

Aufbau und Erprobung der Drei-Spektrometer-Anordnung
für Koinzidenzexperimente mit Elektronen am
855 MeV-Elektronenbeschleuniger MAMI

D I S S E R T A T I O N

zur Erlangung des Grades

” D O K T O R

D E R N A T U R W I S S E N S C H A F T E N ”

am Fachbereich Physik
der Johannes Gutenberg-Universität
in Mainz

Stefan Schardt
geboren in Frickhofen

Mainz 1994

Dekan:	Prof. Dr. F. Scheck
1. Berichterstatter:	Prof. Dr. R. Neuhausen
2. Berichterstatter:	Prof. Dr. J. Friedrich

Tag der mündlichen Prüfung: 19. Mai 1995

*Gewidmet meinen Eltern,
meiner Frau Christine und meiner Tochter
Lisa-Marie*

Inhaltsverzeichnis

1. Einleitung	4
2. Teilchenoptischer Entwurf der Magnetspektrometer	9
2.1 Experimentelle Anforderungen	9
2.1.1 Definition des Koinzidenz-Wirkungsquerschnittes	9
2.1.2 Spezifikation von Raumwinkel, Maximalimpuls und Winkelbereich der Spektrometer	11
2.1.3 Orts- und Winkelauflösungsvermögen	12
2.1.4 "out-of-plane"-Koinzidenzmessungen	13
2.2 Teilchenoptische Rechnungen	13
3. Konstruktion der Dipolmagnete	21
3.1 Rechenprogramme	21
3.1.1 POISSON	21
3.1.2 PROFI	23
3.2 Beschreibung der Dipolmagnete	24
3.2.1 Konstruktion der Polschuhe	24
3.2.2 Homogenisierung des Feldbereichs der Randbahnen	25
3.2.3 Magnetjoche	26
3.2.4 Magnetspulen	26
3.2.5 Optimierung des Verlaufs der effektiven Feldgrenze	26
3.2.6 Festlegung der Fertigungstoleranzen	29
3.2.7 Justiervorrichtungen der Dipolmagnete	30
3.2.8 Verformung durch magnetische Kräfte	30
3.2.9 Übersicht der Dipolmagnete	33
3.3 Magnetfeldmessungen an den Dipolmagneten	34
3.3.1 Meßapparatur und Meßaufbau	34
3.3.2 Erregungskurven der Dipolmagnete	35
3.3.3 Feldkarten der Dipolmagnete	36
3.3.4 Vermessung der effektiven Feldgrenzen	37
3.3.5 Bestimmung der Randfeldparameter	39
4. Konstruktion der Quadrupolmagnete	45
4.1 Mathematische Beschreibung magnetischer Multipolfelder	45
4.2 Beschreibung der Quadrupolmagnete	46
4.2.1 Design der Polschuhkontur	46
4.2.2 Design der Magnetjoche und Spulen	48
4.2.3 Magnetische Abschirmung des auslaufenden Strahlrohres	52
4.2.4 Optimierung des Randfeldverlaufs durch magnetische Spiegelplatten	53
4.2.5 Magnetfeldmessungen an den Quadrupolmagneten	55
4.2.6 Bestimmung der Magnetfeld-Symmetrieachse	59

4.2.7	Multipolanalyse des Quadrupolmagnetfeldes	60
5.	Zusatzkomponenten und Montage der Spektrometeranlage . . .	64
5.1	Sextupolmagnete	64
5.2	Strom- und Kühlwasserversorgung der Spektrometeranlage	64
5.3	Mechanische Komponenten	66
5.3.1	Spektrometerbühnen und Ringschiene	66
5.3.2	Vakuumsystem	68
5.3.3	Kollimatoren	68
5.4	Montage und Justierung	69
6.	Detektor- und Monitorsysteme	72
6.1	Teilchendetektoren	72
6.1.1	Bildebenen-Spurdetektoren	72
6.1.2	Szintillations-Triggerdetektoren	73
6.1.3	Gas-Čerenkov-Schwellendetektor	74
6.2	Monitorsysteme	74
6.2.1	Messung der Magnetfelder und Spulenströme	74
6.2.2	Messung der Spektrometerwinkel	75
6.2.3	Messung des Strahlstroms	75
6.2.4	Strahllagemonitore	78
6.2.5	Intensitätsprofilmonitor	78
6.2.6	Überwachungssystem der Spulen und Netzgeräte	80
7.	Erprobung der Spektrometer A und B	81
7.1	Messung zur Bestimmung der relativen Quadrupol- und Sextupol- feldstärken von Spektrometer A	81
7.2	Experimentelle Bahnrückverfolgung und Bestimmung des Auflösungsvermögens 82	
7.2.1	Erprobung des Spektrometers A	84
7.2.2	Erprobung des Spektrometers B	89
7.2.3	Bestimmung der Spektrometer-Raumwinkelakzeptanz	91
7.3	Durchführung erster Koinzidenzexperimente	96
8.	Zusammenfassung	99
A.	Teilchenoptischer Entwurf der Spektrometer	102
A.1	Definition der RAYTRACE- und EFB-Koordinatensysteme am Ein- und Austritt der Spektrometer	102
A.2	Kurzbezeichnungen der Spektromettermagnete	103
A.3	Mathematische Beschreibung der EFB-Kurven der Dipolmagnete .	104
B.	Konstruktion und Montage der Magnetspektrometer	105
B.1	Bleiummantelung der Spacer	105
B.2	Definition der effektiven Feldgrenze	105
B.3	POISSON-Rechnungen für die Konstruktion der Feldklammern . .	106
B.4	Permeabilitätskurve	106

B.5	Beschreibung der Magnetfeldmeßapparatur	107
B.6	Cycling	109
B.7	Horizontalschnitt des Feldklammer- und Polschuhprofils	110
B.8	Radialschnitt des Polschuhprofils mit Shims und Joch-Seitenplatte	111
B.9	Magnetische Abschirmung des Randfeldes von Spektrometer B . . .	112
C.	Erprobung der Spektrometer A und B	113
C.1	Definition von Target- und Detektorkoordinatensystem	113
C.2	Transfermatrix-Formalismus	114
C.3	Impulseichung der Spektrometer	114
C.4	Mathematischer Formalismus der Householder-Transformation . . .	116
C.5	Modifizierter 28 msr-Kollimator für Spektrometer A	117
C.6	28 msr-Kollimator für Spektrometer C	117
C.7	Lochmatrix-Kollimator für Spektrometer A	118
C.8	Lochmatrix-Kollimator für Spektrometer B	118

Kapitel 1

Einleitung

Mit der Inbetriebnahme der 183 MeV–Stufe des Elektronen–Dauerstrichbeschleunigers MAinzer MIkrotron (MAMI A) [1] im Jahre 1984 wurde die Durchführung einer neuen Klasse von $(e, e'x)$ –Koinzidenzexperimenten zur Untersuchung von Kernstrukturen mit Elektronenstreuung ermöglicht. Unter anderem wurden an MAMI A umfangreiche Experimente mit virtuellen Photonen zum Studium der Multipol–Riesenresonanzen durchgeführt [2].

Im Zeitraum von 1988 bis 1990 erfolgte dann der Ausbau des Elektronenbeschleunigers MAMI auf eine Endenergie von 855 MeV. Der bisher erreichte maximale Strahlstrom des Beschleunigers beträgt $107 \mu\text{A}$. Die Energiebreite des Strahls inklusive von Langzeitdriften ist kleiner als 50 keV. Die Emittanz beträgt in horizontaler Richtung $1 \cdot 10^{-8} \pi \cdot \text{m} \cdot \text{rad}$ und in vertikaler Richtung $7 \cdot 10^{-10} \pi \cdot \text{m} \cdot \text{rad}$ bei 855 MeV Strahlenergie.

Bei der wissenschaftlichen Nutzung des kontinuierlichen 855 MeV–Elektronenstrahls werden Elektronenstreuexperimente eine zentrale Rolle spielen, bei denen neben dem gestreuten Elektron ein oder zwei Teilchen aus der zu untersuchenden Teilchenreaktion koinzident nachgewiesen werden.

Zur Durchführung dieser Experimente wurde von der A1–Kollaboration im Zeitraum von 1985 bis 1988 eine Spektrometeranlage, bestehend aus drei abbildenden Magnetspektrometern (im folgenden mit Spektrometer A, B und C bezeichnet), entworfen. Die Fertigung der Spektrometer erfolgte in den Jahren 1989 bis 1991. Die Detektorsysteme der Spektrometer A und B wurden 1991/92 installiert. Im Sommer 1992 konnte Spektrometer A und bereits ein Jahr später Spektrometer B in Betrieb genommen und erprobt werden. Nach dem erfolgreichen Abschluß einer ersten Runde von Koinzidenzexperimenten mit zwei Spektrometern ist die Inbetriebnahme von Spektrometer C für Januar 1995 geplant.

Parallel zum Aufbau der Spektrometeranlage wurde der Entwurf einer neuen Experimentierhalle erstellt. Die Spektrometerhalle hat bei einer Grundfläche von $30 \text{ m} \times 20 \text{ m}$ eine nutzbare Höhe von Hallenboden bis Kranhaken von 17.4 m. Das Bauvorhaben wurde im Zeitraum von April 1989 bis Oktober 1990 realisiert.

Ausgangspunkt für die Konzeption der Spektrometeranlage war eine Reihe von Experimentvorschlägen, die einen breiten Bereich aktueller Fragestellungen der Kern– und Teilchenphysik abdecken. Im folgenden seien beispielhaft vier Experimente in tabellarischer Form mit ihren physikalischen Zielsetzungen aufgeführt:

1. $^{12}\text{C}(e, e'\Delta^0)^{11}\text{B}$ mit Nachweis des Δ^0 über die Zerfallsprodukte p und π^- :
 - Propagation der Δ -Resonanz durch Kernzustände,
 - Spin-Isospin-Abhängigkeit der Baryon-Kern-Wechselwirkung.
2. Elektroproduktion von π^0 und η^0 am Proton nahe der Teilchenschwelle:
 - Test der "Chiralen Störungstheorie",
 - Bestimmung des Anteils seltsamer Quarks am gesamten Quark-Inhalt des Nukleons durch Vergleich von π^0 und η^0 Wirkungsquerschnitten.
3. $(e, e'p)$ an ^{12}C und ^{16}O im quasifreien Bereich:
 - Untersuchung von Endzustandswechselwirkungen,
 - Korrelation der Nukleonen im Kern,
 - Änderung der Gestalt der Nukleonen im Kern.
4. $p(e, e'\pi^+)n$:
 - Pion-Produktion nahe der Teilchenschwelle als direkter Test des Niederenergiethorems,
 - Wahrscheinlichkeit für ein präformiertes Pion im Nukleon,
 - Bestimmung des Confinement-Radius.

Die bei einigen dieser Koinzidenzexperimente notwendige Trennung von Endzuständen der Folgekerne aus der jeweils untersuchten Reaktion erfordert die Verwendung abbildender Spektrometer, um das benötigte hohe Impulsaufklärungsvermögen zu erreichen. Ebenso läßt sich so das für Elektronenstreuexperimente typische Problem des Bremsstrahlungsuntergrundes weitgehend eliminieren.

Um das durch die Feldkonfiguration definierte Auflösungsvermögen weiter zu verbessern, sind die drei Magnetspektrometer mit Bildebenen-Spurdetektoren ausgestattet, mit denen zwei Orts- und zwei Winkelkoordinaten der im Spektrometer impulsanalysierten Teilchen bestimmt werden. Diese Koordinaten werden dazu benutzt, diejenigen Beiträge aus den gemessenen Impuls- und Anregungsspektren herauszukorrigieren, die aus Abbildungsfehlern der Spektrometer resultieren. Darüberhinaus läßt sich mit den Detektorkoordinaten sowohl der Reaktionsort entlang der Linie der einlaufenden Elektronen (Vertex) als auch die Emissionswinkel der nachgewiesenen Teilchen rekonstruieren. Bei einer Strahlfleckgröße vom 0.5 mm (FWHM) wird insgesamt ein Impulsaufklärungsvermögen $\delta p/p \leq 10^{-4}$ angestrebt.

Die vertikale Ebene wird als Ablenkebene der Spektrometer gefordert, damit die drei Spektrometer um eine gemeinsame Drehachse, die gleichzeitig den Ort des Targets definiert, angeordnet werden können. Dadurch kann jedes Spektrometer einen großen Winkelbereich abdecken. Da die einzelnen Spektrometer

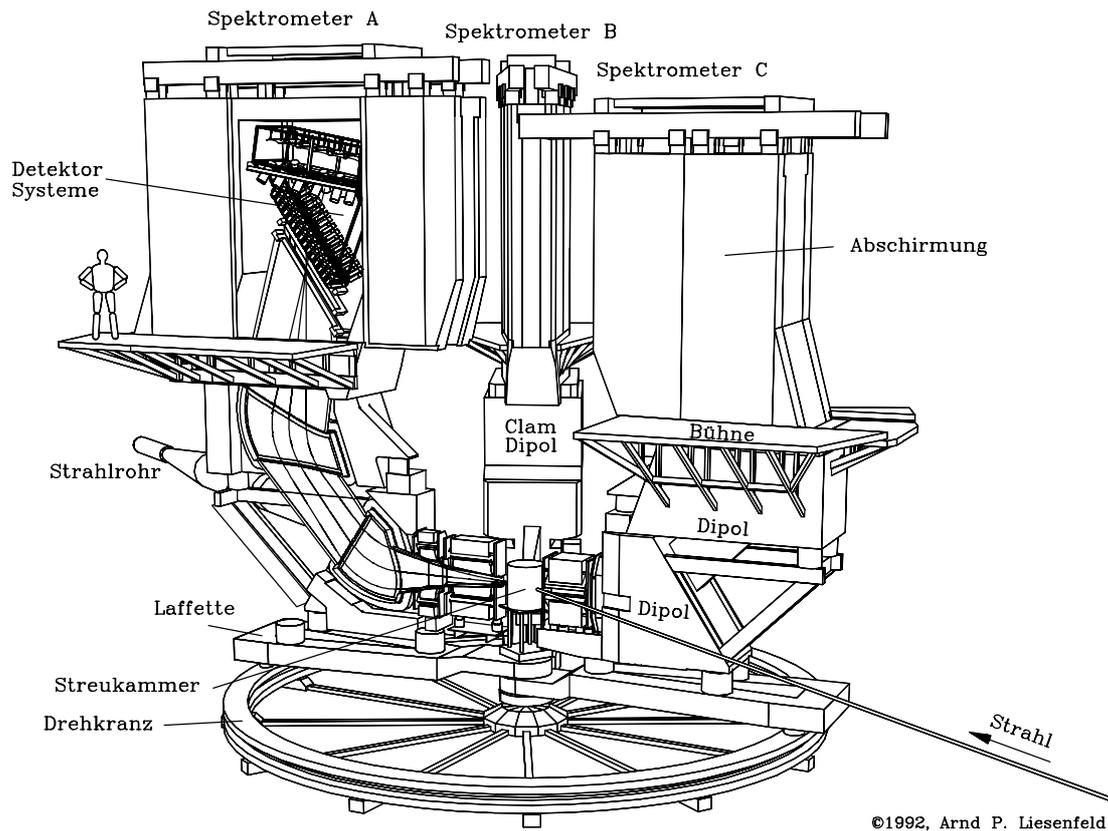


Abbildung 1.1: Drei-Spektrometer-Anlage am 855 MeV-Elektronenbeschleuniger MAMI zur Durchführung von Zwei- und Dreifach-Koinzidenzexperimenten mit Elektronen. Die Spektrometer sind unabhängig voneinander um ein gemeinsames Drehzentrum bewegbar, das gleichzeitig den Ort des Targets definiert. Spektrometer A ist als Schnitt dargestellt.

nicht dem Nachweis bestimmter Teilchen zugeordnet sind, gewährleistet die Drei-Spektrometer-Anlage ein hohes Maß an Flexibilität bezüglich der Festlegung der Reaktionskinematik bei Zwei- und Dreifach-Koinzidenzmessungen. Trotz der sehr unterschiedlichen Anforderungen ist so ein Entwurf nahe an einem optimalen Aufbau für jedes der vorgeschlagenen Experimente möglich.

Die Begrenzung der linearen Ausdehnung und des Gesamtgewichtes der Anlage führen zu einer Spezifikation der maximalen magnetischen Induktion der Dipolmagnete von 1.5 T. Bei diesem Feldwert können die durch Sättigungseffekte im Magnetstahl hervorgerufenen Abbildungsfehler durch Software-Korrekturen weitgehend kompensiert werden. Der Gesamtentwurf der Drei-Spektrometer-Anlage ist in Abbildung 1.1 wiedergegeben.

Im Rahmen der hier vorliegenden Arbeit wurden neben der Teilnahme an der Durchführung der A1-Experimente folgende Themenschwerpunkte innerhalb des Gesamtprojektes bearbeitet:

1. Konstruktion der Dipol- und Quadrupolmagnete. Durch zwei- und dreidimensionale Modellrechnungen wurden zahlreiche Detailprobleme gelöst, wie z.B. die Bestimmung der Polschuhkonturen, die Dimensionierung der Joche, die Optimierung des Verlaufes der effektiven Feldgrenzen und die Reduktion der durch Magnetkräfte verursachten Polschuhverformung des zweiten Dipolmagneten von Spektrometer A.
2. Magnetfeldmessungen. Für alle Magnete wurden neben der Bestimmung der Erregungskurven und des Verlaufes der effektiven Feldgrenzen Feldkarten der magnetischen Induktion bei drei verschiedenen Erregungen aufgenommen. An den Quadrupolmagneten wurden zusätzliche Messungen zur Multipolanalyse der Magnetfelder mit zwei im Feld rotierenden Spulen durchgeführt.
3. Dimensionierung der Spulen und Netzgeräte sowie die Bestimmung des Kühlwasserbedarfes und der elektrischen Netzanschlußleistung der gesamten Spektrometeranlage.
4. Aufbau und Integration eines neuen Intensitätsprofilmonitors in das Monitor-system der Strahlführung sowie Durchführung von Messungen (mit Elektronenstrahl) zur Kalibration der verschiedenen Strahlstrommonitore.
5. Durchführung umfangreicher Justierarbeiten beim Aufbau der Spektrometeranlage.
6. Durchführung von (e, e') -Messungen an ^{12}C zur Untersuchung der Spektrometer-Raumwinkelakzeptanzen. Aus den bei vollem Raumwinkel gemessenen Daten wurde durch Verwendung eines kleinsegmentierten Software-Kollimators die Akzeptanz als Funktion der Winkel in dispersiver und nicht-dispersiver Richtung bestimmt.

Die Arbeit gliedert sich wie folgt:

In einem einleitenden Kapitel werden die Anforderungen der geplanten Experimente an die Spektrometeranlage und die sich anschließenden teilchenoptischen Berechnungen erörtert.

In Kapitel 3 und 4 folgt nach einer Beschreibung des Entwurfs und der Konstruktion der Dipol- bzw. Quadrupolmagnete eine Diskussion von Durchführung und Auswertung der Feldmessungen.

Gegenstand von Kapitel 5 ist das Detektor- und Monitorsystem der Drei-Spektrometer-Anlage, wobei hier vor allem die für die Bestimmung von Wirkungsquerschnitten wichtige Thematik der Messung des Strahlstroms behandelt wird.

In Kapitel 6 werden die Eichmessungen zur Erprobung von Spektrometer A und B diskutiert. Es wird detailliert auf die im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Messungen zur Bestimmung des winkelabhängigen Anteils der Spektrometerakzeptanzen eingegangen. Den Abschluß bildet die Präsentation eines koinzident an ^{16}O gemessenen $(e, e'p)$ -Wirkungsquerschnittes, wodurch das bei vollem Raumwinkel erreichte hohe Impulsaufhebungsvermögen beider Spektrometer veranschaulicht werden soll.

Kapitel 2

Teilchenoptischer Entwurf der Magnetspektrometer

Die Randbedingungen für den teilchenoptischen Entwurf der drei Magnetspektrometer ergeben sich aus den Erfordernissen der geplanten Experimente, insbesondere aus der jeweiligen Streukinematik, und aufgrund allgemeiner finanzieller Rahmenbedingungen. So wurde zum Beispiel nur für eines der drei Spektrometer ein Maximalimpuls oberhalb des Maximalimpulses der Strahlelektronen spezifiziert. Dagegen wurde aus den bereits in der Einleitung diskutierten Gründen von allen Spektrometern ein Impulsaufklärungsvermögen von $\delta p/p \leq 1 \cdot 10^{-4}$ gefordert.

2.1 Experimentelle Anforderungen

2.1.1 Definition des Koinzidenz–Wirkungsquerschnittes

Einlaufendes und gestreutes Elektron der Reaktion $A(e, e'x)B$ werden in der Plane–Wave–Born–Approximation durch eine ebene Welle beschrieben, die Wechselwirkung zwischen Elektron und Kern durch einen Ein–Photon–Austausch. Das mit der Energie e_i und dem Impuls \vec{k}_i einfallende Elektron wird an dem Targetkern A inelastisch um den Winkel θ_e gestreut (siehe Abbildung 2.1). Nach der Streuung besitzt das Elektron die Energie e_f und den Impuls \vec{k}_f . An den Kern A werden die Energie $\omega = e_i - e_f$ und der Dreier–Impuls $\vec{q} = \vec{k}_i - \vec{k}_f$ übertragen. Bei genügend großer Energieübertragung wird der Kern in das Kontinuum oberhalb der Teilchenschwelle angeregt und zerfällt im allgemeinen unter Emission des Teilchens x mit dem Impuls \vec{p}_x und der Energie E_x zu dem Restkern B, da der elektromagnetische Zerfall mit einem Faktor $1/\alpha$ gegenüber dem Zerfall über die starke Wechselwirkung unterdrückt ist. Die folgenden Überlegungen beschränken sich auf Reaktionen, bei denen der Restkern im Grundzustand oder in einem diskreten Anregungszustand bleibt. Der Neigungswinkel zwischen der Streuebene (aufgespannt durch \vec{k}_f und \vec{q}) und der Reaktionsebene (aufgespannt durch \vec{p}_x und \vec{q}) wird mit Φ_x bezeichnet.

Sind sowohl das Target als auch die einlaufenden Elektronen unpolarisiert, so ergibt sich mit dem virtuellen Photonenfluß Γ und dem Polarisationsparameter ϵ der virtuellen Photonen der differentielle Koinzidenz–Wirkungsquerschnitt der Reaktion $(e, e'x)$ zu [3][4]:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega_e d|\vec{k}_x| d\Omega_x} = \Gamma \left\{ \sigma_T + \epsilon_L \sigma_L + \sqrt{2\epsilon_L(1+\epsilon)} \sigma_{LT} \cos \Phi_x + \epsilon \sigma_{TT} \cos(2\Phi_x) \right\} \quad (2.1)$$

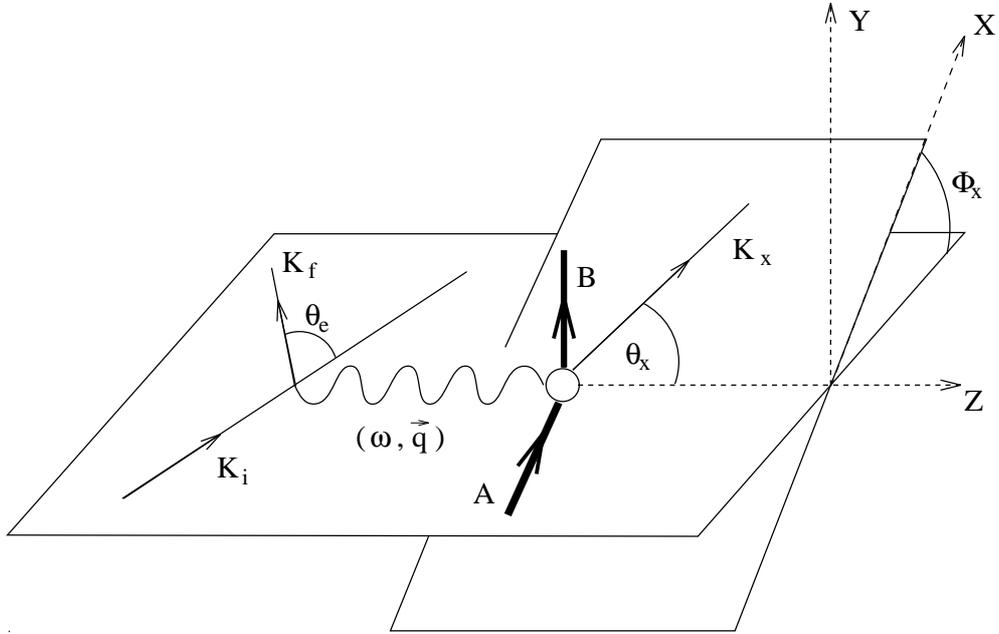


Abbildung 2.1: Kinematik für die Reaktion $A(e, e')B$. Dabei gelten folgende Definitionen: $K_i = (e_i, \vec{k}_i)$, $K_f = (e_f, \vec{k}_f)$ und $K_x = (E_x, \vec{p}_x)$.

mit

$$q^2 = \omega^2 - \vec{q}^2 \quad (2.2)$$

$$Q^2 = -q^2 \quad (2.3)$$

$$\epsilon = \frac{1}{1 + 2(\vec{q}^2/Q^2) \tan^2(\theta_e/2)} \quad (2.4)$$

$$\epsilon_L = \epsilon \frac{Q^2}{\omega^2} \quad (2.5)$$

$$\Gamma = \frac{\alpha}{2\pi^2} \frac{e_f}{e_i} \frac{(P_i + q)^2 - m_i^2}{2m_i} \frac{1}{Q^2} \frac{1}{1 - \epsilon}. \quad (2.6)$$

Dabei ist α die Feinstrukturkonstante, m_i die Masse und P_i der Vierer-Impuls des einlaufenden hadronischen Systems A.

Für die Indizierung der vier unabhängigen Strukturfunktionen σ_L , σ_T , σ_{LT} und σ_{TT} gilt:

σ_L : Longitudinal-Term,

σ_T : Transversal-Term,

σ_{LT} : Longitudinal-Transversal-Interferenzterm,

σ_{TT} : Transversal-Transversal-Interferenzterm.

Die Strukturfunktionen enthalten die Informationen über die Wechselwirkung des Elektrons mit der Ladungs- und Stromdichte des streuenden Kerns.

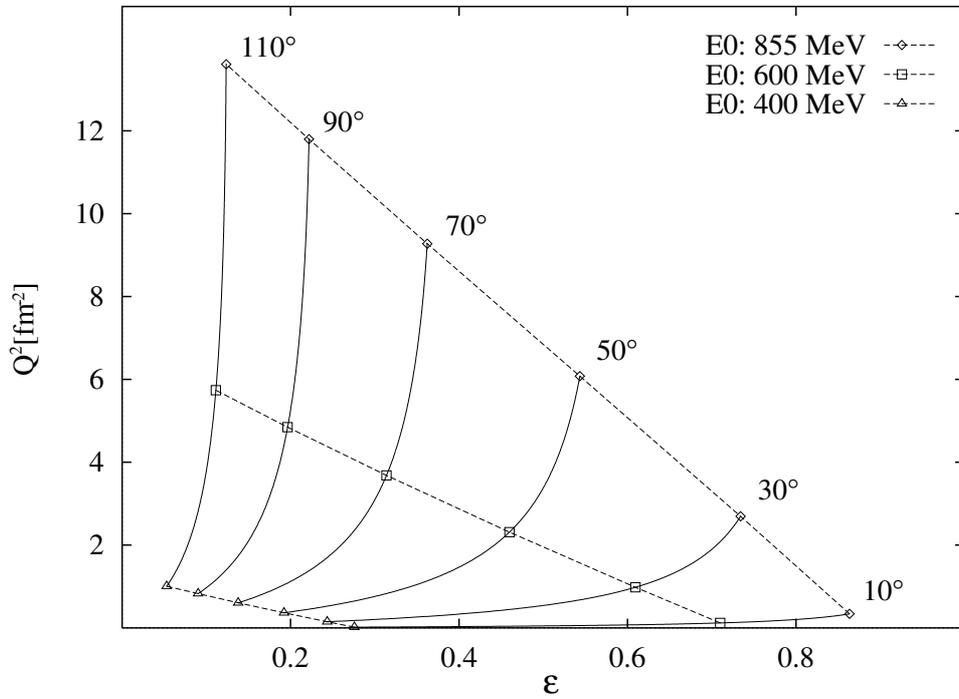


Abbildung 2.2: Quadrat des Impulsübertrages Q^2 als Funktion des Polarisationsparameters ϵ mit dem Elektronenstreuwinkel θ_e als Parameter für die Reaktion $(e, e'p)$ am Wasserstoff. E_0 ist Energie der einlaufenden Elektronen.

2.1.2 Spezifikation von Raumwinkel, Maximalimpuls und Winkelbereich der Spektrometer

Wird das Teilchen x in paralleler Kinematik ($\vec{p}_x \parallel \vec{q}$) nachgewiesen, verschwinden die Interferenz-Strukturfunktionen σ_{LT} und σ_{TT} identisch null. Bestimmt man für diese Kinematik den Wirkungsquerschnitt als Funktion von ϵ bei konstantem Q^2 und ω , können die rein longitudinalen und rein transversalen Anteile des Wirkungsquerschnittes separiert werden (Rosenbluth-Separation).

Die erreichbare Genauigkeit ist dabei direkt korreliert mit dem vom Experiment überdeckten Wertebereich des Polarisationsparameters ϵ der virtuellen Photonen. Eine Untersuchung der Streukinematik der verschiedenen geplanten Experimente ergab, daß das Elektronen-Spektrometer einen Winkelbereich von $7^\circ \leq \theta_e \leq 160^\circ$ überstreichen sollte. Abbildung 2.2 zeigt als Beispiel den Zusammenhang von Impulsübertrag und Polarisationsparameter ϵ für die Reaktion $(e, e'p)$ an Wasserstoff für einen Streuwinkelbereich von 10° bis 110° .

Da der Wirkungsquerschnitt im Streuwinkelbereich $7^\circ < \theta_e < 160^\circ$ stark abfällt, wurde Spektrometer B als reines "Vorwärts"-Spektrometer konzipiert. Durch eine schmale Bauweise und einen großen Abstand zum Drehpunkt bei relativ kleinem Raumwinkel von 5.6 msr wird ein kleinster einstellbarer Spektrometerwinkel von 7° erreicht. Der maximale Impuls ist mit 870 MeV/c größer als der Maximalimpuls der Strahlelektronen (855 MeV/c). Da das Spektrometer B überwiegend zum

Nachweis von Teilchen mit hohem Impuls eingesetzt wird, konnte man sich bei der geforderten Impulsakzeptanz auf einen Wert von $\Delta p/p = 15\%$ beschränken.

Das Design von Spektrometer C erfolgte komplementär zu dem von Spektrometer B. Es ist als typisches "Rückwärts"-Spektrometer mit einer reduzierten Anforderung an den maximalen Impuls (551 MeV/c), dafür aber mit großer Impulsakzeptanz ($\Delta p/p = 25\%$) und großem Raumwinkel ($\Delta\Omega = 28$ msr) ausgelegt.

Der Nachweis des gestreuten Elektrons legt den Impuls und die Energie des virtuellen Photons fest. Die Richtung des virtuellen Photons (Richtung des Impulsübertrages \vec{q}) ist dabei stark nach "vorwärts" (kleiner Winkel zwischen der Richtung des auslaufenden Strahls und der Richtung des Impulsübertrages) gerichtet und bestimmt so die Richtung der emittierten Hadronen.

Unter Berücksichtigung des von Spektrometer B und C erfaßten Raumwinkels und Elektronenstreuwinkelbereiches wurde für das vorwiegend zum Hadronennachweis konzipierte Spektrometer A ein zu überdeckender Winkelbereich von 18° bis 160° und ein Raumwinkel von 28 msr gefordert. Der Wert des maximal nachweisbaren Teilchenimpulses wurde mit 735 MeV/c und die Impulsakzeptanz mit $\Delta p/p = 20\%$ spezifiziert.

Da die einzelnen Spektrometer nicht starr an den Nachweis bestimmter Teilchen gebunden sind, können mit Spektrometer B auch Hadronen unter extrem kleinen Winkeln nachgewiesen werden. Bei der Durchführung von Dreifach-Koinzidenzmessungen wird Spektrometer C als zweites Hadronen-Spektrometer eingesetzt.

2.1.3 Orts- und Winkelauflösungsvermögen

Viele Experimente, insbesondere die an sehr leichten Kernen, erfordern den Einsatz von Gas- oder Flüssigtargets, die in Strahlrichtung ausgedehnt sind. Daher wurde von allen Spektrometern eine Akzeptanz der nicht-dispersiven Ortskoordinate im Targetraum von 5 cm gefordert (Langes-Target-Akzeptanz). Um den Reaktionsort durch Rückrechnung zu bestimmen, ist bei mindestens einem Spektrometer eine hohe Ortsauflösung von 1 mm bezüglich dieser Koordinate erforderlich.

Zur Spezifikation des Winkelauflösungsvermögens wurden unter anderem folgende Punkte näher untersucht:

- Die vom gestreuten Elektron an das hadronische System abgegebene Energie steht nur bis auf die streuwinkelabhängige Rückstoßenergie dem System als Anregungsenergie zur Verfügung. Bei einer angestrebten Energieauflösung von etwa 100 keV ergibt sich daraus die Forderung nach einer Winkelauflösung von besser als 3 mrad.
- Um eine Separation von longitudinaler und transversaler Strukturfunktion mit einer relativen Genauigkeit von etwa 1% durchführen zu können, ergibt sich

aus der $\tan^2(\theta_e/2)$ -Abhängigkeit des Polarisationsparameters ϵ die Forderung nach einer Winkelauflösung von 2–3 mrad.

2.1.4 "out-of-plane"-Koinzidenzmessungen

Um die Strukturfunktionen σ_{LT} und σ_{TT} in Gleichung (2.1) zu separieren, ist es notwendig, das emittierte Hadron außerhalb der Streuebene ($\Phi_x \neq 0$) zu detektieren.

Um einen möglichst großen Winkelbereich für Φ_x zu erschließen, wurde neben einer "out-of-plane"-Strahlführung, die am Ort des Targets einen variablen Strahlneigungswinkel (bezogen auf die "ursprüngliche" Einfallsrichtung) von 20° bis 45° erlaubt [7], eine Hubvorrichtung geplant, mit der Spektrometer B um 10° aus der Streuebene gekippt werden kann.

2.2 Teilchenoptische Rechnungen

Zur Durchführung der teilchenoptischen Berechnungen wurden die Rechenprogramme TRANSPORT [5] und RAYTRACE [6] benutzt. Während dem Programm TRANSPORT ein 1.- und 2.-Ordnung-Matrix-Formalismus zugrunde liegt, werden in RAYTRACE aus einer vorgegebenen Magnetfeldverteilung die exakten Teilchenbahnen durch numerische Integration der Differentialgleichung nach dem Runge-Kutta-Verfahren bestimmt.

Für die teilchenoptischen Entwürfe wurden zunächst ausschließlich homogene Dipolmagnete als dispersive Elemente und Quadrupolmagnete zur Anpassung des akzeptierten Raumwinkels an die Akzeptanz der Spektrometer verwendet. Dabei wurden sowohl Spektrometer mit einer QQDD-Konfiguration¹ als auch vom QDD-Typ auf die Realisierung der geforderten Spezifikationen hin untersucht. Ein QQDD-Spektrometer bietet den Vorteil einer moderaten Dispersion (und damit einer geringeren Linearausdehnung des zweiten Dipolmagneten) bei einem günstigen Verhältnis von Dispersion zu Vergrößerung, das bei gegebener Strahlfleckgröße für das Impulsaufklärungsvermögen maßgebend ist.

Für Spektrometer A und C fiel aber wegen des relativ großen Raumwinkels die Entscheidung auf einen QDD-Entwurf, da in diesem Fall ein QQDD-Spektrometer den Nachteil eines extrem großen und nur in einer Richtung ausgeleuchteten zweiten Quadrupolmagneten hat. Die Fokussierstärke des zweiten Quadrupolmagneten wird im Falle des QDD-Entwurfes durch eine negative Drehung des Eintrittswinkels α (siehe Anhang A.1) des ersten Dipolmagneten ersetzt. Die wichtigsten Abbildungsfehler zweiter Ordnung (sphärische Aberrationen) wurden durch

¹Quadrupol-Quadrupol-Dipol-Dipol-Konfiguration.

Hinzufügen eines Sextupolmagneten zwischen Quadrupol- und erstem Dipolmagneten kompensiert. Daraus ergibt sich für Spektrometer A und C letztlich eine QSDD-Konfiguration.

Für Spektrometer B wurde, nachdem wegen der reduzierten Anforderungen an den Raumwinkel lange eine QQDD-Konfiguration favorisiert worden war, ein Entwurf realisiert, der aus nur einem magnetischen Element in Form eines "clamshell"-Dipolmagnet besteht. Der Vorteil dieses Entwurfes liegt in seiner großen Kompaktheit, die eine Nutzung als "out-of-plane"-Spektrometer erleichtert.

Die Polschuhe eines "clamshell"-Dipolmagneten sind gegenüber der Mittelebene symmetrisch geneigt. Die beiden Ebenen, die durch die Oberflächen der Polschuhinnenseite definiert werden, besitzen daher in der Symmetrieebene eine Schnittgerade, welche im folgenden mit der z -Koordinatenachse eines Zylinderkoordinatensystems (r, θ, z) identifiziert wird (siehe Abbildung 2.3). Die Linien konstanter magnetischer Induktion sind Parallelen zur z -Achse. Darüberhinaus gilt für den Betrag des Induktionsfeldes: $B(r) \propto 1/r$.

Die Feldlinien verlaufen aufgrund der Polschuhneigung auf Kreisbögen, deren Mittelpunkte sich auf der z -Achse befinden (siehe Abbildung 2.3) und stehen daher auf allen Teilchenbahnen senkrecht, deren Anfang auf der z -Achse liegt. Daraus folgt, daß es keine Komponente der Lorentz-Kraft senkrecht zu diesen Teilchenbahnen gibt.

Wird das Target auf der z -Achse positioniert, so werden alle Teilchen, die mit gleichem Impuls in das Induktionsfeld des "clamshell"-Dipolmagneten eintreten, auch auf einen Punkt der z -Achse (Bildpunkt) abgebildet (Doppelfokussierung).

Wählt man die Driftstrecke Target-Magneteintritt und Magnetaustritt-Bildpunkt äquidistant, so erreicht man eine Vergrößerung von -1 für den dispersiven und nicht-dispersiven Winkel und damit eine hohe Winkelauflösung. Obwohl im Fall von Spektrometer B die Driftstrecke zwischen Target und Magneteintritt gegenüber dem symmetrischen Fall vergrößert wurde, um die Teilchenoptik für ausgedehnte Targets zu verbessern, wird für den dispersiven und nicht-dispersiven Winkel am Ort des Targets eine Auflösung kleiner 3 mrad erreicht.

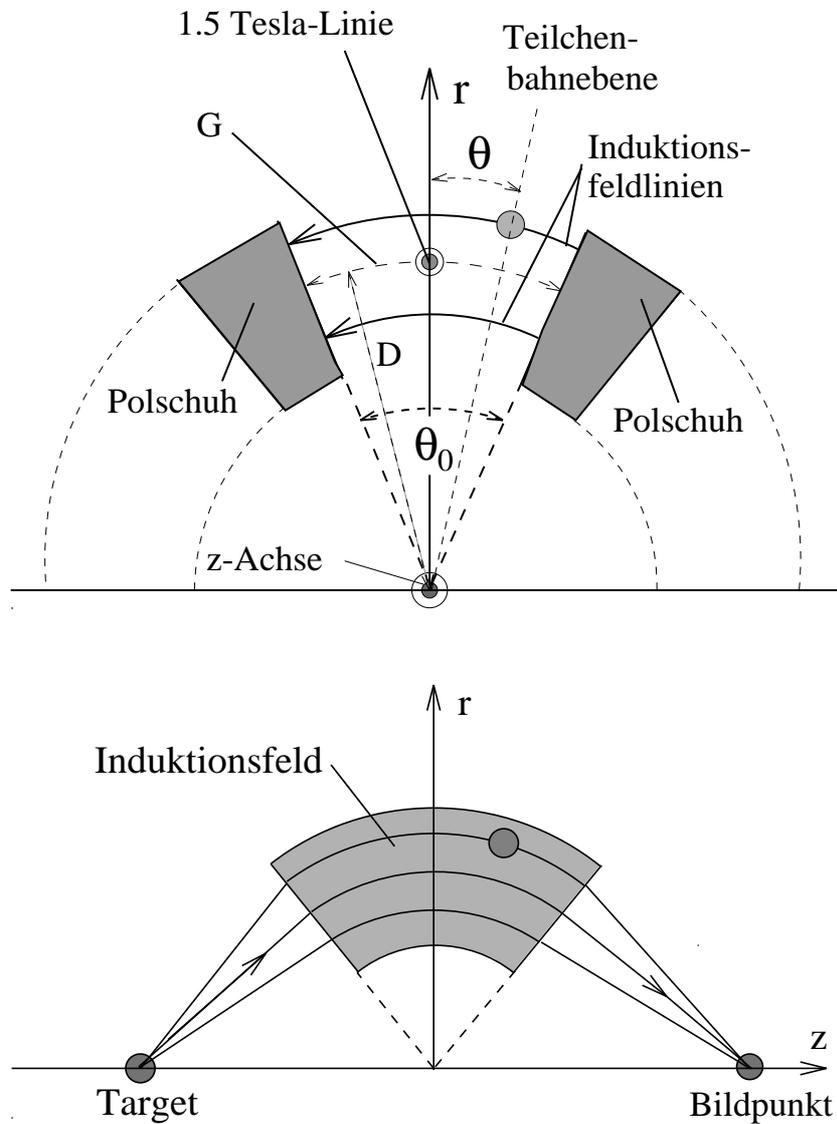


Abbildung 2.3: Geometrie des "clamshell"-Dipolmagneten von Spektrometer B. Oben: Schnitt senkrecht zur Mittelebene. Der Öffnungswinkel der Polschuhe θ_0 beträgt 3.495° . Die unter dem Winkel θ eingezeichnete Teilchenbahnebene entspricht der Zeichenebene der unteren Abbildung. Dabei gilt: $-\theta_0/2 < \theta < \theta_0/2$. Der Kreisbogen G hat eine Länge von 200 mm bei einem Radius von $D = 3278.7$ mm und definiert den "effektiven Polschuhabstand" entlang der 1.5 Tesla-Linie. Bei einer nominellen Erregung von 100% ist der Betrag des Feldes der magnetischen Induktion zwischen den beiden Polschuhen im Abstand D von der z -Achse 1.5 T. Ist B_0 der Betrag des Induktionsfeldes auf der 1.5 Tesla-Linie, dann gilt: $B(r) = B_0 / \left(1 + \frac{\Delta r}{D}\right)$ mit $\Delta r = r - D$. Unten: Verlauf der Teilchenbahnen in der im oberen Bild definierten Bahnebene. Die Feldlinien der magnetischen Induktion stehen senkrecht auf der Zeichenebene. Die Abbildung ist nicht maßstabsgetreu.

Die für die Durchführung der teilchenoptischen Rechnungen entscheidenden Vorgaben lassen sich insgesamt wie folgt zusammenfassen:

1. In der dispersiven Ebene ist aufgrund des geforderten Impulsaufhebungsvermögens für alle drei Spektrometer eine Punkt-zu-Punkt-Abbildung notwendig.
2. In der nicht-dispersiven Ebene wurde im Falle von Spektrometer A und C eine Parallel-zu-Punkt-Abbildung gewählt, um das notwendige Winkelaufhebungsvermögen in der Streuebene zu erreichen.
3. Spektrometer B besitzt in der nicht-dispersiven Ebene eine Punkt-zu-Punkt-Abbildung, damit für eines der drei Spektrometer eine hohe Ortsauflösung zur Rekonstruktion des Reaktionsortes gewährleistet ist.
4. Zur Reduzierung der Polschuhabstände in den Dipolmagneten wurde für Spektrometer A und C ein Zwischenbild in der nicht-dispersiven Ebene im Bereich der zweiten Dipolmagneten eingeführt.
5. Zur Modellierung der Bildebene und zur Kompensation von Abbildungsfehlern wurden folgende Optimierungen vorgenommen:
 - (a) Negativer Neigungswinkel α am Eintritt des ersten Dipolmagneten (siehe Anhang A.1). Die Neigungswinkel am Ein- und Austritt der Dipolmagnete sind in Tabelle 3.3 angegeben.
 - (b) Die Ein- und Austrittskurven der Dipolmagnete werden als Kurven höherer Ordnung ausgebildet, die im Koordinatensystem der jeweiligen Bezugsbahn (siehe Anhang A.1) als Polynome definiert sind. Die Koeffizienten sind in Anhang A.3 angegeben.
 - (c) Im Fall der Spektrometer A und C werden dem Feld des jeweiligen Quadrupolmagneten höhere Multipolkomponenten beigemischt. Die Zahlenwerte sind in Tabelle 4.2 angegeben. Zwischen den Quadrupolmagneten und den ersten Dipolmagneten wird ein Sextupolmagnet kurzer Baulänge mit einem reinen Sextupolfeld eingefügt.

Die wesentlichen teilchenoptischen Eigenschaften sind in Tabelle 2.1 zusammengestellt. Die Abbildungen 2.4, 2.5 und 2.6 zeigen die Entwürfe der drei Spektrometer. Die Zuordnung der einzelnen Bauelemente zueinander und zur Drehachse ist bei Spektrometer A und C jeweils durch die Referenzbahn festgelegt.

Tabelle 2.1: Teilchenoptische Eigenschaften der drei Magnetspektrometer.

Spektrometer		A	B	C
Konfiguration		QSDD ^{a)}	D ^{b)}	QSDD ^{a)}
Abbildungsverhalten				
dispersive Ebene		pt → pt	pt → pt	pt → pt
nicht-dispersive Ebene		→ pt	pt → pt	→ pt
Maximaler Impuls	[MeV/c]	735	870	551
Impuls der Referenzbahn	[MeV/c]	630	810	459
Impuls der Zentralbahn	[MeV/c]	660	810	490
Raumwinkel	[msr]	28	5.6	28
Streuwinkelbereich ^{c)}				
minimaler Winkel	[°]	18	7	18
maximaler Winkel	[°]	160	62 ^{d)}	160
Impulsakzeptanz	[%]	20	15	25
Winkelakzeptanzen				
dispersive Ebene	[mrad]	±70	±70	±70
nicht-dispersive Ebene	[mrad]	±100	±20	±100
Langes-Target-Akzeptanz	[mm]	50	50	50
Winkel der Bildebene	[°]	45	47	45
Länge der Bildebene	[m]	1.80	1.80	1.60
Länge der Zentralbahn	[m]	10.75	12.03	8.53
Dispersion (Zentralbahn)	[cm/%]	5.77	8.22	4.52
Vergrößerung (Zentralbahn)		0.53	0.85	0.51
Dispersion / Vergrößerung	[cm/%]	10.83	9.64	8.81
Impulsauflösungsvermögen		≤10 ⁻⁴	≤10 ⁻⁴	≤10 ⁻⁴
Winkelauflösung am Target	[mrad]	≤3	≤3	≤3
Ortsauflösung am Target	[mm]	3 – 5	≤1	3 – 5

^{a)} Dipolmagnete mit homogenem Magnetfeld

^{b)} "clamshell"-Dipolmagnet

^{c)} Winkelangaben in bezug auf den zentralen Winkel der Spektrometerakzeptanz

^{d)} Maximaler Streuwinkel für Spektrometer B links von 0°-Richtung: 97°

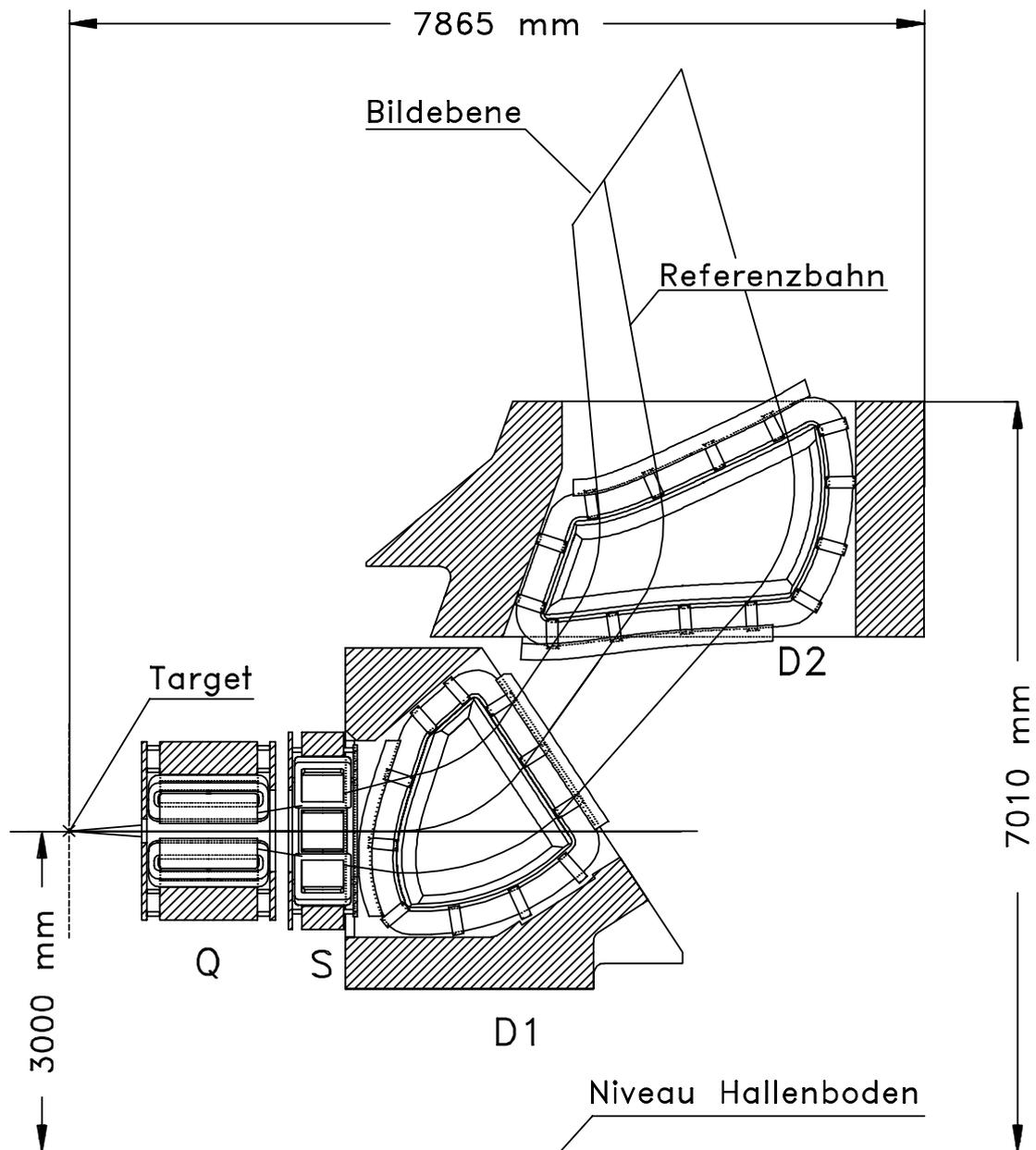


Abbildung 2.4: Vertikaler Schnitt durch Spektrometer A (QSDD-Konfiguration). Maximaler Impuls: 735 MeV/c; Impulsakzeptanz: 20%; Raumwinkel: 28 msr. Neben der Referenzbahn sind die beiden extremen Teilchenbahnen für den maximal erfaßten Winkelbereich bei voller Impulsakzeptanz eingezeichnet. Durch diese Randbahnen ist die Polschuhbreite der Dipolmagnete bestimmt.

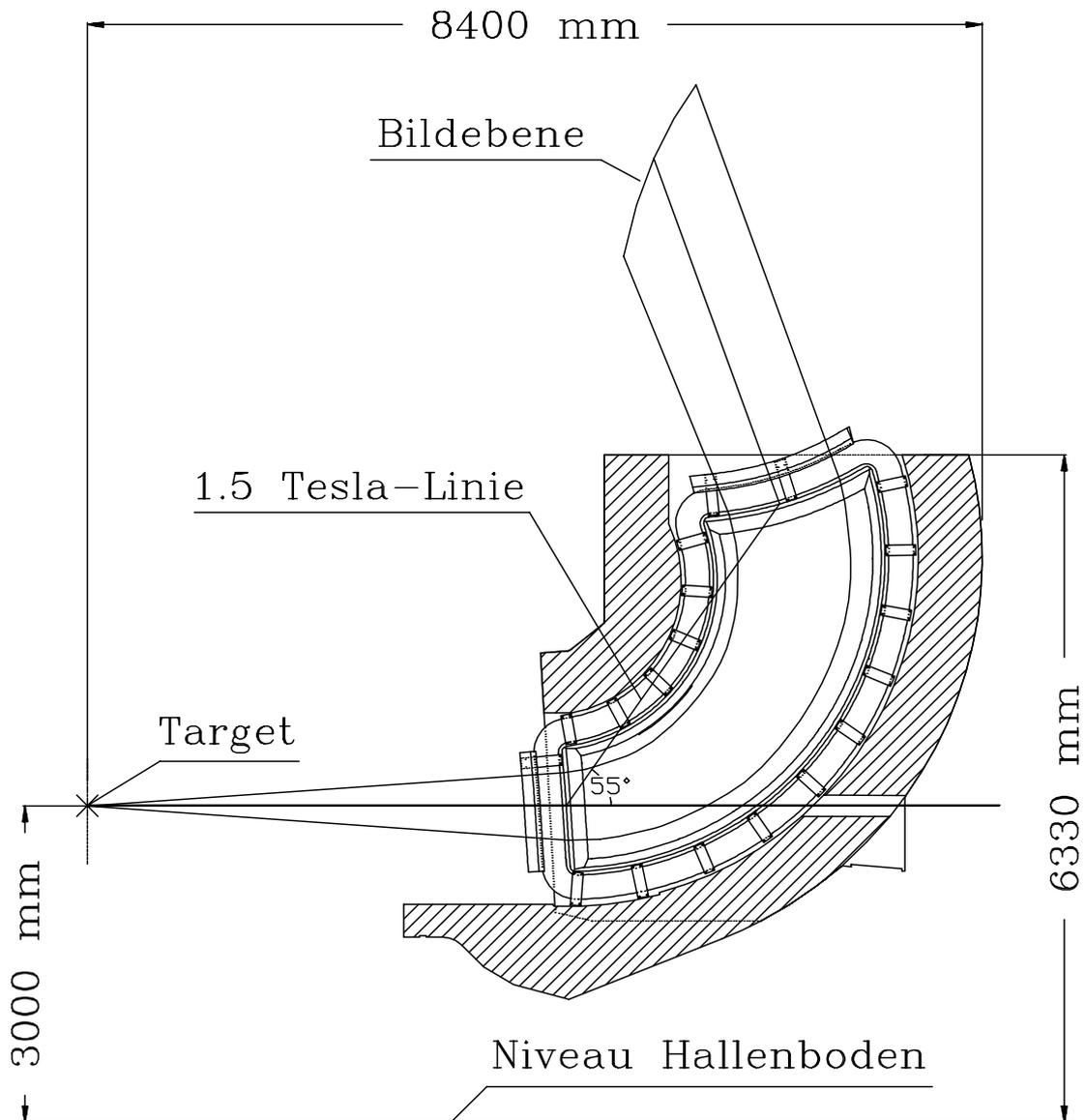


Abbildung 2.5: Vertikaler Schnitt durch Spektrometer B ("clamshell"-Dipolmagnet). Maximaler Impuls: 870 MeV/c; Impulsakzeptanz: 15%; Raumwinkel: 5.6 msr. Neben der 1.5 Tesla-Linie sind die beiden extremen Teilchenbahnen für den maximal erfaßten Winkelbereich bei voller Impulsakzeptanz eingezeichnet. Durch diese Randbahnen ist die Polschuhbreite bestimmt.

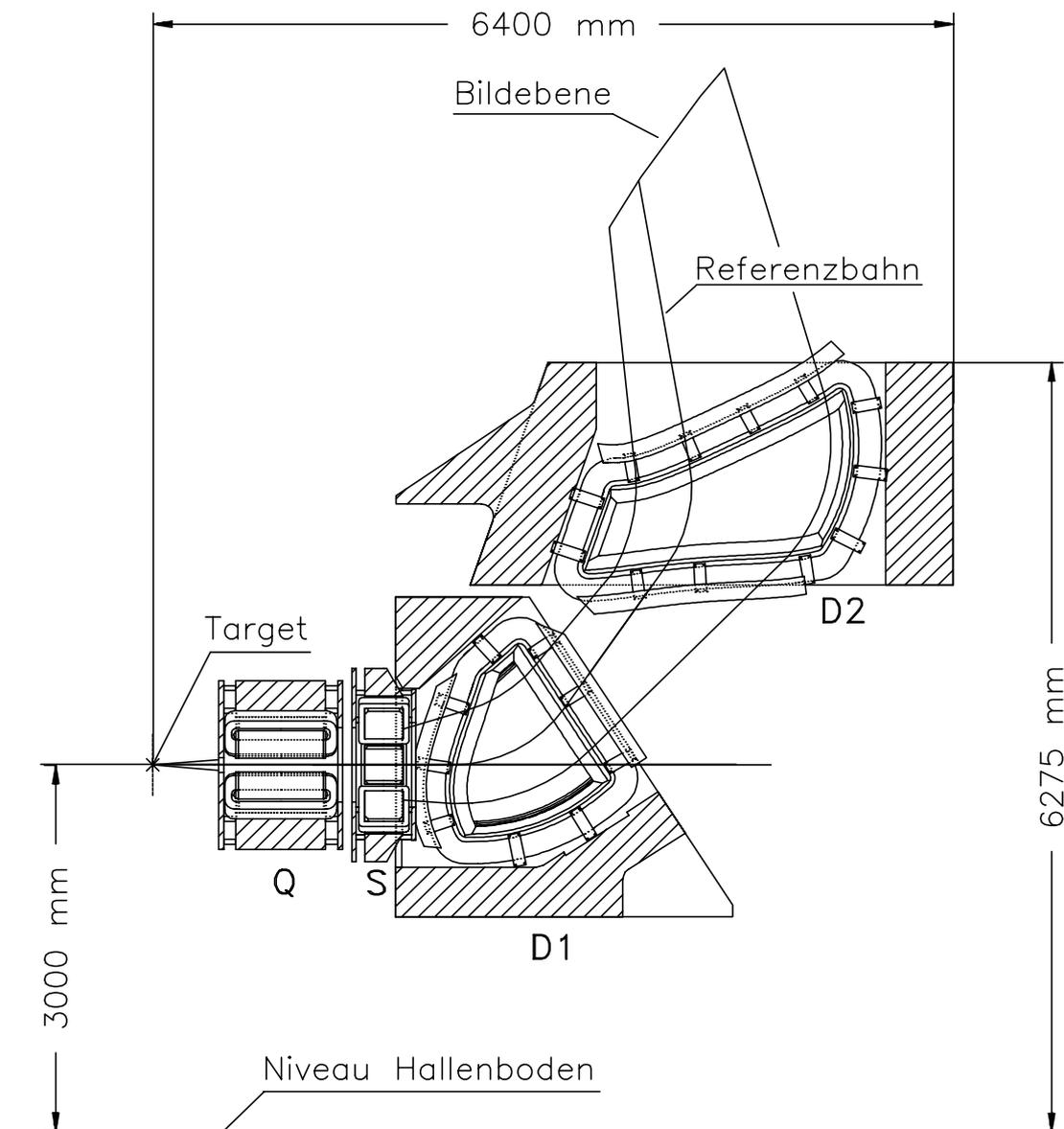


Abbildung 2.6: Vertikaler Schnitt durch Spektrometer C (QSDD-Konfiguration). Maximaler Impuls: 551 MeV/c; Impulsakzeptanz: 25 %; Raumwinkel: 28 msr. Spektrometer C ist bis auf die größere Impulsakzeptanz eine um 11/14 skalierte Version von Spektrometer A. Neben der Referenzbahn sind die beiden extremen Teilchenbahnen für den maximal erfaßten Winkelbereich bei voller Impulsakzeptanz eingezeichnet. Durch diese Randbahnen ist die Polschubbreite der Dipolmagnete bestimmt.

Kapitel 3

Konstruktion der Dipolmagnete

Die aus den teilchenoptischen Berechnungen resultierenden magnetischen Dipolfelder¹ von Spektrometer A und C werden von homogenen Sektormagneten mit H-förmigem Joch und normalleitenden Erregerspulen erzeugt. Der Dipolmagnet von Spektrometer B ist als "clamshell"-Magnet ausgelegt mit einem Polschuhneigungswinkel von 3.495°. Auch dieser Magnet besitzt ein H-förmiges Joch und normalleitende Erregerspulen. Alle Polschuhe sind aus geschmiedetem ZSH-Magnetstahl² gefertigt. Die Joche bestehen aus ZSH-Spezial-Gußstahl².

3.1 Rechenprogramme

Für die Konstruktion der Magnete wurden das zweidimensionale Programmpaket POISSON [9] und das dreidimensionale Programmpaket PROFI [10] eingesetzt. Die B-H-Charakteristik des in unserem Fall verwendeten ZSH-Magnetstahls wurde vom Hersteller spezifiziert und sowohl für die POISSON- als auch die PROFI-Rechnungen benutzt (siehe Anhang B.4).

3.1.1 POISSON

Die Maxwell-Gleichungen der Magnetostatik lassen sich mit Hilfe eines Vektorpotentials \vec{A} als verallgemeinerte Poisson-Gleichung schreiben. Für die magnetische Induktion \vec{B} und die Stromdichte \vec{j} gelten die Beziehungen:

$$\vec{B} = \nabla \times \vec{A} \quad (3.1)$$

$$\vec{j} = \nabla \times \left(\frac{1}{\mu_0 \mu} \nabla \times \vec{A} \right) \quad (3.2)$$

mit der relativen Permeabilität μ und der Induktionskonstanten μ_0 . POISSON löst Gleichung (3.2) auf einem deformierten zweidimensionalen Dreiecksgitter in der xy -Ebene (siehe Abb. 3.1). Das dabei berechnete Vektorpotential \vec{A} sowie die Stromdichte \vec{j} stehen senkrecht auf der Gitterebene und werden in z -Richtung als

¹Nach der allgemein üblichen Sprachregelung wird im folgenden für das Feld der magnetischen Induktion \vec{B} die Bezeichnung "magnetisches Feld" synonym verwendet, wenn eine Verwechslung mit dem makroskopischen magnetischen Feld \vec{H} ausgeschlossen ist [8].

²Herstellerfirma: Vereinigte Schmiedewerke GmbH, Hattingen.

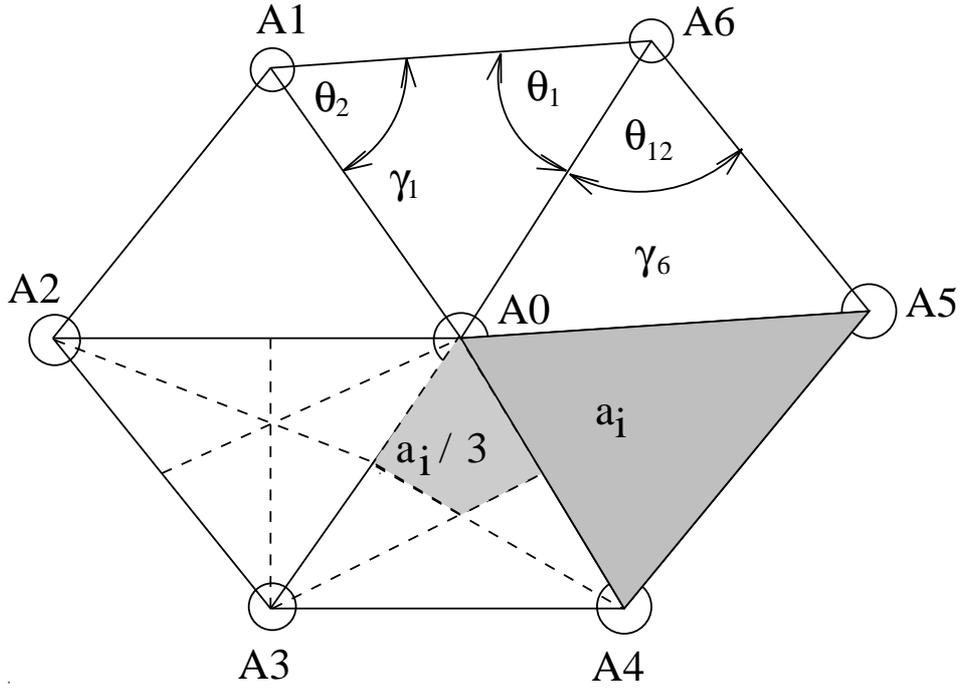


Abbildung 3.1: POISSON-Rechengitter

konstant angenommen. Sind x_i und y_i die Koordinaten des Gitterpunktes mit dem Index i , so gilt bezüglich der Notation der Vektorgrößen folgende Konvention:

$$A_i = \vec{A}_z(x_i, y_i) \quad (3.3)$$

$$j_i = \vec{j}_z(x_i, y_i). \quad (3.4)$$

Für einen beliebigen Gitterpunkt, für den ohne Beschränkung der Allgemeinheit der Index $i = 0$ gewählt wird, bestimmt man A_0 iterativ durch die Potentialwerte A_1 bis A_6 und die Stromdichten j_1 bis j_6 seiner 6 Nachbarpunkte. Die den Stromdichten j_i zugeordneten elementaren Flächen des Dreiecksgitters werden mit a_i bezeichnet (siehe Abb. 3.1).

Unter Anwendung des Ampèreschen Gesetzes folgt nach Approximation der Integrale durch Summen:

$$A_0 = \frac{\sum_{i=1}^6 w_i A_i + \frac{\mu_0}{3} \sum_{i=1}^6 j_i a_i}{\sum_{i=1}^6 w_i} \quad (3.5)$$

mit den Gewichtsfunktionen

$$w_i = \frac{1}{2} \left(\gamma_i \cot \theta_{2i-1} + \gamma_{i+1} \cot \theta_{2(i+1)} \right) \quad (3.6)$$

und dem Kehrwert der relativen Permeabilität

$$\gamma = 1/\mu. \quad (3.7)$$

Im Magnetstahl wird isotropes Verhalten der Permeabilität vorausgesetzt:

$$\vec{B} = \frac{\mu_0}{\gamma(B)} \vec{H} \quad (3.8)$$

Die Lösung erfolgt iterativ durch Anwendung eines Relaxationsverfahrens. Das Rechengitter wird von einem vorgeschalteten Programm so deformiert, daß die das Feld der magnetischen Induktion definierenden Magnetstahlflächen und Stromverteilungen optimal beschrieben werden. Dadurch ist für alle Feldbereiche, die nur von zwei Koordinaten abhängen, der Fehler des berechneten Feldes im wesentlichen eine Funktion des gewählten Gitterabstandes. Durch die Benutzung von Zylinderkoordinaten ist es darüberhinaus möglich, mit POISSON Felder, die neben der Mittelebenensymmetrie noch eine Rotationssymmetrie besitzen, im Rahmen der Rechengenauigkeit exakt zu bestimmen.

3.1.2 PROFI

Das Rechenprogramm PROFI löst die Maxwell-Gleichungen auf einem dreidimensionalen, nicht deformierten, orthogonalen Gitter. Durch Einführung eines skalaren Potentials Φ wird von dem Magnetfeld \vec{H} der stromabhängige Anteil \vec{H}_j absepariert:

$$\vec{H} = \vec{H}_j - \nabla\Phi. \quad (3.9)$$

Dabei gilt:

$$\nabla \times \vec{H}_j = \vec{j}. \quad (3.10)$$

Unter der Annahme von isotropem Verhalten der Permeabilität im Magnetstahl folgt mit $\nabla \cdot B = 0$ und $\vec{B} = \mu_0\mu\vec{H}$:

$$\nabla \cdot (\mu_0\mu(H)\nabla\Phi) = \nabla \cdot \mu_0\mu(H)\vec{H}_j. \quad (3.11)$$

\vec{H}_j wird nach dem Biot-Savartschen Gesetz durch numerische Integration berechnet. Die Differentialgleichung (3.11) wird iterativ durch ein Relaxationsverfahren auf dem Rechengitter gelöst:

$$\nabla \cdot (\mu_0\mu_n(H)\nabla\Phi_{n+1}) = \nabla \cdot \mu_0\mu_n(H)\vec{H}_j. \quad (3.12)$$

Der Index n bezeichnet darin den n -ten Schritt der Iteration. Die Größe $\mu_n(H)$ wird aus der n -ten Approximation Φ_n des skalaren Potentials berechnet.

3.2 Beschreibung der Dipolmagnete

3.2.1 Konstruktion der Polschuhe

Die Dipolmagnete von Spektrometer A und C besitzen ein homogenes Induktionsfeld mit einer maximalen Feldstärke (definiert als 100 %) von 1.51 T (Spektrometer A) bzw. 1.4 T (Spektrometer C). Die Polschuhoberflächen sind eben und planparallel mit einem Polschuhabstand von 200 mm bei Spektrometer A und 160 mm bei Spektrometer C. Um die Planparallelität zu gewährleisten, werden zwischen den Polschuhen außerhalb der Randbahnen zylinderförmige Abstandsstücke (Spacer) aus Titan angebracht (Abb. 3.2). Alle Spacer eines Magneten werden in einem Arbeitsgang auf Feinmaß geschliffen. Der maximal zulässige Unterschied in den Endmaßen beträgt ± 0.01 mm. Insgesamt ist die Planparallelität der Polschuhoberflächen mit einem Absolutwert von 0.05 mm spezifiziert.

Die Polschuhflächen von Spektrometer B sind eben und besitzen einen Öffnungswinkel von 3.495° symmetrisch zur Mittelebene. Die Polschuhe haben entlang der Linie, auf der bei einer Erregung von 100 % die Soll-Feldstärke 1.5 T beträgt, einen "effektiven Abstand" (siehe Abbildung 2.3) von 200 ± 0.05 mm (1.5 Tesla-Linie). Der Öffnungswinkel der Polschuhe ist durch die Länge der Spacer definiert und wurde im Rahmen der Abnahmemessungen beim Hersteller überprüft (siehe Abschnitt 3.3.4).

Wegen der großen Länge von Spektrometer B und des relativ geringen Abstandes der Spacer zu den Randbahnen der im Spektrometer noch nachweisbaren Teilchen erhalten die Spacer eine trapezförmige Ummantelung aus einer Blei-Antimon-Legierung. Diese sind so optimiert, daß die Zahl der Teilchen, die außerhalb der Akzeptanz des Spektrometers liegen und durch Aufstreuung an den Spacern in die Teilchendetektoren gelangen können, minimiert wird (siehe Anhang B.1).

Die Polschuhe aller Dipolmagnete sind gegeneinander mit dreigeteilten Gewindebolzen zu einem Polschuhpaket verschraubt, welches einseitig am Joch befestigt ist. Die Gewindebolzen bestehen im Bereich des Luftspaltes aus nichtmagnetischem Stahl und im Polschuhbereich aus Magnetstahl. Die drei Teile sind gegeneinander reibverschweißt. Der Abstand der Schweißnaht zur Polschuhoberfläche darf maximal 2.5 mm betragen, um eine Störung des Magnetfeldes zu verhindern.

Die den Luftspalt bildenden Oberflächen der Polschuhe werden vernickelt und sind gleichzeitig innere Oberflächen der Vakuumkammer, die durch Edelstahlwände um das Polschuhpaket vervollständigt wird (integrierte Vakuumkammer). Die Ebenheit der vernickelten Oberfläche beträgt absolut 0.03 mm.

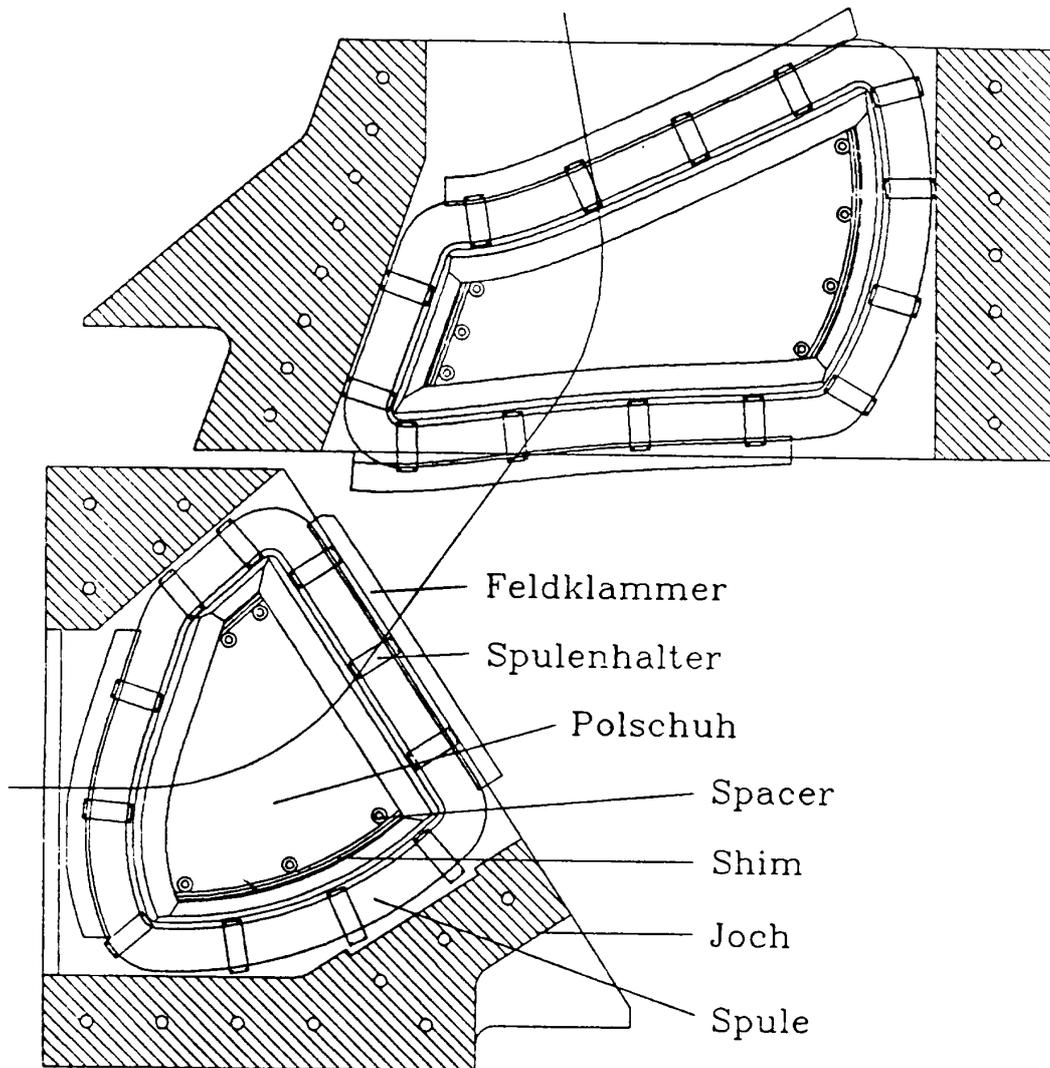


Abbildung 3.2: Vertikaler Schnitt durch die Dipolmagnete von Spektrometer A.

3.2.2 Homogenisierung des Feldbereichs der Randbahnen

Als Homogenität über den ausnutzbaren Bereich der Polschuhe wird $\delta B/B = \pm 2 \cdot 10^{-4}$ angestrebt. Um dem Feldabfall an den radialen Begrenzungen Rechnung zu tragen, wurde bei der Dimensionierung der Stahlkörper die durch die teilchenoptischen Rechnungen vorgegebenen Polschuhausdehnungen nach außen um je 1.25 Polschuhabstände vergrößert und zusätzlich im Querschnitt trapezförmige Bleche aus Magnetstahl (Shims) an den Rändern angebracht (siehe Anhang B.8). Die Berechnung der optimalen Kantenprofile und die Dimensionierung der Shims erfolgte durch eine nichtlineare Optimierungsrechnung mit POISSON [11]. Die Shims von Spektrometer B bestehen aus insgesamt 15 Segmenten mit unterschiedlichem Querschnitt, der unter Berücksichtigung des lokalen Polschuhabstandes optimiert wurde.

3.2.3 Magnetjoch

Das Rückflußjoch wurde unter Bevorzugung einfacher Formen für die Jochteile so dimensioniert, daß die Querschnittfläche senkrecht zu den magnetischen Flußlinien an jeder Stelle mindestens gleich der Polschuhfläche ist. Bei Spektrometer B wurde das Seitenjoch auf Höhe des auslaufenden Strahls beidseitig keilförmig eingeschnitten. Unterhalb dieses Einschnittes wurde die Dicke der Seitenplatten von 600 mm auf 250 mm reduziert (siehe Anhang B.8). Diese Maßnahmen dienen zum Erreichen des angestrebten kleinsten Spektrometerwinkels von 7° , gemessen gegen den auslaufenden Elektronenstrahl.

Zur Homogenisierung des Magnetfeldes zwischen den Polschuhen wurde zwischen Joch und Polschuh aller Dipolmagnete jeweils ein zusätzlicher Luftspalt (Purcell-Filter) angebracht [12]. Die Dimensionierung aller Purcell-Filter ist in Anhang B.7 angegeben.

3.2.4 Magnetspulen

Der Wickelraum für die normalleitenden Erregerspulen der Dipolmagnete wurde so bemessen, daß bei maximaler Erregung eine Stromdichte von ca. 5 A/mm^2 erreicht wird. Alle Spulen werden aus einlagigen Teilspulen, die elektrisch hintereinander und für den Kühlwasserdurchfluß parallel geschaltet werden, zusammengesetzt. Der Kühlwassereinlaß befindet sich an der Polschuhseite. Zu den Magnetjochen hin erhalten die Spulen wassergekühlte Kühlmäntel, um den Wärmeübertrag auf die Magnetjoch zu minimieren.

3.2.5 Optimierung des Verlaufs der effektiven Feldgrenze

Bei der Durchführung teilchenoptischer Rechnungen wird die magnetische Induktion durch die Angabe der Amplitude im Feldinneren und den Verlauf der effektiven Feldgrenze (Effective Field Boundary) spezifiziert (siehe Anhang B.2). Um den Verlauf der EFB dem Design optimal anzupassen, befinden sich am Ein- und Austritt der Dipolmagnete Feldklammern. Diese sind direkt mit dem jeweiligen Joch verbunden. Die Feldklammern begrenzen das Randfeld, da sie für die Feldlinien im Randbereich einen magnetischen Kurzschluß darstellen (siehe Anhang B.3). Das Kantenprofil der Polschuhe im Ein- und Austrittsbereich sowie die Form der Feldklammern wurden so optimiert, daß die effektiven Feldgrenzen mit den rechtwinkligen Polschuhkanten zusammenfallen und der mit RAYTRACE spezifizierte Randfeldabfall näherungsweise erreicht wird (siehe Abb. 3.3). Dazu wurden mit POISSON Radialschnitte entlang der Sollbahn senkrecht zur Mittelebene berechnet. Ausgangspunkt für das Polschuhprofil war dabei eine Polygon-Approximation eines Rogowski-Profiles [13]. Während der Optimierung wurden folgende Randbedingungen berücksichtigt:

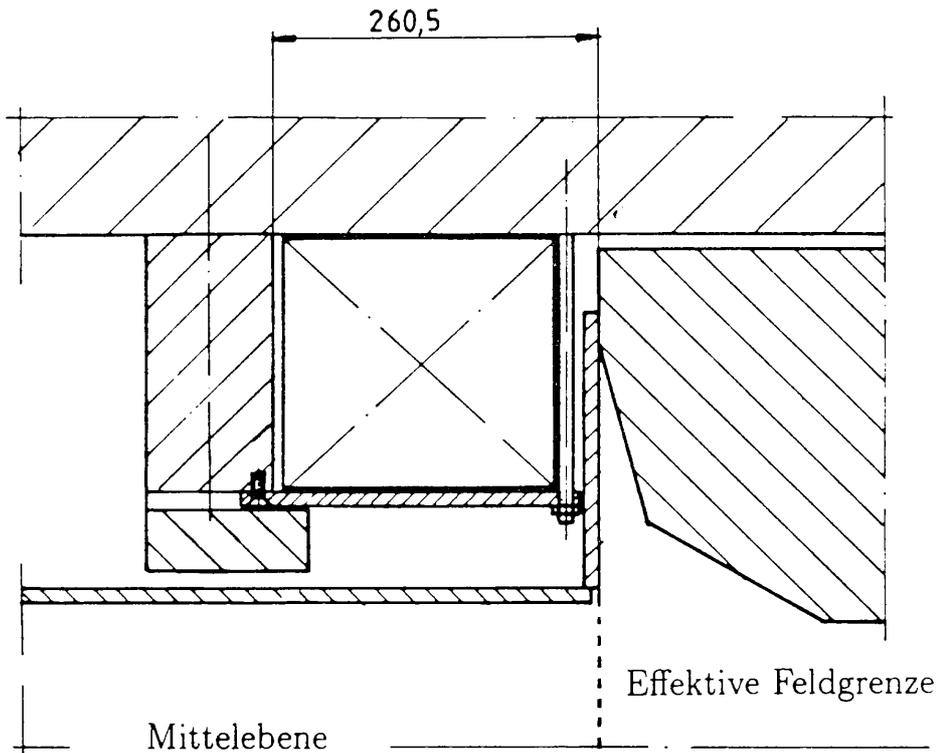


Abbildung 3.3: Polschuhkantenprofil und Feldklammergeometrie am Ein- und Austritt der Dipolmagnete.

- Minimierung der Abhängigkeit der EFB-Lage von der Erregung des Magneten.
- Minimierung der Anzahl der Polygonstützpunkte zur Vereinfachung der Fertigung.
- Anpassung der Abmessungen der Stahlkörper an den Platzbedarf für Erreger-spulen. Die Spulen von Spektrometer C skalieren in der Richtung parallel zur Mittellebene mit 0.8 bezogen auf Spektrometer A. In der Richtung senkrecht dazu ist die Spulengröße identisch mit der von Spektrometer A. Daher war es erforderlich, die Abmessungen des Teils der Feldklammer, der parallel zur Mittellebene verläuft, überproportional zu reduzieren.

Die berechnete Veränderung der EFB-Lage bei Erhöhung der magnetischen Induktion von 50 % auf 100 % der Maximalfeldstärke ist betragsmäßig kleiner als 0.2 mm. Details des endgültigen Designs sind in Anhang B.7 zusammengefaßt. Um den Randfeldverlauf am Ein- und Austritt in den teilchenoptischen Rechnungen mit RAYTRACE berücksichtigen zu können, wird dieser durch jeweils eine sechs-parametrische Fermi-Funktion und einen konstanten Randfeldterm B_R approximiert:

$$BY(z) = \frac{B_0 - B_R}{1 + e^S} + B_R \quad (3.13)$$

mit

$$S = C00 + C01s + C02s^2 + C03s^3 + C04s^4 + C05s^5 \quad (3.14)$$

und

$$s = \frac{z + \Delta Z(x)}{D}. \quad (3.15)$$

Dabei ist D der Abstand der Polschuhe und $\Delta Z(x)$ ein Polynom von maximal 8. Ordnung, welches die Kurve der effektiven Feldgrenze entlang der x -Achse des EFB-Koordinatensystems (siehe Anhang A.1) am Ein- bzw. Austritt der Magnete beschreibt. Die Koeffizienten des Polynoms sind für alle Dipolmagnete in Anhang A.3 angegeben. Eine RAYTRACE-Rechnung mit dem so bestimmten Randfeld zeigt gegenüber dem Ursprungsentwurf eine Veränderung der Ortsauflösung in dispersiver Richtung um weniger als $\pm 1 \cdot 10^{-4}$ über die gesamte Bildebene.

Mit POISSON wurde nun in einem iterativen Verfahren die Begrenzungskurven der Polschuhe am Ein- und Austritt so festgelegt, daß die berechneten effektiven Feldgrenzen in der Mittelebene mit einer Genauigkeit von ± 0.25 mm den durch die teilchenoptischen Berechnungen geforderten Verlauf nehmen. Bei der Berechnung der Polschuhbegrenzungskurven wird eine Option von POISSON benutzt, bei der für rotationssymmetrische Felder eine dreidimensionale Lösung der Laplace-Gleichung auf dem Gitter möglich ist. Es sei $\Delta Z(x)$ das Polynom aus Gleichung (3.15) und $P(x)$ die Polschuhbegrenzungskurve, die iterativ bestimmt werden soll. Für diskrete Punkte x_i wird nun der lokale Krümmungsradius $R(x_i)$ von $P(x_i)$ bestimmt. Für alle Radien $R(x_i)$ wird mit dem in Abbildung 3.3 gezeigten radialen Polschuh- und Feldklammerprofil jeweils eine POISSON-Rechnung unter der Annahme von Rotationssymmetrie durchgeführt und die effektiven Feldgrenze in bezug auf die rechtwinklige Polschuhkante berechnet. Aus der Lage aller so berechneten effektiven Feldgrenzen ergibt sich die Kurve $f_{iter}(R(x_i))$. Die Polschuhbegrenzungskurve läßt sich nun iterativ bestimmen:

$$P_{n+1}(x_i) = P_n(x_i) + (\Delta Z(x_i) - f_{iter}(R_n(x_i))). \quad (3.16)$$

Dabei gilt

$$P_1(x_i) = \Delta Z(x_i). \quad (3.17)$$

Bei Spektrometer B wird darüberhinaus die Variation des Polschuhabstandes entlang der Polschuhkurve berücksichtigt. Es ergibt sich ein Neigungswinkel der Feldklammern von 1.081° gegen die Mittelebene.

Ist die EFB-Sollkurve konvex gekrümmt, wandert die effektive Feldgrenze ins Magnetinnere. Für eine konkave Krümmung ergibt sich eine Verschiebung nach außen. Die Begrenzungskurve für die Feldklammern ergibt sich aus der Begrenzungskurve des jeweiligen Polschuhs und der Forderung, daß der senkrechte Abstand von Polschuh und Feldklammer entlang der Kurve konstant bleibt.

Um nach Durchführung von Feldmessungen (siehe Abschnitt 3.3) Korrekturmöglichkeiten bezüglich des EFB–Verlaufes in der Mittelebene zu ermöglichen, sind die Feldklammern segmentiert und die einzelnen Segmente getrennt verschiebbar. Der Untersetzungsfaktor für die daraus resultierende EFB–Verschiebung wurde mit POISSON bestimmt. Es ergab sich im Rahmen der Rechengenauigkeit für alle Dipolmagnete ein Verhältnis von 5:1. Abschließende Rechnungen zur Untersuchung der Abhängigkeit der EFB–Lage von der Felderregung ergaben eine Verschiebung um 0.1 mm in Richtung des Magnetinneren bei einer Änderung der Erregung von 50 % auf 100 % des Maximalwertes.

3.2.6 Festlegung der Fertigungstoleranzen

Zur Bestimmung der Fertigungstoleranzen der Polschuhe wurden Monte–Carlo–Fehlersimulationen durchgeführt. Die Kanten der Polschuhkonturen wurden für den radialen Schnitt im Randbereich im Ein– und Austrittsbereich innerhalb eines vorgegebenen Intervalls variiert. Bei der Durchführung der Simulationsrechnungen wurde zwischen absoluten Maßfehlern und Symmetriefehlern unterschieden. Grundlegende Bewertungsgrößen bei der Auswertung der Simulationsrechnungen waren dabei die Verschiebung der EFB innerhalb des gerechneten Schnitts und die durch die Symmetriebrechung in der Mittelebene erzeugte Feldkomponente der magnetischen Induktion B_z .

Die absolute Maßtoleranz (Formtoleranz) für die Bearbeitung des Polschuhkantenprofils (Definition der Profilwinkel) wurde auf ± 0.25 mm festgelegt. Damit ist die Genauigkeit der Polschuhkantenwinkel definiert. Die daraus resultierende maximale Abweichung der EFB von der Sollage kann nach Abbildung 3.4 zu ± 0.1 mm abgeschätzt werden. Dabei handelt es sich um einen systematischen Fehler, der durch ein globales Verschieben der Feldklammern eliminiert werden kann.

Die Maßtoleranz für die Bearbeitung der Begrenzungskurven von Polschuhen und Feldklammern beträgt ± 0.25 mm. Bei der iterativen Berechnung der Polschuhkurven wurde eine maximale Abweichung des berechneten Feldverlaufs vom Sollwert um ± 0.25 mm zugelassen. Da die einzelnen Segmente der Feldklammern getrennt verschiebbar sind, ist die geforderte Genauigkeit von ± 0.25 mm für den EFB–Verlauf in der Mittelebene im Vergleich zum RAYTRACE–Design gewährleistet.

Der Symmetriefehler im zusammengebauten Zustand wurde für alle Dipolmagnete mit ± 0.2 mm festgelegt. Aus den Monte–Carlo–Simulationsrechnungen ergibt sich daraus für das Verhältnis der Linienintegrale längs der Sollbahn ein tolerierbarer Wert von:

$$\left| \frac{\int B_z ds}{\int B_y ds} \right| < 5 \cdot 10^{-5}.$$

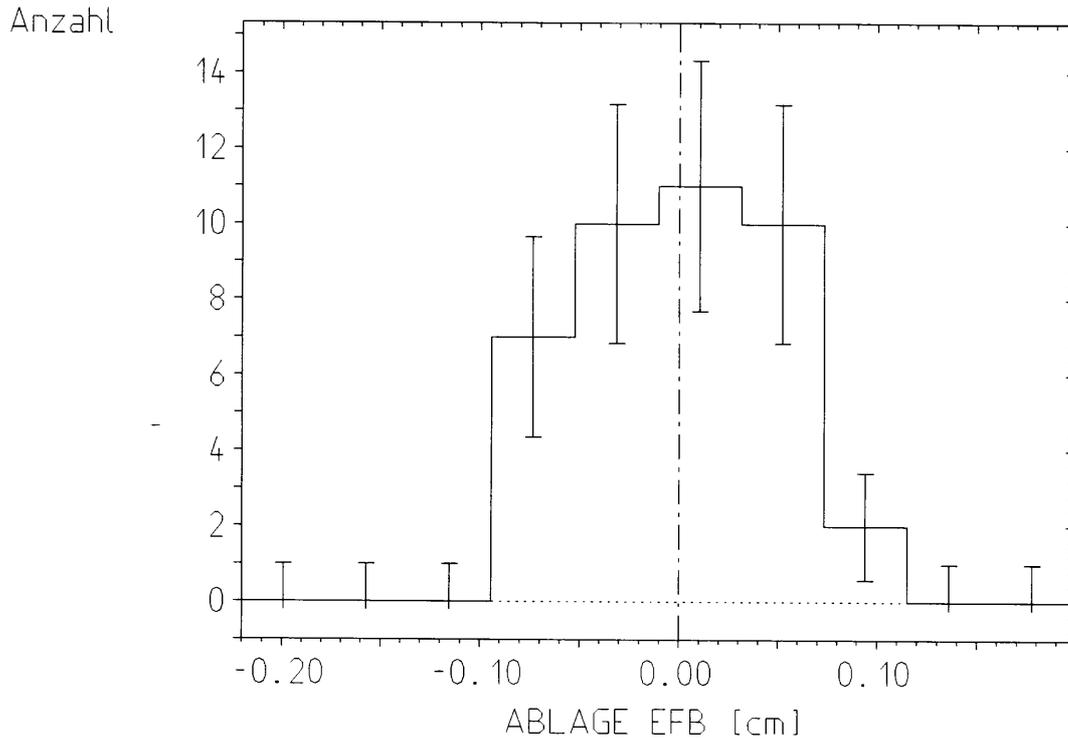


Abbildung 3.4: Histogramm der EFB-Ablage vom Sollwert aus Monte-Carlo-Fehlersimulation mit Maßtoleranz ± 0.25 mm und Symmetrietoleranz ± 0.2 mm.

3.2.7 Justiervorrichtungen der Dipolmagnete

Mindestens drei Spacer eines jeden Dipolmagneten besitzen eine keilförmige Justierrille, die die Mittelebene des zusammengebauten Polschuhpaketes mit einer Genauigkeit von ± 0.015 mm markiert. Weiterhin wurden in die Oberfläche eines jeden Polschuhs vier kegelförmige Justierstifte aus Titan eingebracht, die ein Polschuh-Koordinatensystem relativ zum RAYTRACE-Koordinatensystem (siehe Anhang A.1) definieren [11].

Die Stifte und die Justierrillen der Spacer sind auch nach dem Einbau der Vakuumkammern noch sichtbar. Die Positionsgenauigkeit der Titanstifte beträgt ± 0.1 mm. Die Mittelebene und die Stiftpositionen wurden vor der Montage der Vakuumkammern mit einer Genauigkeit von ± 0.3 mm auf die Rückfluß- und Seitenjoche übertragen.

3.2.8 Verformung durch magnetische Kräfte

Die Verformung der Polschuhe durch magnetische Kräfte stellt bei dem zweiten Dipolmagnet von Spektrometer A aufgrund der großen Spannweite ein ernst zu

nehmendes Problem dar. Der Einfluß auf das Induktionsfeld wurde in einer Simulationrechnung mit POISSON untersucht. Die Verbiegung der Polschuhe wurde durch ein Polygon approximiert. Es zeigte sich, daß für eine Variation der Spaltgröße zwischen den Polschuhen um maximal $\pm 1 \cdot 10^{-3}$ der Betrag des entstehenden Feldgradienten im Magnetinneren kleiner als $1 \cdot 10^{-4}$ T/cm ist. Das Feld skaliert linear mit dem lokalen Polschuhabstand. Der Maximalwert für die Verformung eines Polschuhes wurde mit $\pm 25 \mu\text{m}$ spezifiziert. Um zu einer quantitativen Aussage über die resultierenden Magnetkräfte zu gelangen, wurde mit PROFI eine vollständige Modellrechnung des zweiten Dipolmagneten von Spektrometer A auf einem dreidimensionalen Gitter mit 180000 Gitterpunkten durchgeführt. Die berechneten Magnetkräfte sind in Abbildung 3.5 wiedergegeben.

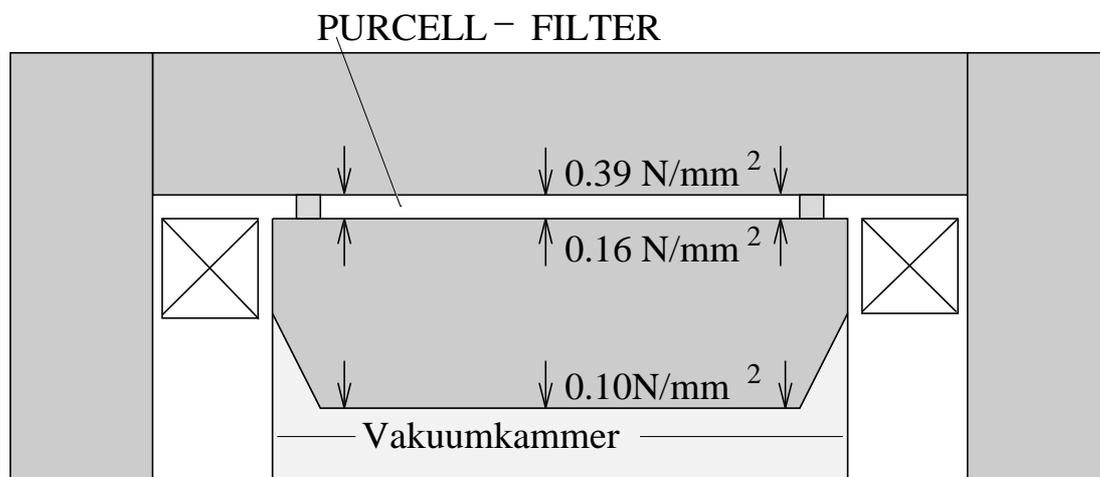


Abbildung 3.5: Kräfte auf die Seitenplatten und die Polschuhe von Dipolmagnet 2 des Spektrometers A, berechnet mit einem dreidimensionalen Modell.

Im Anschluß an die Bestimmung der Kräfte wurde in einer "Finiten-Elemente-Rechnung" die daraus resultierende Verformung der Seitenplatten und Polschuhe ermittelt. Die maximale Polschuhdeformation beträgt 0.085 mm , die Verformung der Seitenplatten in der Plattenmitte 0.065 mm . Neben den magnetischen Kräften sind auch die entgegengesetzt wirkenden Kräfte durch die Druckdifferenz zwischen Magnetinnerem und Purcell-Filter zu berücksichtigen. Die resultierende Veränderung des Polschuhabstandes in der Polschuhmitte kann mit -0.1 mm abgeschätzt werden. Daraus ergibt sich eine relative Änderung des Induktionsfeldes von $+5 \cdot 10^{-4}$.

Um die Polschuhverbiegung zu reduzieren, wurden zwei konstruktive Gegenmaßnahmen ergriffen (siehe Abb. 3.6):

- Der Raum des Purcell-Filter wird als Druckkammer ausgebildet, so daß durch Einstellung eines von der Erregung des Magneten abhängigen Luftdrucks (Unter- oder Überdruck) zwischen Polschuhen und Joch die Summe des Einflusses der magnetischen Kräfte auf die Durchbiegung und des entsprechend gegenläufigen Einflusses der Druckkräfte kompensiert werden kann.
- In die Seitenplatten werden am Ort der maximalen Deformierung der Polschuhe Gewindebolzen eingebracht. Die berechnete Reduktion der Durchbiegung der Polschuhe durch die Gewindebolzen beträgt 80 %.

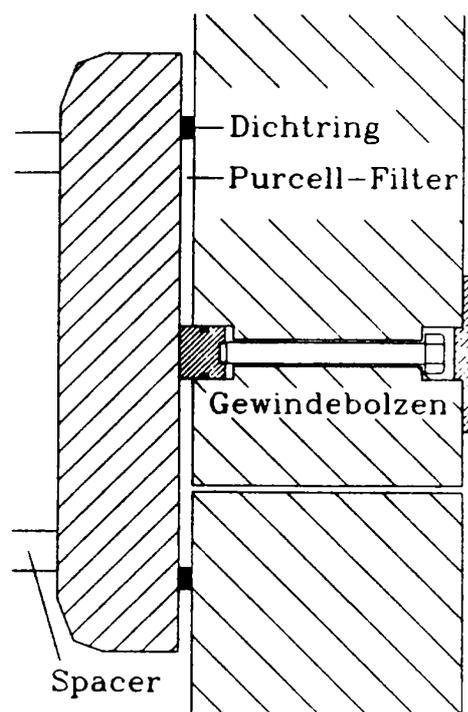


Abbildung 3.6: Kompensation der magnetischen Kräfte.

Eine Überprüfung des zweiten Dipolmagneten von Spektrometer C bezüglich möglicher Polschuhverformungen ergab, daß aufgrund der begrenzten Genauigkeit der Modellrechnungen eine die optischen Eigenschaften des Spektrometers störende Deformierung nicht mit Sicherheit ausgeschlossen werden kann. Daher wurde dieser Magnet ebenfalls mit Druckkammern und Gewindebolzen ausgestattet.

Nach der Fertigstellung der Magnete wurde beim Hersteller für die Polschuhe der zweiten Dipolmagnete von Spektrometer A und C ohne montiertes Vakuumsystem die Deformation der Polschuhe durch Magnetkräfte vermessen. Die Messungen fanden zeitlich parallel zu den Magnetfeldmessungen statt. Mit einem Theodoliten wurde dabei an verschiedenen Positionen die Größe des Luftspaltes in Abhängigkeit von der Erregung des Magneten bestimmt. Ohne Arretierung des Gewindebolzens ergab sich für den zweiten Dipolmagneten von Spektrometer A eine maximale Vergrößerung des Luftspaltes um $+150 \mu\text{m}$. Die Gewindebolzen wurden anschließend so fixiert, daß sich dieser Wert auf $+50 \mu\text{m}$ reduzierte. Der Meßfehler betrug dabei $\pm 25 \mu\text{m}$. Im Rahmen der Meßgenauigkeit besteht damit eine gute Übereinstimmung mit den aus den Modellrechnungen gewonnenen Werten. Der spezifizierte Wert von $\pm 25 \mu\text{m}$ läßt sich erreichen, wenn im Purcell-Filter der Druck auf 25 % des Normaldruckes reduziert wird. Die Größe des Luftspaltes

variiert dann zwischen $200 \text{ mm} - 25 \text{ }\mu\text{m}$ (Feld gleich null) und $200 \text{ mm} + 25 \text{ }\mu\text{m}$ (Feld maximal).

Eine Verformung der Polschuhe des zweiten Dipolmagneten von Spektrometer C durch magnetische Kräfte konnte mit dem Theodoliten nicht nachgewiesen werden und ist daher betragsmäßig kleiner als $25 \text{ }\mu\text{m}$.

3.2.9 Übersicht der Dipolmagnete

Tabelle 3.1: Spezifikation der Dipolmagnete.

Spektrometer Dipolmagnet	A		B	C			
	D1	D2	D	D1	D2		
Maximale Induktion ^{a)}	[T]		1.51	1.50	1.40		
Krümmungsradius ^{a)}	[m]		1.40		1.10		
Ablenkwinkel ^{a)}	[°]		55	45	110	55	45
Eintrittswinkel ^{a)}	[°]		-11	41.6	51.8	-11	41.6
Austrittswinkel ^{a)}	[°]		22	-14	51.8	22	-14
Polschuhabstand ^{a)}	[cm]		20	20	16		
Polschuhöffnungswinkel	[°]			3.495°			
Amperewindungen/Spule ^{b)}			152000	152000	113000		
Anzahl der Spulen			2	2	2		
Mittlere Windungslänge	[m]		6.4	8.2	12.1	5.3	6.9
Spulenquerschnitt	[cm × cm]		20 × 22	21 × 23	20 × 18		
Stromstärke ^{b)}	[A]		1384	1384	1384	1260	1260
Stromdichte ^{b)}	[A/mm ²]		5.8	5.8	5.8	5.3	
Leistung ^{b)}	[kW]		206	265	390	116	152
Zahl der Wasserkreisläufe			20	20	20	20	20
Druckabfall	[bar]		2.2	4.2	4.2	0.6	1.1
Kühlwasser	[l/min]		92	115	174	54	66
Vorlauftemperatur	°C		30	30	30	30	30
Mittlere Spulentemperatur	°C		45	45	45	45	45
Gewicht (Stahlkörper)	[kN]		745	1225	1882	441	696
Gewicht (Spulen)	[kN]		32	41	61	22	28

^{a)} für Bezugsbahn, bzw. 1.5 Tesla-Linie.

^{b)} Maximalwerte, die mit dem jeweiligen Netzgerät erreichbar sind.

3.3 Magnetfeldmessungen an den Dipolmagneten

Nach Fertigstellung der Dipolmagnete wurden beim Hersteller umfangreiche Abnahme- und Testmessungen durchgeführt. Ziel der Messungen war dabei:

- Aufnahme der Erregungskurven,
- Aufnahme von Feldkarten (Homogenitätsanalyse),
- Bestimmung des EFB-Verlaufs und gegebenenfalls Korrektur durch Verschieben der Feldklammern,
- Messung von Feldgradient und Polschuh-Neigungswinkel des "clamshell"-Dipolmagneten,
- Bestimmung der Randfeldparameter,
- Messung der Polschuhdurchbiegung der zweiten Dipolmagnete von Spektrometer A und C (siehe Abschnitt 3.2.8).

3.3.1 Meßapparatur und Meßaufbau

Zur Durchführung der Feldmessungen wurde im Rahmen einer Diplomarbeit [14] die Meßapparatur, die bereits zur Vermessung der MAMI-Dipolmagnete erfolgreich eingesetzt wurde, im Hinblick auf die Feldkartenerstellung der Spektrometernagnete optimiert. Der Ablauf der Messung, die Datenerfassung und die Analyse werden von einem PC gesteuert. Abbildung B.3 in Anhang B.5 zeigt den schematischen Aufbau. Die Feldmeßsonde ist am Ende eines schwingungsarmen doppelwandigen Aluminiumrohres der Länge 2.5 m mittels einer justierbaren Plexiglashalterung befestigt. Das Aluminiumrohr ist ebenfalls in einer justierbaren Halterung eingespannt. Der gesamte Meßarm kann mit zwei Gleichstrommotoren auf einem orthogonalen Schienensystem über einen Bereich von $3.5 \text{ m} \times 1.7 \text{ m}$ horizontal bewegt werden. Die Position der Sonde wird mit zwei inkrementalen Winkelgebern erfaßt. Die Ortsauflösung der Pulsgeber beträgt 0.025 mm. Die Steuer-Software erlaubt innerhalb des Meßbereichs der Apparatur eine Bewegung der Sonde auf jeder beliebigen Bahn. Der Bahnverlauf wird durch ein Polynom definiert. Durch Aufnahme von Feldwerten entlang von Linien, die senkrecht zur Polschuhkurve verlaufen, ist daher eine genaue Vermessung des EFB-Verlaufs möglich.

Zur Messung des Magnetfeldes wurde ein mikroprozessorgesteuertes Gaußmeter-system³ verwendet, das mit zwei Hallsonden bestückt war. Eine Sonde wurde direkt auf den Polschuh des zu vermessenden Magneten montiert und diente als Referenzsonde. Die eigentliche Feldmessung wurde mit einer temperaturstabilisierten Hallsonde vom Typ STM99-0402 durchgeführt. Dieser Sondentyp wurde

³Herstellerfirma: F.W.Bell, Orlando, Florida.

wegen seiner kleiner sensitiven Fläche von etwa $0.6 \text{ mm} \times 0.6 \text{ mm}$ ausgewählt. Der Linearitätsfehler des Gaußmetersystems beträgt $\pm 3.5 \cdot 10^{-4}$ des digital ausgelesenen Wertes. Die Reproduzierbarkeit der Meßwerte ist besser als $\pm 10^{-4}$.

Die Plexiglashalterung der Meßsonde besitzt eine Kunststoffspitze, die die sensitive Sondenfläche markiert. Zum Einjustieren wird eine magnetisierte Nadel mit einem XY-Tisch so über der Sonde positioniert, daß der auf dem Gaußmeter angezeigte Feldwert maximal wird. Die Justierspitze wird anschließend so eingerichtet, daß sie in zwei unter 90° aufgestellten Theodoliten senkrecht unterhalb der Nadelspitze zu sehen ist.

Der gesamte Meßaufbau wurde mit dem computergestützten Theodolitensystem hinsichtlich seiner Positioniergenauigkeit untersucht. Es zeigte sich, daß bedingt durch die Länge des Meßarms selbst kleine Achsendeformationen des Fahrgestells so verstärkt werden, daß die Differenz zwischen der optisch bestimmten Position und der aus den Winkelschrittgebern berechneten Lage der Sonde bis zu 4 mm betragen kann. Um die angestrebte Genauigkeit von $\pm 0.25 \text{ mm}$ zu erreichen, werden Software-Korrekturen durchgeführt. Bezeichnen wir die korrigierten Positionskordinaten mit x_{soft} und y_{soft} , die aus den Winkelschrittgebern direkt bestimmten Koordinaten mit x_w und y_w , dann wird für die Software-Korrektur folgender Ansatz gemacht:

$$x_{soft} = \sum_{i=0}^5 \sum_{j=0}^5 \langle x^i y^i \rangle_x x_w^i y_w^j \quad (3.18)$$

$$y_{soft} = \sum_{i=0}^5 \sum_{j=0}^5 \langle x^i y^i \rangle_y x_w^i y_w^j. \quad (3.19)$$

Zur Bestimmung der Koeffizientenmatrix $\langle x^i y^i \rangle_x$ und $\langle x^i y^i \rangle_y$ wurden auf einem äquidistanten Gitter von 120 Punkten die Lagekoordinaten optisch bestimmt. Das überbestimmte lineare Gleichungssystem wurde mit Hilfe des Verfahrens der Householder-Transformationen (siehe Anhang C.4) gelöst. Ein anschließender Test mit Datenpunkten auf einem verschobenen Meßgitter zeigte, daß die software-korrigierten Daten innerhalb eines Fehlers von $\pm 0.2 \text{ mm}$ mit den optisch bestimmten Werten übereinstimmen.

Zur Durchführung der Feldmessungen wurde die Mittelebene der zu vermessenden Magnete horizontal ausgerichtet. Die relative Lage des Koordinatensystems der Meßapparatur in bezug auf das durch die Titan-Justierstifte definierte Polschuh-Koordinatensystem wurde vermessen und gegebenenfalls korrigiert.

3.3.2 Erregungskurven der Dipolmagnete

Mit Hallsondenmessungen im homogenen Feldbereich (bei Spektrometer B im Magnetinneren) wurde der Zusammenhang von Strom und Induktionsfeld bei allen

Tabelle 3.2: Erregungskurven und "Feldverluste im Magnetstahl".

I [A]	B(I) [T]					
	AD1	AD2	BD-Ein	BD-Aus	CD1	CD2
200	0.2486	0.2496	0.2459	0.2485	0.2526	0.2558
400	0.4984	0.4975	0.4921	0.4951	0.5075	0.5103
600	0.7483	0.7456	0.7371	0.7411	0.7605	0.7632
800	0.9961	0.9928	0.9788	0.9848	1.0125	1.0157
1000	1.2407	1.2384	1.1964	1.2066	1.2624	1.2659
1100	1.3591	1.3590	1.2848	1.2978	1.3825	1.3889
1200	1.4639	1.4726	1.3619	1.3806	1.4893	1.5011
1250	1.5116	1.5238	1.3965	1.4186	1.5367	1.5530
Feldverlust ^{a)}	3 %	2 %	8.5 %	7.5 %	3 %	2 %

$$^a)\text{Feldverlust} = \frac{B(800 \text{ A}) \cdot \frac{1250}{800} - B(1250 \text{ A})}{B(1250 \text{ A})}$$

Magneten bestimmt. Daraus läßt sich über die Abweichung von einem rein linearen Zusammenhang der Verlust durch Sättigung im Magnetstahl bestimmen: Bis zu einer Feldstärke von 0.9 T ist in unserem Fall Linearität mit einer Genauigkeit von $\pm 5 \cdot 10^{-3}$ gewährleistet. Die Ergebnisse sind in Tabelle 3.2 eingetragen. Der Fehler der Feldmessung beträgt $\pm 3.5 \cdot 10^{-4}$ des jeweiligen Meßwertes. Der maximale Fehler der Strommessung kann mit $\pm 1 \cdot 10^{-3}$ abgeschätzt werden. Die Messungen wurden nach dem Aufbau der Gesamtanlage in der Spektrometerhalle mit einer NMR-Sonde und einem Präzisions-Strommeßgerät wiederholt [15]. Die Differenz der gemessenen Nichtlinearität der Skalierung von Spulenstrom und Induktion ("Sättigungsverluste im Magnetstahl") am Ein- und Austritt von Spektrometer B resultiert aus der geringeren Jochstärke unterhalb des keilförmigen Einschnitts in die beiden Seitenplatten (siehe Abschnitt 3.2.3).

3.3.3 Feldkarten der Dipolmagnete

Von allen Magneten wurden bei verschiedener Erregung Feldkarten in der xz -Ebene (Symmetrieebene) aufgenommen (siehe Abb. 3.7). Im Rahmen der Meßgenauigkeit konnten keine Feldabweichungen im Magnetinneren festgestellt werden. Insbesondere ist eine Beeinflussung des Feldes in der Mittelebene weder durch die Paßbohrungen der Justierstifte in den Polschuhen noch durch die Schweißnaht der dreiteiligen Polschuhgewindebolzen meßbar. Dabei wird als Nachweisgrenze für Inhomogenitäten des Induktionsfeldes der Wert für die Reproduzierbarkeit einer Einzelmessung mit dem Gaußmetersystem von $\pm 1.0 \cdot 10^{-4}$ angenommen.

Beim ersten Dipolmagneten von Spektrometer C wurde nach dem Einbau der

Edelstahl-Vakuumkammern erneut eine Feldkarte aufgenommen. Eine Veränderung des Feldes durch die Vakuumkammer ist nicht meßbar.

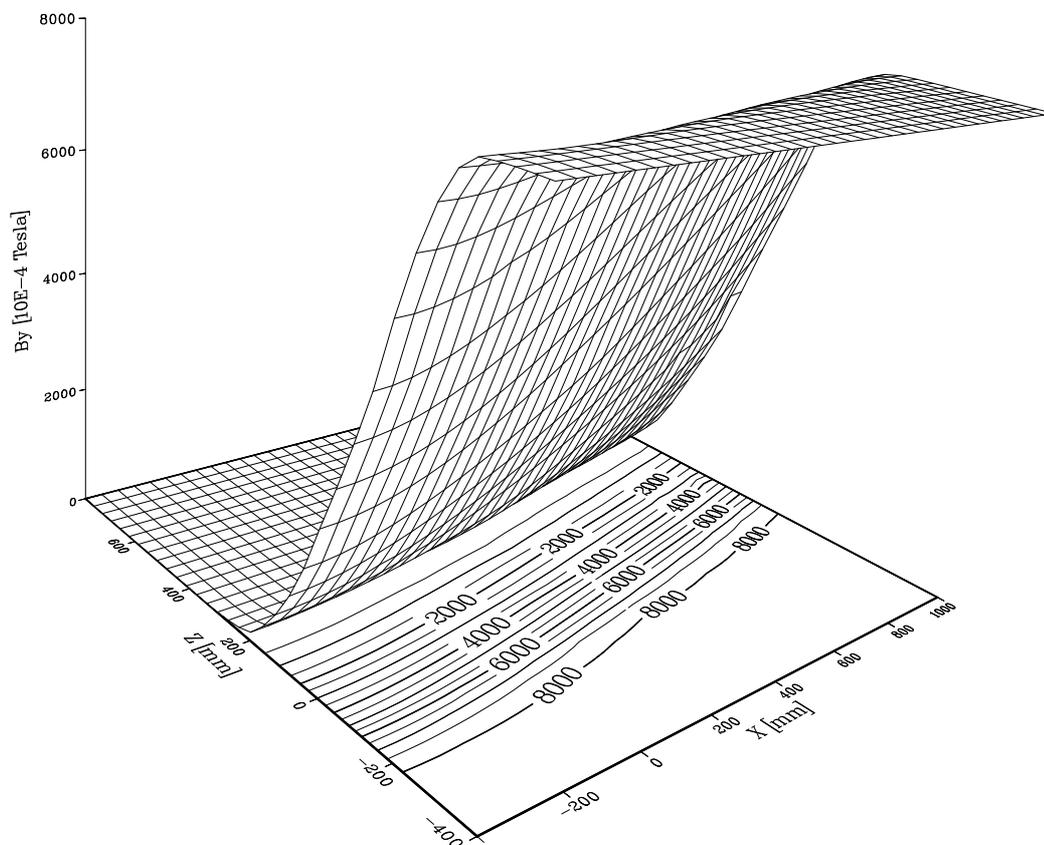


Abbildung 3.7: Feldkarte Dipolmagnet 2 von Spektrometer C. Feld im homogenen Bereich: 0.8225 T. Fehler: $\Delta B = \pm 3.5 \cdot 10^{-4}$ des jeweiligen Feldwertes; $\Delta x = \pm 0.3$ mm; $\Delta z = \pm 0.3$ mm. Meßdauer: 5 Stunden. Datenpunkte: 4600.

3.3.4 Vermessung der effektiven Feldgrenzen

Zur Bestimmung des Verlaufs der EFB wurde bei allen Dipolmagneten im Ein- und Austrittsbereich entlang der Polschuhkurven Feldmessungen auf Linien senkrecht zur Polschuhkurve durchgeführt. Auf jeder dieser Linien wurde dann aus dem gemessenen Feldprofil die Lage der EFB bestimmt und mit dem Sollwert verglichen. Aus den so berechneten ortsabhängigen Differenzen kann dann unter Berücksichtigung des aus den POISSON-Rechnungen bekannten jeweiligen Untersetzungsfaktors Betrag und Richtung der Feldklammersegmente berechnet werden, um die EFB entlang der gesamten Ein- bzw. Austrittskurve auf Sollage zu bringen.

Die effektive Feldgrenze bei Spektrometer B wird über die Größe des "homogenisierten" Feldes \tilde{B}_y definiert. \tilde{B}_y am Eintritt ist gegeben durch

$$\tilde{B}_y(x, z) = B_y(x, z) \cdot \left(1 - x \frac{n}{R} \cos \alpha - z \frac{n}{R} \sin \alpha\right). \quad (3.20)$$

x und z sind die Koordinaten des EFB-Koordinatensystems und α der Winkel zwischen den x -Achsen des EFB- und des RAYTRACE-Koordinatensystems (siehe Anhang A.1). Am Austritt ist α durch β zu ersetzen.

Die Größe n definiert einen auf den Radius $R = 10^6$ mm normierten dimensionslosen Feldgradienten (RAYTRACE-Nomenklatur). Mit der in Abbildung 2.3 definierten Größe D gilt: $n = R/D$.

Zur Bestimmung der Größe n wurde das Meßgitter der Hallsonde solange rotiert, bis sich die Sonde auf Linien konstanten Feldes bzw. senkrecht dazu bewegte. Am Austritt wurde dabei eine Abweichung des Winkels der Linien konstanten Feldes vom Sollwinkel um 0.16° festgestellt. Es ergaben sich folgende Werte für n :

	Feldmessung		Messung Polschuhwinkel mit Theodolitensystem	Design
	Eintritt	Austritt		
n	305.2 ± 0.6	303.5 ± 0.6	303.7 ± 0.2	305

Zusätzlich ist ein Wert für den Feldgradienten n angegeben, der sich aus der optischen Vermessung des Polschuhöffnungswinkels ergibt, die im Rahmen der Abnahmemessungen mit einem Aufbau aus zwei computerunterstützten Theodoliten durchgeführt wurde. Der gemessene Wert für den Öffnungswinkel beträgt $3.480^\circ \pm 0.002^\circ$ (Designwert: 3.495°).

Durch RAYTRACE-Rechnungen kann die Verschiebung der Bildebene, die aus der Abweichung von n bezogen auf den Designwert resultiert, mit etwa 5 ± 2.5 cm abgeschätzt werden. Eine signifikante Veränderung der teilchenoptischen Eigenschaften auf Grundlage der gemessenen Werte von n sowie der durch die Messungen bestimmten Winkelabweichung für Linien konstanten Feldes in bezug auf das Polschuhsystem am Austritt ist nicht feststellbar.

Die Messungen der EFB-Kurven wurden für Spektrometer A und C bei 0.8 T und für Spektrometer B bei 0.3 T durchgeführt, um Sättigungseffekte auszuschließen. In den Abbildungen 3.8, 3.9 und 3.10 sind die Abweichungen der gemessenen Kurven von den Sollkurven graphisch dargestellt. Eine von null abweichende Steigung der Anpassungsgeraden durch die Meßpunkte bedeutet dabei eine Veränderung des Neigungswinkels α (β) des EFB-Koordinatensystems am Eintritt (Austritt) in bezug zur Sollbahn. Die Neigungswinkel sind in Anhang A.1 definiert. Die aus den gemessenen EFB-Kurven gewonnenen Werte für α und β sind in Tabelle 3.3 angegeben.

Tabelle 3.3: Neigungswinkel α und β des EFB-Koordinatensystems am Ein- bzw. Austritt der Dipolmagnete. Die Werte wurden aus der Steigung der Anpassungsgeraden durch die Meßpunkte der Differenz von gemessener EFB-Kurve und Sollkurve ermittelt.

	α [°]		β [°]	
	Design	Messung	Design	Messung
AD1	-11.0	-10.970 ± 0.015	22.0	22.000 ± 0.005
AD2	41.6	41.600 ± 0.005	-14.0	-13.990 ± 0.005
CD1	-11.0	-11.035 ± 0.015	22.0	22.010 ± 0.020
CD2	41.6	41.630 ± 0.015	-14.0	-14.020 ± 0.005
BD	-51.8	-51.890 ± 0.020	-51.8	-51.835 ± 0.010

Das Randfeld am Austritt der ersten Dipolmagnete von Spektrometer A und C und das Randfeld des Dipolmagneten von Spektrometer B besitzen bei hoher Erregung aufgrund von Sättigungseffekten eine Zone im äußeren Randfeld mit negativen Feldwerten der magnetischen Induktion, wobei das Vorzeichen im Magnetinneren als positiv definiert ist. Dies führt zu einer globalen Verschiebung der EFB-Kurve (Tabelle 3.4). Dies läßt sich dadurch erklären, daß bei hoher Erregung die Effizienz der direkt mit dem Joch verbundenen Feldklammern in dem Maße verringert wird, in dem der Grad der Sättigung im Magnetstahl des Jochs zunimmt. Aufgrund der reduzierten Jochstärke unterhalb des keilförmigen Einschnitts in die beiden Seitenplatten (siehe Abschnitt 3.2.3) ist das äußere Randfeld und die EFB-Verschiebung im Eintrittsbereich besonders stark ausgeprägt.

Als konstruktive Gegenmaßnahme wurde am Ein- und Austritt des "clamshell"-Dipolmagneten zwischen den Feldklammern eine zusätzliche magnetische Schirmung eingebaut (siehe Anhang B.9). Das Randfeld bzw. die Verschiebung der EFB-Lage bei hoher Erregung der übrigen Magnete ist tolerierbar. Eine signifikante Veränderung des EFB-Kurvenverlaufs bei hoher Erregung der Magnete ist nicht feststellbar. Insgesamt zeigt sich eine sehr gute Übereinstimmung der gemessenen EFB-Kurven mit den teilchenoptischen Vorgaben.

3.3.5 Bestimmung der Randfeldparameter

Aus den aufgenommenen Feldkarten zur Bestimmung der EFB wurde für alle Dipolmagnete am Ein- und Austritt der Verlauf des Randfeldes senkrecht zur Polschuhkante bestimmt und als Fermi-Funktion parametrisiert (siehe Abschnitt 3.2.5). Bei Spektrometer B wurde der Feldgradient nach Gleichung (3.20) berücksichtigt. Alle Randfelder stimmen in ausgezeichneter Weise mit dem Design überein (siehe Abb. 3.11).

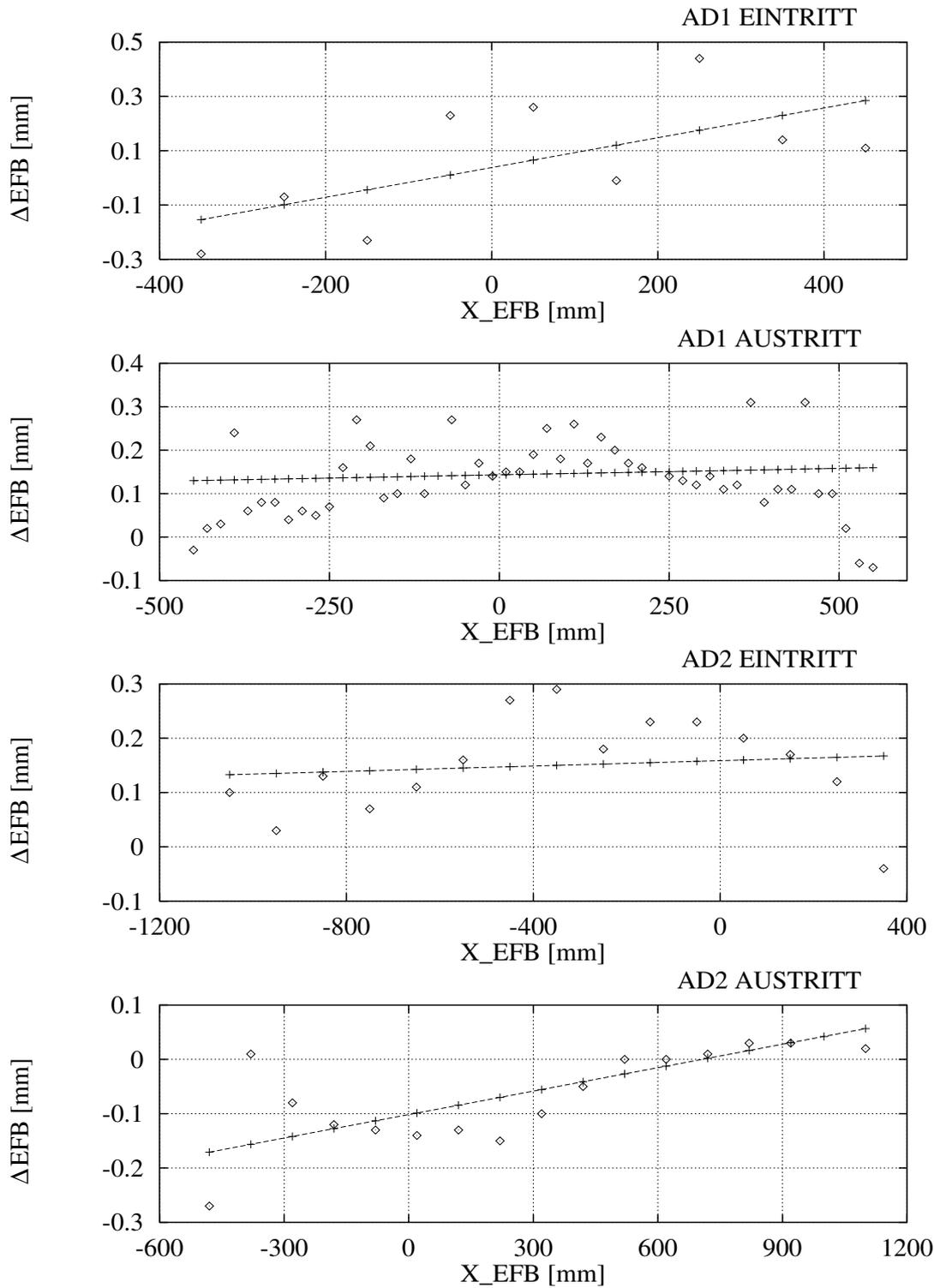


Abbildung 3.8: Differenz zwischen der gemessenen EFB-Kurve und der Sollkurve (Δ_{EFB}) als Funktion der x -Koordinate des EFB-Koordinatensystems für die Dipolmagnete von Spektrometer A. Durchgezogene Kurve: lineare Anpassung an die Meßpunkte. Meßfehler $\Delta_{\Delta_{\text{EFB}}} := \pm 0.2$ mm.

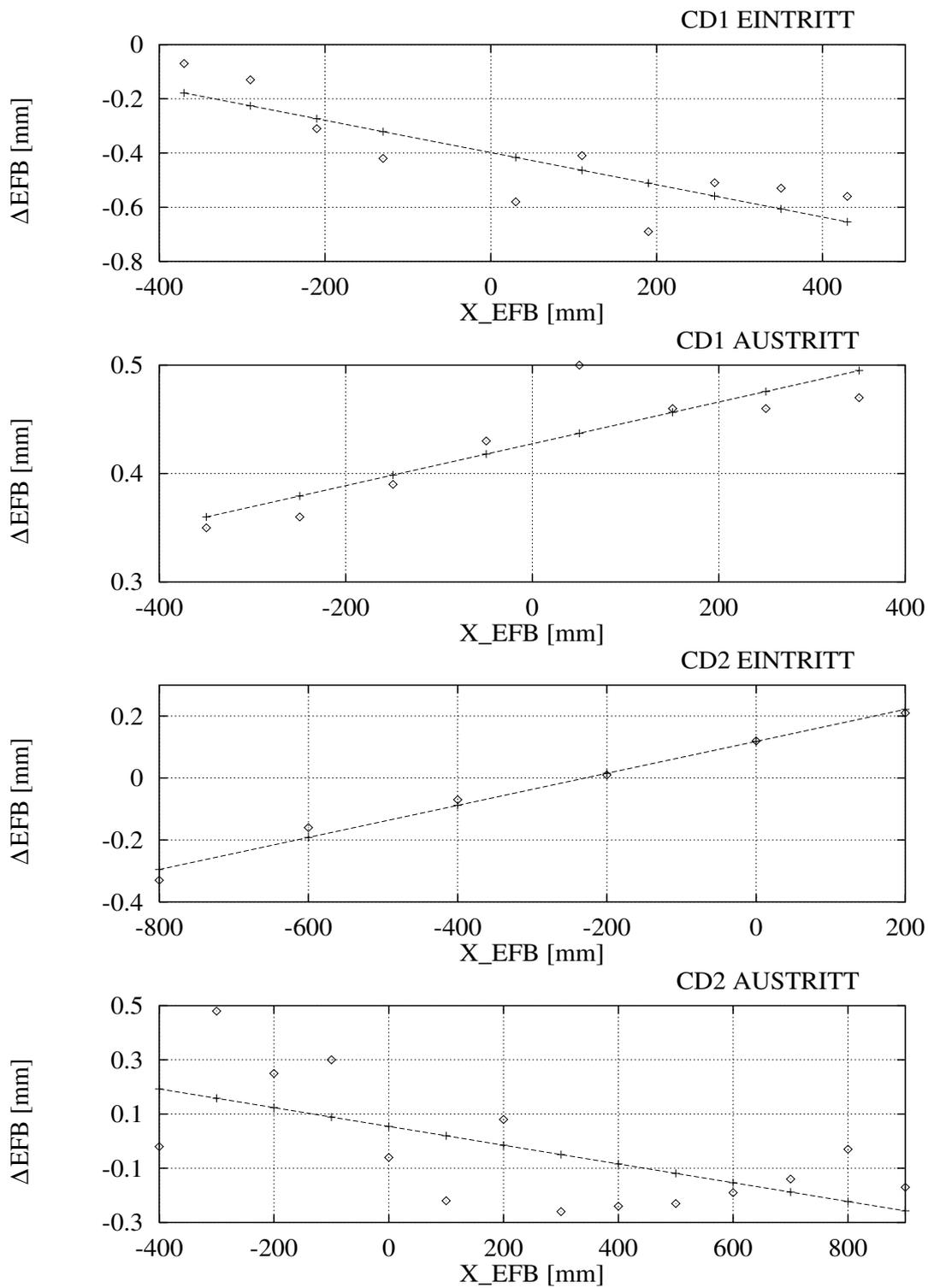


Abbildung 3.9: Differenz zwischen der gemessenen EFB-Kurve und der Sollkurve (ΔEFB) als Funktion der x -Koordinate des EFB-Koordinatensystems für die Dipolmagnete von Spektrometer C. Durchgezogene Kurve: lineare Anpassung an die Meßpunkte. Meßfehler $\Delta_{\Delta EFB} := \pm 0.2$ mm.

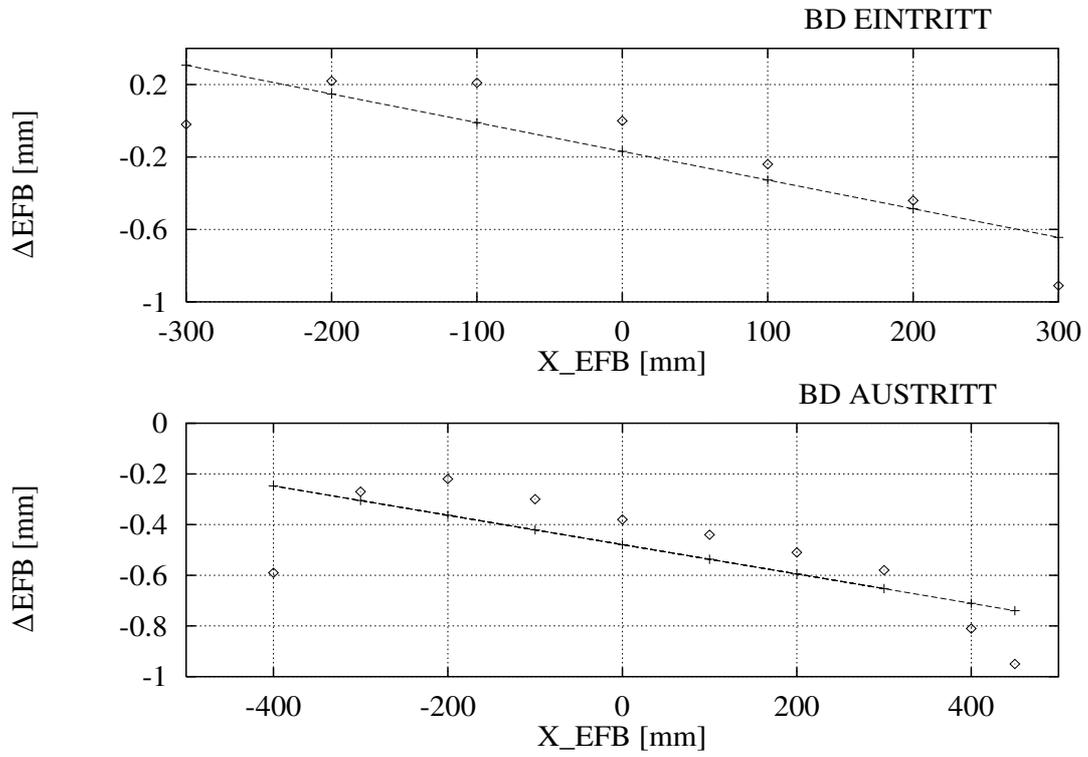


Abbildung 3.10: Differenz zwischen der gemessenen EFB-Kurve und der Sollkurve (ΔEFB) als Funktion der x -Koordinate des EFB-Koordinatensystems für den Dipolmagneten von Spektrometer B. Durchgezogene Kurve: lineare Anpassung an die Meßpunkte. Meßfehler $\Delta_{\Delta EFB} := \pm 0.2$ mm.

Tabelle 3.4: Verschiebung der EFB-Lage in Abhängigkeit von der Feldstärke B der magnetischen Induktion. Es gilt folgende Definition:

$$\delta EFB(B_1 \Rightarrow B_2) \equiv \Delta EFB|_{B=B_1} - \Delta EFB|_{B=B_2}.$$

Meßfehler der Größe δEFB : ± 0.4 mm.

	$\delta EFB(0.8 \text{ T} \Rightarrow 1.2 \text{ T})$ [mm]	$\delta EFB(0.8 \text{ T} \Rightarrow 1.5 \text{ T})$ [mm]
AD1-Eintritt	-1.2	-3.2
AD1-Austritt	-0.8	-3.0
AD2-Eintritt	-0.2	-2.0
AD2-Austritt	-0.2	-
CD1-Eintritt	-0.5	-2.1
CD2-Eintritt	-0.0	-1.3
CD2-Austritt	-0.4	-0.4
BD-Eintritt	-5.7	-15.5
BD-Austritt	-2.8	-7.0

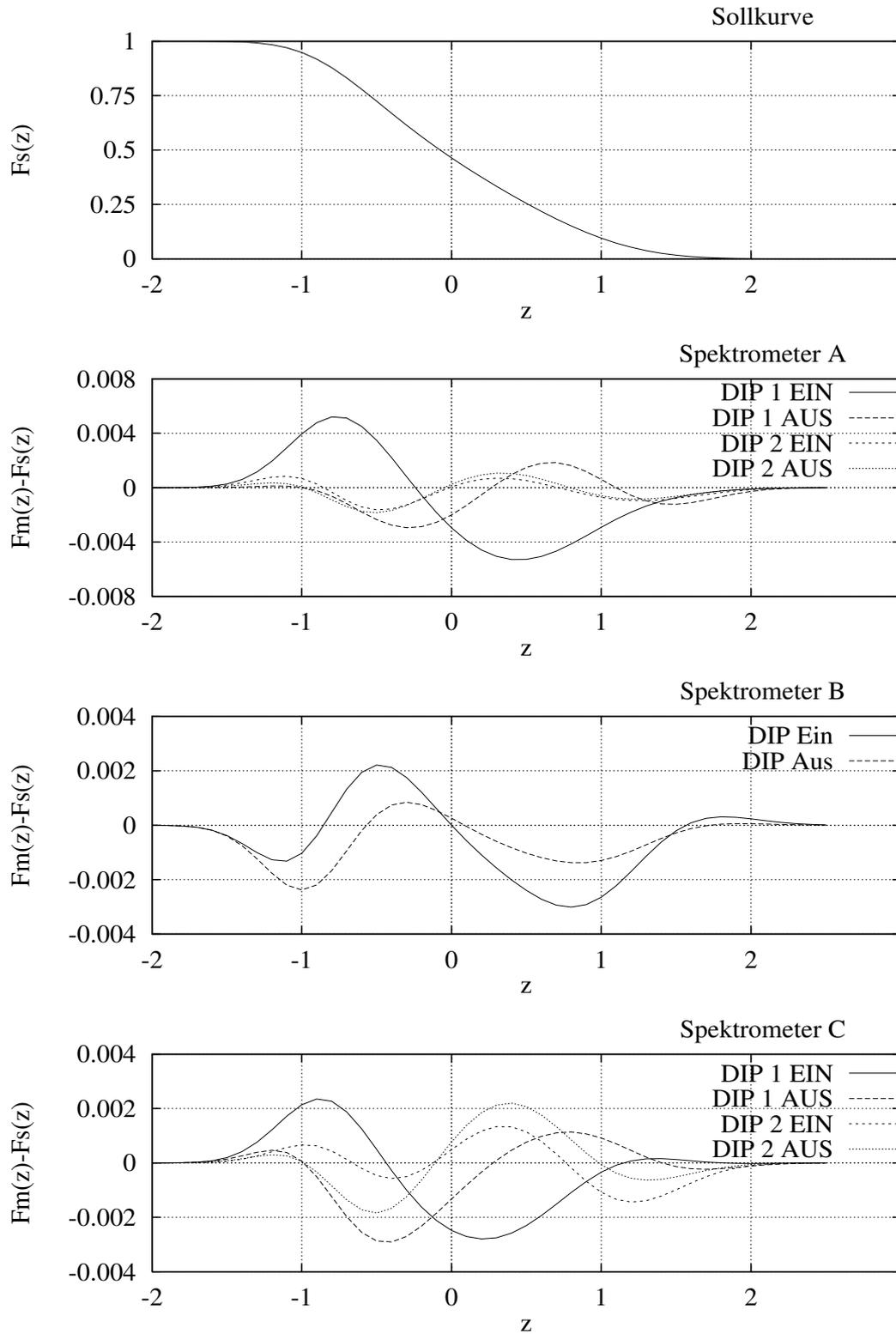


Abbildung 3.11: Randfeldverlauf der Dipolmagnete senkrecht zur Polschuhkante, parametrisiert als Fermi-Funktion. Aufgetragen ist die Sollkurve nach dem RAYTRACE-Entwurf $F_s(z)$ und für die einzelnen Magnete die gemessenen Abweichungen von der Sollkurve $F_m(z) - F_s(z)$ am Ein- und Austritt.

Kapitel 4

Konstruktion der Quadrupolmagnete

Die teilchenoptischen Entwürfe von Spektrometer A und C sehen als erstes optisches Element einen Quadrupolmagneten mit Beimischungen von Oktupol- und Duodekapolstärke vor. Auf dem Aperturradius soll dabei das Verhältnis der Amplituden von Oktupol- zu Quadrupolkomponente des Magnetfeldes 8.5 %, das von Duodekapol- zu Quadrupolkomponente 0.5 % betragen. Dies wird realisiert, indem die geforderten Multipolfelder innerhalb der jeweils notwendigen Apertur als Flächen konstanten skalaren Potentials aus Magnetstahl hoher Permeabilität nachgebildet werden.

4.1 Mathematische Beschreibung magnetischer Multipolfelder

Die im folgenden Abschnitt dargestellte mathematische Beschreibung entspricht in ihrer Notation der im teilchenoptischen Rechenprogramm RAYTRACE gewählten Form der Parametrisierung eines magnetischen Multipolfeldes.

Unter der Annahme von Mittelebenensymmetrie läßt sich das gesamte Induktionsfeld durch eine Multipolentwicklung der B_x -Komponente in der yz -Ebene beschreiben. Durch die Symmetriebedingung werden dabei alle relativen Phasen zwischen den verschiedenen Multipolbeiträgen auf null gesetzt. Es gilt

$$B_x(0, y, z) = \sum_{n=0}^{\infty} \left\{ \frac{\partial^n B_x}{\partial y^n} \right\}_{x=y=0} \frac{y^n}{n!}. \quad (4.1)$$

Im homogenen Feldbereich ist B_x unabhängig von z . Es folgt:

$$B_x(0, y) = \sum_{n=0}^{\infty} G_n^* y^n \sin \left((n+1) \frac{\pi}{2} \right) \quad (4.2)$$

mit

$$G_n^* = \frac{B_n^*}{R^n}. \quad (4.3)$$

Dabei ist B_n^* die Amplitude des $(n+1)$ -ten Multipols auf dem Aperturradius R im homogenen Feldbereich und G_n^* der zugehörige Feldgradient.

Der Randfeldverlauf am Ein- und Austritt wird durch eine sechs-parametrische Fermi-Funktion approximiert werden:

$$G_n(z) = \frac{G_n^*}{1 + e^S} \quad (4.4)$$

mit

$$S = C00 + C01s + C02s^2 + C03s^3 + C04s^4 + C05s^5 \quad (4.5)$$

und

$$s = \frac{z + z_n}{2RR_n}. \quad (4.6)$$

Der Bezugspunkt der Koordinate z ist die effektive Feldgrenze des dominierenden Multipols. Die effektiven Feldgrenzen der einzelnen Multipole werden durch Summation längs der z -Achse und anschließende Normierung auf den jeweiligen Feldgradienten im Inneren des Magneten berechnet. Die Koeffizienten der Fermi-Funktion werden durch den Feldverlauf des Haupt-Multipols bestimmt. Zur getrennten Beschreibung der integralen Längen sowie der Steilheit des Randfeldabfalls der einzelnen Multipole dienen die Parameter z_n und R_n . Insgesamt ergibt sich für den Quadrupol-, Oktupol- und Duodekapolanteil ($n=1,3,5$) des B_x -Feldes

$$B_{x(n=1)}(0, y, z) = G_1^{(0)}(z)y - \frac{1}{12}G_1^{(2)}(z)y^3 + \frac{1}{384}G_1^{(4)}(z)y^5 + \dots \quad (4.7)$$

$$B_{x(n=3)}(0, y, z) = -G_3^{(0)}(z)y^3 + \frac{1}{20}G_3^{(2)}(z)y^5 + \dots \quad (4.8)$$

$$B_{x(n=5)}(0, y, z) = G_5^{(0)}(z)y^5 + \dots \quad (4.9)$$

$$(4.10)$$

mit

$$G_n^{(m)}(z) = \frac{d^m G_n(z)}{dz^m}. \quad (4.11)$$

4.2 Beschreibung der Quadrupolmagnete

4.2.1 Design der Polschuhkontur

Ist die relative Permeabilität μ isotrop, so gilt für alle Gebiete mit $\vec{j} = 0$:

$$\vec{B} = \mu(B)\mu_0\vec{H} \quad (4.12)$$

$$\vec{\nabla} \cdot (\mu(B)\mu_0\vec{\nabla}\Phi) = 0 \quad (4.13)$$

$$\Delta\Phi = 0. \quad (4.14)$$

Für die Lösung dieser Laplace–Gleichung gilt:

$$\Phi_n = \frac{B_n}{n} \frac{r^n}{R^{n-1}} \sin(n\alpha) \quad (4.15)$$

$$\Phi = \sum_{n=1} \Phi_n. \quad (4.16)$$

Die Polschuhoberfläche stellt eine Äquipotentialfläche dar:

$$\sum_{n=1} \Phi_n = \text{const.} \quad (4.17)$$

Ist das Verhältnis der Multipolbeiträge für einen Winkel $\alpha = 45^\circ$ auf dem Multipolradius R festgelegt, so führt die Bestimmung der Form der Äquipotentialfläche auf ein Nullstellenproblem höherer Ordnung:

$$\sum_{n=1} \Phi_n(r, \alpha) = \sum_{n=1} \Phi_n(r = R, \alpha = 45^\circ). \quad (4.18)$$

In unserem Fall wurde zur iterativen Lösung das Newton–Verfahren eingesetzt. Die exakte Kurve der Polschuhkonturen wurde mit POISSON–Rechnungen iterativ durch ein Polygon approximiert. Dabei waren folgende Randbedingungen einzuhalten:

- Das Verhältnis der Multipole auf dem Multipolradius R soll nicht mehr als 0.1 % vom Designwert abweichen.
- Die Zahl der Stützstellen des Polygons ist aus Fertigungsgründen zu minimieren.
- Der Polygonenzug soll eine Tangente an einen Kreis mit Radius R aufweisen. Die Tangente soll die Symmetrieebene unter 45° schneiden. Dies erlaubt bei Justierarbeiten den Einsatz einer Justierscheibe mit Radius R , um die geometrische Mitte des Magneten zu markieren.
- Die Polschuhkurve muß eine zur fokussierenden Ebene parallele Fläche aufweisen, da der Abstandhalter zwischen den Polschuhen einen rechtwinkligen Querschnitt hat. Eine zur defokussierenden Ebene parallele Fläche ist ebenfalls notwendig, um während der Montagephase des Polschuhpaketes durch den Einsatz eines planparallelen Abstandhalters eine hohe Justiergenauigkeit zu erzielen.

Die endgültige Polschuhkontur ist ein Polygonenzug mit zehn Stützpunkten. Die Polschuhkontur von Quadrupolmagnet C entspricht der mit 11/14 skalierten Kurve von Quadrupolmagnet A. Die Länge der Polschuhe wurde aus den RAYTRACE–Rechnungen mit 900 mm für Quadrupolmagnet A und 720 mm für Quadrupolmagnet C festgelegt. Die Polschuhenden sind aus 50 mm dicken abnehmbaren Platten gefertigt. Damit besteht auch nach dem Zusammenbau des Magneten die Möglichkeit, durch Nachbearbeitung auf Grundlage der Magnetfeldmessungen das

Tabelle 4.1: Mit POISSON berechnete Multipolkomponenten der Quadrupolmagnete A und C, normiert auf die Quadrupolfeldstärke. Monte-Carlo-Simulation der Fertigungsfehler und Berechnung der daraus resultierenden Änderungen der relativen Multipolfeldstärken.

	Okt/Quad	Ddec/Quad
RAYTRACE-Design	0.0853	0.0067
optimierte Polschuhkontur	0.0846	0.0070
Maßtoleranz Polschuh: ± 0.1 mm	± 0.001	± 0.001
relative Permeabilität der Spacer: $\mu < 1.1$	-0.0005	-0.0005

Randfeldverhalten dem Design anzupassen. Tabelle 4.1 enthält die mit POISSON berechnete Multipolzusammensetzung des Feldes.

Zur Festlegung der Fertigungstoleranzen der Polschuhkonturen wurde eine Monte-Carlo-Fehlersimulation durchgeführt. Dabei wurden alle Kanten der Polschuhkonturen innerhalb eines vorgegebenen Fehlers verrückt. Die Maßtoleranz wurde auf ± 0.1 mm festgelegt. Für diesen Wert weicht das Verhältnis der Multipole weniger als 0.1 % vom ungestörten Fall ab. Um die Erzeugung von Dipol- und Sextupolkomponenten in einem hohen Maß zu unterdrücken, wurde die Symmetrietoleranz der Polschuhe mit ± 0.04 mm, die der Spacer mit ± 0.02 mm spezifiziert. Dipol- und Sextupolfeldstärken in der POISSON-Rechnungen liegen dann außerhalb der Rechengenauigkeit. Die Anforderung an die relative Permeabilität μ des Spacermaterials wurde ebenfalls mit Poisson-Rechnungen untersucht. Für den verwendeten Edelstahl liegt μ deutlich unter 1.1. Ein signifikanter Einfluß auf die Feldverteilung kann ausgeschlossen werden. Die Ergebnisse der Fehlersimulationsrechnungen sind in Tabelle 4.1 zusammengefaßt.

4.2.2 Design der Magnetjoche und Spulen

Eine wesentliche Anforderung an die Konstruktion der beiden Quadrupolmagnete ist der kleinste Einstellwinkel der Spektrometer A und C von 18° relativ zur auslaufenden Strahlrichtung (siehe Abb. 4.1). Wegen des geringen Abstandes zur Drehachse sind beide Quadrupolmagnete als Collins-Typ ausgebildet. Bei diesem Magnettyp sind jeweils nur die beiden oberen und unteren Polschuhe durch ein Magnetjoch verbunden. Der Abstand der oberen und unteren Polschuhe wird durch zwei Abstandsstücke (Spacer) aus nichtmagnetischem Material definiert. Die Spacer erstrecken sich nicht über die gesamte Länge des Magneten. Die Vorderkanten sind abgeschrägt, so daß das auslaufende Strahlrohr den Magneten seitlich passieren kann. Das obere Polschuhpaket ist gegen das untere auf jeder Seite mit vier Edelstahl-Gewindebolzen verschraubt. Die Polschuhe sind aus geschmie-

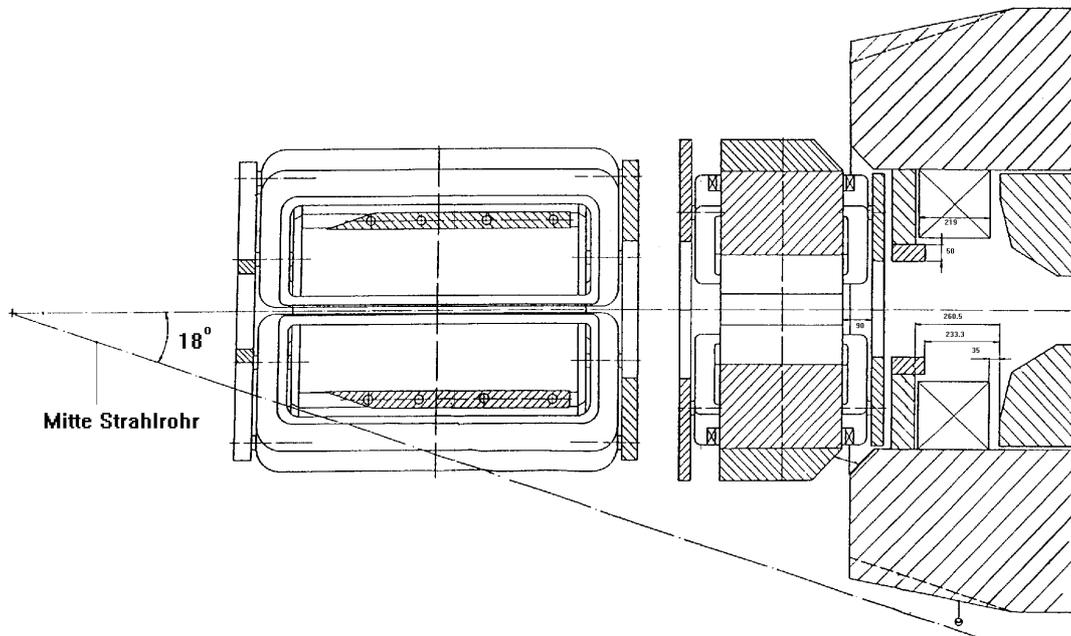


Abbildung 4.1: Spektrometer A. Anordnung von Quadrupol- und Sextupolmagnet am Eintritt von Dipolmagnet D1 (ohne Vakuumkammern). Schnitt in Strahlhöhe. Eingezeichnet ist ebenfalls die Mittellinie des unter 18° vorbeilaufenden Strahlrohres.

detem ZSH-Magnetstahl¹ gefertigt. Die Spacer bestehen aus nichtmagnetischem Edelstahl. Das gesamte Polschuhpaket ist mit jeweils zwölf Gewindebolzen gegen das untere und obere Joch verschraubt. Das Joch besteht aus GS-ZSH-Extra-Gußstahl¹(siehe Abb. 4.2).

Die Joche sind so dimensioniert, daß das Verhältnis der Multipolkomponenten unabhängig von der Erregung des Magneten ist. Insbesondere ist bei Quadrupolmagnet C gegenüber einer rein skalierten Version das Joch verstärkt. Dies ist erforderlich, da die Magnetspulen im Verhältnis zu Quadrupolmagnet A nur linear skaliert sind, um die Stromdichte konstant zu halten. Daraus resultiert eine überproportionale Reduktion des Jochquerschnittes im Bereich des Jocheinschnittes der schrägliegenden Spulen (siehe Abschnitt 4.2.3). Die maximale Feldstärke der magnetischen Induktion innerhalb des Stahlkörpers beträgt bei beiden Quadrupolmagneten 1.5 T. Die mit POISSON berechneten Nichtlinearitäten des Verhältnisses von Feldamplitude und Spulenstrom durch Sättigungseffekte liegen unter 0.5 %. Eine Änderung der Multipolzusammensetzung durch Sättigungseffekte ist in den Rechnungen nicht beobachtbar.

Der Wickelraum für die normalleitenden Erregerspulen wurde so bemessen, daß bei maximaler Erregung eine Stromdichte von ca. 6 A/mm erreicht wird. Die Spulen werden aus zweilagigen Teilspulen, die elektrisch hintereinander und für den Kühlwasserdurchfluß parallel geschaltet werden, zusammengesetzt (siehe Tabelle 4.2).

¹Herstellerfirma: Vereinigte Schmiedewerke GmbH, Hattingen.

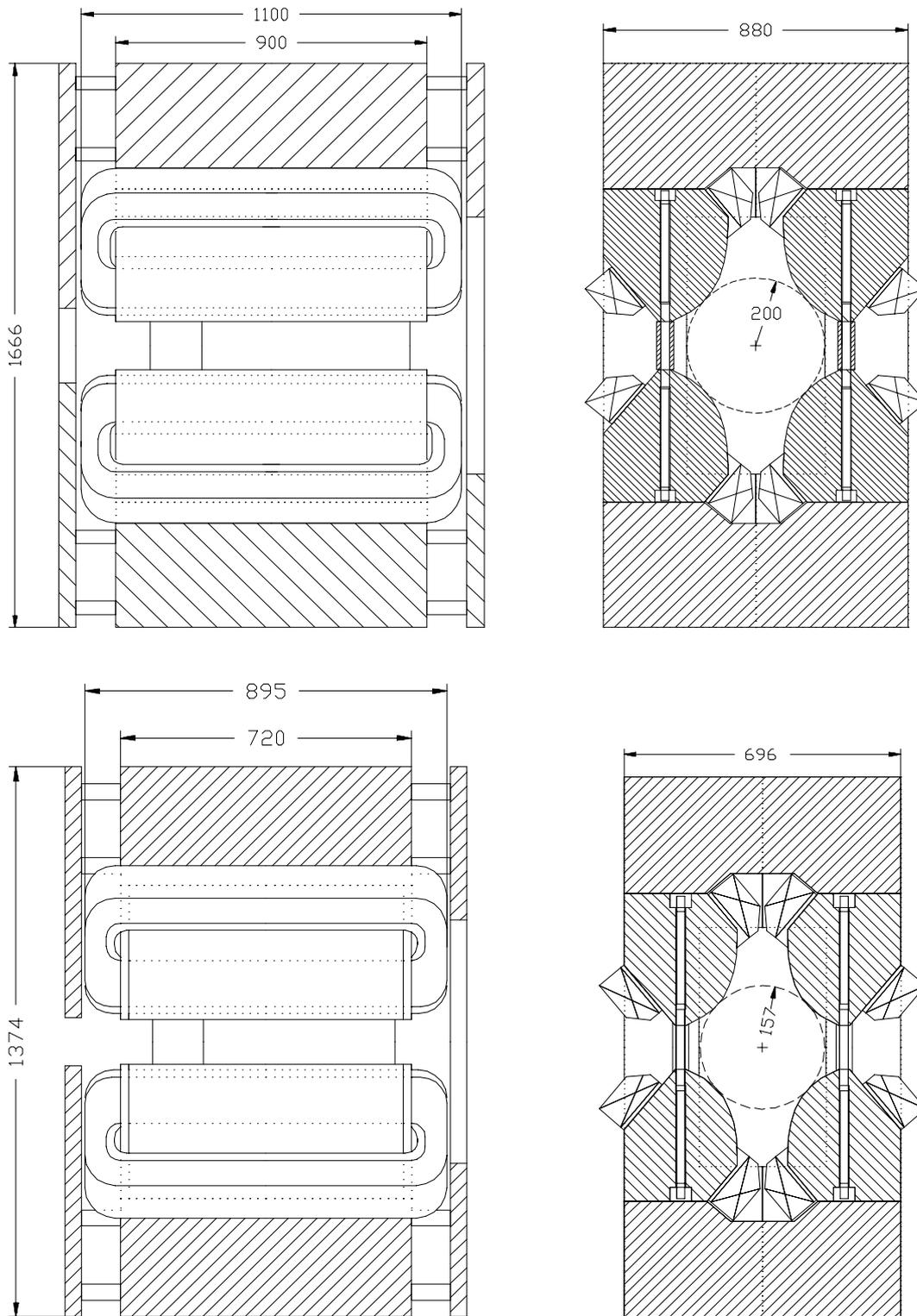


Abbildung 4.2: Quadrupolmagnete A (oben) und C (unten). Links: Vertikaler Schnitt entlang der Strahlrichtung mit beiden Spiegelplatten. Rechts: Vertikaler Schnitt senkrecht zur Strahlrichtung mit eingezeichneter Apertur.

Tabelle 4.2: Spezifikation der Quadrupol- (Q) und Sextupolmagnete (S).

Spektrometer Multipolmagnet		A		C	
		Q	S	Q	S
Effektive Länge	[cm]	100	50	78.6	39.3
Geometrische Länge	[cm]	90	38	72	30.4
Feldgradient 1. Ordn.	[T/m]	2.62	–	3.34	–
Feldgradient 2. Ordn.	[T/m ²]	–	1.98	–	3.21
Aperturradius	[cm]	20	–	15.7	–
Apertur vertikal	[cm]	–	35	–	28
Apertur horizontal	[cm]	–	12	–	10
Multipolfeldst. bei R					
Radius R	[cm]	20	35	15.7	27.5
Quadrupol	[T]	–0.524	0	–0.524	0
Sextupol	[T]	0	0.312	0	0.312
Oktupol	[T]	0.0447	0	0.0447	0
Duodekapol	[T]	0.0025	0	0.0025	0
Hauptspulen					
Anzahl		4	4	4	4
Ampwind./Spule ^{a)}	[A]	46200	27400	37000	21600
Querschnitt	[cm × cm]	15.0 × 9.0	10.6 × 6.6	14.6 × 7.6	9.6 × 4.5
Stromdichte ^{a)}	[A/mm ²]	6.9	7.4	6.5	10.1
Gewicht (Kupfer)	[kN]	7.1	2.4	4.7	1.1
Leistung ^{a)}	[kW]	67	25	41	22
Nebenspulen					
Anzahl		–	2	–	2
Ampwind./Spule ^{a)}	[A]	–	4200	–	3400
Querschnitt	[cm × cm]	–	4.7 × 2.9	–	4.7 × 2.3
Stromdichte ^{a)}	[A/mm ²]	–	9.2	–	9.9
Gewicht (Kupfer)	[kN]	–	0.2	–	0.1
Leistung ^{a)}	[kW]	–	2	–	2
Gesamtgewicht	[kN]	94	44	53	24
Netzanschl. Leist.	[kW]	71	37	55	33
Kühlung Spulen	[l/min]	26	12	16	11

^{a)} Maximalwerte, die mit dem jeweiligen Netzgerät erreichbar sind.

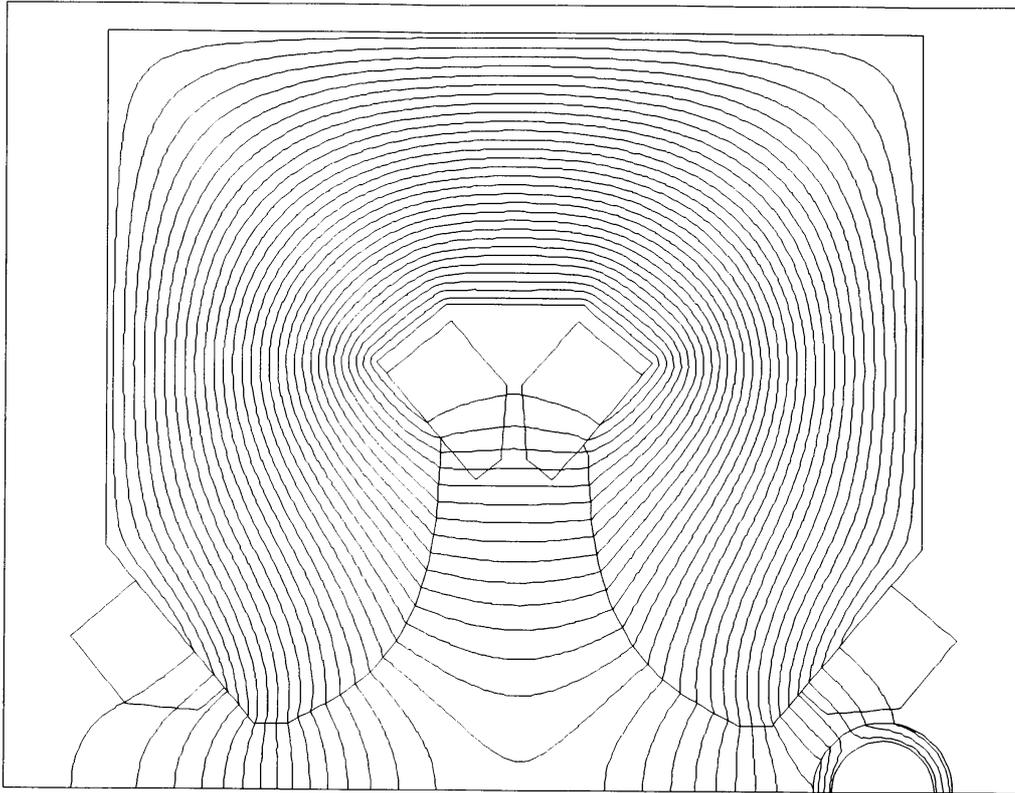


Abbildung 4.3: Mit POISSON berechneter Verlauf der Feldlinien des Quadrupolmagneten A unter dem Einfluß einer Feldstörung durch die magnetische Abschirmung des auslaufenden Strahlrohrs. Der Abstand der gezeichneten Feldlinien ist ein Maß für die Feldamplitude. Wegen der Mittelebenensymmetrie ist nur eine Hälfte des Quadrupolmagneten dargestellt.

4.2.3 Magnetische Abschirmung des auslaufenden Strahlrohrs

Das auslaufende Strahlrohr muß in dem Bereich, in dem das Quadrupolfeld passiert wird, magnetisch abgeschirmt werden, um zu gewährleisten, daß die auslaufenden Elektronen etwa zentral auf den Strahlfänger treffen. Die durch die magnetische Abschirmung erzeugte Störung des Quadrupolfeldes wurde mit POISSON-Rechnungen untersucht. Es zeigte sich, daß eine Schräganordnung der Spulen die Störung minimiert. Die Spulen wirken dabei als Abschirmung des Innenbereiches gegen die externe Störung.

Verläuft das auslaufende Strahlrohr gegenüber der Magnetachse von Quadrupolmagnet A unter einem Winkel von 18° , so variiert innerhalb des homogenen Feldbereiches der Abstand des Strahlrohrs zur Magnetachse zwischen 300 mm und 600 mm. Es wurden in diesem Bereich entlang der Magnetachse für vier verschiedene Schnitte POISSON-Rechnungen durchgeführt (siehe Abb. 4.3). Die ermittel-

te integrale Abweichung des Oktupol- zu Quadrupolverhältnisses ist kleiner als ± 0.001 .

Der durch die Symmetriebrechung entstehende integrale Dipolanteil beträgt bei voller Erregung des Magneten 0.02 Tm. Der Einfluß dieser targetnahen Störung auf die Abbildungseigenschaften des gesamten Spektrometers besteht im wesentlichen in einer Änderung des nicht-dispersiven Teilchenwinkels. Der resultierende Winkelfehler $\Delta\Phi$ läßt sich wie folgt berechnen:

$$\Delta\Phi \approx 300 \frac{MeV/c}{Tm} \frac{\int B ds}{p_{ein}}. \quad (4.19)$$

Dabei ist p_{ein} der Impuls der einlaufenden Elektronen. Im Fall des Nachweises elastisch gestreuter Elektronen ergibt sich bei einem Spektrometerwinkel von 18° ein systematischer Winkelfehler von 9.5 mrad. Dies liegt in der Größenordnung der angestrebten Winkelauflösung von 3 mrad. Durch entsprechende Software-Korrekturen läßt sich dieser Fehler voll kompensieren. Die detaillierte Konzeption, der Aufbau und Test der magnetischen Abschirmung des auslaufenden Strahlrohres wurden im Rahmen einer Diplomarbeit durchgeführt [16].

4.2.4 Optimierung des Randfeldverlaufs durch magnetische Spiegelplatten

Zur Untersuchung des Randfeldverhaltens der Quadrupolmagnete wurden dreidimensionale Magnetfeldrechnungen mit dem Programm PROFI durchgeführt. Da Quadrupolmagnet C in seinen für die teilchenoptischen Eigenschaften relevanten Größen eine skalierte Version von Quadrupolmagnet A ist, wurden die PROFI-Rechnungen mit einem Gittermodell von Quadrupolmagnet A durchgeführt.

Das Rechengitter wurde so gewählt, daß die Polschuhkonturen exakt beschrieben werden konnten. Insgesamt umfaßte das Gitter 132594 Gitterpunkte. In der fokussierenden Symmetrieebene des Magneten (yz -Ebene) wurden Karten der B_x -Komponente des Induktionsfeldes erstellt.

Die Analyse der Feldkarte ergab eine integrale Quadrupollänge von 1080 mm und damit eine Abweichung von +8 % bezüglich des Sollwertes. Die Differenz der effektiven Länge des Oktupolgradienten zum Designwert beträgt +2 %. Die das Randfeldverhalten beschreibende Fermi-Funktion zeigt eine deutliche Abweichung von der Fermi-Funktion des optimierten RAYTRACE-Entwurfes (siehe Abb. 4.4). Die einzelnen Ergebnisse sind in Tabelle 4.3 zusammengefaßt. Eine Analyse der Duodekapolkomponente der berechneten Feldkarten ist erst bei einer gegenüber dem hier verwendeten Modell deutlichen Reduktion des Gitterabstandes möglich.

Mit Hilfe von RAYTRACE-Rechnungen unter Berücksichtigung der angepaßten Koeffizienten der Fermi-Funktion wurde nun der Einfluß des Randfeldes auf das

Tabelle 4.3: Feldlängen der Multipolkomponenten der Quadrupolmagnete aus PROFI-Magnetfeldkarten.

Spektro- meter	Multipol- komponente	Effektive Feldlänge in mm				
		Design	ohne Spiegelplatte	mit Spiegelplatte		
				Summe	Eintritt	Austritt
A	Quad	1000	1078	996	483	513
	Oct	1000	1025	821	441	380
C	Quad	800	862	803	392	411
	Oct	800	820	752	439	313

Auflösungsvermögen des Spektrometers untersucht. Bewertungsmaßstab war dabei die Basisbreite des im Spektrometer abgebildeten Strahlflecks in dispersiver Richtung. Für die Rechnungen wurde ein Satz von Teilchenstrahlen benutzt, der der vollen Raumwinkelakzeptanz des Magneten entspricht. Bei einer angenommenen Targetlänge von 2.5 cm wurde die Teilchenenergie in Schritten von 35 MeV so variiert, daß die gesamte Bildebene überdeckt wird. Es zeigte sich, daß die Basisbreite gegenüber dem Entwurf etwa um einen Faktor zwei vergrößert ist (siehe Tabelle 4.4).

Um die Ausdehnung des Randfeldes und damit die effektiven Längen der einzelnen Feldgradienten zu verkürzen, wurden Modellrechnungen mit zusätzlichen Spiegelplatten durchgeführt. Dabei handelt es sich um Platten aus Magnetstahl, die in einem geringen Abstand mit Abstandshaltern aus magnetisierbarem Material parallel zur Frontseite des Magneten montiert werden und im Bereich der Symmetrieachse eine den teilchenoptischen Randbedingungen angepaßte Öffnung besitzen.

Die Spiegelplatte entspricht in ihrer Funktionsweise den Feldklammern der Dipolmagnete, da sie für die Feldlinien im Randbereich einen "magnetischen Kurzschluß" darstellt. Dadurch erfährt der Bereich der zentralen Öffnung eine Verringerung der magnetischen Induktion. Die Feldlinien werden über die Spiegelplatte zum Joch des Magneten zurückgeführt. Die Reduktion der Randfeldausdehnung ist dabei umso effektiver, je kleiner die zentrale Öffnung ist. Als Ergebnis der Rechnungen wurden im Ein- und Austrittsbereich jeweils eine 50 mm starke Platte in einem Abstand von 115 mm vorgesehen (siehe Abb. 4.2). Die seitlichen Aussparungen der Spiegelplatte am Eintritt sind erforderlich, um für kleine Spektromerwinkel eine Kollision mit dem auslaufenden Strahlrohr zu vermeiden.

Die effektive Länge des Quadrupolfeldes wird durch die Spiegelplatten auf 995 mm reduziert und stimmt im Rahmen der Modellrechnung gut mit dem Sollwert überein (Tabelle 4.3). Der Verlauf des Randfeldes konnte dem des optimierten RAYTRACE-Entwurfes angenähert werden (Abb. 4.4). Eine teilchenoptische Überprüfung zeigte, daß die Strahlleckgröße in der Bildebene durch die Spiegelplatten

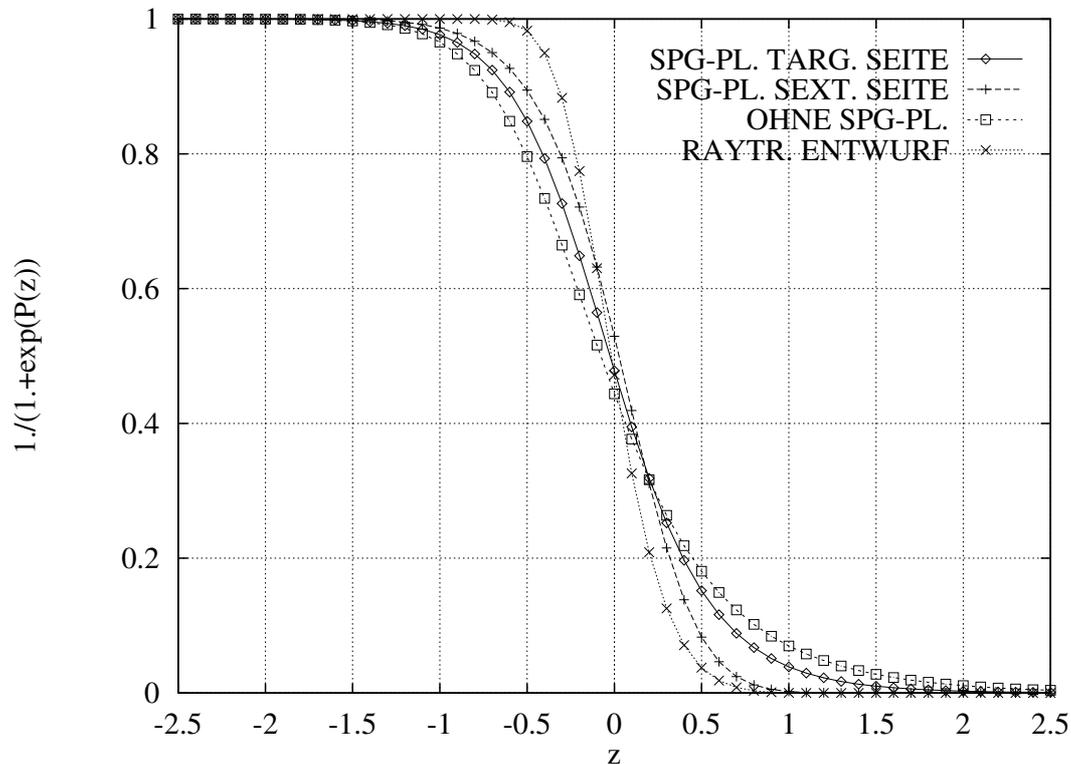


Abbildung 4.4: Fermi-Funktion der Randfeldparametrisierung von Quadrupolmagnet A. Die Koeffizienten sind durch Anpassungsrechnungen an PROFI-Feldkarten bestimmt.

deutlich reduziert werden konnte (Tabelle 4.4).

Die Dimensionierung der Spiegelplatten für Quadrupolmagnet C erfolgte durch Skalieren der Spiegelplatten von Quadrupolmagnet A. Aus geometrischen Gründen (Freiraum für Magnetspulen) mußte der Abstand der Spiegelplatten zum Magneten um einen Betrag von 5 mm vergrößert werden. Die targetseitige Spiegelplatte wurde im Bereich der fokussierenden Symmetrieebene ebenfalls geringfügig abgeändert, um eine größere Flexibilität für kleine Spektrometerwinkel zu erzielen. Die Ergebnisse sind in Tabelle 4.3 wiedergegeben. Die gegenüber Quadrupolmagnet A vergrößerte effektive Länge des Oktupolanteils im Eintrittsbereich ändert das teilchenoptische Verhalten nur geringfügig, da die Teilchenbahnen dort nahe der Sollbahn verlaufen.

4.2.5 Magnetfeldmessungen an den Quadrupolmagneten

Für die Quadrupolmagnete der Spektrometer A und C wurden mit der Magnetfeldmeßapparatur Feldkarten bei verschiedenen Erregungen in der fokussierenden Symmetrieebene (yz -Ebene) aufgenommen. Bei beiden Quadrupolmagneten wurden zusätzlich Feldmessungen in solchen Bereichen außerhalb möglicher Teilchenbahnen durchgeführt, durch die bei kleinen Spektrometerwinkeln das auslaufen-

Tabelle 4.4: Mit RAYTRACE berechnete Basisbreite der Strahlfleckgröße in dispersiver Richtung am Ort der Bildebene in Abhängigkeit von den berechneten Randfeldern der Quadrupolmagnete. Alle Sextupol- und Dipolparameter wurden gegenüber dem Design nicht verändert.

Spektrometer A: Strahlfleckgröße in cm; Dispersion = 10.83 cm/%				
Energie [MeV]	Design	berechn. Randfeld		gem. Randfeld
		ohne Spiegelpl.	mit Spiegelpl.	
595	1.379	2.016	1.475	1.356
630	0.702	1.256	1.023	0.722
665	0.571	1.124	0.835	0.658
700	0.581	1.101	0.867	0.613
735	0.851	1.571	1.220	0.790

Spektrometer C: Strahlfleckgröße in cm; Dispersion = 8.81 cm/%				
Energie [MeV]	Design	berechn. Randfeld		gem. Randfeld
		ohne Spiegelpl.	mit Spiegelpl.	
462	1.327	1.957	1.814	1.372
495	0.911	1.327	1.366	0.974
528	0.639	1.126	1.019	0.767
561	0.636	1.389	1.113	0.682
594	1.458	2.386	1.897	1.354

de Strahlrohr führt. Die Ergebnisse dieser Randfelduntersuchung wurden für die Dimensionierung der magnetischen Abschirmung des auslaufenden Strahlrohres benutzt [16].

Da die Spiegelplatten der Eintrittsseiten die Fahrbewegung senkrecht zur Symmetrieachse stark einschränkt, wurde Ein- und Austritt der beiden Magnete getrennt vermessen. Zu Beginn der Messung wurde der Magnet mit Hilfe von drei hydraulischen Justierfüßen und einer Maschinenwasserwaage horizontal ausgerichtet. Am Ein- und Austritt des Magneten wurde dann mit je einem Justierfadenkreuz die Lage der Symmetrieachse des Magneten markiert. Die Justierkreuze wurden mit einem Theodoliten anvisiert und die Meßmaschine so einjustiert, daß sich die sensitive Fläche der Hallsonde in der magnetoptisch defokussierenden Symmetrieebene des Magneten bewegte und die x -Achse der Meßmaschine mit der Symmetrieachse fluchtete. Mit einem zweiten Theodoliten, dessen optische Achse parallel zu den vier Polschuhenden ausgerichtet war, wurde der Ursprung des Meßmaschinen-Koordinatensystems in bezug auf den Magneten festgelegt. Zum Fluchten der Meßmaschine und zur Definition des Koordinatenursprungs wurde die senkrecht unter der sensitiven Fläche der Hallsonde befestigte Justierspitze be-

nutzt. Der absolute Positionierfehler der Hallsonde bezüglich der Polschuhe betrug ± 0.3 mm.

Es wurden für beide Quadrupolmagnete Feldkarten bei drei Feldeinstellungen aufgenommen, welche Teilchenimpulsen von 50 %, 75 % und 100 % des jeweiligen maximalen Spektrometer-Sollimpulses entsprechen. Abbildung 4.5 zeigt eine Feldkarte für den Quadrupolmagneten A von der Magnetmitte bis zum Austritt einschließlich des Randfeldbereiches. Dabei ist die z -Achse durch die geometrische Mitte des Quadrupolmagneten gegeben. Die yz -Ebene liegt in der Streuebene. Das Magnetfeld zeigt im Rahmen der Meßgenauigkeit keine Abweichungen von der geforderten Symmetrie. Die Linie mit der Feldstärke null ist identisch mit der geometrischen Symmetrieachse.

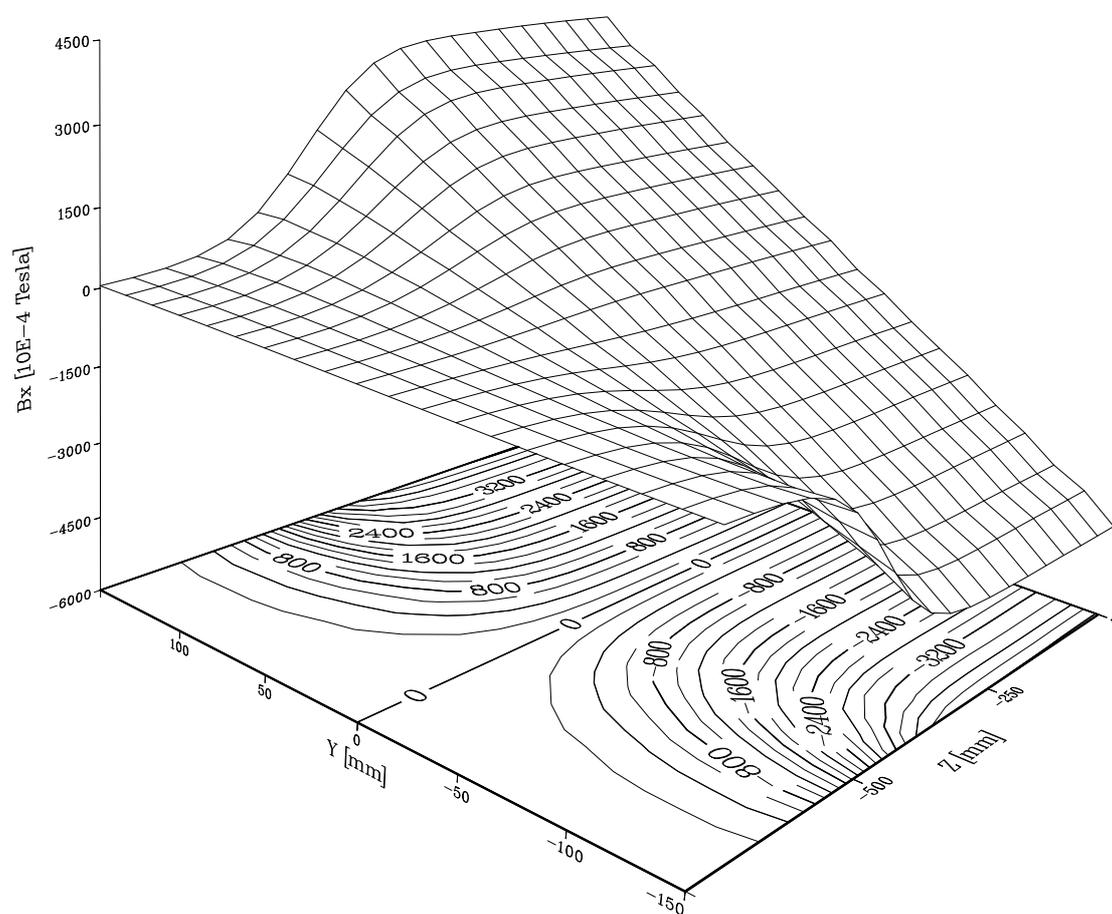


Abbildung 4.5: Feldkarte des Induktionsfeldes B_y von Quadrupolmagnet A, gemessen in der fokussierenden Symmetrieebene (yz -Ebene) bei voller Erregung. Fehler: $\Delta B = \pm 3.5 \cdot 10^{-4}$ des jeweiligen Feldwertes; $\Delta x = \pm 0.3$ mm; $\Delta z = \pm 0.3$ mm.

Die Analyse der Feldkarten erfolgte in Analogie zur Auswertung der dreidimensionalen Modellrechnungen durch eine Multipolanalyse. Eine Bestimmung des Duodekapolanteils von Quadrupolmagnet A im Eintrittsbereich ist wegen der kleinen Öffnung der Spiegelplatte nicht möglich, da keine Feldwerte in genügend großem Abstand gemessen werden konnten. Bei beiden Quadrupolmagneten liegen mögliche Dipol- oder Sextupolanteile unterhalb einer Nachweisgrenze von $\pm 1 \cdot 10^{-3}$ der Quadrupolfeldstärke gemessen am Multipolradius. Die Nachweisgrenze ist bestimmt durch den Justierfehler der Magnetfeldmeßapparatur. Die Einzelergebnisse der Feldkartenanalyse zur Bestimmung der effektiven Längen der Multipolkomponenten für die gemessenen Feldkarten sind in der Tabelle 4.5 zusammengefaßt.

Tabelle 4.5: Gemessene effektive Feldlängen der Multipolkomponenten der Quadrupolmagnete. Alle Angaben in mm.

Spektrometer	Multipolkomponente	Design	Effektive Feldlänge in mm			
			Summe	Eintritt	Austritt	Meßfehler
A	Quad	1000	991.0	480.7	510.3	± 0.2
	Oct	1000	803	435	368	± 5
	Ddec	1000	–	–	1300	± 50
C	Quad	800	799.1	390.0	409.1	± 0.2
	Oct	800	726	440	286	± 5
	Ddec	800	895	470	425	± 50

Die durch Sättigungseffekte im Magnetstahl hervorgerufenen Nichtlinearitäten im Verhältnis vom Spulenstrom zu Feldamplitude am Multipolradius betragen bei maximaler Erregung 0.5%. Eine signifikante Änderung der Anteile der Multipolkomponenten am Gesamtfeld ist nicht meßbar (siehe Abb. 4.6). Insgesamt zeigt sich eine sehr gute Übereinstimmung der Meßdaten mit den aus den Modellrechnungen gewonnenen Werte.

Zur Durchführung abschließender RAYTRACE-Rechnungen wurden die Randfelder als Fermi-Funktion parametrisiert. Zur Erhöhung der Genauigkeit wurde bei der Durchführung der Rechnungen zur Spezifikation des Quotienten der Multipolstärken im Inneren der Quadrupolmagnete auf die Ergebnisse der Rotierenden-Spule-Apparatur (siehe Abschnitt 4.2.7) zurückgegriffen. Es zeigte sich, daß die teilchenoptischen Anforderungen von beiden Quadrupolmagneten erfüllt werden (siehe Tabelle 4.4).

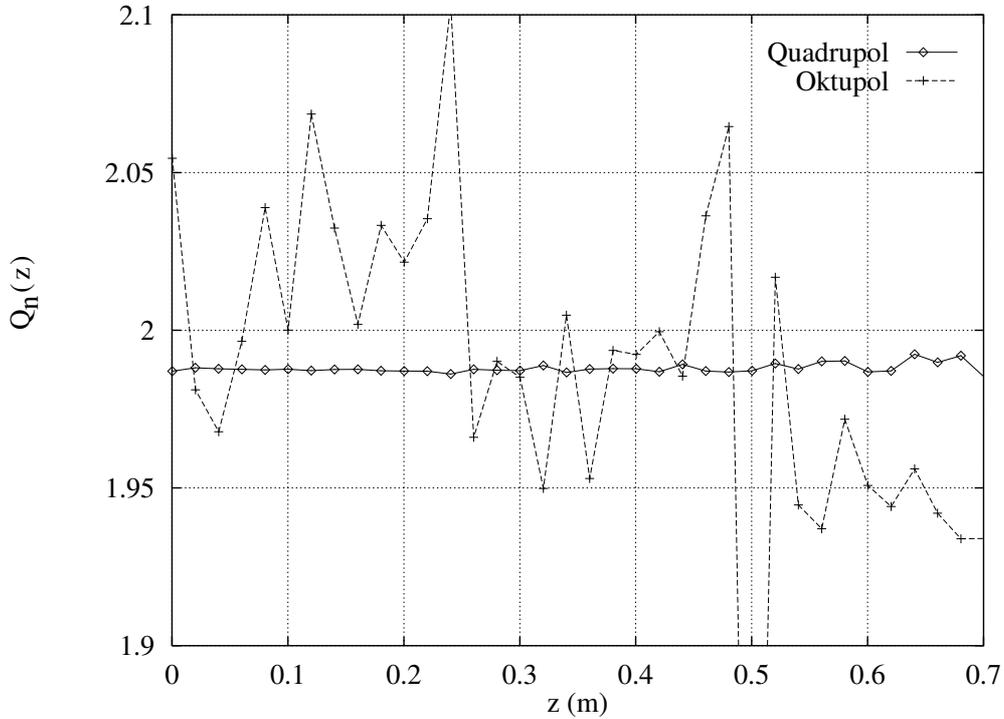


Abbildung 4.6: Multipolzusammensetzung des Induktionsfeldes von Quadrupolmagnet A in Abhängigkeit vom Spulenstrom I . Aufgetragen ist der Quotient $Q_n(z) = G_n^*|_{I_0}(z) / G_n^*|_{I_1}(z)$ längs der z -Achse (Symmetrieachse) am Austritt des Magneten. Ist $B_n^*|_I(z)$ die Amplitude des $(n+1)$ -ten Multipols auf dem Aperturradius R beim Spulenstrom I dann gilt: $G_n^*|_I(z) = B_n^*|_I(z) / R^n$. Die Magnetmitte liegt bei $z = 0.0$ m, die effektive Feldgrenze des Quadrupolfeldgradienten bei $z = 0.5$ m. An dieser Stelle hat die Oktupolkomponente einen Nulldurchgang. Für das Verhältnis der Spulenströme gilt: $I_0 = 2 \cdot I_1$.

4.2.6 Bestimmung der Magnetfeld-Symmetrieachse

Mit Hilfe des Cotton-Moutton-Effektes wurde für Quadrupolmagnet A eine zusätzliche Präzisionsmessung zur Bestimmung der Übereinstimmung von geometrischer und magnetischer Symmetrieachse durchgeführt [17]. Dabei wird polarisiertes Licht durch eine Flüssigkeit geleitet, die in einem Magnetfeld doppelbrechende Eigenschaften zeigt. Bringt man die Flüssigkeit in ein magnetisches Quadrupolfeld und beobachtet durch einen Analysator parallel zum einfallenden polarisierten Licht, so erscheint innerhalb der Flüssigkeit ein dunkles Kreuz auf hellem Hintergrund. Das Kreuz markiert dabei die magnetische Symmetrieachse, auf der das Magnetfeld gleich null ist. Innerhalb des Meßfehlers von ± 0.1 mm, der im wesentlichen von der Strichdicke des Kreuzes bestimmt ist, stimmen beide Symmetrieachsen überein. Die Magnetmitte wurde auf Justiermarken auf das Joch übertragen.

4.2.7 Multipolanalyse des Quadrupolmagnetfeldes

Die Messungen zur Multipolanalyse der Felder von Quadrupolmagnet A und C wurden mit zwei im Feld rotierenden Spulen durchgeführt. Dabei erhält man die Multipolkomponenten des Feldes durch Fourier-Analyse des induzierten Spannungssignals. Darüberhinaus können alle Phasenwinkel der einzelnen Multipolkomponenten und damit die Symmetrieeigenschaften des Feldes bestimmt werden.

Zur Beschreibung der Abhängigkeit der induzierten Spannung von der Multipolzusammensetzung des Induktionsfeldes betrachtet man die Komponente $B_\varphi(r, \varphi)$ eines in z -Richtung homogenen magnetischen Multipolfeldes und eine ebene Leiterschleife, die mit konstanter Winkelgeschwindigkeit ω um die z -Achse rotiert. Zwei Seiten der Leiterschleife verlaufen parallel zur z -Achse. Der magnetische Induktionsfluß durch die Leiterschleife ist gegeben durch:

$$\Phi(\varphi) = \int_0^Z \int_{R_1}^{R_2} B_\varphi(r, \varphi) dr dz \quad (4.20)$$

mit

$$B_\varphi(r, \varphi) = \sum_{n=1}^{\infty} B_n \left(\frac{r}{R} \right)^{n-1} \cos(n\varphi + \alpha_n). \quad (4.21)$$

Dabei ist φ der Drehwinkel, B_n die Amplitude und α_n die Phase des n -ten Multipols. Für das induzierte Spannungssignal gilt dann

$$\begin{aligned} U(\varphi) &= -\omega \frac{d}{d\varphi} \Phi(\varphi) \\ &= Z\omega \sum_{n=1}^{\infty} B_n \frac{R_2^n - R_1^n}{R^{n-1}} \cos(n\varphi + \alpha_n). \end{aligned} \quad (4.22)$$

Die Größen B_n und α_n lassen sich daraus durch eine Fourier-Transformation berechnen. Bei der Durchführung der Messungen konnte auf eine im Rahmen einer Diplomarbeit aufgebaute Apparatur mit zwei rotierenden Spulen zurückgegriffen werden, deren schematischer Aufbau in Abbildung 4.7 gezeigt wird [18]. Die maximale Rotationsfrequenz beträgt 50 Hz.

Zur Erreichung der angestrebten Meßgenauigkeit wurde die Apparatur und die Auswerte-Software wie folgt modifiziert:

1. Spulen und Drehachse

Es wurden für Quadrupolmagnet A und C jeweils zwei dem Multipolradius angepaßte Spulenpaare unterschiedlicher Länge gefertigt. Damit ist sowohl eine differentielle als auch integrale Bestimmung der Multipolanteile möglich. Die Spulenkörper sind aus STESALIT² hergestellt, um eine große Verwindungstiefheit zu garantieren. Die Spulenpaare sind mit einem Winkelabstand von

²Herstellerfirma: STESALIT GmbH, D-7844 Neuenburg.

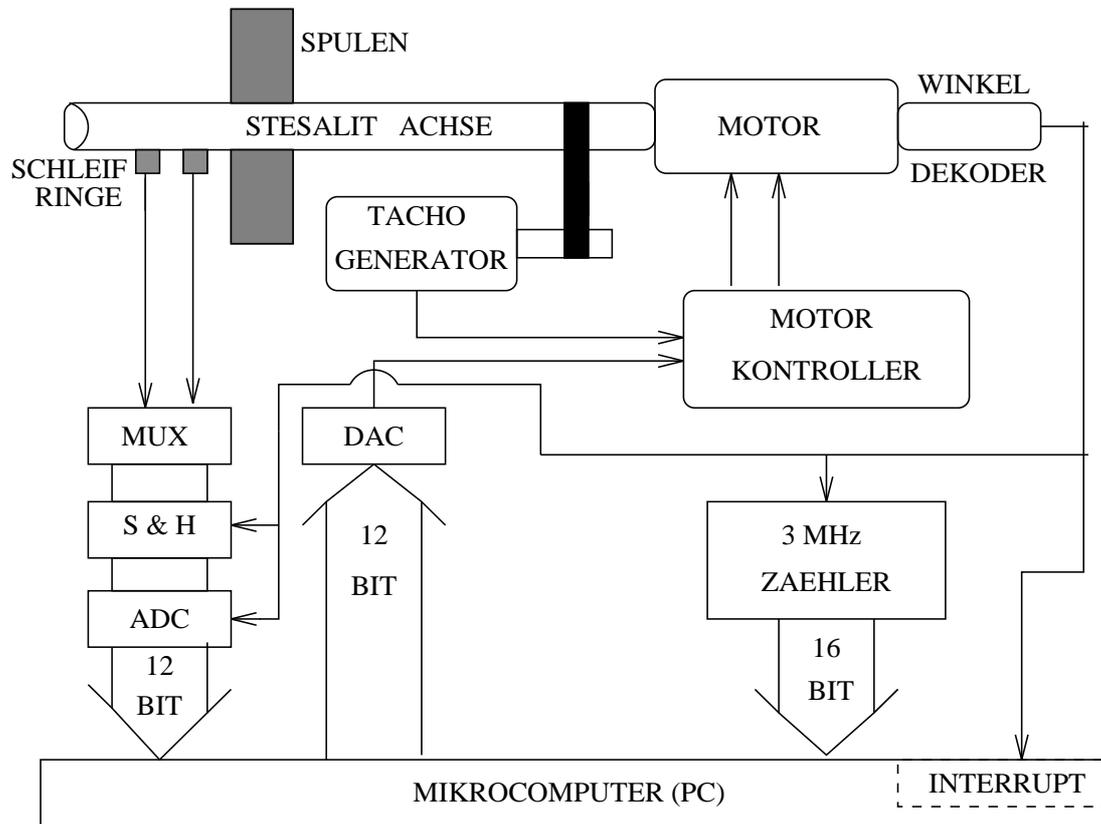


Abbildung 4.7: Multipolmeßapparatur

180° auf einer Drehachse befestigt. Diese ist ebenfalls aus STESALIT gefertigt und hat eine maximale Achsenasymmetrie im unbelasteten Zustand von ± 0.2 mm. Der verwendete Spulendraht hat einen Durchmesser von 0.3 mm. Die Positioniergenauigkeit der Drähte beträgt 0.2 mm.

2. Signalübertragung

Zur Übertragung des Spannungssignals der beiden Halbspulen zum ADC wurde ein rauscharmer goldbeschichteter Schleifring mit vier unabhängigen Kontakten am Ende der Drehachse eingebaut. Der Schleifring ist zur Übertragung von hochfrequenten Videosignalen geeignet. Das verbleibende Rauschsignal führt zu einer geringen Verfälschung der gemessenen Multipolstärke B_n bei der Analyse einer Einzelmessung. Mit Testmessungen ohne Magnetfeld konnte durch Mittelung über jeweils 50 Einzelmessungen gezeigt werden, daß das Rauschen keine feste Phasenbeziehung zur Rotation der Spulen hat. Der Mittelwert von B_n ist im Rahmen der durch den ADC bestimmten Meßgenauigkeit von $\pm 2.5 \cdot 10^{-4}$ mit null verträglich.

3. Winkelauflösung

Es wurde ein Winkelschrittgeber in die Meßapparatur integriert. Der zeitliche Abstand der einzelnen Schrittssignale, die als Triggersignale für den ADC dienen, wird mit einem 3 MHz-Zähler gemessen. Der mit einem Pulser bestimmte Fehler der Zeitmessung beträgt $\pm 1.8 \mu\text{s}$. Daraus läßt sich die Win-

kelgeschwindigkeit mit hoher Genauigkeit ermitteln. Zur Analyse werden nur Messungen zugelassen, deren Winkelgeschwindigkeit nicht mehr als $\pm 1 \cdot 10^{-3}$ vom Sollwert abweicht. Diese Bedingung wird von etwa 2 % der Einzelmessungen erfüllt. Die Rate der durchgeführten Multipolanalysen beträgt somit 1 Hz.

4. Justierung

Beide Enden der Drehachsenhalterung sind auf Justiertischen montiert. In jeden Justiertisch wurden zwei Drahtjustierkreuze integriert, die durch Fluchten mit einem Theodoliten eine Positioniergenauigkeit bezüglich der geometrischen Achse des Magneten von ± 0.1 mm ermöglichen.

5. Analogaddierer und –subtrahierer

Zwischen den Multiplexer des ADC und dem Signalabnehmer wurde ein Analogaddierer und –subtrahierer integriert. Aus dem Summensignal (Differenzsignal) der unter 180° angeordneten Halbspulen können damit optional die geraden bzw. ungeraden Multipolanteile unterdrückt werden.

Für jeweils vier verschiedene Erregungen wurden differentielle und integrale Multipolanalysen von Quadrupolmagnet A und C durchgeführt. Die Multipolzusammensetzung im homogenen Feldbereich stimmt bezüglich Amplitude und Phase mit den Designwerten überein (siehe Tabelle 4.6). Eine Abhängigkeit der Multipolzusammensetzung von der Erregung ist im Rahmen der Meßgenauigkeit weder differentiell noch integral nachweisbar. Die durch Sättigungseffekte gemessene Reduktion der absoluten Feldamplitude bei voller Erregung des Magneten normiert auf den Spulenstrom beträgt in Übereinstimmung mit den Ergebnissen der Feldkartenauswertung $-1 \cdot 10^{-2}$. Für Quadrupolmagnet A konnte durch eine integrale Messung am Austritt das Ergebnis der Feldkartenanalyse bezüglich der effektiven Länge der einzelnen Multipolkomponenten verifiziert werden.

Um einen möglichen Beitrag von phasenstabilen Vibrationen der Meßapparatur zum systematischen Fehler ausschließen zu können, wurden die Parameter variiert, die das dynamische Verhalten der Apparatur bestimmen. Es wurden Messungen mit verschiedener Rotationsgeschwindigkeit der Achse durchgeführt. Darüberhinaus wurde die Position der Meßspulen im homogenen Feldbereich variiert, um die Gewichtsbelastung der Achse zu variieren. Abschließend wurde eine Meßreihe im homogenen Feldbereich von Quadrupolmagnet A mit den Meßspulen von Quadrupolmagnet C wiederholt. Es zeigten sich keinerlei Hinweise auf Beiträge von dynamischen Parametern zum systematischen Fehler.

Eine radiale Dejustierung um den Betrag ΔR mischt dem Multipolanteil B_n Beiträge der Multipolarität $m > n$ bei. Dieser Beitrag skaliert mit $(\Delta R/R)^{m-n}$ [19]. Aufgrund der Multipolzusammensetzung der Quadrupolmagnete kann durch Dejustierung nur ein signifikanter Dipolanteil erzeugt werden. Bei einem Justierfehler von um $\Delta R = \pm 0.2$ mm ergibt sich ein systematischer Meßfehler für den Dipolanteil von ± 0.001 der Quadrupolfeldstärke auf dem Multipolradius.

Die getrennte Auswertung der Spannungssignale aus beiden Halbspulen sowie eine Analyse der analogen Summen- und Differenzsignale ergaben, daß der resultierende systematischen Fehler aus der Spulengeometrie, der Befestigung der Spulen auf der Drehachse und einer statischen radialen Biegung der Drehachse kleiner $\pm 1.5 \cdot 10^{-3}$ ist.

Tabelle 4.6: Multipolanalyse im homogenen Feldbereich der Quadrupolmagnete A und C. Die Multipolfeldamplitude B_n und der Phasenwinkel α_n sind nach Gleichung (4.21) definiert. Die Werte für B_n/B_2 sind bei Quadrupolmagnet A durch Mittelung über 50, bei Quadrupolmagnet C durch Mittelung über 100 Werte gewonnen. Phasenwinkel α_n mit $\sigma_{\alpha_n} > \pi/2$ sind nicht aufgeführt, da keine feste Phasenbeziehung zwischen den Einzelmessungen vorhanden ist.

Spektrometer	n	B_n/B_2	$\sigma_{(B_n/B_2)}$	$\Delta_{(B_n/B_2)}$	$\alpha_n [^\circ]$	$\sigma_{\alpha_n} [^\circ]$
A	1	0.003	0.003	0.0025	–	–
	3	0.001	0.003	0.0015	–	–
	4	0.087	0.002	0.0015	180.3	1.4
	5	0.000	0.002	0.0015	–	–
	6	0.007	0.002	0.0015	179.0	9.0
C	1	0.003	0.001	0.0025	–40.0	20.0
	3	0.001	0.002	0.0015	–	–
	4	0.084	0.001	0.0015	179.7	0.7
	5	0.000	0.001	0.0015	–	–
	6	0.006	0.001	0.0015	185.0	9.

Kapitel 5

Zusatzkomponenten und Montage der Spektrometeranlage

5.1 Sextupolmagnete

Der teilchenoptische Entwurf sieht zwischen dem Quadrupolmagneten und dem ersten Dipolmagneten einen Sextupolmagneten vor, der bezüglich der Abbildungseigenschaften des Spektrometers Korrekturen zweiter Ordnung ermöglicht. Da der Quadrupolmagnet in der dispersiven Richtung defokussiert, in der nicht-dispersiven Richtung dagegen fokussiert, ist die Akzeptanzfläche elliptisch. Wie beim Quadrupolmagnet wird das gewünschte Multipolfeld durch Nachbilden der Polschuhoberfläche als Äquipotentialfläche erzeugt. Aufgrund der elliptischen Akzeptanz liegen die Polschuhe aber auf verschiedenem Potential. Die Polschuhe, die am nächsten an der optischen Achse liegen, benötigen dabei im Vergleich zu den anderen vier Polschuhen einen um einen Faktor 3 geringeren Erregungsstrom in den Magnetspulen. Diese beiden Spulen werden als Nebenspulen, die übrigen vier als Hauptspulen bezeichnet. Haupt- und Nebenspulen haben getrennte Stromversorgungen (siehe Tabelle 5.1).

Die Sextupolmagnete wurden mit POISSON- und PROFI-Rechnungen optimiert. Sowohl im Eintritts- wie im Austrittsbereich wurden zwei Spiegelplatten zur Formung des Randfeldes vorgesehen. Trotz der geringen Baulänge von 380 mm bei Sextupolmagnet A bzw. 300 mm bei Sextupolmagnet C zeigt das Induktionsfeld ein deutliches Plateau. Aufgrund der beengten Platzverhältnisse ragen einzelne Bauteile in den Dipolmagneten hinein (siehe Abb. 4.1). Die Feldmessungen zeigten bei beiden Magneten eine gute Übereinstimmung mit den Entwürfen [11]. Die Spezifikation beider Sextupolmagnete ist in Tabelle 4.2 aufgeführt.

5.2 Strom- und Kühlwasserversorgung der Spektrometeranlage

Die Stromversorgung der Magnetspulen erfolgt durch stromstabilisierte Netzgeräte¹. Die Stromstabilisierung bezogen auf den Maximalwert ist besser als $\pm 5 \cdot 10^{-5}$. Bei der Dimensionierung der Netzgeräte wurden Verluste durch Sättigung

¹Herstellerfirma: DANFYSIK A/S, DK - 4040 Jyllinge.

Tabelle 5.1: Spezifikation der Netzgeräte.

Magnet	Primärseite		Sekundärseite		
	Kühlwasser [l/min]	Leistung [kW]	Spannung [V]	Strom [A]	Leistung [kW]
AD1	30	227	157	1384	218
AD2	40	362	199	1384	276
AQ	15	99	106	670	71
AS					
Hauptspulen	18	38	60	460	28
Nebenspulen	4	7	20	160	3
CD1	30	166	100	1260	126
CD2	25	207	129	1260	163
CQ	20	76	59	924	55
CS					
Hauptspulen	18	35	56	440	25
Nebenspulen	4	5	15	160	2
BD	40	504	290	1384	402

im Magnetstahl in Höhe von 5% berücksichtigt. Der für die maximale Erregung des Magneten benötigte Spulenstrom kann um weitere 5% erhöht werden, um die Cycling-Prozedur (siehe Anhang B.6) zum definierten Einstellen der maximalen Induktionsfeldwerte zu ermöglichen. Die Ausgangsspannungen und -ströme sind den elektrischen Kenndaten der Spulen angepaßt. Das Einstellen der Ströme erfolgt wahlweise direkt am Gerät oder ferngesteuert über einen Computer. Die elektrische Netzanschlußleistung der Spektrometeranlage beträgt insgesamt 1700 kW.

Zur Kühlwasserversorgung der Magnetspulen und der Netzgeräte wurde eine Kühlanlage mit zwei Kühltürmen und zwei Wärmetauschern installiert. Im Vorlauf wird über zwei Pumpen ein Wasserdruck von $6 \cdot 10^5$ Pa bei einer maximalen Durchflußmenge von etwa 600 l/min erzeugt. Der für die Spulenkühlung nutzbare Differenzdruck ist $5 \cdot 10^5$ Pa. Die Vorlauftemperatur beträgt 30 °C, die maximal zulässige Temperatur im Rücklauf 60 °C.

Die Spezifikation der Netzgeräte ist Tabelle 5.1, die Spezifikation der Spulen in Tabelle 3.1 (Dipolmagnete) bzw. in Tabelle 4.2 (Multipolmagnete) wiedergegeben.

5.3 Mechanische Komponenten

5.3.1 Spektrometerbühnen und Ringschiene

Die Magnete der Spektrometer sind auf Fahrgestellen (Spektrometerbühnen) montiert, die unabhängig voneinander um ein gemeinsames Zentrum auf einer Ringschiene bewegt werden können. Der Außenradius der Schiene beträgt 12.5 m bei einem Querschnitt von 0.5 m × 0.5 m. Die Ringschiene liegt auf 36 einzeln in der Höhe justierbaren Fixatoren. Die Fixatoren bestehen aus zwei gegeneinander verschiebbaren Stahlkeilen und sind in der Betonbodenplatte der Spektrometerhalle verankert.

Die Spektrometerbühnen sind im Zentrum des Drehkranzes mit je einem Pendelrollenlager auf einem gemeinsamen Königszapfen und mit je zwei Hydraulikfüßen auf der polierten Oberfläche der Schiene gelagert. Während des Verfahrens der Spektrometer wird über ein Aggregat ein 0.08 mm dicker Ölfilm zwischen der Fußunterseite und der Schiene erzeugt. Der dazu benötigte Öldruck beträgt 200 bar. Das Verändern der Spektrometerwinkel selbst erfolgt über einen Kettenantrieb.

Die ersten Dipolmagnete von Spektrometer A und C sind über jeweils drei Hydraulik-Justierfüße direkt auf der jeweiligen Spektrometerbühne gelagert. Die zweiten Dipolmagnete und die Quadrupolmagnete stehen mit ihren Justierfüßen auf je einem Verbindungsteil, das am ersten Dipolmagneten befestigt ist. Die Sextupolmagnete sind mit einer Justiervorrichtung direkt am ersten Dipolmagneten hängend montiert. Die Magnete eines Spektrometer können somit untereinander und das Gesamtspektrometer relativ zur Spektrometerbühne justiert werden.

Spektrometer B ist über ein Hubsystem aus drei rotierenden, in radialer Richtung kippbar gelagerten Spindeln und einem mechanischen Führungssystem auf der Spektrometerbühne befestigt. Damit ist es möglich, zur Durchführung von "out-of-plane"-Messungen das Spektrometer bis zu 10° aus der Ebene zu bewegen. Alle Punkte des Spektrometers bewegen sich dabei auf Kreisen um den Schnittpunkt des einlaufenden Elektronenstrahls mit der gemeinsamen Drehachse (Targetposition). Der Abstand der Spindeln (Bezugspunkt: Auflagefläche des Magneten) zum Targetpunkt beträgt bei den beiden "äußeren" Spindeln 7550 mm, bei der "inneren" Spindel 4400 mm und legt für einen vorgegebenen "out-of-plane"-Winkel das Verhältnis des benötigten Hubs der beiden äußeren Spindeln zur inneren Spindel fest.

Die Steigung des Gewindes und die Drehfrequenz ist bei allen drei Spindeln identisch. Die Antriebsaggregate werden daher beim Herauskippen des Spektrometers aus der Ebene im berechneten Übersetzungsverhältnis über ein computergesteuertes Relais zeitlich getaktet. Die beiden äußeren Spindeln sind aus Sicherheitsgründen über eine Kupplung verbunden und besitzen einen gemeinsamen Antrieb.

Die mechanische Konstruktion der Gesamtanordnung wurde dahingehend optimiert, daß für alle Spektrometer kleine Vorwärtswinkel und kleine Relativwinkel zwischen den einzelnen Spektrometern möglich sind (siehe Abb. 5.1 und Tabelle 5.2).

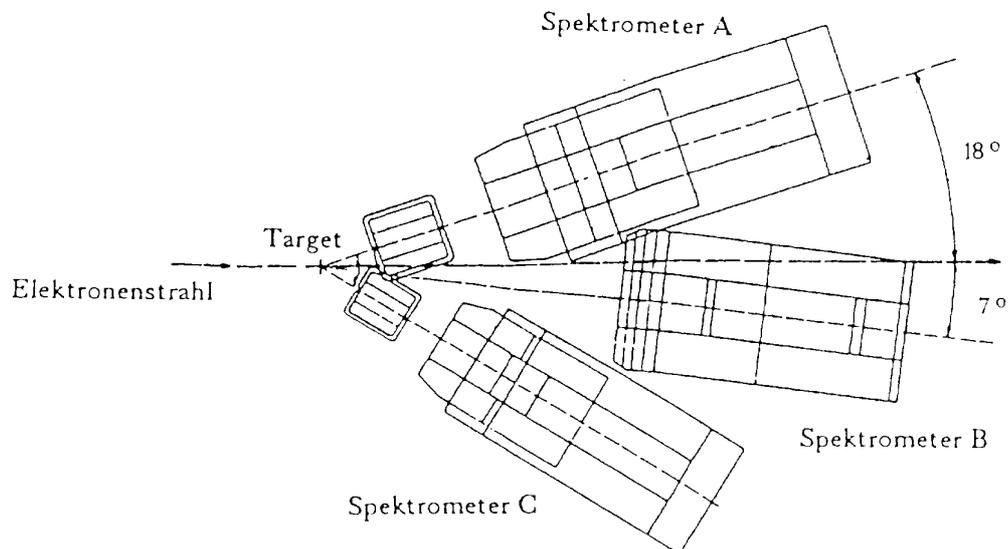


Abbildung 5.1: Draufsicht Drei-Spektrometer-Anlage für den Fall der kleinsten Einstellwinkel in bezug auf die Richtung des einlaufenden Strahls.

Tabelle 5.2: Einstellwinkel θ der Spektrometer bezogen auf die Richtung des einlaufenden Strahls (0° -Linie). Spektrometer B kann dabei wahlweise links oder rechts der 0° -Linie betrieben werden.

Spektrometer		A	B		C	C \leftrightarrow B	B \leftrightarrow A
			links	rechts			
θ_{min}	[$^\circ$]	18	7	7	18	–	–
θ_{max}	[$^\circ$]	160	62	97	160	–	–
kleinster Winkelabstand	[$^\circ$]	–	–	–	–	26	25

5.3.2 Vakuumsystem

Die Durchführung von Elektronen–Streuexperimenten erfordert ein System von Vakuumkantern zwischen Streukammer und Detektorsystem. Die technisch aufwendigen Vakuumkannten wie Kollimatorkasten oder Austrittsfenster [20] sind Eigenentwicklungen des Institutes für Kernphysik. Die Vakuumkannten² der Dipolmagnete bestehen aus den Polschuhoberflächen und einer Seitenwand aus Edelstahl (siehe auch Abschnitt 3.2.1). Zwischen den Dipolmagneten der Spektrometer A und C befindet sich je ein flexibler Edelstahlbalg. Da die Vakuumkannten der Quadrupolmagnete dicht an die Teilchenbahnen heranreichen, wurde die Permeabilität des verwendeten Edelstahls überprüft [14]. Insgesamt ist das Vakuumsystem so beschaffen, daß der von den Spektrometern erfaßte Raumwinkel nicht begrenzt wird. Eine signifikante Störung der Magnetfelder konnte durch Messungen im Rahmen der Magnetfeldmessungen ausgeschlossen werden (Abschnitt 3.3.3).

5.3.3 Kollimatoren

Zur Anpassung des von den Spektrometern erfaßten Raumwinkels an das jeweilige Experiment werden aus Schwermetall gefertigte Kollimatoren benutzt.

Spektrometer A und C besitzen je einen Kollimatorkasten, der vier verschiedene Kollimatoren aufnehmen kann und der an der vorderen Spiegelplatte des jeweiligen Quadrupolmagneten befestigt ist. Das Einstellen bzw. Wechseln der Kollimatoren erfolgt über ein computergesteuertes System aus Motoren, Längengebern und mechanischer Führung. Neben den in Tabelle 5.3 aufgeführten Kollimatoren mit Raumwinkelwerten von 28 msr (optimiert für dünne Targets) bzw. 22.5 msr und 15.2 msr (optimiert für lange Targets) besitzen beide Spektrometer je einen Lochmatrix–Kollimator (Spektrometer A: 7×11 Löcher; Spektrometer C: 11×9 Löcher), gefertigt aus einer 5 mm dicken Schwermetallplatte, mit denen zur Bestimmung der Abbildungseigenschaften des Spektrometers ein definierter Satz von Winkeln von den in das Spektrometer einlaufenden Teilchen herauspräpariert werden kann (siehe Abbildung C.4).

Spektrometer B besitzt neben dem in Anhang C.8 abgebildeten 19×5 –Lochmatrix–Kollimator nur einen weiteren Kollimator, dessen raumwinkeldefinierenden Kanten aber im Bereich von 0 bis ± 70 mrad in vertikaler bzw. von 0 bis ± 20 mrad in horizontaler Richtung unabhängig voneinander variierbar sind. Der Antrieb erfolgt über computergesteuerte Motoren. Die Dicke der "Kollimatorbacken" beträgt 65 mm (55 mm Blei + 10 mm Schwermetall), der Abstand zum Target etwa 3400 mm.

²Herstellerfirma: DANFYSIK A/S, DK – 4040 Jyllinge.

Tabelle 5.3: Kollimatoren der Spektrometer A und C.

Spektrometer	Raumwinkel [msr]	Winkelöffnung		Abstand ^{a)} [mm]	Dicke [mm]
		horiz. [mrad]	vert. [mrad]		
A	28.0 ^{b)}	±95.0	±75.0	605.5	80
	22.5	±75.0	±75.0	605.5	80
	15.2	±75.0	±50.6	605.5	80
C	28.0 ^{c)}	±95.0	±75.0	479.5	50
	22.5	±75.0	±75.0	479.5	50
	15.2	±75.0	±50.6	479.5	50

^{a)} Abstand: Target – Kollimatormitte.

^{b)} Siehe Abbildung C.2.

^{c)} Siehe Abbildung C.3.

Bei Spektrometer A wurde der 28 msr-Kollimator zunächst aus Blei gefertigt. Die Öffnung dieses Kollimators, der sowohl in der Erprobungsphase von Spektrometer A als auch in der ersten Runde von Koinzidenzexperimenten durchgehend eingesetzt wurde, hat die Form eines Rechtecks mit einer Winkelakzeptanz von ± 100 mrad in horizontaler und ± 70 mrad in der vertikalen Richtung. Bei der Festlegung des endgültigen Designs des aus Schwermetall gefertigten 28 msr-Kollimators wurden die Ergebnisse der Winkelakzeptanzmessungen berücksichtigt (siehe Abschnitt 7.2.3 und Bild C.2).

Während den Messungen zur Bestimmung der relativen Feldstärken der Multipolmagnete von Spektrometer A wurde darüberhinaus ein 5×1 -Lochmatrix-Kollimator eingesetzt. Die Mitte der Löcher liegt in der Symmetrieebene (siehe Abschnitt 7.1 und Tabelle 7.1).

5.4 Montage und Justierung

Während des Zusammenbaus der Gesamtanlage in der Spektrometerhalle wurden die Ringschiene, die Spektrometerbühnen sowie alle Magnete mit einem System aus drei computerunterstützten Theodoliten wie folgt justiert [11]:

1. Befestigung von Justiermarken in der Spektrometerhalle, die Sollhöhe und Flucht des einfallenden Elektronenstrahls markieren.
2. Ausrichten der Ringschiene und Nivellierung der polierten Schienenoberfläche in bezug auf die Strahlhöhe.

3. Bestimmung der gemeinsamen Drehachse der Spektrometerbühnen mit einer Genauigkeit von ± 0.25 mm.
4. Justierung der Dipolmagnete von Spektrometer A und C:
 - (a) Messung und Korrektur des Abstandes der ersten Dipolmagnete zur Drehachse (Genauigkeit: ± 1 mm).
 - (b) Fluchten der durch die Spacerrillen markierten Mittelebenen mit der Drehachse (Genauigkeit: ± 0.1 mm).
 - (c) Nivellierung der ersten Dipolmagnete auf Strahlhöhe unter Benutzung der Justierstifte des Eintrittssystems (Genauigkeit: ± 0.1 mm relativ zur Wandmarke).
 - (d) Fluchten der Polschuhjustierstifte des Austrittssystems der ersten Dipolmagnete und der Justierstifte des Eintrittssystems der zweiten Dipolmagnete (Genauigkeit: ± 0.1 mm).
 - (e) Definition des Abstandes der beiden Magnete durch Messung des Winkels zwischen den Justierstiften des Austrittssystem von Dipolmagnet 2 und des Eintrittssystems von Dipolmagnet 1. Die Abweichung vom Sollwert (50°) ist kleiner als 0.0005° .
5. Justierung Spektrometer B ("out-of-plane"-Winkel 0°):
 - (a) Vertikale Ausrichtung der durch die Spacerrillen markierten Mittelebene durch getrenntes Fahren der beiden hinteren Spindeln (± 0.1 mrad).
 - (b) Nivellierung des Eintrittssystems auf Strahlhöhe durch unabhängiges Fahren der vorderen gegen die beiden hinteren Spindeln (Genauigkeit: ± 0.1 mm bezogen auf Wandmarke).
 - (c) Fluchten der Mittelebene auf die Drehachse durch mechanisches Verschieben des Magneten am Auflagepunkt der vorderen Spindel (Abweichung der Flucht am Ort der Drehachse: ± 0.2 mm).
6. Spektrometer B Justierung für "out-of-plane"-Winkel $\neq 0$:
 - (a) Das Einstellen des "out-of-plane"-Winkels geschieht über das Ausfahren der Spindeln. Zum Messen des Winkels wird dabei der Spindelhub vorne und hinten mit einem Längengeber bestimmt. Eine zusätzliche Präzisionsmessung durch ein festinstalliertes optisches System ist vorgesehen.
 - (b) Der Winkel der Mittelebene gegen die Horizontale wird bei Änderung des "out-of-plane"-Winkels mit einer elektronischen Wasserwaage überwacht (Genauigkeit: ± 0.2 mrad). Um eine eventuelle geringe Neigung auszugleichen, kann die Kupplung der beiden hinteren Spindeln (siehe Abschnitt 5.3.1) gelöst werden, so daß nur eine Spindel rotiert. Das Öffnen der Kupplung aktiviert ein internes Sicherheitssystem des Antriebs, wodurch der

maximale Hub (bezogen auf die momentane Position der bewegten Spindel vor dem Öffnen der Kupplung) auf etwa 5 mm begrenzt wird.

- (c) Maximale Abweichung der Flucht von der Mittelebene des Magneten und der Drehachse beim Ausfahren der Spindeln: ± 0.2 mm.
 - (d) Maximale Änderung des Spektrometereinstellwinkels bezüglich des einlaufenden Strahls, bedingt durch Rotation des gesamten Magnetkörpers während der Änderung des "out-of-plane"-Winkels: 0.25 mrad. Diese Abweichung wird mit einem Lasersystem gemessen und erlaubt eine Korrektur des Spektrometerwinkels.
7. Die Multipolmagnete wurden mit Endmaßen, Justierscheiben bzw. -röhren mit Fadenkreuz und Justiermarken an den Magnetjochen (siehe Abschnitt 4.2.6) gegenüber den ersten Dipolmagneten ausgerichtet. Die erreichte Genauigkeit beträgt für das Einstellen der Magnetabstände ± 0.3 mm. Für Flucht und Höhe der Multipolmagnetachsen gegenüber dem Justierstiftsystem des ersten Dipolmagneten ist der erreichte Wert besser als ± 0.2 mm.

Kapitel 6

Detektor- und Monitorsysteme

6.1 Teilchendetektoren

Die Korrektur von Spektrometer-Abbildungsfehlern durch Bahnrückrechnung der nachgewiesenen Teilchen erfordert den Einsatz positionsempfindlicher Detektoren in der Bildebene. Darüberhinaus sind Triggerdetektoren erforderlich, mit denen eine Teilchenidentifikation erfolgen kann. Die drei Magnetspektrometer sind mit konzeptionell gleichartigen Detektorsystemen ausgestattet, die sich im wesentlichen nur durch ihre geometrischen Abmaße unterscheiden. Zur Reduzierung des Strahlungsuntergrundes sind die Detektorsysteme von einer großvolumigen Abschirmeinheit umgeben. Die Wände bestehen aus 40 cm dickem Kiesbeton zur Abschirmung gegen schnelle Neutronen. Dem Beton wurden zur Abschwächung der Intensität langsamer Neutronen 0.8 Gew.% Tetraborcarbid beigemischt. Die Innenauskleidung der Abschirmeinheit besteht aus 5 cm dicken Bleiplatten.

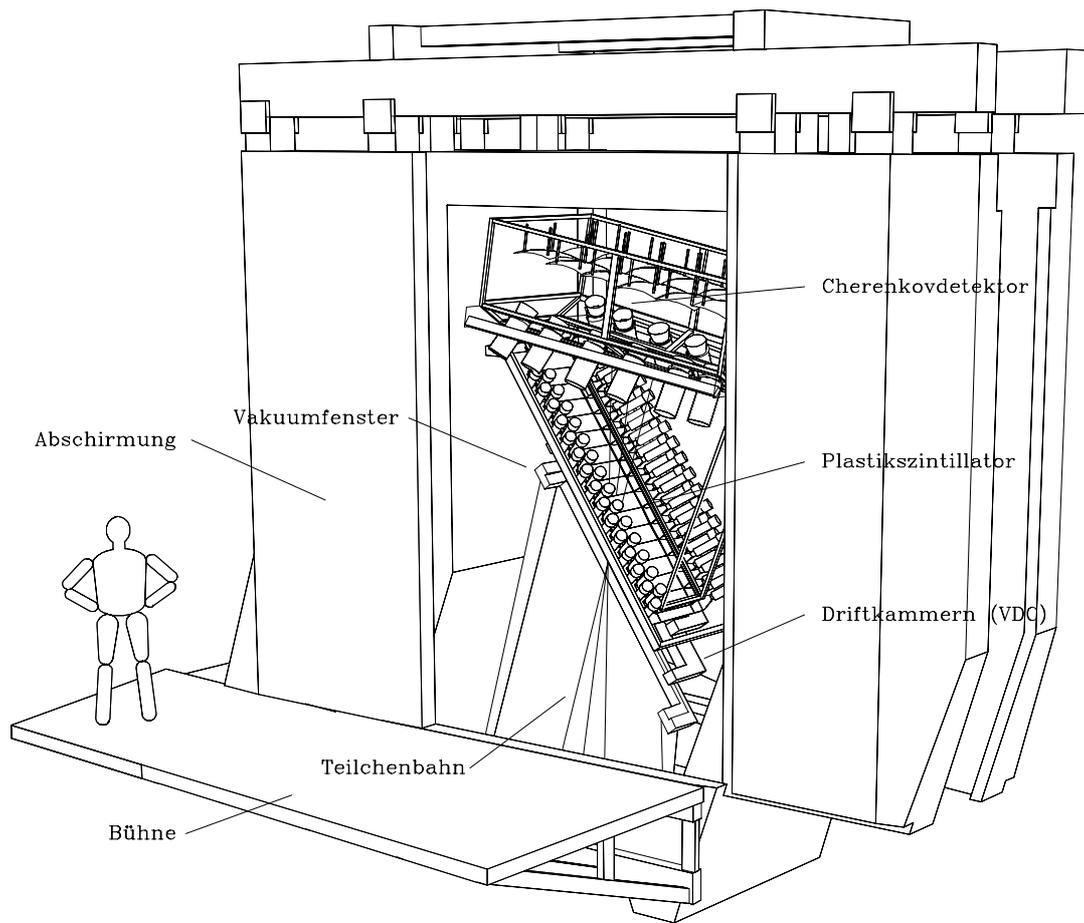
6.1.1 Bildebenen-Spurdetektoren

Die Spurdetektoren bestehen aus vier großflächigen, vertikalen Driftkammern, mit denen jeweils zwei Ortskoordinaten und zwei Winkel bestimmt werden können. Die geometrischen Maße sowie die intrinsische Orts- und Winkelauflösung sind in Tabelle 6.1 zusammengefaßt [20][21].

Tabelle 6.1: Spezifikation der Driftkammern. Definition der Koordinaten siehe Anhang C.1.

Spektrometer	sensitive Fläche		intrinsische Auflösung			
	Breite	Länge	σ_x	σ_y	σ_θ	σ_ϕ
	[mm]	[mm]	[μm]	[μm]	[mrad]	[mrad]
A	405	2220	94	260	0.216	1.350
B	120	2350	114	235	0.258	1.223
C	340	2320	— a)	— a)	— a)	— a)

a) Geplante Inbetriebnahme: Januar 95.



©1993, Arnd P. Liesenfeld

Abbildung 6.1: Detektorsystem Spektrometer A

6.1.2 Szintillations-Triggerdetektoren

Die Szintillationsdetektoren der drei Spektrometer bestehen aus zwei in dispersiver Richtung 15-fach (14-fach bei Spektrometer B) segmentierten Nachweisebenen: einer 3 mm dicken "dE-Ebene" und einer 10 mm dicken "Time-of-Flight"-Ebene (ToF-Ebene), die durch die Wahl eines schnellen Szintillationsmaterials bezüglich der Zeitauflösung optimiert ist. Mit der ToF-Ebene wird der Zeitpunkt des Teilchendurchtritts bestimmt und die Driftzeitmessung der Drahtkammern gestartet. Mit einer Ansprechwahrscheinlichkeit größer 99.9% liegt die Zeitauflösung der ToF-Ebene bei 200 ps. Die gemessene Koinzidenzzeitauflösung zwischen Spektrometer A und B ist besser als 1 ns. Die Teilchendifferenzierung zwischen Pionen und Protonen erfolgt durch Messen des spezifischen Energieverlustes in beiden Detektorebenen [22].

6.1.3 Gas-Čerenkov-Schwellendetektor

Bei Experimenten, die den Nachweis von positiv oder negativ geladenen Pionen mit einem Magnetspektrometer erfordern, stellt sich das Problem des unerwünschten Elektronen- bzw. Positronenuntergrundes, der bei allen drei Spektrometern mit einem Gas-Čerenkov-Schwellendetektor im Veto-Betrieb unterdrückt wird. Als Radiator dient dabei Freon-114 (Gasvolumen: 4 m³). Das Čerenkov-Licht wird über ein System von jeweils 2 × 6 sphärischen Spiegeln gesammelt und mit 12 Photomultipliern nachgewiesen. Zur Vermeidung von Zufallskoinzidenzen ist eine hohe Ansprechwahrscheinlichkeit nötig. Diese wurde bei Spektrometer A mit einer elastischen Messung an ¹²C zu 99.91 % bestimmt [23]. Der Čerenkov-Schwellendetektor kann ferner als Triggerdetektor mit positiver Teilchenidentifikation eingesetzt werden, z.B. zur Diskriminierung von e⁻ gegen π⁻ im Elektronenspektrometer bei Experimenten der Form A(e, e'x)B.

6.2 Monitorsysteme

6.2.1 Messung der Magnetfelder und Spulenströme

Zur Messung der Dipolmagnetfelder steht ein System aus 20 NMR-Sonden und einem Teslameter zur Verfügung.¹ Jeder Dipolmagnet ist mit vier Sonden ausgestattet, die insgesamt einen Meßbereich von 0.09 T bis 2.1 T überdecken. Der Meßfehler der NMR-Sonden ist vernachlässigbar (Meßgenauigkeit: ±2 · 10⁻⁶ des angezeigten Wertes). Zur Feldmessung des inhomogenen Magnetfeldes von Spektrometer B wird eine Anordnung aus Quadrupolkorrekturspulen zur Kompensation des Feldgradienten eingesetzt. Die Sonden befinden sich in einem Feldbereich außerhalb der Teilchenbahnen und wurden in einer Eichmessung in bezug auf den Spulenstrom und auf zusätzliche Referenzsonden im homogenen Feldbereich normiert [15].

Zur Einstellung des Spulenstroms wird der 18 Bit-DAC und zur Stromkontrollmessung der 16 Bit-ADC in der jeweiligen Stromversorgung benutzt. Die vom Hersteller garantierte Abweichung des Spulenstroms vom eingestellten Sollwert ist kleiner als ±1 · 10⁻⁵ bezogen auf den Maximalstromwert des Netzgerätes. Bei gleichem vorgegebenem Spulenstrom ist unter Einhaltung der vorgeschriebenen Cycling-Prozedur (siehe Anhang B.6) die Reproduzierbarkeit des mit dem NMR-System bestimmten Magnetfeldwertes besser als ±1 · 10⁻⁴.

Die Magnetfelder der Multipolmagnete werden ausschließlich über den Spulenstrom definiert. Die Reproduzierbarkeit des Feldes bei gleichem eingestellten Erregerstrom wurde mit einer Hallsonde (Reproduzierbarkeit der Meßwerte des Gaußmetersystems: ±1.0 · 10⁻⁴ des digital ausgelesenen Wertes) und einem für die Messung zusätzlich in den Stromkreis integrierten Präzisions-Strommeßgerät (Meß-

¹NMR TESLAMETER PT 2025, Metrolab, Genf.

genauigkeit: ± 10 mA) bestimmt und ist kleiner als $\pm 2.0 \cdot 10^{-4}$. Alle Dipol- und Multipolmagnete sind mit permanent installierten Hallsonden ausgestattet, die im Rahmen der Genauigkeit von $\pm 1 \cdot 10^{-3}$ des jeweiligen Meßwertes als zusätzliche Kontrollmonitore eingesetzt werden.

6.2.2 Messung der Spektrometerwinkel

Die vom gestreuten Elektron an das hadronische System abgegebene Energie steht nur bis auf die streuwinkelabhängige Rückstoßenergie als Anregungsenergie zur Verfügung. Für Teilchen, die unter einem definierten Streuwinkelwert in das Spektrometer einlaufen, kann unter der Annahme einer Gauß-Verteilung der zurückgerechneten Streuwinkel das Maximum der Verteilung (und damit der mittlere Streuwinkel) mit einer Genauigkeit von etwa 10 % der FWHM-Breite bestimmt werden. Bei einer Winkelauflösung von besser als 3 mrad wird daher sowohl eine Messung der Winkelablage vom einlaufenden Strahl gegen die Sollrichtung (siehe Abschnitt 6.2.4) als auch eine Messung der Spektrometerwinkel mit einer Genauigkeit von ± 0.15 mrad gefordert.

Zur Messung der Spektrometerwinkel wird ein Weg-Codiersystem², bestehend aus einer Winkelcodierschiene und drei Lesegeräten, eingesetzt. Die Codierschiene ist entlang der Ringschiene befestigt. An jedem Spektrometer ist ein Lesekopf montiert, der das in die Codierschiene eingestanzte Strichmuster auswertet. Die Positionsmessung der einzelnen Spektrometer erfolgt mit einer Genauigkeit von ± 0.6 mm am Ort der Codierschiene. Die Festlegung der absoluten Winkelwerte in bezug auf die Richtung des einfallenden Strahls sowie eine Überprüfung der Linearität des Gesamtsystems erfolgte durch eine optische Vermessung mit einem Theodoliten, der über dem Drehpunkt der Spektrometeranlage aufgestellt war. Der Gesamtfehler für die Bestimmung der Spektrometerwinkel aus der Positionsmessung des Codiersystems in bezug auf die Strahlachse beträgt ± 0.1 mrad.

6.2.3 Messung des Strahlstroms

Zur Berechnung experimenteller Wirkungsquerschnitte von Elektronenstreuexperimenten ist die Bestimmung der Gesamtladung der während einer Messung einlaufenden Elektronen erforderlich. Dazu dient ein System aus Strahlstrommonitoren, das folgende Einzelkomponenten beinhaltet:

1. Förstersonde[24]

Die Förstersonde besteht aus zwei Ringkernspulen, die den Elektronenstrahl umschließen. Meßgröße ist das absolute Magnetfeld des Elektronenstrahls. Daraus läßt sich der Absolutwert des Strahlstroms mit einer Genauigkeit von ± 0.3 μ A bestimmen.

²Stahltronic Weg-Codiersystem WCS1, R. Stahl, Stuttgart.

2. HF–Strommonitor[25][26]

In einem HF–Resonator wird durch den Strahl die TM_{010} –Mode angeregt. Die durch eine im Resonator befindliche Antenne ausgekoppelte Leistung P ist proportional zum Quadrat des Elektronenstroms. Die ausgekoppelte Leistung wird mit einem Diodenmeßkopf und einem Leistungsmesser³ bestimmt. Der Linearitätsfehler des Meßsignals für Strahlströme größer als $1 \mu\text{A}$ beträgt $\pm 0.5\%$ des angezeigten Wertes (siehe Bild 6.2). Für kleinere Strahlströme steigt dieser Fehler auf $\pm 3\%$ an. Das Rauschen des Meßsignals wurde mit $\pm 10 \text{ nA}$ gemessen. Der systematische Fehler der Nullmessung kann mit 10 nA abgeschätzt werden. Da die Resonanzkurve des HF–Resonators temperaturabhängig ist, wird dieser über eine Wasserkühlung auf konstanter Temperatur ($\Delta T = \pm 1 \text{ }^\circ\text{C}$) gehalten. Die verbleibenden Temperaturschwankungen werden bei der Bestimmung des Strahlstroms durch eine Software–Korrektur berücksichtigt. Dazu wurde eine Eichkurve aufgenommen, die die Temperaturabhängigkeit der ausgekoppelten Leistung beschreibt.

3. Photoeffektmonitor[27]

Im letzten Ablenkdiol der Strahlführung der A1–Spektrometerrhalle trifft das emittierte Synchrotronlicht auf eine V2A–Edelstahlfolie und löst dort über Photoeffekt Elektronen aus. Der Photostrom variiert linear mit dem Strahlstrom. Im Bereich zwischen 1 nA und $60 \mu\text{A}$ Strahlstrom ist der relative Fehler der Strommessung des Elektronenstrahls kleiner als $\pm 1\%$. Eine Kurzzeitdrift durch Veränderung der Oberfläche der Edelstahlfolie ist nicht beobachtbar.

Die HF–Strommonitore und der Photoeffektmonitor wurden bei $50 \mu\text{A}$ absolut gegen die Förstersonde geeicht. Der Eichfaktor zwischen Förstersonde und Photoeffektmonitor enthält einen zeitabhängigen Anteil, resultierend aus mittelfristigen Driften durch eventuelle Verunreinigungen auf der Photokathode. Auf diesen zeitabhängigen Anteil kann durch Vergleichsmessungen bei hohem Strahlstrom korrigiert werden.

Bild 6.3 zeigt die relativen Abweichungen zwischen den Meßwerten der Strommonitore über einen Zeitraum von 45 Minuten bei einem Strahlstrom von $20 \mu\text{A}$.

Aus den gleichzeitig gewonnen Strahlstromwerten der drei Monitore ist es mit Hilfe der Eichkurven möglich, den Absolutwert des Strahlstromes oberhalb von $1 \mu\text{A}$ mit einer Genauigkeit von etwa $\pm 1\%$ und einem Linearitätsfehler von $\pm 0.5\%$ zu bestimmen. Zwischen 1 nA und $1 \mu\text{A}$ Strahlstrom ist mit dem Photoeffekt–Monitor eine Meßgenauigkeit von $\pm 1\%$, bezogen auf den jeweiligen Meßwert, erreichbar.

Bei bekannter Meßdauer kann die Gesamtladung der während eines Experimentes einlaufenden Elektronen mit einer Genauigkeit von $\pm 1\%$ bestimmt werden.

³Leistungsmesser NRVD; Diodenmeßkopf NRV–Z24; Rhode&Schwarz, München.

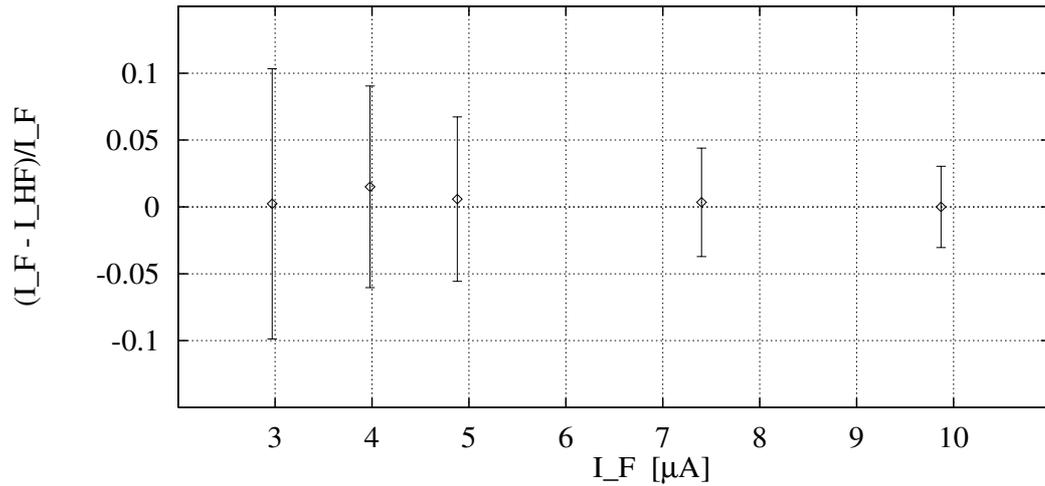


Abbildung 6.2: Messung zur Bestimmung der Linearität des HF-Strommonitors. Aufgetragen ist die relative Abweichung der Strahlstrommessung mit dem HF-Monitor (I_{HF}) und der Förstersonde (I_F) als Funktion von I_F . Berücksichtigte Fehler: $\Delta I_F = \pm 0.3 \mu\text{A}$ und $\Delta I_{HF} = \pm 0.005 \cdot I_{HF}$.

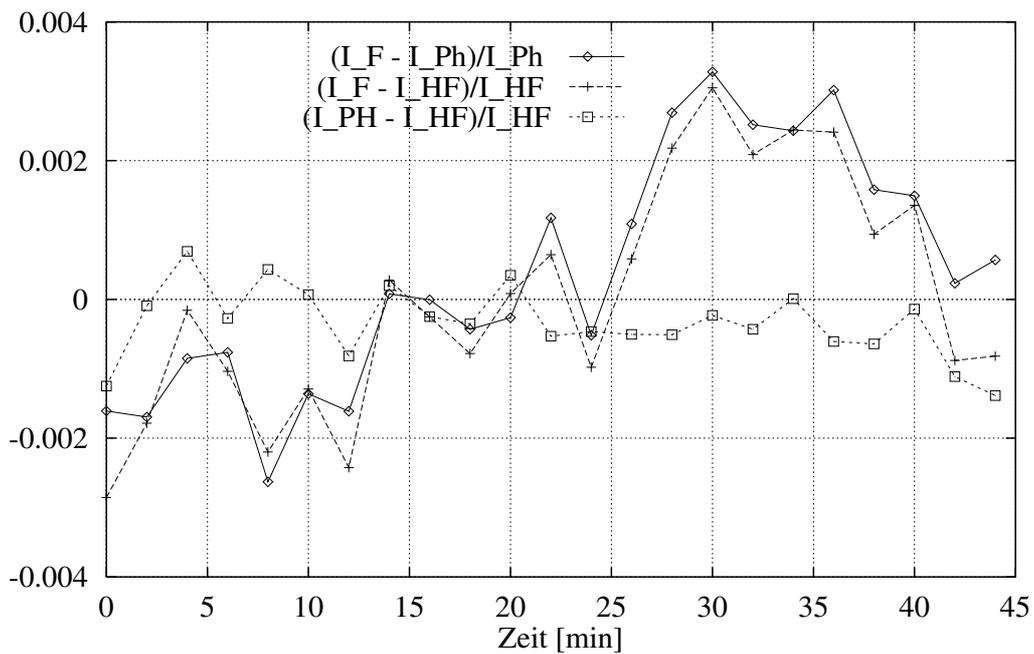


Abbildung 6.3: Relative Meßwertabweichung der drei Strommonitore als Funktion der Zeit, aufgenommen bei einem Strahlstrom von $20 \mu\text{A}$. Förstersonde: I_F ; HF-Monitor: I_{HF} ; Photoeffekt: I_{PH} . Der Eichfaktor des Photoeffektmonitors in bezug auf die Förstersonde wurde vor der Messung überprüft und korrigiert.

6.2.4 Strahllagemonitore

Zur Bestimmung des Winkels der einlaufenden Elektronen und der Strahlposition am Ort des Targets ist es notwendig, auch während des Experiments die Strahllage an mindestens zwei Orten zu messen. Dies geschieht mit Hilfe zweier HF-Lagemonitore [25], die sich in einem Abstand von 2 m bzw. 8 m vom Target befinden. Jeder Lagemonitor besteht aus jeweils zwei um 90° zueinander rotierten Resonatoren, in denen vom durchfliegenden Elektronenstrahl die resonante TM_{110} -Mode angeregt wird. Die durch eine Antenne ausgekoppelte Leistung ist proportional zum Quadrat der Strahlablage von der Resonatorachse.

Die intrinsische Ortsauflösung der Monitore beträgt $20 \mu\text{m}$. Der Gesamtmeßfehler der Monitore ist $\pm 0.1 \text{ mm}$ und wird durch die Justiergenauigkeit der Monitore relativ zur Sollage der einlaufenden Elektronen bestimmt. Daraus resultiert ein maximaler Strahllagefehler am Ort des Targets von $\pm 0.2 \text{ mm}$. Bei einem Verhältnis von Dispersion zu Vergrößerung von etwa $10 \text{ cm}/\%$ für jedes der drei Spektrometer ergibt sich daraus ein vernachlässigbarer systematischer Fehler in der Bestimmung des Absolutwertes der Teilchenimpulse von $\pm 2 \cdot 10^{-5}$.

Für den Fall, daß der Strahl ablagenfrei die Resonatoren passiert, beträgt die maximale Winkelabweichung der Strahlrichtung gegen die Sollrichtung $\pm 0.03 \text{ mrad}$. Die in Kapitel 6.2.2 geforderte Meßgenauigkeit für den Winkel der einlaufenden Teilchen von $\pm 0.15 \text{ mrad}$ wird damit deutlich übertroffen.

6.2.5 Intensitätsprofilmonitor

Das Impulsaufhebungsvermögen der drei Magnetspektrometer liegt bei $\delta p/p \approx 10^{-4}$ (FWHM) und ist neben anderen Faktoren von der geometrischen Breite des Strahls abhängig. Da das Verhältnis von Dispersion zu Vergrößerung für jedes der drei Spektrometer bei etwa $10 \text{ cm}/\%$ liegt, ist erst eine Strahlfleckgröße von $\leq 0.5 \text{ mm}$ (FWHM) im Vergleich zu den anderen Beiträgen zum Impulsaufhebungsvermögen, wie zum Beispiel der Energiebreite des Strahls, dem intrinsischen Auflösungsvermögen der Spektrometer und dem Ortsauflösungsvermögen der Detektoren, vernachlässigbar.

Daher wurde ein neuer Strahlmonitor konzipiert, aufgebaut und erprobt, der neben der Bestimmung von horizontaler und vertikaler Strahllage eine vollständige Messung der radialen Intensitätsverteilung über den Strahlquerschnitt ermöglicht [28].

Der Intensitätsprofilmonitor basiert auf dem Effekt der Sekundärelektronen-Emission und ist aus zwei senkrecht zueinander angeordneten Linear-Scannern aufgebaut. Jeder Scanner besitzt ein Drahttarget, bestehend aus fünf $50 \mu\text{m}$ dicken goldbeschichteten Wolframdrähten. Diese sind von einem gemeinsamen Mittelpunkt aus mit einem relativen Winkel von 18° zueinander gespannt.

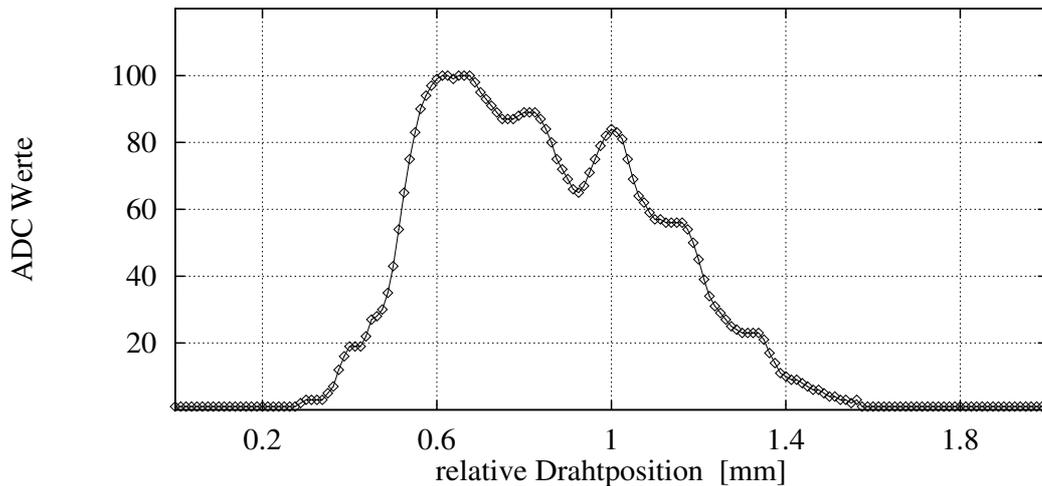


Abbildung 6.4: Signal des Stroms der emittierten Sekundärelektronen eines einzelnen Drahtes des Intensitätsprofilmonitors als Funktion der relativen Drahtposition, aufgenommen bei einem Strahlstrom von 500 nA. Der dargestellte Verlauf entspricht dem Profil der Intensitätsverteilung des Strahls in horizontaler Richtung.

Die Drahttargets können unabhängig voneinander in vertikaler bzw. horizontaler Richtung durch den Strahl bewegt werden. Wird ein Draht dabei von Primärelektronen des Strahls getroffen, werden Sekundärelektronen emittiert. Der fließende Strom wird für jeden Draht als Funktion der horizontalen und vertikalen Distanz zur Strahlmitte gemessen und entspricht der Projektion der Strahlintensität längs des Drahtes (Bild 6.4). Insgesamt lassen sich auf diese Weise Strahlprofile für zehn verschiedene Projektionswinkel bestimmen, aus denen sich mit Hilfe einer zweidimensionalen Fourier-Transformation die Intensitätsverteilung des Strahls rekonstruieren läßt. Der dieser Methode der Bildrekonstruktion zugrundeliegende mathematische Formalismus – in der Literatur als "Convolution Backprojection" bezeichnet – wird z.B. in der Computer-Tomographie angewendet.

In umfangreichen Messungen erfolgte eine Überprüfung des Intensitätsprofilmonitors und der Rekonstruktions-Software. Dazu wurde unter anderem der Elektronenstrahl durch Veränderung des Nominalfeldes von verschiedenen Quadrupolmagneten der Strahlführung in definierter Weise defokussiert. Aus der Geometrie der verwendeten Drahttargets ergibt sich, daß insgesamt 65 unabhängige Intensitätsamplituden rekonstruiert werden können. Die erreichte Genauigkeit beträgt $\pm 6\%$ bezogen auf die Maximalamplitude der Verteilung. Die Fehlerangabe basiert auf Monte-Carlo-Simulationsrechnungen. Bild 6.5 zeigt die rekonstruierte Intensitätsverteilung eines typischen Elektronenstrahls, aufgenommen während der Erprobung der Spektrometer. Nach dem erfolgreichen Abschluß der Testmessungen wurde der Intensitätsprofilmonitor nunmehr in das allgemeine Diagnosesystem der Strahlführung integriert.

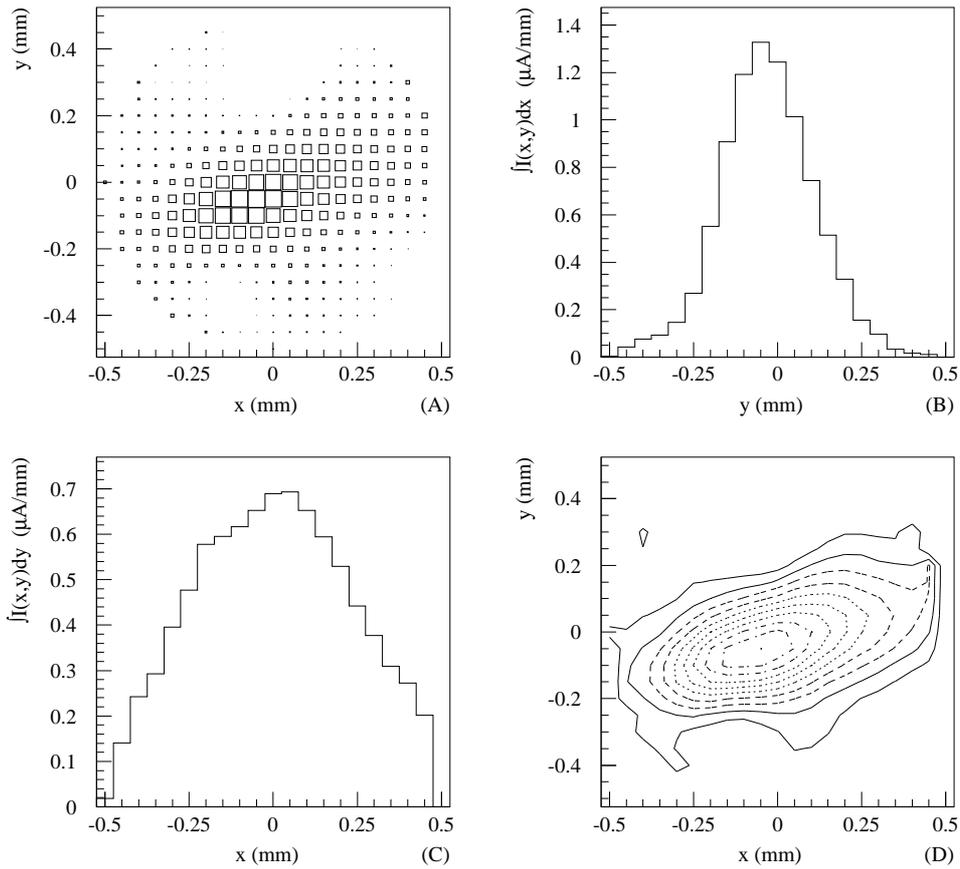


Abbildung 6.5: (A) Intensitätsverteilung des Elektronenstrahls, rekonstruiert aus 210 Messungen des Sekundärelektronenstroms bei einem Strahlstrom von 500 nA. Die Fläche der Quadrate ist proportional zur Strahlintensität. Die Zahl der unabhängig rekonstruierten Bildpunkte ist 65. Der Fehler in der rekonstruierten Einzelamplitude beträgt 6 %, normiert auf die Maximalamplitude der Verteilung. (B) Strahlintensität projiziert auf die $x=0$ Achse. (C) Strahlintensität projiziert auf die $y=0$ Achse. (D) Intensitätsverteilung wie bei (A), Darstellung als Höhenlinienbild.

6.2.6 Überwachungssystem der Spulen und Netzgeräte

Um eine Überhitzung der Spulen durch einen Fehler in der Kühlwasseranlage auszuschließen, wird von einem Mikroprozessorsystem der Kühlwasserdurchfluß und die Kühlwassertemperatur für jeden Magneten getrennt gemessen. Darüberhinaus wird die Temperatur jeder Spule mit einem Temperaturfühler überwacht. Eine Abweichung von den spezifizierten Sollwerten führt zur Abschaltung des jeweiligen Netzgerätes.

Kapitel 7

Erprobung der Spektrometer A und B

Im Sommer 1992 wurde Spektrometer A fertiggestellt und in Betrieb genommen. Spektrometer B folgte im Sommer 93. Ziele der ersten Testmessungen mit gestreuten Elektronen waren neben allgemeinen Funktionstests die Bestimmung der Rückrechnungsmatrizen zur Durchführung von Software-Korrekturen (experimentelle Bahnrückverfolgung) und des Auflösungsvermögens. Bei Spektrometer A wurden darüberhinaus Messungen zur Optimierung der Multipolfeldeinstellungen bei gegebenem Dipolfeld durchgeführt. Der Beginn der Experimente an Spektrometer C fällt mit dem Zeitpunkt der Fertigstellung dieser Arbeit zusammen.

7.1 Messung zur Bestimmung der relativen Quadrupol- und Sextupolfeldstärken von Spektrometer A

In dispersiver Richtung wird eine Punkt-zu-Punkt-Abbildung des Spektrometers angestrebt. Unter Benutzung der in Abschnitt C.2 angegebenen Nomenklatur folgt daraus $\langle X|\theta_0^i \rangle = 0$ mit $i \in N$. In der Abbildungsmatrix \tilde{M} wird der Koeffizient $\langle X|\theta_0 \rangle$ dominant durch das Feld des Quadrupolmagneten, der Koeffizient $\langle X|\theta_0^2 \rangle$ durch das Feld des Sextupolmagneten beeinflusst. Durch Messungen mit elastisch an einem ^{181}Ta -Target gestreuten Elektronen wurden die relativen Multipolfeldstärken, ausgehend von den Designwerten der teilchenoptischen Rechnungen, so optimiert, daß die zugeordneten Matrixelemente identisch null verschwinden. Dazu wurde der 5×1 -Lochmatrix-Kollimator benutzt, der in der Mittelebene des Spektrometers fünf Werte für die Winkelkoordinate θ_0 aus der Raumwinkelakzeptanz des Spektrometers herauspräpariert. Der Durchmesser des zentralen Lochs entspricht einem Öffnungswinkel von 7.8 mrad, der Durchmesser der übrigen Löcher einem Öffnungswinkel von 3.9 mrad. Die experimentellen Parameter sind in Tabelle 7.1 zusammengestellt.

Aus der angenommenen Punkt-zu-Punkt-Abbildung ergibt sich für alle Elektronen, die elastisch durch die Löcher des Kollimators in das Spektrometer gestreut werden, die Forderung, daß die im Detektor gemessene X -Koordinate unabhängig von der jeweiligen θ -Koordinate sein muß. Bei einer Einstellung der Feldwerte nach den Designrechnungen sind geringe Abweichungen von dem gewünschten Ab-

Tabelle 7.1: Experimentelle Parameter der Messungen zur Optimierung der relativen Multipolfeldstärken.

E_0 [MeV]	255
Streuwinkel [°]	49.17
q [fm ⁻¹]	1.08
Target	¹⁸¹ Ta
Massenbelegung Target [mg/cm ²]	30
Strahlstrom [μ A]	1
Kollimator	5 Löcher in Mittelebene: 0 mrad \pm 20 mrad \pm 50mrad

bildungsverhalten vorhanden. Diese verschwinden, wenn die Quadrupolfeldstärke gegenüber dem Design um 1.5 % reduziert, die Sextupolfeldstärke um 5 % erhöht wird (siehe Abbildung 7.1).

Bei einem Sollimpuls des Spektrometers A oberhalb von 600 MeV/c wird die Feldeinstellung des Quadrupolmagneten von 98.5 % auf 101.0 % des Designwertes erhöht. Dadurch können Änderungen des linearen Matrixelementes $\langle X|\theta_0 \rangle$, die durch Sättigungseffekte im Randfeldbereich der Dipolmagneten verursacht werden, vollständig kompensiert werden.

7.2 Experimentelle Bahnrückverfolgung und Bestimmung des Auflösungsvermögens

Zur Durchführung der Bahnrückrechnung wird der im Detektorsystem gemessene Koordinatenvektor \vec{X} in das Targetkoordinatensystem abgebildet. Mit den in Anhang C.2 angegebenen Definitionen läßt sich dies wie folgt schreiben:

$$Q_0 = \sum_{ijkl} \langle Q_0 | X^i \theta^j Y^k \Phi^l \rangle \cdot X^i \theta^j Y^k \Phi^l.$$

Dabei ist $i, j, k, l \in N_0$ und $Q_0 \in \{\theta_0, Y_0, \Phi_0, \delta\}$.

Da im Detektor nur vier Koordinaten meßbar sind, können zwei der sechs Komponenten des Targetkoordinatenvektors \vec{X}_0 (Definition siehe Anhang C.2) nicht durch Rückrechnung gewonnen werden. Daher werden die Koordinaten X_0 und Z_0 durch Messung der Strahllage am Ort des Targets bestimmt. Die Strahlbreite ist vernachlässigbar (siehe Abschnitt 6.2.5). Zur Bestimmung der Koeffizienten der Rückrechnungsmatrix werden innerhalb der Phasenraumakzeptanz des Spektrometers diskrete Werte in Form eines mehrdimensionalen äquidistanten Gitters für die Komponenten θ_0, Φ_0, Y_0 und δ herauspräpariert.

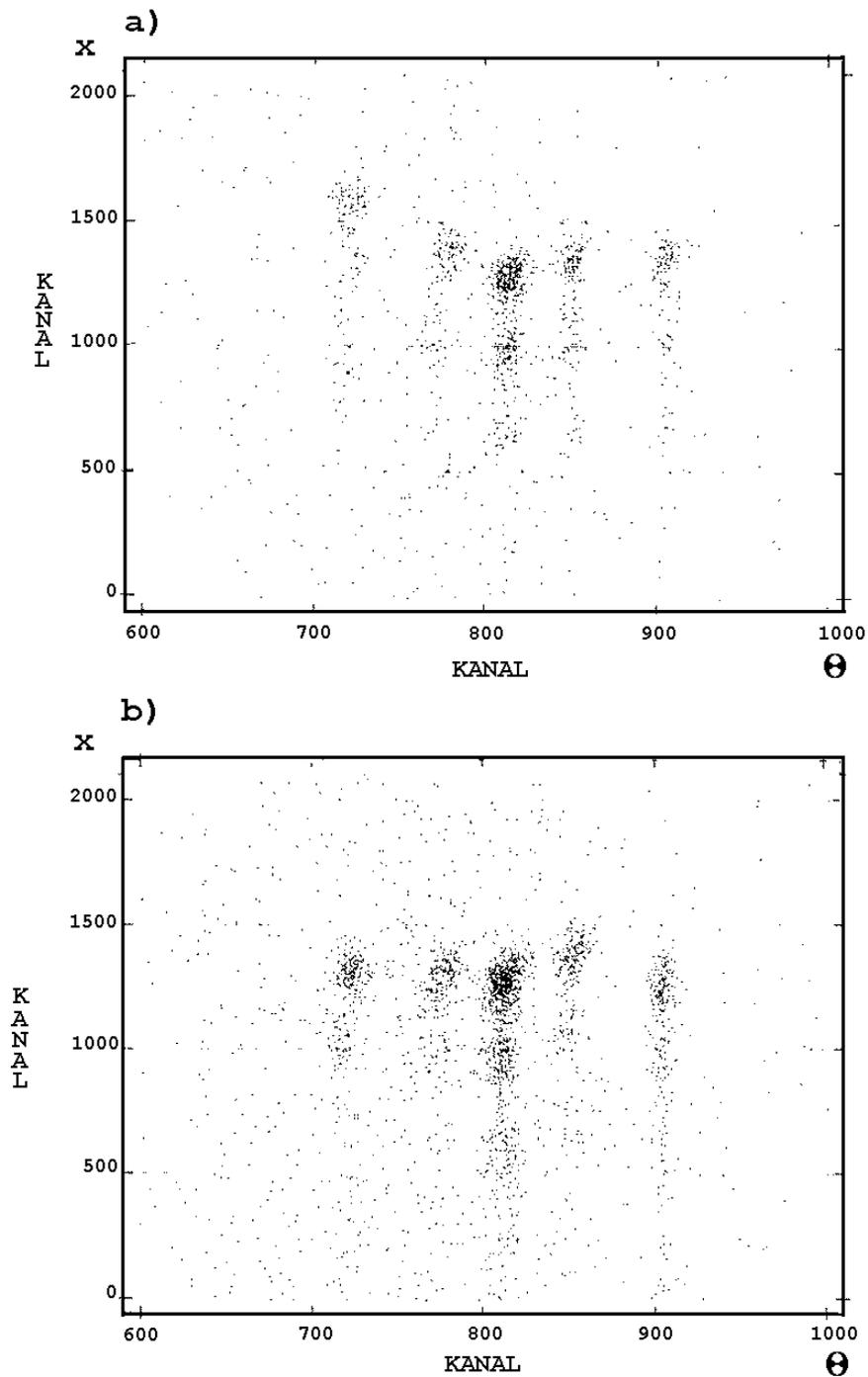


Abbildung 7.1: Abbildung des 5×1 -Lochmatrix-Kollimators in der Bildebene von Spektrometer A, aufgenommen mit elastisch gestreuten Elektronen bei 255 MeV/c Sollimpuls. Aufgetragen ist die Detektorcoordinate X gegen den dispersiven Winkel θ . X -Kanalbreite: $1/30$ mm; θ -Kanalbreite: 1 mrad.
 (a) Einstellung der Multipolfeldwerte nach RAYTRACE-Design.
 (b) Optimierte Multipolfeldwerte. Quadrupolfeld: 98.5 % und Sextupolfeld: 105 %, jeweils bezogen auf Designwert.

Die Winkelkoordinaten werden bei Spektrometer A über einen 7×11 -Lochmatrix-Kollimator (Anhang C.7) und bei Spektrometer B über einen 19×5 -Lochmatrix-Kollimator (Anhang C.8) festgelegt. Der Wert für die Impulsablage δ ist bei elastischer Streuung durch das Verhältnis von eingestelltem Spektrometer-Sollimpuls und der Energie der einlaufenden Elektronen festgelegt. Innerhalb der Impulsakzeptanz des Spektrometers kann δ durch Veränderung der Magnetfeldstärke in definierter Weise variiert werden. Auf diese Weise können die nicht-linearen Dispersionsterme der Rückrechnungsmatrix bestimmt werden (siehe Anhang C.3). Bei Verwendung von Folienmaterial als Target gilt $Y_0 = 0$, falls der "Schnittpunkt" von einfallendem Strahl und Target auf der Geraden liegt, die die gemeinsame Drehachse der Spektrometer definiert (Punkttarget). Durch Verwendung eines Folienstapeltargets können von null verschiedene Werte für die Koordinate Y_0 erzeugt werden (ausgedehntes Target).

Nach Festlegung der maximalen Ordnung i, j, k und l in Gleichung (7.2) resultiert die Bestimmung der Koeffizienten $\langle Q_0 | X^i \theta^j Y^k \Phi^l \rangle$ in der Lösung eines überbestimmten linearen Gleichungssystems. In unserem Fall wird dazu das Verfahren der "Householder-Transformationen" benutzt (siehe Anhang C.4). Die berechneten Matrixkoeffizienten werden mit einem T-Test [29] auf ihre Signifikanz geprüft. Da das benutzte Basissystem der Form x^n nichtorthogonal ist, wird in diesem Test die Matrixberechnung solange iteriert, bis alle in einem Schritt der Iteration berechneten Koeffizienten signifikant von null verschieden sind.

Zur experimentellen Bestimmung der Rückrechnungsmatrizen wurden an Spektrometer A bei drei und an Spektrometer B bei vier verschiedenen Strahlenergien umfangreiche Messungen mit elastisch gestreuten Elektronen durchgeführt (siehe Tabelle 7.2). Als Targetmaterial wurde dabei ^{181}Ta verwendet, da aufgrund der großen Kernmasse die Rückstoßkorrekturen vernachlässigbar sind.

7.2.1 Erprobung des Spektrometers A

Mit Hilfe des 7×11 -Lochmatrix-Kollimators (Anhang C.7) wird aus der vollen Raumwinkelakzeptanz von 28 msr ein Matrixmuster von 7×11 Koordinatenpaaren für die Winkelkoordinaten der in das Spektrometer einlaufenden Elektronen herauspräpariert. Aufgrund der endlichen Ausdehnung der Kollimatorlöcher werden die Winkelkoordinaten in der Bildebene durch die Schwerpunkte der Abbilder der einzelnen Löcher bestimmt. Abbildung 7.2 zeigt die zurückgerechneten Targetwinkel einer solchen Lochmatrix-Kollimatormessung mit einem punktförmigen ^{181}Ta -Target bei einer Strahlenergie von 495.11 MeV. Die extremen Randstrahlen fehlen, da die Winkelakzeptanz sehr wahrscheinlich durch die Vakuumkammer des Quadrupolmagneten begrenzt wird. Um dem Rechnung zu tragen, wurde ein neuer Kollimator zur Definition des akzeptierten Raumwinkels konstruiert (Anhang C.5). Dabei wurde das Ergebnis der Winkelakzeptanzanalyse für Spektrometer A berücksichtigt (Abschnitt 7.2.3).

Tabelle 7.2: Übersicht der Messungen zur Bestimmung der Rückrechnungsmatrizen und des Auflösungsvermögens.

Spek.	Strahlzeit	E_0 [MeV]	Streuwinkel	Target	$\rho\Delta x$ [mg/cm ²]
A	9.10. - 12.10.92	180.03	58.2°	¹² C	30
				¹⁸¹ Ta	30
A	16.10. - 19.10.92	495.11	30.6°	¹² C	30
				¹⁸¹ Ta	60
A	27.10. - 30.10.92	600.11	28.0°	¹² C	30
				¹⁸¹ Ta	90
A	04.11. - 05.11.92	495.11	30.6°	¹² C	30
				¹⁸¹ Ta	60
A	27.08. - 30.08.93	495.11	28.0°	¹² C	30
				¹⁸¹ Ta	$3 \times 30^a)$
A	03.09. - 06.09.93	180.03	58.2°	¹² C	30
				¹⁸¹ Ta	$3 \times 30^a)$
B	09.07. - 11.07.93	405.11	40.0°	¹² C	30
				¹⁸¹ Ta	60
B	16.07. - 19.07.93	495.11	28.0°	¹² C	30
				¹⁸¹ Ta	60, $3 \times 30^a)$
B	16.07. - 19.07.93	600.11	28.0°	¹² C	30
				¹⁸¹ Ta	60, $3 \times 30^a)$
B	30.07. - 02.08.93	750.11	22.0°	¹² C	30
				¹⁸¹ Ta	60, $3 \times 30^a)$

^{a)} Folienstapeltarget

Bei vollem Raumwinkel von 28 msr wurde bei sonst gleichen experimentellen Parametern der Datensatz für Abbildung 7.3 gewonnen. Trägt man die rückgerechnete Koordinate θ_0 gegen die rückstoßkorrigierte Impulsablage δ auf (oberes Teilbild), so wird verdeutlicht, daß die nach der Optimierung der Multipolfeldstärken verbleibenden Aberrationen durch die Rückrechnung der im Detektorsystem gemessenen Koordinaten vollständig korrigiert werden können. Die Abbildung unten gibt das zugehörige Impulsspektrum wieder. Die angeregten Rotationszustände von ¹⁸¹Ta sind in dem korrigierten Spektrum deutlich getrennt. Die Winkel-, und Ortsauflösung von Spektrometer A ist in Tabelle 7.3 wiedergegeben.

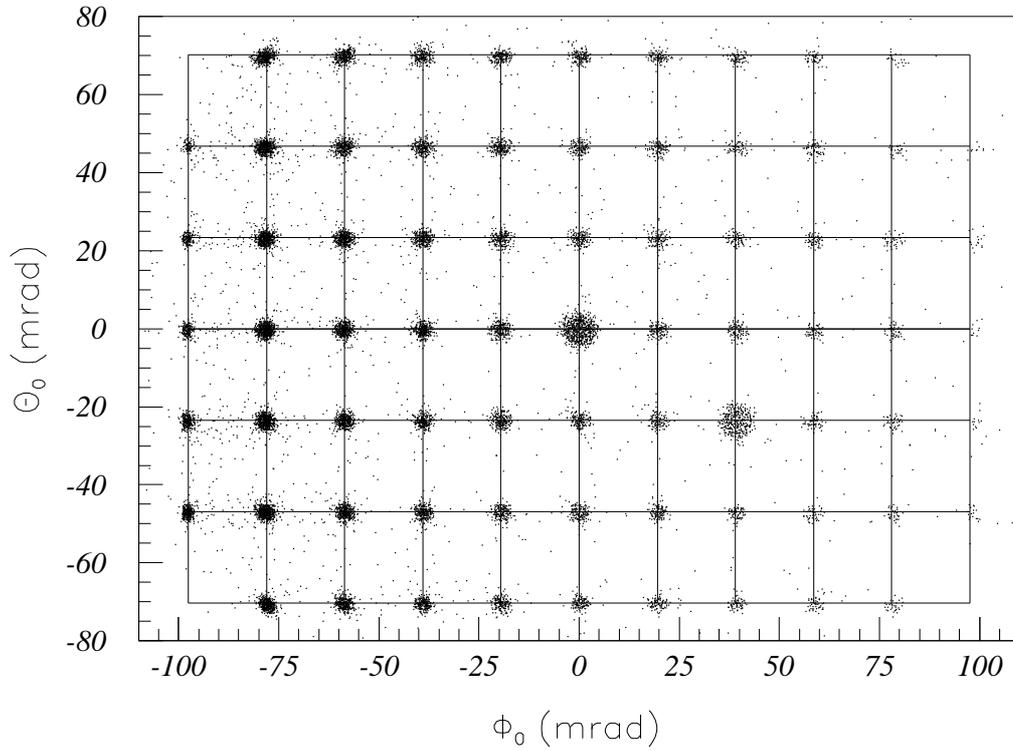


Abbildung 7.2: Rekonstruierte Targetwinkel von elastisch an einem 60 mg/cm^2 Tantal-Target gestreuten Elektronen, gemessen mit Spektrometer A und dem 7×11 -Lochmatrix-Kollimator bei einem Impulsübertrag von 1.33 fm^{-1} . Abbildung aus [11].

Im Rahmen der Messungen zur experimentellen Bahnrückverfolgung wurden auch Messungen bei vollem Raumwinkel an einem ^{12}C -Target durchgeführt. Abbildung 7.4 zeigt ein rückgerechnetes und rückstoßkorrigiertes Impulsspektrum, aufgenommen bei einer Strahlenergie von 495.11 MeV und einem Impulsübertrag von 2.68 fm^{-1} . Die gemessene Breite der elastischen Linie beträgt 117 keV (FWHM). Tabelle 7.4 enthält eine Auflistung aller Einzelbeiträge zur Linienbreite. Der aus der Aberration resultierende Beitrag zum Impulsaufhebungsvermögen $\delta p/p$ des Spektrometers A beträgt $1.4 \cdot 10^{-4}$ (FWHM).

Tabelle 7.3: Orts- und Winkelaufösung von Spektrometer A bei einem akzeptierten Raumwinkel von 28 msr .

Koordinate	Aufösung [FWHM]
θ_0	2 mrad
Φ_0	2 mrad
Y_0	1.1 cm bei $E_0 = 180.03 \text{ MeV}$ 0.5 cm bei $E_0 = 495.11 \text{ MeV}$

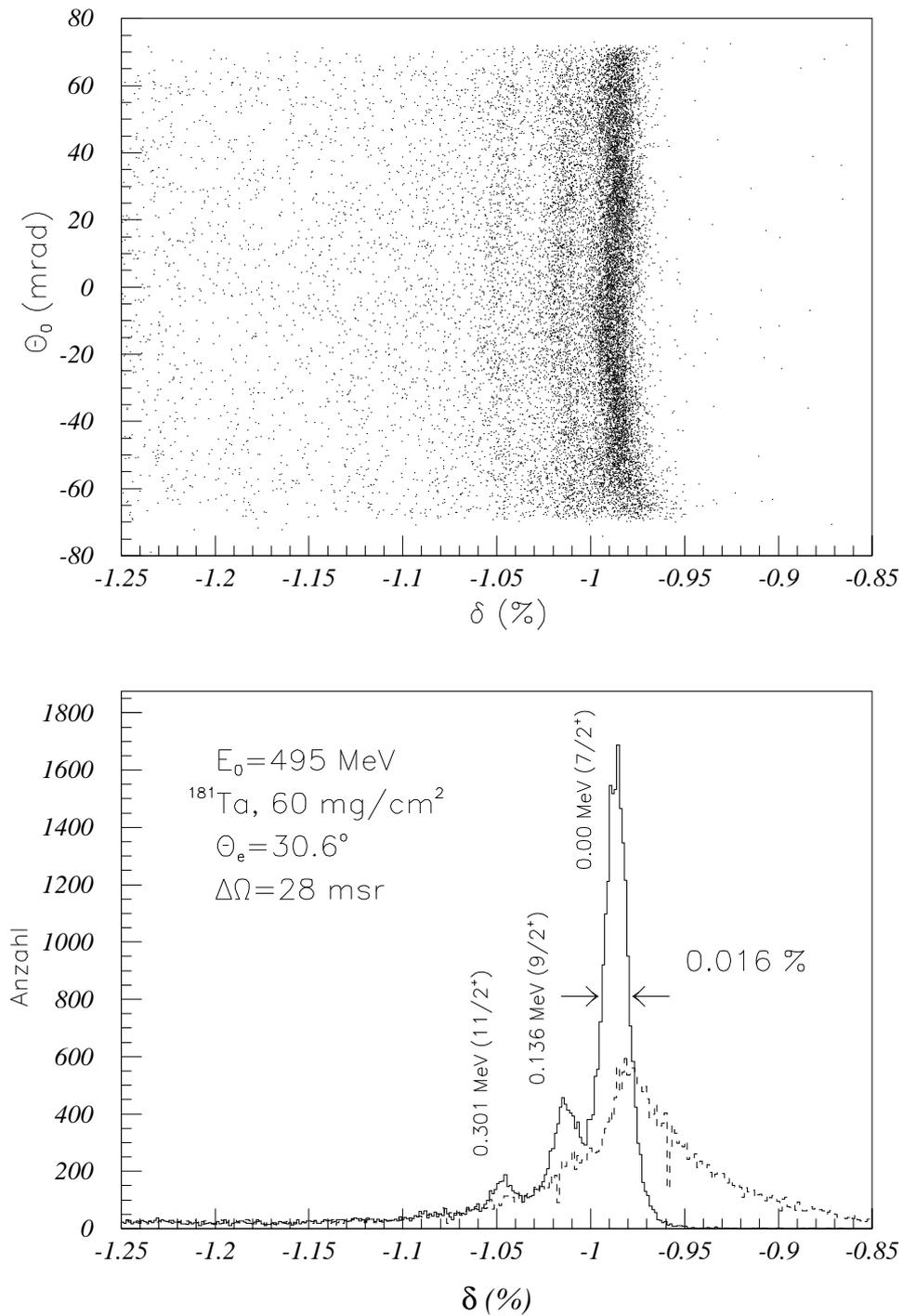


Abbildung 7.3: Elastische Linie von ^{181}Ta in einer $\theta_0 - \delta$ -Darstellung (oben) und als Impulsablagenspektrum (unten). Die Koordinate δ ist rückstoßkorrigiert. In der unteren Abbildung entspricht die gepunktete Kurve dem unkorrigierten Impulsspektrum. Abbildung aus [11].

Tabelle 7.4: Bestimmung des Beitrages der Aberration zum Impulsauflosungsvermögen von Spektrometer A aus den Einzelbeiträgen zur Breite der elastischen Linie des ^{12}C -Spektrums in Abbildung 7.4. Strahlenergie: $E_0 = 495.11 \text{ MeV}$.

1.	Breite elastische Linie	117 keV FWHM
Beiträge des Elektronenstrahls		
2.	– Strahlausdehnung	25 keV FWHM
3.	– "energy-straggling" im Target	35 keV FWHM
4.	– Energieunschärfe	80 keV FWHM
Beiträge des Spektrometers		
5.	– Winkelauflösung	30 keV FWHM
6.	– Aberration	70 keV FWHM

Erläuterung zur Bestimmung der einzelnen Beiträge in Tabelle 7.4:

1. Bestimmt aus Abb. 7.4.
2. Bestimmt aus der Strahlfleckgröße (0.5 mm FWHM, gemessen mit dem Intensitätsprofilmonitor), dem Verhältnis von Dispersion zu Vergrößerung für Spektrometer A (10.83 cm/%) und der Strahlenergie (495.11 MeV).
3. Berechnet mit dem Strahlungskorrekturprogramm RADCOR (siehe Abschnitt 7.2.3).
4. Bestimmt mit Software-Kollimator. Dazu wird ein Impulsspektrums wie in Abb. 7.4 aufgebaut, wobei durch einen Software-Kollimator die Spektrometereakzeptanz auf den aberrationsfreien Bereich in der Nähe der Sollbahn ($\Delta\Omega = 1.6 \text{ msr}$) beschränkt wird. Die Breite der elastischen Linie beträgt dann 100 keV (FWHM). Nach Abzug der berechneten Beiträge zur Linienbreite von Strahlausdehnung, "energy-straggling" und Spektrometer-Winkelauflösung ergibt sich ein Wert von 80 keV für die Energieunschärfe des Strahls während der Messung.
5. Berechnet aus der Spektrometer-Winkelauflösung in der Streuebene (2 mrad FWHM) und der streuwinkelabhängigen Rückstoßenergie.
6. Berechnet aus der Differenz von gemessener Linienbreite und der Summe der übrigen Einzelbeiträge (quadratisch addiert).

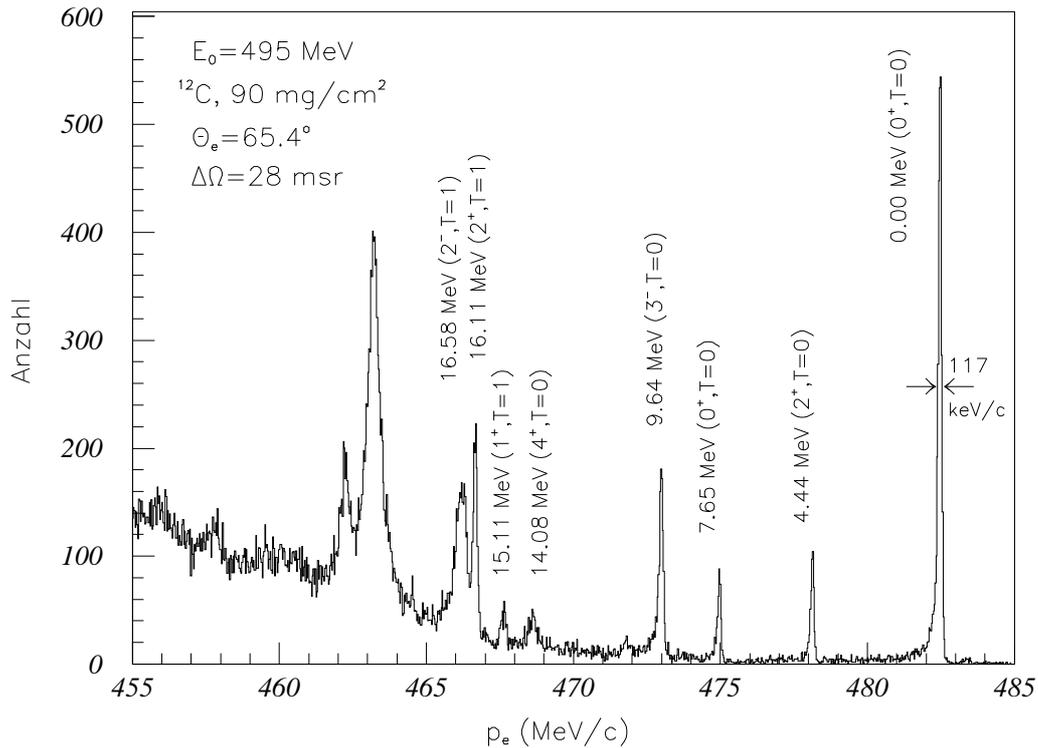


Abbildung 7.4: Ausschnitt aus einem mit Spektrometer A aufgenommenen Impulsspektrum von elastisch bzw. inelastisch an einem 90 mg/cm^2 ^{12}C -Target gestreuten Elektronen. Raumwinkel: 28 msr ; Impulsübertrag: 2.68 fm^{-1} . Abbildung aus [11].

7.2.2 Erprobung des Spektrometers B

Die Bestimmung der Rückrechnungsmatrizen und des Auflösungsvermögens erfolgte in gleicher Weise wie bei Spektrometer A. Der benutzte Lochmatrix-Kollimator ist in Anhang C.8 dargestellt. Aufgrund der Punkt-zu-Punkt-Abbildung in der nicht-dispersiven Ebene, kam der Untersuchung des Ortsauflösungsvermögens $\delta Y_0/Y_0$ und der Tiefenschärfekorrektur bei Experimenten mit ausgedehnten Targets eine besondere Bedeutung zu. Dazu wurden umfangreiche Testmessungen mit einem Folienstapeltarget aus Tantal durchgeführt (siehe Tabelle 7.2). Abbildung 7.5 zeigt ein Spektrum rekonstruierter Ortskoordinaten Y_0 von elastisch an ^{181}Ta gestreuten Elektronen. Das Target besteht aus drei Folien mit einer Massenbelegung von jeweils 30 mg/cm^2 . Der senkrechte Abstand der Folien beträgt 38 mm .

Das nach Durchführung aller Software-Korrekturen erreichte Impulsauflösungsvermögen $\delta p/p$ beträgt $1.0 \cdot 10^{-4}$ (FWHM). Die Winkel- und Ortsauflösung von Spektrometer B ist in Tabelle 7.5 wiedergegeben.

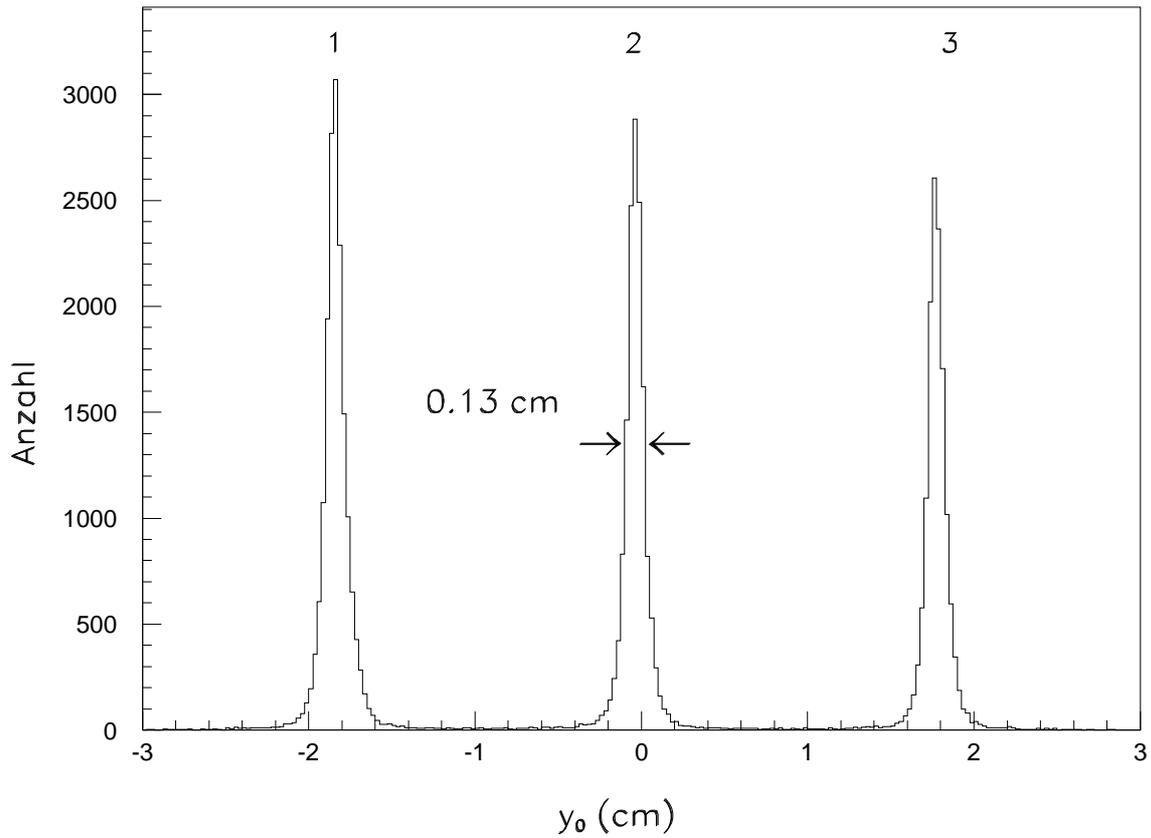


Abbildung 7.5: Spektrum der rekonstruierten Targetkoordinaten Y_0 von elastisch an einem $3 \times 30 \text{ mg/cm}^2$ Tantal-Stapeltarget gestreuten Elektronen, gemessen mit Spektrometer B bei vollem Raumwinkel von 5.6 msr . Sollimpuls: $495.11 \text{ MeV}/c$, Impulsübertrag: 1.21 fm^{-1} . Abbildung aus [11].

Tabelle 7.5: Winkel- und Ortsauflösung von Spektrometer B bei einem akzeptierten Raumwinkel von 5.6 msr .

Koordinate	Auflösung [FWHM]
θ_0	2 mrad
Φ_0	2 mrad
Y_0	0.13 – 0.2 cm

7.2.3 Bestimmung der Spektrometer–Raumwinkelakzeptanz

Zur Untersuchung der Spektrometer–Raumwinkelakzeptanz $A(\theta, \Phi)$ wurden Absolutmessungen des elastischen ^{12}C –Wirkungsquerschnittes durchgeführt.¹ Bei der Datenauswertung wird der vom Spektrometer erfaßte Raumwinkel $\Delta\Omega$ in Raumwinkelsegmente der Größe $\Delta\Omega_S$ unterteilt (”Software–Kollimator”). Es sei:

$$\Delta\Omega = \Delta\theta \Delta\Phi \quad (7.1)$$

$$\Delta\Omega_S = \Delta\theta_S \Delta\Phi_S. \quad (7.2)$$

Bezogen auf die Spektrometersollbahn habe die ”Segmentmitte” die Winkelkoordinaten θ_i und Φ_j . Dann wird jedem $\Delta\Omega_S$ ein Indexpaar (ij) zugeordnet. Mit $i, j \in Z$ gilt für die Koordinaten θ_i und Φ_j des Raumwinkelsegments $\Delta\Omega_{ij}$:

$$\theta_i = i \Delta\theta_S + \frac{\Delta\theta_S}{2} \quad (7.3)$$

$$\Phi_j = j \Delta\Phi_S + \frac{\Delta\Phi_S}{2} + \Phi_{Spek}. \quad (7.4)$$

Unter Berücksichtigung des Spektrometerwinkels Φ_{Spek} ergibt sich für den zentralen Streuwinkel Φ_{ij} des Segmentes $\Delta\Omega_{ij}$ der folgende Zusammenhang:

$$\Phi_{ij} = \arccos(\cos \Phi_j \cdot \cos \theta_i). \quad (7.5)$$

Die Berechnung des differentiellen Wirkungsquerschnittes für die elastische Streuung erfolgt mit dem Streuphasen–Analyseprogramm DREPHA [33]. Für den dominierenden Beitrag der Streuung an C_{12} wird dabei eine Fourier–Bessel–Parametrisierung, für den C_{13} –Anteil ein Oszillator–Modell benutzt [34][35]. Der Wirkungsquerschnitt σ wird auf den endlichen Raumwinkel $\Delta\Omega_S$ korrigiert [36][37]. Es sei E die Energie des streuenden Teilchens und ΔE die Energieunschärfe des Elektronenstrahls². Dann gilt für den korrigierten Wirkungsquerschnitt $\bar{\sigma}$:

$$\bar{\sigma} = \sigma \left[1 + \frac{\sigma_{1\Phi}}{4} \cot \Phi_{ij} \left(\kappa^2 + \frac{(\Delta\theta_S)^2}{6} \right) + \frac{\sigma_{2\Phi}}{4} \left(\kappa^2 + \frac{(\Delta\Phi_S)^2}{6} \right) + \sigma_{2E} \frac{(\Delta E)^2}{24} \right] \quad (7.6)$$

mit

$$\sigma_{n\Phi} \equiv \frac{1}{\sigma} \frac{\partial^n \sigma}{\partial \Phi^n} \quad \sigma_{2E} \equiv \frac{1}{\sigma} \frac{\partial^2 \sigma}{\partial E^2} \quad (7.7)$$

¹Zur Vereinfachung der Formeln entfällt im folgenden Abschnitt das Subscript ”0” zur Bezeichnung der Targetkoordinaten θ_0 und Φ_0 . Definition der Targetkoordinaten siehe Anhang C.1.

²Die Elektronenstrahl–Energieunschärfe des Mainzer Mikrotrons beträgt etwa 50 keV.

und

$$\sigma \equiv \sigma(\Phi_{i,j}, E) \quad \bar{\sigma} \equiv \bar{\sigma}(\Phi_{i,j}, E, \Delta\theta_S, \Delta\Phi_S). \quad (7.8)$$

Die Angabe aller Winkelgrößen erfolgt im Bogenmaß. κ ist ein Parameter, mit dem die Kleinwinkelstreuung im Target berücksichtigt wird. Es gilt:

$$\kappa^2 = \left(\frac{21.5 \text{ MeV}}{E_0} \right)^2 \frac{d_{eff}}{X_0} \quad (7.9)$$

mit

E_0 : Energie der einlaufenden Elektronen,

d_{eff} : effektive Massenbelegung des Targets,

X_0 : Strahlungslänge (in g/cm²).

Die Messungen zur Bestimmung der Raumwinkelakzeptanz wurden so durchgeführt, daß der Targetwinkel Φ_T gleich dem halben Spektrometerwinkel Φ_{Spek} gewählt wurde ("Transmission"). Dabei ist Φ_T der Winkel zwischen der Normale auf der Targetoberfläche und dem auslaufenden Strahl.

Zerlegt man das Target in N Schichten, so ergibt sich aus der Targetmassenbelegung d_T die winkelabhängige effektive Massenbelegung \tilde{d}_{eff} :

$$\tilde{d}_{eff}(\Phi_j, \theta_i) = \frac{1}{N} \sum_{n=0}^{N-1} \frac{1}{N} \left(\frac{(n+0.5) d_T}{\cos \Phi_T} + \frac{(N-n-0.5) d_T}{\cos(\Phi_j - \Phi_T) \cos \theta_i} \right). \quad (7.10)$$

Dies gilt unter der Annahme, daß in jeder der N Schichten jeweils der N -te Teil der Streureaktion stattfindet. Für die Anzahl N_{ij} der elastisch in $\Delta\Omega_{ij}$ gestreuten Elektronen gilt:

$$N_{ij} = \bar{\sigma} \Delta\Omega_S N_e \tilde{d}_{eff} \frac{N_A}{M^*} \quad (7.11)$$

mit

N_A : Avogadro-Konstante,

M^* : molare Masse des Targetmaterials,

N_e : Anzahl der auf das Target auftreffenden Elektronen.

Es sei Δ_Q der relative systematische Fehler bei der Bestimmung der Gesamtladung der einlaufenden Elektronen und A_D der nicht winkelabhängige Teil der Ansprechwahrscheinlichkeit des Detektorsystems. Ist M_{ij} die Anzahl der in $\Delta\Omega_{ij}$ nachgewiesenen elastisch gestreuten Elektronen, deren Impuls innerhalb eines vorgegebenen Impulsintervalls Δ_{pcut} liegt, dann folgt für die Winkelakzeptanz A :

$$A(\theta_i, \Phi_j) = \frac{M_{ij} F_{korr}}{N_{ij} A_D (1 + \Delta_Q)}. \quad (7.12)$$

Darin ist F_{korr} ein Korrekturfaktor, der den Teil der Elektronen berücksichtigt, die durch Bremsstrahlung und Ionisation im Target soviel Energie verloren haben, daß ihr Impuls außerhalb des akzeptierten Bereiches Δ_{pcut} liegt.³

Zur Berechnung von F_{korr} wird das Strahlungskorrekturprogramm RADCOR⁴ benutzt. Das Programm wurde dahingehend erweitert, daß die Näherungsformel zur Bestimmung des wahrscheinlichsten Energieverlustes der elastisch gestreuten Elektronen durch die explizite Berechnung der Linienform des Strahlenschwanzes ersetzt wird. Dazu werden die Spektren von interner und externer Bremsstrahlung sowie das Spektrum der Energieverluste durch Ionisation im Target miteinander gefaltet und anschließend numerisch über die effektive Targetdicke integriert [38] [39] [40] [41]. Das angewendete Verfahren zur Berechnung des wahrscheinlichsten Energieverlustes und der FWHM–Breite der zugehörigen Verteilung wurde durch Verifikation von Spektren gemessener Energieverluste überprüft [42].

Die Messungen zur Bestimmung der Winkelakzeptanzen wurden mit einem ¹²C–Target (Massenbelegung: 30 mg) durchgeführt. Der Anteil der Streuung an ¹³C wird bei der Strahlungskorrektur berücksichtigt.

Fällt eine Kante des Raumwinkelsegmentes $\Delta\Omega_{ij}$ mit einer Kante des Spektrometer–Kollimators zusammen, muß die endliche Winkelauflösung σ_θ bzw. σ_Φ berücksichtigt werden. Dazu wird $\Delta\theta_S$ bzw. $\Delta\Phi_S$ für die betroffenen Segmente um $3\sigma_\theta$ bzw. $3\sigma_\Phi$ verbreitert. Bei den so berechneten Akzeptanzen wird der Winkeljustierfehler der betreffenden Kollimatkante als systematischer Fehler berücksichtigt.

Die Ergebnisse der Messungen und die zugehörigen experimentellen Parameter sind in Abbildung 7.6 sowie in Tabelle 7.6 zusammengefaßt. Zur Abschätzung der systematischen Fehler wird ein maximaler Winkelfehler jeder Kollimatkante von ± 0.25 mrad angenommen.

Es gelten folgende Definitionen:

$$A_0 = \frac{1}{4} \sum_{i=-1}^0 \sum_{j=-1}^0 A(\theta_i, \Phi_j) \quad (7.13)$$

$$\bar{A}(I, \Phi_j) = \frac{1}{2IA_0} \sum_{i=-I}^{I-1} A(\theta_i, \Phi_j) \quad (7.14)$$

$$\bar{A}(\theta_i, J) = \frac{1}{2JA_0} \sum_{j=-J}^{J-1} A(\theta_i, \Phi_j) \quad (7.15)$$

$$\bar{A}(I, J) = \frac{1}{A_0} \frac{1}{4IJ} \sum_{i=-I}^{I-1} \sum_{j=-J}^{J-1} A(\theta_i, \Phi_j) \quad (7.16)$$

$$\Delta\Omega_{IJ} = 4IJ\Delta\theta_S\Delta\Phi_S. \quad (7.17)$$

³Da die im Spektrometer nachgewiesenen Elektronen hochrelativistisch sind, gilt $E = pc$.

⁴Das Programm wurde von Dr. E. Offermann, Mainz, zur Verfügung gestellt.

Tabelle 7.6: Normierte Raumwinkelakzeptanz $\bar{A}(I, J)$ bei Sollimpuls p_0 und Impulsablage δ . Zur Definition der Größen siehe Gleichung (7.13) bis (7.17).

Spek	p_0 [MeV/c]	δ [%]	$2I \Delta\theta_S$ [mrad]	$2J \Delta\Phi_S$ [mrad]	$\Delta\Omega_{II}$ [msr]	$\bar{A}(I, J)$	
						$\bar{A}(I, J)$	$\Delta\bar{A}(I, J)$ stat. syst.
B	495.11	-4	80	40	3.2	0.990	± 0.006 ± 0.013
			140	20	2.8	1.000	± 0.006 ± 0.004
			140	40	5.6	0.997	± 0.005 ± 0.017
B	495.11	0	80	40	3.2	0.987	± 0.006 ± 0.013
			140	20	2.8	1.001	± 0.006 ± 0.004
			140	40	5.6	0.987	± 0.005 ± 0.017
A	180.03	-3	80	200	16.2	0.972	± 0.005 ± 0.003
			140	80	11.2	0.996	± 0.005 ± 0.004
			140	190	26.6	1.002	± 0.005 ± 0.004
			140	200	28.0	0.966	± 0.005 ± 0.006
A	180.03	7	80	200	16.2	0.970	± 0.005 ± 0.003
			140	80	11.2	1.003	± 0.005 ± 0.004
			140	190	26.6	0.983	± 0.005 ± 0.004
			140	200	28.0	0.967	± 0.005 ± 0.006

Die vorliegenden Ergebnisse zeigen, daß Spektrometer B den gesamten Design-Raumwinkel von 5.6 msr ohne signifikante Verluste an den Rändern in die Bildebene abbildet. Der Abfall der normierten Raumwinkelakzeptanz $\bar{A}(I, \Phi_j)$ für $\Phi_j < -15$ mrad (siehe Abbildung 7.6) ist auf eine leichte Schiefstellung der entsprechenden senkrechten Kollimatorkante zurückzuführen. Der Fehler konnte weitgehend durch eine verbesserte Passung in der Antriebsmechanik des Kollimators beseitigt werden. Der mit einem Theodoliten vermessene Neigungswinkel der Kollimatorkante gegen die Senkrechte ist jetzt kleiner 0.1 mrad.

Im Fall von Spektrometer A ergab sich sowohl aus der Analyse der integralen normierten Raumwinkelakzeptanz $\bar{A}(I, J)$ (siehe Tabelle 7.6) als auch aus den Ergebnissen der Lochmatrix-Kollimatormessungen (siehe Abschnitt 7.2.1) die Notwendigkeit, einen neuen 28 msr-Kollimator zu fertigen, dessen Breite gegenüber dem alten Entwurf in Φ -Richtung um 10 mrad verringert und in θ -Richtung um den gleichen Betrag erhöht ist (siehe Anhang C.5). Für eine Bestimmung der winkelabhängigen normierten Akzeptanzen $\bar{A}(\theta_i, J)$ und $\bar{A}(I, \Phi_j)$ war im Falle von Spektrometer A der Umfang des verfügbaren Datenmaterials zu gering.

Im Dezember 1994 wurden weitere Messungen zur Untersuchung der Raumwinkelakzeptanz von Spektrometer A und B und deren Abhängigkeit von Sollimpuls und Impulsablage durchgeführt. Die Auswertung dieser Daten ist im Gange.

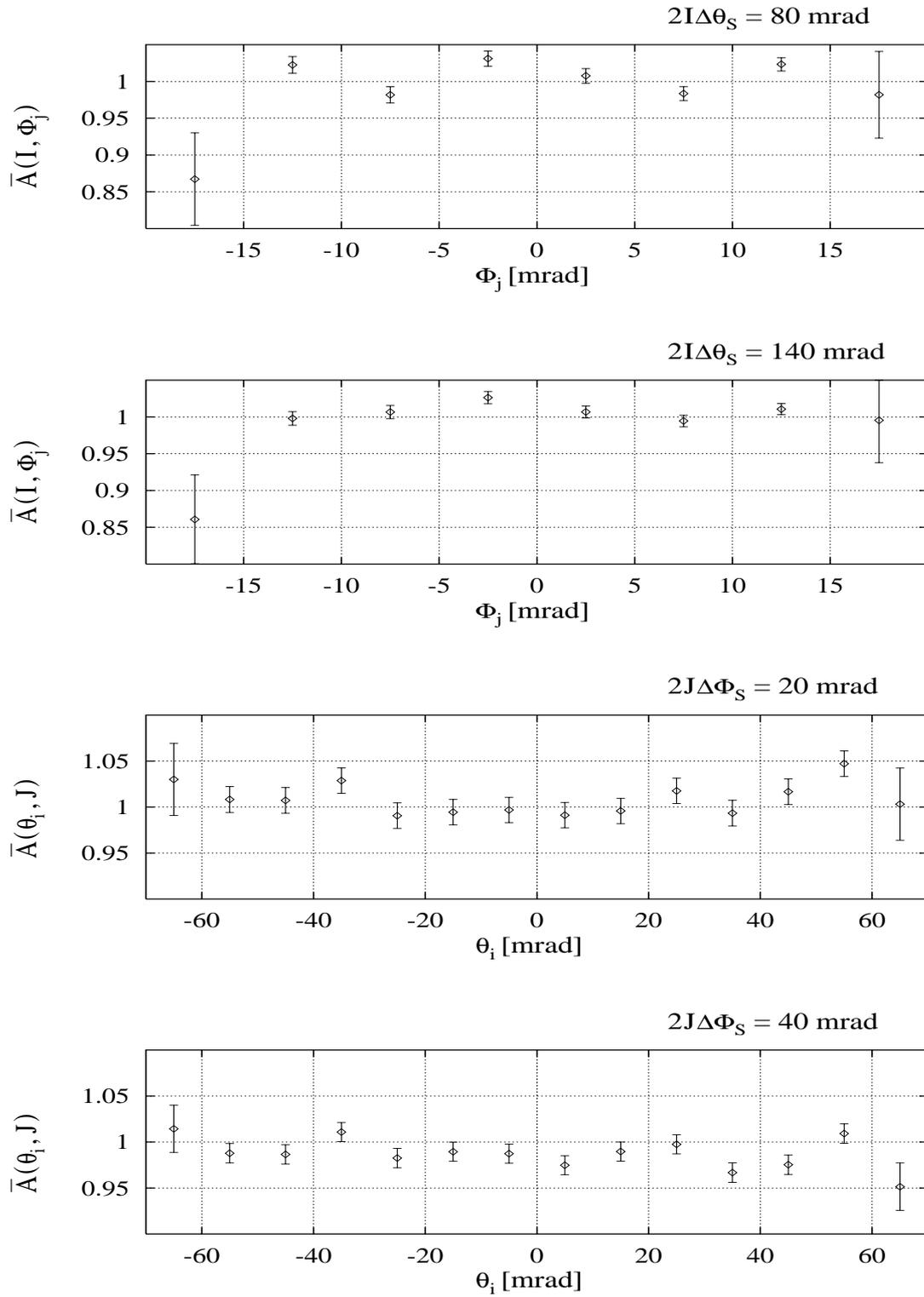


Abbildung 7.6: Normierte Raumwinkelakzeptanz $\bar{A}(I, \Phi_j)$ und $\bar{A}(\theta_i, J)$ Spektrometer B, gemittelt über Intervall $2I\Delta\theta_S$ bzw. $2J\Delta\Phi_S$. Sollimpuls: 495.11 MeV/c; Impulsablage: 0%. Zur Definition der verwendeten Größen siehe Gleichung (7.13) bis (7.17).

7.3 Durchführung erster Koinzidenzexperimente

Die ersten Messungen mit dem koinzidenten Nachweis von Teilchen in Spektrometer A und B fanden im Herbst 1993 statt. Neben allgemeinen Testmessungen zur Synchronisation der Nachweiselektronik der beiden Spektrometer wurde mit der Durchführung der geplanten Koinzidenzexperimente mit zwei Spektrometern begonnen:

- ${}^1\text{H}(e, e'\pi^+)n$ in paralleler Kinematik [22][23],
- ${}^3\text{He}(e, e'\pi^\pm)$ unter "Vorwärtswinkeln",
- π^0 -Produktion nahe der Teilchenschwelle durch die Reaktion $p(e, e')\pi^0$ [21],
- Bestimmung der Strukturfunktionen des Deuterons durch die Reaktion $D(e, e')n$.

Ein weiterer Schwerpunkt der Experimente lag bei der Bestimmung von (e, e') -Wirkungsquerschnitten an ${}^{12}\text{C}$ und ${}^{16}\text{O}$. Ziel dieser Messungen ist die Untersuchung der Impulsverteilung der Protonen im Kern über einen großen kinematischen Bereich. Als Target für die Messungen an ${}^{16}\text{O}$ wurde ein im Institut entwickeltes Wasserfalltarget mit einer Targetmassenbelegung von maximal 50 mg/cm^2 benutzt [31].

Die Bestimmung der Koinzidenz-Ansprehwahrscheinlichkeit zwischen Spektrometer A und B, gemessen mit der Reaktion ${}^1\text{H}(e, e')p$ am Wasserfalltarget, ergab einen Wert von 100 % bei einer Meßgenauigkeit von $\pm 1 \%$. Die mit der Reaktion $(e, e')p$ an ${}^{16}\text{O}$ gemessene Koinzidenzzeitauflösung ist besser als 1 ns. Dabei werden die Laufzeitdifferenzen der Elektronen und Protonen aufgrund von Bahnlängenunterschieden relativ zu dem jeweiligen Zentralstrahl aus den Zeitspektren herauskorrigiert (siehe Abbildung 7.7).

In Abbildung 7.8 ist als ein erstes Resultat der (e, e') -Experimente der koinzident gemessene reduzierte Wirkungsquerschnitt σ_{red} als Funktion von der "missing energy" wiedergegeben [32]. Dabei gilt folgende Definition:

$$\sigma_{red} = \sigma_{e,e'p} / K \sigma_{ep}.$$

K bezeichnet hierin den kinematischen Faktor der Reaktion und σ_{ep} den theoretisch berechneten "off-shell"-Wirkungsquerschnitt der Elektron-Proton-Streuung. Für die Größen "missing energy" (E_m) und "missing momentum" (p_m) gilt:

$$E_m = \omega - T_p - T_B \quad \text{und} \quad \vec{p}_m = \vec{q} - \vec{p}_p.$$

Dabei bezeichnen T_B und T_p die kinetische Energie des Restkerns bzw. des Protons. Das Koinzidenzspektrum zeigt deutlich die schmalen gebundenen Zustände des Restkernes ${}^{15}\text{N}$.

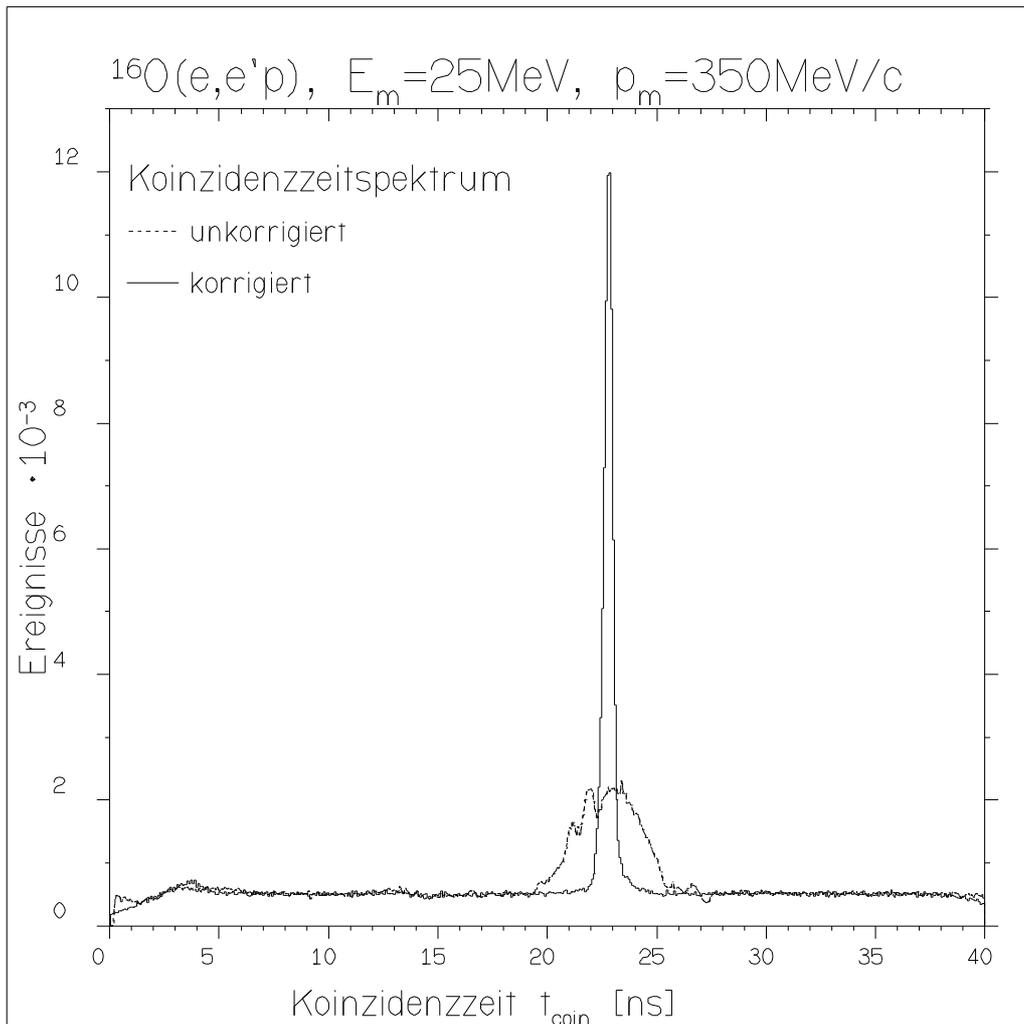


Abbildung 7.7: Koinzidenzspektrum für $(e, e'p)$ an ^{16}O ; $E_0 = 855.11 \text{ MeV}$.

Hier und auch bei anderen durchgeführten Koinzidenzmessungen zeigt die Analyse, daß das Impulsaufhebungsvermogen der Spektrometer von $\delta p/p \approx 1 \cdot 10^{-4}$ (FWHM) eine Trennung von Endzustanden der Folgekerne der jeweils untersuchten Reaktion erlaubt. Da das hohe Aufhebungsvermogen bei vollem Raumwinkel erreicht wird, uberdeckt jede Messung bei gegebener Streukinematik einen groben Bereich des Reaktionsphasenraums.

Insgesamt zeigen die bisher durchgefubrten Koinzidenzexperimente und ihre Analyse, daß die Drei-Spektrometer-Anlage die Spezifikation voll erfuilt und – in Verbindung mit dem hoch-qualitativen Elektronenstrahl von MAMI – ein sehr effizientes Instrument zur Untersuchung der Nukleonen und der Kerne ist.

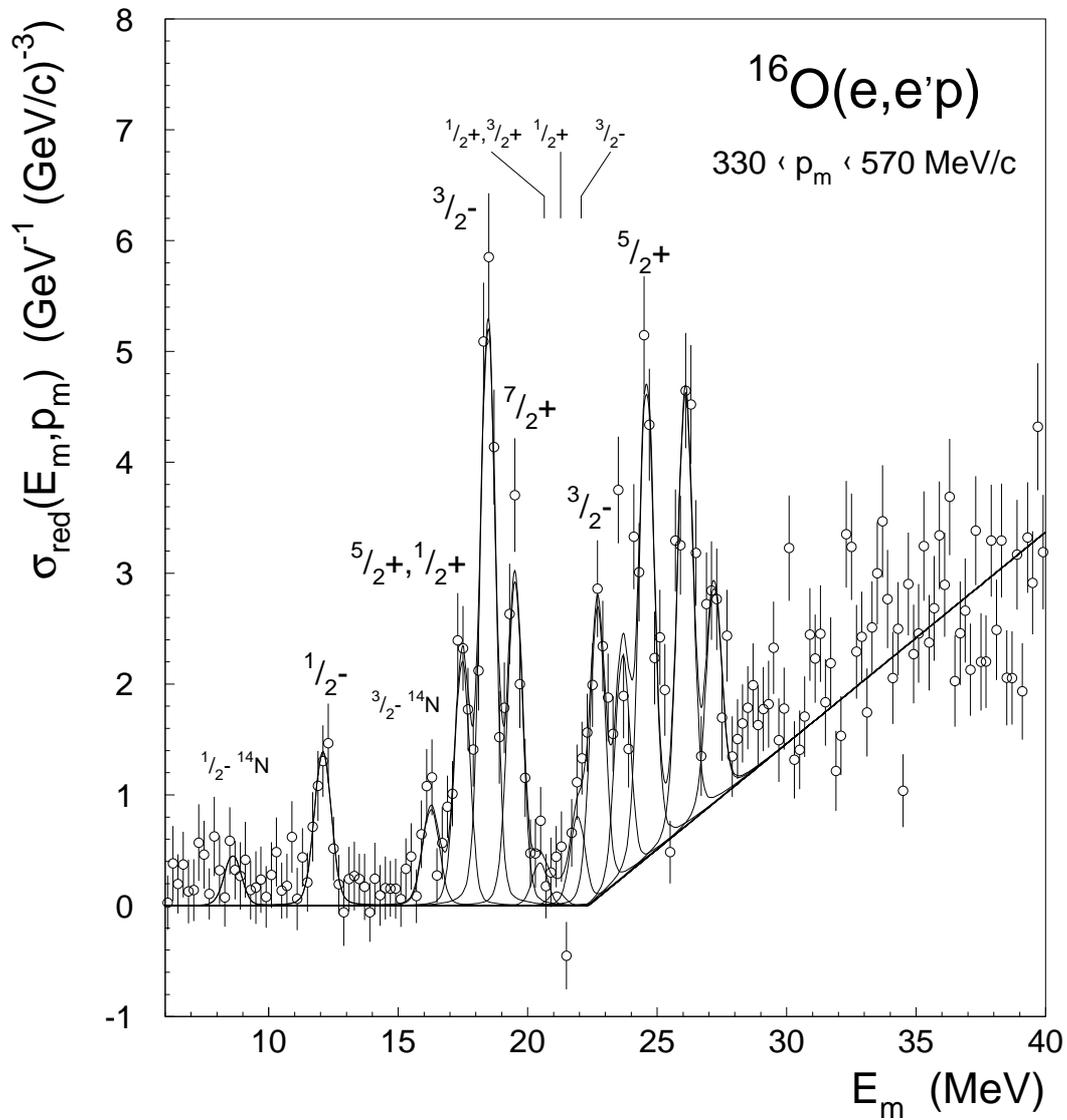


Abbildung 7.8: Reduzierter Wirkungsquerschnitt σ_{red} als Funktion von E_m mit $330 \text{ MeV}/c < p_m < 570 \text{ MeV}/c$. Die Teilchenschwelle für die Reaktion $(e, e'pp)$ liegt bei $E_m = 22.34$ und wird bei der Anpassung der Linienform als linearer Untergrund berücksichtigt. Abbildung aus [32].

Kapitel 8

Zusammenfassung

Am 855 MeV-Elektronenbeschleuniger MAMI wurde zur Durchführung von Zwei- und Dreifach-Koinzidenzexperimenten eine Experimentiereinrichtung, bestehend aus drei hochauflösenden abbildenden Magnetspektrometern, aufgebaut. Jedes der drei Spektrometer ist mit einem Bildebenen-Spurdetektorsystem ausgestattet, mit dem jeweils zwei Orts- und zwei Winkelkoordinaten der im Spektrometer impulsanalysierten Teilchen bestimmt werden. Dies ermöglicht neben der Software-Korrektur von Abbildungsfehlern in den gemessenen Impuls- und Anregungsspektren die Rekonstruktion der beiden Teilchenemissionswinkel und des Reaktionsortes (Vertex). Bei vollem Raumwinkel kann so ein Impulsaufösungsvermögen von $\delta p/p \approx 1 \cdot 10^{-4}$ (FWHM) erreicht werden. Die Spektrometer sind unabhängig voneinander um eine gemeinsame Drehachse bewegbar, so daß bezüglich der Reaktionskinematik größtmögliche Flexibilität gewährleistet ist.

Zwei der Spektrometer (A und C) besitzen eine QSDD-Konfiguration mit einer Punkt-zu-Punkt-Abbildung in der dispersiven Ebene und einer Parallel-zu-Punkt-Abbildung in der nicht-dispersiven Ebene. Während Spektrometer A bei einem Raumwinkel von 28 msr einen Maximalimpuls von 735 MeV/c und eine Impulsakzeptanz $\Delta p/p$ von 20 % aufweist, ist Spektrometer C als typisches "Rückwärts"-Spektrometer bei gleichem Raumwinkel mit einem reduzierten Maximalimpuls von 551 MeV/c und einer großen Impulsakzeptanz $\Delta p/p$ von 25 % ausgelegt.

Spektrometer B besteht aus einem doppelfokussierenden "clamshell"-Dipolmagneten und besitzt daher die zur Vertexrekonstruktion bei Koinzidenzmessungen mit Gas- oder Flüssigtargets geforderte hohe Ortsauflösung in der nicht-dispersiven Ebene von 1 mm. Darüberhinaus wird durch die schlanke Bauweise dieses Spektrometers ein Teilchennachweis unter sehr kleinen Vorwärtswinkeln von 7° gegen den auslaufenden Elektronenstrahl ermöglicht. Als typisches "Vorwärts"-Spektrometer besitzt Spektrometer B einen hohen Maximalimpuls von 870 MeV/c bei einem Raumwinkel von $\Delta\Omega = 5.6$ msr und einer Impulsakzeptanz $\Delta p/p$ von 15 %.

Die Konstruktion der Magnete erfolgte mit Hilfe der zwei- bzw. dreidimensionalen Rechenprogramme POISSON und PROFI. Dabei konnten in Rahmen dieser Arbeit insbesondere folgende Probleme gelöst werden:

- Anpassung des Kurvenverlaufs der effektiven Feldgrenze der Dipolmagnete an die teilchenoptischen Vorgaben,

- Konstruktion einer mechanischen Vorrichtung zur Reduktion der Polschuhdurchbiegung durch Magnetkräfte auf der Basis einer dreidimensionalen Modellrechnung,
- Berechnung der optimalen Polschuhkontur der Quadrupolmagnete im Hinblick auf die durch den teilchenoptischen Entwurf vorgegebene Multipolzusammensetzung des Quadrupolmagnetfeldes.

Es wurden umfangreiche Feldmessungen an den Magneten vorgenommen, die überwiegend bei der Herstellerfirma durchgeführt wurden. Im Rahmen der Meßgenauigkeit von $\pm 1 \cdot 10^{-4}$ konnten keine Feldinhomogenitäten festgestellt werden. Der gemessene Verlauf der effektiven Feldgrenzen stimmt mit einer Genauigkeit von ± 0.2 mm mit dem des Entwurfs überein. Die durch Messung bestimmte relative Multipolzusammensetzung des Quadrupolfeldes zeigt im Rahmen der Meßgenauigkeit von $\pm 2 \cdot 10^{-3}$ keine Abweichung von den Designwerten.

Nach dem Aufbau und der Justierung der Gesamtanlage wurde im Juni 1992 Spektrometer A und im Juli 1993 Spektrometer B in Betrieb genommen. Die dabei durchgeführten Streuexperimente zur Bestimmung der Rückrechnungsmatrizen zeigten, daß die Designwerte bezüglich des Auflösungsvermögens der beiden Spektrometer in allen Koordinaten erreicht werden: Bei vollem Raumwinkel gilt für das Impulsauflösungsvermögen $\delta p/p = 1.4 \cdot 10^{-4}$ (FWHM) im Fall von Spektrometer A und $\delta p/p = 1.0 \cdot 10^{-4}$ (FWHM) bei Spektrometer B. Die Winkelauflösung beträgt für alle drei Spektrometer in dispersiver wie in nicht-dispersiver Richtung 2 mrad (FWHM) und ist in erster Linie nicht durch die Magneto-optik, sondern durch Vielfachstreuprozesse in den Driftkammer- und Vakuumabschlußfolien begrenzt.

Die im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Messungen zur Bestimmung des winkelabhängigen Anteils der Spektrometerakzeptanzen ergaben, daß Spektrometer A und B den vollen Raumwinkel von 28 msr bzw. 5.6 msr in die jeweilige Bildebene abbilden.

Im Herbst 1993 fanden die ersten Koinzidenzmessungen mit zwei Spektrometern statt. Die mit der Reaktion $(e, e'p)$ an ^{16}O bestimmte Koinzidenzzeitauflösung ist nach Durchführung von Bahnlängenkorrekturen besser als 1 ns. In den Koinzidenzspektren sind die Endzustände des Restkernes ^{15}N klar getrennt.

Die Inbetriebnahme von Spektrometer C wird im Januar 1995 erfolgen.

Mit der Fertigstellung der Drei-Spektrometer-Anlage steht eine leistungsfähige und hochflexible Experimentiereinheit zur Durchführung von Koinzidenzexperimenten mit dem 855 MeV-Elektronenstrahl des Mainzer Mikrotrons zur Verfügung.

Die vorliegende Arbeit wurde im Zeitraum von Oktober 1990 bis Dezember 1994 am Institut für Kernphysik der Johannes Gutenberg-Universität Mainz durchgeführt.

Herrn Prof. Dr. R. Neuhausen danke ich für die interessante Themenstellung, die ausgezeichnete Betreuung und die vielen wertvollen Anregungen, die wesentlich zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen haben.

Bei Manfred Korn, Stefan Wolf und K.I. Blomqvist möchte ich mich für die gute und – was ich besonders betonen möchte – immer freundschaftliche Zusammenarbeit im Team der "Spektrometerbauer" bedanken.

Helmut Kramer danke ich für die Unterstützung bei der Lösung zahlreicher Software-Probleme und darüberhinaus für viele interessante Gespräche und Diskussionen – nicht nur über Physik.

Bei allen meinen Kolleginnen und Kollegen aus der A1-Kollaboration möchte ich mich für die gute Zusammenarbeit beim gemeinsamen Aufbau der Drei-Spektrometer-Anlage bedanken.

Mein Dank gilt darüberhinaus den Mitarbeitern der Werkstätten für die schnelle und zuverlässige Ausführung aller anfallenden Arbeiten, der "Beschleuniger-Mannschaft" und ihrem Leiter Herrn Dr. Kaiser für die Bereitstellung eines qualitativ ausgezeichneten Elektronenstrahls sowie den Herren Dr. P. Jennewein, Dr. G. Stephan, Dr. E. Offermann, Dr. W. Boeglin und Dr. G. Rosner für viele wichtige Vorschläge und Anregungen bei der Durchführung dieser Arbeit.

Meiner Mutter und meinem Vater danke ich dafür, daß sie mich immer mit Rat und Tat begleitet und in vielfältiger Weise unterstützt haben.

Zuletzt, doch dafür um so mehr, bedanke ich mich bei meiner Frau und meiner Tochter Lisa-Marie.

Anhang A

Teilchenoptischer Entwurf der Spektrometer

A.1 Definition der RAYTRACE- und EFB-Koordinatensysteme am Ein- und Austritt der Spektrometer

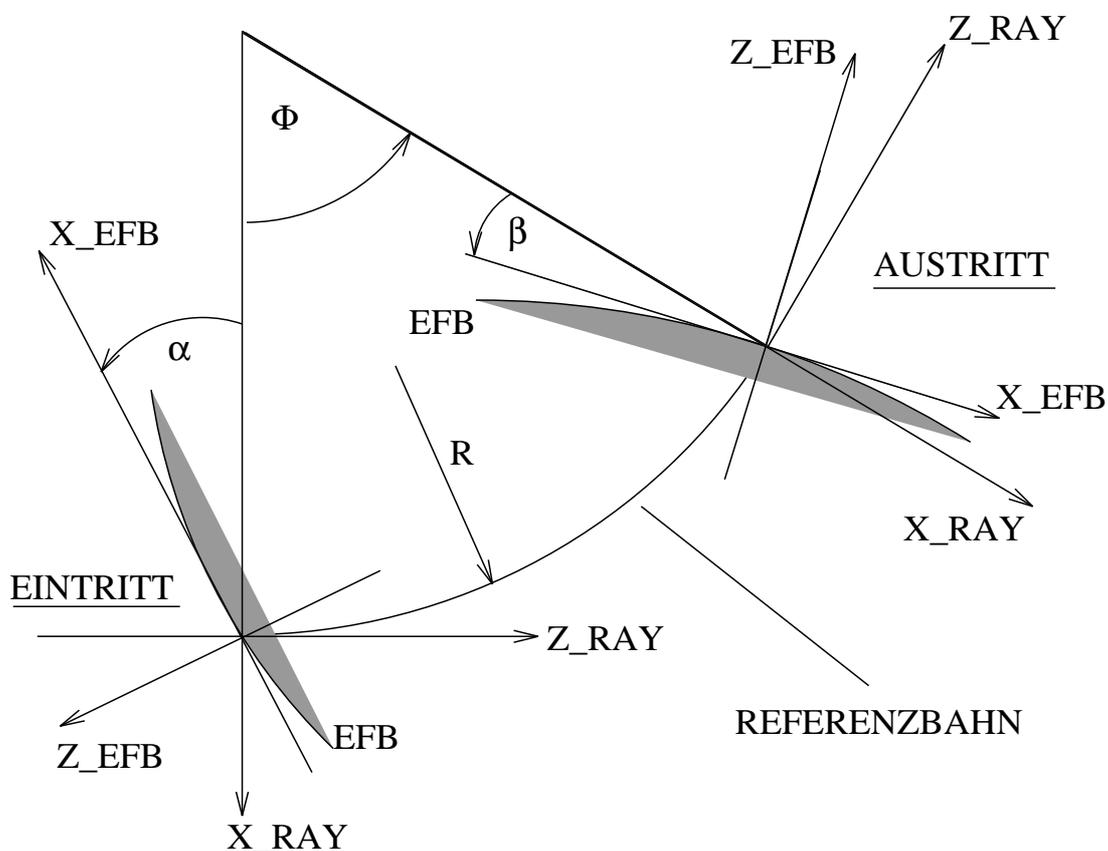


Abbildung A.1: RAYTRACE- und EFB-Koordinatensystem am Ein- und Austritt der Dipolmagnete von Spektrometer A und C. Die Vorzeichenregelung für Neigungswinkel α und β entspricht der üblichen mathematischen Konvention.

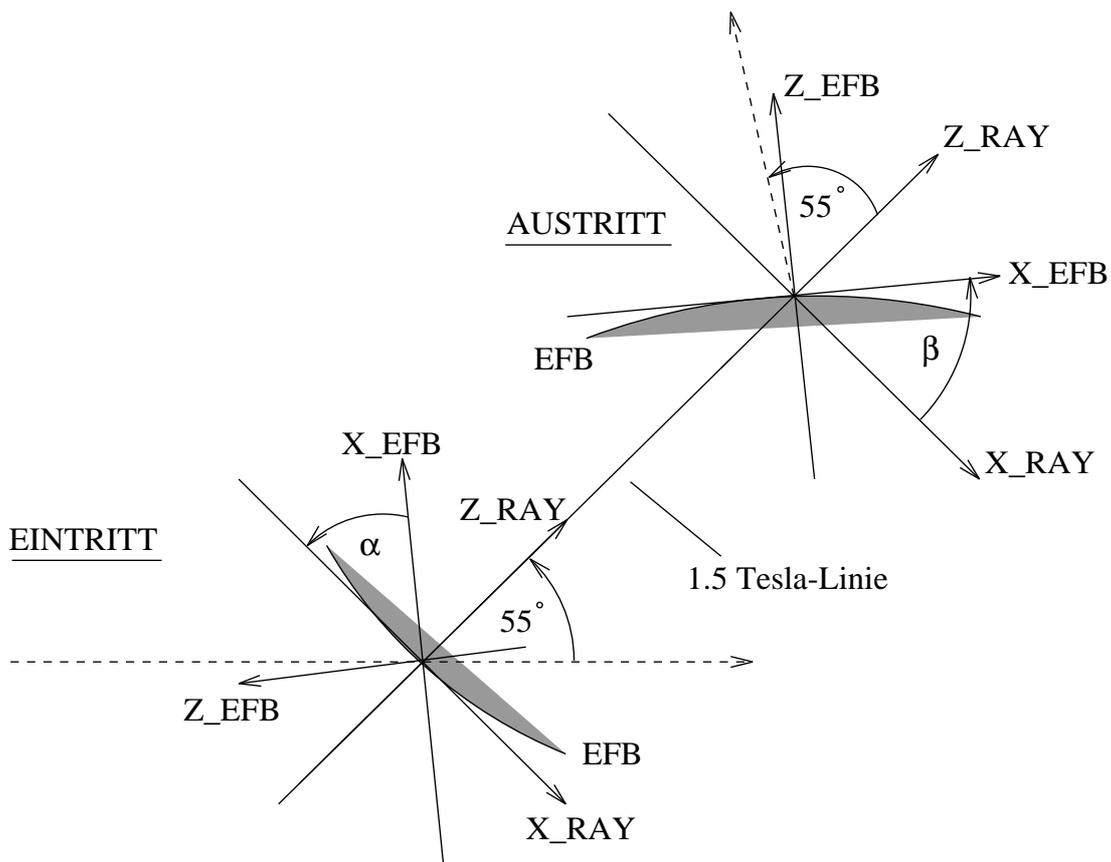


Abbildung A.2: RAYTRACE- und EFB-Koordinatensystem am Ein- und Austritt des Dipolmagneten von Spektrometer B. Die Vorzeichenregelung für die Winkel α und β entspricht der üblichen mathematischen Konvention.

A.2 Kurzbezeichnungen der Spektromettermagnete

Tabelle A.1: Kurzbezeichnungen der Spektromettermagnete.

Spektrometer	Magnete			
	Dipol		Quadrupol	Sextupol
A	AD1	AD2	AQ	AS
B	BD		-	-
C	CD1	CD2	CQ	CS

A.3 Mathematische Beschreibung der EFB–Kurven der Dipolmagnete

Das Polynom $\Delta Z(x)$ (siehe Abschnitt 3.2.5) beschreibt den Verlauf der effektiven Feldgrenzen der Dipolmagnete des RAYTRACE–Entwurfs. Mit dem Normierungsradius ρ gilt:

$$\Delta Z(x) = \rho \cdot \sum_{n=2}^7 S_n \left(\frac{x}{\rho} \right)^n .$$

Das Bezugssystem ist dabei das EFB–Koordinatensystem (siehe Anhang A.1).

Tabelle A.2: Koeffizienten S_n und Normierungsradius ρ des Polynoms $\Delta Z(x)$

	AD1		AD2		BD	
	Eintritt	Austritt	Eintritt	Austritt	Eintritt	Austritt
S_2	0.416	0.0	−0.062	−0.086	−16.5	−150.0
S_3	−0.502	0.0	0.063	0.152	−24000.0	0.0
S_4	0.030	0.0	0.095	−0.180	0.0	0.0
S_5	0.225	0.0	0.010	0.150	0.0	0.0
S_6	0.000	0.0	0.000	−0.085	0.0	0.0
S_7	0.000	0.0	0.000	0.015	0.0	0.0
ρ [mm]	1400				10^6	

	CD1		CD2	
	Eintritt	Austritt	Eintritt	Austritt
S_2	0.415	0.0	−0.062	−0.086
S_3	−0.502	0.0	0.063	0.152
S_4	0.030	0.0	0.095	−0.180
S_5	0.235	0.0	0.000	0.140
S_6	0.000	0.0	0.000	−0.085
S_7	0.000	0.0	0.000	0.019
ρ [mm]	1100			

Anhang B

Konstruktion und Montage der Magnetspektrometer

B.1 Bleiummantelung der Spacer

Die Spacer sind sowohl am Innenradius (linke Bildhälfte) als auch am Außenradius (rechte Bildhälfte) mit einer trapezförmigen Ummantelung aus einer Blei-Antimon-Legierung umgeben. Der stumpfe Winkel beträgt 95° .

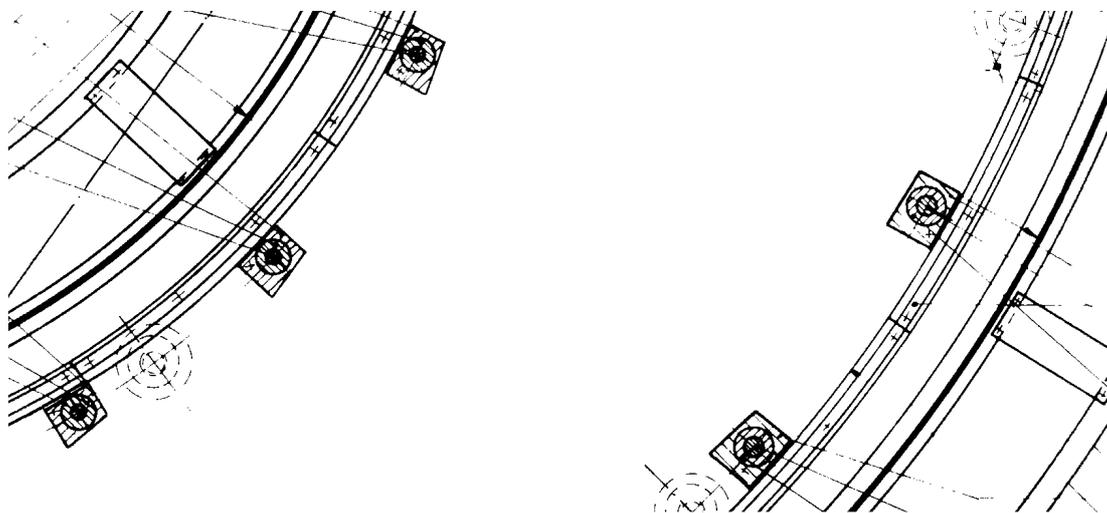


Abbildung B.1: Ausschnitt Spektrometer B, Längsschnitt Polschuh. Gezeigt ist ein Teil des Polschuhs.

B.2 Definition der effektiven Feldgrenze

Die xz -Ebene eines dreidimensionalen orthogonalen Koordinatensystems liege in der Mittelebene eines homogenen Dipolmagneten mit Mittelebenensymmetrie. Befindet sich z_0 im homogenen Feldbereich, dann definiert die Größe z_{eff} die effektive Länge des Feldes:

$$z_{eff} = \frac{1}{B_y(z_0)} \int_{z_0}^{\infty} B_y(z) dz.$$

Die z -Achse steht dabei senkrecht auf der Polschuhkante.

B.3 POISSON–Rechnungen für die Konstruktion der Feldklammern

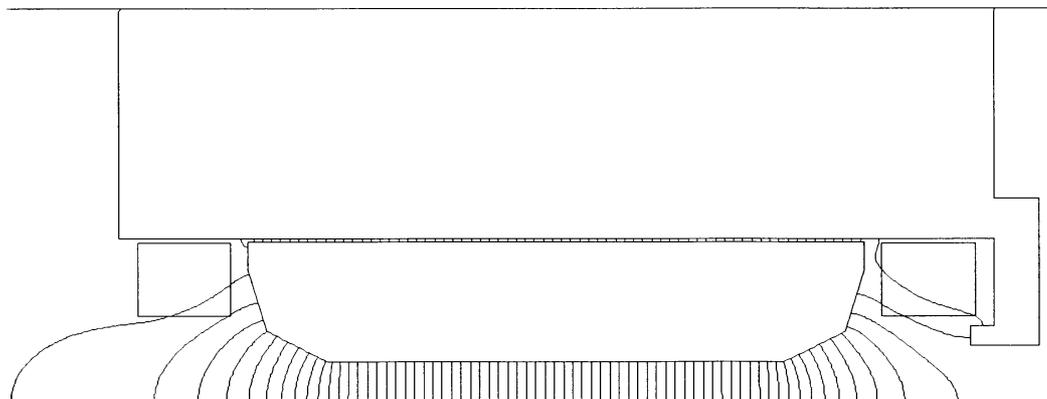


Abbildung B.2: Feldlinienbild einer POISSON–Rechnung mit Feldklammer- und Polschuhgeometrie der Dipolmagnete von Spektrometer A. Dargestellt ist eine Hälfte des Dipolmagneten. Um die Wirkung der Feldklammer auf das Randfeld darzustellen, wurde auf einer Seite die Feldklammer in der Rechnung durch einen magnetstahlfreien Bezirk ersetzt. Die Dichte der Linien entspricht der Amplitude der magnetischen Induktion.

B.4 Permeabilitätskurve

Tabelle B.1: Permeabilität von Magnetstahl ZSH–Spezial¹ (geschmiedet) und GS–ZSH–Extra¹ (Stahlguß).

Feldstärke [A/m]	Induktion [T]
100	0.4
200	1.0
300	1.2
500	1.4
1000	1.5
2500	1.635
5000	1.725
10000	1.835
20000	1.985

¹Herstellerfirma: Vereinigte Schmiedewerke GmbH, Hattingen.

B.5 Beschreibung der Magnetfeldmeßapparatur

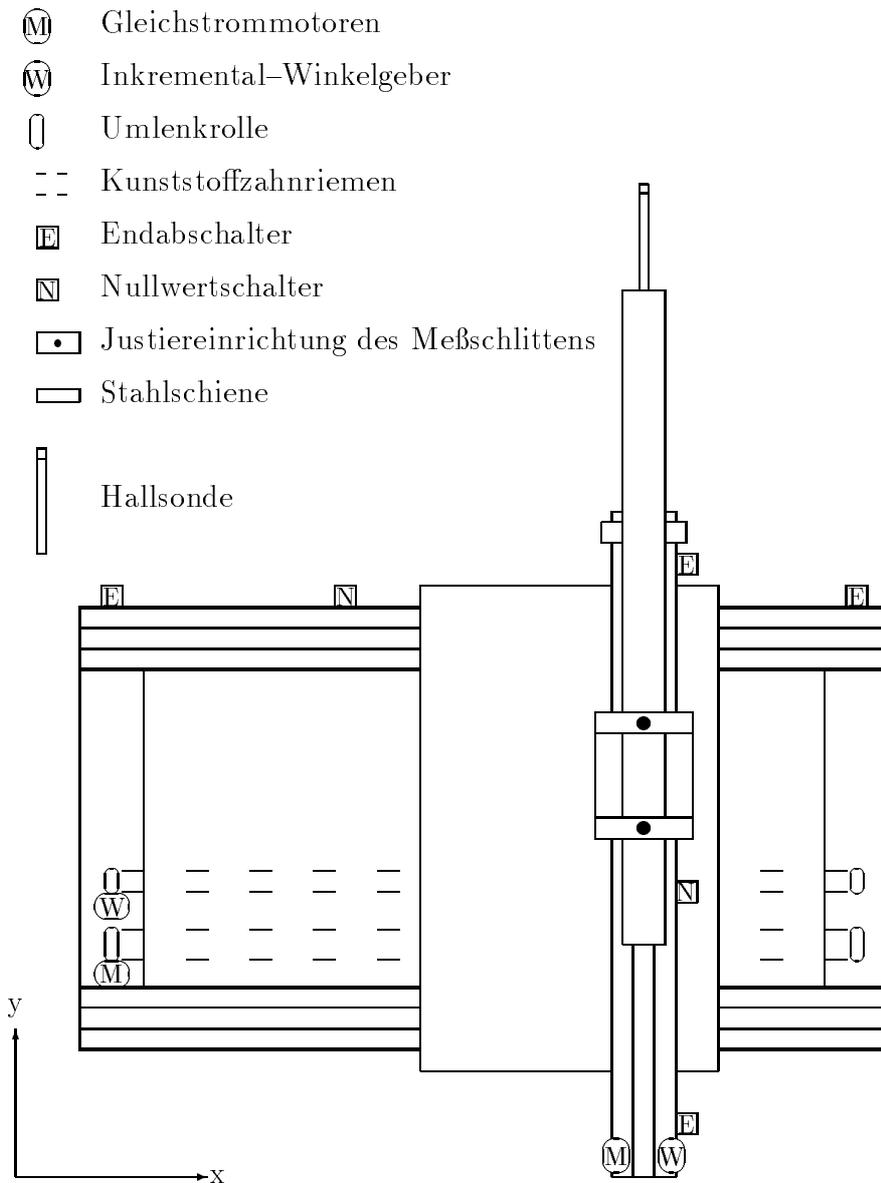
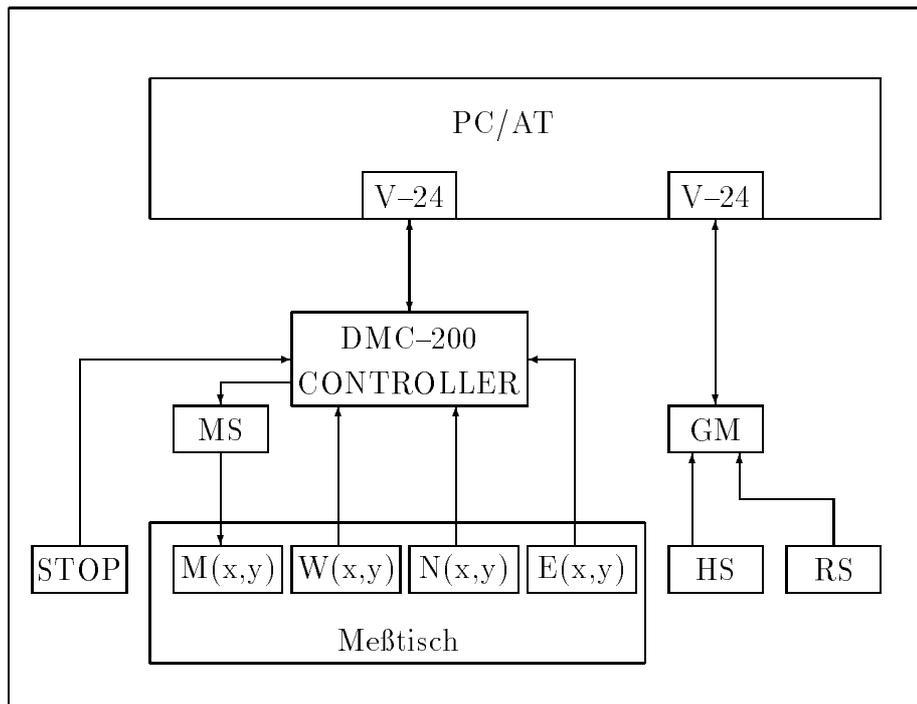


Abbildung B.3: Schematischer Aufbau der Meßmaschine.

Die Abbildung ist entnommen aus [14].



- | | |
|--------|--|
| STOP | Notaus |
| MS | Motorschrittgeber |
| M(x,y) | Gleichstrommotoren für die x- und y-Richtung |
| W(x,y) | Inkremental-Winkelgeber |
| N(x,y) | Nullwertschalter |
| E(x,y) | Endabschalter |
| HS | Hallsonde |
| RS | Referenzsonde |
| GM | Gaußmeter |

Abbildung B.4: Blockschaltbild der Steuerung.

Die Abbildung ist entnommen aus [14].

B.6 Cycling

Da die Magnete nicht bis zu einem Punkt vollständiger Sättigung erregt werden können, ist eine gleichbleibende Prozedur (Cycling) nötig, um ein Maximum an Reproduzierbarkeit für das Einstellen der Magnetfelder zu gewährleisten. Die Stromänderung während der Cycling-Prozedur wurde für alle Magnete mit 60 A/min spezifiziert. Der gesamte zeitliche Ablauf ist in Abbildung B.5 graphisch dargestellt. Nach Beendigung des Cyclings wird das aktuelle Magnetfeld gemessen und aus der Differenz zum Sollwert der Erregungsstrom nachgeregelt. Die ohne Nachregelung des Stromes erreichte Reproduzierbarkeit der Magnetfelder ist besser als $\pm 1 \cdot 10^{-4}$.

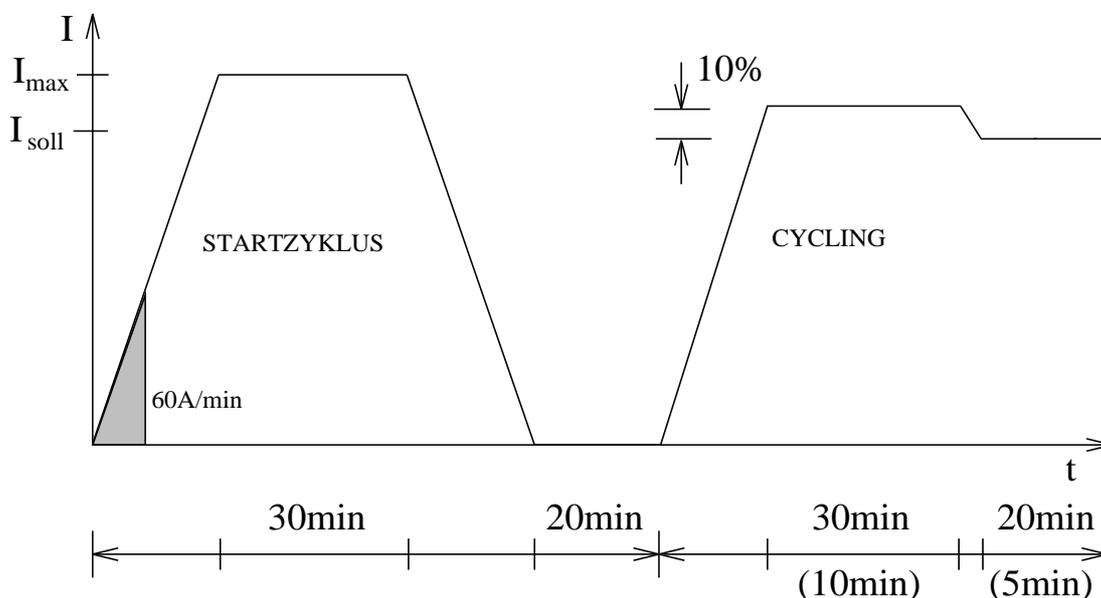


Abbildung B.5: Zeitlicher Ablauf der Cycling-Prozedur aller Magnete. Bei den Dipolmagneten wird nach einer nicht vorschrittmäßigen Stromänderung (z.B. Ausfall der Stromversorgung) vor der eigentlichen Cycling-Prozedur ein zusätzlicher Zyklus durchlaufen, bei dem das maximal mögliche Feld über einen Zeitraum von 30 min generiert wird. Die eingeklammerten Zeiten gelten für die Multipolmagnete.

B.7 Horizontalschnitt des Feldklammer und Polschuhprofils

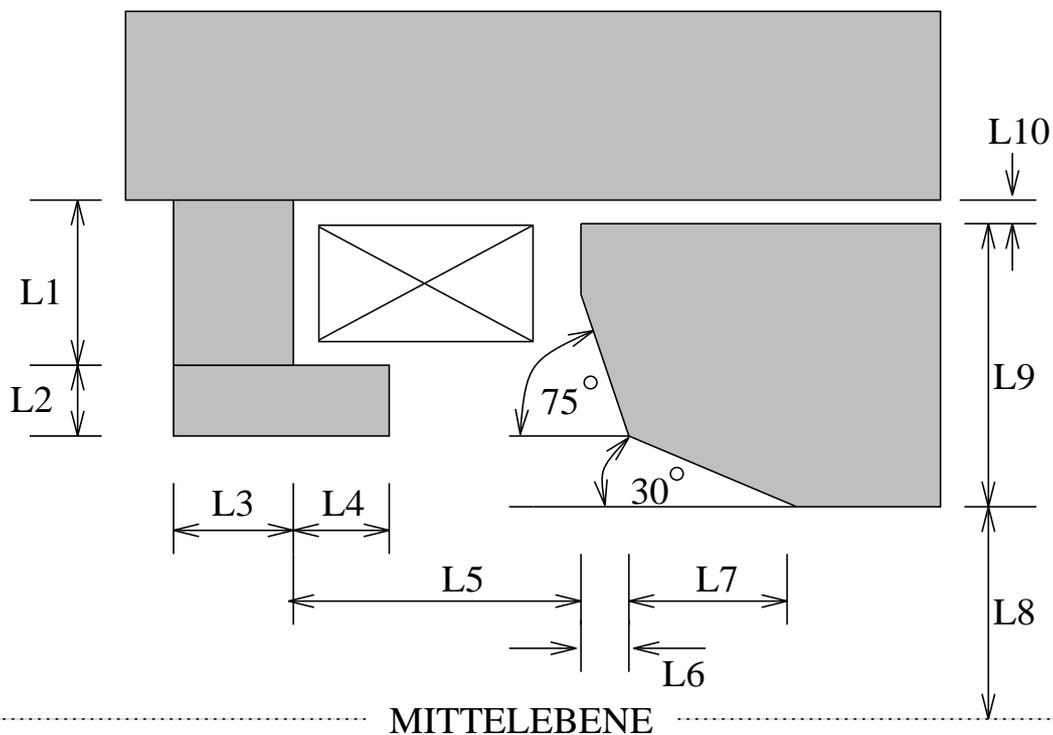


Abbildung B.6: Polschuhkantenprofil und Feldklammergeometrie am Ein- und Austritt der Dipolmagnete.

Tabelle B.2: Bemaßung Feldklammern am Eintritt (E) und Austritt (A) der Dipolmagnete. Die Angaben beziehen sich auf die Abbildung oben. Die mit ^{a)} gekennzeichneten Werte von Spektrometer B gelten auf der 1.5 Tesla-Linie und ändern sich analog zum Abstand der geneigten Polplatten.

Magnet	L1	L2	L3	L4	L5	L6	L7	L8	L9	L10
AD1 E	220	50	100	27.2	260.5	40.9	134.1	100	300	10
AD1 A	220	50	100	50.4	282	40.9	134.1	100	300	10
AD2	220	50	100	50.4	282	40.9	134.1	100	300	10
CD1 E	221	35	80	40.6	224	32.7	107.3	80	280	8
CD1 A	221	35	80	62.7	242	32.7	107.3	80	280	8
CD2	221	35	80	62.7	245	32.7	107.3	80	280	8
BD	226.26 ^{a)}	43.75	100	38.9	270.5	40.9	134.1	100	308 ^{a)}	2

B.8 Radialschnitt des Polschuhprofils mit Shims und Joch-Seitenplatte

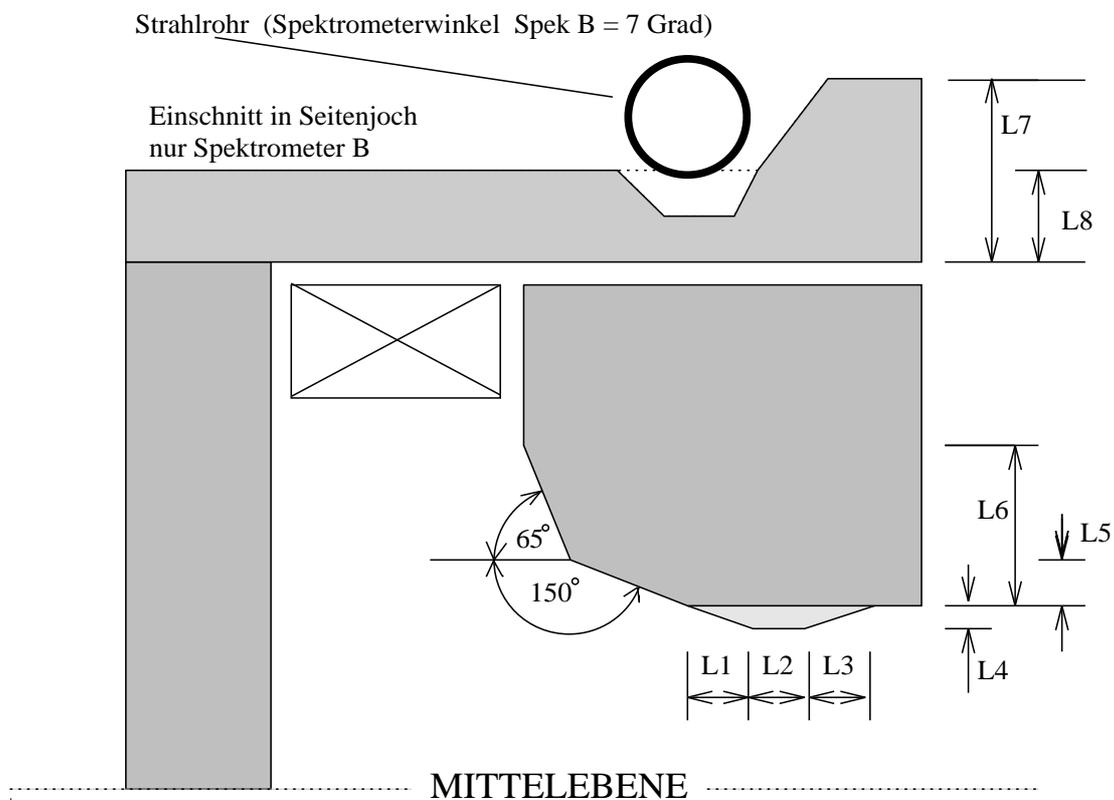


Abbildung B.7: Polschuhkantenprofil und Shims. Radialschnitt senkrecht zur Randbahn.

Tabelle B.3: Bemaßung Radialschnitt Polschuhe und Shims. Die Angaben beziehen sich auf die Abbildung oben. Die mit ^{a)} gekennzeichneten Werte von Spektrometer B gelten auf der 1.5 Tesla-Linie und ändern sich analog zum Abstand der geneigten Polplatten.

Magnet	L1	L2	L3	L4	L5	L6	L7	L8
AD1							480	–
AD2	10	20	20	5.7	45	120	630	–
BD	9.8 ^{a)}	19.8 ^{a)}	19.8 ^{a)}	5.5 ^{a)}	45	120	600	250
CD1							480	–
CD2	8	16	16	4.4	36	96	540	–

B.9 Magnetische Abschirmung des Randfeldes von Spektrometer B

Spektrometer B besitzen bei hoher Erregung aufgrund von Sättigungseffekten eine Zone mit negativen Magnetfeldwerten in der Größenordnung von 3% der Feldamplitude im Inneren des Magneten. Um die Amplitude dieses Randfeldes im Bereich der Teilchenbahnen zu reduzieren, wurde eine magnetische Schirmung aus Magnetstahlblechen rund um das Vakuumsystem eingebaut.

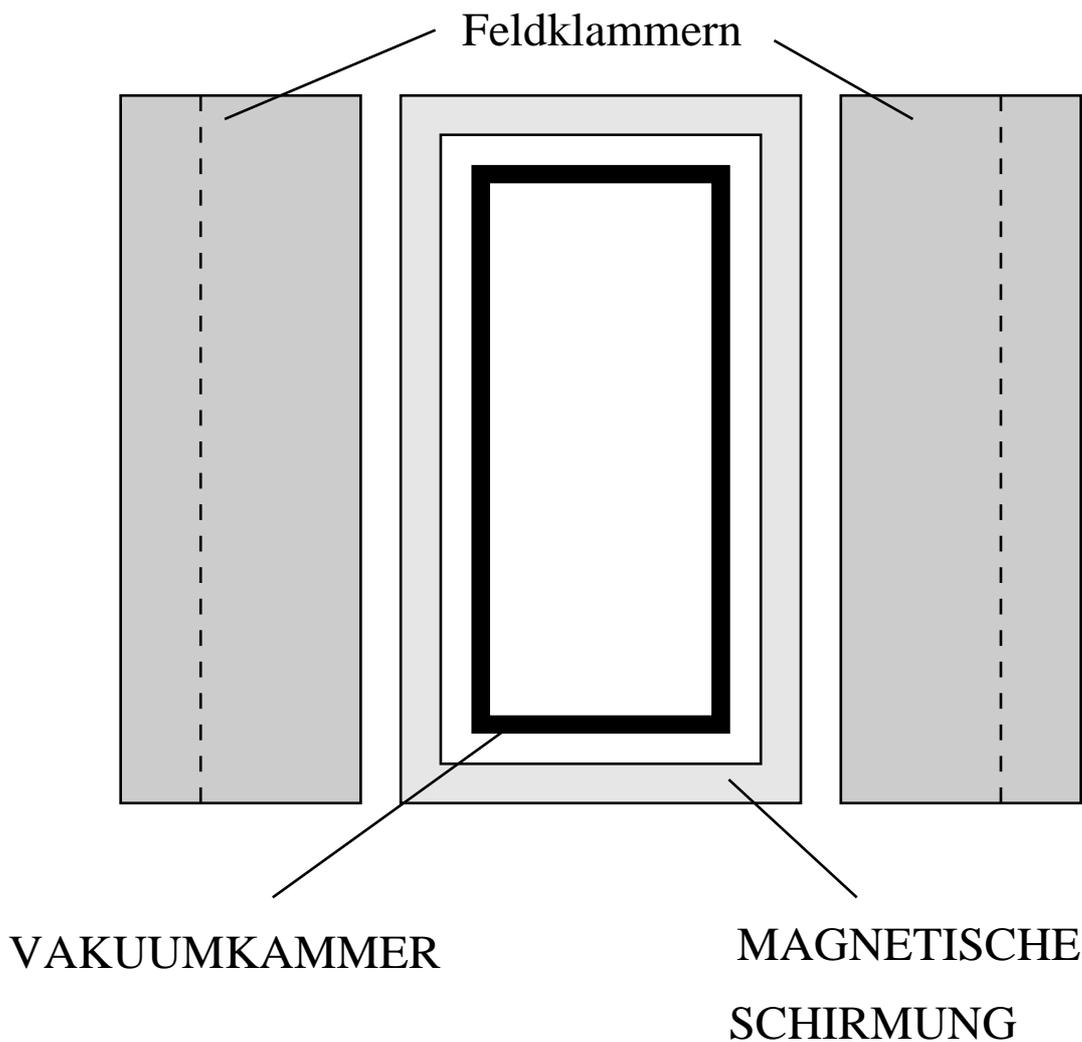


Abbildung B.8: Magnetische Abschirmung im Randfeldbereich von Spektrometer B. Schnitt senkrecht zur Mittelebene.

Anhang C

Erprobung der Spektrometer A und B

C.1 Definition von Target- und Detektorkoordinatensystem

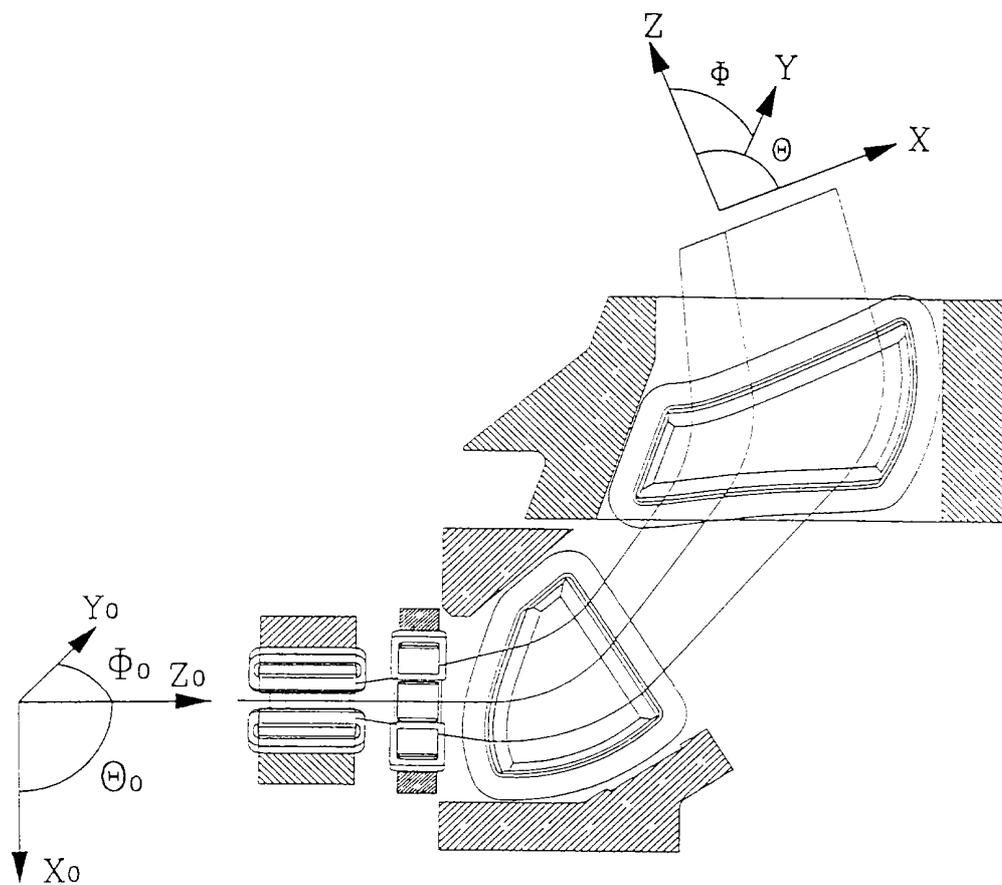


Abbildung C.1: Target- und Detektorkoordinatensystem in Bezug zur Teilchensollbahn am Beispiel von Spektrometer A mit dem Targetkoordinatenvektor $\vec{X}_0 = (X_0, \theta_0, Y_0, \Phi_0, Z_0, \delta)$ und dem Detektorkoordinatenvektor $\vec{X} = (X, \theta, Y, \Phi)$. Dabei ist δ die relative Impulsablage des Teilchens vom Sollimpuls. Die X-Achse liegt in der Bildebene.

C.2 Transfermatrix–Formalismus

Ein an einem Target gestreutes Teilchen mit den Targetkoordinaten \vec{X}_0 wird beim Durchlaufen des Spektromettermagnetfeldes impulsanalysiert und im Detektorsystem des Spektrometers mit den Koordinaten \vec{X} nachgewiesen. Die Abbildung des Spektrometers vom Targetsystem in das Detektorkoordinatensystem (siehe Anhang C.1) läßt sich mit $\vec{X}_0 = (X_0, \theta_0, Y_0, \Phi_0, Z_0, \delta)$ und $\vec{X} = (X, \theta, Y, \Phi)$ schreiben als:

$$q = \sum_{ijklmn} \langle q | X_0^i \theta_0^j Y_0^k \Phi_0^l Z_0^m \delta^n \rangle \cdot X_0^i \theta_0^j Y_0^k \Phi_0^l Z_0^m \delta^n.$$

Dabei ist $i, j, k, l, m, n \in N_0$, $q \in \{X, \theta, Y, \Phi\}$ und δ die relative Impulsablage des Teilchens vom Sollimpuls.

Unter der Annahme von Mittelebenensymmetrie erhält man in erster Ordnung die folgende Transfermatrix:

$$\tilde{M} = \left(\begin{array}{cc|cc|cc} \langle X|X_0 \rangle & \langle X|\theta_0 \rangle & 0 & 0 & \langle X|Z_0 \rangle & \langle X|\delta \rangle \\ \langle \theta|X_0 \rangle & \langle \theta|\theta_0 \rangle & 0 & 0 & \langle \theta|Z_0 \rangle & \langle \theta|\delta \rangle \\ \hline 0 & 0 & \langle Y|Y_0 \rangle & \langle Y|\Phi_0 \rangle & \langle Y|Z_0 \rangle & 0 \\ 0 & 0 & \langle \Phi|Y_0 \rangle & \langle \Phi|\Phi_0 \rangle & \langle \Phi|Z_0 \rangle & 0 \end{array} \right).$$

Damit gilt in erster Ordnung:

$$\vec{X} = \tilde{M} \cdot \vec{X}_0. \quad (\text{C.1})$$

C.3 Impulseichung der Spektrometer

Als Bezugssystem zur Bestimmung der Dispersionskoeffizienten wird das Austrittskoordinatensystem in der TRANSPORT–Nomenklatur (TP–System) benutzt. Dieses geht durch eine Koordinatentransformation aus dem Detektorsystem (siehe Abbildung C.1) hervor. Die X –Achse des TP–Systems (X_{TP} –Achse) steht dabei senkrecht auf der Sollbahn. Ist β der Winkel zwischen der X –Achse des Detektorsystems und der X_{TP} –Achse, dann gilt:

$$X_{TP} = \cos \beta \frac{X}{R}. \quad (\text{C.2})$$

R ist darin ein spektrometerspezifischer Normierungsradius.

Die Dispersionsrelation der Spektrometer läßt sich schreiben als:

$$p = \sum_{i=0}^3 b_i B^i \left(1 + \sum_{j=1}^5 d_j X_{TP}^j \right) \quad (\text{C.3})$$

mit

B : magnetische Induktion der Spektrometer–Dipolmagnete,

d_j : Dispersionskoeffizienten,

b_i : Koeffizienten zur Beschreibung des Sättigungsverhaltens der Dipolmagnete.

Zur Bestimmung der Dispersionskoeffizienten wird für verschiedene Strahlenergien E_0 das B–Feld der Spektrometer so variiert, daß bei festem E_0 die Linie der elastisch gestreuten Elektronen entlang der Bildebene verschoben wird. Zusätzlich werden bekannte Linienabstände angeregter Niveaus der jeweiligen Targetkerne bei der Berechnung der Koeffizienten berücksichtigt.² Die Zahlenwerte sind in Tabelle C.1 zusammengefaßt.

Die absolute Impulseichung erfolgt über die Energie der einlaufenden Elektronen, die mit einer Genauigkeit von $\pm 2 \cdot 10^{-4}$ bekannt ist [43].

Tabelle C.1: Koeffizienten der Dispersionsrelation von Spektrometer A und B (Gleichung (C.2) und (C.3)).

Koeff	Spektrometer A	Spektrometer B
b_0 $\left[\frac{\text{MeV}}{c}\right]$	+1.0095 $\pm 5.4820 \cdot 10^{-2}$	+4.4459 $\pm 2.7785 \cdot 10^{-1}$
b_1 $\left[\frac{\text{MeV}}{c \text{ T}}\right]$	+4.1631 $\cdot 10^2$ $\pm 2.2806 \cdot 10^{-1}$	+6.1211 $\cdot 10^{+2}$ ± 1.0024
b_2 $\left[\frac{\text{MeV}}{c \text{ T}^2}\right]$	+5.1896 $\pm 2.7001 \cdot 10^{-1}$	+3.3219 $\cdot 10^{+1}$ ± 1.1649
b_3 $\left[\frac{\text{MeV}}{c \text{ T}^3}\right]$	-2.5145 $\pm 9.7056 \cdot 10^{-2}$	-1.6505 $\cdot 10^{+1}$ $\pm 4.3596 \cdot 10^{-1}$
d_1	+2.3760 $\cdot 10^{-1}$ $\pm 5.9600 \cdot 10^{-5}$	+2.2189 $\cdot 10^{-1}$ $\pm 5.8524 \cdot 10^{-5}$
d_2	+4.4582 $\cdot 10^{-2}$ $\pm 4.2606 \cdot 10^{-4}$	-1.6624 $\cdot 10^{-2}$ $\pm 2.3731 \cdot 10^{-4}$
d_3	-7.6282 $\cdot 10^{-5}$ $\pm 7.8017 \cdot 10^{-4}$	-1.8256 $\cdot 10^{-2}$ $\pm 1.8668 \cdot 10^{-3}$
d_4	-6.6117 $\cdot 10^{-3}$ $\pm 4.5976 \cdot 10^{-3}$	+1.0418 $\cdot 10^{-2}$ $\pm 2.4074 \cdot 10^{-3}$
d_5	-1.2444 $\cdot 10^{-2}$ $\pm 5.6744 \cdot 10^{-3}$	+5.3852 $\cdot 10^{-2}$ $\pm 1.4305 \cdot 10^{-2}$
R [m]	1.4	1.8
β [mrad]	786.33	840.90

²Die Rechnungen wurden von P. Sauer und E. Offermann durchgeführt.

C.4 Mathematischer Formalismus der Householder–Transformation

Gegeben überbestimmtes lineares Gleichungssystem:

$$X \cdot M = X_0 \tag{C.4}$$

mit $X \in R^{m \times n}$, $M \in R^n$, $X_0 \in R^m$ und $m \geq n$.

Bestimme M so, daß gilt:

$$\|X_0 - X \cdot M\| = \text{Minimum.} \tag{C.5}$$

Konstruktion von n unitären Transformationen mit:

$$P = P_n \cdot P_{n-1} \cdots P_1. \tag{C.6}$$

Transformation von X :

$$X^{(n)} = P \cdot X = \begin{pmatrix} A \\ 0 \end{pmatrix} \tag{C.7}$$

mit

$$A = \begin{pmatrix} a_{11} & \cdots & a_{1n} \\ & \ddots & \vdots \\ 0 & & a_{nn} \end{pmatrix}. \tag{C.8}$$

Transformation von X_0 :

$$X_0^{(n)} = P \cdot X_0 = \begin{pmatrix} h \\ r \end{pmatrix} \tag{C.9}$$

mit $h \in R^n$ und $r \in R^{m-n}$.

Da P unitär und normerhaltend gilt:

$$\|X_0 - X \cdot M\| = \|P \cdot (X_0 - X \cdot M)\| = \|X_0^{(n)} - X^{(n)} \cdot M\|. \tag{C.10}$$

Dabei gilt:

$$X_0^{(n)} - X^{(n)} \cdot M = \begin{pmatrix} h - A \cdot M \\ r \end{pmatrix}. \tag{C.11}$$

Die Gleichung (C.5) ist erfüllt für:

$$h = A \cdot M. \tag{C.12}$$

C.5 Modifizierter 28 msr-Kollimator für Spektrometer A

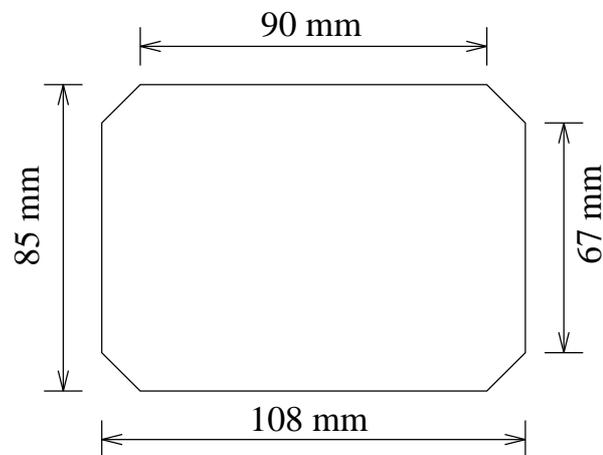


Abbildung C.2: Dimensionierung des modifizierten 28 msr-Kollimators von Spektrometer A. Dicke des Kollimators: 80 mm; Abstand Kollimatormitte zum Target: 605.5 mm.

C.6 28 msr-Kollimator für Spektrometer C

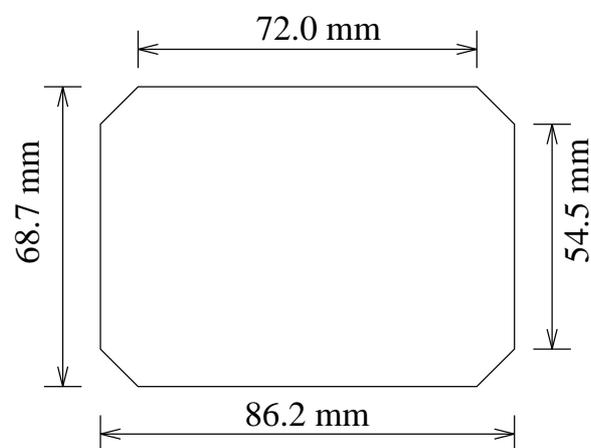


Abbildung C.3: Dimensionierung des 28 msr-Kollimators von Spektrometer C. Dicke des Kollimators: 50 mm; Abstand Kollimatormitte zum Target: 479.5 mm.

C.7 Lochmatrix-Kollimator für Spektrometer A

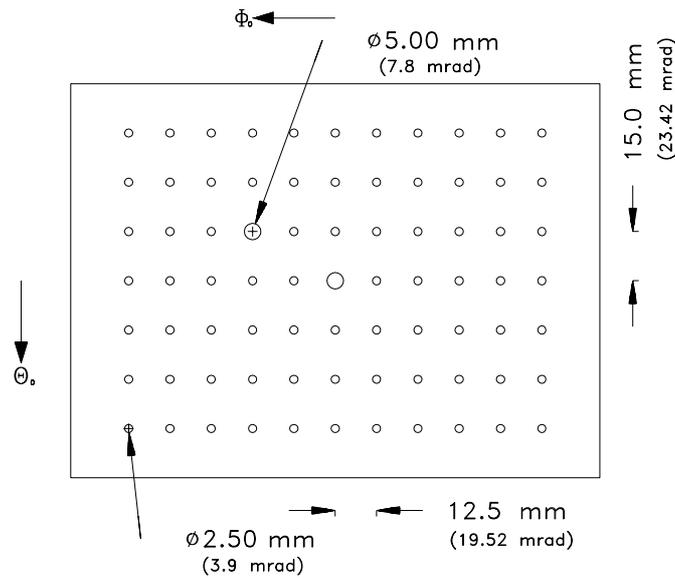


Abbildung C.4: 7 × 11-Lochmatrix-Kollimator von Spektrometer A. Alle Löcher innerhalb der Nominal-Raumwinkelakzeptanz von 28 msr. Absorbiermaterial: 5 mm Schwermetallplatte. Bild aus [11].

C.8 Lochmatrix-Kollimator für Spektrometer B

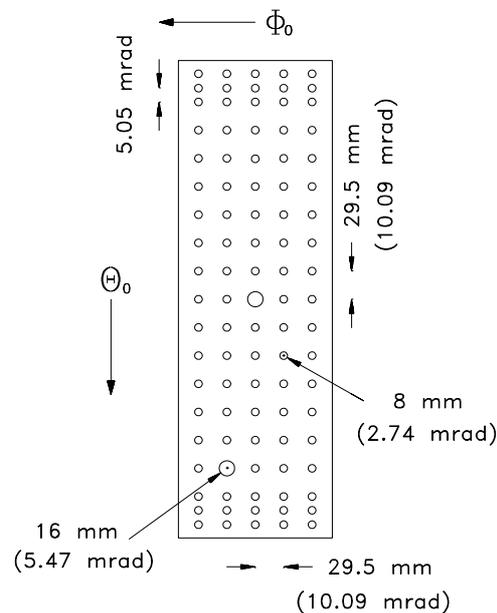


Abbildung C.5: 19 × 5-Lochmatrix-Kollimator von Spektrometer B, 75 Löcher innerhalb der Nominal-Raumwinkelakzeptanz von 5.6 msr. Absorbiermaterial: 10 mm Edelstahlplatte. Bild aus [11].

Literaturverzeichnis

- [1] H. Herminghaus, A. Feder, K.H. Kaiser, W. Manz and H. v.d.Schmitt, Nucl. Instr. and Meth. 138 (1976) 1
- [2] Physics with MAMI A, 1983-1987, Institut für Kernphysik /SFB 201, Universität Mainz, 1988
- [3] D. Drechsel and M.M. Giannini , Rep. Prog. Phys. 52 (1989) 1083
- [4] D. Drechsel and L. Tiator, J. Phys. G: Nucl. Part. Phys. 18 (1992) 449
- [5] K.L. Brown, D. C. Carrey, Ch. Iselin and F. Rothacker CERN – Report 80–04, Genf 1980
- [6] S. Kowalski et al., preprint, LNS–MIT, 1986
- [7] G. Tauss, Diplomarbeit, Institut für Kernphysik, Universität Mainz (1988)
- [8] J.D. Jackson, Klassische Elektrodynamik, Walter de Gruyter, Berlin und New York, 1981
- [9] M.T. Menzel et al., LANL, LA–UR–87–115,1987
- [10] W. Müller et al.: Numerical Solution of Nonlinear Field Problems, Archiv für Elektrotechnik 65 (1982)
- [11] M. Korn, Dissertation, Institut für Kernphysik, Universität Mainz (in Fertigstellung)
- [12] H.A. Enge, Nucl. Instr. and Meth. 28 (1964) 119
- [13] C.M. Braams, Nucl. Instr. and Meth. 26 (1964) 83
- [14] St. Wolf, Diplomarbeit, Institut für Kernphysik, Universität Mainz (1991)
- [15] H. Kramer, Dissertation, Institut für Kernphysik, Universität Mainz (in Fertigstellung)
- [16] B. Bockmühl, Diplomarbeit, Institut für Kernphysik, Universität Mainz (1993)
- [17] St. Schardt, Diplomarbeit, Institut für Kernphysik, Universität Mainz (1987)
- [18] J. Ruhland, Diplomarbeit, Institut für Kernphysik, Universität Mainz (1991)
- [19] W.G. Davies, Nucl. Instr. and Meth. A311 (1992) 399
- [20] P. Sauer, Dissertation, Institut für Kernphysik, Universität Mainz (in Fertigstellung)

- [21] M. Distler, Dissertation, Institut für Kernphysik, Universität Mainz (in Fertigstellung)
- [22] A. Richter, Dissertation, Institut für Kernphysik, Universität Mainz (in Fertigstellung)
- [23] A. Liesenfeld, Dissertation, Institut für Kernphysik, Universität Mainz (in Fertigstellung)
- [24] F. Kohlrausch, Praktische Physik, Band 2, B. G. Teubner Verlag Stuttgart, 22. durchges. Auflage 1968
- [25] H. Euteneuer et al., Lin. Acc. Conf. Proc., Ottawa 1992, p. 356
- [26] D. Mittwisch, Diplomarbeit, Institut für Kernphysik, Universität Mainz (1992)
- [27] Jahresbericht 1992/93, Institut für Kernphysik, Universität Mainz, S. 16
- [28] St. Schardt, K. Trarbach, H. Kramer, R. Neuhausen, An intensity profile monitor for the 855 MeV cw MAMI electron beam, Nucl. Instr. and Meth. A (in press)
- [29] P.R. Bevington and D.K. Robinson, Data Reduction and Error Analysis for the Physical Sciences, McGraw–Hill, New York, Second Edition 1992
- [30] J. Stoer und R. Bulirsch, Einführung in die Numerische Mathematik II, B. G. Teubner Verlag Stuttgart, 2. durchges. Auflage 1978
- [31] N. Voegler and J. Friedrich, Nucl. Instr. and Meth. 198 (1982) 293
- [32] K.I. Blomqvist et al., High–Momentum Components in the 1p orbitals of ^{16}O , Phys. Lett. B (in press)
- [33] B. Dreher, Phasenanalyse–Programm zur elastischen Elektronenstreuung, Institut für Kernphysik, Universität Mainz, 1976
- [34] H. de Vries, C.W. de Jager and C. de Vries, Atomic Data and Nuclear Data Tables, 36 (1987) 495
- [35] B. Dreher, J. Friedrich, K. Merle, H. Rothhaas and G. Lührs, Nucl. Phys. A 235 (1974) 219
- [36] E.M. Lyman, A.O. Hanson and M.B. Scott, Phys. Rev. 84 (1951) 626
- [37] K. Merle, Dissertation, Institut für Kernphysik, Universität Mainz (1976)
- [38] W.R. Leo, Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments, Springer–Verlag Berlin Heidelberg New York, 1987
- [39] J.C. Bergstrom, in Medium Energy Nuclear Physics with Electron Linear Accelerators, MIT Summer Study, M.I.T.–2098–No. 470, Cambridge 1967
- [40] H.D. Maccabee and D.G. Papworth, Phys. Lett. 30 A/4 (1969) 241

- [41] W. Börsch-Supan, J. Res. Nat'l Bur. Standards 65 B (1961) 245
- [42] J.T. O'Brien, H. Crannell, F.J. Kline and S. Penner, Phys. Rev. C 9/4 (1974) 1418
- [43] K. Herter, Diplomarbeit, Institut für Kernphysik, Universität Mainz (1992)