H1-10/96-497

Das Ansprechverhalten des H 1-Flüssigargon-Kalorimeters auf niederenergetische Hadronen

(Response of the H1 Liquid Argon Calorimeter to Low Energetic Hadrons)

Diplomarbeit am
II. Institut für Experimentalphysik
der Universität Hamburg

vorgelegt von

Nicolai Tobien

im
Juni 1996

Inhaltsverzeichnis

Einleitung

Ein Hauptaspekt der Physik ist die Untersuchung der Struktur der Materie. Den aktuellen Kenntnisstand bildet hier das sogenannte Standardmodell, welches als elementare Bausteine Fermionen mit Spin 1/2, die Quarks und Leptonen, betrachtet. Die Wechselwirkungen zwischen diesen Elementarteilchen werden durch Eichbosonen mit Spin 1 vermittelt ($\gamma, W^{\pm}, Z^0$ für die elektroschwache, Gluonen für die starke Wechselwirkung). Einzig die Gravitation entzieht sich dem Einbau in dieses Modell. Wegen ihrer im Verhältnis um viele Größenordnungen geringeren Stärke kann sie aber in der Beschreibung von Prozessen auf Elementarteilchenniveau vernachlässigt werden. Hinweise auf eine Physik jenseits des Standardmodells (massebehaftete Neutrinos [Ulb95], mögliche Substruktur von Quarks [CDF96]) sind im Moment noch sehr vage.

Auf der experimentellen Seite wurde das Vordringen zu immer kleineren Strukturen durch Streuexperimente immer höherer Schwerpunktenergie ermöglicht. Dieses wird bei Betrachten der Heisenbergschen Unschärferelation klar[1]:

$$\Delta x \cdot \Delta p \geq \frac{1}{2}$$

Ein hohes Auflösungsvermögen (kleines Δx) fordert einen hohen Impulsübertrag Δp. Einer der heutigen Hochleistungs-Teilchenbeschleuniger ist die Hadron-Elektron-Ring-Anlage HERA am Deutschen Elektronen-Synchrotron DESY. Die Analyse der Teilchenkollisionen an den beiden Wechselwirkungspunkten des Speicherrings erfordert hochspezialisierte, hybride (d.h. aus vielen unterschiedlichen Elementen aufgebaute) Detektoren. Diese werden von den Experimenten H1 und ZEUS bereitgestellt.

Zielsetzung der Arbeit

Für die Analyse der im H1-Experiment aufgezeichneten Kollisionsereignisse ist die Kalorimetrie von Hadronen von großer Bedeutung, da viele Variablen über den hadronischen Endzustand rekonstruiert werden können (bei Ereignissen mit geladenem Strom ist dies sogar die einzige Möglichkeit). Da das relative Energieauflösungsvermögen eines Kalorimeters i.A. prinzipbedingt mit fallender Energie des nachgewiesenen Teilchens abnimmt, ein großer Teil der entstehenden Teilchen aber niederenergetisch ist (Abbildung 0.1 zeigt die gemittelte Impulsverteilung der Spuren geladener Teilchen in 20000 Ereignissen tief unelastischer Streuung), ist eine detaillierte Untersuchung des Kalorimetersignalverhaltens in diesem kritischen Energiebereich wichtig.

---

[1] Konvention in der Hochenergiephysik: $\hbar = c = 1$

Aus Teststrahlexperimenten stehen hadronische Kalorimeterkalibrationsdaten erst ab 3.7GeV Teilchenenergie zur Verfügung (Pionen, [H1C93]). In der vorliegenden Arbeit sollen Daten aus dem laufenden Experiment zur Untersuchung des Niederenergieverhaltens des Kalorimeters benutzt werden. Hauptsächlich geschieht dies unter Benutzung der Zerfallsprodukte von Vektormesonen aus Photoproduktion ($\rho^0 \rightarrow \pi^+\pi^-, \phi \rightarrow K^+K^-$), welche in der zentralen Spurkammer identifiziert wurden. Vergleiche mit Monte-Carlo-Simulationen sollen zeigen, inwieweit das Ansprechverhalten des Detektors verstanden ist.

Gliederung

Das erste Kapitel behandelt physikalische Grundlagen der Elektron-Proton-Streuung und den Aufbau von HERA. Dabei wird insbesondere das Vetormeson-Dominanz-Modell betrachtet.
Im nächsten Kapitel folgt ein kurzer Überblick über Nachweismethoden für Elementarteilchen in der Hochenergiephysik.
Kapitel 3 beschreibt den H1-Detektor unter besonderer Berücksichtigung der in dieser Analyse vorrangig verwendeten Komponenten Flüssigargon-Kalorimeter und Spurkammer.
Das vierte Kapitel gibt eine Übersicht der Selektionsschnitte für die verschiedenen untersuchten Hadronen.
Die Untersuchung der Daten und ein Vergleich mit Simulationsrechnungen folgen in Kapitel 5. Es wird eine Korrekturmöglichkeit für das Kalorimetersignal mit Hilfe der Spurkammerinformation angegeben .
Die Arbeit schließt mit einer Zusammenfassung.

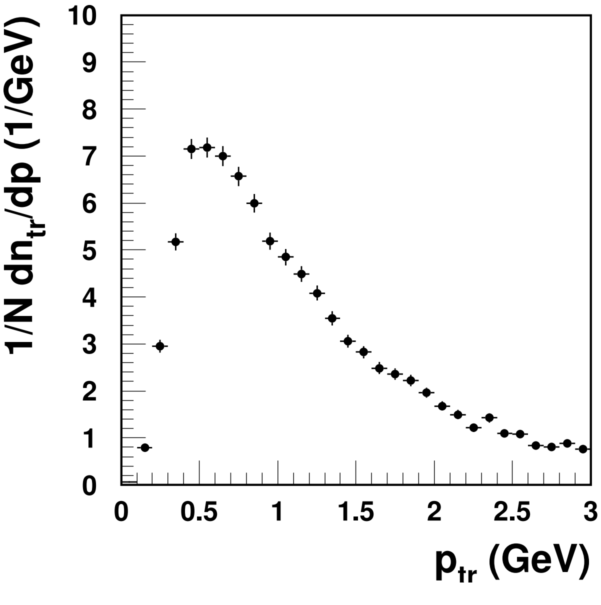


Abbildung 0.1: *Mittlere in der zentralen Spurkammer gemessene Teilchenimpulsverteilung für 20000 Ereignisse tief unelastischer Streuung (ich danke M.F.Hess für die Bereitstellung dieser Abbildung)*

Kapitel 1

ep-Physik und HERA

1.1 Der Elektron[1]-Proton-Speicherring HERA

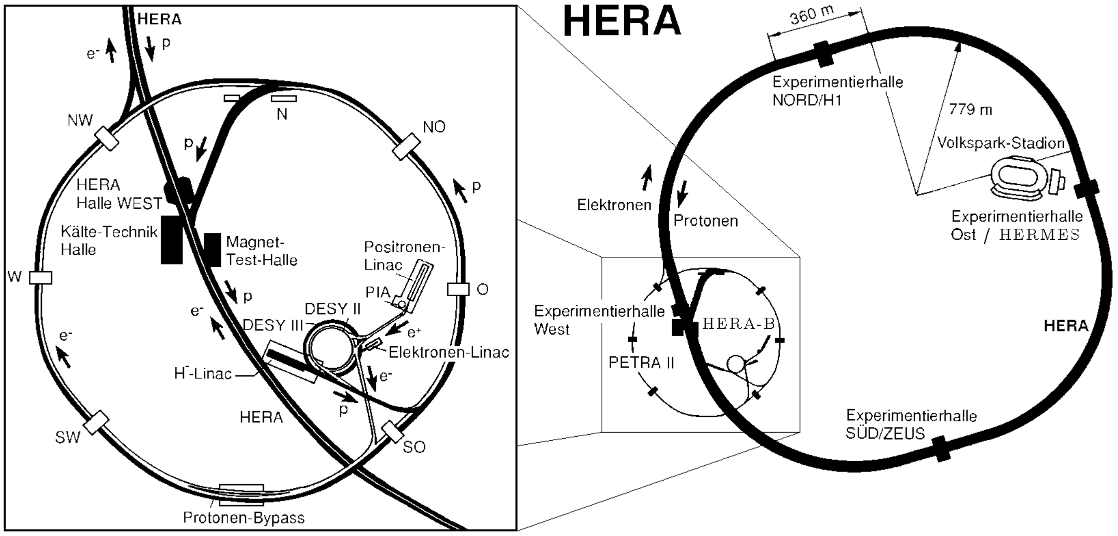


Abbildung 1.1: *Der Speicherring HERA und das Vorbeschleunigersystem am DESY*

HERA liefert als erster Teilchenbeschleuniger die Möglichkeit, tief unelastische Lepton-Nukleon-Streuung in einem Speicherring durchzuführen. Dadurch erhöht sich die Schwerpunktsenergie um eine Größenordnung im Vergleich zu bisherigen Experimenten mit stationären Nukleonen. Nach einer sechsjährigen Bauzeit wurde HERA 1991 in Betrieb genommen, im darauffolgenden Jahr begannen die Experimente H1 und ZEUS mit der Datennahme. Diese Arbeit befaßt sich mit Daten der Laufzeit 1994, und zwar aus Positron-Proton-Streuung (dieser Wechsel erhöhte die Lebensdauer des Leptonstrahls). Tabelle 1.1 gibt eine Zusammenstellung wichtiger HERA-Parameter.

---

[1] Hier und im Folgenden: Elektron synonym zu Positron (s.Text)

	Design		1994	
	e^-	p	e^+	p
Strahlenergie (GeV)	30	820	27.5	820
Strahlstrom (mA)	58	159	17.0	41.0
Teilchenpakete (+ *pilot bunches*)	210	210	153+15	153+17
max. Luminosität ($cm^{-2}s^{-1}$)	$1.5 \cdot 10^{31}$		$4.3 \cdot 10^{30}$	
integrierte Luminosität (nb^{-1})	10^5		$5.0 \cdot 10^3$	
Schwerpunktsenergie (GeV)	314		300	

Tabelle 1.1: *Einige wichtige HERA-Parameter*

Nach der Injektion durch das Vorbeschleunigersystem werden Elektron- und Protonstrahl in zwei übereinanderliegenden Ringen in einem Tunnel mit einem Umfang von ca. 6.3 km beschleunigt und gespeichert (Endenergien: Protonen 820GeV, Elektronen ~30GeV). Der Teilchenstrom besteht aus einzelnen Paketen, die in einem Abstand von 96ns an den Wechselwirkungspunkten kollidieren (zwei der vier HERA-Experimente, HERA-B und HERMES, nutzen nur jeweils einen der beiden Teilchenstrahlen). Zur Untersuchung von Untergrundereignissen werden Teilchenpakete ohne Kollisionspartner verwendet (*pilot bunches*).

Die Beschleunigung der Teilchen erfolgt in Hochfrequenz-Kammern. Im Gegensatz zu den Elektronen erfordern die hochenergetischen Protonen sowohl zur Ablenkung als auch zur Fokussierung supraleitende, mit flüssigem Helium gekühlte Magnete (Feldstärke 4.7T).

1.2 Kinematik

In niedrigster Ordnung Störungstheorie wird der Streuprozeß zwischen Elektron und Proton durch Austausch eines virtuellen Eichbosons vermittelt, wobei man je nach dessen Ladung neutrale und geladene Ströme unterscheidet (siehe Abb.1.2).

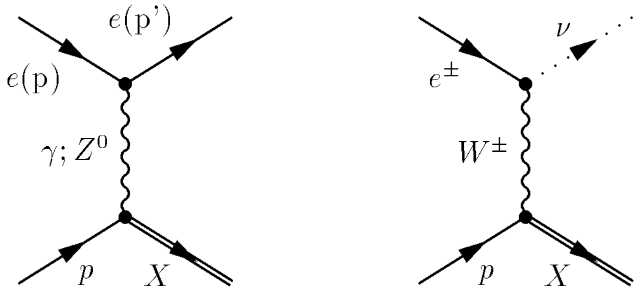


Abbildung 1.2: *Feynman-Graphen für neutrale und geladene Ströme in der ep-Streuung*

HERAs Design-Schwerpunktsenergie $\sqrt{s} = 314 GeV$ ermöglicht einen maximalen Viererimpulsübertrag

$$Q^2 := -q^2 = -(p_e - p_{e'})^2 \tag{1.1}$$

von $10^5 GeV^2$. Dabei sind p_e und $p_{e'}$ die Viererimpulse des ein- und des auslaufenden Elektrons. Q^2 ist ein Maß für die Virtualität des ausgetauschten Eichbosons.

Da der Propagator des Eichbosons proportional zum Inversen der Summe der Quadrate von ausgetauschtem Viererimpuls und Bosonmasse ist,

$$f(q^2) \sim \frac{1}{(Q^2 + m_{Boson}^2)} , \tag{1.2}$$

ist i.A. ($Q^2 \ll m_{Boson}^2$) der Wirkungsquerschnitt für schwache Wechselwirkungen im Vergleich zum γ-Austausch sehr viel kleiner.
Weitere wichtige kinematische Parameter sind die invariante Masse W des hadronischen Endzustandes, berechnet aus den Viererimpulsen von Proton, und Eichboson

$$W := \sqrt{(p_p + q)^2} , \tag{1.3}$$

die Bjørken-Skalenvariable

$$x_B := \frac{Q^2}{2 p_p q} , \tag{1.4}$$

welche im Parton-Modell [Fey69] als Impulsanteil der am Streuprozeß beteiligten Konstituenten des Protons interpretiert wird und der relative Energieübertrag des Elektrons im Ruhesystem des Protons, die Inelastizität

$$y := \frac{q p_p}{p_e p_p} . \tag{1.5}$$

Die so definierten Größen sind nicht unabhängig sondern miteinander verknüpft (Protonmasse m_p, Schwerpunktsenergiequadrat $s \approx 4 p_e p_p$),

$$Q^2 = xys \tag{1.6}$$

$$W^2 = m_p^2 + (1 - x)ys , \tag{1.7}$$

so daß es ausreicht, zwei Variablen zu messen und daraus die übrigen zu berechnen.

Auf der Detektorebene kann die Rekonstruktion der kinematischen Variablen auf unterschiedliche Weise erfolgen, durch Analyse des Elektrons ($E_{e'}$: Energie, θ : Polarwinkel des gestreuten Elektrons, Protonrichtung positive z-Achse),

$$Q^2 = 4 E_e E_{e'} \cos^2 \frac{\theta}{2} , \quad y = 1 - \frac{E_e}{E_{e'}} \cdot \sin^2 \frac{\theta}{2} , \tag{1.8}$$

oder des hadronischen Endzustandes X [Jac79]:

$$Q_h^2 = \frac{1}{1 - y_h} \left[(\sum_{h \in X} p_{x,h})^2 + (\sum_{h \in X} p_{y,h})^2 \right] , \quad y_h = \frac{1}{2E_e} \sum_{h \in X} (E - p_z)_h . \tag{1.9}$$

1.3 Photoproduktion und Vektormeson-Dominanz-Modell

Bei HERA dominieren elektromagnetische Wechselwirkungen mit kleinem Impulsübertrag Q^2, d.h. das ausgetauschte Photon befindet sich annährend auf der Massenschale, ist also fast reell. Dann kann die Streuung als eine Abstrahlung des Photons vom Elektron mit einem anschließenden γp-Streuprozeß interpretiert werden. Man spricht von Photoproduktion.

Schon früh zeigte sich in Streuexperimenten, daß das Photon auch Eigenschaften eines stark wechselwirkenden Teilchens besitzt [Bal68]. Eine Erklärung dieses hadronischen Verhaltens gibt das Vektormeson-Dominanz-Modell (VDM) [Sak60, Gel61].

In diesem Modell fluktuiert das Photon in einen virtuellen Vektormeson-Zustand

$$| \gamma \rangle \quad \rightsquigarrow \sum_{V=\rho,\omega,\phi,\ldots} c_V \cdot | V \rangle \tag{1.10}$$

(c_V^2 = Wahrscheinlichkeit für einen Übergang $\gamma \rightarrow V$), welcher dann mit dem Hadron wechselwirkt. Diese Fluktuation wird durch die Übereinstimmung der Quantenzahlen von Photon und Vektormeson ermöglicht ($J^{CP} = 1^{--}$, Ladung, Baryonenzahl und Strangeness = 0). Durch die Wechselwirkung kann ein reelles Vektormeson als Reaktionsprodukt entstehen:

$$\gamma p \;\rightarrow\; pV \quad (V = \rho^o, \omega, \phi, \ldots) \tag{1.11}$$

Der Wirkungsquerschnitt für diese Reaktion hängt mit dem der elastischen Vektormeson-Proton-Streuung zusammen:

$$\sigma_{\gamma p \rightarrow V'p'} = \alpha_{(QED)} \frac{4\pi}{g_V^2} \sigma_{Vp \rightarrow V'p'} \tag{1.12}$$

mit g_V^2 als Kopplungskonstante [Bau78].

Der Zusammenhang mit dem ep-Wirkungsquerschnitt ist in der Weizsäcker-Williams-Näherung [Wei34, Wil34] durch den Photonenfluß gegeben [Bud75]:

$$\sigma_{ep} = \underbrace{\frac{\alpha_{(QED)}}{2\pi} \int \left(\frac{1 + (1-y)^2}{y} \ln \frac{Q^2_{max}(y)}{Q^2_{min}(y)} - \frac{2(1-y)}{y} \right) dy}_{\text{Photonfluß}} \cdot \sigma_{\gamma p} \tag{1.13}$$

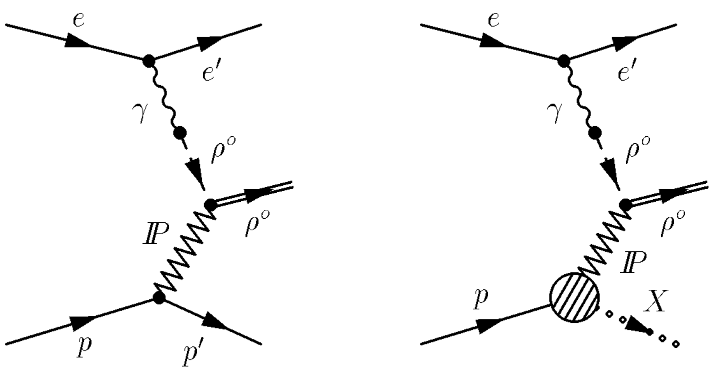


Abbildung 1.3: *Diffraktive Erzeugung eines ρ^0-Mesons (elastisch und einfach dissoziativ)*

wobei $Q^2_{min} = (m_e y)^2/(1-y) \approx 3 \cdot 10^{-8}\mathrm{GeV}^2$ und Q^2_{max} durch das jeweilige Experiment vorgegeben ist.

Ein Teil dieser Streuprozesse ist diffraktiv, so genannt wegen der Analogie zur Beugung einer ebenen Welle an einer Scheibe in der geometrischen Optik. Diffraktive Prozesse lassen sich im Rahmen der Regge-Theorie [Reg59] durch einen Pomeronaustausch beschreiben [Lan90]. Durch den Austausch des farbneutralen Pomerons wird Impuls übertragen, aber keine Quantenzahl. Die Fragmentations- und Hadronisationsprozesse, die bei auslaufenden Partonen mit Farbladung stattfinden, entfallen hier. Im Detektor ist dies als *rapidity gap*, also als das Fehlen von hadronischem Energiefluß im Vorwärtsbereich zu erkennen (s.Kap.3 u.4). Abbildung 1.3 zeigt Feynman-Graphen der diffraktiven Erzeugung eines ρ^o-Mesons.

In Größenordnungen der HERA-Schwerpunktsenergie muß die Beschreibung der *resolved photon* Prozesse, d.h. der Wechselwirkungen, die eine hadronische Struktur des Photons sichtbar machen, neben dem VDM durch sogenannte »anomale« Prozesse ergänzt werden (s.Abb.1.4). Hierbei fluktuiert das Photon in ein Quark-Antiquark-Paar hoher Virtualität, welches kein Vektormeson bildet. Dieser Fall kann mit Mitteln der pertubativen Quantenchromodynamik (QCD) behandelt werden [Sch93].

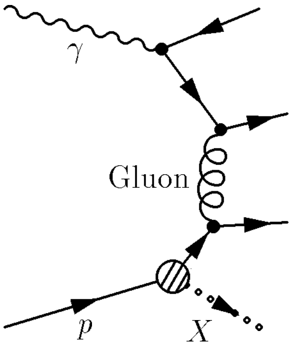


Abbildung 1.4: *Beispiel eines anomalen Prozesses*

Kapitel 2

Nachweis von Elementarteilchen

Neben der Steigerung der erreichbaren Energien ist der Fortschritt in der Elementarteilchenphysik durch die Entwicklung von immer präziseren Nachweismethoden für Teilchenstrahlung geprägt. In diesem Kapitel soll ein Überblick der physikalischen Grundlagen gegeben werden.

2.1 Energieverlust in Materie

In Energiebereichen unter 1TeV verliert ein Teilchen seine Energie in Materie durch starke oder elektromagnetische Wechselwirkung, die schwache Wechselwirkung ist hier zu vernachlässigen [Fab89]. Hadronen regen in unelastischer Streuung Atomkerne an und können dabei Sekundärteilchen produzieren. Alle geladenen Teilchen und Photonen wechselwirken mit dem Coulombfeld der Kerne. Dies führt zur Aussendung von Bremsstrahlung, Paarbildung und Ionisationsprozessen. Auf Grund dieser unterschiedlichen Mechanismen hängt die räumliche Verteilung der Energiedeposition stark von der absorbierenden Materie und der einfallenden Teilchenart ab.

Ist die Energie des Teilchens hoch genug, so können auch die produzierten Sekundärteilchen ihrerseits weitere Teilchen erzeugen, es entsteht ein sogenannter Teilchenschauer. Die Unterschiede zwischen elektromagnetischen und hadronischen Schauern werden weiter unten diskutiert.

Bremsstrahlung

Energieverluste durch Bremsstrahlung sind hauptsächlich für Elektronen bzw. Positronen relevant, da der Wirkungsquerschnitt hierfür proportional zu $m_{Teilchen}^{-2}$ ist, bei Myonen also schon um mehr als vier Größenordnungen kleiner [Ros64].
In guter Näherung [Seg65] gilt für den differentiellen Energieverlust pro Weglänge:

$$\left.\frac{dE}{dx}(x)\right|_{Bremsstrahlung} = -\frac{E(x)}{X_0}\,. \tag{2.1}$$

Die Integration dieser Gleichung ergibt

$$E(x) = E_0 \cdot e^{-x/X_0} \tag{2.2}$$

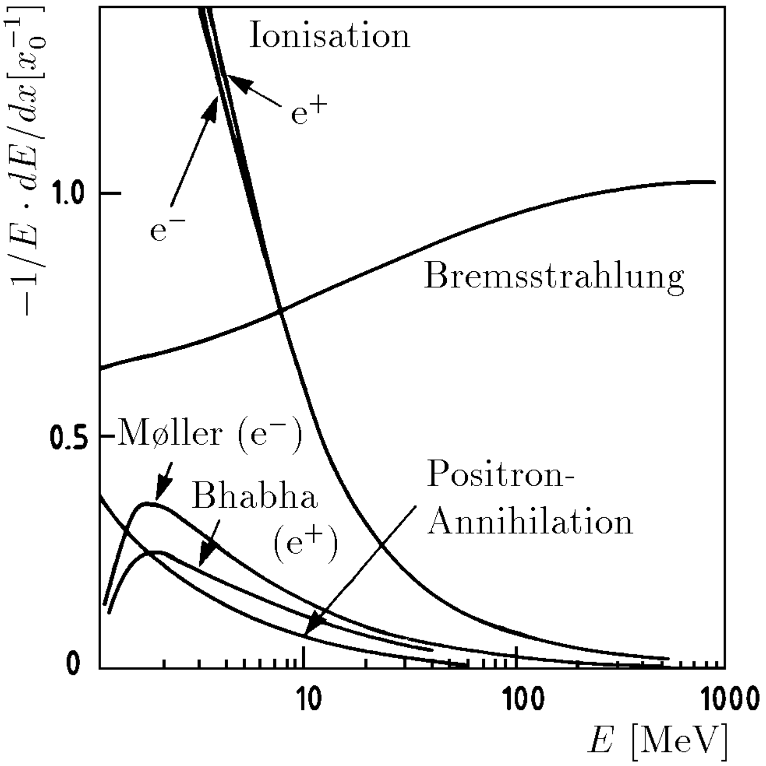


Abbildung 2.1: *Energieverluste von Elektronen und Positronen in Blei, abhängig von der Einfallsenergie (aus [PDG90])*

mit der Strahlungslänge X_0, auf der die Energie des Elektrons im Mittel um den Faktor $1/e$ abnimmt.
Zusätzlich verlieren Elektronen und Positronen Energie in Materie durch Ionisation (s.u), Møller- bzw. Bhabhastreuung ($e^-e^- \rightarrow e^-e^-$, $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$) und Positronanihilation ($e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma$). Abbildung 2.1 zeigt die Energieabhängigkeit dieser Prozesse in Blei.

Energieverluste von Photonen

Photonen deponieren ihre Energie in Materie indirekt durch Elektron-Positron-Paarerzeugung

$$\gamma + \text{Kern} \rightarrow e^+e^- + \text{Kern}$$

oder direkt durch Comptonstreuung

$$\gamma + e^- \rightarrow \gamma + e^-$$

und Absorption (Photoeffekt)

$$\gamma + \text{Atom} \rightarrow \text{Atom}^+ + e^- \ .$$

Dabei dominiert bei Photonenergien > 10 MeV die Paarbildung, darunter die Ionisation durch den Compton-Effekt. Photoprozesse spielen nur im Niederenergiebereich eine Rolle (s.Abb.2.2).

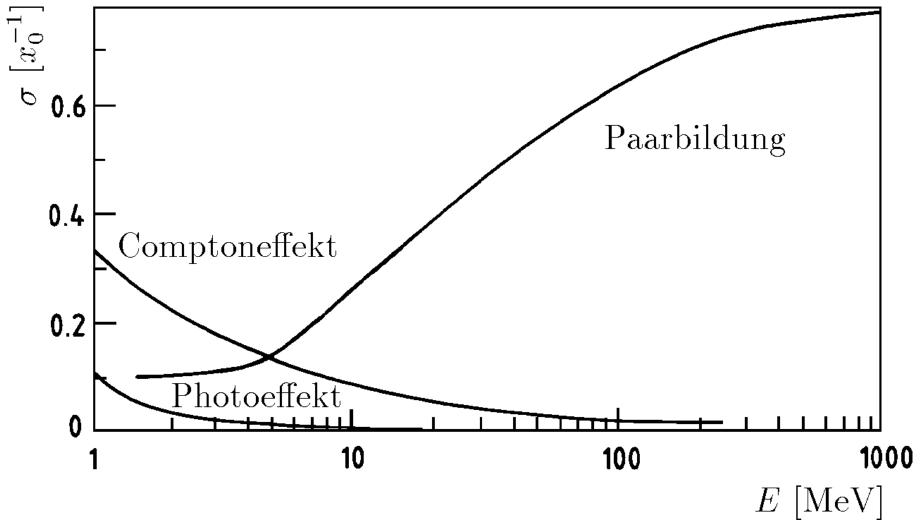


Abbildung 2.2: *Wechselwirkungsquerschnitte für Photonabsorbtion auf einer Strahlungslänge in Blei [PDG90]*

Ionisationsverluste: Die Bethe-Bloch-Formel

Der differentielle Energieverlust pro Weglänge schwerer geladener Teilchen in Materie wird durch durch die Bethe-Bloch-Formel [Bet30, Blo32] angegeben:

$$\frac{dE}{d\rho} = \frac{4\pi N_A z^2 e^4}{m_e v^2} \frac{Z}{A} \left[\ln \left(\frac{2 m_e v^2}{I(1-\beta^2)} \right) - \beta^2 \right] \tag{2.3}$$

Dabei ist ρ die Dichte des Materials in g cm^{-2}, m_e die Elektronmasse, z die Ladung des Teilchens in Einheiten der Elementarladung, v seine Geschwindigkeit, β der relativistische Faktor v/c, Z und A Ordnungs- und Massenzahl der Atome des durchquerten Materials und N_A die Avogadro-Konstante. I ist ein über alle Elektronen gemitteltes effektives Ionisationspotential. Abbildung 2.3 zeigt für verschiedene Teilchenarten den wahrscheinlichsten Energieverlust $dE/\rho dx$ aufgetragen gegen die Teilchenenergie, im Minimum der Kurven spricht man von »minimal ionisierenden Teilchen«.

2.1.1 Elektromagnetische Schauer

Wegen der erwähnten Massenabhängigkeit des Bremsstrahlungswirkungsquerschnitts wird ein elektromagnetischer Schauer vornehmlich durch Elektronen, Positronen oder Photonen ausgelöst[1]. Die Schauerentwicklung läßt sich in zwei Abschnitte aufteilen. Zunächst wird z.B. ein einfallendes hochenergetisches Elektron mit hoher Wahrscheinlichkeit ein Photon abstrahlen, welches durch Paarbildung weitere Teilchen produziert. Diese Sekundärteilchen strahlen weitere Photonen ab, es entsteht eine elektromagnetische Teilchenkaskade. Das Maximum der Schauerteilchen wird nach einer Strecke x_{max} erreicht, ab der, bedingt

---

[1] Diese selbst können natürlich von Hadronen stammen, z.B. über $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$

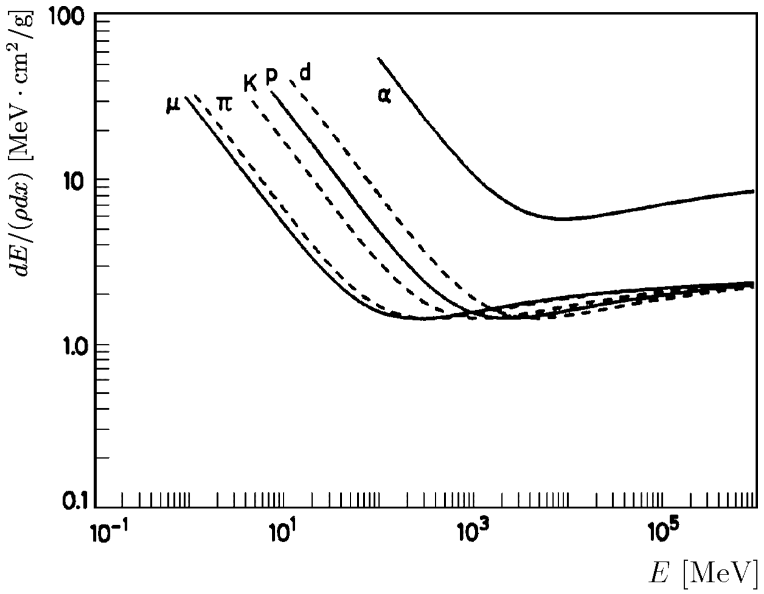


Abbildung 2.3: *Ionisationsverluste schwerer Teilchen gemäß Gleichung 2.3 (aus [Leo87])*

durch die abnehmende Teilchenenergie, Ionisationsverluste über die Bremsstrahlungsprozesse dominieren. Der Schauer stirbt aus. Die kritische Energie E_c ist über die Gleichheit der Energieverluste durch diese beiden Prozesse definiert:

$$- \left. \frac{dE_c}{dx} \right|_{Bremsstrahlung} = - \left. \frac{dE_c}{dx} \right|_{Ionisation} . \tag{2.4}$$

Für Materialien mit $13 \leq Z \leq 92$ gilt in guter Näherung [Fab85]

$$E_c = \frac{550\mathrm{MeV}}{Z} . \tag{2.5}$$

Unter einigen Annahmen (z.B. Unabhängigkeit des Ionisationswirkungsquerschnitts von der Energie, Vernachlässigung von Vielfachstreuung, etc.) kann man die in Tabelle 2.1 angegebenen Parameter für elektromagnetische Schauer berechnen [Fab85]. Auffällig ist das nur logarithmische Anwachsen der Schauertiefe mit zunehmender Energie.
Das mittlere longitudinale Profil der Energiedeposition pro Weglänge dE/dt (t in Einheiten von X_0) folgt einer Parametrisierung [Lon75]

$$\frac{dE(t)}{dt} = \frac{E_{ein} \cdot b^{a+1}}{\Gamma(a+1)} t^a e^{-bt} , \tag{2.6}$$

wobei $b \sim 0.5$ und $a = b \cdot t_{max}$ [Fab85]. Dabei beschreibt der Term t^a die Teilchenerzeugung im Schauer, der Term e^{-bt} die Phase der Absorption. In Abbildung 2.4 ist das longitudinale Schauerprofil und die Energiedeposition für Elektronen fester Energie in verschiedenen Materialien gezeigt.

Für die laterale Ausbreitung des Schauers ist in erster Linie die Vielfachstreuung von Elektronen und Positronen verantwortlich. Eine Größe, mit der dieses Verhalten

	einfallendes Elektron	einfallendes Photon
Schauermaximum t_{max}	$1.0 \cdot \left(\ln \frac{E}{E_c} - 1\right)$	$1.0 \cdot \left(\ln \frac{E}{E_c} - 0.5\right)$
Schauerschwerpunkt t_{cog}	$t_{max} + 1.4$	$t_{max} + 1.7$
maximale Teilchenanzahl	$0.3 \cdot \frac{E}{E_c} \left(\ln \frac{E}{E_c} - 0.37\right)^{-1/2}$	$0.3 \cdot \frac{E}{E_c} \left(\ln \frac{E}{E_c} - 0.31\right)^{-1/2}$

Tabelle 2.1: *Einige Parameter der longitudinalen Entwicklung elektromagnetischer Schauer nach [Fab85]* ($t_{max} = x_{max}/X_0$)

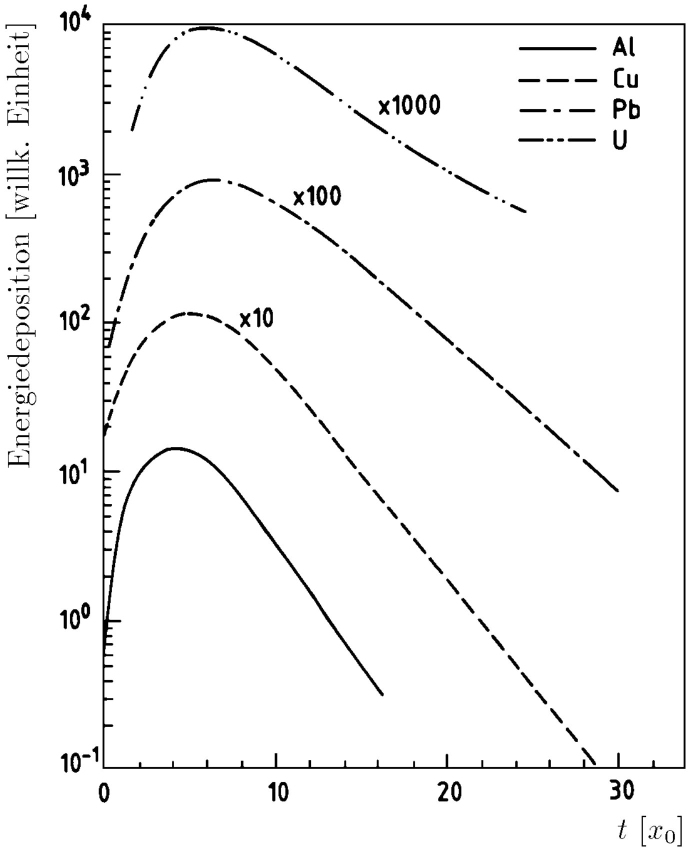


Abbildung 2.4: *Longitudinale Schauerprofile für 6 GeV Elektronen in Aluminium, Kupfer, Blei und Uran [Fab85]*

quantitativ beschrieben werden kann, ist der Molière-Radius [Mol47]

$$R_M = \frac{21.1\mathrm{MeV}}{E_c} \cdot X_0 \quad . \tag{2.7}$$

Unabhängig von der Energie des einfallenden Teilchens werden ca. 90% (95%) der Energie in einem Zylinder mit Radius R_M ($2R_M$) um die Schauerachse deponiert.

2.1.2 Hadronische Schauer

Wegen der Vielzahl der möglichen Prozesse starker Wechselwirkungen erfolgt die hadronische Schauerentwicklung weitaus unregelmäßiger als die elektromagnetische. Die Berechnung dieser Schauer beruht daher weitgehend auf Modellannahmen , wie z.B. dem

Spallationsmodell

Hier bildet sich die Teilchenkaskade durch das Aufbrechen von Atomkernen durch die einfallenden Hadronen und die Produktion sekundärer Teilchen. Dabei findet die durch das Aufbrechen (Spallation) ausgelöste intranukleare Kaskade in einem Zeitraum von ca.10^{-22}s statt [Fab85]. Danach bleibt der Kern in einem angeregten Zustand zurück. Durch das Abdampfen (Evaporation) von Teilchen (bei schweren Kernen in Verbindung mit Kernspaltung) wird diese Energie abgegeben. Dieser vergleichsweise langsame Prozeß ($\sim 10^{-18}$s, [Fab85]) endet mit der Rückkehr in den Kerngrundzustand. Die einzelnen Stufen der unelastischen Wechselwirkung zeigt Abbildung 2.5.

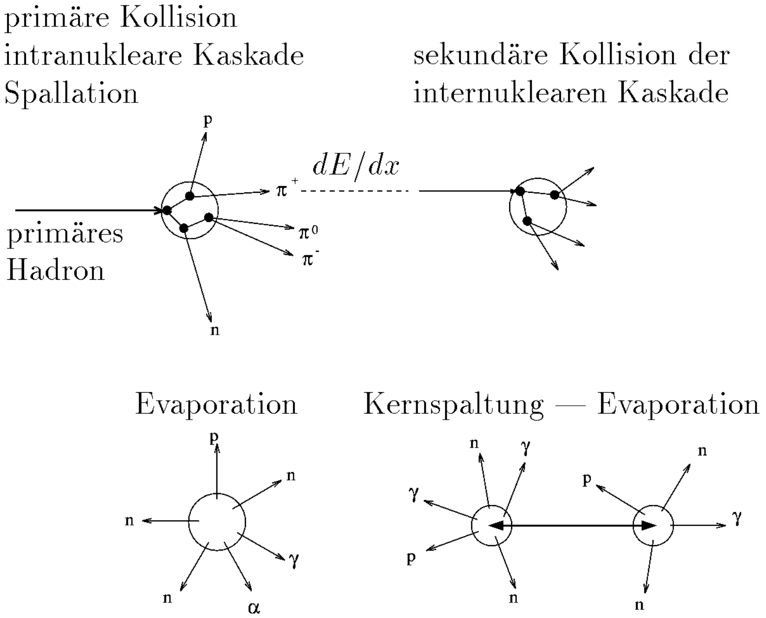


Abbildung 2.5: *Unelastische Hadron-Kern-Wechselwirkung im Spallationsmodell (aus [Brü87])*

Struktur des Schauers

Neben der durch hadronische Prozesse deponierten Energie E_{had} gibt es einen nicht zu vernachlässigenden Anteil E_{em} aus elektromagnetischen Subschauern. Diese werden vornehmlich durch den Zerfall neutraler Pionen ($\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$, Verzweigungsverhältnis $\sim 99\%$ [PDG92]) induziert. Zusätzlich existiert ein Energieanteil E_{inv} nicht nachweisbarer Energie. Dieser setzt sich aus der Bindungsenergie (ca. 8MeV/Nukleon) der aufgebrochenen Kerne, übertragener Rückstoßenergie und Teilchen mit geringer Wechselwirkungswahrscheinlichkeit (z.B. Myonen und Neutrinos aus $\pi^{\pm}$-Zerfällen) zusammen [Wig87].
Eine mit der Strahlungslänge X_0 vergleichbare Größe für die Beschreibung der räumlichen Ausbreitung hadronischer Schauer ist die nukleare Wechselwirkungslänge

$$\lambda = \frac{m_{mol}}{N_A \rho \sigma_{had}} \tag{2.8}$$

(m_{mol} molare Masse des Absorbers, ρ Massendichte, σ_{had} totaler unelastischer Hadron-Kern-Wechselwirkungsquerschnitt). Mit $s = x/\lambda$ gilt für das mittlere Schauerprofil [Cat87]:

$$\frac{1}{E}\frac{dE}{ds} = \alpha \cdot \frac{b^{a+1}}{\Gamma(a+1)} s^a e^{-bs} + (1-\alpha) \cdot c e^{-cs} \,. \tag{2.9}$$

Hierbei beschreibt der erste Term E_{em}, der zweite E_{had}. Das Gewicht α ist detektorabhängig.
Die dem doppelten Molière-Radius R_M entsprechende Größe $R_{95\%}$, d.h. der Zylinderradius, in dem 95% der Energie des einfallenden Hadrons deponiert werden, liegt im Bereich der nuklearen Wechselwirkungslänge [Fab85]:

$$R_{95\%} \approx 1\lambda \tag{2.10}$$

2.2 Spurrekonstruktion

Die Rekonstruktion der Bahnen geladener Teilchen ist ein wesentlicher Teil der Auswertung von Hochenergiexperimenten [Lor90]. Das erste dafür genutzte Gerät war die Nebelkammer, in der sich längs der Teilchenspur Tröpfchen im unterkühlten Kammergas bilden. Eine Weiterentwicklung ist die Blasenkammer. Hier ist die Funktionsgrundlage eine durch Drucksenkung überhitzte Flüssigkeit, in der das Teilchen durch Ionisation Keime bildet, die zur Bildung von Dampfbläschen führen.
Funkenkammern bestehen aus einer Reihe von Platten, die für kurze Zeit auf ein Hochspannungspotential gelegt werden. Die Bahn eines durchgehenden Teilchens wird durch Büschelentladungen sichtbar.
All diesen Methoden gemeinsam ist die photographische Auswertung. Damit verwandt ist die Spurauswertung in Mehrschichtemulsionen, welche vor allem in der Analyse kosmischer Höhenstrahlung eingesetzt wird. Hier ist ein Auflösungsvermögen von bis zu 1μm erreichbar.

Die in heutigen Beschleunigerexperimenten häufigsten Detektoren zur Spurrekonstruktion sind Vieldrahtproportional- und Driftkammern. Beide folgen den gleichen physikalischen Prinzipien, so daß im folgenden nur die Driftkammer, deren prinzipieller Aufbau in Abbildung 2.6 zu sehen ist, besprochen werden soll.

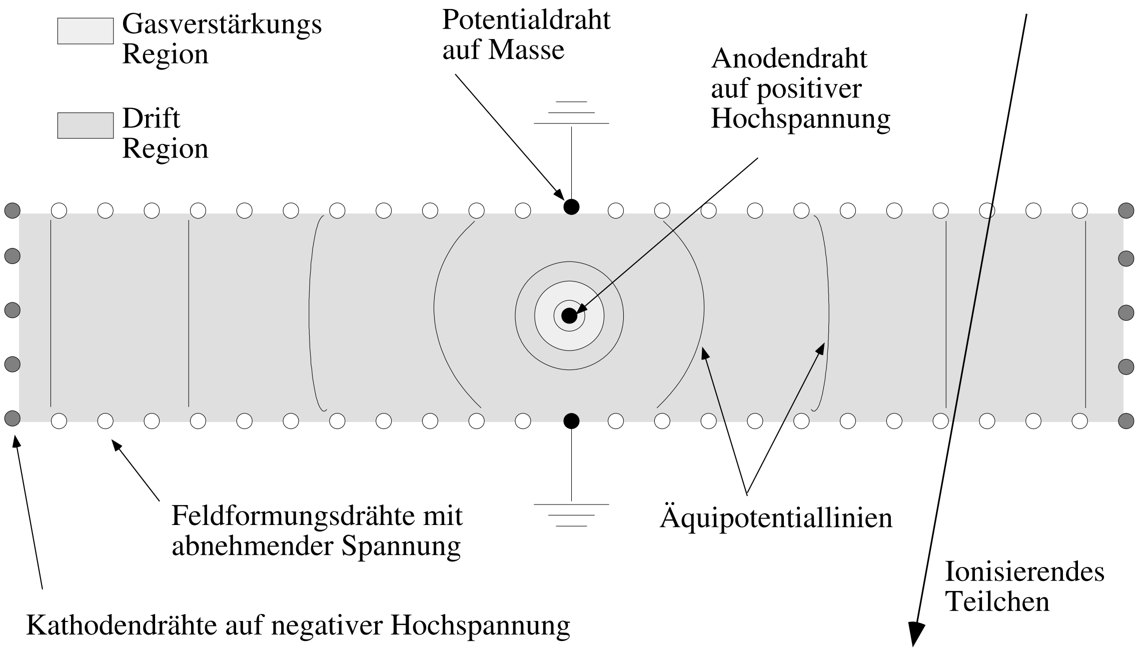


Abbildung 2.6: *Prinzipieller Aufbau einer Driftkammer (aus [Sc93a])*

Eine Driftkammer besteht aus Anoden- und Kathodenhochspannungsdrähten sowie weiteren Drähten zur Feldformung. Der Meßvorgang gliedert sich in drei Phasen. Zunächst ionisiert das einfallende geladene Teilchen Moleküle des Funktionsgases entlang seiner Bahn. Darauf folgt die Driftphase, in der die erzeugten freien Elektronen zur Anode beschleunigt werden. Die zugehörigen positiven Ionen sind wegen ihrer geringen Beweglichkeit für einen Nachweis nicht geeignet.
In der Nähe des Anodendrahtes werden durch die starke Beschleunigung der Elektronen im inhomogenen Feld weitere Gasmoleküle ionisiert. Durch diesen Prozeß der Gasverstärkung wird ein Ladungspuls influenziert, dessen Höhe und Form Aufschluß über den Energieverlust des ionisierenden Teilchens geben. Die Geschwindigkeit der Elektronen in der Driftphase kann wegen des Energieverlustes durch Stösse mit den Gasmolekülen als konstant angenommen werden. Diese konstante Driftgeschwindigkeit v_{drift} führt zu einem guten Ortsauflösungsvermögen der Kammer:

$$x = v_{drift} \cdot (t - t_0) \tag{2.11}$$

Dabei ist t_0 der Zeitpunkt des Teilchendurchgangs. Die Zeitdifferenz wird relativ hierzu an mehreren Signaldrähten gemessen.

Über die teilchenspezifischen Ionisationsverluste (s.Gleichung 2.3) ist eine Identifikation des einlaufenden Teilchens möglich.

2.3 Kalorimetrie

Die oben beschriebenen Energieverlustmechanismen ermöglichen Rückschlüsse auf die Primärenergie des einfallenden Teilchens. Das Prinzip der kalorimetrischen Energiemessung ist dabei die Umwandlung in ein nachweisbares Signal, also z.B. Ionisationsladungen oder Szintillationslicht. Zur Auswertung dieses Signals benötigt man eine genaue Kenntnis der Relationsfunktion von Signalgröße und Primärenergie. Diese kann von Parametern wie der Teilchenart, der Teilchenenergie usw. abhängen.

2.3.1 Sampling-Kalorimeter

Im Idealfall wird die Energie eines einfallenden Teilchens in einem Kalorimeter vollständig in ein meßbares Signal umgewandelt. Dazu muß das Kalorimeter einerseits das Teilchen und die von ihm induzierten Schauerkomponenten vollständig absorbieren, was bei endlichen Abmessungen zur Forderung nach einer hohen Dichte des Detektormaterials führt. Andererseits verlangt eine hohe Signaleffektivität bei elektrischen Ladungen als Signalträgern eine geringe Ionisationsenergie und einen kleinen Wirkungsquerschnitt für den Einfang von Ladungsträgern. In einem homogenen, d.h. aus einem einzigen Material aufgebauten Kalorimeter widersprechen sich diese Anforderungen. Der Ausweg aus diesem Problem liegt in der Kombination zweier unterschiedlicher Materialien. Dabei besteht das Kalorimeter aus sich abwechselnden Schichten mit passivem Absorbermaterial und einem aktiven Medium mit hoher Signalausbeute. Da nur der in diesem Medium deponierte Energieanteil gemessen wird, spricht man von einem *Sampling*-Kalorimeter (*sample*: Stichprobe).

Dabei ist die *Sampling Fraction S*, also das Verhältnis von meßbarer zu deponierter Energie E_{vis}/E_{dep} wegen der oben angeführten unterschiedlichen Verlustmechanismen neben der Schichtdicke des aktiven Mediums auch von der Art der Energiedeposition abhängig. Es ist gebräuchlich, S auf den Energieverlust eines nicht schauerbildenden, minimal ionisierenden, Teilchens (*minimal ionizing particle*) zu normieren:

$$S_{mip} = \frac{E_{vis}}{E_{dep}} = \frac{d_{active} \cdot \left.\frac{dE}{dx}\right|_{active}^{mip}}{d_{active} \cdot \left.\frac{dE}{dx}\right|_{active}^{mip} + d_{passive} \cdot \left.\frac{dE}{dx}\right|_{passive}^{mip}} = \frac{\left.\frac{dE}{dx}\right|_{active}^{mip}}{\left.\frac{dE}{dx}\right|_{active}^{mip} + \frac{d_{passive}}{d_{active}} \cdot \left.\frac{dE}{dx}\right|_{passive}^{mip}}$$

Dabei sind d_{active}, $d_{passive}$ die jeweiligen Schichtdicken im Kalorimeter. Nimmt man den mittleren Energieverlust dE/dx als von der Teilchenenergie unabhängig im Minimum der Bethe-Bloch-Kurve an, hängt S_{mip} nur noch von den Materialien und dem Verhältnis der Schichtdicken ab und ist damit in weiten Grenzen frei wählbar.

2.3.2 Elektromagnetische Signale

Die Fluktuationen in der Energiemessung elektromagnetischer Schauer entstehen durch Prozesse mit unterschiedlicher Energieabhängigkeit.

Die sichtbar im Kalorimeter deponierte Energie E_{vis} ist (unter einigen Annahmen [Ros52]) proportional zur Anzahl erzeugter geladener Teilchen N_T:

$$E_{vis} = S_{mip} \cdot E_{dep} \sim N_T \tag{2.12}$$

Ist N_T durch eine Poisson-Verteilung gegeben, so folgt für die Fluktuationen

$$\frac{\sigma(N_T)}{N_T} = \frac{1}{\sqrt{N_T}} \tag{2.13}$$

und damit

$$\frac{\sigma(E_{vis})}{E_{vis}} \sim \frac{1}{\sqrt{E_{dep}}} \ . \tag{2.14}$$

Ein weiterer, energieunabhängiger Beitrag zu σ ergibt sich durch das elektronische Rauschen, vor allem erzeugt von Kapazitäten in der Ausleseelektronik.

Die in der Praxis unvermeidlichen Leckverluste durch Teilchen, die insbesondere in longitudinaler Richtung das Kalorimeter verlassen, führen zu einem weiteren Beitrag in $\sigma(E)$. Diese können als proportional zur Primärenergie des einfallenden Teilchens angenommen werden [Dre83].

Insgesamt ergibt sich durch diese statistisch unabhängigen Komponenten ein Auflösungsvermögen, das folgendermaßen parametrisiert werden kann [Eng84]:

$$\frac{\sigma(E)}{E} = \sqrt{\frac{a^2}{E} + \frac{b^2}{E^2} + c^2} \ , \tag{2.15}$$

wobei $a/\sqrt{E}$ den sogenannten Samplingterm, b/E den Rauschterm darstellt und c die Leckverluste beschreibt.

2.3.3 Hadronische Signale und Kompensation

Wegen der in Abschnitt 2.1.2 erklärten Zusammensetzung der deponierten Energie

$$E_{dep} = E_{had} + E_{em} + E_{inv} \tag{2.16}$$

in hadronischen Schauern unterscheiden sich deren Signale von denen eines rein elektromagnetischen gleicher Energie. Mit e als dem Signal eines Elektrons und h als dem fiktiven Signal für einen hadronischen Schauer ohne elektromagnetische Komponente ist e/h das Signalverhältnis von elekromagnetischer und hadronischer Komponente in einem realen Schauer. Dieses ist wegen des nicht sichtbaren Energieanteils E_{inv} und auftretender Sättigungseffekte für stark ionisierende Teilchen, wie z.B. niederenergetische Protonen, im allgemeinen $\leq$1 [Bir51]. Ein Kalorimeter mit $e/h = 1$ heißt intrinsisch kompensierend. Bezeichnet man mit $f_{em} = E_{em}/E_{dep}$ den elektromagnetischen Anteil deponierter Energie eines realen Hadrons, so gilt für dessen Signal H

$$H = f_{em} \cdot e + (1 - f_{em}) \cdot h \tag{2.17}$$

Das Signalverhältnis von Elektron und Hadron gleicher Energie bestimmt sich dann zu [Pet89]

$$\frac{e}{H}(E) = \frac{\frac{e}{h}}{1 + f_{em} \cdot (\frac{e}{h} - 1)} \tag{2.18}$$

Ein intrinsisch kompensierendes Kalorimeter besitzt also im gesamten Energiebereich ein Elektron-Hadron-Signalverhältnis von 1. Nicht kompensierende Kalorimeter haben über $f_{em}(E)$ ein energieabhängiges e/H-Verhältnis, das hadronische Signal kann also nicht proportional zur Teilchenenergie sein. Dazu verschlechtern die großen Fluktuationen des elektromagnetischen Anteils die Auflösung. Unter Vernachlässigung von Detektoreffekten ($b = c = 0$ in Gleichung 2.15) ergibt sich dann folgendes Auflösungsvermögen [Wig87]:

$$\frac{\sigma(E)}{E} = \frac{C}{\sqrt{E}} + X \cdot \left(\frac{e}{h} - 1\right) \tag{2.19}$$

Um eine gute Energieauflösung zu erhalten, muß also ein $e/h \approx 1$ erreicht werden.
Dafür gibt es zwei Möglichkeiten. In der sogenannten *Hardware*-Kompensation wählt man das Detektormaterial so, daß e und h sich angleichen. Ein Beispiel hierfür ist das Kalorimeter der ZEUS-Kollaboration, in dem die Kombination von Uran als Absorber und neutronenempfindlichen Szintillationsmaterial zur Anhebung des hadronischen Signalanteils dient.

Der zweite Ansatz ist die näherungsweise Kompensation durch Analyse der Form der Energiedeposition, wie sie auch beim H1-Kalorimeter benutzt wird. Ist das Verhältnis von Strahlungslänge X_0 und nuklearer Wechselwirkungslänge λ genügend klein (bei H1: $X_0/\lambda \approx 6\%$) und das Kalorimeter ausreichend fein segmentiert, so kann man die elektromagnetische oder hadronische Natur des Signals an Hand der Energiedichte in der Auslesezelle identifizieren und dementsprechend gewichten.

Kapitel 3

Der H1-Detektor

Der H1-Detektor (siehe Abb.3.1) ist ein aus vielen Einzelkomponenten zusammengesetztes, äußerst sensitives Nachweisinstrument für die Reaktionsprodukte der Elektron-Proton-Streuung bei HERA. Er hat ein Volumen von $\sim 1800m^3$ und wiegt ungefähr $2800t$. Der umschlossene Raumwinkelbereich beträgt nahezu 4π. Durch die stark unterschiedlichen Strahlenergien werden hochenergetische Teilchen vorwiegend in Vorwärtsrichtung[1] erzeugt. Diesem Ungleichgewicht wird durch einen asymmetrischen Aufbau des Detektors Rechnung getragen. Im Folgenden sollen die einzelnen H1-Komponenten beschrieben werden, weitere Informationen finden sich in [H193a]. Sämtliche Koordinatenangaben beziehen sich auf den nominellen Wechselwirkungspunkt als Ursprung (s.auch Abb.3.2).

3.1 Das Spurkammersystem

Die Spuren geladener Teilchen werden mit Hilfe unterschiedlich ausgelegter Systeme rekonstruiert. Dabei erfolgt eine Ladungs- und Impulsbestimmung über die Bahnkrümmung im Feld einer supraleitenden Spule (Feldstärke 1.2T), welche das Kammersystem und das Flüssigargon-Kalorimeter (s.u.) umschließt.

Die zentrale Spurkammer (*Central Tracking Device* CTD) deckt dabei einen Polarwinkelbereich von $\sim 25^o$ bis 155^o ab, die Vorwärtsspurkammern (*Forward Tracking Device* FTD) den Bereich von $\sim 5^o$ bis 25^o. Die rückwartige Proportionalkammer (*Backward Proportional Chamber* BPC) umfaßt einen Meßbereich von 155^o bis $\sim 175^o$. Vorgabe für das System war die Möglichkeit der Rekonstruktion hochenergetischer Teilchenbündel (*Jets*) und eine Genauigkeit der Spurrekonstruktion isolierter Spuren in Impuls und Winkel von

$$\frac{\sigma_p}{p^2} \approx 0.003 \text{ GeV}^{-1} \quad , \quad \sigma_\theta \approx 1 \text{ mrad} \quad .$$

Abbildung 3.2 zeigt die Anordnung der einzelnen Kammern. Deutlich ist zu erkennen, wie das Gesamtsystem den Raumwinkel bis an das Strahlrohr heran umschließt.

---

[1] alle Richtungs- und Winkelangaben bezogen auf die Protonstrahlrichtung als positive z-Achse

Abbildung 3.1: *Der H1-Detektor in Seiten- und Frontalansicht (aus [H193a])*

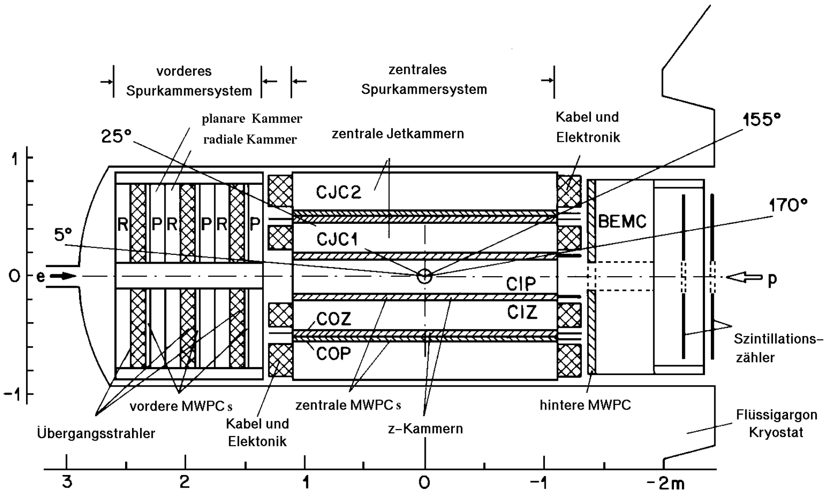


Abbildung 3.2: *Das innere Spurkammersystem des H1-Detektors*

3.1.1 Zentrale Jet- und Driftkammern

Die zentralen Kammern CTD (Abb.3.3 zeigt einen radialen Schnitt durch das System) bestehen aus einer inneren und einer äußeren Jetkammer [Bür89] (*Central Jet Chambers* CJC1, CJC2), zwei z-Driftkammern (*Central Inner/Outer Z-Drift-Chamber* CIZ, COZ) und Proportionalkammern für das Triggersystem (s.u.).

Die zentralen Jetkammern sind in einzelne Zellen unterteilt (CJC1 30, CJC2 60), in denen Signaldrähte (24,32), Potentialdrähte (50,66), feldformende Drähte (10,10) und Kathodendrähte (49,65) in z-Richtung gespannt sind. In den Kammern sind die einzelnen Zellen um 30^o geneigt. Dadurch driften die Ionisationselektronen hochenergetischer Teilchen senkrecht zur Teilchenspur. Das verbessert die Spurauflösung und ermöglicht die Elimination von Spiegelspuren (da die Meßgröße »Driftzeit« vorzeichenlos ist, fehlt die Richtungsinformation: es kommt zu Doppeldeutigkeiten). Zudem dient das Jetkammersignal der Bestimmung des Spurursprungs in der $r\phi$-Ebene.
Das Kammergas ist eine Argon-CO_2-Methan-Mischung im Verhältnis $89.5 : 9.5 : 1.0$.

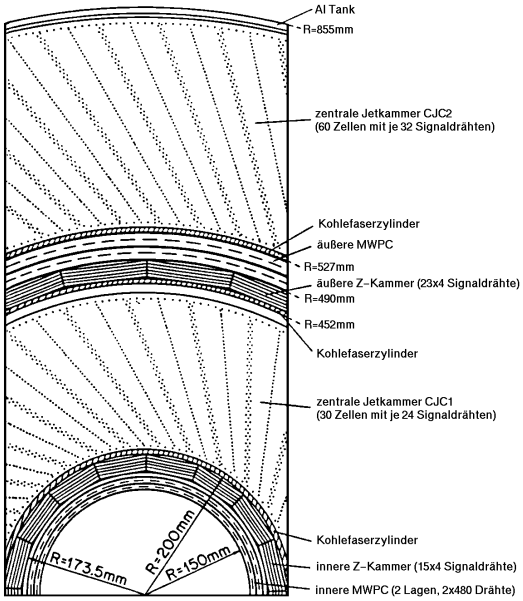


Abbildung 3.3: *Radialer Schnitt durch das zentrale Spurkammersystem*

CIZ und COZ sind im Drahtverlauf so optimiert, daß sich eine gute, vom Spurwinkel

	CJC	CIZ	COZ
$\sigma_{r\phi}$ bzw.σ_ϕ	170 μm (0.1^o)	8.6^o	7.2^o
σ_z	2.2cm (1.2^o)	260μm	200μm
Doppelspurauflösung	2mm	4.6 mm	3.5 mm

Tabelle 3.1: *Auflösungsvermögen der zentralen Spurkammern (s.[Sc93a])*

unabhängige Ortsauflösung in z ergibt. In Tabelle 3.1 finden sich die Werte für das Auflösungsvermögen σ der Spurkammern.

3.1.2 Vorwärtsspurkammern

Die Grundlage der Vorwärtsspurkammern (FTD) bilden drei sogenannte »Supermodule«, welche identisch aufgebaut sind. Ein Modul besteht aus einer planaren Driftkammer (*Planar Drift Chamber* PDC), einer Vieldrahtproportionalkammer (*Forward Proportional Drift Chamber*FWPC), einer Übergangsstrahlungseinheit (*Transition Radiator* TR) und einer radialen Driftkammer (*Radial Drift Chamber* RDC). Dabei ist die PDC dreischichtig mit je 32 parallelen Zellen, wobei jede Schicht zur Verbesserung der Ortsauflösung in der Orientierung dieser Zellen um 60^o verdreht wurde. Die RDC enthält 48 symmetrisch in ϕ angeordnete Zellen. PDC und RDC ermöglichen Auflösungen von

$$\begin{aligned} \sigma_{r\phi} &\approx 200\mu\text{m} \\ \sigma_{xy} &\approx 160\mu\text{m} \\ \text{Doppelspurauflösung} &\approx 2\text{mm} \end{aligned}$$

Die TR bestehen aus mehreren Lagen Polypropylen. Die in ihnen entstehende Röntgenstrahlung wird in der RDC in einem Gasgemisch mit hohem Photo-Ionisationsquerschnitt nachgewiesen.

3.1.3 Proportionalkammern

Fast der gesammte Polarwinkelbereich von 5^o bis 175^o wird von Proportionalkammern abgedeckt. Wegen ihrer hohen Signalgeschwindigkeit werden sie zum Triggern von Ereignissen verwendet.Dabei decken die FWPC den Vorwärtsbereich ab. Für den Zentralbereich gibt es eine innere Proportionalkammer (*Central Inner Proportional chamber* CIP), zweilagig vor der CIZ angeordnet und eine äußere Kammer (*Central Outer Proportional chamber* COP), ebenfalls in zwei Lagen bei der COZ.
Vor dem rückwärtigen Kalorimeter befindet sich eine vierlagige Proportionalkammer (*Backward Proportional Chamber* BPC), welche neben ihrer Triggerfunktion einen wichtigen Beitrag zur Rekonstruktion der Spuren weit rückwärts gestreuter Teilchen leistet (z.B. das Elektron in tief unelasitischen Streuprozessen mit relativ geringem Impulsübertrag $Q^2 < 100\text{GeV}^2$).

3.2 Das Flüssigargon-Kalorimeter

Flüssiges Argon (*Liquid Argon* LAr) als aktives Medium eines Sampling-Kalorimeters ist seit langem gebräuchlich [Wil74]. Der erforderliche Kühlungsaufwand (Siedetemperatur von Argon: 87.5K) wird durch eine Reihe von Vorteilen aufgewogen:

- Als Edelgas ist Argon strahlungsresistent und über lange Zeiträume stabil. Zusätzlich friert durch die Kühlung ein Großteil der Verunreinigungen aus.
- Die Elektronenbeweglichkeit von $\sim$ 5mm/μs bei einem Feld von 1kV/mm [Wil74] erlaubt eine schnelle Ladungssammlung und führt zu akzeptablen Totzeiten des Detektors.
- Bei relativ hoher Dichte ($\rho_{LAr} = 1.4\text{g/cm}^3$) hat flüssiges Argon eine kleine Ionisationsenergie ($\mathrm{E_{ion}} = 23.6\text{eV}$) und dadurch und wegen der geringen Rekombinationswahrscheinlichkeit eine hohe Ladungsausbeute und -sammlungseffizienz.
- Die Homogenität des flüssigen Argons ermöglicht eine feine Granularität des Detektors.

Vernachlässigt man Rekombinationsverluste und Verunreinigungen, so gilt für den von n ionisierten Argonionen zur Zeit t erzeugten Strom I [Wil74]

$$I(t) \;=\; n \cdot e \frac{1}{t_D}\left(1 - \frac{t}{t_D}\right) \tag{3.1}$$

(t_D: mittlere Elektrondriftzeit für eine Argonschicht der Dicke D). Damit ist die in der Driftzeit gesammelte Ladungsmenge

$$Q(t_D) = \int_0^{t_D} I(t)\,dt = n \cdot e \frac{1}{t_D}\left(t - \frac{t^2}{2t_D}\right)\Bigg|_0^{t_D} = \frac{1}{2}\, n \cdot e \tag{3.2}$$

Die positiven Argonionen tragen wegen ihrer sehr viel geringeren Beweglichkeit nicht zum Signal bei.

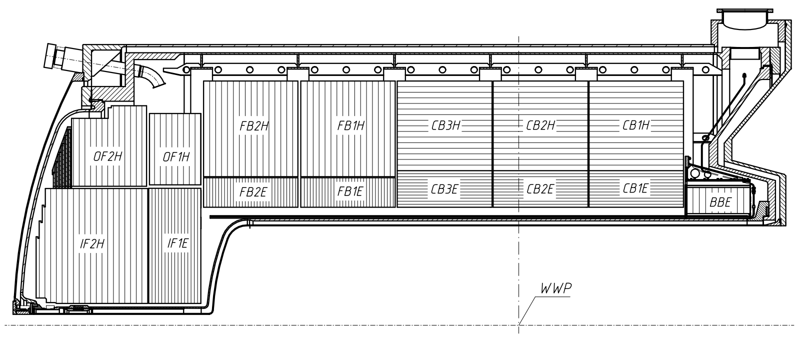


Abbildung 3.4: *Die obere Hälfte des LAr-Kalorimeters im Kryostaten*

Abbildung 3.5: *Linien konstanter Wechselwirkungslänge λ im Kalorimeter*

3.2.1 Aufbau

Das H1-Flüssigargon-Kalorimeter LArC (s.Abb.3.4) besteht aus acht Rädern, die nach ihrer Lage benannt sind (z.B. *Central Barrel* CB). Bis auf I/OF2 und das BBE besteht jedes Rad aus einem inneren elektromagnetischen und einem äußeren hadronischen Teil. Im elektromagnetischen Teil wird Blei als Absorbermaterial verwendet. Dieser hat vom Wechselwirkungspunkt gesehen je nach Rad etwa 20-30 Strahlungslängen X_0 Tiefe. Das passive Material des hadronischen Teils ist Edelstahl. Insgesamt muß ein einfallendes primäres Hadron etwa 4.5 bis 8 nukleare Wechselwirkungslängen λ durchqueren, um das Kalorimeter verlassen zu können (s.Abb.3.5).

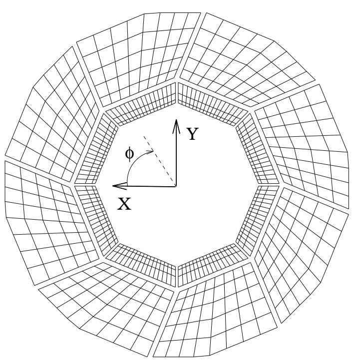


Abbildung 3.6: *Das FB in der $r\phi$-Ebene*

Den Aufbau des Kalorimeters in der $r\phi$-Ebene zeigt die nebenstehende Abbildung anhand des FB. Jedes einzelne der Räder besteht aus acht Modulen[2] (*Stacks*). Konstruktionsbedingte Spalte zwischen den Stacks (*cracks*) werden zur Verlegung von signalführender Elektronik genutzt.

Insgesamt besteht das Kalorimeter aus $\sim$ 45000 einzeln auslesbaren Zellen, wobei der elektromagnetische Teil feiner segmentiert ist als der hadronische, um die kompaktere Struktur elektromagnetischer Schauer auflösen zu können.

Der abgedeckte polare Winkelbereich θ liegt bei $4^o < \theta < 155^o$.

Auslesestrukturen

Die Bleiabsorberplatten der elektromagnetischen Stacks (s.Abb.3.7) sind zu Hochspannungs- und Ausleseplatten zusammengefaßt. Bei ersteren liegt an einer hochohmigen Ruß-Leim-Beschichtung ($\sim$ 5M$\Omega/\Box$) die negative Betriebshochspannung. Dabei schützt diese Schicht vor elektrischen Durchschlägen. Die im flüssigen Argon zwi-

---

[2] IF und OF2 bestehen mechanisch aus Halbrädern

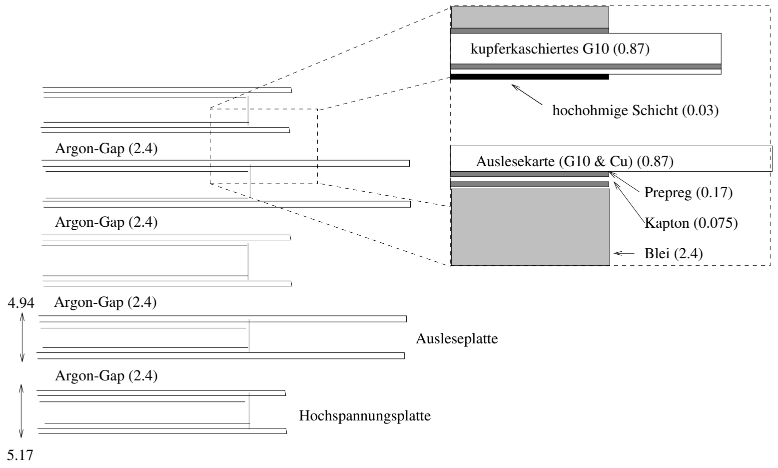


Abbildung 3.7: *Longitudinaler Aufbau des elektromagnetischen Kalorimeters (alle Maße in mm)*

schen den Platten erzeugten Elektronen driften zum Massenpotential der Ausleseplatten und werden von den aufgeklebten Auslesekarten gesammelt.

In den hadronischen Stacks (s.Abb.3.8) sind die Auslesekarten von der Absorberstruktur getrennt (*Independent Readout Boards*). Dadurch beeinflussen Dickeschwankungen der gröberen Stahlplatten nicht die Dicke der aktiven LAr-Schicht. Die Absorberplatten tragen auch hier eine hochohmige Schicht, an der die Spannung anliegt. Diese ist so gewählt, daß das elektrische Feld die Elektronen im Argon zu den zwischen den Absorbern gelegenen Ausleseeinheiten aus kupferkaschiertem G10-Material zwingt.

Die auf den Auslesekarten gesammelten Ladungen werden abgegriffen, das Signal analog vorverstärkt, in einem *Shaper* geformt und dann zur Weiterverarbeitung digitalisiert.

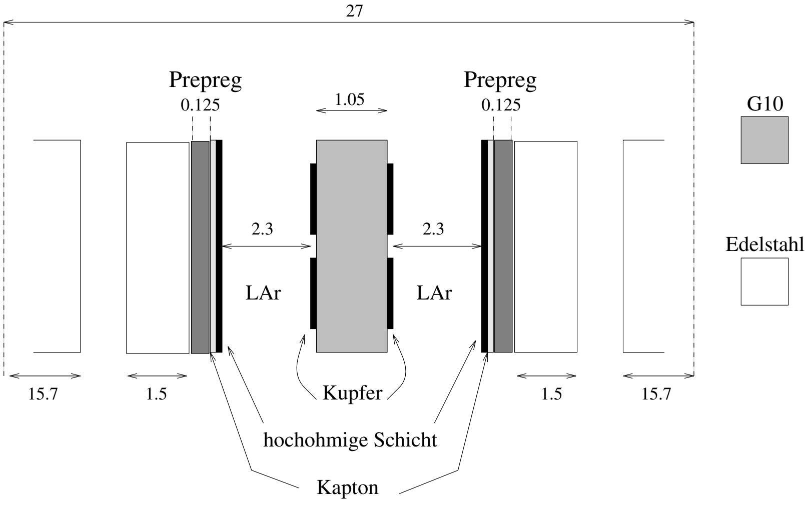


Abbildung 3.8: *Longitudinaler Aufbau des hadronischen Kalorimeters (alle Maße in mm)*

3.2.2 Kalibration

Um die im Kalorimeter deponierte Energie E_{dep} zu bestimmen, muß zum einen die Funktion $q_i = f_i(S_{dig})$ gefunden werden, die das Verhältnis von digitalisiertem Ausgangssignal und gesammelter Ladung für jeden Kanal i beschreibt. Hierzu wird in der »kalten« elektronischen Kalibration eine auf einem Kondensator gespeicherte Ladungsmenge Q_{cal} in unmittelbarer Nähe der Auslesezellen in den Signalweg eingespeist. In der »warmen« elektronischen Kalibration findet dieses Einspeisen außerhalb des Kryostaten am Eingang des Vorverstärkers statt. Wegen der dadurch entstehenden Nachteile durch Signalreflektionen [Sti92] wird soweit wie möglich auf die kalte Kalibration zurückgegriffen.

Zusätzlich muß das (von der Art des Teilchens abhängige) Verhältnis

$$c_{cal} = \frac{E_{dep}}{Q} \tag{3.3}$$

zur im Argon erzeugten Ladung Q bestimmt werden. Diese Messungen wurden für jeden Stacktyp in Teststrahlexperimenten [H1C93, H1C94] und für das ganze Kalorimeter durch Analyse kosmischer Myonen [Sti92] durchgeführt.

Im Fall hochenergetischer Elektronen erfolgte durch einen Vergleich der gemessenen Energie mit Vorhersagen der Doppelwinkelmethode [Ben91] in tief unelastischen und QED-Compton-Ereignissen eine Überprüfung der Kalibration [Ker95]. Eine Untersuchung bei sehr niedrigen Energien ($<$ 1.5GeV) erlauben durch kosmische Myonen erzeugte, in den Spurkammern nachgewiesene Elektronen [Gay92]. Eine Kontrolle der hadronischen Kalibration ist durch Studium der Transversalimpuls-Balance zwischen gemessenem Elektron und hadronischem Endzustand möglich [Ga95a].

3.2.3 Clustering und Gewichtung

Bei der Rekonstruktion der im Kalorimeter deponierten Energiesignale werden benachbarte signalgebende Zellen nach einem festgelegten Schema zu Gruppen (*Cluster*) zusammengefaßt.

Der erste Schritt ist eine Rauschunterdrückung. Zeichnet man die Signale der Zellen in Zeiträumen auf, in denen mit Sicherheit kein Ereignis stattgefunden hat[3], ergibt sich eine gaußförmige Rauschverteilung, deren Mittelwert (*Pedestal*) und Standardabweichung σ_{noise} für jede einzelne Zelle charakteristisch sind (das Energieäquivalent von σ_{noise} liegt im allgemeinen zwischen 10MeV und 30MeV [H193a]). In der Auswertung von Ereignissen werden nun nur Zellen berücksichtigt, deren Signalbetrag um einen bestimmten Faktor x über σ_{noise} liegt (BBE und CB: $x = 2$, FB:$x = 2.5$, IF: $x = 3$). Um das Datenvolumen zu reduzieren, erfolgt dieser Schnitt schon während der Datennahme durch entsprechende Prozessoren *online*. In einem zweiten, topologischen Schnitt werden nur noch die Zellen verwendet, deren Signal über $4 \cdot \sigma_{noise}$ liegt oder die an eine Zelle grenzen, die diese Schwelle überschreitet.

Die verbleibenden Zellen mit ihren nicht gewichteten Signalen (entsprechend einer Energiedeposition durch Elektronen oder Photonen → »elektromagnetische Skala«) sind der Ausgangspunkt für den Clusteralgorithmus. Es werden zunächst »zweidimensionale« Gruppen benachbarter Zellen zusammengefaßt, die dann in Schichten den eigentlichen

---

[3] Diese Aufzeichnungen liefern auch »künstliches« Rauschen für Monte-Carlo-Simulationen

Cluster bilden. Durch die Gaußverteilung des Rauschens können Cluster mit negativer Gesamtenergie entstehen. Diese werden verworfen. Cluster mit einer Signifikanz

$$S = \sqrt{\sum_{cell\ i} \left(\frac{E_i}{\sigma_{noise}}\right)^2} \geq 8 \tag{3.4}$$

gelten als »prominent« . Zellenergien, die nicht in einem Zylinder mit Radius 50cm um den Schwerpunkt eines prominenten Clusters deponiert wurden, setzt man auf 1MeV (Die völlige Verwerfung unterbleibt aus technischen Gründen).

Energieverluste durch passives Material vor den Stacks und in den Cracks werden durch die Addition von in Simulationsrechnungen bestimmten Energiemengen zu den Zellen der inneresten Kalorimeterlage bzw. an den Modulgrenzen näherungsweise ausgeglichen.

Als nicht kompensierend (Abbildung 3.9 zeigt das Signalverhältnis von Elektronen zu Pionen gleicher Energie in CB und IF) erfordert das Kalorimeter eine Identifikation der Cluster als elektromagnetisch oder hadronisch, um diese anschließend entsprechend zu gewichten. Dabei gilt ein Cluster als elektromagnetisch, wenn seine Energie über 1GeV liegt, mindestens 80% seiner Energie im elektromagnetischen Teil des Kalorimeters deponiert wurden und das Verhältnis dieser Energie zur Energie in der ersten Kalorimeterlage in einem typischen Bereich liegt [H1C94']. Zusätzlich wird die Kompaktheit des Clusters dadurch gesichert, daß seine höchstenergetische Zelle einen Mindestanteil der Gesamtenergie enthalten muß. Cluster über 1GeV, die die übrigen elektromagnetischen Forderungen nicht erfüllen, werden als hadronisch angenommen. Liegt die Clusterenergie unter 1GeV, so erfolgt eine Klassifizierung als hadronisch, wenn der Clusterschwerpunkt tiefer als 0.33λ im Kalorimeter liegt oder die Dichte der Energiedeposition stark von der Erwartung für Elektronen und Photonen abweicht [Kub94].

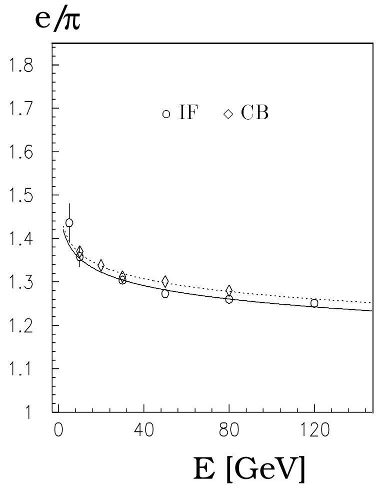


Abbildung 3.9: *e/π-Verhältnis für IF und CB (aus [H1C93])*

Die hadronischen Cluster faßt man zu hadronischen Objekten zusammen. Diesen werden unter bestimmten Bedingungen [She93] auch einzelne Zellen, sowie Zellen, deren Cluster nicht eindeutig identifiziert werden konnten, zugeordnet. Je nach Energie des hadronischen Objekts auf der elektromagnetischen Skala erfolgt eine linear (E $\leq$7GeV) oder exponentiell (E $\geq$10GeV) energieabhängige Gewichtung [Loc92, Kub94] der einzelnen Zellen zur Erlangung eines e/h von 1. Diese beiden Gewichtungsansätze gehen im Bereich 7GeV$\leq$ E $\leq$10GeV fließend ineinander über (nähere Erläuterungen finden sich in [Loc92,Kub94]).

Tabelle 3.2 faßt noch einmal wichtige Eigenschaften des LAr-Kalorimeters zusammen.

Das LAR-Kalorimeter	elektromagnetischer Teil	Hadronischer Teil
Granularität	10 bis 100cm^2	50 bis 2000cm^2
Tiefe	20 bis 30 X_0	4.5 bis 8 λ
Kanäle	30784	13568
Auflösung $\sigma(E)/E$	$12\%/\sqrt{E_e} \oplus 1\%$	$\approx 50\%/\sqrt{E_h} \oplus 2\%$
Rauschen σ_{noise}	10 bis 30 MeV	
polarer Winkelbereich	$4^o < \theta < 155^o$	

Tabelle 3.2: *Einige Eigenschaften des LAr-Kalorimeters*

3.3 Weitere Detektorkomponenten

Vor- und rückwärtige Kalorimeter

Im extremen Vorwärtsbereich ($0.6^o < \theta < 3^o$) dient das PLUG-Kalorimeter (*plug*: Stopfen) dem Nachweis von Hadronen. Das Auflösungsvermögen $\sigma(E)/E$ dieses Kupfer-Silizium-Kalorimeters beträgt für die deponierten Energien ungefähr $1.5/\sqrt{E}$ (E in GeV). Den rückwärtigen Bereich deckte in der Datennahmeperiode 1994 das BEMC (*Backward ElectroMagnetic Calorimeter*) ab. Dieses Blei-Szintillator-Kalorimeter mit 472 Auslesekanälen diente vor allem der Energiemessung des gestreuten Elektrons im Winkelbereich von 151^o bis 177^o und erreichte hier ein $\sigma(E)/E$ von $\sim 10\%/\sqrt{E} \oplus 1.7\%$. Die Messung von Hadronen wurde durch die Tiefe von weniger als einer nuklearen Wechselwirkungslänge λ erschwert.
Seit 1995 ist in diesem Bereich das SPACAL (*SPAghetti CALorimeter*) installiert, welches zum einen feiner segmentiert ist, zum anderen einen eigenen hadronischen Teil besitzt.

Myondetektoren

Durch die geringe Wahrscheinlichkeit für Bremsstrahlung und das Fehlen starker Wechselwirkung haben Myonen ein hohes Durchdringungsvermögen. Im Zentralbereich werden sie in Streifen- und Drahtdetektoren (*streamer tubes*) nachgewiesen, die in das feldrückführende Eisenjoch der supraleitenden Spule implementiert sind (»instrumentiertes Eisen«).
In Vorwärtsrichtung befindet sich ein Myondetektor, der aus vor und hinter einem Toroidmagneten angeordneten Driftkammern besteht. Dieser Detektor überdeckt den Winkelbereich von 3^o bis 17^o.

ToF

Ein Mittel zur Reduktion von strahlinduziertem Untergrund bilden die vor und hinter dem Detektor installierten Flugzeitsysteme (*Time of Flight* ToF), welche sicherstellen, daß Detektorsignale von Teilchen stammen, deren Ursprung nahe dem nominellen Wechselwirkungspunkt liegt.

Luminositätsmessung

Die Luminositätsmessung am H1-Experiment erfolgt über den Bethe-Heitler-Prozeß

$$ep \rightarrow ep\gamma \ ,$$

dessen Wirkungsquerschnitt groß und exakt berechenbar ist. Die Rate dieses Prozesses wird mit Hilfe eines Elektrontaggers (ET, 33m in Rückwärtsrichtung installiert) und eines Photondetektors (PD, 102,9m) bestimmt. Beides sind Kristall-Kalorimeter, in denen Čerenkov-Licht erzeugt und nachgewiesen wird.

Zusätzlich dient der ET dem Nachweis des gestreuten Elektrons in Photoproduktionsereignissen. Der PD kann zum Nachweis radiativer Ereignisse (*initial state radiation*) genutzt werden.

Abbildung 3.10 zeigt den schematischen Aufbau des Systems.

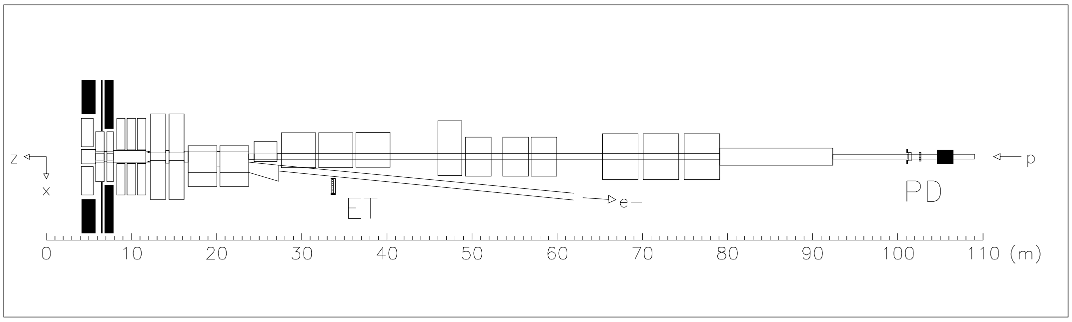


Abbildung 3.10: *Das Luminositäts-System des H1-Detektors*

3.4 Trigger

Der Grundzeittakt des H1-Detektors ist das *Bunch Crossing* BC, die Kollision von Proton- und Elektronpaketen im Abstand von 96ns. Dies führt zu einer Signalfrequenz von ca. 10MHz. Dabei werden im *Pipeline*-Verfahren die Detektorsignale der letzten ~30 BC's gespeichert.

Diese Signale werden dann von vier hierachisch aufgebauten Triggerstufen (L1 - L4) mit steigender Komplexität bearbeitet, um relevante Ereignisse auszuwählen. In 1994 waren nur die erste und die vierte Stufe dieses Systems in Betrieb.

Dabei erhält L1 Signale von praktisch allen Detektorkomponenten. Diese Informationen werden in sogenannten Subtriggern zusammengefaßt (ein Beispiel für einen Subbtrigger: $zVtx - DCr\phi$, d.h. Spuren im zulässigen z-Vertexbereich, eine davon mit (0,0)-Ursprung in der xy-Ebene). Trigger mit einem hohen Untergrundanteil werden durch *Prescaling* (nur ein bestimmter Anteil der Ereignisse eines angesprochenen Triggers wird weitergeleitet) angeglichen. Insgesamt wird die Datenrate so auf eine Frequenz von $\sim$ 30Hz reduziert.

Auf L4-Niveau werden die einzelnen Detektorinformationen zu einem vorläufigen Gesamtereignis rekonstruiert. Diese rekonstruierte Information entscheidet über die endgültige

Speicherung des Ereignisses. Zusätzlich wird ein kleiner Teil der verworfenen Ereignisse behalten, um die Verlustfreiheit dieser Triggerstufe für physikalisch interessante Ereignisse untersuchen zu können. In einer fünften Stufe (L5) werden die Ereignisse nach vollständiger Rekonstruktion der Detektorinformation in Physik-Klassen eingeordnet (z.B. geladener Strom, J/Ψ-Kandidat usw.). Dabei wird auch eine Datenreduktion vorgenommen. Diese führt zu einem kompakten DST-Format (*Data Summary Tapes*), welches alle relevanten physikalischen Größen des Ereignisses für die weitergehende Analyse zur Verfügung stellt.

Kapitel 4

Datenselektion

Diese Analyse basiert auf Positron-Proton-Daten der Datennahmeperiode 1994 mit einer integrierten Gesamtluminosität von $\sim 3.4\mathrm{pb}^{-1}$. Es wurden diffraktiv erzeugte Vektormesonen aus Photoproduktion selektiert, und zwar ρ^0- und ϕ-Mesonen, identifiziert über die invariante Masse

$$m_{inv} = \sqrt{m_1^2 + m_2^2 + 2(E_1E_2 - \vec{p_1}\vec{p_2})}\ , \tag{4.1}$$

rekonstruiert aus ihren Zerfallsprodukten. Diese Ereignisklasse ist wegen der guten Isolation der einzelnen Spuren für Untersuchungen des Kalorimeters besonders geeignet. Zusätzlich wurde ein Datensatz von Protonen erstellt. Deren Selektion beruht auf einer Untersuchung des relativen Energieverlustes pro Weglänge dE/dx.

4.1 Selektion $\rho^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$

Das Verzweigungsverhältnis $\rho^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ ist $\sim 100\%$ [PDG92]. Die Grundanforderungen an ein ρ^0-Ereignis sind genau zwei rekonstruierte Spuren unterschiedlichen Vorzeichens in der CJC mit einer Anpassung an den primären Vertex und einer Unsicherheit im Impuls $< 10\%$. Zusätzlich wurden folgende Schnitte gemacht:

- Die im gesamten Vorwärtsbereich bis $\theta = 21^o$ im LAr-Kalorimeter gesammelte Energie ist $< 0.4\mathrm{GeV}$, das entspricht einer maximalen Pseudorapidität

  $$\eta_{max} = -\ln\tan\frac{\theta_{min}}{2} = 1.8 \tag{4.2}$$

  für höherenergetische Cluster. Hierdurch werden diffraktive Ereignisse ausgewählt.

- Der höhere Transversalimpuls $p_\perp$ der beiden Spuren ist $> 0.42\mathrm{GeV}$. Dieser Schnitt ist in der Ansprechschwelle des DCrϕ-Triggers begründet [H1-95].

- Der niedrigere der beiden Transversalimpulse ist $< 0.3\mathrm{GeV}$. Dies ergänzt die DCrϕ-Triggeranforderung [H1-95] und ist gleichzeitig ein Schutz vor kosmischen Myonen, die einen Zweikörperzerfall mit betragsgleichen, 180^o entgegengesetzten Spuren vortäuschen können.

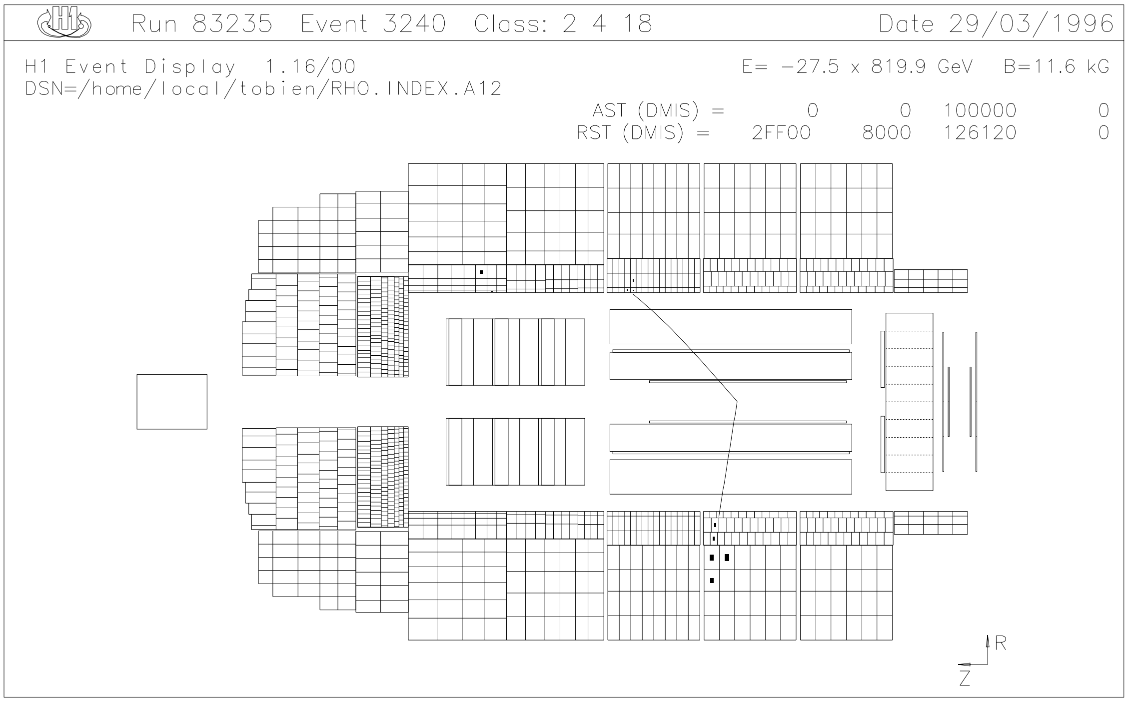


Abbildung 4.1: $\rho^0 \to \pi^+\pi^-$-*Kandidat im H1-Eventdisplay*

- Das Quadrat des gesamten Transversalimpulses

  $$[p_\perp^{ges}]^2 = (p_{x,1} + p_{x,2})^2 + ((p_{y,1} + p_{y,2})^2 \tag{4.3}$$

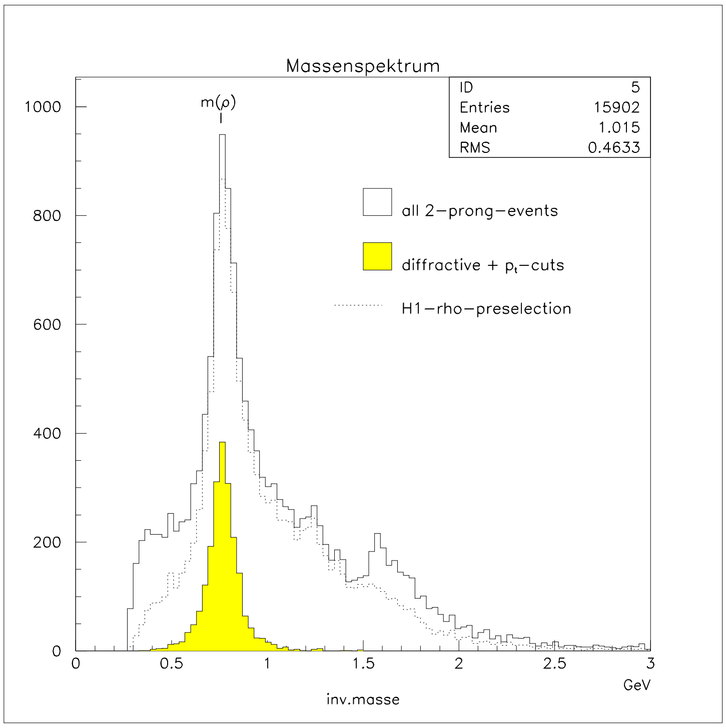
  ist $< 0.3\mathrm{GeV}^2$ (die ρ^0-Mesonen werden bevorzugt mit kleinem $p_\perp$ erzeugt).

- Zusätzlich führt eine Spur, die nach einer dE/dx-Analyse mit hoher Sicherheit nicht von einem Pion stammt, zur Zurückweisung des Ereignisses.

Abbildung 4.1 zeigt ein durch diese Schnitte selektiertes Ereignis. In Abbildung 4.2 ist oben das invariante Massenspektrum (π-Massenhypothese) für einen Teilsatz von ca. 16000 Zwei-Spur-Ereignissen zu sehen, die durch die L5-Klassifikation getroffene H1-Vorauswahl (*class18: rho-candidate*) und die Wirkung der oben beschriebenen Schnitte. Das untere Histogramm zeigt das Spektrum der endgültigen Ereignisauswahl von 33428 mutmaßlichen ρ^0-Zerfällen. Die Fitkurve folgt einer Breit-Wigner-Verteilung mit der [PDG92] entnommenen Zerfallsbreite von 0.15GeV. Mit der oben angeführten integrierten Luminosität $\mathcal{L}$, dem Photonflußfaktor $\mathcal{F}$ und einem Wirkungsquerschnitt $\sigma_{\gamma p \to \rho p}$ von $\sim 16\mu$b [H1-95] ergibt sich über

$$N_\rho = \mathcal{L} \cdot \mathcal{F} \cdot \sigma \cdot \epsilon \tag{4.4}$$

(N_ρ Anzahl der Ereignisse) eine Sammlungseffektivität ϵ im Prozentbereich.



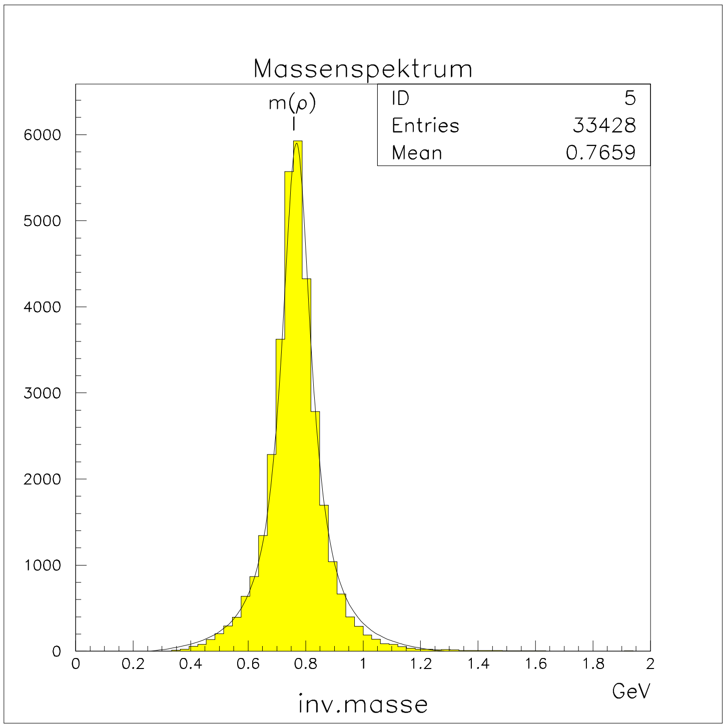


Abbildung 4.2: *Spektren der invarianten Massen für ρ^0-Zerfall (oben: Auswirkungen der Schnitte auf die H1-Vorselektion; unten: Das Spektrum aller selektierten Ereignisse)*

4.2 Selektion $\phi \rightarrow K^+K^-$

Das Verzweigungsverhältnis für den in der Spurkammer gut identifizierbaren Zerfall $\phi \rightarrow K^+K^-$ ist $\sim 50\%$ [PDG92]. Die Ausgangsdaten und Schnitte für die Selektion von geladenen Kaonen aus ϕ-Zerfällen sind analog zu den oben genannten der ρ^0-Auswahl. Allerdings liegen hier die Schwellen für $p_\perp^{min}$ und $p_\perp^{max}$ bei 0.4GeV bzw. 0.6GeV. Zusätzlich erfolgte ein Schnitt auf die invariante Masse mit Kaon-Massenhypothese:

- $2m_{K^\pm} = 0.987\text{GeV} \leq m_{inv} \leq 1.1\text{GeV}$

Das linke Histogramm in Abbildung 4.3 zeigt das resultierende Spektrum. Keines der selektierten Ereignisse liegt bei einer Berechnung der invarianten Masse auf Basis von $m_{\pi^\pm} = 0.139\text{GeV}$ in der Nähe von $m_{\rho^0} = 0.768\text{GeV}$. Das Spektrum zeigt einen logarithmischen Anstieg des Untergrunds unter einer Breit-Wigner-Resonanz bei $m_\phi = 1.019\text{GeV}$ mit einer Breite von 0.004GeV [PDG92].

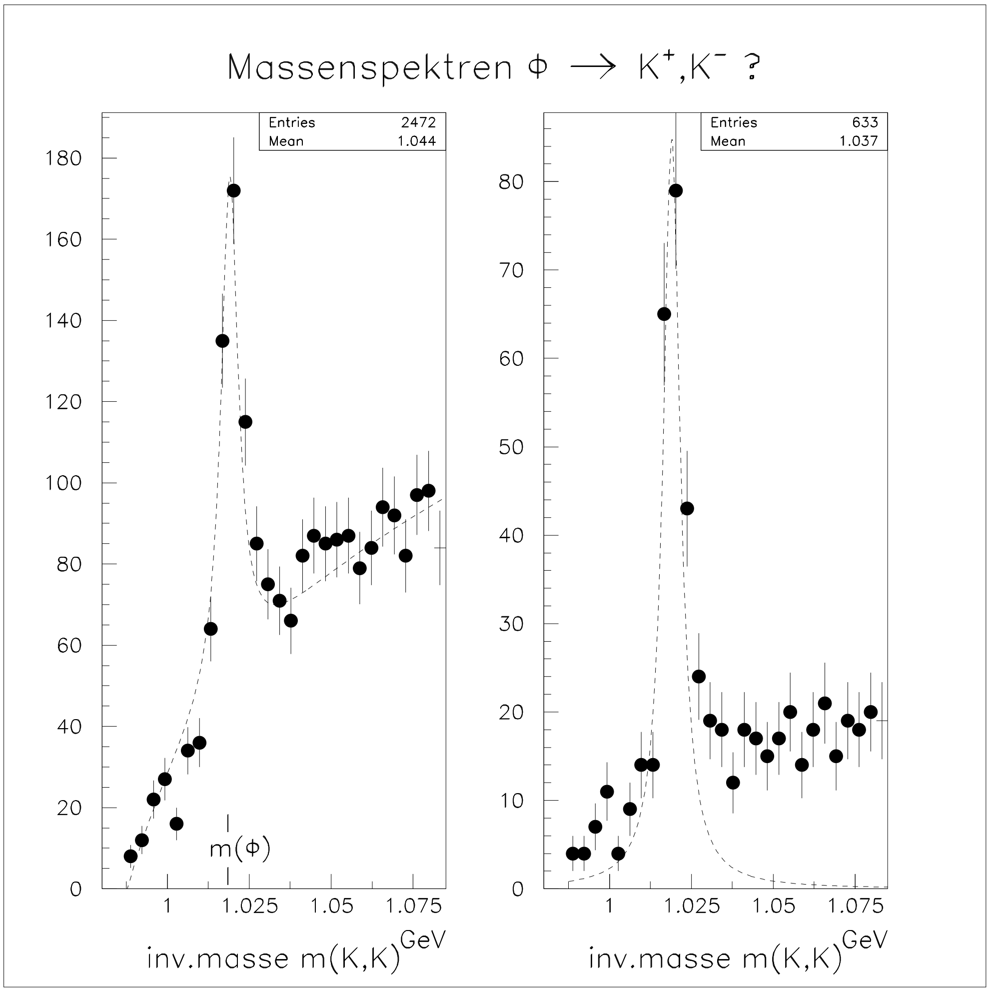


Abbildung 4.3: *Spektren der invarianten Massen für ϕ-Zerfall (rechts mit zusätzlicher dE/dx-Bedingung)*

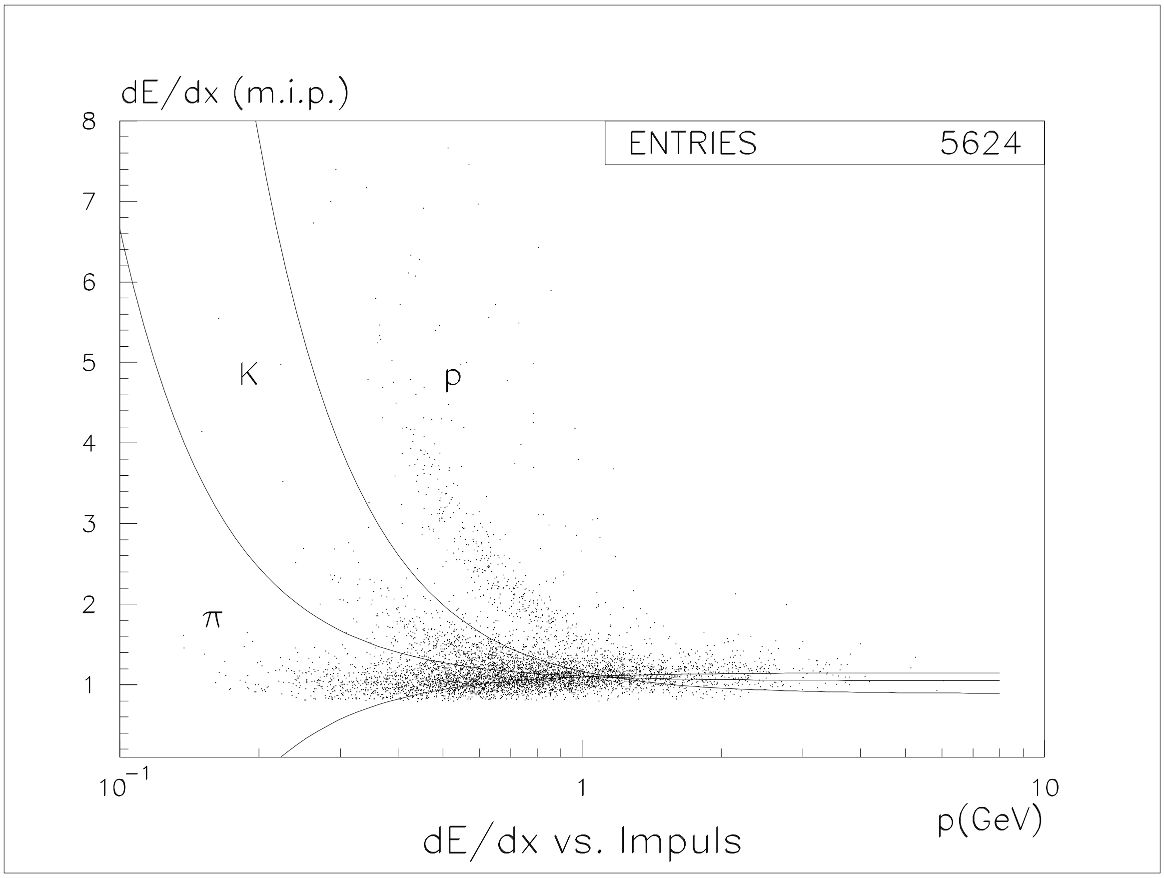


Abbildung 4.4: *dE/dx-Verteilung für $\phi \rightarrow K^+K^-$-Kandidaten. Die drei Kurven begrenzen den Bereich der dE/dx-Kaonselektion*

Betrachtet man das dE/dx-Spektrum der Spuren in der CJC (Abb.4.4), so läßt sich der Untergrund reduzieren. Deutlich erkennt man die Bänder von Pionen, Kaonen und Protonen sowie einige einzelne Einträge im Deuteronband. Fordert man nun mindestens ein dE/dx-identifiziertes Kaon, so verbessert sich das Signal klar (Abb.4.3 rechts). Im Massefenster 1.005GeV $\leq m_{selevt} \leq$ 1.03GeV verbleiben 239 ϕ-Kandidaten mit einem geschätzten Untergrund von ca. 40 Ereignissen. Diese Zahlen liegen in der erwarteten Größenordnung [ZEU96].

4.3 Selektion der Protonen

Die Auswahl des Proton-Datenmusters erfolgte nicht über die Identifikation eines physikalischen Ereignisses sondern allein durch Analyse des Energieverlustes pro Weglänge dE/dx. In Abbildung 4.5 ist das Spektrum von 2612 selektierten Protonen zu sehen. Die Auswahl endet bei einem Impuls von 1GeV, um eine gute Separation zu gewährleisten.

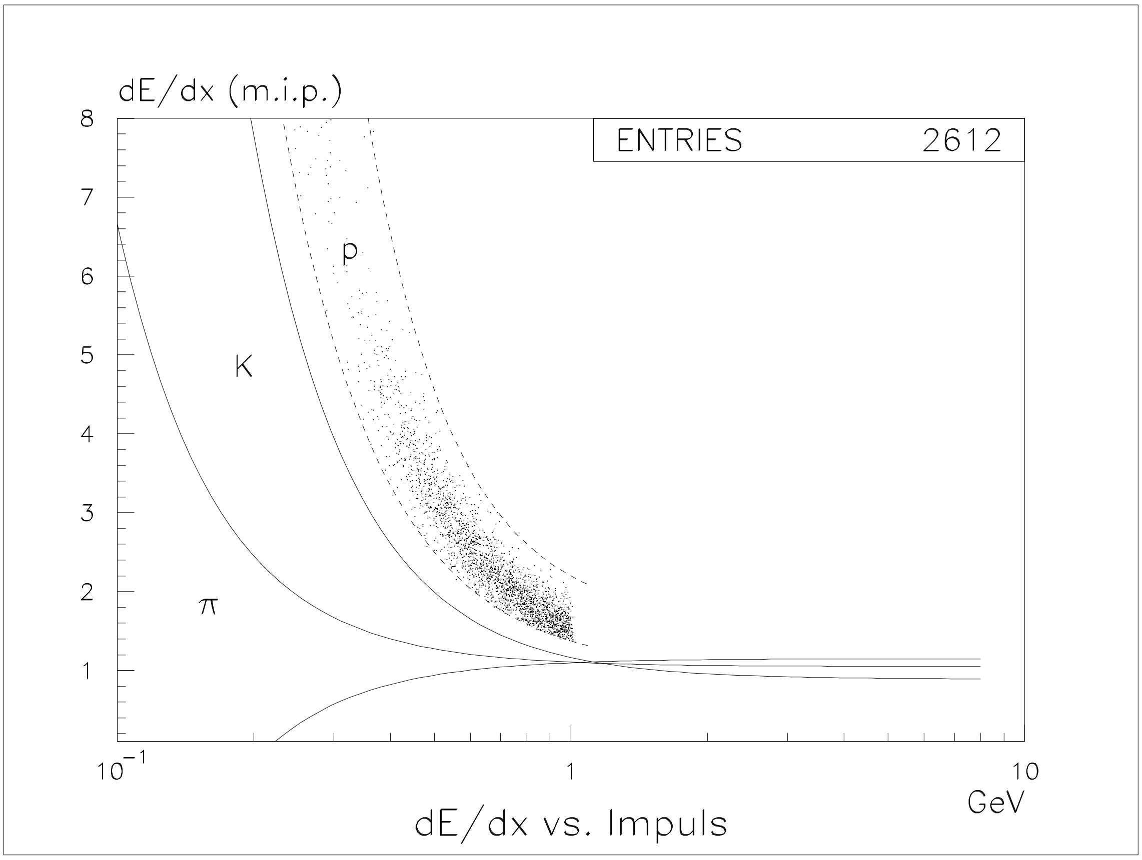


Abbildung 4.5: *dE/dx-Verteilung für Proton-Selektion*

4.4 Resultierendes Datenmaterial

4.4.1 Pionspektren

Abbildung 4.6 zeigt die Polarwinkelverteilung der für die Untersuchung selektierten Pionen, das Impulsspektrum sowie den Abstand beider Spureintrittspunkte in das Kalorimeter. Die Winkel- und Impulsverteilungen zeigen ein statistisch befriedigendes Ausgangsmaterial für die Untersuchung des zentralen LAr-Kalorimeters (FB1,FB2,CB1,CB2,CB3) im Impulsbereich bis knapp über 1GeV. Die im Impulsspektrum sichtbare Struktur ist eine Folge des $p_{\perp}^{min} p_{\perp}^{max}$-Selektionsschnittes. Eine gute Separation der beiden Spuren, die eine Untersuchung des Ansprechverhaltens auf einzelne Teilchen erst ermöglicht, ergibt sich aus dem angegebenen Spurabstand bei Eintritt in das Kalorimeter. Die Spitze beim Kalorimeterdurchmesser von ca. 2m läßt sich mit der annähernden θ-Symmetrie der Spuren der Zerfalls-Pionen bei vielen Ereignissen erklären (siehe z.B. Abb.4.1).

4.4.2 Kaonspektren

Auffälligster Unterschied der Kaon- zu den Piondaten ist die sehr viel niedrigere Statistik (53833 $\pi^{\pm}$-Spuren $\leftrightarrow$ 408 $K^{\pm}$-Spuren im untersuchten Kalorimeterbereich, s.Abb.4.7).

Der abgedeckte Impulsbereich ist dabei ähnlich.

Durch den sehr viel kleineren zur Verfügung stehenden Phasenraum des ϕ-Zerfalls ($2m_{K^\pm}$ nur wenig kleiner als m_ϕ) und den daraus häufig resultierenden kleinen Öffnungswinkel der beiden Kaonspuren im Laborsystem liegen die Eintrittspunkte dieser Spuren oftmals nahe beieinander, so daß eine Untersuchung des Kalorimetersignals in Abhängigkeit dieses Abstandes möglich ist.

4.4.3 Protonspektren

Die Protonwinkelverteilung zeigt ein Übergewicht in Vorwärtsrichtung (s.Abb.4.8). Die zur Verfügung stehenden Protonimpulse reichen auf Grund der Selektionsforderungen (vergl.Kap.4.3) bis 1GeV.

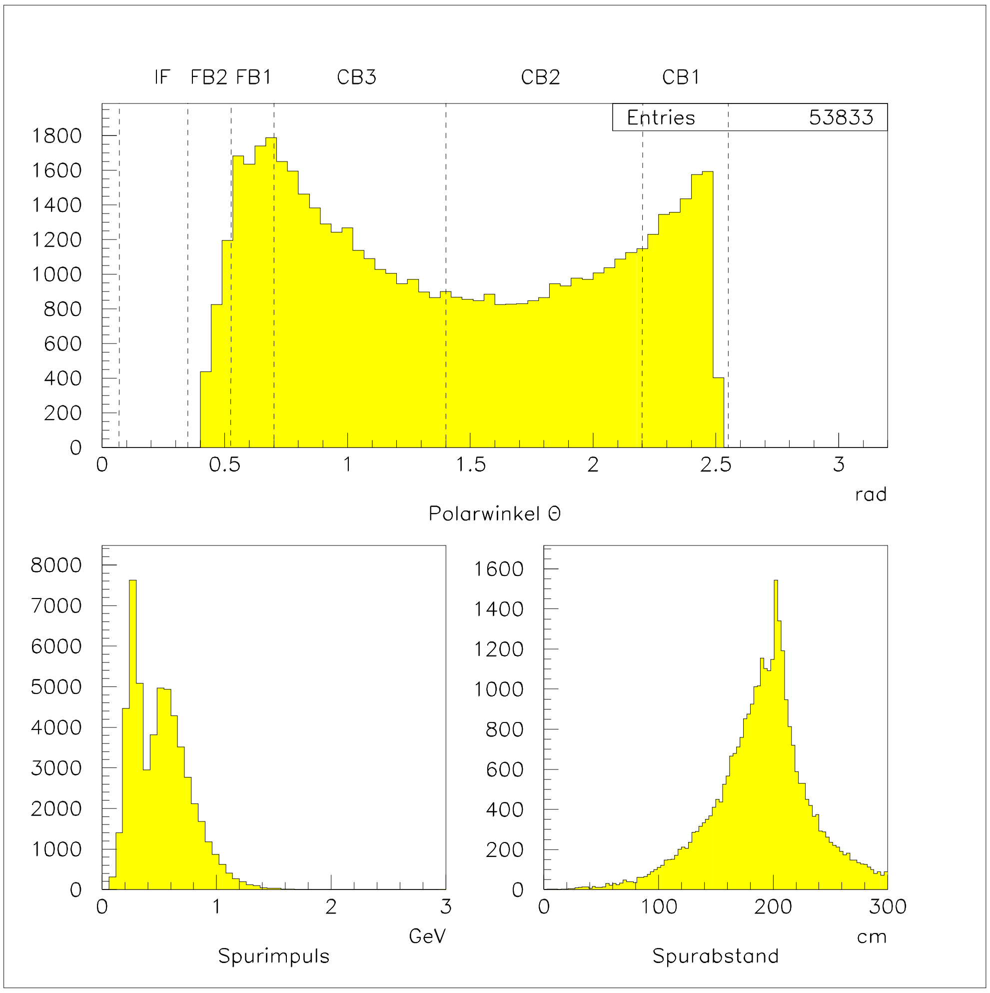


Abbildung 4.6: *Datenspektren für* $\pi^\pm$

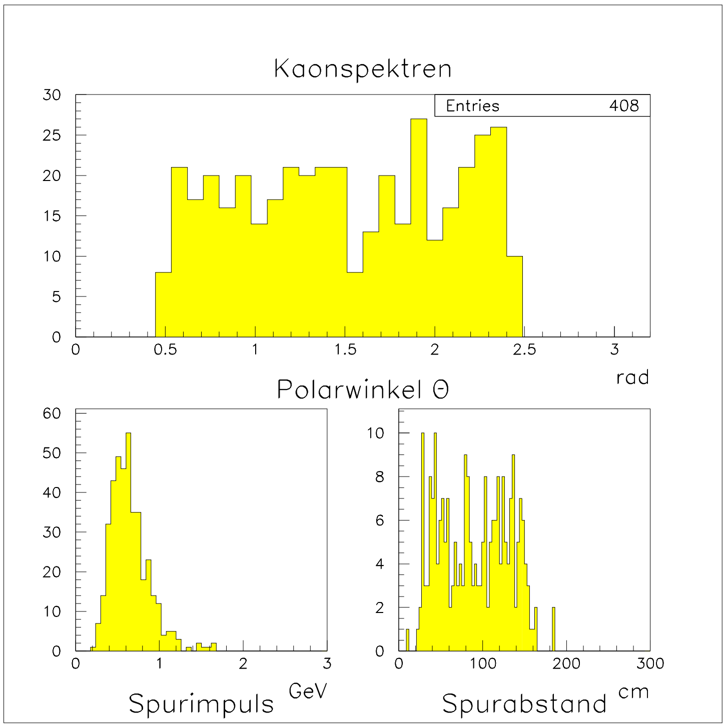


Abbildung 4.7: *Datenspektren für die selektierten* $K^{\pm}$

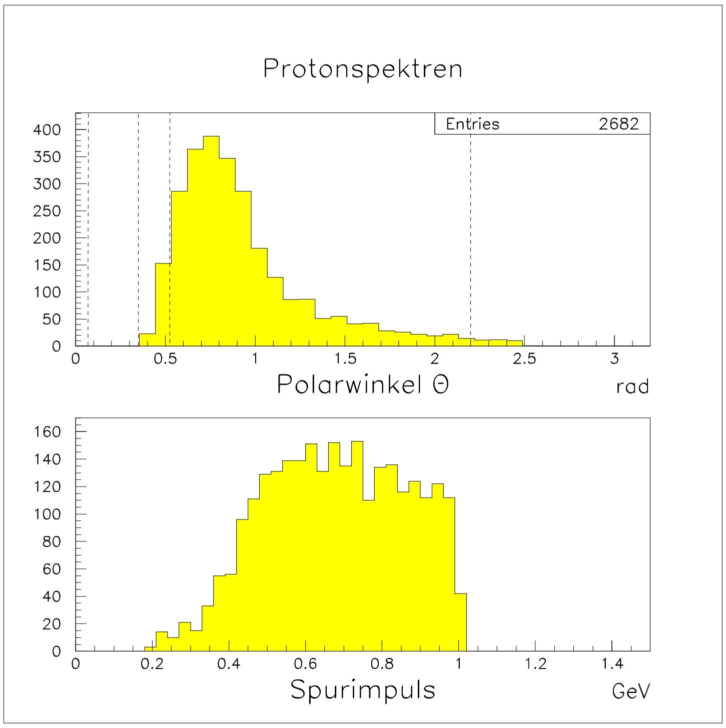


Abbildung 4.8: *Datenspektren für die selektierten Protonen*

Kapitel 5

Vergleich von Experiment und Simulation

Das Verständnis der Detektoreinflüsse auf die im Experiment aufgezeichneten physikalischen Ereignisse ist für deren Interpretation unerläßlich. Eine Möglichkeit zur Bestimmung dieser Einflüsse bieten Simulationsrechnungen.

5.1 Simulation der Ereignisse

Um einen identischen Ausgangspunkt für die Analyse von Daten und Simulation zu erhalten, werden die Parameter der Ereignisse (Impulse, Spurwinkel usw.) in einer H1PHAN-Routine (*H1 PHysical ANalysis*) für die Daten vom DST extrahiert und gespeichert. Gleichzeitig erzeugt das Programm Monte-Carlo-Generatorbänke, in die diese Parameter kopiert werden (ein ähnlicher Ansatz findet sich - neben der Verwendung von simulierten Ereignissen der tief unelastischen Streuung - in [Loc95]).

Die so erzeugten Generatorbänke dienen als Ausgangsmaterial der physikalischen Ereignissimulation im Programm H1SIM [H193b]. Deren Endergebnis sind »künstliche« Detektordaten, die mit der Standardrekonstruktion H1REC in das DST-Format umgewandelt werden. Danach steht für die Untersuchung ein vergleichbarer[1] Datensatz von realen und simulierten Daten zur Verfügung.

Abbildung 5.1 zeigt die beschriebene Analysekette bzw. -schleife noch einmal in einer schematischen Darstellung.

5.1.1 Schauerparametrisierung: GHEISHA und CALOR

In dieser Analyse wurden die zwei Programme GHEISHA [Fes85] und CALOR [Gab90] zur Simulation hadronischer Schauer genutzt. Beide laufen im Rahmen von GEANT [Bru87], welches einen »virtuellen« H1-Detektor aus geometrischen Grundformen (Zylinder, Quader, ...) entsprechender Materialien aufbaut und dann den Weg der simulierten Teilchen durch dieses Gebilde verfolgt, wobei es die Wechselwirkungen mit dem Detektor auf Basis der physikalischen Wirkungsquerschnitte mit Hilfe von Zufallszahlen berechnet.

---

[1] Die Übereinstimmung ist nicht absolut, da es ca. 10% Rekonstruktionsverluste bei den Spuren gibt, z.B durch erfolglosen Vertex-Fit

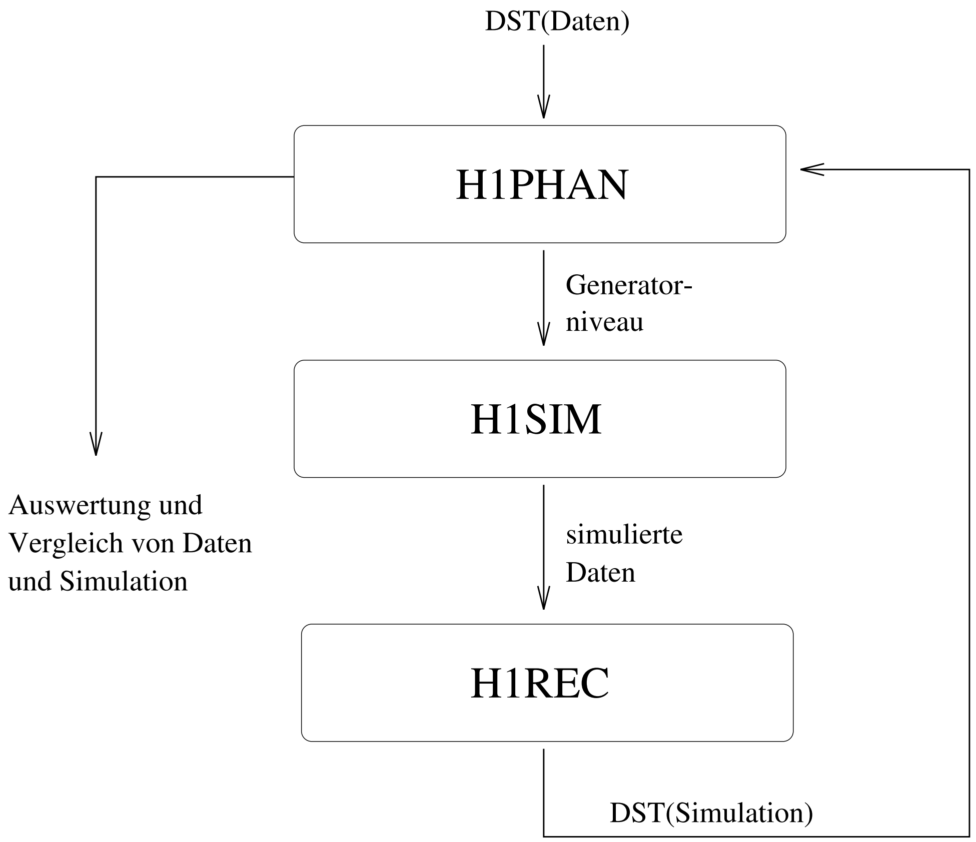


Abbildung 5.1: *Schematische Darstellung der Analysekette*

Während die Simulation elektromagnetischer Schauer ob der fundierten theoretischen Grundlagen wenig Probleme bereitet, ist die Situation bei hadronischen Wechselwirkungen schwieriger (s.auch Kap.2).

GHEISHA

Das Programm GHEISHA (mit der Option H1FAST, die den Rechenaufwand für die Parametrisierung durch eine Beschränkung der Simulationstiefe reduziert [Rud92]) ist der Standard für H1-Schauersimulationen (eine detaillierte Beschreibung der Simulations- und Rekonstruktionsmechanismen für das LArC findet sich in [She93]). GHEISHA unterscheidet zwischen kohärenten und inkohärenten Wechselwirkungen, d.h. Wechselwirkungen des Teilchens mit dem ganzen Kern oder mit dessen Nukleonen. GHEISHA parametrisiert Größen wie Teilchenmultiplizitäten, Impulsverteilungen oder Wirkungsquerschnitte an Hand von Meßdaten. Die Simulation inkohärenter Wechselwirkungen geht dabei von einem vereinfachten Modell aus, in dem in einem ersten Schritt Daten von Streuexperimenten an freien Nukleonen verwendet werden und dann der so erzeugte Zwischenzustand mit Hilfe von Kerndaten weiterentwickelt wird. Proton- und Neutronwirkungsquerschnitte werden als identisch angenommen. Ist die Dateninformation in einem bestimmten Bereich nicht ausreichend, so erfolgt die Berechnung der relevanten Größen im Rahmen des naiven Quark-Parton-Modells.

CALOR

Vergleiche mit CERN-Teststrahldaten wurden auch mit dem Schauersimulationsprogramm CALOR durchgeführt [Kor94, Spi94]. CALOR ist eine Sammlung einzelner Programme mit unterschiedlichen Schwerpunkten. Die hadronischen Wechselwirkungen in Materie werden dabei von den Programmen HETC [Gab85], welches die Reaktionen geladener Pionen, Myonen und Protonen in energieabhängigen Modellen simuliert, und MICAP [Joh88], welches für Neutronen zuständig ist, nachgebildet. Im Unterschied zu GHEISHA simuliert CALOR alle Wechselwirkungen der intranuklearen Kaskade explizit, so daß es im Vergleich der beiden Programme bei gleichen simulierten Teilchen zu unterschiedlichen Ergebnissen kommen kann [Kor94, Spi94].

Für beide Schauersimulationen wurde von der H1FAST-Option (s.o.) Gebrauch gemacht. Ein Test der rechenzeitintensiven vollständigen Simulation, unter Benutzung von GHEISHA an einigen hundert ρ^0-Ereignissen durchgeführt, erbrachte im Endergebnis von statistischen Abweichungen abgesehen identische Resultate.

GHEISHA wurde in die GEANT-Version 3.15 eingebunden, CALOR verlangt GEANT 3.21. Ein Vergleich dieser beiden GEANT-Versionen an Hand eines kleinen Datensatzes (Schauersimulation mit GHEISHA) zeigte keine signifikanten Unterschiede.

Die in [Gay96] für CALOR vorgeschlagenen Energiekorrekturen der hadronischen Stacks wurden nicht verwendet.

5.2 Das im Kalorimeter gemessene Signal

5.2.1 Energiesammlung

Für die Zuordnung der im Kalorimeter gemessenen Energie zur Teilchenspur extrapoliert man diese zunächst bis zum Eintrittspunkt in das Kalorimeter. Ausgehend von diesem Punkt wird die Energie auf Zell- und auf Clusterniveau gesammelt (s.Abb.5.2). Zellen

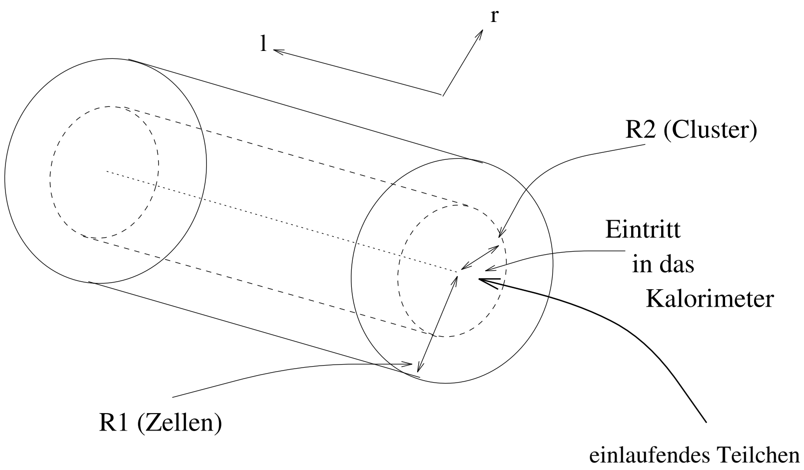


Abbildung 5.2: *Die Energiesammelzylinder für Cluster- und Zellanalyse*

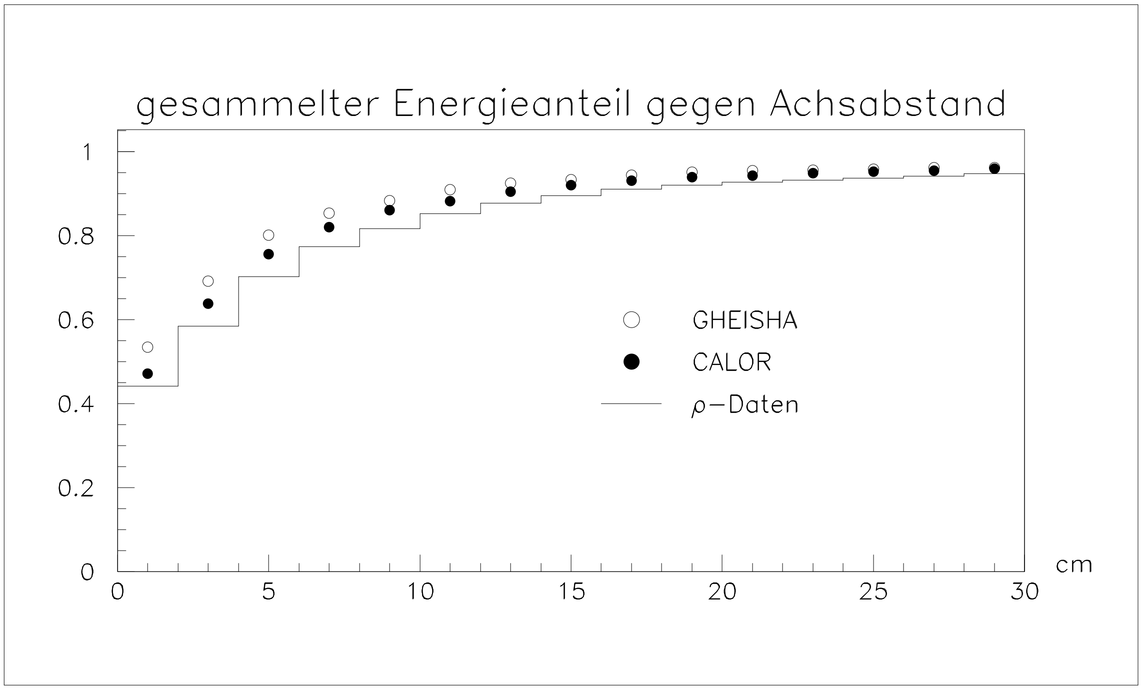


Abbildung 5.3: *Mittlerer Energieanteil gegen Achsabstand der Zellen*

in einem Radius R1 von 50cm um die Verlängerung der Richtung des Teilcheneinfalls bzw. Cluster, deren Schwerpunkt in einem Radius R2 von 20cm um diese Achse liegen, werden aufsummiert und der Spur als Kalorimetersignal zugeordnet. Eine Variation der Radien in einem Bereich von 10cm (Zellen) bzw. 5cm (Cluster) nach oben und unten ergab Signalunterschiede im Prozentbereich. Die weitere Analyse wird zeigen, daß diese Abweichungen wegen des geringen Auflösungsvermögens des Kalorimeters im untersuchten Energiebereich zu vernachlässigen sind. In Abbildung 5.3 ist für $\pi^{\pm}$-Spuren mit einem zugeordneten Kalorimetersignal > 0[†] der mittlere Anteil der gesammelten Energie auf Zellebene gegen den Abstand der Sammelzylinderachse bis 30cm aufgetragen. Sowohl Daten als auch Simulationen zeigen ein deutliches Sättigungsverhalten: mehr als 90% der Energie sind in Zellen mit einem Abstand von weniger als 30cm deponiert, wobei die Simulationen lateral ein wenig kompakter sind.

Nachträgliche Gewichtung

Ein Vergleich von Monte-Carlo-Simulationen (Schauerparametrisierung GHEISHA) mit Ereignissen tief unelastischer Streuung legt eine nachträgliche Gewichtung der Energien im LArC nahe [Ga95a]. Dabei werden die Clusterenergien pauschal um 4% erhöht. Eine Alternative zu diesem allgemeinen Ansatz ist eine Vergrößerung der Korrekturen auf inaktive Materie vor dem Kalorimeter (IM-Korrektur) [Ga95b]. Dabei werden durch Anhebung dieser Korrekturen um 45% nur die innersten Zellen des elektromagnetischen Teils des Kalorimeters umgewichtet. Abbildung 5.4 gibt einen Vergleich der beiden Methoden.

[†] Ein erheblicher Anteil der Spuren erfüllt diese Anforderung nicht: s. 5.2.2

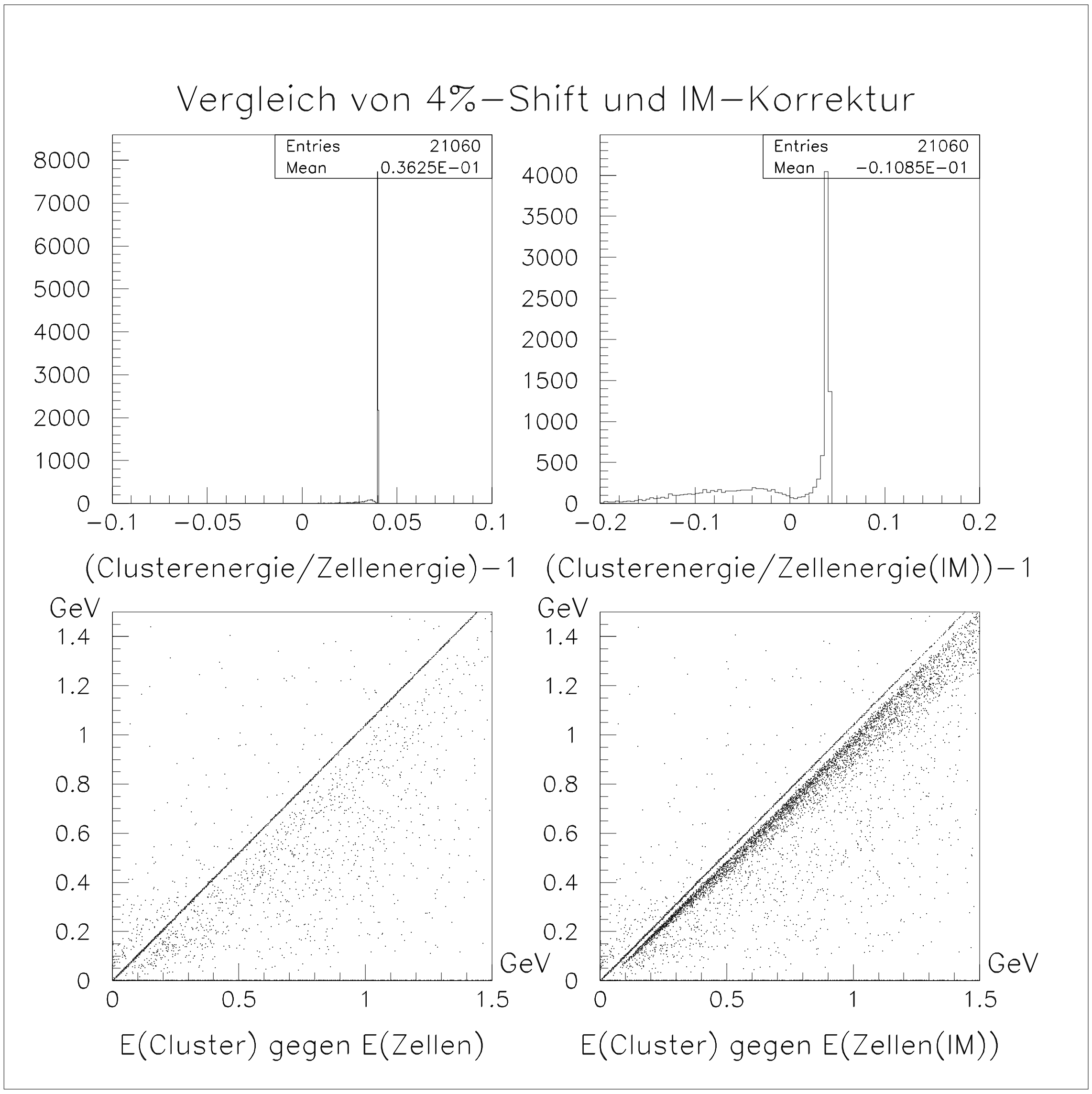


Abbildung 5.4: *Auswirkungen der nachträglichen Gewichtung auf Cluster- (+4%) und Zellebene (45% erhöhte IM-Korrektur) für Pionspuren ($E_{LArC} > 0$)*

Das linke obere Diagramm zeigt die prozentuale Abweichung der gesammelten Energien in den beiden Sammelzylindern mit einer scharfen Spitze bei 0.04, verursacht durch die Clustergewichtung ohne Korrektur der Zellenergien. Die geringen Abweichungen von diesem Wert nach unten und oben werden durch äußere Zellen im Zellsammelzylinder bzw. nicht ganz in diesem Zylinder eingeschlossene Cluster verursacht. Das rechte obere Diagramm vergleicht 4%- und erhöhte IM-Korrektur. Im Mittel gleichen sich diese bis auf 1% aus (Die 4%-Spitze ist niedriger und die Korrektur auf Zellebene bewirkt bei einigen Ereignissen eine Zusatzenergie $\gg$ 4%). Die beiden unteren Diagramme vergleichen die beiden Gewichtungsmethoden in der Energie-Energie-Ebene. Deutlich ist hier die 4%-Gerade zu sehen.

Die folgenden Untersuchungen basieren, wenn nicht ausdrücklich auf die Gewichtungsmethode hingewiesen wird, auf der vierprozentigen Clusterenergiekorrektur.

5.2.2 Das Kalorimetersignal der $\pi^{\pm}$

E/p-Verteilungen

In Abbildung 5.5 ist die Energie-über-Impuls-Verteilung E/p der selektierten Pionspuren zu sehen. Dabei wurden nur Pionen mit einem Transversalimpuls größer

$$p_{\perp}^{krit} \;=\; 0.3 \cdot B \cdot R \;\approx\; 175\text{MeV} \tag{5.1}$$

(Magnetfeld B 11.6 Kilogauß, Krümmungsradius R ~50cm), unterhalb dessen das Teilchen so stark abgelenkt wird, daß es innerhalb des Spurkammervolumens verbleibt, berücksichtigt. Deutlich zeigt sich für beide Arten der Gewichtung und die zwei Schauersimulationen nicht die naiv erwartete Verteilung um 1. Der Hauptanteil der E/p-Werte liegt im ersten Histogramm-*Bin* (logarithmische y-Skala!), für höhere E/p-Werte ergibt sich eine breite, leicht abfallende Verteilung. Es wirken sich also zum einen die zur Reduktion der Datenmenge nötigen Rauschunterdrückungsschnitte, zum anderen das prinzipbedingt niedrige hadronische Energieauflösungsvermögen des Kalorimeters im untersuchten Energiebereich aus. In Abbildung 5.6 ist der mittlere Anteil der Spuren mit Kalorimetersignal > 0 gegen den Spurimpuls aufgetragen. Hier und bei den folgenden mittelnden Impulshistogrammen werden wegen der geringen Anzahl von Spuren mit größerm Impuls (s.Abb.4.6) nur Impulse bis 1GeV betrachtet.

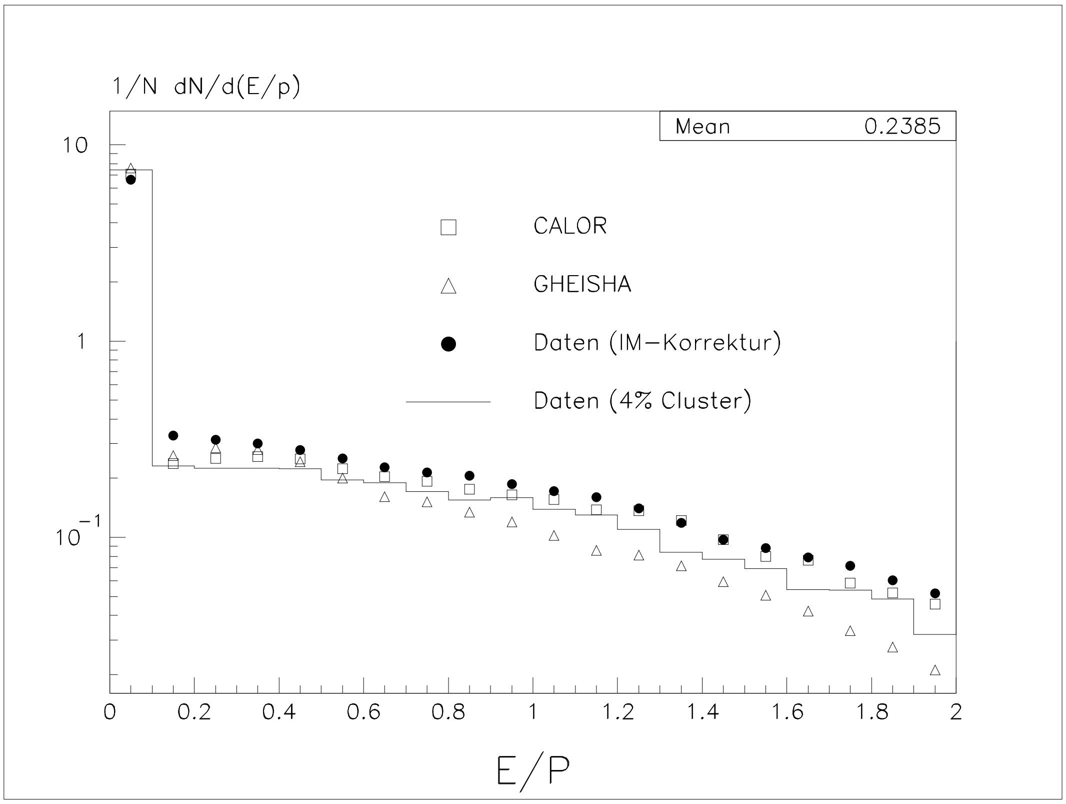


Abbildung 5.5: *E/p-Verteilung der Pionspuren;* $p_{\perp} > 0.175 GeV$

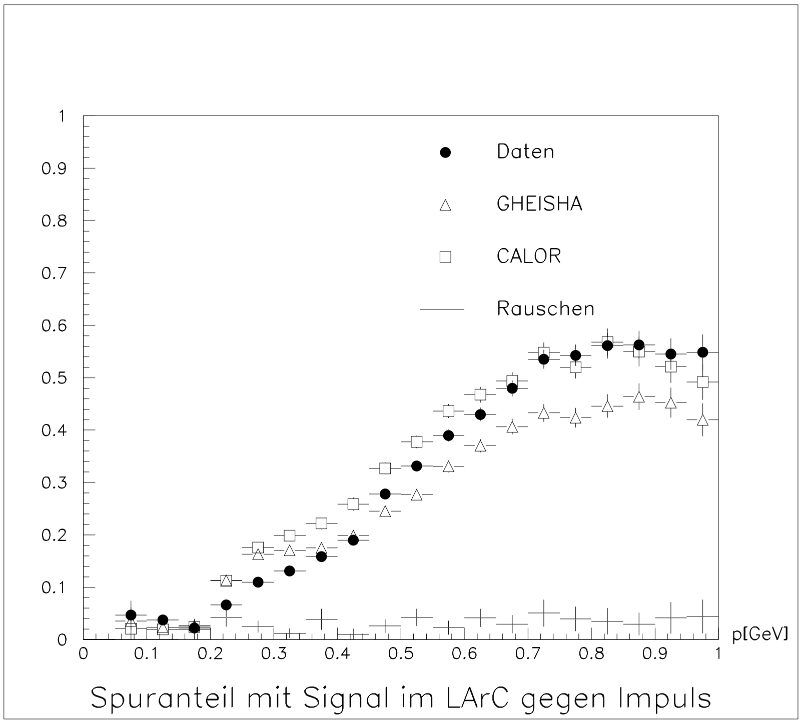


Abbildung 5.6: *Anteil der Spuren mit zugeordnetem LArC-Signal* > 0 *gegen den Spurimpuls*

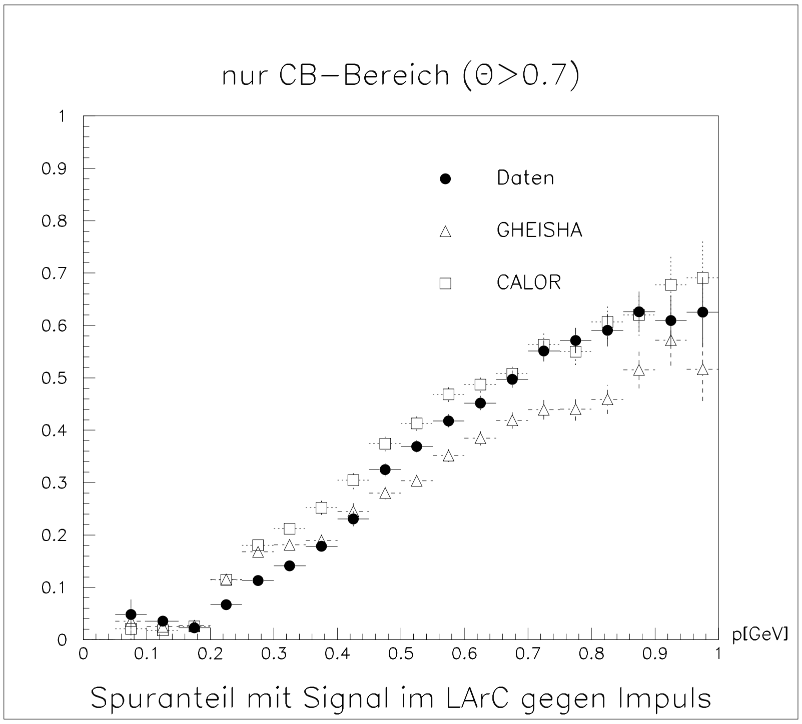


Abbildung 5.7: *Anteil der Spuren mit zugeordnetem LArC-Signal* > 0 *gegen den Spurimpuls (nur CB)*

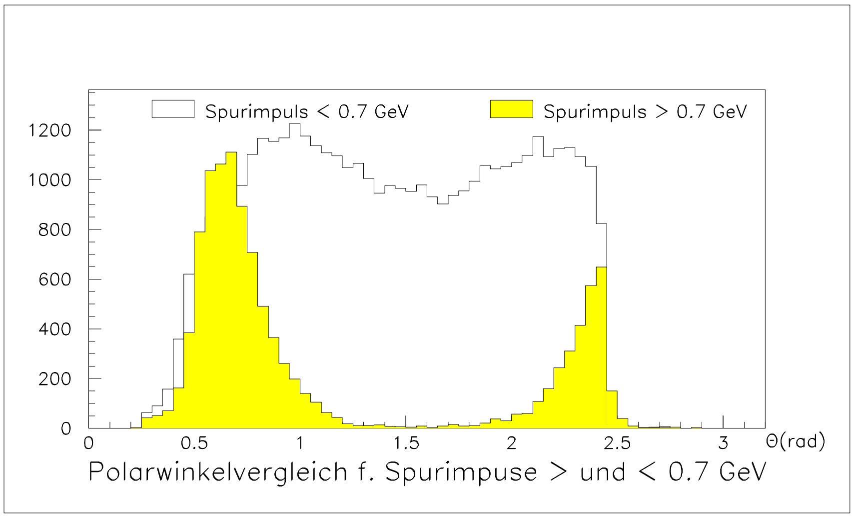


Abbildung 5.8: *Polarwinkelverteilung der Spuren in Abhängigkeit vom Impuls*

Man sieht, daß erst Spuren ab 0.7GeV Impuls mit einer Wahrscheinlichkeit von mehr als 50% ein Signal im Kalorimeter hinterlassen. Daß die Ansprechwahrscheinlichkeit des Kalorimeters oberhalb von 0.7GeV nicht mehr ansteigt, hat geometrische Gründe. Bei Betrachtung der Polarwinkelverteilung der Spuren (s.Abb.5.8) zeigt sich, daß die Spuren mit höheren Impulsen bevorzugt in die Räder FB2, FB1 und CB1 führen. Durch den spitzeren Eintrittswinkel ist die Menge des zu durchquerenden toten Materials für die vorderen Räder größer als im Zentralbereich. Beschränkt man sich auf diesen ($\theta > 0.7$rad), ist die Sättigung wegen der kleinen Unterschiede im Eintrittswinkel für CB1 und CB2 deutlich geringer (Abb.5.7).

Abbildung 5.6 zeigt außerdem die Ansprechwahrscheinlichkeit des Kalorimeters durch

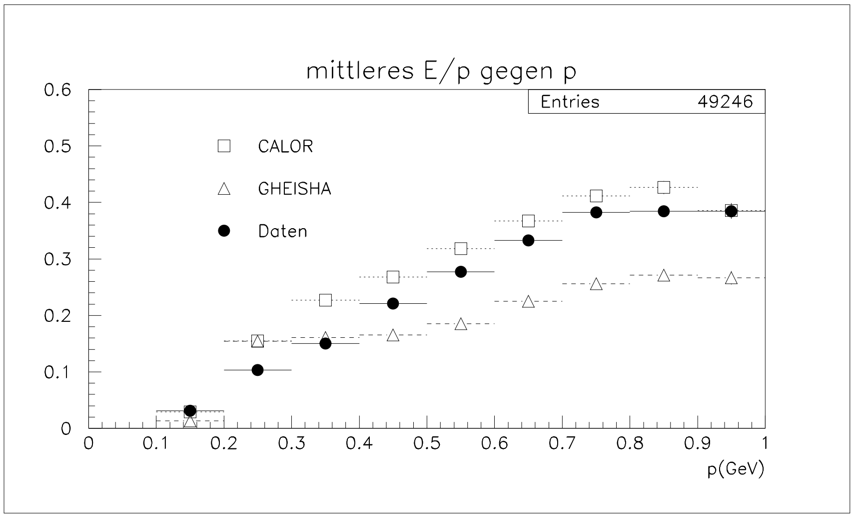


Abbildung 5.9: *Mittleres E/p in Abhängigkeit vom Spurimpuls;* $p_\perp > 0.175$*GeV*

Rauschsignale. Diese Verteilung wurde bei 2000 Ereignissen durch eine Drehung des Sammelzylinders bezüglich des Vertex um $\phi = 90^o$ erzeugt, so daß das der Spur zugeordnete Signal rein zufällig ist. Das Absinken der Ansprechwahrscheinlichkeit auf den Rauschpegel erfolgt im Bereich des oben definierten kritischen Transversalimpulses $p_\perp^{krit}$.

Ein ähnlicher Sättigungseffekt wie in der Signalwahrscheinlichkeit wird auch bei Betrachtung der mittleren E/p-Verteilung gegen den Impuls sichtbar (Abb.5.9). Schlüsselt man diese Verteilung in die einzelnen Kalorimeterräder auf, so ergibt sich das in Abbildung 5.10 gezeigte Bild. Vor allem im FB2 ist die oben beschriebene Polarwinkelabhängigkeit des Kalorimetersignals sichtbar. Im CB3, dem Rad mit der höchsten Anzahl von Spuren, zeigen sowohl Daten als auch Simulationen ein gleichmäßiges Ansteigen des E/p-Verhältnisses mit dem Spurimpuls. Hier wie auch in den Histogrammen zuvor liegen die Daten bei insgesamt recht guter Beschreibung durch die Simulationen zwischen den beiden verschiedenen Schauerparametrisierungen: CALOR simuliert das Kalorimetersignal im Mittel etwas höher als die von den Daten gelieferten Werte, GHEISHA liegt darunter.

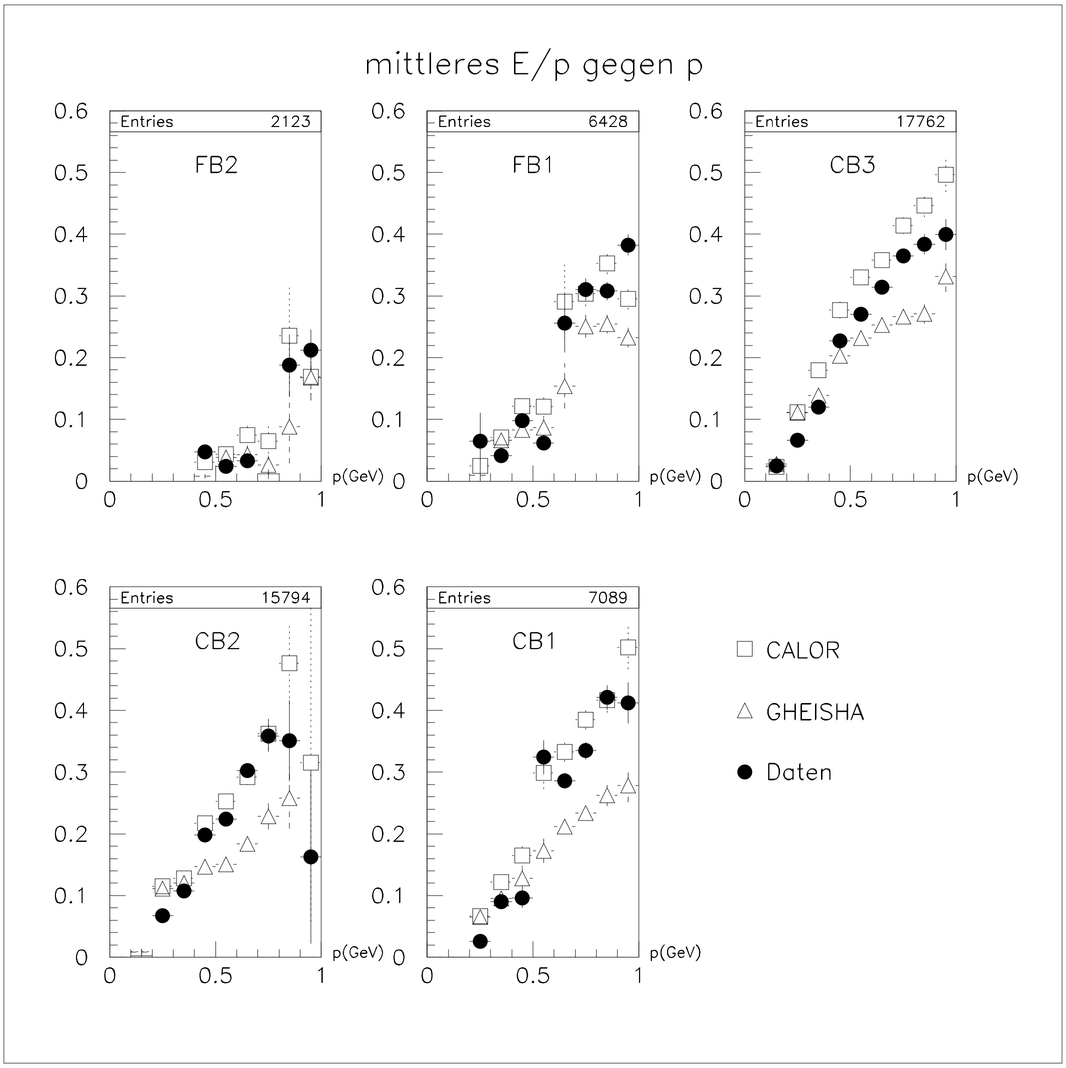


Abbildung 5.10: *Mittleres E/p der einzelnen Kalorimeterräder;* $p_\perp$ *>0.175GeV*

Analyse der Cracks

Die Untersuchung der ϕ-Cracks erfolgt unter »Anreicherung« der Statistik.

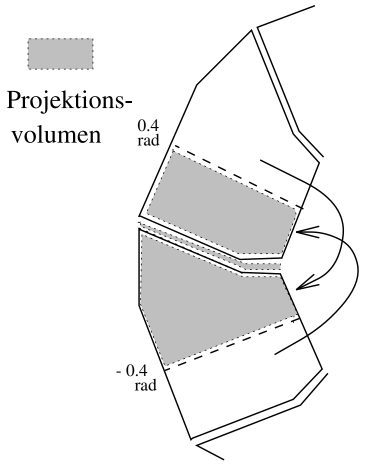


Abbildung 5.11: *Das Projektionsvolumen für die Crackanalyse*

Hierzu werden die acht einzelnen Stacks so in ein Volumen projiziert, welches dem eines Moduls entspricht, daß der Crack in der Mitte eines Azimutwinkelbereichs von -0.4 bis 0.4 rad liegt (siehe die nebenstehende Abbildung).

Der obere Teil von Abbildung 5.12 zeigt die ϕ-Abhängigkeit der Wahrscheinlichkeit für ein spurzugeordnetes LArC-Signal von Null. Diese ist im Bereich des Cracks leicht erhöht. Die insgesamt sichtbare Wellenstruktur in diesem Spektrum deutet auf weitere mögliche Signalverluste in Abständen von einem Viertel der Modulbreite. Im Vergleich mit den Simulationen liegen die Datenpunkte auch hier zwischen den Vorhersagen von CALOR und GHEISHA. Eine Beschränkung auf höhere Impulse ($p_{Spur} > 0.8 GeV$), die wegen der steigenden Signalwahrscheinlichkeit im LArC im Prinzip für die Einflüsse der Cracks empfindlicher machen würde, erzeugt hohe statistische Fluktuationen (Abb.5.12 unten).

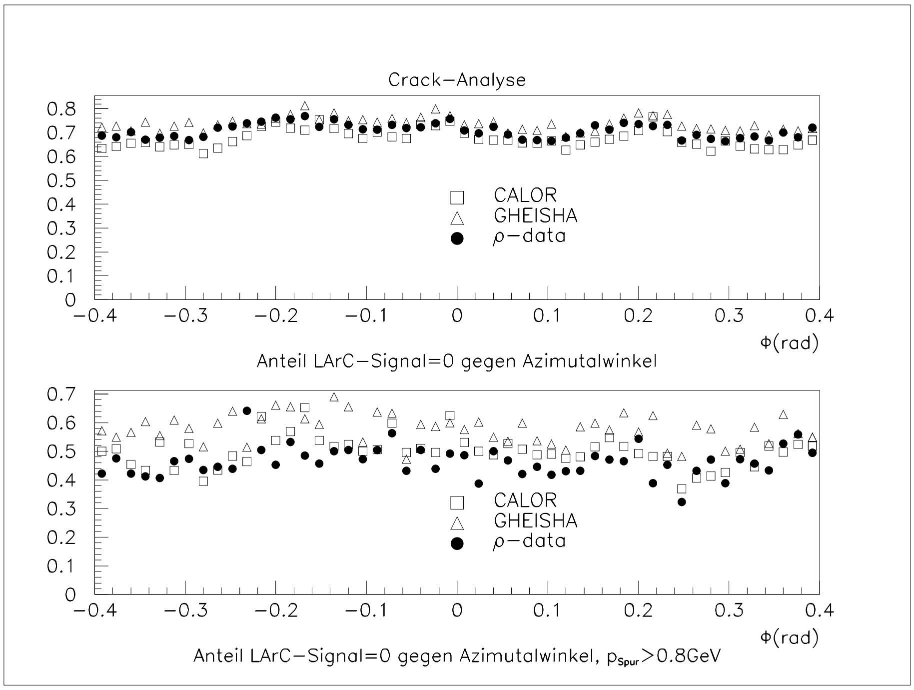


Abbildung 5.12: *Mittlerer Anteil der Spuren mit zugeordnetem LArC-Signal=0 gegen Azimutalwinkel; oben: alle Spuren, unten: Spurimpuls größer 0.8GeV*

Schauerprofile

Zur Bestimmung der mittleren Schauerprofile wurden die Energieinhalte der einzelnen einer Spur zugeordneten Kalorimeterzellen gemäß ihrem Anteil am Gesamtsignal gewichtet. Die Projektion der Strecke vom Eintrittspunkt der Spur in das Kalorimeter zum Mittelpunkt der Zelle auf die extrapolierte Verlängerung der Spur im Kalorimeter bzw. der senkrechte Abstand der Zellkoordinate dazu sind unter Berücksichtigung dieser Gewichtung die Grundlage der ermittelten longitudinalen und transversalen Profile. Es ergibt sich der normierte mittlere Energieverlust $1/E\, dE/dl$.

Die Schauerprofile ohne nachträgliche Energiekorrektur der Zellen für die Daten zeigt Abbildung 5.13. Sowohl longitudinal als auch transversal ist die Energiedeposition in den Simulationen kompakter als in den Daten, wobei die Abweichungen bei CALOR geringer

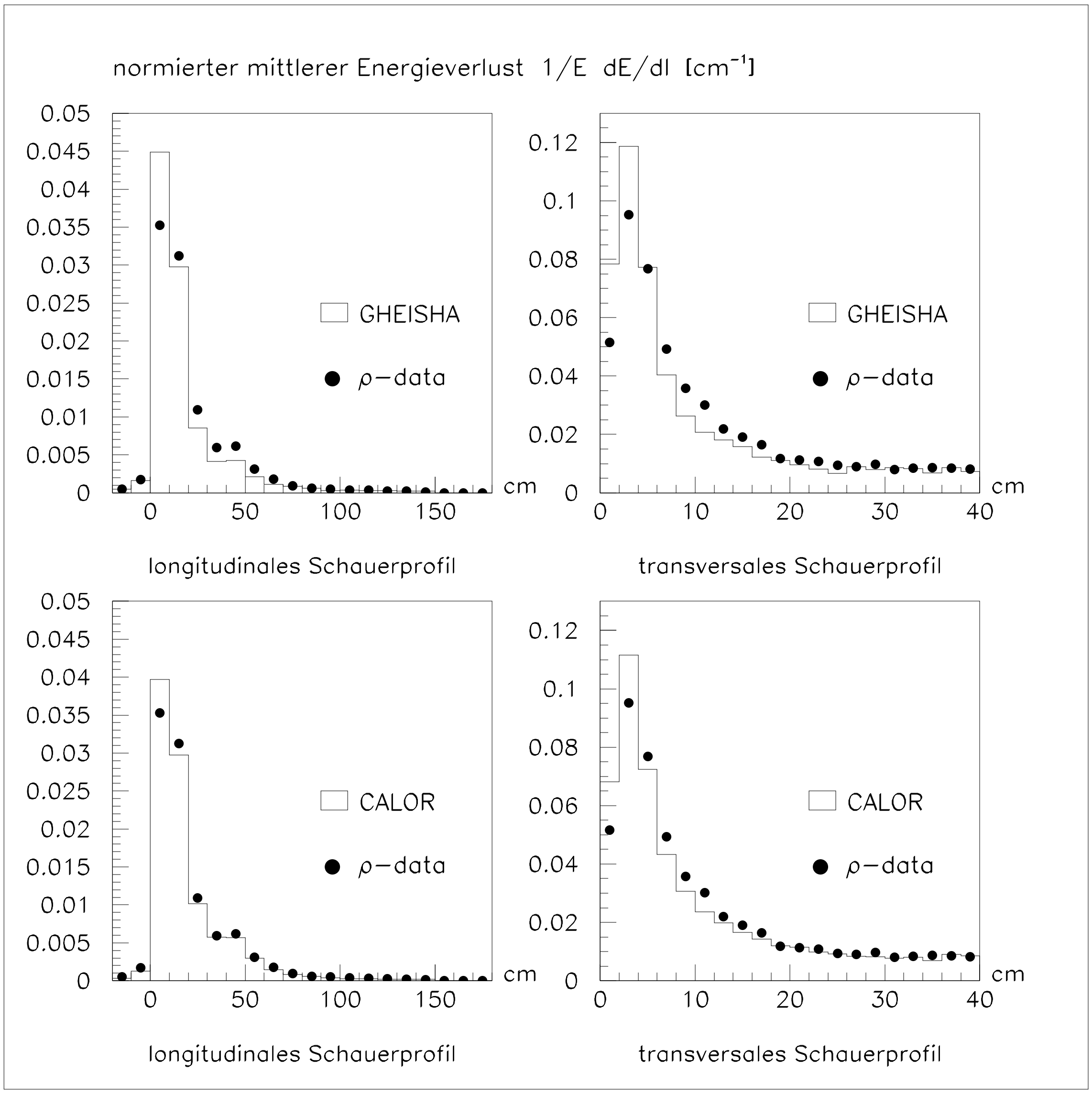


Abbildung 5.13: *Longitudinale und transversale Schauerprofile*

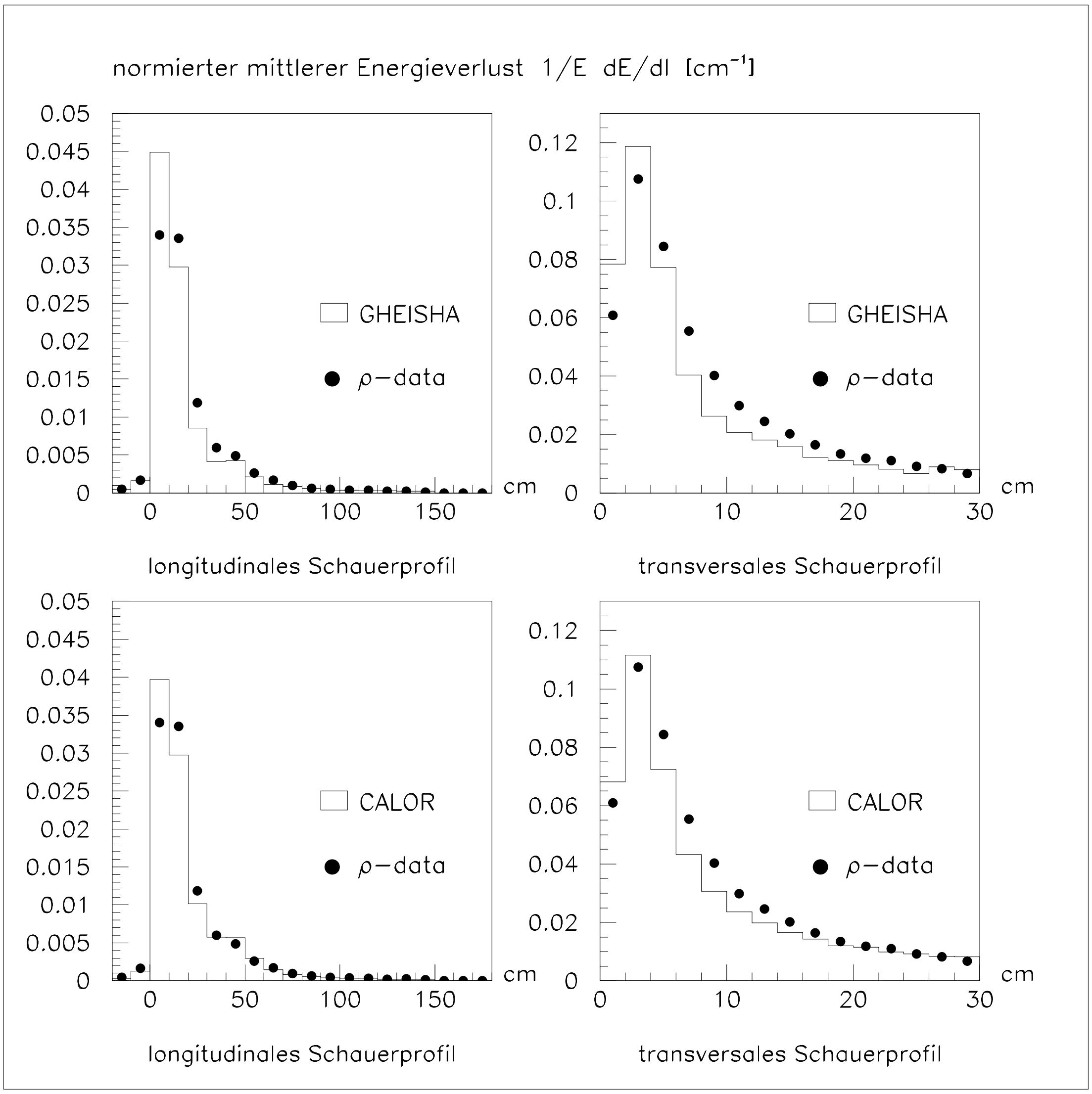
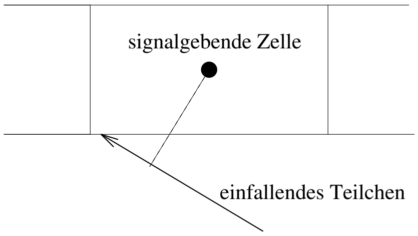


Abbildung 5.14: *Longitudinale und transversale Schauerprofile (Daten mit erhöhter IM-Korrektur)*

sind als bei GHEISHA. Die Einträge mit negativem Abstand in den longitudinalen Profilen werden durch Projektionen von Zellen in der ersten Kalorimeterlage verursacht:



Die transversalen Profile zeigen ab einem Abstand von ca. 25cm ein Sättigungsverhalten. Signalabnahme und Sammelvolumenzuwachs halten sich hier die Waage.

Die Schauerprofile für die Daten verändern sich mit erhöhter IM-Korrektur nur wenig (Abb.5.14). Da die Zellmittelpunkte als Bezugspunkt gelten und so oft auch noch relativ große longitudinale Abstände mit der erhöhten Energie gewichtet werden, erkannt man bei den longitudinalen Profilen jedoch ein breites Maximum im Bereich von 0cm bis 20cm.

Ladungsvorzeichenabhängigkeit des Kalorimetersignals

Eine Aufteilung in π^+- und π^--zugeordnete Signale ergab in den gezeigten Verteilungen keine signifikanten Unterschiede. Im untersuchten Energiebereich reagiert das Kalorimeter auf Teilchen und Antiteilchen in gleicher Weise.

5.2.3 Das Kalorimetersignal der $K^\pm$

Abbildung 5.15 zeigt das E/p-Spektrum der Kaonspuren. Auch hier haben mehr als 50% der Spuren ein zugeordnetes Kalorimetersignal = 0.

Ein Auftragen des Spuranteils mit Kalorimetersignal > 0 (Abb.5.16 oben) ergibt ein ähnliches Verhalten wie bei den Pionspuren: zu höheren Impulsen zeigt sich eine Sättigung des Signalanteils. Auch in diesem Fall kann die Polarwinkelverteilung (Abb.5.16 unten rechts) eine Erklärung liefern, da die Spuren mit relativ hohen Impulsen häufiger in den Vorwärtsbereich des Kalorimeters führen.

Die mittlere E/p-Verteilung (Abb.5.16 unten links) zeigt, bei wegen der geringen Spurenanzahl hohen statistischen Fluktuationen, den gleichen Effekt. Der für mittlere Impulse

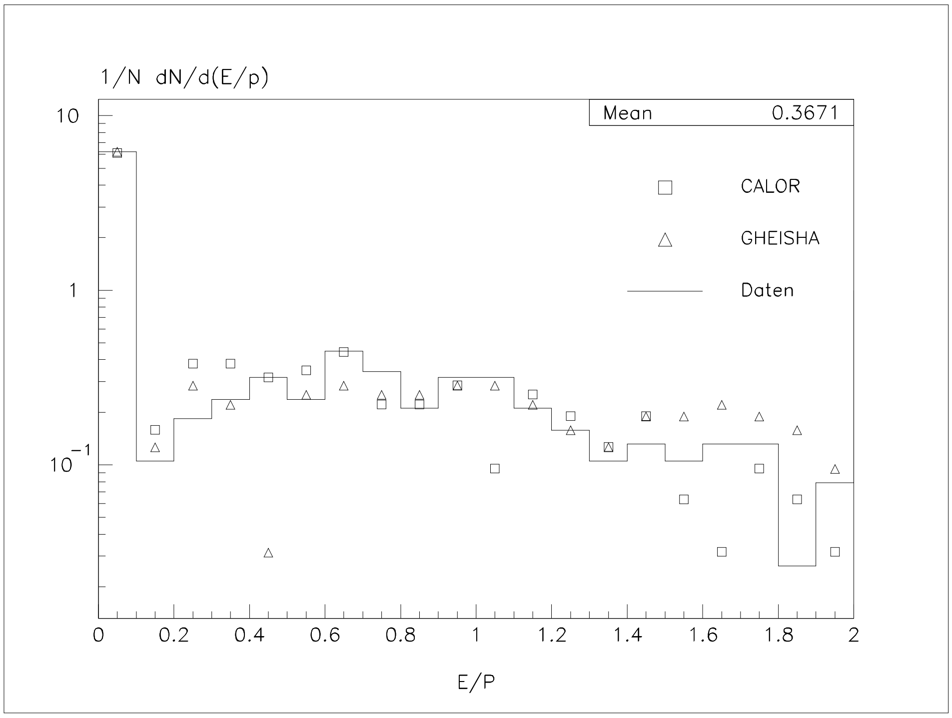


Abbildung 5.15: *E/p-Verteilung der Kaonspuren*

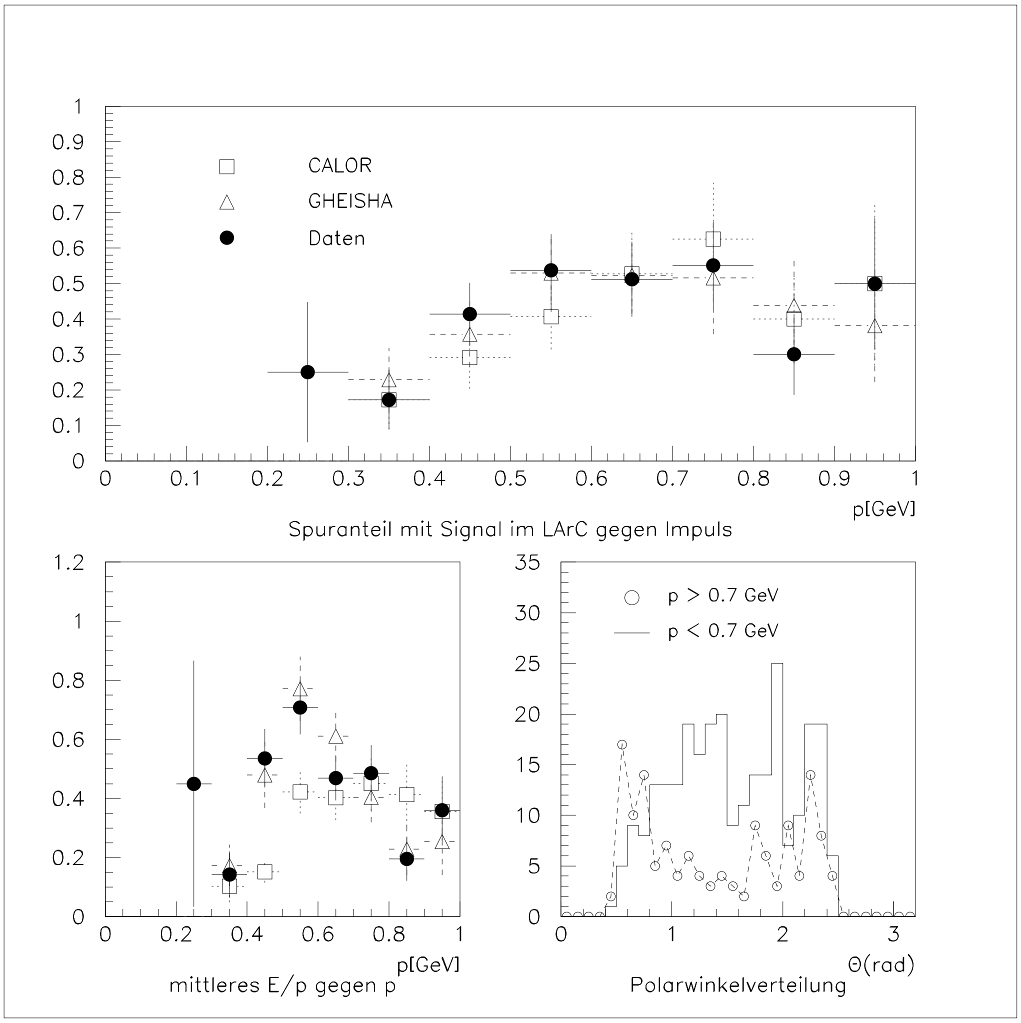


Abbildung 5.16: *Oben: Anteil der Spuren mit LArC-Signal > 0 gegen den Impuls für gemessene und simulierte Kaonen; unten links: mittleres E/p gegen den Impuls ; unten rechts: θ-Verteilung der Kaon-Daten für Impulse kleiner und größer 0.7 GeV*

im Vergleich zu den Piondaten höhere Wert kann als Beitrag der Kaonmasse (über die Zerfallsteilchen) zum Signal interpretiert werden.

5.2.4 Das Kalorimetersignal der Protonen

Da das Protondatenmaterial aus selektierten Einzelspuren besteht (vergl.Kap.4.3), wurden hier nicht die Gesamtereignisse simuliert sondern mit einem Zufallsgenerator Einspurereignisse im Bereich des vorgegebenen Protonspektrums generiert.

Im selektierten Impulsbereich sind die Protonen nicht minimal ionisierend, haben also relativ hohe mittlere Energieverluste dE/dx. Zusätzlich führt ein Großteil der Spuren in den kritischeren Vorwärtsbereich des zentralen Kalorimeters (s.Abb.4.8). Um zu gewährleisten, daß die Protonen das Kalorimeter erreichen, werden für die Untersuchung nur Impulse $>$ 0.5GeV verwendet. Das obere Histogramm in Abbildung 5.17 zeigt die Impulsverteilung der verwendeten Spuren für Daten und Simulation.

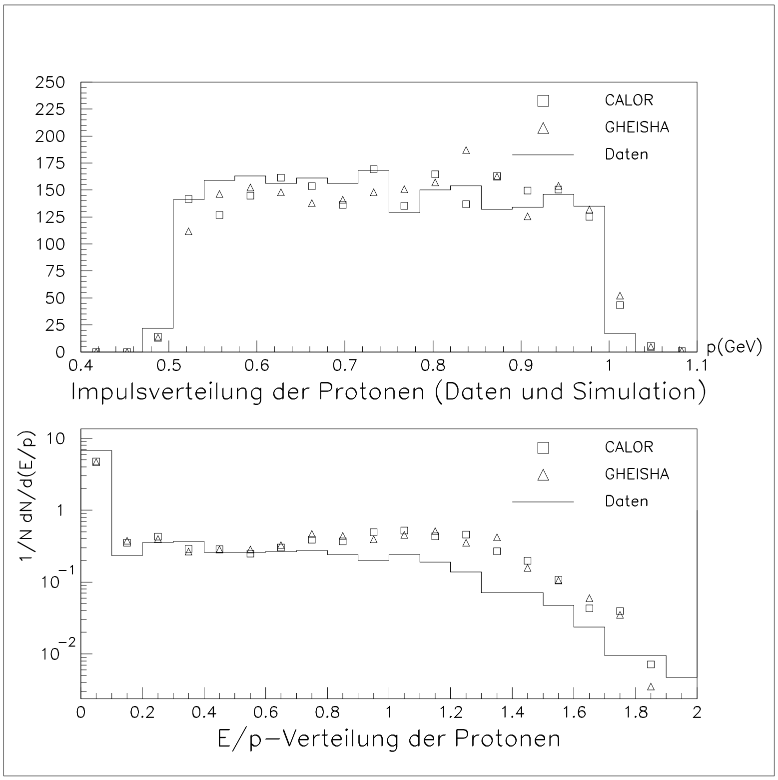


Abbildung 5.17: *Oben: Impuls- , unten: E/p-Verteilung der Protonen*

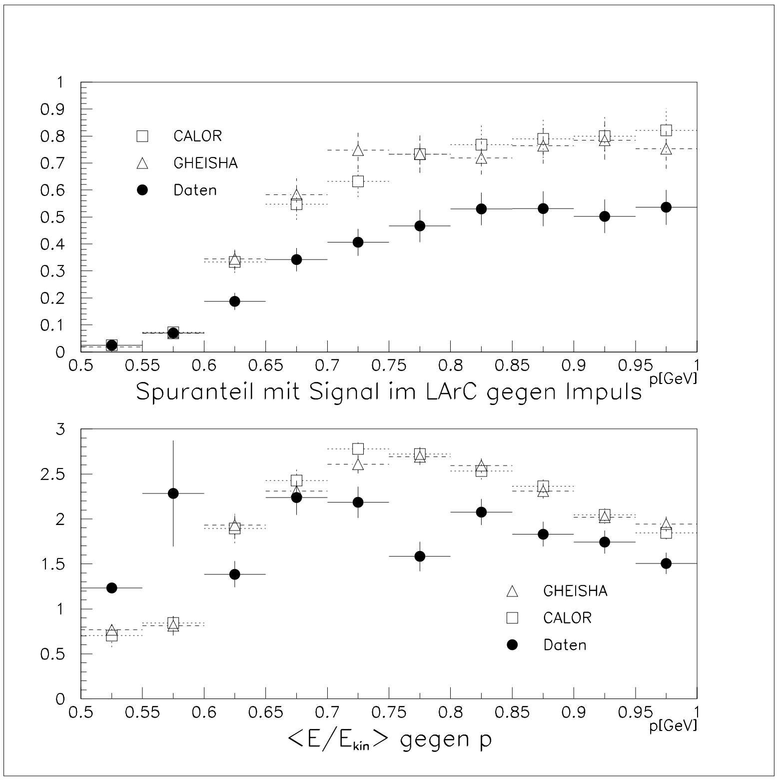


Abbildung 5.18: *Oben: Spuranteil mit LArC-Signal >0 gegen Spurimpuls; unten:* $\langle E/E_{kin}\rangle$ *gegen Spurimpuls*

Die normierten E/p-Verteilungen sind in Abbildung 5.17 unten zu sehen. Auch hier ist vielen Spuren kein Kalorimetersignal zugeordnet, der Anteil liegt im Experiment höher als in den Simulationen.

Trägt man den mittleren Anteil der Spuren mit zugeordnetem Kalorimetersignal auf (Abb.5.18 oben), so wird der Unterschied zwischen Daten und Simulationen noch deutlicher sichtbar: Während in beiden Simulationen ca. 80% der Protonen mit Impuls $\sim$ 1GeV ein Signal größer Null im Kalorimeter hinterlassen, sind es in den Daten nur $\sim$ 50%. Diese Unterschiede ähneln denen von experimentellen und simulierten Myondaten [Nar96].

Für die Protonen ist der Impulsbetrag im untersuchten Bereich bis 1GeV deutlich größer als die kinetische Energie $E_{kin} = \sqrt{p^2 + m_p^2} - m_p$. Dabei kann die Masse m_p wegen der Stabilität der Protonen nicht zum Kalorimetersignal beitragen. Trotzdem liegt auch bei Einschluß der Spuren ohne zugeordnetes Kalorimetersignal das mittlere E/E_{kin}-Verhältnis der Protonen fast im gesamten untersuchten Impulsbereich über 1 (Abb.5.18 unten).

5.3 Der CLIM-Ansatz

CLIM (*Cluster + LImited Momentum*) [Kni96] ist ein sehr einfach gehaltener Ansatz, das Niederenergieansprechverhalten des LAr-Kalorimeters zu berücksichtigen. Im Gegensatz zu aufwendigeren, von der Ereignistopologie beeinflußten Maskierungsverfahren [Bas95] wird hier der in der Spurkammer gemessene Impuls eines Teilchens bis zu einem bestimmten Grenzwert einfach als Energie zum Kalorimetersignal addiert, in der Annahme, das Kalorimeter sei bis zu diesem Wert absolut unempfindlich. Überschreitet der Impuls den Grenzwert, so wird dieser als Konstante zum Signal hinzugefügt, als Kompensation für Verluste durch z.B Rauschunterdrückungsschnitte. Analysen von tief unelastischen, diffraktiven Ereignissen zeigen, daß sich durch diesen Ansatz Transversalimpulsbalance- und $(E - p_z)$-Verteilungen[3] verschmälern, das sichtbare Auflösungsvermögen des Detektors also steigt [Kni96]. Der mit diesen Untersuchungen optimierte Grenzwert liegt bei p_{CLIM} =0.35GeV.

Wendet man die CLIM-Methode auf die Piondaten der vorliegenden Analyse an, so ergeben sich die in Abbildung 5.19 gezeigten Resultate. Das zweidimensionale Histogramm der Kalorimeter- und Spurkammerenergie (berechnet mit π-Massenhypothese) der selektierten Pionen (5.19 links oben) zeigt die begrenzte Auflösung des Kalorimeters im untersuchten Energiebereich: es besteht so gut wie keine Korrelation der beiden Signale. In der zugeordneten mittleren E/p-Verteilung (5.19 rechts oben; Fehlerbalken *rms*-Abweichung) ist gestrichelt der ideale[4] Verlauf gemäß

$$\frac{E}{p} = \sqrt{\frac{m_\pi^2}{p^2} + 1} \qquad (5.2)$$

eingezeichnet.

Der urprüngliche CLIM-Ansatz (5.19 Mitte) verschiebt den mittleren E/p-Wert für Impulse bis 0.35GeV wegen des hohen Spuranteils ohne Kalorimetersignal gegen 1. Ober-

---

[3] Als erhaltene Größe hat diese Verteilung ein ausgeprägtes Maximum bei $2E_{Elektron} \approx$ 55GeV

[4] ideal in dem Sinne, daß die Energie $E = \sqrt{p^2 + m_\pi^2}$ zur Rekonstruktion des physikalischen Ereignisses im Detektor gemessen werden sollte

halb des Grenzwertes ist die Addition von konstant 0.35GeV nicht ausreichend, diesen immer noch hohen Anteil zu kompensieren, die $\langle E/p \rangle$-Werte sacken ab.

Eine Annäherung an den idealen $\langle E/p \rangle$-Verlauf (Abb.5.19 unten) wird z.B. durch eine Kombination von impulsabhängiger Energieaddition und Hinzufügen der Pionmasse erreicht:

$$E^{neu}_{Cluster}(GeV) \;=\; E^{alt}_{Cluster}(GeV) + \left[1 - \frac{1}{p_{spur}(GeV)^{1.4} + 0.995}\right] + 0.139 \qquad (5.3)$$

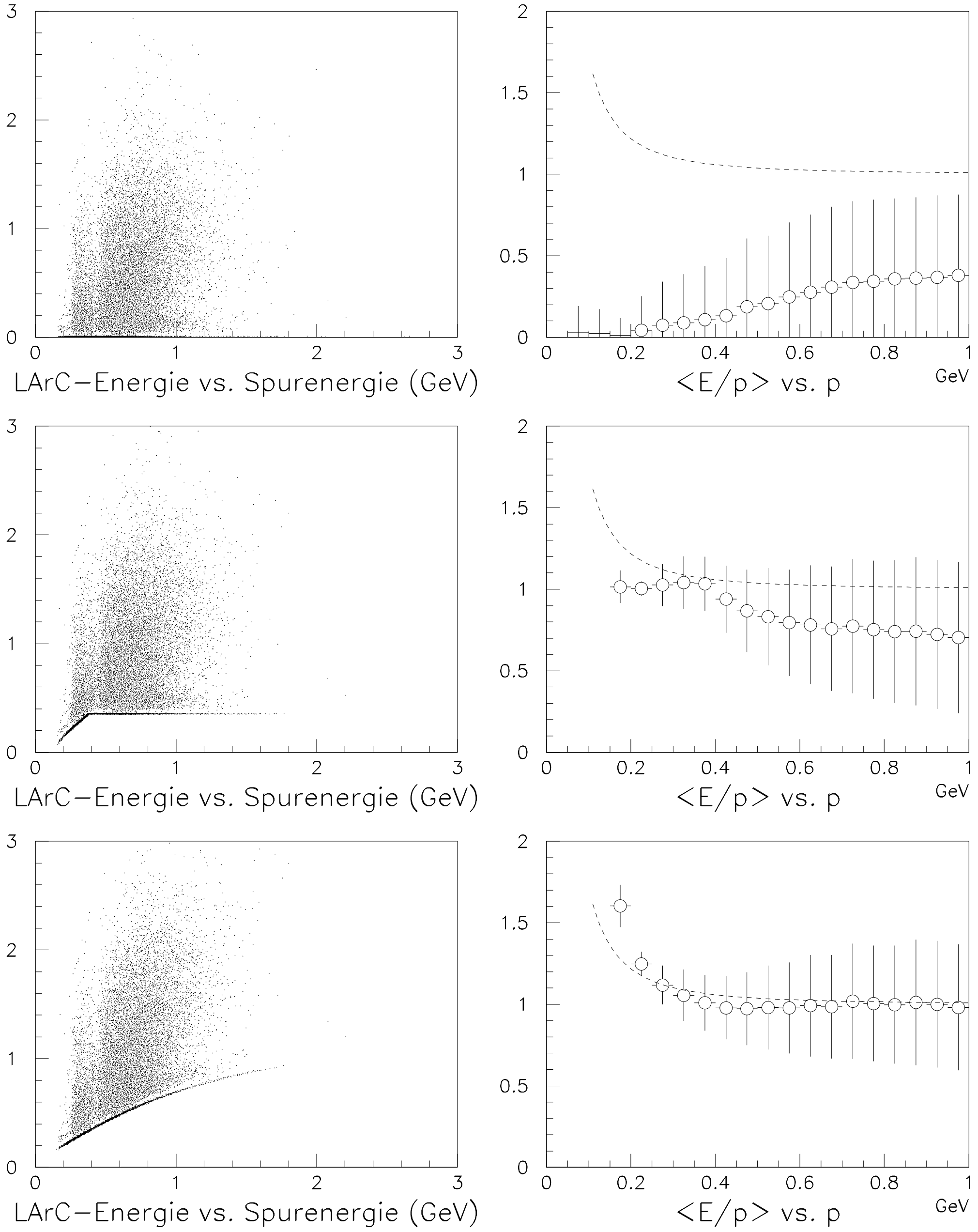


Abbildung 5.19: *CLIM - Oben: »unbehandelte« Daten; Mitte: der ursprüngliche CLIM-Ansatz; unten: modifizierte CLIM-Korrekturkurve; Fehler rms; gestrichelt: idealer Verlauf*

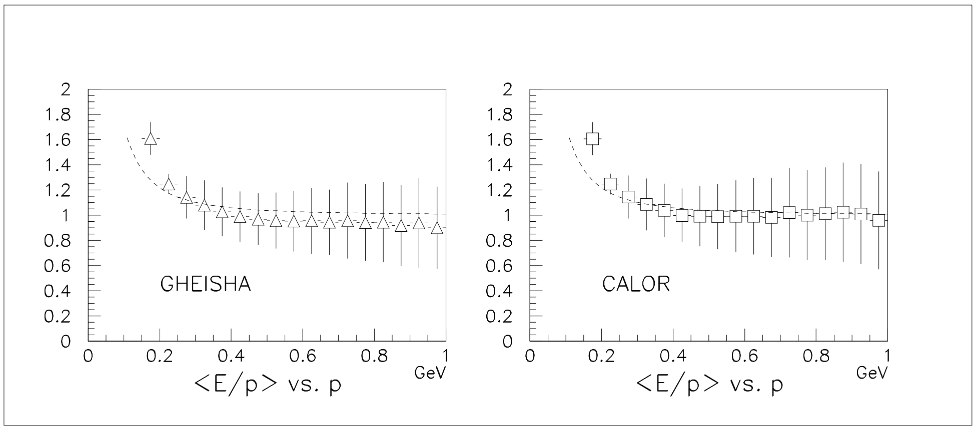


Abbildung 5.20: *Auswirkungen der modifizierten CLIM-Korrektur in den Simulationen mit GHEISHA und CALOR; Fehler rms; gestrichelt: idealer Verlauf*

In den Simulationen bewirkt diese Korrekturkurve für CALOR den gleichen Effekt, GHEISHA liegt damit immer noch etwas unter dem idealen Verlauf (Abb.5.20).

Wendet man die Korrekturkurve auf die Kaon- und Protondaten an (Abb.5.21), so ergibt sich über den untersuchten Impulsbereich ein $\langle E/p \rangle$-Verhältnis von annährend 1.

Ein Erklärungsversuch für die in der vorliegenden Untersuchung nötigen Abweichungen vom ursprünglichen CLIM-Ansatz liegt in der im Mittel höheren Spurmultiplizität der zur Bestimmung von $p_{CLIM} = 350$MeV benutzten, tief unelastischen Ereignisse. Liegen die Spuren hier nahe beieinander, so addieren sich ihre Signale, die Wahrscheinlichkeit, ein Kalorimetersignal über den Rauschunterdrückungsschnitten zu erhalten, wächst. Dafür spricht die mittlere E/p-Verteilung der Pionen, die man erhält, wenn nur die Spuren im CLIM-Ansatz berücksichtigt werden, die ein zugeordnetes LArC-Signal > 0 besitzen (s.Abb.5.22). Im Impulsbereich über 0.5GeV wird dann eine hohe Übereinstimmung mit dem idealen Verlauf erreicht. Allerdings zeigt eine Untersuchung der Ansprechwahrscheinlichkeit als Funktion des Spurabstandes bei Eintritt in das Kalorimeter für die Kaondaten bis hinab zum zur Verfügung stehenden Minimalabstand von 20cm bei gleichmäßigem mittlerem Impuls keine Abhängigkeit (Abb.5.23).

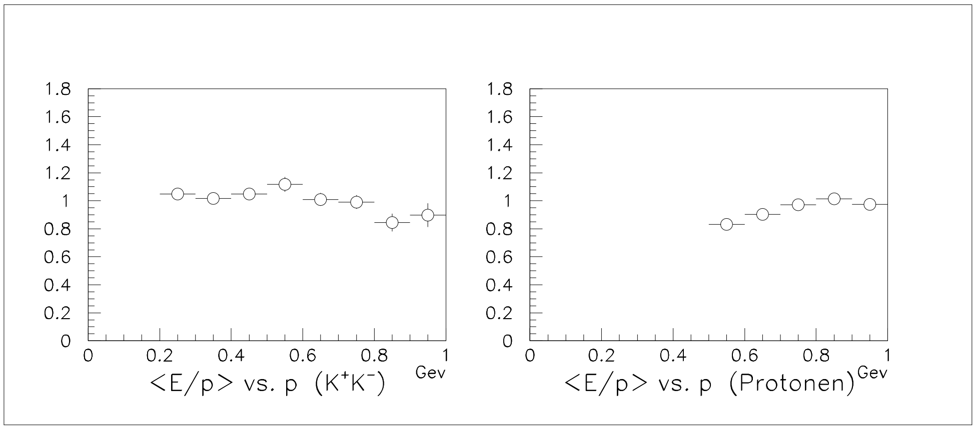


Abbildung 5.21: *Modifizierte CLIM-Korrektur für Kaonen und Protonen*

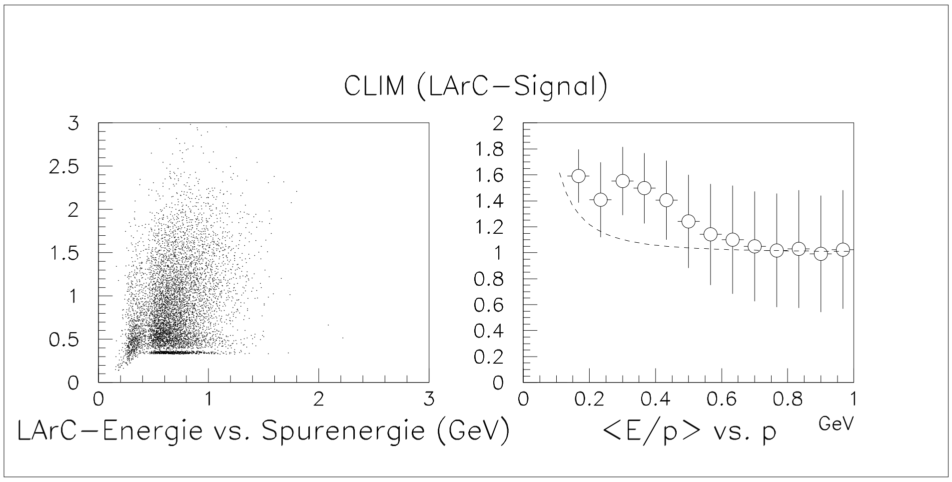


Abbildung 5.22: *Ursprüngliche CLIM-Korrektur für Pionen (LArC-Signal* > 0*): Fehler rms; gestrichelt: idealer Verlauf*

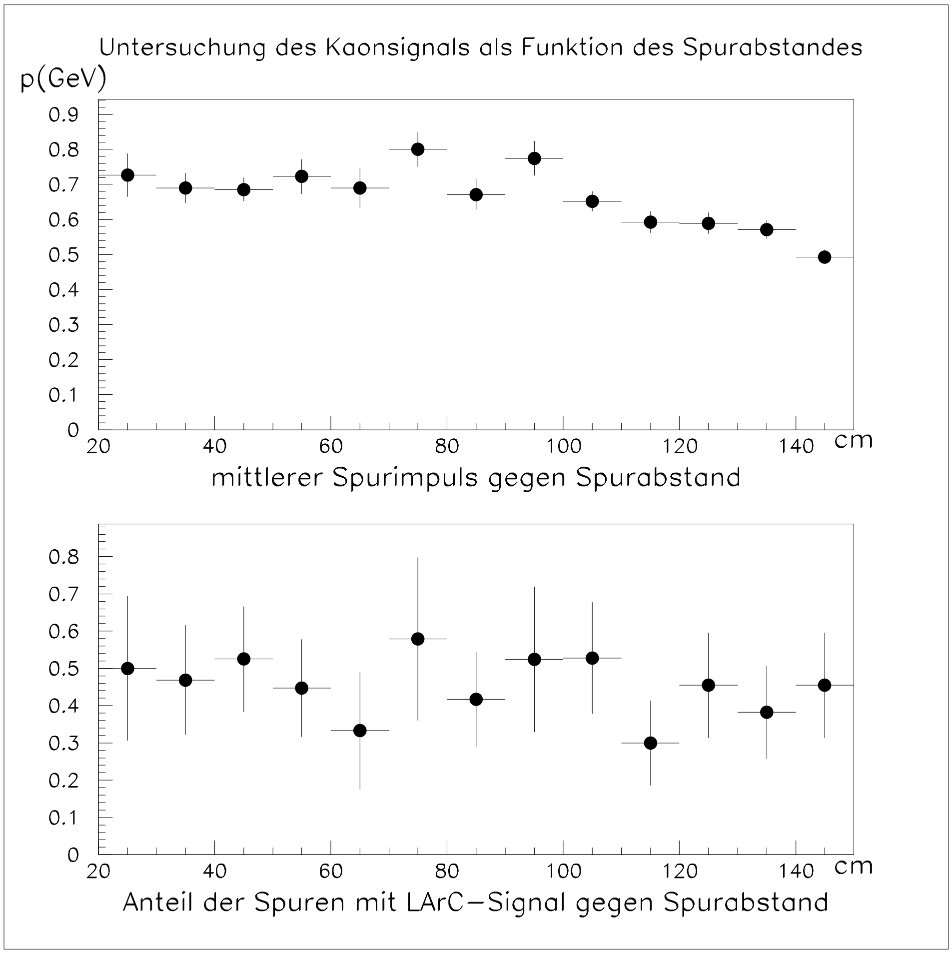


Abbildung 5.23: *Oben: mittlerer Impuls gegen Spurabstand; unten: Signalwahrscheinlichkeit als Funktion des Spurabstandes*

Zusammenfassung

In der vorliegenden Arbeit wurde das Niederenergieverhalten des Flüssigargon-Kalorimeters des H1-Detektors an Hand ausgewählter Ereignisse untersucht. Die verwendeten Testteilchen umfaßten dabei Zefallspionen und -kaonen aus der Vektormesonerzeugung in diffraktiver Photoproduktion sowie dE/dx-selektierte Protonen. Für jeden Teilchentyp erfolgte ein Vergleich mit Simulationsdaten. Die Auswirkungen einer Korrektur des Kalorimetersignals durch teilchenimpulsabhängige Neugewichtung (CLIM) wurden analysiert.

Resultate

Ein wichtiges Resultat der vorliegenden Untersuchung ist die impulsabhängige Signalwahrscheinlichkeit des Kalorimeters im Niederenergiebereich. Diese steigt von ca. 10% für Teilchenimpulse im Bereich von 250MeV bis auf $\sim 60\%$ bei Impulsen von 1GeV. Die zur Reduktion der Datenmenge nötigen Rauschunterdrückungsschnitte wirken sich im untersuchten Energiebereich stark aus. Die Simulationen bestätigen allgemein die Werte der experimentellen Daten, mit Ausnahme der Protonen. Hier ist die gemessene Nachweiswahrscheinlichkeit im Kalorimeter ca. 20% kleiner als in den Simulationen.

Erhält eine Teilchenspur mit Impuls $\leq$ 1GeV ein zugeordnetes Kalorimetersignal größer Null, so sind kaum Korrelationen zur spurkammerbestimmten Energie vorhanden. Das in Teststrahlexperimenten bis Energien von einigen GeV bestimmte hadronische Auflösungsvermögen des Kalorimeters von $\sim 50\%/\sqrt{E}$ ist allerdings mit diesen geringen Korrelationen verträglich.

Die mittlere bestimmte Kalorimeterenergie läßt sich durch Anwendung der CLIM-Methode auf experimentelle und simulierte Daten gleichermaßen wirkungsvoll korrigieren.

Die in den Simulationen verwendeten hadronischen Schauerentwicklungen durch GHEISHA und CALOR zeigen sich sowohl in der Quantität als auch der Form der deponierten Energie leicht unterschiedlich ($\langle E/p \rangle$-Verteilungen, Schauerprofile, ...), wobei CALOR insgesamt die experimentellen Daten etwas besser beschreibt.

Pionen, Kaonen und Protonen unterscheiden sich im untersuchten Energiebereich, unter Berücksichtigung der zur Verfügung stehenden Statistik, im mittleren hinterlassenen Kalorimetersignal experimentell nur wenig.

Ausblick

Die bevorstehende Umrüstung der Ausleseelektronik [Fle96] wird das Rauschverhalten des Kalorimeters stark verbessern. Die daraus resultierende Verringerung von σ_{noise} der einzelnen Zellen ermöglicht weniger scharfe Schnitte in der Rekonstruktion, so daß mit einer größeren Signalwahrscheinlichkeit im LArC gerechnet werden kann. Das Auflösungsvermögen im untersuchten Energiebereich wird dabei aber prinzipbedingt immer noch gering bleiben.

Es besteht nach wie vor ein Bedarf nach Untersuchung des hadronischen Ansprechverhaltens des Kalorimeters im Energiebereich von 1GeV (Grenze des statistisch verwertbaren Datenmaterials dieser Analyse) bis 3.7GeV (niedrigste Energie der zur Verfügung stehenden Teststrahldaten). Da sich die Untersuchung mit Hilfe von physikalischen Ereignissen im Prinzip bewährt hat, scheint eine Überprüfung der einzelnen Ereignisklassen auf ihre Verwendbarkeit für diesen Zweck sinnvoll.

Literaturverzeichnis

[Bal68] J.Ballam et al., *Partial Photoproduction Cross Sections up to 12 GeV*, Phys.Rev.Lett. 21 (1968) 1541

[Bas95] U.Bassler, G.Bernardi, *H1KINE: Reconstruction of kinematic variables inside H1REC: User's Guide*, H1 Softwarenote 51-06/95

[Bau78] T.H.Bauer, R.D.Spital, D.R.Yennie, F.M.Pipkin, *The Hadronic Properties of the Photon in High Energy Interaction*, Rev.Mod.Phys. 50 (1978) 261

[Bet30] H.Bethe, *Zur Theorie des Durchgangs schneller Korpuskularstrahlen durch Materie*, Ann.d.Phys.5 (1930) 325

[Ben91] S.Bentvelsen, J.Engelen, P.Kooijman, *Reconstruction of* (x, Q^2) *and Extraction of Structure Functions in Neutral Current Scattering at HERA*, Proccedings, Physics at HERA I, Hamburg (1991) 23

[Bir51] J.B.Birks, *Scintillations from Organic Crystals: Specific Fluorescence and Relative Response to Different Radiations*, Proc.Phys.Soc. 64 (1951) 874

[Blo32] F.Bloch, *Bremsvermögen von Atomen mit mehreren Elektronen*, Z.f.Phys. 81 (1932) 363

[Brü87] H.Brückmann et al., *On the Theoretical Understanding and Calculation of Sampling Calorimeters*, DESY 87-064 (1987)

[Bru87] R.Brun et al., *GEANT 3 Manual*, CERN DD/EE/84-1 (1987)

[Bud75] V.M.Budnev et al., *Equivalent Photon Approximation*, Phys.Rep. C15 (1975) 181

[Bür89] J.Bürger at al., *The Central Jet Chamber of the H1 Experiment*, NIM A279 (1989) 217

[Cat87] M.G.Catanesi et al., *Hadron, Electron and Muon Response of a Uranium Scintillator Calorimeter*, NIM A260 (1987) 43

[CDF96] F. Abe et al., The CDF Collaboration, *Inclusive Jet Cross Section in* $\bar{p}p$ *Collisions at* $\sqrt{s} = 1.8 TeV$, FERMILAB-PUB-96/020-E.

[Dre83] A.Drescher et al., *The ARGUS Electron/Photon Calorimeter*, NIM A216 (1983) 35

[Eng84] J.Engler, *Status and Perspectives of Liquid Argon Calorimeters*, NIM A225 (1984) 525

[Fab85] C.W.Fabjan, *Calorimetry in High Energy Physics*, CERN-EP/85-54 (1985)

[Fab89] C.W.Fabjan, R.Wigmans, *Energy Measurement of Elementary Particles*, CERN-EP/89-64 (1989)

[Fes85] H.Fessefeldt, *The Simulation of Hadronic Showers - Physics and Applications*, PITHA 85/02

[Fey69] R.P.Feynman, *Very high Energy Collisions of Hadrons*, Phys.Rev.Lett. 23 1415 (1969)

[Fle96] M.Fleischer, *Proposal to Upgrade the LAr Calorimeter and Trigger Electronics*, H1-01/96-470 (1996)

[Gab85] T.A.Gabriel, *The High Energy Transport Code HETC*, ORNL/TM-9727 (1985)

[Gab90] T.A.Gabriel et al., *CALOR 89: A Monte Carlo Package for the Design and Analysis of Calorimeter Systems*, ORNL/TM-11185 (1990)

[Gay92] J.Gayler, *Performance of the H1 Liquod Argon Calorimeter*, Proceedings, Calorimetry in high energy physics, Corpus Christi, Texas (1992) 701

[Ga95a] J.Gayler, *Minutes of the ESCALE-Meeting*, mi-950213 (1995)

[Ga95b] J.Gayler, *Minutes of the ESCALE-Meeting*, mi-950227 (1995)

[Gay96] J.Gayler, *Minutes of the ESCALE-Meeting*, mi-960506 (1996)

[Gel61] M.Gell-Mann, F.Zachariasen, *Form Factors and Vector Mesons*, Phys.Rev. 124 (1961) 953

[H1-95] H1 Kollaboration, *Elastic Photoproduction of ρ^0 Mesons at HERA*, DESY 95-251 (1995)

[H1C93] H1 Calorimeter Group, *Results from Pion Calibration Runs for the H1 Liquid Argon Calorimeter and Comparisons with Simulation*, NIM A336 (1993) 499

[H1C94] H1 Calorimeter Group, *Beam Tests and Calibration of the H1 Liquid Argon Calorimeter with Electrons*, NIM A350 (1994) 57

[H1C94'] H1 Calorimeter Group, *Electron/Pion Separation with the H1 LAr Calorimeter*, NIM A344 (1994) 492

[H193a] H1 Kollaboration, *The H1 Detector at HERA*, DESY 93-103 (1993)

[H193b] H1 Kollaboration, Softwarepaket H1SIM zur Simulation von Teilchenwechselwirkungen im H1-Detektor

[Jaq79] F.Jacquet und A.Blondel, in *Proceedings of the Study for an ep Facility for Europe*, ed. U.Amaldi, DESY 79/48 (1979) 377

[Joh88] J.O.Johnson, T.A.Gabriel, *A User's Guide to MICAP: A Monte Carlo Ionization Chamber Analysis Package*, ORNL/TM-10340 (1988)

[Ker95] J.S.Kermiche, J.Marks, *LAr Electromagnetic Energy Scale Studies using NC DIS (1+1) Jet and QED Compton Events for the e^+p 1994 H1 Data*, H1-12/95-466 (1995)

[Kni96] G.Knies, *Minutes of the ESCALE-Meeting*, mi-960205 (1996)

[Kor94] M.Korn, *Untersuchungen zur Messung der Energie von Elektronen und geladenen Pionen mit dem Flüssigargon-Kalorimeter des Detektors H1*, Dissertation, Universität Dortmund (1994)

[Kub94] J.P.Kubenka, H.Oberlack, P.Schacht, H.P.Wellisch, *Hadronic Calibration of the H1 LAr Calorimeter using Software Weighting Techniques*, H1-02/94-346 (1994)

[Lan90] P.V.Landshoff, *Diffractive Processes*, Nucl.Phys. 12 (1990) 597

[Leo87] W.R.Leo, *Techniques for Nuclear and particle Physics Experiments: A How-to-Approach*, Springer 1987

[Loc92] P.Loch, *Kalibration des H1 Flüssig-Argon Kalorimeters unter Berücksichtigung der Gewichtungsmethode für Teilchenjets*, Dissertation, Universität Hamburg (1992), Interner Bericht DESY FH1K-92-02

[Loc94] P.Loch, *Response of the H1 Liquid Argon Calorimeter to Low Energetic Hadrons*, H1-01/95-424 (1994)

[Lon75] E.Longo, I.Sestili, *Monte Carlo Calculation of Photon Initiated Electromagnetic Showers in Lead Glass*, NIM A128 (1975) 283

[Lor90] E.Lohrmann, *Einführung in die Elementarteilchenphysik*, Teubner, Stuttgart 1990

[Mol47] G.Molière, *Theorie der Streuung schneller, geladener Teilchen*, Z.Naturforsch. 2a (1947) 133 und Z.Naturforsch. 3a (1948) 78

[Nar96] B.Naroska, persönliche Mitteilung

[PDG90] Particle Data Group, *Review of Particle Properties*, Phys.Let. B (1990), 239

[PDG92] Particle Data Group, *Review of Particle Properties*, Phys.Rev. D45 (1992)

[Pet89] S.Peters, *Parametrisierung hadronischer Schauer zur schnellen Kalorimetersimulation im H1-Detektor*, MPI-PAE/Exp.El.202 (Diplomarbeit, Universität Hamburg 1989)

[Reg59] T.Regge, *Introduction to Complex Orbital Momenta*, Nuovo Cim. 14/5 (1959) 951

[Ros52] B.Rossi, *High Energy Physics*, Prentice Hall, New York (1952)

[Ros64] B.Rossi, *High Energy Particles*, Prentice Hall, New York (1964)

[Rud92] M.Rudowicz, *Hadronische Schauersimulation für den H1-Detektor*, MPI-PhE/92-14 (Dissertation, Universität Hamburg 1992)

[Sak60] J.J.Sakurai, *Theory of Strong Interactions*, Ann.Phys. 11 (1960) 1

[Sch93] G.A.Schuler, T.Sjøstrand, *Towards a Complete Description of High Energy Photoproduction*, Nucl.Phys. B407 (1993) 539

[Sc93a] M.W.Schulz, *Untersuchung von Methoden zur Kalibrierung der H1-Jetkammer*, Dissertation, Universität Hamburg (1993), Interner Bericht DESY FH1T-93-01

[Seg65] E.Segrè, *Nuclei and Particles*, Benjamin, New York (1965)

[She93] V.Shekelyan, *Simulation and Reconstruction in H1 Liquid Argon Calorimetry*, H1-04/93-288

[Spi94] J.Spiekermann, *Nachweis von π-Mesonen in einem Flüssigargon-Kalorimeter: Modellrechnungen mit den Programmen GHEISHA und CALOR im Vergleich zu Testdaten*, Diplomarbeit, Universität Dortmund (1994)

[Sti92] J.Stier, *Kalibration des H1 Flüssig-Argon Kalorimeters mit kosmischen Myonen*, Diplomarbeit, Universität Hamburg (1992), Interner Bericht DESY FH1K-92-04

[Ulb95] S. Ulbig, *Neutrino-Oszillationen: Hinweise, aber (noch) keine Beweise* Phys. Bl. 51 (1995) 7

[Wei34] C.F.v.Weizsäcker, *Ausstrahlung bei Stössen sehr schneller Elektronen*, Z.Phys.88 (1934) 612

[Wig87] R.Wigmans, *On the Energy Resolution of Uranium and other Hadron Calorimeters*, NIM A259 (1987) 389

[Wil34] E.J.Williams, *Nature of the high Energy Particles of penetrating Radiation and Status of Ionisation and Radiation Formulae*, Phys.Rev. 45 (1934) 729

[Wil74] W.J.Willis, V.Radeka, *Liquid Argon Ionization Chambers as Total Absorption Detectors*, NIM A120 (1974) 221

[ZEU96] ZEUS Collaboration, *Measurement of Elastic ϕ-Photoproduction at HERA*, DESY 96-002 (1996)

Abbildungsverzeichnis

Danksagung

Diese Arbeit entstand in der angenehmen Atmosphäre der H1-Kollaboration am DESY. Besonders bedanken möchte ich mich bei

- Dr.Jörg Gayler für die interessante Aufgabenstellung, die kompetente Betreuung und die nie ermüdende Bereitschaft, auch weniger intelligente Fragen meinerseits geduldig zu beantworten,
- Prof.Dr.Beate Naroska für das Interesse am Fortgang meiner Arbeit und die Begutachtung derselben,
- Dr.Joachim Meyer für die Übernahme des Zweitgutachtens,
- Dr.Dieter Lueke für die Hilfe bei der Massenproduktion der Monte-Carlos,
- Jürgen Spiekermann für die vielen »Feuerwehreinsätze« bei der Simulation mit CALOR,
- Dr.Gerhard Müller für die Gelegenheit, eine Woche Detektorluft am SPACAL zu schnuppern,
- Joachim und Robert für die gute Stimmung im Büro und für unzählige Computertips, sowie Konrad für seine Hilfe beim Einstieg.