Rekonstruktion hochenergetischer Streuereignisse im HERMES Experiment

Den Naturwissenschaftlichen Fakultäten der
Friedrich–Alexander–Universität Erlangen–Nürnberg
zur
Erlangung des Doktorgrades

vorgelegt von
Wolfgang Wander
aus
Mannheim

Als Dissertation genehmigt von den Naturwissenschaftlichen Fakultäten der Universität Erlangen–Nürnberg

Tag der mündlichen Prüfung:	30. April 1996
Vorsitzender der Promotionskommission:	Prof. Dr. D. Kölzow
Erstberichterstatter:	Prof. Dr. K. Rith
Zweitberichterstatter:	Prof. Dr. G. Anton

Inhaltsverzeichnis

Kapitel 1

Einleitung

Dem Spin des Nukleons gilt heute wieder eine verstärkte Aufmerksamkeit. Während man sich nach der Entdeckung der Quarks vorstellte, daß der Spin der Baryonen gemäß ihrer SU(6) Wellenfunktion additiv aus den halbzahligen Spins der Konstituentenquarks zusammengesetzt ist, muß zumindest seit den Messungen der European Muon Collaboration (EMC) im Jahre 1987 [EMC89], die einen mit Null verträglichen Beitrag der Quarkspins zum Nukleonenspin ergaben, nach neuen Erklärungen für die Spinzusammensetzung gesucht werden.

Die Quantenchromodynamik liefert für den Erwartungswert $\langle S_z \rangle_{\mathrm{Nukleon}}$ des Nukleonenspins den folgenden Ansatz:

$$\langle S_z \rangle_{\mathrm{Nukleon}} = \frac{1}{2} = \frac{1}{2} \sum_f \Delta q_f + \Delta G + L_z \quad , \tag{1.1}$$

mit $\frac{1}{2} \sum_f \Delta q_f$, der Spinsumme über alle im Nukleon vorhandenen Quarks, also Valenz- und Seequarks, ΔG, dem Spinanteil der Gluonen und L_z, dem Anteil, der von den Bahndrehimpulsen der Bestandteile des Nukleons herrührt. QCD Überlegungen können für die Beiträge einzelner Quark-Arten ($\Delta u, \Delta d, \Delta s$), genauer für Kombinationen davon, Voraussagen liefern (siehe Kap. 2.3), die jedoch noch einer experimentellen Bestätigung bedürfen. Erste Messungen am CERN und SLAC scheinen die auf fundamentalen Aussagen der QCD basierende Bjørken-Summenregel in dem dort vermessenen kinematischen Bereich auch zu bestätigen.

Als neues Experiment wird HERMES diese Aussagen einerseits verifizieren, andererseits kann HERMES durch die spezielle Ausrichtung auf semi-inklusive Messungen die einzelnen Bestandteile der Gleichung (1.1) in bisher unerreichter Präzision bestimmen.

Das große zu erwartende Datenvolumen, sowie die Konkurrenzsituation mit den Experimenten am CERN und SLAC, bringen hohe Erwartungen an die Funktionsfähigkeit und Geschwindigkeit der Analysesoftware mit sich. Ein wesentlicher und zeitkritischer Bestandteil der Analyse ist die Rekonstruktion der Streuteilchen im HERMES-Detektor, die das Hauptthema dieser Arbeit darstellt. Im Anhang soll noch auf das auch im Rahmen dieser Arbeit entwickelte Datenbank- und Prozeßsteuerungsmodul DAD eingegangen werden, das zur unter anderem zur Detektorsteuerung im HERMES-Experiment eingesetzt wird.

Kapitel 2

Aspekte der HERMES Physik

2.1 Tiefinelastische Streuung

Im Gegensatz zur elastischen Streuung, bei der die kinetische Energie der Streuteilchen erhalten bleibt, wird bei der inelastischen Streuung ein Teil der Ausgangsenergie in die Produktion neuer Teilchen oder die Aufspaltung der Ausgangsteilchen übertragen.

In der niedrigsten QED-Ordnung der Streuung von Positronen an Nukleonen kann der Prozeß wie in Abbildung 2.1 dargestellt werden.

Für die Betrachtung der Kinematik soll dem Lepton vor und nach dem Prozeß den Viererimpuls $\boldsymbol{k}$ und $\boldsymbol{k'}$ zugewiesen sein, der Viererimpuls des Nukleons $\boldsymbol{P}$ wird durch den Impulsübertrag des virtuellen Photons $\boldsymbol{q} = \boldsymbol{k} - \boldsymbol{k'}$ nach dem Stoß in den Gesamtimpuls der Spaltprodukte $\boldsymbol{P'}$ gewandelt.

Einige im folgenden verwandte, Lorentz-invariante Größen können mit diesen Parametern definiert werden:

Das negative Quadrat des Impulsübertrag des virtuellen Photons $\boldsymbol{q}$ kann im Laborsystem mit

$$Q^2 = -\boldsymbol{q}^2 = -(\boldsymbol{k} - \boldsymbol{k'})^2 \stackrel{\text{lab}}{=} 4EE' \sin^2 \frac{\theta}{2} \tag{2.1}$$

angegeben werden. Dabei ist E und E' die Energie des Leptons vor und nach dem Stoß und θ der Streuwinkel im Laborsystem (siehe Abb. 2.2).

Der Energieverlust des gestreuten Leptons im Laborsystem kann über die Impulse $\boldsymbol{P}$ und $\boldsymbol{q}$ sowie die Nukleonenmasse M ausgedrückt werden:

$$\nu = \frac{\boldsymbol{P} \cdot \boldsymbol{q}}{M} \stackrel{\text{lab}}{=} E - E'. \tag{2.2}$$

Die Schwerpunktsenergie s ist durch

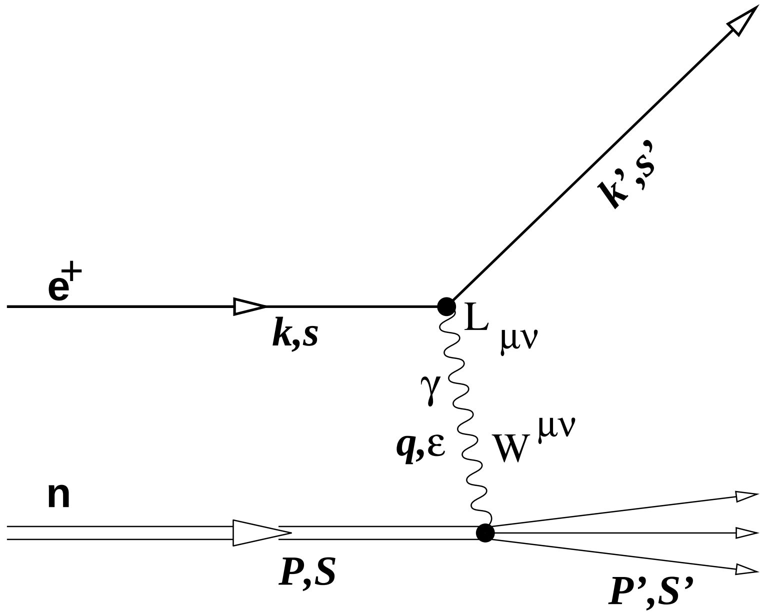


Abbildung 2.1: Tiefinelastische Streuung eines Positrons an einem Nukleon über einen 1-Photonen Austausch. Das Positron überträgt einen Teil seines Impulses durch das virtuelle Photon auf das Nukleon, wobei ein Konstituent aus dem Nukleon herausgelöst wird und durch Fragmentation neue Teilchen entstehen.

$$s^2 = (\boldsymbol{k} + \boldsymbol{P})^2 \tag{2.3}$$

definiert und die invariante Masse W durch

$$W^2 = \boldsymbol{P'}^2 \overset{\text{lab}}{=} M^2 + 2M\nu - Q^2, \tag{2.4}$$

wobei die Ruhemasse m des Leptons vernachlässigt wird

Die folgenden Skalenvariablen werden für die Beschreibung der Kinematik verwendet:

Ein Maß für die Inelastizität des Prozesses ist durch

$$x_{\mathrm{bj}} = \frac{Q^2}{2\boldsymbol{Pq}} \overset{\text{lab}}{=} \frac{Q^2}{2M\nu} \tag{2.5}$$

definiert. Es liegt im Intervall $0 < x_{\mathrm{bj}} < 1$, wobei ein Streuprozeß mit $x_{\mathrm{bj}} = 1$ einer elastischen Streuung entspräche: dort ist die invariante Masse des Stoßprozesses identisch mit der Nukleonenmasse und aus (2.4) folgt dann $x_{\mathrm{bj}} = 1$.

Der Anteil des Energietransfers im Laborsystem vom Lepton auf das Nukleon kann Lorentz-invariant durch

$$y = \frac{\boldsymbol{P} \cdot \boldsymbol{q}}{\boldsymbol{P} \cdot \boldsymbol{k}} \stackrel{\text{lab}}{=} \frac{\nu}{E} \tag{2.6}$$

ausgedrückt werden.

Die Streuung an polarisierten Targets wird durch die Winkel α, ϕ und den Streuwinkel θ beschrieben. α ist hierbei der Polarisationswinkel des Targets relativ zum longitudinal polarisierten Positronenstrahl. Der Winkel ϕ ist die Neigung der durch die Vektoren $\boldsymbol{k}$ und $\boldsymbol{k'}$ aufgespannten Streuebene gegen die durch Strahlrichtung und Targetpolarisation aufgespannte Polarisationsebene. Die Polarisationrichtung des Strahls wird parallel oder antiparallel zum Strahlimpuls gewählt, da eine transversale Polarisationskomponente im Wirkungsquerschnitt kinematisch unterdrückt ist (vergleiche (2.11)).

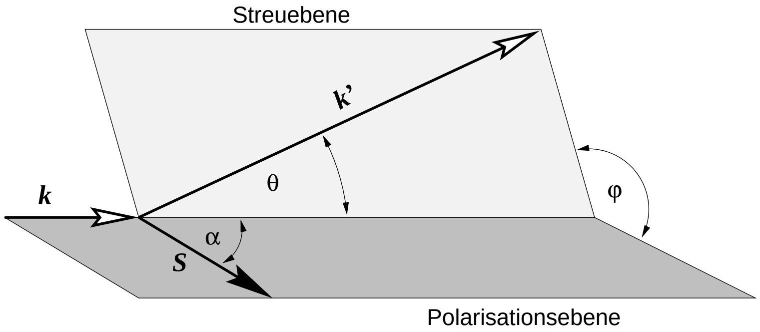


Abbildung 2.2: Definitionen der Winkel im polarisierten Streuprozeß. Der Winkel α bestimmt die Polarisationsrichtung des Targets in Bezug auf den longitudinal polarisierten Positronenstrahl. θ ist der Streuwinkel und ϕ die Neigung der Streuebene gegen die Polarisationsebene.

2.2 Der Wirkungsquerschnitt

Der Wirkungsquerschnitt des 1-Photonen Austauschs läßt sich als Produkt von leptonischem Tensor $L_{\mu\nu}$ und hadronischem Tensor $W_{\mu\nu}$ darstellen[ANS95]:

$$\frac{d^2\sigma}{d\Omega dE'} = \frac{\alpha^2}{2M\boldsymbol{q}^4}\frac{E'}{E}L_{\mu\nu}W^{\mu\nu}. \tag{2.7}$$

$\alpha \approx \frac{1}{137}$ ist die Feinstrukturkonstante der QED. Dabei wird, gemäß der Einsteinschen Summenkonvention, über hoch und tief gestellte Indizes automatisch summiert.

Der leptonische Tensor läßt sich über die Feymanregeln der Quantenelektrodynamik für das Lepton-Lepton Streudiagramm mit einem Photonpropagator ermitteln,

$$L_{\mu\nu}(\boldsymbol{k},\boldsymbol{s};\boldsymbol{k'},\boldsymbol{s'}) = [\bar{u}(\boldsymbol{k'},\boldsymbol{s'})\gamma_\mu u(\boldsymbol{k},\boldsymbol{s})]^* \, [\bar{u}(\boldsymbol{k'},\boldsymbol{s'})\gamma_\nu u(\boldsymbol{k},\boldsymbol{s})]\,, \tag{2.8}$$

wobei $\boldsymbol{s}$ und $\boldsymbol{s'}$ die kovarianten Spinvierervektoren sind. Für den Beitrag von $L_{\mu\nu}$ zum polarisierten und unpolarisierten Wirkungsquerschnitt zerlegt man den Tensor in symmetrische (S) und antisymmetrische (A) Anteile:

$$\begin{aligned} L_{\mu\nu}(\boldsymbol{k},\boldsymbol{s};\boldsymbol{k'},\boldsymbol{s'}) &= L^{(S)}_{\mu\nu}(\boldsymbol{k};\boldsymbol{k'}) + iL^{(A)}_{\mu\nu}(\boldsymbol{k},\boldsymbol{s};\boldsymbol{k'}) \\ &+ L'^{(S)}_{\mu\nu}(\boldsymbol{k},\boldsymbol{s};\boldsymbol{k'},\boldsymbol{s'}) + iL'^{(A)}_{\mu\nu}(\boldsymbol{k};\boldsymbol{k},\boldsymbol{s'}). \end{aligned} \tag{2.9}$$

mit den einzelnen Komponenten

$$L^{(S)}_{\mu\nu}(\boldsymbol{k};\boldsymbol{k'}) = k_\mu k'_\nu + k'_\mu k_\nu - g_{\mu\nu}(\boldsymbol{k}\cdot\boldsymbol{k'} - m^2), \tag{2.10}$$

$$L^{(A)}_{\mu\nu}(\boldsymbol{k},\boldsymbol{s};\boldsymbol{k'}) = m\epsilon_{\mu\nu\alpha\beta}s^\alpha(\boldsymbol{k}-\boldsymbol{k'})^\beta. \tag{2.11}$$

$L'^{(S)}$ und $L'^{(A)}$ verschwinden bei der anschließenden Summation über die Spinendzustände $\boldsymbol{s'}$, um den polarisierten Anteil des Leptontensors zu erhalten. Für den unpolarisierten Anteil wird zusätzlich über die unbekannten Anfangszustände $\boldsymbol{s}$ gemittelt, wobei dann auch $L^{(A)}$ verschwindet:

$$L^{(\mathrm{unp})}_{\mu\nu}(\boldsymbol{k};\boldsymbol{k'}) = 2L^{(S)}_{\mu\nu}(\boldsymbol{k};\boldsymbol{k'}) \tag{2.12}$$

$$L^{(\mathrm{pol})}_{\mu\nu}(\boldsymbol{k},\boldsymbol{s};\boldsymbol{k'}) = 2L^{(S)}_{\mu\nu}(\boldsymbol{k};\boldsymbol{k'}) + 2iL^{(A)}_{\mu\nu}(\boldsymbol{k},\boldsymbol{s};\boldsymbol{k'})e. \tag{2.13}$$

Für den hadronischen Tensor sind Anfangs- und Endzustand nur über die unvollständig zu lösende Quantenchromodynamik beschreibbar. Die analytische Berechnung wie für $L_{\mu\nu}$ ist nicht möglich. Eine einfachste allgemeine Form für $W_{\mu\nu}$ läßt sich hingegen durch Forderungen an die Eichinvarianz und Paritätserhaltung wie folgt darstellen:

$$W_{\mu\nu}(\boldsymbol{q};\boldsymbol{P},\boldsymbol{S}) = W^{(S)}_{\mu\nu}(\boldsymbol{q};\boldsymbol{P}) + iW^{(A)}_{\mu\nu}(\boldsymbol{q};\boldsymbol{P},\boldsymbol{S}), \tag{2.14}$$

wobei die symmetrischen und antisymmetrischen Anteile durch die Strukturfunktionen $W_{1/2}$ und $G_{1/2}$ gegeben sind:

$$\begin{aligned} \frac{1}{2M}W^{(S)}_{\mu\nu}(\boldsymbol{q};\boldsymbol{P}) &= \left(-g_{\mu\nu} + \frac{q_\mu q_\nu}{\boldsymbol{q}^2}\right) W_1(\boldsymbol{q}^2,\boldsymbol{P}\cdot\boldsymbol{q}) \\ &+ \left[\left(P_\mu - \frac{\boldsymbol{P}\cdot\boldsymbol{q}}{\boldsymbol{q}^2}q_\mu\right)\left(P_\nu - \frac{\boldsymbol{P}\cdot\boldsymbol{q}}{\boldsymbol{q}^2}q_\nu\right)\right]\frac{W_2(\boldsymbol{q}^2,\boldsymbol{P}\cdot\boldsymbol{q})}{M^2} \end{aligned} \tag{2.15}$$

$$\begin{aligned} \frac{1}{2M}W^{(A)}_{\mu\nu}(\boldsymbol{q};\boldsymbol{P},\boldsymbol{S}) &= \epsilon_{\mu\nu\alpha\beta}q^\alpha\left\{MS^\beta G_1(\boldsymbol{q}^2,\boldsymbol{P}\cdot\boldsymbol{q})\right. \\ &+ \left.\left[(\boldsymbol{P}\cdot\boldsymbol{q})S^\beta - (\boldsymbol{S}\cdot\boldsymbol{q})P^\beta\right]\frac{G_2(\boldsymbol{q}^2,\boldsymbol{P}\cdot\boldsymbol{q})}{M}\right\}. \end{aligned} \tag{2.16}$$

Oft werden die Strukturfunktionen in Abhängigkeit von (Q^2, ν) statt von $(\boldsymbol{q}^2, \boldsymbol{P}\cdot\boldsymbol{q})$ angegeben.

Der gesamte unpolarisierte Wirkungsquerschnitt läßt sich damit als

$$\frac{d^2\sigma^{(\mathrm{unp})}}{d\Omega dE'}(\boldsymbol{k}, \boldsymbol{P}; \boldsymbol{k'}) = \frac{\alpha^2}{M\boldsymbol{q}^4}\frac{E'}{E}L^{(S)}_{\mu\nu}W^{\mu\nu(S)} \tag{2.17}$$

darstellen, während für die Differenz der Wirkungsquerschnitte zweier gegensätzlicher Targetspinzustände gilt:

$$\left(\frac{d^2\sigma}{d\Omega dE'}(\boldsymbol{k}, \boldsymbol{P}, -\boldsymbol{S}; \boldsymbol{k'}) - \frac{d^2\sigma}{d\Omega dE'}(\boldsymbol{k}, \boldsymbol{P}, \boldsymbol{S}; \boldsymbol{k'})\right) = \tag{2.18}$$
$$\frac{d^2\sigma^{\boldsymbol{S}}}{d\Omega dE'} - \frac{d^2\sigma^{-\boldsymbol{S}}}{d\Omega dE'} = \frac{2\alpha^2}{M\boldsymbol{q}^4}\frac{E'}{E}L^{(A)}_{\mu\nu}W^{\mu\nu(A)}.$$

Der Bjørken Grenzwert beschreibt den Übergang zu großen Q^2 und ν bei festem x_{bj}:

$$\lim_{\mathrm{bj}} Q^2 \to \infty \quad \lim_{\mathrm{bj}} \nu \to \infty \quad \lim_{\mathrm{bj}} x \quad \text{fest}. \tag{2.19}$$

Die Strukturfunktionen F_1 und F_2 des unpolarisierten Wirkungsquerschnitts erhält man durch den Übergang

$$\lim_{\mathrm{bj}} MW_1(Q^2, \nu) = F_1(x, Q^2) \tag{2.20}$$

$$\lim_{\mathrm{bj}} \nu W_2(Q^2, \nu) = F_2(x, Q^2). \tag{2.21}$$

F_1 und F_2 sind praktisch skaleninvariant, also unabhängig von Q^2, was zeigt, daß an punktförmigen Konstituenten gestreut wird.

Im Partonmodell, in dem das Nukleon in einem schnell bewegten Bezugsystem betrachtet wird, um den Transversalimpuls und die endliche Masse der Konstituenten vernachlässigen zu können, kann $F_2(x)$ als gewichtete Summe der Impulsverteilungen der Konstituenten beschrieben werden: Zunächst entspricht x in diesem Modell für große Impulsüberträge der Nachtmann-Variablen ξ, dem Impulsbruchteil des gestreuten Konstituenten[POV94]. F_2 setzt sich dann aus den Impulsverteilungen $q_f(x)$ zusammen, indem die Impulsverteilungen aller Konstituenten, entsprechend der elektromagnetischen Kopplung mit dem Quadrat ihrer Ladungszahl e_{q_f} gewichtet aufsummiert werden. Die Summe wird selbst noch mit x gewichtet:

$$F_2(x) = x\sum_f e^2_{q_f} q_f(x). \tag{2.22}$$

Für F_1, das von der magnetischen Wechselwirkung mit den Konstituenten bestimmt ist, ergibt sich im Partonmodell für die Spin-1/2-Konstituenten aus der Callan-Gross-Beziehung[CAL69]

$$2xF_1(x) = F_2(x) \tag{2.23}$$

direkt aus (2.22)

$$F_1(x) = \frac{1}{2}\sum_f e_{q_f}^2 q_f(x). \tag{2.24}$$

Die tatsächlich beobachteten kleinen Abweichung von (2.23), die durch die im Partonmodell vernachlässigte Masse der Quarks sowie ihren Transversalimpuls erklärt werden können, werden über die Funktion $R(x,Q^2)$ beschrieben:

$$2xF_1(x,Q^2) = \frac{(1+\gamma^2)F_2(x,Q^2)}{1+R(x,Q^2)}, \tag{2.25}$$

mit $\gamma^2 = \frac{Q^2}{\nu^2} = 4\frac{M^2x^2}{Q^2}$.

Für den asymmetrischen Anteil des Hadronischen Tensors aus Gleichung (2.16) können nun analog zu (2.20-2.21) skaleninvariante Strukturfunktionen g_1 und g_2 definiert werden:

$$\lim_{\mathrm{bj}} M^2\nu G_1(Q^2,\nu) = g_1(x,Q^2), \tag{2.26}$$
$$\lim_{\mathrm{bj}} M\nu^2 G_2(Q^2,\nu) = g_2(x,Q^2). \tag{2.27}$$

Im Partonmodell setzen sich diese Strukturfunktionen aus den polarisierten Quarkverteilungen wie folgt zusammen:

$$g_1(x) = \frac{1}{2}\sum_{q_f} e_{q_f}^2 (\overset{\rightrightarrows}{q_f}(x) - \overset{\rightleftarrows}{q_f}(x)), \tag{2.28}$$
$$g_2(x) = 0. \tag{2.29}$$

$\overset{\rightleftarrows}{q_f}(x)$ und $\overset{\rightrightarrows}{q_f}(x)$ sind hierbei die Wahrscheinlichkeiten, einen bestimmten Quarktyp q_f mit Spinausrichtung antiparallel bzw. parallel zur Nukleonpolarisation zu finden.

g_1 beschreibt also analog zu F_1 die Unterschiede in den Spinzuständen der Konstitutentenimpulsverteilung, während g_2 in diesem Modell verschwindet.

Tatsächlich werden jedoch Werte ungleich Null für g_2 erwartet, die sich aus verschiedenen Modellen der Quark-Gluon Wechselwirkungen vorhersagen lassen.

Für einen longitudinal polarisierten Strahl ergibt sich in Abhängigkeit von den Winkeln ϕ und α, die für die Extraktion der Strukturfunktionen aus den Daten wichtige Beziehung:

$$\begin{aligned}
&\frac{d^2\sigma(\alpha) - d^2\sigma(\pi+\alpha)}{dx dy d\phi} = \\
&\quad \frac{e^4}{4\pi^2 Q^2}\left\{ \cos\alpha \left[\left(\frac{4-2y-y^2\gamma^2}{4} \right) g_1(x,Q^2) - \frac{y}{2}\gamma^2 g_2(x,Q^2) \right] \right. \\
&\quad \left. - \sin\alpha\cos\phi \sqrt{\gamma^2\left(\frac{4-4y-y^2\gamma^2}{4} \right)} \left(\frac{y}{2} g_1(x,Q^2) + g_2(x,Q^2) \right) \right\}.
\end{aligned} \tag{2.30}$$

2.3 Summenregeln

In der theoretischen Beschreibung der Quantenchromodynamik (QCD) ist es oft nicht möglich, genaue Beschreibungen der x-Abhängigkeit der Strukturfunktionen für ein gegebenes Modell zu liefern. Hingegen können Aussagen über Momente dieser Funktionen ($M_n(f) = \int dx\, x^{(n-1)} f(x)$) getroffen werden, die dann mit den experimentell ermittelten Momenten zur Verifikation eines Modells verglichen werden können.

2.3.1 Die Bjørken-Summenregel

Die Bjørken-Summenregel[BJØ66], die aus Grundprinzipien der SU(6)-Stromalgebra hergeleitet ist aber auch zu einer der grundlegenden Aussagen der QCD gehört, sagt über das erste Moment der Differenz der Strukturfunktionen g_1 von Proton und Neutron aus:

$$\int_0^1 dx\,(g_1^p(x) - g_1^n(x)) = \frac{1}{6}\left|\frac{g_A}{g_V}\right| + \text{QCD-Korrekturen} = 0.191 \pm 0.002, \tag{2.31}$$

bei $Q^2 = 10$ GeV für Korrekturen erster Ordnung in α_s. g_A/g_V ist hierbei das Verhältnis von Axial- zu Vektorkopplungskonstanten des Neutron β-Zerfalls.

Eine Verletzung der Bjørken-Summenregel würde die Fundamente der QCD in Frage stellen. Die bisherigen Ergebnisse von SLAC und CERN bestätigen diese Summenregel jedoch[SLA95a, SMC94a, SMC94b, SMC93, MEZ94].

2.3.2 Die Ellis-Jaffe-Summenregel

Diese Summenregel geht von der Annahme aus, daß der Beitrag der s-Quarks, die nur im Quark-Antiquark See des Nukleons vorkommen, zum Gesamtspin identisch mit Null ist. Der Wert des ersten Momentes von g_1 ergäbe sich mit den Baryonzerfallskonstanten F, D in ersten Ordnung in α_s bei $Q^2 = 10$ GeV zu:

$$\int_0^1 dx\, g_1^p(x) = \frac{1}{18}(9F - D) = 0.185, \tag{2.32}$$

$$\int_0^1 dx\, g_1^n(x) = \frac{1}{18}(6F - 4D) = -0.024. \tag{2.33}$$

1987 löste eine Messung der EMC[EMC89]

$$\int_0^1 dx\, g_1^p(x) = (0.126 \pm 0.010 \pm 0.015)_{\mathrm{EMC/SLAC}}, \tag{2.34}$$

bei $\langle Q^2 \rangle = 10$ GeV, die mit dem um QCD Korrekturen erweiterten theoretischen Wert von 0.189 nicht in Übereinstimmung zu bringen ist, die sogenannte Spinkrise aus in deren Folge auch das HERMES Experiment ins Leben gerufen wurde.

Neue Daten vom SLAC[SLA93, SLA95a] und CERN[SMC93, SMC94b, SMC94a] bestätigen die EMC Messung für das Proton auch unter Berücksichtung weiterer QCD Korrekturen[LAR94].

2.4 Die Ermittlung von g_1 aus den Daten

Zur Bestimmung von g_1 wird ein zur Strahlrichtung parallel bzw. antiparallel polarisiertes Target verwendet. Durch Vergleich der gemessenen Wirkungsquerschnitte

$$A_{\|} = \frac{\sigma^{\rightleftarrows} - \sigma^{\rightrightarrows}}{\sigma^{\rightleftarrows} + \sigma^{\rightrightarrows}} \tag{2.35}$$

ergibt sich die Asymmetrie $A_{\|}$. Eine weitere Messung mit einem transversal zum Elektronenstrahl polarisiertem Target liefert $A_{\perp}$:

$$A_{\perp} = \frac{\sigma^{\rightarrow\Uparrow} - \sigma^{\rightarrow\Downarrow}}{\sigma^{\rightarrow\Uparrow} + \sigma^{\rightarrow\Downarrow}}. \tag{2.36}$$

Beide Asymmetrien werden bei gegebener Target- und Strahlpolarisation bestimmt, wobei die Strahlpolarisation nicht der Polarisation des virtuellen Austauschphotons, das letztendlich mit den polarisierten Quarks wechselwirkt, entspricht. Für die

Bestimmung von $g_{1/2}$ muß die gemessene Asymmetrie $A_{\parallel/\perp}$ in die Asymmetrien $A_{1/2}$, bezogen auf die Photonenpolarisation, umgerechnet werden[ANS95]:

$$A_{\parallel} = D(A_1 + \eta A_2), \tag{2.37}$$
$$A_{\perp} = d(A_2 - \xi A_1), \tag{2.38}$$

mit

$$A_1 = \frac{g_1 - \gamma^2 g_2}{F_1}, \tag{2.39}$$
$$A_2 = \gamma \frac{g_1 + g_2}{F_1}. \tag{2.40}$$

Die kinematischen Faktoren D, d, η und ξ sind durch

$$D = \frac{y(2-y)}{y^2 + 2(1-y)(1+R)}, \tag{2.41}$$
$$\eta = \frac{2\gamma(1-y)}{2-y}, \tag{2.42}$$
$$d = D\sqrt{\frac{2\epsilon}{1+\epsilon}}, \tag{2.43}$$
$$\xi = \eta \frac{1+\epsilon}{2\epsilon}, \tag{2.44}$$
$$\epsilon = \frac{1-y}{1-y+\frac{1}{2}y^2} \tag{2.45}$$

gegeben.

Eine zweifache Näherung führt zur Bestimmung von g_1. Zum einen ist g_2 klein[SLA95b] und in Gleichung (2.39) durch γ^2 unterdrückt, so daß diese Gleichung näherungsweise durch

$$g_1 \approx A_1 F_1 \stackrel{(2.25)}{=} A_1 F_2 \frac{1+\gamma^2}{2x(1+R)} \tag{2.46}$$

ersetzt wird. Zum anderen kann auch A_2 in Gleichung (2.37) nach oben durch R mit $A_2 \leq \sqrt{R}$ abgeschätzt werden[SMC94c], so daß hier ηA_2 vernachlässigt werden kann und g_1 aus $A_{\parallel}$ durch

$$g_1 \approx \frac{A_{\parallel}}{D} F_2 \frac{1+\gamma^2}{2x(1+R)} \tag{2.47}$$

bestimmt wird.

2.5 Die Ermittlung von A_1^{He} und A_1^n

Für Meßdaten spielen zusätzlich zum Depolarisationsfaktor des virtuellen Photons D weitere Abschwächungsfaktoren eine Rolle, um aus den gemessenen Wirkungsquerschnitten die Asymmetrien bezüglich des virtuellen Photons zu erhalten. Dies soll hier am Beispiel der ^{3}He-Messung verdeutlicht werden. Multiplikative Abschwächung ergibt sich durch die nicht vollständige Strahl- und Targetpolarisation $f_d = P_b \cdot P_t$.

Nach (2.47) und der Beziehung $dN = \sigma \mathcal{L} dt$ werden folgende Ereigniszahlen erwartet[FER95I]:

$$N^{\rightleftarrows} = \sigma^{(unp)} \left(\int_{\rightleftarrows} \mathcal{L}(t)dt + A_1^{^3\mathrm{He}} \int_{\rightleftarrows} \mathcal{L}(t) D f_d(t) dt \right), \quad (2.48)$$

$$N^{\rightrightarrows} = \sigma^{(unp)} \left(\int_{\rightrightarrows} \mathcal{L}(t)dt - A_1^{^3\mathrm{He}} \int_{\rightrightarrows} \mathcal{L}(t) D f_d(t) dt \right), \quad (2.49)$$

mit $\int_{\rightleftarrows} \mathcal{L}dt$ als der integrierten Luminosität für den antiparallelen Spinzustand. Für $A_1^{^3\mathrm{He}}$ ergibt sich aus diesem Gleichungssystem direkt

$$A_1^{^3\mathrm{He}} = \frac{N^{\rightleftarrows} \int_{\rightrightarrows} \mathcal{L}dt - N^{\rightrightarrows} \int_{\rightleftarrows} \mathcal{L}dt}{N^{\rightleftarrows} \int_{\rightrightarrows} \mathcal{L} D f_d dt + N^{\rightrightarrows} \int_{\rightleftarrows} \mathcal{L} D f_d dt}. \quad (2.50)$$

Es verbleibt noch Umrechnung der Heliumasymmetrie in die Neutronasymmetrie. Das ^{3}He Atom befindet sich fast ausschließlich im S-Zustand, wobei die beiden Protonen eine entgegengesetzte Spinausrichtung besitzen. Damit lieferten sie einen unpolarisierten Beitrag zum Target und würden eine weitere Abschwächung der Asymmetrie um den Faktor 1/3 bewirken. Bei genauerer Überlegung müssen die unpolarisierten Wirkungsquerschnitte für Neutronen und Protonen, sowie die Abweichungen vom idealen S-Zustand berücksichtigt werden: Nach [CIO93] ist die Polarisation der Nukleonen im Heliumatom durch

$$P_n^{^3\mathrm{He}} = 0.86 \pm 0.02 \quad P_p^{^3\mathrm{He}} = 0.028 \pm 0.003 \quad (2.51)$$

gegeben.

A_1^n kann damit aus $A_1^{^3\mathrm{He}}$ wie folgt berechnet werden:

$$A_1^n = \frac{A_1^{^3\mathrm{He}} - 2\dfrac{F_2^p}{2F_2^p + F_2^n} P_p^{^3\mathrm{He}} A_1^p}{\dfrac{F_2^n}{2F_2^p + F_2^n} P_n^{^3\mathrm{He}}}, \tag{2.52}$$

unter Verwendung der bekannten Funktionen $F_2^{p/n}$ und A_1^p.

2.6 Weitere Messungen

Über eine Messung von $A_\perp$, also mit transversal zum Stahl ausgerichteten Targetpolarisationen, sowie den Gleichungen (2.38) und (2.40) kann die theoretisch interessante Strukturfunktion g_2 bestimmt werden. Damit wird automatisch auch eine bessere Bestimmung von g_1 möglich, weil die Abschätzungen von A_2 aus (2.47) unnötig werden.

Für ein Spin-1 Target, wie ein tensor-polarisiertes Deuteron Target, lassen sich zwei weitere polarisierte Strukturfunktionen, nämlich mit einer longitudinalen Targetpolarisation $b_1(x)$ und mit einer transversalen Targetausrichtung $\Delta(x)$, bestimmen. Für beide Multipolstrukturfunktionen erwartet man kleine Werte[HOO89, JAF89a, JAF89b], wobei ein von Null verschiedener Wert von b_1 durch von nuklearen Bindungseffekten abhängige Quarkverteilungen verursacht würde. Ein von Null verschiedenes Δ wiese auf Gluonen hin, die nicht nur zu einem einzigen Nukleon im Deuteronkern gehören.

Durch die gute Teilchenidentifikation des HERMES Detektors sind eine Vielzahl von semi-inklusiven Messungen und Analysen möglich, die genaue Aufschlüsse über die Spinzusammensetzung aus den Anteilen von Valenz- und Seequarks sowie den Gluonspinanteil liefern werden. So lassen sich über eine Messung der Pion-Ladungsasymmetrie für zwei verschiedene Targets und Targetpolarisationen die Spinanteile der u und d Valenzquarks direkt bestimmen. Spinasymmetrien der Kaonenverteilungen (K^-) für ein Protontarget prüfen den Beitrag der s-Quarks zur Spinverteilung der Seequarks. Über ihre Zerfallsprodukte läßt sich die Polarisation von Λ und $\bar{\Lambda}$ Hyperonen bestimmen woraus ebenfalls Rückschlüsse auf den Spinanteil der s-Quarks möglich sind. Polarisierte J/Ψ Produktion, die über den Zerfall in ein e^+/e^-- bzw. μ^+/μ^--Paar nachgewiesen werden kann, liefert Aufschlüsse über den Gluonspinanteil in Nukleon.

Messungen mit transversal zum Strahl polarisiertem Targets erlauben außerdem eine Messung des Bahndrehimpulsanteils zum Spin. Dazu sollten jedoch sinnvollerweise mehrere Messungen mit Spinausrichtungen nicht parallel zur Beschleunigerebene durchgeführt werden, um eine mögliche Winkelabhängigkeit in ϕ zu erkennen.

Kapitel 3

Das Hermes Spektrometer

Für die von HERMES angestrebten Messungen mußte ein Detektor gebaut werden, der die gestreuten Elektronen bzw. Positronen im gesamten kinematischen Bereich, sowie einen Großteil des hadronischen Endzustandes mit guter Teilchenidentifikation und Impulsauflösung bestimmen kann. Zur Impulsbestimmung dient ein Spektrometermagnet mit einer integrierten Feldstärke von 1.3 Tm, vor und hinter welchem Spurkammern den Streu- und Ablenkwinkel mit hoher Präzision bestimmen. Mit einem Winkelbereich von 40 — 140 mrad vertikal und ± 170 mrad horizontal vor, bzw ± 278 mrad hinter dem Magneten, können Teilchen bis hinab zu 2 GeV über die gesamte Akzeptanz nachgewiesen werden. Unterhalb von 2 GeV können durch die starke Beugung der Spur im Magneten nicht mehr alle Teilchen erfaßt werden. Der Čerenkovzähler zur Separation von Pionen und schwereren Hadronen und die Elektron-Pionen Separatoren Preshower, Kalorimeter und Übergangsstrahlungsdetektor sorgen für eine hohe Effizienz und niedrige Kontamination bei der Teilchenidentifikation.

Das Target soll sowohl hohe Luminositäten als auch hohe Polarisationen bei geringen Beimischungen durch unpolarisierte Targetkomponenten ermöglichen. Hierzu wurde die neuartige Technologie des internen polarisierten Gastargets erfolgreich eingesetzt.

Ein Luminositätsmonitor, der auf der Detektion von Bhabha-gestreuten Elektron-Positron-Paaren beruht, liefert sowohl relative Luminositätsdaten für die Messungen von Polarisationsasymmetrien als auch Absolutwerte für mögliche Messungen von absoluten Strukturfunktionen.

Der HERMES Detektor wurde in den HERA Speicherring für Elektronen und Positronen eingebaut, in dem transversale Strahlpolarisationen von bis zu 70% erreicht werden[DUE95, OEL95]. Die für die polarisierte Physik benötigte longitudinale Polarisation wird im Bereich des HERMES-Experimentes durch Spinrotatoren vor und hinter dem Detektor ermöglicht.

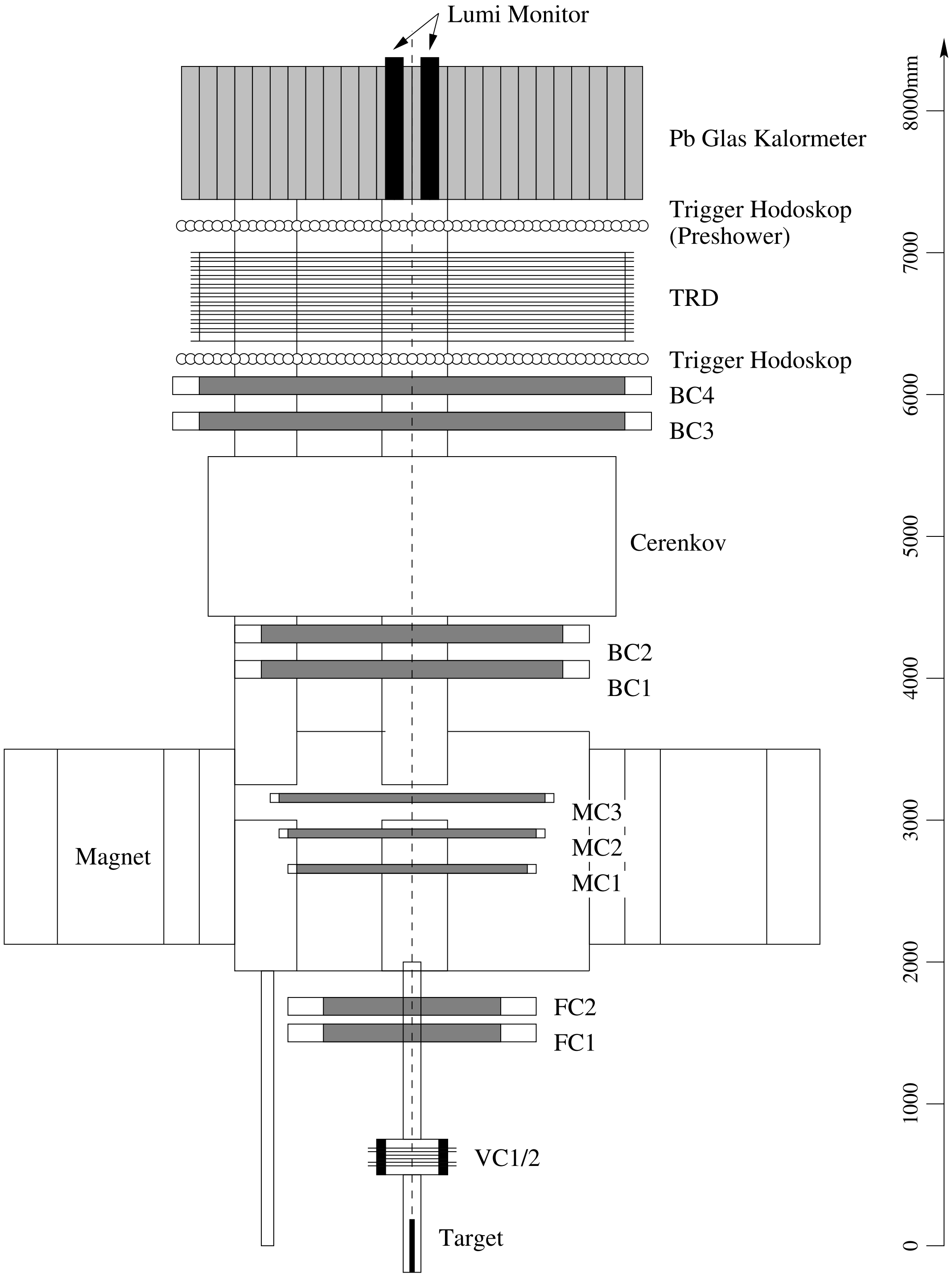


Abbildung 3.1: Schematische Draufsicht des Hermes Spektrometers. Die Spurkammern vor dem Magneten dienen zur Bestimmung des Streuwinkels und zusammen mit den Spurkammern in hinteren Bereich zur Impulsbestimmung. Die Teilchenidentifikation wird durch den Čerenkovzähler, den Preshower und das Kalorimeter ausschließlich im hinteren Detektorbereich durchgeführt.

3.1 Das Target

3.1.1 Das Speicherzellentarget

HERMES verwendet die neuartige Technologie der Gastargets. Weil bei Gastargets die Targetdichte durch die Kapazität der Atomstrahlquelle beschränkt ist, ist es erstrebenswert, die erzeugten Atome möglichst lange im Strahl des Speicherrings zu belassen. Dies wird durch eine Speicherzelle erreicht, ein dünnes Metallröhrchen, das vom Strahl in Längsrichtung durchquert wird und in dem sich die injizierten Targetatome aufhalten, bis sie nach mehreren hundert Wandstößen in den Ring und damit zu den Vakuumpumpen abdriften (siehe Abb. 3.2). Die Anzahl der Atome pro Targetfläche kann so um ein Vielfaches erhöht werden.

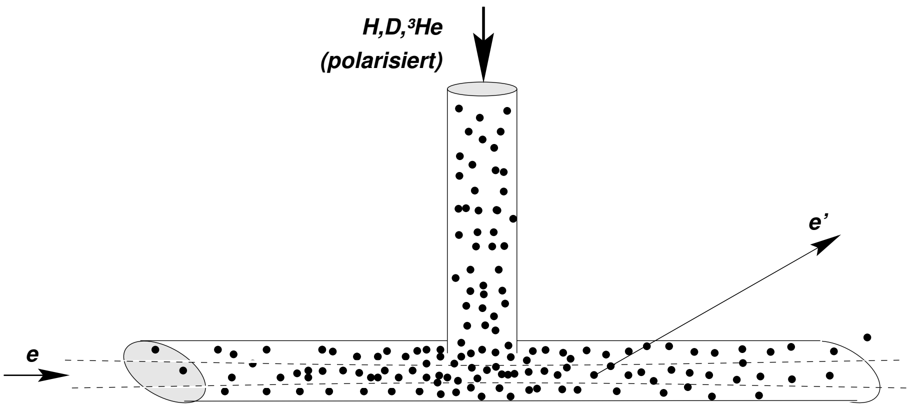


Abbildung 3.2: Das Schema des internen Gastargets. Der Elektronenstrahl durchquert die Targetzelle, in der die Targetatome pro Querschnittsfläche verdichtet werden.

Die HERMES-Targetzelle ist ein elliptisches Aluminiumröhrchen mit den Ausmaßen $10 \times 30 \times 400\,\mathrm{mm}^3$ und einer Wandstärke von weniger als 0.1 mm. Eine gleichmäßige und dünne Wand reduziert dabei die Mehrfachstreuung der Teilchen an den Atomen der Zelle.

Polarisierte Gasatome (Wasserstoff, Deuterium oder ^{3}Helium) werden in einer Quelle erzeugt, in die Zelle von außen injiziert und durch externe magnetische Haltefelder vor Depolarisierung durch die von den Elektronenpaketen induzierten Hochfrequenzfelder geschützt. Eine Dry-Film Beschichtung[STE95], deren Moleküle an der Oberfläche Wasserstoffatome anordnen, reduziert beim Wasserstoff/Deuterium Target die depolarisierenden Spin-Austausch Wechselwirkung von Gasatomen mit der Zellenwand.

Um die Target-Dichte zu erhöhen, wird die mittlere Atomgeschwindigkeit durch Kühlung der Zelle auf etwa 20 K für ^{3}He und 100 K für H und D reduziert, da im letzteren Fall bei noch niederen Temperaturen wieder Depolarisationseffekte auftreten[KOR95].

In kurzen Zeitabständen wird die Polarisationsrichtung gewechselt, um systematische Fehler durch eventuelle Detektorstabilitätsschwankungen zu minimieren.

3.1.2 Die Quelle für polarisiertes ^{3}He

Die Heliumquelle[LEE93] ist in der Lage, hohe Intensitäten ($2 \cdot 10^{17} \frac{\text{Atome}}{s}$) an polarisierten ^{3}He Atomen zu liefern: In einer Pumpzelle wird durch elektrische Entladungen ein geringer Anteil der Atome in einen metastabilen Zustand (2^3S_1) gehoben, der dann durch zirkular polarisiertes Laserlicht in den 2^3P_0 Zustand gepumpt wird. Durch Aussendung eines Photons geht der 2^3P_0 wieder in den, durch Drehimpulserhaltung jetzt polarisierten 2^3S_1 Zustand über. Durch Metastabilitätsaustauschstöße mit dem restlichen Gas kann die Polarisation in den Grundzustand übertragen werden.

Die derzeit erreichbare Polarisation beträgt 50% bis 60%, sie wird im Experiment auf zwei unabhängige Weisen bestimmt. Zum einen kann aus dem Verhältnis der Intensitäten von rechts- und linkszirkular polarisiertem Licht, das durch den Zerfall von$2^3P_0 \longrightarrow 2^3S_1 + \gamma$ ausgesendet wird, die Polarisation des Gases in der Pumpzelle bestimmt werden. Zum anderen mißt der TOM (Target Optical Monitor) die Polarisation des emittierten Lichts, der durch Coulomb Wechselwirkung mit dem Elektronstrahl angeregten Hüllenelektronen der Heliumatome. Diese Polarisation kann zur Berechnung der Targetpolarisation benutzt werden.

3.1.3 Die Atomstrahlquelle für polarisiertes H und D

Die Atomstrahlquelle[STO94] basiert auf Stern-Gerlach Separation eines dissozierten Wasserstoff- oder Deuterium-Strahls, wobei die Atome in Abhängigkeit ihres Hüllenelektronenspins getrennt werden. Durch mehrere Hochfrequenzübergänge wird dieser Elektronenspin auf den Kernspin übertragen. Auf diese Weise werden Intensitäten von bis zu $6 \cdot 10^{16} \frac{\text{Atome}}{s}$ bei über 90% Polarisation erreicht.

Mit Hilfe eines Breit-Rabi Polarimeters[GAU91, BRA95a], das über ein Röhrchen mit der Speicherzelle verbunden ist, kann die Polarisation der Targetatome im Target gemessen werden. Die Polarisationsmessung wird mit einer relativen Genauigkeit von 3% erfolgen.

3.2 Die Spurkammern

Die Spurkammern bestimmen die Position der nachgewiesenen geladenen Teilchen und somit die Kinematik der Ereignisse. Ihre Auflösung und Effizienz gehen direkt in die Auflösung und Effizienz des gesamten Detektors ein. HERMES legte beim Design großen Wert auf eine genaue Winkelauflösung im vorderen Detektorbereich, um für semi-inklusive Physik eine gute Vertexseparation zu ermöglichen; deshalb sind dort hochauflösende Mikro-Streifen Gaszähler[BLO95] mit einer Auflösung von bis zu 45 μm installiert. Auch die vorderen Driftkammern zeichnen sich durch geringe Zellengrößen und gute Ortsauflösung aus. Der hintere Detektorbereich wird komplett von Driftkammern mit einer Ortsauflösung von 200 μm abgedeckt. Durch ihre große Anzahl erlauben auch sie eine äußerst genaue Winkelbestimmung der hinteren Spurhälfte. Eine Übersicht der Kammereigenschaften befindet sich in Tabelle 3.1.

	Vertex		Vorne		Magnet			Hinten	
Detektorbezeichnung	VC-1	VC-2	FC-1	FC-2	MC-1	MC-2	MC-3	BC1/2	BC3/4
Entf. zum Target (mm)	727	972	1526	1637	2655	3060	3423	4150	5900
Aktiv hor. (mm)	420	420	680	680	996	1216	1424	1888	2890
Aktiv vert. (mm)	137	145	220	220	263	306	347	520	710
Typ	Microstrip Gas		Hor. Drift		Proportional			Hor. Drift	
Zellengröße	193 μm		7 mm		2 mm			15 mm	
Nominelle Auflösung	45 – 56 μm		150 μm		460 – 570 μm			150 μm	
Zahl der Ebenen	3	3	6	6	3	3	3	6+6	6+6
Anzahl Drähte (X)	1674	2046	96	96	496	608	720	120	192
Anzahl Drähte (U/V)	2170	2170	96	96	512	608	720	118	186
Auslese	digital (APC)		TDC		digital (PCOS)			TDC	
Strahlungslänge	1.2%		0.20%		0.29%			0.26%	

Tabelle 3.1: Eigenschaften der Spurkammern.

Alle Kammern bestehen aus Einzeldetektoren, die eine Ortsbestimmung in einer der Koordinaten x, u oder v zulassen. Das rechtshändige HERMES-Koordinatensystem zeigt mit seiner z-Achse in Strahlrichtung, die y Koordinate zeigt nach oben und x dementsprechend in Strahlrichtung nach links. Die x-Drähte sind vertikal angeordnet, u und v Drähte jeweils um 30° bzw. -30° dagegen geneigt (siehe Abb.3.3).

Die in allen Detektoren konsistente Anordnung der Projektionsmessung ermöglicht die Anwendung des Treesearch-Algorithmus zur Mustererkennung von Spuren in Projektionen (siehe Kap. 4.2).

3.2.1 Die Vertexkammern

Die Vertexkammern bestehen aus jeweils zwei Detektormodulen mit je einer Kammer in x, u und v Ausrichtung. Die einzelnen Kammern bestehen – in Strahlrichtung – aus einer auf 200 μm dickem Glas aufgedampften Kathodenschicht, aus ei-

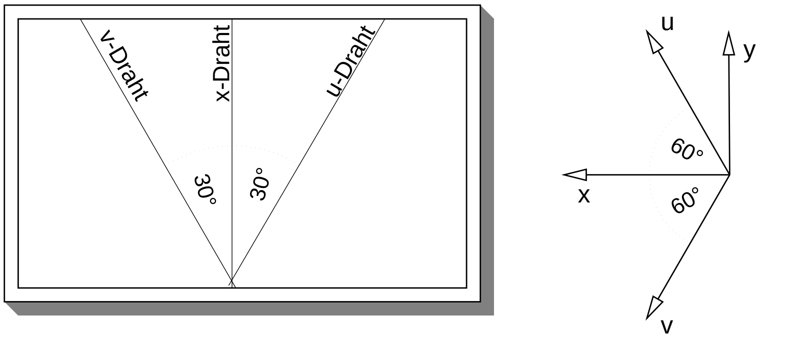


Abbildung 3.3: Die Anordnung der Drähte in den Driftkammern und die Richtung der gemessenen Projektionen x, u und v. y kann aus der Kombination von u und v ermittelt werden. In dieser Zeichnung zeigt z in Strahlrichtung nach hinten.

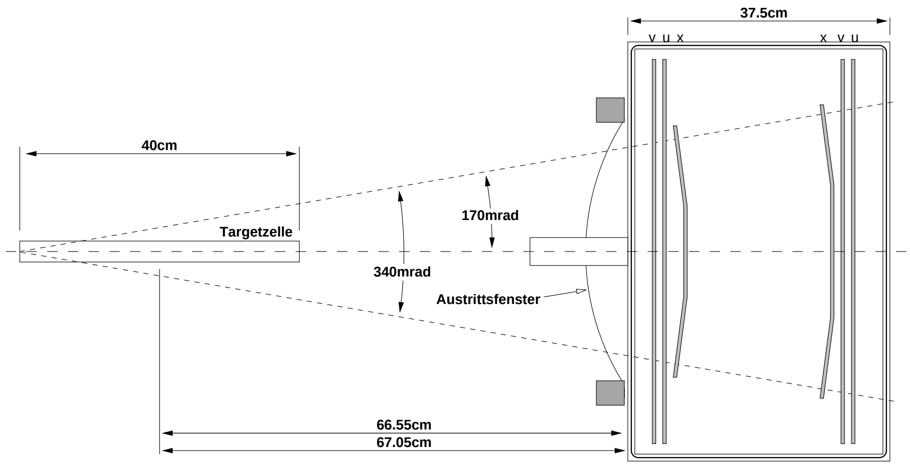


Abbildung 3.4: Draufsicht auf die Vertexkammern. Die x-Ebenen der Kammern sind teilweise gegen die Strahlrichtung geneigt, um möglichst senkrechte Eintrittswinkel für die Streuprodukte zu bieten. Links im Bild befindet sich das Target im Strahlrohr der Positronenmaschine von HERA. Kurz hinter dem Austrittsfenster sind die Vertexkammern montiert.

ner 3 mm dicken Gasschicht als Ionisierungsmaterial und 7 μm breiten Aluminiumanodenstreifen, die im Abstand von 193 μm auf ein 300 μm dickes Glasplättchen aufgedampft sind. Die Spannungsdifferenz von 600 V zwischen Anode und Kathode führt, ähnlich wie in einer Proportionalkammer, zur Ladungsvervielfachung im Ionisierungsgas.

Die Ortsauflösung eines Detektors wird durch die Standardabweichung der Differenz vom Meßwert des Detektors zu der tatsächlichen Durchgangsposition des

Teilchens bestimmt. Die intrinsische Auflösung eines Anodenstreifens der Dicke $d = 193\mu\mathrm{m}$

$$\sigma = \sqrt{\frac{1}{d}\int_{-\frac{d}{2}}^{\frac{d}{2}} x^2\,dx} = \frac{193\mu\mathrm{m}}{\sqrt{12}} = 57\mu\mathrm{m} \tag{3.1}$$

kann durch Clusterbildung und -analyse noch bis auf 45 $\mu\mathrm{m}$ erhöht werden.

Die x Kammern sind in den äußeren Bereichen um 120 mrad zum Target hin geneigt, um durch steilere Durchgangswinkel die Ortsauflösung der Kammer zu erhöhen. Diese Neigung hat allerdings auch den Nachteil, daß dadurch der Mustererkennungsalgorithmus Treesearch für die Spursuche (siehe Kap. 4.2) nicht anwendbar ist, was eine Erhöhung der Rekonstruktionszeit mit sich bringt.

Die Vertexkammer wird digital ausgelesen, d.h. pro Treffer wird nur die zugehörige Zellennummer vermerkt. Dazu wird ein am NIKHEF[BLO95] entwickelter APC-Baustein, der direkt auf dem Substrat montiert ist, verwendet. Durch eine analoge Auslese, bei der die Signalhöhen von benachbarten Zellen verglichen werden, ließe sich die Ortsauflösung noch auf 30 $\mu\mathrm{m}$ erhöhen, allerdings bewirkt der damit verbundene Aufwand in der Auslese eine erhöhte Totzeit von 250 μs, was bei den bei HERMES zu erwartenden Triggerraten nicht akzeptabel ist.

3.2.2 Die Magnetkammern

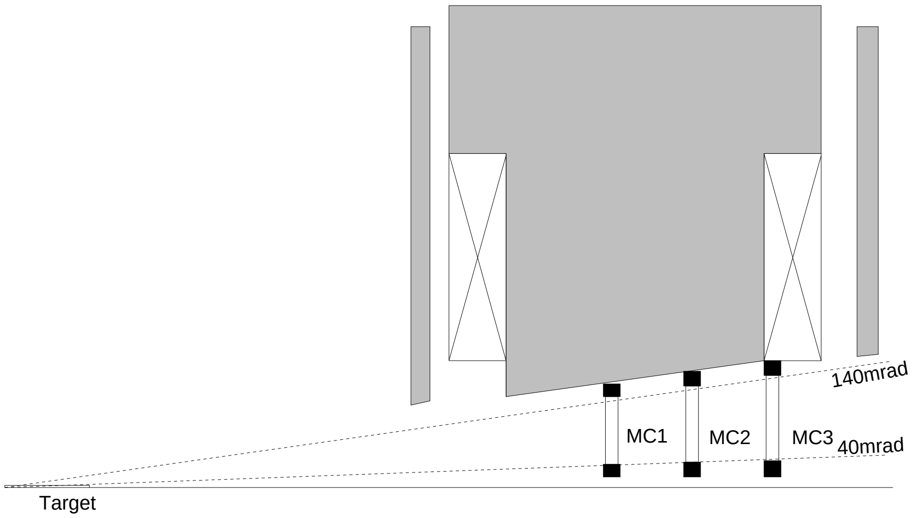


Abbildung 3.5: Schnitt durch den Spektrometermagneten mit der Anordnung der Magnetkammern.

Die Proportionalkammern, die im Magneten angebracht sind (siehe Abb. 3.5), liefern ebenfalls nur eine digitale Information, d.h. ob ein Zelle getroffen wurde oder nicht. Sie erreichen mit einem Drahtabstand von 2 mm nach Gleichung (3.1) eine Auflösung von 577 $\mu\mathrm{m}$ und sollen zur Anbindung von vorderen an hintere Spuren verwendet werden.

Die einzelnen Kammern, die in der Reihenfolge $u - x - v$ zu einem Detektormodul zusammengefaßt sind, bestehen aus zwei Kathodenfolien, zwischen denen die Anodendrähte verlaufen. Das Modul wird außen von zwei Mylarfolien begrenzt (siehe Abb. 3.6).

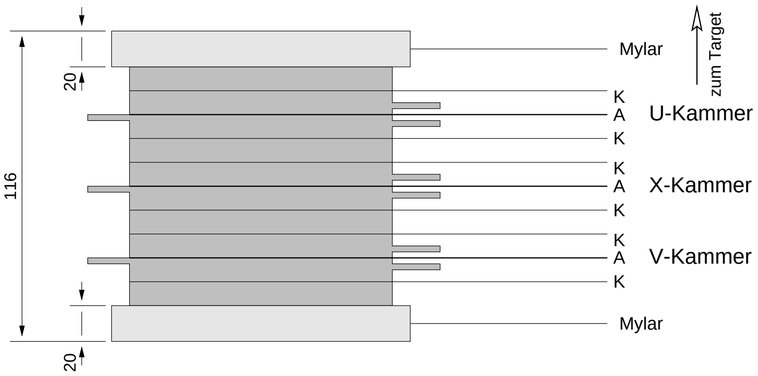


Abbildung 3.6: Aufbau eines Magnetkammermoduls.

Die Magnetkammern werden mittels LeCroy PCOS-4 Systemen ausgelesen, wobei sich die Vorverstärker und Diskriminatoren im engen Raum zwischen den Kammern am Magnetjoch, jedoch außerhalb der Akzeptanz befinden.

3.2.3 Die Driftkammern

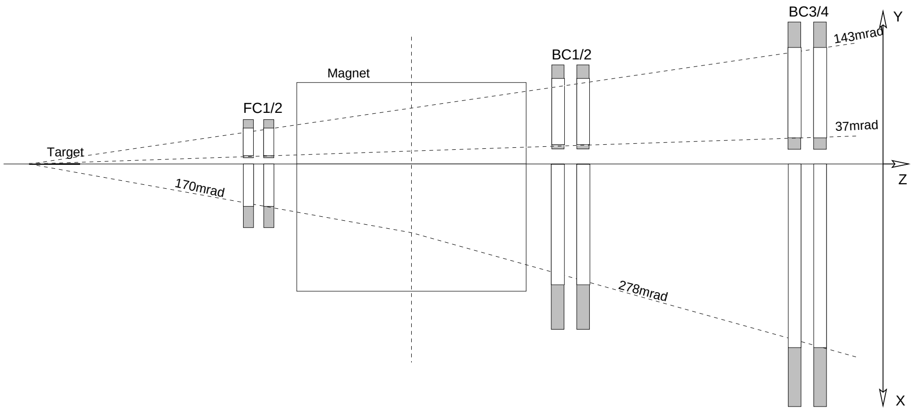


Abbildung 3.7: Akzeptanz der Driftkammern. Oben vertikal (Seitenansicht), unten horizontal (Draufsicht).

Den Driftkammern kam im ersten Jahr der Datennahme eine besondere Bedeutung zu. Da sie die einzigen vollständig funktionsfähigen Spurkammern waren, galt ihrer Kalibration eine große Aufmerksamkeit. Die im vorderen Detektorbereich vor dem Magneten zum Einsatz kommenden Detektoren FC1 und FC2 unterscheiden sich prinzipiell nicht wesentlich von den hinteren Modulen BC1 bis BC4: Zwischen den jeweils 7 Kathodenfolien sind im Füllgasgemisch aus Ar/CO_2/CF_4 (90/5/5) abwechselnd Potential und Signaldrähte gespannt. In jeweils zwei aufeinanderfolgenden Ebenen haben die Drähte die gleiche Ausrichtung, sind jedoch zur Auflösung von Mehrdeutigkeiten (siehe unten) versetzt gegeneinander angeordnet.

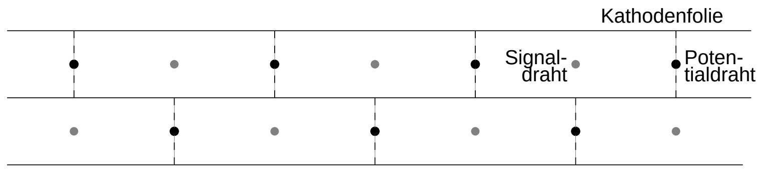


Abbildung 3.8: Anordnung der Signal- und Potentialdrähte in der x und x' Ebene.

Die sechs Kammern eines Moduls sind hintereinander in den Ausrichtungen u, u', x, x' und v, v' angeordnet.

Im Gegensatz zu den oben angesprochenen Detektortypen sind in den Driftkammern nur wenige Drähte zur Auslese vorhanden. Der Potentialdrahtabstand ist in den vorderen Kammern 7 mm, in den hinteren 15 mm. Die einzelnen Drahtpositionen wurden mit einer Genauigkeit von 20 μm vermessen[GUT95].

Die Ortsbestimmung wird durch eine Auswertung der Driftzeit erreicht: Ein durchlaufendes Teilchen ionisiert das Gas, woraufhin sich Elektronenkaskaden auf den Signaldraht mit konstanter Geschwindigkeit zubewegen. Die Zeitmessung beginnt beim Auftreten eines Signals am Draht und endet zeitgleich in allen Driftkammerdetektoren zu einem um die Triggerauslösung konstant versetzten Zeitpunkt – eine negative Zeitmessung.

Aus der so bestimmten Driftzeit kann aus einer Tabelle, der Orts-Driftzeit-Beziehung[HAS95], der Abstand vom Entstehungsort der Ionisierung zum Signaldraht bestimmt werden (siehe Abb. 3.9). Es handelt sich dabei um den Absolutwert des Abstands, die Driftrichtung ist unbekannt, wodurch die sogenannte Rechts-Links-Mehrdeutigkeit entsteht: Zu einem Treffer gibt es rechts und links vom Draht zwei potentielle Durchgänge. In Kapitel 4.2.1 wird noch genauer auf diesen Sachverhalt eingegangen.

Ein ebenso anschauliches wie nützliches Diagramm zur Orts-Driftzeit Beziehung ist das V-Diagramm: Die ermittelte Driftzeit wird gegen die aus der Rekonstruktion bestimmte Spurposition in der Kammer aufgetragen. Bei korrekter Kalibration soll sich die Darstellung der Funktion $f(x) = |x|$ ergeben (vergl. Abb. 3.10 und 3.11).

Während der Datennahme bestimmen Autokalibrationsprogramme[MEI95] die Orts-Driftzeit-Relation aus den Daten und zeigen Fehler und Abweichungen direkt an.

In Testmessungen wurden mit den BC-Modulen Ortsauflösungen von 150 μm gemessen. Diese Werte werden im Experiment, allerdings noch ohne die endgültige Kalibrierung, mit bis zu 200 μm noch nicht ganz erreicht.

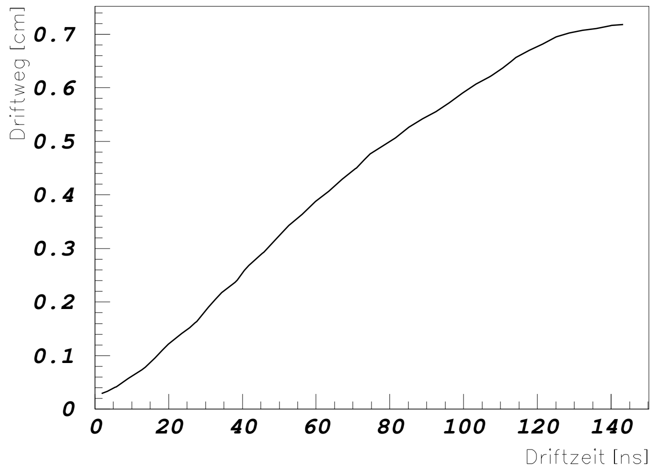


Abbildung 3.9: Die Orts-Driftzeit-Beziehung der hinteren Driftkammern.

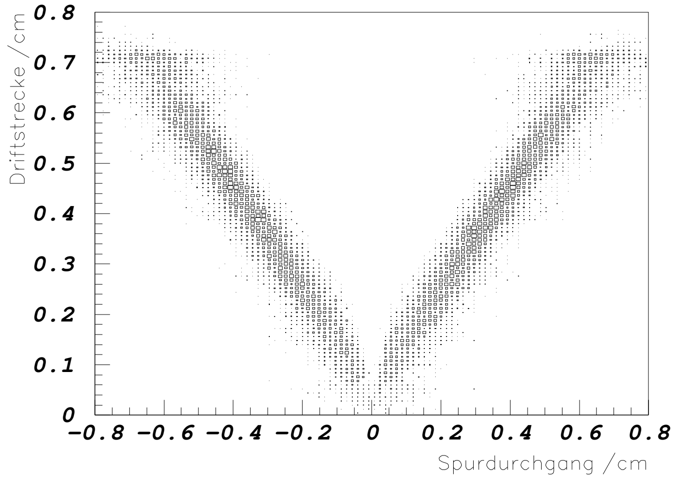


Abbildung 3.10: Das sogenannte V-Diagramm stellt die aus der Ort-Driftzeit Beziehung berechnete Driftstrecke der ermittelten Spurdurchgangsposition gegenüber.

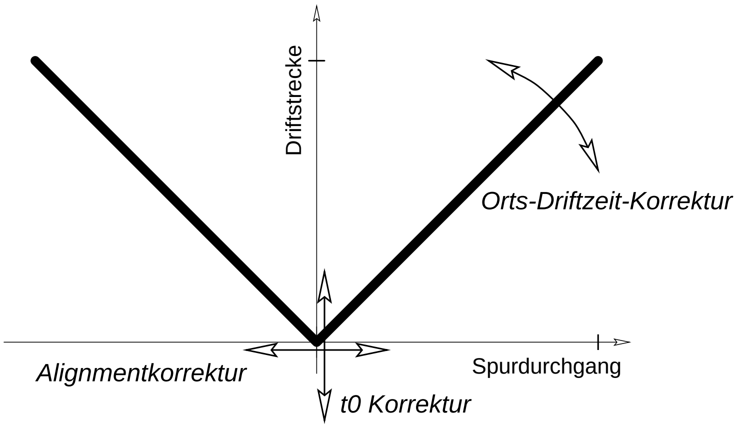


Abbildung 3.11: Drei Größen können über das V-Diagramm kalibriert werden: Eine Verschiebung der Kammer in Projektionsrichtung der Drähte bewirkt eine Verschiebung des V's in horizontaler Richtung. Eine Veränderung des t_0 Wertes bewirkt eine vertikale Verschiebung. Eine korrekte Orts-Zeit-Beziehung äußert sich in der Geradensteigung ± 1.0.

3.3 Der Spektrometermagnet

Der Spektrometermagnet in der Mitte des Detektors liefert ein Feldintegral von $\int_z \vec{B} d\vec{s} = 1.3$Tm, in dem geladene Teilchen in Abhängigkeit von ihrem Impuls abgelenkt werden. Die Varianz dieses Integrales ist über den gesamten kinematischen Bereich des Spektrometers kleiner als 10%. Um den HERA Positronen- und Protonenstrahl möglichst gering zu beeinflussen, befindet sich in der Strahlführungsebene in der Mitte des Magneten eine Septumplatte aus Eisen, in der die Strahlrohre verlaufen. Zusätzlich sorgt eine Korrekturspule um das Positronenstrahlrohr für eine weitere Abschwächung des Feldes. Streufelder in den äußeren Detektorbereich sind ebenfalls unerwünscht, weswegen vor und hinter dem Magneten „Fieldclamps“ – Abschirmplatten – bis nahe an die Akzeptanzgrenzen angebracht sind. Sie reduzieren das Feld in den Kammern FC2 und BC1 auf weniger als 0.1 T.

Der Energiebedarf des Magneten ließ sich entscheidend durch die geneigten Polflächen reduzieren (siehe Abb. 3.12), die ihrerseits aber auch zur Inhomogenität des Feldes beitragen. Der Feldverlauf innerhalb des Magneten ist in Abbildung 3.13 dargestellt. Schon während der Konstruktion wurde das erwartete Magnetfeld mit dem Programm MAFIA berechnet. Diese Berechnung zeigte gegenüber der endgültigen Präzisionsvermessung[ROE94] nur geringfügige Abweichung.

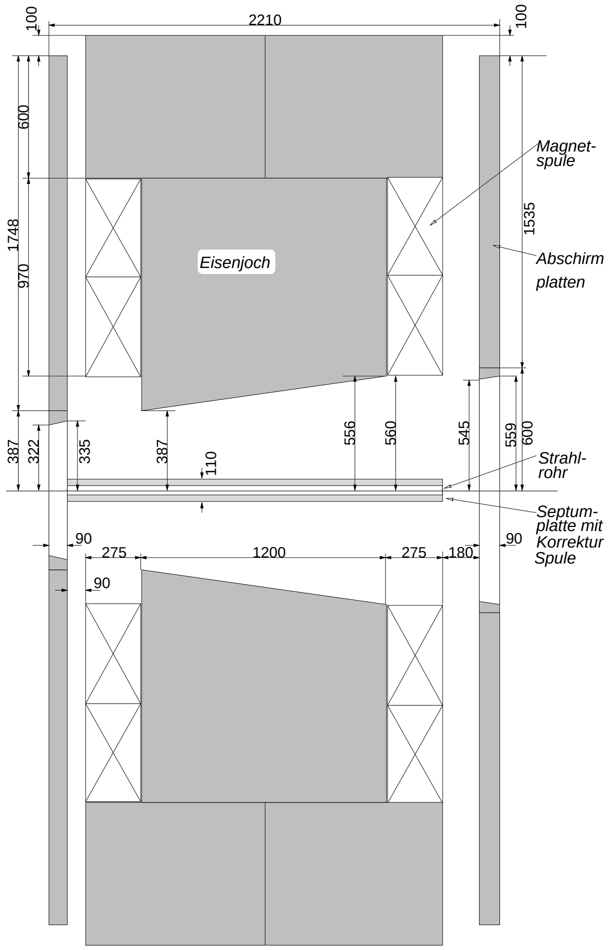


Abbildung 3.12: Schematische Seitenansicht des Spektrometermagneten.

3.4 Die Teilchenidentifikationsdetektoren

3.4.1 Das Bleiglaskalorimeter

Die beiden Kalorimeterhälften bestehen aus jeweils 42×10 Blöcken aus strahlungsresistentem Bleiglas F101 in den Abmessungen $9\times9\times50\mathrm{cm}^3$. Die Länge von 50 cm entspricht dabei für Positronen etwa 18 Strahlungslängen im Bleiglas F101. Photomultiplier hinter den einzelnen Zellen werten die erzeugten Lichtpulse aus, wobei eine Energieauflösung von

$$\frac{\Delta E(E)}{E} = 1.47\% + \frac{5.14\%}{\sqrt{E/GeV}} \tag{3.2}$$

für Positronen erreicht werden kann[DUE95]. Da Pionen im Kalorimeter wesentlich geringer aufschauern, ist bei bekanntem Impuls P das Verhältnis von E_{cal}/P

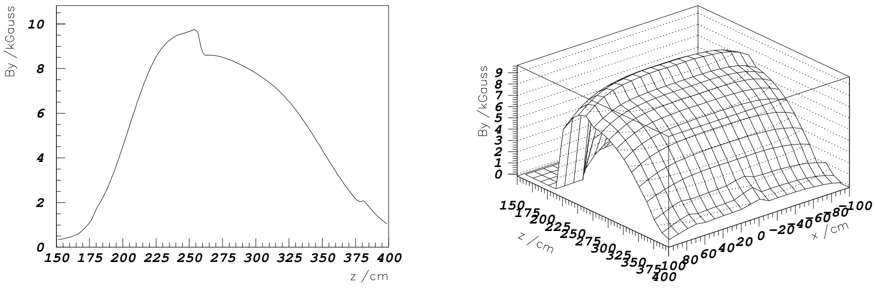


Abbildung 3.13: Feldverlauf im Magneten. Links entlang einer Geraden bei x=0 cm, y=10 cm, rechts auf der Ebenen y=10 cm.

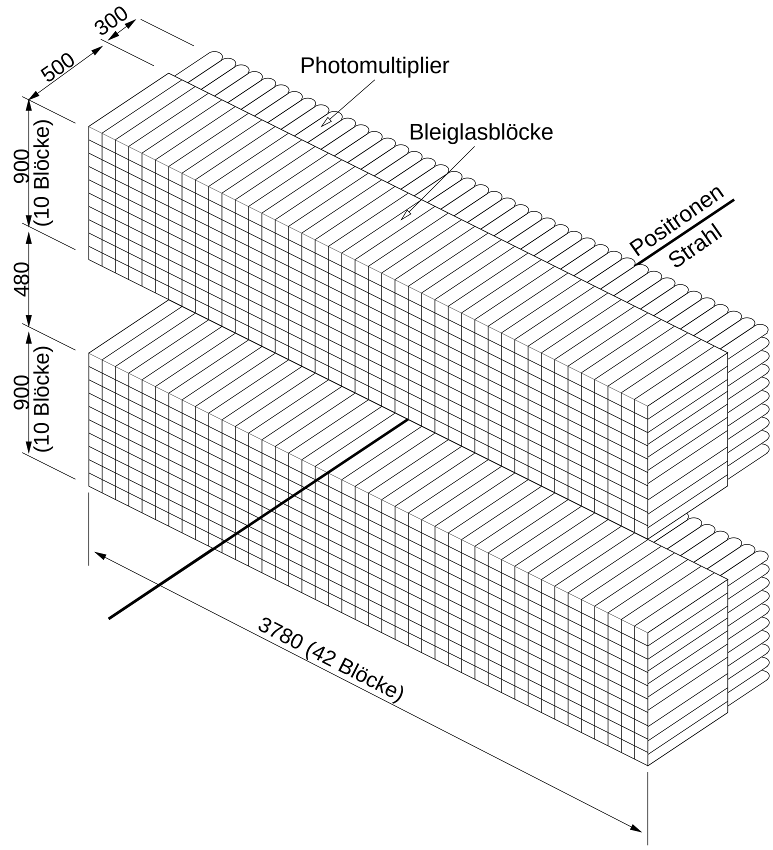


Abbildung 3.14: Schematische Zeichnung des Kalorimeters.

ein gutes Maß zur Pionenunterdrückung.

3.4.2 Die Hodoskope

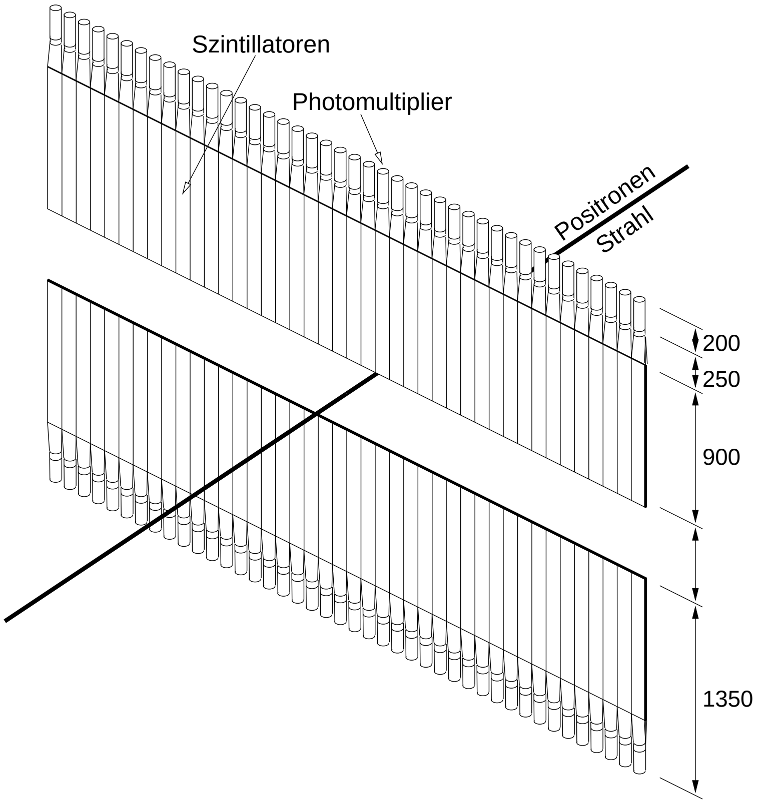


Abbildung 3.15: Schematische Zeichnung einer Hodoskopebene.

Hodoskope kommen im HERMES-Experiment in zwei verschiedenen Funktionen zum Einsatz. Direkt hinter den Driftkammern BC4 befindet sich das Triggerhodoskop, dessen Signal zusammen mit einer Kalorimeterschwelle für den Hardwaretrigger benötigt wird. Für die Analyse hat dieses Hodoskop keine Bedeutung, da die Szintillatoren alleine mit 2.3% Strahlungslänge keine Energiebestimmung zulassen. Das zweite Hodoskop, der „Preshower", befindet sich hinter dem Übergangsstrahlungsdetektor und einer 1.1 cm dicken Bleischicht, in der Elektronen/Positronen und Photonen aufschauern und danach im Szintillatormaterial ein ihrer Energie nahezu proportionales Signal erzeugen (siehe Kap. 4.12.1). Beide Hodoskope bestehen aus 2×42 Szintillatorplatten, die in x-Richtung oberhalb und unterhalb des Strahlrohrs angeordnet sind (siehe Abb. 3.15).

3.4.3 Der Čerenkovzähler

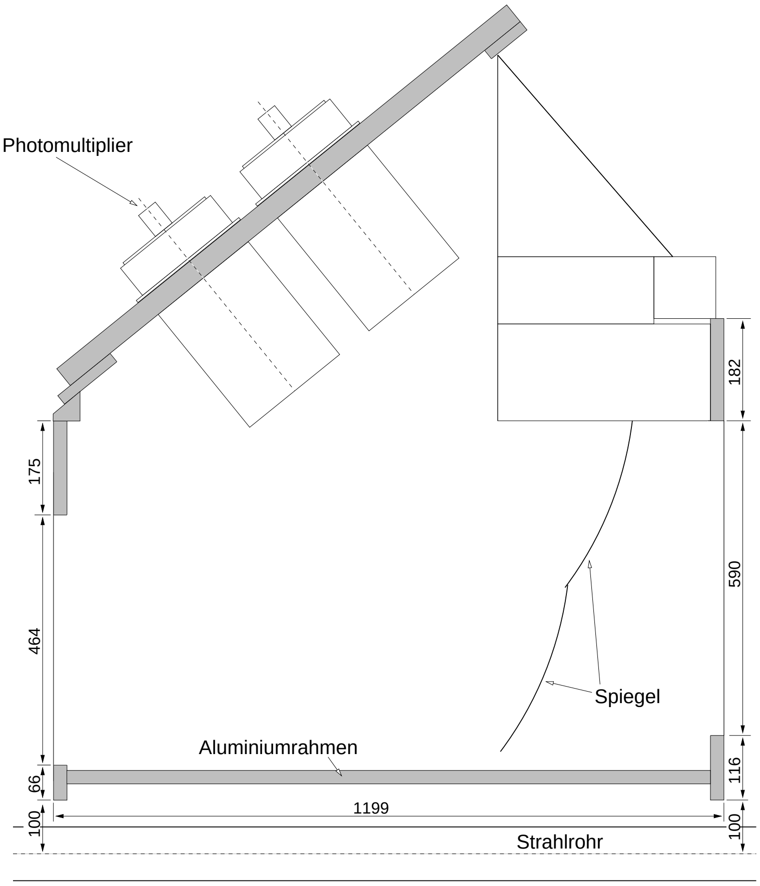


Abbildung 3.16: Schematische Seitenansicht des oberen Čerenkovzählers.

Der Čerenkovzähler ist zwischen den Driftkammern BC1/2 und BC3/4 installiert. Mit den Außenfolien aus Mylar (100 μm) und Tedlar (30 μm), dem Füllgas Stickstoff und den Ablenkspiegeln hat dieser Detektor eine Strahlungslänge von 3.5% und kann daher ohne nennenswerte Einflüsse auf die Impulsmessung noch vor den zweiten Driftkammermodulen eingesetzt werden. Von hochrelativistischen Teilchen ($\beta \longrightarrow 1$) werden im Mittel 10 Čerenkovphotonen erzeugt, die über eine Reihe von $2{\times}10$ Ablenkspiegeln auf ebensoviele Photomultiplier umgelenkt werden. Dieser Detektor ist in der Lage, im Energiebereich von 4.4 GeV bis 15.8 GeV e,π auf der einen und K,p auf der anderen Seite zu separieren. Zwischen 15.8 GeV und 30 GeV liegen dann nur noch Protonen unterhalb der Čerenkovschwelle.

In der Zukunft wird dieser Schwellenčerenkov möglicherweise durch einen RICH (Ring Image Cherenkov) ersetzt, der dann im gesamten kinematischen Bereich die verschiedenen Hadronen identifizieren kann.

3.4.4 Der Übergangsstrahlungsdetektor

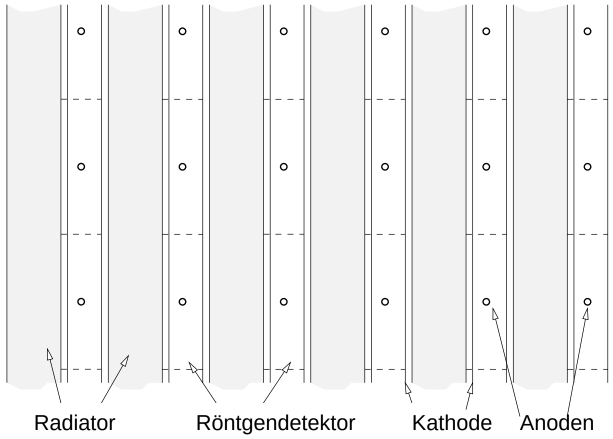


Abbildung 3.17: Schnitt in der x-z Ebene durch den Übergangsstrahlungsdetektor.

Übergangsstrahlung entsteht, wenn hochrelativistische Teilchen ($\gamma > 1000$) Grenzen von Materialien mit unterschiedlichen Dielektrizitätskonstanten passieren. Dieser Effekt eignet sich deshalb dazu, Elektronen mit einer Energie über 3.5 GeV ($\gamma > 7000$) und Hadronen ($\gamma < 250$) zu separieren.

Der HERMES-Übergangsstrahlungsdetektor besteht aus 6 aufeinanderfolgenden Modulen, die ihrerseits jeweils aus einem Radiator und einem Röntgendetektor aufgebaut sind. Im Radiator, der aus 17-20 μm dicken Polypropylenfasern mit einer Packungsdichte von 100 mg/cm^3 besteht, werden Übergangsstrahlungsphotonen im Energiebereich von 2 – 15 keV erzeugt. Der darauf folgende Röntgendetektor ist eine ebene Drahtkammer, die mit einem Füllgasgemisch von Xe (90%) und CH_4 (10%) auf den Nachweis von niederenergetischen Photonen optimiert ist. Die Signalhöhe an den einzelnen Drähten wird über Analog-Digital Konverter ausgewertet.

Korrelierter Untergrund, z.B. Bremsstrahlungsphotonen oder δ-Elektronen, erzeugt ebenfalls Signale im Röntgendetektor, jedoch meist nur in einem der sechs Detektoren entlang einer Teilchentrajektorie. Dieser Untergrund kann durch eine geeignete Mittelwertbildung, die nur die fünf niedrigsten Signale berücksichtigt, unterdrückt werden. Die Elektron-Hadron Separation im Übergangsstrahlungsdetektor ist besser als 100:1 [EME95].

3.5 Der Luminositätsmonitor

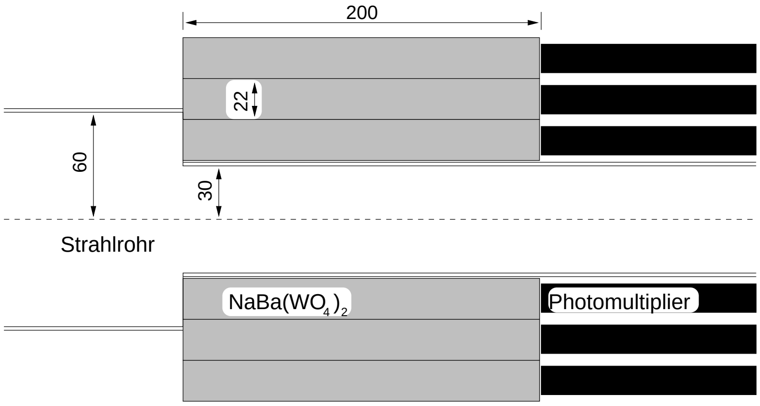


Abbildung 3.18: Draufsicht auf die beiden Luminositätsmonitorhälften rechts und links des Strahlrohres.

Die Luminositätsbestimmung basiert auf einer Koinzidenzmessung von e^+e^--Paaren, die durch Bhabha-Streuung an den Targethüllenelektronen entstehen, und von Photon-Paaren, die durch e^+e^--Annihilation im Target erzeugt werden. Die Koinzidenzrate ist praktisch untergrundfrei und proportional zum Produkt aus Hüllenelektrondichte im Target und Strahlstrom. Für ein Heliumtarget bei einer Targetdichte von $1 \cdot 10^{15}\,\frac{\mathrm{Nukleonen}}{\mathrm{cm}^2}$ und einem Positronenstrom von 28 mA beträgt die Koinzidenzrate beispielsweise 96 Hz. Die beiden Kalorimeterblöcke des Monitors befinden sich 7 m strahlabwärts vom Target an einem speziell verjüngten Teil des Strahlrohres rechts und links des Positronenstrahls (siehe Abb. 3.18). Sie bestehen aus 4×3 Blöcken aus strahlungsresistentem NaBi$(WO_4)_2$ Kristall in den Maßen $22 \times 22 \times 200\mathrm{mm}^3$, die die Energie der Elektronen, Positronen und Photonen (10-20 GeV) nachweisen[BEN95].

Kapitel 4

Das Hermes Rekonstruktionsprogramm

Die HERMES Analysekette hat die Aufgabe, Daten, die von den einzelnen Detektoren und der Detektorsteuerung bereitgestellt werden, in physikalisch verwertbare Histogramme zu transformieren.

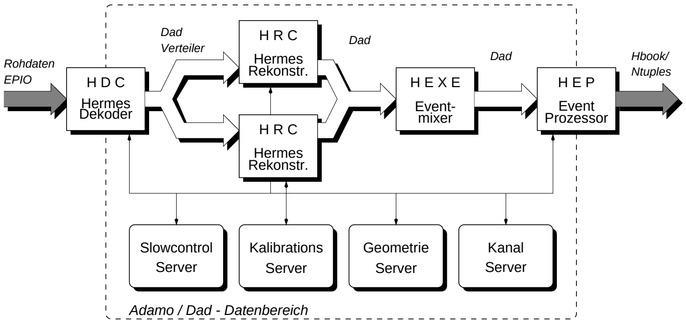


Abbildung 4.1: Der Datenfluß der Ereignisse im HERMES-Experiment.

Der Datenfluß der Ereignisse (Fig. 4.1) mit den Detektordaten wird dabei vom Eventbuilder im EPIO (Experimental Physics Input Output Package) Format zusammengestellt. Die dort enthaltenen ADC (Analog Digital Converter) und TDC (Time Digital Converter) Daten, also Pulshöhen und Zeitinformationen, werden im HERMES Decoder (HDC) in Orts oder Energieeinheiten vorkalibriert und in das in der späteren gesamten Analyse verwandte ADAMO[PTG94] oder DAD[WAN95] (siehe Kap. A) Format gewandelt. Das Hermes Rekonstruktionsprogramm HRC nutzt diese aufbereiteten Rohdaten, um daraus Teilchenspuren und deren Impulse sowie den jeweiligen Teilchentyp zu bestimmen. HEP – der HERMES Event Prozessor – wird diese Daten dann histogrammieren.

HRC selbst ist vom Rechenaufwand der zeitkritischste Faktor in dieser Analysekette. Deshalb wurden besondere Anstrengungen unternommen, um den Rekonstruktionsprozeß speziell zu optimieren.

4.1 Die Strukturierung des Rekonstruktionsprogrammes

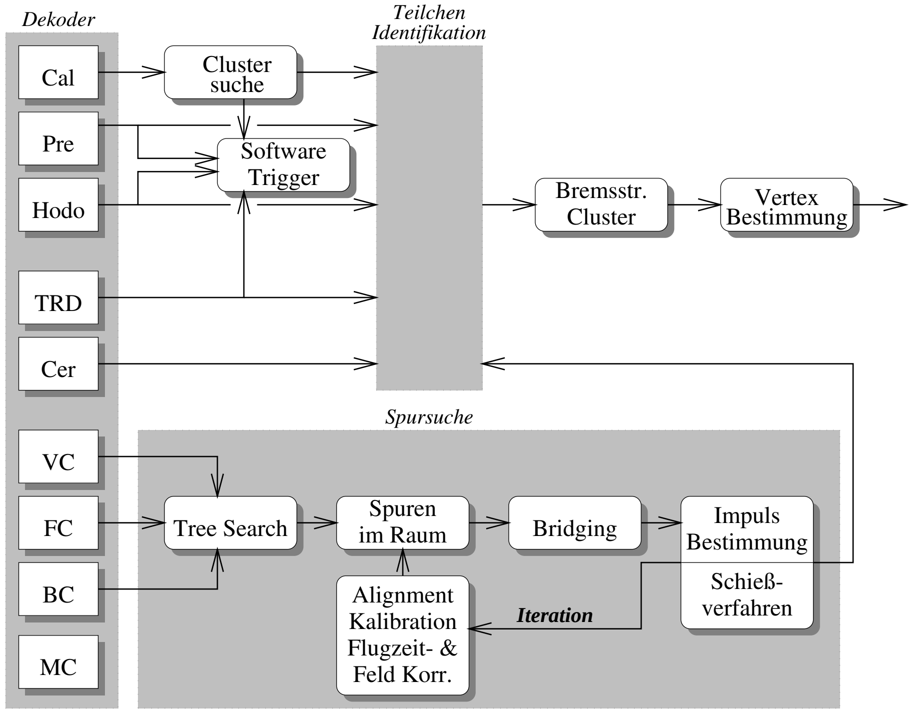


Abbildung 4.2: Flußdiagramm der Rekonstruktion

HRC bezieht seine Daten von HDC, dem HERMES Dekoder (links in Abb. 4.2). Zunächst werden die Daten der Spurdetektoren zur Spursuche herangezogen, wobei ausgehend von Spuren in Projektionen in den beiden Detektorbereichen vor und hinter dem Magneten Teilspuren zusammengefügt werden. Im sogenannten *Bridging* werden diese dann zu Trajektorien im Raum zusammengesetzt sowie Impuls und Ladung der Teilchen bestimmt. Mit Hilfe der Teilchenidentifikationsdetektoren (Čerenkov, TRD, Hodoskope und Kalorimeter) wird dann versucht, den Trajektorien eine Teilchenart zuzuordnen. In den nachfolgenden Kapiteln wird im Detail auf die einzelnen Komponenten des Rekonstruktionsprozesses eingegangen.

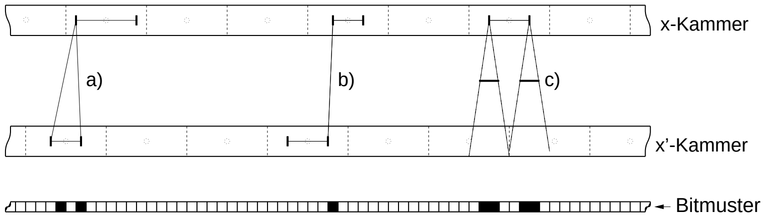


Abbildung 4.3: Auflösung der Mehrdeutigkeiten in Driftkammern. Im Fall a) sind mit dem maximal zulässigen Winkel zwei Spuren möglich, der Durchgang in der Mitte der zwei Kammern wird in das Bitmuster eingetragen. Im Fall b) kann es nur einen Durchgang geben, während bei c) nur eine der beiden Kammern angesprochen hat. Dort muß das Bitmuster entsprechend der maximalen Akzeptanzwinkel aufgeweitet werden.

4.2 Treesearch

Treesearch ist ein Mustererkennungsalgorithmus, der gerade Linien in einem Bild identifiziert und deshalb Spuren im Detektorsystemen effizient auffindet[DOR89, BAT90a, BAT90b, DOR90]. Er basiert auf einer Musterdatenbank, die – bei einer vorgegebenen Auflösung – alle potentiellen Teilchenspuren für ein gegebenes Detektorsystem enthält.

Neuartig bei HERMES ist der Einsatz von Treesearch für einen großen Detektor und hoher Auflösung der Musterdatenbank, was durch eine komprimierende Speicherung der Muster ermöglicht wird.

4.2.1 Spursuche

Für die Spursuche werden die verzeichneten Treffer eines einzelnen Detektors in ein Bitmuster aus 2^n Bits eingetragen – n wird dabei so gewählt, daß die Bitbreite etwa 3 bis 5 mal der physikalischen Detektorauflösung entspricht. Driftkammern liefern statt einer Durchgangsposition nur den Abstand vom Signaldraht, den ein Teilchen passiert hat. Daraus resultiert die Rechts-Links-Mehrdeutigkeit, d.h. pro verzeichnetem Treffer existieren zwei potentielle Durchgangsposition. Weil jedoch immer zwei Kammern mit gleicher Drahtausrichtung hintereinander angebracht sind, wird zunächst versucht, diese Mehrdeutigkeiten aufzulösen (siehe Abb. 4.3). Die Treffer in den Vertexkammern werden, da Treffer dort eindeutig sind, direkt in entsprechende Bitmuster übertragen. In beiden Fällen wird die Detektorauflösung berücksichtigt, um eventuell das Bitmuster einzelner Treffer aufzuweiten.

Pro Detektor entsteht auf diese Weise ein eindimensionales Bitfeld, so daß die Felder, die zu Detektoren mit gleicher Drahtausrichtung gehören, zu einem zweidimensionalen Bild zusammengefaßt werden können. Dieses Bild wird im folgenden Detektormuster genannt. Da die Musterdatenbank von Treesearch für jeden potentiel-

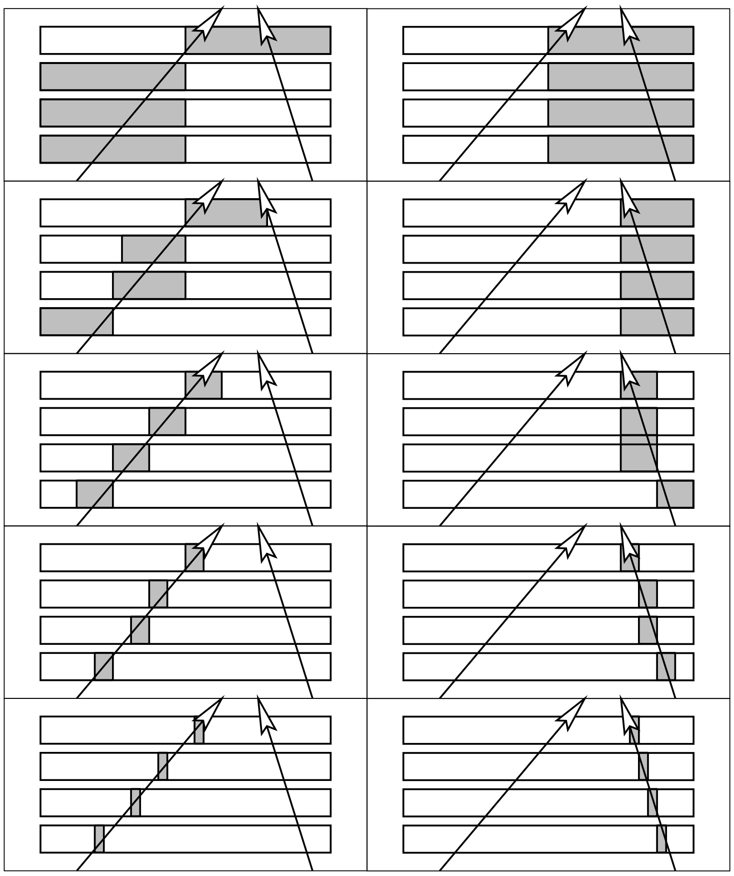


Abbildung 4.4: Treesearch bei zwei Spuren. Von oben nach unten wird die Auflösung verdoppelt und mit den jeweiligen Einträgen in der Musterdatenbank verglichen.

len Teilchendurchgang einen Eintrag enthält, ist es so möglich, aus der Datenbank jedes Detektormuster zusammenzustellen, in dem sich ausschließlich Teilchenspuren befinden. Umgekehrt kann durch Mustervergleich jede Spur aus dem Detektormuster herausfiltert werden.

Bei der in HERMES verwendeten Treesearchauflösung sind 126 Millionen Spuren in der Datenbank gespeichert. Sowohl bei der Speicherung von 126 Millionen Spuren als auch bei der Anzahl von Mustervergleichen zur Spursuche ist ein lineares Verfahren unpraktikabel.

Stattdessen werden die Muster der Spurdatenbank rekursiv bei verschiedenen künstlich reduzierten Detektorauflösungen verglichen (siehe Abb. 4.4). Beginnend mit einem „2-Bit Detektor“, bei dem nur unterschieden wird, ob ein Teilchen in der rechten oder linken Detektorhälfte ein Signal erzeugt hat, wird schrittweise die Auflösung verdoppelt, so daß bei HERMES nach 11 bzw. 10 Verdoppelungsschritten ein

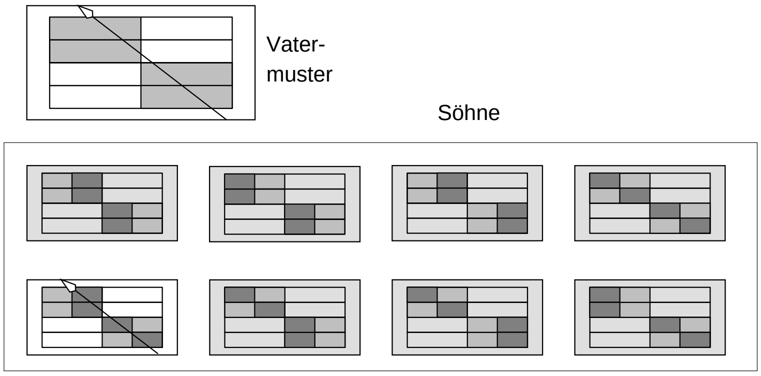


Abbildung 4.5: Mustervergleich: Zu einem gefundenen Vatermuster gibt es in der Regel 4-8 Sohnmuster, die sich in das Vatermuster einpassen lassen. Beim Verdoppeln der Auflösung werden dann die Sohnmuster des neuen Vaters zum Vergleich herangezogen. Das zur Spur passende Sohnmuster ist weiß unterlegt.

Straßenbreite von $2890mm \times 2^{-11} = 1.4$ mm im hinteren bzw. $660\text{mm} \times 2^{-10} = 0.6$ mm im vorderen Detektorbereich erreicht wird.

Da es zu jedem gefunden Muster in einer Auflösungsstufe, man spricht hier von einem Vatermuster, nur eine begrenzte Anzahl von Sohnmustern der doppelten Auflösung gibt, die sich in das Vatermuster einpassen lassen, wird auf diese Weise die Anzahl der nötigen Mustervergleiche erheblich reduziert (siehe Abb. 4.5). Bei einer Treesearchtiefe von 11 Ebenen sind so im Mittel etwa 70 Mustervergleiche nötig, um eine Spur zu definieren.

Der Algorithmus zur Spursuche selbst ist hochgradig rekursiv. Mit einem linearen Verfahren würde die Suche in der Musterdatenbank maximal eine Spur finden können, da die pro Auflösungsebene nur immer ein passendes Muster und einer dessen Söhne herangezogen werden kann. Das Flußdiagramm in Abbildung 4.6 zeigt den rekursiven Charakter von Treesearch. Ausgehend von dem trivialen Muster bei einer Detektorauflösung von einem Bin (Detektorteil hatte einen Treffer oder nicht), werden alle Sohn-Muster bei verdoppelter Auflösung betrachtet. Wird ein passendes Muster gefunden, so wird zunächst die Rekursionstiefe erhöht und der Mustervergleich bei wiederum verdoppelter Auflösung fortgeführt. Ist dieser dann beendet, werden alle weiteren Sohnmuster der ursprünglichen Auflösungsebene getestet und eventuell wieder in die Spursuche bei höheren Auflösungen verzweigt.

Zwei wesentliche Probleme von Treesearch und deren Lösungen sollen hier noch angesprochen werden:

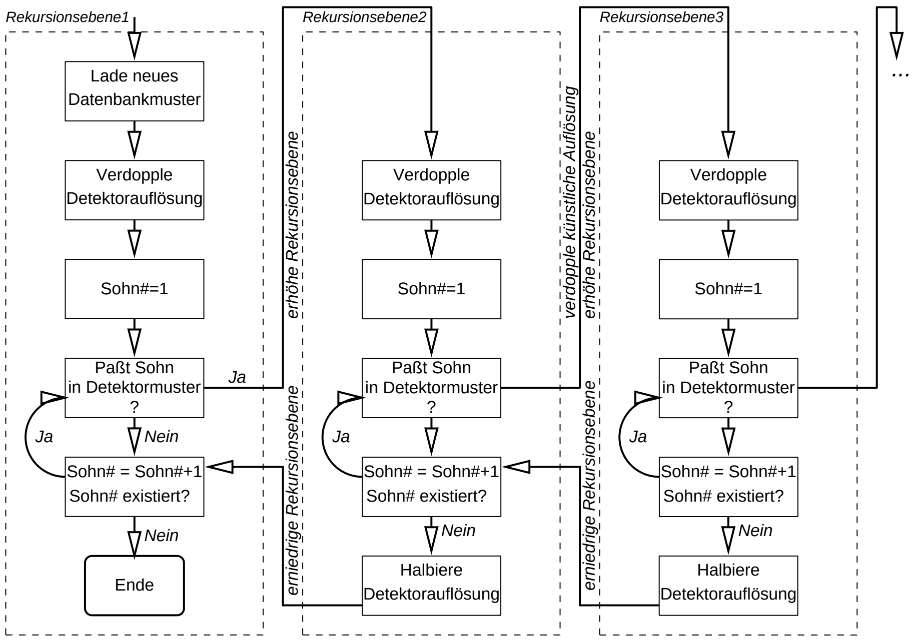


Abbildung 4.6: Flußdiagramm der rekursiven Spursuche bei Treesearch. Die einzelnen Rekursionsebenen sind, obwohl der Programmcode nur einmal existiert, zur besseren Übersicht in verschiedenen Flußdiagrammen nebeneinander dargestellt.

Kammer-Effizienz Die Effizienz der Detektoren ist kleiner als 100%, so daß sowohl beim Kombinieren von Informationen gegeneinander verschobener Driftkammern als auch bei den Vertexkammern Löcher in den Detektormustern entstehen können, durch die jedoch gültige Spuren führen. Treesearch kann hierbei so angewandt werden, daß auch Spuren mit Löchern als gültig erkannt werden, wenn nur eine Übereinstimmung von zum Beispiel 3 von 4 Bits im Muster gefordert wird.

Binning Probleme Beim Eintragen der Treffer in das Detektormuster gehen auch die Meßfehler in der Positionsbestimmung in das Muster ein, so daß unter Umständen ein falsches Bit des Musters gesetzt werden kann. In einem solchen Fall ist es möglich, daß Treesearch keine gerade Spur durch das Muster legen kann. Zwei Lösungsmöglichkeiten existieren: a) Treesearch kann mehrmals mit verschobenen Bingrenzen angewandt werden, b) beim Eintragen der Treffer in die Datenbank wird der mögliche Meßfehler berücksichtigt und das Muster gegebenenfalls verbreitert. HRC besitzt beide Optionen, wobei die letztere eine höhere Geschwindigkeit und Rekonstruktionseffizienz liefert.

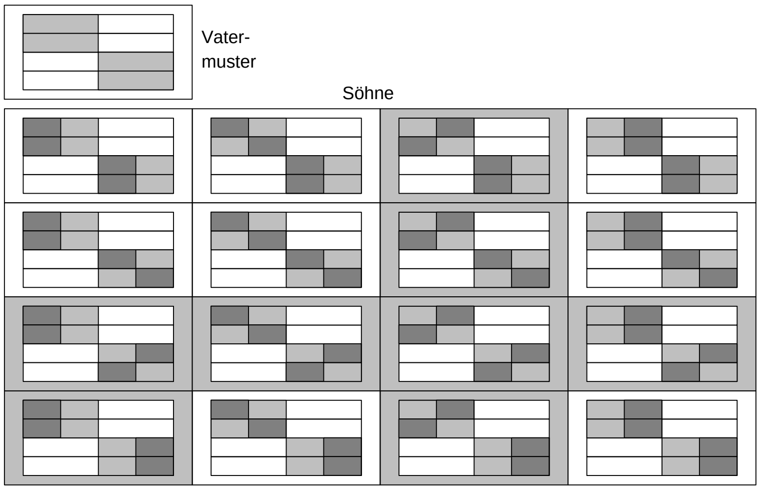


Abbildung 4.7: Erzeugung der Musterdatenbank. Die 16 potentiellen Sohnmuster werden auf physikalische Plausibilität untersucht. In diesem Beispiel entsprechen nur acht Muster (weiß unterlegt) möglichen Teilchendurchgängen.

4.2.2 Die Musterdatenbank

Erzeugt wird die Datenbank, indem von einem Vatermuster ausgehend, alle 2^D ($D =$ Anzahl der Detektoren) potentiellen Sohnmuster erzeugt und daraufhin untersucht werden, ob sie einer Teilchentrajektorie entsprechen können (siehe Abb. 4.7). Nur für erlaubte Teilchendurchgänge werden weitere Generationen berechnet.

So ist nun das Problem der großen Anzahl von Mustervergleichen gelöst, während das Speicherproblem der Datenbank bestehen bleibt.

Hier kann durch Symmetrieüberlegungen ein Großteil des Speicherbedarfs eingespart werden. Unter der Annahme, daß im feldfreien Raum, also bei HERMES in guter Näherung vor und hinter dem Spektrometermagneten, nur geradlinige Spuren auftreten, sind Muster und ihre Kinder durch Verschiebung, Stauchung und Spiegelung ineinander überführbar, so daß nur ein Verweis auf das Original gespeichert werden muß. Auf diese Weise kann die Größe der Datenbank von 126 Millionen auf 31000 Einträge verringert werden (siehe Abb. 4.8).

Sind solche Symmetrien nicht gegeben, so kann Treesearch nicht in hohen Auflösungen betrieben werden. Aus diesem Grund wird die $x-$Projektion der vorderen Detektorhälfte nicht mit Treesearch bearbeitet: Die gegen die Strahlachse geneigten Teildetektoren der Vertexkammern (siehe Abb. 3.4) verletzen die Symmetrie.

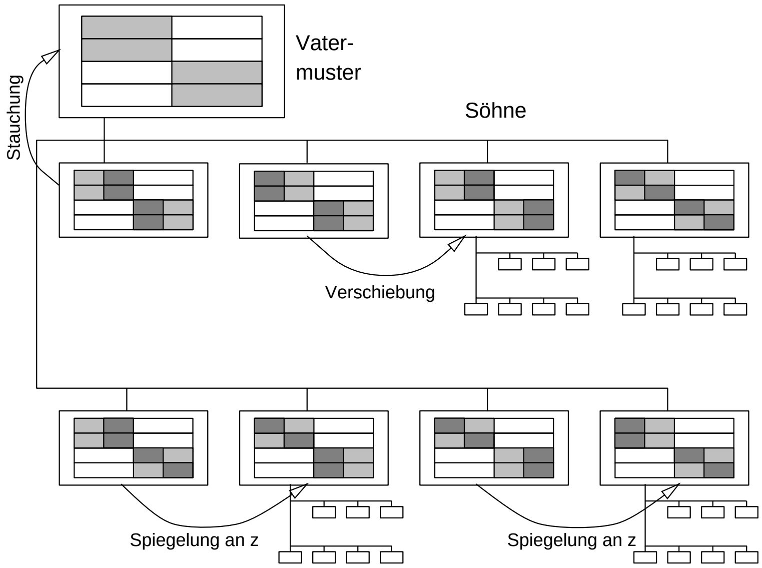


Abbildung 4.8: Komprimierung der Musterdatenbank durch Symmetrieüberlegungen. Wird Geradlinigkeit der Spuren in einem zur Stahlachse symmetrischen Detektor vorausgesetzt, müssen gestauchte, verschobene und gespiegelte Muster nur einen Verweis auf das Original erhalten.

4.3 Spurparameter

Sobald der Spurverlauf durch Treesearch bestimmt worden ist, können aus den Treffern innerhalb der so definierten Straße die Geradenparameter der Spurprojektion bestimmt werden. Die Berechnung erfolgt für alle möglichen Permutationen von Treffern innerhalb der Straße (siehe Abb. 4.9).

Gesucht sind Achsenabschnitt (g_x) und Steigung ($g_{x'}$) der Geraden $x(z) = g_x + z \cdot g_{x'}$, wobei x natürlich auch durch u und v ersetzt werden kann. Diese Parameter ($\vec{g}^\top = (g_x, g_{x'})$) werden über eine Minimierung der Abstandsquadrate von Treffern zur Spurgerade ermittelt. Falls alle Meßpunkte mit dem gleichen Meßfehler behaftet sind, erfolgt diese Berechnung über die bekannte Regressionsgeradenformel

$$A^\top A \vec{g} = -A^\top \vec{x}. \tag{4.1}$$

Dabei ist

$$A = -\begin{pmatrix} 1 & z_1 \\ 1 & z_2 \\ & \vdots \\ 1 & z_N \end{pmatrix} \tag{4.2}$$

und $\vec{x}^\top = (x_1, x_2, \ldots, x_N)$ der Vektor der x-Positionen der N Treffer in den D Detektoren ($N \leq D$) einer möglichen Permutation. $\vec{z}^\top = (z_1, z_2, \ldots, z_N)$ ist dementsprechend der Vektor der z-Positionen.

Sind die Meßwerte jedoch mit unterschiedlichen Fehlern behaftet, so benötigt man in Gleichung (4.1) eine Wichtungsmatrix G (siehe [BRA92]):

$$A^\top \cdot G \cdot A\vec{g} = -A^\top \cdot G\vec{x}. \tag{4.3}$$

Diese Wichtungsmatrix ist als Inverse der Kovarianzmatrix C der Meßfehler definiert:

$$G = C^{-1}, \tag{4.4}$$

mit

$$C = \begin{pmatrix} {\sigma_1}^2 & 0 & \cdots & 0 \\ 0 & {\sigma_2}^2 & \cdots & 0 \\ \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ 0 & 0 & \cdots & {\sigma_N}^2 \end{pmatrix}, \tag{4.5}$$

wobei Korrelationen zwischen Treffern auf derselben Spur ($\sigma_j \sigma_i,\ i \neq j$) derzeit vernachlässigt werden.

Die Kovarianzmatrix der Geradenparameter $\vec{g}$ berechnet sich durch Fehlerfortpflanzung aus

$$C_g = \left(A^\top \cdot G \cdot A\right)^{-1}. \tag{4.6}$$

Werden mehrere mögliche Spuren innerhalb einer durch Treesearch definierten Straße gefunden, so bestimmt der kleinste gewichtete χ^2-Wert

$$\chi^2 = \frac{1}{N-2} \sum_{i=1}^{N} \frac{1}{\sigma_i^2} (x(z_i) - x_i)^2 \tag{4.7}$$

die letztendlich verwendeten Parameter (siehe Abb. 4.9).

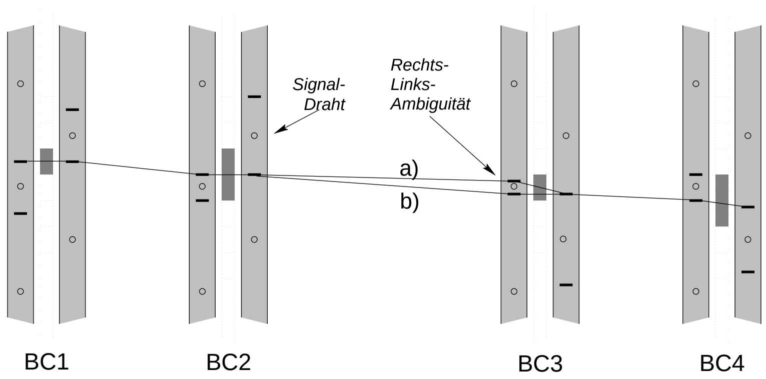


Abbildung 4.9: Spursuche in den Treesearch-Straßen. In diesem Beispiel sind die hinteren Driftkammern einer bestimmten Drahtausrichtung dargestellt. Das von Treesearch gefundene Muster ist jeweils zwischen den paarweise verschobenen Kammern der Module angezeigt. Innerhalb dieser Straße sind – hier wegen der Rechts-Links-Mehrdeutigkeiten – zwei Geradenverläufe möglich. Über den χ^2 Vergleich wird Gerade b) ausgewählt.

4.4 Geisterspuren

Gerade in Detektorsystemen mit geringer Redundanz kommt es neben dem Problem der verringerten Effizienz auch zu dem der Geisterspuren: Spuren, die zwar im Detektorsystem durch Treffer auf einer Geraden sichtbar sind, jedoch keinem Teilchendurchgang entsprechen. Abbildung 4.10 (rechts) zeigt die Entstehung solcher Geisterspuren im HERMES Frontkammersystem, das derzeit aus nur vier Detektoren pro Projektion besteht (die Vertexkammern kommen aufgrund von Problemen mit der Ausleseelektronik noch nicht generell zum Einsatz). Beim Durchgang zweier Spuren durch benachbarte Driftzellen kommt es, verstärkt durch den Effekt der Rechts-Links-Mehrdeutigkeiten, zur Bildung von hier acht Geisterspuren. Die Elimination der Spuren ist von großem Interesse, da sie die Meßergebnisse mit Zufallswerten verschmieren. Auf der anderen Seite kann eine zu rigorose Auswahl die Doppelspurauflösung des Detektors stark vermindern.

Als ein günstiger Ansatz erweist sich der in [GRO90] beschriebene Verbindungsgraph. Hier werden alle Spuren im Detektor als Knoten in einem Graphen dargestellt und diejenigen Knoten miteinander verbunden, die gemeinsame Treffer enthalten. Um Geisterspuren zu eliminieren, werden Knoten mit großer Kantenzahl aus dem Graphen entfernt. In dem Beispiel aus Abbildung 4.10 bleiben nach der Elimination noch vier Spuren übrig. Die beiden noch verbleibenden Geister könnten durchaus auch sinnvollen Spuren entsprochen haben, was das Verfahren offenbar berücksichtigt. Sie werden jedoch später bei der Kombination von Spuren im Raum oder bei der Geisterspurelimination von Spuren im Raum, die analog zur hier beschrieben Projektionsspurelimination verläuft, entfernt.

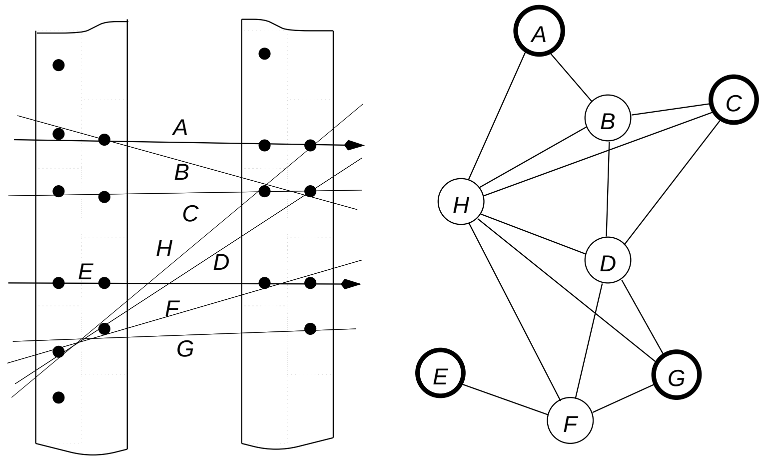


Abbildung 4.10: Links: Geisterspuren in den HERMES Frontkammern (Monte-Carlo-Ereignis): nur die Spuren A und E entsprechen generierten Teilchen. Durch die Rechts-Links-Mehrdeutigkeit der Kammern lassen sich jedoch acht mögliche Durchgänge bestimmen. Rechts: Verbindungsgraph der Spuren. Durch Elimination der Knoten mit großer Kantenzahl (Überschneidungen mit anderen Spuren) können Geisterspuren zu großen Teilen ausgeschlossen werden. Nur die dick umrandeten Knoten des Diagrams entsprechen Spuren, die weiter analysiert werden.

4.5 Spuren im Raum

Bis hierher sind Teilchentrajektorien nur in den Projektionen der Spurkammern gefunden und berechnet worden. Diese Projektionen müssen nun noch zu Spuren im Raum kombiniert werden.

Für den hinteren Detektorbereich, in dem in u-, v- und x-Projektionen nach Teilchendurchgängen gesucht wird, können die Spuren gemäß Abb. 4.11 zusammengesetzt werden: Für alle Kombinationen aus Spuren in u und in v werden die Geradenparameter für x berechnet und mit den Spuren in der x-Projektion verglichen.

Für den vorderen Detektorbereich, in dem Treesearch in der x-Projektion nicht angewendet werden kann, werden für alle Kombinationen aus Spurprojektionen in u und v die resultierenden x-Spuren berechnet und für eine Straßendefinition verwendet. Innerhalb dieser Straße wird dann, analog zu Kapitel 4.3, nach Treffern in der x-Projektion der Kammern gesucht und gegebenenfalls daraus Geradenparameter berechnet.

Die endgültige Gerade im Raum, die durch

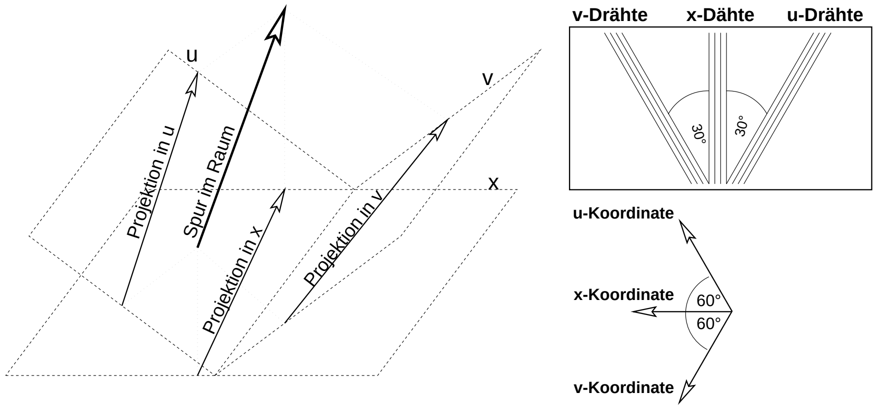


Abbildung 4.11: Kombination von Spurgeraden in u-, v- und x-Projektion zur Spurgerade im Raum. Aus den Spurparametern von u und v wird eine potentielle x Spur berechnet und mit den in der x-Projektion gefundenen Spuren verglichen.

$$\vec{x}(z) = \begin{pmatrix} g_x \\ g_y \\ 0 \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} g_{x'} \\ g_{y'} \\ 1 \end{pmatrix} \cdot z \tag{4.8}$$

beschrieben ist, wird aus den Parametern der Spurprojektionen wie folgt ermittelt:

Über

$$\begin{pmatrix} u \\ v \end{pmatrix} = B \begin{pmatrix} x \\ y \end{pmatrix} \quad \text{, mit } B = \begin{pmatrix} \cos(+30°) & \sin(+30°) \\ \cos(-30°) & \sin(-30°) \end{pmatrix}, \tag{4.9}$$

wird die Transformation von $(x, y) \rightarrow (u, v)$ und durch

$$\begin{pmatrix} x \\ y \end{pmatrix} = A \begin{pmatrix} u \\ v \end{pmatrix} \quad \text{, mit } A = B^{-1} \tag{4.10}$$

die gesuchte Rücktransformation von $(u, v) \rightarrow (x, y)$ definiert.

Da x dann sowohl aus (u, v) als auch aus einer eigenen Messung bestimmt ist, wird der resultierende Wert in x aus einer nach ihren Fehlerquadraten gewichteten Kombination der beiden Messungen bestimmt:

$$\begin{pmatrix} x \\ y \end{pmatrix} = T_1 \begin{pmatrix} u \\ v \\ x \end{pmatrix}_{\text{proj}}, \tag{4.11}$$

$$\text{mit } T_1 = \begin{pmatrix} A_{11}\frac{\Delta x_x^2}{\Delta x_x^2+\Delta x_{uv}^2} & A_{12}\frac{\Delta x_x^2}{\Delta x_x^2+\Delta x_{uv}^2} & \frac{\Delta x_{uv}^2}{\Delta x_x^2+\Delta x_{uv}^2} \\ A_{21} & A22 & 0 \end{pmatrix}.$$

Ein Vektor $\vec{x}_{\mathrm{proj}}$ deutet dabei an, daß die Koordinaten aus Projektionsmessungen ermittelt werden. Vektoren ohne den Index proj werden aus den Projektionsmessungen bestimmt. Wichtig ist diese Unterscheidung, weil $x = x(u_{\mathrm{proj}}, v_{\mathrm{proj}}, x_{\mathrm{proj}}) \neq x_{\mathrm{proj}}$ gilt.

Die Geradensteigungen transformieren sich analog, so daß die Geradenparameter im Raum aus

$$\begin{pmatrix} x \\ y \\ x' \\ y' \end{pmatrix} = T \begin{pmatrix} u \\ v \\ x \\ u' \\ v' \\ x' \end{pmatrix}_{\mathrm{proj}} \quad \text{, mit } T = \begin{pmatrix} T_1 & 0 \\ 0 & T_1 \end{pmatrix} \tag{4.12}$$

berechnet werden.

Die Kovarianzmatrix der Geradenparameter $(xyx'y')$ ist durch

$$C_{xy} = T C_{uvx} T^{\top}, \tag{4.13}$$

mit C_{uvx} als der kombinierten Kovarianzmatrix der Projektionsgeradenparameter,

$$C_{uvx} = \begin{pmatrix} C_{uu} & 0 & 0 & C_{uu'} & 0 & 0 \\ 0 & C_{vv} & 0 & 0 & C_{vv'} & 0 \\ 0 & 0 & C_{xx} & 0 & 0 & C_{xx'} \\ C_{u'u} & 0 & 0 & C_{u'u'} & 0 & 0 \\ 0 & C_{v'v} & 0 & 0 & C_{v'v'} & 0 \\ 0 & 0 & C_{x'x} & 0 & 0 & C_{x'x'} \end{pmatrix} \tag{4.14}$$

gegeben.

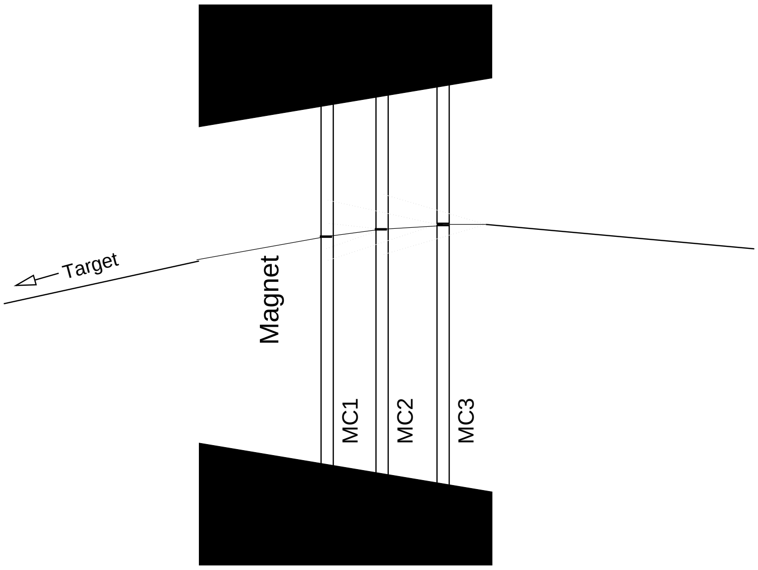


Abbildung 4.12: Kalman-Filter im Magneten. Die Spur aus dem hinteren Detektorbereich wird in den Magneten verlängert und definiert so Bereiche, in denen nach Treffern in den Magnetkammern gesucht wird.

4.6 Kombinieren der Einzelspuren

Die bis jetzt gefundenen Spuren im vorderen und hinteren Detektorbereich müssen durch das Magnetfeld hindurch einander zugeordnet werden. HRC kennt dazu mehrere Verfahren:

4.6.1 Ein Kalman-Filter durch den Magneten

Dabei werden Spuren aus dem hinteren Detektorbereich verwendet, um ein Gebiet im Magneten zu definieren, das einen Teilchendurchgang verzeichnet haben müßte. Diese Definition beinhaltet Informationen über das Magnetfeld und die maximal mögliche Ablenkung eines Teilchens oberhalb eines bestimmten Impulses. So werden in y geringe Abweichungen, größere dagegen in x erwartet. Konnte mit Hilfe der u, v und x Information in der hinteren Magnetkammer ein Treffer verzeichnet werden, so wird dieser (und auch jeder weitere in Frage kommende) als Teil der Trajektorie vermutet und die Suche in der nächsten Magnetkammer fortgesetzt (siehe Abb. 4.12). Konnte kein Treffer gefunden werden, so kann auch noch ein in der nächsten Kammer vorhandener Treffer die Spursuche fortsetzen, sofern mindestens zwei der drei Kammern Signale einer Trajektorie verzeichnen konnten.

Derzeit ist dieses Verfahren jedoch nur testweise im Einsatz, da die Magnetkammern im ersten Jahr des HERMES-Experiments zu großen Teilen nicht funktionsfä-

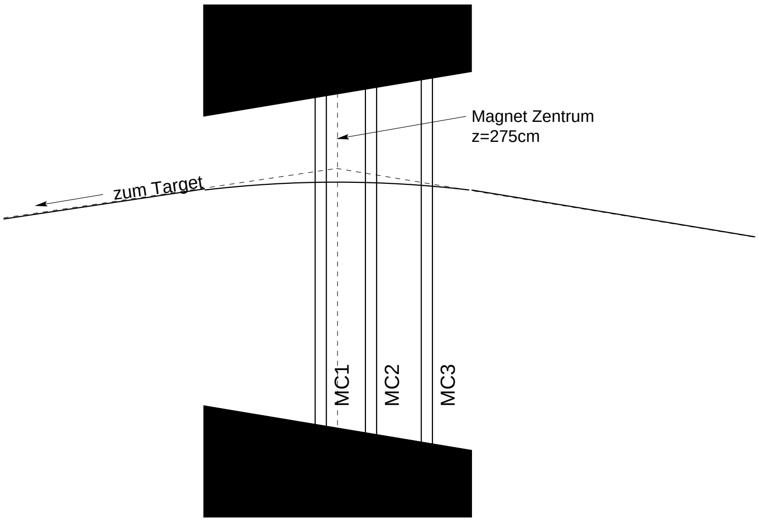


Abbildung 4.13: Kombinieren von vorderen und hinteren Spuren im Magneten. Sowohl in x Projektion (hier abgebildet) als auch in der y Projektion, in der die Ablenkung durch den Magneten klein ist, treffen sich die Verlängerungen der vorderen und hinteren Spur fast genau in einem Punkt auf der Magnetmittelebene.

hig sind und daher eine Kombination von u, v und x Drahtinformationen zu Treffern im Raum nur in wenigen Bereichen möglich ist.

4.6.2 Positionsvergleich im Magnetmittelpunkt

Die Durchstoßpunkte der vorderen und hinteren Spurteile in einer $x-y$-Ebene im Mittelpunkt des Magneten ($z = 275$cm) liegen in guter Näherung aufeinander. Die Abweichungen betragen bis zu 1.0 cm für niederenergetische Teilchen und werden für hochenergetische (schwach abgelenkte) entsprechend geringer (siehe Abb. 4.14).

Diese Tatsache ausnutzend können potentiell zu einer Spur gehörende Kandidaten mit hoher Sicherheit gefunden werden. Für eine bessere Analyse kann HRC auf eine interne Tabelle (10^6 Einträge) zurückgreifen, mit der der Abstand der vorderen Spurprojektion zur hinteren als Funktion der Vertexposition, des Vertexwinkels und der Teilchenenergie auf 200 μm genau angegeben werden kann. Diese Genauigkeit ist stark von der Kammerauflösung und Streueffekten dominiert.

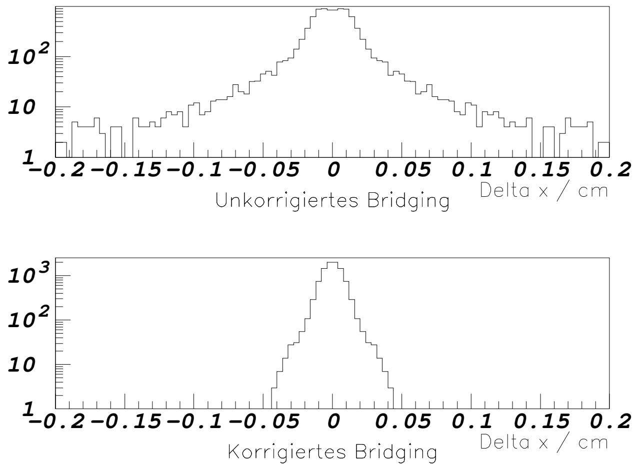


Abbildung 4.14: Der Abstand des Projektionspunktes auf die Magnetmittelebene der vorderen Spur von dem der hinteren Spur ist hier für monte-carlo-generierte Positronen aufgetragen. Die gute Übereinstimmung kann herangezogen werden, um vordere und hintere Spurteile zu kombinieren. Oben ist der Abstand ohne, unten mit Offsetkorrektur aufgetragen.

4.6.3 Optimierung der vorderen Spurparameter mit Hilfe der hinteren Teilspur

Für den Fall von nicht funktionsfähigen Vertexkammern kann die Übereinstimmung der Spuren im Magnetmittelpunkt auch erzwungen werden. Diese Idee von Pavel Galumian[PAV95I] trägt dazu bei, den Hebelarm für die Winkelauflösung, die bei einer nur auf den Frontkammern FC1 und FC2 basierenden Rekonstruktion stark von deren relativ geringer Ortsauflösung dominiert wäre, erheblich zu erhöhen.

Ursprünglich ging der Algorithmus davon aus, daß sich vordere und hintere Spurhälfte exakt in der Mitte des Magneten treffen, und bestimmte dann mit den neu berechneten Spurparametern der vorderen Spur den Impuls (siehe Kap. 4.8).

Durch eine Iteration des Verfahrens (siehe Abb. 4.15), unter Berücksichtigung der Abweichungen vom exakten Aufeinandertreffen der Spurhälften, konnte die Impulsauflösung erheblich verbessert werden.

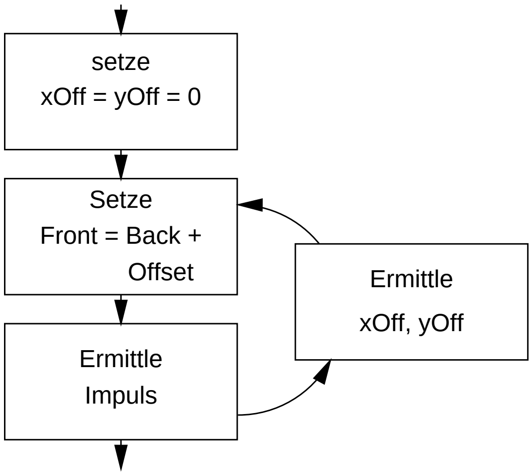


Abbildung 4.15: Flußdiagramm der Spuroptimierung. Zu Beginn wird angenommen, daß sich vordere und hintere Spur in der Verlängerung exakt im Magnetmittelpunkt treffen. Mit dieser Annahme wird eine erste Impulsschätzung vorgenommen, mit deren Hilfe die vordere Spurhälfte neu berechnet wird. Daraus ergibt sich eine verbesserte Impulsbestimmung und eine genauere Spurkorrektur. Nach 2-3 Iterationen ist die erforderliche Genauigkeit erreicht.

4.7 Interpolation des Magnetfeldes

Das Magnetfeld liegt in Form einer Gittermessung der drei Magnetfeldkomponenten B_x, B_y und B_z vor, wobei die Gitterpunkte einen Abstand von 4.8 cm in x-Richtung, 9.8 cm in y-Richtung und 1 cm in z Richtung haben. Die Gitterpunkte selbst wurden mit einer Genauigkeit von $\Delta B < 1$ G und $\Delta x < 50$ μmvermessen. Genauere Angaben zu der von A.Izotov und G.Röper durchführten Messung und zu den teilweise aufwendigen Korrekturberechnungen finden sich in [ROE94].

Für die Analyse war es wichtig, ein schnelles Interpolationsverfahren mit hoher Differenzierbarkeit zu erhalten, um das Berechnen von Teilchentrajektorien im Magneten effizient zu halten.

Lineare Interpolation der Stützstellen (x_i, y_i)

$$y_i(x) = (x - x_i)\frac{y_{i+1} - y_i}{x_{i+1} - x_i} + y_i \quad , x_i \leq x < x_{i+1}, \tag{4.15}$$

wird zwar häufig verwendet (siehe z.B. [COR92]), bietet jedoch keine Differenzierbarkeit in den Stützstellen (siehe Abb.4.16 oben).

Quadratische Interpolation

$$a_i(x) = a_i^{(2)}x^2 + a_i^{(1)}x + a_i^{(0)} \quad , x_i \leq x < x_{i+1} \tag{4.16}$$

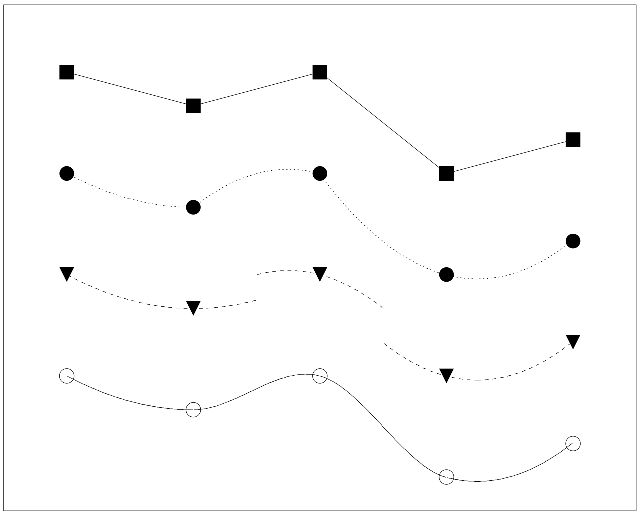


Abbildung 4.16: Unterschiedliche Interpolationsverfahren. Von oben nach unten: Lineare Interpolation, quadratische Interpolation, quadratische Interpolation mit Grenzen in der Mitte der Stützstellen, lineare Überlagerung.

mit

$$
\begin{aligned}
a_i^{(2)} &= \frac{\frac{y_{i+1}-y_i}{x_{i+1}-x_i} - \frac{y_{i+2}-y_i}{x_{i+2}-x_i}}{x_{i+2}-x_{i+1}} \\
a_i^{(1)} &= \frac{y_{i+1}-y_i}{x_{i+1}} - a_i^{(2)}(x_{i+1}+x_i) \\
a_i^{(0)} &= a_i^{(2)}x_i^2 + a_i^{(1)}x_i + y_i
\end{aligned}
$$

kann dieses Problem auch nicht beheben (siehe Abb. 4.16, Mitte).

Erst durch einen kubischen Spline, der jedoch einen relativ hohen Rechenaufwand erfordert, ließe sich die resultierende Funktion zweimal stetig ableiten. Eine einfache stetige Differenzierbarkeit mit wesentlich weniger Rechenaufwand ergibt sich sehr anschaulich durch lineare Überlagerung zweier benachbarter quadratischer Interpolationen (siehe Abb.4.16, unten):

$$K_i(x) = \frac{a_{i-1}(x)(x_{i+1}-x) + a_i(x)(x-x_i)}{x_{i+1}-x_i}. \tag{4.17}$$

Für die räumliche Interpolation werden die $4^3 = 64$ nächsten Punkte des Gitters herangezogen, indem zunächst 16 Kurven in z-Richtung berechnet werden. Daraus werden im nächsten Schritt 4 Ebenen und danach 1 räumliche Interpolation gebildet.

Die oben beschrieben Methode wird sowohl von der Rekonstruktion als auch vom Monte-Carlo-Programm verwendet.

4.8 Impulsbestimmung

Üblicherweise ist die Berechnung des Impulses im inhomogenen Magnetfeld ein ebenso zeitkritischer Faktor, wie die Spursuche selbst. Auch hier konnten in HRC erhebliche Rechenzeitgewinne durch Verwendung einer ausgefeilten Tabellentechnik erzielt werden.

4.8.1 Die Impulsmatrix

Anstatt die Berechnung für jedes Teilchen einzeln auszuführen, werden vor Beginn der Analyse etwa 500.000 Bahnen von Elektronen und Positronen mit einer definierten Kinematik durch den Detektor berechnet. Dabei werden die vier Parameter

1. Z-Position des Vertex: z_v,
2. Streuwinkel in x: x',
3. Streuwinkel in y: y' und
4. Impuls : P

auf einem Gitter innerhalb der Akzeptanz des HERMES-Detektors variiert. Das Ergebnis dieser Berechnung sind vier Matrizen

1. $\Delta x'_{ijkl}$: die Winkeländerung in x-Richtung im Magnetfeld als Funktion der Indizes in z_v, x', y' und$P$,
2. Δx_{ijkl}: der Offset in x der auf den Magnetmittelpunkt verlängerten vorderen Spurgerade auf die hintere (siehe Kap. 4.6),
3. Δy_{ijkl}: der Offset in y der auf den Magnetmittelpunkt verlängerten vorderen Spurgerade auf die hintere (siehe Kap. 4.6) und
4. $\Delta y'_{ijkl}$: die (kleine) Winkeländerung in der y-Richtung der jeweiligen Spurgeraden.

Für die Impulsbestimmung ist nur die erste Matrix $\Delta x'_{ijkl}$ von Bedeutung. Die Berechnung der Matrizen ist sehr zeitaufwendig (DEC 3000/300lx: 18h, SGI Challenger 14 CPUs 20 min, Linux i585 133 Mhz 4h 20min), muß jedoch auch nur einmal pro Installation der Software und Magnetfeld durchgeführt werden.

Zur Lösung der Bewegungsgleichung der Teilchen im magnetischen Feld wird, da das Magnetfeld nur in einer erweiterten quadratischen Interpolation der Stützwerte vorliegt, ein Runge-Kutta-Verfahren zweiter Ordnung unter Zuhilfenahme der Richardsen-Extrapolation[STO78, WAN92] zur Schrittweitenregulierung und Genauigkeitssteigerung verwendet.

Wird nun in der Rekonstruktion ein Teilchen gefunden, dessen Kinematik in das der obigen Matrix fällt, so wird über eine Interpolation und eine interpolierende Umkehrung von $\Delta x'_{ijkl}$ in $P(x')$ der Impuls mit wenigen Rechenoperationen auf 0.1% Genauigkeit bestimmt. Die aufwendige Lösung der Bewegungsgleichung kann somit für 98% der Ereignisse zur Rekonstruktionszeit entfallen.

4.8.2 Schießverfahren

Für den Fall, daß eine Spur nicht in den kinematischen Bereich der Impulsmatrix paßt, muß eine andere Impulsbestimmung verwendet werden. Dies ist z.B. dann der Fall, wenn das Teilchen in einem zweiten Vertex, entfernt von der Targetzelle, erzeugt wurde.

HRC wendet dabei das sogenannte Schießverfahren an, indem die Spur eines Teilchens, ausgehend von der vorderen Spurhälfte, über eine Variation des Impulses mit der Spur in der hinteren Detektorhälfte in Übereinstimmung gebracht werden soll.

Die Berechnung der Spur im Magnetfeld erfolgt analog zu Kapitel 4.8.1 über ein Runge-Kutta Verfahren 2.Ordnung.

Ausgehend von einem über die Annahme eines homogenen Magnetfeldes bestimmten Ausgangsimpulses P_0, werden die Trajektorien zweier Spuren $\vec{x}_0^{(1)}(t, P_0 - \frac{\Delta P}{2})$ und $\vec{x}_0^{(2)}(t, P_0 + \frac{\Delta P}{2})$, oder in Abhängigkeit der Ortsvariablen z: $\vec{x}_0^{(1)}(z, P_0 - \frac{\Delta P}{2})$ und $\vec{x}_0^{(2)}(z, P_0 + \frac{\Delta P}{2})$ berechnet.

Das Newton'sche Iterationsverfahren zur Nullstellenbestimmung benutzend, muß ein Minimum von

$$\vec{x}(z_H, P) - \vec{x}_H(z_H) \tag{4.18}$$

gefunden werden, wobei $\vec{x}_H(z_H)$ einen Punkt der hinteren Spurhälfte bei $z = z_H$ beschreibt.

HRC versucht nur, die x-Koordinate der berechneten Trajektorie mit der hinteren Spur in Übereinstimmung zu bringen. Das Iterationsverfahren vereinfacht sich so zu:

$$P_{n+1} = P_n - \frac{\frac{x^{(1)}(z_H, P - \frac{\Delta P}{2}) + x^{(2)}(z_H, P + \frac{\Delta P}{2})}{2} - x_H(z_H)}{\frac{x^{(2)}(z_H, P + \frac{\Delta P}{2}) - x^{(1)}(z_H, P - \frac{\Delta P}{2})}{\Delta P}}. \tag{4.19}$$

Nach durchschnittlich 2–3 Iterationen ist die erforderliche Genauigkeit von 0.2% erreicht.

4.9 Spurabhängige Kalibrierung

Für die Spursuche im Spektrometer werden im Dekoder (HDC) Kalibrationen für die Meßwerte vorgenommen. Diese Kalibrationen können sich nur auf spurunabhängige Eingangsgrößen beziehen. Weitere Korrekturen müssen nun nach der ersten Impulsbestimmung angebracht werden:

- Die Orts-Driftzeit-Beziehung in den Driftkammern ist vom Durchgangswinkel des Teilchens abhängig. Dieser ist erst nach der Spurbestimmung bekannt.
- Die Laufzeit des Driftsignals im Signaldraht ist erst mit der vertikalen Durchgangsposition des Teilchens genau bekannt. Dadurch ergibt sich eine leicht veränderte Driftzeit.
- Die Orts-Driftzeit-Beziehung ist außerdem vom äußeren Magnetfeld abhängig. Zur Korrektur wird der Durchgangspunkt durch die Kammer benötigt.
- Detektorrotationen oder leicht gebogene Kammerebenen können ebenfalls nur über den Durchgangspunkt korrigiert werden.
- In der Nähe des Magnetfeldes ist die Spur selbst leicht gekrümmt. Dieser Effekt könnte in einer Krümmung der Spur berücksichtigt werden. Eleganter und effizienter ist der hier verwandte Ansatz, der von geradlinigen Spuren ausgeht und die Meßwerte der Kammern dahingehend korrigiert. Diese Art der Korrektur führt auf eine einfachere Energiebestimmung aus den Geradenparametern.
- Der Čerenkov Zähler hat leichte ortsabhängige Effizienzunterschiede durch den Aufbau des Spiegelsystems.
- Im Übergangsstrahlungsdetektor bewirken leicht gebogene Kammerfolien unterschiedliche Verstärkungen des Signals. Hier muß der Durchgangspunkt durch den Detektor bekannt sein.
- Signale im Hodoskop erfahren auf dem Weg zum Photomultiplier eine Abschwächung. Auch das Zeitsignal muß auf den Durchgangspunkt sowie die gesamte Spurlänge korrigiert werden.
- Die im Kalorimeter gemessene elektromagnetische Energie muß auf den Eintrittswinkel in das Bleiglas korrigiert werden.

Zum Zeitpunkt der Fertigstellung dieser Arbeit sind noch nicht alle spurabhängigen Kalibrationen fertiggestellt. Insbesondere zu Detektorrotationen liegen noch keine ausreichenden Messungen vor. Die Schnittstelle im Programm ist vorgesehen.

Nach diesen Korrekturen werden die Spurparameter und der Impuls erneut berechnet.

4.10 Vertexbestimmung

Im Hermes-Detektor sind zwei Arten von Vertices von Interesse: Der Primärvertex, der durch die Wechselwirkung eines Strahlteilchens mit einem Targetteilchen entsteht, und sekundäre Vertices, die durch Konversion oder Zerfall eines neutralen Teilchens entstehen. Für die Rekonstruktion ist ein Vertex erkennbar, wenn von ihm entweder mindestens 2 geladene Spuren ausgehen oder aber eine einzelne Spur direkt im Target entstanden ist. HRC betrachtet Spuren zu einem Vertex gehörig, wenn sie im Abstand von weniger als 2σ am Vertexschwerpunkt vorbeiführen. Im Folgenden soll auf den Vertexbestimmungsalgorithmus sowie auf die Fehlerberechnung bei der Ermittlung des Vertexschwerpunktes eingegangen werden.

4.10.1 Vertexsuche

Das Ergebnis der Vertexsuche sind sowohl Vertices als auch die ihnen zugeordneten Spuren. Die Spuren werden dabei in Gruppen zusammengefaßt.

Der Algorithmus geht zunächst davon aus, daß alle gefundenen Spuren zu einem Vertex gehören, d.h. sie werden der Gruppe 1 zugeordnet.

Für alle N Spuren in dieser Gruppe soll ein Punkt $\vec{v}$ bestimmt werden, dessen summiertes Abstandsquadrat zu den Spurgeraden

$$\vec{x}_i(t) = \vec{s}_i + t \cdot \vec{r}_i \tag{4.20}$$

minimal ist.

Der Abstand von diesem Punkt $\vec{v}$ zur Spurgeraden ist durch

$$d_i(\vec{v}) = \sqrt{(\vec{v} - \vec{s}_i)^2 - \frac{[(\vec{v} - \vec{s}_i)\vec{r}_i]^2}{\vec{r}_i^2}} \tag{4.21}$$

gegeben. Die Extremwertbedingung für das summierte Abstandsquadrat

$$\vec{\nabla}_{\vec{v}} \sum_{i=1}^{N} d_i^2 = 0 \tag{4.22}$$

führt zur Bestimmung des Vertexpunktes $\vec{v}$ aus

$$0 = N \cdot \vec{v} - \sum_{i=1}^{N} \vec{s}_i - \sum_{i=1}^{N} \vec{r}_i(\vec{r}_i\vec{v} - \vec{r}_i\vec{s}_i). \tag{4.23}$$

Mit $\vec{n} = \frac{\vec{r}}{|\vec{r}|}$ reduziert sich 4.23 auf die Lösung eines inhomogenen 3-dimensionalen linearen Gleichungssystems:

$$A\vec{v} \quad = \quad \vec{I}, \tag{4.24}$$

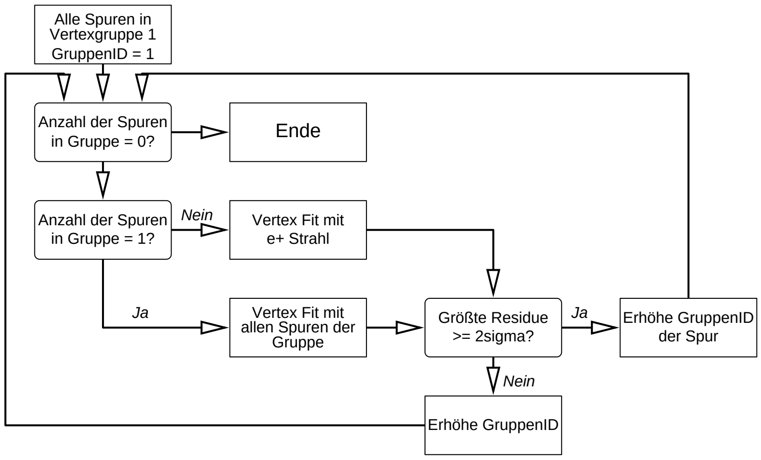


Abbildung 4.17: Der Vertexfit Algorithmus. Zu Beginn werden alle Spuren einem gemeinsamen Vertex zugeordnet. Spuren, die 2σ oder mehr am Vertexschwerpunkt vorbeilaufen, werden vom ersten Vertex entfernt und für weitere Vertices berücksichtigt.

mit

$$A = N\delta_i^j - \sum_{l=1}^{N} (\vec{n}_l \otimes \vec{n}_l)_i^j \quad \text{und} \tag{4.25}$$

$$\vec{I} = \sum_{l=1}^{N} [\vec{s}_l - \vec{n}_l(\vec{s}_l \vec{n}_l)]. \tag{4.26}$$

$\vec{a} \otimes \vec{b}$ beschreibt hier das Tensorprodukt von zwei Vektoren

$$(\vec{a} \otimes \vec{b})_{ij} = a_i \cdot b_j. \tag{4.27}$$

Befindet sich eine Spur außerhalb von 2σ (siehe Kap. 4.10.2) des Vertexpunktes, so wird sie einer neuen Gruppe zugewiesen und der Vertexfit nach 4.24 für die in der Gruppe verbliebenen Spuren wiederholt. Befinden sich alle Spuren einer Gruppe innerhalb der 2σ Grenze um den Vertex, so wird mit der nächsten Gruppe von Spuren fortgefahren.

Enthält eine Gruppe genau eine Spur, so wird der Vertex im Positronenstrahl angenommen und ein Fit nach Gleichung 4.24 mit dieser Spur und dem Positronenstrahl durchgeführt. Abbildung 4.17 verdeutlicht den Algorithmus.

4.10.2 Fehlerfortpflanzung der Vertexbestimmung

Die Berechnung des Fehlers aus den Kovarianzmatrizen der Spuren geht auf eine Arbeit von Oleg Grebeniuk[GRE95] zurück:

Die Fehlerrechnung für Gleichung (4.24) ist sehr komplex, weil die Spurparameter, bzw. die Kovarianzen, der unterschiedlichen Spurgeraden nicht linear in die Berechnung von $\vec{v}$ einfließen. Ausgehend von (4.24) wird die Variation in $\vec{v}$ durch

$$\delta\vec{v} = A^{-1}(\delta\vec{I} - \delta A\vec{v}) \tag{4.28}$$

ausgedrückt. Die gesamte Variation läßt sich außerdem als Summe der Variationen durch die Einzelspuren schreiben:

$$\delta\vec{v} = \sum_l \delta\vec{v}_l. \tag{4.29}$$

Für die $\delta\vec{v}_l$ ergibt sich nach einigen Rechnungen

$$\delta\vec{v}_l = M_l \delta\vec{X}_l. \tag{4.30}$$

$\delta\vec{X}_l$ ist dabei die Variation der Spurparameter

$$\delta\vec{X}_l = \begin{pmatrix} \delta x_l \\ \delta y_l \\ 0 \\ \delta x'_l \\ \delta y'_l \\ 0 \end{pmatrix}. \tag{4.31}$$

Die 3×6 Matrix M_l setzt sich aus zwei 3×3 Matrizen

$$T_l = (B - B\vec{n}_l \otimes \vec{n}_l) \tag{4.32}$$

mit $B = A^{-1}$ für den Einfluß der Ortsparameter und

$$T'_l = \left(\frac{(\vec{v} - \vec{s}_l)\vec{n}_l B + (B\vec{n}_l) \otimes (\vec{v} - \vec{s}_l - 2[(\vec{v} - \vec{s}_l)\vec{n}_l]\vec{n}_l)}{|\vec{r}_l|} \right) \tag{4.33}$$

für den Einfluß der Geradensteigungsparameter durch

$$M_l = (T_l | T'_l) \tag{4.34}$$

zusammen.

Da sowohl die z Komponente als auch z' keinen Beitrag zum Fehler leisten, soll im Folgenden nur die auf 3×4 reduzierte Matrix R_l verwendet werden.

Die Kovarianzmatrix des durch 4.24 bestimmten Vertexpunktes ergibt sich mit 4.29 und 4.30 zu

$$C_{\vec{v}} = \sum_l R_l C_l R_l^{\top} \tag{4.35}$$

mit C_l aus Gleichung 4.6.

Somit ist nun auch eine Abstandberechnung der Spurgerade vom Vertexpunkt in der Metrik der Kovarianzmatrix möglich, so daß die obige Bedingung von 2σ Abstand für die Zugehörigkeit einer Spur zum Vertex durch

$$d_l^2 = \|\vec{v} - \vec{s}_l\|^2 - \frac{(\vec{v} - \vec{s}_l, \vec{n}_l)^2}{\|\vec{n}_l\|^2} \leq 2 \tag{4.36}$$

(mit $(\vec{a}, \vec{c}) = \vec{a} C_{\vec{v}}^{-1} \vec{c}$ bzw. $\|a\| = \vec{a} C_{\vec{v}}^{-1} \vec{a}$) ausgedrückt werden kann.

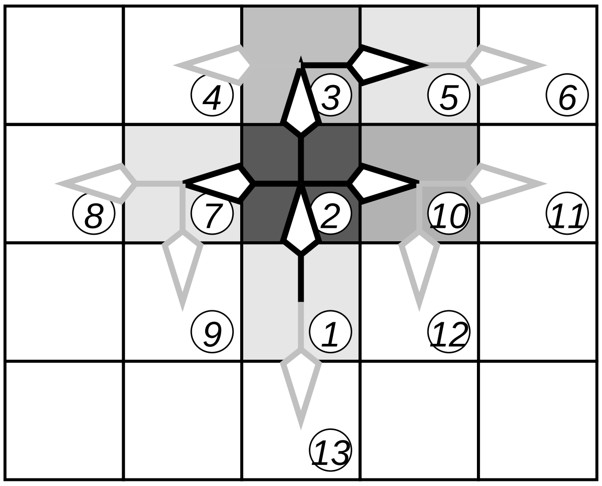


Abbildung 4.18: Rekursive Clustersuche in benachbarten Zellen. Ausgehend von einer beliebigen Zelle (markiert mit 1) werden der Reihe nach rekursiv die Nachbarzellen durchsucht. Die Reihenfolge entspricht der Nummerierung der Zellen.

4.11 Clustersuche im Kalorimeter

Cluster entstehen im Kalorimeter durch Schauerbildung beim Auftreffen von hochenergetischen Teilchen. Dabei sprechen dann sowohl die getroffene Zelle als auch einige oder alle der sie umgebenden Zellen an. Durch Monte-Carlo-Studien und Messungen an Teststrahlen am DESY und CERN wurden Clusterbreiten von $\sigma_{cl} \approx 4.5$ cm gemessen, d.h. trifft ein Teilchen im Mittelpunkt einer Zelle auf, so enthalten allenfalls noch die benachbarten Zellen nennenswerte Energie aus diesem Cluster.

Für geladene Teilchen ist die Energiebestimmung im Kalorimeter einfach: Die im hinteren Detektorbereich gefundene Spur wird in das Kalorimeter verlängert und die Energie der Zellen um den Auftreffpunkt herum aufsummiert. Dieses Verfahren bietet allerdings weder eine Ortskorrelation von Spur und Cluster noch kann es Information über Cluster ungeladener Teilchen (z.B. Photonen) liefern.

HRC kennt zwei Clustersuchalgorithmen, die im folgenden vorgestellt werden sollen.

Rekursive Suche in benachbarten Zellen. Dieses Verfahren startet an einer beliebigen Zelle, die einen Energiewert verzeichnet hat. Von hier aus werden der Reihe nach die obere, die rechte, die untere und die linke Zelle auf Treffer untersucht. Gegebenenfalls wird zuerst dort mit der Suche in den neuen Nachbarzellen fortgefahren. Zellen, die bereits getestet wurden, werden nicht mehr überprüft (siehe Abb. 4.18).

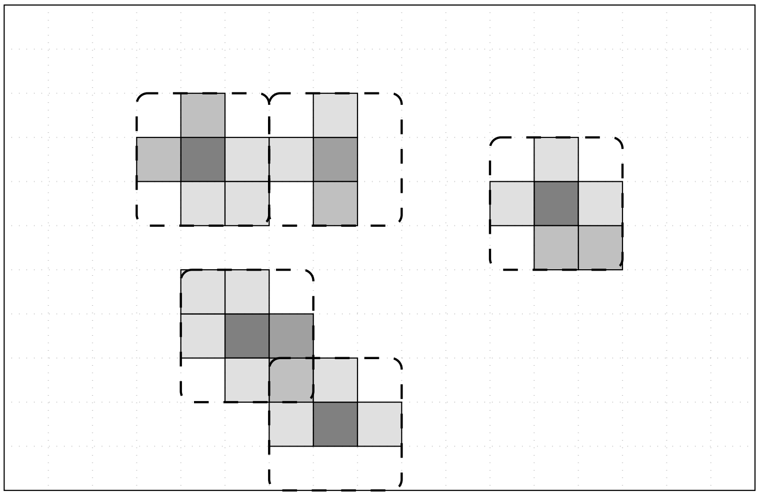


Abbildung 4.19: Clustersuche nach Energiemaxima in Zeilen und Spalten. Zellen, die sowohl in ihrer Spalte als auch in ihrer Zeile ein Maximum darstellen, werden als Clusterzentrum vermerkt.

Dieses Verfahren findet so zusammenhängende Zellen und verbindet diese zu Clustern. Die Clusterenergie wird über

$$E_{cl} = \sum_i E_i, \tag{4.37}$$

mit einer Summation über die Zellen des Clusters, und der Clusterschwerpunkt über

$$\begin{pmatrix} x_{cl} \\ y_{cl} \end{pmatrix} = \frac{1}{\sum_i \sqrt{E_i}} \sum_i \sqrt{E_i} \begin{pmatrix} x_i \\ y_i \end{pmatrix} \tag{4.38}$$

bestimmt, wobei x_i und y_i die jeweiligen Zellenmittelpunkte sind.

Leider hat dieses Verfahren den Nachteil, daß es zusammenhängende Cluster nicht trennen kann und sogar im Schwerpunkt und der Energie verfälscht. Deshalb kommt in HRC normalerweise ein anderes Verfahren zum Einsatz:

Suche nach lokalen Energiemaxima. Hierbei werden nur lokale Energiemaxima in der Kalorimeterebene gesucht und die 3x3 Zellen der Umgebung als Cluster bezeichnet.

Die Energie und die Schwerpunkte der gefundenen Cluster werden nach (4.37) und (4.38) bestimmt, wobei hier auch Überlappungen berücksichtigt werden, indem die Energie der überlappenden Clustern ($C^{(1)}$ und $C^{(2)}$) gemäß der Summe der nicht überlappenden Zellen auf die beiden Cluster verteilt werden:

$$E^{(1)} = \sum_{i \in C^{(1)} \cap / C^{(2)}} E_i \left(1 + \sum_{i \in C^{(1)} \cap C^{(2)}} E_i \;/ \sum_{i \in C^{(1)} \cup C^{(2)}} E_i \right), \qquad (4.39)$$

$$E^{(2)} = \sum_{i \in C^{(2)} \cap / C^{(1)}} E_i \left(1 + \sum_{i \in C^{(1)} \cap C^{(2)}} E_i \;/ \sum_{i \in C^{(1)} \cup C^{(2)}} E_i \right). \qquad (4.40)$$

4.11.1 Spur – Cluster Korrelation

Wie oben beschrieben, können durch die Spurparameter im hinteren Detektorbereich Spuren mit dem Kalorimeter korreliert werden. HRC sucht dabei den nächsten Cluster zu einem gegebenen Auftreffpunkt und weist diesen Cluster der Spur zu, wenn der Auftreffpunkt innerhalb von $2\sigma_{cl}$ um das Clusterzentrum liegt.

Da viele der Streuteilen einen Teil ihrer Energie in Form von Bremsstrahlung durch Mehrfachstreuung am Detektormaterial, insbesondere an der Targetzelle und dem Austrittsfenster, verlieren, ist auch in der Verlängerung der vorderen Spurhälfte im Kalorimeter ein Cluster zu finden, der von den Bremsphotonen herrührt.

Während für niederenergetische Teilchen (< 10 GeV) durch die stärkere Krümmung der Spur im Magneten der Bremscluster vom durch das Teilchen gebildeten Cluster separiert werden kann, liegen bei höheren Energien die beiden Cluster zu eng zusammen.

Um eine unterschiedliche Behandlung von hoch und niederenergetischen Teilchen zu vermeiden, bietet es sich daher an, die Energien der beiden Cluster, sofern sie trennbar sind, optional zur gemeinsamen Auswertung zu addieren.

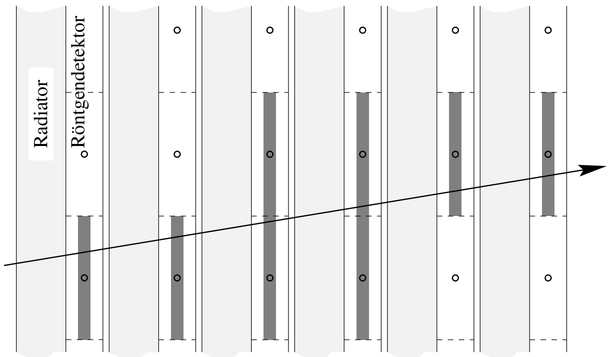


Abbildung 4.20: Zuordnung der TRD-Zellen zu einer Spur. An den Zellengrenzen werden mögliche Überlappungen berücksichtigt.

4.12 Teilchenidentifikation

Die Teilchenidentifikation benutzt den Čerenkovzähler, den Übergangsstrahlungsdetektor, den Preshower und das Bleiglaskalorimeter, um Wahrscheinlichkeiten für einen Teilchentyp zu bestimmen. Sie beruht hauptsächlich auf Programmerweiterungen von B. Bray.

Von der Spursuche sind für jede Spur die Ladung und der Impuls $\vec{P}$ bekannt. Außerdem können aus den Spurparametern die Komponenten der Teilchenidentifikationsdetektoren bestimmt werden, in denen Signale der Spur erwartet werden. Die Spur-Cluster Korrelation liefert das Kalorimetersignal zu einer Spur.

4.12.1 Vorbereitung der Identifikation

Der Übergangsstrahlungsdetektor

Im Übergangsstrahlungsdetektor werden die gemessenen Energiewerte im Detektor entlang der Teilchenspur aufaddiert. Die Zellen im Detektor werden einer Spur zugeordnet, wenn die Spur der Zelle auf 10% der Zellenbreite nahe kommt (siehe Abb. 4.20) oder sie durchquert.

Die so gefundenen sechs Energiewerte E_i werden gemittelt, wobei der Mittelwert unter Vernachlässigung des größten Wertes gebildet wird:

$$E_{\mathrm{trd}} = \frac{1}{5}\left(\sum_{i=1}^{6} E_i - \max_{i=1\ldots6} E_i\right), \tag{4.41}$$

um mögliche Treffer von korrelierten δ Elektronen aus der Mittelwertbildung weitgehend auszuschließen.

Für den Fall, daß sich zwei Spuren in einer oder mehreren Zellen kreuzen, wird deren Energiewert gemäß dem Verhältnis der sich nicht überschneidenden Zellen der jeweiligen Spuren aufgeteilt.

Der Preshower

Das Lichtsignal, das im Szintillatormaterial des Preshowers beim Teilchendurchgang entsteht, erfährt auf dem Weg Δy zum Photomultiplier eine Abschwächung gemäß:

$$I_{\text{mess}} = e^{-\frac{\Delta y}{\lambda}} I_0 \tag{4.42}$$

mit der Abschwächungslänge λ, so daß ein Signal gemäß

$$I_{\text{real}} = I_{\text{mess}} e^{\frac{\Delta y}{\lambda}} \tag{4.43}$$

zu korrigieren wäre.

Gleichung (4.42) ist nur bedingt gültig: Das Signal für Spuren in der Nähe des Strahlrohres (also entfernt vom Photomultiplier) wird an der Szintillatorgrenze gespiegelt und erfährt so eine Verstärkung.

Eine bessere Korrektur ergibt sich empirisch aus

$$I_{\text{real}} = I_{\text{mess}} \frac{a}{(a + b\Delta y^2) e^{-\frac{\Delta y}{c}}} \tag{4.44}$$

mit zu bestimmenden Parametern a, b und c.

Messungen am Caltech[BRA95I] ergaben eine Korrektur, die in Abbildung 4.21 dargestellt ist.

Für den Fall, daß zwei Spuren das selbe Preshowerelement durchqueren, wird dies für die weitere Analyse vermerkt.

Der Čerenkovzähler

Im Čerenkovzähler werden die Detektorelemente bestimmt, in denen Photonen aus dem Čerenkovkegel der Spur erwartet werden. Die dort gemessenen Signale werden aufaddiert und der Spur zugeordnet. Überschneidungen mit den erwarteten Regionen anderer Spuren werden für die spätere Analyse vermerkt.

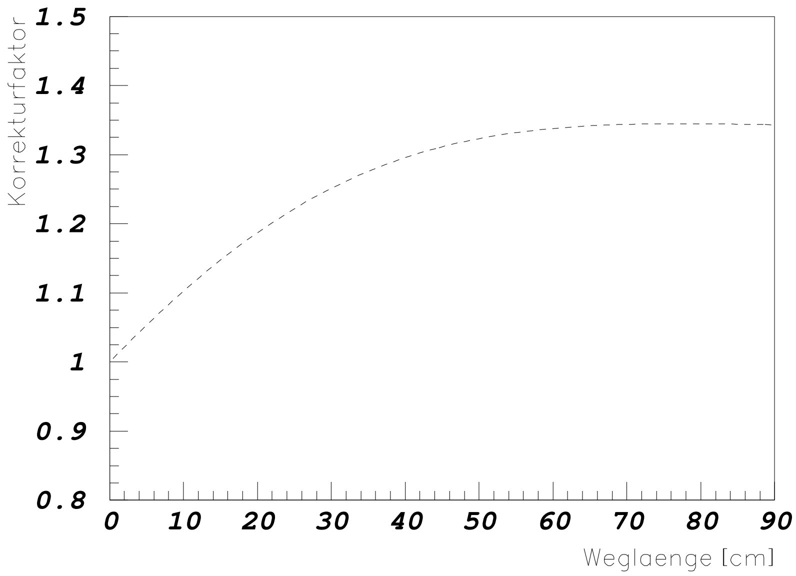


Abbildung 4.21: Korrekturfaktor der Abschwächung des Preshowersignals in Abhängigkeit von der im Szintillator zurückgelegten Weglänge.

4.12.2 Identifikation mittels Grenzwerten

Dieses relativ einfache Verfahren prüft, ob Signale der Teilchenidentifikationsdetektoren innerhalb eines für eine bestimmte Teilchenart typischen Bereich liegen. Es werden nur Pionen und Positronen/Elektronen identifiziert. Die Flußunterschiede der Teilchen, also deren Häufigkeit im Detektor, können hierbei nicht berücksichtigt werden.

Ein Elektron wird identifiziert falls gilt

$$\begin{array}{rcccl} & R^e_{\mathrm{cal},1} & \leq & \frac{E_{\mathrm{cal}}}{P} & \leq & R^e_{\mathrm{cal},2} \\ \wedge & R^e_{\mathrm{pre},1} & \leq & R'_{\mathrm{pre}} & \leq & R^e_{\mathrm{pre},2} \\ \wedge & C^e_{\mathrm{trd},1} & \leq & E_{\mathrm{trd}} & & \\ \wedge & C_{\mathrm{cer},1} & \leq & E_{\mathrm{cer}} & & . \end{array} \tag{4.45}$$

R'_{pre} ist hierbei ein auf den Elektron- bzw. Positronimpuls normiertes Verhältnis von Preshowermeßwert und Teilchenimpuls, für das im Mittel

$$\left\langle R'_{\mathrm{pre}} \right\rangle = 1 \tag{4.46}$$

gilt, falls das detektierte Teilchen ein Elektron oder Positron ist, für Hadronen ist $R'_{\rm pre}$ geringer. Für die erste Analyse wurden folgende Grenzwerte für die Impulsverhältnisse ($R^e_{\rm cal,1}$, $R^e_{\rm cal,2}$, $R^e_{\rm pre,1}$, $R^e_{\rm pre,2}$) und Signalhöhen ($C^e_{\rm trd,1}$, $C_{\rm cer,1}$) in den einzelnen Detektoren verwendet:

$$\begin{array}{lccccc} & 0.8 & \leq & \frac{E_{\rm cal}}{P} & \leq & 2.0 \\ \wedge & 0.5 & \leq & R'_{\rm pre} & \leq & 2.0 \\ \wedge & 8000\mathrm{ADC-Kanäle} & \leq & E_{\rm trd} & & \\ \wedge & 0.1\mathrm{Photonen} & \leq & E_{\rm cer} & & . \end{array} \tag{4.47}$$

Für ein Hadron gelten ähnliche Bedingungen:

$$\begin{array}{lccccc} & & & E_{\rm cal} & \leq & C^\pi_{\rm cal,2} \\ \wedge & & & \frac{E_{\rm cal}}{P} & \leq & R^\pi_{\rm cal,2} \\ \wedge & C^\pi_{\rm pre,1} & \leq & E_{\rm pre} & \leq & C^\pi_{\rm pre,2} \\ \wedge & & & E_{\rm trd} & \leq & C^\pi_{\rm trd,2} \\ \wedge & C_{\rm cer,1} & \leq & E_{\rm cer} & & . \end{array} \tag{4.48}$$

Die verwendeten Grenzwerte müssen mittels Monte-Carlo-Studien und Tests an Echtdaten optimiert werden. Für die Pionenbestimmung ist hier problematisch, daß niederenergetische Pionen ($P < 6$ GeV) keine Čerenkovsignale erzeugen, so daß in diesem Energiebereich Pionen nicht von anderen Hadronen (hauptsächlich Kaonen und Protonen) getrennt werden können. Bei Verwendung eines dichteren Füllgases als das 1995 verwendete Stickstoffgas läßt sich die Schwelle von 6 GeV für Pionen senken.

4.12.3 Identifikation über das Wahrscheinlichkeitsprodukt

Wie bei der Identifikation mittels Grenzwerten (Kapitel 4.12.2), wird bei der Teilchenbestimmung über das Wahrscheinlichkeitsprodukt zur Zeit nur eine Elektron/Pion Separation durchgeführt.

Das Grundprinzip dieser Identifikationsmethode weist jedem Teilchentyp (π, e) pro Detektor eine gewichtete Wahrscheinlichkeit ($\mathcal{L}^{\pi/e}_{\rm D}$) zu, die sich aus der Detektorantwort für ein solches Teilchen mit der gegebenen Kinematik und der Erwartung für den Fluß, also die Wahrscheinlichkeit, ein solches Teilchen in diesem Energiebereich aufzutreffen, ergibt.

Die ungewichtete Wahrscheinlichkeit, in einem einzelnen Detektor D ein bestimmtes Teilchen gefunden zu haben, ergibt sich dann aus:

$$\mathcal{P}^e_D = \frac{\mathcal{L}^e_D}{\mathcal{L}^e_D + \mathcal{L}^\pi_D}, \tag{4.49}$$

$$\mathcal{P}^\pi_D = \frac{\mathcal{L}^\pi_D}{\mathcal{L}^e_D + \mathcal{L}^\pi_D}. \tag{4.50}$$

Die Methode ist selbstverständlich auch auf mehrere Teilchenarten erweiterbar, allerdings sind zur Zeit für die hadronische Separation noch nicht genügend Kalibrationsdaten vorhanden:

$$\mathcal{P}^\imath_D = \frac{\mathcal{L}^\imath_D}{\sum_\jmath \mathcal{L}^\jmath_D}. \tag{4.51}$$

Die gewichtet Gesamtwahrscheinlichkeit unter Berücksichtigung aller Teilchenidentifikationsdetektoren wird aus dem Produkt der gewichteten Einzelwahrscheinlichkeiten bestimmt:

$$\mathcal{L}^\imath = \prod_D \mathcal{L}^\imath_D. \tag{4.52}$$

Die gesamte ungewichtete Gesamtwahrscheinlichkeit ergibt sich dann wieder aus

$$\mathcal{P}^\imath = \frac{\mathcal{L}^\imath}{\sum_\jmath \mathcal{L}^\jmath}. \tag{4.53}$$

Im folgenden soll auf die Bestimmung der Einzelwahrscheinlichkeiten in den vier Teilchenidentifikationsdetektoren eingegangen werden.

4.12.4 Der Preshower

Bei der Wahrscheinlichkeitsberechung im Preshower wird eine asymmetrische Gaußverteilung für die erwartete Detektorantwort benutzt:

$$\mathcal{A}(x, \bar{x}, \sigma_l, \sigma_r) = \begin{cases} e^{-\frac{(x-\bar{x})^2}{\sigma_l}} & \text{für } x < \bar{x} \\ e^{-\frac{(x-\bar{x})^2}{\sigma_r}} & \text{für } x \geq \bar{x}. \end{cases} \tag{4.54}$$

Ausgangswerte für die Wahrscheinlichkeitsberechnung sind der Teilchenimpuls P, die im Preshower gemessene Energie E_{pre} und das Preshower Impulsverhältnis R'_{pre} aus Gleichung (4.46).

Die gewichteten Wahrscheinlichkeiten sind damit durch

$$\mathcal{L}^e_{\text{pre}} = c_e \mathcal{A}(R'_{\text{pre}}, R_m, \sigma_{Rl}, \sigma_{Rr}), \tag{4.55}$$
$$\mathcal{L}^\pi_{\text{pre}} = c_\pi \mathcal{A}(E_{\text{pre}}, E_m, \sigma_{El}, \sigma_{Er}) \tag{4.56}$$

gegeben, was der Tatsache Rechnung trägt, daß Elektronen ein impulsabhängiges, Hadronen hingegen ein nahezu Impulsunabhängiges Signal erzeugen. Die Konstanten $c_e, c_\pi, R_m, \sigma_{Rl}, \sigma_{Rr}, E_m, \sigma_{El}$, und σ_{Er} müssen über Monte-Carlo-Studien und über Anpassungen an die Echtdaten optimiert werden.

4.12.5 Das Kalorimeter

Die Wahrscheinlichkeit, im Kalorimeter ein Elektron gefunden zu haben, richtet sich nach dem Impuls des Teilchens und dem gemessenen Energiewert im Cluster, auf den die Spur zeigt. Das Kalorimeter ist auf elektromagnetische Energie geeicht, so daß für ein Elektron / Positron im Mittel gelten sollte $\left\langle \frac{E_{\rm cal}}{P} \right\rangle = 1$. Die Varianz ergibt sich aus dem Fehler in der Spektrometerauflösung (vergl. 5.3) und der Energieauflösung des Kalorimeters

$$\Delta E_{\rm cal} = c_0 + \frac{c_1}{\sqrt{P}} \tag{4.57}$$

mit

$$\Delta E = \sqrt{\Delta E_{\rm cal}^2 + \Delta P_{spek}^2} \tag{4.58}$$

zu

$$\mathcal{L}_{\rm cal}^e = \frac{1}{2\pi} e^{-\frac{1}{2}\frac{(E_{\rm cal}-P)^2}{(P\Delta E)^2}}. \tag{4.59}$$

Da in der Realität noch Bremsstrahlung externer und interner Prozesse im Kalorimetercluster gesammelt wird, muß für den Fall von $E_{\rm cal} > P$ zusätzlich eine Korrektur angebracht werden.

Für Pionen ergibt sich

$$\mathcal{L}_{\rm cal}^\pi = \begin{cases} c_\pi e^{-c_\pi(\frac{E_{\rm cal}}{P} - \frac{c_{tr}}{P})} & \text{für } P > c_{tr} \\ c_\pi & \text{für } P \leq c_{tr}, \end{cases} \tag{4.60}$$

wobei c_{tr} die Triggerschwelle des Kalorimeters ist (derzeit 3.5 GeV), unterhalb derer die gewichtete Wahrscheinlichkeit in guter Näherung als Konstante angenommen wird, da in diesem Bereich der Pionenfluß die Positronen stark dominiert. Die weiteren Konstanten werden wieder aus den Daten ermittelt.

4.12.6 Der Übergangsstrahlungsdetektor

Für den Übergangsstrahlungsdetektor wurden aufwendige Monte-Carlo-Studien durchgeführt[EME95], die eine 2-dimensionale Tabelle für jede Teilchenart und Detektorebene mit den gewichteten Wahrscheinlichkeiten in Abhängigkeit von der Teilchenenergie, dem Durchgangswinkel und dem Detektor-Signal zum Ergebnis hatte.

Die Tabelle wird nun quadratisch interpoliert, um die jeweiligen Wahrscheinlichkeiten für ein bestimmtes Teilchen zu erhalten. Diese gewichteten Wahrscheinlichkeiten können gemäß (4.52) zu einer Detektorgesamtwahrscheinlichkeit kombiniert werden.

Ein anderes Verfahren nutzt die Energiemittelwerte aus (4.41), um aus einer ähnlichen Tabelle Detektorgesamtwahrscheinlichkeiten zu extrahieren.

4.12.7 Der Čerenkovzähler

In der Analyse des Čerenkovzählers wird für jede Massenhypothese $m^\imath$ über den gemessenen Impuls die Anzahl der erwarteten Photoelektronen im Detektor als Funktion von $\beta^\imath = \frac{P}{\sqrt{(m_0^\imath)^2+P^2}}$ nach

$$n_\gamma^\imath = \begin{cases} 2.9\frac{1-\left(\frac{\beta_{tr}}{\beta^\imath}\right)^2}{1-\beta_{tr}^2} & \text{für } \beta^\imath \geq \beta_{tr} \\ 0 & \text{sonst} \end{cases} \tag{4.61}$$

bestimmt. β_{tr} ist eine füllgasabhängige Konstante, die die untere Grenze für die Čerenkovphotonenproduktion darstellt.

Mittels $n_\gamma^\imath$ ergibt sich eine Poissionverteilung $\Pi^\imath(i, n_\gamma^\imath)$ für die erwartete Anzahl von Photonen.

Die Anzahl der tatsächlich gemessenen Photonen x_γ ist um die Detektorauflösung bei i erzeugten Photonen $\sigma_{\text{cer}}(i)$ verschmiert, so daß sich die Gesamtwahrscheinlichkeit aus

$$\mathcal{L}_{\text{cer}}^\imath = \sum_i \Pi^\imath(i, n_\gamma^\imath)\frac{1}{2\pi\sigma_{\text{cer}}(i)}e^{-\frac{(x_\gamma - i)^2}{2\sigma_{\text{cer}}(i)^2}} \tag{4.62}$$

ergibt.

Kapitel 5

Tests der Rekonstruktion

5.1 Das Hermes Monte-Carlo-Programm

Das HERMES Monte-Carlo-Programm (HMC) war der erste Teil der HERMES Offlinesoftware und bereits in der frühen Planungsphase des Experimentes verfügbar. Es dient vor allem zu Untergrundstudien, Akzeptanzberechnungen, Entwicklung der Rekonstruktion, Berechnung der Detektorantwort und natürlich zu Tests der Rekonstruktion und Analysesoftware. Die erste Version und das Design des Programmes wurde von M. Düren entwickelt, seitdem haben eine Vielzahl von Autoren Erweiterungen und Veränderungen am Programm vorgenommen.

HMC basiert auf GEANT3[SJO94] wobei erhebliche Erweiterungen und Verbesserungen vorgenommen wurden. Diese beziehen sich zum Beispiel auf die vollkommen extern konfigurierbare Geometrie- und Materialiendefinitionen, so daß HMC ohne wesentliche Änderung an jede beliebige Detektorgeometrie angepaßt werden kann. Außerdem wurde viel Wert auf eine korrekte Detektorsimulation gelegt und das GEANT Eventdisplay um eine komplexe Anzeige der HERMES Detektorkomponenten erweitert. HMC verfügt über eine Vielzahl von internen Physikgeneratoren. So wird die erwartete Kinematik für gestreute Positronen über die aus früheren Messungen bekannten Wirkungsquerschnitte für unpolarisierten und polarisierten Strukturfunktionen $F_2(x, Q^2)$, $R(x, Q^2)$, $g_1(x)$ einschließlich Strahlungskorrekturen simuliert. PEPSI (Polarized Electron Proton Scattering Interactions)[VEL91, IHS95I], basierend auf LEPTO, berechnet hadronische Endzustände polarisierter Leptoproduktion. Generatoren für Møller- und Bhabha-Streuung, Photoproduktion und Schnittstellen für externe Generatoren sind ebenfalls vorhanden.

Für realitätsnahe Tests der Rekonstruktionssoftware ist ein gutes Monte-Carlo-Programm unentbehrlich. Je realitätsnäher die vom Programm generierten Daten dabei sind, um so größer kann nachher das Vertrauen in die Funktionsfähigkeit, Genauigkeit und Effizienz der Analyse sein. HMC ist besonders für diesen Zweck ausgelegt worden, so daß sogar die Ausgabe des Programmes in wesentlichen Teilen

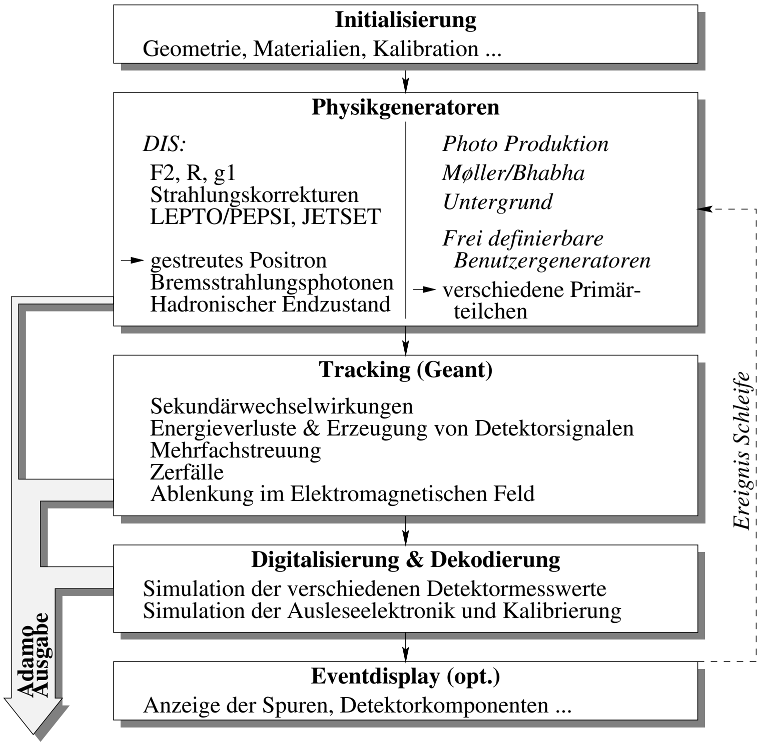


Abbildung 5.1: Vereinfachtes Flußdiagramm des HERMES Monte-Carlo-Programmes HMC. Nach der Initialisierung läuft die Ereignissimulation in den wesentlichen Programmteilen Generierung, Tracking und Digitalisierung ab. Ausgaben im ADAMO-Format werden zur Analyse oder an die Rekonstruktion zu Testzwecken weitergeleitet.

mit der des Echtdatendekoders übereinstimmt.

Ein sehr nützliches Element des Programmes ist die Einführung der sogenannten „Düren-Teilchen“, spezielle GEANT Teilchen, die nicht mit Materie, wohl aber mit elektromagnetischen Feldern (makroskopisch) wechselwirken. Auf diese Weise können Effekte wie Mehrfachstreuung und Energieverluste getrennt von der eigentlichen Rekonstruktion untersucht und direkte Messungen über die Energie- und Winkelauflösung des reinen Spursuchealgorithmus unternommen werden.

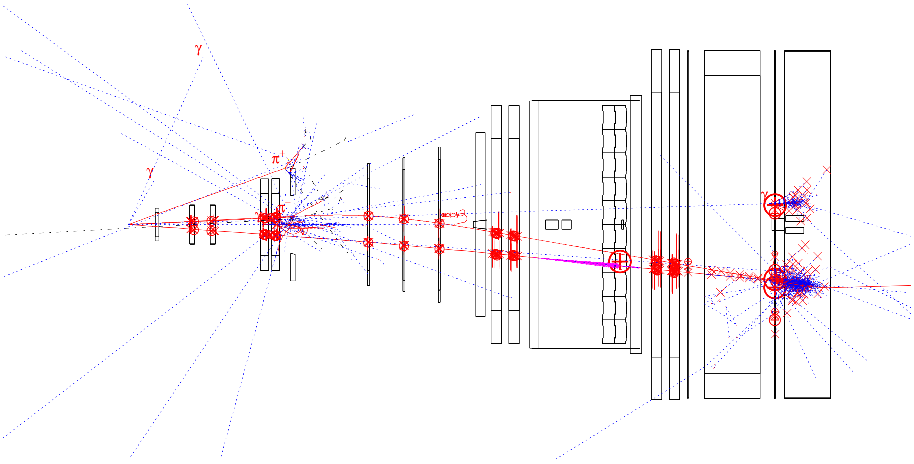


Abbildung 5.2: Ein von HMC erzeugtes und in der x-z-Projektion dargestelltes tiefinelastisches Ereignis

5.2 Rekonstruktionseffizienz

Der Rekonstruktionseffizienz, also die Wahrscheinlichkeit, daß eine Spur des Ereignisses vom Rekonstruktionsprogramm erkannt wird, kommt eine besondere Bedeutung bei der Qualitätsbestimmung des Programmes zu. Bei genauerer Betrachtung lassen sich eine Vielzahl verschiedener Definitionen dieser Effizienz erdenken, die alle unterschiedliche qualitative Gesichtspunkte abdecken.

- Die einfachste Definition ergibt sich aus

$$\epsilon_0 = \frac{\text{Anzahl gefundener Spuren}}{\text{Anzahl tatsächlicher Spuren}}. \tag{5.1}$$

  Ihre Aussagekraft ist allerdings dadurch beschränkt, daß die gefundenen Spuren nicht auf Authentizität überprüft werden und somit auch Geisterspuren fälschlicherweise die Qualität der Rekonstruktion erhöhen.

- Diesem Umstand kann die folgende Definition Rechnung tragen:

$$\epsilon_1 = \frac{\text{Anzahl korrekt bestimmter Spuren}}{\text{Anzahl tatsächlicher Spuren}}. \tag{5.2}$$

- Oder um die Detektion von Geisterspuren mit mehr Gewicht zu versehen

$$\epsilon_2 = \frac{\text{Anzahl korrekt bestimmter Spuren} - \text{Anzahl Geisterspuren}}{\text{Anzahl tatsächlicher Spuren}}, \tag{5.3}$$

  wobei diese Effizienz dann auch schon negative Werte erreichen kann.

Außerdem sind eine Vielzahl von Abhängigkeiten der Effizienz zu berücksichtigen. Angefangen von den kinematischen Parametern einer Spur über die Teilchenart bis hin zur Multiplizität eines Ereignisses und natürlich dem Ereignistyp selbst, lassen sich Korrelationen feststellen und nach Möglichkeit eliminieren.

Hier sollen zunächst die Abhängigkeiten von einigen Rekonstruktionsparametern an Monte-Carlo- und Experimentdaten untersucht und optimiert werden, bevor im weiteren auf die oben angesprochenen verschiedenen Abhängigkeiten eingegangen werden kann.

5.2.1 Effizienztests mit Monte-Carlo-Daten

Monte-Carlo-Daten eignen sich in besonderem Maße für Effizienzstudien, da nur dort die Menge und Kinematik der zu rekonstruierten Teilchenbahn exakt bekannt sind.

Bei diesen Tests wurde für die vorderen Driftkammern eine Ansprechwahrscheinlichkeit von 92.11% und für die hinteren von 93.65% angenommen. Zuerst soll hierbei auf die Abhängigkeit der Effizienz nach Gleichung (5.2) von den direkten Spursucheparametern in HRC eingegangen werden.

Den größten Einfluß auf die Effizienz haben dabei die Einschränkungen, die die maximal erlaubten fehlenden Treffer einer Spur bestimmen. Ist die Ansprechwahrscheinlichkeit einer Driftkammer (δ) bekannt, so läßt sich damit die theoretische Rekonstruktionseffizienz bestimmen.

Wird z.B. verlangt, daß in keiner Projektionsspur im hinteren Detektorbereich mit $N = 4 \cdot 2$ Ebenen pro Projektion ein Treffer fehlen darf, ergibt sich für die Projektionseffizienz

$$\pi_0 = (\delta)^N \tag{5.4}$$

oder für genau M $(M < N)$ fehlende Treffer allgemein die Binomialverteilung

$$\pi_M = \begin{pmatrix} N \\ M \end{pmatrix} (\delta)^{(N-M)}(1-\delta)^M. \tag{5.5}$$

Sind maximal p fehlende Treffer pro Projektion und t fehlende Treffer pro Spur erlaubt, so ergibt sich die Rekonstruktionseffizienz für $\epsilon_{p/t}$ als Kombination der Projektionseffizienzen:

$$\epsilon_{0/0} = \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \end{pmatrix} (\pi_0)^3 \tag{5.6}$$

$$\epsilon_{1/1} = \epsilon_{0/0} + \begin{pmatrix} 3 \\ 1 \end{pmatrix} \pi_1 (\pi_0)^2 \tag{5.7}$$

$$
\begin{aligned}
\epsilon_{1/2} &= \epsilon_{1/1} + \begin{pmatrix} 3 \\ 2 \end{pmatrix} (\pi_1)^2 \pi_0 && (5.8) \\
\epsilon_{1/3} &= \epsilon_{1/2} + \begin{pmatrix} 3 \\ 3 \end{pmatrix} (\pi_1)^3 && (5.9) \\
\epsilon_{2/2} &= \epsilon_{1/2} + \begin{pmatrix} 3 \\ 1 \end{pmatrix} \pi_2 (\pi_0)^2 && (5.10) \\
\epsilon_{2/3} &= \epsilon_{1/3} + \begin{pmatrix} 3 \\ 1 \end{pmatrix} \pi_2 (\pi_0)^2 + 3!\ \pi_2 \pi_1 \pi_0 && (5.11) \\
\epsilon_{2/4} &= \epsilon_{2/3} + \begin{pmatrix} 3 \\ 2 \end{pmatrix} (\pi_2)^2 \pi_0 + \begin{pmatrix} 3 \\ 1 \end{pmatrix} \pi_2 (\pi_1^2) && (5.12) \\
\epsilon_{2/5} &= \epsilon_{2/4} + \begin{pmatrix} 3 \\ 2 \end{pmatrix} (\pi_2)^2 \pi_1 && (5.13) \\
\epsilon_{2/6} &= \epsilon_{2/5} + \begin{pmatrix} 3 \\ 3 \end{pmatrix} (\pi_2)^3 && (5.14) \\
\epsilon_{3/3} &= \epsilon_{2/3} + \begin{pmatrix} 3 \\ 1 \end{pmatrix} \pi_3 (\pi_0)^2 && (5.15) \\
\epsilon_{3/4} &= \epsilon_{2/4} + \begin{pmatrix} 3 \\ 1 \end{pmatrix} \pi_3 (\pi_0)^2 + 3!\ \pi_3 \pi_1 \pi_0 && (5.16) \\
\epsilon_{3/5} &= \epsilon_{2/5} + \begin{pmatrix} 3 \\ 1 \end{pmatrix} \pi_3 (\pi_0)^2 + 3!\ \pi_3 \pi_1 \pi_0 + \\
& \begin{pmatrix} 3 \\ 1 \end{pmatrix} \pi_3 (\pi_1)^2 + 3!\ \pi_3 \pi_2 \pi_0 && (5.17) \\
\epsilon_{3/6} &= \epsilon_{2/6} + \begin{pmatrix} 3 \\ 1 \end{pmatrix} \pi_3 (\pi_0)^2 + 3!\ \pi_3 \pi_1 \pi_0 + \begin{pmatrix} 3 \\ 1 \end{pmatrix} \pi_3 (\pi_1)^2 + \\
& 3!\ \pi_3 \pi_2 \pi_0 + \begin{pmatrix} 3 \\ 2 \end{pmatrix} (\pi_3)^2 \pi_0 + 3!\ \pi_3 \pi_2 \pi_1 && (5.18) \\
\epsilon_{3/7} &= \epsilon_{3/6} + \begin{pmatrix} 3 \\ 2 \end{pmatrix} (\pi_3)^2 \pi_1 + \begin{pmatrix} 3 \\ 1 \end{pmatrix} \pi_3 (\pi_2)^2 && (5.19) \\
\epsilon_{3/8} &= \epsilon_{3/7} + \begin{pmatrix} 3 \\ 2 \end{pmatrix} (\pi_3)^2 \pi_2 && (5.20) \\
\epsilon_{3/9} &= \epsilon_{3/8} + \begin{pmatrix} 3 \\ 3 \end{pmatrix} (\pi_3)^3 && (5.21) \\
\ldots
\end{aligned}
$$

Analog läßt sich die Wahrscheinlichkeit für noch schwächere Bedingungen errechnen.

Da HRC immer zwei Detektorebenen für einen Punkt im Bitmuster kombiniert, gelten die obigen Formeln nur für den Fall, daß Treesearch einen fehlenden Punkt toleriert. Für den Fall von verlangter 100%iger Übereinstimmung gilt für π_2:

$$\pi_2^{(100)} = \left(\left(\begin{array}{c} N \\ 2 \end{array} \right) - 4 \right) (\delta)^{N-2} (1-\delta)^2, \tag{5.22}$$

da dann die 4 Permutationen entfallen, bei denen die beiden fehlenden Treffer in genau einem Detektormodul (BC1, BC2, BC3, BC4) liegen. Gleichung (5.5) ist nur gültig bei 75%iger Übereinstimmung im Mustervergleich des Treesearch Algorithmus.

In Abbildung 5.3 ist diese Effizienz für verschiedene Bedingungen an die erlaubten fehlenden Treffer sowohl theoretisch als auch als Ergebnis von rekonstruierten Monte-Carlo-Daten dargestellt. Die gute Übereinstimmung von erwarteter und tatsächlicher Rekonstruktionseffizienz bestätigt die Funktionsfähigkeit von Monte-Carlo- und Rekonstruktionssoftware.

Gemäß der Gleichungen (5.6)-(5.21) lassen sich auch die theoretischen Rekonstruktionseffizienzen für die vorderen und hinteren Detektoren als Funktionen der Kammereffizienzen ermitteln (siehe Abb. 5.4). Für die hinteren Driftkammern ergeben sich bei einer großen Anzahl von erlaubten fehlenden Treffern sehr hohe Rekonstruktionseffizienzen. Wo eine solche niedrige Anforderung an die Treffer pro Spur bei den hinteren Kammern wegen der hohen Redundanz des Systems möglich ist (8 Kammern pro Drahtrichtung), führen bei den vorderen Driftkammern bereits 2 fehlende Treffer pro Projektionsrichtung zu merklichen Anteilen von Geisterspuren.

5.2.2 Effizienztest an Echtdaten

Wie schon erwähnt, sind Rekonstruktionseffizienztests an Echtdaten nur schwer möglich. Die Rohdaten sind stark mit Untergrund durchmischt, so daß gute Ereignisse nicht ausgefiltert werden können. Mit Echtdaten kann also kein Verhältnis aus rekonstruierten zu guten Ereignissen bestimmt werden.

Das bestehende Rekonstruktionsprogramm bietet jedoch durch Änderung der Parameter verschiedene, und zwar definiert verschiedene Rekonstruktionsqualitäten. Durch Variation der Anzahl der maximal erlaubten fehlenden Treffer pro Spur kann so die Kammereffizienz durch ein Optimierungsverfahren errechnet werden. Da diese Optimierung überbestimmt ist (es werden nur zwei Parameter, nämlich die durchschnittliche Kammereffizienz und die Anzahl der guten Spuren, ermittelt) kann der Effizienzverlauf in Abhängigkeit von den Rekonstruktionsparametern mit dem theoretischen Verlauf verglichen und somit das Verfahren getestet werden (siehe Abb. 5.5).

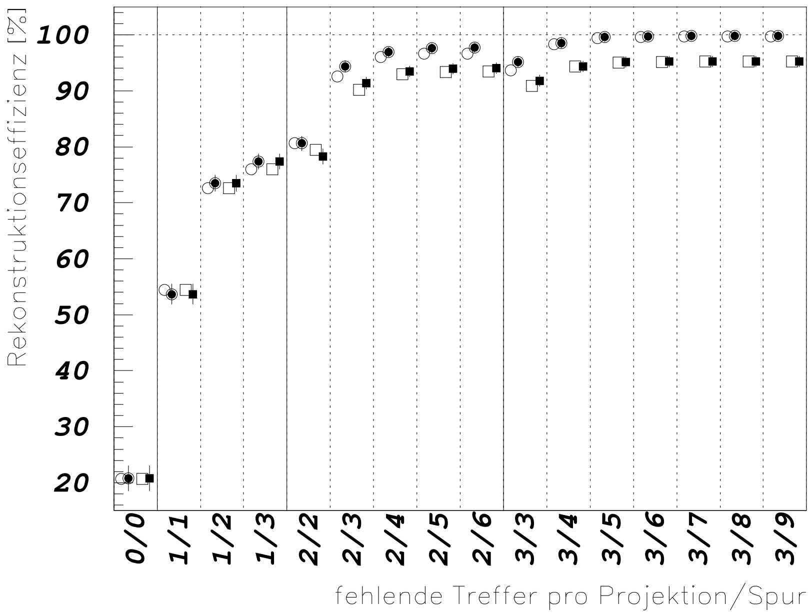
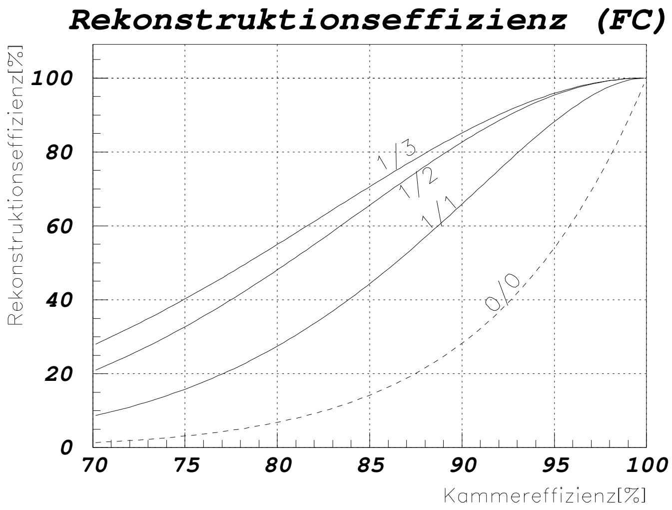


Abbildung 5.3: Rekonstruktionseffizienz in den hinteren Driftkammern mit Monte-Carlo-Daten. Für verschiedene Restriktionen, was die Anzahl der fehlenden Treffer pro Spurprojektion / pro Gesamtspur angeht, sind hier die theoretischen (leere Symbole) und gemessenen Rekonstruktionsdaten (ausgefüllte Symbole mit Fehlerbalken) dargestellt. Die Kreise (◯) entsprechen dabei den Werten mit 75%iger Treesearch-Übereinstimmung, die Quadrate (□) denen mit 100%iger Übereinstimmung.

Zusätzlich zu diesem weiteren Test der Software liefert dieses Verfahren wahrscheinlich das zuverlässigste Ergebnis für die gesamte Rekonstruktionseffizienz und die nutzbare Ansprechwahrscheinlichkeit der Kammer. Im Allgemeinen wird für die Ansprechwahrscheinlichkeit nur geprüft, ob entlang einer Spur überhaupt ein Signal in der jeweiligen Zelle entstanden ist. Die nutzbare Ansprechwahrscheinlichkeit testet auch, ob die Driftzeit, also die Ortsmessung, des ansprechenden Drahtes sinnvoll ist und zur Spurrekonstruktion beitragen kann.



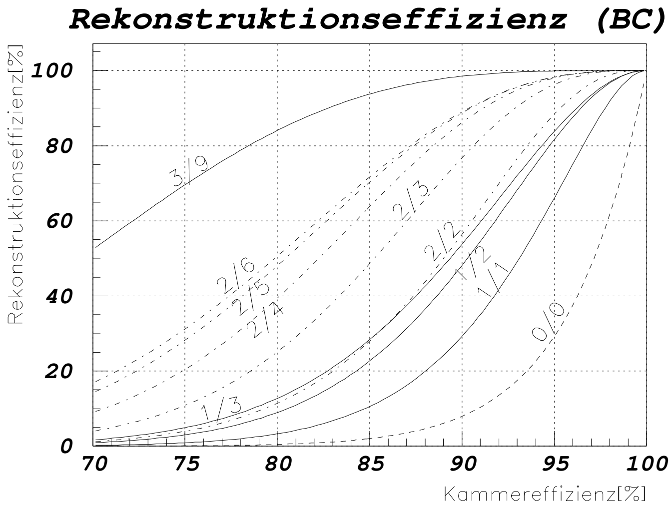


Abbildung 5.4: Rekonstruktionseffizienz als Funktion der Einzelkammereffizienz im vorderen (oben) und hinteren (unten) Detektorbereich. Die verschiedenen Kurven entsprechen dabei verschiededen Anforderungen an die maximal erlaubte Anzahl von fehlenden Treffern pro Projektion / Gesamtspur.

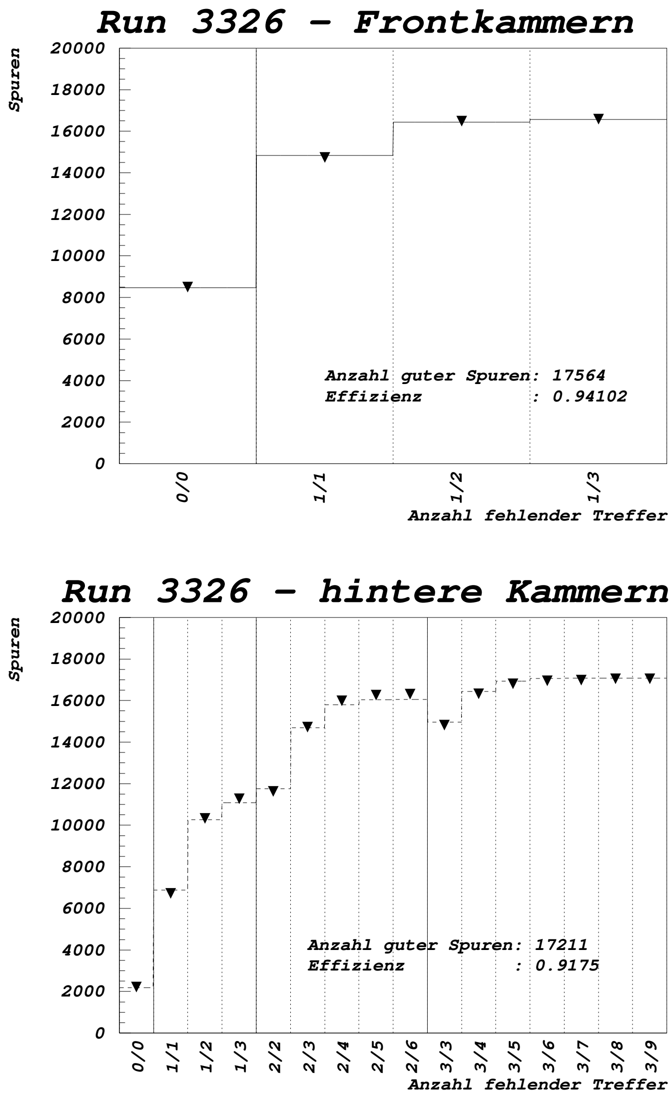


Abbildung 5.5: Effizienztests an Echtdaten. Mit verschiedenen Anforderungen an die Spurqualität (Erlaubte fehlende Treffer pro Projektion/Spur) wurden die Anzahl der Spuren in den vorderen und hinteren Driftkammern ermittelt. Ein Optimierungsverfahren an die Gleichungen (5.6) bis (5.21) ergab die angegebene durchschnittliche Kammereffizienz. Der Kurvenverlauf entspricht ansonsten den Erwartungen.

5.3 Impuls- und Winkelauflösung

Die Impuls- und Winkelauflösung des Spektrometers bestimmen die Auflösung aller kinematischen Variablen der nachgewiesenen Teilchen (siehe Gleichungen (2.2) – (2.4)).

Mehrere Faktoren beeinträchtigen die Winkel- und Impulsmessung:

1. Die Mehrfachstreuung der Teilchen an der Detektor- und Targetmaterie.
2. Die endliche Ortsauflösung der Detektoren.
3. Kalibrierungsfehler, d.h. falsche Interpretation der Meßdaten.
4. Alignmentfehler, d.h. Ungenauigkeiten im Bau oder der Vermessung der Detektoren.
5. Bewußt in Kauf genommene Ungenauigkeiten zur Steigerung der Geschwindigkeit der Software.
6. Numerische Fehler bei der Berechnung der Spurparameter.
7. Softwarefehler.

Nach Möglichkeit sollte die Größen der jeweiligen Fehler von oben nach unten abnehmen.

Softwarefehler

Umfangreiche Tests wurden vorgenommen, um Softwarefehler, die in großen Programmpaketen nie auszuschließen sind, soweit wie möglich aufzufinden und um sicherzustellen, daß sie keinen Einfluß auf das Programmergebnis haben.

Leider sind Softwarefehler oft nur schwer zu entdecken. Unter glücklichen Umständen äußern sie sich in Abstürzen des Programmes, unter weniger günstigen Umständen bewirken sie kleine systematische Fehler, die das gesamte Meßergebnis verfälschen. Als Beispiel sei das Berechnen der Spur eines geladenen Teilchens im Magnetfeld gegeben: Viele Experimente verwenden für die Parametrisierung des Magnetfeldes eine lineare Interpolation von Stützpunkten. Auf der anderen Seite wird das im GEANT-Paket vorhandene Modul zur Spurberechnung verwendet, das auf einem Runge-Kutta-Verfahren 4.Ordnung beruht. Bei Anwendung eines Differentialgleichungsverfahrens 4.Ordnung, das eine entsprechend große Schrittweite erlaubt, ergeben sich zwangsläufig falsche Ergebnisse, da das der Differentialgleichung zugrundeliegende Vektorfeld nicht 4-fach stetig differenzierbar ist, es eben nur aus der linearen Interpolation der Magnetfeldstützpunkte berechnet ist (vergleiche [STO78]).

Ein solcher Fehler ist unter normalen Umständen fast nicht zu entdecken, da er erstens nur einen kleinen Effekt bewirkt, zweitens aber zwischen Monte-Carlo und Rekonstruktion konsistent falsche Ergebnisse erzeugt werden, es sei denn, es werden zwei von einander unabhängige Differentialgleichungsverfahren verwendet, wie dies in der HERMES Software der Fall ist.

Softwarefehler lassen häufig nur dann ausschließen oder auffinden, wenn mehrere unabhängige Verfahren zu dem gleichen Ergebnis kommen. Die besten Tests, die in der HERMES Software zur Verfügung stehen, sind Vergleiche von Monte-Carlo- und Rekonstruktionsdaten, wobei die verwendeten Bibliotheken, mit Ausnahme der zugegebenermaßen kritischen Interpolation des Magnetfeldes, disjunkt sind.

Softwarefehler sollen hier anhand expliziter Test der Auflösungen im Hinblick auf die Abhängigkeit von verschiedenen kinematischen Variablen getestet werden.

Numerische Fehler

Maschinenbedingte numerische Fehler bei der Berechnung sind von untergeordneter Bedeutung, da sämtliche Berechnungen mit Fließkommazahlen doppelter Genauigkeit, d.h. mit 53 Bit Mantisse oder $2.22 \cdot 10^{-16}$ Maschinengenauigkeit berechnet werden. Die Anzahl der Fließkommaoperationen pro Spur liegt, selbst bei Anwendung des Schießverfahrens unter 10^6, wonach der maschinenbedingte numerische Fehler kleiner als $2.22 \cdot 10^{-13}$ sein sollte. Die Berechnung der Spurkoordinaten kommt noch mit wesentlich weniger Operationen aus.

Algorithmische Fehlerquellen sind vor allem im Berechnen der Spuren durch das Magnetfeld zu suchen. Die Magnetvermessungen erfolgte mit einem Fehler $\frac{\Delta B}{B} \leq 10^{-4}$, die Richardsen-Extrapolation zur Schrittweitenregulierung wurde auf einen Maximalfehler von 10^{-4} ausgerichtet, so daß der hieraus resultierende Fehler kleiner als $2 \cdot 10^{-4}$ sein sollte. Dies gilt demnach für die Genauigkeit des Schießverfahrens ebenso wie für die Präzision der Stützstellen der Impulsmatrix.

Bewußt in Kauf genommene Ungenauigkeiten zur Steigerung der Geschwindigkeit der Software

Hierzu gehört die schon oben angesprochene Schrittweitenregulierung, bei der erreichbare Genauigkeit der Spurberechnung und Rechenzeit t_{cpu} umgekehrt proportional zueinander sind (exakter ist die Genauigkeit umgekehrt proportional zu $(t_{\mathrm{cpu}})^{n_v}$, mit n_v als Ordnung des Verfahrens). Der zu erwartende Fehler sollte unterhalb der nominellen Detektorauflösung liegen.

Eine weitere Fehlerquelle ist die endliche Anzahl von Stützstellen der Impulsmatrix, die sich in Interpolationsfehlern äußern. Da diese Fehler stark von den ersten und zweiten Ableitungen der Impulse im 4-dimensionalen Parameterraum der Ma-

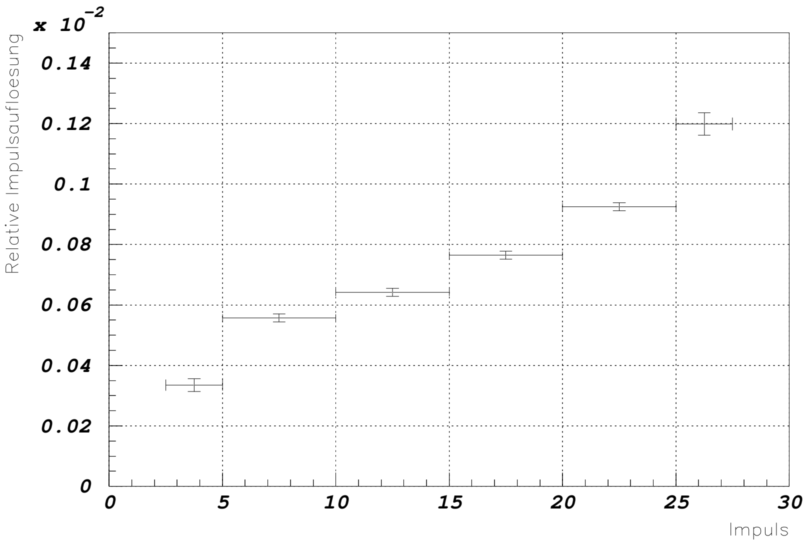


Abbildung 5.6: Bestimmung der Impulsauflösung der Impulsmatrixinterpolation von HRC. Der Fehler ist weit geringer als der durch die Detektorauflösung und Mehrfachstreuung erwartete und kann deshalb vernachlässigt werden.

trix abhängen, ist die analytische Fehlerrechnung wegen des Nichtvorliegens einer analytischen Magnetfeldfunktion nicht möglich.

Stattdessen können spezielle, im Monte-Carlo-Programm generierte Ereignisse von Teilchen, die keinerlei Wechselwirkung mit Materie erfahren und deren exakte Durchgangspositionen durch die HERMES-Detektoren bekannt sind, zum Genauigkeitstest der Impulsmatrixinterpolation herangezogen werden. Abbildung 5.6 zeigt das Ergebnis.

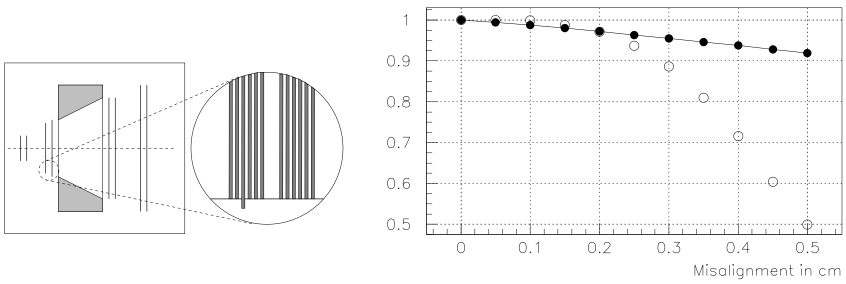
Alignmentfehler, d.h. Ungenauigkeiten im Bau oder der Vermessung der Detektoren

Ungenauigkeiten im Bau oder der Vermessung der Detektoren bewirken eine Verschiebung der rekonstruierten Spuren und tragen somit zu einer Fehlbestimmung des Streuwinkels und des Impulses bei. Während der Streuwinkel sich direkt aus den Detektorkoordinaten bestimmen läßt – Änderungen in der Strahlneigung haben nur einen vernachlässigbaren Einfluß – und sich nach den Gleichungen (4.3), (4.12) und (4.12) fortpflanzt, ist der Fehler im Impuls nur über Simulationen zu bestimmen.

Rotationen der Detektoren und Translationen in y (also parallel zum Spektrometer-feld) und z (in Strahlrichtung) tragen nur in zweiter Ordnung zu einem Fehler bei. Translationen in x hingegen erzeugen in erster Ordnung einen veränderten Ablenkwinkel im Magneten und damit einen Impulsfehler erster Ordnung.

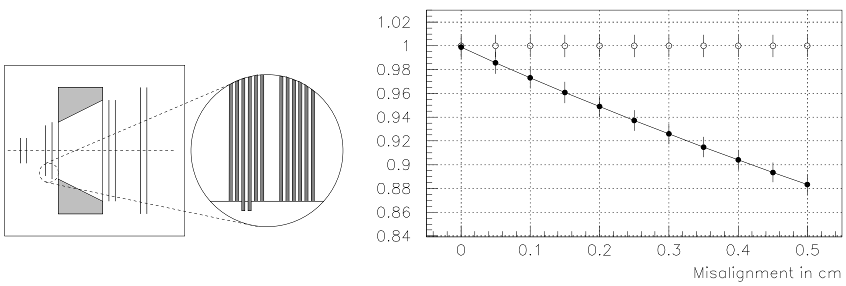
In den folgenden Beispielen sind einzelne Detektoren der vorderen und hinteren Driftkammen bei Monte-Carlo generierten Daten in x-Richtung verschoben und der Einfluß auf den gemessenen Impuls sowie die Rekonstruktionseffizienz dargestellt. Für den Frontbereich wurde absichtlich auf den Einsatz der Vertexkammern zur Spursuche verzichtet, da diese zur Zeit auch bei Echtdaten noch keine Verwendung finden.

Im ersten Beispiel wurde nur eine der vorderen Frontkammern in x-Richtung um ein Wegstück Δx verschoben:



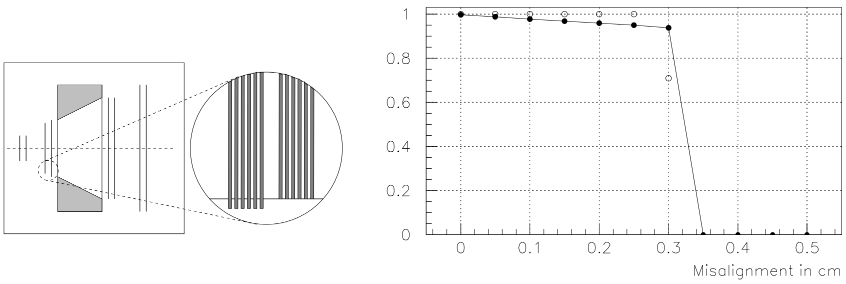
Die dunklen Kreise (•) stellen dabei die gemessenen Impulsverschiebungen ($\frac{\Delta P}{P}$), die hellen Kreise (◦) die Rekonstruktionseffizienzen in Abhängigkeit von Δx dar. Zum Vergleich: Die Vermessung des HERMES-Detektors wurde mit 0.02 cm Genauigkeit vorgenommen.

Werden zwei x Ebenen in die gleiche Richtung verschoben, so wirkt sich der Fehler bereits etwas stärker aus:



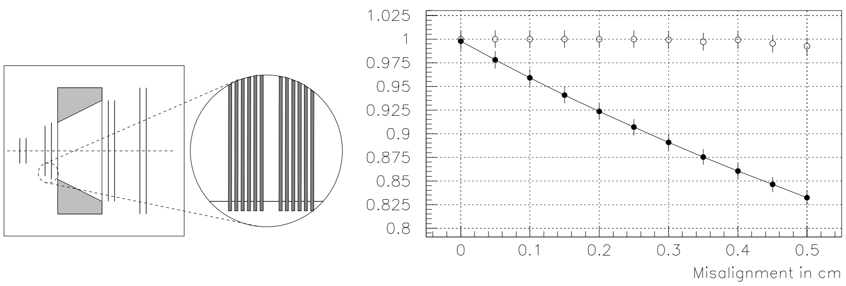
Allerdings ist hier die Rekonstruktionseffizienz nahezu konstant bei 100% – die Zahl der rekonstruierten Spuren ist also ein schlechtes Maß für die eine automatische Alignmentprozedur.

Eine weitere Verschiebung des gesamten Detektor vergrößert den Fehler weiter, da die Korrektur der u und v Drähte zu x wegfällt:



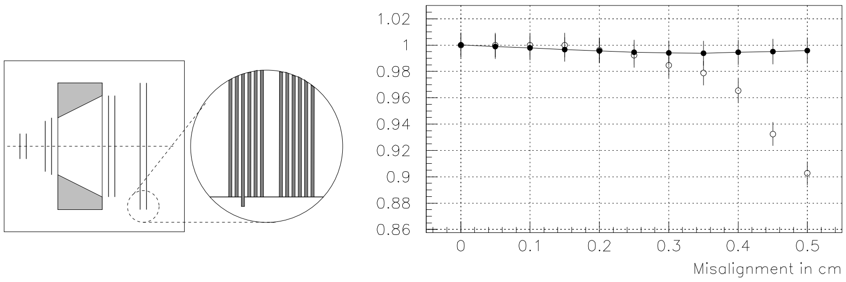
Die generierte Verschiebung im Winkel ist ab $\Delta x > 0.3$cm so groß, daß das Bridging im Magneten versagt und keine Spuren mehr gefunden werden.

Werden alle Frontkammern parallel verschoben, so hat dies wiederum keinen Einfluß auf die Rekonstruktionseffizienz:

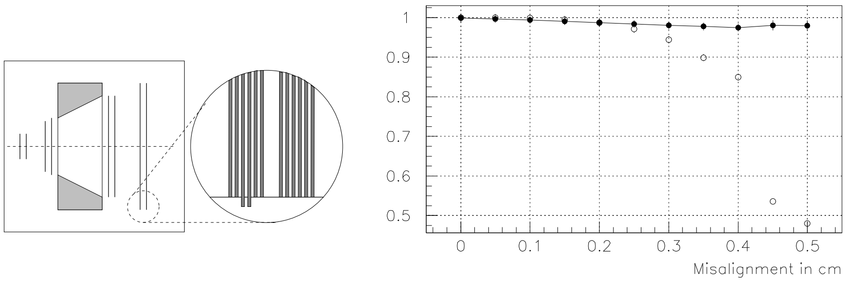


Dabei wird jedoch der Fehler im Impuls so groß, daß eine generelle Verschiebung um die Vermessungsgenauigkeit von HERMES einen systematischen Fehler von über 1% erzeugen würde. Studien mit Echtdaten ohne Magnetfeld können hier zumindest ein relatives Alignment von vorderen und hinteren Driftkammern erreichen[GUT95I].

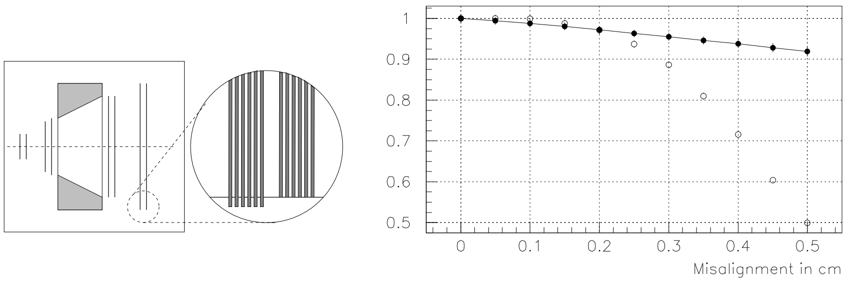
Verschiebungen in den hinteren Driftkammern haben einen geringeren Einfluß auf den Impuls, da dort zum einen der Hebelarm für die Winkelbestimmung erheblich größer ist, zum anderen eine große Redundanz an Detektoren für den Parameterfit vorliegt. Eine verschobene Kammer



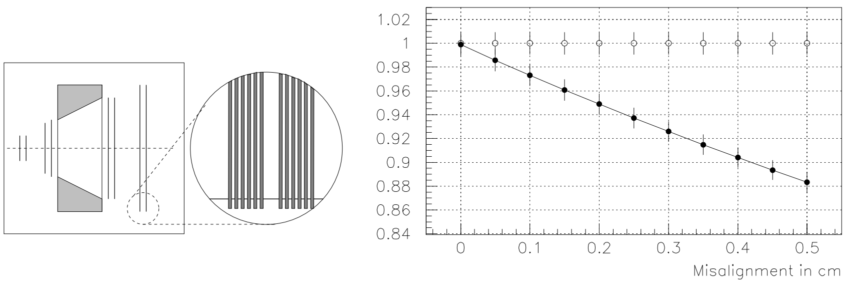
hat einen geringen Einfluß auf die Impulsauflösung. Interessant ist hier, daß ab einer bestimmten Abweichung der durch die Recht-Links-Mehrdeutigkeit gespiegelte Treffer der Spur zugeordnet werden kann, dabei zwar die Effizienz absinkt, der Impulsfehler jedoch geringer wird. Noch deutlicher wird dies bei zwei parallel verschobenen Kammern:



Ein insgesamt verschobener Detektor in den hinteren Driftkammern



zieht die Spur in seine Richtung und verschlechtert Effizienz und die Impulsmessung, während im Fall von zwei parallel verschobenen Detektormodulen



die Effizienz nicht beeinträchtigt ist. In diesem Fall ist außerdem auch das Spurqualitätskriterium χ^2 (Gleichung (4.7)) wegen des kleinen Hebelarms zwischen den hinteren beiden Detektormodulen nicht wesentlich beeinträchtigt, so daß automatisierte Verfahren für die Positionsbestimmung der Detektoren anhand von gemessenen Spuren sehr komplexer und vielfältiger Überlegungen bedürfen, um Fehloptimierungen zu vermeiden.

Kalibrierungsfehler

Kalibrierungsfehler, die sich auf die Impuls- oder Winkelauflösung auswirken, treten nur in den Driftkammern auf. Der ersten Datenproduktion, deren Ergebnisse noch im Kapitel 6 angesprochen werden, lag nur eine grobe Kalibration zu Grunde. Die durchschnittliche Ortsauflösung belief sich auf 500-700 $\mu\mathrm{m}$ pro Kammer. Durch Verbesserungen in der Orts-Driftzeit Beziehung , sowie der t_0 Werte (siehe Kap. 3.2.3), wurden inzwischen Kammerauflösungen von bis zu 200 $\mu\mathrm{m}$ erreicht.

Im wesentlichen verursachen falsch kalibrierte Orts-Driftzeit Beziehungen ähnliche Fehler, wie zufällig leicht gegeneinander verschobene Kammerebenen: durch die große Redundanz der hinteren Detektoren bleibt dort der Einfluß gering, während im vorderen Detektorbereich ohne den Einsatz der Vertexkammern erhebliche Einflüsse auf Winkel und Energie zu verzeichnen sind.

Im nächsten Kapitel werden die erreichbaren Auflösungen für verschiedene Kammerauflösungen gegenübergestellt.

Die endliche Ortsauflösung der Detektoren

Der größte Fehler zur Impuls- und Winkelbestimmung eines Teilchens im Detektor wird durch die endliche Ortsauflösung der Detektoren beigetragen. Durch den defacto Ausfall der Vertexkammern im ersten Jahr der Datennahme wird des weiteren die Winkelbestimmung im vorderen Detektorbereich deutlich beeinträchtigt.

In Abbildung 5.7 ist die mit Monte-Carlo-Daten bestimmte Impulsauflösung für verschiedene Energiebereiche bei einer Detektorauflösung von 0 $\mu\mathrm{m}$(die reine Re-

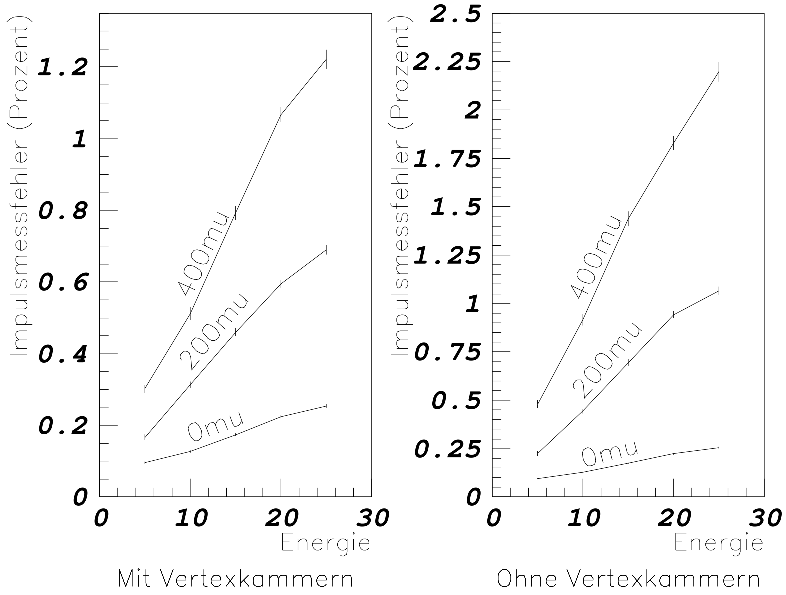


Abbildung 5.7: Die Impulsauflösung des Spektrometers in Abhängigkeit von der Teilchenenergie und der Kammerauflösung unter Vernachlässigung von Mehrfachstreuung.

konstruktionsauflösung), von 200 μm(der Designwert) und 400 μm(der zur Zeit gemessene Wert) dargestellt.

Für die Winkelauflösung wird in erster Ordnung keine Energieabhängigkeit erwartet. Abbildung 5.8 zeigt jedoch eine leichte Tendenz für eine Verschlechterung der Auflösung bei größeren Energien. Dies ist dadurch zu erklären, daß hochenergetische Teilchen vornehmlich unter kleinen Winkeln den Detektor durchqueren und unter kleinen Winkeln der Hebelarm für die Winkelbestimmung kleiner ist. Im Fall der Rekonstruktion ohne Vertexkammern wird eine leichte Energieabhängigkeit erwartet, da die Ortskoordinate des erzwungenen Bridgings (vergleiche 4.6.3) energieabhängig ist.

Die Mehrfachstreuung der Teilchen an der Detektor- und Targetmaterie

Im Gegensatz zu den Meßfehlern der Rekonstruktion und der Digitalisierung der Kammerdaten wird durch die Mehrfachstreuung ein Fehler induziert, der die Spur und Energie eines gestreuten Teilchens hauptsächlich noch vor dem Eintritt in das Spektrometer verändert. In Abbildung 5.12 ist die Strahlungslänge der Materie im

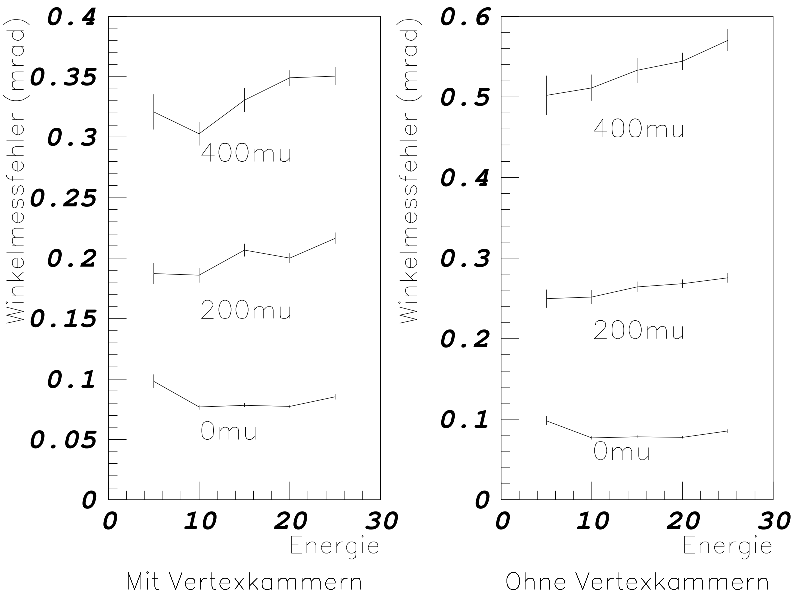


Abbildung 5.8: Die Winkelauflösung im Streuwinkel θ des Spektrometers in Abhängigkeit von der Teilchenenergie und der Kammerauflösung unter Vernachlässigung von Mehrfachstreuung.

Detektor gegen die z-Komponente aufgetragen.

Nach der Bethe-Heither Gleichung verliert ein Teilchen beim Durchgang durch Materie mit der Strahlungslänge x_R

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{E}{x_R} \tag{5.23}$$

an Energie, durch die Aussendung von elektromagnetischer Strahlung. Die mittlere Energie eines Teilchens am Ort x_1 ergibt sich demnach zu

$$\langle E(x_1) \rangle = E_0 e^{-t}, \tag{5.24}$$

mit $t = \int_{x0}^{x_1} \frac{dx}{x_R(x)}$.

Für die Varianz der Winkelstreuung gilt nach der Moliere Theorie[PDG94] für ein Teilchen mit dem Impuls p und der Geschwindigkeit $v = \beta c$

$$(\Delta\theta)^2 = \left(\frac{13.6\mathrm{MeV}}{\beta c p}\right)^2 t(1 + 0.038 \ln t)^2. \tag{5.25}$$

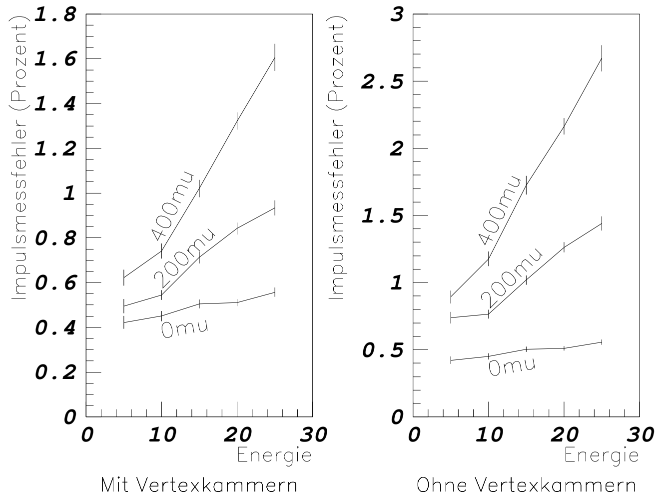


Abbildung 5.9: Impulsauflösung des Spektrometers bei verschiedenen Driftkammerauflösungen. Mehrfachstreuungseffekte sind einbezogen.

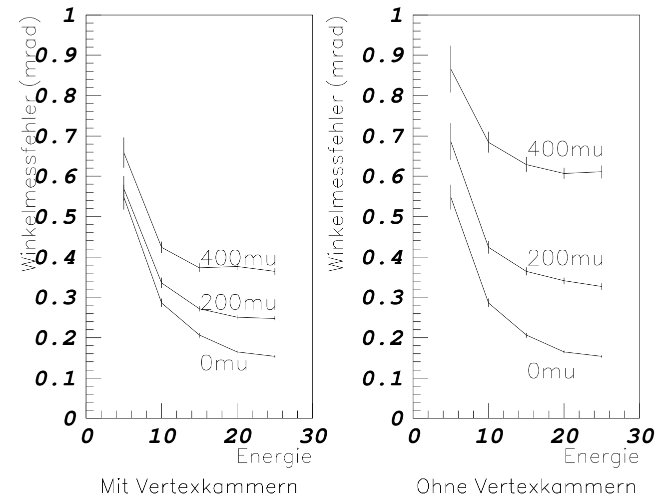


Abbildung 5.10: Winkelauflösung des Spektrometers bei verschiedenen Driftkammerauflösungen. Mehrfachstreuungseffekte sind einbezogen.

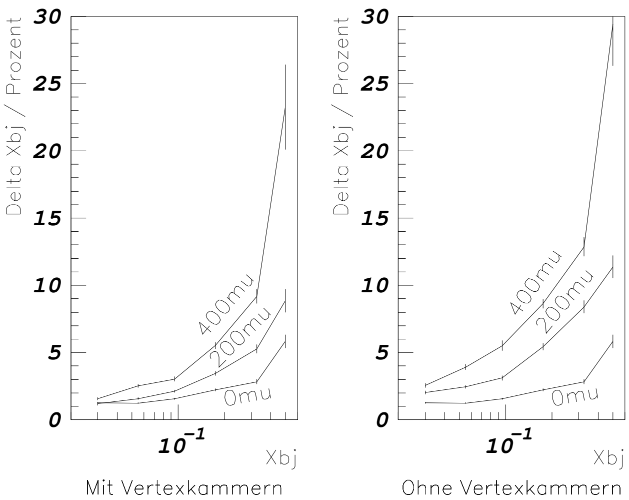


Abbildung 5.11: Auflösung in x_{bj} des Spektrometers bei verschiedenen Driftkammerauflösungen.

Analog zum vorherigen Kapitel lassen sich nun die Impuls- und Winkelauflösungen bei verschiedenen Detektorauflösungen darstellen. Für die exakte Detektordigitalisierung – in den Diagrammen mit einer Ortsauflösung von 0 μm angegeben – dominiert Mehrfachstreuung im Detektor den ermittelten Meßfehler (siehe Abb. 5.9 und 5.10). Der Impulsfehler, der durch die Interpolation der Impulsmatrix entsteht (siehe Abb 5.6), fällt hier mit weniger als 0.15% kaum ins Gewicht. Die Auswirkungen dieser Fehler auf die Messungen von x_{bj} sind in Abbildung 5.11 dargestellt.

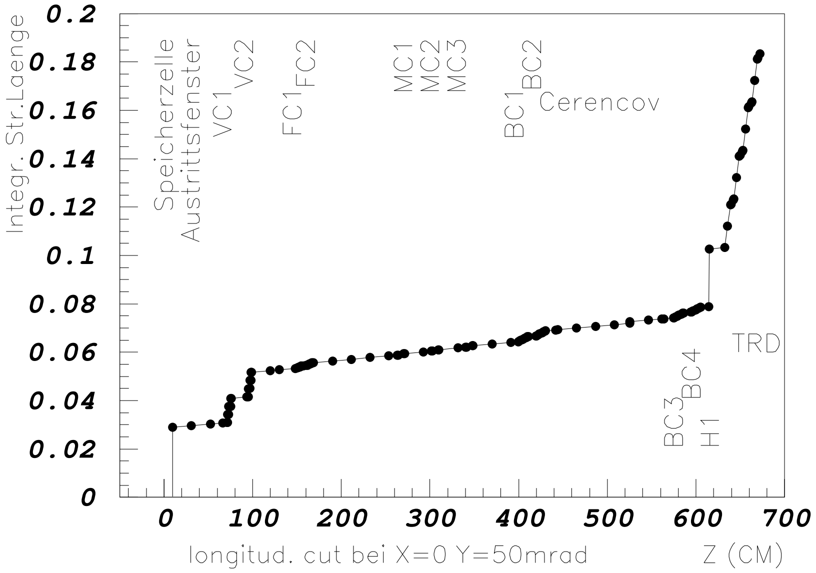


Abbildung 5.12: Integrierte Strahlungslänge eines Teilchens bei $\theta_x = 0$ mrad $\theta_y = 50$ mrad im HERMES Spektrometer.

5.4 Auswirkung auf die Messung der Asymmetrie

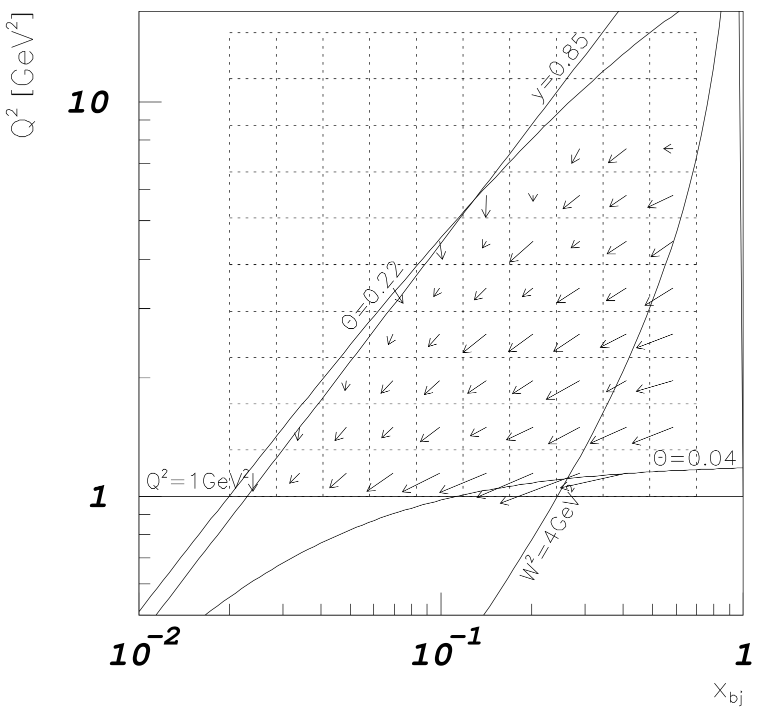


Abbildung 5.13: Die Wanderung der kinematischen Variablen x und Q^2. Der durchschnittliche rekonstruierte Wert von x und Q^2, der in einem der Gitterelemente im Monte-Carlo-Programm generiert wurde, ist durch die Pfeilspitze dargestellt.

Durch den Energieverlust der Streuteilchen in der Detektormaterie bewegen sich die generierten Teilchen in der x-Q^2 Ebene in Richtung kleinerer x und Q^2 Werte (siehe Abbildung 5.13). Diese systematische Faltung der kinematischen Verteilungen kann durch das sogenannte „Unfolding“ größtenteils wieder ausgeglichen werden[AGO94].

Stärkere Probleme bereiten die statistischen Veränderungen der gemessenen Kinematik durch die endliche Detektorauflösungen, die insbesondere bei großen x-Werten ($x \approx 0.5$) 30% erreichen (siehe Abb. 5.11). Sie bewirken in der Analyse eine Beimischung von Ereignissen aus anderen kinematischen Bereichen, die die gemessene Asymmetriefunktion verfälschen kann. Der zu erwartende Fehler ist dabei um so größer, je größer die erste Ableitung der Verteilung in der gemessenen kinematischen Variable ist.

Die 1995 gemessene Strukturfunktion g_1^n, die auf der Messung an einem polarisiertem ^{3}He-Target basieren, weist jedoch einen sehr flachen Verlauf bei großen x Werten auf, so daß die zu erwartenden systematischen Fehler der Messung über den gesamten kinematischen Bereich klein bleiben. Für die Messung von g_1^p stehen 1996 Detektoren mit erhöhter Ortsauflösung in der vorderen Spektrometerregion zur Verfügung, die die Auflösung für große Energien erheblich verbessern werden.

5.5 Ereignisse mit hoher Multiplizität

Ereignisse mit hoher Multiplizität stellen für die Rekonstruktion eine Schwierigkeit dar, weil in die Rekonstruktionseffizienz direkt die Doppelspurauflösung der Frontkammern eingeht. Durch ihre Zellenbreite von 7 mm in etwa 1.4 m Abstand vom Vertex können Spuren mit einem Projektionswinkel in u, v oder x von weniger als 5 mrad nicht mehr getrennt aufgelöst werden. Die Wahrscheinlichkeit für eine solche Überlappung von zwei Spuren ist, wegen der kleinen Winkel, in erster Ordnung proportional zur Anzahl der Spuren minus Eins und ansonsten von der Kinematik der detektierten Teilchen abhängig.

In einem Monte-Carlo-Experiment wurden tief-inelastische Ereignisse kumuliert, um Reaktionen mit einer bestimmten Multiplizität zu simulieren. Das Ergebnis in Abhängigkeit von der Anzahl der detektierten Teilchen ist in Abbildung 5.14 dargestellt.

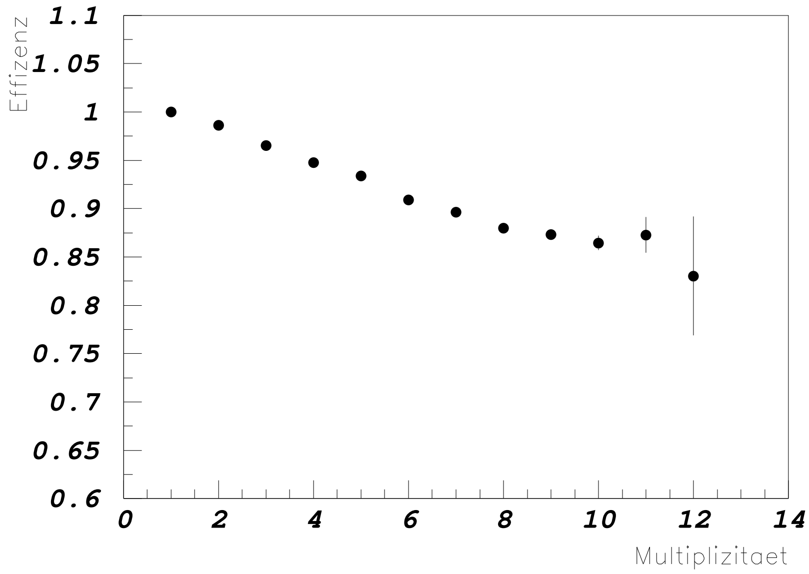


Abbildung 5.14: Die Abhängigkeit der Rekonstruktionseffizienz von der Multiplizität der Ereignisse. Die Beeinträchtigung der Effizienz bei höheren Multiplizitäten beruht hauptsächlich auf dem Verlust von Doppelspuren unter kleinem gemeinsamen Winkel.

5.6 Geisterspuren

Falls die Rekonstruktion Geisterspuren in einem signifikanten Ausmaß produzierte, trüge das erheblich zur Verschlechterung des Meßergebnisses bei, da diese Spuren im Endeffekt eine weitere Form des korrelierten Untergrundes, hier nur softwareinduziert, darstellen (siehe Kap. 4.4).

Es kann jedoch gezeigt werden, daß unter den Untergrund- und Multiplizitätsverhältnissen im HERMES-Detektor nicht mit Geisterspuren gerechnet werden muß:

Auch hier ist es wieder problematisch, die Anzahl der von der Software erzeugten Geisterspuren mittels Echtdaten zu ermitteln, die Anzahl und Lage der guten Spuren in den Echtdaten sind als Vergleichswerte unbekannt.

Monte-Carlo-Studien liefern hier bessere Ausgangsbedingungen: In der Tat konnte mit HRC, trotz der geringen Redundanz in der Frontregion, mit Hilfe des Bridgings und der großen Anzahl von Driftkammern im hinteren Detektorbereich in 20000 tief-inelastischen Monte-Carlo-Ereignissen keine Geisterspur gefunden werden. Das Unterdrückungsverhältnis scheint also hinreichend gut.

Dennoch generiert das Monte-Carlo-Programm keinen realistischen Untergrund. Es wurden deshalb weitere Tests mit hohen Spurmultiplizitäten, die weit über denen bei HERMES zu erwartenden Multiplizitäten liegen, vorgenommen.

In Abhängigkeit von der Multiplizität ist hier die Spurkontamination, sowie deren Varianz von Interesse. Die Spurkontamination ergibt sich aus

$$k = \frac{\text{Anzahl der Fremdtreffer}}{\text{Anzahl der Treffer}} \tag{5.26}$$

einer rekonstruierten Bahn. Die Anzahl der Fremdtreffer läßt sich bei Monte-Carlo-Ereignissen bestimmen. Erwartet wird hier ein linearer Anstieg mit der Multiplizität, der im Besonderen durch die Frontkammerdoppelspurauflösung dominiert ist (siehe Abb. 5.15). Ab einer Kontamination von mehr als 25% kann man von Geisterspuren sprechen.

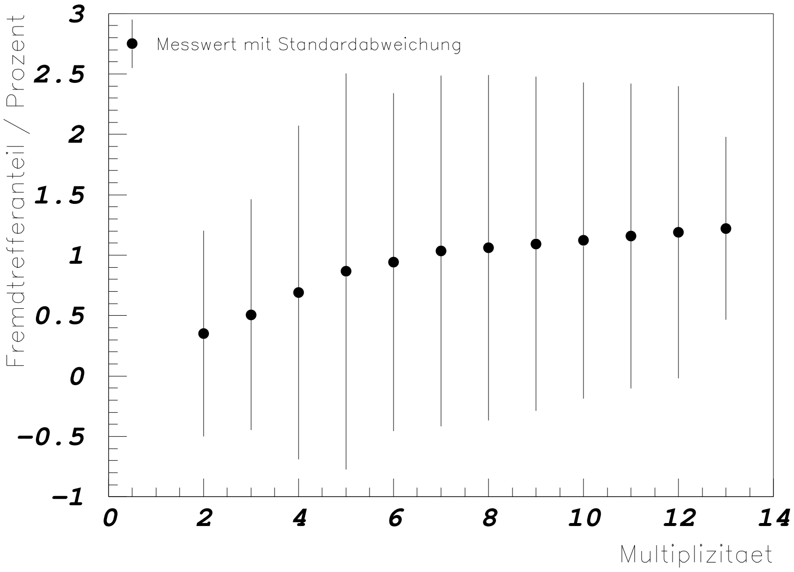


Abbildung 5.15: Die Abhängigkeit der Spurkontamination von der Multiplizität der Ereignisse. Die Fehlerbalken stellen die Standardabweichung der Messung, nicht den Meßfehler dar.

Kapitel 6

Erste vorläufige Ergebnisse

6.1 Kinematische Verteilungen

Als erster Test für die Rekonstruktion von Echtdaten bietet sich ein Vergleich der kinematischen Verteilungen von rekonstruierten Daten zu rekonstruierten Monte-Carlo-Ereignissen an. Dabei können sowohl Unterschiede in der geometrischen Beschreibung des Experiments als auch Fehler oder Unzulänglichkeiten in den Monte-Carlo-Generatoren, die auf Basis der unpolarisierten NMC Messungen programmiert wurden, aufgedeckt werden.

Verglichen werden hier die Verteilungen von 20000 Positronen aus tief-inelastischen Monte-Carlo-Ereignissen mit Verteilungen von 75000 als Positronen identifizierten Teilchen aus 20 Runs. Ein Run ist dabei eine Datennahmeperiode von 5–15 Minuten, in der etwa 500 MegaByte an Rohdaten anfallen.

Folgende Vorüberlegungen sind anzustellen: Monte-Carlo generierte Ereignisse werden entsprechend der kinematischen Ebene generiert, die die Hermes Akzeptanz beschreibt (siehe Abb.6.1). Deshalb müssen sowohl die rekonstruierten, als auch die Echtdaten auf diese Parameter limitiert werden. Die einzelnen Beschränkungen erklären sich wie folgt:

$$Q^2 > 1\mathrm{GeV}^2, \tag{6.1}$$

weil nur für diesen Bereich Skalenverhalten der Strukturfunktionen vorliegt;

$$y < 0.85, \tag{6.2}$$

um die Strahlungskorrekturen in Grenzen zu halten – die Triggerschwelle im Kalorimeter liegt übrigens aus dem selben Grund bei 3.5 GeV;

$$W^2 > 4\mathrm{GeV}^2, \tag{6.3}$$

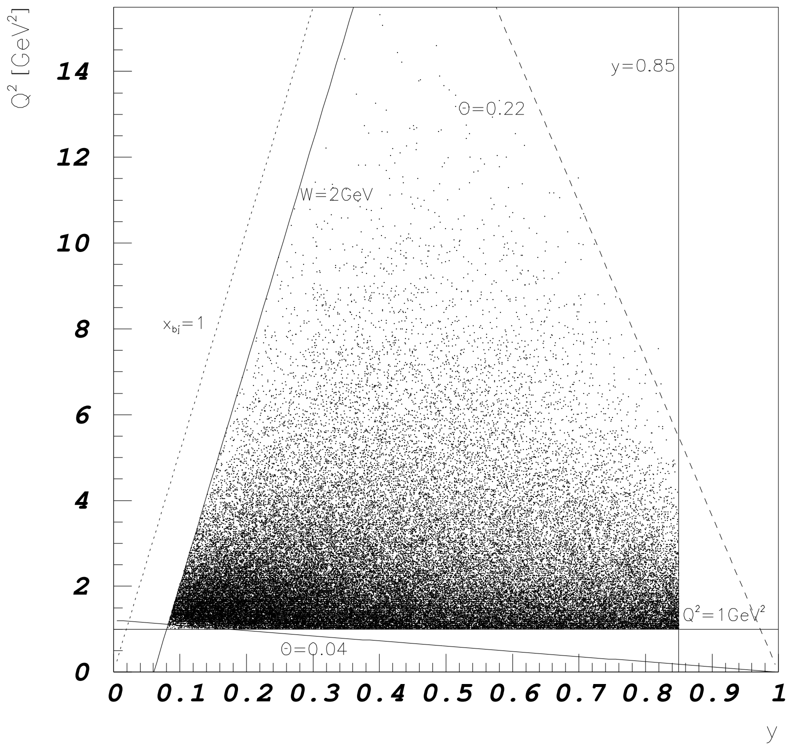


Abbildung 6.1: Die Akzeptanz des Hermes Spektrometers in der $Q^2 - y$ Ebene. In dem Diagramm sind die tiefinelastische Ereignisse aus nur 10 Runs der Datennahme eingetragen, um die Verteilung übersichtlich zu halten.

um die Resonanzregion auszuschließen;

$$0.04 \leq \theta \leq 0.22, \tag{6.4}$$

entsprechend der Winkelakzeptanz des Spektrometers.

Für die Echtdaten muß weiterhin ein zusätzlicher Anteil von Positronen, die nicht aus tiefinelastischer Streuung herrühren, angenommen werden. Dieser, z.B. bei der Photonenkonversion entstehende Untergrund, führt zu einer Veränderung der Spektren, wenn er nicht korrigiert werden kann.

Für einen ladungssymmetrischen Untergrund kann das gemessene Elektronenspektrum subtrahiert werden, um den Positronenspektrum zu korrigieren (siehe

Abb.6.2).

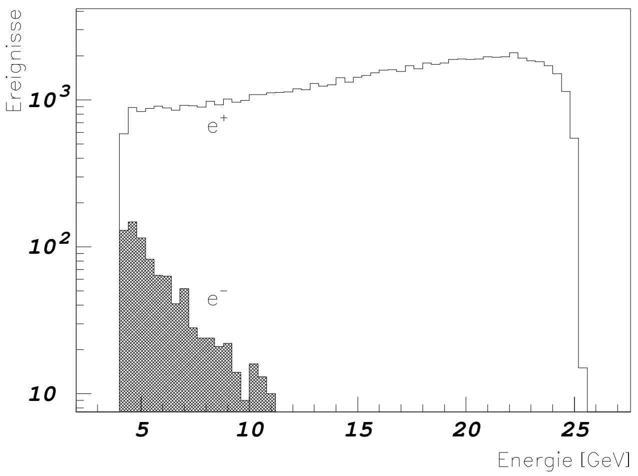


Abbildung 6.2: Anteil von Positronen und Elektronen in den Daten. Durch den Elektronenanteil kann der Positronenuntergrund aufgrund von Photonenkonversion abgeschätzt werden.

Abbildung 6.3 zeigt den Vergleich von Monte-Carlo generierten tief-inelastischen Ereignissen mit Echtdaten, von denen der Positronenuntergrund subtrahiert wurde.

Das erste Diagramm zeigt die Impulsverteilung der Elektronen in tiefinelastischen Ereignissen. Es sind kleine Abweichungen zu beobachten. Für große Impulse verläuft die Verteilung der Monte-Carlo-Daten steiler als die der Echtdaten. Dieser Effekt ist verstanden und beruht auf der unterschiedlichen Kammerauflösung im Experiment und im Monte-Carlo. In diesem Energiebereich ist die Impulsmessung besonders empfindlich für die Kammerauflösung und eine Verschmierung, wie sie bei einer guten Kalibration nicht auftritt, bewirkt eine kleinere Steigung der Kurve bei hohen Impulsen. Für kleine Energien ist wiederum eine leichte Abweichung zu beobachten, die auf der dort noch vorhandenen Pionenkontamination in den Echtdaten beruht. Verbesserte Teilchenidentifikationsalgorithmen (siehe Kap. 4.12) werden diesen Effekt weiter unterdrücken.

Die Winkelverteilungen in ϕ und θ zeigen gute Übereinstimmungen. Das gilt ebenfalls für die Vertexverteilung, die in beiden Fällen einer Verschmierung der zugrundegelegten Dichteverteilung im internen Gastarget entspricht.

Die kleinen Abweichungen in Q^2 und x beruhen auf den oben erklärten Impulsabweichungen.

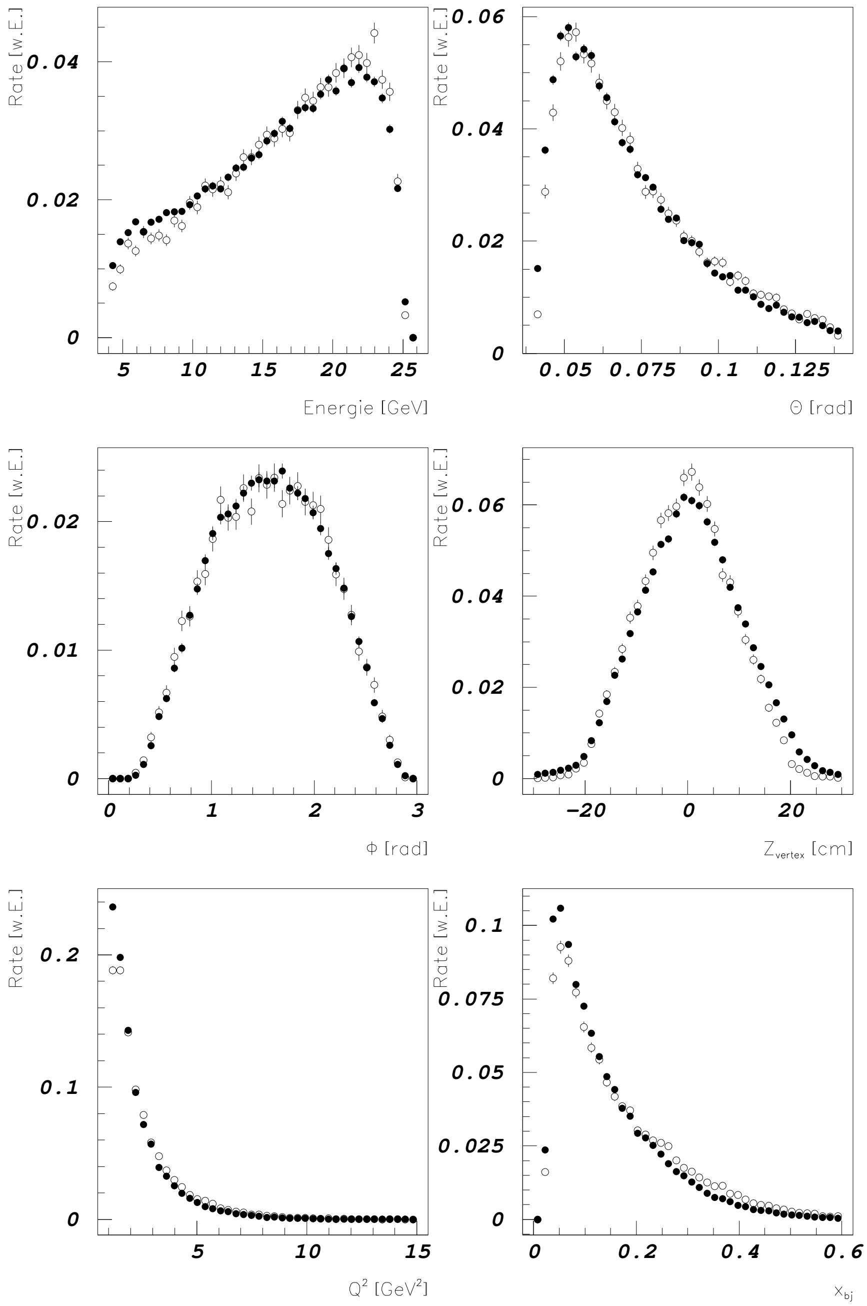


Abbildung 6.3: Vergleich von rekonstruierten Monte-Carlo-Daten (○) mit Echtdaten (●). Die Kinematischen Verteilungen zeigen eine gute Übereinstimmung von Modell und Realität.

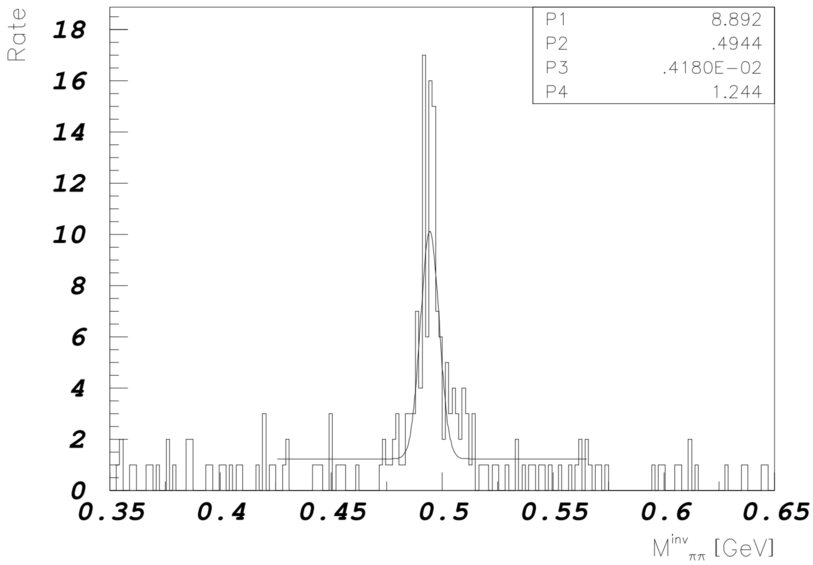


Abbildung 6.4: Die von HERMES gemessene K_s^0 Signatur. Aufgetragen ist hier die invariante Masse zweier entgegengesetzt geladener Pionen, wobei der Vertex der Pionen mindestens 30 cm hinter dem Primärvertex der Elektronen liegen muß. Die ermittelte Masse $m_{K^0}^{\exp} = (494.4 \pm 0.7)$ zeigt gegenüber dem Literaturwert $m_{K^0} = (497.672 \pm 0.033)$ noch eine leichte Abweichung.

6.2 Die K^0 Masse

Die Bestimmung der K^0 Masse aus dem K_s^0 Zerfall

$$K_s^0 \longrightarrow \pi^+ + \pi^- \quad (68.6\%) \tag{6.5}$$

eignet sich in besonderer Weise für die Kalibrierung des Spektrometers.

- Die Masse $m_{K^0} = (497.672 \pm 0.033)$MeV[PDG94] ist hinreichend genau bekannt.
- Die Lebensdauer ist mit $\Delta t_{K^0} = (0.8925 \pm 0.0012) 10^{-10}\, s$ kurz genug, um praktisch alle Zerfälle vor den Frontkammern zu erwarten und lang genug, um ein scharfes Signal zu erzeugen.
- Der Wirkungsquerschnitt für die K_s^0 ist hoch genug, um ein deutliches Signal über dem Untergrund zu bilden.

Die Masse des K_s^0 berechnet sich aus der invarianten Masse zweier nachgewiesener Pionen mit gegensätzlicher Ladung und gemeinsamem Vertex hinter dem Primärvertex:

$$\begin{aligned}(m_{K^0})^2 &= (p_{\pi^+} + p_{\pi^-})^2 \\ &= 2(m_\pi^2 + E_{\pi^+}E_{\pi^-} - \vec{p_{\pi^+}}\vec{p_{\pi^-}})\end{aligned} \tag{6.6}$$

Eine weitere Bedingung, daß nämlich der Vertex der zwei detektierten Pionen 30 cm hinter dem des Primärvertex liegt, liefert ein nahezu untergrundfreies Kaonenspektrum bei jedoch stark reduzierter Statistik. Ein Histogramm dieses Wertes ist in Abbildung 6.4 dargestellt. Als Optimierungskurve bietet sich hier eine Gaußkurve – die Breite wird durch die Detektorauflösung, nicht durch die Zerfallsbreite dominiert – mit einem konstanten Untergrundterm an. Das Ergebnis der Optimierung (χ^2 = 0.6) liefert eine Kaonenmasse von $m_{K^0}^{(\mathrm{exp})} = (494.4 \pm 0.7)$ MeV bei einer Breite von $\Delta m_{K^0}^{(\mathrm{exp})} = (4.2 \pm 0.9)$ MeV. Der Wert für m_{K^0} deutet auf eine Fehlkalibrierung des Spektrometers in der zugrundeliegenden ersten Datenrekonstruktion von 0.5% hin. Inzwischen wurde die Ausdehnung der in der Analyse verwendeten Magnetfeldparametrisierung überprüft und um 20 cm in Strahlrichtung nach vorne und hinten erweitert, da die dort auftretenden Streufelder ebenfalls zur Impulsbestimmung beitragen. Ersten Studien zufolge gleicht dies die beobachtete Fehlkalibrierung aus.

Die Zerfallsbreite ($\Delta E_{K_s^0} \approx \frac{\hbar}{2\gamma\Delta t_{K_s^0}} = \gamma^{-1} \cdot 7.4 \cdot 10^{-6} eV$ mit $\gamma = 4 \ldots 40$) ist vernachlässigbar gegenüber der Detektorauflösung. Die gemessene Breite führt daher direkt zur Spektrometerauflösung:

$$\begin{aligned}\Delta m_{K^0} &= \frac{1}{m_{K^0}} \left\{ \left[(\Delta E_1 E_2)^2 + (\Delta E_2 E_1)^2 \right] [1 - \cos(\theta)]^2 \right. \\ &\quad \left. + [\Delta\theta E_1 E_2 \sin(\theta)]^2 \right\}^{\frac{1}{2}}\end{aligned} \tag{6.7}$$

θ ist hierbei die Winkeldifferenz der beiden Pionenimpulse.

Ein Angleich für die in der Verteilung gefundenen Kaonen an Gleichung (6.7) führt auf $\Delta E = 0.04$ GeV und $\Delta\theta = 1$ mrad. Bei einer mittleren Pionenenergie von 3.6 GeV folgt hieraus eine Energieauflösung von etwa 1% in diesem Energiebereich, in guter Übereinstimmung mit den Ergebnissen aus Monte-Carlo-Studien (siehe Kap. 5.3).

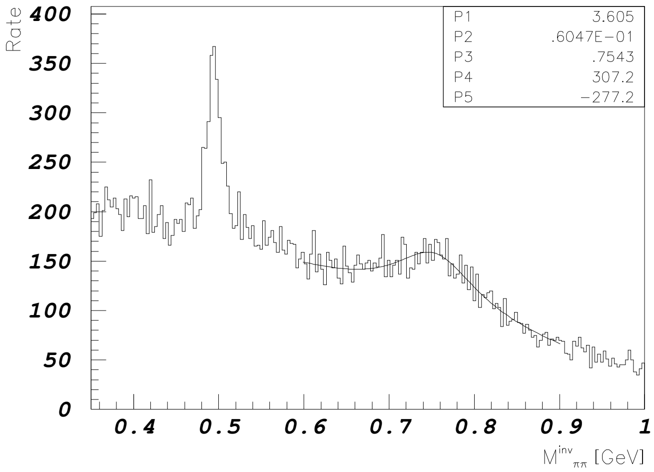


Abbildung 6.5: Die Verteilung der invarianten Masse zweier Pionen mit gegensätzlicher Ladung. Das scharfe Signal links entsteht durch die K_s^0-, das breitere rechts durch die ρ-Resonanz.

6.3 Die ρ(770) Masse

Im Gegensatz zur eben besprochenen K_s^0-Resonanz hat der Zerfall

$$\rho \longrightarrow \pi^+ + \pi^- \quad (\sim 100\%) \tag{6.8}$$

eine große natürliche Linienbreite. Die ρ-Masse ist mit $m_\rho = (769.9 \pm 0.8)$ MeV bei einer Breite von $\Delta E_\rho = (151 \pm 1.2)$ MeV angegeben[PDG94].

Abbildung 6.5 stellt das Spektrum der invarianten Massen zweier Hadronen mit gemeinsamen Vertex und unterschiedlicher Ladung aus etwa 1000 Runs der Datennahme dar. Bei den Hadronen handelt es sich größtenteils um Pionen, die jedoch im Impulsbereich unterhalb von 6 GeV nicht sicher identifiziert werden können (siehe Kap. 4.12.2). Deutlich zu sehen sind links das scharfe K_s^0-Signal und die breitere ρ-Resonanz rechts.

Eine Optimierung einer Breit-Wigner-Verteilung über einem linear abfallenden Untergrund im Bereich von 600 bis 900 MeV führt auf die ρ-Masse mit einem Wert von $m_\rho^{(\exp)} = (754 \pm 10)\ MeV$. Für die relativistisch reduzierte Resonanzbreite ergibt sich $\Delta m_\rho = (60 \pm 6)$ MeV. Der χ^2-Wert der Optimierung beläuft sich auf $\chi^2 = 0.94$. Der Fehler in der Massenbestimmung liegt somit bei $\frac{m^{(\exp)} - m}{m} = (-1.9 \pm 1.3)\%$.

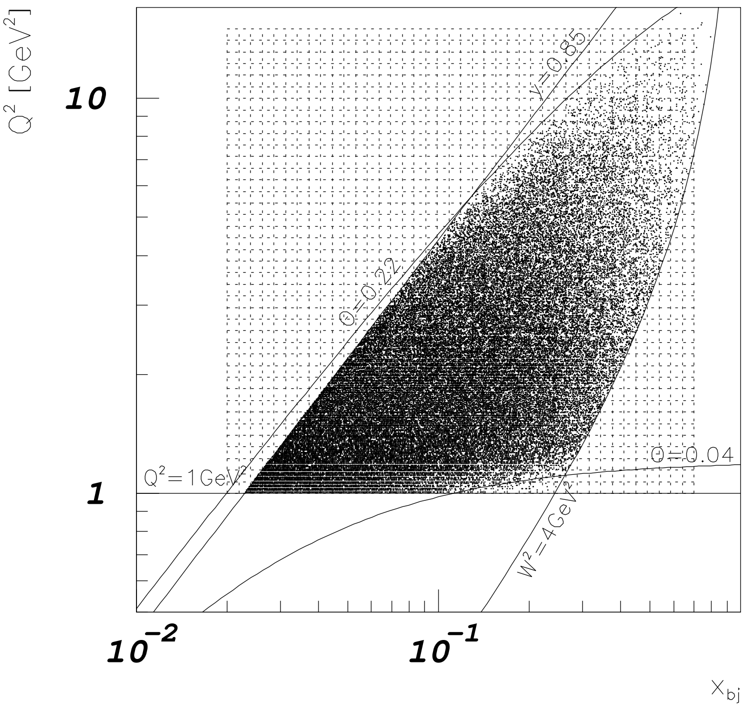


Abbildung 6.6: Einteilung der Q^2-x Ebene in ein 40×40 Punkte umfassendes Gitter. Die Kinematischen Grenzen sind ebenso eingezeichnet, wie die Ereignisse aus 10 Runs der Datennahme. Das Gitter wird nur zu etwa 30% besetzt.

6.4 Die Asymmetrie $A_1^n(x, Q^2)$

Die hier beschriebene Analyse der Spin-Asymmetrie stellt nur ein vorläufiges Ergebnis dar und soll der bald zu erwartenden endgültigen g_1 Analyse der HERMES Kollaboration nicht vorgreifen.

Im ersten Jahr der Datennahme lief das HERMES-Experiment 1995 mit einem longitudinal polarisierten ^3He-Target bei einer Targetdichte von $1 \cdot 10^{15} \frac{\text{Nukleonen}}{\text{cm}^2}$.

Analysiert werden hier nur etwa ein Drittel der bislang rekonstruierten Daten, da zum Zeitpunkt der Fertigstellung dieser Arbeit noch nicht alle Targetpolarisationswerte vorlagen. Die Daten werden durch einfache Filter auf Qualität untersucht. Dabei wird berücksichtigt, daß ein Run durch Ausfälle einiger Detektoren nur für einen begrenzten Zeitraum nicht verwertbare Daten enthält und daß bei einem Ausfall in einer Detektorhälfte die Daten der anderen noch analysiert werden können.

Ein Qualitätskriterium ist die Anzahl der nachgewiesenen Positronen, normiert auf die betrachtete Intervallänge Δt_i, die Luminosität $\mathcal{L}_i$ und die Totzeit der Datennahme T_i:

$$\mathcal{C}_i^{e^+} = \frac{N}{\Delta t_i \mathcal{L}_i (1 - T_i)}. \tag{6.9}$$

Dieser Parameter testet sowohl Rekonstruktionseffizienzverluste, die durch Kammerausfälle auftreten, als auch solche durch Teilchenidentifikationsprobleme.

Des weiteren wurden die gemittelten Signale des Preshowers, des Čerenkovzählers sowie das Verhältnis von Kalorimeterenergie und Impuls für Elektronen und Pionen als Kontrolle für die Teilchenidentifikation herangezogen.

Die Verteilungen dieser Qualitätsparameter sowie die verwendeten Schnitte, die durch ein 2σ Intervall um die Erwartungswerte der Verteilungen definiert werden, sind in Abbildung 6.7 abgebildet.

Bei der Analyse werden die Daten getrennt für obere und untere Detektorhälfte und getrennt für den Polarisationszustand des Targets in Intervalle der Sollänge 200 Sekunden unterteilt. Durch variable Runlänge und das Umschalten der Targetpolarisation innerhalb eines Runs, kann die Intervallänge jedoch effektiv zwischen 10 und 250 Sekunden liegen. In jedem dieser Intervalle werden die registrierten tiefinelastischen Ereignisse in einem logarithmisch aufgeteilten, 40×40 Elemente umfassenden Gitter der x-Q^2 Ebene (siehe Abb. 6.6) gezählt und mit der integrierten Luminosität $\mathcal{L}$ und den Qualitätsparametern abgespeichert.

Auf diese Weise werden für das erste Drittel der 1995er Daten $2,57 \cdot 10^6$ Ereignisse ausgewertet. In einem zweiten Schritt werden die Qualitätsparameter mit den zulässigen Grenzwerten verglichen. Mit Hilfe der Strahl- und Targetpolarisation und des Abschwächungsfaktors wird dann für die Photonenpolarisation $D(x, Q^2)$ (siehe Gleichung (2.37)) für jeden Gitterpunkt nach Gleichung (2.50) $A_1^{^3\mathrm{He}}(x, Q^2)$ berechnet. Nach den Qualitätskontrollen verbleiben dafür noch $2,10 \cdot 10^6$ Ereignisse.

Zur Berechnung von A_1^n wird dann auf jedes Gitterelement Gleichung (2.52) angewandt und schließlich das Gitter auf 10 Elemente in x projiziert, wobei die Gitterelemente entsprechend dem inversen Quadrat des statistischen Fehlers ihres Inhalts gewichtet werden müssen. Die Strahlungskorrekturen an $A_1^n(x, Q^2)$ werden über ein iteratives Verfahren nach [AKU95I] durchgeführt.

Mit Gleichung (2.47) kann über $F_2^n(x, Q^2)$ [NMC92] und $R(x, Q^2)$ [WHI90] A_1 in g_1 umgerechnet werden.

Etwa zwei Monate nach der Fertigstellung dieser Arbeit wurden erste vorläufige Ergebnisse des HERMES-Experiments veröffentlicht. Die Analyse beruht in wesentlichen Teilen auf der oben beschriebenen Methode, wobei an die Datenselektion

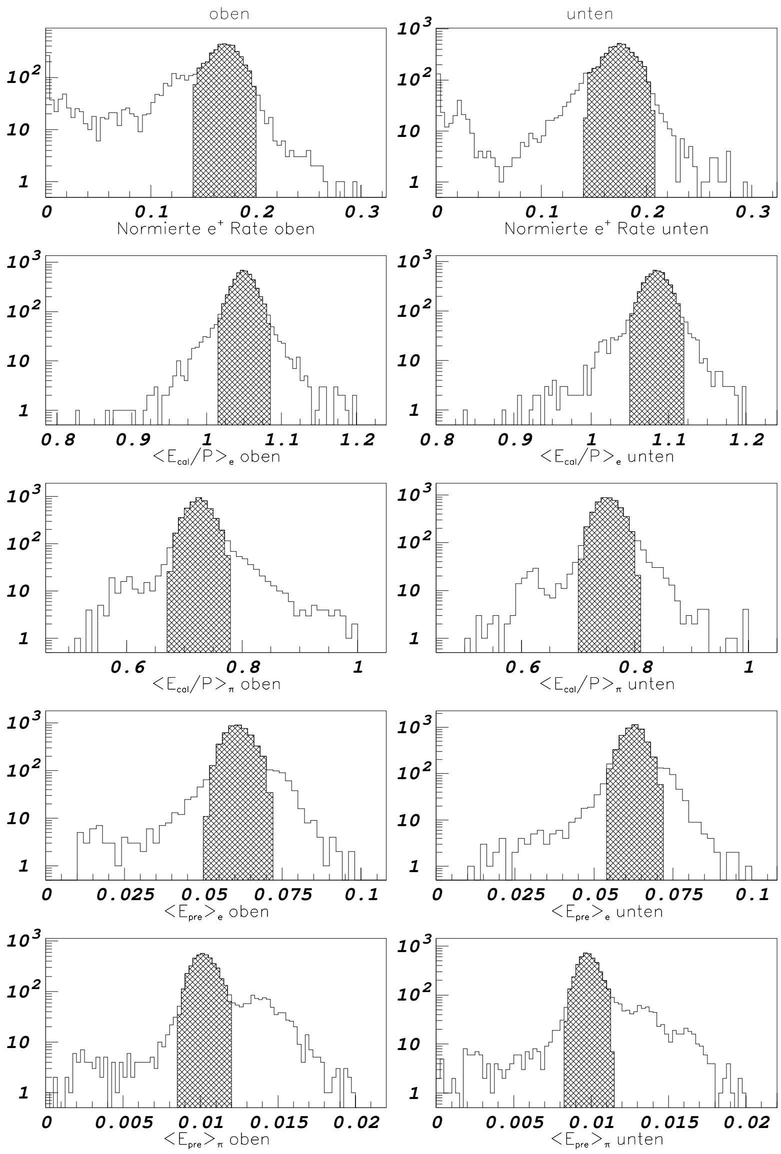


Abbildung 6.7: Zur Qualitätskontrolle für die A_1 Analyse wurden diese Verteilungen herangezogen. Oben ist die normierte Rate tiefinelastischer Ereignisse angezeigt, darunter folgen mittlere Kalorimeterenergie geteilt durch Impuls und mittlere Preshower Energie jeweils für Positronen und Pionen. Rechts und links sind oberer und unterer Detektor getrennt dargestellt. Das Doppelsignal im Čerenkov rührt von einer Änderung des Füllgases während der Datennahme her.

für das vorläufige Resultat sehr restriktive Bedingungen geknüpft wurden, es fließen weniger als 40% der 1995 genommenen Daten in die Berechnung ein. Auch wurde in diesem vorläufigen Ergebnis auf die Veröffentlichung der beiden Punkte mit dem größten und kleinsten $x_{\rm bj}$-Wert verzichtet. Für die endgültige Veröffentlichung erwartet man, daß durch weitere Spektrometerstudien ein Großteil der jetzt noch nicht verwendeten Daten, für die Analyse zurückgewonnen werden kann, und so der jetzt noch relativ große statistische und systematische Fehler der Messungen deutlich reduziert wird.

Das vorläufige HERMES-Ergebnis für g_1^n ist in Abb. 6.8 dargestellt. Für die Berechnung des Ellis-Jaffe Integrals (siehe Gleichung (2.33)), wird g_1^n bei einem festen $Q^2 = 3\,\mathrm{GeV}^3$ berechnet, wobei man davon ausgeht, daß A_1 von nicht Q^2 abhängt. Die Werte außerhalb des veröffentlichten x-Bereichs müssen für das Ellis-Jaffe Integral extrapoliert werden. Für den Bereich von $x < 0.03$ wird nach [ELL88] $g_1(x) = \mathrm{const.}$ angenommen, während für $x > 0.6$ nach [BRO95] $g_1(x) \sim (1-x)^3$ verwendet wird.

Das vorläufige Ergebnis ist

$$\int_0^1 dx\, g_1^n(x) = -0.032 \pm 0.013_{\mathrm{stat.}} \pm 0.017_{\mathrm{syst.}}. \tag{6.10}$$

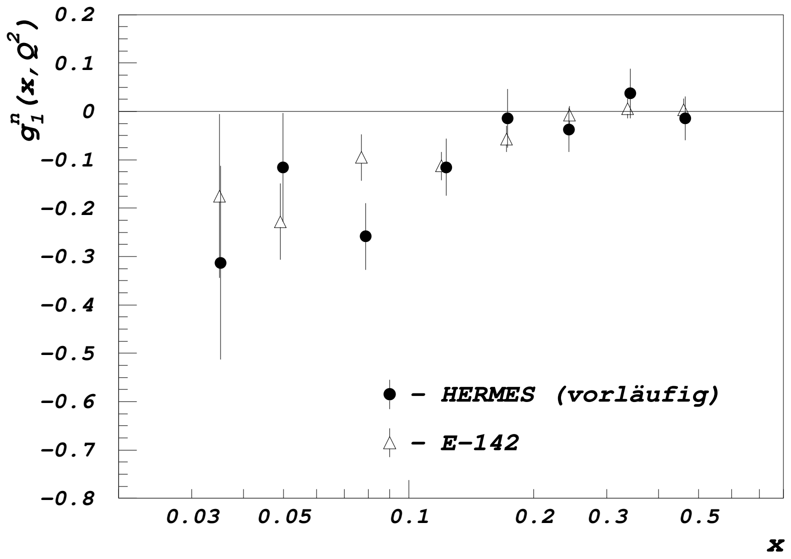


Abbildung 6.8: Das vorläufiges HERMES-Ergebnis für g_1^n. Zum Vergleich sind die Ergebnisse von E-142 eingetragen. Nur statistische Fehler sind dargestellt. $g_1^n(x, Q^2)$ ist für jeden x-Wert bei den jeweiligen mittleren Q^2 dargestellt.

Kapitel 7

Zusammenfassung und Ausblick

Ziel dieser Arbeit war die Erstellung eines zuverlässigen und schnellen Rekonstruktionsprogrammes, das es erlaubt, kurze Zeit nach dem Ende der ersten Datennahmeperiode, veröffentlichungsreife Datenauswertungen durchzuführen. Tatsächlich war das Rekonstruktionsprogramm, zusammen mit wesentlichen anderen Teilen der Analysesoftware bereits drei Stunden, nachdem die ersten Ereignisse bei vollständig eingeschaltetem Detektor gemessen wurden, in der Lage, diese zu analysieren und erste Impulsverteilungen zu bestimmen.

Obwohl der Ausfall großer Teile der Magnetkammern sowie Schwierigkeiten mit der Elektronik der Vertexspurkammern als unvorhergesehene Zwischenfälle die Analyse behinderten, konnte HERMES frühzeitig zeigen, daß kurz nach der Anlaufphase des Experimentes Daten genommen wurden, die den Erwartungen von Messungen aus früheren Experimenten entsprachen. Durch die Bestimmung der Kaonenmasse aus K_s Zerfällen im Detektor konnte gezeigt werden, daß die Impulseichung des Spektrometers besser als 0.5% ist.

Die somit erwiesene Zuverlässigkeit der Analysesoftware wurde im wesentlichen durch den Einsatz moderner Programmiermethoden und intensiver Tests mittels realitätsnaher Monte-Carlo-Simulationen erreicht.

Nach dem Ende der ersten Datennahmeperiode sind die wichtigsten Aufgaben, nämlich die Kalibration des Detektors und die Kontrolle der Datenqualität einzelner Runs, dank der hohen Analysegeschwindigkeit – die komplette Rekonstruktion der 1995er Daten benötigt etwa 3 Wochen – in Kürze abgeschlossen und mit ersten Ergebnissen kann bald gerechnet werden.

1996 machen Veränderungen am Detektor Erweiterungen der Rekonstruktionssoftware erforderlich. So müssen die starken Haltefelder für das Wasserstoff/Deuteriumtarget in der Vertexbestimmung berücksichtigt werden und weitere Driftkammern im vorderen Detektorbereich in die Spursuche integriert werden. Der modulare Aufbau des Programmes wird eine einfache und schnelle Realisierung dieser Aufgaben ermöglichen.

Anhang A

Die Online Datenbank - DAD

HERMES hatte sich zu Beginn der Softwareentwicklung für ein einheitliches Datenverwaltungsmodul zu entscheiden, damit sowohl das Datenformat für die Analyse, als auch das Format für die zu erwartenden großen Mengen an konstanten und variablen Detektorparametern allen Analysekomponenten jederzeit zur Verfügung stehen.

Bei der Entscheidung für ein Softwarepaket standen verschiedene Überlegungen an:

- Verfügbarkeit. War das Produkt frei erhältlich? In einer großen Kollaboration ist ein kommerzielles Produkt, zumal wenn erhebliche finanzielle Resourcen benötigt werden, nicht generell einsetzbar.
- Support. Wird ein Produkt gewartet und weiterentwickelt?
- Sprachunterstützung. Ist es möglich, auf Daten von C und Fortran77, den beiden ursprünglich von HERMES unterstützten Programmiersprachen zuzugreifen?
- Resourcen. Sind der zusätzliche CPU und Speicherbedarf gering?
- Interface. Sind Benutzerschnittstellen verfügbar, die Datenbankzugriffe und -veränderungen in einfacher Art und Weise erlauben?

Die Tatsache, daß sich die Kollaboration für das ADAMO-Paket entschied, und nicht für andere freie Pakete, wie z.B. GDBM der Free Software Foundation, lag vor allem an der Anforderung für die Fortran77 Sprachunterstützung, die nur von ADAMO in guter Qualität bereitgestellt wird.

ADAMO selbst stellt zwar Dateiverwaltungsfunktionalitäten für einzelne Prozesse, jedoch kein Datenbankmanagement zur Verfügung. Auch die Benutzerschnittstellen waren stark verbesserungsbedürftig.

Durch die Entwicklung der HERMES-Pakete DAD und PINK wurden diese und andere Einschränkungen ausgeräumt, wobei die ursprüngliche Struktur der bisher entwickelten Softwarepakete, insbesondere das HERMES Monte-Carlo-Programm und die Rekonstruktion, voll erhalten bleiben konnte.

A.1 Das Datenverwaltungsmodul ADAMO

ADAMO[PTG94] wurde von der Programming Techniques Group am CERN entwickelt. Daten in Adamo werden in einem *Entity-Relationship* Modell organisiert, d.h. es verwaltet Datensätze und Beziehungen zwischen diesen. ADAMO bietet eine Vielzahl von Hilfsmitteln für den Programmierer, um effektive Zugriffe auf die Daten zu ermöglichen. Allerdings kann auf diese Datenbank nur immer von einem Prozeß und immer nur auf einem Rechner zugegriffen werden.

Für die Analysesoftware, die parallel auf verschiedenen Prozessoren und Rechnern, sowie durch eine Kette von hintereinanderlaufenden Programmen realisiert ist, ist der von ADAMO gebotene Datenzugriff nicht ausreichend. Steuerungs- und Monitorprogramme, die während der Datennahme den Detektorstatus protokollieren, benötigen eine Möglichkeit der Kommunikation untereinander – auch dort konnte eine Datenbank auf der Basis von ADAMO als Kommunikationsdienst eingesetzt werden.

A.2 Das Client-Server Konzept

DAD wurde mit einem Client-Server Konzept realisiert: Die Organisation der Daten wird von einem oder mehreren zentralen Prozessen, Server genannt, übernommen, die auch die Verteilung an die datenverarbeitenden Prozesse, Clients genannt, entsprechend deren Anforderungen realisieren.

Der Server selbst basiert auf einem Multi-Prozeß Kern, der es ihm erlaubt, die vielen quasi gleichzeitig eintreffenden Anforderungen simultan zu bearbeiten.

Die einfachste Form der Kommunikation findet über den Austausch kompletter Datensätze, im ADAMO Konzept DATAFLOW, statt. Dabei wird eine Vielzahl von Tabellen und Daten übertragen und entweder im Server aktualisiert oder dem Client zur Verfügung gestellt.

Semaphoren, die ein Server den Clients zur Verfügung stellt, regeln den Zugriff auf zu verändernde Daten.

Da jedoch nicht immer alle Daten eines Datensatzes benötigt werden, bietet DAD zwei weitere Modi des Datentransfers bei verringerter Bandbreite an.

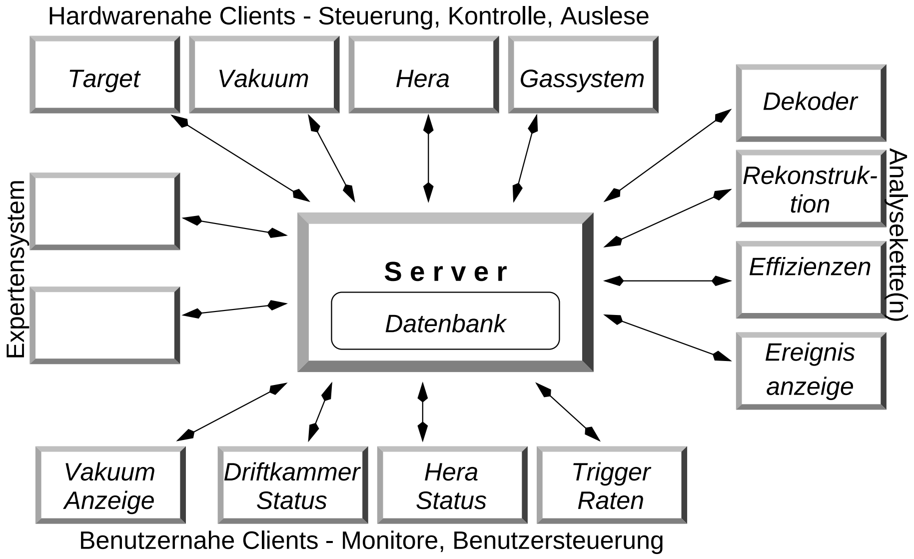


Abbildung A.1: Das Client-Server Konzept von DAD im HERMES-Experiment. Hardwarenahe Clients senden Daten zum Server und empfangen Steuerungsbefehle über den Server von benutzernahen Clients oder dem Expertensystem (noch nicht implementiert). Die Analyseketten benutzen die Daten im Server für die Interpretation und Kalibration der Meßwerte aus dem Datenstrom der Ereignisse.

gDetector

ID	Name	Type	zPos	...
1	VC1	MSG	30.1	
2	VC2	MSG	42.1	
3	FC1	DC	98.2	
...				

aligOffset

ID	deltaZ	deltaX	...
1	0.03	0.05	
2	0.12	-0.01	
3	-0.04	0.12	

calibWireEff

ID	WireN	Effic	Hot
1	178	94.2	72.8
2	208	93.4	308.2
3	808	70.0	0.5
4	23	30.2	0.8
...			

Abbildung A.2: Beispiel eines ADAMO Datensatzes, DATAFLOW genannt. Er besteht aus Tabellen und Beziehungen, die bestimmte Tabelleneinträge miteinander verknüpfen.

A.3 Zeitlich veränderliche Information

Die meisten Daten, die über die Experimentsteuerung gespeichert werden müssen, sind zeitabhängige Werte. DAD trägt dem Rechnung, indem ein spezieller Modus sowohl das Speichern als auch das Abrufen von zeitabhängigen Meßwerten zu einem gewünschten Zeitpunkt oder Zeitintervall unterstützt.

Beispiele für solche Anwendungen sind:

- die Anzeige des Detektorstatus über einen Zeitraum in der Vergangenheit,
- die Auswertung des Detektorstatus zur Qualitätskontrolle und
- die Analyse von Ereignissen, wobei sowohl die Detektorgeometrie, als auch Kalibrationskonstanten zeitabhängig vom Server angefordert werden.

Der Datentransfer zwischen Client und Server wird hierbei ausschließlich auf die Veränderungen im Datensatz beschränkt. Das aufwendige Übertragen der gesamten Daten entfällt.

A.4 Buchen von Nachrichten

Während Daten im Server anlaufen, können Clients, die an Veränderungen gewisser Parameter interessiert sind, diese automatisch vom Server anfordern. Daten werden vom Server gebucht, indem man eine Bedingung an einen Datensatz knüpft, die vom Server beim Eintreffen von neuen Daten geprüft wird. Ist die Bedingung erfüllt, so werden die neuen Daten an den buchenden Client weitergeleitet.

Auf diese Weise empfangen zum Beispiel Monitorprogramme ihre Daten, die dann in *tcl/tk*[OUS94] basierten Anzeigen dargestellt werden (siehe Kap. A.6).

Über das Buchen von Nachrichten tauschen aber auch die Clients für die Experimentkontrolle ihre Nachrichten aus, indem sie die Nachricht „Kommandotabelle“ abonnieren, mit der Bedingung, daß ein Kommando an sie selbst geschickt wurde. Anhand des Absenders, der auch in der Kommandotabelle vermerkt ist, können sie an diesen über den gleichen Mechanismus eine Antwort auf das Kommando senden.

DAD ist auf diese Weise zu einem essentiellen Bestandteil der HERMES-Experimentkontrolle geworden.

A.5 Dad als Adamo IO Treiber

Zusätzlich zu den Datenbankeigenschaften bietet DAD gegenüber ADAMO verbesserte I/O Routinen an, die hohe Durchsätze erlauben und das Konzept des Datenstromes für die Analysekette direkt unterstützen.

Zwischen Dekoder und dem Rekonstruktionsprogramm werden Daten nur in dieser Form ausgetauscht, um die Produktionsgeschwindigkeit zu steigern.

DAD stellt für Datenströme ein weiteres Hilfsmittel in Form eines Datenfilters `hexe` zur Verfügung. Über den Aufruf

```
$ hexe hrc.output --output hexe.output \
       ++filter     'rcCluster:E > 1.5' \
       --expression 'rcTrack:2:rProbPion>0.8'
```

können beispielsweise aus der Ausgabe des Rekonstruktionsprogrammes alle Ereignisse ausgefiltert werden, in denen mindestens zwei Pionen vorkommen. Zusätzlich werden Kalorimetercluster im Datenstrom nur dann behalten, wenn ihre Energie oberhalb von 1.5 GeV liegt.

A.6 Pink – ein graphisches Userinterface für Dad

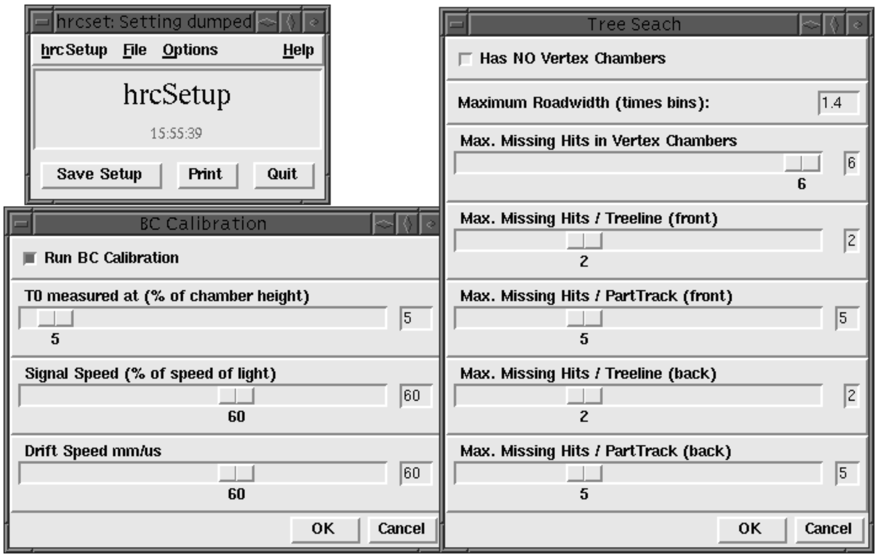


Abbildung A.3: Ein Beispiel für eine PINK Anwendung. Hier können interaktiv die Parameter für die Rekonstruktion eingestellt werden.

Auf der Basis von *tcl/tk* und DAD wurde von K. Ackerstaff und M.-A. Funk eine Benutzerschnittstelle für DAD und ADAMO namens PINK[ACK95] entwickelt.

Mit dieser lassen sich unter anderem einfach zu bedienende Benutzerschnittstellen zur Datenbank oder zum Experiment, Monitore für den Detektor- oder Analysestatus und spezielle interaktive Anzeigen für Ereignisse erstellen.

Ein Beispiel für eine PINK Anwendung ist in Abbildung A.3 dargestellt, sie übernimmt die Steuerung des Rekonstruktionsprogrammes über verschiedene dort interaktiv einzustellende Parameter.

Literaturverzeichnis

[ACK95] K. Ackerstaff, M.A. Funk et al.: **PinK: A TCL/Tk based Database Interface to ADAMO and DAD,** Proc. of CHEP 95, Rio de Janeiro, 18.9.–22.9.1995.

[AGO94] G. Agostini: **A Multidimensional Unfolding Method Based on Bayes' Theorem,** DESY 94-009 (1994).

[ANS95] M. Anselmino, A. Efremov and E. Leader: **The Theorie and Phenomenology of Polarized Deep Inelastic Scattering,** Phys. Rept. 261 (1995), 1.

[AKU95I] I.V. Akushevich and N.M. Shumeiko: **Radiative Effects in Deep Inelastic Scattering of Polarized Leptons by Polarized Light Nuclei,** J. Phys. G20 (1994), 513.

[BAT90a] P. Battaiotto et al.: **The Tree-Search Processor for Real Time Track Pattern Recognition,** Nucl. Instr. and Meth. A287 (1990), 431.

[BAT90b] P. Battaiotto et al.: **A fast Track Finder for Triggering Applications,** Nucl. Instr. and Meth. A293 (1990), 531.

[BEN95] Th. Benisch: **Der Luminositätsmonitor für das HERMES Experiment,** Diplomarbeit, Universität Erlangen-Nürnberg (1995).

[BLO95] J. Blouw et al.: **Design and Performance of a large Microstrip Gas Tracker for HERMES,** In Vorbereitung zur Veröffentlichung in Nucl. Instr. and Meth..

[BJØ66] J.D. Bjørken: **Applications of the Chiral U(6) $\otimes$ U(6) Algebra of Current Densities,** Phys. Rev. 148 (1966), 1467;
J.D. Bjørken: **Inelastic Scattering of Polarized Leptons from Polarized Nucleons,** Phys. Rev. D1 (1970), 1376.

[BRA95a] B. Braun: **Spinrelaxation von Wasserstoff und Deuterium in Speicherzellen,** Doktorarbeit, Universität München (1995).

[BRA95I] B. Bray, Persönliche Mitteilung (1995).

[BRA92] S. Brand: **Datenanalyse mit statistischen Methoden und Computerprogrammen,** Bilbliographisches Insititut Mannheim/Wien/Zürich (1992), 170.

[BRO95] S.J. Brodsky et al.: **Perturbative QCD Constraints on the Shape of Polarized Quark and Gluon Distributions,** Nucl. Phys. B441 (1995), 197.

[CAL69] C.G. Callan Jr. and D.J. Gross: **High-Energy Electroproduction and the Constitution of the Electric Current,** Phys. Rev. Lett. 22 (1969), 156.

[CIO93] C.Ciofi degle Atti et al.: **Nuclear Effects in deep inelastic scattering of polarized electrons off polarized ^{3}He and the neutron spin functions,** Phys. Rev. Vol 48 (1993), R968.

[COR92] F. Corriveau: **The Calculation of the Magnetic Field and Forces in the ZEUS Detector,** Desy Internal Note 92-084 (1992); Persönliche Mitteilung (1993).

[DOR89] M. Dell'Orso, L. Ristori: **VLSI Structures for Track Finding,** Nucl. Instr. and Meth. A278 (1989), 446.

[DOR90] M. Dell'Orso, L. Ristori: **A Highly Parallel Algorithm for Track Finding,** Nucl. Instr. and Meth. A287 (1990), 436.

[DUE95] M. Düren: **Das HERMES Experiment: From the Design to the First Results,** Habilitationsarbeit, Universität Erlangen-Nürnberg (1995).

[ELL74] J. Ellis and R.L. Jaffe: **A Sum Rule For Deep Inelastic Electroproduction From Polarized Protons,** Phys. Rev. D9 (1974), 1444; Erratum, Phys. Rev. D10 (1974) , 1669.

[ELL88] J. Ellis and M. Karliner: **An Analysis of the Angular Momentum of the Proton,** Phys. Lett. B213 (1988), 73.

[ELL94] J. Ellis: **The Spin Structure of the Proton,** QCD at HERA, Desy (1994).

[EMC89] EMC, J. Ashman et al.: **An Investigation Of The Spin Structure Of The Proton In Deep Inelastic Scattering Of Polarized Muons On Polarized Protons,** Nucl. Phys. B328 (1989), 1.

[EME95] J. Emerson: **Modelling of the HERMES Transition Radiation Detector,** Diplomathesis, Triumf (1995).

[FER95I] Manfred Ferstl, Persönliche Mitteilung (1995).

[GAU91] H.-G. Gaul: **Ein Polarimeter höchster Auflösung für thermische Wasserstoff- und Deuterium Atomstrahlen,** Doktorarbeit, Universität Heidelberg (1991).

[GRE95] O. Grebeniuk: **Error of the Vertex Determination,** Hermes Internal Note (1996).

[GRO90] R.H. Böck, H. Grothe, D. Notz and M. Regler: **Data analysis techniques for high-energy physics experiments,** Cambridge University Press (1990).

[GUT95] A. Gute: **Ein Drahtvermessungssystem für die Driftkammern des HERMES-Experiments,** Diplomarbeit, Universität Erlangen-Nürnberg (1995).

[GUT95I] A. Gute, Persönliche Mitteilung (1995).

[HMC] M. Düren et al.: **Das Hermes Monte-Carlo-Programm,** Hermes internal Note (1995).

[HAS95] D. Hash: **Bestimmung der Parameter einer 6-Ebenen Driftkammer für das HERMES-Experiment,** Diplomarbeit, DESY-IFH Zeuthen (1995).

[HOO89] P. Hoodbhoy, R.L. Jaffe and Aneesh Manohar: **Novel Effects in Deep Inelastic Scattering from Spin 1 Hadrons,** Nucl. Phys. B312(1989)571

[IHS95I] H. Ihssen, Persönliche Mitteilung (1995).

[JAF89a] R.L. Jaffe and Aneesh Manohar: **Deep Inelastic Scattering from Arbitrary Spin Targets,** Nucl. Phys. B321(1989)343

[JAF89b] R.L. Jaffe and Aneesh Manohar: **Nuclear Gluonometry,** Phys. Lett. B223 (1989)218

[OEL95] Ph. Oelwein: **Messung der longitudinalen Elektronenpolarisation beim Speicherring HERA und Monte-Carlo-Studien zur Kalibration des HERA-Elektronen-Polarimeters,** Diplomarbeit, MPI-Heidelberg (1995).

[KOR95] W. Korsch et al.: **Temperature Dependence of ^{3}He Polarization in the HERMES Internal Target,** Proc. of Int. Workshop on Polarized Beams and Polarized Gas Targets (1995).

[LAR94] S.A. Larin: **The Next-To-Leading QCD Approximation to the Ellis-Jaffe Sum Rule,** Phys. Lett. B334 (1994), 192-198.

[LEE93] K. Lee: **A Laser Optically Pumped Polarized He-3 Target For Storage Rings,** Nucl. Instr. Meth. A333 (1993), 294.

[MEI95] F. Meißner: **Monitor der Driftkammern im HERMES-Experiment,** Diplomarbeit, DESY-IFH Zeuthen (1995).

[MEZ94] Z.-E. Meziani: **Spin Structure of the Neutron (^{3}He) and the Björken Sum Rule,** SLAC-PUB-6433, Invited Talk presented at the 21st Annual SLAC Summer Institute, 26.7.–6.8.1993.

[NMC92] New Muon Collaboration: **Proton and Deuteron F_2 Structure Functions In Deep Inelastic Muon Scattering,** Phys. Lett. B295 (1992), 159.

[OUS94] J.K. Ousterhout: **Tcl and the Tk Toolkit,** Addison-Wesley Massachusetts (1994)

[PAV95I] P. Galumian, Persönliche Mitteilung (1995).

[PDG94] The Particle Data Group: **Review of Particle Properties,** Phys. Rev. D, Vol 50 (1994).

[POV94] B. Povh, K. Rith, Ch. Scholz, F. Zetsche: **Teilchen und Kerne: Eine Einführung in die physikalischen Konzepte,** Springer Verlag Berlin (1994).

[PTG94] Programming Techniques Group: ***ADAMO – Entity-Relationship Programming System, Version 3.3,*** ECP Division, CERN, Geneva (1994).

[ROE94] G. Röper: **Messung der Feldverteilung des Hermes Spektormetermagneten.,** Diplomarbeit, DESY (1994).

[SJO94] T. Sjostrand: **High-Energy Physics Event Generation With Pythia 5.7 And Jetset 7.4,** Computer Physics Commun. 82 (1994), 74.

[SLA93] SLAC E142 Collaboration, P.L. Anthony et al.: **Determination of the Neutron Spin Structure Function,** Phys. Rev. Lett. 71 (1993), 959.

[SLA95a] SLAC E143 Collaboration, K. Abe, et al.: **Precision Measurement of the Proton Spin Structure Function g_1^p,** Phys. Rev. Lett. 74 (1995), 346.

[SLA95b] SLAC E143 Collaboration, K. Abe, et al.: **Measurements Of The Proton And Deuteron Spin Structure Function g_2 And Asymmetry A_2,** Submitted to Phys. Rev..

[SMC93] SMC, B. Adeva et al.: **Measurement of the Spin Dependent Structure Function $g_1(x)$ of the Deuteron,** Phys. Lett. B302 (1993), 533.

[SMC94a] SMC, B. Adeva et al.: **Combined Analysis of World Data on Nucleon Spin Structure Functions,** Phys. Lett. B320 (1994), 400.

[SMC94b] SMC, D. Adams et al.: **Measurement of the Spin Dependent Structure Function $g_1(x)$ of the Proton,** Phys. Lett. B329 (1994), 399.

[SMC94c] SMC, D. Adams et al.: **Spin Asymmetry in Muon-Proton Deep Inelastic Scattering on a Transversely Polarized Target,** Phys. Lett. B336 (1994), 125.

[STE95] J. Stenger: **Entwicklung und Aufbau einer lasergepumpten Quelle für polarisierte Wasserstoff - und Deuteriumatomstrahlen,** Doktorarbeit, Universität Erlangen-Nürnberg (1995).

[STO78] J. Stoer, R. Bulirsch: **Einführung in die Numerik II,** Springer Verlag Berlin (1978).

[STO94] F. Stock et al.: **The Filtex / Hermes Polarized Hydrogen Atomic Beam Source,** Nucl. Instr. Meth. A343 (1994), 334.

[VEL91] M. Veltri et al.: **Polarized Quark Distributions from Semi-Inclusive Leptoproduction,** Proc. of Physics at HERA, DESY (1991), 447.

[WAN92] W. Wander: **Rekonstruktionstechniken für das Hermes Experiment,** Diplomarbeit, MPI-Heidelberg (1992).

[WAN95] W. Wander et al.: **DAD – Distributed Adamo Database system at Hermes,** Proc. of CHEP 95, Rio de Janeiro, 18.9.–22.9.1995.

[WHI90] L.W. Whitlow: **Deep Inelastic Structure Functions from Electron Scattering on Hydrogen, Deuterium and Iron at 0.6 GeV^2 $\leq$ $Q^2 \leq$ 30 GeV^2,** Ph.D. Thesis, SLAC (1990).

Danksagung

Zum Abschluß der Zusammenfassung meiner Arbeit in der HERMES-Software-Gruppe, darf ich nicht vergessen, den vielen Mitarbeitern und Freunden zu danken, die mich in der Zeit fachlich und menschlich unterstützt haben. Zuerst sei hier natürlich Prof. Dr. Klaus Rith genannt, dem ich für seine gute Betreuung danken möchte, sowie die gesamte Erlanger Gruppe, in der immer eine wohltuende Arbeitsatmosphäre mit vielen fruchtbaren Diskussionen herrschte. Erwähnen will ich hier Thomas Benisch, Manfred Ferstl, Carsten Großhauser, Andreas Gute, Matthias Kirsch, Jörn Stenger, Frank Neuenreither, Wolfgang-Andreas Lachnit, Tom Wölfel, unsere Sekretärin Frau Löhner und natürlich Michael Düren. Er war als Leiter der HERMES-Software- und Analyse-Gruppe ein idealer und immer kompetenter Ansprechpartner für technische und physikalische Fragen und hat mir auf freundschaftliche Weise im Lauf meiner Arbeit viel Wissen vermitteln können und etliche Geduld mit mir bewiesen oder beweisen müssen.

In Hamburg möchte ich besonders dem ehemaligen „Softwarebüro“, Klaus Ackerstaff, Marc-André Funk, Holger Ihssen und Philipp Oelwein für die gute Zusammenarbeit und noch für einiges mehr danken, was aber nicht alles in den Rahmen einer Danksagung passen würde. Jederzeit für schnelle Hilfe in allen organisatorischen Fragen sorgten unsere Sekretärinnen Sabine Krohn und Ramona Matthes. Den Mitarbeitern des Rechenzentrums, insbesondere bei Patrick Fuhrmann und Karsten Künne schulde ich viel Dank für die prompte Hilfe bei technischen Problemen mit unseren 28 CPUs. Für gute Zusammenarbeit und Hilfe bei detektortechnischen Fragen möchte ich mich stellvertrendend bei Yorck Holler, Kirsten Zapfe-Düren, Bernd Grabowski, Johan Blouw, Machiel Kolstein, Alexander Kisselev, Peter Green, Naomi Makins, Wolf-Dieter Nowak, Helmut Böttcher, Alexander Borissov, Joseph Emerson Bruce Bray und Kevin McIlhany bedanken. Besonders erwähnen will ich auch Pat Welch, von dem ich viele hilfreiche Hinweise und Erklärungen erhalten habe.

Besonderer Dank gilt aber meiner Frau Astrid, die mich während der ganzen Zeit meiner Arbeit mit viel Liebe und Verständnis für meine ausgedehnten Überstunden unterstützt hat. Auch unser Sohn Lars mußte des öfteren auf seinen Vater oder „seinen“ Computer verzichten, wenn dieser von mir in Beschlag genommen war. Vielen Dank Euch beiden!

Lebenslauf

Am 17. März 1967 wurde ich als erstes von zwei Kindern der Eheleute Dr. Manfred Wander (Facharzt für Orthopädie) und Elma Wander geb. Munck (Apothekerin) in Mannheim geboren. Ich wuchs im Haus meiner Eltern in Mannheim-Feudenheim auf und besuchte ab meinem 4. Lebensjahr den evangelischen Gemeindekindergarten. In dieser Zeit kam meine vier Jahre jüngere Schwester Ursula zur Welt.

Von 1973 bis 1977 ging ich in Feudenheim auf die Grundschule und anschließend bis 1986 auf das Feudenheim-Gymnasium-Mannheim. Ab der 7.Klasse belegte ich den sprachlichen Zweig des Gymnasiums, d.h. Sprachenfolge Englisch (5.Klasse), Latein (7.Klasse) und Französisch (9.Klasse). Kurze Zeit darauf (1980) trennten sich meine Eltern und ließen sich drei Jahre später scheiden. In der Oberstufe wählte ich die Leistungskurse Mathematik und Physik sowie die weiteren Prüfungsfächer Englisch und Geschichte.

Nach dem Abitur verbrachte ich meine Wehrdienstzeit ab dem 1. 7. 86 in einem Fernmeldebataillion in Mannheim, wo ich nach einem halben Jahr als Hilfsausbilder eingesetzt wurde und am 30. 9. 87 entlassen wurde, wobei mir die Ehrenmedallie der Bundeswehr verliehen wurde.

Direkt nach der Verabschiedung aus der Bundeswehr begann ich in Heidelberg das Studium der Physik und legte im Herbst 1989 das Vordiplom ab. Während meines Studiums, daß ich als Programmierer selbst finanzierte, arbeitete ich sowohl als Programmierer als auch als Hilfswissenschaftler im Institut für Computerlinguistik der Universität Heidelberg. Dort erhielt ich auch die Möglichkeit vier Semester lang im Rahmen eines Lehrauftrages einen Kurs über die Programmierung unter *C* zu geben. Von November 1990 bis April 1992 arbeitete ich an meiner Diplomarbeit am Max-Planck-Institut für Kernphysik in Heidelberg über Rekonstruktionsverfahren für Hochenergieexperimente.

Im März 1993 heiratete ich meine Frau Astrid. Seit dieser Zeit bin ich im Rahmen meiner Promotion für die HERMES-Kollaboration am Deutschen Elektronen Synchroton in Hamburg tätig. Unser Sohn Lars kam noch im selben Jahr zur Welt.