Inhaltsverzeichnis

Abbildungsverzeichnis

Tabellenverzeichnis

Einleitung

Nach dem heutigen Verständnis bestehen Hadronen aus punkförmigen Quarks, die durch den Austausch von Gluonen stark miteinander wechselwirken. Die zugehörige Theorie der starken Wechselwirkung ist die Quantenchromodynamik (QCD). Ein Nukleon enthält neben drei Valenzquarks noch Quark–Antiquark–Paare, sog. Seequarks, die von den Gluonen virtuell erzeugt werden und wieder annihilieren können. Eine bis heute noch ungeklärte Frage ist, wie sich der Gesamtspin eines Nukleons zusammensetzt, d.h. wie groß die einzelnen Beiträge der Quarkspins, Gluonenspins und Bahndrehimpulse sind. Bisherige Messungen ([1], [2], [3]) zeigten, daß der Beitrag der Quarkspins zum Spin des Protons mit $<s_z>_{\mathrm{Quarks}} = 0.060 \pm 0.047 \pm 0.069$ unerwartet gering ([4], [5]) im Vergleich zur aus dem „naiven“ Quanten–Parton–Modell stammenden Erwartung, daß die Quarks den gesammten Spin tragen, ist.

Im HERMES Experiment am Speicherring HERA des Deutschen Elektronen–Synchrotrons DESY in Hamburg sollen in der tiefinelastischen Streuung longitudinal polarisierter Elektronen an polarisierten internen Gastargets aus Wasserstoff, Deuterium und ^{3}He die spinabhängigen Strukturfunktionen g_1 und g_2 des Protons und des Neutrons im kinematischen Bereich $0.02 < x < 0.8$ bzw. $1\ \mathrm{GeV}^2 < Q^2 < 20\ \mathrm{GeV}^2$ gemessen werden und somit weitere Erkenntnisse über die innere Spinstruktur des Nukleons gewonnen werden.

Diese Arbeit beschäftigt sich mit der Vermessung des durch den HERMES–Spektrometermagneten erzeugten Feldes und dessen Einfluß auf die Targetkomponenten sowie auf die durch den Detektor gehenden Elektronen-(Positronen-) und Protonenstrahlen. Dabei untersucht diese Arbeit besonders depolarisierend wirkende Gradienten im Targethaltefeld und die Strahlführung betreffende Multipolkomponenten in den Kanälen der Septumplatte.

Zur Durchführung der Arbeit wurde eine Magnetvermessungsmaschine der GSI–Darmstadt[1] ausgeliehen, und eine eigene Maschine entwickelt. Es werden kurz die Auswahlkriterien an die geliehene Maschine vorgestellt, als auch die Anforderungen an die neu entwickelte Maschine, die aus der Erfahrung mit der GSI–Maschine resultieren, beschrieben.

[1]Gesellschaft für Schwerionenforschung mbH

Kapitel 1

Polarisierte tiefinelastische Streuung

Die Abbildung 1.1 zeigt, wie die polarisierte tiefinelastischen Streuung zwischen einem Elektron und einem Nukleon durch elektromagnetischen Wechselwirkung in niedrigster Ordnung beschrieben wird. Das einlaufenden Elektron mit dem Vierer–Impuls k und dem Vierer–Polarisationsvektor s wechselwirkt mit dem polarisiertem Nukleon mit Vierer–Impuls P und Polarisation S durch Austausch eines virtuellen Photons. Das Nukleon wandelt sich darauf in Hadronen mit einer invarianten Masse W um.

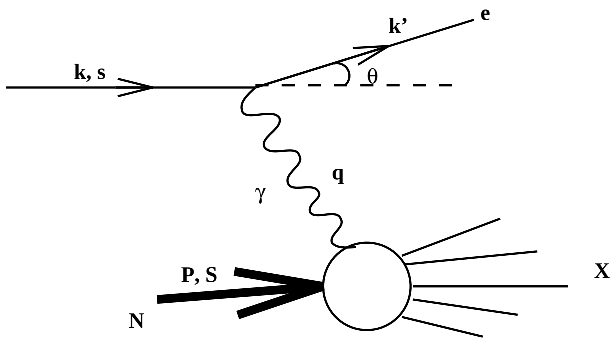

Abb. 1.1: *Diagramm niedrigster Ordnung für die spinabhängige tiefinelastische Elektron Nukleon Streuung*

Der differentielle Wirkungsquerschnitt für diesen Prozess wird mit Hilfe der leptonischen - und der hadronischen Tensoren $L_{\mu\nu}$, $W^{\mu\nu}$ beschrieben [7]:

$$\frac{d^2\sigma}{dQ^2 dW} = \frac{2\pi\alpha^2 M}{Q^4 E^2} \; L_{\mu\nu} \; W^{\mu\nu}$$

hierbei ist α die Feinstruktur–Konstante, Q^2 das Quadrat des Vierer–Impulses und M die Masse des Nukleons ist.

Der leptonische Tensor wird in der QED durch das Quadrat des Produktes aus dem elektromagnetischen Strom zwischen dem einlaufenden und dem auslaufenden leptonischen Zustand berechnet. Im polarisierten Fall kann er genau wie der hadronische Tensor in einen spinunabhängigen symmetrischen (S) und einen spinabhängigen asymmetrischen (A) Teil aufgesplittet werden:

$$\begin{aligned} L_{\mu\nu} &= L^S_{\mu\nu} + L^A_{\mu\nu} \\ W^{\mu\nu} &= W^{\mu\nu}_S + W^{\mu\nu}_A \end{aligned}$$

Der hadronische Tensor hann mit Hilfe der Strukturfunktionen ausgedrückt werden, die die Informationen über die Struktur des Nukleons enthalten.

Im Falle der Streuung eines polarisierten Elektrons an einem polarisierten Nukleon enthält $W^{\mu\nu}_A$ außer den bekannten Strukturfunktionen W_1 und W_2 auch noch die polarisierten Strukturfunktionen G_1 und G_2, die den zwei möglichen antisymmetrischen Beiträgen, die durch P- und T–Invarianz erlaubt sind, entsprechen.

Der differentielle Wirkungsquerschnitt kann als Summe der Wirkungsquerschnitte mit Lepton- und Nukleonspin antiparallel, $d\sigma^{\uparrow\downarrow}$, und parallel, $d\sigma^{\uparrow\uparrow}$, entlang der Achse des einlaufenden Elektrons geschrieben werden. Da $W^{\mu\nu}_A$ im Gegensatz zu $W^{\mu\nu}_S$ beim Wechsel der Polarisation sein Vorzeichen ändert, folgt ein spinunabhängiger Teil:

$$\frac{d^2\sigma^{\uparrow\downarrow} + d^2\sigma^{\uparrow\uparrow}}{dQ^2 d\nu} = \frac{4\pi\alpha^2}{Q^4}\frac{E'}{E}\left[2W_1(\nu,Q^2) sin^2\frac{\theta}{2} + W_2(\nu,Q^2) cos^2\frac{\theta}{2}\right]$$

Der spinabhängige Teil mit den Strukturfunktionen G_1 und G_2 ist dann:

$$\frac{d^2\sigma^{\uparrow\downarrow} - d^2\sigma^{\uparrow\uparrow}}{dQ^2 d\nu} = \frac{4\pi\alpha^2}{Q^2}\frac{1}{E}\left[M(E + E' cos\theta) G_1(\nu,Q^2) - Q^2 G_2(\nu,Q^2)\right]$$

Bei festen $x = Q^2/2M\nu$ und im Grenzfall $Q^2, \nu \to \infty$ sind die Strukturfunktionen W_1 und W_2 nur noch von der Variablen x abhängig (Bjorken–Scaling)

$$\begin{aligned} MW_1(\nu,Q^2) &\to F_1(x) \\ \nu W_2(\nu,Q^2) &\to F_2(x). \end{aligned}$$

Dieses ist eine fundamentale Eigenschaft der tiefinelastischen Streuung und kann anhand des Quark–Parton–Modelles als inkoherente elastische Streuung von punktartigen Teilchen vestanden werden. Gleiches Verhalten gilt auch für G_1 und G_2:

$$\begin{aligned} M^2\nu G_1(\nu,Q^2) &\to g_1(x) \\ M\nu^2 G_2(\nu,Q^2) &\to g_2(x). \end{aligned}$$

Im Partonmodell hat die Strukturfunktion $g_1(x,Q^2)$ eine anschauliche Bedeutung, da sie durch die Wahrscheinlichkeiten $q_f^{\pm}(x,Q^2)$ ausgedrückt werden kann, ein Quark mit Flavor f mit gleicher (+) bzw. entgegengesetzter (−) Helizität wie der des Nukleons zu finden:

$$g_1(x,Q^2) = \frac{1}{2}\sum_f e_f^2 \left[q_f^+(x,Q^2) - q_f^-(x,Q^2)\right] \; .$$

e_f ist dabei die Ladungszahl des Quarks mit Flavor f. Die Strukturfunktion $g_2(x,Q^2)$ hat im Partonmodell keine so anschauliche Bedeutung.

Der spinabhängige Teil des tiefinelastischen Wirkungsquerschnitt wird durch die folgende Formel beschrieben [19].

$$\frac{d^3(\sigma(\alpha)-\sigma(\pi+\alpha))}{dx\,dy\,d\Phi} = \frac{e^4}{4\pi^2Q^2}\Bigg[\cos\alpha\left(\left[1-\frac{y}{2}-\frac{y^2}{4}\gamma^2\right] g_1(x,Q^2) - \frac{y}{2}\gamma^2\, g_2(x,Q^2)\right)$$

$$-\sin\alpha\cos\Phi\sqrt{\gamma^2\left[1-y-\frac{y^2}{4}\gamma^2\right]}\left(\frac{y}{2}\,g_1(x,Q^2) +\, g_2(x,Q^2)\right)\Bigg].$$

Wobei für die kinematischen Variablen gilt:

$\nu = E - E'$
$x = \frac{Q^2}{2M\nu}$
$y = \frac{\nu}{E}$
$\gamma = \frac{\sqrt{Q^2}}{\nu}$
$\alpha \equiv$ Polarwinkel des Vektors der Targetpolarisation $\vec{p}$
in Bezug auf die Strahlachse $\vec{k}$
$\Phi \equiv$ azimutaler Winkel zur Streuebene der Leptonen

Die experimentell zu messenden Asymmetrien der Wirkungsquerschnitte

$$A_{\|} = \frac{\sigma^{\uparrow\uparrow}-\sigma^{\uparrow\downarrow}}{\sigma^{\uparrow\uparrow}+\sigma^{\uparrow\downarrow}} \quad ; \qquad A_{\perp} = \frac{\sigma^{\uparrow\rightarrow}-\sigma^{\uparrow\leftarrow}}{\sigma^{\uparrow\rightarrow}+\sigma^{\uparrow\leftarrow}}$$

können durch eine Orientierung des Targetspins in longitudinale, d.h. entlang der z–Achse, bzw. transversale, entlang der y–Achse, Richtung erreicht werden.

Durch die kinematischen Faktoren ist es möglich, bei longitudinaler Ausrichtung des Targetsspins ($\alpha = 0°$) $g_1^n(x,Q^2)$ und bei transversaler Ausrichtung ($\alpha = 90°$) $g_2^n(x,Q^2)$, die spinabhängigen Strukturfunktionen des Neutrons, fast unabhängig voneinander zu messen.

Für Momente der Strukturfunktionen lassen sich Beziehungen aufstellen, die man als Summenregeln bezeichnet. Die fundamentalste Summenregel ist die Bjorken–Summenregel [8], die das Integral der Differenz der Strukturfunktionen $g_1^p(x)$ des Protons und $g_1^n(x)$ des Neutrons mit der Vektor– und der Axialvektorkopplungskonstante g_V und g_A der schwachen Wechselwirkung in Beziehung setzt. Mit Berücksichtigung von QCD–Korrekturen gilt für die Bjorken–Summenregel [9] :

$$
\begin{aligned}
I_1^p - I_1^n &= \int_0^1 [g_1^p(x) - g_1^n(x)]\, dx \\
&= \frac{1}{6}\frac{g_A}{g_V}\left[1 - \frac{\alpha_s(Q^2)}{\pi} - 3,58\ \left(\frac{\alpha_s(Q^2)}{\pi}3\right)^2 - 20,22\ \left(\frac{\alpha_s(Q^2)}{\pi}\right)^3 \ldots\right]
\end{aligned}
$$

Würde die Bjorken–Summenregel experimentell nicht bestätigt, so wäre dies ein grundsätzliches Problem für die QCD [10].

Das Ziel des HERMES–Experiments ist es, die Spinstruktur der Materie zu messen, und die bestehenden Theorien zu überprüfen [11]. Genauer bedeutet dies, experimentell die Verteilungen der Quark–Spins

$$\delta q_f(x, Q^2) = q_f^+(x, Q^2) - q_f^-(x, Q^2),$$

in abhängigkeit der kinematischen Variablen x und Q^2 für die veschiedenen Quark–Familien zu bestimmen. Zusätzlich interessiert man sich auch für die integrierten Spinbeiträge der Quark–Familien

$$\Delta q_f(Q^2) = \int_0^1 \delta q_f(x, Q^2)\, dx$$

die zusammen mit dem Spin der Gluonen ΔG und dem Drehmoment L_z den totalen Spin des Nukleons von $s_z^N = 1/2$ bilden.

$$s_z^N = \frac{1}{2} = \frac{1}{2}\,(\Delta u_v + \Delta d_v + \Delta q_s) + \Delta G + L_z$$

Im naiven Quanten–Parton–Modell erwartet man hingegen:

$$s_z^N = \frac{1}{2}\,(\Delta u_v + \Delta d_v + \Delta q_s)$$

Kapitel 2

Das HERMES–Experiment

Das HERMES–Experiment [15] wird zur Zeit in der Osthalle des Elektronen–Protonen–Speicherrings HERA am Deutschen Elektronen–Synchrotron DESY in Hamburg aufgebaut, in dem Elektronen (bzw. Positronen) der Energie von 27 GeV und Protonen der Energie von 820 GeV gespeichert werden. Der Elektronenspeicherring mit einem Umfang von 6.3 km kann mit maximal 210 Elektronenpaketen der Größe $3,8 \cdot 10^{10}$ Elektronen gefüllt werden, die mit einem zeitlichen Abstand von 96 ns maximale Ströme von 60 mA erzeugen. Durch den Sokolov–Ternov–Effekt [12] werden die umlaufenden Elektronen transversal polarisiert. Bisherige Messungen mit einem Compton–Polarimeter ergaben bei einer Strahlenergie von 26,7 GeV eine maximale transversale Polarisation von 70 % [13]. Die für HERMES benötigte longitudinale Elektronenpolarisation wird durch Spinrotatoren erzeugt, die vor und hinter dem Experiment eingebaut worden sind.

Der HERMES–Detektor wurde als ein Standardspektrometer mit einem ruhenden Gastarget entworfen, in den polarisierte Elektronen (Positronen) an polarisierten Nukleonen gestreut werden.

Magnetfelder werden im HERMES–Experiment zur Ablenkung der gestreuten Teilchen und zur Ausrichtung des Spins der Targetnukleonen genutzt.

2.1 Das HERMES–Spektrometer

Das Spektrometer ist in zwei symmetrische Hälften ober- und unterhalb der durch das Experiment gehenden Strahlen geteilt. Vor dem offenen Dipolmagneten werden ein μ-Streifen Gasdetektor VC1/2 und ein Paar Driftkammern FC1/2 (Front Chamber) dazu benutzt, um die Vertex–Position und die Winkel der auslaufenden Teilchen zu messen. Zusammen mit den zwei Driftkammern BC1/2 und BC3/4 (Back Chamber) hinter dem Magneten kann der Impuls der Teilchen aus der Ablenkung im Magneten bestimmt werden. Proportional–Kammern innerhalb des Magneten MC1/2/3 vereinfachen das Verbinden der beiden Spurstücke.

Das Bleiglaskalorimeter liefert neben der Energie der gestreuten Elektronen auch eine grobe Ortsinformation und bildet zusammen mit den Triggerhodoskopen den „First–Level Trigger“. Der Übergangsstrahlungsdetektor dient zur Unterscheidung von Elektronen und Hadronen und bildet mit dem Kalorimeter den „Second–Level Trigger“. Weitere Informationen zur Separation von Elektronen und Hadronen werden von dem Schwellen–Čerenkovzähler geliefert.

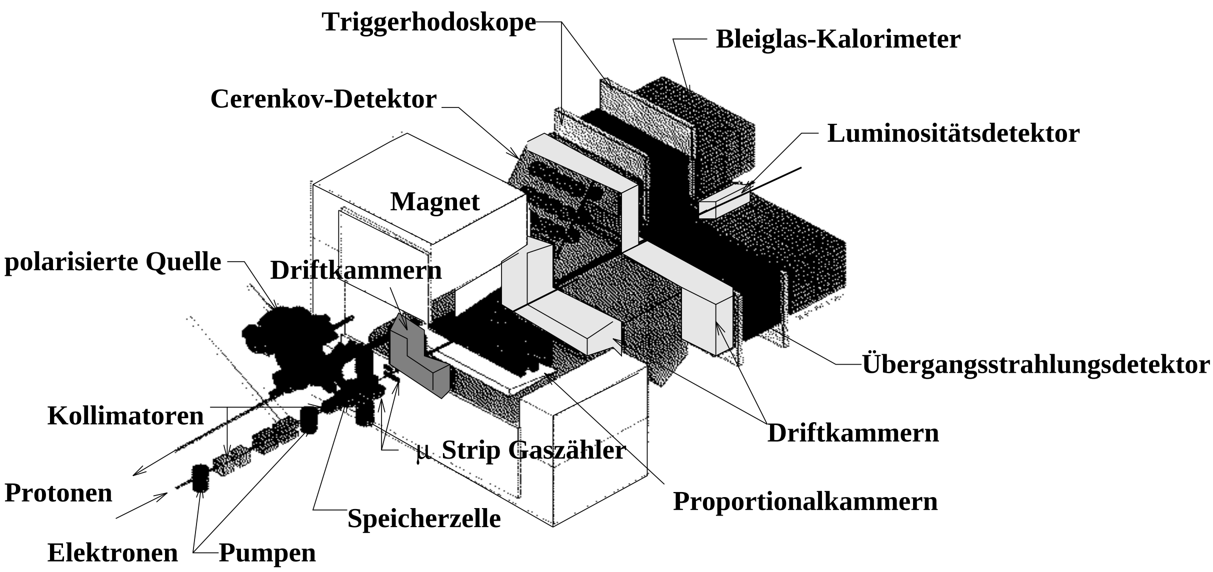

Abb. 2.1: *Das HERMES–Spektrometer*

2.1.1 Impulsmessung

Bei der Spurrekonstruktion (Tracking) wird, aus der Vielzahl von Signalen in den Drahtkammern und dem Kalorimeter die korrekten Teilchenspuren zusammengesetzt. Der Impulsbetrag p wird durch den Ablenkwinkel im Spektrometermagneten und die Richtung der Teilchen aus ihrer Spur selbst bestimmt.

Die Information über den Ablenkwinkel wird in einer sogenannten „look up table“ gespeichert. Diese besteht aus einer vierdimensionalen Matrix,

deren Elemente durch das Verfolgen von 10^6 Teilchen mit verschiedensten kinematischen Werten durch das Spektometer bestimmt wurden [14].
Die vier Dimensionen der Matrix sind:

1. die z–Komponente der Vertex–Position,
2. die Eintrittwinkel x'und y' in das magnetische Feld
3. und der Ablenkwinkel δ durch das magnetische Feld.

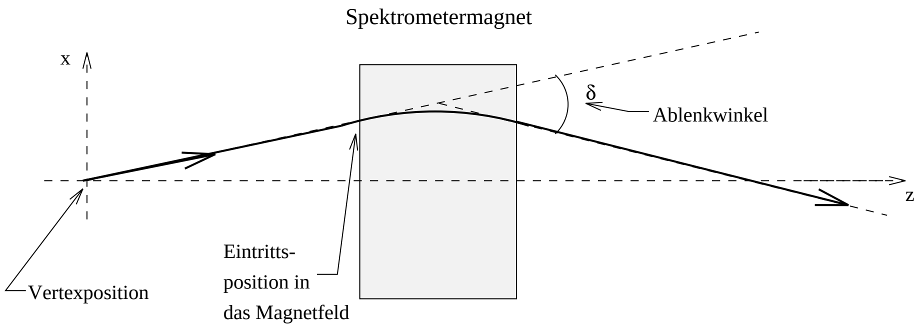

Abb. 2.2: *Matrixkomponenten aus der Ablenkung durch den Spektrometer-magneten*

Es werden die aus den Vertex- und Frontkammern stammenden Informationen über die Vertex–Position und die Eintrittswinkel in das Magnetfeld mit den in der Tabelle stehenden Werten verglichen, und die Ablenkwinkel der am besten übereinstimmenden Daten aus der Tabelle gelesen und quadratisch interpoliert. Die erreichte Genauigkeit der Impulsbestimmung durch diese Methode ist besser als 0,2 %.

Bei der Erzeugung der Matrix wird der Ablenkwinkel δ aus den gemessenen Werte der Magnetfeld–Komponenten wie folgt bestimmt:
Das Teilchen bewegt sich unter den Winkeln x_i' und y_i' an einem Punkt $\vec{x}_i = (x_i, y_i, z_i)$ im Magnetfeld $\vec{B}(x_i, y_i, z_i)$. Die Werte der Magnetfeld–Komponenten $B_j(x_i, y_i, z_i)$ $(j = x, y, z)$ werden aus den $3 \times 3 \times 3 = 27$ benachbarten gemessenen Punkten quadratisch nach dem Euler–Verfahren interpoliert. Darauf wird mit Hilfe der Lorentzkraft der Ablenkwinkel $\vec{x}_j'$ an diesem Punkt berechnet.

$$\Delta\vec{x}_j' = \frac{e}{p}\,\Delta\vec{B}_j \cdot l$$

Die Schrittweite l wird in Abhängigkeit des Gradienten nach der Richardson–Methode variabel gehalten. Die Summe über die j Schritte durch das Magnetfeld der einzelnen Winkeländerungen $\Delta\vec{x}_j'$ ergibt den Ablenkwinkel δ.

Die angestrebte Genauigkeit $\frac{\Delta p}{p} \leq 0,3\,\%$ für die Bestimmung des Impulses der Teilchen, hängt also von der Genauigkeit der Magnetfeldmessungen und besonders von der Schrittweite zwischen den Meßwerten ab. Dieses stellt die Anforderung an die Magnetfeldmessungen, den Fehler $\frac{\Delta B}{B}$ nicht größer als 0,3 % werden zu lassen.

2.2 Das HERMES–Target

Um Aussagen über die spinabhängigen Strukturfunktionen g_1^p und g_2^p des Protons und g_1^n und g_2^n Neutrons zu bekommen werden drei verschiedene Gastargets verwendet, H, d, ^{3}He. Der Vorteil in der Verwendung von internen Gastargets gegenüber bisher verwendeten Festkörpertargets liegt in dem großen Anteil von polarisierbaren Targetnukleonen, der 100 % für Wasserstoff und Deuterium und 33 % für ^{3}He beträgt. Außerdem kann die Polarisationsrichtung sehr schnell umgekehrt werden (50 – 100 Hz). Das Target besteht aus einer dünnwandigen T–förmigen Speicherzelle, in die polarisierte Wasserstoff– bzw. Deuteriumatome aus einer Atomstrahlquelle oder polarisierte ^{3}He–Atome aus einer optisch gepumpten Quelle injiziert werden können (siehe Abb. 2.2).

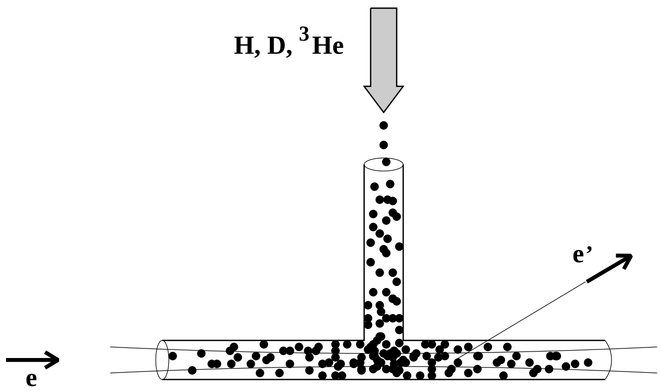

Abb. 2.3: *Prinzip der Targetspeicherzelle*

Innerhalb der Speicherzelle stoßen die polarisierten Atome gegeneinander und gegen die Wand und diffundieren langsam aus der Speicherzelle heraus. Die Targetdichte nimmt dabei von der Injektionsstelle zu den Enden des Targetrohres linear ab. Die Verwendung einer Speicherzelle führt im Vergleich zu einem freien Atomstrahl zu einer mehr als zwei Größenordnungen höheren Targetflächendichte. Für den Targetbetrieb mit Wasserstoff erwartet man eine maximale Targetflächendichte von $\rho_{\mathrm{H}}^{\mathrm{F}} = 10^{14}$ Atome/cm^2, für den Targetbetrieb mit ^{3}He von $\rho_{^3\mathrm{He}}^{\mathrm{F}} = 3 \cdot 10^{15}$ Atome/cm^2 [15].

2.2.1 Das HERMES ^{3}He–Target

Die ersten Messungen mit dem HERMES–Experiment werden an dem ^{3}He–Target durchgeführt. Die Polarisation der ^{3}He–Atome wird durch die sogenannte „Metastability Exchange Optical Pumping Procedure “ erreicht [15].

„Optisches Pumpen “ ist eine Technik, bei der Drehmoment von Photonen auf Atome übertragen wird und damit bestimmte Populationsverteilungen in magnetischen Unterzuständen erreicht werden. Damit ist es möglich, durch Absorption von zirkular–polarisiertem Licht große atomare Polarisationen zu erreichen [16].

Wenn der Grundzustand von ^{3}He polarisiert ist, dann ist auch der Kern polarisiert, da das Atom in einem J = 0–Zustand ist. Die Anwendung von optischem Pumpen direkt auf den Grundzustand ist nicht praktisch ausführbar, da die Frequenz im ultra-violetten Bereich liegt. Deshalb werden einige ^{3}He–Atome durch einen radiofrequenten Übergang in einen metastabilen 2^3S_1–Zustand gebracht. Dieses geschieht in einem homogenen Magnetfeld $\vec{B}$, das die Quantisierungachse des Spins definiert.

Der metastabile Zustand wird dann durch zirkularpolarisiertes Laserlicht vom $2^3S_1 \rightarrow 2^3P_O$ angeregt, welcher darauf durch Photonenemission in die durch elektro-magnetische Übergänge erlaubten Zustände zerfällt. Wiederholte Absorption und Emission bildet eine erhöhte Populationsverteilung in den magnetischen Unterzuständen des metastabilen Atoms aus, mit dem Ergebnis, daß die metastabilen Zustände polarisiert werden.

Die Polarisation wird dann durch Kollisionen an die ^{3}He–Atome im Grundzustand übergeben. Diese Kollisionen verändern den Spin der daran beteiligten Atome nicht, sondern die Atome tauschen die Anregung der Elektronenwolke aus. Dieses wird „Metastability Exchange“ genannt.

2.2.2 Gradient des Haltefeldes

Relaxation, die Depolarisierung der Atome, kann bei ^{3}He–Atomen im Grundzustand wegen der schwachen Kopplung des Kerndrehmomentes an externe Störungen extrem langsam vor sich gehen. Relaxationszeiten der Größenordnung von Stunden sind nicht selten [17].

Bei Relaxation unterscheidet man zwischen der Wechselwirkung zweier Dipolmomente benachbarter Atome (Spin–Spin–Relaxation) und der Kopplung des Spins an externe Einflüsse (Spin–Lattice–Relaxation), wobei der zweite Fall der führende ist.

Spin-Relaxation wird durch den Gradienten im Magnetfeld und durch Kollisionen, die die Orientierung der Atome ändern, ausgelöst. Gradienten im Magnetfeld führen zu einer Depolarisierung der Atome, weil deren Spin um die Hauptfeldrichtung präzediert. Wenn im magnetischen Haltefeld ein Gradient existiert, der sich über das gesamte Volumen des Targets erstreckt, werden die Atome, die durch die Pump- und die Targetzelle diffundieren, ein effektives, zeitlich veränderliches Magnetfeld sehen, das ihre Orientierung beeinträchtigt.

Einer Untersuchung von Schearer und Walter [18] zufolge ist die Relaxationsrate aufgrund kleiner transversaler Gradienten in einem Haltefeld in z–Richtung

$$\frac{1}{t_g} \equiv \frac{\langle v^2 \rangle}{3} \frac{|\vec{\nabla} B_x|^2 + |\vec{\nabla} B_y|^2}{B_0^2} \left(\frac{\tau_c}{1 + \omega_0^2 \tau_c^2} \right).$$

wobei:

$B_0 \equiv$ Haltefeld
$\tau_c \equiv$ Zeit zwischen Atomkollisionen
$\omega_0 = \gamma B_0 \equiv$ Lamorfrequenz
$\gamma(^3\mathrm{He}) = 3.24\,\mathrm{kHz/G}$
$\tau_c(300\,^\circ K) = (2.2 \pm 0.2) \times 10^{-7} p^{-1}\,\mathrm{sec}$
$p \equiv$ Druck
$\langle v^2 \rangle = \frac{3kT}{m} \equiv$ quadratisches Mittel der thermischen Geschwindigkeit der Atome

Aus der Formel kann berechnet werden, daß bei einem Druck von $p = 0{,}4\,\mathrm{mm}$ und einem $B_0 = 60\,\mathrm{G}$ eine angestrebte Relaxationszeit von $500\,\mathrm{s}$ mit einem von den tarnsversalen Gradienten abhängigen Faktor

$$g_\perp = \left\langle \frac{|\vec{\nabla} B_\perp|^2}{|\vec{B}|^2} \right\rangle = 0,01\,\mathrm{m}^{-2}$$

erreicht wird. Vorherige Experimente mit einen vergleichbaren Target haben gezeigt, daß bei einem Feld der magnetischen Flußdichte $B = 20\,G$ ein Gradient von $20\,\mathrm{mG/cm}$ toleriert werden kann [17], was mit dem berechneten Faktor $g_\perp$ übereinstimmt.

2.2.3 Der Winkel zwischen Polarisierungsachse und Strahlachse

Die Ausrichtung des Polarisierungsvektors des Targets geschieht mit Hilfe des Haltefeldes, das die Quantisierungsachse darstellt und durch die Targethaltespulen erzeugt wird. In transversaler Ausrichtung entlang der y–Achse sollte deshalb im Koordinatensystem der HERA–Maschine keine B_z–Feldkomponente geben und jede Abweichung vom idealen Winkel führt zu einem Fehler in der Asymmetriemessung [20]. Dies gilt besonders bei der Bestimmung von $g_2^n(x, Q^2)$, da dort der aus der Kinematik stammende Faktor um bis zu einer Größenordnung kleiner ist als der Faktor für die Bestimmung von $g_1^n(x, Q^2)$. Das wird aus folgender Abschätzung klar:

Unter der Annahme der Mittelwerte $\langle y \rangle$ = 0,4 und $\langle Q^2 \rangle$ = 3 GeV und bei einer Strahlenergie von E = 27,5 GeV folgt ν = 11 GeV und γ^2 = 0,025. Das Verhältnis der beiden spinabhängigen Strukturfunktionen g_1^n/g_2^n ist von x abhängig, um eine obere Grenze zu finden nimmt man die ungünstigste Situation bei g_1^n = -0,2 und g_2^n = 0,1 und für den Azimutwinkel $\langle \Phi \rangle$ = 70 mrad und betrachtet man den transversalen Fall, so ergibt sich aus der oben angegebenen Formel:

$$\frac{d^3(\sigma(\alpha) - \sigma(\pi + \alpha))}{dxdyd\Phi} \sim k \cdot [\cos\alpha \cdot (-0,16) - \sin\alpha \cdot (0,0113)]$$

$\alpha + \Delta\alpha$[mrad]	$\frac{d^3(\sigma(\alpha)-\sigma(\pi+\alpha))}{dxdyd\Phi}$	rel. Fehler($\Delta\alpha$)
$\frac{\pi}{2} + 0$	-0,0113	
$\frac{\pi}{2} + 5$	-0,0121	0,07
$\frac{\pi}{2} + 10$	-0,0129	0,14
$\frac{\pi}{2} + 20$	-0,0145	0,28
$\frac{\pi}{2} + 30$	-0,0161	0,42
$\frac{\pi}{2} + 40$	-0,0177	0,57
$\frac{\pi}{2} + 100$	-0,0272	1,41

Tabelle 2.1: *Relativer Fehler bei der Messung von $A_\perp$ durch ein $\Delta\alpha$*

Soll der Feher der Ausrichtung nicht größer weden als der aus dem technischen Report des HERMES–Experimentes [15] stammende mittleren statistischen Fehler $\delta g_2^n \simeq$ 0,35, so darf die Ausrichtung des transversalen Targethaltefeldes nicht mehr als 20 mrad von 90° abweichen.

2.3 Die Maschinenstrahlen

2.3.1 Magnetfehler

In diesem Kapitel soll der Einfluß extrener Magnetfeldern auf die Strahloptik diskutiert werden [21]. Aus der Sicht des Beschleunigers ist der HERMES-Spektrometermagnet bzw. sein Streu- und Restfeld in den Kanälen der Septumplatte eine Störung der Umlaufbahn dar.

2.3.1.1 Die Wirkung störender Dipolfelder

Nimmt man ein störendes Dipolfeld der Stärke ΔB an, das über die Länge l wirkt, so ändert dieses Feld den Winkel der Teilchenbahn um den Betrag

$$\Delta x' = \frac{e}{p}\,\Delta B \cdot l.$$

Bei nicht zu großen Längen l kann man die Störung durch eine lokale Winkeländerung, gemessen in der Mitte des Störfeldes bei $l/2$, beschreiben. Man kann also eine infinitesimal kurze Störung ansetzen und dadurch die Rechnung wesentlich vereinfachen.

Vor dem Störfeld läuft das Teilchen exakt auf dem Orbit, d.h. sein Bahnvektor hat den Wert $\{x, x'\} = \{0, 0\}$. Unmittelbar hinter dem Störfeld setzt das Teilchen seine Bewegung unter dem Winkel $\Delta x'$ gegen den Orbit fort. Sein Bahnvektor ist jetzt $\vec{x} = \{0, \Delta x'\}$. Das führt wegen der Teilchenfokusierung zu Betatron–Schwingungen. Es ist eine fundamentale Eigenschaft der Strahloptik, daß die Wirkung einer Feldstörung mit der Betafunktion ansteigt.

Bei einem Ringbeschleuniger läuft der Strahl bei jedem Umlauf wieder durch das selbe Störfeld und wird jedes Mal um den selben Winkel abgelenkt. Nach vielen Umläufen stellt sich ein stabiler Gleichgewichtszustand ein, der einen neuen gestörten Orbit ergibt. Es gibt im Prinzip eine ortsfeste Betatronschwingung um den idealen, ungestörten Orbit mit Phasen- bzw. Winkelsprung an der Stelle der Störung. Im Gleichgewichtszustand hat der gestörte Orbit am Ort z_0 eine Ablage x gegen den idealen Orbit. Sein Winkel ist unmittelbar vor der Störung $x' - \Delta x'$ und unmittelbar dahinter x'. Die Bahn startet also vom Ort z_o mit einem Bahnvektor $\{x, x'\}$ und tritt nach einem vollen Umlauf mit einem Bahnvektor $\{x, x' - \Delta x'\}$ wieder in das Störfeld ein, das als verschwindend kurz angenommen wird. Der gestörte Orbit läßt sich also durch

$$\begin{pmatrix} x \\ x' - \Delta x' \end{pmatrix} = M_U \cdot \begin{pmatrix} x \\ x' \end{pmatrix}$$

transformieren. Eine Lösung für den Anfangsvektor ist

$$
\begin{aligned}
x &= \Delta x' \frac{\beta(z_0)}{2 \ \tan \pi Q} , \\
x' &= \frac{\Delta x'}{2} \left(1 - 1\frac{\alpha(z_0)}{\tan \pi Q}\right)
\end{aligned}
$$

Auf diesen Anfangsvektor läßt sich mit Hilfe der bekannten Transformationsmatritzen der gestörte Orbit an jedem Ort auf dem Umfang errechnen. Man sieht sofort, daß der gestörte Orbit über alle Grenzen wächst, wenn sich der Arbeitspunkt Q einer ganzen Zahl nähert. Im allgemeinen hat man viele derartige Störungen um den Ring. Dabei kann es zu erheblichen Orbitverschiebungen kommen, die durch geeignet verteilte, kleine Korrekturmagnete wieder kompensiert werden können.

2.3.1.2 Wirkung störender Quadrupolfelder

Wenn ein Quadrupol den Gradienten $g = \partial B_y/\partial x$ hat, herrscht am Orbit das Feld

$$
\begin{pmatrix} \Delta B_x \\ \Delta B_y \end{pmatrix} = g \begin{pmatrix} \Delta y \\ \Delta x \end{pmatrix}
$$

Darauf ergibt sich in den beiden Ebenen der Ablenkwinkel

$$
\begin{pmatrix} \Delta x' \\ \Delta y' \end{pmatrix} = \frac{e}{p} \ l \begin{pmatrix} \Delta B_y \\ \Delta B_x \end{pmatrix} = \frac{e}{p} \ g \ l \begin{pmatrix} \Delta x \\ \Delta y \end{pmatrix} = k \ l \begin{pmatrix} \Delta x \\ \Delta y \end{pmatrix}
$$

Dieses Feld bewirkt also wie bei einer Dipolstörung eine Winkeländerung der Bahn in beiden Ebenen. Das führt ebenfalls zu einem gestörten Orbit.

Ein Fehler des Gradienten g im Quadrupol verändert die Fokussierung und damit den Arbeitspunkt an einem Ringbeschleuniger. Außerdem ist dadurch auch die Betafunktion um den Ring verändert. Die Arbeitspunktverschiebung ΔQ, die ein Quadrupol mit einer endlichen Länge l und einem Fehler Δk hervorruft, beträgt

$$
\Delta Q = \frac{1}{4\pi} \int_{z_0}^{z_0+l} \Delta k \beta(z) dz
$$

Die Formel gilt nur für sehr kleine Quadrupolfehler Δk. Die durch einen Fehler Δk hervorgerufene Änderung der Betafunktion am Ort z_0 ist

$$
\Delta\beta(z_0) = -\frac{\beta_0}{2 \sin 2\pi Q} \int_{z_0}^{z_0+l} \Delta k(z)\beta(z) cos[2(\Psi(z) - \Psi_0) - 2\pi Q] dz
$$

Es folgt wieder, daß $\Delta\beta$ über alle Grenzen hinweg wächst, wenn $sin(2\pi Q)$ gegen Null geht.

2.3.1.3 Einschränkung der dynamischen Apertur durch Sextupole

Die für die Kompensation der Chromatizität erforderlichen Sextupolmagnete haben leider auf das dynamische Verhalten des Strahles auch nachteilige Effekte. Im wesentlichen liegt dieses an der Tatsache, daß die Sextupole mit ihrem quadratischen Feldverlauf nichtlineare Kräfte auf die Teilchen ausüben, die zu anharmonischen Betatronschwingungen führen. Deren Frequenz und damit auch der Arbeitspunkt sind dann abhängig von der Amplitude der Schwingungen. Auf diese Weise können nichtlineare Resonanzen entstehen, die ab einer gewissen Betatronamplitude einen plötzlichen Teilchenverlust hervorrufen. Teilchen mit Sollimpuls p_0 aber großer Schwingungsamplitude werden daher durch die Sextupolfelder so beeinflußt, daß keine stabilen Bahnen über beliebig viele Umläufe mehr möglich sind. Hier hat man das Phänomen der „chaotischen Teilchendynamik“ . Eine analytische Behandlung dieses nichtlinearen Problems ist nicht möglich.

2.3.2 Grenzwerte für die Restfelder

Aufgrund der im vorherigen Abschnitt angesprochenen Auswirkungen der Multipolfehler eines Magneten wurden von der die Maschine betreuende Gruppe [22] Toleranzen für die Feldintegrale im Bereich des HERMES–Detektormagneten, die auf die Strahlen wirken, abgeschätzt. Dabei wurden folgende Zusammenhänge genutzt:

$$\begin{aligned} \theta &= \frac{x}{\beta} = \frac{e}{p}\int B dl \\ b_3 &= \frac{x^2 \int B'' dl}{\int B dl} \end{aligned}$$

wobei:

$$\begin{aligned} \theta &\equiv \text{Ablenkwinkel aufgrund der Störung} \\ x &\equiv \text{Ablage} \\ \beta &\equiv \text{Betafunktion} \\ p &= \frac{E}{c} \equiv \text{Impuls der Strahlteichen} \\ b_3 &\equiv \text{Sextupolkomponete} \end{aligned}$$

Protonenstrahl

- Dipolkomponente
  Eine Dipolkomponente im Geradenstück Ost, die nicht lokal kompensiert wird, soll in ihrer Wirkung auf eine 2 mm Closed Orbit Störung begrenzt sein. Mit $\beta = 50\,\mathrm{m}$ und bei $E = 40\,\mathrm{GeV}$ (Injektionsenergie) folgt

$$\int B dl \;\leq\; 50\,\mathrm{G}\cdot\mathrm{m}.$$

- Sextupolkomponete
  Annahme: Der Sextupol darf doppelt so stark sein wie der maximal zu erwartende Sextupolanteil einer F0D0[1]–Halbzelle. Mit $b_3 = 3\cdot 10^{-4}$, $x = 25\,\mathrm{mm}$, $\theta = 15\,\mathrm{mrad}$ und bei $E = 40\,\mathrm{GeV}$ folgt

$$4 \times x^2 \int B'' dl \;\leq\; 24\,\mathrm{G}\cdot\mathrm{m}.$$

Elektronenstrahl

- Dipolkomponente
  Auch hier soll die Wirkung auf eine 2 mm Closed Orbit Störung begrenzt sein. Bei einer Strahlernergie $E = 12\,\mathrm{GeV}$ folgt

$$\int B dl \;\leq\; 20\,\mathrm{G}\cdot\mathrm{m}.$$

- Sextupolkomponete
  Das Sextupolfeld darf nicht größer sein als die Feldfehler von 2 Standard -Dipolen. Mit $b_3 = 4\cdot 10^{-4}$, $x = 25\,\mathrm{mm}$, $\theta = 15\,\mathrm{mrad}$ und bei $E = 12\,\mathrm{GeV}$ folgt

$$x^2 \int B'' dl \;\leq\; 2{,}4\,\mathrm{G}\cdot\mathrm{m}.$$

  Da es in der Elektronenmaschine selbst Sextupolmagnete gibt, deren Fehler größer sind, kann auch ein Feldintegral der Sextupolkomponente

$$x^2 \int B'' dl \;\leq\; 10\,\mathrm{G}\cdot\mathrm{m}.$$

  toleriert werden [23].

---

[1] Eine Anordnung aus <u>f</u>okussierenden und <u>d</u>efokussierenden Quadrupolen, zwischen denen eine Strecke ohne nennenswerte Fokussierung liegt, die mit <u>0</u> bezeichnet wird.

2.3.3 Lokale Orbitbeulen

Ist der Einfluß des Targethaltefeldes oder des Streu- und Restfeldes auf die durch das Experiment gehenden Strahlen trotz Abschirmung größer als die Grenzwerte, ist es erforderlich, die transversale Position des Strahls im Bereich des Targets gezielt zu verschieben. Dazu benutzt man sogenannte „Orbitbeulen“ die die Stahllage wohldefiniert verschieben, ohne den Rest des Ringes zu beeinflussen. Die Strahlverschiebung wird durch kleine zusätzlich in den Ring installierte Dipolmagnete bewirkt, die als Steuer- oder Korrekturspulen bezeichnet werden [21].

Im HERMES–Targetbereich wird durch die Targethaltespulen der Strahl abgelenkt. Diese mögliche Ablenkung durch das Dipolfeld der Spulen in y–Richtung ist größer als von der Maschinengruppe toleriert. Sie wird deshalb mit Hilfe einer Orbitbeule kontrolliert.

Die verbreitetste dieser Beulen ist diejenige, die aus 3 Spulen, Korrekturspule 1 (KSp1), Korrekturspule 2 (KSp2) und Korrekturspule 3(KSp3), besteht.

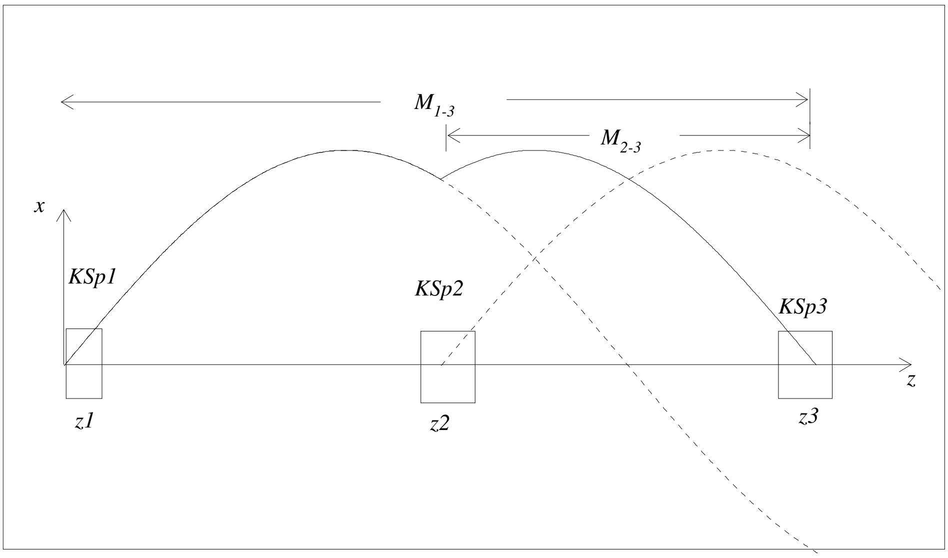

Abb. 2.4: *Geschlossene Orbitbeule bestehend aus 3 Korrektur–Spulen*

Die 1. Korrekturspule (KSp1) lenkt den Strahl um den Winkel κ_1 ab. An der Stelle z_3 hat die Bahn dadurch den Bahnvektor

$$\vec{x}_{1\to3} = M_{1\to3}\begin{pmatrix} 0 \\ \kappa_1 \end{pmatrix},$$

wobei $M_{1\to 3}$ die Transformation von z_1 nach z_3 angibt. Da die Position der Steuerspulen im Prinzip beliebig gewählt werden können, hat die so erzeugte Orbitstörung bei z_3 im allgemeinen sowohl die Ablage x_2 wie einen Winkel $x'_3 = \kappa_3$ gegen den idealen Orbit. Daher wird mit der 2. Steuerspule (KSp2) eine weitere Störung des Orbits überlagert, die für sich allein bei z_3 den Bahnvektor

$$\vec{x}_{2\to 3} = M_{2\to 3} \begin{pmatrix} 0 \\ k_2 \end{pmatrix}$$

erzeugt. Dabei ist $M_{2\to 3}$ die Transformationsmatrix von z_2 nach z_3. Beide Ablenkungen zusammen werden so eingestellt, daß bei z_3 die Ablage verschwindet und der verbleibende Bahnwinkel mit dem Ablenkwinkel κ_3 der Korrekturspule (KSp3) kompensiert wird. Damit erhält man die folgende Beziehung:

$$\begin{aligned}
\vec{x_3} &= M_{1\to 3} \begin{pmatrix} 0 \\ \kappa_1 \end{pmatrix} + M_{2\to 3} \begin{pmatrix} 0 \\ \kappa_2 \end{pmatrix} \\
&= \begin{pmatrix} a_{11} & a_{12} \\ a_{21} & a_{22} \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} 0 \\ \kappa_1 \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} b_{11} & b_{12} \\ b_{21} & b_{22} \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} 0 \\ \kappa_2 \end{pmatrix} \\
&= \begin{pmatrix} a_{12}\kappa_1 + b_{12}\kappa_2 \\ a_{22}\kappa_1 + b_{22}\kappa_2 \end{pmatrix}
\end{aligned}$$

Mit der Beziehung

$$\vec{x_3} = \begin{pmatrix} 0 \\ -\kappa_3 \end{pmatrix}$$

folgen die Bestimmungsgleichungen.

$$\begin{aligned}
a_{12}\kappa_1 + b_{12}\kappa_2 &= 0 \\
a_{22}\kappa_1 + b_{22}\kappa_2 &= -\kappa_3
\end{aligned}$$

Im Falle der HERMES–Targetbeule wird der Ablenkwinkel κ_2 durch das transversale Targethaltefeld B_y vorgegeben:

$$\kappa_2 = x'_2 = \frac{e}{p} B_y \cdot l$$

Damit können die beiden anderen Spulenstärken $B_{Korrekturdipol}$ und $B_{Korrekturspule}$ aus den Bestimmungsgleichungen berechnet werden. Die Elemente a_{ij} und b_{ij} werden mit Hilfe der Transformationsmatrix M aus den optischen Funktionen an den Orten z_1, z_2 und z_3 ermittelt.

$$M = \begin{pmatrix} \sqrt{\dfrac{\beta}{\beta_0}}(\cos\Psi + \alpha_0 \sin\Psi) & \sqrt{\beta\beta_0}\sin\Psi \\ \dfrac{(\alpha_0 - \alpha)\cos\Psi - (1 + \alpha_0\alpha)\sin\Psi}{\sqrt{\beta\beta_0}} & \sqrt{\frac{\beta_0}{\beta}}(\cos\Psi - \alpha\sin\Psi) \end{pmatrix}$$

Kapitel 3

Meßmethoden für magnetische Felder

3.1 Meßsonden für magnetische Felder

3.1.1 Hallsonden

E. H. Hall entdeckte 1879, daß sich in einem stromdurchflossenen metallischen Leiter in einem transversalen Magnetfeld entgegengesetzt zur Lorentzkraft eine Spannung im rechten Winkel zu Feld und Strom aufbaut [24]. Die Hallspannung U_H ist proportional zum Strom I und zur Komponente des Magnetfeldes, die senkrecht auf dem Leiter steht und umgekehrt proportional zur Dicke d

$$U_H = \frac{R_H}{d}\, I \cdot B_\perp$$

$$R_H \equiv \text{materialabhängiger Hallkoeffizient}$$

Es ist eine einfache und schnelle Meßmethode mit einer sehr kleinen und robusten Meßapparatur, die für Gleichfelder wie auch Wechselfelder geeignet ist. Die erreichbare Genauigkeit liegt etwa bei $5 \cdot 10^{-5}$. Die Hallsonde erlaubt instantane Punktmessungen, womit eine Aufnahme eines schnell wechselnden Feldes möglich ist. Trotzdem gibt es einige Faktoren, die für die mögliche Genauigkeit eine Grenze bilden.

Die Genauigkeit wird im wesentlichen begrenzt durch die Temperaturabhängigkeit der Hallspannung, die wiederum von der Stärke des Magnetfeldes abhängt. Man muß entweder die Temperatur der Sonde stabilisieren oder die Temperatur messen und den Meßwert anhand eine Kalibrationskurve korrigieren. Weiter Korrekturen sind erforderlich aufgrund der Tatsache, daß auch der Hallkoeffizient R_H vom Betrag des Magnetfeldes abhängig ist.

3.1.2 Kernresonanz

Die Kernresonanztechnik wird häufig nicht nur zu Kalibrationszwecken, sondern auch zu hochgenauen Feldmessungen verwendet. Sie reduziert die Feldmessung auf eine präzise Frequenzmessung, die unabhängig von Termperaturveränderungen ist, und für die man ohne weiteres Genauigkeiten von 10^{-9}erreicht. Auf dem Markt gibt es kommerzielle Geräte in einer Bandbreite von 0,045 T bis 13 T mit einer Genauigkeit von besser als 10 ppm. Das Meßprinzip besteht aus einer von einer Spule umgebenen Wasserprobe, die von einem Hochfrequenzgenerator versorgt wird. Die Präzessionsfrequenz der Wasserstoffkerne der Probe wird durch Resonanzabsorption gemessen. Die gemesse Frequenz ω ist direkt proportional zur Stärke des Magnetfeldes B_0

$$\omega = \gamma\ B_0$$

mit dem Faktor γ, dem gyromagnetische Verhältnis. Es gilt für Wasserstoff(H) und Deuterium(d)

$$\begin{aligned} \gamma_H &= 4257,608\,\mathrm{Hz/G} \\ \gamma_d &= 653,569\,\mathrm{Hz/G} \end{aligned}$$

Das magnetische Feld wird mit einer langsamen Frequenz moduliert, um die Resonanzfrequenz festzustellen. Der Vorteil dieser Methode ist ihre sehr hohe Genauigkeit, nur begrenzt durch den Fehler des gyromagnetischen Verhältnisses, und die Linearität des Systems. Der größte Nachteil des System ist, daß die Meßmethode sehr homogene Magnetfelder voraussetzt. Man setzt häufig eine kleine Kompensationsspule für den Gradienten um die Probe ein, um in leicht inhomogenen Feldern zu messen. So kann man eine Korrektur eines Gradienten von 0,2 T/m erreichen [25].

3.1.3 Induktionsspulen

Die Spulenmeßmethode ist besonders für Messungen in Strahlführungsmagneten geeignet, wo man eine präzise Messung des Feldintegrals $\int \vec{B} d\vec{l}$ entlang der Teilchenbahn anstrebt [26]. Diese Technik gründet sich auf das Faraday'schen Induktionsgesetz, welches die Spannung, die in einer Spule induziert wird, mit der Änderungsrate des magnetischen Flusses durch diese Spule verbindet.

$$U_{ind} = -\frac{\partial}{\partial t}\ \phi = -\frac{\partial}{\partial t} \int\limits_{Coil} \vec{B}\ \cdot\ d\vec{S}$$

Wird ein geraden Leiter der Länge l betrachtet, der parallel zu der Magnetachse mit der konstanten Geschwindigkeit ω in der Entfernung r rotiert. Da der Draht während der Rotation die radiale Komponente der magnetischen Flußdichte B_r schneidet, wird ein Fluß in dem Draht induziert.

$$\phi = -\omega \; r \; B_r \; l$$

Daraus wird nach Multipolentwicklung von B_r

$$\phi = -\omega \; l \; \sum_{m=1}^{\infty} B_{ref} \left[\frac{r}{r_{ref}} \right]^m [-a_m \cos(m\theta) + b_m \sin(m\theta)]$$

Der induzierte Fluß im Draht hat die Form eines skalaren Potentiales ϕ. Daraus lassen sich die Multipolkoeffizienten a_m und b_m durch eine Fourieranalyse bestimmen. Diese Methode hat den Vorteil, daß es möglich ist, gleichzeitig Informationen über die Stärke, die Qualität und die Geometrie des Magnetfeldes zu bekommen. Andererseits benötigt sie einen sorgfältigen Aufbau und eine genaue Analyse.

3.2 Meßmaschinen

Um eine präzise und reproduzierbare Handhabung der Meßsonden auch bei einer Vermessung größerer Volumen zu gewährleisten, werden diese häufig auf Positioniereinheiten gelagert und computerauslesbar gemacht. Eine solche Meßmaschine für die Dimensionen und Anforderungen der Vermessung des HERMES–Magneten war bei DESY nicht vorhanden. Es gab zwei Möglichkeiten ein solche Maschine zu leihen:

1. Die Magnetvermessungsmaschine des *Laboratoire de mesures de champs magnetique* des *Laboratoire National Saturne* in Saclay, Frankreich und

2. die Maschine der Magnetvermessungsgruppe der *Gesellschaft für Schwerionenforschung mbH* in Darmstadt.

3.2.1 Die Saclay–Maschine

Die Saclay–Maschine mißt das Magnetfeld in vertikaler Richtung (B_y) mit bis zu 98 Hallsonden, die in einem Abstand von Δx =20 mm auf einem 2 m langen Träger quer zur Bewegungsrichtung (z–Achse) montiert sind. Dieser Träger ist auf einem Schlitten befestigt, der sich mit einer Genauigkeit von 4/100 mm waagrecht auf Schienen bewegt. Die Positionsbestimmung erfolgt anhand der in das Gleis eingelassenen Stifte, an diesen Stiften zieht sich auch der pneumatische Antrieb des Schlittens in einer Schrittweite von Δz =20 mm vorwärts. Der Träger ist in mehrere Abschnitte unterteilt, die mit Heizspulen temperiert und per Hand nachgeregelt werden. Die Steuerung des Antriebes und das Auslesen der Hallsonden geschieht durch einen PC.

Mit dieser Maschine kann mit einer absoluten Genauigkeit von 0,1 G und einer Reproduzierbarkeit von 0,01 G das B_y–Feld gemessen werden [27].

Die Schwächen des Meßsystemes sind:

- Es ist nur möglich, die B_y–Komponente des Feldes zu messen.
- Eine Positionierung ist ohne großen Aufwand nur in dem fest vorgegebenen Raster in einer Ebene möglich.
- Man kann nur in waagerechter Lage der Schiene fahren, ohne die Stifte mechanisch zu beschädigen und an Positioniergenauigkeit zu verlieren.

3.2.2 Die GSI–Maschine

Mit der GSI–Maschine ist es möglich, Magnetfeldkarten der 3 Feldkomponenten in einem Volumen von 2,7 m x 1,0 m x 1,0 m herzustellen. Ihre Hauptkomponenten sind die aus Granit bestehende Positioniereinheit, der bis zu 4 m lange Sondenarm und der 3D–Sondenkopf. Die Positioniereinheit besteht aus einer Granittischplatte auf einem Gerüst aus Metall. Ein Luftkissen läßt den Turm aus Granit reibungslos und erschütterungsfrei auf der Granitplatte gleiten. Der Turm wird in der z–Richtung durch 2 synchronisierte Servomotoren an Drahtseilen und in x–Richtung ebenso wie die Halterung des Meßarms in y–Richtung mit jeweils einem Servomotor bewegt.

Der Turm selbst kann per Servomotor um die y–Achse sowie der Arm um die x- und z–Achse per Hand gedreht werden, um die Ausrichtung des Sondenkopfes zu gewährleisten. Die Bewegung des Turmes wird mit Linear- und Winkelencodern mit einer Auflösung von 2 μm oder 0,02 mrad überwacht.

Der Sondenarm besteht aus stufenförmig sich verjüngenden Zylindern aus kohlefaserverstärktem Kunststoff. Der Sondenkopf enthält 3 in einem Abstand von 1 cm orthogonal zueinander angeordnete Hallsonden der Firma Siemens (SBV 613). Der Sondenkopf ist auf 0,1 K temperaturstabilisiert und die Sonden sind, mit einer Genauigkeit von $\frac{\Delta B}{B} < 1 \cdot 10^{-4}$, gegen eine Kernresonanz (NMR) kalibriert.

Mit einem Spiegel an der Stirnseite des Sondenkopfes kann dieser relativ zu einer Referenzachse per Autokollimation ausgerichtet werden. Die inneren Winkel der Hallsonden zum Spiegel sind mit einer Genauigkeit von $\frac{\Delta\phi}{\phi} < 1 \cdot 10^{-5}$ gemessen worden. Die Servomotoren werden über ein programmierbares Motorkontrollsystem über eine RS-232–Schnittstelle gesteuert. Der Steuerrechner, eine PDP11, liest über ein IEC–Bus–Interface die digitalen

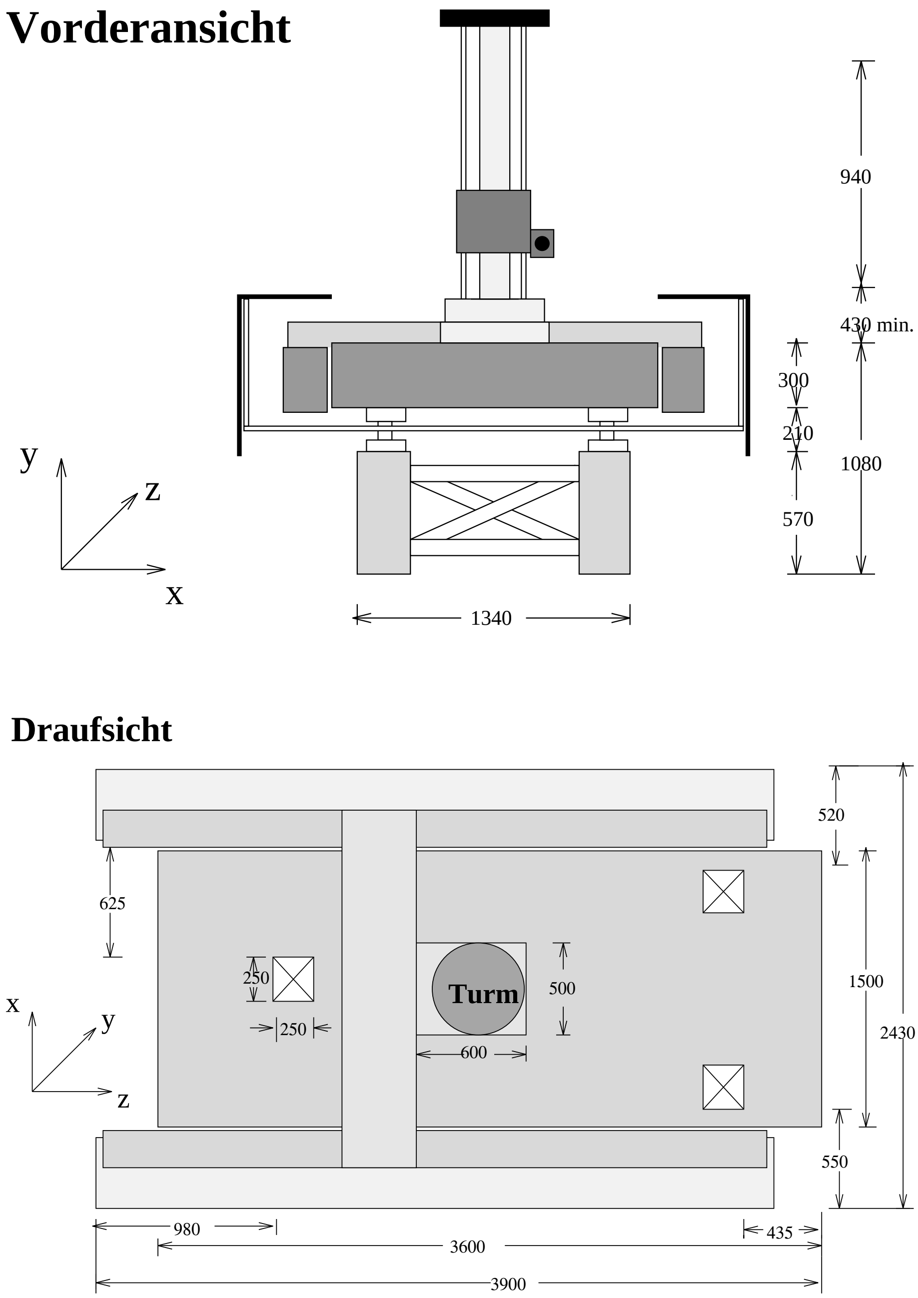

Abb. 3.1: *Schematische Darstellung der GSI–Maschine*

Voltmeter und mögliche Referenzsonden oder den Shunt des Netzgerätes des Magneten aus.

Die Messung wird entlang gerader Bahnen („Pfeilen") ausgeführt, die parallel zu einer Achse mit der Geschwindigkeit von ca. 18 mm/s gefahren werden. Jeder Ausgangspunkt eines Pfeils in einer Startebene muß in eine Datei eingetragen werden. Es können bis zu 100 Ausgangspunkte und ihre Länge in diese Datei eingetragen und damit ein Volumen bestehend aus 100 Pfeilen gemessen werden. Dabei mißt das Voltmeter die Hallspannung während der Fahrt jeweils in einem Zeitfenster von 20 ms und mittelt über diese Werte. Bis zu 500 Meßwerte für die Hallspannung werden pro Pfeil gespeichert und am Ende des Pfeils in der Einheit Volt in eine Datei geschrieben. Aufgrund des kleinen Speichers der PDP11 werden diese Daten auf einem anderen Rechner (z.B. VAX) transferiert und dort von einem Rechnerprogramm in die magnetischen Flußdichten $B_i, i = (x, y, z)$ umgerechnet. Dabei können auch die Integrale $\int B_i dx_i$ jedes Pfeils bestimmt werden [28].

Das Meßsystem besitzt folgende Schwächen:

- Da es eine Vorzugsmeßrichtung aufgrund des Zeitfensters gibt, kann nur in dieser gemessen und danach ohne zu messen in die Startebene zurückgefahren werden. Dadurch dauert die Messung fast doppelt so lange.

- Das Eintragen der Startkoordinaten jedes Pfeiles in eine Datei limitiert das Volumen und kann zu Fehlern führen, die z.B. bei einem Vorzeichenwechsel in einer der Startkoordinaten fatale Folgen haben können, wenn der Sondenkopf gegen den Magneten fährt.

- Meßwerte können während der Messung nicht angezeigt werden, und es gibt damit keine sofortige Aussage über Meßfehler oder Stromschwankungen.

- Es gibt keine unabhängige Messung der Drehung des Sondenkopfes um die z–Achse und damit für die Orientierung der Sonde, außer es wird ein vollständig senkrechtes B_y–Feld voraus gesetzt, und B_x minimiert.

3.3 Konstruktion der Magnetvermessungsmaschine (MVM)

Wie im Kapitel 2 beschrieben, bleiben nach der Messung des Spektrometerfeldes noch 2 wichtige Teilprobleme zu untersuchen. Dieses sind

1. Die Messung des Restfeldes in den Kanälen der Septumplatte und des Feldes der sich darin befindenden Korrekturspule, d.h. den Einfluß des Spektrometerfeldes auf die durch das Experiment gehenden Strahlen der HERA Elektronen- und Protonenmaschinen.

2. Ein exaktes Studium der Homogenität und der Ausrichtung des Feldes der Helmholtzspulen um das Target, die dessen Haltefeld erzeugen.

Eine Analyse des Meßproblems zeigt, daß im ersten Fall das Integral $\int B_y dz$ in Abhängigkeit von der Horizontalkoordinate x in den Kanälen zu bestimmen ist. Dies läßt sich mit einer um die z–Achse rotierenden Spule messen, die zentral in den Kanälen gelagert wird oder mit Hallsonden, die die Hauptkomponente des Magnetfeldes entlang der y–Achse bei x = 0 (Mitte des jeweiligen Kanales) und mindestens an 2 weiteren Orten mit $x \neq 0$ und $y = 0$ messen. Zur Bestimmung der Multipole ist die rotierende Spule das wesentlich genauere Meßinstrument.

Die zweite Messung erfordert das Abfahren eines Volumens bei gleichzeitiger Bestimmung von mindestens 2 Feldkomponenten. Hierzu können Hallsonden, die orthogonal zueinander angeordnet sind, und deren Position sehr genau bestimmt ist, verwendet werden.

Da durch den zum Zeitpunkt der Messung bereits weit fortgeschrittenen Aufbau des Experimentes der verfügbare freie Raum im Bereich des Targets stark eingeschränkt war, kam der Einsatz der GSI–Maschine nicht in Frage. Deshalb wurde ein eigenes Magnetmeßgerät gebaut, das auf dem an der GSI entwickeltem Grundkonzept aufbaut, und mit drei orthogonalen Hallsonden die drei Feldkomponenten am selben Ort zu messen erlaubt.

3.3.1 Meßprinzip

Das Meßprinzip entspricht dem der GSI–Maschine, wobei versucht wurde, als nützlich empfundene Eigenschaften zu übernehmen und Schwierigkeiten, die bei der Nutzung der GSI–Maschine aufgetreten sind, zu vermeiden.

Der Sondenkopf besteht aus 3 hintereinander eingebauten Hallsonden; er befindet sich am Ende eines Meßarmes, der mit Hilfe eines in 3 Achsen verfahrbaren Meßtisches bewegt werden kann. Der Meßtisch wird mit Spindeln bewegt, die durch Schrittmotore gedreht werden. Ein Steuerprogramm auf einem PC führt und kontrolliert die Bewegungen über eine Einsteckkarte und liest die Meßwerte der Sonden über ein IEC–Bus–Interface aus. So kann mit einer Verfahrgeschwindigkeit von 20 mm/s im Flug entlang einer Achse gemessen werden.

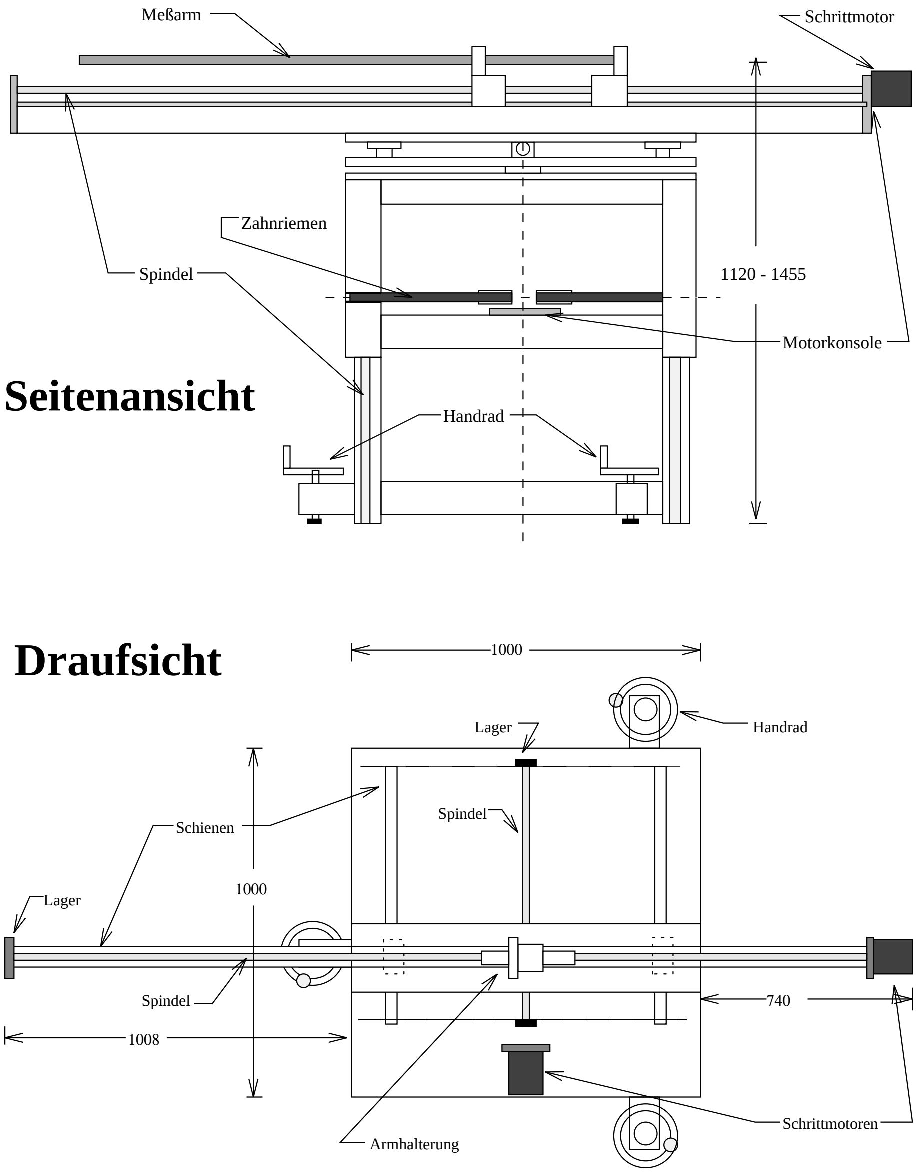

Abb. 3.2: *Schematische Darstellung der Magnetvermessungs–Maschine*

3.3.2 Auswahl der Komponenten

Zur Realisierung der Magnetvermessungsmaschine wurde mit Ausnahme des Positioniertisches auf industriell gefertigte Standardbauteile zurückgegriffen, die passend zur vorgesehenen Anwendung ausgesucht wurden.

3.3.2.1 Die Positioniereinheit

Den Positioniertisch hat die Firma Danfysik als vergrößerte Ausführung eines bestehenden Prototypes hergestellt. Der Verfahrbereich beträgt in z–Richtung maximal 2050 mm, in x–Richtung 650 mm und in y–Richtung 335 mm. Die lineare Bewegung in x- und z–Richtung wird durch Spindeln der Firma THK mit einer Steigung von 5 mm pro Umdrehung realisiert, die eine Kugelumlaufbuchse verschiebt. Für die y–Bewegung werden die gleichen Spindeln in den 4 Tischbeinen genutzt, die über einen Zahnriemen synchronisiert werden. Schrittmotoren der Firma Zebotronics mit 200 Schritten pro Umdrehung und einem Drehmoment von 2,2 Nm treiben jeweils eine der Achsen an, wobei in y–Richtung eine Untersetzung von 1:10 mit Hilfe eines Schneckengetriebes benötigt wird. Der Tisch selbst wird mit Hilfe von 3 Handrändern an den Füßen horizontal ausgerichtet und kann um den Mittelpunkt der Tischplatte in der xz–Ebene um ± 180 mrad gedreht werden. Hiermit ist eine optimale Ausrichtung auf das zu vermessende Objekt gewährleistet.

Ein Arm aus kohlefaserverstärktem Kunststoff (CFK), wird an 2 Aufnahmen am z–Antrieb befestigt. An seinem Ende kann der Sondenkopf befestigt werden. Der Sondenkopf (siehe Abb. 3.3) besteht aus einem Aluminiumträger in den in Abständen von 10 mm zueinander Aufnahmen für die 3 Hallsonden eingearbeitet worden sind. Die Hallplättchen liegen auf einer Parallelen zu der z–Achse, d.h. beim Verfahren in z–Richtung und einer Schrittweite von 10 mm werden alle 3 Feldkomponenten an exakt demselben Ort gemessen. Zur Ausrichtung des Sondenkopfes in bezug auf den Arm oder ein anderes Koordinatensystem ist ein Gelenk zwischen Arm und Sondenkopf montiert, durch das die Drehungen um die x- und die y–Achse entkoppelt werden, so daß dort eine Drehung um jeweils ca. 200 mrad möglich ist. Um die Ausrichtung des Sondenkopfes zu kontrollieren, ist an der Stirnfläche des Sondenkopfes ein Autokollimationsspiegel befestigt.

3.3.2.2 Steuer- und Leistungseinheit

Zur Steuerung der Schrittmotoren wird eine PC–Einsteckkarte der Firma Oregon Mirco System (OMS) benutzt. Sie ermöglicht es, 3 Achsen zu steuern und über einen Entcoder zu kontrollieren. Dabei ist es möglich, alle 3 Achsen gleichzeitig zu fahren und dabei linear zu interpolieren und durch zirkulare Interpolation zweier Achsen Kreisbewegungen auszuführen. Die Beschleunigung kann linear, exponentiell oder sinusförmig gewählt werden, und Eingaben werden in die vom Benutzer gewählte Einheit konvertiert. Die Karte ist in einem Erweiterungssteckplatz des PC untergebracht und wird über den

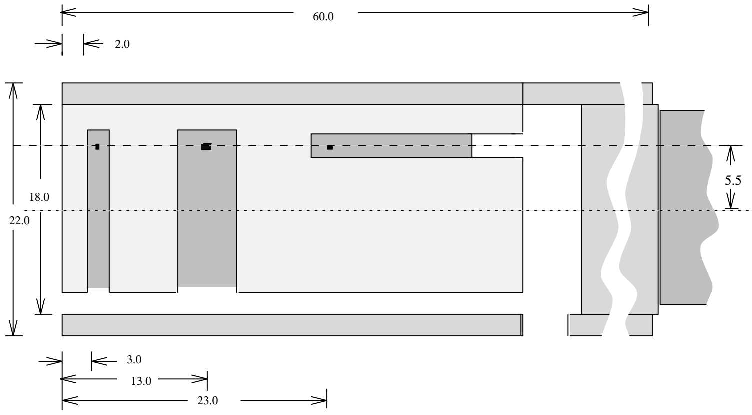

Abb. 3.3: *Schematische Darstellung des Hallsondenkopfes zur Messung in 3D*

Systembus mit einfachen ASCII–Befehle angesprochen.

Die Leistungseinheit besteht aus 3 Schrittmotorsteuerungs–Endstufen MSO-102 Mini der Firma Phytron Elektronik in einem 19”–Überrahmen. Diese können die Schrittmotore mit einem Strom von bis zu 10 A pro Phase versorgen und ermöglichen auf elektronischem Wege eine bis zu 20–fache Unterteilung der Schritte.

3.3.2.3 Hallsonden als Gaußmeter

Bei den Hallsonden fiel nach eigenen Tests mehrerer Anbieter die Wahl auf die Teslameter der Firma Group3. Diese stellen Miniatursonden in einen Träger der Größe 5 mm x 14 mm x 2 mm her, deren empfindliches Hallplättchen 1 mm x 0,5 mm groß ist. Die wichtigsten technischen Daten der Sonden sind:

Meßbereich	bis 3,0 T
kalibriert	bis 2,2 T
Auflösung	0,5 G in 30 kG
Präzision	±0,01 % des abgelesenen Wertes
	±0,006 % des gewählten Meßbereiches
Temperaturabhängigkeit	±10 ppm/K

Die Temperatur selbst wird mit einem Sensor gemessen und kann auch angezeigt werden. Die Langzeitstabilität beträgt 0,1 % pro Jahr. Linearitätsfehler und Temperatureffekte, die bei Hallsonden üblich sind, werden mit Hilfe einer in einem EPROM[1] gespeicherten Eichkurven korrigiert, bevor der gemessene Wert angezeigt wird. Es können sowohl Gleich - als auch Wechselfelder gemessen werden. Die Teslameter können über IEC–Bus–Interface ausgelesen werden.

[1]Abk. für Eraseable Programable Read-Only Memory, programmierbarer Festwertspeicher

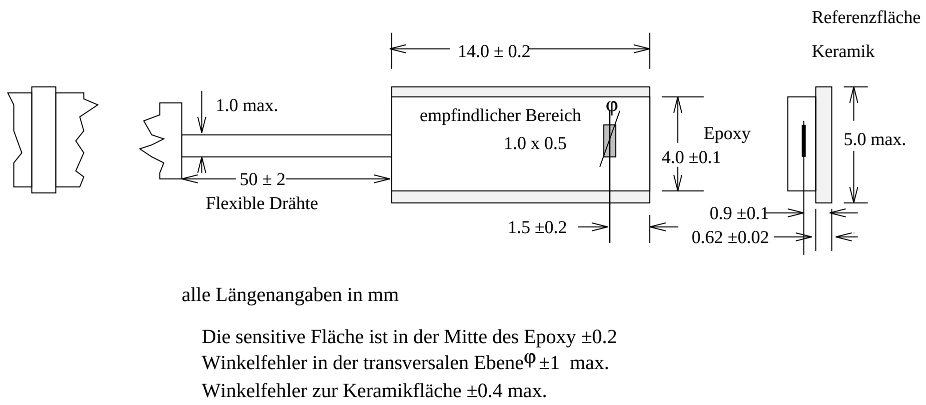

Abb. 3.4: *Schematische Darstellung der Group3–Hallsonde*

3.3.3 Steuerungsprogramm

Das Steuerungsprogramm wurde in der Programmiersprache C geschrieben. Es benutzt Interruptroutinen[2] zur Kommunikation mit der Schrittmotorsteuerkarte. Befehle aus ASCII–Kommandos werden in einen Buffer auf der Karte geschrieben und Informationen als ASCII–Strings aus diesem gelesen. So kann auch die aktuelle Position aus der Karte gelesen werden, da diese die gesendeten Schrittpulse zählt und speichert. Das Programm nutzt einen von der Schrittmotorkarte gesendetes Signal als Trigger für das Teslameter. Da eine sogenannte fliegende Messung durchgeführt werden soll, bei der ohne anzuhalten während der Bewegung entlang der z–Achse gemessen wird, um unnötige Schwingungen des Armes zu vermeiden, und da die Verarbeitung des Signals in den Teslametern 120 msec Zeit braucht und die Bewegungskommandos rechtzeitig an die Schrittmotorkarte gesendet werden müssen, gibt es bei einer Schrittweite von 10 mm eine maximale Geschwindigkeit bei der Vermessung von 20 mm/sec. Das Programm wird über eine graphische Bedienungsoberfläche gesteuert und die Bewegung des Armes über die Tastatur. Die Meßwerte werden auf dem Bildschirm angezeigt und ihr Verlauf anhand einer Kurve dargestellt, so daß man jederzeit einen Überblick über die gemessene Feldstärke hat.

[2] Eine von der Software kommende Unterbrechung, die den Prozessor veranlaßt eine Prozedur aufzurufen

3.3.4 Fehler der MVM

3.3.4.1 Eichung der Sonden

Wie in Kapitel 3.1 beschrieben ist eines der genauesten Meßinstrumente für magnetische Felder die Kernresonanz. Sie wurde genutzt, um die Hallsonden zu eichen. In der Abbildung 3.5 sind die relativen Fehler der drei in dem 3D–Meßkopf verwendeten Group3–Hallsonden gezeigt. Es ist

$$\frac{B_{NMR} - B_{Hall}}{B_{NMR}} < 2 \cdot 10^{-4}$$

Die eingezeichnete Hersteller–Toleranz errechnet sich aus ±0,01 % des gemessenen Wertes ±0,006 % des eingestellten Meßbereiches bei einer Temperatur von 25 °C.

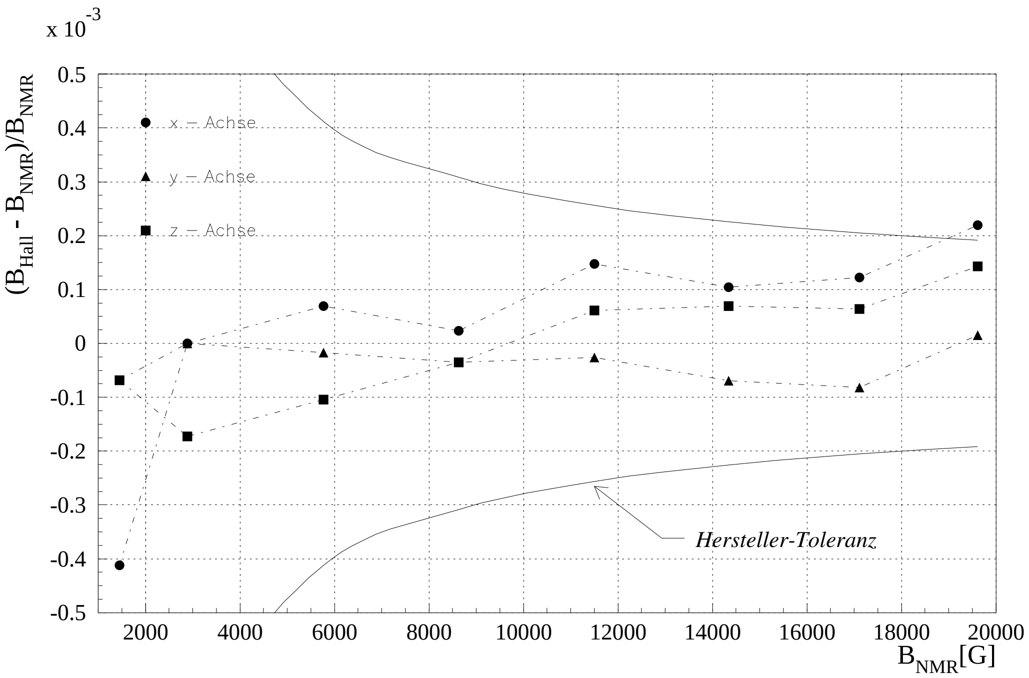

Abb. 3.5: *Relativer Fehler der Hallsonden gegen NMR gemessen*

3.3.4.2 Eichung des Sondenkopfes

Der Sondenkopf wude in der Mitte eines sehr homogenen Dipols, dessen B_x- und B_z–Komponenten an dieser Stelle gegen Null gehen, entlang der Längsachse ausgerichtet. Die gemessenen transversalen Komponenten lassen auf einen Fehler der Orthogonalität von höchstens 5 mrad schließen.

3.3.4.3 Gang der Spindeln

Um eine Aussage über die Verfahrgenauigkeit des Positioniertisches machen zu können, wurde das Reflexionsprisma eines Laserinterferrometers an der Armaufnahme befestigt und so die Positionierung überwacht.

Als erstes wurde die Fertigungsgenauigkeit der Spindel durch Abfahren der jeweiligen Achse in Schritten von $\Delta x = 5\,\mathrm{mm}$ untersucht; ein Ergebnis zeigt die Abbildung 3.6. Die sichtbare Struktur zeigt die Fertigungstoleranzen der Spindel, die Abweichungen von bis zu 50 μm aufweisen. Sie können aber auch auf einen möglichen Schlupf in der Übertragung zurückzuführen sein, was aber unwahrscheinlich ist, da sie zu periodisch sind. Die Ausreißer könnenauf Erschütterungen oder Bewegungen im Meßraum zurückzuführen sein.

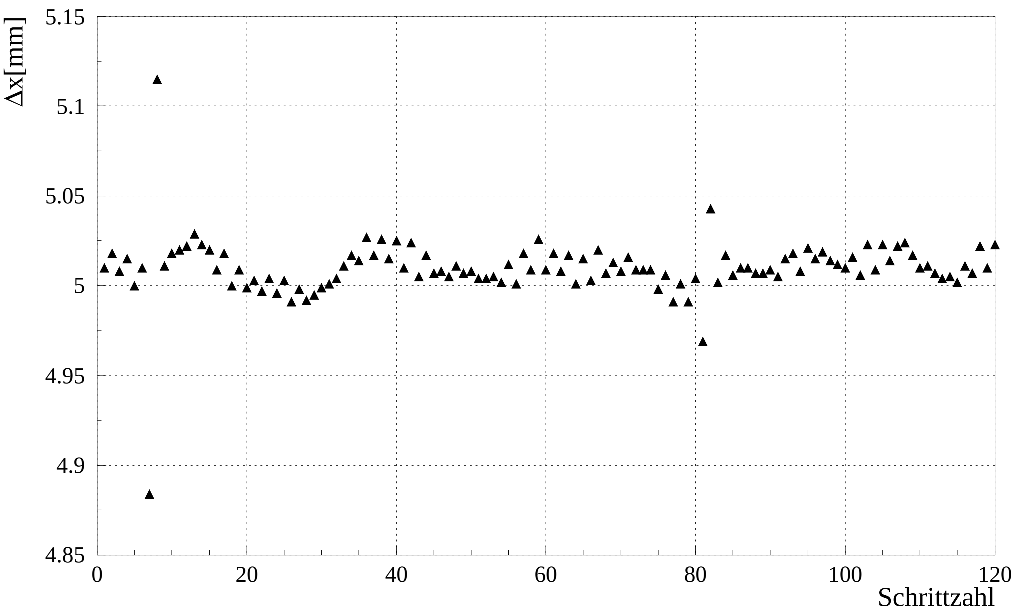

Abb. 3.6: *Effektive Schrittweite über die Länge der x–Achse bei einer Sollschrittweite von $\Delta x = 5\,mm$*

Des weiteren wurde überprüft, wie reproduzierbar eine Position angefahren werden kann. Dazu wurde von einem beliebig gesetzten Nullpunkt die Position $z = 250\,\mathrm{mm}$ 100 mal angefahren und wieder zu Null zurückgekehrt. Dabei stellte sich heraus, daß der tatsächlich angefahrene Punkt von $z = 249{,}985\,\mathrm{mm}$ bis $z = 250{,}003$ sich kontinuierlich bis zu einem Endwert von 18 μm verschiebt. Die durchschnittliche Schrittweite betrug $\Delta z = 249{,}986\,\mathrm{mm}$. Dieses läßt sich durch ein Spiel im Lager erklären. Als Ergebnis läßt sich feststellen, daß der absolute Positionierfehler einer Achse auch bei 100–maliger Messung nicht größer als

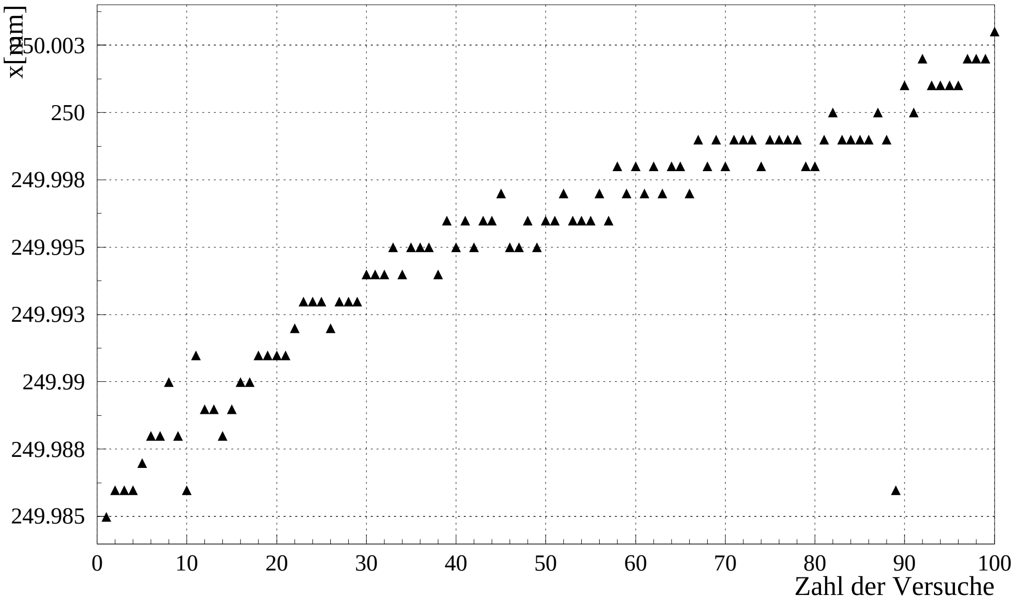

Abb. 3.7: *Tatsächlich angefahrener Punkt bei einem 100–maligen Anfahren des Punktes $z = 250\,mm$.*

$$\Delta x < 50\,\mu\mathrm{m}$$

ist, aber bei weiterem Fahren größer werden wird.

Kapitel 4

Der HERMES–Spektrometermagnet

4.1 Design des Spektrometermagneten

Der HERMES–Spektrometermagnet ist ein konventioneller Magnet mit normalleitender Spule. Er wurde speziell auf die Anforderung des Experimentes hin sowie Feldrechnungen am INFN in Rom und bei DESY in Hamburg im D.V. EFREMOV Scientific Research Institute of Electrophysical Apparatus in St. Petersburg entworfen und gebaut. Der Grundgedanke der Entwicklung war die optimale Ausnutzung des vorhandenen Platzes bei minimalem Energieverbrauch. Dabei war besonders zu beachten, daß die HERA–Maschine ein Speicherring ist, an dem noch zwei (in der Zukunft drei) weitere Experimente arbeiten, und der HERMES–Magnet sowie auch die anderen Bestandteile des Experimentes so wenig wie möglich die durch das Experiment gehenden Elektronen (z.Z. Positronen)- und Protonstrahlen beeinträchtigen sollen [15].

4.1.1 Die Anforderung an den Spektrometermagneten

1. Der Magnet soll ein Feldintegral $\int \vec{B} d\vec{l} = 1{,}5\,\mathrm{T} \cdot \mathrm{m}$ erzeugen. Die Variation dieses Feldintegrals in der geometrischen Akzeptanz soll nicht größer als 10 % sein.

2. Das Streufeld an den Positionen der Driftkammern FC1,2 vor und BC1,2 hinter dem Magneten soll $B \preceq 0{,}1$ T sein.

3. Die Beeinflussung der Elektronen- und Protonenstrahlen durch das Spektrometerfeld soll durch eine Abschirmung oder andere Kompensationsmöglichkeiten minimiert werden.

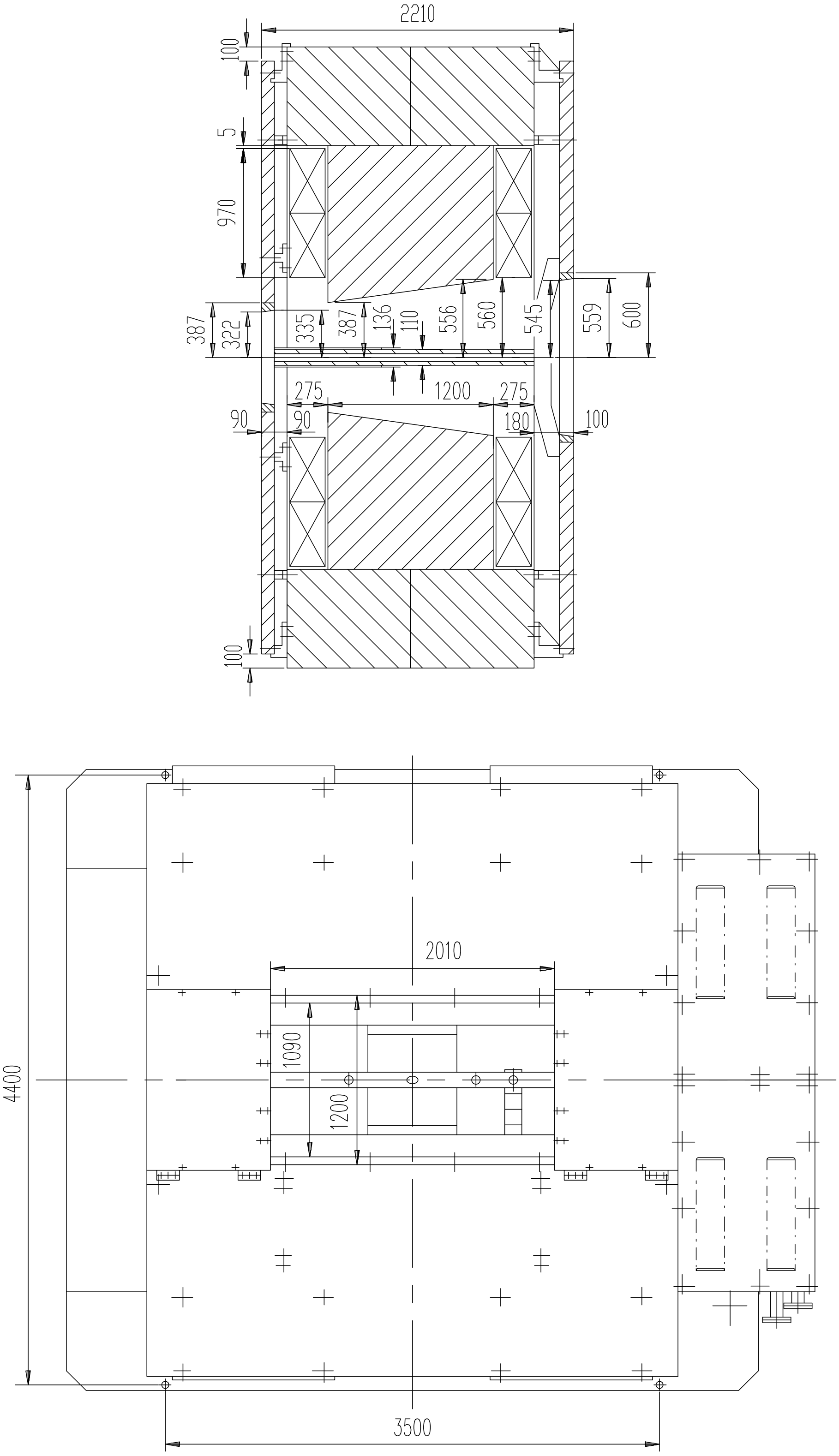

Abb. 4.1: *Schematische Darstellung des HERMES–Spektrometermagneten(Vertikaler Schnitt entlang der y-z–Ebene [oben], Rückansicht [unten])*

4. Die Öffnung des Magneten über und unter der Strahlebene soll eine vertikale Akzeptanz zwischen 40 mrad und 140 mrad und die horizontale Akzeptanz soll ±170 mrad in bezug auf den Wechselwirkungspunkt betragen. Zusätzlich soll es einen horizontalen Öffnungswinkel von ±100 mrad von der Mitte des Magneten an geben.

5. Aufgrund des begrenzten Platzes für den HERMES–Detektor von 8,5 m zwischen Wechselwirkungspunkt und dem ersten Elektronenring–Quadrupol bleibt für den Magneten nur ein Platz[1] von z = 1.800 mm bis z = 3.700 mm übrig[2].

4.1.2 Optimierung des Entwurfes

Die der Optimierung zugrundeliegenden Rechnungen wurden am DESY in Hamburg mit dem MAFIA–Programm [33] gemacht. Diese Ergebnisse wurden teilweise am INFN in Rom mit dem TOSCA–Programm überprüft.

Die Septumplatte

Um die bis zu B = 1,2 T großen Magnetfelder am Ort der Strahlen abzuschirmen, wurde die sogenannte Septumplatte in der xz–Ebene bei y = 0 (im Septum des Magneten) eingebaut. Sie hat eine Stufe bei z = 2.568 m, ist deshalb im vorderen Teil 136 mm hoch und im hinteren Teil 110 mm hoch. Dadurch sollte die Abschirmung der Kanäle im vorderen Teil verbessert und der Energieverbrauch verringert werden.

Die Fieldclamp

Diese Abschirmplatten direkt vor den Spulen des Magneten sollen das Streufeld nach außen verringern. Ihre Verwendung erhöht aber gleichzeitig den Energieverbrauch, wobei dieses von der Dicke der Fieldclamps abhängig ist.

Die geneigten Polflächen

Die entscheidende Maßnahme zur Verringerung des Energieverbrauches war, die Polflächen entsprechend der geometrischen Akzeptanz zu neigen.

Die Abschirmrohre

Die Einwirkung des Feldes auf die Strahlen im Magneten sind durch die Septumplatte weitesgehend verhindert, aber das Streufeld von bis zu 0,1 T macht eine Abschirmung auch außerhalb des Magneten notwendig. Dafür

[1] im HERMES–Koordinatensystem

[2] Dieser Platz konnte später durch feinere Abstimmung mit den angrenzenden Kammern auf 1720 bis 3930 mm erweitert werden

wurden Abschirmrohre aus normalen Baustahl gefertigt. Sie ragen bis zu 1150 mm aus der Septumplatte hinaus.

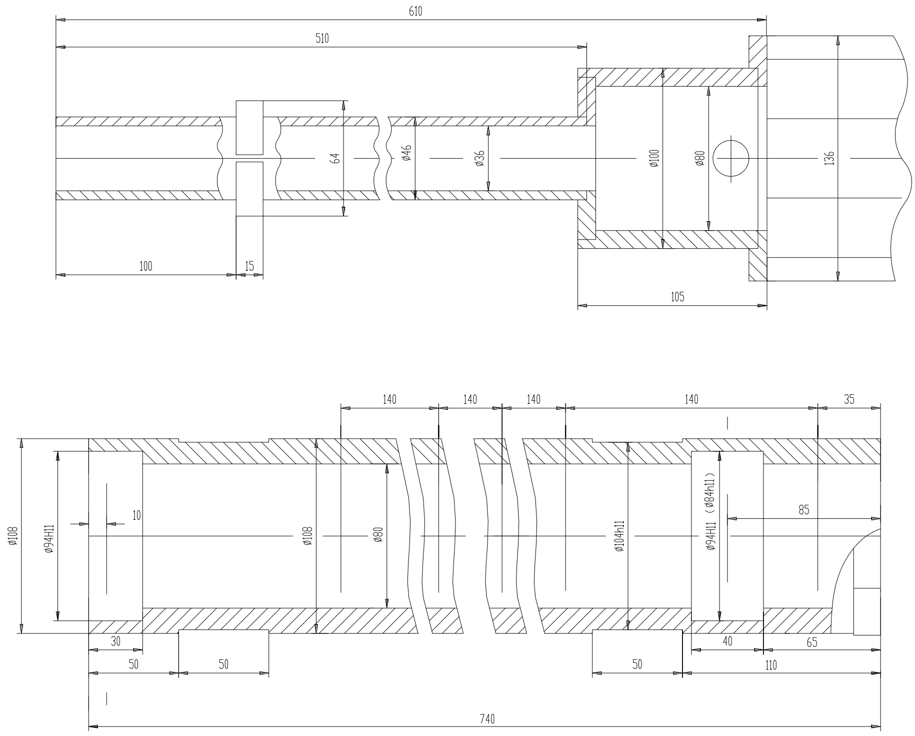

Abb. 4.2: *Elektron - (oben) und Proton–Abschirmrohre der Vorderseite des Magneten*

Die Korrekturspule

In dem vorderen Teil der Septumplatte ist eine über ein separates Netzgerät zu betreibende Korrekturspule eingebaut, mit deren Hilfe das Restfeld, das auf die Strahlen wirkt, kompensiert werden kann, und die die dritte Ablenkung für eine zum Target gehörende geschlossene Beule im Elektronenstrahlrohr darstellt.

4.2 Die Feldmessung des Spektrometermagneten

4.2.1 Anforderung an die Messung

Die Anforderung an die Genauigkeit der Messung des Magnetfeldes werden durch die angestrebte Impulsauflösung bei der Spurrekonstruktion(Tracking) bestimmt. Hierfür ist es wichtig, das Integral $\int \vec{B} d\vec{l}$ so genau wie möglich zu kennen. Der relative Fehler, den die Tracking–Gruppe für das Integral des Magnetfeldes entlang der Bahn eines Teilchens anstrebt, beträgt 0,3%.

Bei der Spurrekonstruktion werden auch Feldwerte an Punkten außerhalb des Gitters der Meßpunkte gebraucht. Diese werden durch Interpolation errechnet. Der Fehler, der dabei auftritt, hängt entscheidend von der Schrittweite zwischen den einzelnen Meßpunkten ab und wird umso größer, je größer der Gradient $\nabla\vec{B}$ in diesem Bereich ist.

Für den HERMES–Magneten werden den MAFIA–Rechnungen zufolge die größten Gradienten für $\partial B_y / \partial z$ in Bereichen scharfen Kanten, wie z.B. in der Nähe der Fieldclamp oder besonders der Stufe auf der Septumplatte erwartet. Deshalb wurden anhand der MAFIA–Daten Simulationsrechnungen mit dem Ziel die Schrittweite Δz zu bestimmen, durchgeführt.

Frullani und Urciuoli [29] vergleichen die TOSCA–Werte mit interpolierten Werten an derselben Stelle und fordern

$$\frac{|B_{y_{TOSCA}}(x,y,z) - B_{y_{int}}(x,y,z)|}{B_{y_{TOSCA}}(x,y,z)} < 0,003.$$

Sie setzen die Grenze bei $\Delta z \leq 100\,\mathrm{mm}$.

Belostotzki und Izotov [30] untersuchen den Fehler $\Delta\varphi/\varphi$, indem sie immer mehr gegebene yz–Ebenen der MAFIA–Daten vernachlässigen, wobei φ der Ablenkwinkel aufgrund der B_y–Komponente des Feldes ist, und fordern$\Delta\varphi/\varphi < 0,7\,\%$. Sie finden eine Schrittweite $\Delta z \leq 80\,\mathrm{mm}$ als ausreichend, haben in ihren MAFIA-Daten aber noch keine Stufe in der Septumplatte. Sie berücksichtigen also noch nicht den an dieser Stelle auftretenden Sprung in der magnetischen Flußdichte.

Wie sich herausstellte, ist eine ausreichende Impulsauflösung schon bei einem Feldintegral $\int \vec{B} d\vec{l} = 1{,}3\,\mathrm{T}\cdot\mathrm{m}$ zu erreichen. Für spätere physikalische Fragestellungen steht in der Diskussion, den Detektor bei einem Integral $\int \vec{B} d\vec{l} = 0{,}6\,\mathrm{T}\cdot\mathrm{m}$ zu betreiben.

4.2.2 Planung und Durchführung der Messungen

Wie im vorherigen Kapitel erwähnt, sollten Feldkarten des Spektrometer–Magneten bei Feldintegralen $\int \vec{B}d\vec{l} = 1{,}3\,\mathrm{T}\cdot\mathrm{m}$ und $0{,}6\,\mathrm{T}\cdot\mathrm{m}$ hergestellt werden. Um über den ursprünglich geplanten Betrieb bei einem Integral $\int \vec{B}d\vec{l} = 1{,}5\,\mathrm{T}\cdot\mathrm{m}$ Informationen zu haben, sollte auch hierfür eine Feldkarte erstellt werden.

Nach Überprüfung der Tauglichkeit der beiden zur Verfügung stehenden Maschinen aus Saclay und Darmstadt, fiel die Entscheidung aufgrund der flexibleren Einsatzmöglichkeiten in bezug auf die Höhenverstellbarkeit und Messung in der Nähe der geneigten Polflächen und der gleichzeitigen Meßmöglichkeit aller drei Feldkomponenten auf die GSI–Maschine.

Diese mißt in einer Richtung während der Bewegung (on the fly), und die kleinstmögliche Schrittweite in dieser Richtung ist 10 mm. Wird die z–Achse des Magneten als „fliegende Achse“ genommen, so kann in dieser Richtung eine Schrittweite erreicht werden, die um einen Faktor 10 kleiner ist als gefordert. Die Schrittweiten Δx und Δy können mit der GSI–Maschine frei gewählt werden. Die Gradienten $\partial B_y/\partial x$ und $\partial B_y/\partial y$ sind im Vergleich zu $\partial B_y/\partial z$ klein. Setzt man hier trotzdem das errechnete Limit für die Schrittweite $\Delta x = 100\,\mathrm{mm}$ und halbiert dieses für Δy wegen des etwas größeren Gradienten $\partial B_y/\partial y$, so erhält man für die Schrittweiten

$$\begin{aligned} \Delta x &= 100\,\mathrm{mm} \\ \Delta y &= 50\,\mathrm{mm} \\ \Delta z &= 10\,\mathrm{mm} \end{aligned}$$

Die realen Verfahrwege betragen $dz = 2.700\,\mathrm{mm}$, $dx = 800\,\mathrm{m}$ und $dy = 940\,\mathrm{mm}$, während das zu vermessende Volumen in der Öffnung des Magneten

$$\begin{aligned} V_{Mess} &= dz' \times dx' \times dy' \\ &= 2.210\,\mathrm{mm} \times 2.000\,\mathrm{mm} \times 1.120\,\mathrm{mm} \end{aligned}$$

beträgt, d.h. in der z–Richtung ist der Verfahrweg für das Innere des Magneten von z = 1.700 mm bis 4.400 mm ausreichend[3]. Es können noch 500 mm hinter dem Magneten im Bereich der BC–Kammern gemessen werden. In x–Richtung muß die Meßmaschine in drei verschiedenen Aufstellungen, die einen Überlapp von 300 mm zur Kontrolle der Teilmessungen haben, aufgebaut werden. In y–Richtung können die fehlenden 170 mm dadurch gewonnen werden, daß die Armbefestigung um 200 mm versetzbar gemacht wird. Das Ergebnis dieser Betrachtung war, daß für eine Feldkarte innerhalb des Spektrometermagneten sechs Aufbauten der Meßmaschine gebraucht werden. Bei

[3] im HERMES–Koordinatensystem

diesen Aufbauten war es vorgesehen, von hinten in den Magneten zu fahren, und den geneigten Polflächen folgend bis zur vorderen Fieldclamp zu messen.

Von zusätzlichem Interesse ist auch noch der Bereich vor den Magneten, und dort besonders die Umgebung des Targets, so daß auch dort ein Aufbau für drei Feldkarten vorgesehen werden mußte, der wiederum ein Überlapp zu der vorherigen Messung von 300 mm haben sollte. Bei diesen Aufbauten war ein optimaler Stand der Maschine in der Höhe y zu berücksichtigen, was zur Folge hatte, daß hierfür ein gesonderter Unterbau erstellt wurde, der das 6 t–Gewicht der Maschine tragen konnte.

Der jeweilige Umbau geschah per Hallenkran oder auf Luftkissen, mit denen der Granittisch der Meßmaschine in die verschiedenen x–Postionen gebracht wurde. Nach jeder Bewegung des Tisches ist eine Ausrichtung des Tisches auf die Magnetachse sowie eine Nivellierung, und nach jeder Bewegung des Armes eine Ausrichtung der Sonde per Autokollimation auf das Magnetkoordinatensystem notwendig.

Alle ausgeführten Tätigkeiten sind zeitaufwendig, so daß ein genauer Zeitplan zur Durchführung der Messung aufgestellt wurde.

Die zu vermessenden Volumen sind:

1. **Spektrometermagnet**

$$\begin{aligned} z &= 1.700 \rightarrow 4.400\,\mathrm{mm}; \quad \Delta z = 10\,\mathrm{mm} \\ x &= -980 \rightarrow 980\,\mathrm{mm}; \quad \Delta x = 98\,\mathrm{mm} \\ y &= -576 \rightarrow 576\,\mathrm{mm}; \quad \Delta y = 49\,\mathrm{mm} \end{aligned}$$

2. **Targetregion**

$$\begin{aligned} z &= -500 \rightarrow 2.100\,\mathrm{mm}; \quad \Delta z = 10\,\mathrm{mm} \\ x &= -384 \rightarrow 384\,\mathrm{mm}; \quad \Delta x = 48\,\mathrm{mm} \\ y &= -343 \rightarrow 343\,\mathrm{mm}; \quad \Delta y = 49\,\mathrm{mm} \end{aligned}$$

Daraus folgt folgende anzusetzende „reine“ Arbeitszeit:

1. **Spektrometermagnet**

$$\begin{aligned} \vec{v}_{Verfahr} &= 18,63\,\mathrm{mm/sec} \\ z &= 2.700\,\mathrm{mm} \\ t_{Pfeil} &= 145\,\mathrm{sec} \times 2 \simeq 5\,\mathrm{min} \\ t_{1/6} &= 99 \times t_{Pfeil} \simeq 8\,\mathrm{h} \\ t_{Armausricht.} &\simeq 2\,\mathrm{h} \\ t_{Tisch+Arm} &\simeq 5\,\mathrm{h} \\ t_{Feldkarte} &= 6 \times t_{1/6} + 4 \times t_{Armausricht.} + 2 \times t_{Tisch+Arm} \simeq 66\,\mathrm{h} \\ t_{Spektrom.Map} &= 3 \times t_{Feldkarte} \simeq 200\,\mathrm{h} \rightarrow 3\,\mathrm{Wochen} \end{aligned}$$

Die Philosophie hinter dieser Planung war erst eine Feldkarte bei einem Strom I_{Haupt} vollständig zu messen, bevor eine weitere Feldkarte begonnen wurde. So sollte die Gefahr des Verlustes der Maschine durch Zerstörung des Meßkopfes vor Beendigung einer Feldkarte minimiert werden. Diese Gefahr bestand, da die gemessenen Pfeile teilweise nur knapp vor Teilen des Magneten, wie der Fieldclamp oder den Polen endete. Ein solche Organisation der Messung hatte allerdings zur Folge, daß die Maschine dreimal so oft verschoben werden mußte.

2. **Targetregion**

$$\begin{aligned} z &= 2.600\,\mathrm{mm} \\ t_{Pfeil} &= 140\,\mathrm{sec} \times 2 \simeq 280\,\mathrm{sec} \\ t_{2/3} &= 2 \times 7\,\mathrm{h} \simeq 14\,\mathrm{h} \\ t_{1/3} &\simeq 5\,\mathrm{h} \\ t_{Tisch+Arm} &\simeq 10\,\mathrm{h} \\ t_{Feldkarte} &\simeq 19\,\mathrm{h} \\ t_{Targetregion} &= t_{Tisch+Arm} + 3 \times t_{Feldkarte} \simeq 67\,\mathrm{h} \rightarrow 1\,\mathrm{Woche} \end{aligned}$$

Dieses ergibt einen Zeitaufwand für die Messung des Spektrometerfeldes von ca. 4 Wochen. Die verbleibende Zeit von weiteren 4 Wochen wurde für den Auf- und Abbau, die Reinigung und die Inbetriebnahme sowie weitere zusätzliche Messungen und die Wiederholung fehlerhafter Messungen verwendet.

4.2.3 Meßdaten

Die von der GSI–Maschine in eine Datei geschriebenen Meßdaten sind die in den Digitalvoltmetern gemessenen Hallspannungen der drei Sonden. Diese werden mit Hilfe einer Normierungskonstanten n von Volt in Tesla konvertiert.

$$B = n_i(U - U_{offset}); \quad i = 1, 2, 3$$

4.2.3.1 Interne Winkel der Hallsonden

Da aus Fertigungsgründen eine exakte Orthogonalität der drei Sonden nicht gewährleistet werden kann, muß gegen die internen Winkel der Sonde zu dem Autokollimationsspiegel korrigiert werden. Diese Winkel werden nach einer von Wolf et al. beschriebenen Methode in einem Dipol und Solenoiden gemessen [31], und die gemessenen Werte werden per Software mit Hilfe dieser Winkel korrigiert.

4.2.3.2 Zusammenfügen der Teilmessungen

Eine unabhängige Kontrolle der Ausrichtung der Sonde in bezug auf die Rotation um die Längsachse des Meßarmes war nicht möglich, d.h. die xz–Ebene des Meßkopfes kann bis zu 20 mrad um die z–Achse gedreht sein. Um diesen Fehler zu korrigieren wurde die Maxwell–Gleichung

$$\nabla \times \vec{B} = 0$$

genutzt [32].
Geht man davon aus, daß durch die Verdrehung die gemessenen Werte der magnetischen Flußdichte $\vec{B}' = (B'_x, B'_y, B'_z)$ eine Linearkombination der realen Werte $\vec{B} = (B_x, B_y, B_z)$ sind, so gilt:

$$\vec{B}' = \hat{M} \cdot \vec{B}$$

$\hat{M}$ ist die Matrix, die die Drehwinkel zwischen den Sonden und dem Koordinatensystem des Magneten enthält. Mit Hilfe der Maxwell–Gleichung wurde die inverse Matrix $\hat{M}^{-1}$ bestimmt, um die Gleichung

$$\vec{B} = \hat{M}^{-1} \cdot \vec{B}'$$

zu erfüllen. Dabei wurde gefordert

$$(rot\vec{B})_i = \frac{\partial B_k}{\partial j} - \frac{\partial B_j}{\partial k} \stackrel{!}{=} 0$$

Die Ableitungen wurden mit Hilfe eines Polynoms fünfter Ordnung interpoliert.

	ungedreht	GSI–Winkel	Maxwell–Winkel
$(rot\vec{B})_x$	$6,02 \cdot 10^{-3}$	$2,82 \cdot 10^{-2}$	$8,53 \cdot 10^{-3}$
$(rot\vec{B})_y$	$5,13 \cdot 10^{-3}$	$5,82 \cdot 10^{-2}$	$5,56 \cdot 10^{-4}$
$(rot\vec{B})_z$	$7,30 \cdot 10^{-3}$	$4,26 \cdot 10^{-3}$	$6,25 \cdot 10^{-4}$

Tabelle 4.1: *Die durchschnittliche Abweichung von* $(rot\vec{B})_i = 0$

Auf diese Weise wurde die Drehmatrix für den mittleren Teil des Magneten gefunden. Die äußeren Teile wurden an den mittleren Teil angeglichen, indem die Summe über alle doppeltgemessenen Punkte

$$\sum_{Au\beta en \bigcap Mitte} \left(B_{i_{Mitte}} - (a \cdot B_{x_{Au\beta en}} + b \cdot B_{y_{Au\beta en}} + c \cdot B_{z_{Au\beta en}})^2 \right)$$

für $i = x, y, z$ minimiert, und damit die Drehwinkel a, b und c bestimmt wurden.

4.2.4 Fehlerbetrachtung

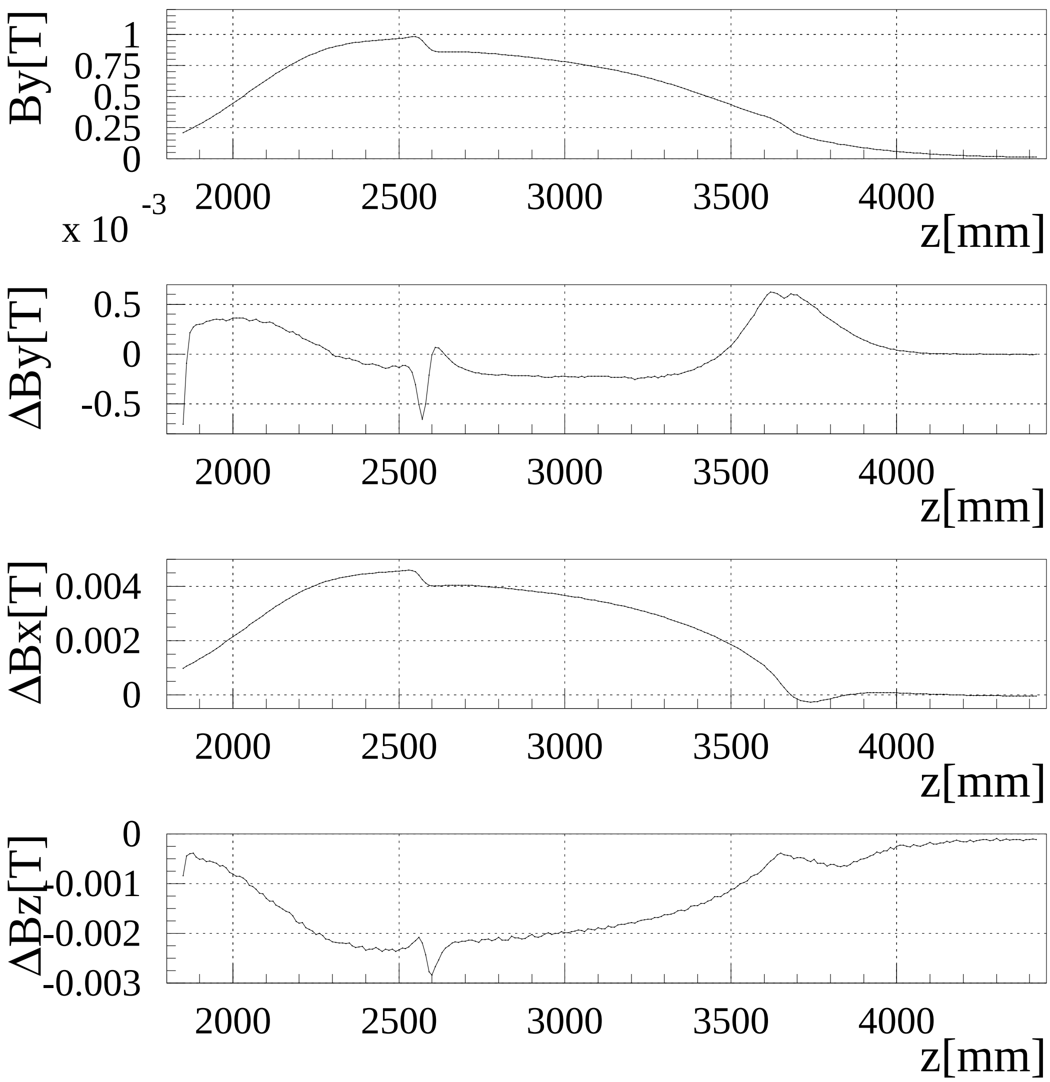

Abb. 4.3: *Differenz zwischen zwei doppelt gemessenen Pfeilen nach einem Umbau (x = 196, y = 96)*

Um einen Eindruck des Fehlers der durchgeführten Messungen zu bekommen, werden die im Überlapp doppelt gemessenen „Pfeile" verglichen. Sie beinhalten eine Summe der möglichen systematischen Fehler, die während eines Umbaues auftreten können. Dazu gehören:

1. die Orientierung der Meßmaschine zum Magneten
2. die Rotation des Meßarmes um seine Längsachse
3. die Autokollimation
4. die Ausrichtung des Sondenkopfes auf die z–Achse des Magneten

Ein Vergleich dieser Daten zeigt einen relativen Fehler von 0,3 % für B_y, aber einen Fehler bis zu 60 % für B_x und B_z.

$$\begin{aligned} \Delta B_y &< \ 7\,\mathrm{G}, \quad \frac{\Delta B_y}{B_y} < 0,003 \\ \Delta B_x &< 45\,\mathrm{G}, \quad \frac{\Delta B_x}{B_x} < 0,6 \\ \Delta B_z &< 30\,\mathrm{G}, \quad \frac{\Delta B_z}{B_z} < 0,5 \end{aligned}$$

Den geringeren Anteil dieses Fehlers trägt der Positionierungsfehler bei, der größere entsteht durch die Rotation um die Längsachse (z) des Sondenarmes. Durch eine leichte Fehlorientierung spricht die y–Komponente des Feldes auf die x–Sonde über. In Abbildung 4.3 wird deutlich, daß die x–Komponente ΔB_x der Differenz der doppelt gemessenen Pfeile in ihrem Verlauf der B_y–Komponente folgt. Außerdem zeigt sich in der y- und z–Komponente der Differenz in dieser Höhe $y = 96\,\mathrm{mm}$ der Fehler, der durch den starken Gradienten dieser Komponenten des Magnetfeldes bei $z = 2568\,\mathrm{mm}$, der durch die Stufe in der Septumplatte entsteht. An dieser Stelle macht sich ein kleiner Fehler in der Positionierung besonders bemerkbar.

Der Fehler für die B_y–Werte entspricht der geforderten Genauigkeit, während die Fehler der Komponenten B_x und B_z wesentlich größer sind. Die Feldwerte dieser Komponenten sind aber so klein, daß sie für die Spurrekonstruktion zu vernachlässigen sind.

Um den systematischen Fehler abzuschätzen, müssen alle möglichen Fehlerquellen betrachten werden. Der relative Fehler der Sonden ist nach Moritz et al. $\frac{\Delta B}{B} \leq 1 \cdot 10^{-4}$, der Positionsfehler in z konnte dadurch auf 1/10 mm gebracht werden, daß man gegen einen als Referenzmarke am Magneten angebrachten gespannten Draht fuhr und während der Messung die Bewegung mit Linearencodern mit einer Auflösung von $2\,\mu\mathrm{m}$ überwacht wurde. Die Fehler Δx und Δy sind nach sorgfältigem Justieren unter Hilfestellung der DESY–Vermessungsgruppe auf $\leq 1/10\,\mathrm{mm}$ begrenzt, können während der Messung durch Schwingungen des Armes aber auf ca. 1 mm ansteigen. Die Rotation um die z -Achse kann bis zu 20 mrad betragen.

So ergibt sich bei Annahme eines Gradienten $\frac{\partial B_y}{\partial z} = 20\,\mathrm{G/mm}$ und einem $B_y = 0{,}92\,\mathrm{T}$, wie er z.B. in der B_y–Komponente auf Höhe der Stufe in der

Septumplatte zu messen war, einem $\frac{\partial B_y}{\partial y} = 10\,\mathrm{G/mm}$ an der selben Stelle und einem $\frac{\partial B_y}{\partial y} = 2\,\mathrm{G/mm}$ und einem $B_y = 0{,}14\,\mathrm{T}$, wie an dem hinterem Elektronen–Abschirmrohr, als obere Grenze für den relativen Fehler

$$\begin{aligned}\frac{\Delta B_y}{b_y} &\leq \left(\frac{\Delta B_y}{B_y}\right)_{Sonde} + \left(\frac{\Delta B_y}{B_y}\right)_{Pos} + \left(\frac{\Delta B_y}{B_y}\right)_{Rot} \\ &\leq 1 \cdot 10^{-4} + \left(1,4 \cdot 10^{-3} + 1,1 \cdot 10^{-3} + 2 \cdot 10^{-4}\right) + 2 \cdot 10^{-4} \\ &\leq 3 \cdot 10^{-3}\end{aligned}$$

Als Ergebnis läßt sich festhalten, daß der mögliche systematische Fehler die gesetzte Grenze nicht überschreitet.

4.2.5 Meßergebnisse

Bei allen Messungen ist darauf geachtet worden, den Magneten in einen reproduzierbaren Zustand zu bringen, und Abweichungen der magnetischen Flußdichte aufgrund der Hysterese zu verhindern. Der Magnet wurde deshalb jeweils zu Beginn der Messungen einer sogenannten „Massage“ unterworfen, d.h. der Strom wurde einmal zu $I_{max} = 1.500\,\mathrm{A}$ hoch und wieder auf Null heruntergefahren, damit der Magnet jeweils dieselbe Vorgeschichte hat.

Zur Feststellung der jeweiligen Stromstärke, die benötigt wird, um die Feldintegrale $\int \vec{B}d\vec{l}$ zu erzeugen, wurde als erstes eine Erregungskurve gemessen. Dazu wurde jeweils ein Pfeil bei (x,y,z) = (0,196,4.410 bis 1.710) bei steigender Stromstärke I in den Hauptspulen gemessen.

Das Ergebnis aus Abbildung 4.4 lautet:

$$\begin{aligned}0,6\,\mathrm{T}\cdot\mathrm{m} &\equiv 300\,\mathrm{A} \\ 1,3\,\mathrm{T}\cdot\mathrm{m} &\equiv 950\,\mathrm{A} \\ 1,5\,\mathrm{T}\cdot\mathrm{m} &\equiv 1350\,\mathrm{A}.\end{aligned}$$

Um auch eine Aussage über die Hysterese machen zu können, wurde die obige Kurve komplettiert. Eine Hystereseschleife ist nicht zu erkennen (siehe Abb. 4.5). Das Remanenzintegral liegt bei $37\,\mathrm{G}\cdot\mathrm{m}$.

Auf einer Feldkarte (siehe Abb. 4.10) ist der Einfluß der Stufe auf der Septumplatte bei $z = 2.568\,\mathrm{mm}$, der bis zu einer Höhe $y = 192\,\mathrm{mm}$ sichtbar bleibt,und die Wirkung der Abschirmrohre der Strahlen zu erkennen. Der letztere Einfluß bleibt bis zu einer Höhe von $y = 336\,\mathrm{mm}$ sichtbar.

Die Integrale $\int B_y dz$ in einem 1/4 des Magneten lassen erkennen, daß die Anforderung an die Varianz des Integrals $\int B_y dz$ nicht größer als 10 % für den überwiegenden Teil des Magneten erfüllt ist. Diese Darstellung ist nicht optimal, da es sich um Integrale $\int B_y dz$ entlang der Meßpfeile handelt, und nicht um echte Teilchenspuren (siehe Abb. 4.6).

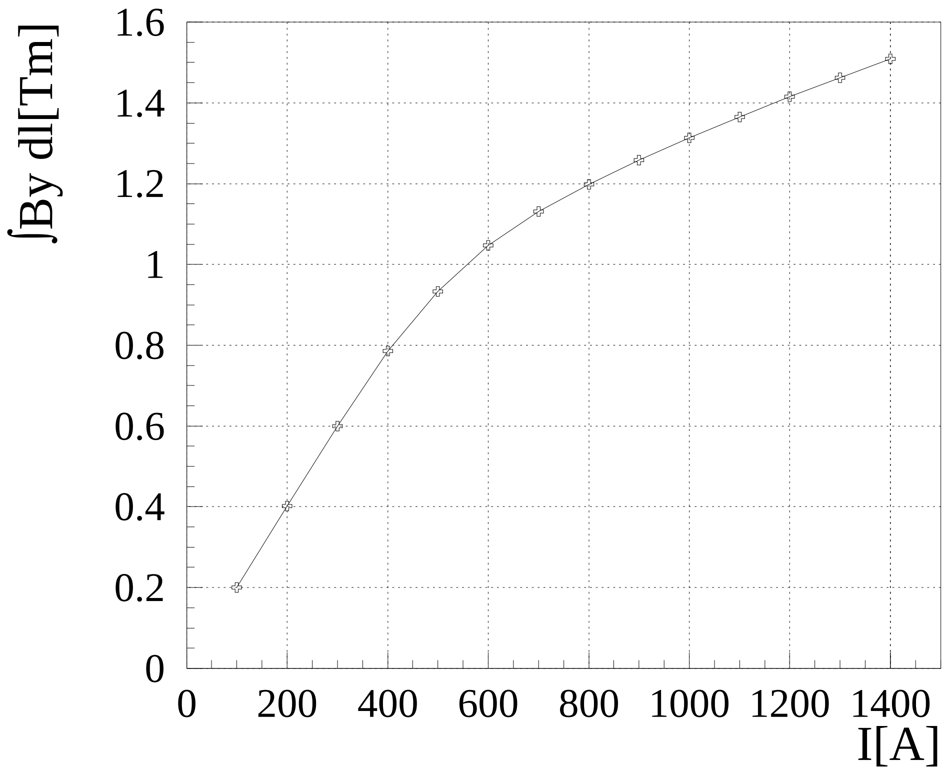

Abb. 4.4: *Erregungskurve des Spektrometermagneten*

4.2.6 Vergleich mit MAFIA–Rechnungen

In das MAFIA–Programm wurde die Geometrie eines Viertel des Magneten entlang den Symmetrie–Ebenen eingegeben und Netzebenen mit unterschiedlichen Abständen, des zu erwarteten Gradienten entsprechend, verteilt. Bei der Berechnung des Magnetfeldes werden die 440 Windungen der zwei Hauptspulen mit 950 A durch 18 - 26 sogenannte Stromfäden mit skalierten Strom ersetzt, und die magnetischen Flußdichte mit Hilfe einer eingegebenen, nicht linearen Permeabilitätskurve $\mu(H)$ bestimmt [33].

Vergleicht man die Meßergebnisse mit den MAFIA–Rechnungen, so sieht man, daß die MAFIA–Rechnungen die Abschirmrohre nicht enthalten, und daß die Abweichungen zwischen MAFIA–Rechnung und Meßergebnissen bis zu 5 % an der Stufe auf der Septumplatte betragen(siehe Abb. 4.8). Diese Abweichungen sind durch den relativ großen Abstand der Netzebenen im Vergleich zu der Schrittweite der Messung zu erklähren.

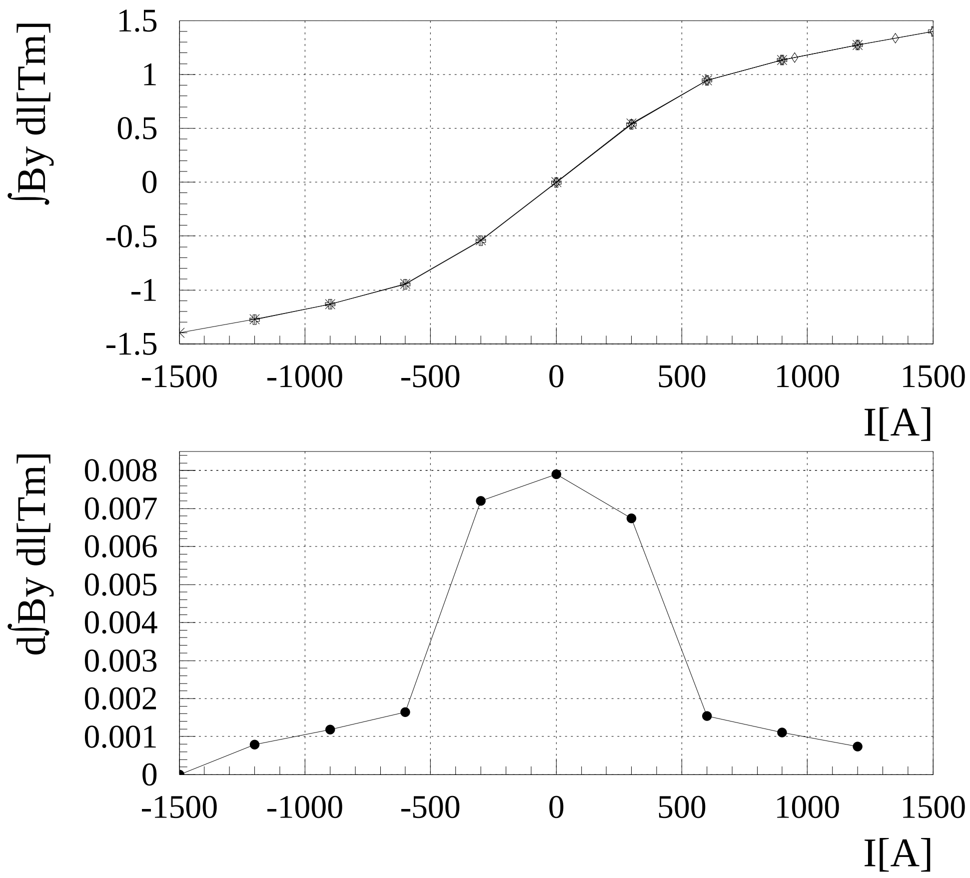

Abb. 4.5: *Hysteres–Kurve des Spektrometermagneten (oben), Differenz abwärts - aufwärts (unten)*

4.2.7 Auswirkungen auf das Experiment

1. Die hinteren Abschirmrohre, insbesondere das Elektronenabschirmrohr produzieren zusätzlich zu dem relativ hohen Feld bei den BC–Kammern einen Gradienten $\partial B_y/\partial x \simeq 2\,\mathrm{G/mm}$.

2. Auf der Höhe der FC–Kammern sind die Werte für das Feld aller Komponenten in der gleichen Größenordnung von einigen 100 G.

3. Im Detektorausrichtungssystem fahren kleine Elektro–Drehmagnete Targets in einen Laserstrahl. Auf der Höhe der FC- und BC- Kammern müssen diese Elektromagnete durch pneumatische Antriebe ersetzt werden.

4. Im Targetbereich beträgt der Gradient $\partial B_y/\partial x \simeq 200\,\mathrm{mG/mm}$ (siehe Abb. 4.7). Dieses ist um einen Faktor 10 größer als der zur Erhaltung der Targetpolarisation erlaubte maximale Gradient (siehe Kap. 3).

Abb. 4.6: *Intergrale $\int B_y dz$ der Pfeile in einem 1/4 des Magneten bei 950 A*

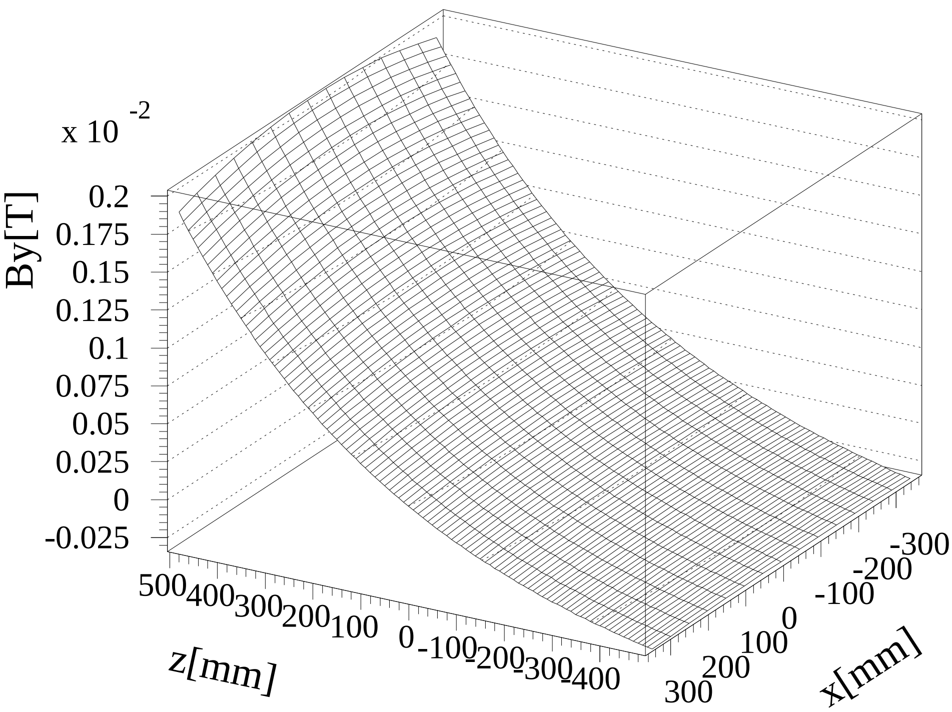

Abb. 4.7: *Streufeld B_y bei 950 A in der Region des Targets*

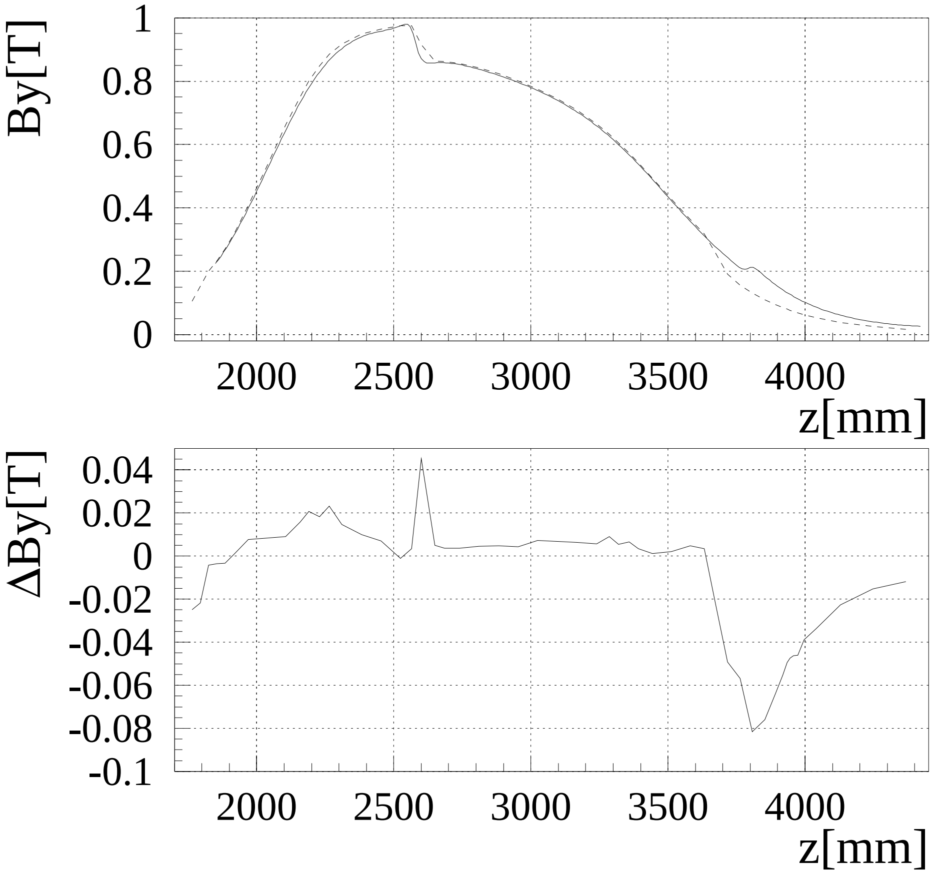

Abb. 4.8: *Vergleich zwischen MAFIA–Daten (gestrichelt) und den gemessenen Werten*

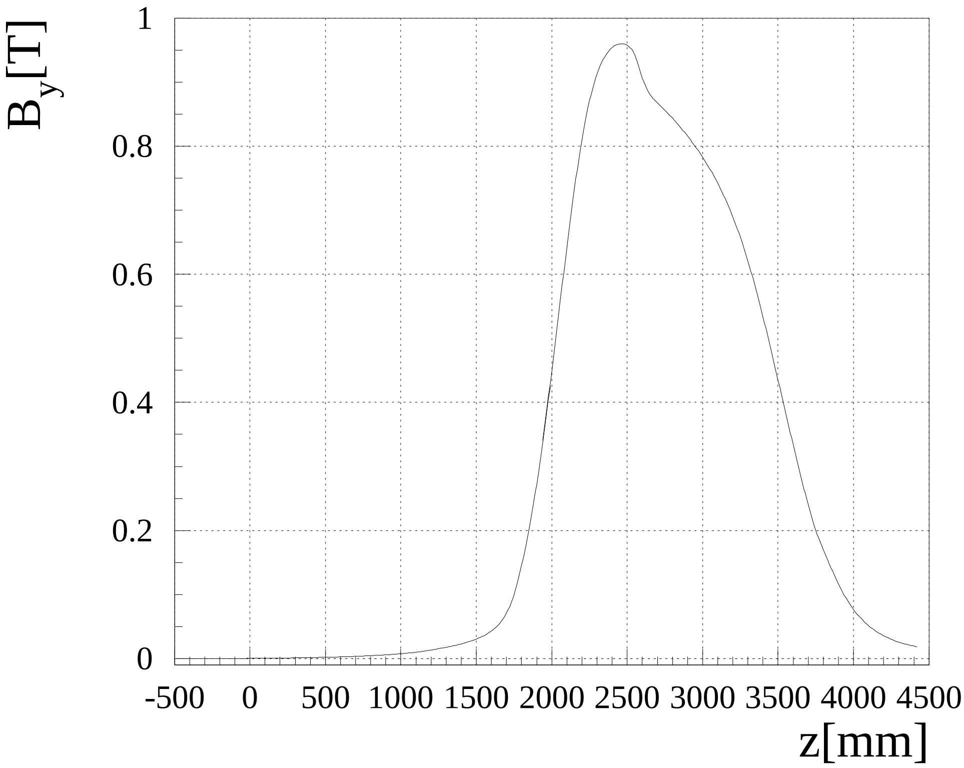

Abb. 4.9: *Verlauf von B_y bei 950 A und x = 0, y = 144*

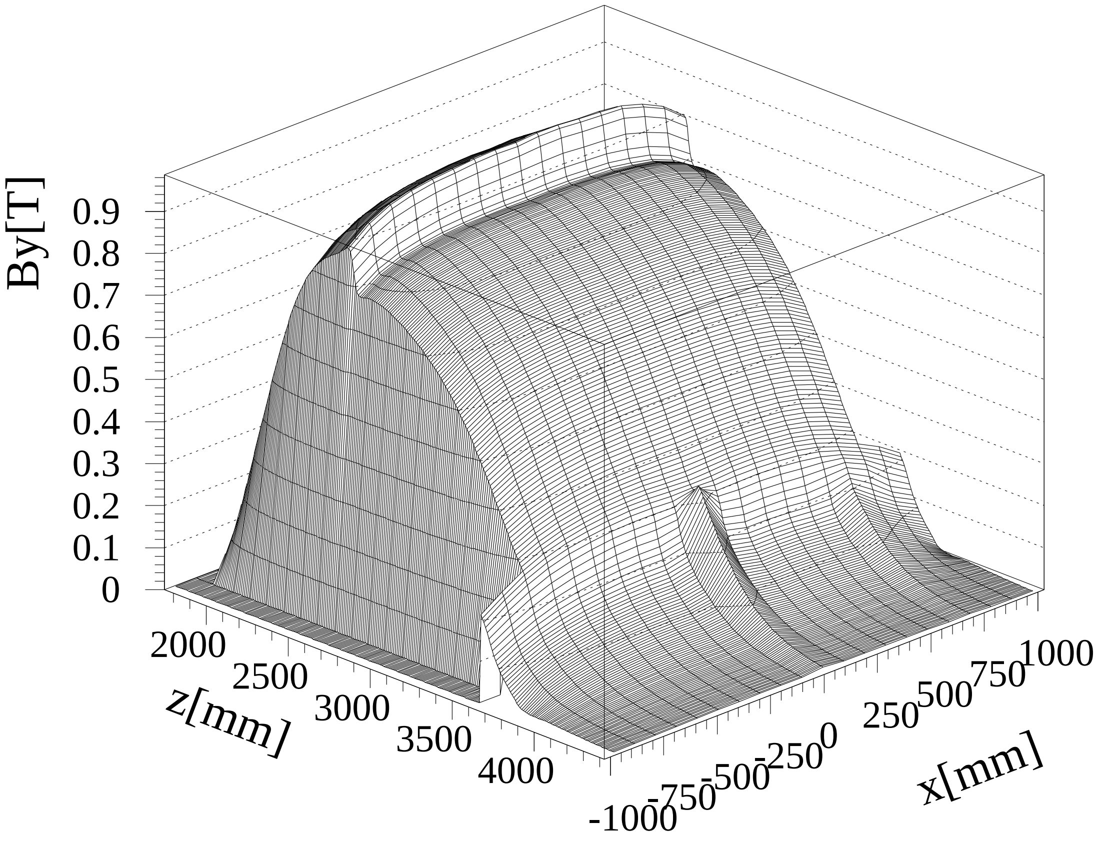

Abb. 4.10: *Feldkarte des Spektrometermagneten bei $I_{Haupt} = 950\,A$ für $y = 96\,mm$*

Kapitel 5

Messung in den Magnetkanälen

5.1 Messung im Elektronen- und Protonkanal

Um einen ersten Eindruck der in den Kanälen herrschenden Feldstärke zu bekommen, wurde mit der GSI–Maschine durch diese Kanäle gefahren und das Feld gemessen.

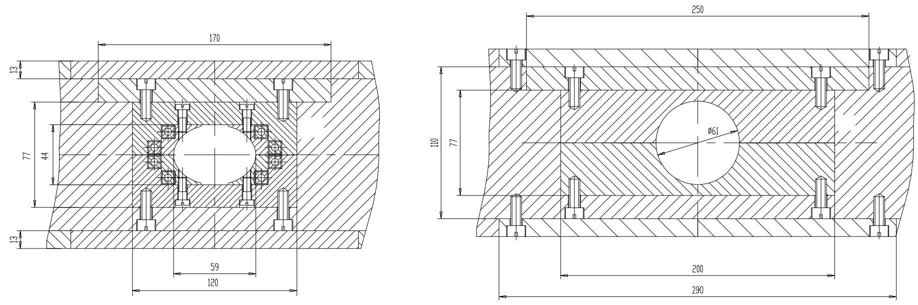

Abb. 5.1: *Elektronenkanal mit Korrekturspule (links) und Protonenkanal in der Septumplatte*

Das Ergebnis dieser Messung zeigt, daß die Feldstärken mit bis zu 40 G bei einem Strom $I_{Haupt} = 950\,\mathrm{A}$ und das Feldintegral in z–Richtung um einen Faktor 2 zu hoch waren. Auch gab es erste Anzeichen, daß der Gradient $\partial B_y/\partial x$ und damit die höheren Multipolkomponenten zu groß sind.

Eine Messung innerhalb der eingebauten Strahlrohre mit angebrachter zusätzlicher magnetischer Abschirmung ist wegen der Gefahr von Verunreinigungen der inneren Oberfläche nicht möglich. Um mehr Informationen über den Gradienten $\partial B_y/\partial x$ zu bekommen, wurde die sogenannte „Forke“ gebaut. Diese besteht aus einem kreisförmigen Träger, in dessen Mittelebene sich 5 Aufnahmen für die Group3–Hallsonden befinden, mit jeweils 7,5 mm Abstand zueinander angeordnet, um die B_y–Komponente zu messen.

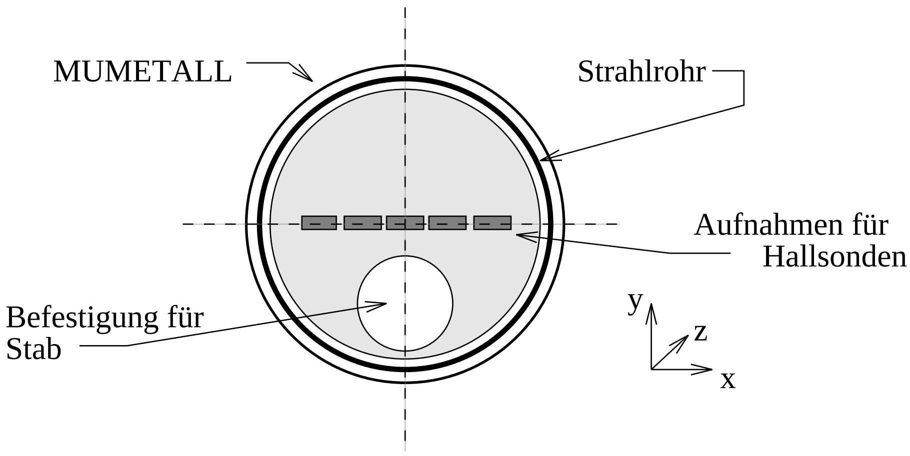

Abb. 5.2: *Schematische Darstellung des Meßträgers für den Protonenkanal*

Um die späteren Abschirmverhältnisse so gut wie möglich zu simulieren, befindet sich dieser Träger in der Mitte eines 50 cm langen Rohrstück, das genau dem wirklichen Strahlrohr entspricht. Dieser Meßkopf ist mit ringförmigen Abstandshaltern umgeben, die ihn im Kanal zentrieren und gleichzeitig eine Berührung des Kopfes mit der Kanalwand und damit einen magnetischen Kontakt verhindern. Der Meßkopf wurde an einem 2,5 m langen Stab mit Abstandsmarken angebracht, mit dem man den Kopf in jede gewünschte Position konnte, und der gleichzeitig eine möglichst waagerechte Lage der Sonden gewährleistete. Dabei muß von einem Fehler der Positionierung in z–Richtung von bis zu 2 mm und einer Verdrehung um die z–Achse von $2°$ ausgegangen werden. Dieses ist eine einfache, aber ausreichend genaue Messung, die die erste Messung bestätigte und auch Aussagen über den Gradienten $\partial B_y/\partial x$ machte.

Die Sonden wurden mit der zur Magnetvermessungsmaschine geschriebenen Software ausgelesen.

5.1.1 Meßergebnis im Protonenkanal

Im Protonenkanal wurde vom Anfang des vorderen Abschirmrohres bei z = 980 mm[1] bis zum Ende des hinteren Abschirmrohres bei z = 4.790 mm in Intervallen von Δz = 50 mm gemessen. Dieses geschah in mehreren Teilmessungen, da die Abstandsringe dem jeweiligen Durchmesser des Kanals bzw. der Abschirmrohre angepaßt werden mußten.

Das Ergebnis zeigt, daß die Septumplatte das Hauptfeld bei einem Strom von 950 A von 9.000 G auf 30 G und die Abschirmrohre außerhalb des Magneten das Feld von 1.000 G auf einige Gauss abschirmen. Aber das In-

[1] im HERMES–Koordinatensystem

	$\int B_y dz$ [G·m]		
I_{Haupt} [A]	x = -7,5	x = 0	x = 7,5
300	21,0	21,3	23,7
950	68,4	69,3	74,8
1350	84,3	85,5	92,1
1500	88,5	89,8	96,8

Tabelle 5.1: *$\int B_y dz$ [G·m] in Protonenkanal ohne zusätzliche Abschirmung*

tegral $\int B_y dz$ beträgt noch ca. 70 G·m , d.h. es überschreitet den von der Maschinengruppe angegebenen Grenzwert. Dabei wird das Intergral $\int B_y dz$ hauptsächlich durch einen Peak auf der Höhe der vorderen Fieldclamp beherrscht. Dort werden im Kanal bei einem Strom von I = 1.500 A Werte von bis zu $B_y = 300$ G gemessen.

Aus der MAFIA–Rechnung ist bekannt, daß in der Fieldclamp 150 mm oberhalb des Protonenrohres B–Werte bis zu 2,2 T erwartet werden. Dadurch sind die gemessenen Werte zu verstehen.

5.1.2 Meßergebnis im Elektronenkanal

Im Elektronenkanal wurde nur vom Anfang der Korrekturspule bei z = 1.810 mm in der Septumplatte bis zum Ende des hinteren Abschirmrohres z = 4.460 mm gemessen, da das vordere Abschirmrohr für den Meßkopf einen zu kleinen Durchmesser hat. Es zeigt sich auch hier, daß die Septumplatte bei einem Strom von I = 950 A von 9.500 G auf ca. 40 G und die Abschirmrohre von 1.200 G auf ca. 10 G abschirmen. Die Werte bei einem Strom $I = 1500$ A für das Integral $\int B_y dz$ sind mit 150 G · m wiederum zu hoch.

5.1.3 Möglichkeiten der Abschirmung

Als gebräuchlichste Abschirmwerkstoffe werden kohlenstoffarmes geglühtes Eisen oder weichmagnetische Legierungen verwendet. In statischen Magnetfeldern beruht die Schirmung allein auf der Nebenschlußwirkung der magnetisch sehr gut leitenden Hüllen der Abschirmungen im Vergleich mit der sie umgebenden Luft. Als Schirmfaktor wird das Verhältnis zwischen der äußeren Störfeldstärke H_a und der im Innern des Gehäuses gemessenen Restfeldstärke H_i definiert.

$$S = \frac{H_a}{H_i}$$

Der Schirmfaktor wird auch häufig als Schirmdämpfung a_S in dB angegeben. Der Zusammenhang zwischen S und a_S ist durch folgende Beziehung gegeben:

$$a_S = 20\ lgS$$

Die Abschirmwirkung eines Gehäuses hängt von der Permeabilität des Werkstoffes, von der Form und der Größe des Gehäuses sowie von der Wanddicke ab. Nur für wenige Formen ergibt die Berechnung ein wirklich homogenes Innenfeld und damit einen definierten Schirmfaktor. Diese Ergebnisse können aber zur Abschätzung der Schirmwirkung anderer Gehäuse herangezogen werden.

Die im folgenden angegebenen Formeln gelten unter der Voraussetzung, daß die Abschirmung dünnwandig ist.

Die statische Schirmwirkung eines langen Abschirmzylinders mit dem Durchmesser D und der Wanddicke d für Felder, die quer zur Zylinderachse stehen, kann mit folgender Formel berechnet werden:
($\mu_r \equiv$ relative Permeabilität, ($\mu_r \gg 1$))

$$S = \frac{\mu_r \cdot d}{D} + 1$$

Diese einfache Formel vernachlässigt Effekte, die durch Deckel an den Enden der Zylinders auftreten.

Die bisherige Formel setzt voraus, daß eine konstante Permeabilität vorliegt. Die weichmagnetischen Werkstoffe zeigen aber eine mehr oder weniger ausgeprägte Abhängigkeit der Permeabilität von der magnetischen Feldstärke bzw. von der Induktion im Material. Bei kleinen Feldstärken kann mit der Permeabilität μ_4 gerechnet werden[2], die sich oft nur wenig von der Anfangspermeabilität μ_i unterscheidet. Alle Werkstoffe zeigen bei einer bestimmten Feldstärke eine max. Permeabilität μ_{max}. Prinzipiell kann durch geschickte

[2] $\mu_4 = \mu_r$ bei einer Aussteuerung von $4\,\mathrm{mA/cm}$

Dimensionierung der Abschirmung die Maximalpermeabilität als die für die Schirmung wirksame Permeabilität genutzt werden. Man spricht dann von einer optimalen Aussteuerung B_{opt}. Unter der in der Schirmwandung noch zulässigen Induktion B_m wird diejenige Induktion verstanden, bei der die Permeabilität bei wachsener Aussteuerung wieder auf μ_4 abgesunken ist.

Zum Erzielen großer Schirmfaktoren bei geringem Materialeinsatz werden Mehrfachabschirmungen verwendet. Die Schirmfaktoren der Einzelschalen wirken bei genügend großem Abstand muliplikativ. Für den Doppelzylinder im Querfeld errechnet sich der Schirmfaktor S_D aus den Schirmfaktoren der beiden Einzelschirme S_{01} und S_{02} wie folgt bei $D_1 > D_2$:

$$\begin{aligned}
S_D &= S_{01} \cdot S_{02} \cdot \left[1 - \left(\frac{D_2}{D_1}\right)^2\right] + S_{01} + S_{02} + 1 \\
S_{01} &= \mu_r \frac{d_1}{D_1} \\
S_{02} &= \mu_r \frac{d_2}{D_2} \\
d_i &= \text{Wanddicken der Einzelschirme} \\
D_i &= \text{Durchmesser der Einzelschirme}
\end{aligned}$$

Im Grenzfall $D_1 \rightarrow D_2$ wirken die Schirme nur additiv und die Formel geht über in [34]

$$S_D = S_{01} + S_{02} + 1.$$

Die wichtigsten magnetischen Eigenschaften bei der Abschirmung sind wie bereits genannt die magnetische Leitfähigkeit (Permeabilität) und die Sättigungspolarisation. Die Sättigungspolarisation ist bei kristallinen Metallen durch Zusammensetzung und Kristallgitteraufbau bei amorphen Legierungen im wesentlichen durch die Zusammensetzung gegeben. Bei technisch verwendeten Materialien variiert sie um einen Faktor bis zu 5. So haben amorphe weichmagnetische Legierungen wie $Fe_{80-X}Ni_XBo_{20}$ und $Fe_{80-X}Co_XBo_{20}$ in Abhängigkeit von dem Co - bzw. Ni -Prozentsatz eine Sättigungspolarisation J_S = 0,4 bis 1,8 T und kristalline weichmagnetische Legierungen wie CoFe und NiFe eine J_S = 0,7 bis 2,3 T.

Die Anfangspermeabilität der weichmagnetischen Werkstoffe überstreicht etwa 4 - 5 Größenordnungen (siehe Tabelle 5.3). Aber selbst bei ein und derselben Legierung können diese Werte in weiten Grenzen schwanken. So sinkt z.B. bei einer sehr hochpermeablen NiFeMo–Legierung durch einfaches leichtes Kaltwalzen die Anfangspermeabilität von etwa 130.000 auf rund 1.000 ab. Nach starkem Kaltwalzen und im ungeglühten Zustand beträgt die Permeabilität sogar nur noch 100.

Das von uns verwendete MUMETALL gehört zu der Gruppe der kristallinen Nickeleisen Legierungen mit 72 bis 80 % Ni. Sie sind durch eine hohe Anfangs-

	μ_4	μ_{max}	B_{opt}[T]	B_m[T]	H_C[A/cm]	B_S[T]
MUMETALL	30.000	70.000	0,3	0,65	0,03	0,8
MUMETALL–Folie	8.000	80.000				

Tabelle 5.2: *Richtwerte für die magnetischen Eigenschaften von MUMETALL*

und Maximalpermeabilität bei allerdings relativ niedriger Sättigungsinduktion gekennzeichnet.

Wie bereits erwähnt, verschlechtert ein Biegen und Stanzen bei kristallinen Werkstoffen wie MUMETALL die magnetischen Eingenschaften erheblich. Deshalb ist eine Wärmebehandlung der endgültig verwendeten Abschirmzylinder unerläßlich. So kann z.B. bei MUMETALL die Permeabilität μ_4 um einen Faktor 1.000 verbessert werden, wenn das MUMETALL 2 bis 5 Stunden bei einer Temperatur von 1.000 bis 1.100 °C im Ofen magnetisch schlußgeglüht wird [35].

5.1.4 Praktische Durchführung

Um die gemessenen Restfelder von bis zu 40 G innerhalb der 1. Abschirmschalen, bestehend aus der Septumplatte und den Abschirmrohren, zu verringern, wurde beschlossen, die Strahlrohre aus Edelstahl mit MUMETALL zu umwickeln, so daß die Strahlen im Hauptfeld des Spektrometermagneten durch eine Doppelabschirmung geschützt werden.

Das Protonen–Strahlrohr wurde mit 3 Lagen zu Zylindern gebogenen MUMETALL–Blechen von 0,5 mm Dicke umgeben. In der Fieldclamp wurde ein 5 mm dicker Weicheisenring, bestehend aus zwei Halbschalen, eingelassen und von einem Ring aus 5 mm Aluminium als Abstandshalter umgeben, um auch hier eine Doppelabschirmung bestehend aus den 5 mm Weicheisen, ca. 10 mm Luft und 1,5 mm MUMETALL zu gewährleisten.

Das Elektronen–Strahlrohr innerhalb des Spektrometermagneten hat eine elliptische Form und es verjüngt sich stufenförmig zum Wechselwirkungspunkt hin. Zur Abschirmung wurde deshalb eine selbstklebende 0,2 mm dicke MUMETALL–Folie[3] verwendet. Im vorderen Teil des Elektronenkanals befindet sich die Korrekturspule, durch die das Restfeld kompensiert werden kann, und die Flußdichten von maximal $B_y = 1.000$ G erzeugen kann. Eine Abschirmung entfällt natürlich in diesem Bereich. Deshalb wurde das Elektronenstrahlrohr vom Ende des hinteren Abschirmrohres (z = 4.740 mm) bis 40 mm (z = 2.740 mm) vor die Korrekturspule mit 5 Lagen MUMETALL–Folie umwickelt. Dieser Abstand zwischen MUMETALL–Abschirmung und

[3]mit Klebeschicht: $\mu_4 = 4000$

	$\int B_y dz$ [G·m]					
I_{Haupt} [A]	x = -15	x = -7,5	$x_a = 0$	$x_i = 0$	x = 7,5	x = 15
300	0,25	0,42	0,47	0,30	0,25	0,58
950	6,91	7,27	9,39	7,83	8,47	12,56
1350	10,96	9,75	13,09	10,52	11,51	17,18
1500	10,93	11,23	13,00	11,85	12,84	18,00

Tabelle 5.3: *$\int B_y dz$ [G·m] im Protonenkanal mit 1,0 mm MUMETALL - Abschirmung*

Korrekturspule soll eine Sättigung und damit eine Beeinträchtigung der Abschirmwirkung des MUMETALLs in der Nähe der Korrekturspule verhindern, wenn diese als 3. Ablenkung der geschlossenen Beule des Elektronenstrahls genutzt wird.

In dem vorderen Abschirmrohr wurden 2 Halbschalen aus 0,5 mm dickem MUMETALL–Blech um das dort eingebaute dünnwandige Strahlrohr gelegt. Die Trennebene liegt in der Vertikalen, da so der unvermeidliche Luftspalt die Abschirmwirkung am wenigsten schwächt. Dies haben auch entsprechende Messungen belegt.

Die Abschirmrohre hinter dem Magneten wurden mit Zylindern aus Weicheisen einer Stärke d = 1,5 mm bis z = 5.400 mm verlängert, da in diesem Bereich aufgrund der MAFIA–Rechnungen magnetische Flußdichten von bis zu 200 G erwartet werden. Auch das Abschirmrohr des Protonenkanals vor dem Magneten wurde mit einem 500 mm langem Zylinder des gleichen Materials verlängert.

5.1.5 Endergebnis

Da in dem Strahlrohr selbst nicht gemessen werden kann, wurde die Abschirmung simuliert, in dem den beschriebene Meßkopf mit 2 mal 0,5 mm MUMETALL–Blech umwickelt wurde und damit der Protonenkanal komplett und der Elektronenkanal vom Ende des hinteren Abschirmrohres (z = 4.740 mm) bis zur Korrekturspule (z = 2.700 mm) in Intervallen von 50 mm vermessen wurde. Das vordere Elektronenkanal–Abschirmrohr wurde komplett mit 0,5 mm MUMETALL–Blech in einem Abstand von 5 mm vom Rohr ausgelegt und mit einer einzelnen Group3–Hallsonde auf einem Träger mit Hilfe der Magnetvermessungsmaschine (MVM) in Intervalen von Δz = 10 mm vermessen.
Als Ergebnis (siehe Tabelle 5.7) sieht man in beiden Kanälen, daß die gegebene Grenze für das Intergral $\int B_y dz$ von 50 bzw. 20 G·m eingehalten werden

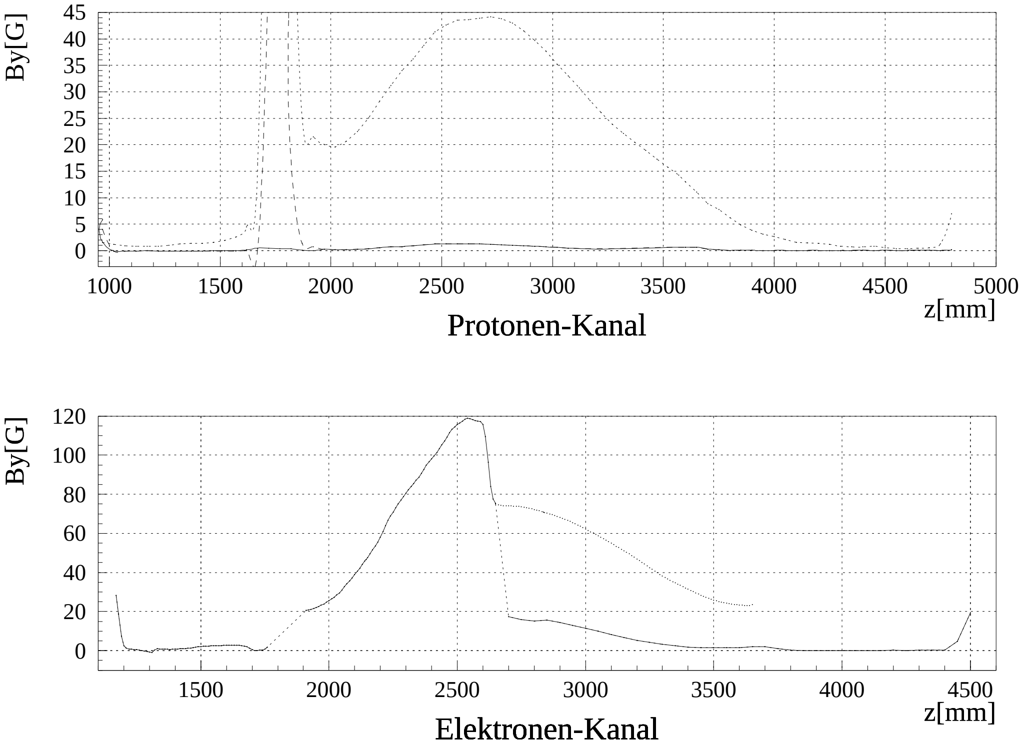

Abb. 5.3: *Ergebnis bei einem Strom I_{Haupt} = 1500 A für die Messungen ohne (gestrichelte Linien) und mit Abschirmung (durchgezogene Linie) in den Kanälen der Septumplatte.*(x = *0*, y = *0)*

kann, wenn man voraussetzt, daß das Restfeld im Bereich der Korrekturspule durch diese kompensiert werden kann (siehe unten).

I_{Haupt} [A]	$\int B_y dz$ [G·m]					Multipolkomponenten	
	x = -25	x = -15	x = 0	x = 15	x = 25	Q	S
950	0,425	0,50	0,63	0,78	0,89	$9,3 \cdot 10^{-3}$	$4,4 \cdot 10^{-5}$
1500	1,28	1,262	1,259	1,28	1,31	$6 \cdot 10^{-4}$	$5,3 \cdot 10^{-5}$

Tabelle 5.4: *$\int B_y dz$ [G·m] im Protonenkanal mit 1,0 mm MUMETALL–Abschirmung und zusätzlicher Weicheisen–Abschirmung auf Höhe der vorderen Fieldclamp*

Werden die zwei Tabellen 5.4 und 5.5 verglichen, wird der bereits angesprochenen beherrschend großen Anteil des Peaks auf der Höhe der Septumplatte deutlich, der in den Daten der Tabelle 5.5 abgeschirmt worden ist. Anhand der Daten in Tabelle 5.4 wird der absolute Fehler dieser Messung sehr gut sichtbar, besonders wenn die Werte x_a und x_i verglichen werden, die an den

gleichen Positionen gemessen sein sollten. Die folgende Bestimmung der Multipole kann also nur als eine grobe Abschätzung betrachtet werden, die ein Fehler von bis zu 30% haben kann.
Die Werte für x = ±20 mm bzw. ±25 mm resultieren aus den folgenden Rechnungen. Sie wurden mit den errechneten Multipolkomponenten extrapoliert.

Der von den Sonden gelesene Feldwert B läßt sich wie folgt in seine Multipolkomponenten zerlegen:

$$B(x, z) = D + Q \cdot x + S \cdot (x^2 - z^2)$$

mit:

$$\begin{aligned} D &\equiv \text{Dipol- Komponente} \\ Q &\equiv \text{Quadrupol -Komponente} \\ S &\equiv \text{Sextupol -Komponente} \end{aligned}$$

dabei wird der Punkt x = 0 jeweils in die Mitte der Strahlrohre gelegt und z = 0 aufgrund der Anordnung angenommen. Mit

$$\mathcal{B}_i = \int B_{y_i} dz, \quad i = (1, 2, 3)$$

$$\begin{aligned} 1 &\equiv x = -15\,\text{mm} \\ 2 &\equiv x = 0\,\text{mm} \\ 3 &\equiv x = 15\,\text{mm} \end{aligned}$$

folgt

$$\begin{aligned} Q &= \frac{(\mathcal{B}_3 - \mathcal{B}_2) - (\mathcal{B}_1 - \mathcal{B}_2)}{2x} \\ &= \frac{\mathcal{B}_3 - \mathcal{B}_1}{2x} \\ S &= \frac{(\mathcal{B}_3 - \mathcal{B}_2) + (\mathcal{B}_1 - \mathcal{B}_2)}{2x^2} \\ &= \frac{\mathcal{B}_3 + \mathcal{B}_1 - 2\mathcal{B}_2}{2x^2} \end{aligned}$$

Die Multipolabschätzung zeigt, daß es eine Quadrupolkomponente gibt, für die keine Grenzabschätzungen vorliegen. Wird eine Betrachtung beider Multipolkomponenten zusammen durchgeführt, d.h. wird nur der Unterschied im Feldintegral $\int B_y dz$ betrachtet, so liegen die gemessenen Werte weit innerhalb der vorgegebenen Grenzen, und überschreiten diese auch bei einem möglichen Fehler von 30 % nicht. Die Werte beziehen sich auf Messungen von Anfang der vorderen bis Ende der hinteren Abschirmrohre(siehe Tabelle 5.7).

I_{Haupt} [A]	$\int B_y dz$ [G·m]					Multipolkomponenten	
	x = -20	x = -15	x = 0	x = 15	x = 20	Q	S
950	0,7	1,28	2,32	2,33	2,1	$3,5 \cdot 10^{-2}$	$-2,3 \cdot 10^{-3}$
1350	2,67	3,91	6,89	8,86	9,27	$1,7 \cdot 10^{-1}$	$-2,2 \cdot 10^{-3}$
1500	4,19	5,45	8,97	12,14	13,11	$2,2 \cdot 10^{-1}$	$-8 \cdot 10^{-4}$

Tabelle 5.5: *$\int B_y dz$ [G·m] im Elektronenkanal mit 1,0 mm MUMETALL - Abschirmung*

Elektronenkanal

		$\int B_y dz$ [G·m]				
	I_{Haupt}	Kanal	KSp	v. Absch.	Σ	Grenze
Dipolkomp.	950	2,32	-2,35	0,48	0,45	
	1350	6,89		0,69		
	1500	8,97	-7,14	0,72	2,55	20
Multipolkomp.	950	-0,22	1,35		1,13	
(x = 20 mm)	1500	4,14	1,93		6,04	10

Hier gelten die Abkürzungen:
KSp = Korrekturspule, v. Absch. = vorderes Abschirmrohr

Protonenkanal

		$\int B_y dz$ [G·m]	
	I_{Haupt}	Kanal	Grenze
Dipolkomp.	950	0,63	
	1500	1,26	50
Multipolkomp.	950	0,26	
(x = 20 mm)	1500	0,05	24

Tabelle 5.6: *Vergleich Meßergebnisse - Grenzwerte in den Kanälen*

Abschätzung der erreichten Abschirmwirkungen

Im Abschnitt 5.1.3 wurden Formeln zur Abschätzung der Abschirmwirkungen verschiedener dünnwandiger geometrischer Formen vorgestellt. Werden der gemesssene Schirmfaktor für den Protonenkanal

$$S_{mess} = \frac{\int B_{y_a} dz}{\int B_{y_i} dz}$$

mit den berechneten

$$S_{cal} = \frac{\mu_r \cdot d}{D} + 1$$

verglichen, so ergeben sich folgende Resultate:

Septumplatte

$$\frac{S_{mess}}{S_{cal}} = \frac{\dfrac{13.000\,\mathrm{G\cdot m}}{65,5\,\mathrm{G\cdot m}}}{\dfrac{300 \cdot 41\,\mathrm{mm}}{61\,\mathrm{mm}}} = \frac{198,3}{201,6} = 0,98$$

MUMETALL–Abschirmung in der Septumplatte

$$\frac{S_{mess}}{S_{cal}} = \frac{\dfrac{65,5\,\mathrm{G\cdot m}}{0,63\,\mathrm{G\cdot m}}}{\dfrac{30.000 \cdot 1\,\mathrm{mm}}{41\,\mathrm{mm}}} = \frac{104,0}{731,7} = 0,14$$

Doppelabschirmung

$$\frac{S_{mess}}{S_{cal}} = \frac{\dfrac{13.000\,\mathrm{G\cdot m}}{0,63\,\mathrm{G\cdot m}}}{201,6 \cdot 731,7\left[1 - \left(\dfrac{41}{61}\right)^2\right] + 202 + 731,7} = \frac{20.634,9}{82.227,4} = 0,25$$

Dabei wurde Werte für das $\mu_{Magneteisen} = 300$ und das $\mu_{MUMETALL} = 30.000$ angenommen, die Tabellenwerten entsprechen. Die schlechte Übereinstimmung des Schirmfaktors von MUMETALL kann auf die schon beschriebenen Senkungen der Permeabilität duch mechanische Beanspruchung oder magnetischen Kontakt mit der Kanalwand zurückzuführen sein.

5.2 Messung in der Korrekturspule

Zur lokalen Kompensation der Restfelder in dem Elektronenkanal und zum fahren einer geschlossenen Orbitbeule ist in der Septumplatte des HERMES–Spektrometermagneten eine Korrekturspule eingebaut.

5.2.1 Meßanordnung

Um die Auflösung und die Genauigkeit der Messung in der Korrekturspule zu verbessern, wurde zu deren magnetischer Vermessung die neuerstellte MVM genutzt. Der Elektronenkanal in der Korrekturspule hat, wie auch der hintere Teil, einen elliptischen Querschnitt, deshalb wurde ein elliptischer Träger ähnlich dem der vorherigen Messung in den Kanälen erstellt, der wiederum 5 Aufnahmen für die Group3–Hallsonden zur Messung der B_y–Komponente der magnetischen Flußdichte hat.

Die Abstände zwischen den einzelnen Sonden betragen $\Delta x = 10$ mm. Dieser Träger ist wie der $3D$–Sondenkopf an dem Sondengelenk zu befestigen und kann damit ausgerichtet werden. Durch die Nutzung der MVM kann ein Positionierfehler in z–Richtung und eine Verdrehung um die z–Achse, wie er in der vorherigen Messung auftrat, minimiert werden. Daher läßt sich mit diesem Meßaufbau eine genauere Aussage über den Gradienten $\partial B_y/\partial x$ und die Multipole in der Korrekturspule machen, deren Minimierung eine der Aufgaben dieser Meßreihe war.

Der relative Fehler dieser Messungen für das $\int B_y dz$ wurde aufgrund der doppelt gemessenen Werte bei $x = 0$ auf 0,2 % abgeschätzt.

5.2.2 Stromverhältnis in den beiden Teilspulen

Die Korrekturspule besteht, wie schon im Kapitel 5 beschrieben, aus 2 Teilspulen (siehe Abb. 5.1). Nachdem ein Wert in der äußeren Spule eingestellt ist, läßt sich mit Hilfe der inneren Spule ein vorhandener Sextupolanteil des Restfeldes und der äußeren Spule, der als Gradient $\partial B_y/\partial x$ direkt zu messen ist, kompensieren. Einer theoretischen Berechnung zufolge ist das ideale Verhältnis zwischen $I_{innen}/I_{außen} = 0{,}7$. Zur Überprüfung dieser Rechnung wurde der Träger mit 3 Sonden bestückt. Die Hallsonden wurden in der Mitte und den äußeren Aufnahmen bei $\Delta x = \pm\ 20$ mm eingebaut und der Träger in die Mitte der Korrekturspule gefahren.

Das Hauptfeld wurde mit einem Strom $I_{Haupt} = 950$ A betrieben. Der Strom der äußeren Spule I_1 wurde auf einen mittleren Wert von 700 A gebracht und die innere Spule im Bereich von $I_2 = 490$ A variiert. Um eine eventuelle z–Abhängigkeit zu untersuchen,wurde das B_y=–Feld der Korrekturspule für die Stromverhältnisse $I_1/I_2 = 700/490$ und 700/430 in allen 5 x–Positionen entlang z = 1.810 bis 2.750 mm gemessen (siehe Tabelle 5.8).

Die Messung bestätigt das theoretisch berechnete Verhältnis, zeigt aber auch, daß es ein breites Plateau gibt, und daß damit das genaue Einhalten dieses Verhältnisses nicht kritisch ist. Danach wurde auch bei geänderter Polarität der Hauptspulen das Verhältnis überprüft. Auch hier ist der gemessene Gradient $\partial B_y/\partial x$ nicht kritisch.

5.2.3 Erregungskurven

Ein weiteres Ziel dieser Meßreihe war die Messung einer Erregungskurve, die die Abhängigkeit des Intergrals $\int B_y dz$ von den Strömen in der Korrekturspule zeigt, wobei der Strom in dem vorher bestimmten Verhält-

	$\int B_y dz$ [G·m]					
I_{Haupt} [A]	I_1/I_2	x = -20	x = -10	x = 0	x = 10	x = 20
950	700/490	-487,46	-491,03	-490,78	-490,553	-485,95
	700/430	-463,91	-466,04	465,45	464,43	462,73
-950	700/490	-547,20		-543,40		-541,43
	1000/700	-761,48		-762,86		-760,18
	0/0	-29,02		-27,36		-29,13

Tabelle 5.7: *$\int B_y dz$ [G·m] durch die Korrekturspule*

nis $I_2/I_1 = 0{,}7$ erhöht wurde. Mit Hilfe dieser Messung sollte es möglich sein, jedes bekannte Integral $\int B_y dz$, das durch Streufelder auf den Strahl wirkt, zu kompensieren, bzw. eine vorher berechnete 3. Ablenkung einer geschlossenen Beule auf den Strahl auszuführen. Daher wurde bei Strömen $I_{Haupt} = 0\text{A}, \pm 300\text{A}, \pm 950\text{A}, \pm 1.350\text{A}$ und $\pm$ 1.500A in der Hauptspule der Strom in der äußeren Korrekturspule $I_1 = 0 \rightarrow 1.000\,\text{A}$ in Schritten von 200 A erhöht und jeweils das Integral $\int B_y dz$ von z = 1.810 bis 2.750 mm gemessen (siehe Abbildung 5.4 und Tabelle 5.9).

An diese Ergebnisse kann man eine Gerade anpassen und dadurch die Steigung a bestimmen.

$$Int = a \cdot I_1 + b$$

wobei:

I_{Haupt} [A]	b	a	χ^2
-1500	-51,15	-0,730	0,26
-1350	-43,27	-0,732	0,29
-950	-27,97	-0,736	0,52
-300	-6,92	-0,739	1,04
0	-2,34	-0,741	3,34
300	5,03	-0,739	0,89
950	26,34	-0,737	0,99
1350	41,56	-0,734	1,09
1500	48,96	-0,732	0,54

Tabelle 5.8: *Parameter der angepaßten Geraden für die Erregungskurve der Korrekturspule*

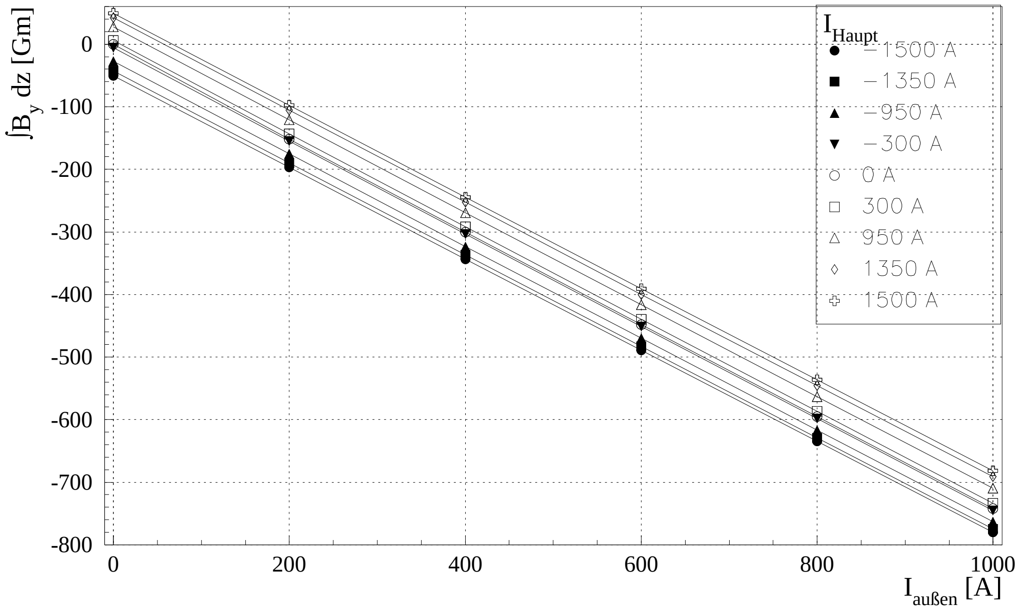

Abb. 5.4: *Die Erregungskurven der Korrekturspule bei verschiedenem I_{Haupt} in Abhängigkeit von $I_{außen}$*

5.2.3.1 Kompensation des Restfeldes

Zur Bestätigung der im vorherigen Kapitel bestimmten Geradengleichung wurde versucht, die jeweiligen Integrale $\int B_y dz$ der Restfelder in der Korrekturspule und dem Elektronenkanal durch die Korrekturspule zu kompensieren. Das gemessene Integral $\int B_y dz$ im Elektronenkanal ohne den Bereich der Korrekturspule bei einem Strom $I_{Haupt} = 950$ A beträgt 2,8 G·m. Der negative Wert dieses Integrals Int' wird laut der Geradengleichung bei einem Strom von

$$I_1 = \frac{Int' - b}{a} = 39.5 \text{ A} \quad \text{erreicht.}$$

Den Verlauf von B_y bei Kompensation des Restfeldes in dem Elektronenkanal bei einem Strom $I = 950$ A in den Hauptspulen zeigt Abbildung 5.5.

Zur Steuerung der Magnetnetzgeräte wird ein PC benutzt, dessen Software auf der Basis des SEDAC–Protokolls[4] arbeitet. Das Programm sieht ein paralleles Fahren der Netzgeräte vor, und ermöglicht so eine anhaltende Kompensation des Restfeldes durch die Korrekturspule.

[4]SEriel Data ACquisition

Abb. 5.5: *B_y im Elektronenkanal bei Kompensation des Restfeldes von I_{Haupt} = 950 A durch die Korrekturspule (x = 0, y = 0)*

5.2.3.2 Hysterese

Eine evidente aber doch bemerkenswerte Tatsache wurde bei dieser Messung festgestellt:
Die Hysterese kommt dadurch zustande, daß die magnetische Flußdichte gegenüber der sich ändernden magnetischen Feldstärke immer um einen bestimmten Betrag zurückbleibt. In der Septumplatte bzw. im Elektronenkanal wurde aber der gegenteilige Effekt gemessen. Hier eilt die magnetische Flußdichte ihrer Anstiegskurve voraus. Dieses läßt sich dadurch begründen, daß sich bei abnehmender Feldstärke die Feldlinien durch den Luftspalt schließen können und damit die magnetische Flußdichte im Kanal verringern (siehe Abbildung 5.7).

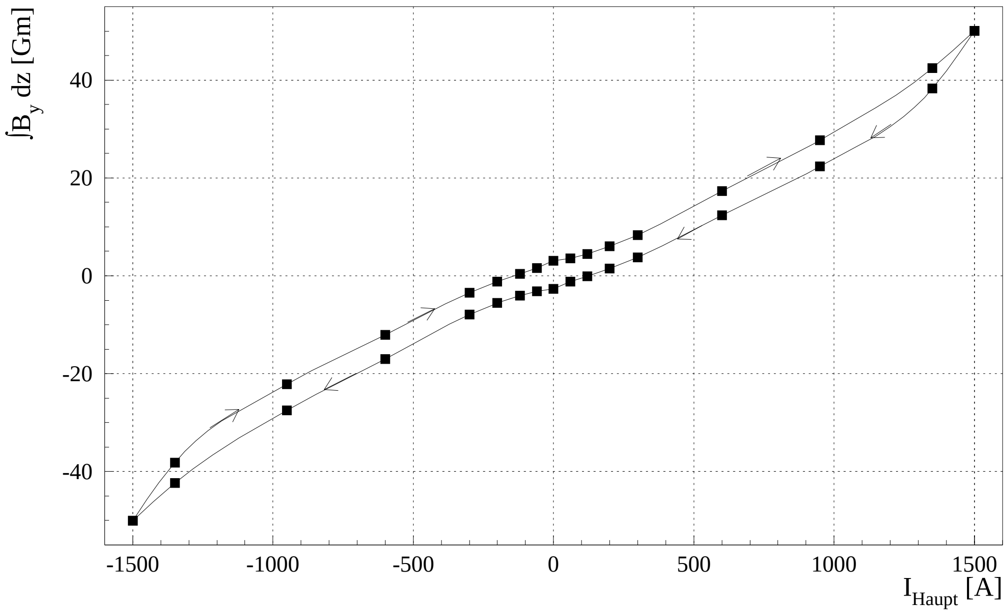

Abb. 5.6: *Form der Hysterese–Kurve in der Korrekturspule*

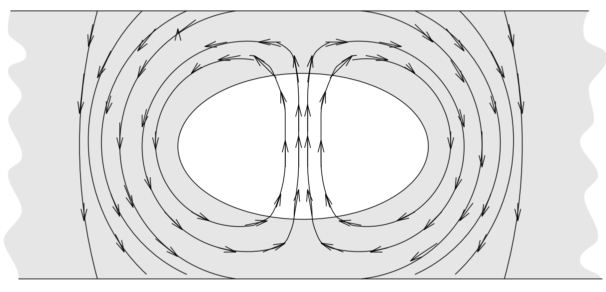

Abb. 5.7: *Feldlinien in der Septumplatte und im Elektronenkanal bei geringem Hauptfeld*

Kapitel 6

Messung im Targethaltefeld

Das von Helmholtzspulen erzeugte Targethaltefeld stellt die Quantisierungsachse für den Spin der Targetatome dar. Durch die Wahl der Hauptfeldkomponente läßt sich der Spin der Targetatome longitudinal (z–Richtung) oder transversal (y–Richtung) zur Strahlachse ausrichten.

Die Meßaufgabe bestand erstens in der Erstellung einer Magnetkarte in den Bereichen der Target- und der Pumpzelle bei longitudinaler und transversaler Ausrichtung des Magnetfeldes, wobei insbesondere der Gradient der jeweiligen Hauptkomponente zu studieren war, und zweitens aus der Überprüfung der Kompensierung der Gradienten des Spektrometerfeldes durch eine zusätzliche Korrekturspule.

Abschließend sollte noch die Überlagerung der drei Felder in einer Magnetkarte festgehalten werden.

6.1 Helmholtzspulen

Ordnet man 2 gleiche Kreisringe parallel und auf derselben Achse an, und werden diese gleichsinnig vom Strom durchflossen, ist es möglich sie so zu plazieren, daß die Summe ihrer Felder einen großen homogenen Bereich ergibt. Das im Nullpunkt bekannte Magnetfeld $\vec{H}$ läßt sich für die Umgebung des Nullpunktes in einer Reihe entwickeln [36].

$$H_z(x) = H_z(0) + xH_z'(0) + \frac{x^2}{2!}H_z''(0) + ...$$

Verlangt man, daß das Glied 2. Ordnung verschwindet (alle ungeraden Ableitungen sind wegen der Symmetrie sowieso gleich Null), so erhält man für den Abstand der beiden Ringspulen

$$2a = r$$

hierbei ist r = Spulenradius und $2a$ = Abstand der Spulen zueinander.
Zusatzbedingung für einen endlichen Spulenquerschnitt

$$\frac{l}{h} = \sqrt{\frac{31}{26}} \quad ; \qquad l, h \ll r$$

wobei l = Spulendicke und h = Spulenhöhe.
Für den idealisierten Fall zweier einlagiger Drahtringe gilt im Mittelpunkt

$$H_{z0} = 0{,}715 \;\; \frac{I}{r}$$

Werden die beiden Spulen gegensinnig geschaltet, so ergeben sich definierte Gradienten.
Diese ideale Anordnung konnte im Targetbereich des HERMES–Experimentes nicht realisiert werden, da der Platz um das Target durch die Targetkammer und durch Vakuumpumpen begrenzt ist (siehe schematische Zeichnung Abb. 6.1).
Die endgültige Form ist eine Optimierung, die auf MAFIA–Rechnungen basiert.

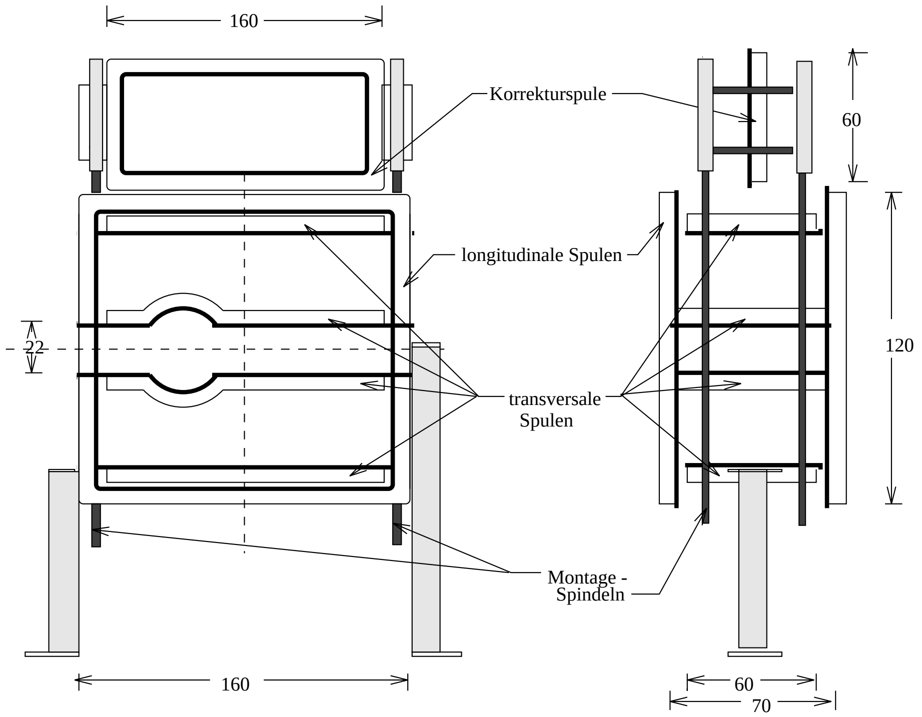

Abb. 6.1: *Schematische Darstellung der Targethaltespulen mit der Korrekturspule*

6.2 Vermessung der Targethaltespulen

Die Targethaltespulen bestehen aus einem Paar Luftspulen in der xy–Ebene angeordnet sind, und mit denen das longitudinale B_z–Feld hergestellt werden kann. Die zwei Luftspulenpaare in der xz–Ebene werden genutzt, um das transversale B_y–Feld zu erzeugen.

Um die Magnetfelder der Targethaltespulen zu messen, und sie mit den MAFIA–Rechnungen vergleichen zu können, wurden die drei Spulenpaare wie in Abb. 6.1 gezeigt montiert. Aufgrund der Meßaufgabe, die sowohl einen Gradienten zu messen beinhaltet, als auch die Messung zweier Feldkomponenten gleichzeitig erfordert, wurde die Magnetvermessungsmaschine mit dem 3D–Sondenkopf genutzt. Dieser erlaubt es, nach präziser Ausrichtung des Kopfes und des Tisches, die Magnetfeldkomponenten einzeln zu messen.

Als erstes wurden auch für die Spulen des Targethaltefeldes Erregungskurven in der geometrischen Mitte gemessen. Da es sich um Luftspulen handelt, läßt sich die Erregungkurve durch eine Gerade in Abhängigkeit des Stromes beschreiben.
Für die longitudinalen Spulen gilt:

$$B_z = 0,646 \cdot I - 0,197,$$

sowie für die transversalen:

$$B_y = 1,382 \cdot I - 0,760.$$

Die vom MAFIA–Programm berechneten Anstiege sind für die longitudinalen Spulen 0,672 bzw. 1,382 für die transversalen.

6.2.1 Gradienten

Wie im Kapitel 3 ausgeführt, bewirkt ein Gradient im Magnetfeld eine Depolarisierung der ^{3}He–Atome. Deshalb wurde sowohl das longitudinale als auch das transversale Magnetfeld der Helmholtzspulen im Bereich der Pumpzellen gemessen. Dabei wurde in beiden Ausrichtungen des Haltefeldes eine Feldkarte eines Quaders mit Seitenlänge $dx = dy = dz = 200\,\text{mm}$ um den Mittelpunkt der Pumpzelle bei (x, y, z) = (340, 0, 0)[1] mit einer Schrittweite $\Delta x = \Delta y = \Delta z = 10\,\text{mm}$ erstellt. Der Strom in den Spulenpaaren betrug jeweils $I = 50\,\text{A}$.

Die von Schearer und Walter definierte kritische Größe $g_\perp$, um die Depolarisierung aufgrund eines Gradienten transversal zur Hauptfeldrichtung zu

[1] im HERMES–Koordinatensystem [mm]

beschreiben, ist

$$g_\perp = \left\langle \frac{|\vec{\nabla} B_\perp|^2}{|\vec{B}|^2} \right\rangle .$$

Es hat sich in früheren Experimenten gezeigt, daß als Grenzwert $g_\perp < 0,01\ \mathrm{m}^{-2}$ einzuhalten ist.

	$g_i[\mathrm{m}^{-2}]$	longitudinal	transversal
Pumpzelle	$\left\langle \frac{\lvert\vec{\nabla} B_x\rvert^2}{\lvert\vec{B}\rvert^2} \right\rangle$	0,048 ± 0,003	0,024 ± 0,005
	$\left\langle \frac{\lvert\vec{\nabla} B_y\rvert^2}{\lvert\vec{B}\rvert^2} \right\rangle$	0,346 ± 0,1	0,140 ± 0,08
	$\left\langle \frac{\lvert\vec{\nabla} B_z\rvert^2}{\lvert\vec{B}\rvert^2} \right\rangle$	0,049 ± 0,003	0,0045 ± 0,005

Tabelle 6.1: *Faktoren nach Schearer und Walter g_i (i = x,y,z) bei longitudinaler (B_z = 32 G) und transversaler (B_y = 68 G) Ausrichtung des Haltefeldes der Helmholtz–Spulen im Bereich der Pumpzelle*

Die nach Schearer und Walter in der Tabelle 6.1 berechneten Faktoren $g_i(i = x, y, z)$ beziehen sich auf das Volumen der Pumpzelle von $V_{Pumpzelle} = 50\,\mathrm{mm} \times 50\,\mathrm{mm} \times 50\,\mathrm{mm}$. Bei transversalem Feld ergibt sich ein Wert für $g_\perp \simeq 0,03\,\mathrm{m}^{-2} \pm 0,01\,\mathrm{m}^{-2}$, d.h. der Grenzwert ist um einen Faktor 3 überschritten, während bei longitudinalem Feld der Wert für $g_\perp \simeq 0,4\,\mathrm{m}^{-2} \pm 0,103\,\mathrm{m}^{-2}$ beträgt, und damit um einen Faktor 40 über dem Grenzwert liegt. Die angegebenen Fehler entsprechen den in dieser Arbeit festgestellten, so ist der relative Fehler für ΔB_i gleich $1 \cdot 10^{-4}$, der absolute Fehler für B gleich 0,18 G und der absolute Fehler für Δx_i gleich 50 μm. Dabei ist zusätzlich zu berücksichtigen, daß die Anzeige der y–Sonde während der Messungen in einem Bereich von ΔB_y = 0,1 G geschwankt hat, was die verhältnismäßig großen Faktoren für $\left\langle \frac{|\vec{\nabla} B_y|^2}{|\vec{B}|^2} \right\rangle$ erklären könnte, und auch den größeren Fehler ausmacht. (Dieser Fehler konnte für spätere Messungen behoben und die Vermutung damit bestätigt werden)

Diese Faktoren gehen linear in die Relaxationsrate $\frac{1}{t_g}$ ein; sollten sie sich bestätigen, wird die Relaxationszeit kleiner als erwartet sein. Diese erhöhten Werte für $g_\perp$ können auf kleine Ungenauigkeiten im Aufbau der Targethaltespulen, wie z.B. nicht vollständige Parallelität der Spulen zueinander, zurückzuführen sein.

6.2.2 Einfluß auf das Spektrometerfeld

Bei transversalem Magnetfeld der Helmholzspulen und einem Strom von I = 50 A in den Spulen erhöht sich das Integral $\int \vec{B}d\vec{l}$ durch das gesamte Spektrometerfeld um ca. 20 Gm, d.h. bei einem $\int \vec{B}d\vec{l} = 1,5\,\mathrm{T}\cdot\mathrm{m}$ ergibt sich eine Änderung von $1,3 \cdot 10^{-3}$. Dieses ist nach Aussage der für die Spurrekonstruktion verantwortlichen Gruppe vernachlässigbar, da Bereiche mit einem $B \leq 100\,\mathrm{G}$ sowieso nicht berücksichtigt werden.

6.2.3 Vergleich mit MAFIA-Rechnungen

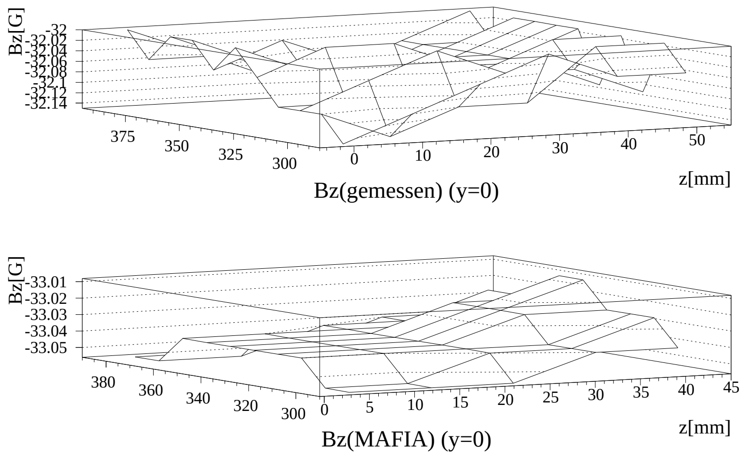

Abb. 6.2: *Vergleich für longitudinales Haltefeld am gleichen Ort*

Die MAFIA–Rechnungen [37] wurden für die bestehende Geometrie mit Näherungen im Bereich der Rundbögen gerechnet. Diesen Rechnungen lag eine Anzahl von 6 Windungen bei einem Strom von 125 A zugrunde, während die Messung im endgültigen Aufbau mit 48 Windungen bei bei einem Strom von 50 A durchgeführt wurde. Deshalb wurden die MAFIA–Daten um den Faktor $\frac{2.400}{750} = 3,2$ erhöht.

Es zeigt sich, daß die Meßergebnisse den MAFIA–Rechnungen bis auf 1 G entsprechen, d.h. die Differenz beträgt 1 bzw. 3 %. Dieses kann auf das Skalieren zurückzuführen sein oder aber wahrscheinlicher auf die Position der Spulen zueinander, die leicht um einige mm von der in MAFIA angegebenen Geometrie abweichen kann.

Die auf den Meßdaten beruhenden Rechnungen $g_\perp$ betreffend kommen zu dem entgegengesetzten Ergebnis wie die mit MAFIA–Daten durchgeführten. Die MAFIA–Rechnungen sehen aufgrund der zusätzlichen Bögen in den

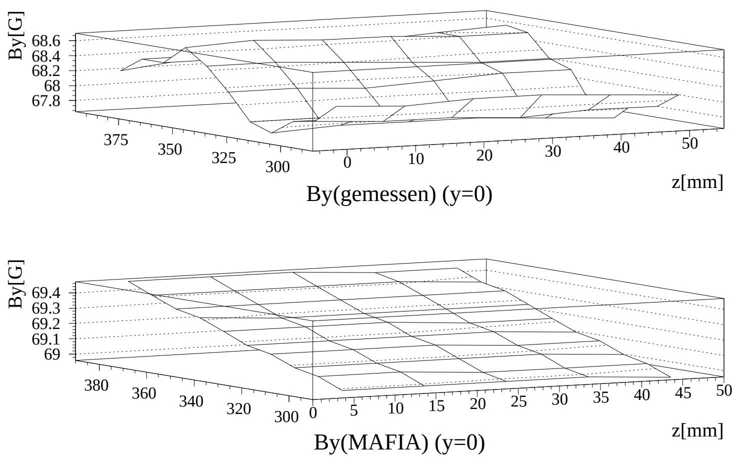

Abb. 6.3: *Vergleich für transversales Haltefeld am gleichen Ort*

Transversal–Spulen größere Gradienten bei dieser Ausrichtung. Der gemessene Gadient läßt sich wie oben bereits erwähnt z.B. durch einen Öffnungswinkel der großen Longitudinal–Spulen zueinander erklären.

6.3 Kompensation des Gradienten im Feld des Spektrometermagneten

Wie aus der Feldkarte des Spektrometerfeldes im Targetbereich hervorgeht (siehe Abb. 4.7), gibt es einen besonders großen Gradienten, $\partial B_y/\partial z = 200$ mG/mm, d.h. dieser ist um einen Faktor 100 größer als der Gradient, der zur Erhaltung der Polarisation tolerierbar wäre. Außerdem ist damit auch die Rechtwinkligkeit zwischen Polarisierungsachse $\vec{p}$ und Strahlachse $\vec{k}$ nicht gegeben, was die Meßergebnisse für die spinabhängige Strukturfunktion $g_2(x, Q)$ verfälscht. Wie aus der Tabelle 6.2 hervorgeht, zeigt sich dieses auch in den nach Scheaerer und Walter berechneten Faktoren für die Pumpzelle, die das Streufeld des Spektrometermagnete betreffen.

Daraus ergibt sich die Notwendigkeit einer Kompensation dieses Gradienten. Als Alternative zu einer das Target und die Haltespulen umfassenden Abschirmkiste aus MUMETALL oder änlichen Materialien wurde eine aktive Kompensation durch eine zusätzliche Luftspule (siehe Abb. 6.1) durchgeführt.

	$g_i[\mathrm{m}^{-2}]$	nur Spektrometer	longitudinal	transversal
Pumpzelle	$\left\langle \frac{\lvert\vec{\nabla}B_x\rvert^2}{\lvert\vec{B}\rvert^2} \right\rangle$	0,448 ± 0,003	0,036 ± 0,003	0,008 ± 0,005
	$\left\langle \frac{\lvert\vec{\nabla}B_y\rvert^2}{\lvert\vec{B}\rvert^2} \right\rangle$	1,690 ± 0,003	0,122 ± 0,003	0,021 ± 0,005
	$\left\langle \frac{\lvert\vec{\nabla}B_z\rvert^2}{\lvert\vec{B}\rvert^2} \right\rangle$	1,470 ± 0,003	0,077 ± 0,003	0,005 ± 0,005

Tabelle 6.2: *Faktoren g_i für das Streufeld des Spektrometermagneten und in der kompensierenden Überlagerung bei longitudinalem und transversalem Haltefeldes*

6.3.1 Durchführung der Messung

Für den Test der Wirkung der Korrekturspule und eine weitere magnetisch Vermessung wurden die Haltespulen an ihrem endgültigem Platz vor dem Magneten eingebaut und die Targetkammer für die Messung ausgebaut. Um eine exakte Messung der einzelnen Feldkomponenten zu gewährleisten, war es notwendig, sich in das Koordinatensystem der HERA–Maschine zu begeben. Dies ist gegen die z–Achse um 8,03 mrad und gegen die x–Achse um -5,73 mrad geneigt. Dieses gilt entsprechend auch für die Ausrichtung aller Komponenten des Experimentes in Bezug auf die Plattform.

Dazu wurde der Tisch der Magnetvermessungsmaschine (MVM) mit Hilfe einer Koinzidenzlibelle in die geforderte Neigung gebracht und nachdem der Lauf des Sondenkopfes senkrecht zur Strahlachse einjustiert worden war, wurde auch der Sondenkopf über Autokollimation in dieses Koordinatensystem gedreht.

6.3.1.1 Gradienten

Zur Untersuchung der Kompensation des Gradienten $\frac{\partial B_y}{\partial z}$ wurde der Strom im Spektrometermagnet auf I = 950 A eingestellt, entsprechend dem für den Betrieb festgelegtem Feldintegral. Aus der Maxwell–Gleichung

$$\vec{\nabla} \times \vec{B} = 0$$

folgt

$$\frac{\partial B_y}{\partial z} = \frac{\partial B_z}{\partial y}$$

Deshalb wurde als erstes die Abhängigkeit des Gradienten $\partial B_z/\partial y$ von der Stromstärke I in der Korrekturspule gemessen (siehe Abb. 6.4).

Der Verlauf der Kurve zeigt ein Minimum bei I = 112 A . Bei dieser Stromstärke beträgt das Magnetfeld in z–Richtung in der Targetmitte

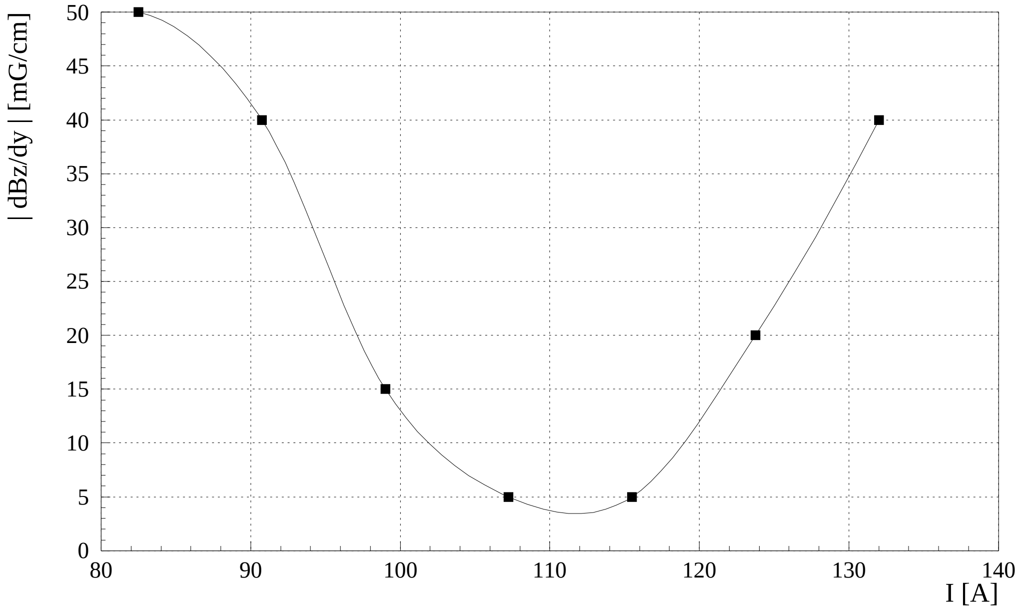

Abb. 6.4: *Abhängigkeit des Gradienten $|\partial B_y/\partial z|$ von der Stromstärke I in der Korrekturspule (x = 0, y = 0, z = 0)*

$B_z(0,0,0)$ = - 11,6 G. Dieser Wert kann leicht mit Hilfe der longitudinalen Helmholtzspulen bei einem Strom von 16,5 A kompensiert werden. Werden die Haltespulen wieder jeweils mit 50 A betrieben so gilt:
Die jetzt nach Schearer und Walter berechneten Faktoren für die Pumpzelle bei Überlagerung der drei Felder: Streufeld, Kompensationsfeld und Haltefeld bestätigen die gute Funktionsweise der Kompensationsspule, da sie in der gleichen Größenordnung liegen, wie bei der Messung der Haltefelder allein (siehe Tabelle 6.2). Bei longitudinaler Ausrichtung ist $g_\perp \simeq 0,16$, d.h. immerhin einen Faktor 2,5 kleiner als bei der Test–Messung, was die Vermutung der Anzeigeschwankungen der y–Sonde bestätigt; trotzdem ist der Wert noch einen Faktor 16 zu groß. Bei transversaler Ausrichtung beträgt $g_\perp \simeq 0,013$, und ist damit im Bereich des gesetzten Grenzwertes. Der Wert für die longitudinale Ausrichtung bleibt beunruhigend hoch.

6.3.1.2 Ausrichtung der Polarisierungs- zur Strahlachse

Um die in Kapitel 2.2.3 geforderte Rechtwinkligkeit zwischen der Polarisierungsachse $\vec{p}$ und der Strahlachse $\vec{k}$ zu untersuchen, wurde die z–Komponente des B–Feldes gemessen. Das Ziel war es, diese zu minimieren. Eine Messung entlang der Strahlachse an den noch zugängigen Stellen zwischen den Halterungen der Spulen bei z = -150 $\rightarrow$ 100 mm und bei z = 200 mm zeigt nun eine veränderte z–Komponente des B–Feldes; sie hat jetzt eine parabolische

Form (siehe Abb. 6.5). Am Ende der Targetzelle bei z = 200 mm wird ein Magnetfeld B_z = -1,5 G gemessen.

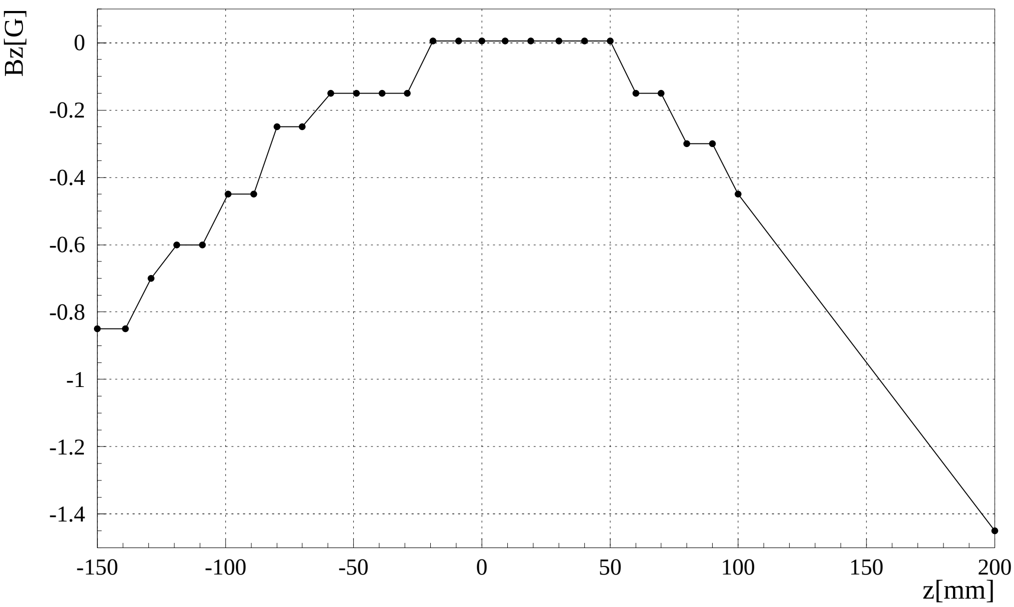

Abb. 6.5: *Messung von B_z entlang z nach Optimierung der Kompensation (x = 0, y = 0)*

Eine genauere Betrachtung des Verlaufs der Kurve $B_z(z)$ zeigt, daß es physikalisch sinnvoll wäre, bei der Auswertung der Ereignisse nicht die volle Targetlänge von 40 cm zu betrachten, sondern diese auf 30 cm zu beschränken, um die Rechtwinkligkeit zwischen $\vec{p}$ und $\vec{k}$ nicht mehr als 10 mrad abweichen zu lassen, was jedoch den statistischen Fehler der Ergebnisse vergrößert.

Zur späteren Kontrolle und zur Korrektur möglicher zeitlicher Änderungen des Magnetfeldes wurde ein Ort (x,y,z) = (-280, 0, -120) bestimmt, an dem eine fest installierte Hallsonde angebracht werden kann und dessen B_z–Werte denen in der Targetmitte entsprechen.

6.4 Geschlossene Orbitbeule im Targetbereich

Im HERMES–Experiment kann eine Beule, mit 3 Korrekturspulen im Targetbereich gefahren werden. Durch das transversale Haltefeld in y–Richtung der Helmholtzspulen wird eine Störung auf den Orbit der Positronen ausgeübt. Um diese zu kompensieren, wird vor dem Target durch einen Dipolmagnet die erste Störung verursacht.

Das Haltefeld selbst in Verbindung mit dem Streufeld des Spektrometermagneten bewirkt die zweite Störung und die Korrekturspule in der Septumplatte des Spektrometermagneten übt die dritte Störung aus.
Die Erregungskurve der Korrekturspule in der Septumplatte wurde gemessen und ermöglicht, jede mögliche Ablenkung durch ihr vom Strom linearabhängiges Feldintegral $\int_{KorSp} B_y dl$ einzustellen.
Da die Helmholtzspulen des Targethaltefeldes Luftspulen sind, ist auch ihre Erregungkurve linear. Deshalb läßt sich das bei 50 A gemessene Feldintegral bei transversaler Ausrichtung $\int_{HelmhSp} B_y dl = 27,22\,\mathrm{G{\cdot}m}$, gemessen bei x = y = 0 und z = -1000 bis 1000[2], auf jeden benötigten Wert extrapolieren. Somit wird k_2, der Ablenkwinkel der zweiten Steuerspule der geschlossenen Orbitbeule, vorgegeben und man kann daraus die beiden anderen Spulenstärken bei bekannter Betafunktion berechnen.

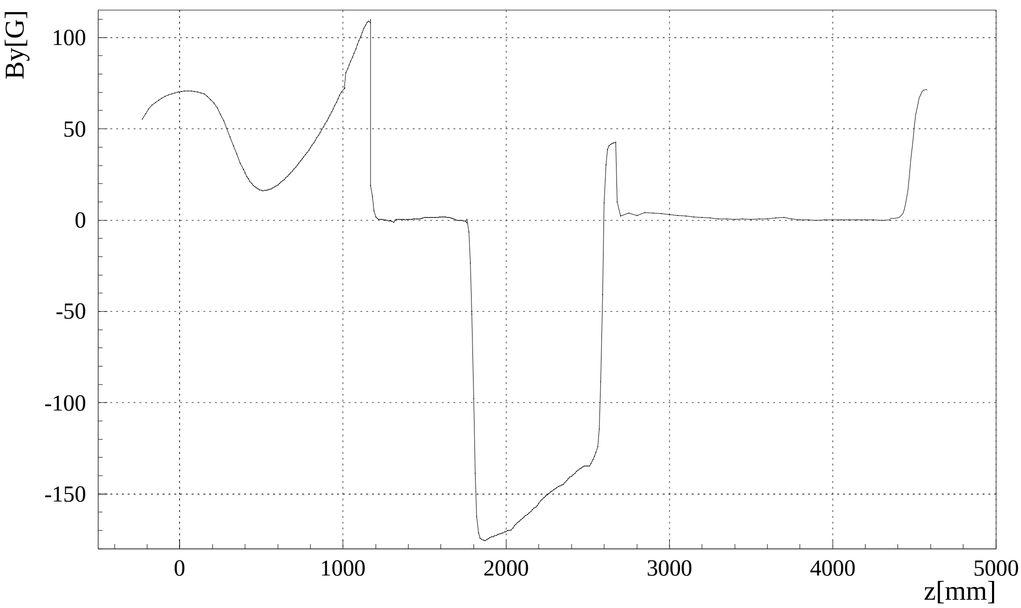

Abb. 6.6: *Messung auf dem Orbit der Positronen bei einer möglichen geschlossenen Beule (ohne erste Ablenkung)*

[2]im HERMES–Koordinatensystem

Kapitel 7

Diskussion

7.1 Anmerkungen

Da die Ergebnisse der verschiedenen Messungen bereits in den vorangegangenen Kapiteln diskutiert wurden, sollen hier solche Punkte angesprochen werden, die für zukünftige Feldmessungen ähnlicher Anordnung, wie z.B. den HERA-B–Magneten von Bedeutung sein könnten.

1. Die gewählte Methode zur Zusammenführung der verschiedenen und zueinander gedrehten Teilfeldkarten, die auf die Maxwell–Gleichungen beruht, korrigiert einen Fehler in der Orthogonalität der Sonden zueinander für die Mittelteile der Feldkarten, aber eine Drehung des Sondenkopfes an sich bleibt dadurch unbeeinflußt. Der beobachtete Fehler für die y–Komponente liegt jedoch innerhalb der Grenzen, die an die Genauigkeit gestellt wurden. Es ist wichtig, an diesem Problem weiter zu arbeiten (siehe dazu 7.3.2).

2. Ein oftmals unterschätzter Arbeitsteil war das Einmessen der felderzeugenden Spulen und Magnete und die Positionierung der Meßgeräte zu diesen. Wie sich zeigte, wird der Fehler einer magnetischen Vermessung nicht durch die Sonden oder die Elektronik sondern durch die mit der Positionierung verbundene Mechanik bestimmt. Das Einmessen mit einer guten Präzision ist ein aufwendiges Unterfangen, stellt aber die Grundlage für eine exakte Vermessung dar. So hätte z.B. ein korrektes Einmessen der Targethaltespulen, auf das aus Zeitmangel vor der magnetischen Vermessung verzichtet wurde, die Homogenität des Magnetfeldes verbessern können, und die Reproduzierbarkeit des erzeugten Feldes erleichtert, da dieses vom Aufbau der 2 bzw. 4 Spulen abhängt.
   Eine gute Lösungen für die Positionierung des Sondenkopfes wäre eine direkte Kontrolle und gleichzeitige Führung des Sondenkopfes durch

elektronische Theodolite[38], wodurch z.B. auch ein Schwingen des 3 m langen Meßarmes hätte kompensiert werden können. Dennoch war die in unserer Messung erreichte Genauigkeit für die an uns gestellten Anforderungen ausreichend.

3. Zum Zeitpunkt der magnetischen Vermessung sollten die sich im Feld befindlichen magnetischen Teile des Experimentes angebracht und in ihrem engültigen Zustand sein. So hat z.B. das Ausfräsen des hinteren Elektronen–Abschirmrohres für einen nicht bedachten Vorverstärker das Feld 100 mm über dem Abschirmrohres um bis zu 10 %, d.h. das $\int B_y dz$ um 2 % änderte. Dies bedeutete 18 Stunden nochmaliges Messen.
   Ebenso werden auch im Streufeld befindliche magnetische Bauteile aufmagnetisiert und können Felder und Gradienten bilden, die nicht erwünscht sind.

4. Zur Nutzung der GSI–Maschine soll an dieser Stelle noch folgendes gesagt werden:
   Die GSI–Maschine ist im automatischen Betrieb eine sehr zuverlässige Maschine , d.h. sie ist während unseren Messungen, die die Pfeile teilweise einige Millimeter vor festen Hindernissen enden lies, nicht „falsch“ gefahren. Der kritische Punkt ist hier der Bediener im Falle des Handfahrbetriebes.
   Vor der automatischen Vermessung sollten bei geometrisch komplizierten und beengten Volumina alle Pfeile in voller Länge im Handbetrieb abgefahren werden. Dabei ist es manchmal notwendig, noch um einige Millimeter zu korrigieren; ein versehentliches Drücken der falschen Taste läßt den Sondenkopf in das Hindernis fahren. Diese bedeutet mindestens eine Neujustierung des Sondenkopfes. Der Gebrauch sollte vorher an „weichen“ Hindernissen, wie Papier- oder Stoffmodellen geübt werden.
   Gleiches gilt auch für die erstellte Magnetvermessungsmaschine.

7.2 Vergleich GSI- und MVM

Wie schon in der Beschreibung der MVM erwähnt, stellt diese ein auf dem Prinzip der GSI–Maschine aufbauendes Meßgerät dar. Die Verbesserungen liegen in der Bedienungsfreundlickeit durch die einfachere Meßpfeileingabe und das Display, der Schnelligkeit, da in der Vorwärts- und Rückwärtsbewegung gemessen werden kann, und in der Kompaktheit des Systems.
Nicht erreicht werden kann die Positioniergenauigkeit, da kein unabhängiges Längenmeßsystem benutzt wird, doch ist eine Verdrehung des Sondenkopfes aufgrund der quadratischen Form des Kopfes mit Hilfe einer kleinen Wasser-

waage einfacher zu kontrollieren.
Ein weiterer Vorteil der GSI–Maschine liegt im größeren Meßvolumen von $V_{Mess_{GSI}} = 2\,\mathrm{m} \times 1\,\mathrm{m} \times 1\,\mathrm{m}$ gegenüber $V_{Mess_{MVM}} = 2\,\mathrm{m} \times 0,6\,\mathrm{m} \times 0,3\,\mathrm{m}$ der MVM. Dieses verringert die Zahl der notwendigen Auf- bzw. Umbauten bei großen zu vermessenden Volumen, und damit den möglichen Fehler der beim Zusammenfügen der Teil–Feldkarten entsteht.
Wird der Einsatz der beiden Maschinen für die magnetische Vermessung des HERMES–Magneten modellhaft verglichen, so ergibt sich folgendes Bild:

	GSI–Maschine	MVM
$\vec{v}_{Verfahr}$	18,63 mm/s	20 mm/s
z	2.700 mm	2.020 mm
Aufbauten $x \times y$	3×2	8×4
t_{Mess}	48 h	35 h
t_{Umbau}	18 h	64 h

Es zeigt sich, daß die Vielzahl der Auf- und Umbauten bei Nutzung der MVM die Messung einer Feldkarte um den Faktor 1,5 verlängert. Eine Verbesserung dieser Situation ist durch eine Vergrößerung des Verfahrweges in den x- und y–Achsen erreichbar. Dieses ist durch die Lagerung der MVM auf den bei DESY vorhandenen Zählerständen mit einem Hub von 1 m möglich. Ein Einsatz dieser Zählerstände hätte nur zwei Aufbauten von ca. 5 h zur Folge, wodurch die Vermessungsdauer sich gegenüber der GSI–Maschine um den Faktor 1,5 verkürzt.
Bei einer Verbesserung der Positioniergenauigkeit der MVM und Nutzung der Zählerstände wäre nach diesem Modell eine Vermessung des HERMES–Magneten mit der MVM mit vergleichbaren Fehlern in kürzeren Zeiten möglich.

7.3 Verbesserungsmöglichkeiten der Magnetvermessungsmaschine

7.3.1 Unabhängiges Längenmeßsystem

Der gemessene Positionierfehler einer Achse beträgt $50\,\mu\mathrm{m}$, es kann besonders in der y–Richtung durch Schlupf in den Kupplungen und Verbindungen zwischen Schrittmotor, Getriebe und Spindel zu größeren Positionsungenauigkeiten kommen, so daß ein bloßes Zählen der Schritte zur Positionsbestimmung nicht ausreicht.

Eine mögliche Lösung ist ein vom Antrieb unabhängiges Längenmeßsystem, das die Position der Armaufnahme angibt, wie es auch bei der GSI–Maschine genutzt wird. Es besteht aus Glasstäben in denen sich Marken befinden, die ein Wiedergabe der Position auf $2\,\mu$m genau möglich machen. Ein solches System kann von der genutzten Steuerungskarte ausgelesen und die Position aktiv korrigiert werden.

7.3.2 Neigungsensor

Ein weitaus größeres Problem ist auch bei der MVM die mögliche Verdrehung des Sondenkopfes um die Längsachse des Meßarmes. Im Gegensatz zur GSI–Maschine hat die MVM einen quaderförmigen Sondenkopf, der die Ausrichtung mit Hilfe einer Wasserwaage ermöglicht. Eine genauere Lösung ist ein fest in den Sondenkopf eingebauter Elektolyt–Neigungsfühler. Diese sind im Handel in einer Größe $1\,\mathrm{cm}^3$ und einer Genauigkeit von 0,5 mrad erhältlich und könnten die Genauigkeit der Feldmessung besonders bei notwendigen Umbauten verbessern. Eine weiter Lösung ist die Nutzung eines zweiten Autokollimationsspiegel, der in der yz–Ebene am Sondenkopf befestigt wird.

7.4 Durchführung der Einschaltprozedur

Da das Remanenzintegral nur $37\,\mathrm{G}\cdot\mathrm{m}$ beträgt, kann auf das Fahren eines vollen Stromzyklus $0\,A \rightarrow 1500\,A \rightarrow 0\,A$ verzichtet werden. Die gemessenen Magnetfelder im Bereich des Elektronen–Strahles sind:

I_{Haupt} [A]	Streufeld (vorn)[$\mathrm{G}\cdot\mathrm{m}$]	Restfeld [$\mathrm{G}\cdot\mathrm{m}$]	Streufeld (hinten)[$\mathrm{G}\cdot\mathrm{m}$]
300	13,2		2
950	42,3	2,77	5
1350	36,5	7,58	4
1500		9,69	

Die Streufelder hinter dem Magneten sind mit Hilfe der MAFIA–Rechnungen und der zu erwartenden Abschirmwirkung des Weicheisens abgeschätzt.

Diese Streu- und Restfelder werden durch die Korrekturspule in der Septumplatte des Magneten lokal kompensiert, indem beide Stromversorgungsgeräte synchron betrieben werden, d.h. die Hauptspulen werden auf 950 A hochgefahren, während die Korrekturspule synchron dazu auf 110 A gefahren wird. Diese Werte wurden mit Hilfe der bestimmten Steigungen der Erregungskurve der Korrekturspule in Kap. 5.2.3 berechnet und im Strahlbetrieb überprüft. Es ergab sich eine maximale horizontale Ablage von 0,5 mm des Strahles. Dieser Wert wird durch die die Maschinen betreuende Gruppe toleriert.

Die Korrekturspule im Targetbereich wird darauf zur Kompensation des Gradienten des Spektrometerfeldes bei 950 A in den Hauptspulen mit 112 A betrieben, ihr Integal $\int B_y dz$ entlang der Strahlachse ist nahezu Null. Soll das Targethaltefeld in transversaler Richtung betrieben werden, muß die Korrekturspule in der Septumplatte um den zusätzlichen Wert des Integral $\int B_y dz$ nachgefahren werden. In longitudinaler Richtung ist der Einfluß auf den Strahl vernachlässigbar.

Zusammenfassung

In dieser Arbeit werden verschiedene Magnetfeldmessungen beschrieben, die für das HERMES–Experiment benötigt werden. Eine Abschätzung der Beeinflussung der HERA Elektronen- und Protonenstrahlen durch den HERMES–Spektrometermagneten ergibt, daß nach ausreichender Abschirmung der Restfelder in der Kanälen der Septumplatte durch MUMETALL die magnetische Flußdichte so gering ist, daß eine große Beeinträchtigung der Strahlen ausgeschlossen werden kann, was ein Test mit dem Elektronenstrahl bestätigte.

Die Untersuchung der Targethaltefelder zeigte die Notwendigkeit, die Gradienten des Streufeldes zu kompensieren, und daß es möglich ist, die im Targetbereich herrschenden Magnetfelder so zu kombinieren, daß eine Ausrichtung des Spins und eine damit verbundene Polarisation erreicht werden kann.

Die magnetische Vermessung des Spektrometerfeldes erlaubt eine den Anforderungen entsprechende Impulsbestimmung. Sie zeigt auch, daß der Spektrometermagnet seine Designkriterien erfüllt.

Diese die Magnetfelder betreffenden Ergebnisse tragen dazu bei, das HERMES–Experiment in die Lage zu versetzen, die Spinstruktur der Nukleonen so genau wie möglich zu messen.

Ferner wurde im Zuge dieser Arbeit eine Magnetvermessungsmaschine gebaut, die es möglich macht, die drei Feldkomponenten in einem Volumen von 0,4 m^3 sehr genau zu messen.

Literaturverzeichnis

[1] J. Ashman et al., Nucl. Phys. **B328** (1989) 1.

[2] G. Baum et al., Phys. Rev. Lett. **51** (1983) 1135.

[3] M. J. Alguard et al., Phys. Rev. Lett. **37** (1976) 1261, **41** (1978) 70.

[4] G. Altarelli, W.J. Stirling, Part. World 1 (1989) 40.

[5] R.L. Jaffe, A. Manohar, Nucl. Phys. **B337** (1990) 509.

[6] HERMES Collaboration, *Technical Design Report*, DESY-PRC 93/06 (1993)

[7] R. G. Roberts, *The structure of the proton*, Cambridge University Press, (1990) 8-35

[8] J. D. Bjorken, Phys. Rev. **148** (1966) 1457, **D1** (1970) 1367.

[9] Larin, Phys. Lett., **B334** (1994) 192-198.

[10] M. Düren, K. Zapfe, *Experimental Techniques and Physics in a Polarised Storage Ring*, DESY 94-238 (1994)

[11] Review Artikel und Referenzen wie z.B.:
A. Manohar, Proc. Polar. Coll. Worksh., Univ. Park USA (1990) 90;
F. Close, gleiche Ausgabe;
B. L. Ioffe, M. Karlinger, SLAC-PUB-5235 (1990);
G. Altarelli, G. G. Ross, Phys. Lett. **212B** (1988) 391.

[12] A. A. Sokolov, I. M. Ternov, Sov. Phys. Dokt. **8**(1964) 1203.

[13] The HERA Polarimeter Group: *Preliminary Results of the 1993 HERA Polarization Studies*. Internal Report, 1993.

[14] W. Wander, pers. Mitteilung (1995).

[15] F. D. Colegrove, L. D. Schearer, G. K. Walters, Phys. Rev. **132** (1966) 2561.

[16] A. Kastler, J. Phys. Radium **11** (1950) 225.

[17] C. E. Jones, *A Measurement of the Spin–Dependent Asymmetry in Quasielastic Scattering of Polarized Electrons from Polarised ^3He*, Ph.D. Thesis, California Institute of Technology (1992).

[18] L. D. Schearer, G. K. Walters, Phys. Rev. **139** (1965) A1398.

[19] R.L. Jaffe, Colloque de Physique **C6** (1990) 149.

[20] K. Rith, pers. Mitteilung (1995).

[21] K. Wille, *Physik der Teilchenbeschleuniger und Synchrotronstrahlungs-quelle*, B.G.Teubner Stuttgart (1992) 126-143,143-146.

[22] F. Willeke, pers. Mitteilung (1993).

[23] R. Brinkmann, pers. Mitteilung (1993).

[24] E. H. Hall, *On a new action of the magnet on electric currents*, Amer. J. Math. **2** (1879) 287-292.

[25] K. Borer, G. Fremont, *The nuclear magnatic resonance magnetometer type 9298*, CERN 77-19 (1977).

[26] W. G. Davies, *The theory of the measurement of magnetic multipole fields with rotating coil magnetometers*, Nucl. Instr. and Meth. **A311** (1992) 399-436.

[27] C. Evesque, pers. Mitteilung (1994).

[28] G. Moritz et al., *Design, Performance and Application of the GSI Three–Dimentional Magnet Measuring Device*,13. Intern. Conference of Magnet Technology MT13 (1994) 2650-2653.

[29] S. Frullani, G. Urciuoli, pers. Mitteilung (1994).

[30] S. Belostotski, A. Izotov, pers. Mitteilung (1994).

[31] A. Wolf et al., *Magnetic Field Measurements in then Electron Cooling Device for LEAR*, EP Internal Report 84-01 (1984).

[32] A. Izotov, pers. Mitteilung (1994).

[33] B. Grabowski, pers. Mitteilung (1994).

[34] Vacuumschmelze–GmbH–Firmenschrift, *Magnetische Abschirmungen*, **FS-M 9** (1988) 6-14.

[35] R. Boll [Bearb.], *Weichmagnetische Werkstoffe*, Vacuumschmelze–GmbH Hanau, 4.Auflage (1990) 54-58, 272-275.

[36] G. Schnell, *Magnete*, Verlag Karl Thiemig, München (1973) 7-9.

[37] S. Pate, pers. Mitteilung (1995).

[38] H. Ingensand, S. Kyle, *Magnetic Measurement and Aligment*, CERN 92-05 (1992) 304.

Danksagung

Die nahezu problemlose Durchführung dieser Arbeit wäre ohne die Mitarbeit und Hilfe der hier genannten Personen nicht möglich gewesen.

Für die Vergabe und pädagogische Betreuung der Diplomarbeit möchte ich mich bei Herrn Prof. Dr. Albrecht Wagner bedanken. Die 3–wöchendlich im Kreise seiner Schützlinge durchgeführten Meetings haben mir einen sehr interessanten Einblick in die Problematik eines Hochenergie–Experimentes gegeben.

Ich bedanke mich besonders bei Herrn Dr. Yorck Holler, seine fachliche Hilfe und Betreuung war für mich die Garantie für eine erfolgreiche Arbeit. Dr. Klaus Sinram danke ich für die organisatorische Hilfe.

Für die aufopfernde Einsatzbereitschaft der DESY–Vermessungsgruppe unter Führung von Herrn Prof. Dr. Franz Löffler kann hier nicht genug gedankt werden.

Die praktische Durchführung der Spektrometer–Messung wäre ohne die Hilfe von Anton Izotov nicht möglich gewesen. Herrn Franz Klos von der GSI danke ich für seine ausführliche Einführung in die GSI–Maschine.

Ein herzlicher Dank geht auch an die Mitarbeiter des *Laboratoire de mesures de champs magnetique* in Saclay, die mir einen Einblick in den dortigen Meßbetrieb gewährt haben.

Für die unverzügliche und sehr gute Ausführung der feinmechanischen Arbeiten bedanke ich mich bei Erich Haenisch und Matthias Jürgens, genauso wie für die tatkräftige Hilfe bei Auf-, Um- und Abbau durch den Hallendienst unter der Führung der Herren Wilhelm Beckhusen und Dipl. Ing. Gerd Wöbke sowie Manni, Olaf und Uwe.

Dr. Matthias Kirsch und Wolfgang Wander danke ich für die nützlichen Tips im Umgang mit den Rechnern.

Der gesammten HERMES–Stammbesatzung in Hamburg und der Abteilung MEA danke ich für die nette Aufnahme, sowie Werner Stapelfeld für die Duldung in seinem Büro.

Ganz besonderer Dank geht an Stefanie für die tapfere Tolerierung meiner zweiten Freundin DESY, mit der ich sicherlich mehr Zeit verbracht habe als mit ihr.

Hiermit erkläre ich, daß ich diese Arbeit selbständig verfaßt und keine anderen als die angegebenen Quellen und Hilfsmittel benutzt habe.

Hamburg, den 31. März 1995

Gunter Röper