

Technische Universität Darmstadt
Institut für Kernphysik



Entwicklung eines Magneten für
Elektronenstreuexperimente am S-DALINAC unter
extremen Vorwärtswinkeln

Diplomarbeit

Kai Zimmer

Darmstadt

September 2005

Zusammenfassung

Im Rahmen dieser Arbeit wurde für das QCLAM-Spektrometer des supraleitenden Darmstädter Elektronenlinearbeschleunigers S-DALINAC ein Konzept zum Nachweis gestreuter Elektronen unter extremen Vorwärtswinkeln entwickelt. Die Eigenschaften des hierfür notwendigen Separationsmagneten wurden simuliert und optimiert im Hinblick auf die Realisierung einer scharfen Feldkante, die es erlaubt, gestreute Elektronen und Strahl voneinander zu trennen. Unter den Bedingungen am QCLAM-Spektrometer kann ein Nachweis in einem Winkelbereich von 3.5° bis 6° realisiert werden. Durch den zusätzlichen Separationsmagneten ergibt sich ein Bereich möglicher Elektronenenergien von 25 bis 85 MeV. Die Impulsakzeptanz kann mit $\pm 8\%$ abgeschätzt werden, bei einer relativen Auflösung von mindestens $2 \cdot 10^{-3}$ und einer Raumwinkelakzeptanz von 1.1 msr.

Abstract

In the framework of this thesis a concept for the detection of electrons in scattering experiments under extreme forward angles at the QCLAM-spectrometer of the superconducting Darmstadt electron linear accelerator (S-DALINAC) has been developed. The properties of the required separation magnet were simulated and optimized with respect to a sharp field edge, necessary to separate the scattered electrons from the beam. Under the conditions set by the QCLAM-spectrometer it is possible to realize scattering angles between 3.5° and 6° . The possible energy range of the incident electrons will be 25 to 85 MeV. The momentum acceptance is estimated to be $\pm 8\%$, with a relative resolution better than $2 \cdot 10^{-3}$ and a solid angle acceptance of 1.1 msr.

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Theoretische Grundlagen	4
2.1	Inelastische Elektronenstreuung	4
2.2	Transversaler und longitudinaler differentieller Wirkungsquerschnitt am Beispiel von ^{208}Pb	7
2.3	Kleinwinkelstreuung	10
3	Elektronenstreuung unter kleinen Vorwärtswinkeln am QCLAM-Spektrometer	13
3.1	Eigenschaften des QCLAM-Spektrometers	13
3.2	Anforderungen an einen Messaufbau für Elektronenstreuung unter kleinen Winkeln und ihre Realisierung	14
4	Design des Separationsmagneten	22
4.1	Grundlagen der Magnetfeldsimulation	22
4.2	Optimierung der Feldkante	24
4.3	Untersuchung der Abbildungseigenschaften	32
4.4	Vakuumdurchführung	38
5	Fazit und Ausblick	40
	Literaturverzeichnis	42

1 Einleitung

Ein Hauptziel der Kernstrukturphysik ist die Untersuchung elementarer Anregungsmoden von Kernen. Am supraleitenden Elektronenlinearbeschleuniger (S-DALINAC) des Instituts für Kernphysik der TUD wird hierfür das Werkzeug der Elektronenstreuung genutzt. Ein Vorteil der Elektronenstreuung ist, dass die Wechselwirkung rein elektromagnetischer Natur ist, welche die bisher theoretisch am besten verstandene Kraft darstellt. Bei der Berechnung des Wirkungsquerschnitts lassen sich die Beiträge der Struktur von denen des Reaktionsmechanismus separieren. Man bedient sich hierbei des Bildes des Einphotonenaustauschs mit virtuellen longitudinal oder transversal polarisierten Photonen. Dies entspricht einer Rechnung in Dirac'scher Störungstheorie erster Ordnung. Der S-DALINAC stellt ein einzigartiges Instrument zur Kernstrukturuntersuchung dar, da es zurzeit weltweit keinen anderen Elektronenbeschleuniger gibt, der den Bereich wichtiger Energie (20 bis 130 MeV) abdeckt [1].

Eine klassische Fragestellung der Kernstruktur ist das Verständnis der elektrischen Dipolstärke in Kernen. Ein Beispiel für eine relativ gut bekannte Anregungsmoden ist die isovektorielle Dipolriesenresonanz [2]. Eine Anregungsmoden die Gegenstand aktueller Forschung ist, stellt die sogenannte Pygmyresonanz dar. Sie wird in Kernen mit Neutronenüberschuß in der Nähe der Neutronenschwelle beobachtet und wird als Schwingung einer Neutronenhülle gegen einen Kern aus etwa gleich vielen Protonen und Neutronen interpretiert [3-5]. Eine experimentell noch völlig unerforschte Anregungsmoden mit einem toroidalen Charakter der Übergangstromverteilung wird in semiklassischen Modellen [6] sowie in mikroskopischen RPA (Random Phase Approximation) Rechnungen vorhergesagt [7, 8]. Für elektrische Anregungen dominiert in der Regel der longitudinale Anteil des Wirkungsquerschnitts. Im Gegensatz zu den

zuvor erwähnten Anregungsmoden handelt es sich jedoch bei der toroidalen Mode um eine rein transversale Anregung.

Wenn man zu Streuwinkeln nahe 180° übergeht, verschwindet der longitudinale Anteil. Vor allem das Verschwinden des rein longitudinalen Strahlenschwanz der elastischen Linie verringert den Untergrund erheblich. Eine Alternative zur Messung unter 180° ist die Messung unter sehr kleinen Streuwinkeln, da dort der transversale Anteil des Wirkungsquerschnitts, der sonst über einen weiten Winkelbereich proportional zu dem longitudinalen Anteil ist, um bis zu zwei Größenordnungen ansteigt. Bei diesen Winkeln ist allerdings ein entsprechend hoher Untergrund durch den Strahlenschwanz der elastischen Linie zu erwarten. Eine Möglichkeit zur Unterdrückung dieses Strahlenschwanzes oberhalb der Teilchenseparationsschwelle besteht in $(e,e'x)$ -Koinzidenzexperimenten [9, 10].

Im Rahmen dieser Arbeit wurde ein Konzept zur Realisierung von Elektronenstreuung unter extremen Vorwärtswinkeln entwickelt. Im Mittelpunkt stand hierbei die Auslegung eines Separationsmagneten, der Strahl und gestreute Elektronen trennt. Das QCLAM-Spektrometer, für das der neue Aufbau bestimmt ist, wird dadurch zukünftig in der Lage sein, zusätzlich zu den Winkelbereichen von 35° - 155° und nahe 180° auch sehr kleine Streuwinkel (3° - 6°) nachzuweisen.

Großes Interesse an dieser Arbeit besteht auch seitens der GSI (Gesellschaft für Schwerionenforschung), da im Rahmen des FAIR Projekts der Bau eines Elektron-Ion-Kolliders geplant ist [11]. Hier soll elastische Elektronenstreuung unter kleinen Vorwärtswinkeln zur Bestimmung der Luminosität eingesetzt werden. Zu diesem Zweck wird ein Separationsmagnet benötigt, der dem in dieser Arbeit entwickelten ähnlich sein wird.

Die Gliederung dieser Arbeit gestaltet sich wie folgt: In Kapitel 2 werden die physi-

kalischen Grundlagen der Elektronenstreuung kurz besprochen, um das Projekt zu motivieren. Kapitel 3 stellt das grundsätzliche Konzept vor und definiert die Anforderungen. In Kapitel 4 wird das Design des Kleinwinkelmagneten und die sich daraus ergebenden Abbildungseigenschaften vorgestellt. Weiterhin wird ein mögliches Konzept für eine neue Vakuumdurchführung zum QCLAM-Spektrometer präsentiert. Im letzten Kapitel werden die Ergebnisse zusammengefasst und ein kurzer Ausblick gegeben.

2 Theoretische Grundlagen

Zur Erforschung der Kernstruktur bietet die Elektronenstreuung mehrere Vorteile gegenüber z. B. der Streuung mit Ionen. Zum einen ist das Elektron im Rahmen des Standardmodells ein Elementarteilchen ohne innere Struktur, wodurch sich die theoretische Behandlung des Streuvorgangs vereinfacht. Ein weiterer Vorteil ist, dass man im Vergleich zur Streuung mit positiv geladenen Ionen keine Coulombbarriere zu überwinden braucht. Hinzu kommt, dass die Wechselwirkung des Kerns mit einem Elektron rein elektromagnetischer Natur ist, während die Wechselwirkung zweier Kerne miteinander in der Regel durch die starke Wechselwirkung dominiert wird. Im folgenden wird zunächst die Theorie der inelastischen Elektronenstreuung kurz besprochen. Eine detailliertere Darstellung findet sich unter anderem in [12]. Danach werden an einem konkreten Beispiel (elektrische Dipolanregungen in ^{208}Pb) die Möglichkeiten zur selektiven Messung transversaler Wirkungsquerschnitte diskutiert.

2.1 Inelastische Elektronenstreuung

Bei Elektronenstreuexperimenten werden Elektronen der Energie E_0 an Atomkernen gestreut. Im Falle der inelastischen Streuung geht der Kern dabei in einen angeregten Zustand über. Die gestreuten Elektronen der Energie E_f werden unter einem Streuwinkel θ nachgewiesen. Bei Vernachlässigung des Rückstoßes ergibt sich die Anregungsenergie E_x des Kerns zu $E_x = E_0 - E_f$. Man kann also aus dem Energiespektrum der gestreuten Elektronen auf das Anregungsspektrum des Kerns rückschließen. Durch Variation der Einschussenergie E_0 und des Streuwinkels lässt sich der Wirkungsquerschnitt für die Anregung der Kernzustände als Funktion des Dreierimpulsübertrags

$$q = \frac{1}{\hbar c} \sqrt{2E_0(E_0 - E_x)(1 - \cos\theta) + E_x^2} \quad (2.1.1)$$

messen.

Die Wechselwirkung des Elektrons mit den Ladungs- und Stromdichteverteilungen angeregter Zustände wird als Austausch virtueller Photonen beschrieben. In Dirac'scher Störungstheorie erster Ordnung ergibt sich der differentielle Wirkungsquerschnitt zu

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\ominus} = \frac{1}{4\pi^2 (\hbar c)^2} E_0 E_f \left(\frac{p_f}{p_0}\right) \left(\frac{2J_f + 1}{2J_0 + 1}\right) f_{rec} \left| \langle \psi_f | \hat{H}_{int} | \psi_0 \rangle \right|^2, \quad (2.1.2)$$

mit

$$\begin{aligned} p_0, p_f & \quad \text{Dreierimpuls des Elektrons vor und nach der Streuung,} \\ J_0, J_f & \quad \text{Gesamtdrehimpuls des Kerns vor und nach der Streuung,} \\ \hat{H}_{int} & \quad \text{Hamiltonoperator der Wechselwirkung und} \\ f_{rec} & \quad = \left(1 + \frac{2E_0 \sin^2(\Theta/2)}{Mc^2}\right)^{-1} \text{Rückstoßfaktor.} \end{aligned}$$

Der Hamiltonoperator beschreibt die Wechselwirkung des Strahlungsfeldes des Elektrons $A^\mu(\vec{r}) = (\phi(\vec{r}), \vec{A}(\vec{r}))$ mit der Ladungs- und Stromdichteverteilung $j_\mu(\vec{r}) = (\rho(\vec{r}), \frac{1}{c}\vec{j}(\vec{r}))$ des Kerns,

$$\hat{H}_{int} = \int j_\mu(\vec{r}) A^\mu(\vec{r}) d^3r. \quad (2.1.3)$$

Man kann nun diesen Hamiltonoperator dergestalt in zwei Teile zerlegen, dass der eine Teil die Coulomb-Wechselwirkung des Elektrons mit der Ladungsdichte des Kerns beschreibt und der andere Teil die Wechselwirkung mit der Strom- und Magnetisierungsdichte,

$$\hat{H}_{int} = \hat{H}_C + \hat{H}_T, \quad (2.1.4)$$

$$\hat{H}_C = \int \varrho(\vec{r})\phi(\vec{r})d^3r, \quad (2.1.5)$$

$$\hat{H}_T = -\frac{1}{c} \int [\vec{j}^c(\vec{r})\vec{A}(\vec{r}) + \vec{\mu}^s(\vec{r})\vec{\nabla} \times \vec{A}(\vec{r})] d^3r. \quad (2.1.6)$$

Dabei sind $\varrho(\vec{r})$, $\vec{j}^c(\vec{r})$ und $\vec{\mu}^s(\vec{r})$ die Übergangoperatoren der Ladungsdichte, des Konvektionsstroms und der Magnetisierungsdichte. Die Matrixelemente des Hamiltonoperators beschreiben den Übergang des Kerns vom Anfangszustand $|\psi_0\rangle$ in den Endzustand $|\psi_f\rangle$ und beinhalten damit die Informationen über die Kernstruktur.

In der PWBA (Plane Wave Born Approximation) werden die einzelnen Teile des Hamiltonoperators nach Multipolen entwickelt. Unter Berücksichtigung der Auswahlregeln für erlaubte Übergänge lässt sich im Grenzfall relativistischer Elektronen und unter Vernachlässigung des Energieverlusts $E_0, E_f \gg m_0c^2$ der differentielle Wirkungsquerschnitt als Summe elektrischer (E λ) bzw. magnetischer (M λ) Multipole darstellen

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right) = \sum_{\lambda} \left[\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{E\lambda} + \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{M\lambda} \right]. \quad (2.1.7)$$

Für einen rein elektrischen Übergang der Multipolarität λ reduziert sich Gleichung (2.1.7) auf

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{E\lambda} = \left(\frac{Ze^2}{E_0}\right)^2 f_{rec} [V_L|F(C\lambda, q)|^2 + V_T|F(E\lambda, q)|^2]. \quad (2.1.8)$$

Entsprechend ergibt sich für magnetische Übergänge

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{M\lambda} = \left(\frac{Ze^2}{E_0}\right)^2 f_{rec} [V_T |F(M\lambda, q)|^2]. \quad (2.1.9)$$

Die gesamte Kernstrukturinformation ist hierbei in den sogenannten Formfaktoren F enthalten. Die Faktoren V_L und V_T hängen ausschließlich von der Kinematik des Experiments ab und lauten im relativistischen Grenzfall $E_0 \gg m_0c^2$

$$V_L = \frac{1 + \cos\theta}{2(y - \cos\theta)^2}, \quad (2.1.10)$$

$$V_T = \frac{2y + 1 - \cos\theta}{4(y - \cos\theta)(1 - \cos\theta)}, \quad (2.1.11)$$

mit

$$y = 1 + \frac{E_x^2}{2E_0(E_0 - E_x)}. \quad (2.1.12)$$

2.2 Transversaler und longitudinaler differentieller Wirkungsquerschnitt am Beispiel von ^{208}Pb

Wenn man den transversalen Anteil des Wirkungsquerschnitts bestimmter Kernanregungen gezielt untersuchen will, bietet es sich an dies unter Streuwinkeln zu tun, bei denen das Verhältnis von transversalem zu longitudinalem Wirkungsquerschnitt besonders günstig ist. Dies ist unter Winkeln nahe 180° der Fall, aber auch unter Streuwinkeln nahe null Grad ($\theta \leq 10^\circ$). Der Grund hierfür liegt vor allem in der Dominanz des transversalen kinematischen Faktors bei diesen Winkeln. Abb. 1 zeigt den Verlauf der beiden kinematischen Faktoren exemplarisch für eine Elektronenenergie von 70 MeV und einer Anregungsenergie von 10 MeV. Für dieses Beispiel beginnt die Dominanz des transversalen kinematischen Faktors zu kleinen Winkeln

bei ca. 7° . Dies ändert sich natürlich je nach Elektronenenergie und Anregungsenergie. Zur Streuung unter 180° wurden bereits eine Vielzahl von Messungen am QCLAM-Spektrometer des S-DALINAC durchgeführt [13-15].

Mit Hilfe von Gl. (2.1.8) und mit im Rahmen der PWBA theoretisch berechneter Formfaktoren lassen sich die zu erwartenden differentiellen Wirkungsquerschnitte für verschiedene Kernanregungen in Abhängigkeit vom Streuwinkel abschätzen. Die Ergebnisse einer makroskopischen Rechnung mit dem Quasiteilchenphononmodell (QPM) [16] für E1 Anregungsmoden in ^{208}Pb sind in den Abb. 2 und 3 dargestellt. Stellvertretend für die drei in der Einleitung diskutierten E1-Moden wurde jeweils der stärkste Übergang mit der entsprechenden Struktur berechnet. Nämlich zum einen die Dipolriesenresonanz (GDR), die weitestgehend longitudinal dominiert ist. Als zweites wurde die Pygmyresonanz berücksichtigt, welche als Schwingung einer Neutronenhülle gegen einen Kern mit ungefähr gleicher Protonen und Neutronenzahl interpretiert werden kann. Zuletzt wurde noch der differentielle Wirkungsquerschnitt der toroidalen Mode berechnet, welche nahezu rein transversal ist. Als typische Anregungsenergien wurden 14 MeV für die Dipolriesenresonanz, 8 MeV für die Pygmyresonanz und 9.5 MeV für die toroidale Mode angenommen. Die Elektronenenergie wurde auf 70 MeV festgelegt.

Der Vorteil einer Messung unter kleinen Streuwinkeln ist deutlich in Abb. 2 zu sehen. Der Wirkungsquerschnitt steigt für alle gezeigten Anregungsmechanismen zu kleiner werdenden Winkeln um mehrere Größenordnungen an. Man sieht in Abb. 3, dass der transversale Anteil für kleiner werdende Winkel gegenüber dem longitudinalen immer dominanter wird. Das Maximum des relativen transversalen Anteils der Dipolriesenresonanz bei ca. 140° wird durch ein Minimum des longitudinalen Formfaktors verursacht. Der absolute Wirkungsquerschnitt ist hier also vergleichsweise

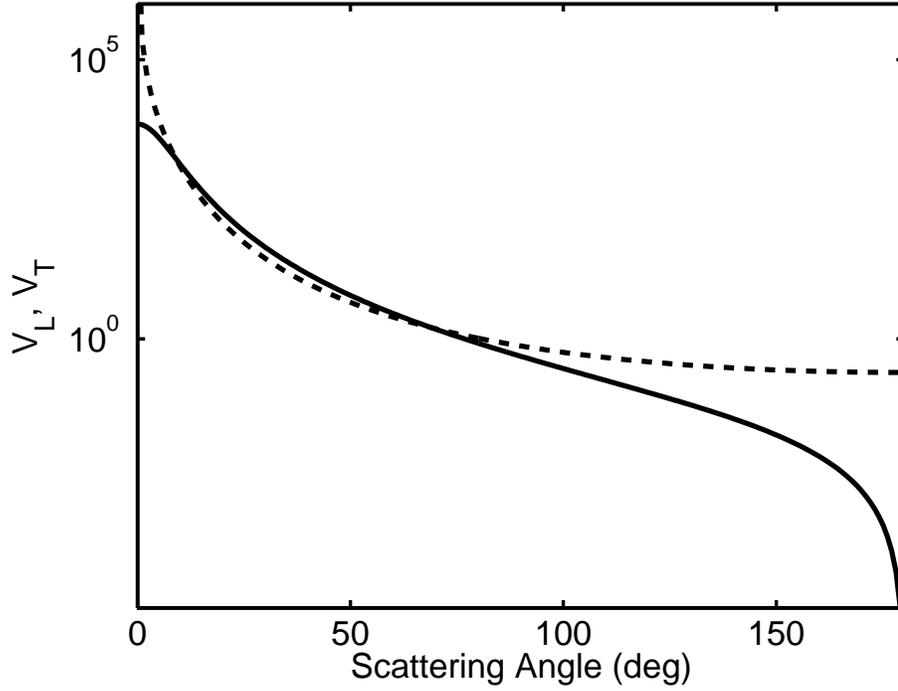


Abbildung 1: Transversaler (gestrichelt) und longitudinaler (durchgezogen) kinematischer Faktor bei einer Elektronenenergie von 70 MeV und einer Anregungsenergie von 10 MeV in Abhängigkeit vom Streuwinkel.

klein, so dass unter diesem Winkel, trotz der guten Selektivität, keine sinnvolle Messung möglich ist. Die Messung unter möglichst kleinen Winkeln bietet also optimale Selektivität für den transversalen Anteil des Wirkungsquerschnitts bei maximalem absolutem Wirkungsquerschnitt (vgl. Abb. 2 und 3).

Die Ergebnisse stellen nur eine Abschätzung der zu erwartenden Größenordnungen für die differentiellen Wirkungsquerschnitte dar, eine realistische Beschreibung erfordert Rechnungen in DWBA (Disturbed Wave Born Approximation). Man kann sehen, dass der transversale Anteil für kleine Winkel tatsächlich der dominante ist, besonders für die toroidale Mode. Für kleine Streuwinkel trägt allerdings der Strahlenschwanz der elastischen Linie sehr viel stärker zum gesamten differentiellen Wir-

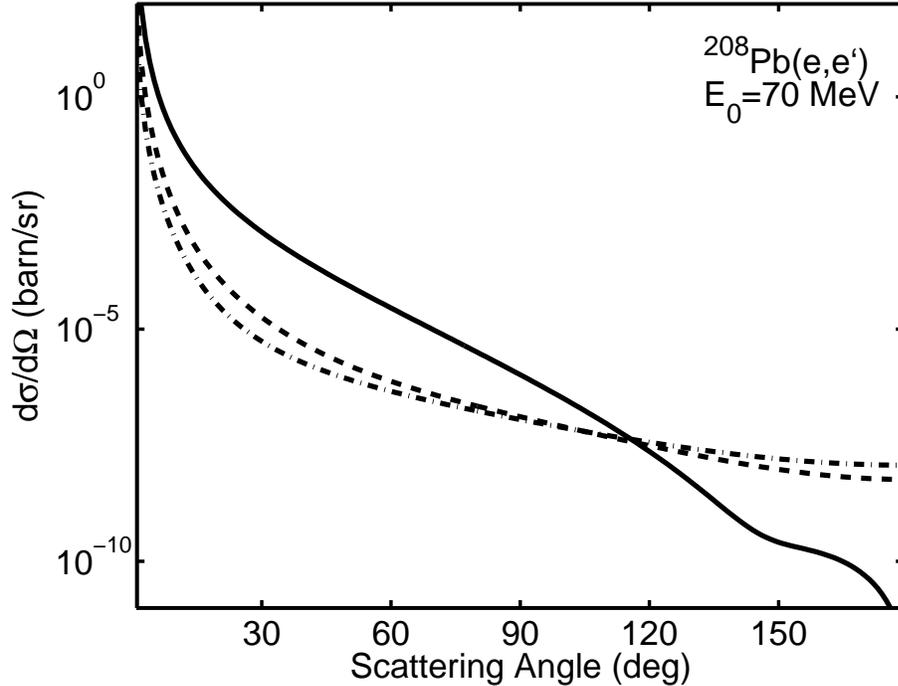


Abbildung 2: Differentieller Wirkungsquerschnitt für eine toroidale E1-Anregung (strichpunktiert), Pygmyresonanz (gestrichelt) und Dipolriesenresonanz (durchgezogen) in ^{208}Pb bei einer Einschussenergie von 70 MeV.

kungsquerschnitt bei als die hier diskutierten inelastischen Anregungen. Für spätere Messungen kommen daher nur (e,e'x)-Koinzidenzexperimente in Frage, die eine nahezu vollständige Unterdrückung des Untergrunds durch elastische Streuung ermöglichen.

2.3 Kleinwinkelstreuung

Wenn ein geladenes Teilchen Materie durchquert, treten aufgrund der Coulomb-Wechselwirkung viele Streuprozesse auf, bei denen das Teilchen um einen Winkel θ aus der Sollbahn gestreut wird. Dies führt zu einer Erhöhung der Divergenz des Gesamtstrahls nach einem Targetdurchgang in Abhängigkeit von Targetmaterial,

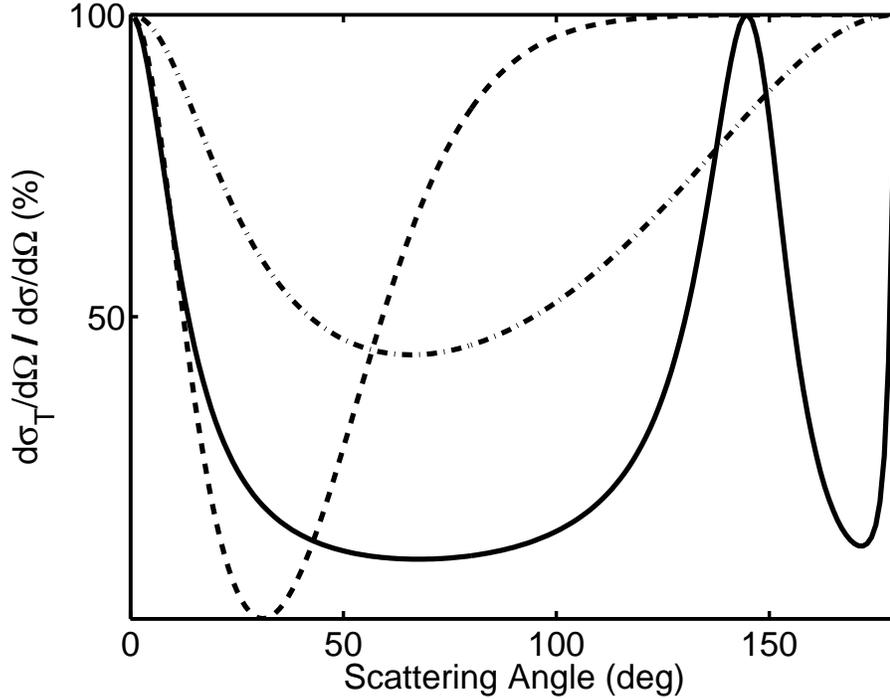


Abbildung 3: Prozentualer Anteil des transversalen Wirkungsquerschnitt am gesamten Wirkungsquerschnitt für eine toroidale E1-Anregung (strichpunktiert), Pygmyresonanz (gestrichelt) und Dipolriesenresonanz (durchgezogen) in ^{208}Pb bei einer Einschussenergie von 70 MeV.

Targetdicke und Strahlenergie. Bei hinreichender Dicke kann man in guter Näherung von einer gaussförmigen Verteilung der Streuwinkel ausgehen. Die Breite dieser Verteilung lässt sich mit Hilfe folgender Formel abschätzen [17]

$$\Theta = \frac{13.6 \text{ MeV}}{\beta c p} Z \sqrt{x/x_0} [1 + 0.038 \ln(x/x_0)]. \quad (2.3.13)$$

Darin stellt x/x_0 die Targetdicke in Einheiten der Strahlungslänge dar, p den Impuls der Teilchen, Z die Kernladungszahl des Targetmaterials und β ist die Geschwindigkeit der Teilchen in Einheiten der Lichtgeschwindigkeit c . Die Größe der Aufweitung

des Elektronenstrahls hat Einfluss auf den Untergrund einer Messung durch Strahlverluste und darf bestimmte Grenzen nicht überschreiten, um sinnvolle Experimente zu gewährleisten. Dies ist besonders kritisch bei Messungen unter kleinen Streuwinkeln und hat daher erheblichen Einfluss auf das im nächsten Kapitel beschriebene Design eines entsprechenden Nachweissystems.

3 Elektronenstreuung unter kleinen Vorwärtswinkeln am QCLAM-Spektrometer

In diesem Kapitel wird ein Konzept vorgestellt, mit dessen Hilfe man den Messbereich des QCLAM-Spektrometers auf Streuwinkel zwischen 3.5° und 6° erweitern kann. Dazu werden zunächst die Eigenschaften des QCLAM-Spektrometers besprochen. Die daraus resultierenden Randbedingungen und Anforderungen sowie ihre Realisierung werden anschließend vorgestellt.

3.1 Eigenschaften des QCLAM-Spektrometers

Das QCLAM-Spektrometer ist eines der am S-DALINAC zur Verfügung stehenden Instrumente zum Nachweis von gestreuten Elektronen. Es wurde speziell für die Durchführung von $(e, e'x)$ Koinzidenzexperimenten konzipiert. Für derartige Messungen eignet es sich besonders aufgrund der großen Raumwinkelakzeptanz von $\Delta\Omega = 35$ msr und der hohen Impulsakzeptanz von $\frac{\Delta p}{p_0} = \pm 10\%$. Der große Raumwinkel wird durch den Einsatz eines Quadrupols vor dem Spektrometerdipol erreicht, der senkrecht zur Dispersionsebene fokussiert und die Raumwinkelakzeptanz damit erhöht.

Das Detektorsystem des QCLAM-Spektrometers setzt sich aus drei hintereinander angeordneten Vieldrahtdriftkammern zusammen, mit denen sich der Durchstoßpunkt und der Durchstoßwinkel durch die Detektorebene bestimmen lassen. Der Durchstoßwinkel lässt sich nur in dispersiver Richtung feststellen. Für die Auswertung der Driftkammersignale ist es notwendig, den genauen Zeitpunkt zu kennen, zu dem das Elektron das Detektorsystem durchquert. Als Triggerdetektor für dieses Referenzsignal dient ein Plastikszintillator. Darüber hinaus ist das Detektorsystem mit einem *Čerenkov*-Detektor zur Reduktion des Untergrundes aus eingestreuten Teilchen und

Photonen ausgestattet.

Alle Eigenschaften des QCLAM-Spektrometers sind in Tabelle 1 zusammengefasst. Ein Bild des QCLAM-Spektrometers zeigt Abb. 4. Ausführlichere Darstellungen des QCLAM-Spektrometers finden sich z. B. in [13] und [18]. Eine Erweiterung des QCLAM-Spektrometers besteht in dem 180° -Messaufbau. Mit Hilfe einer Magnet-schikane können Elektronen unter einem Streuwinkel von beinahe 180° nachgewiesen werden. Der Aufbau wird detailliert in [13] beschrieben.

3.2 Anforderungen an einen Messaufbau für Elektronen-streuung unter kleinen Winkeln und ihre Realisierung

Das Hauptproblem der Messung bei kleinen Winkeln ist ein rein technisches. Das zur Messung der gestreuten Elektronen vorgesehene QCLAM-Spektrometer lässt sich auf einen minimalen Winkel von 35° bezüglich der Strahlachse fahren. Kleinere Winkel lässt das Strahlrohr, in dem die ungestreuten Elektronen zum Faraday Cup gelangen, nicht zu. In Kapitel 2 wurde gezeigt, dass für den Nachweis transversaler Anregungen ein Winkelbereich von 0° - 7° optimal ist. Man benötigt für diesen Winkelbereich einen zusätzlichen Dipolmagneten, der die Elektronen auf 35° ins QCLAM-Spektrometer umlenkt.

Ein weiteres Problem ist der relativ zur inelastischen Streuung große Wirkungsquerschnitt der elastischen Streuung. Für das Experiment ist daher ein schlechtes Signal-zu-Untergrund Verhältnis zu erwarten. Die Experimente sind aus diesem Grund als Koinzidenzexperimente geplant, die eine fast vollständige Unterdrückung des Untergrunds ermöglichen. Ein entsprechender Neutronendetektor mit hoher Raumwinkelakzeptanz ist hierfür bereits im Rahmen einer anderen Arbeit in Planung [19]. Im weiteren wird daher nur die Lösung des zuerst geschilderten Problems diskutiert,

Tabelle 1: Eigenschaften des QCLAM-Spektrometers

Magnetische Parameter:	
Dipol:	
Induktion:	≤ 1 T
Ablenkwinkel:	120°
Maximaler Impuls:	200 MeV/c
Mittlerer Ablenkradius:	660 mm
Kleinster Polschuhabstand:	120 mm
Quadrupol:	
Feldgradient:	≤ 3 T/m
Apertur:	220 mm
Effektive Länge:	400 mm
Optische Parameter (im konventionellen Betrieb):	
Horizontale Winkelakzeptanz:	100 mrad
Vertikale Winkelakzeptanz:	100 mrad
Raumwinkel:	35 msr
Dispersion am Detektor:	2.35 cm/%
Parameter des Detektorsystems:	
Parameter in dispersiver Richtung:	
Ortsauflösung:	0.3 mm
Winkelauflösung:	3 mrad
Länge der Nachweisfläche:	670 mm
Akzeptanz des Durchstoßwinkels:	$\pm 40^\circ$
Impulsakzeptanz:	$\pm 10\%$
Parameter in nichtdispersiver Richtung:	
Ortsauflösung:	1mm
Breite der Nachweisfläche (Spezifikation):	80 mm
Geometrische Breite der Nachweisfläche:	120 mm

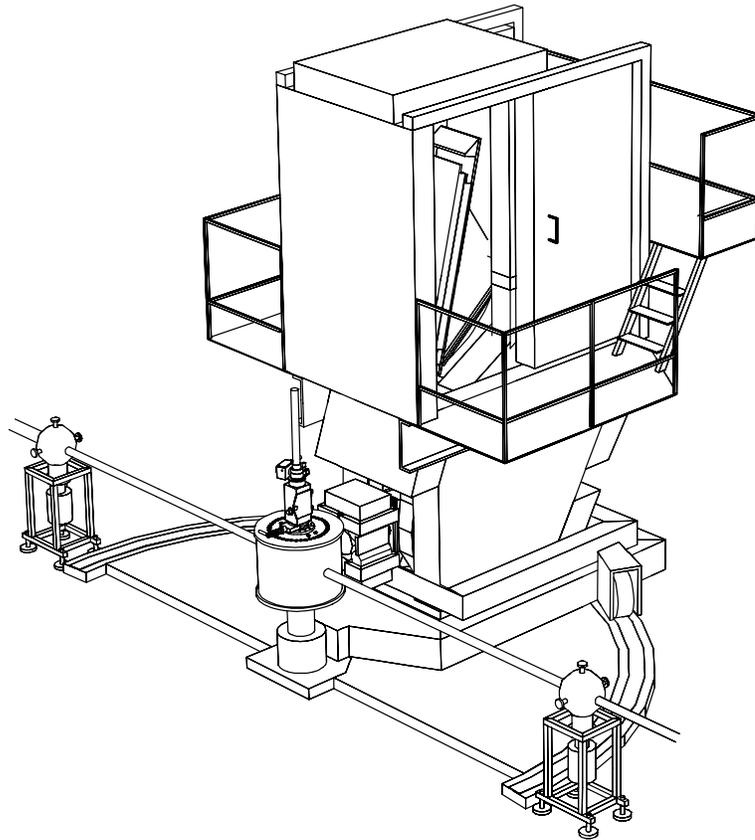


Abbildung 4: Das QCLAM-Spektrometer mit einem Teil der Strahlführung und der Streukammer in der Mitte. Die Schikane für Messungen im 180°-Betrieb fehlt auf dieser Abbildung.

welche Ziel dieser Arbeit war.

Zunächst gilt es sicher zu stellen, dass der primäre Elektronenstrahl unter 0° durch den zusätzlichen Magneten nicht in das QCLAM-Spektrometer gelangen darf. Dies hätte Zählraten zur Folge, die von dem Detektorsystem nicht verkraftet werden könnten. Man muss sich also auf Streuwinkel beschränken, die größer als die Aufweitung durch die Kleinwinkelstreuung sind. Das Ziel ist somit ein Magnet, der die gestreuten Elektronen in das QCLAM-Spektrometer lenkt und die ungestreuten nicht weiter defokussiert. Die Ablenkung muss in einer definierten Weise erfolgen, damit später der

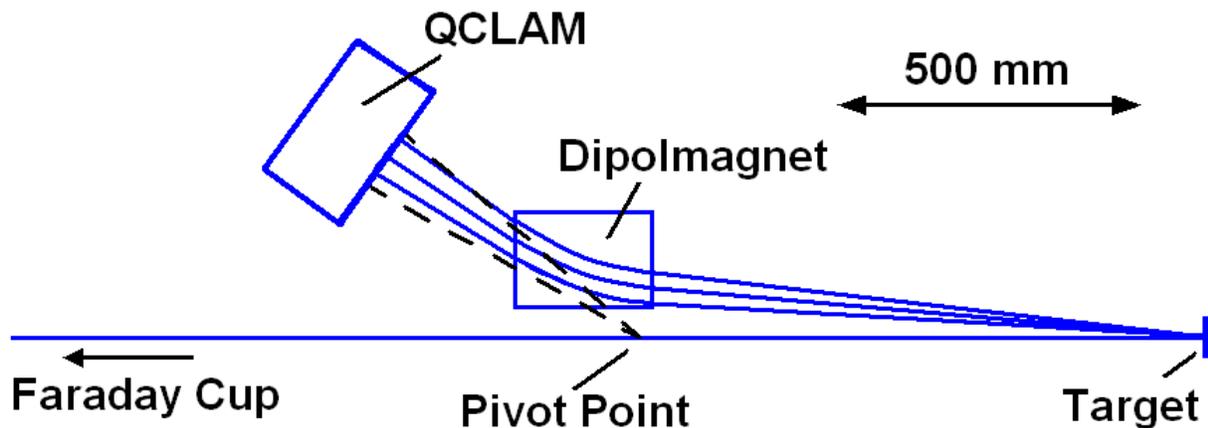


Abbildung 5: Schema des neuen Aufbaus. Das Drehzentrum des QCLAM-Spektrometers ist als Pivot Point gekennzeichnet.

ursprüngliche Streuwinkel rekonstruiert werden kann. Außerdem ist eine möglichst hohe Raumwinkel- und Impulsakzeptanz wünschenswert. Praktisch bedeutet dies eine starke Unterdrückung des Randfeldes, oder mit anderen Worten, eine möglichst scharfe Feldkante. Ein derartiger Aufbau ist in Abb. 5 schematisch dargestellt. Bei den Simulationsrechnungen, die im nächsten Kapitel vorgestellt werden, zeigt sich, dass Streuwinkel kleiner 3.5° nicht zu realisieren sind ohne die ungestreuten Elektronen signifikant zu beeinflussen. Ausgehend von diesem Wert kann man, bei Ausnutzung der gesamten horizontalen Winkelakzeptanz des QCLAM-Spektrometers, Elektronen bis zu horizontalen Streuwinkeln von ca. 6° in das Spektrometer umlenken.

Ähnlich wie für Messungen mit dem 180° -Aufbau wird der neue Magnet für die Messung unter kleinen Winkeln in das Drehzentrum des QCLAM-Spektrometers gesetzt. Dieser Magnet wird im nachfolgenden mit SAM (Small Angle Magnet) bezeichnet. Das Target selbst wird von dieser Position aus in Strahlrichtung vorverlegt. Bei der Festlegung des Abstands, um den das Target vorverlegt wird, gilt es mehrere Punkte zu beachten. Einerseits sollte der Abstand so groß wie möglich sein, da der minimal

nachweisbare Winkel in guter Näherung antiproportional zum Abstand ist. Gleichzeitig nimmt allerdings auch die Raumwinkelakzeptanz ab, und zwar proportional zum Kehrwert des Abstandsquadrats. Man muss also zwischen der Größe der nachweisbaren Streuwinkel und der Raumwinkelakzeptanz abwägen. Auch darf sich die Aufweitung des Strahls durch die Kleinwinkelstreuung nicht mit dem angestrebten Winkelbereich überschneiden. Für die Kleinwinkelstreuung muss man in extremen Fällen mit einer Divergenz des Strahls von bis zu 2° rechnen (dreifache Standardabweichung). Bei den Simulationsrechnungen zu den Magnetfeldern hat sich gezeigt, dass eine Feldkantenbreite kleiner 5.2 cm bei Berücksichtigung aller weiteren Anforderungen nicht möglich ist. Mit Feldkantenbreite ist hier die Breite des Bereichs gemeint, in dem das Magnetfeld von weniger als einem Prozent auf über 99 Prozent des Maximalwertes ansteigt. Die Ergebnisse hierzu werden im nächsten Kapitel vorgestellt.

Wenn man nun den erwünschten kleinsten nachweisbaren Streuwinkel, mit einem gewissen Sicherheitsabstand zur Kleinwinkelstreuung, zu 3.5° festlegt und für den Abstand zur Strahlachse 5.5 cm berücksichtigt, erhält man für den Abstand des Targets zum SAM einen Wert von ca. 90 cm. Die Raumwinkelakzeptanz bleibt bei diesem Abstand noch in einem vernünftigen Rahmen ($\Delta\Omega \approx 1.1$ msr).

Die erforderliche Größe des Magnetfeldbereichs des SAM lässt sich abschätzen, indem man zunächst vom Idealfall einer Kreisbahn in einem scharf begrenzten Bereich mit Magnetfeld ausgeht. Wenn man vereinfachend annimmt, dass sich das Elektron senkrecht zum Magnetfeld bewegt, erhält man durch Gleichsetzen von Zentrifugalkraft und Lorentzkraft folgende skalare Ausgangsgleichung

$$\frac{mv^2}{r} = qvB. \quad (3.2.14)$$

Im relativistischen Grenzfall kann man weiter vereinfachend $p = mv \approx \frac{E}{c}$ setzen. Man erhält eine Beziehung für die sogenannte magnetische Steifigkeit (rB) der Elektronen in Abhängigkeit von ihrer Energie

$$rB = \frac{E}{ec}. \quad (3.2.15)$$

Für Elektronen mit einer Energie von 80 MeV ergibt sich daraus beispielsweise eine magnetische Steifigkeit von ca. 0.27 Tm. Der verfügbare Platz erlaubt für den Ablenkradius einen Maximalwert von ca. 0.4 m. Damit erhält man für das Magnetfeld eine mindestens notwendige Feldstärke von ca. 0.7 T. Das ist ein durchaus ohne größeren Aufwand mit Hilfe eines Elektromagneten erreichbarer Wert. Allerdings passt ein Magnet mit einem Ablenkradius von 0.4 m aufgrund seiner Abmessungen nicht in die bereits vorhandene Streukammer. Ein Verkleinern des Ablenkradius würde ein stärkeres Feld notwendig machen. Dies wiederum erfordert einen sehr kompakten Magneten mit hohen Strömen und mit einer entsprechend für das Vakuum ausgelegten Kühlung. All dies würde nicht nur einen erheblichen technischen, sondern auch einen sehr hohen finanziellen Aufwand bedeuten. Es wurde daher entschieden, die Streukammer für die Experimente bei kleinen Streuwinkeln zu entfernen. Der SAM wird an Stelle der Streukammer aufgebaut, und eine speziell gefertigte Vakuumkammer wird durch den SAM geführt. Dies schafft größere Freiheit bei der Konstruktion des Magneten.

Der räumliche Abstand des Targets zum SAM ergibt sich zum einen natürlich wiederum durch den verfügbaren Raum endliches Raumangebot am Experimentierplatz, die entscheidendere Rolle spielt jedoch die bereits in Kapitel 2 besprochene Kleinwinkelstreuung. Der im Sinne des Experiments ungestreute Elektronenstrahl hat, je nach Targetmaterial, Targetdicke und Strahlenergie, nach dem Targetdurchgang eine erhöhte Divergenz. Dieser nun aufgeweitete Strahl muss zunächst den SAM passieren und danach zur Strommessung vollständig in den Faraday Cup gelangen. Abgesehen von der Strommessung zur späteren Normierung ist eine vollständige Deponierung des Strahls wichtig, um den Untergrund in den Spektren zu minimieren. Dadurch ergeben sich bereits bei einem nur um 90 cm vorverlegten Target gewisse Einschränkungen an die genannten Parameter Targetdicke und Strahlenergie. In Abb. 6 wird der Einfluss der Targetdicke in Einheiten von Strahlungslängen bei verschiedenen Strahlenergien veranschaulicht.

Es ist nicht sinnvoll mehr als einen Radius von 2 cm um die Sollbahn für den aufgeweiteten Strahl zu berücksichtigen, da man sonst die Feldkante für die gestreuten Elektronen unnötig weit zu größeren Winkeln verschieben müsste. Das Ende der durch SAM führenden Vakuumkammer hat vom Target einen Abstand von ca. 1.5 m. Da die genannte Vakuumkammer noch nicht existiert, sind die angegebenen Werte als vorläufige Annahmen zu verstehen, die allerdings eine negative Obergrenze markieren. Nach der Vakuumkammer schließt sich ein Strahlrohr mit einem Radius von 7.5 cm an, das zum noch ca. 5 m entfernten Faraday Cup führt. Auf diesem letzten Stück Strahlrohr sind außerdem noch zwei Fokussierquadrupole angebracht, so dass nach der Passage von SAM ein Erreichen des Faraday Cup für die ungestreuten Elektronen problemlos gewährleistet ist. Als einschränkende Bedingung ergibt sich somit, dass der aufgeweitete Strahl 1.5 m nach Targetdurchgang einen Radius von

2 cm nicht überschreiten darf.

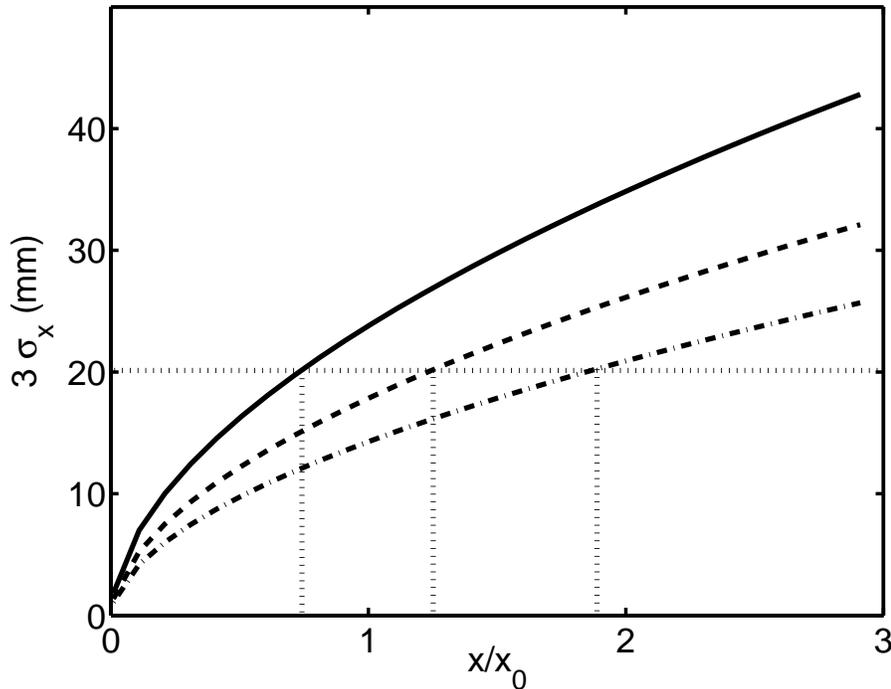


Abbildung 6: Strahlradius 1.5 m nach dem Targetdurchgang in Abhängigkeit von der Targetdicke bei verschiedenen Strahlenergien: 100 MeV (strichpunktiert), 80 MeV (gestrichelt), 60 MeV (durchgezogen)

Wie man Abb. 6 entnehmen kann, ist man je nach Strahlenergie auf eine bestimmte maximale Targetdicke beschränkt, wenn man die angegebenen Bedingungen einhalten will. Es wäre dadurch gewährleistet, dass der gesamte ungestreute Strahl im Faraday Cup deponiert wird. Als Strahlradius werden hier drei Standardabweichungen berücksichtigt, so dass sich im Mittel 99.7% der Elektronen innerhalb dieses Radius befinden. Bei einer Strahlenergie von 80 MeV entspräche das z. B. für ein Bleitarget einer Targetdicke von $1.25 x_0$, also ca. 8 mg/cm^2 . Dies stellt schon eine gewisse, wenn auch nicht allzu strenge Einschränkung an das Target dar. Für leichtere Materialien ist die Targetdicke noch um einiges unproblematischer.

4 Design des Separationsmagneten

4.1 Grundlagen der Magnetfeldsimulation

Zur Berechnung einer Magnetfeldverteilung bei gegebener Material- und Stromverteilung stehen eine Vielzahl kommerzieller Programme zur Verfügung. Im Rahmen dieser Arbeit wurden zwei solche Programme verwendet, namentlich Opera 2D von Vector-Fields [20] und EM-Studio von CST [21]. Beide Programme verfügen über eine grafische Oberfläche, mit deren Hilfe man ein geometrisches Modell erstellen, den einzelnen Teilen des Modells die entsprechenden Materialeigenschaften zuordnen und die notwendigen Randbedingungen definieren kann. Allen Programmen dieser Art liegt die Diskretisierung der Maxwell'schen Feldgleichungen und der zugehörigen Materialgleichungen ($\vec{B} = \mu\vec{H}$, $\vec{D} = \epsilon\vec{E}$) zugrunde. Ein Beispiel für eine Diskretisierung mit Hilfe eines Rechteckgitters ist in Abb. 7 dargestellt. Bei einer gegebenen Diskretisierung kann man verschiedene Verfahren anwenden, um ein den partiellen Differentialgleichungen des Problems ähnliches Extremwertproblem zu lösen. Das zur Zeit gängigste Verfahren, welches auch von den beiden oben genannten Programmen genutzt wird, ist das der Finiten Elemente [20, 22]. Daneben gibt es aber noch eine Reihe anderer Verfahren wie z.B. das der finiten Integration oder der finiten Differentiation. Bei dem Finite Elemente Verfahren werden den einzelnen Raumbereichen (Elementen) Ansatzfunktionen zugeordnet die nur innerhalb dieser Bereiche ungleich Null sind. Die Lösung ist dann eine Superposition aller Ansatzfunktionen.

Man erhält bei allen Verfahren umfangreiche lineare Gleichungssysteme, die mit Hilfe gängiger numerischer Algorithmen gelöst werden. Die Genauigkeit der Lösung hängt, abgesehen vom Lösungsalgorithmus für das Gleichungssystem, wesentlich von der gewählten Diskretisierung des Raums ab. Sie erzeugt die zu lösenden Gleichun-

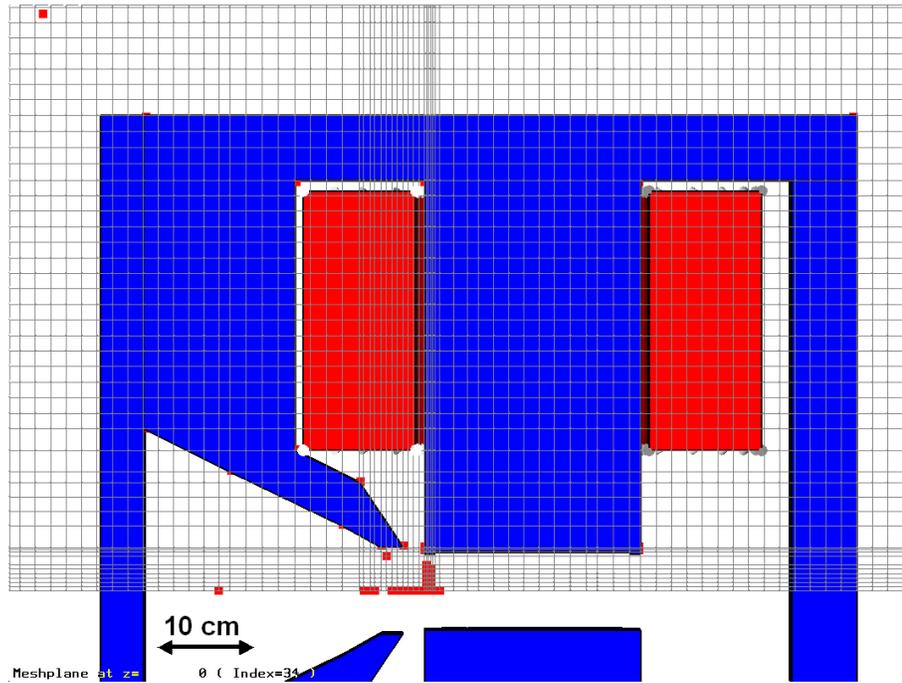


Abbildung 7: Beispiel für eine Rechteckdiskretisierung.

gen und muss so gewählt werden, dass alle relevanten Modelldetails ausreichend gut aufgelöst werden. Zur Unterstützung bei dieser Aufgabe verfügen beide Programme über eine Routine zur adaptiven Gitterverfeinerung (adaptive mesh refinement). Bei der adaptiven Gitterverfeinerung werden von dem Simulationsprogramm selbstständig mehrere iterative Rechnungen bei verschiedener Diskretisierung durchgeführt. An Orten an denen die Diskretisierung großen Einfluss auf das Ergebnis hat wird das Gitter so weit verfeinert bis die Rechnung in vorher festgelegten Grenzen konvergiert. Eine solche iterative Gitterverfeinerung verlängert den erforderlichen Rechneaufwand erheblich, die Ergebnisse der Simulation werden jedoch durch dieses Verfahren entscheidend verbessert. Darüber hinaus kann das optimierte Gitter auch für spätere Rechnungen, in denen nicht zu große Veränderungen der Modellparameter vorgenommen wurden, verwendet werden. Es ist dennoch wichtig sich bei

jeder Rechnung manuell davon zu überzeugen, dass das Gitter der Geometrie des Problems ausreichend gut angepasst ist. Auch müssen die berechneten Ergebnisse daraufhin überprüft werden, ob sie physikalisch sinnvoll bzw. möglich sind. Abgesehen von den maximalen Fehlerschranken, die von den Programmen ausgegeben werden, sollte man hin und wieder durch Variation der Diskretisierung die Ergebnisse manuell auf Konsistenz prüfen. Wenn bei Vergrößerung und Verkleinerung der Diskretisierung keine signifikant unterschiedlichen Ergebnisse erzielt werden, ist die gewählte Diskretisierung ausreichend genau.

In allen Berechnungen wurde durchgehend als Polschuhmaterial 1010-Stahl angenommen und die zugehörige B-H-Kurve (Abb. 8) als Materialeigenschaft berücksichtigt [21]. Die Hysterese des Polschuhmaterials muss, da es sich um einen nichtlinearen Effekt handelt, durch iteratives Lösen des Gleichungssystems berücksichtigt werden. Ein Vergleich der mit Hilfe der beiden Programme Opera 2D und EM-Studio berechneten Feldverteilungen zeigte gute Übereinstimmung.

Überblicksarbeiten zum Thema Feldsimulation und Magnetoptik finden sich in den Quellen [20-25].

4.2 Optimierung der Feldkante

Zur Erzeugung von Magnetfeldern mit einer scharfen Feldkante wird gewöhnlich ein sogenannter Septum-Magnet verwendet. Bei einem solchen Magneten sind jedoch der feldfreie Bereich und der Bereich mit Magnetfeld durch eine dünne Spule getrennt. Als Strahlführungselement ist ein solcher Magnet ausgezeichnet geeignet, zur Durchführung eines Streuexperiments jedoch nicht. Das zusätzliche Hindernis im Strahlengang würde den Untergrund der Messung empfindlich erhöhen. Ziel ist also die Unterdrückung des Randfeldes, ohne ein Hindernis in den Strahlengang zu

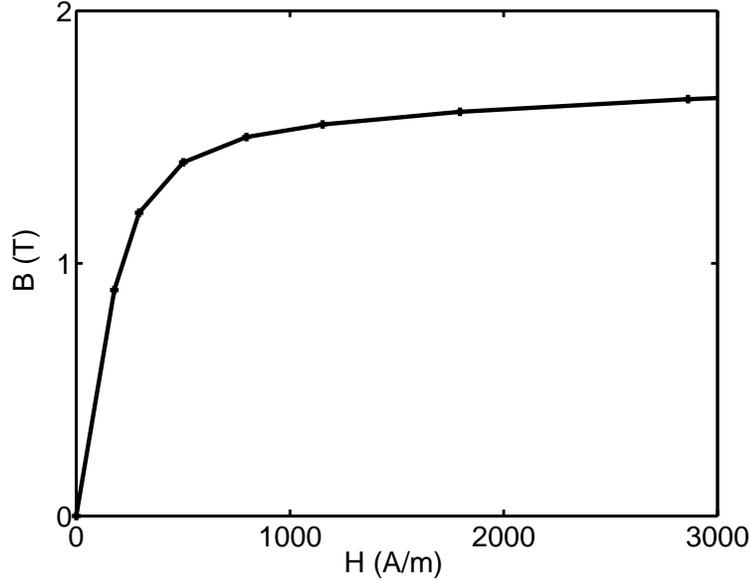


Abbildung 8: B-H-Kurve für 1010-Stahl [21]

bringen. Zu diesem Zweck kann man zunächst vom gewöhnlichen Design eines H-Magneten ausgehen, der das gewünschte Dipolfeld liefert. Wenn man nun auf einer Seite einen Teil des Rückflussjochs dazu nutzt, ein Gegenfeld zu dem Randfeld zu erzeugen, kann man dieses in der Tat effektiv unterdrücken. Die entsprechende Konstruktion zur Erzeugung des Gegenfeldes wird im weiteren mit Feldklammer bezeichnet.

Die Form der in Abb. 9 zu erkennenden Feldklammern wurde in mehreren iterativen Prozessen optimiert. Verändert wurden unter anderem die Dicke der Feldklammern, deren räumliche Position und deren Form. Das Fadenkreuz in Abb. 9 markiert die Position des Elektronenstrahls. Abb. 10 zeigt den horizontalen Feldverlauf in der Mitte des Magneten. Zum Vergleich ist der Feldverlauf ohne Randfeldunterdrückung aufgetragen. Die Breite auf der das Magnetfeld von 1% auf 99 % seines Maximalwertes ansteigt ist in der Abbildung eingezeichnet und beträgt ca. 5.2 cm. Wie man

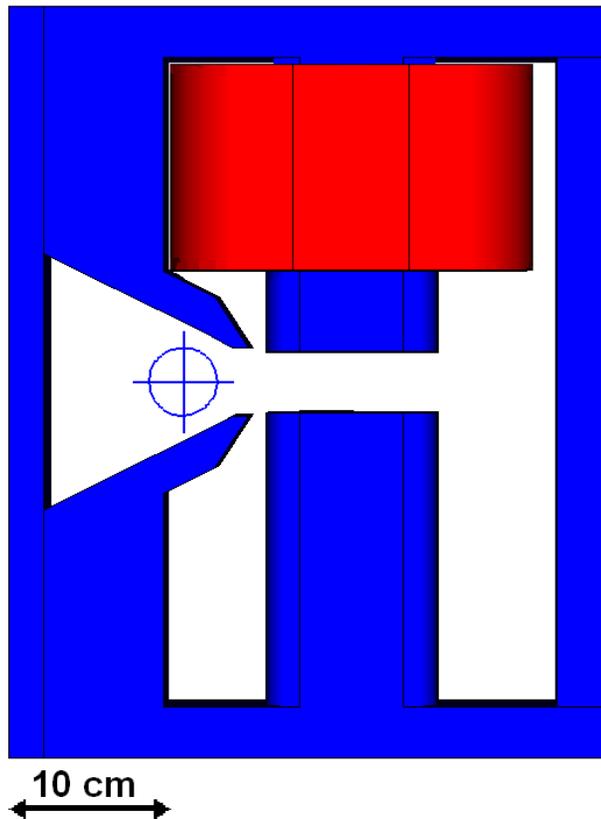


Abbildung 9: Frontalansicht des SAM mit Blick in Strahlrichtung. Um den unteren Polschuh befindet sich eine mit der oberen identische Spule, sie wurde hier zur Vereinfachung weggelassen. Das eingezeichnete Fadenkreuz zeigt die Position der ungestreuten Elektronen an.

sieht nimmt das Randfeld sogar negative Werte an. Dieser Effekt wird in Abb. 11 deutlicher. Für die Berechnung des Feldverlaufs der gestrichelten Kurve wurde das Rückflussjoch auf der Seite der Feldklammern völlig entfernt, wodurch mehr magnetischer Fluss für das Gegenfeld zur Verfügung stand. Das Randfeld nimmt in diesem Fall deutlich negative Werte an.

Um die Feldstärke in der Nähe des ungestreuten Strahls zu veranschaulichen, werden in Abb. 12 die absoluten Feldstärken auf dem in Abb. 9 eingezeichneten Kreis des Fadenkreuzes aufgetragen. Der Radius des Kreises entspricht mit 2 cm gerade dem,

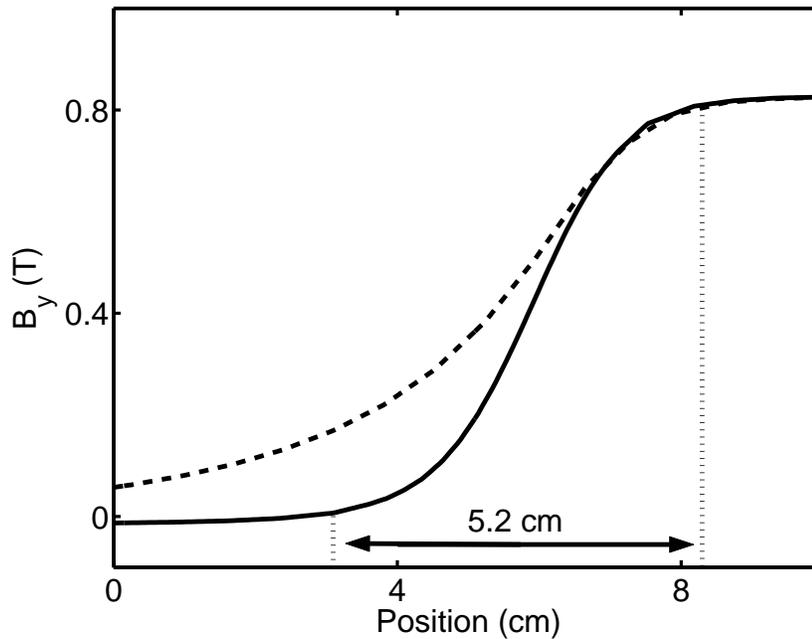


Abbildung 10: Vergleich des Randfeldverlaufs einmal mit Feldklammern (durchgezogen) und einmal bei einem gewöhnlichen Dipolmagneten (gestrichelt) ohne irgendwelche besonderen Maßnahmen der Randfeldunterdrückung.

im vorigen Kapitel für den aufgeweiteten Strahl abgeschätzten zusätzlichen Raum. Die Feldstärke liegt auf diesem Kreis um Werte von 0.02 T, innerhalb des Kreises noch darunter. Eine Feldstärke von ≤ 0.02 T ist gering genug, um den Strahl nicht signifikant zu beeinflussen.

In Abb. 13 ist in einem Schnitt durch die mittlere Magnetebene der Magnetfeldverlauf mit Hilfe von Grauabstufungen entsprechend der rechts abgebildeten Skala dargestellt. Die Skala ist zu Gunsten eines besseren Kontrasts auf einen Bereich von -0.3 T bis 1.2 T begrenzt. Alle Bereiche mit Magnetfeldern oberhalb/unterhalb dieser Grenzen sind schwarz/weiß dargestellt. Da dies nur auf Bereiche innerhalb der Polschuhe bzw. des Rückflussjochs und der Feldklammern zutrifft, kann man die Konturen des SAM gut erkennen. Die Wirkung der Feldklammern wird in dieser

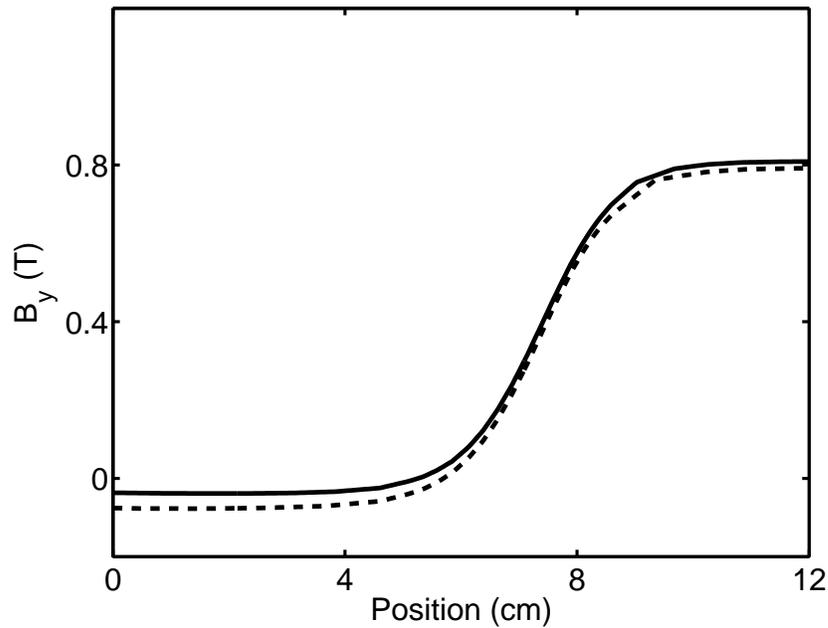


Abbildung 11: Einfluss des Rückflussjochs auf die Randfeldabschirmung. Die gestrichelte Linie entspricht einem auf der Seite der Feldklammern völlig entfernten Rückflussjoch.

Abbildung sichtbar.

In Abb. 14 ist der Feldverlauf in der Aufsicht auf die Strahlebene in der gleichen Weise dargestellt. Hier wird die Unterdrückung des Randfeldes nach links im Vergleich mit dem unbeeinflussten Verlauf nach unten besonders deutlich. Abbildung 15 ist mit der vorhergehenden nahezu identisch, die betrachtete Ebene liegt allerdings 16 mm über der Strahlebene. Man sieht, dass die Unterdrückung des Randfeldes auch außerhalb der Strahlebene funktioniert.

Eine Variation der maximalen Feldstärke des Dipolfeldes zeigt einen weitgehend linearen Verlauf für die Feldstärke des trotz Abschirmung vorhandenen Randfeldes. Dies ist Abb. 16 zu entnehmen, in der die Stärke des Randfeldes (in der Mitte des Fadenkreuzes in Abb. 9) gegen das Maximalfeld aufgetragen ist. Erst wenn man mit

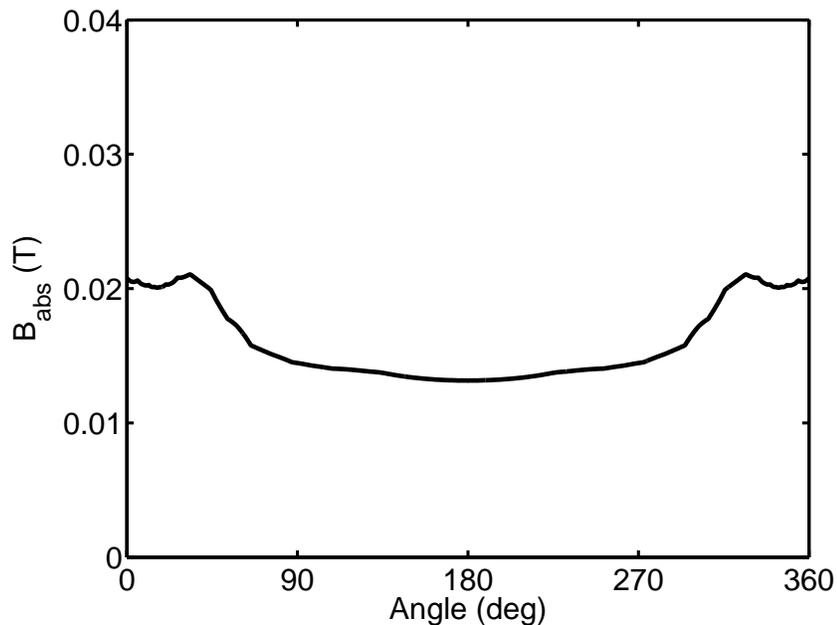


Abbildung 12: Absolute Feldwerte auf dem in Abb. 9 eingezeichneten Kreis mit Radius 2 cm. Die jeweilige Position auf dem Kreis ergibt sich aus den Winkeln (0° in Richtung der x-Achse).

den Feldstärken in Bereiche der Sättigung kommt, ist dies nicht mehr der Fall. Solche Betriebszustände sind aber weder geplant noch mit dem vorgesehenen Netzgerät überhaupt möglich.

Ein Vorteil dieses Designs ist, dass man sich noch nicht eindeutig für eine Position der Feldkante festlegt. Man kann, falls nötig, den SAM problemlos um einige Zentimeter nach links oder rechts verschieben, abweichend vom ursprünglichen Entwurf. Für die Feldklammern wurde auch eine aktive Regelung mit Hilfe kleiner Spulen in Betracht gezogen. Die passive Randfeldunterdrückung funktioniert jedoch so gut, dass der zusätzliche Aufwand einer aktiven Regelung nicht gerechtfertigt ist verglichen mit der sehr kleinen Verbesserung, die erzielt werden könnte.

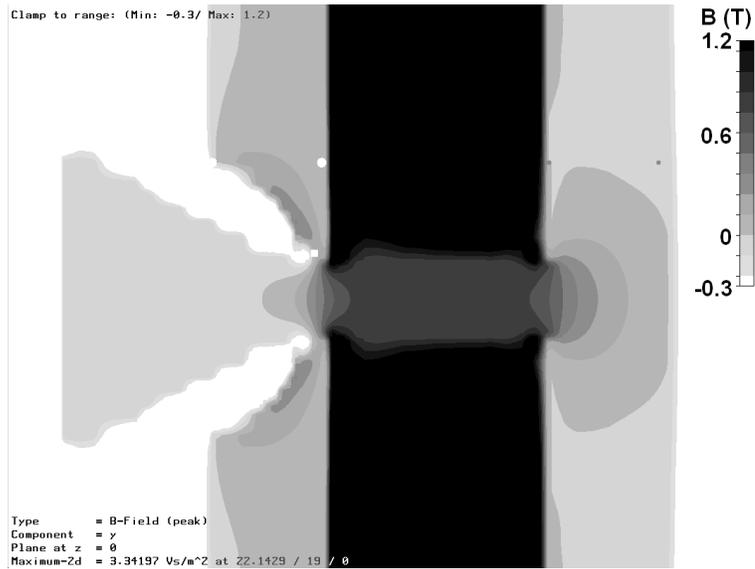


Abbildung 13: Hier ist in einem Schnitt durch die mittlere Magnetebene der Magnetfeldverlauf mit Hilfe von Graustufen entsprechend der rechts abgebildeten Skala dargestellt.

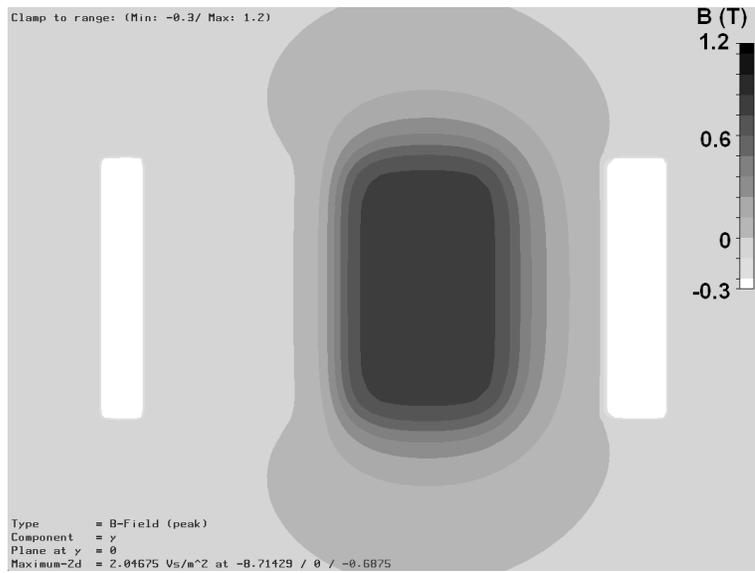


Abbildung 14: Feldverlauf in der Aufsicht mit Hilfe von Graustufen im Bereich von -0.3 T bis 1.2 T. Werte oberhalb/unterhalb sind entsprechend schwarz/weiß. Die Schnittebene fällt mit der Strahlebene zusammen.

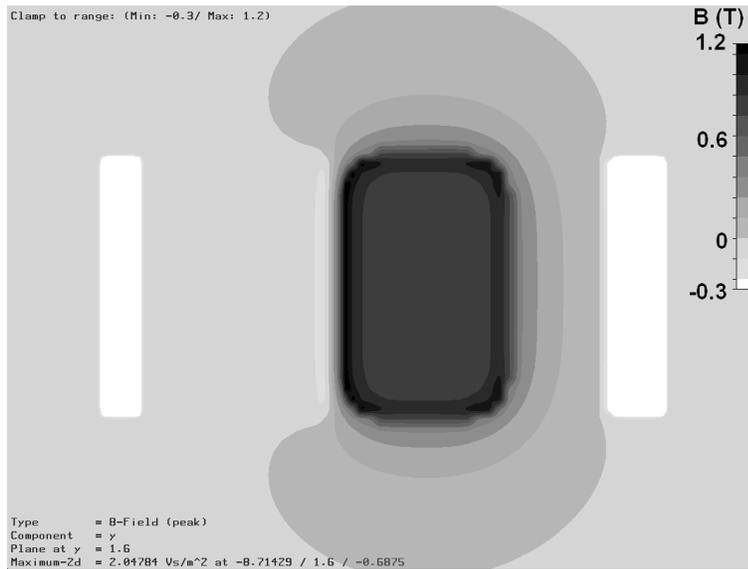


Abbildung 15: Mit Abb. 14 identisch, lediglich liegt die Schnittebene hier 16 mm oberhalb der Strahlebene. Man kann erkennen, dass die Randfeldunterdrückung auch außerhalb der Strahlebene sehr gut funktioniert.

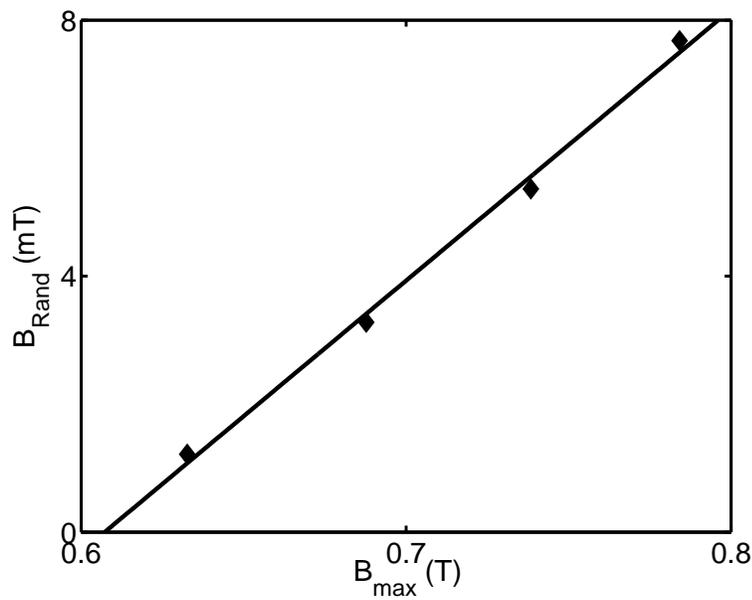


Abbildung 16: Stärke des Randfeldes an der Position des in Abb. 9 eingezeichneten Fadenkreuzes aufgetragen über der maximalen Feldstärke des Dipolfeldes.

4.3 Untersuchung der Abbildungseigenschaften

Die Form des Dipolfeldes hat entscheidenden Einfluss auf die gesamten magnet-optischen Abbildungseigenschaften. Die Leistungsmerkmale des QCLAM-Spektrometers, wie sie in Kap. 5 aufgelistet sind, werden sich leider unweigerlich verschlechtern. Ziel muss es sein, die guten Eigenschaften des QCLAM-Spektrometers, wie z. B. hohe Raumwinkel-, Impulsakzeptanz und Auflösung so weit wie möglich zu erhalten.

Eine einfache Methode zur Fokussierung der gestreuten Elektronen ist in Abb. 17 dargestellt. Durch den Effekt der Kantenfokussierung, kann man z.B. über die Veränderung des Austrittswinkels die Winkelakzeptanz erhöhen. Die Ursache für diese Fokussierung liegt in der veränderten Wegstrecke, welche die Elektronen im Magnetfeld zurücklegen. Die horizontale Winkelakzeptanz für die beiden in Abb. 17 dargestellten Geometrien ist in den Abb. 18 und 19 aufgetragen. Man sieht die deutlich größere horizontale Winkelakzeptanz im Falle eines Kantenwinkels für die Austrittskante von 35° gegenüber einem Winkel von 0° , vor allem für hohe Energien relativ zur Sollenergie. Insgesamt würde sich bei Einsatz einer entsprechenden Fokussierung die Raumwinkelakzeptanz um 20 bis 30% verbessern. Andererseits leidet die Rekonstruierbarkeit des Streuwinkels ganz erheblich unter dieser Verbesserung der Winkelakzeptanz, wie die Abb. 20 und 21 zeigen. In Abb. 20 sind einem Punkt in nichtdispersiver Richtung (z Koordinate) zwei mögliche horizontale Streuwinkel zugeordnet. Der Winkel der Austrittskante entspricht für diese Abbildung 35° . Wenn man auf die Kantenfokussierung verzichtet erreicht man, dass die Zuordnung wieder eindeutig wird, wie in Abb. 21 gezeigt.

Man wird daher zu Gunsten der Rekonstruierbarkeit auf die größere Raumwinkelak-

zeptanz verzichten müssen, also den Winkel der Austrittskante zu 0° wählen. Insgesamt kann man in diesem Fall von einer Breite der horizontalen Winkelakzeptanz von 20 bis 25 mrad ausgehen, abhängig von der am Spektrometer eingestellten Sollenergie. Der zugehörige horizontale Streuwinkel ist ebenfalls von der Energie abhängig und liegt im Bereich zwischen 3.5° und 6° . Zwar wird bei einer bestimmten Energie nur ein Bruchteil der großen Raumwinkelakzeptanz des QCLAM-Spektrometers ausgenutzt, jedoch ermöglicht es die große Raumwinkelakzeptanz überhaupt erst, ein relativ großes Energieintervall zu messen. Der Ausschnitt des horizontalen Streuwinkels variiert, wie in Abb. 21 gezeigt, mit der Energie. Die hohe Impulsakzeptanz des QCLAM-Spektrometers wird dabei fast vollständig ausgenutzt. Die vertikale Winkelakzeptanz ist durch die Höhe der Polschuhöffnung festgelegt und lässt sich durch die Veränderung der Dipolfeldgeometrie nicht verbessern. Für die momentan vorgesehene Anordnung von Target und Magnet beträgt die vertikale Winkelakzeptanz ca. ± 13 mrad.

Die in den Abb. 18 bis 21 dargestellten Abbildungseigenschaften wurden mit Hilfe des bereits erwähnten Programms EM-Studio errechnet. Die durchgezogenen Linien stellen Fits an die errechneten Punkte dar. Die Streuung der Punkte liegt darin begründet, dass den berechneten Elektronenbahnen zufällig verteilte Streuwinkel zugeordnet wurden. Der Unterschied für Elektronen mit gleichem horizontalem Streuwinkel ergibt sich aus den unterschiedlichen zugehörigen vertikalen Streuwinkeln. Diese lassen sich über die Ermittlung des Durchstoßwinkels durch die Detektorebene rekonstruieren. Mit Hilfe der vertikalen Streuwinkel lassen sich entsprechende Korrekturen vornehmen, um die Energieauflösung von ca. $2 \cdot 10^{-3}$ (ohne Korrektur) auf maximal etwa $4 \cdot 10^{-4}$ (mit Korrektur) zu verbessern. Letztlich hängt die Güte der Korrektur davon ab, wie gut sich der vertikale Streuwinkel aus dem gemessenen

Durchstoßwinkel durch die Detektorebene rekonstruieren lässt. Da diese Rekonstruktion in der Praxis auf fehlerbehafteten Messungen basiert, kann man für die Realität eine Energieauflösung irgendwo zwischen den beiden genannten Extremwerten erwarten, je nach den Fehlern der Messergebnisse und dem für die Korrektur betriebenen Aufwand.

Abbildung 22 zeigt die Abweichung vom theoretischen Mittelwert in dispersiver Richtung in Abhängigkeit vom vertikalen Streuwinkel exemplarisch für die Sollenergie. Die Streuung der Punkte um die Fitkurve hat ihren Ursprung in der unberücksichtigt gebliebenen zusätzlichen Abhängigkeit der Abweichung vom horizontalen Streuwinkel.

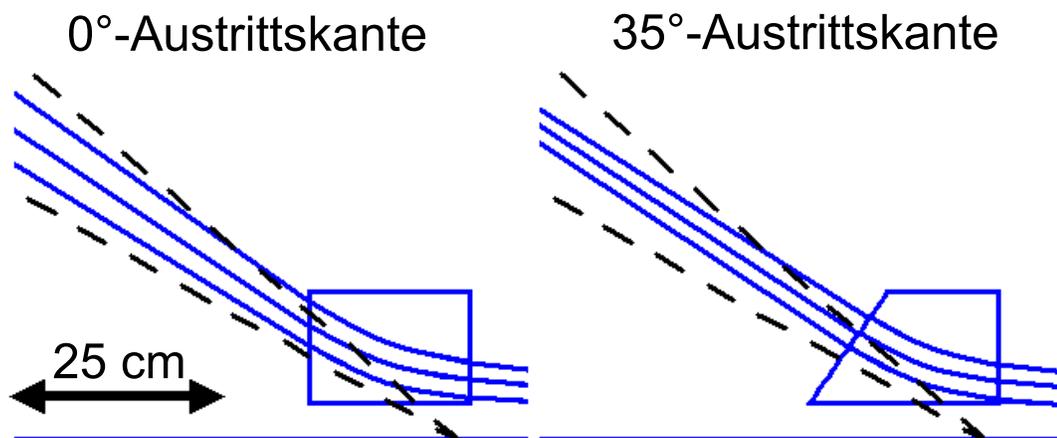


Abbildung 17: Fokussierung des gestreuten Strahls durch eine geneigte Austrittskante.

In Tabelle 2 sind die Eigenschaften des neuen Kleinwinkelmessaufbaus, sowie die des Normalbetriebs und die des 180°-Betriebs im Vergleich aufgelistet. Die Werte für den Kleinwinkelmessaufbau basieren auf den beschriebenen theoretischen Überlegungen.

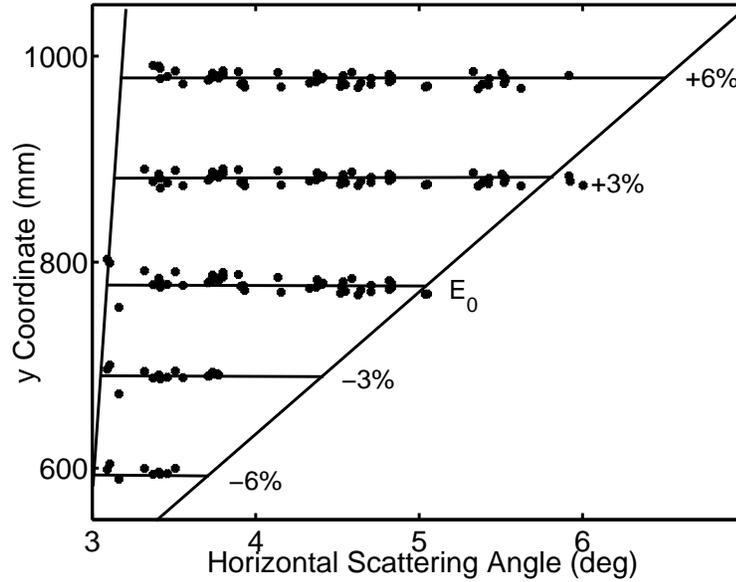


Abbildung 18: Dispersive Detektorkoordinate (y Coordinate) aufgetragen über dem horizontalen Streuwinkel für unterschiedliche relative Impulsablagen. Der Winkel der Austrittskante beträgt 35° entsprechend Abb. 17.

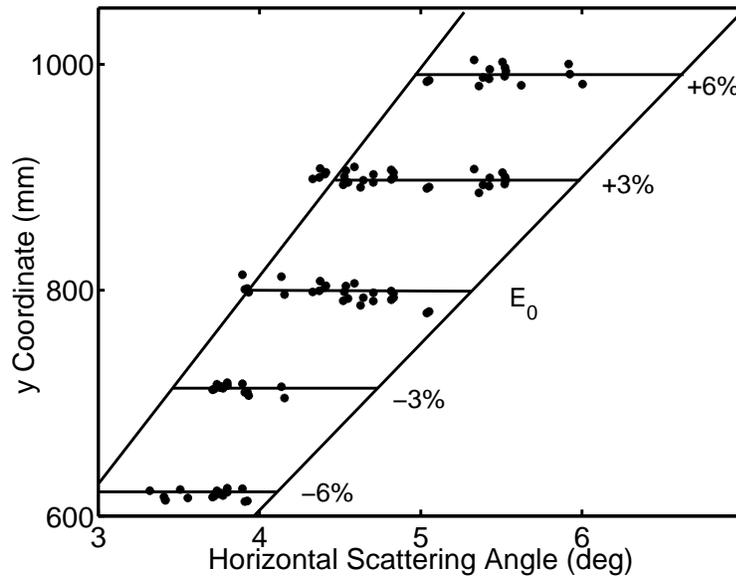


Abbildung 19: Dispersive Detektorkoordinate (y Coordinate) aufgetragen über dem horizontalen Streuwinkel für unterschiedliche relative Impulsablagen. Der Winkel der Austrittskante beträgt 0° entsprechend Abb. 17.

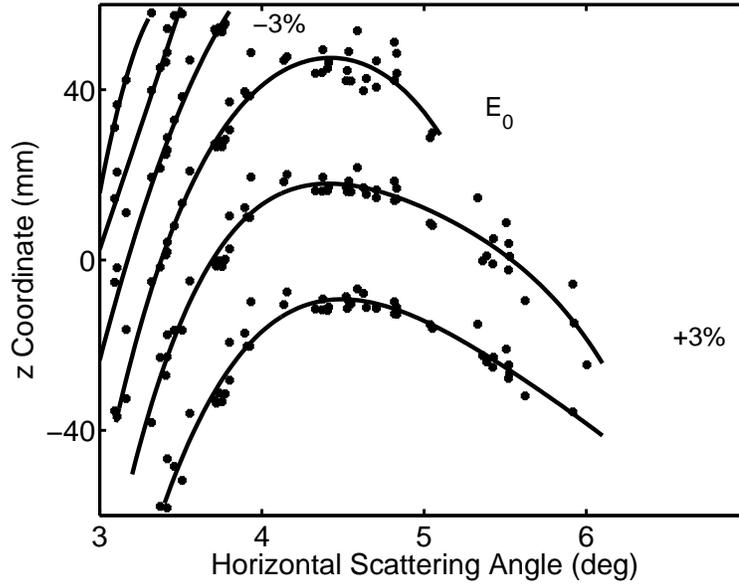


Abbildung 20: Nichtdispersive Detektorkoordinate (z Coordinate) aufgetragen über dem horizontalen Streuwinkel für unterschiedliche relative Impulsablagen. Der Winkel der Austrittskante beträgt 35° entsprechend Abb. 17.

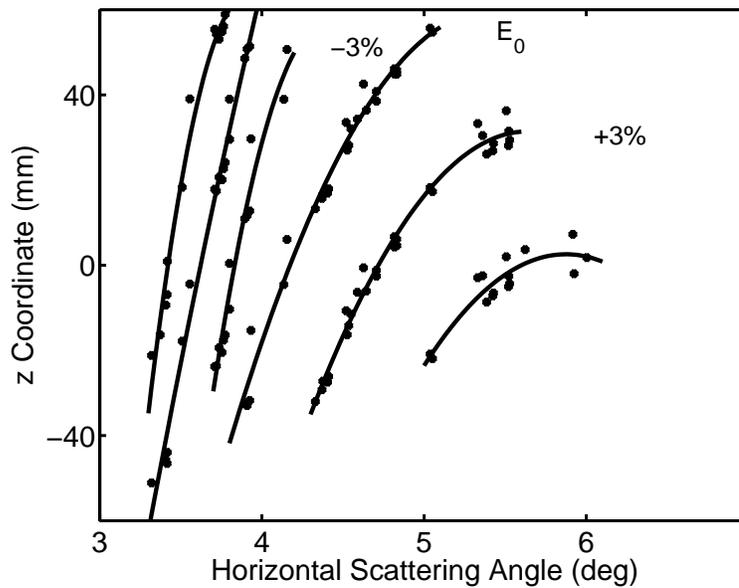


Abbildung 21: Nichtdispersive Detektorkoordinate (z Coordinate) aufgetragen über dem horizontalen Streuwinkel für unterschiedliche relative Impulsablagen. Der Winkel der Austrittskante beträgt 0° entsprechend Abb. 17.

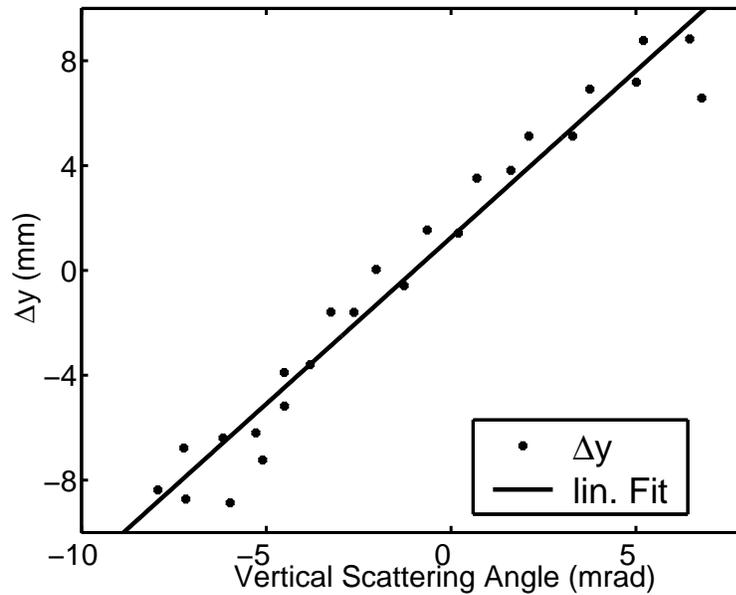


Abbildung 22: Abweichung vom Mittelwert in dispersiver Richtung der Detektorebene in Abhängigkeit vom vertikalen Streuwinkel.

Tabelle 2: Vergleich der Eigenschaften der verschiedenen Betriebsmodi des QCLAM-Spektrometers

	QCLAM konventioneller Betrieb	QCLAM 180°-Betrieb	QCLAM Kleinwinkelbetrieb
E:	25-200 MeV	25-95 MeV	25-85 MeV
Impulsakzeptanz:	±20%	-6 +8%	±8%
$\Delta\theta$:	±100 mrad	±50 mrad	44 mrad
$\Delta\phi$:	±100 mrad	±40 mrad	±13 mrad
$\Delta\Omega$:	35 msr	8 msr	1.1 msr
Auflösung	$2 \cdot 10^{-4}$	$2 \cdot 10^{-4}$	$< 10^{-3}$

4.4 Vakuumdurchführung

Wie in Kapitel 3 beschrieben, muss das Target von seiner bisherigen Position in der Mitte der Streukammer 90 cm in Strahlrichtung vorverlegt werden. Da der SAM nicht in die vorhandene Streukammer passt, muss diese bei den entsprechenden Experimenten entfernt werden. Das Stück zwischen Target und SAM muss geeignet überbrückt werden. Die einfachste Lösung hierfür stellt eine speziell angefertigte Vakuumkammer dar, welche wie ein gewöhnliches Strahlrohr durch den SAM zum QCLAM-Spektrometer geführt wird.

Ein wichtiger Punkt hierbei ist die mechanische Stabilität. Da die Kammer eine sehr große Oberfläche besitzen wird, ist es notwendig zu prüfen, wie dick die Wände gewählt werden müssen, um die bei Vakuumbetrieb auftretende Deformation in einem vertretbaren Rahmen zu halten. Vorläufige Stabilitätsstudien hierzu wurden in Zusammenarbeit mit dem Technologielabor der Gesellschaft für Schwerionenforschung erstellt. Eine der Berechnungen mit Hilfe des Programms Ansys Workbench 9.0 [26] zeigt Abb. 23. Zur Erhöhung der mechanischen Stabilität wurde eine Versteifungsrippe aufgesetzt. Diese Rippe verläuft genau zwischen den Polschuhen des Dipolmagneten und den Feldklammern. Es zeigt sich, dass bei Stahlblechen von 3 mm Stärke die maximale Verformung ungefähr 1.1 mm beträgt. Die mechanische Stabilität ist also ausreichend gegeben, vor allem wenn man berücksichtigt, dass die Fertigungstoleranzen etwa die gleiche Größenordnung aufweisen. Die verbleibenden knapp 80 cm zwischen dem vorverlegten Target und der Vakuumkammer können mit einem gewöhnlichen Strahlrohr überbrückt werden, ebenso das Stück zwischen Vakuumkammer und Spektrometer und das zum Faraday Cup hin. Da die endgültigen technischen Zeichnungen des kleinwinkelmagneten noch nicht vorliegen, ist eine detaillierte Planung der Vakuumkammer momentan nicht möglich.

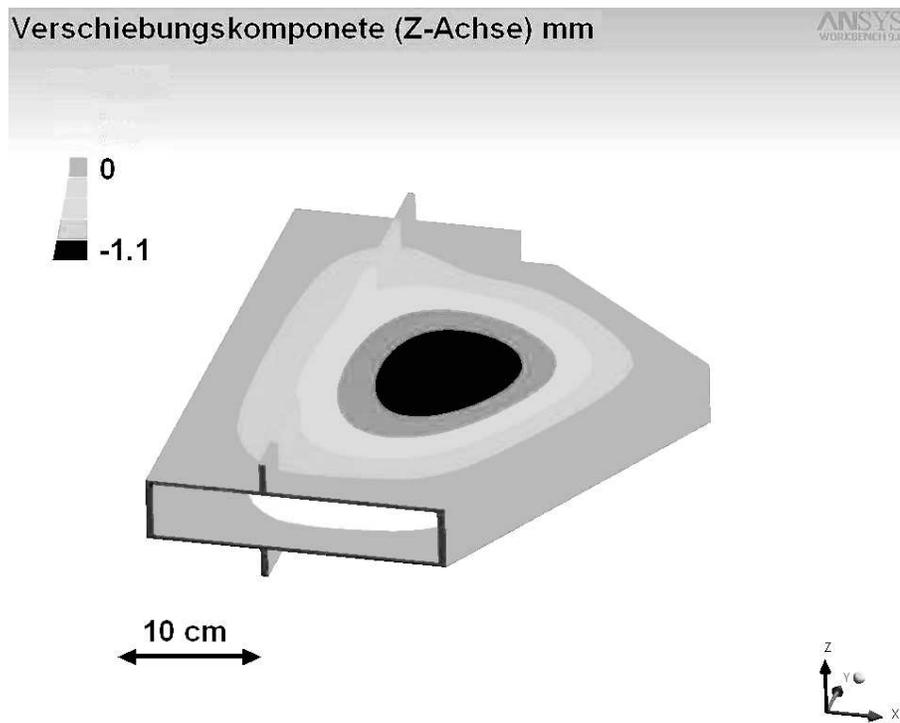


Abbildung 23: Mechanische Verformung für das vorläufige Design der Vakuumkammer im SAM.

5 Fazit und Ausblick

Es wurde gezeigt, dass einem Messaufbau für Elektronenstreuung mit Streuwinkeln um 5° keine prinzipiellen Schwierigkeiten im Wege stehen. Sowohl das Randfeldverhalten als auch die Abbildungseigenschaften des SAM konnten gemäß den Anforderungen optimiert werden. Vorrausichtlich wird der neue Kleinwinkelmessaufbau in der Lage sein, einen Bereich horizontaler Streuwinkel von 3.5° bis 6° abzudecken. Mit einer vertikalen Winkelakzeptanz von ± 13 mrad ergibt das eine Raumwinkelakzeptanz von ca. 1.1 msr. Für die Impulsakzeptanz läßt sich relativ zum Sollimpuls eine Spanne von $\pm 8\%$ erwarten. Für den Sollimpuls werden Werte zwischen 25 und 85 Mev/c möglich sein. Die Energieauflösung wird mindestens $2 \cdot 10^{-3}$ betragen. Je nach betriebenem Aufwand der kinematischen Korrekturen sind jedoch Energieauflösungen bis $4 \cdot 10^{-4}$ möglich.

Für den Bau des Magneten wurde Kontakt mit der Firma Bruker Biospin aufgenommen. Die definitive Auftragsbestätigung ging bei Bruker Biospin Ende Juli 2005 ein. Mit der Fertigstellung ist im Frühjahr 2006 zu rechnen. Sobald die vollständigen technischen Zeichnungen von Bruker Biospin vorliegen, kann die Vakuumdurchführung im Detail geplant werden.

Nach der Fertigstellung des SAM wird die erste Aufgabe das Vermessen des Magnetfeldes sein. Nach erfolgreichem Aufbau am Messplatz müssen Eichmessungen vorgenommen werden. Außerdem muss eine Software zur Rekonstruktion der Kinematik entwickelt werden. Es sind noch weiterführende Berechnungen zu den Abbildungseigenschaften geplant hinsichtlich des Einflusses des vertikalen Streuwinkels auf die Energieauflösung. Auch wurden bisher noch keine exakten Pläne für die neue vorverlegte Targetkammer entwickelt. Ein weiterer Punkt werden Überlegungen zu ersten

Experimenten und den theoretisch zu erwartenden Wirkungsquerschnitten sein. Eine andere wesentliche Komponente des neuen Aufbaus wird der Neutronendetektor, der zur Durchführung von Koinzidenzexperimenten erforderlich ist, sein. Dieser Detektor befindet sich noch im Anfangs- und Planungsstadium.

Eine erfolgreiche Realisierung des Aufbaus verspricht interessante neue Erkenntnisse über transversale Anregungsmoden komplexer Kerne. Ein besonderes Schwergewicht wird dabei auf der bisher noch unerforschten toroidalen elektrischen Dipolmode liegen.

Literatur

- [1] A. Richter, Prog. Part Nucl. Phys. 44 (2000) 3
- [2] B. L. Berman, S. C. Fultz, Rev. Mod. Phys. 47 (1975) 713
- [3] T. Hartmann, J. Enders, P. Mohr, K. Vogt, S. Volz, A. Zilges, Phys. Rev. Lett. 85 (2000) 274; *ibid* 86 (2001) 4981 (Erratum); Phys. Rev. C 65 (2002) 034301.
- [4] A. Zilges, S. Volz, M. Babilon, T. Hartmann, P. Mohr, K. Vogt, Phys. Lett. B 542 (2002) 43
- [5] N. Ryezayeva, T. Hartmann, Y. Kalmykov, H. Lenske, P. von Neumann-Cosel, V. Yu. Ponomarev, A. Richter, A. Shevchenko, S. Volz, J. Wambach, Phys. Rev. Lett. 89 (2002) 272502.
- [6] S.I. Bastrukov, S. Misi₃cu, A.V. Sushkov, Nucl. Phys. A562 (1993) 191.
- [7] D. Vretenar, N. Paar, P. Ring, T. Nikšić, Phys. Rev. C 65 (2002) 021301.
- [8] P. Papakonstantinou, J. Wambach, E. Mavrommatis, V. Yu. Ponomarev, Phys. Lett. B 604 (2004) 157
- [9] H. Diesener, U. Helm, G. Herbert, V. Huck, P. von Neumann-Cosle, C. Rangacharyulu, A. Richter, G. Schrieder, A. Stascheck, A. Stiller, Phys. Rev. Lett. 72 (1994) 1994
- [10] S. Strauch, P. von Neumann-Cosel, C. Rangacharyulu, A. Richter, G. Schrieder, K. Schweda, J. Wambach, Phys. Rev. Lett 85 (2000) 2913
- [11] FAIR Conceptual Design Report, GSI (2005)

- [12] H. Theissen, Springer Tracts in Modern Physics, Vol. 65 (Springer, Berlin, 1972)
1
- [13] G. C. Lüttge, Dissertation D17, TU Darmstadt, (1994)
- [14] Friedrich Neumeyer, Dissertation D17, TU Darmstadt, (1997)
- [15] Bodo Reitz, Dissertation D17, TU Darmstadt, (2000)
- [16] V.G. Soloviev, Theory of Atomic Nuclei: Quasiparticles and Phonons (IOP, Bristol, 1992)
- [17] S. Eidelmann et al, Physics Letters B 592, (2004) 1
- [18] M. Knirsch, Dissertation D17, TU Darmstadt, (1991)
- [19] M. Chernykh, Dissertation in Vorbereitung
- [20] Opera-2D Users Guide, Vector Fields, (2002)
- [21] CST EMS Version 2, Static and low frequency design and Analysis, (2003)
- [22] F. Rieg, R. Hackenschmidt, Finite Elemente Analyse für Ingenieure, (Hanser Buchverlag 2003)
- [23] F. Hinterberger, Physik der Teilchenbeschleuniger und Ionenoptik, (Springer, Berlin, 1997)
- [24] N. Marks, Conventional Accelerator Magnets, Joint Universities Accelerator School, Lecture Notes, (1996)
- [25] S. Schardt, Dissertation, Johannes Gutenberg-Universität in Mainz, (1994)

- [26] K. Lawrence, Ansys Tutorial Release 9.0, (Schroff Development Corporation, 2005)

Danksagung

An dieser Stelle möchte ich mich bei allen bedanken, die das Entstehen dieser Arbeit möglich gemacht haben.

Allen voran Herrn Professor Dr. P. von Neumann-Cosel für die Aufnahme in die Arbeitsgruppe und die gute Zusammenarbeit über die gesamte Zeit. Nicht weniger gilt mein Dank Herrn Dr. G. Schrieder und Herrn Dr. Y. Kalmykov für ihre Unterstützung und wertvolle Diskussionen.

Herrn Dr. V. Ponomarev möchte ich für seine Hilfe von theoretischer Seite danken.

Darüber hinaus bedanke ich mich natürlich bei meiner gesamten Arbeitsgruppe für die freundliche Aufnahme in ihre Mitte. Ich hoffe, ihr seht mir nach, dass ich euch hier nicht alle namentlich erwähne.

Ein großes Dank gilt auch meinen Ansprechpartnern bei der GSI, Herrn Dr. H. Simon, Herrn Dr. C. Mühle und Frau Dipl.-Ing. K. Dermati.

Ebenfalls gilt mein Dank einigen Mitarbeitern des TEMF, namentlich Dipl.-Ing. R. Hampel, Herr Dipl.-Ing. D. Munteanu und Frau Dipl.-Ing. M. Dorn.

Bei Herrn Dr. J. Bedau von Bruker Biospin möchte ich mich ebenfalls für die gute Zusammenarbeit bedanken.

Zu guter letzt möchte ich noch meiner Familie und all meinen Freunden danken, auf deren Unterstützung ich mich stets verlassen konnte.

Diese Arbeit entstand im Rahmen des Sonderforschungsbereichs SFB634 unterstützt durch Mittel der DFG.

Hiermit erkläre ich, dass ich die vorliegende Arbeit selbstständig verfaßt und nur die angegebenen Hilfsmittel eingesetzt habe.

Darmstadt, im September 2005

