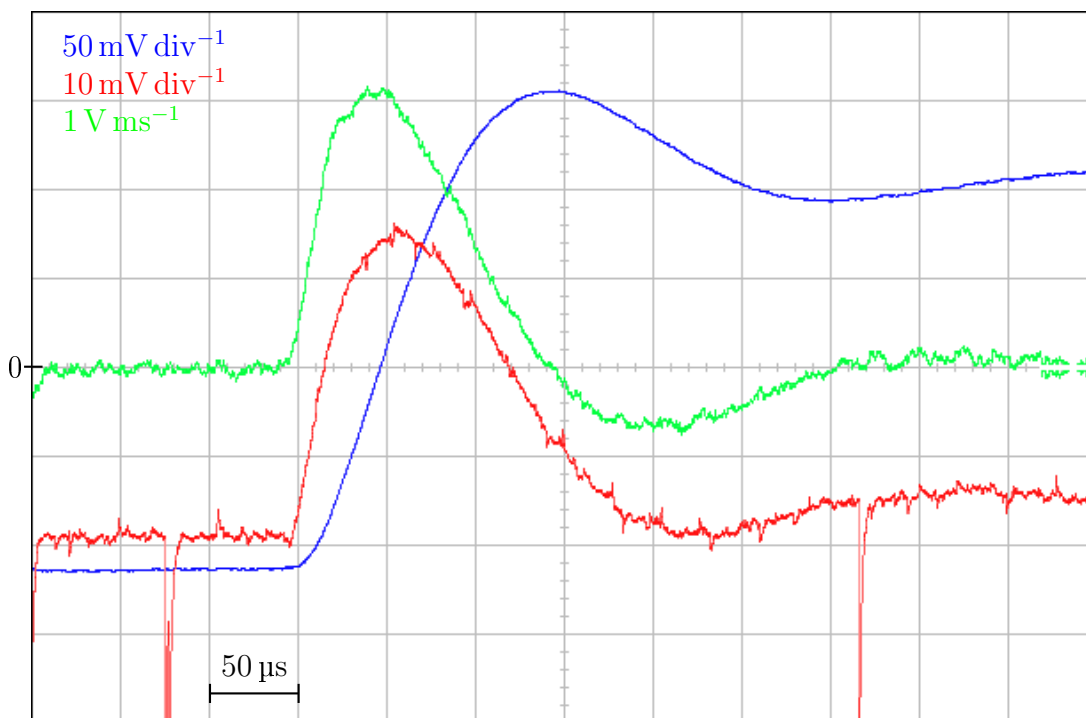


Abbildung 5.8. – Oszilloskopaufnahme des mithilfe einer Rogowskisonde gemessenen Spulenstroms (Blau), der resultierenden Spannung in einer Leiterschleife im Innern des Strahlrohrs (Rot) und die zeitliche Ableitung des Spulenstroms (Grün). Der maximale Strom, der von dem Diagnosemodul für den Dipol bereitgestellt werden kann, liegt bei 4,1 A und wird unter Vernachlässigung der Überschwingung nach etwa $100 \mu\text{s}$ erreicht.

gemessenen Spannungsverlauf und seine erste Ableitung sowie die an einer im Innern eines testweise aufgebauten Stücks Strahlrohr montierten Leiterschleife abfallenden Spannung. Anhand der mit der Rogowskisonde gemessenen Spannung lässt sich die Länge der Flanke zu etwa $100 \mu\text{s}$ bestimmen.

Dabei ist insbesondere der Bereich bis 0 mV interessant, da größere Werte zu einer Ablenkung des Strahls in das Gehäuse der Vakuumkammer führen. Hier liegt die Flankensteilheit bei etwa $3 \text{ mV } \mu\text{s}^{-1}$, was bei einem Maximalstrom von $4,1 \text{ A}$ einem Anstieg von $41 \text{ mA } \mu\text{s}^{-1}$ entspricht. Die resultierenden Ablenkgeschwindigkeiten errechnen sich nach Gleichung 5.7 somit zu $\dot{d}_x \approx 54 \text{ m s}^{-1}$ und $\dot{d}_y \approx 37 \text{ m s}^{-1}$. Diese Werte übertreffen die Geschwindigkeit vergleichbarer mechanischer Systeme in etwa um einen Faktor 2 [45].

Da die Ablenkgeschwindigkeit bei dieser Methode um mehr als eine Größenordnung oberhalb der Ablenkgeschwindigkeit bei der Positionskalibration liegt, muss überprüft werden, ob die Entstehung von Wirbelströmen einen si-

gnifikanten Einfluss auf die Erzeugung des Magnetfelds im Strahlrohr hat. Um dies zu überprüfen, wird die in einer Leiterschleife induzierte Spannung im Innern des testweise aufgebauten Stücks Strahlrohr gemessen. Die induzierte Spannung U_{Ind} ist dabei nach Gleichung 5.11 [46] proportional zu der zeitlichen Änderung des Magnetfelds $B(t)$, der vom Feld durchflossenen Schleifenfläche $A_{\text{Schleife}} = 2 \text{ cm}^2$ und der Anzahl an Windungen $N_{\text{Leiter}} = 5$.

$$U_{\text{Ind}}(t) = N_{\text{Leiter}} \cdot \frac{\partial}{\partial t} B(t) \cdot A_{\text{Schleife}} \quad (5.11)$$

Unter maximalem Strom erzeugt der Diagnosedipol in seinem Zentrum eine magnetische Flussdichte von etwa 3,8 mT. Sollten die erzeugten Wirbelströme zu vernachlässigen sein, entspräche dies bei einer Flankenlänge von 100 μs einer induzierten Spannung von $U_{\text{Ind}} = 38 \text{ mV}$. Die gemessene Maximalspannung unterscheidet sich mit 35 mV von diesem Wert nur um etwa 8%. Des Weiteren zeigt die Oszilloskopaufnahme näherungsweise eine Proportionalität zwischen dem Schleifen- und dem Rogowskisignal. Beide Beobachtungen sprechen stark dafür, dass Wirbelströme im Strahlrohr keine Rolle bei der Nutzung des Diagnosemoduls spielen. Sollte die Flankensteilheit zukünftig jedoch weiter erhöht werden, könnte es sich anbieten, das Aluminiumrohr durch ein Glasrohr zu ersetzen.

Bei Ablenkgeschwindigkeiten im Bereich mehrerer $10 \mu\text{m} \mu\text{s}^{-1}$ liegen die innerhalb der Belichtungszeit zurückgelegten Distanzen deutlich oberhalb der zu vermessenden Strahlbreite. Wie in Gleichung 5.7 gezeigt, reduziert sich die Ablenkgeschwindigkeit jedoch mit zunehmender Strahlenergie. Dabei ist v_{kick} die Geschwindigkeit, die ein Elektron durch die Ablenkung im Dipol in transversale Richtung erhält, L_{Drift} die Driftlänge zwischen Dipol und Draht, F_{L} die Lorentzkraft im Magneten, t_{kick} die Flugzeit durch den Magneten und γ_{L} der Lorentzfaktor. Die Anwendung dieser Methode ergibt demnach für das existierende Diagnosemodul hauptsächlich bei höheren Energien im Bereich einiger 10 MeV Sinn. Durch die Ergänzung des Moduls um eine schnellere Ausleseelektronik, wie beispielsweise einen GHz-ADC, könnten die hohen Ablenkgeschwindigkeiten jedoch auch direkt genutzt werden.

Für die präziseste Methode (mittlere Grafik) wird der Elektronenstrahl schrittweise abgelenkt und verharrt während der Datenaufnahme an seiner Po-

sition. Dieser Messverlauf ist aufgrund der theoretisch dazu benötigten hohen Beschleunigung des Drahtes in mechanischen Systemen nicht realisierbar. Die durchschnittliche Messgeschwindigkeit v_{Mittel} wird über Gleichung 5.12 berechnet und hängt von der Distanz zwischen zwei Messpunkten d , der Ablenkgeschwindigkeit zwischen den Messpunkten $\dot{d}(\gamma)$ und der Belichtungszeit pro Messpunkt t_{Mess} ab.

$$v_{\text{Mittel}} = \frac{d_{x,y}}{d/\dot{d}(\gamma) + t_{\text{Mess}}} \quad (5.12)$$

Es zeigt sich, dass die maximale Messgeschwindigkeit im Wesentlichen durch t_{Mess} limitiert wird. Dieser Wert hängt wiederum hauptsächlich von der Kommunikationsgeschwindigkeit (I^2C) zwischen dem Mikrocontroller und dem stromregelnden DAC ab. Die minimale Übertragungszeit, die hier erreicht werden konnte, liegt bei $50 \mu\text{s}$. Unter der Annahme, dass das Strahlprofil in $50 \mu\text{m}$ -Schritten vermessen werden soll, ergibt sich so eine durchschnittliche Geschwindigkeit von $0,99 \text{ m s}^{-1}$. Wie im nächsten Kapitel gezeigt wird, genügt dieser Wert nur für die Vermessung verhältnismäßig geringer Strahlströme und -energien im niedrigen mA und MeV Bereich.

Die letzte Methode (untere Grafik) benötigt die längste Zeit zur Aufnahme eines Profils, erlaubt jedoch Messungen mit hoher Präzision bei hohen Strahlströmen. Ähnlich wie beim vorherigen Verfahren wird der Strahl schrittweise abgetastet. Dabei folgt jedoch nach jedem Schritt eine Abkühlphase, während der er in seine Grundposition gelenkt wird. Auf diese Weise wird die Dauer der ununterbrochenen Exposition auf Werte im Bereich der Belichtungszeit reduziert.

5.3.2. Temperaturverlauf im Diagnosedraht

Die Leistungsverteilung $\dot{Q}_{\text{Strahl}}(x, y)$ ist, wie in Gleichung 5.13 gezeigt, proportional zur zweidimensionalen Normalverteilung der Stromdichte des Strahls $\nu(x, y)$. Dabei ist ρ_I die maximale Stromdichte an der Position $x = x_0, y = y_0$ und kann über die Integration von $\nu(x, y)$ aus dem Strahlstrom I berechnet werden.

Der Proportionalitätsfaktor k_{ID} zwischen $\nu(x, y)$ und $\dot{Q}_{\text{Strahl}}(x, y)$ hängt von der Strahlenergie, dem Streukörpermaterial und der Materialstärke ab. Seine

$$\dot{Q}_{\text{Strahl}}(x, y) = k_{ID}\nu(x, y) = k_{ID}\rho_I e^{-\left(\frac{(x-x_0)^2}{2\sigma_x^2} + \frac{(y-y_0)^2}{2\sigma_y^2}\right)} \quad (5.13)$$

$$I = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \nu(x, y) dx dy = 2\pi\rho_I\sigma_x\sigma_y \quad (5.14)$$

$$\Leftrightarrow \rho_I = \frac{I}{2\pi\sigma_x\sigma_y} \quad (5.15)$$

Berechnung erfolgt mithilfe von *FLUKA* für den feinsten im Experiment eingesetzten Draht (Wolfram, 24 μm) und einer 7 μm durchmessenden Kohlefaser (*SIGRAFIL C T24-4.8/240-E100*). Der betrachtete Energiebereich entspricht den an *MESA* vorkommenden Energien von 100 keV bis 155 MeV. Der Aufbau der Simulation und die resultierende Elektronenspurdichte sind in Abbildung 5.9 dargestellt.

Zur Kontrolle wurde, wie in Abbildung 5.10 gezeigt, der zu erwartende Energieverlust der Elektronen mithilfe der Bethe-Bloch-Formel [47] bestimmt. Da nicht alle Sekundärteilchen vom Diagnosedraht absorbiert werden, muss der Wärmeeintrag dabei immer unterhalb des Energieverlusts der Elektronen liegen. Es zeigt sich jedoch, dass dies für Wolfram bei einer Elektronenenergie von 100 keV scheinbar nicht der Fall ist. Diese Abweichung lässt sich über die fehlende Schalenkorrektur erklären, welche bei niedrigen Energien und hohen Ordnungszahlen einen großen Einfluss auf den berechneten Energieverlust hat.

Das Minimum des Energieverlusts liegt für beide Materialien im Bereich von 1 MeV, das Minimum des Wärmeeintrags liegt jedoch im Bereich von 2 bis 3 MeV. Des Weiteren zeigen die Simulationsergebnisse im Gegensatz zur Bethe-Bloch-Formel einen asymptotischen Verlauf, der für Wolfram gegen einen Wert von $(105 \pm 1) \text{ kJ m}^2 \text{ kg}^{-1} \text{ C}^{-1}$ und für die Kohlefaser gegen einen Wert von $(143 \pm 1) \text{ kJ m}^2 \text{ kg}^{-1} \text{ C}^{-1}$ strebt. Beide Beobachtungen lassen sich dadurch erklären, dass sich das Bremsstrahlungsspektrum mit zunehmender Elektronenenergie zu höheren Photonenenergien verschiebt. Die dadurch sinkende Wahrscheinlichkeit für eine Absorption der Sekundärteilchen führt trotz steigender Strahlleistung nur noch zu geringfügig steigenden Wärmeeinträgen.

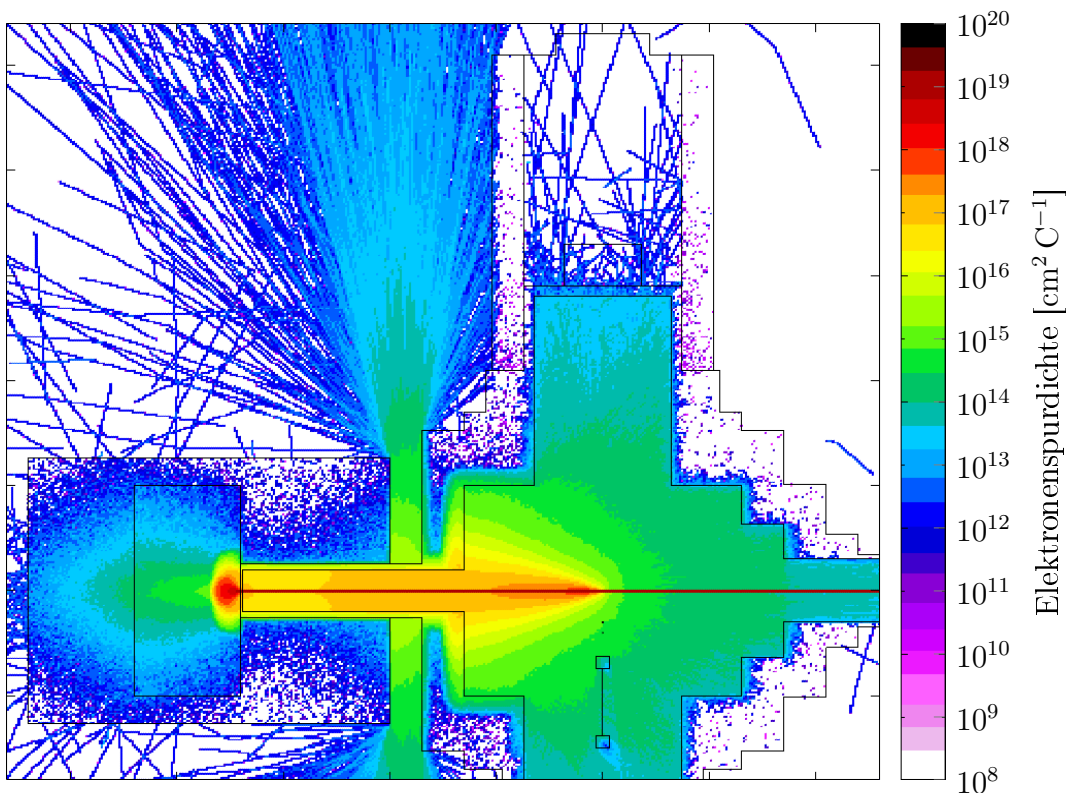
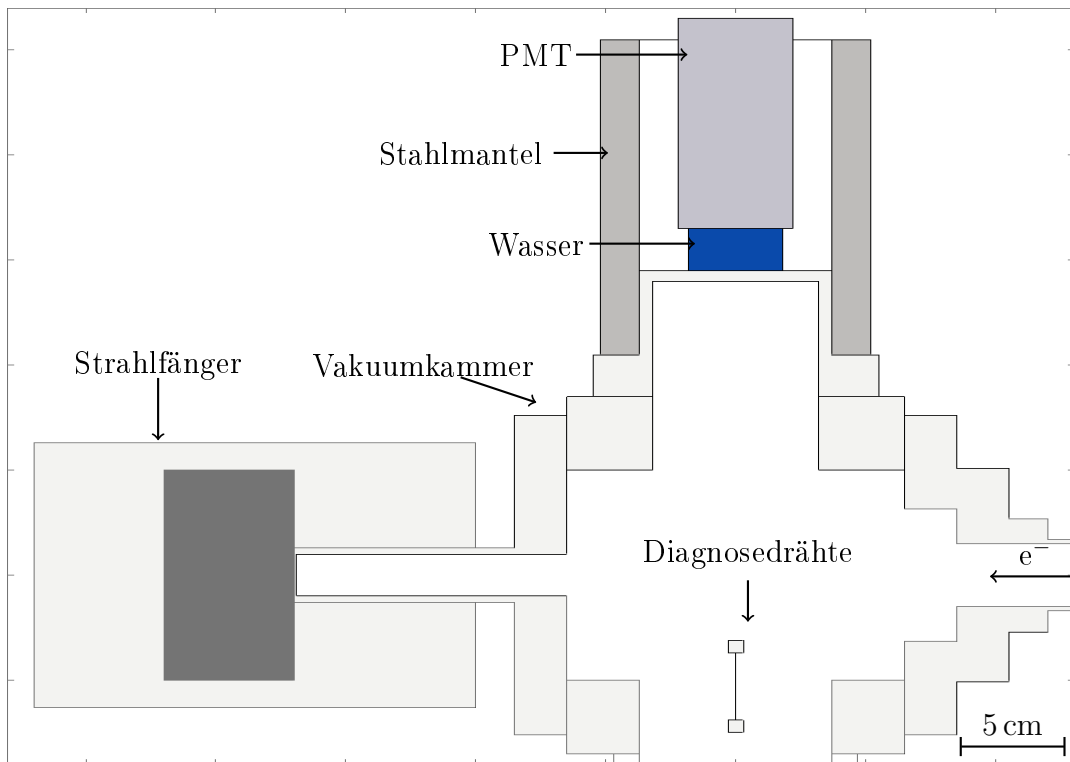


Abbildung 5.9. – FLUKA-Modell der Streukammer und simulierte Elektronenspurdichte. Da ein Großteil des Strahls den Draht unbeeinflusst passiert, ist die Entstehung eines ausgeprägten Untergrundsignals durch rückgestreute Sekundärteilchen zu befürchten. Um diesen Prozess möglichst zu unterbinden, werden die Elektronen nach Passieren des Experiments von einem gut abgeschirmten Strahlfänger aufgefangen. Wie zu erkennen ist, verbleibt jedoch eine Schwachstelle zwischen Streukammer und Strahlfänger, weswegen der Tscherenkovdetektor zusätzlich von einem 20 mm starkem Stahlzylinder umgeben ist.

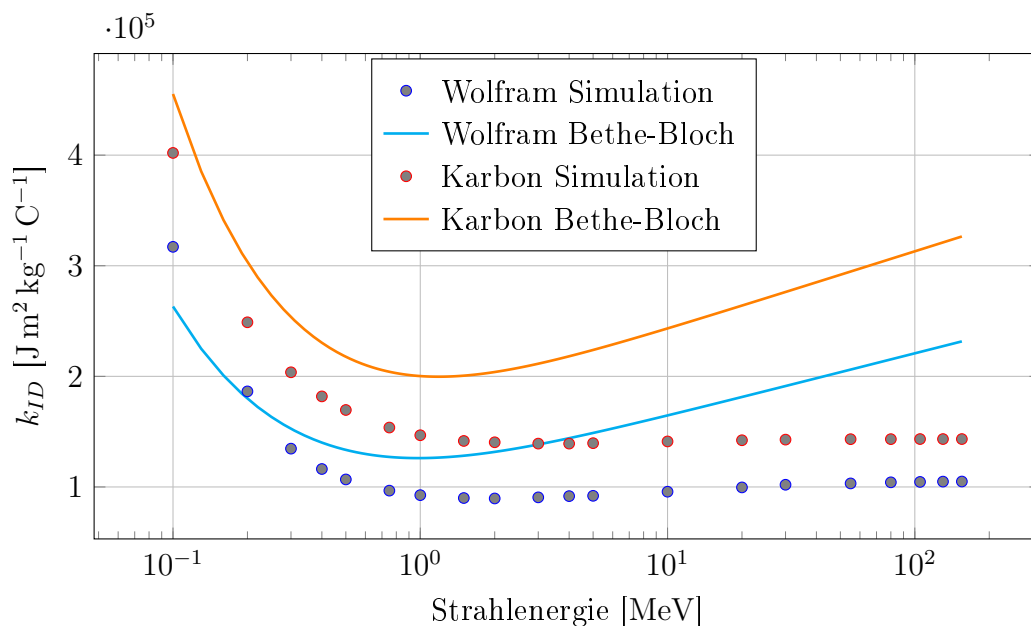


Abbildung 5.10. – Energieverlust der Elektronen und deponierte Wärme. Die deponierte Wärmeleistung hat für beide Materialien ein Minimum bei etwa 2 MeV. Für höhere Energien bewegt sich die Leistung asymptotisch auf einen Wert von $(105 \pm 1) \text{ kJ m}^2 \text{ kg}^{-1} \text{ C}^{-1}$ für Wolfram und auf $(143 \pm 1) \text{ kJ m}^2 \text{ kg}^{-1} \text{ C}^{-1}$ für die Kohlefaser zu. Die deponierte Wärmeenergie muss immer unterhalb des Energieverlustes der Elektronen liegen. Bei niedrigen Energien scheint dies für Wolfram nicht der Fall zu sein, was sich jedoch über die fehlende Schalenkorrektur der Bethe-Bloch Formel erklären lässt.

Es gilt zu beachten, dass sich nach Gleichung 5.16 der Strahldurchmesser σ mit zunehmender Strahlenergie E_{kin} verkleinert, was zu einer Erhöhung der Ladungsdichte führt. Aus diesem Grund ist trotz nahezu konstanten Wärmeintrags pro Teilchen mit einer Erhöhung des maximalen Wärmeintrags pro Fläche zu rechnen.

$$\sigma = \sqrt{\epsilon\beta} = \sqrt{\frac{\epsilon_{\text{norm}}\beta}{\sqrt{(\gamma_L)^2 - 1}}} \quad (5.16)$$

Für Energien oberhalb von 1 MeV kann die Wärmeleistung näherungsweise über ihren asymptotischen Wert ausgedrückt werden. Die dabei auftretende Überschätzung liegt für Wolfram bei maximal 17% und für die Kohlefaser bei maximal 3%.

Mit dem nun bekannten Proportionalitätsfaktor k_{ID} kann der zeitliche Verlauf der hinzugefügten Wärmeleistung $\dot{Q}_{\text{Strahl}}(t)$ in Abhängigkeit von der Ablenkgeschwindigkeit des Diagnosedipols v_x und des Strahlstroms I , wie in Gleichung 5.17 gezeigt, dargestellt werden. Dabei gilt $\sigma_t = \frac{\sigma_x}{v_x}$ und $t = \frac{x}{v_x}$.

$$\dot{Q}_{\text{Strahl}}(y, t) = \frac{k_{ID}I}{2\pi\sigma_x\sigma_y} e^{-\left(\frac{(t-t_0)^2}{2\sigma_t^2} + \frac{(y-y_0)^2}{2\sigma_y^2}\right)} \quad (5.17)$$

Um die resultierende Maximaltemperatur berechnen zu können, müssen neben der aufgenommenen Leistung $\dot{Q}_{\text{Strahl}}(y, t)$ der Wärmefluss im Draht $\dot{Q}_{\text{Con}}(y, t)$ und die Wärmestrahlung $\dot{Q}_{\text{Rad}}(y, t)$ an der Drahtoberfläche beachtet werden. Gleichung 5.18 [48] zeigt den allgemeinen Ansatz der Wärmeleitungsgleichung für ein mehrdimensionales Medium mit inhomogener Massendichte $\rho(\vec{r})$, spezifischer Wärmekapazität $c_{\text{kap}}(\vec{r})$ und Wärmeleitfähigkeit $\theta(\vec{r})$. $q(\vec{r}, t)$ beschreibt dabei den durch zusätzliche Quellen pro Volumen hervorgerufene Wärmefluss und wird in diesem Fall durch die eingebrachte Leistung und die Wärmestrahlung definiert.

Letztere ergibt sich aus Gleichung 5.20 [49] und muss, wie in Gleichung 5.22 gezeigt, für die Wärmeleitungsgleichung nach dem Volumen abgeleitet werden. Dabei ist ϵ_{em} der Emissionsgrad ($\epsilon_{\text{Wolfram}} = 0,2$; $\epsilon_{\text{Carbon}} = 0,89$)[50], A die Oberfläche des Drahts, R der Drahtradius,

$$\sigma$$

die Stefan-Boltzmann-Konstante und T_0 die Raumtemperatur. Hier gilt zu beachten, dass die Emissivität von Wolfram stark von der Temperatur abhängt und daher für die Berechnung der Maximaltemperatur über den betrachteten Bereich gemittelt wurde. Im Gegensatz dazu ändert sich die Emissivität der Kohlefaser nur unwesentlich.

Wird der Draht zusätzlich vereinfacht als eindimensional angenommen, ergibt sich schließlich der in Gleichung 5.19 dargestellte Ansatz zur Berechnung des Temperaturverlaufs im Draht.

Da eine analytische Lösung der Differentialgleichung nicht gefunden werden konnte, wird im Folgenden die sich ergebende Erhitzung des Drahts auf Basis numerischer Lösungen diskutiert. Die dabei angenommenen Randbedingungen

$$\rho(\vec{r}) \cdot c_{\text{kap}}(\vec{r}) \cdot \frac{\partial T(\vec{r}, t)}{\partial t} = \nabla(\theta(\vec{r}) \cdot \nabla T(\vec{r}, t)) + q(\vec{r}, t) \quad (5.18)$$

$$\Rightarrow \rho \cdot c_{\text{kap}} \frac{\partial T(\vec{r}, t)}{\partial t} = \theta \frac{\partial^2 T(y, t)}{\partial y^2} + \rho \dot{Q}_{\text{Strahl}}(y, t) - \frac{\partial}{\partial V} \dot{Q}_{\text{Rad}}(y, t) \quad (5.19)$$

mit

$$\dot{Q}_{\text{Rad}}(y, t) = \epsilon_{\text{em}} \sigma A (T^4(y, t) - T_0^4) \quad (5.20)$$

$$\frac{\partial}{\partial V} \dot{Q}_{\text{Rad}}(y, t) = \frac{\partial y}{\partial y} \frac{\epsilon_{\text{em}} \sigma 2\pi R T^4(y, t)}{\pi R^2} \quad (5.21)$$

$$= \frac{2\epsilon_{\text{em}} \sigma (T^4(y, t) - T_0^4)}{R} \quad (5.22)$$

sind $T(y, -5\sigma_t) = T_0$ und $T(-y, t) = T(y, t)$. Eine numerische Lösung ist beispielhaft für $I = 500 \mu\text{A}$, $\beta_x = \beta_y = 0,01 \text{ m}$, $v_x = 0,6 \text{ m s}^{-1}$ und $E_{\text{kin}} = 5 \text{ MeV}$ in Abbildung 5.11 für Wolfram dargestellt. Im Vergleich dazu ist zusätzlich der Temperaturverlauf ohne Berücksichtigung der Wärmestrahlung und ohne Berücksichtigung der Wärmeleitung abgebildet.

Es zeigt sich, dass eine Vernachlässigung der Wärmestrahlung keinen signifikanten Einfluss auf den Temperaturverlauf hat. Im Gegensatz dazu kommt es durch die Wärmeleitung zu einer Reduzierung der Maximaltemperatur um etwa einen Faktor 3.

Um den möglichen Einsatzbereich der Messmethoden für die verschiedenen Energiestufen von *MESA* berechnen zu können, muss eine Annahme über die minimale Strahlbreite getroffen werden. Eine Untersuchung des Verlaufs der Betafunktion an *MESA* auf Basis der Transfermatrizen zeigt, dass im Normalbetrieb an keiner Stelle des Beschleunigers ein Fokus unterhalb von $\beta_x = \beta_y = 0,1 \text{ m}$ erreicht wird [30]. Mithilfe von drei der für den Injektionsbogen entwickelten Quadrupolmagnete wurde des Weiteren an der 3,5 MeV-Strahlführung von *MAMI* unter optimalen Bedingungen ein minimaler Strahlfokus von $\beta_x = (0,14 \pm 0,03) \text{ m}$ und $\beta_y = (0,07 \pm 0,01) \text{ m}$ erreicht. Der Aufbau des entsprechenden Experiments wird in Kapitel 5.6 näher beschrieben.

Es erscheint daher sinnvoll minimale Werte für die Betafunktion von $\beta_x = \beta_y = 0,1 \text{ m}$ anzunehmen. Zur Bestimmung des resultierenden Einsatzbereichs

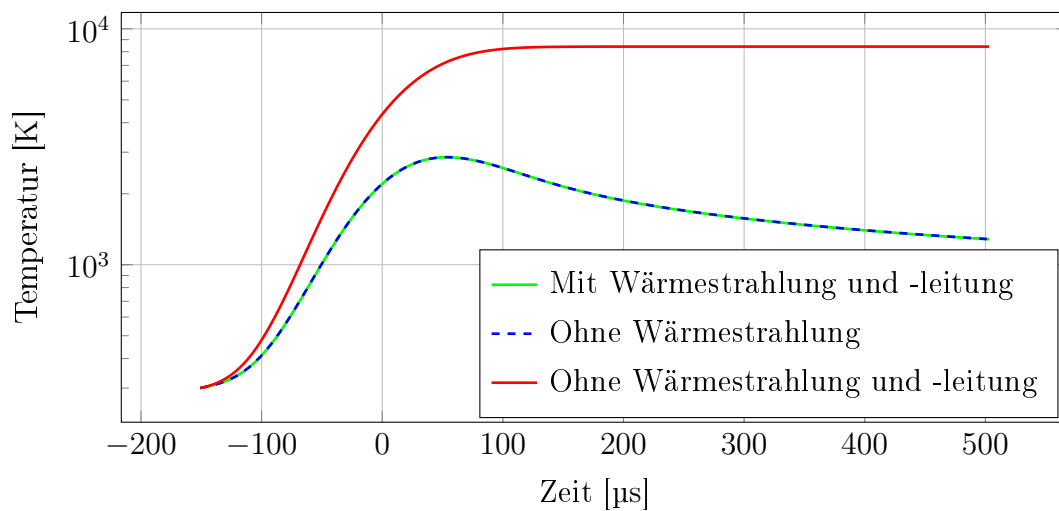
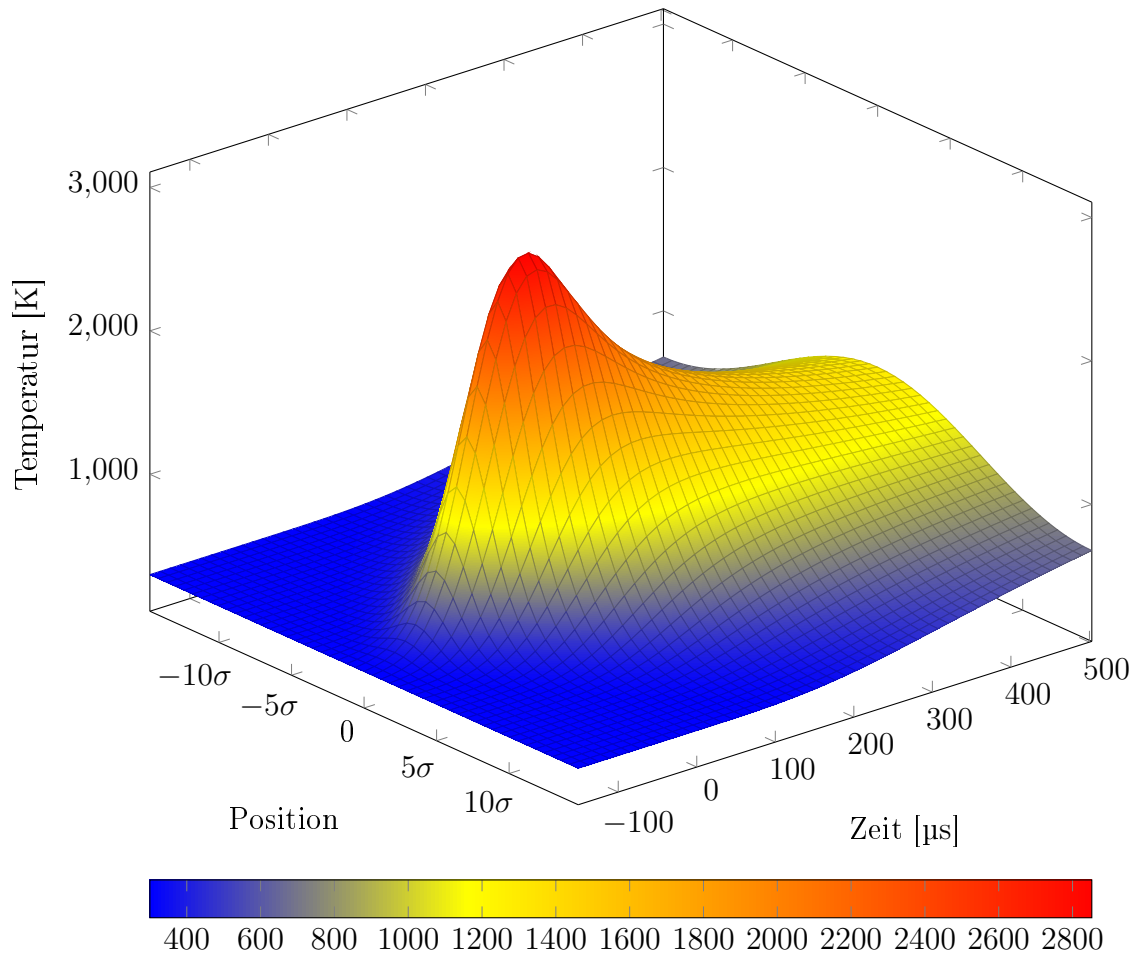


Abbildung 5.11. – Beispielhafte Lösung der Differentialgleichung zur Erhitzung des Diagnosedrahts. Angenommen wurde ein Wert für die Betafunktion von $\beta_x = \beta_y = 0,01$ m, eine Elektronenenergie von 5 MeV und ein Strahlstrom von $500 \mu\text{A}$. Die dargestellte Lösung gilt für Methode 2, welche mit einer Ablenkgeschwindigkeit von etwa $0,6 \text{ m s}^{-1}$ die langsamste Methode ist und daher am deutlichsten durch Wärmeleitung im Draht beeinflusst wird. Es zeigt sich, dass die Wärmeleitung im Gegensatz zur Wärmestrahlung einen signifikanten Einfluss auf die sich ergebene Maximaltemperatur hat.

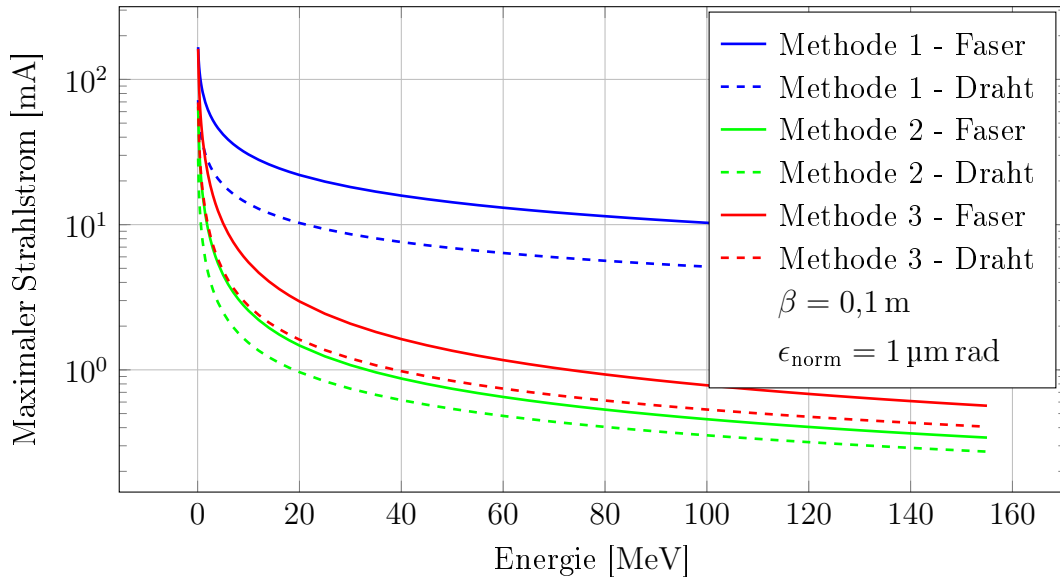


Abbildung 5.12. – Darstellung des Anwendungsbereichs der verschiedenen Messmethoden. Zur Berechnung wurde $\beta_x = \beta_y = 0,1 \text{ m}$ und $\epsilon_{\text{norm}} = 1 \text{ mm mrad}$ angenommen. Es zeigt sich, dass Methode 2 und Methode 3 im niedrigen MeV-Bereich für Ströme bis zu 10 mA geeignet sind. Energien oberhalb von etwa 10 MeV lassen sich für hohe Ströme nur mit Methode 1 erschließen. Auch wenn hier Ablenkgeschwindigkeiten im Bereich von 50 m s^{-1} durch eine Erhöhung des Abstands zwischen Diagnosedipol und Draht möglich sind, erscheint es aufgrund der kleinstmöglichen Belichtungszeit von $1 \text{ } \mu\text{s}$ sinnvoll, den maximalen Wert auf 20 m s^{-1} zu limitieren. Als Resultat kann Methode 1 im kompletten Leistungsbe- reich von *MESA* eingesetzt werden.

der verschiedenen Methoden wird Gleichung 5.19 für die Kohlefaser und den Wolframdraht innerhalb des Parameterraums $\{0 \text{ mA} \leq I \leq 200 \text{ mA}\}$ und $\{0,1 \text{ MeV} \leq E \leq 155 \text{ MeV}\}$ in Schritten von $\Delta I = 1 \text{ } \mu\text{A}$ und $\Delta E = 0,1 \text{ MeV}$ gelöst. Die dabei angenommene Maximaltemperatur liegt für die Kohlefaser bei 2000 K und für den Wolframdraht bei 3000 K . Höhere Temperaturen würden zu nicht vernachlässigbaren Verformungen der Streukörper führen [52, 53].

Die resultierenden Maximalströme sind in Abbildung 5.12 in Abhängigkeit von der Elektronenenergie dargestellt. Es zeigt sich erwartungsgemäß, dass die höchsten Werte unter Verwendung der ersten Methode erreicht werden können. Hier ließe sich ein Strom von 10 mA bis zu einer Strahlenergie von 105 MeV tolerieren. Es gilt jedoch zu bedenken, dass vorausgesetzt wurde, dass der Draht nach jeder Messung abkühlen kann. Die dabei benötigte Abkühlzeit liegt im Bereich mehrerer Millisekunden. Unter der Annahme, dass die Ablenkung des Elektronenstrahls über den Diagnosedraht hinaus jedoch zu inakzeptablen Ver-

lusten führt, muss der Strahl nach der Messung erst wieder in seine Grundposition gelenkt werden. Als Resultat verdoppelt sich die Wärmelast und halbiert sich der dargestellte Maximalstrom auf etwa 5 mA. Eine Lösung des Problems wäre die Modifikation des Aufbaus um drei weitere Korrekturdipole, mit denen, wie in Abbildung 5.13 gezeigt, die Bewegung des Strahls hinter dem Diagnose-draht ausgeglichen werden kann.

Im Vergleich zur ersten zeigt die zweite Methode eine um etwa zwei Größenordnungen geringere Toleranzschwelle. Bei einer maximalen mittleren Ablenkgeschwindigkeit von etwa $0,6 \text{ m s}^{-1}$ könnte die Strahlbreite für eine Elektronenenergie von 5 MeV nur noch bis zu einem Strom von etwa 4,5 mA gemessen werden. Für 155 MeV liegt dieser Wert noch bei 341 μA . Der Einsatz dieser Methode ist demnach insbesondere für den 100 keV-Bereich zwischen Elektronenquelle und Vorbeschleuniger, den Injektionsbogen und das P2-Experiment interessant.

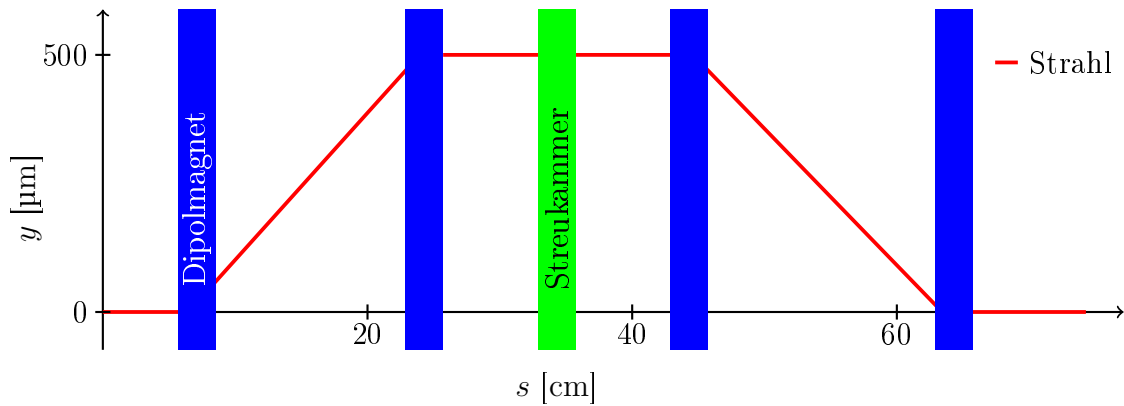


Abbildung 5.13. – Durch den Einsatz von vier in Reihe geschalteten Dipolen ist es möglich, den nicht am Diagnosedraht gestreuten Anteil des Elektronenstrahls wieder auf seine Sollbahn zu lenken. Auf diese Weise minimiert sich der resultierende Strahlverlust und die Messung der Strahlbreite kann nahezu nicht-invasiv erfolgen.

Der Einsatzbereich von Methode 3 liegt zwischen dem von Methode 1 und 2. Hier wird im Bereich der Elektronenquelle ein maximaler Strom von 162 mA toleriert. Bei einer Strahlenergie von 5 MeV sinkt dieser Wert auf 10,2 mA und bei einer Energie von 105 MeV auf 754 μA . Es lassen sich mit der Methode daher hochauflösende Messungen bei voller Strahlleistung im Injektionsbogen durchführen, jedoch muss für das MAGIX-Experiment auf Methode 1 oder ein anderes Diagnoseverfahren zurückgegriffen werden.

Es gilt zu bedenken, dass die verhältnismäßig geringen Toleranzschwellen von Methode 2 und 3 hauptsächlich durch die niedrige Kommunikationsgeschwindigkeit zwischen Mikrocontroller und DAC verursacht werden. Durch eine Verringerung der Übertragungszeit von 50 auf 1 μs ließe sich der Schwellwert von Methode 3 für 5 MeV auf 35 mA und für 105 MeV auf 8,2 mA erhöhen. Diese Verbesserung ließe sich verhältnismäßig einfach durch die Verwendung eines schnelleren DACs und einer entsprechenden Kommunikationsschnittstelle implementieren.

Noch um mehrere Größenordnungen kürzere Belichtungszeiten ließen sich durch die Verwendung einer Zählerschaltung aus Schieberegistern erreichen. Hierzu wäre jedoch ein grundlegender Neuentwurf der Diagnoseplatine nötig.

5.4. Mögliche Fehlerquellen

Im Folgenden sollen verschiedene mögliche Einflüsse auf die Messgenauigkeit des Diagnosemoduls, sowie deren Auswirkungen auf die Vermessung der Strahlemittanz betrachtet werden.

5.4.1. Minimale Belichtungszeit

Die Methoden 2 und 3 sind auf sehr kurze Belichtungszeiten im Bereich weniger Mikrosekunden angewiesen. Um das Verhalten des Diagnosemoduls unter diesen Umständen zu untersuchen, wurde das Profil des Elektronenstrahls für 14 verschiedene PMT-Belichtungszeiten von $t_{\text{Mess}} = 1 \mu\text{s}$ bis 10 ms jeweils zehnmal vermessen. Dabei wurden je Aufnahmezeit 80 Messpunkte zur Abbildung eines Profils aufgenommen. Für das Experiment wurde der Elektronenstrahl in vertikaler Richtung auf eine Breite von $\sigma_y = (33,2 \pm 1,2) \mu\text{m}$ fokussiert. Als Streukörper wurde der 24 μm durchmessende Wolframdraht verwendet.

Um mögliche Effekte bei einer Verkürzung der Belichtungszeit darzustellen, zeigt Abbildung 5.14 die relative Abweichung der gemessenen Strahlbreiten für $t_{\text{Mess}} = \{1 \mu\text{s}, \dots, 20 \text{ms}\}$ von dem Messwert für $t_{\text{Mess}} = 20 \text{ms}$. Es zeigt sich, dass es mit abnehmender Belichtungszeit zu einer Zunahme der Streuung und der Fehler der aufgenommenen Strahlbreiten kommt. Die maximale Abweichung tritt hierbei für $t_{\text{Mess}} = 5 \mu\text{s}$ mit $(25,3 \pm 23,5) \%$ auf. Die Abwesenheit eines

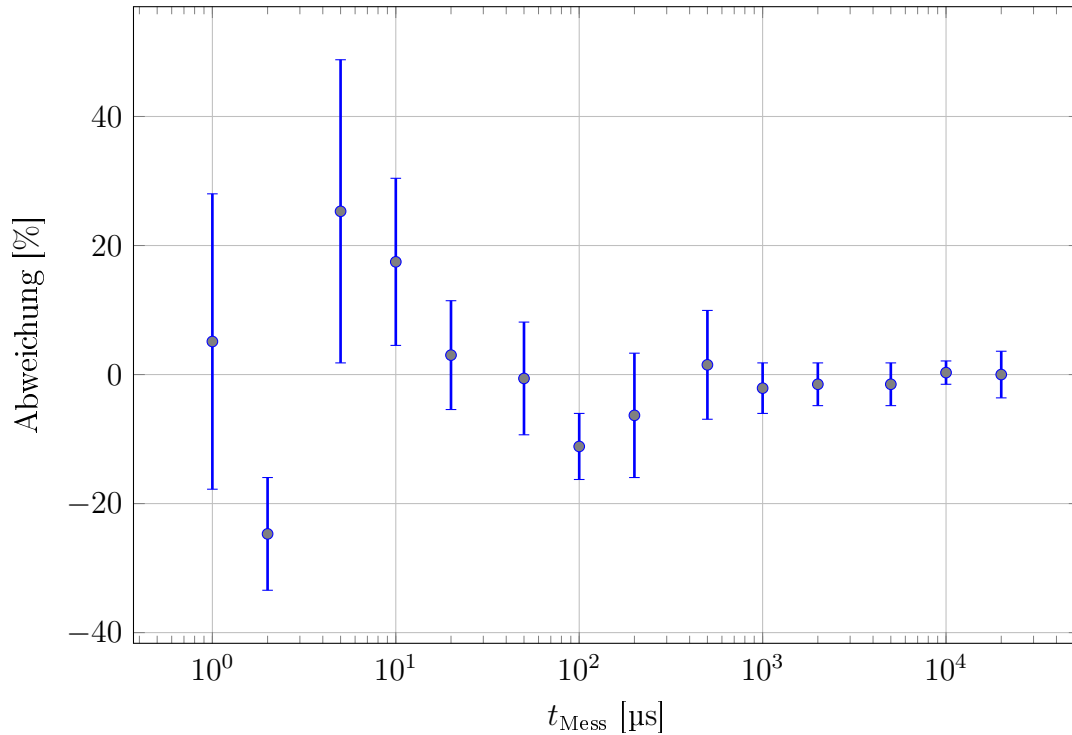


Abbildung 5.14. – Ermittlung der minimalen Belichtungszeit. Eine Reduzierung der Aufnahmezeit pro Messpunkt erhöht die statistische Unsicherheit der Messung und führt bei Belichtungszeiten im einstelligen Mikrosekundenbereich zu Abweichungen von bis zu $(25,3 \pm 23,5) \%$. Zur Erhöhung der Statistik wurde jeder Messpunkt zehnmals aufgenommen und über alle Werte gemittelt.

monotonen Trends deutet darauf hin, dass die zunehmende Streuung durch statistische und nicht durch systematische Fehler verursacht wird. Diese Annahme wird durch die Zunahme der Messunsicherheit bei kurzen Belichtungen unterstützt.

Die Taktrate des Mikrocontrollers beträgt 16 MHz, was eine maximal detektierbare Ereignisrate von 4 MHz zulässt. Bei einer minimalen Belichtungszeit von $1 \mu\text{s}$ können daher maximal nur noch 4 Ereignisse pro Messschritt aufgenommen werden. Der statistische Fehler pro Datenpunkt liegt somit auch nach zehnfacher Wiederholung der Messung bei mindestens $\frac{1}{\sqrt{40}} = 16 \%$, was in der Größenordnung der beobachteten Abweichung liegt. Hinzu kommt, dass in der Nähe der maximalen Zählrate höhere Ereignisraten keine und niedrigere Raten nur eine geringfügige Variation der Zählrate verursachen.

Wie im vorherigen Kapitel gezeigt, lässt sich ein großer Bereich des Leistungsspektrums von *MESA* bereits mit Belichtungszeiten oberhalb von $t_{\text{Mess}} = 50 \mu\text{s}$

darstellen. Hier liegt die maximale Abweichung bei $(11 \pm 5)\%$, was einer absoluten Messungengenauigkeit von $(3,7 \pm 1,7)\ \mu\text{m}$ entspricht.

Es gilt zu bedenken, dass die Messungen bei einer verhältnismäßig geringen Strahlenergie von 3,5 MeV durchgeführt wurden. Da die Auflösung des Ablenkwinkels mit $\frac{1}{\gamma L}$ skaliert, ist hier ebenfalls mit einer Zunahme der Messgenauigkeit bei höheren Strahlenergien zu rechnen.

5.4.2. Einfluss des Diagnosedipols auf den Strahldurchmesser

Die maximal mit dem Diagnosedipol nutzbare Ablenkung des Strahls beträgt etwa 3 mrad. Größere Ablenkungen führen zu einem Verlust der Teilchen im Gehäuse der Streukammer und dadurch zu einem drastischen Anstieg des Untergrundsignals. Trotz dieses sehr geringen Eingriffs in die Strahldynamik besteht die Befürchtung, dass es durch die Ablenkung zu einer signifikanten Verformung des Strahlprofils und somit zu systematischen Messfehlern kommt [51].

5.4.2.1. Simulation des Diagnosedipols

Um die Auswirkung des Diagnosedipols auf die Strahlbreite zu bestimmen, wird, wie in Gleichung 5.23 gezeigt, die relative Abweichung $\frac{\sigma_1}{\sigma_0} - 1$ der Strahlbreite nach einem Transfer durch das Diagnosemodul von der Strahlbreite nach einem Transfer durch eine gleichlange Driftstrecke berechnet. Dabei ist $\mathbf{B}_{0,1}$ die Matrixrepräsentation der Phasenellipse des $\{x, x'\}$ -Unterraums vor und nach der Transformation, \mathbf{R}_1 die Transfermatrix des Diagnosemoduls bei maximaler Ablenkung von $\theta = 3\ \text{mrad}$ und \mathbf{R}_0 die Transfermatrix ohne Ablenkung.

$$\frac{\sigma_1}{\sigma_0} = \frac{\mathbf{R}_1 \cdot \mathbf{B}_0 \cdot \mathbf{R}_1^\top [1, 1]}{\mathbf{R}_0 \cdot \mathbf{B}_0 \cdot \mathbf{R}_0^\top [1, 1]} \quad (5.23)$$

Um mithilfe der resultierenden Gleichung einen realistischen Wert für die maximale Abweichung zu erhalten, muss bedacht werden, dass sowohl die maximale Strahlbreite als auch die maximale Quadrupolstärke begrenzt ist. Aus diesem Grund werden zusätzlich die Randbedingungen $\beta \leq 30\ \text{m}$ und $-50 \leq \alpha \leq 50$ für die gesamte Strecke zwischen Diagnosedipol und Draht eingeführt. Beide

Bedingungen ergeben sich aus der Modellierung des Beschleunigers auf Basis von Transfermatrizen mithilfe der Software *beamoptik* [30]. Infolge dieser Einschränkungen lässt sich die maximale Abweichung jedoch nicht mehr analytisch bestimmen und es muss stattdessen eine numerische Untersuchung erfolgen. Hierzu wurde aus der Simulation von 10^6 zufälligen Startwerten für die Phasenellipse des Elektronenstrahls eine Häufigkeitsverteilung von $\frac{\sigma_1}{\sigma_0} - 1$ erstellt.

Das resultierende Häufigkeitsspektrum ist in Abbildung 5.15 dargestellt. Aus Anschauungsgründen wurde hierbei der sichtbare Ausschnitt auf den Bereich $-2\text{‰} \leq x \leq 2\text{‰}$ beschränkt. Die maximal berechnete Abweichung liegt mit $(5,9 \pm 0,1)\text{‰}$ außerhalb der Darstellung und hat eine relative Häufigkeit von $0,63\text{‰}/\text{‰}$. Die dabei zugrunde liegenden Twissparameter sind $\alpha_0 = 49,95$, $\beta_0 = 22,1\text{ m}$ und $\beta_1 = 0,017\text{ m}$. Die Breite des Strahls beträgt am Draht demnach $\sigma_x \approx \sqrt{\frac{\beta_1 \epsilon_{\text{norm}}}{\gamma_L}} = 46,5\text{ }\mu\text{m}$ und die durch den Dipol verursachte Abweichung $0,27\text{ }\mu\text{m}$. Ein ähnliches Schema wiederholt sich für alle hohen Abweichungen, was darauf schließen lässt, dass sich eine Fokussierung des Elektronenstrahls am Draht ungünstig auf den Einfluss des Diagnosedipols auswirkt. Die weitere Untersuchung des Spektrums zeigt für negative Abweichungen einen monotonen und zunehmend steiler werdenden Anstieg bis zu einem Maximum von etwa $250\text{‰}/\text{‰}$ bei $x = 0\text{‰}$. Im Gegensatz dazu wird der monotone Abfall der Kurve im positiven Bereich durch ein lokales Minimum bei etwa $0,22\text{‰}$ unterbrochen. Dieser Effekt resultiert aus der Randbedingung $\beta \leq 30\text{ m}$ und wird bei einer Vernachlässigung der Selbigen nicht mehr beobachtet.

In Anbetracht einer erwarteten Messgenauigkeit des Diagnosemoduls von mehreren Mikrometern kann geschlussfolgert werden, dass der Einfluss des Diagnosemagneten bei einer Veränderung der Strahlbreite um wenige hundert Nanometer vernachlässigbar ist. Es gilt jedoch zu berücksichtigen, dass Korrekturdipole oftmals nur aus parallelen Luftspulen auf einem Aluminiumgerüst bestehen. Da bei dieser Bauart das Magnetfeld nicht durch ein Joch geleitet wird, treten dabei verhältnismäßig große Feldfehler in Form höherer Multipole und Phasenraumkopplungen auf. Eine nähere Betrachtung dieser Fehler findet sich im Zusammenhang mit der Beschreibung des *MESA*-Injektionsbogens unter Kapitel 4.

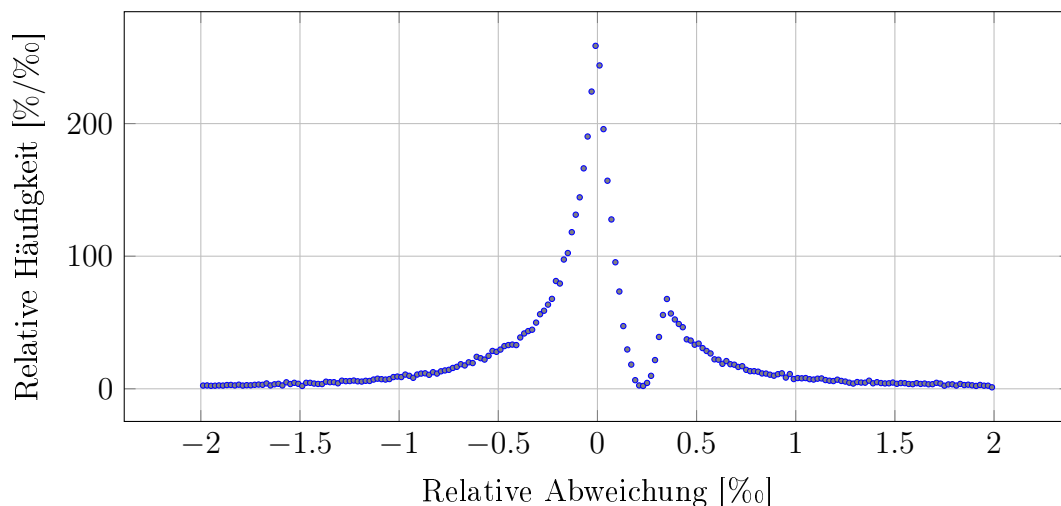


Abbildung 5.15. – Simulierter Einfluss des Korrekturdipols auf die Strahlbreite. Es zeigt sich, dass bei einer zufälligen Verteilung an Startparametern die häufigste Änderung der Strahlbreite bei 0 liegt. Aufgrund der Randbedingung $\beta \leq 30$ m erscheint bei positiven Werten ein lokales Minimum. Die maximal berechnete Abweichung liegt mit einer relativen Häufigkeit von $0,63 \text{ \%}/\text{‰}$ bei $(5,9 \pm 0,1) \text{ ‰}$.

5.4.2.2. Experimentelle Bestimmung des Dipoleinflusses

Um den Einfluss möglicher Feldfehler nachzuweisen, wurde experimentell überprüft, ob eine Abhängigkeit der gemessenen Strahlbreite von dem zugrunde liegenden Ablenkwinkel besteht. Hierzu wurde der Diagnosedraht mithilfe der Linearachse in 13 Schritten um jeweils $(100 \pm 20) \mu\text{m}$ verfahren. An jeder Position wurde die Breite des Strahls fünfmal gemessen und das Ergebnis gemittelt.

Sollte der Diagnosedipol einen signifikanten Einfluss auf die Breite des zu vermessenden Strahls haben, müsste sich dies in einer zunehmenden Änderung der Strahlbreite niederschlagen. Abbildung 5.16 zeigt jedoch, dass der Großteil der aufgenommenen Messpunkte innerhalb seines statistischen Fehlers mit dem Startwert übereinstimmt. Dabei kann weder eine Tendenz der Kurve noch eine Zunahme der Messunsicherheit festgestellt werden. Der Fehler der Mittelwerte liegt im Bereich von $3 - 7 \%$ was bei einem Strahldurchmesser von $\sigma_y = 30,4 \mu\text{m}$ einem Absolutwert von $0,9 - 2,1 \mu\text{m}$ entspricht.

Es erscheint sinnvoll zu schlussfolgern, dass sich auch experimentell keine Hinweise für einen signifikanten Einfluss des Diagnosedipols auf die Strahlbreite finden lassen.

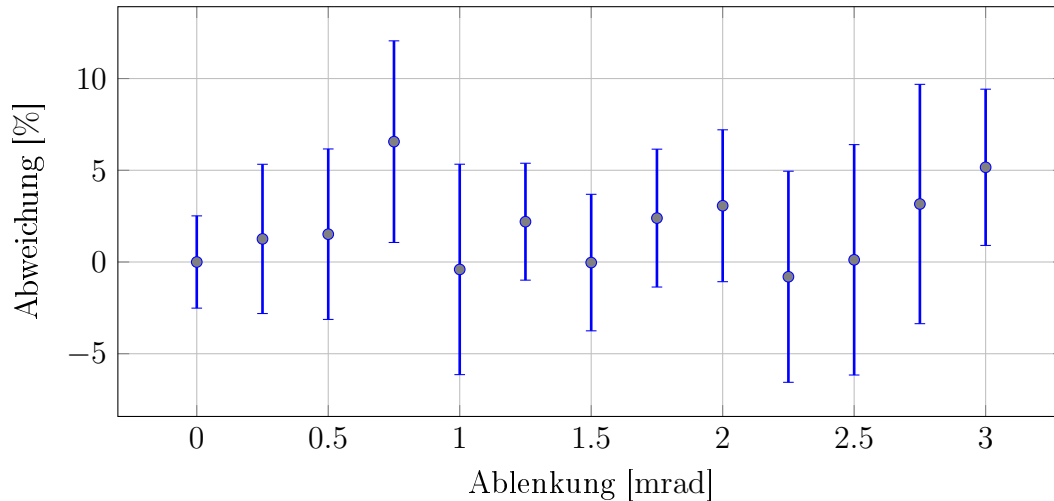


Abbildung 5.16. – Experimentelle Bestimmung der Auswirkung des Korrekturdipols auf die Strahlbreite. Auswirkungen des Korrekturmagneten auf die Strahlform sollten sich anhand von Änderungen der gemessenen Strahlbreite in Abhängigkeit von der Stärke der Ablenkung feststellen lassen. Der maximal erschließbare Messbereich endet bei 3 mrad, da hier der Ablenkwinkel so groß wird, dass der Strahl auf das Gehäuse der Streukammer trifft. Es zeigt sich, dass das Messverfahren innerhalb dieses Bereichs zu keiner feststellbaren Änderung der Strahlbreite führt. Mögliche Einflüsse können dementsprechend vernachlässigt werden.

5.4.3. Verkippung des Diagnosedrahts

Eine typische Herausforderung bei der Montage eines Diagnosesystems liegt in der Parallelisierung des Diagnosemonitors zu der Beschleunigerebene. Es erscheint realistisch, hier eine Verkippung im Bereich von $\phi = 1^\circ$ anzunehmen, was in Konsequenz eine Untersuchung der daraus resultierenden Fehler erforderlich macht.

Ein Höhenschnitt durch ein normalverteiltes Strahlprofil lässt sich in Form einer Ellipse darstellen, deren Achsenlängen von der Größe der betrachteten Umgebung abhängen. Bei einem Schnitt durch eine 1σ -Umgebung sind die Halbachsen der Ellipse daher gleich den Standardabweichungen σ_x und σ_y . Eine Verkippung des Drahts lässt sich somit durch die Rotation der Ellipse darstellen. Die daraus resultierende neue Strahlbreite kann über die Achsen-schnittpunkte der Ellipsengleichung berechnet werden.

Neben der Rotation der Ellipse tritt des Weiteren der Effekt einer scheinbaren Verlangsamung der Messung auf, da der Strahl nicht mehr lotrecht zum Draht abgelenkt wird. Dies schlägt sich in einer Verbreiterung der Messdaten

um den Faktor $(\cos \phi)^{-1}$ nieder. Über die Multiplikation beider Effekte lässt sich der relative Messfehler, wie in Gleichung 5.24 dargestellt, berechnen. Dabei bezeichnet σ_{tilt} die gemessene Strahlbreite unter Verkippung, σ_y die wahre Strahlbreite in vertikaler Richtung und σ_x die wahre Strahlbreite in horizontaler Richtung.

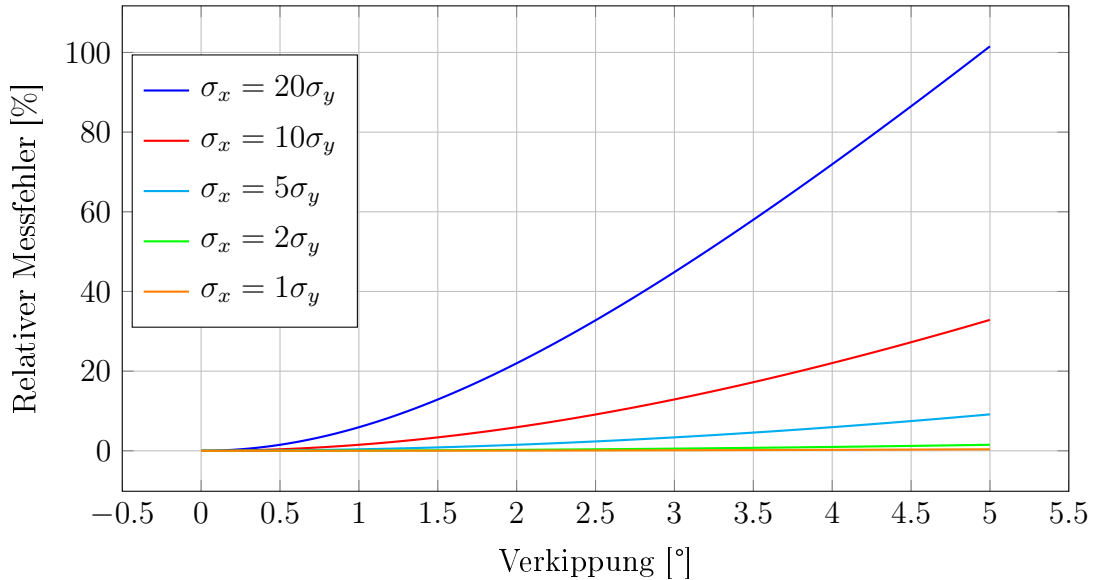


Abbildung 5.17. – Relative Messfehler bei einer Verkippung des Diagnose-drahts. Insbesondere bei der Vermessung der Emittanz kann es leicht zu großen Verhältnissen der horizontalen zur vertikalen Breite des Strahls kommen. Um unterhalb eines Fehlers von 10% zu bleiben, sollten dabei Werte oberhalb von 10 vermieden werden.

$$\frac{\sigma_{\text{tilt}}(\theta)}{\sigma_y} = \frac{1}{\cos \phi} \sqrt{(\cos \phi)^2 + \left(\frac{\sigma_x}{\sigma_y} \sin \phi\right)^2} = \sqrt{1 + \frac{\sigma_x}{\sigma_y} \tan^2 \phi} \quad (5.24)$$

Es zeigt sich, dass der Einfluss der Verkippung entscheidend von dem Verhältnis $\frac{\sigma_x}{\sigma_y}$ abhängt, weswegen bei Messungen darauf geachtet werden sollte, den Strahl möglichst in beide Richtungen zu fokussieren. Die zu erwartenden Messfehler sind für Verkippungswinkel von 0 bis 5° und einige ausgewählte Breitenverhältnisse in Abbildung 5.17 dargestellt. Die resultierende Kurvenschar zeigt für $\frac{\sigma_x}{\sigma_y} \geq 5$ zu erwartende Abweichungen im zweistelligen Prozentbereich.

Für $\frac{\sigma_x}{\sigma_y} = 20$ wird die Strahlbreite bereits bei einem Verkippungswinkel von 1° um 6 % überschätzt.

Zwar wird versucht, solch hohe Strahlbreitenverhältnisse am Beschleuniger zu meiden, jedoch können sie insbesondere bei der Durchführung von Emittanzmessungen leicht unbemerkt auftreten. Hier gilt es, vorbereitend die Verformung des Strahlflecks mithilfe eines Fluoreszenzschirms bei geringen Stromstärken zu beobachten, um gegebenenfalls die Strahloptik anzupassen.

5.4.4. Einfluss der Drahtstärke

Üblicherweise wird die Breite eines Teilchenstrahls bestimmt, indem eine normalverteilte Dichtefunktion an das über eine Messkurve abgebildete Strahlprofil angepasst wird. Die optimale gaußförmige Profilform kann jedoch nur korrekt abgebildet werden, wenn der Drahtdurchmesser deutlich kleiner ist als die Breite des zu vermessenden Strahls. Ist dies nicht der Fall, bildet die Messung eine vom Gaußprofil abweichende und verbreiterte Strahlform ab. Insbesondere bei der Bestimmung der Emittanz kann dies zu großen systematischen Fehlern führen. Derartige Fehler können durch die Verwendung möglichst feiner Drähte reduziert werden. Kommerziell erwerbbarer Metalldrähte und Kohlefasern erreichen jedoch selten Durchmesser unterhalb von $10\ \mu\text{m}$ und werden dabei zunehmend schwieriger zu handhaben [52, 53].

5.4.4.1. Entwicklung neuer Anpassfunktionen unter Berücksichtigung der Drahtstärke

Es liegt nahe, dass sich die Auswirkung der Drahtstärke auf den Intensitätsverlauf über eine Faltung des gaußförmigen Strahlprofils $I_{\text{Gauß}}(x)$ mit dem durch den Draht verursachten Streuprofil nachbilden lassen sollte. Die Streufunktion bezeichnet dabei die mittlere Intensität des Streusignals, das ein Elektron am Auftreffpunkt $-r_{\text{Draht}} \leq x \leq r_{\text{Draht}}$ erzeugt.

Intuitiv sollte das erzeugte Streusignal proportional zur Stärke des Drahts am Auftreffpunkt sein, was sich leicht über die Funktion zur Berechnung der Sehnenlänge eines Kreises ausdrücken ließe. Es stellt sich jedoch heraus, dass die sich ergebene Anpassfunktion zu großen systematischen Fehlern bei der Bestimmung der Strahlbreite führt. Aus diesem Grund wird die Faltung des Strahlprofils mit der Kreissehnenfunktion nicht weiter besprochen.

Um dennoch die Streufunktion für die verschiedenen im Experiment verwendeten Drähte zu ermitteln, wurde als erster Ansatz mithilfe von *FLUKA* die zu erwartende Intensität der Tscherenkovstrahlung in Abhängigkeit vom Auftreffpunkt x simuliert. Die resultierenden Intensitätsverläufe sind im Anhang unter Abbildung A.3 dargestellt und können näherungsweise mit einer Parabel der Form $f(x) = a(x - b)^2 + c$ angepasst werden.

Die Güte der simulierten Streufunktionen hängt jedoch stark davon ab, wie genau das Modell der Streukörper, der Vakuumkammer und des Detektors bekannt ist. Dadurch bedingt ist die Anfertigung einer entsprechenden Simulation sehr aufwendig und mit der Gefahr unvorhersehbarer Fehler verbunden.

Zusätzlich soll der Diagnosedraht daher über einen balkenförmigen Streukörper mit der Seitenlänge $2r_{\text{Draht}}$ angenähert werden, wobei angenommen wird, dass die Streuintensität unabhängig vom Auftreffpunkt der Elektronen ist. Der Nachteil dieser Methode besteht darin, dass Asymmetrien des Streubilds und der Detektoranordnung nicht abgebildet werden können und es zu einer Überschätzung der Streuintensität an den Rändern des Drahts kommt.

Die aus den Überlegungen resultierenden Anpassfunktionen sind in den Gleichungen 5.25 bis 5.27 dargestellt. Dabei ist $I_{\text{Gauß}}(x)$ die Normalverteilung, $I_{\text{Sim}}(s)$ die Faltung der Normalverteilung mit den simulierten Streufunktionen und $I_{\text{Konst}}(s)$ die Faltung der Normalverteilung mit einer Streukonstanten K_{Streu} . Letztere Funktion stellt daher die Näherung der Drahtform über das Balkenprofil dar.

$$I_{\text{Gauß}}(x) = A_0 e^{-\frac{(x-\mu)^2}{2\sigma_{\text{Strahl}}^2}} \quad (5.25)$$

$$I_{\text{Sim}}(s) = \int_{s-r_{\text{Draht}}}^{s+r_{\text{Draht}}} f_{\text{Streu}}(x - s - \mu) \times I_{\text{Gauß}}(x) dx \quad (5.26)$$

$$I_{\text{Konst}}(s) = \int_{s-r_{\text{Draht}}}^{s+r_{\text{Draht}}} K_{\text{Streu}} I_{\text{Gauß}}(x) dx \quad (5.27)$$

5.4.4.2. Güte der Anpassfunktionen

Um die Qualität der verschiedenen Analyseverfahren zu ermitteln, wurde der Elektronenstrahl in horizontaler Richtung maximal fokussiert und mithilfe

aller zur Verfügung stehenden Diagnosedrähte vermessen. Abbildung 5.18 zeigt beispielhaft die aufgenommene Messkurve bei der Verwendung des 200 μm -Drahts im Vergleich zu der Messung mithilfe des 24 μm -Drahts¹.

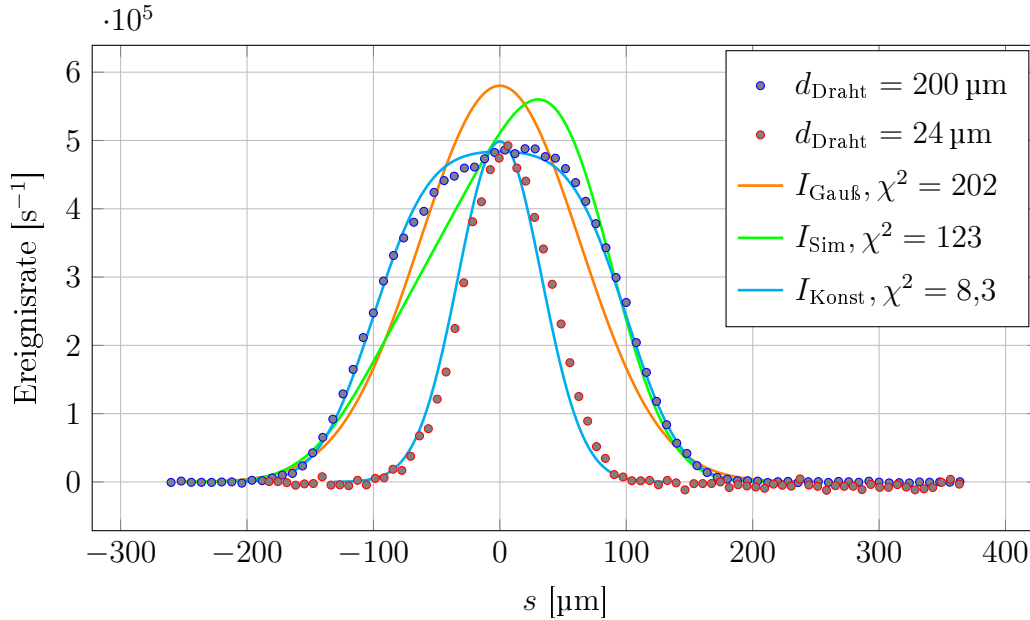


Abbildung 5.18. – Auswirkung der Drahtstärke auf das Abbild des Strahlprofils. Der 200 μm durchmessende Diagnosedraht erzeugt im Vergleich zum 24 μm -Draht ein stark verbreitertes und leicht asymmetrisches Abbild des Strahlprofils. $I_{\text{Konst}}(x)$ zeigt den Verlauf der Anpassfunktion basierend auf der Näherung des Drahts durch ein Rechteckprofil, $I_{\text{Sim}}(x)$ ist das mithilfe der simulierten Streufunktion gewonnene Ergebnis und $I_{\text{Gauß}}(x)$ stellt die Anpassung einer Normalverteilung dar.

Es stellt sich heraus, dass die Verwendung des dünnen Drahts zu der Erzeugung eines nahezu ideal normalverteilten Streusignals führt, das sich mit allen Funktionen gut anpassen lässt. Dies deutet darauf hin, dass alle Modelle im Limes für $R_{\text{Draht}} \rightarrow 0$ einen normalverteilten Strahl korrekt abbilden können, was eine Grundvoraussetzung für ihre Anwendbarkeit darstellt. Zur Anpassung der Funktionen wird wie in der gesamten Arbeit die Methode der kleinsten Quadrate und zur Optimierung der gängigerweise genutzte Levenberg-Marquardt-Algorithmus [54] verwendet.

Im Vergleich zu der Messung mit dem 24 μm -Draht kommt es bei der Verwendung des 200 μm -Drahts durch eine deutliche Verbreiterung des Strahlprofils zu

¹Die Ereignisrate wurde zu Vergleichszwecken mit einem Faktor 4 multipliziert.

einer signifikanten Abweichung vom Gaußprofil. Des Weiteren tritt eine leichte Asymmetrie auf, die beim dünnen Draht ebenfalls nicht beobachtet werden kann. Eine wahrscheinliche Ursache hierfür ist der asymmetrische Aufbau des Detektors, bei dem das Streusignal nur an der Oberseite der Kammer gemessen wird. Obwohl dies bei der Simulation der Streufunktionen berücksichtigt wurde, wird der Verlauf der Asymmetrie von $I_{\text{Sim}}(s)$ nur unzureichend wiedergegeben. Es muss daher angenommen werden, dass das Simulationsmodell deutlich von der wahren Geometrie des Aufbaus abweicht. Dies spiegelt sich auch im berechneten reduzierten Chi-Quadrat mit $\chi_{\text{Sim}}^2 = 123$ wider, das in der selben Größenordnung liegt, wie der sich ergebene Wert für die Anpassung mit $I_{\text{Gauß}}(s)$ von $\chi_{\text{Gauß}}^2 = 202$.

Im Vergleich dazu lässt sich die Messkurve mithilfe von $I_{\text{Konst}}(s)$ deutlich besser abbilden und es wird ein reduziertes Chi-Quadrat von 8,3 erreicht. Die einzigen signifikanten Abweichungen treten im Bereich der Asymmetrie auf, welche sich mithilfe der unweigerlich symmetrischen Funktion nicht darstellen lässt.

Dennoch stellt sich in Anbetracht der offensichtlichen Abweichungen aller angepassten Funktionen von dem gemessenen Intensitätsverlauf die Frage, inwiefern sich überhaupt valide Aussagen bezüglich der ermittelten Strahlbreite treffen lassen. Zwar geben die unterschiedlich hoch ausfallenden Werte für das χ^2 einen Hinweis darauf, welche der Anpassfunktionen zu bevorzugen ist, jedoch lässt sich die ursprüngliche Fragestellung damit allein nicht hinreichend beantworten.

5.4.4.3. Abhängigkeit der Güte der Anpassfunktionen von der Drahtstärke

Um ein weiteres experimentelles Indiz für die Qualität der Anpassmodelle zu erhalten, wurde die Strahlbreite mithilfe der fünf unterschiedlich starken Drähten und der drei diskutierten Anpassfunktionen untersucht und die sich ergebenden Messwerte verglichen.

Als Ergebnis zeigt Abbildung 5.19 die mittlere relative Abweichung der mit den verschiedenen Verfahren ermittelten Strahlbreiten von der Strahlbreite, die über die Anpassung von $I_{\text{Konst}}(s)$ mithilfe des 24 μm -Drahts zu $\sigma_{\text{Konst},24} = (31,4 \pm 0,8) \mu\text{m}$ bestimmt wurde. Es zeigt sich erwartungsgemäß, dass die größten Abweichungen durch die Anpassung von $I_{\text{Gauß}}(s)$ auftreten.

Hier ergibt sich ein maximaler Wert von $(93 \pm 7) \%$ bei der Verwendung des $200 \mu\text{m}$ -Drahts. Bemerkenswerterweise erzielt die Anpassung von $I_{\text{Sim}}(s)$ mit Abweichungen unterhalb von $(25 \pm 22) \%$ bereits ein deutlich besseres Ergebnis, was sich anhand des hohen Werts für χ^2 analytisch nicht erklären lässt. Die höchste Genauigkeit wird erwartungsgemäß durch die Anpassung von $I_{\text{Konst}}(s)$ mit einer maximalen Abweichung von $(22 \pm 19) \%$ erreicht.

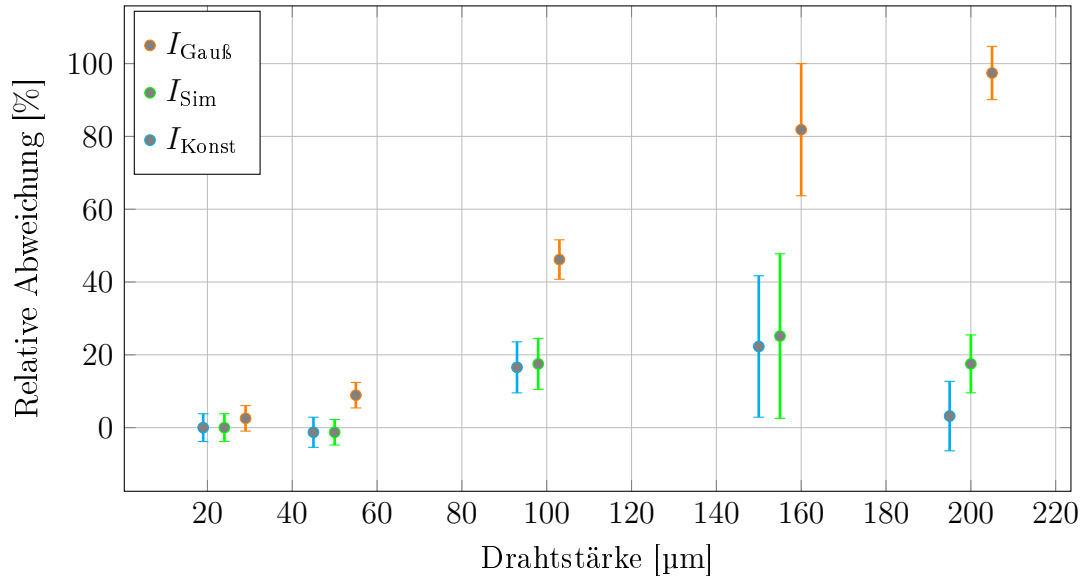


Abbildung 5.19. – Abhängigkeit der ermittelten Strahlbreite von der Drahtstärke. Die ermittelte Strahlbreite hängt stark vom Durchmesser des Diagnosedrahts und dem verwendeten Analyseverfahren ab. Die deutlichsten Abweichungen von bis zu $(97 \pm 7) \%$ treten bei der Anpassung der Messdaten mit $I_{\text{Gauß}}$ auf. Die Anpassung über I_{Konst} ergibt eine maximale Abweichung von $(22 \pm 19) \%$. Für die Streufunktion liegt der Wert bei $(25 \pm 22) \%$. Die Ausreißer bei $98 \mu\text{m}$ und $155 \mu\text{m}$ deuten darauf hin, dass hier eine Verkipfung des Drahts vorliegt.

Es fällt auf, dass beide Faltungsverfahren ihre maximale Abweichung und alle Verfahren ihren maximalen Fehler bei einer Drahtstärke von $155 \mu\text{m}$ erreichen. Diese Beobachtung könnte ein Indiz dafür sein, dass der $155 \mu\text{m}$ -Diagnosedraht eine Verkipfung aufweist, die, wie im vorherigen Kapitel diskutiert, zu einer scheinbaren Verbreiterung des Strahls führt.

Insgesamt deuten die Ergebnisse darauf hin, dass die Anpassung von dem realen Messvorgang angenäherten Faltungsfunktionen zu einem deutlich besseren Resultat bei der Bestimmung der Strahlbreite führt als die Anpassung einer reinen Normalverteilung. Dabei konnte gezeigt werden, dass auch bei

Durchmessern, die um ein Zehnfaches über der Strahlbreite liegen, Messgenauigkeiten im Bereich von 20 % erreicht werden können. Es besteht kein Hinweis darauf, dass dieser Faktor nicht noch deutlich höher liegen kann. Alternative Formen des Streukörpers könnten die Genauigkeit des Analyseverfahrens weiter begünstigen. Insbesondere die Verwendung eines Rechteckprofils anstelle eines Drahtes sollte bis zu beliebigen Breiten ein präzises Ergebnis liefern.

Aus den Beobachtungen ergeben sich Konsequenzen sowohl für die Verwendung des neu entwickelten Diagnosemoduls als auch für alternative Messmethode wie *Flying Wire*. Da der 31 μm breite Strahl mithilfe des 200 μm -Drahts auf wenige % genau vermessen werden konnte, sollte auch der Umkehrschluss gelten, dass mithilfe des 24 μm durchmessenden Drahts ein 3,7 μm durchmessender Strahl vermessen werden kann.

Für *Flying Wire* oder andere Methoden, die mit einer starken Beschleunigung des Diagnosedrahts arbeiten, könnten alternative Streukörper verwendet werden, die sich durch eine höhere Resistenz gegenüber mechanischen Belastungen und Vibrationen des Antriebsmotors auszeichnen.

Es verbleiben aufgrund der hohen χ^2 -Werte jedoch Zweifel an der durch die alternativen Anpassfunktionen erreichbaren Reproduzierbarkeit der Ergebnisse. Zwar deuten bisher alle Experimente auf die Überlegenheit der Anpassung der Faltungsfunktion $I_{\text{Konst}}(s)$ gegenüber der Normalverteilung $I_{\text{Gauß}}(s)$ hin, jedoch konnte nicht das Ziel erfüllt werden, die beobachtete Asymmetrie und somit den wahren Intensitätsverlauf präzise nachzuvollziehen.

5.4.5. Thermische Verformung des Drahts

Eine weitere mögliche Fehlerursache ist die mit der Erwärmung einhergehende Ausdehnung und Krümmung des Drahts. Für die verwendeten Wolframdrähte handelt es sich dabei um einen nicht zu vernachlässigenden Effekt. Unter der Annahme einer Erhitzung eines $L_{\text{therm}} = 3 \text{ mm}$ langen Teilstücks um $\Delta T = 3000 \text{ K}$ ergibt sich nach Gleichung 5.29 eine Vergrößerung der Drahtlänge um $\Delta L_{\text{therm}} = 40,5 \mu\text{m}$. Dabei liegt der thermische Ausdehnungskoeffizient α_{therm} für Wolfram bei $4,5 \times 10^{-6} \text{ K}^{-1}$ [55]. Bei einer Gesamtlänge des Drahts von $L_{\text{Draht}} = 30 \text{ mm}$ ergäbe sich so ein Durchhängen von $\Delta h \approx 608 \mu\text{m}$, was einem Vielfachen der zu erwartenden Strahlbreite im Fokus entspricht.

Ob es zu einem Durchhängen des Drahtes durch Erhitzen kommt, kann experimentell nachgewiesen werden, indem die Strahlbreite einmal durch eine Ab-

$$\Delta L_{\text{therm}} = \alpha_{\text{therm}} L_{\text{therm}} \quad (5.28)$$

$$\Delta h \approx \sqrt{\left(\frac{L_{\text{Draht}} + \Delta L}{2}\right)^2 - \left(\frac{L_{\text{Draht}}}{2}\right)^2} \quad (5.29)$$

lenkung des Strahls nach oben und einmal durch eine Ablenkung nach unten gemessen wird. Bei einer Ablenkung nach oben sollte es durch das zunehmende Durchhängen des Drahts zu einer Verkleinerung der gemessenen Strahlbreite kommen, bei einer Ablenkung nach unten hingegen zu einer Verbreiterung.

Auch wenn auf diese Weise das Durchhängen des Drahts berechnet werden könnte, gilt es prinzipiell diesen Effekt zu vermeiden. Ein einfacher Ansatz hierfür ist das Spannen des Drahts, durch das sich, wie in Gleichung 5.31 gezeigt, der Draht im Rahmen seiner Zugfestigkeit \mathcal{R} um wenige Millimeter elastisch dehnen lässt. Dabei ist \mathcal{F} die Spannung des Drahts und E das Elastizitätsmodul. Die bei einer Erhöhung der Temperatur auftretende Verlängerung würde somit nur zu einer Entspannung, aber nicht zu einem Durchhängen des Drahts führen.

$$\Delta L_{\text{Zug}} = \mathcal{F} \frac{L_{\text{Draht}}}{E} \quad (5.30)$$

$$= \mathcal{R} \frac{L_{\text{Draht}}}{E} = 3,7 \text{ mm} \quad (5.31)$$

Der Einsatz einer Karbonfaser anstelle des Wolframdrahts stellt eine weitere sehr ansprechende Lösung des Problems dar. Der thermische Ausdehnungskoeffizient von Karbonfasern liegt bei $-0,1 \times 10^{-6} \text{ K}^{-1}$ [56] und kann daher nicht zu einem Durchhängen der Faser führen. Gleichzeitig ist der Koeffizient jedoch zu klein, um ein Reißen der Faser durch eine Vergrößerung der Spannung zu verursachen. Ein weiterer Vorteil ist der geringere Durchmesser, der sich im Vergleich zu einem Metalldraht erreichen lässt.

5.4.6. Weitere Fehlerquellen

Neben der diskutierten Verbreiterung des Messsignals durch eine Verkipfung des Diagnosemoduls und durch die Stärke des verwendeten Diagnose-

drahts müssen weitere, zum Teil offensichtliche Fehlerquellen erwähnt werden. Darunter fallen Kalibrierungsfehler der Strahlposition und des Photomultipliers, fehlerhafte Driftlängen- und Magnetfeldmessungen, Stromschwankungen in den Magnetspulen und Bewegungen des Strahls während der Messung. Es erscheint an dieser Stelle jedoch nicht sinnvoll, die aufgelisteten Fehler ausführlich zu diskutieren, da entweder ihr Einfluss auf die Vermessung des Strahls vernachlässigt oder die Größenordnung des Fehlers ohnehin nur abgeschätzt werden kann.

Statistische Fehler wie Stromschwankungen oder eine Bewegung des Strahls während der Messung können leicht durch eine vielfache Wiederholung der Messung korrigiert werden.

Fehler der Magnetfeld- und Driftlängenmessungen können während der Messung nicht kompensiert werden. Hier erscheint es sinnvoll, Unsicherheiten im Bereich von 1 % anzunehmen.

Die Hauptursache für einen Kalibrierungsfehler der Strahlposition wäre entweder eine Verkippung oder ein Produktionsfehler der Schlitzmaske. Letzteres konnte durch eine Messung der Abstände der Schlitze ausgeschlossen werden. Ersteres hätte sich entgegen der Beobachtungen in Form einer Diskrepanz zwischen der Schlitzmaskenkalibrierung und der Kalibrierung mittels der Linearachse des Moduls niedergeschlagen.

5.5. Auswirkung systematischer Fehler auf die Vermessung der Emittanz

Nachdem verschiedene Fehlerquellen untersucht und quantifiziert wurden, soll im Folgenden deren Auswirkung auf die Bestimmung der Emittanz betrachtet werden.

Die Fortpflanzung systematischer Fehler, wie einer Überschätzung der Strahlbreite, auf den Fehler einer gemessenen Emittanz lässt sich dabei analytisch nur schwer vorhersagen. Aus diesem Grund wurde mit *Mathematica 9* eine Monte Carlo-Simulation erstellt, mit der sich die zu erwartenden Ergebnisse einer Emittanzmessung unter Berücksichtigung systematischer Fehler mit den Eingangsparametern vergleichen lassen. Das dabei untersuchte Verfahren wird als *Quadrupolscan* bezeichnet und nutzt, wie in Kapitel 3.7 gezeigt, die Abhängigkeit der Transfermatrix $\mathbf{R}_{\text{Trans}}$ von der Stärke $k = \frac{e}{p} \frac{dB_x}{dy}$ des verwendeten

Quadrupolmagneten. Dabei ist $\frac{dB_x}{dy}$ der Feldgradient des Magneten, e die Elementarladung und p der Impuls der Elektronen. Mithilfe der Transfermatrix lässt sich die Transferfunktion der Twissparameter α , β und γ berechnen, wobei die Strahlbreite über $\sigma = \sqrt{\epsilon\beta(k, \epsilon\alpha_0, \epsilon\beta_0, \epsilon\gamma_0)}$ definiert ist. Die Quadrupolstärke ist im Experiment der einzige variable Parameter. Die konstanten Abhängigkeiten sind die Driftstrecke zwischen Quadrupol und Diagnosedraht L_{Drift} und die effektive Länge des Quadrupols L_{Eff} .

Das Ziel der Simulation ist, eine Abschätzung darüber zu liefern, wie gravierend sich systematische Messfehler auf die Abweichung $\Delta\epsilon$ der gemessenen von der wahren Emittanz auswirken. Ein besonderes Augenmerk liegt dabei auf der Fragestellung, ob und inwiefern durch den experimentellen Aufbau vorgegebene Randbedingungen, wie die Twissparameter am Standort des Diagnosequadrupols, Einfluss auf die Größe der zu erwartenden Abweichung haben.

Die untersuchten fehlerbehafteten Messgrößen sind die Strahlbreite, die Quadrupolstärke und die Driftlänge zwischen Quadrupol und Diagnosedraht. Der Einfluss aller übrigen Größen wird durch eine vielfache Wiederholung der Simulation mit randomisierten Eingangswerten dargestellt, wobei der simulierte Wertebereich für alle Parameter in Tabelle 5.1 aufgelistet ist. Der prinzipielle Ablauf der Simulation kann im Folgenden als Pseudocode nachvollzogen werden:

1. Randomisierte Festlegung der Strahlemittanz ϵ_0 , der Twissparameter, der Driftlänge, der Anzahl an Messpunkten, des systematischen Messfehlers und des Wertebereichs an untersuchten Quadrupolstärken.
2. Transformation der Twissparameter für verschiedene Quadrupolstärken.
3. Speichern der Strahlbreite $\sqrt{\epsilon_0\beta}$ zuzüglich systematischen Fehlers $\Delta\sigma$.
4. Randomisierte Festlegung des Fehlers der Driftlänge und des Fehlers der Quadrupolstärke.
5. Definition und Anpassung der fehlerbehafteten Transferfunktion $f_{\text{Trans}} = \epsilon_1\mathbf{B}_1[1, 1](k)$ an die quadrierte Strahlbreite. Dabei zeigt der Index 1 an, dass die hier ermittelten Funktionsparameter aus der Anpassung der ebenfalls fehlerbehafteten Datenkurve resultieren.

Tabelle 5.1. – Wertebereich der randomisierten Eingangsparameter.

Parameter	Untere Grenze	Obere Grenze
L_{Drift}	10 cm	100 m
β_x	0,01 m	100 m
α_x	−50	50
ΔL_{Drift}	−10 %	10 %
Δk	−10 %	10 %
$\Delta \sigma_x$	−20 %	20 %
Anzahl Messpunkte	10	100

6. Berechnung der Emittanz über $\epsilon_1 = \sqrt{\epsilon_1 \beta_1 \cdot \epsilon_1 \gamma_1 - (\epsilon_1 \alpha_1)^2}$.²
7. Vergleich der errechneten Emittanz mit der Eingangsemittanz über $\frac{\epsilon_1}{\epsilon_0}$.
8. Wiederholung der Simulation mit neuen Startparametern.

Die Ergebnisse der Simulation von 10^4 Emittanzmessungen sind in Abbildung 5.20 dargestellt. Hier zeigt sich eine deutliche Abhängigkeit des Fehlers der berechneten Emittanz von dem systematischen Fehler der Eingangsparameter. Es muss beachtet werden, dass für jede Wiederholung der Simulation automatisch alle eingehenden Parameter zufällig variiert werden. Das heißt, dass nicht nur die systematischen Fehler für jeden Simulationszyklus zufällig gewählt werden, sondern auch eine Randomisierung der fehlerfreien Sollwerte vorliegt. Auf diese Weise wird überprüft, inwiefern sich die Änderung experimenteller Bedingungen, wie eine Änderung der Driftlänge oder der Anzahl an Messpunkten, Einfluss nimmt auf die Fortpflanzung der systematischen Fehler. Die geringe Streuung der Datenpunkte deutet darauf hin, dass hier nur eine vernachlässigbare Abhängigkeit besteht. Die Wahl der Parameter kann daher innerhalb sinnvoller Grenzen beliebig erfolgen.

Als weiteres Ergebnis der Simulation wird die Grundannahme bestätigt, dass das Verfahren prinzipiell zu einem korrekten Ergebnis führt. Dies lässt sich daran erkennen, dass alle Datenkurven in guter Näherung durch den Ursprung verlaufen, was bedeutet, dass ohne Messfehler auch die ermittelte Emittanz fehlerfrei ist.

²Die über die Anpassung ermittelten Parameter sind Faktoren der Twissparameter mit der Emittanz.

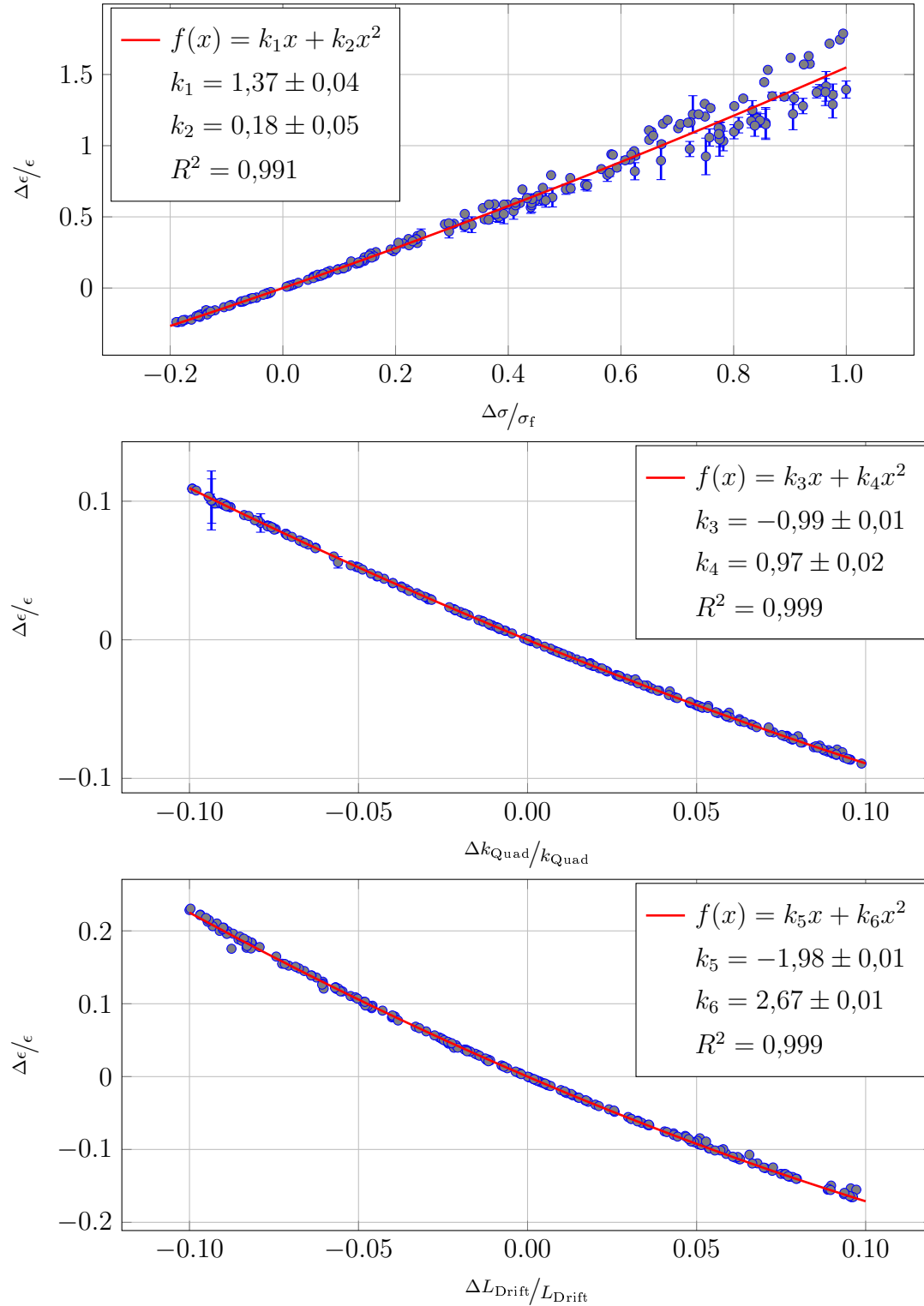


Abbildung 5.20. – Die Simulation des Quadrupolscans zeigt die Abhängigkeit des Fehlers der ermittelten Emittanz von verschiedenen systematischen Eingangsfehlern. Die dargestellten Abhängigkeiten sind von oben nach unten: Fehler der gemessenen Strahlbreite $\Delta\sigma$ im Verhältnis zur Strahlbreite im Fokus σ_f , relativer Fehler der eingestellten Quadrupolstärke $\Delta k/k$ und relativer Fehler der Driftlänge $\Delta L_{\text{Drift}}/L_{\text{Drift}}$. Es zeigt sich für alle Datenkurven nur eine geringe Streuung der Fehler unter Variation der Eingangsparameter. Daraus lässt sich schließen, dass die Art der experimentellen Umsetzung nur geringfügigen Einfluss auf die Fortpflanzung systematischer Fehler hat.

Die geringe Streuung der Datenkurven zeigt des Weiteren, dass keine starken Korrelationen zwischen den Fortpflanzungen der eingehenden Fehler bestehen können. Aus diesem Grund lässt sich der zu erwartende Emittanzfehler in guter Näherung über die quadratische Aufsummierung der einzelnen Anpassfunktionen abschätzen. Unter der beispielhaften Annahme der Eingangsfehler $\Delta\sigma/\sigma_f = 10\%$, $\Delta L_{\text{Drift}}/L_{\text{Drift}} = -1\%$ und $\Delta k_{\text{Quad}}/k_{\text{Quad}} = -1\%$ ergibt sich so ein zu erwartender Messfehler der Emittanz von $(16,9 \pm 4,3)\%$.

Der angenommene Strahlbreitenfehler erscheint dabei auf den ersten Blick unrealistisch hoch gewählt. Jedoch gilt zu beachten, dass es sich hierbei um das Verhältnis des absoluten Fehlers zur Strahlbreite im Fokus handelt. Im Experiment wurden im Fokus Strahlbreiten deutlich unterhalb von $20\ \mu\text{m}$ erreicht. Der absolute Fehler liegt mit $2\ \mu\text{m}$ somit durchaus in einem zu erwartenden Rahmen.

5.6. Messung der transversalen Emittanz

Um die Betriebsbereitschaft des Diagnosemoduls zu demonstrieren, wurde die transversale Emittanz des $3,5\ \text{MeV}$ -Strahls von *MAMI* für einen kontinuierlichen Strom von $20\ \text{nA}$ und für gepulste Ströme von bis zu $160\ \mu\text{A}$ vermessen. Gepulst bedeutet in diesem Zusammenhang die Erzeugung von Makrobunchen mit einer Rate von $10\ \text{kHz}$, wobei jeder Makrobunch aus etwa 30 Teilchenpaketen besteht. Insgesamt ergeben sich daraus 3×10^5 Teilchenpakete pro Sekunde, wobei die Beschleunigungsfrequenz von *MAMI* $2,45\ \text{GHz}$ beträgt und im Normalbetrieb eine Vollbesetzung der beschleunigenden Phasen vorliegt. Der Duty-cycle reduziert sich im Pulsmodus demnach in etwa um einen Faktor 10^4 . Die Erzeugung des kontinuierlichen Stroms geschieht mithilfe einer Bariumoxidquelle [9] und der Pulsstrom wird aus einer Photoquelle gewonnen [7].

Abbildung 5.21 zeigt den Verlauf der Messkurve für die $20\ \text{nA}$ -Messung (Oben), die berechneten Emittanzen für die Diagnosepulsmessung und die Ergebnisse einer in der Vergangenheit durchgeführten Messung [9] an der thermionischen Quelle (Unten). Es stellt sich heraus, dass alle ermittelten Emittanzen innerhalb der Akzeptanz des Beschleunigers von $0,65\ \text{mm mrad}$ liegen [7].

Die Untersuchung des gepulsten Strahls zeigt im Vergleich zu der $20\ \text{nA}$ -Messung eine Vergrößerung der Emittanz von $(40,0 \pm 2,5)\ \text{nm rad}$ auf Werte

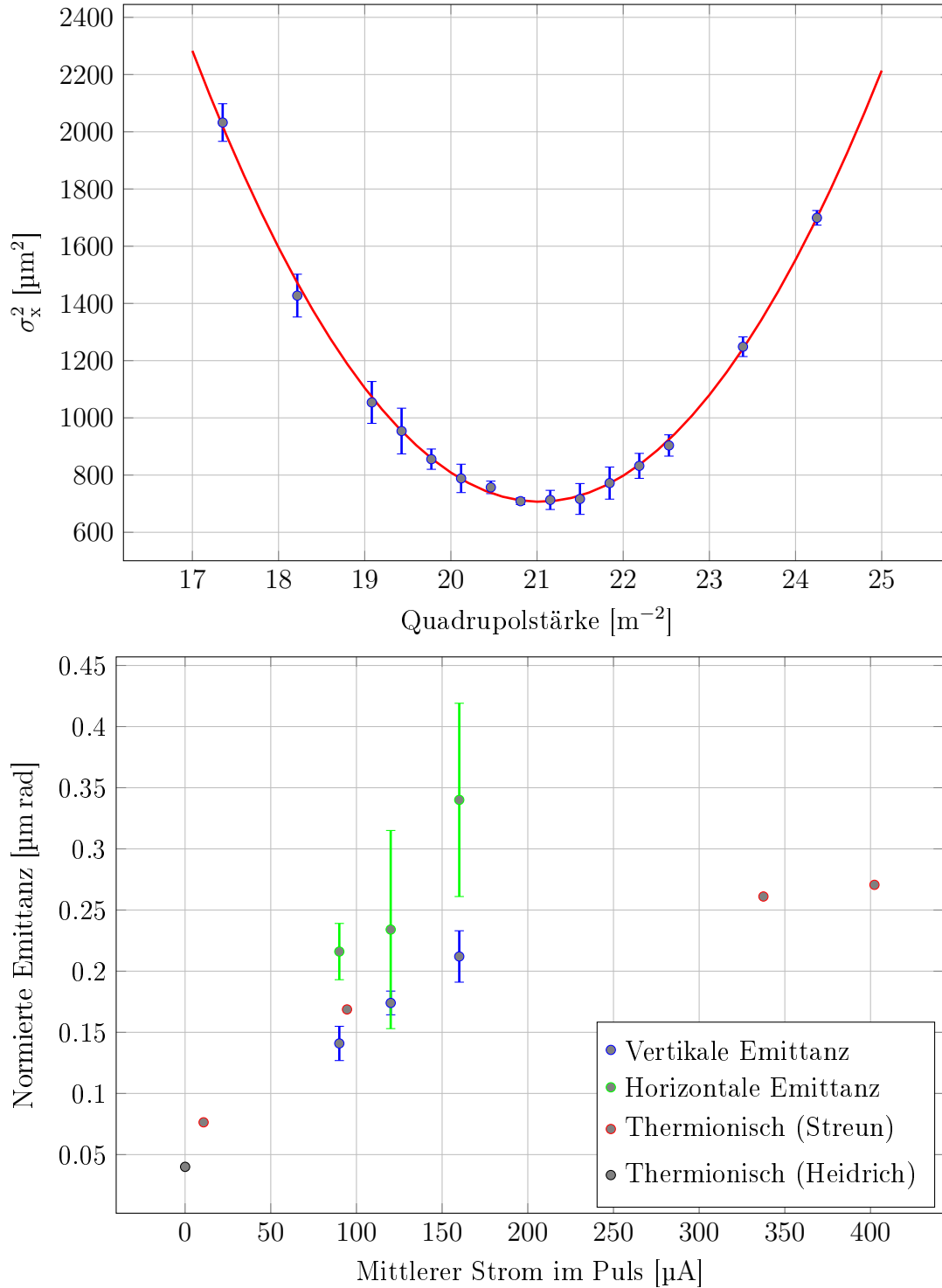


Abbildung 5.21. – Messdatensatz der 20 nA-Messung (Oben) und Änderung der Emittanz bei hohen Pulsströmen (Unten). Es zeigt sich, dass alle gemessenen Emittanzen innerhalb der Akzeptanz des Beschleunigers von 0,65 mm mrad liegen [7]. Die Auswertung der 20 nA-Messung ergibt eine normierte Emittanz von $(40,0 \pm 2,4)$ nm rad. Die Emittanz der gepulsten Ströme erhöht sich im Vergleich dazu mit Werten zwischen $(0,141 \pm 0,001)$ μm rad und $(0,34 \pm 0,08)$ μm rad in etwa um eine Größenordnung. Die von A. Streun gemessenen Emittanzen der thermionischen Quelle [9] unterscheiden sich nur geringfügig von den Werten für die Photoquelle.

zwischen (141 ± 1) nmrad und (340 ± 8) nmrad und eine deutliche Abhängigkeit vom eingestellten Strahlstrom. Da sich die Ausdehnung des Laserflecks auf der Photokathode bei einer Erhöhung der Laserleistung nur unwesentlich ändert, erscheint die Annahme sinnvoll, dass die beobachtete Emittanzvergrößerung durch Raumladungseffekte verursacht wird. Die Änderung der Emittanz sollte dabei proportional zur Wurzel der Menge an Teilchen pro Bunch sein [57, 58]. Dieser Zusammenhang kann aufgrund der geringen Anzahl an Messpunkten und hohen relativen Fehlern nicht nachgewiesen werden, widerspricht jedoch prinzipiell auch nicht den Beobachtungen.

Beide Messdatensätze zeigen bei einer Erhöhung des Stroms um 80 % verhältnismäßig geringfügige Zunahmen der Emittanz im Bereich von 50 %. Dieses Verhalten deutet darauf hin, dass sich der Elektronenstrahl auch bei hohen Strömen weiterhin gut beherrschen lässt. Ein weiteres Indiz stellt die gute Fokussierbarkeit des Strahls im Experiment dar. Hier konnte bei einem Strom von $160 \mu\text{A}$ ein Fokus von $\sigma_x \times \sigma_y = (76,5 \pm 3,0) \mu\text{m} \times (42,3 \pm 0,3) \mu\text{m}$ erreicht werden.

Das Erreichen einer starken Fokussierung ist insbesondere für Materialtests interessant und wird unter anderem zum Überprüfen der Strahlungsresistenz der geplanten Positronenquelle des ILCs benötigt. Hierfür wird bei einer Energie von 14 MeV und einem Strom von $50 \mu\text{A}$ eine Strahlbreite von $\sigma_x = \sigma_y \leq 200 \mu\text{m}$ verlangt [59]. Dieser Wert wurde mithilfe der *Scanditronix*-Quadrupolmagnete an der $3,5 \text{ MeV}$ -Strahlführung trotz eines deutlich höheren Pulsstroms von $160 \mu\text{A}$ um mehr als einen Faktor 2 unterschritten. In Anbetracht dessen, dass die Strahlemittanz mit zunehmender Elektronenenergie abnimmt, ist davon auszugehen, dass sich der minimal erreichbare Strahlfokus bei 14 MeV weiter reduziert und Werte im Bereich von $10 \mu\text{m}$ realisiert werden können.

Die Emittanz des Beschleunigers wurde in der Vergangenheit bereits mehrfach bestimmt, jedoch liegen für die Photoquelle keine Messungen in dem Bereich der untersuchten Pulsströme bei einer Strahlenergie von $3,5 \text{ MeV}$ vor. An dieser Stelle kann daher nur ein Vergleich mit Messungen erfolgen, die an den 100 keV Testquellen von *MAMI* durchgeführt wurden. Im Jahr 1986 wurde die Emittanz der thermionischen Quelle von Andreas Streun [9] ermittelt. Die untersuchten dc-Ströme erreichten Werte von bis zu $1,49 \text{ mA}$. Es muss dabei jedoch bedacht werden, dass der Strahl an dieser Stelle noch nicht für den Vorbe-

schleuniger in einzelne Teilchenpakete unterteilt wurde. Bei dem ‘‘Zerstückeln‘‘ des Strahls im sogenannten Chopper-Buncher-System wird ein Großteil des dc-Strahls mithilfe einer kreisförmig ablenkenden Kavität kollimiert. Der verbleibende Anteil betrug bei dem für diese Arbeit durchgeführten Experiment 27%. Für einen Vergleich der gemessenen Emittanzen werden die von Streun angegebenen Stromwerte mit demselben Wert multipliziert.

Die niedrigste von Streun untersuchte dc-Stromstärke betrug $40\ \mu\text{A}$, was hinter dem Chopper einem mittleren Strom von $10,8\ \mu\text{A}$ entsprechen würde. Hier wurde eine Emittanz von $76,4\ \text{nm rad}$ gemessen. Für höhere Ströme zeigt sich ein steiler Anstieg der Emittanz, wobei für einen Strom von $402\ \mu\text{A}$ ein Maximalwert von $270\ \text{nm rad}$ erreicht wird. Im Gegensatz zur Photoquelle kann bei der thermionischen Quelle der wurzelförmige Zusammenhang zwischen Emittanz und Strahlstrom gut nachvollzogen werden.

2018 wurden umfangreiche Messungen der Emittanz der Photoquelle von Igor Alexander durchgeführt [60]. Hier wurden insbesondere die Auswirkungen verschiedener Laserlichtfarben und der Größe des Laserflecks auf dem Elektronenemittierenden Kristall untersucht. Die dabei ermittelte normierte Emittanz lag für einen Strom von $600\ \mu\text{A}$ (entsprechend $162\ \mu\text{A}$ hinter dem Chopperkollimator) zwischen $200\ \text{nm rad}$ und $600\ \text{nm rad}$. Die in dieser Arbeit ermittelten Werte stimmen mit $(212 \pm 2)\ \text{nm rad}$ in vertikaler Richtung und $(340 \pm 80)\ \text{nm rad}$ in horizontaler Richtung gut mit dem Ergebnisbereich von Alexander überein.

Des Weiteren wurde von Alexander der Anstieg der Emittanz auf Werte zwischen $(0,46 \pm 0,02)\ \mu\text{m rad mA}^{-1}$ und $(3,09 \pm 0,05)\ \mu\text{m rad mA}^{-1}$ bestimmt (bereits normiert für den Bereich hinter dem Chopper). Die Steigung der in dieser Arbeit gemessenen Emittanzen liegt bei $(1,01 \pm 0,01)\ \mu\text{m rad mA}^{-1}$ in vertikaler Richtung und bei $(1,8 \pm 0,6)\ \mu\text{m rad mA}^{-1}$ in horizontaler Richtung. Nach den Messungen von Alexander stimmt dies mit den Steigungen überein, die eine Laserfleckgröße im Bereich von $\sigma_{\text{Laser}} = 0,4\ \text{mm}$ und $\sigma_{\text{Laser}} = 0,8\ \text{mm}$ verursachen würde.

5.6.1. Fluoreszenz des Detektorfensters

Es muss darauf hingewiesen werden, dass bereits bei den ungepulsten $20\ \text{nA}$ -Messungen Zählraten im Bereich von $500\ \text{kHz}$ auftraten. Bei Pulsströmen von bis zu $160\ \mu\text{A}$ müsste sich dieser Wert entsprechend kurzfristig auf $4\ \text{GHz}$ erhöhen, was bereits durch die Dispersion des Signals im Photomultiplier dazu führt,

dass einzelne Ereignisse nicht mehr voneinander getrennt werden können. Es ist daher theoretisch nicht mehr für den Detektor möglich, eine von der Position des Strahls abhängige Zählrate zu ermitteln. Stattdessen wird unabhängig von der Strahlposition immer nur ein Ereignis pro Diagnosepuls registriert, womit sich das Strahlprofil nicht abbilden lässt. Da dennoch erfolgreich Profilmessungen durchgeführt werden konnten, muss durch den Diagnosepuls eine Art Nachleuchten entstehen, das in seiner Intensität um mehrere Größenordnungen unterhalb des direkt erzeugten Tscherenkovsignals liegt.

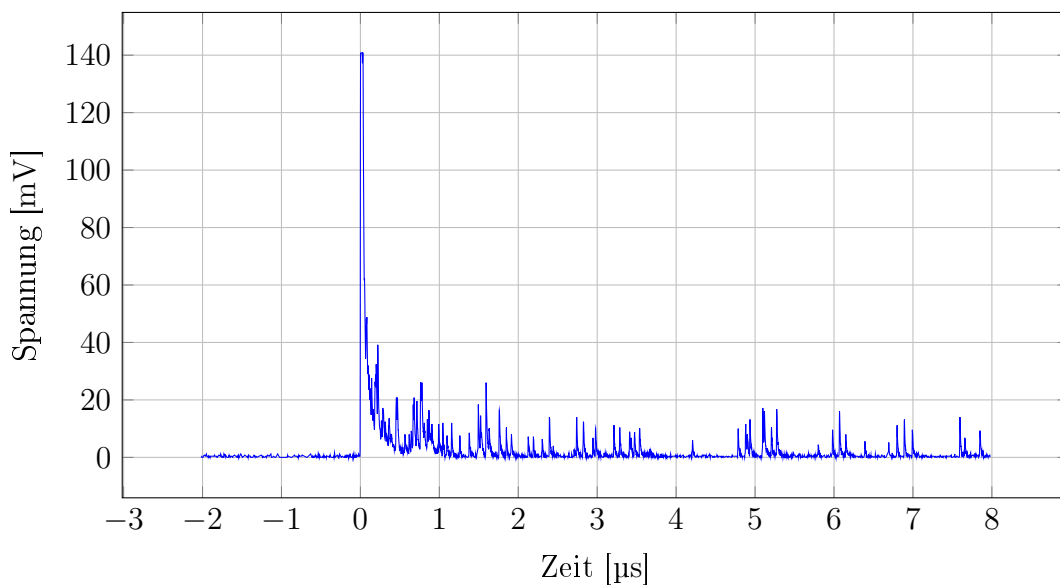


Abbildung 5.22. – Oszilloskopbild des Streusignals eines Diagnosepulses. Der Puls selber findet bei $t = 0 \mu\text{s}$ statt und überlastet den Photomultiplier für etwa 10 ns. Nach Durchlaufen des Pulses zeigt sich über einige Mikrosekunden eine Art Nachleuchten, das in einzelne Ereignisse aufgelöst werden kann. Aufgrund der Langlebigkeit des Effekts und da die Energie des Elektronenstrahls nicht ausreicht, um Radionuklide zu erzeugen, muss angenommen werden, dass es sich bei dem Phänomen um die Fluoreszenz eines Detektorbestandteils handelt.

Um die Ursache des Phänomens zu untersuchen, wurden Oszilloskopaufnahmen von dem analogen Photomultipliersignal gemacht. Abbildung 5.22 zeigt einen beispielhaften Verlauf des gemessenen Spannungssignals für einen Zeitraum von $2 \mu\text{s}$ vor und $8 \mu\text{s}$ nach Durchlaufen eines Diagnosepulses. Der Puls selber ist als dominantes Signal zum Zeitpunkt $t = 0 \mu\text{s}$ auszumachen und führt aufgrund seiner Höhe zu einem Clipping des ADCs des Oszilloskops. Hinter dem Pulssignal erscheinen über den gesamten dargestellten Bereich einzelne

Ereignisse, deren Häufigkeit zu größeren Zeiten hin abnimmt. Im Gegensatz dazu ist der Zeitraum vor dem Puls völlig ereignislos. Diese Beobachtung unterstützt die Vermutung, dass die in den Detektor einfallenden Schauerteilchen zur Erzeugung eines Nachleuchtens führen.

In einem nächsten Schritt wurden aus den aufgenommenen Oszilloskopbildern Histogramme angefertigt und über zehn Datensätze gemittelt. Der resultierende Verlauf ist in Abbildung 5.23 dargestellt und zeigt einen exponentiellen Abfall der Ereignisrate mit einer Halbwertszeit von $(0,67 \pm 0,05) \mu\text{s}$. Aufgrund dieses verhältnismäßig langsamen Abklingens kann ausgeschlossen werden, dass das Phänomen durch mehrfach gestreute und somit verspätet eintreffende Schauerteilchen erzeugt wird. Die hierbei erreichbaren Verzögerungen liegen bei freien Weglängen unterhalb eines Meters nur im Bereich weniger Nanosekunden und somit um drei Größenordnungen unterhalb des beobachteten Effekts. Da die Energie des Elektronenstrahls nur bei 3,5 MeV liegt, kann die Erzeugung von Radionukliden ebenfalls nicht die Ursache des Nachleuchtens sein.

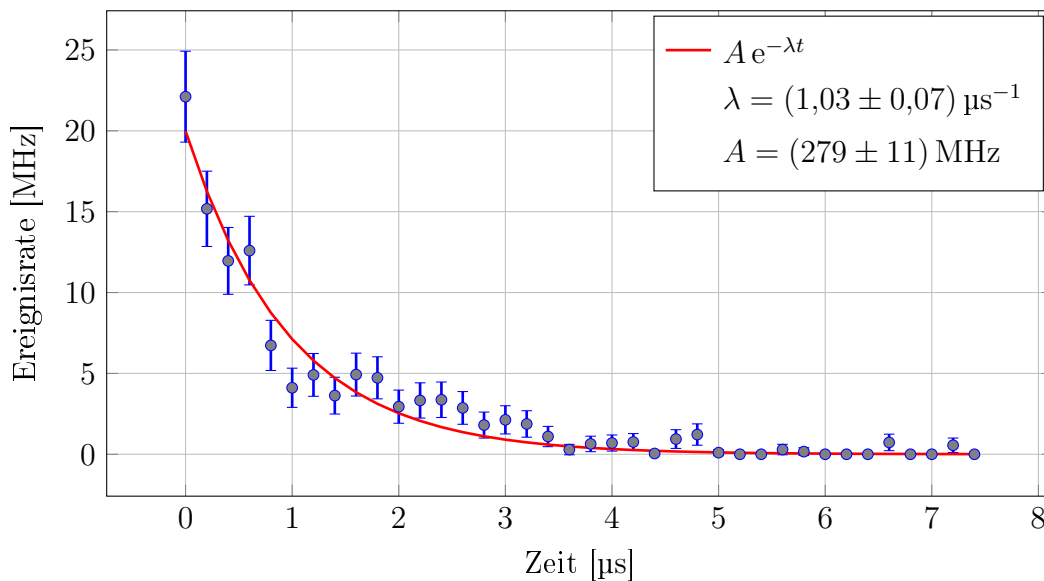


Abbildung 5.23. – Durch Fluoreszenz verursachte Ereignisrate nach Durchlaufen des Diagnosepulses. Die lange Halbwertszeit des Nachleuchtens von $t_{\frac{1}{2}} = (0,67 \pm 0,05) \mu\text{s}$ ermöglicht die Profilmessung des gepulsten Elektronenstrahls, obwohl die Rate der direkten Schauerteilchen zu hoch ist, um in einzelne Ereignisse aufgelöst werden zu können.

Es wurde festgestellt, dass das Leuchten auch nach dem Entfernen des Wasserbehälters weiterhin auftritt. Eine Untersuchung der Detektorbestandteile ergab zudem, dass das Photomultiplierfenster aus Kalk-Natron-Glas besteht, das eine nicht zu vernachlässigende Eigenfluoreszenz aufweist [61]. Es erscheint sinnvoll anzunehmen, dass dies die Ursache für den beobachteten Effekt ist.

Es muss angenommen werden, dass der Photomultiplier während des Diagnosepulses übersteuert, was dazu führt, dass auch nach dem verursachenden Lichtblitz unabhängig von der anschließenden Ereignisrate weiterhin ein Signal ausgegeben wird [62]. Dieses Signal macht sich im Oszilloskopbild als exponentiell abfallender Untergrund während der ersten 500 ns hinter dem Puls bemerkbar. Innerhalb dieses Zeitraums ist der Detektor aufgrund der niedrigeren Diskriminierungsschwelle nicht in der Lage, einzelne Ereignisse zu registrieren.

Die Dauer der Paralyse wird durch die initiale Höhe des Pulssignals bestimmt und führt so zu einem zusätzlichen stromabhängigen Beitrag zur Totzeit des Detektormoduls. Die bei der Kalibrierung des Detektors maximal erreichte Zählrate betrug (44 ± 6) kHz. Bis zu diesem Wert wurde keine Abweichung vom linearen Anstieg der Zählrate in Abhängigkeit vom Pulsstrom festgestellt. Es kann daher angenommen werden, dass die aus dem Übersteuern des Photomultipliers resultierende Totzeit der Ausleseelektronik keinen signifikanten Einfluss auf die Messung hat.

Um die Relevanz der Fluoreszenz bei kontinuierlichen dc- beziehungsweise cw-Strömen zu ermitteln, muss zunächst die Produktionsrate des Leuchtens r_{Fluor} in Abhängigkeit vom Elektronenstrom I bestimmt werden. Hierzu wird die Länge des Makrobunches im Pulsbetrieb als deltaförmig angenommen, was durch seine Länge von 12,2 ns im Vergleich zur Halbwertszeit der Fluoreszenz von $t_{\frac{1}{2}} = (670 \pm 50)$ ns sinnvoll erscheint.

Die Gesamtladung q_{Puls} eines Makrobunches beträgt bei einem Pulsstrom von 160 μA 1,96 pC und resultiert in einer Anfangsfluoreszenzereignisrate von $A_0 = (20,0 \pm 0,8)$ MHz. Die resultierende Produktionsrate liegt, wie in Gleichung 5.32 gezeigt, bei $r_{\text{Fluor}} = (1,02 \pm 0,04) \times 10^{19} \text{ Hz C}^{-1}$. Mithilfe der Produktionsrate lässt sich Gleichung 5.33 aufstellen, deren Lösung die zeitliche Entwicklung des Fluoreszenzsignals $A(t)$ beschreibt, das nach dem Einschalten eines cw-Strahls auftritt.

Es zeigt sich, dass das erzeugte Signal innerhalb weniger Mikrosekunden einen asymptotischen Grenzwert erreicht, der sich über Gleichung 5.35 berech-

$$r_{\text{Fluor}} = \frac{A_0}{q_{\text{Puls}}} \quad (5.32)$$

$$\frac{\partial A(t)}{\partial t} = r_{\text{Fluor}} I - \lambda_{\text{Fluor}} A(t) \quad (5.33)$$

$$A(t) = \frac{r_{\text{Fluor}} I}{\lambda_{\text{Fluor}}} (1 - e^{-\lambda_{\text{Fluor}} t}) \quad (5.34)$$

$$\lim_{t \rightarrow \infty} A(t) = \frac{r_{\text{Fluor}} \cdot I}{\lambda_{\text{Fluor}}} \quad (5.35)$$

nen lässt. Dabei ist $\lambda_{\text{Fluor}} = (1,03 \pm 0,07) \mu\text{s}^{-1}$ die Zerfallskonstante des Leuchtens. Für einen Strahlstrom von 20 nA bedeutet dies einen durch die Fluoreszenz verursachten Signalanteil von (198 ± 16) kHz. Die mit dem Diagnosemodul gemessene und totzeitkorrigierte Ereignisrate liegt hier bei $(2,211 \pm 0,006)$ MHz wodurch der Anteil des Fluoreszenzsignals bei etwa 9 % liegt.

Aufgrund der kurzen Halbwertszeit hat dieser Fluoreszenzanteil auf die verhältnismäßig langsam durchgeführten Messungen dieser Arbeit keine negativen Auswirkungen und wird im Gegenteil sogar für die Messung der gepulsten Ströme benötigt. Sollten zukünftige Verbesserungen des Diagnosemoduls jedoch kontinuierliche Messungen der Strahlbreite innerhalb weniger Mikrosekunden erlauben, würde die Fluoreszenz zu einer relevanten Verfälschung des sich ergebenden Intensitätsverlaufs führen. Es sollte daher zuvor ein Ersatz des verwendeten Photomultipliers durch ein Modell mit fluoreszenzarmem Fenster erfolgen.

5.7. Zusammenfassung und Diskussion

Es wurden der Aufbau und das Funktionsprinzip eines Diagnosemoduls beschrieben, mit dem sich Strahlbreiten an Hochleistungsbeschleunigern wie *MESA* messen lassen. Über verschiedene Verfahren wurden übereinstimmende Kalibrationskurven für die Positionsbestimmung des abgelenkten Elektronenstrahls aufgenommen und dabei eine Ortsauflösung in der Größenordnung weniger Mikrometer festgestellt.

Die Untersuchung der Drahtstärke als mögliche Fehlerquelle führte zu der Entwicklung modifizierter Anpassfunktionen für Messkurven, wie sie von

Drahtscannern aufgenommen werden. Auf diese Weise war es möglich, die Messauflösung für große Drahtstärken in etwa um eine Größenordnung zu verbessern.

Im Zuge der weiteren Fehlerdiskussion wurde ein Monte Carlo-Algorithmus zur Simulation von Emittanzmessungen nach dem Quadrupolscan-Verfahren entwickelt. Mithilfe der Simulation war es möglich, die grundlegende Korrektheit des Verfahrens zu verifizieren. Außerdem konnte nachgewiesen werden, dass die Änderung experimenteller Parameter wie der Driftlänge oder der Quadrupolstärke innerhalb eines realistischen Rahmens nur geringfügigen Einfluss auf die Fortpflanzung systematischer Fehler hat.

Um den Einsatzbereich des Diagnosemoduls festlegen zu können, wurde mithilfe von *FLUKA*-Simulationen eine Differentialgleichung zur Bestimmung der maximalen Drahttemperatur hergeleitet. Die darauffolgende Untersuchung von drei verschiedenen Messmethoden ergab, dass das Diagnosemodul im gesamten Leistungsbereich von *MESA* eingesetzt werden kann.

Abschließend wurde die Betriebsbereitschaft des Moduls anhand verschiedener Testmessungen demonstriert. Es wurde unter anderem die Emittanz des 3,5 MeV-Strahls für gepulste Ströme von bis zu 160 μA ermittelt. Daraus ergab sich in horizontaler Richtung eine maximale normierte Emittanz von $(0,34 \pm 0,08) \mu\text{m rad}$ und in vertikaler Richtung von $(0,21 \pm 0,02) \mu\text{m rad}$.

Obwohl die Ergebnisse insgesamt einen vielversprechenden Eindruck erwecken, müssen an dieser Stelle einige Einschränkungen erwähnt werden. Zwar lassen sich mit dem Modul prinzipiell Auflösungen im niedrigen einstelligen Mikrometerbereich erreichen, jedoch wird dazu die Verwendung von Messmethode 2 oder 3 vorausgesetzt. Bei beiden Methoden wird die Messung des Streusignals während eines Stillstands des Strahls durchgeführt, was zu deutlich längeren Expositionszeiten führt. Hochauflösende Messungen können daher mit dem derzeitigen Platinendesign bei 10 mA Strahlstrom nur bis zu einer Energie von 5 MeV durchgeführt werden.

Für höhere Energien muss Methode 1 verwendet werden, was jedoch dazu führt, dass die erreichbare Auflösung nur noch der von *Flying Wire* Messungen entspricht. Ein weiterer Nachteil bei der Verwendung des Moduls bei hohen Energien liegt darin, dass aufgrund des zunehmenden Teilchenimpulses größere Abstände zwischen Dipol und Draht benötigt werden, um eine ausreichende Ablenkung des Strahls gewährleisten zu können. Bei 5 MeV liegt dieser Wert

im Bereich weniger 10 cm. Um jedoch bei 155 MeV eine Ablenkgeschwindigkeit von 20 m s^{-1} zu erreichen, erhöht sich der Abstand auf mehrere Meter.

Schlussfolgernd stellt das Diagnosemodul eine sinnvolle und minimal invasive Möglichkeit zur Bestimmung der Strahlbreite im Quellenbereich und im Injektionsbogen dar, für hohe Strahlenergien sollten jedoch alternative Diagnosesysteme wie zum Beispiel Synchrotronstrahlungsmonitore in Betracht gezogen werden.

6. $\text{Sm}_2\text{Co}_{17}$ -Undulatormagnete

Undulatormagnete sind durch ihren Einsatz in Synchrotronstrahlungsquellen und Freie-Elektronen-Lasern (FEL) einer ständigen Strahlenbelastung durch gestreute Haloteilchen ausgesetzt. Der resultierende Magnetisierungsverlust verringert kontinuierlich die Leistungsfähigkeit der Lichtquelle und hat maßgeblichen Anteil an der Beschränkung der Lebensdauer der Maschine [63].

Es ist anzunehmen, dass die Bedeutung strahlenresistenter Undulatormagnete durch die Entwicklung energierückgewinnender FELs zukünftig weiter steigt. Mögliche Anwendungsgebiete solcher Hochleistungsbeschleuniger sind EUV-Lithographie, gepulste Laserablation, Lasernitrieren, Oberflächenbehandlung von Keramiken und Metallen sowie der medizinische Bereich [14]. Die erfolgreiche industrielle Anwendung verlangt einen hohen Auslastungsgrad des Beschleunigers; ein zeitaufwändiger Austausch der Undulatormagnete würde dem entgegenstehen. Die Spezifikation für einen zuverlässigen Betrieb beschreibt eine maximale Abschwächung der Laserleistung um 10% innerhalb von 10 a, was einer relativen jährlichen Entmagnetisierung von 10^{-4} entspricht [64].

Der Großteil an Untersuchungen bezüglich der Strahlenresistenz von Magneten wurde an Beschleunigern niedriger Strahlenergie (typischerweise im Bereich von 10 MeV) und Kernreaktoren durchgeführt. Aus diesem Grund stehen nur wenige Informationen über die Leistungsfähigkeit von Permanentmagneten unter der Bestrahlung durch hochenergetische Elektronen zur Verfügung. Die hierbei auftretende Bremsstrahlung ermöglicht photonukleare Prozesse wie die Erzeugung von Quasi-Deuteronen, hochenergetischen Neutronen und Pionen [65]. Insbesondere die Erzeugung von Pionen benötigt Energien oberhalb von 150 MeV und findet daher nicht an Niederenergiebeschleunigern statt. Hochenergetische Neutronen sind des Weiteren in der Lage, auch an Stellen Strahlenschäden hervorzurufen, wo die primäre Bremsstrahlung bereits deutlich abgeschwächt wurde [66]. Durch die neutroneninduzierte Spaltung von Atomkernen

entstehen hierbei Temperaturspitzen in einer Größenordnung, wie sie bei der Verwendung von Strahlen niedrigerer Energie nicht erreicht werden können.

Üblicherweise werden Undulatoren mit NdFeB-Magneten ausgestattet. Ihre hohe Anfälligkeit gegenüber ionisierender Strahlung [67, 68] macht sie jedoch untauglich für einen Einsatz in energierückgewinnenden Beschleunigern. Stattdessen werden Magnete auf Basis einer $\text{Sm}_2\text{Co}_{17}$ -Legierung empfohlen [69, 70]. Zur Bestimmung der Lebensdauer entsprechend ausgestatteter Undulatoren wurde die zu erwartende Strahlenbelastung für den Einsatz in einem konzeptionellen 10 kW FEL mit 34 MW Elektronenstrahlleistung untersucht.

6.1. Aufbau

Um die zu erwartenden Verhältnisse innerhalb des konzeptionellen Hochleistungs-FEL nachzuahmen, wurde in Kollaboration mit *ASML N.V.* eine experimentelle Bestrahlung verschiedener Undulatorproben im Strahlfängerbunker der in Abbildung 6.1 dargestellten 855 MeV-Sektion des Mainzer Mikrotrons durchgeführt.

Das Experiment enthält als Kernelement einen ferngesteuerten Lift, auf dem sich ein Set von vier verschiedenen Magnetproben befindet. Insgesamt wurden zwei solcher Sets bestrahlt, wobei zwischen den Bestrahlungen eine planmäßige Wartezeit von zehn Tagen zum Abklingen der Ortsdosisleistung eingehalten werden musste. Ein Foto des Experiments mit beschriftetem Aufbau ist in Abbildung 6.2 dargestellt.

Das erste Probenet (1.1-1.4) besteht aus vier Undulatorsektionen mit identischem Aufbau, jedoch ausgestattet mit Magneten unterschiedlicher Hersteller. Der dabei untersuchte Undulator typ entspricht dem Hybrid design. Das zweite Set setzt sich aus den Proben 2, 3 und 4 zusammen. Probe 2 enthält ein Joch aus derselben Kobalt-Eisen-Legierung, wie sie in allen untersuchten Undulatoren verwendet wird. Die Proben 3 und 4 dienen zur direkten und indirekten Bestrahlung von einzelnen $\text{Sm}_2\text{Co}_{17}$ -Magneten. Die untersuchten Materialien der Proben 1.1-1.4, 3 und 4 wurden von den Herstellern *Vacuumschmelze GmbH & Co. KG* (Vacomax 225HR), *Shin-Etsu Chemical Co., Ltd.* (R32HS) und *Arnold Magnetic Technologies Ltd.* (Recoma 33E) zur Verfügung gestellt. Das

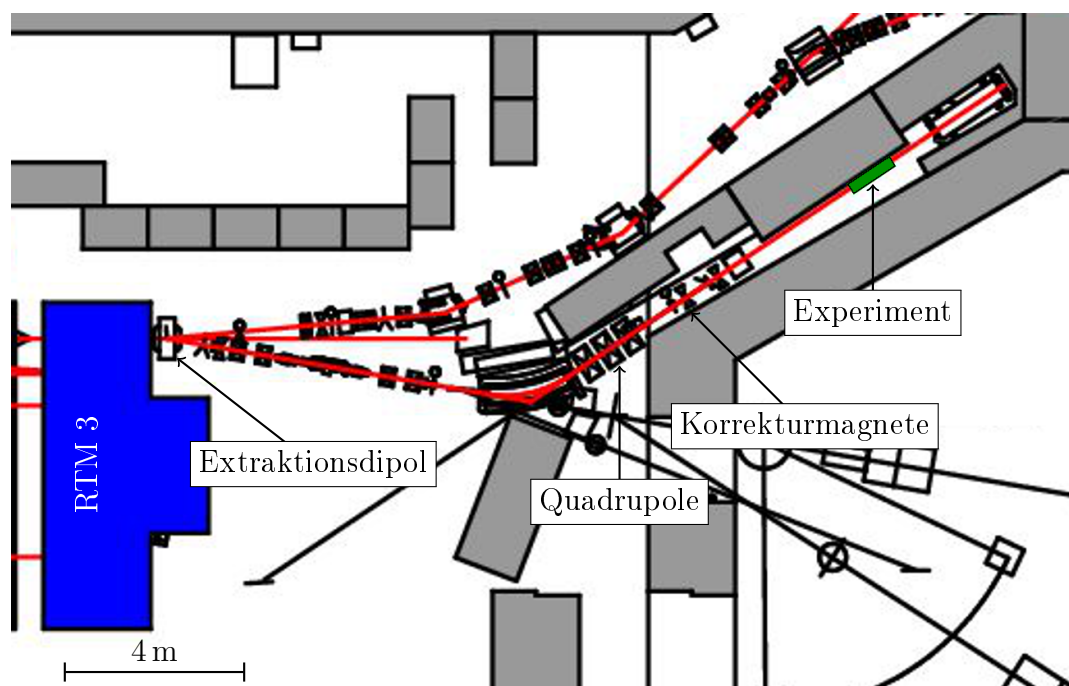


Abbildung 6.1. – Der Elektronenstrahl wird mithilfe eines Dipolmagneten direkt hinter der dritten Energiestufe von *MAMI* extrahiert und in den Strahlfängerbunker weitergeleitet. Zu Justage- und Fokussierzwecken stehen hier weitere Magnete zur Verfügung, mit denen der Strahl dem Experiment angepasst werden kann.

Kobalt-Eisen-Joch für Probe 2 wurde von *Vacuumschmelze GmbH & Co. KG* (Vacodur 50) bezogen.

Um innerhalb eines angemessenen Zeitraums die durch Halopartikel verursachte Strahlenbelastung mehrerer Betriebsjahre des konzeptionellen FELs zu imitieren, wird der Elektronenstrahl unter einem Winkel von $2,5^\circ$ direkt auf die Magnete gelenkt. Bei einem Strahlstrom von 100 nA kann auf diese Weise die Belastung eines Jahres innerhalb weniger Stunden simuliert werden. Die deponierte Strahlleistung liegt somit bei 85,5 W. Um der daraus resultierenden Erwärmung entgegenzuwirken, werden die Proben mit Wasser gekühlt. Bei einem Durchfluss von $1,5 \text{ L min}^{-1}$ kann so die Erhöhung der Temperatur auf unter 2 K beschränkt werden.

Da die Proben händisch am Lift montiert und abgebaut werden müssen, gilt es, die remanente Ortsdosisleistung möglichst gering zu halten. Die bei der Bestrahlung entstehenden Isotope sind jedoch aufgrund des hohen Kobalt-, Eisen- und Samariumgehalts zum Teil sehr langlebig. Eine strahlenschutztechnisch ak-

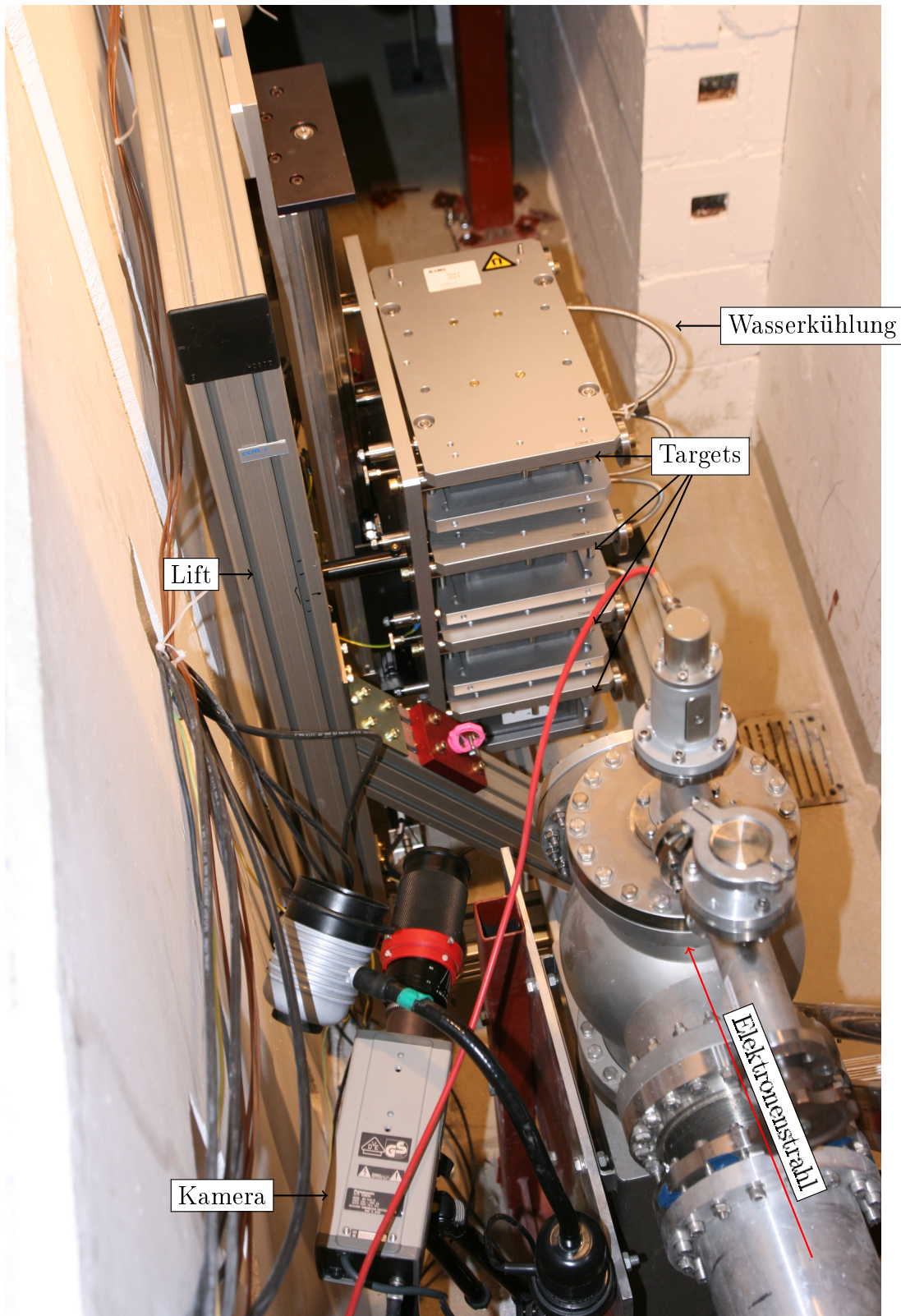


Abbildung 6.2. – Foto des Bestrahlungsexperiments am Ende der 855 MeV-Strahlführung. Der ferngesteuerte Lift ermöglicht es, vier verschiedene Magnetproben zu bestrahlen, ohne den Bunker des Strahlfängers betreten zu müssen. Die Proben sind wassergekühlt und befinden sich in 3 cm starken Bleigehäusen. Die Bestrahlung erfolgt durch 6 mm durchmessende Öffnungen in der Abschirmung. Das Experiment ist nur über eine Falltür an der Oberseite des Bunkers zugänglich, weswegen der Lift und die Targets mithilfe eines mobilen Krans herabgelassen werden mussten. Die Position der Targets wird während der Bestrahlung mithilfe einer strahlungsresistenten Kamera und an den Targets angebrachten Fluoreszenzschirmen kontrolliert.

zeptable Dosisleistung lässt sich daher innerhalb eines angemessenen Zeitraums nur durch die Verwendung entsprechender 3 cm starker Bleiabschirmungen erreichen. Eine Simulation der Bestrahlung mit *FLUKA* ergibt, dass auf diese Weise die Ortsdosisleistung nach sieben Tagen auf unter $10 \mu\text{Sv h}^{-1}$ fällt, was aus strahlenschutztechnischer Sicht ein gefahrloses Wiederbetreten des Bunkers erlaubt.

Um den Einfluss der Bestrahlung auf die Feldstärke der Magnete zu bestimmen, wurden die Magnetfelder der Proben vor und nach dem Experiment vermessen. Alle Messungen fanden in einer Isolationsbox aus Polystyrolschaum statt und wurden mithilfe einer Wasserkühlung von *HAAKE* temperaturreguliert. Auf diese Weise konnte die Temperatur der Proben während der Messung innerhalb von 1 mK stabil gehalten werden.

6.2. Proben 1.1-1.4: Bestrahlung von vier Hybridundulatoren

Um mögliche kumulative Entmagnetisierungseffekte ausschließen zu können, wurden zunächst vier baugleiche Hybridundulatorsektionen untersucht, deren Magnete jeweils von unterschiedlichen Herstellern stammen.

Abbildung 6.3 zeigt den Magnetfeldverlauf der Probe, den Aufbau des *FLUKA*-Modells sowie die simulierte Dosisverteilung. Die Ausdehnung des Elektronenstrahls liegt in der Größenordnung $\sigma_x = \sigma_y \approx 100 \mu\text{m}$. Der Strahl fällt unter einem flachen Einfallswinkel von $2,5^\circ$ auf die Probe. Um die Probe möglichst homogen zu bestrahlen, werden die Elektronen permanent über ein $60 \times 5 \text{ mm}^2$ großes Areal in 40×40 Schritten abgelenkt. Die $\text{Sm}_2\text{Co}_{17}$ -Magnete sind durch 15 mm starke Wolframblöcke vor der direkten Einwirkung des Elektronenstrahls geschützt und durch Kobalt-Eisen-Joche voneinander getrennt. Das Feld benachbarter Magnete ist um 180° gedreht und wird über die Joche an den Wolframblöcken vorbei an die Oberfläche des Undulators gelenkt.

In jeder Probe wurde über einen Zeitraum von jeweils 333 min eine Strahl- ladung von 2 mC deponiert. Es zeigt sich, dass der Großteil der Strahlung von der Wolframabschirmung und den Jochen absorbiert wird. An der Position der Permanentmagnete hat sich das Strahlungsfeld bereits um etwa drei Größenordnungen abgeschwächt. Eine Mittelung der Dosis über die einzelnen Magnete ergibt eine maximale Gammadosis von $(20,6 \pm 0,1) \text{ kGy}$ pro Magnet und eine um

vier Größenordnungen niedrigere maximale Neutronendosis von $(2,6 \pm 0,1)$ Gy pro Magnet. Die maximale Dosis pro Joch liegt bei (430 ± 1) kGy.

Die Vermessung des Magnetfelds vor und nach der Bestrahlung geschieht mithilfe einer Hallsonde vom Typ *Infineon KSY 14*, die an einer Linearachse angebracht wurde und auf einem Schlitten durch die Undulatorsektion fährt. Mit der Sonde wird die magnetische Flussdichte in Abständen von $10\ \mu\text{m}$ über die gesamte Länge der Sektion gemessen. Dieser Vorgang wird zur Reduzierung statistischer Fehler 300 Mal für jede Probe wiederholt. Die resultierende Messkurve zeigt jeweils fünf äquidistante Maxima und Minima, die an den Positionen der Eisenjoche liegen. Da das Feld der ersten und letzten Position jeweils nur einen gegenpoligen Nachbarn hat, fallen hier die Extrema am stärksten aus.

6.2.1. Ergebnisse

Während der Datenauswertung fielen eine unerwartete lineare Drift der Messwerte und ein nicht linearer Verstärkungsfehler der verwendeten Hallsonden auf. Die daraus resultierenden relativen Fehler lagen im Bereich von 10^{-3} und somit um einen Faktor zehn über der benötigten Messgenauigkeit. Abbildung 6.4 zeigt beispielhaft die Auswirkungen der Drift auf eine Messreihe der mit *Arnold*-Magneten ausgestatteten Undulatorsektion. Der Abstand zwischen den Messwiederholungen liegt bei etwa 30 s. Bereits auf dieser kleinen Zeitskala zeigt sich nach 300 Messzyklen eine relative Drift in der Größenordnung von 1 ‰. Da die Sonden während der zehntägigen Abklingzeit der Proben für eine nicht rekonstruierbare Zeit in Betrieb waren, lässt sich nur über Umwege eine Aussage über die entstandenen Driftfehler treffen.

Auf Basis der Simulationsergebnisse kann angenommen werden, dass sich das Magnetfeld an der zweiten und dritten Messposition nur unwesentlich verändert. Diese Annahme erscheint sinnvoll, da die hier erreichten Dosiswerte im Vergleich zu den Positionen weiter hinten um bis zu drei Größenordnungen niedriger liegen. Entsprechend sollte das Ausmaß an Strahlenschäden geringer ausfallen. Das Verhältnis der Magnetfeldstärke vor und nach der Bestrahlung an den so erhaltenen Referenzpunkten ergibt einen Normierungsfaktor, mit dem sich alle weiteren Messwerte bis auf die Randmaxima korrigieren lassen. Die Größe des Normierungsfaktors hängt von der verwendeten Hallsonde und ihrer jeweiligen Betriebsdauer ab und bewegt sich im Bereich weniger ‰ unterhalb von 1.

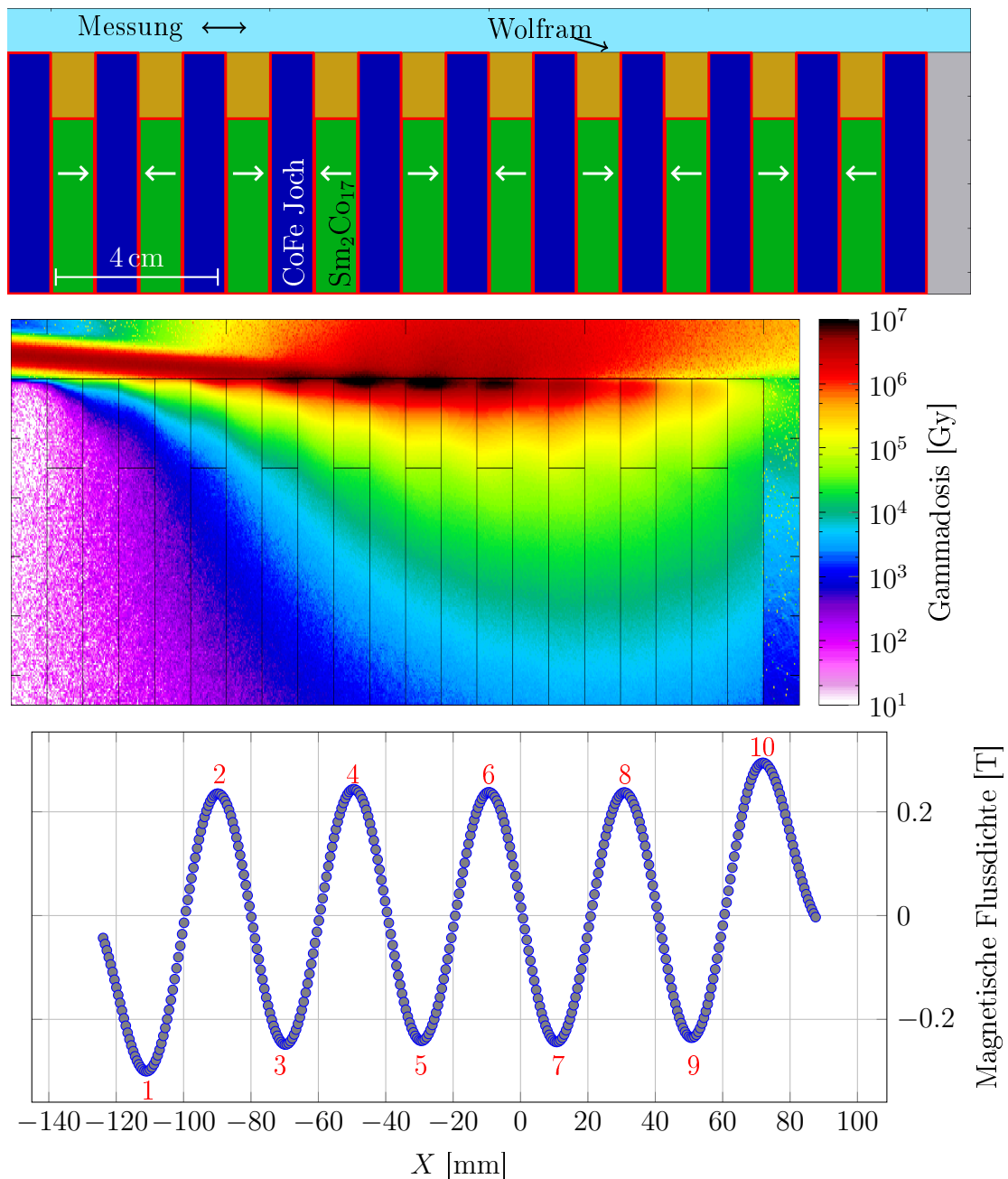


Abbildung 6.3. – Schematische Ansicht der ersten Probe (oben), der simulierten Dosisverteilung (Mitte) und des gemessenen Magnetfelds (unten). Die Permanentmagnete wechseln sich periodisch mit Kobalt-Eisen-Jochen ab und werden durch 15 mm starke Wolframblöcke von dem Elektronenstrahl abgeschirmt. Die Bestrahlung der Probe mit einer Gesamtladung von 2 mC führt zu einer maximalen Gammadosis pro Magnet von $(20,6 \pm 0,1)$ kGy und einer maximalen Neutronendosis von $(2,6 \pm 0,1)$ Gy. Die Integrationsvolumina zur Berechnung der durchschnittlichen Dosis pro Magnet und pro Joch sind rot umrahmt. Das Magnetfeld des untersuchten Undulatorabschnitts hat entsprechend der Anzahl an Eisenjochen fünf Maxima und fünf Minima, die als rot beschriftete Messpositionen gekennzeichnet sind. Die Betrachtung von Veränderungen dieser Extrempunkte wird zur Untersuchung möglicher Strahlenschäden verwendet.

Die Korrektur der Randmaxima (Erste und zehnte Position) ist mit dieser Methode nicht möglich, da aufgrund der Alleinstellung dieser Positionen keine Vergleichsdaten zur Berechnung des systematischen Fehlers vorliegen.

Für die Darstellung möglicher Strahlenschäden wurden die relativen Änderungen der Magnetfeldstärke wie in Abbildung 6.5 gezeigt gegen den Mittelwert der simulierten Dosis pro Magnet aufgetragen. Die resultierenden Messkurven zeigen eine zufällige Streuung um die x-Achse und keine Abhängigkeit von der deponierten Dosis. Die statistischen Fehler liegen größtenteils im Bereich von 10^{-4} , nur die Fehler der *Shinetsu*-Probe gelangen in den Bereich von 10^{-5} . Für die *Shinetsu*-Magnete ergibt sich eine maximale Änderung der Magnetfeldstärke von $(1,6 \pm 1,0) \times 10^{-4}$ bei 18 kGy. Da diese Abweichung bei höheren Dosen wieder verschwindet, ist hier jedoch von einem statistischen Ausreißer auszugehen. Insgesamt kann innerhalb der erreichten Auflösung keine durch Strahlenschäden verursachte Änderung der Magnetfeldstärke festgestellt werden.

6.3. Probe 2: Veränderung der Permeabilität eines Kobalt-Eisen Jochs

Es wurde beobachtet, dass neben Strahlenschäden in den Permanentmagneten auch Strahlenschäden am Magnetjoch erheblichen Einfluss auf die resultierende Veränderung des Undulatorfelds haben können [71, 72]. Dieser Aspekt ist auch für den Betrieb der strahlführenden und -fokussierenden Magnete an *MESA* relevant. Asymmetrische Strahlenschäden könnten hier zu der Erzeugung von Multipolfehlern führen, deren Korrektur ohne entsprechende Multipolmagnete nicht möglich ist. Des Weiteren würde eine Änderung des Soll-Magnetfelds zu einer langsamen Drift des Designorbits führen, die sich jedoch durch eine Anpassung der Stromzufuhr der Magnete ausgleichen ließe.

Um die Strahlenresistenz einer typischen Eisen-Kobalt Legierung (*Vacodur 50*) zu untersuchen, wurde ein geschlossenes Joch mit einer Gesamtladung von 3 mC bestrahlt. Der schematische Aufbau des Experiments und die simulierte Dosisverteilung sind in Abbildung 6.6 dargestellt. Die obere Seite des Jochs ist von zwei sich überlagernden Kupferspulen umhüllt. Die innere Spule wird über ein sinusförmiges Stromsignal $I_{\text{pri}}(t)$ angeregt und erzeugt ein entsprechend zeitabhängiges Primärfeld $H_{\text{pri}}(t)$. Die daraus resultierende Flussdichte im Joch

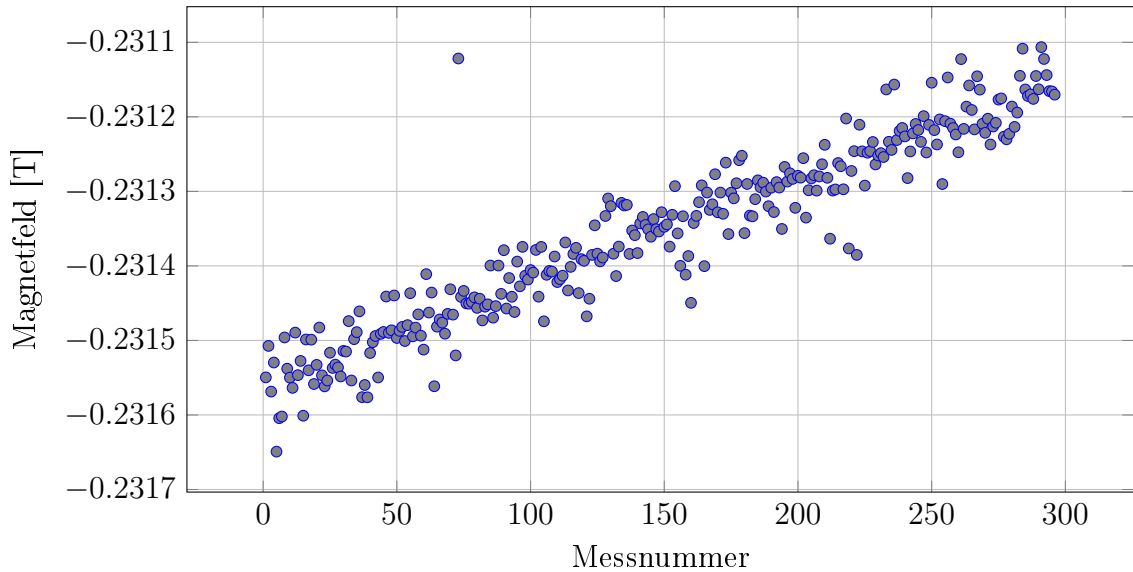


Abbildung 6.4. – Die wiederholte Messung der zweiten Position zeigt repräsentativ die lineare Drift des Magnetfelds aller Positionen mit fortschreitender Messnummer. Der zeitliche Abstand zwischen jeder Messung liegt bei etwa 30 s. Da mithilfe eines anderen Hallsondenmodells keine Drift festgestellt werden konnte, muss davon ausgegangen werden, dass es sich hierbei um einen Fehler im Messgerät handelt.

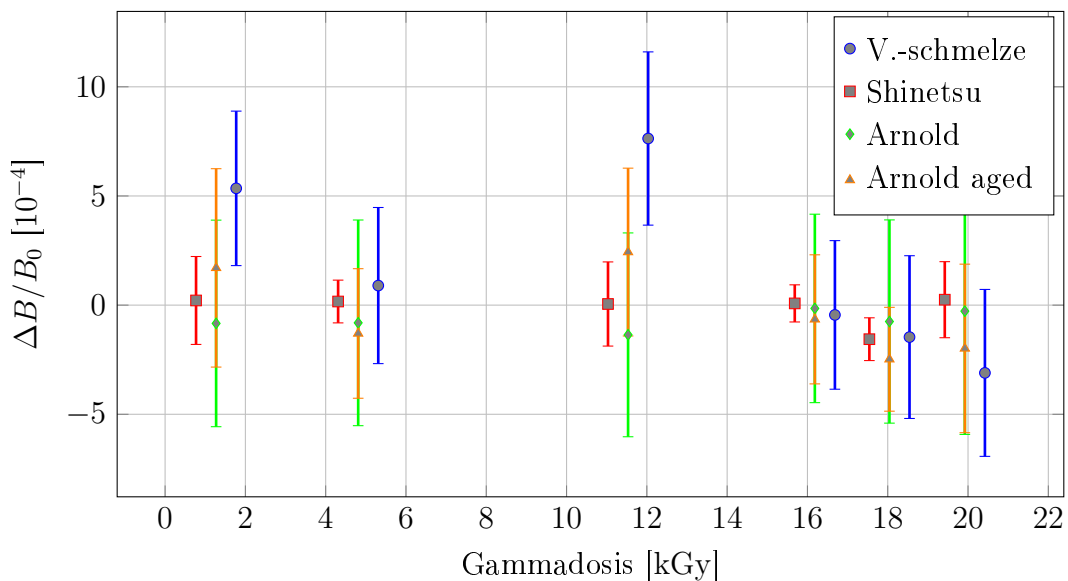


Abbildung 6.5. – Die Messergebnisse der Hybridundulatorsektionen zeigen keinen eindeutigen Trend und keine Abhängigkeit zur simulierten Dosisverteilung. Die Mehrheit der Messpunkte weist statistische Fehler in der Größenordnung von 10^{-4} auf. Eine Ausnahme bilden die Ergebnisse der *Shinetsu*-Probe mit Fehlern im Bereich von 10^{-5} . Zur besseren Ansicht wurden sie und die Daten für *Vakuum-Schmelze* um 0,5 kGy verschoben.

$B(t)$ erzeugt das Sekundärfeld $H_{\text{sek}}(t)$ das zu einer messbaren Spannung $U_{\text{sek}}(t)$ in der äußeren Spule führt. Die relative Permeabilität des Jochs $\mu_r(t)$ ergibt sich so über Gleichung 6.1.

$$\mu_r(t) = \frac{B(t)}{\mu_0 H(t)} \propto \frac{\int_0^t U_{\text{sek}}(\tau) d\tau}{I_{\text{pri}}(\tau)} \quad (6.1)$$

Insgesamt wurde die Änderung der Permeabilität für 17 verschiedene Feldstärkeamplituden von $0,11 \text{ A cm}^{-1}$ bis $7,05 \text{ A cm}^{-1}$ untersucht. Für jede Amplitude wurden 500 Hysteresekurven aufgenommen, wobei zur Minimierung möglicher Hystereseeffekte das Joch nach jeweils fünf Zyklen entgaußt wurde.

6.3.1. Ergebnisse

Die Simulation zeigt eine stark inhomogene Verteilung der zu erwartenden Dosis. Dabei werden Minimalwerte im Bereich von 10^4 Gy und Maximalwerte von bis zu 10^{10} Gy erreicht. Unter der Annahme, dass sich im untersuchten Bereich die Änderung der Permeabilität proportional zur aufgenommenen Dosis verhält, wird die Dosis für die weitere Betrachtung über das Gesamtvolumen des Jochs gemittelt. Daraus resultiert für die Gammadosis ein Wert von $(15,1 \pm 0,1) \text{ MGy}$ und für die Neutronendosis ein Wert von $(26,5 \pm 0,8) \text{ Gy}$.

Die durch die Bestrahlung erzeugte Veränderung der Permeabilität ist in Abbildung 6.7 für Feldstärken von bis zu 2 A cm^{-1} dargestellt. Obwohl die Bestrahlung zu Gitterfehlern in der Legierung führen sollte, zeigt sich entgegen der Erwartung für Feldstärken unterhalb von $0,5 \text{ A cm}^{-1}$ eine Erhöhung der relativen Permeabilität um mehrere %. Bei $(0,238 \pm 0,001) \text{ A cm}^{-1}$ wird eine maximale Erhöhung von $(4,06 \pm 0,25) \%$ erreicht. Mit zunehmender Feldstärke verläuft die Messkurve asymptotisch gegen Null.

Untersuchungen von *Kobayashi et al* über den Einfluss von Strahlenschäden auf die magnetische Permeabilität von Kernreaktorkesseln haben in der Vergangenheit bereits zu ähnlichen Resultaten geführt [73]. Hierbei wird als Hauptursache die Erzeugung von Strahlenschäden an bereits existierenden Störungen im Kristallgitter der Kessellegierung genannt. Dies führt zum einen zu der lokal sehr begrenzten Erwärmung von Stresstellen und kann zum anderen eine Auflösung bestehender Verunreinigungen begünstigen. Beide Prozesse

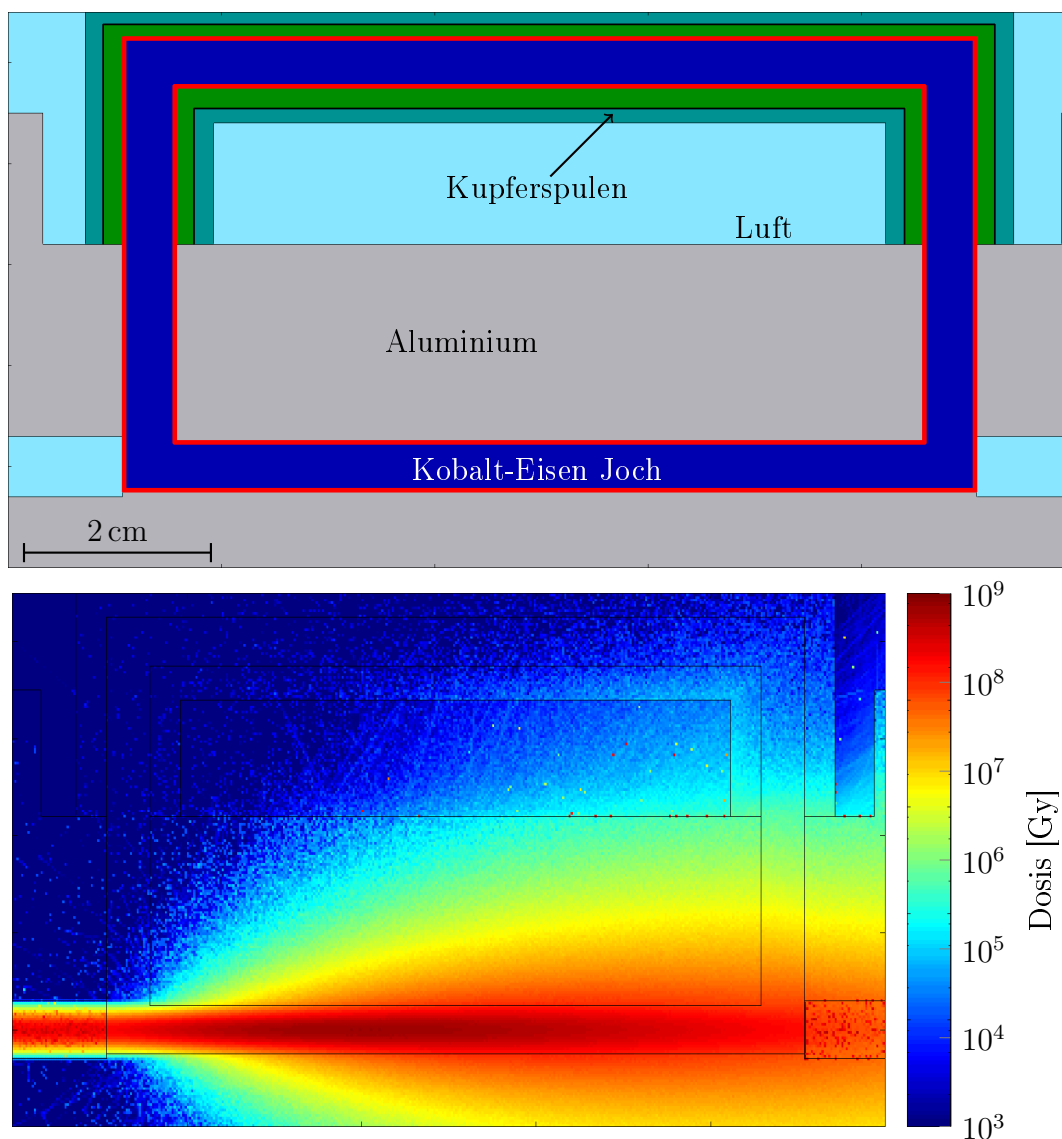


Abbildung 6.6. – Schematische Ansicht der zweiten Probe. Das Kobalt-Eisen-Joch wird einer Gesamtladung von 3 mC ausgesetzt. Die daraus resultierende und über das Joch gemittelte Dosis (rot eingerahmter Bereich) liegt für die Gammastrahlung bei $(1,51 \pm 0,01) \times 10^7$ Gy und für die Neutronenstrahlung bei $(26,5 \pm 0,8)$ Gy. Die obere Seite des Jochs ist von zwei Kupferspulen umhüllt, mit deren Hilfe die relative Veränderung der Permeabilität bestimmt werden kann.

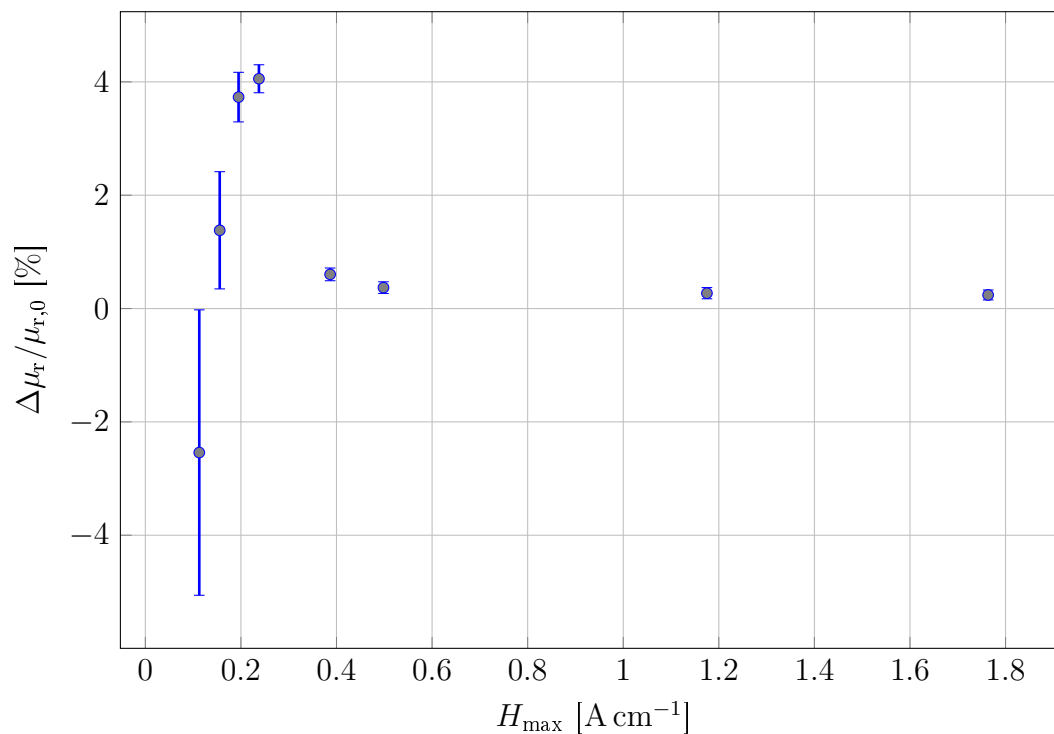


Abbildung 6.7. – Relative Änderung der Permeabilität nach der Bestrahlung des Eisen-Kobalt-Jochs mit 3 mC. Die Permeabilität des Jochs erhöht sich für geringe Feldstärken um mehrere %. Das Maximum von $(4,06 \pm 0,25)$ % liegt bei einer Feldstärke von $(23,8 \pm 0,1)$ A m $^{-1}$. Dieses Verhalten wird durch die punktuelle Erhitzung von Störstellen und die daraus resultierenden Entspannung internen Stresses verursacht [73].

ermöglichen die Verringerung von Gitterspannungen und erhöhen dadurch die Permeabilität des Materials.

Die von *Kobayashi* untersuchten Bedingungen unterschieden sich stark von denen dieses Experiments. Die Legierungen, aus denen Reaktorkessel hergestellt werden, sind stark eisendominiert und weisen kleine Anteile an Nickel und Kupfer auf. Es wird angenommen, dass letztere Anteile entscheidenden Einfluss auf die Änderung magnetischer Eigenschaften unter Bestrahlung haben. Des Weiteren werden Reaktorkessel hauptsächlich durch Neutronenstrahlung belastet; das hier diskutierte Experiment wird jedoch von Gammastrahlung dominiert. Aufgrund dieser Unterschiede ist es nicht möglich, die Messergebnisse beider Experimente quantitativ zu vergleichen. Nichtsdestotrotz zeigt sich übereinstimmend ein Anstieg der Permeabilität um mehrere % im Bereich niedriger Feldstärken. Diese Analogie deutet darauf hin, dass in beiden Experimenten

dieselben beschriebenen Mechanismen für die beobachteten Änderungen der magnetischen Eigenschaften verantwortlich sind.

In Gleichung 6.6 wird der Zusammenhang zwischen der Permeabilitätsänderung $\Delta\mu = \mu_{\text{Joch},0} - \mu_{\text{Joch},1}$ und der daraus resultierenden Änderung ΔB der magnetischen Flussdichte B_0 in der Vakuumkammer eines Undulators mit der Apertur $h = 10 \text{ mm}$ und Jochlänge $\lambda = 80 \text{ mm}$ hergeleitet.

$$\oint H \, dl = \oint \frac{B}{\mu} \, dl \quad (6.2)$$

$$= \oint \frac{B}{\mu_{\text{Luft}}} \, dl + \oint \frac{B}{\mu_{\text{Joch}}} \, dl \quad (6.3)$$

$$\oint H \, dl = Bh + \frac{B\lambda}{\mu_{\text{Joch}}} \quad (6.4)$$

$$B = \frac{\oint H \, dl}{h + \frac{\lambda}{\mu_{\text{Joch}}}} \quad (6.5)$$

$$\Rightarrow \frac{\Delta B}{B_0} = \frac{h + \frac{\lambda}{\mu_{\text{Joch},0}}}{h + \frac{\lambda}{\mu_{\text{Joch},1}}} - 1 \quad (6.6)$$

Das Maximum der gemessenen Permeabilitätsänderung tritt bei einer Feldstärke von $(23,8 \pm 0,1) \text{ A m}^{-1}$ auf. Hier liegt die relative Permeabilität zunächst bei $\mu_{\text{Joch},0} = 30\,862 \pm 2$ und erhöht sich durch die Bestrahlung um $(4,06 \pm 0,25) \%$. Mit Gleichung 6.6 ergibt sich daraus eine maximale relative Änderung des Magnetfeldes um $1,01 \times 10^{-3} \%$.

Dieser Wert liegt um einen Faktor zehn unterhalb der maximal erlaubten jährlichen Feldänderung von $1,01 \times 10^{-2} \%$, während die absorbierte mittlere Dosis einer Einsatzzeit von 35 Jahren entspricht. Es lässt sich daraus schließen, dass der Einsatz von Kobalt-Eisen-Legierungen als Jochmaterial keinen nennenswerten Einfluss auf die Lebensdauer von Undulatoren in Hochleistungs-FELs hat.

Für den Betrieb von *MESA* und anderen ERLs stellt sich zusätzlich die Frage, ob die Änderung der Permeabilität zu signifikanten Feldfehlern in den strahlführenden und -fokussierenden Magneten führen kann. Hier könnten asymmetrische Strahlverluste schlimmstenfalls zu einer ungleichmäßigen Belastung der Polschuhe und somit zu Inhomogenitäten in der magnetischen Leitfähigkeit des

Jochmaterials führen. Um die Größenordnung der daraus resultierenden Feldfehler abschätzen zu können, wurde mithilfe der Simulationssoftware *FEMM* das Modell eines Quadrupolmagneten untersucht, das den Magneten des Injektionsbogens von *MESA* nachempfunden wurde.

Abbildung 6.8 zeigt die sich ergebene Feldkarte eines unbeeinträchtigten Magneten und die absolute Änderung des Magnetfelds bei einer Erhöhung der Permeabilität eines einzelnen Polschuhs um 10%. Die dabei angenommene ursprüngliche relative Permeabilität liegt mit 500 bei der von Baustahl.

Es stellt sich heraus, dass die Änderung der magnetischen Eigenschaften zu einem zusätzlichen Sextupolfeld von $(4,482 \pm 0,007) \text{ mT m}^{-2}$ führt. Dabei muss beachtet werden, dass das Zentrum des Felds um $(-28,84 \pm 0,03) \text{ mm}$ zum Zentrum des Quadrupolmagneten verschoben ist. Das Quadrupolfeld hat im Vergleich dazu eine Stärke von $(769,1 \pm 0,1) \text{ mT m}^{-1}$, woraus sich bei $x = 15 \text{ mm}$ ein Sextupolanteil von $(0,78 \pm 0,01) \text{ ‰}$ ergibt. In einer weiteren Simulation wurde die Auswirkung einer Reduzierung der Permeabilität des Polschuhs um 10% überprüft, was mit $(0,94 \pm 0,01) \text{ ‰}$ zu einem leicht höheren Anteil geführt hat. Der Sextupolanteil eines unbeeinträchtigten Quadrupolmagneten beträgt $(2,1 \pm 0,2) \text{ ‰}$, womit der simulierte Zuwachs bei 37% beziehungsweise bei 45% liegt.

Schlussfolgernd erscheint es sinnvoll anzunehmen, dass die durch Strahlung erzeugten Multipolfehler zwar einen messbaren, jedoch keinen entscheidenden Einfluss auf den Betrieb strahlführender und -fokussierender Magnete haben.

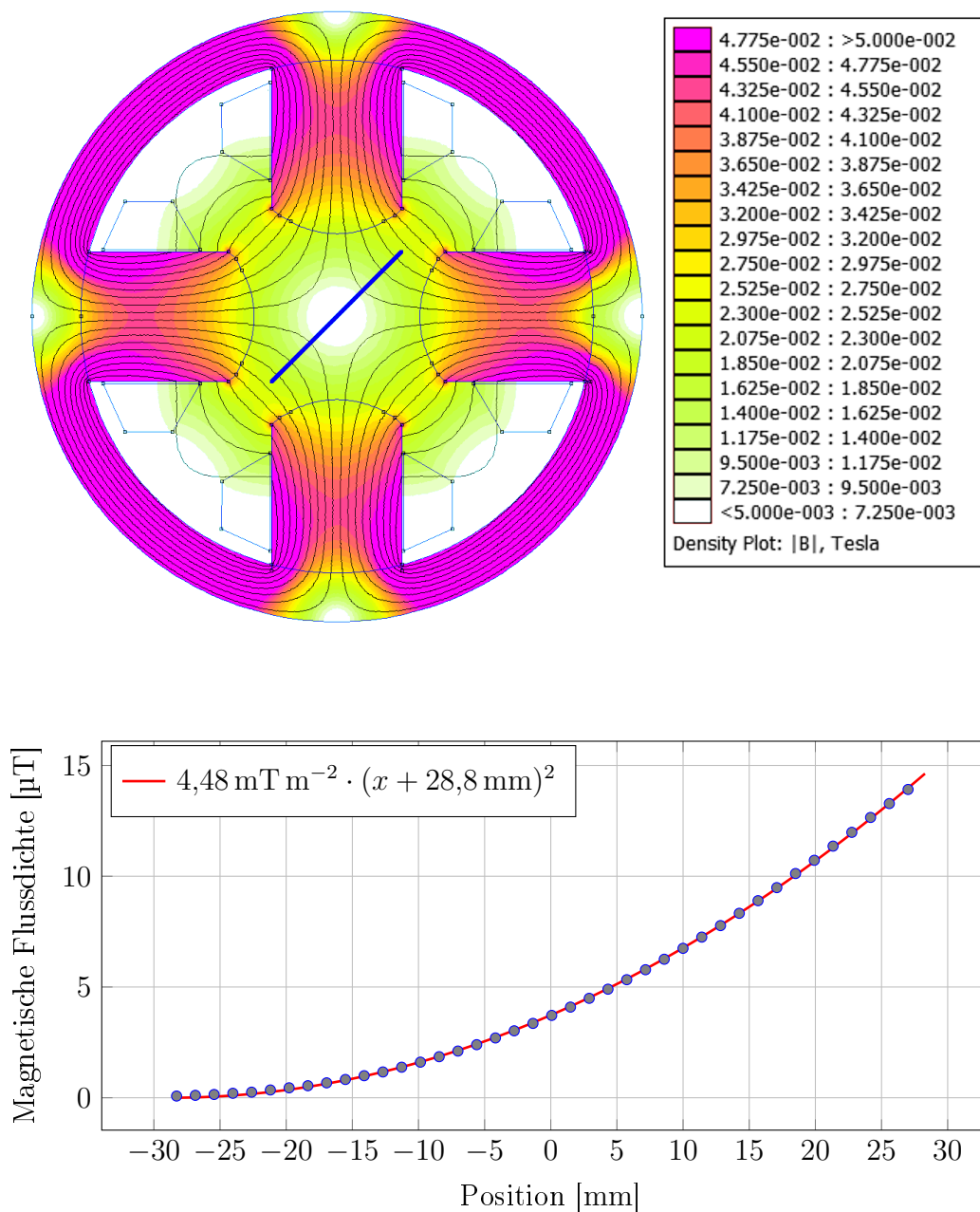


Abbildung 6.8. – Mit *FEMM* simuliertes Magnetfeld eines Quadrupolmagneten des Injektionsbogens (Oben) und Einfluss asymmetrischer Strahlverluste auf den Feldverlauf (Unten). Die Feldkarte zeigt das Ergebnis der Simulation eines unbestrahlten Magneten. Der blau gezeichnete Pfad markiert die Positionsachse der darunter abgebildeten absoluten Änderung des Magnetfeldverlaufs bei einer Erhöhung der Permeabilität des rechten Polschuhs um 10 %.

6.4. Probe 3: Gamma-Strahlenresistenz von $\text{Sm}_2\text{Co}_{17}$ -Magnetten

Um die Resistenz der Seltene Erden-Magnete gegenüber Gammastrahlung zu untersuchen, werden sie in diesem Experiment über einen Radiator dem Elektronenstrahl ausgesetzt. Die Relevanz von Neutronenstrahlung wird im Vergleich dazu in Kapitel 6.5 überprüft. Über einen Vergleich von beiden Experimenten kann so eine Aussage über die Wichtigkeit der verschiedenen Strahlungsarten für die Haltbarkeit der Undulatoren getroffen werden.

Der Aufbau des Experiments und die resultierende Dosisverteilung sind in Abbildung 6.9 dargestellt. Die Probe enthält drei übereinander liegende Reihen mit jeweils sieben parallel zur Strahlachse ausgerichteten $\text{Sm}_2\text{Co}_{17}$ -Magnetten. Auf diese Weise werden die Magnete einer Siebener-Gruppe immer gleichzeitig bestrahlt und nehmen abhängig von ihrer Position unterschiedliche Strahldosen auf. Um die Dosisverteilung in transversaler Richtung möglichst zu homogenisieren, befindet sich am Eingang zu jeder Reihe ein 5 mm starker Bleiradiator. Die Magnete haben eine Ausdehnung von $0,6 \times 1,2 \times 2,4$ cm und sind in Abständen von 1 cm in ein Aluminiumprofil eingelassen. Löcher in dem Profil erlauben die Messung der Feldstärke zwischen den Magnetten vor und nach der Bestrahlung. Die dazu eingesetzten Hallsonden entsprechen dem Typ *F.W. Bell GH-701*. Zur Abschätzung statistischer Unsicherheiten wurde das Magnetfeld jedes Zwischenraums fünfmal vermessen. Um systematische Fehler zu vermeiden, wird die Probe während der Messungen mithilfe einer Wasserkühlung auf einer konstanten Temperatur von 24 °C gehalten.

6.4.1. Ergebnisse

Es muss beachtet werden, dass die sensitive Fläche der Hallsonden nur $0,1\text{mm}^2$ groß ist und somit nur ein kleiner Teil des Magnetfelds vermessen wird. Die räumliche Verteilung von Feldänderungen kann auf diese Weise nicht abgebildet werden. Als Indikator für mögliche Einflüsse der Bestrahlung auf das Magnetfeld wird stattdessen repräsentativ die relative Änderung des Magnetfelds $\Delta B/B_0$ an der Position der Hallsonde verwendet und in Bezug zur simulierten Dosis gesetzt. Die berechneten Dosiswerte werden dazu über das in Abbildung 6.9 rot markierte zylindrische Volumen gemittelt.

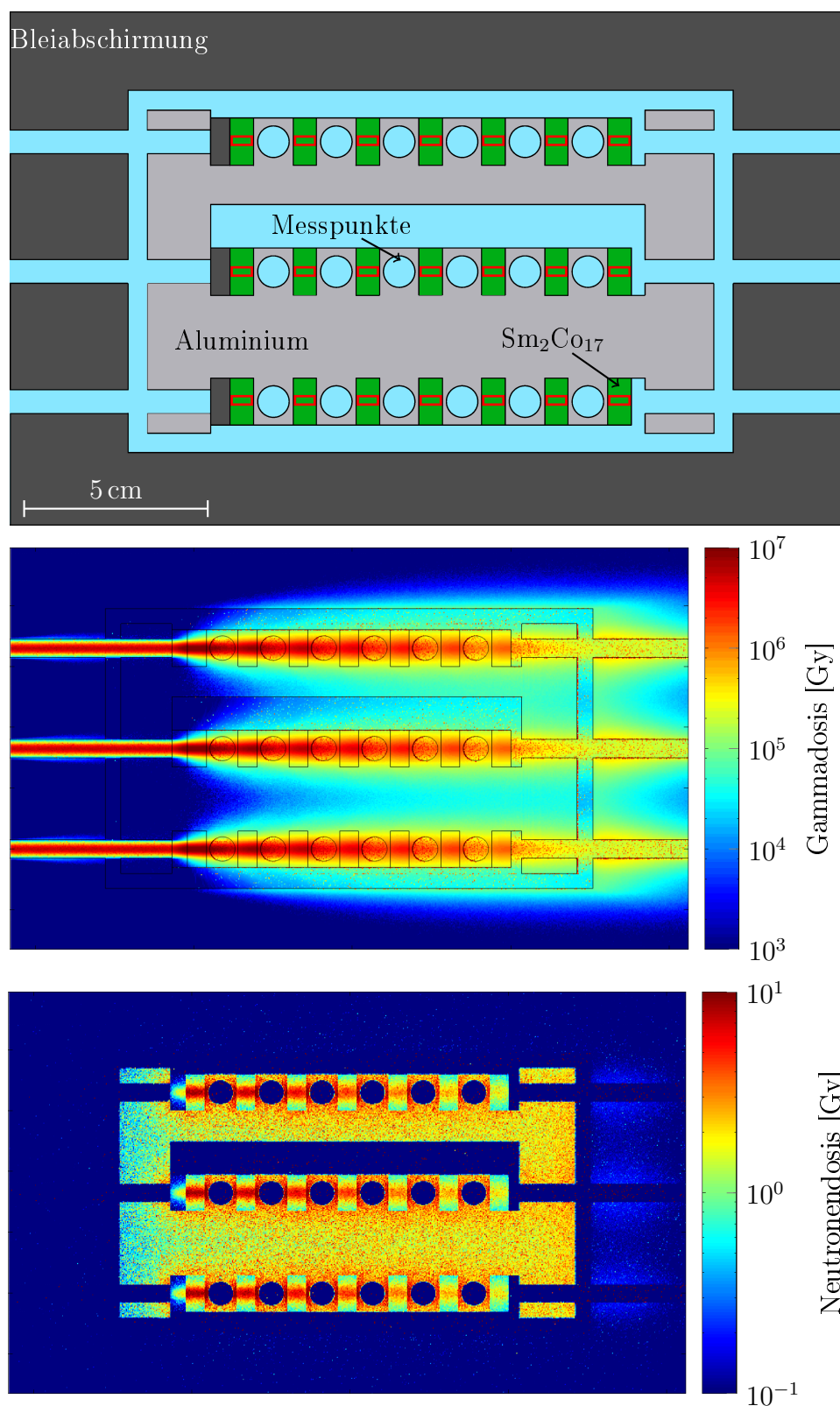


Abbildung 6.9. – Schematische Ansicht und simulierte Dosisverteilung von Probe 3. Die Magnete sind entsprechend ihrem Hersteller in drei übereinander liegenden Siebenergruppen angeordnet. Der Elektronenstrahl tritt von links in das Gehäuse ein und wird über einen Bleiradiator gestreut, um in transversaler Richtung eine homogenere Dosisverteilung zu erzeugen. Jede Reihe wird einer Gesamtladung von 0,1 mC ausgesetzt. Die resultierende Gammadosis liegt mit Maximalwerten von mehreren MGy um etwa sechs Größenordnungen über dem entsprechenden Wert für die maximale Neutronendosis. Die rot markierten Bereiche entsprechen dem mit den Messsonden erfassbaren Magnetvolumen und werden für die Bestimmung der Dosismittelwerte verwendet.

$$\mu_{\text{SmCo},1} = \lambda \left(\frac{B_0}{B_1} \left(\frac{h}{\mu_{\text{Luft}}} + \frac{\lambda}{\mu_{\text{SmCo},0}} \right) - \frac{h}{\mu_{\text{Luft}}} \right)^{-1} \quad (6.7)$$

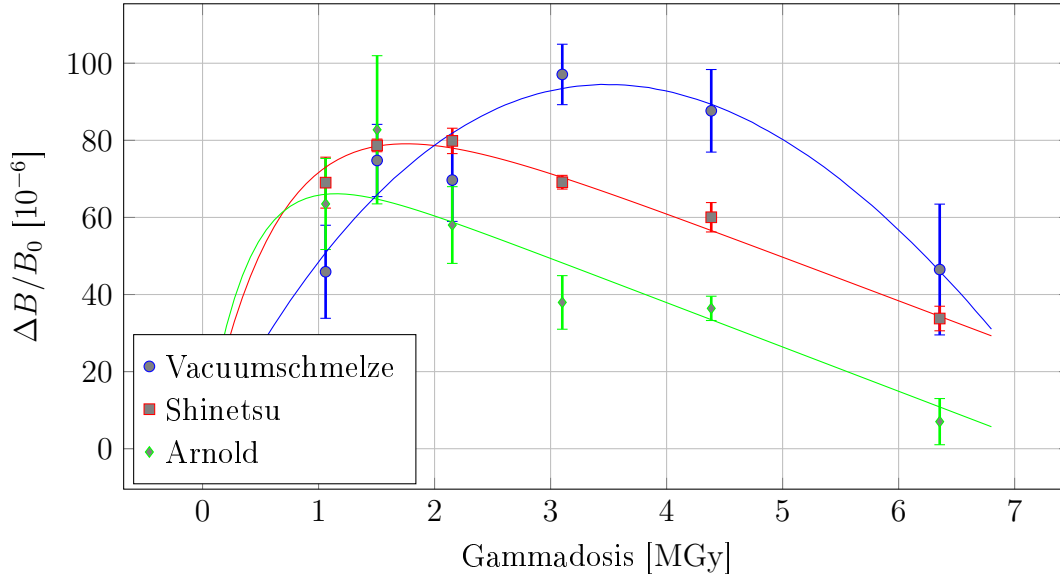


Abbildung 6.10. – Probe 3 - Messergebnisse. Die Magnetproben zeigen einen relativen Anstieg der Feldstärke von bis zu $(97 \pm 8) \times 10^{-6}$ bei 3,1 MGy. Dieser Wert liegt um mehr als zwei Größenordnungen unterhalb der maximal erlaubten Änderung von $(319 \pm 1) \times 10^{-4}$ für einen Betrieb im konzeptionellen FEL. Aufgrund des ähnlichen Verlaufs der Messkurve erscheint es sinnvoll, hierfür dieselben Mechanismen wie bei der in Kapitel 6.3 diskutierte Änderung der Permeabilität des Kobalt-Eisen-Jochs verantwortlich zu machen.

Die Ergebnisse der Messung sind in Abbildung 6.10 dargestellt. Sie zeigen innerhalb des betrachteten Bereichs von 0 – 6,4 MGy einen Anstieg der relativen Feldänderung von bis zu $(97 \pm 8) \times 10^{-6}$. Dieses Verhalten kann über eine Erhöhung der Permeabilität der Magnete erklärt werden und würde in diesem Fall dieselben Mechanismen zur Entspannung verbliebener Stressstellen zu Grunde liegen, wie sie bereits in Kapitel 6.3 beschrieben wurden.

Gleichung 6.7 zeigt den Zusammenhang zwischen der relativen Permeabilität nach der Bestrahlung $\mu_{\text{SmCo},1}$ und der Änderung des Magnetfelds B_0/B_1 . Weitere Faktoren sind die relative Permeabilität vor der Bestrahlung $\mu_{\text{SmCo},0} = 1,050$, die mittlere Wegstrecke des Magnetfelds durch die Magnete $\lambda \approx 12$ mm und die mittlere Strecke, die das Feld durch Luft zurücklegt, $h \approx 100$ mm. Für eine

$$A(x) = A_0 \times (e^{-\nu x}) \quad (6.8)$$

$$r_B(x) = \int_0^x A(\chi) d\chi - mx \quad (6.9)$$

$$= k(1 - e^{-\nu x}) - mx \quad (6.10)$$

relative Erhöhung der Feldstärke in der Größenordnung $\frac{B_1}{B_0} - 1 = 10^{-4}$ ergibt sich so eine benötigte Änderung der Permeabilität um 1 ‰ zu $\mu_{\text{SmCo},1} = 1,051$. In Anbetracht dieses geringfügigen Werts erscheint der beschriebene Prozess als Ursache für die Zunahme der Feldstärke plausibel.

Um den Zusammenhang zwischen der Änderung des Magnetfelds und der absorbierten Dosis näher zu beschreiben, wird angenommen, dass die Anzahl $A(x)$ an verbliebenen Stressquellen im Magnet begrenzt ist und wie in Gleichung 6.8 gezeigt bei konstanter Bestrahlung exponentiell abnimmt.

Die resultierende Erhöhung der Feldstärke ist proportional zur Gesamtzahl an zerfallenen Stressquellen, wird jedoch gebremst durch die kontinuierliche Entstehung von Strahlenschäden. *Bizen et al.* [74, 75] haben gezeigt, dass die Änderung der Magnetfeldstärke im niedrigen Prozentbereich einen näherungsweise linearen Zusammenhang zur absorbierten Dosis hat. Die resultierende Gesamtänderung des Magnetfelds ergibt sich, wie in Gleichung 6.10 gezeigt, durch die Superposition beider Effekte. Dabei ist ν die Zerfallskonstante der Stressquellen, m die Steigung der durch Strahlenschäden verursachten Feldabschwächung und k der Proportionalitätsfaktor zwischen abgebauten Stressquellen und der resultierenden Felderhöhung. Über die Anpassung der Funktion an die in Abbildung 6.10 gezeigten Daten ergeben sich die in Tabelle 6.1 aufgelisteten Parameter.

Die für *Vacuumschmelze* berechnete Anpassung weist große statistische Unsicherheiten auf und wird daher nicht weiter betrachtet. Die kleinsten Fehler werden mithilfe des *Shinetsu*-Datensatzes erreicht. Hier ergibt sich aus der angepassten Funktion ein benötigter Dosiswert von $(88,0 \pm 7,8)$ MGy, um die Feldstärke um 1 ‰ zu reduzieren. Dies entspricht einer theoretischen Laufzeit von (3815 ± 379) a und deutet stark darauf hin, dass die Erzeugung von Strahlenschäden in $\text{Sm}_2\text{Co}_{17}$ keinen Einfluss auf die Lebenszeit eines energierückgewinnenden FEL hat.

Tabelle 6.1. – Funktionsparameter für Probe 3 nach Gleichung 6.10 - k ist proportional zur Anzahl zerfallener Stressquellen, ν entspricht der Zerfallskonstanten der Stressquellen und m ist die Steilheit der linearen Feldänderung verursacht durch Strahlenschäden.

Hersteller	$k [10^{-6}]$	$\nu [\text{TGy}^{-1}]$	$m [\text{TGy}^{-1}]$
Shinetsu	$106,6 \pm 4,6$	$1,51 \pm 0,19$	$11,4 \pm 1,0$
Arnold	$83,9 \pm 13,3$	$2,54 \pm 2,93$	$11,5 \pm 2,9$
V-Schmelze	1237 ± 3633	$0,13 \pm 0,23$	102 ± 199

6.5. Probe 4: Einfluss von Neutronen auf Strahlenschäden in FELs

Probe 4 dient zur Differenzierung des Einflusses von Neutronen von dem Einfluss von Gammastrahlung auf die Erzeugung von Strahlenschäden. Der Aufbau der Probe und die simulierte Dosisverteilung sind in Abbildung 6.11 dargestellt. Im Gegensatz zu Probe 3 liegen die Magnete nicht direkt auf der Strahlachse, sondern sind durch eine 1 cm starke Wolframplatte und eine 1 mm starke Schicht aus SiO_2 abgeschirmt. Das Wolfram dient als Radiator und stellt auf diese Weise hochenergetische Photonen zur Verfügung, die über photonukleare Prozesse Neutronen erzeugen, die in die Magnete eindringen. Eine zusätzliche Erhöhung des Neutronenflusses mithilfe der SiO_2 -Schicht konnte nicht beobachtet werden. Dennoch verschiebt die Schicht durch ihre abschirmende Wirkung das Verhältnis von Gamma- zu Neutronenstrahlung weiter in Richtung der Neutronen. Wie bei Probe 3 wird das Experiment mit einer Gesamtladung von 0,1 mC durchgeführt.

6.5.1. Ergebnisse

Die Simulation zeigt, dass der Großteil der Strahlenergie innerhalb weniger Zentimeter in der Wolframplatte deponiert wird. Als Folge wird eine große Menge hochenergetischer Photonen und Neutronen erzeugt, die in die Magnete eindringt. Im Vergleich zu Probe 3 erhöht sich die maximale Neutronendosis nicht signifikant von $(1,7 \pm 0,1)$ Gy auf $(1,9 \pm 0,1)$ Gy, jedoch reduziert sich die

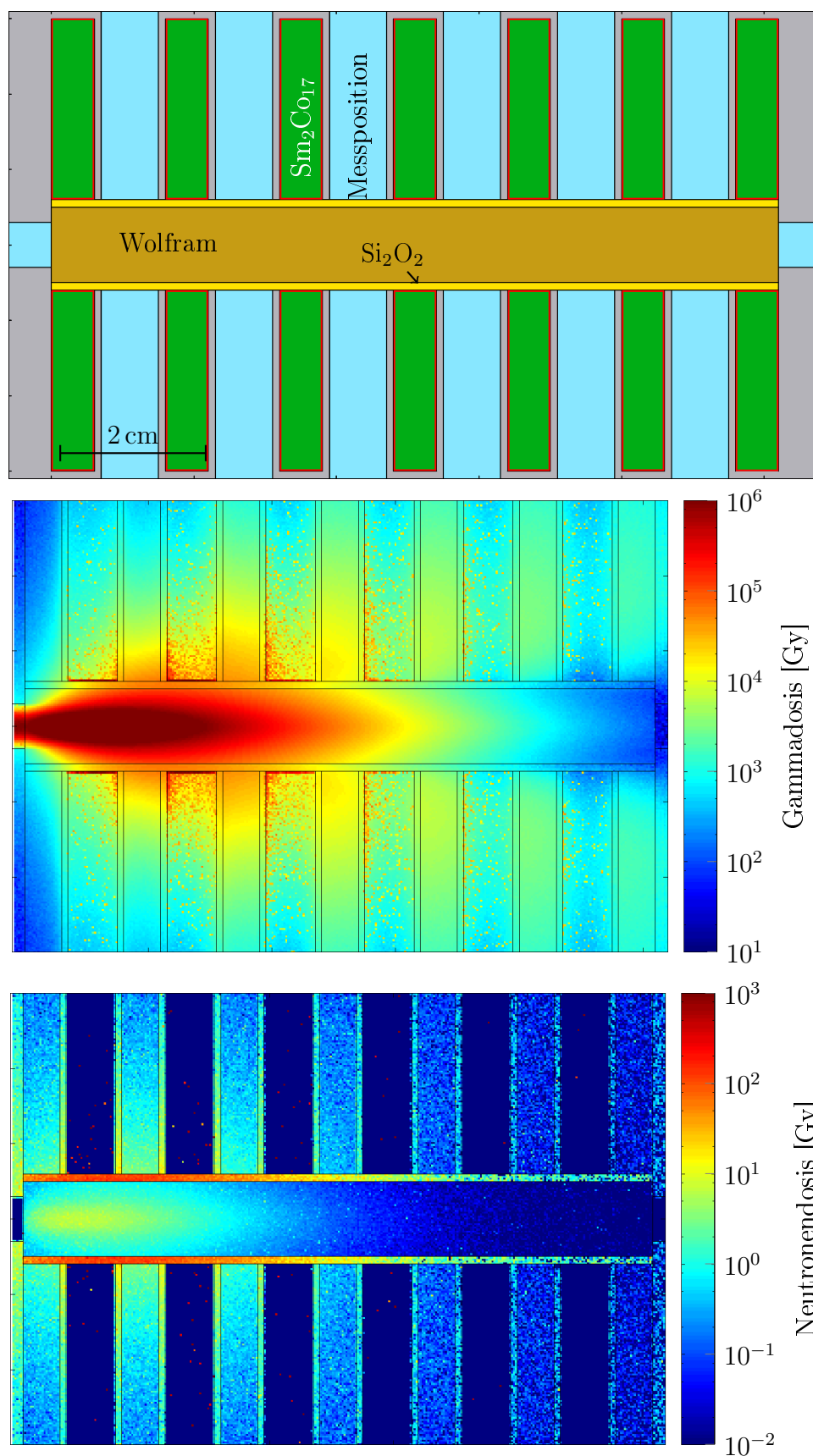


Abbildung 6.11. – Schematische Ansicht von Probe 4. Die Probe enthält zwei Etagen mit jeweils zwei Reihen aus sieben Magneten. Die Magnete sind durch eine 1 cm starke Wolframplatte und eine 1 mm starke Schicht aus SiO₂ von der direkten Strahleinwirkung abgeschirmt. Auf diese Weise kann das Verhältnis von Gammadosis zu Neutronendosis im Vergleich zu Probe 3 in Richtung der Neutronen verschoben werden. Die zur Mittelung der Dosis verwendeten Integrationsvolumina sind rot markiert.

Gammadosis dank der zusätzlichen Abschirmung um etwa zwei Größenordnungen. Auf Basis der Ergebnisse von Kapitel 6.4 kann angenommen werden, dass eine derart geringe Gammadosis keinen messbaren Effekt auf die Magnete hat. Sollte sich dennoch eine Änderung des Magnetfelds feststellen lassen, kann diese nur von dem durch Neutronen verursachten Dosisanteil herrühren.

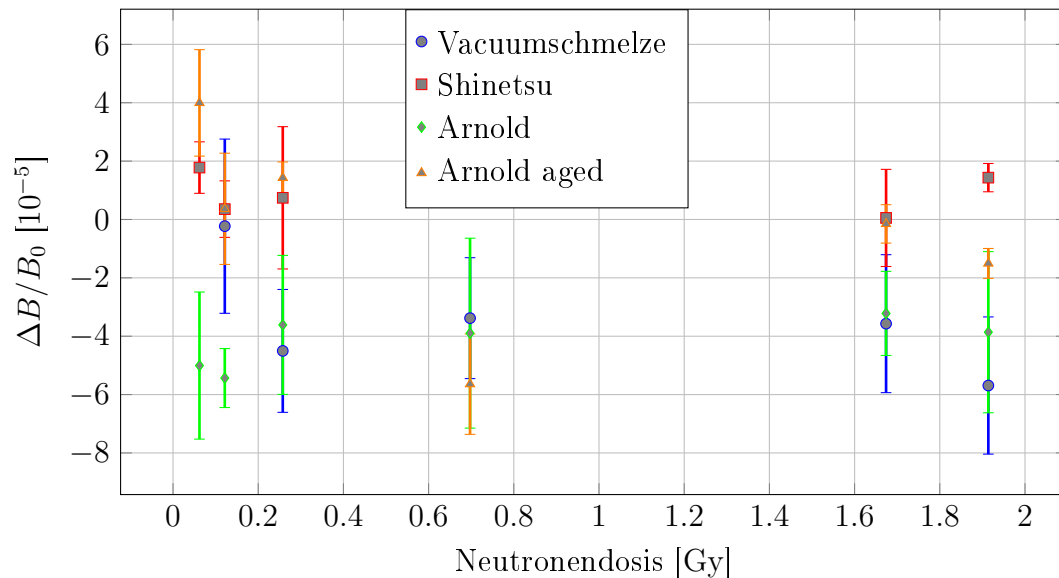


Abbildung 6.12. – Untersuchung des Einflusses von Neutronen auf die Erzeugung von Strahlenschäden. Keiner der untersuchten Magnete zeigt eine relative Änderung der Feldstärke oberhalb des zugelassenen Grenzwerts von $(18,6 \pm 0,1) \times 10^{-5}$. Da zudem keine Abhängigkeit von der absorbierten Dosis festgestellt werden kann, erscheint es sinnvoll anzunehmen, dass die Menge an erzeugten Neutronen zu gering ist, um in einem FEL zu merklichen Strahlenschäden zu führen.

Die Messergebnisse von Probe 4 sind in Abbildung 6.12 dargestellt und zeigen eine maximale relative Änderung des Magnetfeldes von $(5,7 \pm 2,4) \times 10^{-5}$ bei einer Dosis von $(1,9 \pm 0,1)$ Gy. Im Gegensatz zu Probe 3 fluktuieren die Messwerte zwischen -6×10^{-5} und 4×10^{-5} und zeigen keine Abhängigkeit von der absorbierten Dosis. Dieses Verhalten deutet darauf hin, dass es sich bei den beobachteten Schwankungen um statistische Fehler und nicht um durch Strahlenschäden verursachte Magnetfeldänderungen handelt. Schlussfolgernd kann angenommen werden, dass die Erzeugungsrate von Neutronen in FELs zu gering ist, um einen relevanten Anteil an Strahlenschäden in den Magne-

ten beizutragen. Die Laufzeit eines FELs wird daher nicht durch die erzeugten Neutronen beeinflusst.

6.6. Zusammenfassung und Diskussion

Die Experimente dienten zur Untersuchung der Strahlenresistenz von $\text{Sm}_2\text{Co}_{17}$ -Undulatoren, um deren Lebenszeit in energierückgewinnenden FELs abschätzen zu können. Hierzu wurden vier verschiedene Proben dem 855 MeV-Elektronenstrahl von *MAMI* ausgesetzt und auf potentielle Änderungen ihrer magnetischen Eigenschaften hin untersucht.

Die erste Probe enthielt kurze Abschnitte eines Undulators auf Basis des *Hybrid*-Designs und sollte dazu genutzt werden, um die Auswirkungen von Strahlenschäden auf die Leistungsfähigkeit eines Undulators unter möglichst realitätsnahen Bedingungen zu untersuchen. Leider wurden die Messungen des Magnetfelds durch eine starke Drift der eingesetzten Hallsonden kompromittiert. Durch eine Normierung der Daten auf die Messergebnisse von Abschnitten, die nur einer geringen Dosis ausgesetzt wurden, konnten diese Fehler um etwa eine Größenordnung reduziert werden. Nichtsdestotrotz war es nur für die Messdaten der *Shinetsu*-Magnete möglich, die Anforderungen an die relative Auflösung der Messung von 10^{-4} zu erfüllen. Innerhalb dieses Datensatzes konnte unter Berücksichtigung der Messfehler keine Änderung der Leistungsfähigkeit der Magnete festgestellt werden.

Mit der zweiten Probe wurden die Auswirkungen von Strahlverlusten auf die Permeabilität eines Eisen-Kobalt-Jochs durch eine direkte Belastung mit einer Strahlladung von 3 mC untersucht. Es wurde gezeigt, dass sich hierbei die Permeabilität für Feldstärken unterhalb von 50 A m^{-1} um bis zu $(4,06 \pm 0,25) \%$ erhöht. Dieses Verhalten ähnelt den Beobachtungen von *Kobayashi et al* [73] bei der Untersuchung von Strahlenschäden in Kernkraftanlagen und kann durch die Entspannung von Stressstellen im Material erklärt werden.

Obwohl sich die Permeabilität des Jochs um mehrere % ändert, konnte gezeigt werden, dass die jährliche Magnetfeldänderung nur im Bereich von $10^{-3} \%$ liegt. Gleichzeitig ist die applizierte Dosis in diesem Experiment jedoch um einen Faktor 3,5 höher als die erwartete Belastung innerhalb einer Laufzeit von zehn Jahren. Schlussfolgernd kann davon ausgegangen werden, dass die

Änderung der Permeabilität des Jochs keinen nennenswerten Einfluss auf die Laufzeit der Undulatoren hat.

Probe 3 diente der Untersuchung von Strahlenschäden verursacht durch Gammastrahlen bei einer direkten Bestrahlung mit einer Gesamtladung von 0,1 mC. Obwohl in diesem Aufbau kein Joch verwendet wurde, konnte eine relative Erhöhung der Feldstärke von bis zu 10^{-4} festgestellt werden. Es konnte gezeigt werden, dass eine Erhöhung der Permeabilität der Magnete von 1‰ ausreichen würde, um das beobachtete Verhalten zu erklären. Es wurde geschlossen, dass das Verhalten von Probe 3 durch dieselben Mechanismen verursacht wird wie bei Probe 2.

Durch die Superposition eines Modells zur Beschreibung des Zerfalls von Stresstellen mit einem Modell zur Erzeugung von Strahlenschäden konnte die maximal tolerierbare Dosisexposition der Magnete zu $(88,0 \pm 7,8)$ MGy bestimmt werden. Dieser Wert entspricht einer theoretischen Laufzeit von nahezu 4000 Jahren und ist ein starkes Argument für den bevorzugten Einsatz von $\text{Sm}_2\text{Co}_{17}$ -Magneten in Undulatoren.

Um den Einfluss von Strahlenschäden verursacht durch Gammastrahlung von Strahlenschäden verursacht durch Neutronenstrahlung unterscheiden zu können, wurden die Magnete in Probe 4 mit einer Wolframplatte vor einer direkten Exposition abgeschirmt. Auf diese Weise wurde im Vergleich zu Probe 3 das Verhältnis von Neutronendosis zu Gammadosis um zwei Größenordnungen in Richtung der Neutronen verschoben.

Die Messung des Magnetfelds zeigt im Gegensatz zu Probe 3 keinen Bezug zu der absorbierten Dosis. Daraus lässt sich schließen, dass die Menge an erzeugten Neutronen nicht ausreicht, um messbare Änderungen des Magnetfelds oder eine Reduzierung der Lebenszeit von Undulatoren in FELs zu verursachen.

Es muss erwähnt werden, dass die durchgeführten Experimente nur einen kleinen Raum an möglichen Parametern abdecken. Weitere Einflüsse könnten beispielsweise die Form der Magnetpole oder der zeitliche Verlauf der Dosisleistung sein. Eine Variation dieser Elemente mag Auswirkungen auf die Lebenszeit der Magnete haben; es ist jedoch anzuzweifeln, ob sich dadurch Änderungen der ermittelten Werte um mehrere Größenordnungen erreichen lassen. In Anbetracht dessen, dass keines der durchgeführten Experimente eine Lebenszeit der $\text{Sm}_2\text{Co}_{17}$ -Undulatoren von weniger als 100 Jahren vorhersagt, kann geschlossen werden, dass die Lebenszeit zukünftiger energierückgewinnender

FELs nicht wesentlich durch Strahlenschäden in den Undulatoren beeinflusst wird.

7. Fazit und Ausblick

Das Ziel der Arbeit war die Entwicklung und Untersuchung von zum Teil neuartigen Konzepten zur Anpassung wesentlicher Beschleunigerkomponenten an die gehobenen Anforderungen energierückgewinnender Hochleistungsbeschleuniger. Dazu wurden in drei Kapiteln die Anforderungen an die Aspekte Strahl-diagnose, Permanentmagnete und Elektromagnete formuliert und Lösungswege für die daraus resultierenden Herausforderungen beschrieben.

Im ersten Kapitel wurde die Entwicklung verschiedener Magnete und Magnetsysteme für den Injektionsbogen von *MESA* beschrieben. Insbesondere das Design eines achromatischen Mergingsystems stellte dabei eine große Herausforderung dar. Für das resultierende Konzept wurden mithilfe von Trackingsimulationen Transfermatrizen berechnet anhand derer sich die Dispersionsfreiheit des Systems zeigen ließ. Die abschließende Untersuchung des Einflusses von Feldfehlern auf die Strahlqualität führte zu der Entwicklung eines verbesserten Designs für Korrekturmagnete, mit dem sich unerwünschte Multipole um etwa eine Größenordnung unterdrücken lassen.

Zwar ist die Herstellung der Magnete für den 5 MeV-Injektionsbogen abgeschlossen, jedoch fehlen noch Konzepte für nahezu alle höherenergetischen Bereiche. Insbesondere die für die vertikale Separation benötigten Dipole müssen dabei sehr spezielle Anforderungen unter geringem Platzangebot erfüllen. Hier bietet sich auf Basis der mit dem Injektionsbogen gemachten Erfahrungen eine Eigenentwicklung an.

Die restlichen Magnete sind zwar prinzipiell simple Sektor-, Korrektur- und Quadrupolmagnete, jedoch muss beachtet werden, dass hier in den übereinanderliegenden Bögen eine Montage in Höhen von bis zu 4,80 m erfolgen muss. Dabei ist davon auszugehen, dass die Magnete ein Gewicht von bis zu 1 t haben werden. Hier liegt die besondere Anforderung bei der Entwicklung eines tragenden Gerüsts, das den Zugang zu jedem Teil der Strahlführung auch nach Fertigstellung gewährt.

Das zweite Kapitel beschreibt die Entwicklung eines neuartigen Diagnosemoduls zur Messung von Strahlbreiten bei hohen Leistungsdichten. Der erfolgreiche Einsatz eines Korrekturmagneten zur schnellen Positionierung des Elektronenstrahls erlaubt dabei die Anwendung von Messverläufen, die mit mechanischen Systemen nicht nachahmbar sind. Die Möglichkeit der statischen Einzelpunktmessung sowie Ablenkgeschwindigkeiten in der Größenordnung von 50 m s^{-1} erlauben bei einer Ortsauflösung von etwa $2 \mu\text{m}$ maximal tolerierbare Strahlleistungen im Bereich einiger hundert kW. Die Einsatzbereitschaft des Moduls wurde abschließend anhand verschiedener Emittanzmessungen an *MAMI* demonstriert.

Die Begrenzung der maximalen Strahlleistung könnte durch eine Verringerung der minimalen Schrittlänge noch deutlich erhöht werden. Die Mindestdauer einer Einzelpunktmessung wird momentan durch die elektronische Umsetzung auf etwa $50 \mu\text{s}$ limitiert. Eine Reduzierung dieser Zeit ist wie in Kapitel 5.4.1 dargestellt aus messtechnischer Sicht auf einen Wert von bis zu $1 \mu\text{s}$ möglich.

Das letzte Kapitel behandelt ein Kollaborationsexperiment zur Bestimmung der Strahlenresistenz von Undulatormagneten aus einer Samarium-Kobalt-Legierung. Als Ergebnis des Experiments konnte festgestellt werden, dass die zu erwartende Lebenszeit der Magnete bei einem Einsatz in energierückgewinnenden FELs im Bereich von 100 Jahren liegt und damit die gestellten Anforderungen bei Weitem übertrifft.

Die erfolgreiche Bestimmung dieses Werts erfüllt zwar die Zielsetzung des Experiments, jedoch ergaben sich bei einzelnen Messungen hohe systematische Fehler aufgrund der teilweise fehlerhaften Hallsonden. Des Weiteren ließ sich mit der Offline-Vermessung der Magnete nur eine verhältnismäßig geringe Anzahl an Messpunkten aufnehmen, die zudem auf eine zusätzliche Simulation des Aufbaus angewiesen waren. Hier wäre die Durchführung einer Onlinemessung der Magnetfeldstärke während der Bestrahlung wünschenswert.

Aufgrund der hohen Strahlenbelastung kann diese Messung nicht direkt an den Magneten durchgeführt werden, jedoch wäre es möglich, das Magnetfeld mithilfe eines Jochs außerhalb des Strahlfängerbunkers zu leiten. Es ist anzunehmen, dass auf diese Weise bei entsprechender Temperaturregelung eine hochpräzise Bestimmung der Änderung des Magnetfelds möglich ist. Des Weiteren ließen sich auf diese Weise zumindest relative Bezüge zur Abhängigkeit

von der absorbierten Dosis herstellen, ohne auf die Ergebnisse einer Simulation angewiesen zu sein.

In Anbetracht der Resultate der drei Kapitel kann geschlussfolgert werden, dass alle diskutierten Beschleunigerelemente entweder erfolgreich an die zu erwartenden Bedingungen in energierückgewinnenden Beschleunigern angepasst wurden oder von Vorneherein eine ausreichende Strahlenresistenz aufwiesen. Die entwickelten Konzepte enthalten wesentliche Ideen zur Verbesserung der Strahlqualität und der Messbedingungen. Aufgrund der Rücksichtnahme auf eine möglichst unkomplizierte technische Realisierung spricht dabei nichts gegen den vielfältigen Einsatz an zukünftigen Projekten wie *MESA*.

Abbildungsverzeichnis

3.1. Aufbau des Mainz Energy-Recovering Superconducting Accelerator <i>MESA</i>	6
3.2. Aufbau des Mainzer Mikrotrons <i>MAMI</i> und des geplanten Beschleunigers <i>MESA</i>	8
3.3. Funktionsweise eines Freie-Elektronen-Lasers	10
3.4. Beispielhafte Darstellung einer Phasenraumellipse des $\{x, x'\}$ -Unterraums	13
3.5. Enveloppe eines Teilchenstrahls	15
3.6. Aufbau Quadrupolscan	17
3.7. Auswertung Quadrupolscan	17
3.8. Anschauungsbeispiel eines Monte Carlo-Algorithmus zur numerischen Bestimmung von Pi	19
4.1. Injektionsbogen von <i>MESA</i>	22
4.2. Enveloppen eines Achromaten	23
4.3. Mergersystem von <i>MESA</i>	26
4.4. Magnetfeldverlauf im Merger aus Sicht eines 30 MeV-Elektrons	28
4.5. Quadrupolmagnete	30
4.6. Einfluss von Sextupolfehlern auf die Strahlform	34
4.7. Änderung der Strahlbreite durch Sextupolfehler	35
4.8. Aufbau eines Multipol-unterdrückenden Korrekturmagneten	37
4.9. Darstellung der Summe aller Multipole mit Ordnung $n \geq 1$	38
5.1. Aufbau der Streukammer mit strahloptischen Elementen	43
5.2. Aufbau der Auslese- und Ansteuerungselektronik	44
5.3. Kalibrationskurve der Zählerelektronik	46
5.4. Streusignal der Schlitzmasken	48
5.5. Kalibration mittles Linearachse	48
5.6. Kalibration der Strahlposition	49

5.7. Mögliche Messoptionen	51
5.8. Oszilloskopbilder der Flankensteilheit	52
5.9. FLUKA-Modell der Streukammer und simulierte Elektronen- spurdichte	56
5.10. Deponierte und abgestrahlte Wärme	57
5.11. Beispiel Erhitzung Diagnosedraht	60
5.12. Darstellung des Anwendungsbereichs der verschiedenen Messme- thoden	61
5.13. Strahldiagnose ohne Strahlverlust	62
5.14. Ermittlung der minimalen Belichtungszeit	64
5.15. Simulierter Einfluss eines Korrekturdipols auf die Strahlbreite .	67
5.16. Experimentelle Bestimmung der Auswirkung des Korrekturdi- pols auf die Strahlbreite	68
5.17. Relative Messfehler bei einer Verkippung des Diagnosedrahts . .	69
5.18. Auswirkung der Drahtstärke auf das Abbild des Strahlprofils . .	72
5.19. Abhängigkeit der ermittelten Strahlbreite von der Drahtstärke .	74
5.20. Simulation des Quadrupolscans	80
5.21. Vermessung der Emittanz bei verschiedenen Strömen	82
5.22. Oszilloskopbild des Streusignals eines Diagnosepulses	85
5.23. Durch Fluoreszenz verursachte Ereignisrate nach Durchlaufen des Diagnosepulses	86
6.1. Position des Bestrahlungsexperiments	93
6.2. Foto des Undulator-Bestrahlungsexperiments	94
6.3. Aufbau und Simulation von Probe 1	97
6.4. Drift der Hallsonde	99
6.5. Magnetfeldänderung im Hybridundulator	99
6.6. Schematische Ansicht der zweiten Probe	101
6.7. Relative Änderung der Permeabilität nach der Bestrahlung des Eisen-Kobalt-Jochs mit 3 mC	102
6.8. Einfluss von Strahlenschäden auf Feldfehler	105
6.9. Schematische Ansicht und simulierte Dosisverteilung von Probe 3	107
6.10. Probe 3 - Messergebnisse	108
6.11. Schematische Ansicht von Probe 4	111
6.12. Untersuchung des Einflusses von Neutronen auf die Erzeugung von Strahlenschäden	112

A.1. Schaltplan der Auslese- und Ansteuerungsplatine für das MESA Strahldiagnosemodul	134
A.2. Schaltplan der Gleichrichterschaltung für die Stromversorgung der Strahldiagnoseplatine	135
A.3. Mit <i>FLUKA</i> simulierte Streufunktionen der verschiedenen Drahtstärken	136

Literaturverzeichnis

- [1] L. Mermiga et al., “High-Current Energy-Recovering Linacs“, *Annu. Rev. Nuclear Particle Science* (2003) 53:387–429, doi:10.1146/annurev.nucl.53.041002.110456 (2013)
- [2] A. Jankowiak, “Energy Recovery Linacs“, CERN Accelerator School, Eggham (2017)
- [3] F. Hug et al., “MESA - an ERL Project for Particle Physics Experiments“, *Proceedings of LINAC2016, East Lansing, MI, USA* (2017)
- [4] M. Petra et al., “Radiation effects studies at the Advanced Photon Source“ *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A* 507 (2003), 422–425
- [5] M. Tigner, “A Possible Apparatus for Electron Clashing-Beam Experiments“ *Nuovo Cimento* (1965) 37: 1228–1231. doi:10.1007/bf02773204
- [6] D. Meeker, “Finite Element Method Magnetics“, Version 4.2, User’s Manual (2018)
- [7] K. Aulenbacher, “Erzeugung intensiver hochpolarisierter Elektronenstrahlen mit hoher Symmetrie unter Helizitätswechsel“ *Habilitationsschrift, Institut für Kernphysik, Mainz* (2007)
- [8] A. Jankowiak, “The Mainz Microtron MAMI – Past and Future“, *European Physical Journal A. Band 28, S. 149–160* (2006)
- [9] A. Streun, “Die 100 keV-Elektronenkanone für MAMI B“ *Diplomarbeit, Institut für Kernphysik, Mainz* (1986)
- [10] K. H. Kaiser et al., “The 1,5 GeV harmonic double-sided microtron at Mainz University“ *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A Accelerators Spectrometers Detectors and Associated Equipment* 593(3):159-170 (2008)

- [11] M. Dehn, “Untersuchungen zur Strahldynamik am Harmonischen Doppelseitigen Mikrotron von MAMI-C“ Dissertation, Institut für Kernphysik, Mainz (2013)
- [12] G. Neil et al., “Sustained kilowatt lasing in a free-electron laser with same-cell energy recovery“, Jefferson Laboratory, Phys. Rev. Letter 84, 662, January 2000
- [13] Z. Huang, K.-J. Kim, “Review of x-ray free-electron laser theory“, Physical Review Special Topics – Accelerators and Beams. 10, 2007, S. 034801. doi:10.1103/PhysRevSTAB.10.034801.
- [14] G. Neil, “Applications for Energy Recovering Free Electron Lasers“ Proceedings of PAC07, Albuquerque, USA (2007)
- [15] V. N. Litvinenko et al., “Gamma-Ray Production in a Storage Ring Free-Electron Laser“, Phys. Rev. Lett. 78, 4569 (16. Juni 1997)
- [16] D. Angal et al., “PERLE. Powerful energy recovery linac for experiments“, Conceptual design report - J.Phys. G45 (2018) no.6
- [17] Dieter Meschede, “Gerthsen Physik“ 23. Auflage, Springer, Berlin, 2006, ISBN 3-540-25421-8
- [18] G. Musiol et al., “Kern- und Elementarteilchenphysik“, Wiley-VCH, 2. korrigierte Auflage (1987)
- [19] J. Stachel, “Detectors in Nuclear and Particle Physics“, Präsentation, Department of Physics und Astronomy University of Heidelberg (2015)
- [20] K. Wille, “Physik der Teilchenbeschleuniger und Synchrotronstrahlungsquellen“, 2. überarbeitete und erweiterte Auflage, Springer Fachmedien Wiesbaden GmbH (1996)
- [21] E. D. Courant, H. S. Snyder, “Theory of the alternating-gradient synchrotron“, Annals of Physics 3 (1): 1–48 (1958)
- [22] R. Q. Twiss, N. H. Frank, “Orbital Stability in a Proton Synchrotron“, Review of Scientific Instruments 20 (1949)
- [23] F. Hinterberger, “Physik der Teilchenbeschleuniger und Ionenoptik“ 2. Auflage, Springer Fachmedien Wiesbaden GmbH (2008)

-
- [24] H. Wiedemann, “Particle Accelerator Physics II – Nonlinear and Higher-Order Beam Dynamics“, 2. Auflage, ISBN 978-3-642-64177-0, Springer Verlag (1999)
- [25] C. Limborg et al., “A Modified Quadscan Technique for Emittance Measurement of Space Charge Dominated Beams“, Proceedings of Particle Accelerator Conference (PAC 03), Portland, OR, 12-16 May 2003
- [26] D. M. Benov, “The Manhattan Project, the first electronic computer and the Monte Carlo method“, Monte Carlo Methods and Applications 22 (1): 73–79, doi:10.1515/mcma-2016-0102 (2016)
- [27] A. Ferrari, P.R. Sala, A. Fassio, and J. Ranft “FLUKA: a multi-particle transport code“, CERN-2005-10 (2005), INFN/TC_05/11, SLAC-R-773
- [28] “Nuclear and Space Radiation Effects on Materials“, NASA Space Vehicle Design Criteria, NASA (1970)
- [29] D. Makowski, “The Impact of Radiation on Electronic Devices with the special Consideration of Neutron and Gamma Radiation Monitoring“, Dissertation, Łódź (2006)
- [30] D. Simon, “Strahlführungsdesign für MESA“ Diplomarbeit, Institut für Kernphysik Mainz (2014)
- [31] S. Heidrich, K. Aulenbacher, “5 MeV-Beam Diagnostics at the Mainz Energy-Recovering Superconducting Accelerator MESA“, IBIC16 Proceedings, Barcelona, Spanien (2016)
- [32] T. Zickler, “Basic Design and Engineering of Normal-Conducting, Iron-Dominated Electromagnets“, CERN Accelerator School CAS, Bruges (2009)
- [33] H. Herminghaus et al., “The Design of a 800 MeV Normal Conducting c.w. Racetrack Microtron“, Nuclear Instruments and Methods 138 (1976)
- [34] K. H. Kaiser, “A Possible Magnet Field Configuration for a CW Electron Accelerator in the GeV Region“, Proceedings der Conference on Future Possibilities for Electron Accelerator, Charlottesville, Virginia Bd. C790108 (1979)
- [35] CST Studio Suite, “Electromagnetic and Multiphysics Simulation Software“, Broschüre (2018)

- [36] Y. Jiao et al., “Generic conditions for suppressing the coherent synchrotron radiation induced emittance growth in a two-dipole achromat“, *Physical Review Special Topics — Accelerators and Beams* 17, Beijing (2014)
- [37] N. Marks, “Conventional Magnets for Accelerators“, Präsentation, ASTeC, Cockcroft Institute, Washington (2013)
- [38] G. Bassi et al., “Overview of CSR codes“, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A* 557 189–204 (2006)
- [39] W. G. Davies, “The theory of the measurement of magnetic multipole fields with rotating coil magnetometers“, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, Volume 311, S. 399-436 (1992)
- [40] Wolfram Alpha, Documentation Center, <https://reference.wolfram.com/language> (20. August 2018)
- [41] W. Blokland et al, “A new flying wire system for the Tevatron“ PAC’97 Proceedings, Vancouver, B.C., Canada (1997)
- [42] ELSCHUKOM GmbH, Produktkatalog, Veilsdorf, Deutschland (2018)
- [43] F. Zomer, “Laser beam - electron beam Compton scattering Technology and applications. Description of the new ATF four-mirror cavity “, Präsentation, Laboratoire de l’accélérateur lineaire, KEK (2010)
- [44] F. Becker, “Beam Induced Fluorescence Monitors“, Proceedings of DIPAC2011, Hamburg, Deutschland (2011)
- [45] Z. Huang, K.-J. Kim, “Review of x-ray free-electron laser theory“, *Physical Review Special Topics – Accelerators and Beams*. 10 (2007), doi:10.1103/PhysRevSTAB.10.034801
- [46] A. Lindner, “Grundkurs theoretische Physik“, 2. erw. Auflage, ISBN 3-519-13095-5 (1983).
- [47] W. R. Leo, “Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments“, S. 24, 2. überarbeitete Auflage, Springer Verlag, 1994, ISBN 0-387-57280-5
- [48] J. H. Lienhard, “John H. Lienhard IV, John H. Lienhard V: A Heat Transfer Textbook“, 3. Auflage, 2001, S. 55, Gl. 2.10

-
- [49] L. Boltzmann, “Ableitung des Stefan’schen Gesetzes, betreffend die Abhängigkeit der Wärmestrahlung von der Temperatur aus der electromagnetischen Lichttheorie“, *Annalen der Physik und Chemie*, Bd. 22, 1884, S. 291–294 doi:10.1002/andp.18842580616
- [50] G. G. Gubareff, J. E. Janssen, R.H. Torborg, “Thermal Radiation Properties Survey: A Review of the Literature“ , 2. Auflage, Honeywell Research Center, Minneapolis-Honeywell Regulator Company (1960)
- [51] J. Völker, “Development of a compact test facility for SRF Photoelectron injectors“, Dissertation, Humboldt-Universität, Berlin (2018)
- [52] Luma Metall, “Luma Tungsten Wire“, Produktkatalog, Kalmar, Schweden (2018)
- [53] SGL Group, “Sigrafil Carbon-Endlosfasern“, Produktkatalog, Wiesbaden, Deutschland (2018)
- [54] K. Levenberg, “A Method for the Solution of Certain Problems in Least Squares“, 2. Auflage, 164-168 (1944)
- [55] William M. Haynes (Hrsg.), “CRC Handbook of Chemistry and Physics. A ready-reference Book of chemical and physical Data“ Band 92. CRC Press, Boca Raton FL u. a. 2011, ISBN 978-1-4398-5511-9
- [56] M. Limburg, J. Stockschläder, P. Quicker, “Thermische Behandlung carbonfaserverstärkter Kunststoffe“ : Gefahrstoffe – Reinhalt. Luft. 77, Nr. 5, 2017, ISSN 0949-8036, S. 198–208.
- [57] C. Sawyer et al., “Estimation of space charge and emittance growth effects in a drift region“, Proceedings of the 1984 Linear Accelerator Conference, Seeheim, Germany (1984)
- [58] T. P. Wangler, “Emittance growth from space-charge forces“, Symposium on high brightness beams for advanced accelerator applications, article, University of Maryland, USA (1991)
- [59] A. Ushakov et al., “Material Tests for the ILC Positron Source“, Proceedings of IPAC2017, Copenhagen, Denmark (2017)
- [60] I. Alexander, “Experimental investigation of the beam dynamics of the MESA photoinjector“, Promotionsarbeit, Mainz (2018)

- [61] “Fluorescence Behavior of BOROFLOAT33 and Soda-LimeGlass Type for Different Wavelength Excitation“, Schott Produktkatalog
- [62] M. Meyer, “Signalverarbeitung. Analoge und digitale Signale - Systeme und Filter“, 8. Auflage, Springer Fachmedien, Wiesbaden 2017, ISBN 978-3-658-18320-2.
- [63] S. Sasaki et al., “Radiation Damage to Advanced Photon Source Undulators“, Proceedings of 2005 Particle Accelerator Conference, Knoxville, Tennessee UNDULATORS*
- [64] J. Skupin et al., “Undulator Demagnetization Due To Radiation Losses At FLASH“, Proceedings of EPAC08, Genoa, Italy (2008)
- [65] H. Wade Patterson, Ralph H. Thomas, “Accelerator Health Physics“, Academic Press (1973)
- [66] Fasso, A., Goebel, K., Höfert, M., Ranft, J., Stevenson, G., “Shielding Against High Energy Radiation“, 1990
- [67] Samin, A. Kurth, M. and Cao, L. R. “An Analysis of Radiation Effects on NdFeB Permanent Magnets“ Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, Band 342 (2015): 200–205.
- [68] Kahkonen, O.P.M., S. Talvitie, M. Manninen, M., “Radiation damage in Nd-Fe-B magnets: temperature and shape effects“ Journal of Physics: Condensed Matter, 1992 4(4): p. 1007–10140
- [69] E. W. Blackmore et al., “Radiation Effects of Protons on Samarium-Cobalt Permanent Magnets“, IRRR T. Nucl. Sci., NS-32, No. 5, p. 3669 (2010), DOI: 10.1109/TNS.1985.4334463
- [70] J. Liu et al., “Thermal stability and radiation resistance of Sm-Co based permanent magnets“, Proceedings of Space Nuclear Conference, Boston, Massachusetts (2007)
- [71] S. Kobayashi, H. Kikuchi, S. Takahashi, Y. Kamada, K. Ara, T. Yamamoto, D. Klingensmith, G.R. Odette, “The effect of copper and manganese on magnetic minor hysteresis loops in neutron irradiated Fe model alloys“, Journal of Nuclear Materials 384, 2009, 109-114
- [72] R. A. Kempf, J. Sacanell, J. Milano, N. Guerra Méndez, E. Winkler, A. Butera, H. Troiani, M. E. Saleta, A. M. Fortis, “Correlation between

-
- Radiation Damage and Magnetic Properties in Reactor Vessels“, Journal of Nuclear Materials 445, 2014, 57-62
- [73] S. Kobayashi, H. Kikuchi, S. Takahashi, Y. Kamada, “A Comprehensive Study of Relationship between Magnetic Hysteresis Properties and Irradiation Embrittlement in Nuclear Reactor Pressure Vessels Steel“, Journal of Electrical Engineering, Vol 61. No7/s, 2010, 119-122
- [74] T. Bizen et al., “Brief Review of the Approaches to Elucidate the Mechanism of the Radiation-Induced Demagnetization“, Proceedings of ERL2011, Tsukuba, Japan (2011)
- [75] T. Bizen et al., “High-energy electron irradiation of NdFeB permanent magnets: Dependence of radiation damage on electron energy“, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, 574, 401–406, Japan (2007)
- [76] A. T. Green et al, “Implementation of Quadrupole-Scan Emittance Measurement at Fermilab’s Advanced Superconducting Test Accelerator (ASTA)“, Proceedings of IPAC, Richmond, USA (2015)

A. Anhang

A.1. Ergänzende Abbildungen

$$\mathbf{R}_1 = \mathbf{R}_{\text{Drift}}(0,37 \text{ m}) \cdot \mathbf{R}_{\text{Kante}} \cdot \mathbf{R}_{\text{Dipol}} \quad (\text{A.1})$$

$$\mathbf{R}_0 = \mathbf{R}_{\text{Drift}}(0,42 \text{ m}) \quad (\text{A.2})$$

$$R_{\text{Drift}}(L) = \begin{pmatrix} 1 & L \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \quad (\text{A.3})$$

$$R_{\text{Kante}} = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ \frac{\tan \theta}{r} & 1 \end{pmatrix} \quad (\text{A.4})$$

$$R_{\text{Dipol}} = \begin{pmatrix} \cos \theta & r \sin \theta \\ -\frac{\sin \theta}{r} & \cos \theta \end{pmatrix} \quad (\text{A.5})$$

Darstellung der Transfermatrizen des Diagnosemoduls.

Tabelle A.1. – Vergleich der Ergebnisse der verschiedenen Analyseverfahren für eine weitere Strahlbreite.

$d_{\text{Draht}} [\mu\text{m}]$	$\sigma_{\text{gau\ss}} [\mu\text{m}]$	$\sigma_{\text{Streu}} [\mu\text{m}]$	$\sigma_{\text{Eff}} [\mu\text{m}]$
24	$79,7 \pm 0,7$	$79,4 \pm 0,7$	$79,5 \pm 0,7$
50	$80,4 \pm 0,4$	$79,1 \pm 0,4$	$79,4 \pm 0,4$
98	$86,8 \pm 0,3$	$74,4 \pm 0,5$	$77,1 \pm 0,3$
200	$99,1 \pm 0,5$	$81,0 \pm 0,8$	$84,2 \pm 0,6$

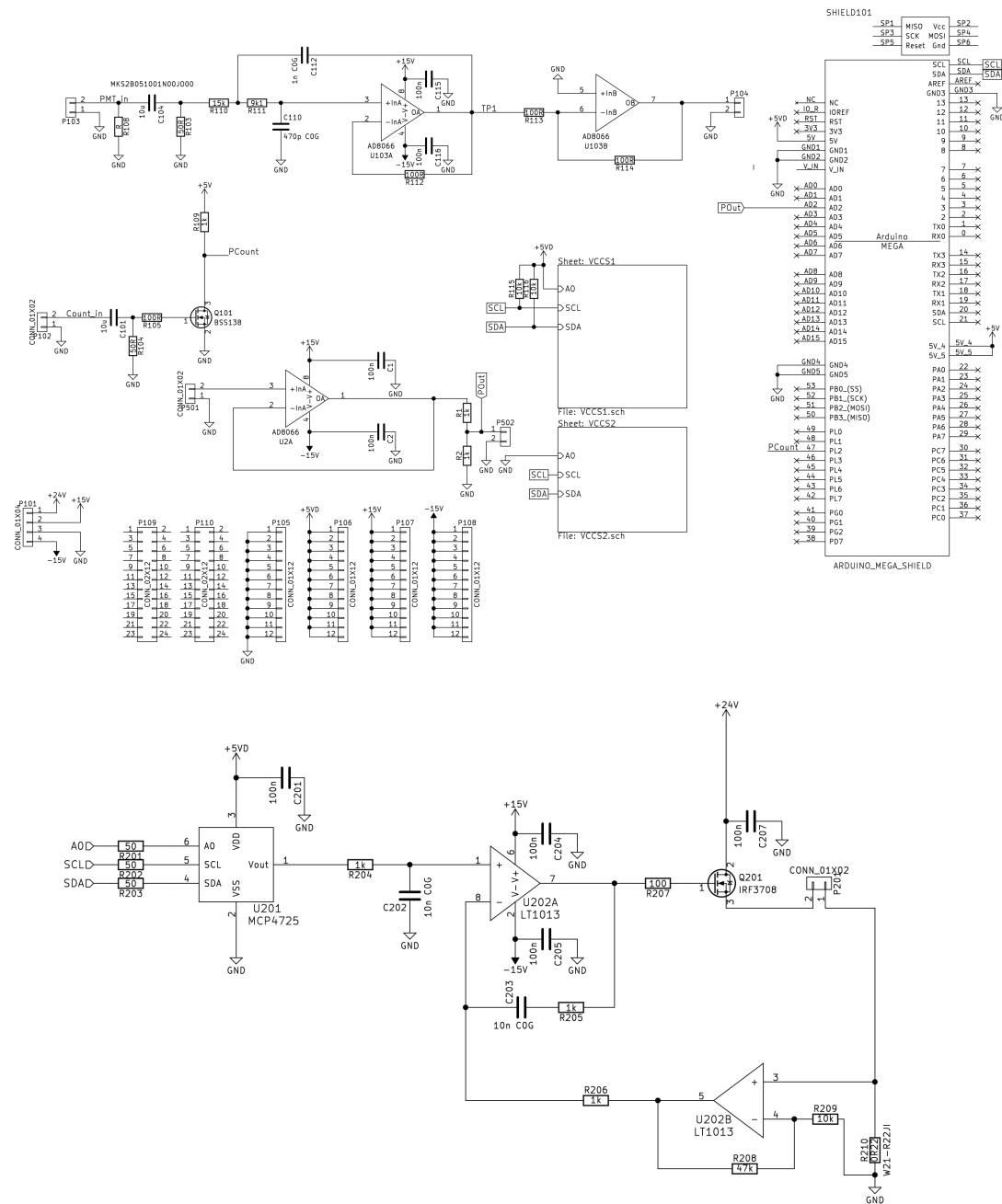


Abbildung A.1. – Schaltplan der Auslese- und Ansteuerungsplatine für das MESA Strahldiagnosemodul zur Vermessung des Strahlprofils.

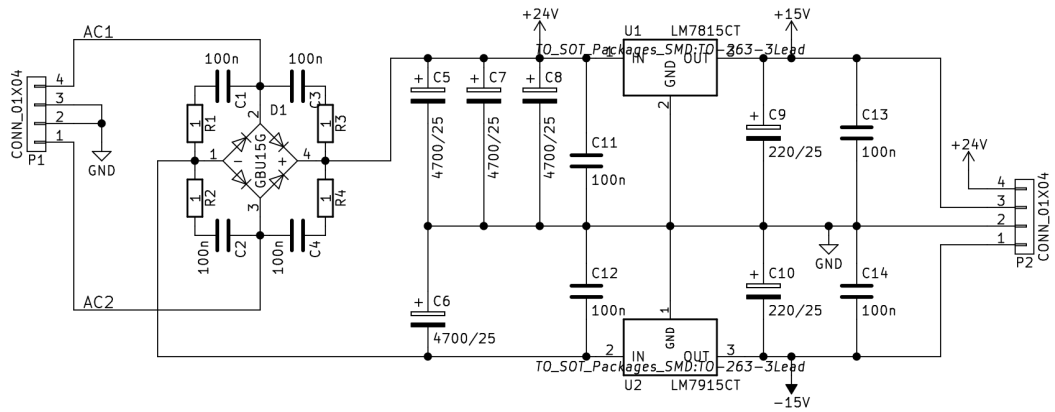


Abbildung A.2. – Schaltplan der Gleichrichterschaltung für die Stromversorgung der Strahldiagnoseplatine.

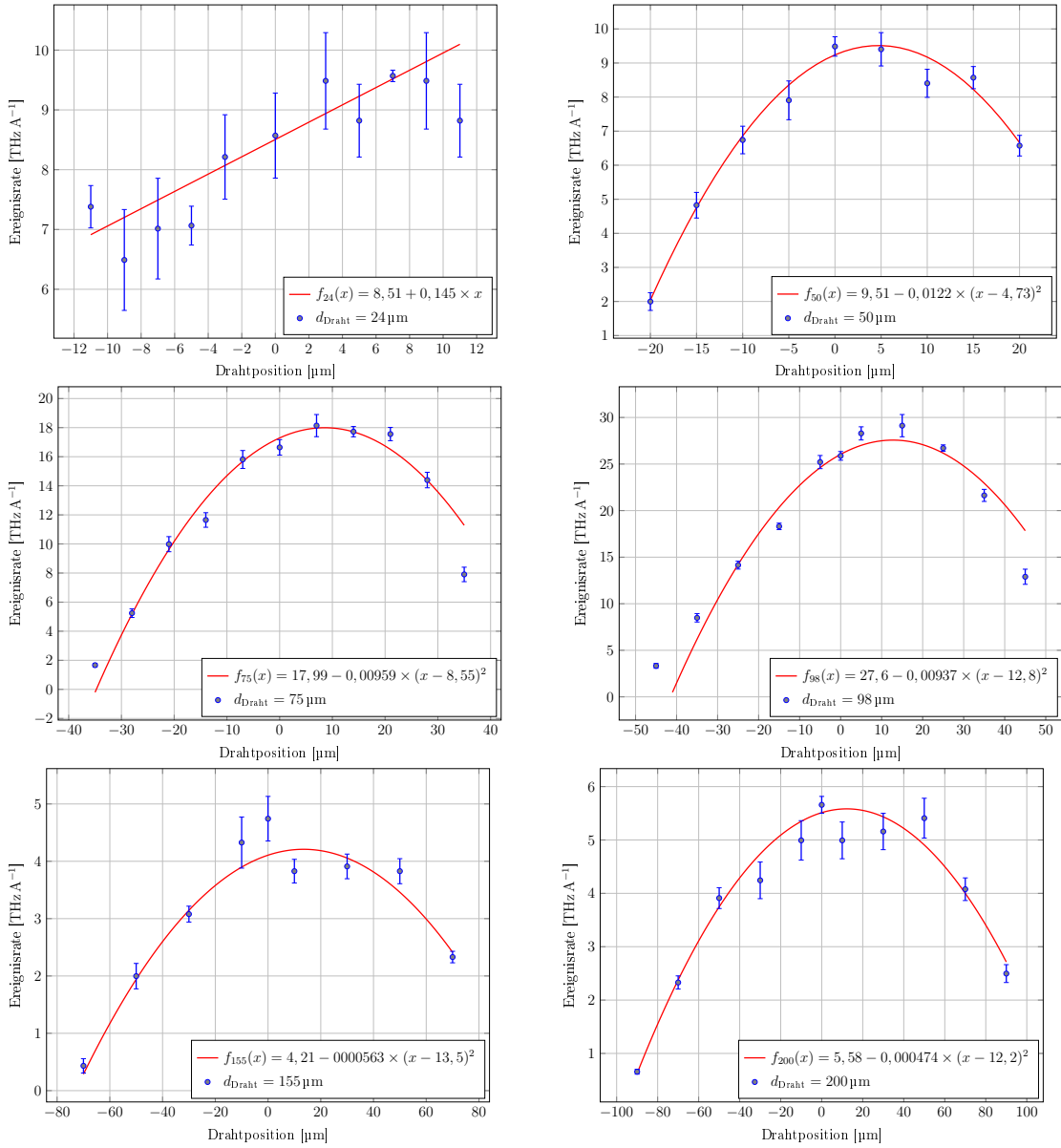


Abbildung A.3. – Mit *FLUKA* simulierte Streufunktionen der verschiedenen Drahtstärken.

A.2. Lebenslauf

Persönliche Daten

Name: Steffen Heidrich
Anschrift: Pfarrer-Dorn-Str. 16
55128 Mainz
Geburtsdatum und -ort: 21.03.1988, Olpe
Staatsangehörigkeit: deutsch
Familienstand: verheiratet, 1 Kind

Dienstzeit

2007–2008 Zivildienst beim Deutschen Roten Kreuz

Ausbildung

2008–2014 M. Sc. der Physik an der Johannes Gutenberg Universität in Mainz
(Abschlussnote – 1,4)
2008–2012 B. Sc. der Physik an der Johannes Gutenberg Universität in Mainz
(Abschlussnote – 2,3)
2007–2008 Rettungssanitäter beim Deutschen Roten Kreuz in Mainz
(Abschlussnote – gut)
1999–2007 Abitur an dem Gymnasium der Stadt Lennestadt
(Abschlussnote – 1.8)

Lehrtätigkeit in der Promotionszeit

Sommersemester 2015 Experimentalphysik I
Wintersemester 2015/16 Fortgeschrittenenpraktikum, Versuch Mößbauer-Effekt
Sommersemester 2016 Fortgeschrittenenpraktikum, Versuch Mößbauer-Effekt

A.3. Veröffentlichungen

- 2016 S. Heidrich, K. Aulenbacher
“5 MeV-Beam Diagnostics at the Mainz Energy-Recovering
Superconducting Accelerator MESA”,
IBIC16 Proceedings, Barcelona, Spanien
- 2018 S. Heidrich, K. Aulenbacher, S. Donders, A. Nikipelov
“Irradiation caused performance losses of undulators
equipped with $\text{Sm}_2\text{Co}_{17}$ magnets”
Journal of Magnetism and Magnetic Materials,
Band 456, S. 204-211, Elsevier