

**Simulation hadronischer Schauer
im H1-Flüssig-Argon-Kalorimeter
mit den Simulationsprogrammen
GHEISHA und CALOR**

Diplomarbeit
am
Lehrstuhl für Experimentelle Physik V
der
Universität Dortmund

vorgelegt von
Jörg Seehafer

März 2005

Inhaltsverzeichnis

Kurzdarstellung/Abstract	i
1 Einleitung	1
1.1 Tiefinelastische Elektron-Proton-Streuung	2
1.2 Rekonstruktion der Ereigniskinematik	4
1.3 Motivation und Zielsetzung der Arbeit	5
2 Schauerentwicklung und Kalorimetrie	7
2.1 Wechselwirkung von Elektronen mit Materie	7
2.2 Wechselwirkung von Photonen mit Materie	9
2.3 Elektromagnetische Schauer	10
2.3.1 Longitudinale Schauerentwicklung	10
2.3.2 Transversale Schauerentwicklung	11
2.4 Energieverlust geladener Teilchen in Materie durch Ionisation und Anregung	12
2.5 Hadronische Schauer	14
2.5.1 Wechselwirkung von Hadronen mit Materie	15
2.5.2 Schauerzusammensetzung	17
2.5.3 Hadronische Komponente	18
2.5.4 Räumliche Ausdehnung	19
2.5.5 Teilchenjet-induzierte Schauer	20
2.6 Energiemessung mit Sampling-Kalorimetern	21
2.6.1 Trennung elektromagnetischer und hadronischer Schauer	22
2.6.2 Flüssig-Argon-Kalorimeter	22
2.6.3 Kompensation	22
2.7 Schauersimulation mit Monte-Carlo-Methoden	23
2.7.1 Das Programmpaket GEANT	23
2.7.2 GHEISHA	24
2.7.3 CALOR	25
3 Der HERA-Speicherring und der H1-Detektor am DESY	27
3.1 Der H1-Detektor	28
3.1.1 Das Spurkammersystem	29
3.1.2 Die Kalorimeter	31
3.1.3 Die Myondetektoren	31
3.1.4 Das Triggersystem	31

4	Das H1-Flüssig-Argon-Kalorimeter	33
4.1	Aufbau der Kalorimeterstruktur	33
4.1.1	Aufbau der elektromagnetischen Kalorimetermodule	34
4.1.2	Aufbau der hadronischen Kalorimetermodule	35
4.1.3	Segmentierung	36
4.2	Energiemessung	37
4.2.1	Rauschunterdrückung	37
4.2.2	Konvertierung von Ladungen zu Energien	39
4.2.3	Clusterbildung	39
4.2.4	Energieverlust im passiven Material	41
4.2.5	Elektromagnetische und hadronische Energieskalen	41
5	Simulation hadronischer Teilchen mit GHEISHA und CALOR	43
5.1	Die H1-Detektorsimulation	43
5.2	Simulation einzelner Hadronen	44
5.3	Clusterverteilung	46
5.3.1	Winkelverteilungen der Cluster	51
5.3.2	Variation des Einschusswinkels θ	51
5.3.3	Winkelverteilungen des hadronischen Endzustandes	53
5.3.4	Einfluss der Vertexverschmierung auf die Winkelverteilungen	53
5.4	Energieverteilungen	55
5.4.1	Energierückkonstruktion der Elektronen	60
5.5	Vergleich der simulierten Hadronen mit Λ^0 -Baryonen	62
	Zusammenfassung	65
	Literaturverzeichnis	67
	Danksagung	74

1 Einleitung

Die Elementarteilchenphysik beschreibt die Zusammensetzung der uns bekannten Materie aus elementaren Bausteinen, den Fermionen. Diese sind in Quarks und Leptonen unterteilt, die in Tabelle 1.1 aufgelistet sind. Quarks und Leptonen existieren in je drei Generationen, wobei die Teilchen der ersten Generation jeweils die leichtesten sind. Die uns bekannte Materie setzt sich aus Fermionen der ersten Generation zusammen. Quarks tragen eine drittelzahlige elektrische Ladung, Leptonen haben die Ladung 0 oder 1.

Tabelle 1.1: *Fermionen: Quarks und Leptonen.*

	Generation			elektrische Ladung [e]	Wechselwirkung			
	1	2	3		gravitativ	elektrom.	schwach	stark
Quarks	u	c	t	$+2/3$	×	×	×	×
	d	s	b	$-1/3$	×	×	×	×
Leptonen	ν_e	ν_μ	ν_τ	0	×		×	
	e^-	μ^-	τ^-	-1	×	×	×	

Wechselwirkungen zwischen Teilchen werden in der Quantenfeldtheorie durch Austausch von Bosonen beschrieben. Vier Wechselwirkungen sind bekannt:

- **Gravitation**
Die Gravitation ist die schwächste Kraft und wirkt auf alle massiven Teilchen. Sie spielt in der Elementarteilchenphysik üblicherweise keine Rolle. Die Gravitation ist (noch) nicht im Rahmen einer Quantenfeldtheorie beschrieben und kann daher auch nicht mit dem Standardmodell erfasst werden.
- **Elektromagnetische Kraft**
Das Eichboson der elektromagnetischen Kraft ist das Photon γ , es wechselwirkt mit allen elektrisch geladenen Teilchen. Durch die elektromagnetische Kraft werden Atome und Moleküle zusammen gehalten.
- **Schwache Kraft**
Das massive neutrale Z^0 -Eichboson und die massiven geladenen W^+ - und W^- -Eichbosonen der schwachen Wechselwirkung koppeln an Quarks und Leptonen. Die schwache Kraft verursacht beispielsweise den radioaktiven Betazerfall.
- **Starke Kraft**
Die Ladung der starken Kraft ist die sogenannte Farbladung. Das Eichboson der

starken Kraft ist das Gluon g , es überträgt Farbladung zwischen den Quarks. Diese tragen die Farbe rot, grün oder blau. Quarks können nicht frei existieren, da sie durch die starke Kraft zu (farblosen) Hadronen gebunden sind. Das Proton besteht somit aus Quarks und Gluonen.

Im Standardmodell [1, 2, 3, 4] existiert zu jedem Fermion ein Antifermion mit gleicher Masse, entgegengesetzten ladungsartigen Quantenzahlen und einer Antifarbe¹. Im additiven Farbmodell mischen sich die drei Farben rot, grün und blau zum farblosen weiß, ebenso mischen sich Farbe und Antifarbe zu weiß.

Nach diesem Schema werden Hadronen in zwei Gruppen geteilt:

- Baryonen

Baryonen bestehen aus drei Quarks (unterschiedlicher Farbe), die elektrische Ladung beträgt somit -1 , 0 , 1 oder 2 . Baryonen sind zum Beispiel Proton und Neutron.

- Mesonen

Ein Quark q und ein Antiquark \bar{q} mit komplementärer Farbladung bilden ein *Meson*. Dieser zwei-Quark-Zustand nimmt Werte der elektrischen Ladung von -1 , 0 und 1 an.

In diesem naiven Quarkmodell besteht das Proton (p) aus zwei u -Quarks und einem d -Quark. Das positive Pion (π^+ -Meson) setzt sich aus einem u - und einem \bar{d} -Quark, das negative Pion (π^-) aus einem d - und einem \bar{u} -Quark zusammen.

Um bessere Informationen über die Struktur der Hadronen zu erhalten, werden Streuexperimente bei hohen Energien durchgeführt. Dabei findet eine Wechselwirkung der Eichbosonen mit den Konstituenten des Hadrons, den Quarks und Gluonen, statt. Die Zeitskala dieser Wechselwirkung ist klein gegenüber der Zeit für Wechselwirkungen der Hadronbestandteile untereinander. Quarks und Gluonen werden so in erster Näherung als quasi-freie Teilchen (Partonen) [5, 6] betrachtet. Im Rahmen dieses *Quark-Parton-Modells* wird auch die Elektron-Proton-Streuung beschrieben.

1.1 Tiefinelastische Elektron-Proton-Streuung

Die Struktur des Protons wird durch die Elektron²-Proton-Streuung (ep -Streuung) genau untersucht. Nach der Heisenberg'schen Unschärferelation $\Delta x \cdot \Delta p \geq \hbar/2$ erfordert die Auflösung kleinster Strukturen Δx große Impulsüberträge Δp vom Elektron auf das Proton, hierbei ist $\hbar = h/(2\pi)$ und h das Planck'sche Wirkungsquantum [7]. Diese großen Impulsüberträge werden durch immer leistungsfähigere Beschleuniger realisiert.

¹Hierfür wurden die Farben antirot, antigrün und antiblau eingeführt.

²Im Folgenden wird der Begriff Elektron synonym für beide Teilchen, Elektron und Positron benutzt.

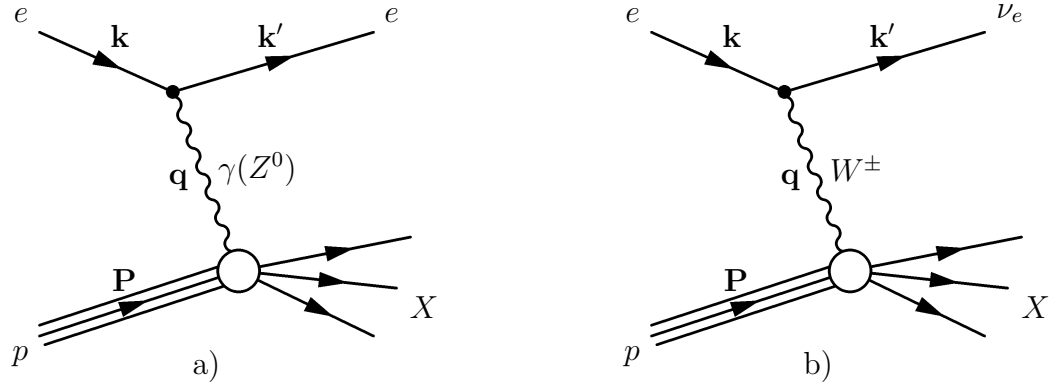


Abbildung 1.1: Feynman-Graphen niedrigster Ordnung. Es wird a) ein neutrales oder b) ein geladenes Eichboson ausgetauscht.

Abbildung 1.1 zeigt schematisch die Wechselwirkung einer ep -Streuung niedrigster Ordnung durch ein Eichboson, das den Viererimpuls³ \mathbf{q} vom Elektron auf das Proton überträgt und das Proton aufricht. \mathbf{k} und \mathbf{P} sind die Impulse des einlaufenden Elektrons und Protons. \mathbf{k}' ist der Impuls des auslaufenden, gestreuten Leptons. Der hadronische Endzustand wird mit X bezeichnet. In Abbildung 1.1 a) wechselwirkt ein virtuelles Photon oder ein Z^0 -Eichboson, dieser Prozess wird *neutraler Strom* genannt. In Abbildung 1.1 b) wandelt sich das Elektron in ein Neutrino um. Bei diesem *geladenen Strom* wechselwirkt ein geladenes W^\pm -Eichboson.

Zur Beschreibung der ep -Streuung sind vier lorentzinvariante Größen von Bedeutung:

- Virtualität $Q^2 = -\mathbf{q}^2 = -(\mathbf{k} - \mathbf{k}')^2$
Die *Virtualität*⁴ Q^2 ist als das negative Quadrat des Impulsübertrags \mathbf{q} definiert.
- Quadrat der Schwerpunktsenergie $s = (\mathbf{k} + \mathbf{P})^2$
Die Impulse des einlaufenden Elektrons und Protons definieren die *Schwerpunktsenergie*. Am HERA-Speicherring beträgt sie $\sqrt{s} \approx 320 \text{ GeV}$.
- Impulsbruchteil $x = Q^2 / (2 \mathbf{P} \cdot \mathbf{q})$
Die Björken-Skalenvariable x ist der *Impulsbruchteil* des gestreuten Quarks vom Impuls \mathbf{P} des Protons.
- Inelastizität $y = (\mathbf{P} \cdot \mathbf{q}) / (\mathbf{P} \cdot \mathbf{k})$
Die *Inelastizität* y ist ein Maß für den relativen Energieverlust des Elektrons im Ruhesystem des Protons.

Die Skalenvariable x und die Inelastizität y sind dimensionslos und im Intervall $[0, 1]$ definiert. Unter Vernachlässigung der Ruhemassen folgt: $Q^2 = sxy$. Bei fester Schwer-

³Viererimpulse, **fett** gedruckt, werden im Folgenden nur noch als "Impuls" bezeichnet.

⁴Die Virtualität Q^2 ist eine positive skalare Größe mit der Einheit GeV^2 .

punktsenergie lässt sich die Kinematik eines Ereignisses deshalb durch zwei unabhängige Variablen vollständig beschreiben.

1.2 Rekonstruktion der Ereigniskinematik

Die Kinematik eines Ereignisses wird dadurch rekonstruiert, dass Impuls und Energie der Teilchen im Detektor gemessen werden. Durch die Messung des gestreuten Elektrons kann die Kinematik des Ereignis vollständig rekonstruiert werden (*Elektron-Methode*). Entsteht durch ein geladenes W^\pm -Eichboson ein Neutrino, das nicht nachgewiesen werden kann, so muss die Kinematik über den hadronischen Endzustand bestimmt werden (*Hadron-Methode*). Ereignisse, die mit einer dieser beiden Methode rekonstruiert wurden, werden *inklusive Ereignisse* genannt. Die Elektron-Methode (mit Index e) beinhaltet die Messung der Energie E'_e des gestreuten Elektrons und dessen Winkel θ'_e bezüglich der Protonstrahlrichtung:

$$y_e = 1 - \frac{E'_e(1 - \cos \theta'_e)}{2E_e} \quad \text{und} \quad Q_e^2 = 2E_e E'_e(1 + \cos \theta'_e).$$

Nach [8] ist die Elektron-Methode für große Inelastizitäten ($y \geq 0.3$) anwendbar. Für Werte von $y < 0.3$ liefert allerdings die Hadron-Methode (mit Index h) eine genauere Beschreibung der Kinematik. Die Inelastizität y_h berechnet sich aus der Energie E'_i und dem Winkel θ'_i des Teilchens i des hadronischen Endzustandes:

$$y_h = \frac{\sum_i E'_i(1 - \cos \theta'_i)}{2E_e} \quad \text{und} \quad Q_h^2 = \frac{(\sum_i E'_i \sin \theta'_i)^2}{1 - y_h}.$$

Bei Ereignissen mit geladenem Strom ist diese die einzige Methode zur Betrachtung der kinematischen Variablen, da sich das primäre Elektron in ein Neutrino umwandelt und deshalb nicht gemessen wird.

1.3 Motivation und Zielsetzung der Arbeit

Neben den inklusiven Messungen ist die Messung der Energie des hadronischen Endzustandes besonders wichtig für Analysen, die sich mit Teilchenjets oder schweren Quarks beschäftigen. Zur Energiemessung des hadronischen Endzustandes dient im H1-Experiment ein feinsegmentiertes, nicht-kompensierendes Flüssig-Argon-Kalorimeter. In einem nicht-kompensierenden Kalorimeter erzeugen elektromagnetisch und hadronisch wechselwirkende Teilchen derselben Energie unterschiedliche Signale, da ein Teil der Energie im Kalorimeter nicht gemessen werden kann.

Daher ist es überaus wichtig, den hadronischen Endzustand möglichst genau zu simulieren, denn durch Simulationen wird das Verständnis hadronischer Schauer stark verbessert. Die Ergebnisse einer genaueren Simulation können dann für eine präzisere Rekonstruktion der Energie der Teilchen genutzt werden.

In der Bauphase des H1-Detektors wurden einige Module des Flüssig-Argon-Kalorimeters am CERN⁵ in einem Teststrahl untersucht [9, 10, 11].

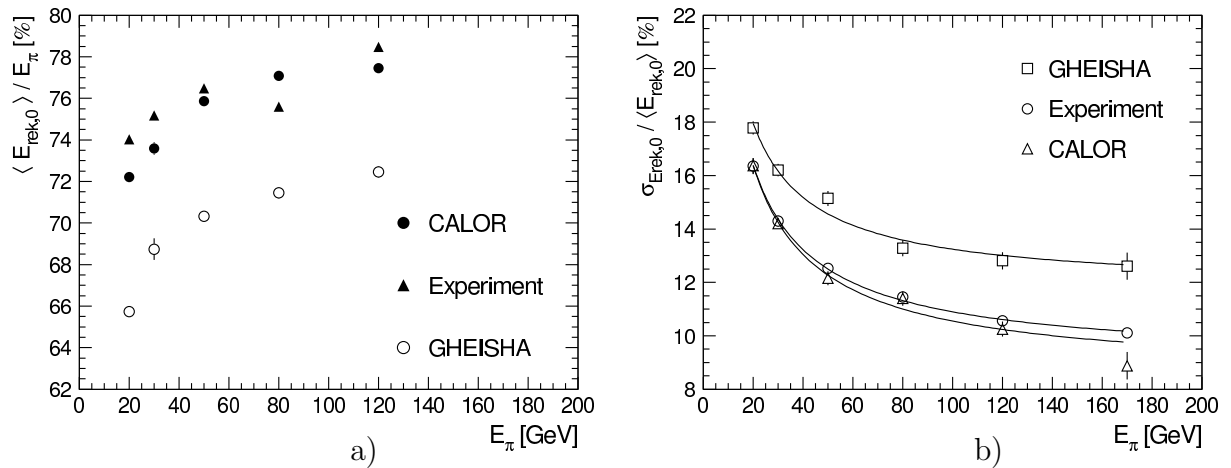


Abbildung 1.2: Vergleich von CALOR und GHEISHA mit Pionen eines Teststrahls. a) Nachgewiesene Energie und b) Energieauflösung in Prozent [10].

Die Resultate dieser Messungen wurden mit den Resultaten zweier Simulationsprogramme für hadronische Schauer *GHEISHA*⁶ [39] und *CALOR*⁷ [41] verglichen. Abbildung 1.2 a) zeigt das Verhältnis der rekonstruierten Energie und der Energie des primären Teilchens aus Teststrahlmessungen. Die rekonstruierte Energie wurde im Test-Experiment gemessen und mit GHEISHA und CALOR simuliert. Abbildung 1.2 b) zeigt die Auflösung

⁵Centre Européen pour la Recherche Nucléaire, www.cern.ch

⁶Gamma Hadron Electron Interaction Shower Analysis

⁷calor (span.): Wärme

dieser Energiemessung. CALOR konnte die Messergebnisse des Teststrahls deutlich besser beschreiben als GHEISHA.

CALOR ist eine Sammlung von Programmen, die für unterschiedliche Teilchen in verschiedenen Energiebereichen die Häufigkeiten der im Kalorimeter auftretenden physikalischen Prozesse anhand von Wahrscheinlichkeitsverteilungen möglichst genau berechnet, wohingegen GHEISHA vereinfachte Modelle annimmt und Prozesse mit Mittelwerten von Verteilungen bestimmt. GHEISHA wird standardmäßig im H1-Experiment für die Simulation hadronischer Schauer im Flüssig-Argon-Kalorimeter benutzt, da CALOR nicht in der H1-Detektorsimulationsumgebung implementiert war. Um zu untersuchen, ob mit Hilfe von CALOR die H1-Detektorsimulation verbessert werden kann, wurde CALOR in die bestehende Simulationsumgebung integriert.

Diese Arbeit ist in folgende Kapitel gegliedert:

- Die Entstehung elektromagnetischer und hadronischer Schauer wird in Kapitel 2 beschrieben.
- Danach wird der H1-Detektor in Kapitel 3 eingeführt.
- In Kapitel 4 wird das feinsegmentierte Flüssig-Argon-Kalorimeter näher beschrieben.
- Kapitel 5 geht anschließend auf den Vergleich der Simulationsprogramme GHEISHA und CALOR ein. Es werden die Ergebnisse von simulierten Ereignissen mit unterschiedlichen Teilchensorten (Inline-Events) besprochen und verglichen.

An diese Kapitel schließen sich eine Zusammenfassung und das Literaturverzeichnis an.

2 Schauerentwicklung und Kalorimetrie

Hochenergetische Teilchen verlieren auf ihrem Weg durch Materie Energie. Abhängig von der Energie entstehen zuerst neue Teilchen. Reicht die Energie zur Teilchenerzeugung nicht mehr aus, deponiert das Primärteilchen seine Energie nur noch durch Ionisation und Anregung. Dadurch entstehen unter anderem freie Ladungsträger, die im aktiven Material zur Energiebestimmung gesammelt werden.

Das primäre Teilchen und alle in einer Kaskade entstandenen sekundären Teilchen werden in einem *Schauer* zusammengefasst. Elektronen und Photonen erzeugen über elektromagnetische Prozesse *elektromagnetische Schauer*. Durch Hadron-Kern-Wechselwirkungen bilden sich *hadronische Schauer*. In diesen entstehen auch Photonen und teilweise auch Elektronen, die ihrerseits elektromagnetische Subschauer im hadronischen Schauer hervorrufen. Hadronische Schauer sind komplexer, länger und breiter als elektromagnetische Schauer.

Die Kalorimetrie befasst sich mit der Bestimmung der Energie und mit dem Nachweis des primären Teilchens durch Messung des Energieverlustes in Materie. Drei materialabhängige Konstanten sind dabei wichtig: die *Strahlungslänge* X_0 und der *Molière Radius* R_M , charakteristische Größen für elektromagnetische Prozesse und die *Absorptionslänge* λ_{abs} für hadronische Wechselwirkungen.

2.1 Wechselwirkung von Elektronen mit Materie

Elektronen mit einer Energie bis zu einigen MeV deponieren ihre Energie hauptsächlich durch Ionisation und Anregung. Ein hochenergetisches geladenes Elektron strahlt infolge einer Wechselwirkung mit dem Coulomb-Feld eines Atomkerns oder Hüllenelektrons Photonen ab. Dieser Prozess wird als *Bremsstrahlung* bezeichnet. Die Anzahl N_γ der im Energieintervall abgestrahlten Photonen ist in Born'scher Näherung [63] proportional zu Z^2/E_γ . Bremsstrahlung tritt deshalb bevorzugt in Materialien mit hoher Kernladungszahl Z auf, wobei die abgestrahlten Photonen meist kleine Energien haben.

Der differentielle Energieverlust $-dE$ durch Bremsstrahlung auf einem Wegelement dx ist für Elektronen der Energie E gegeben durch [12]:

$$-\frac{dE}{dx}|_{Bremsstr.} = \frac{E}{X_0}.$$

Eine wichtige Größe ist die *Strahlungslänge* X_0 , sie gibt für das jeweilige Material die Weglänge an, nach der ein Elektron durch Bremsstrahlungsprozesse im Mittel noch $1/e$

seiner ursprünglichen Energie besitzt. Mit Massenzahl A und Ordnungszahl Z lässt sich die Strahlungslänge wie folgt parametrisieren [13]:

$$X_0 \approx \frac{716.4 \text{ g cm}^{-2} \cdot A}{Z(Z+1) \ln(287/\sqrt{Z})}.$$

Tabelle 2.1 zeigt die Strahlungslänge einiger Materialien, sowie der beiden Materialmischungen des elektromagnetischen (EMC) und hadronischen (HAC) Flüssig-Argon-Kalorimeters. [15, 16].

Tabelle 2.1: *Strahlungslängen verschiedener Materialien [15, 16].*

Material	$X_0 \cdot \rho [\text{g cm}^{-2}]$	$X_0 [\text{cm}]$
Blei	6.4	0.6
Eisen	13.8	1.8
flüssiges Argon	19.6	14.0
EMC	7.6	1.6
HAC	14.3	2.5

Aufgrund der Massenabhängigkeit ist die Bremsstrahlung für Teilchen, die deutlich schwerer sind als Elektronen, erst oberhalb von 100 GeV relevant.

Abbildung 2.1 zeigt den relativen Energieverlust von Elektronen (und Positronen) in Blei.

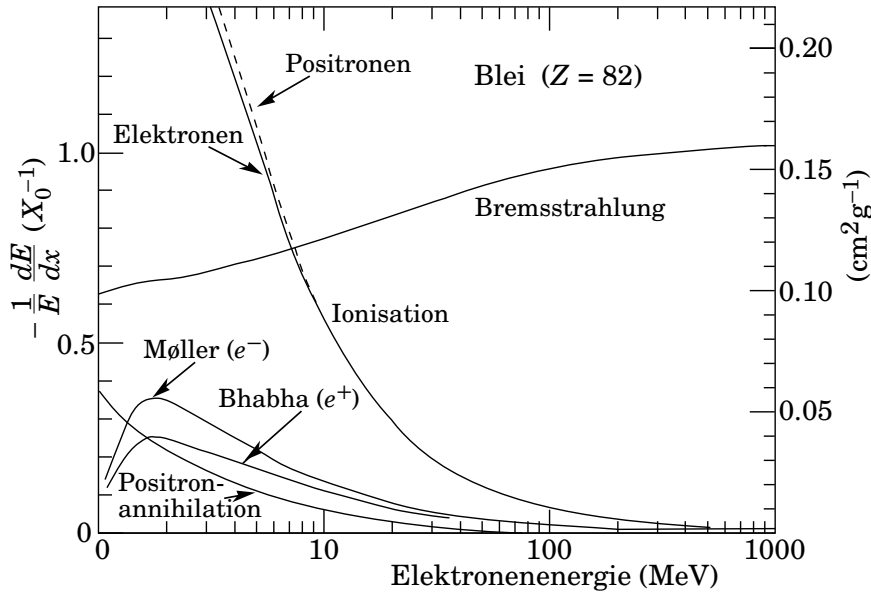


Abbildung 2.1: *Relativer Energieverlust pro Strahlungslänge von Elektronen und Positronen in Blei [13].*

Insgesamt sind dabei zwei Prozesse wichtig:

- Bremsstrahlung $e^\pm + \text{Kern} \rightarrow e^\pm + \text{Kern} + \gamma$,
- Ionisation $\text{Atom} \rightarrow \text{Kern} + e^-$,

Die weiteren Prozesse Möller-Streuung ($e^-e^- \rightarrow e^-e^-$), Bhabha-Streuung ($e^+e^- \rightarrow e^+e^-$), Annihilation ($e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma$) und Anregung (nicht eingezeichnet) spielen nur eine untergeordnete Rolle.

Die Energie, bei der der Energieverlust durch Ionisation gleich dem Energieverlust durch Bremsstrahlung ist, wird *kritische Energie* genannt. Für Blei besitzen Elektronen eine kritische Energie von $E_{krit} \approx 7 \text{ MeV}$. Nach [17] ist die kritische Energie genau die Energie, die ein minimal ionisierendes Teilchen auf einer Strahlungslänge verliert und lässt sich wie folgt parametrisieren:

$$E_{krit} = -\frac{dE}{dx}|_{min} \cdot X_0 \approx \frac{550 \text{ MeV}}{Z}.$$

Unterhalb der kritischen Energie ist die Ionisation der vorherrschende Prozess, während bei Energien oberhalb der kritischen Energie bevorzugt Bremsstrahlungsfotons emittiert werden.

2.2 Wechselwirkung von Photonen mit Materie

Abbildung 2.2 zeigt die Wirkungsquerschnitte der einzelnen beteiligten Prozesse für Photonen in Blei, aufgetragen gegen die Energie des einfallenden Photons.

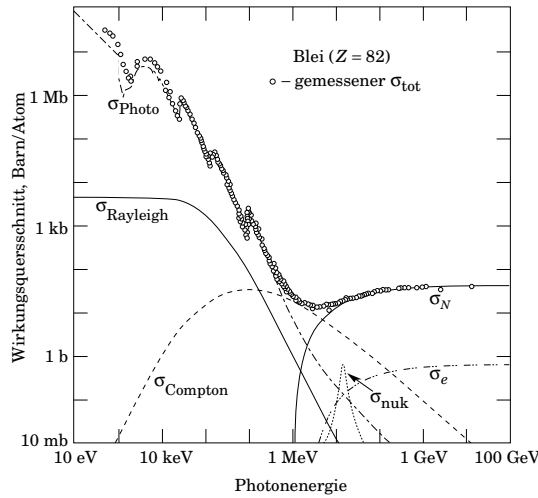


Abbildung 2.2: Wechselwirkungen von Photonen in Blei [13]. σ_N und σ_e stehen für Paarbildung im Kernfeld beziehungsweise im Elektronenfeld. σ_{nuk} steht für den Kernphotoeffekt.

Die dominanten Prozesse sind:

- atomarer Photoeffekt σ_{Photo} ($\gamma + \text{Atom} \rightarrow e^- + \text{Atom}^+, \text{Atom}^*$),
- inelastische Compton-Streuung $\sigma_{Compton}$ eines Photons an einem quasi-freien Elektron,
- Paarbildung im Kernfeld σ_N ($\gamma + \text{Kern} \rightarrow e^+ + e^- + \text{Kern}$).

Dagegen spielen Paarbildung im Elektronenfeld σ_e , Rayleigh-Streuung $\sigma_{Rayleigh}$ und Kernphotoeffekt σ_{nuk} nur eine untergeordnete Rolle. Bei niedrigen Energien dominiert der Photoeffekt. Ab einer Energie von $E_\gamma > 2 m_e c^2 \approx 1 \text{ MeV}$ ist auch Paarbildung möglich, wobei m_e die Elektronmasse und c die Lichtgeschwindigkeit ist. Die Paarbildung im Kernfeld ist der wichtigste Absorptionsprozess für hohe Teilchenenergien. Die mittlere freie Weglänge für Paarbildung ergibt sich nach [18] zu $\lambda_{Paar} = 9/7 X_0$.

2.3 Elektromagnetische Schauer

Beim Auftreffen eines hochenergetischen Elektrons oder Photons auf eine Absorberschicht entsteht ein *elektromagnetischer Schauer* durch eine Kaskade von Bremsstrahlungs- und Paarerzeugungsprozessen. In der ersten Phase emittieren Elektronen oberhalb der kritischen Energie Bremsstrahlungsphotonen. Diese erzeugen Elektron-Positron-Paare, die ihrerseits vorwiegend durch Bremsstrahlung wechselwirken. Fällt die Energie der Teilchen unter die kritische Energie E_{krit} , erhöht sich die Teilchenanzahl nicht mehr. Die niederenergetischen Elektronen deponieren ihre Energie in der zweiten Phase durch Ionisation oder auch Anregung im Absorbermaterial.

Zum Nachweis elektromagnetischer Teilchen durch Schauerbildung werden Absorbermaterialien mit hoher Kernladungszahl, zum Beispiel Blei, benutzt. Um die Energie des Schauers korrekt zu bestimmen, muss dieser vollständig im Kalorimeter enthalten sein. Die Ausdehnung eines Schauers lässt sich in eine longitudinale Komponente entlang der Schauerachse und in eine transversale Komponente senkrecht zur Schauerachse aufteilen.

2.3.1 Longitudinale Schauerentwicklung

Die Wahrscheinlichkeit des Auftretens von Paarbildung und der Energieverlust von Elektronen skaliert mit der zurückgelegten Wegstrecke näherungsweise in Einheiten der Strahlungslänge X_0 . Abbildung 2.3 zeigt für eine Parametrisierung (Kurve) und für eine Simulation (Histogramm) die longitudinale Verteilung der deponierten Energie pro Strahlungslänge (linke Skala) in Eisen. Ebenfalls eingetragen ist die erzeugte Teilchenzahl pro Strahlungslänge (rechte Skala) für Elektronen und Photonen [19].

Diese Parametrisierung des Schauers lautet nach [20]:

$$\frac{dE}{dt} \approx \text{const} \cdot t^a e^{-bt}.$$

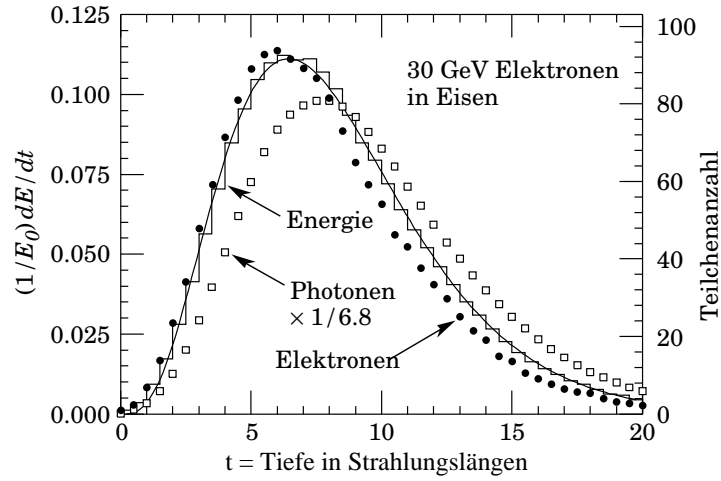


Abbildung 2.3: Longitudinale Schauerentwicklung eines 30 GeV Elektrons in Eisen [19].

Dabei ist t die Schauertiefe in Einheiten der Strahlungslänge X_0 und dE die deponierte Energie des Schauers. a und b sind materialabhängige Anpassungsparameter. t^a beschreibt die erste Phase der Schauerentwicklung, in der die Teilchenkaskade entsteht. Der Exponentialterm e^{-bt} beschreibt die zweite Phase der Absorption der Schauerteilchen. Die maximale Energiedeposition geschieht nach [13] in einer Tiefe von $t \approx \ln(E_0/E_{krit})$. Aus dem Diagramm lässt sich ein Wert für die maximale Energiedeposition von $t = 6$ Strahlungslängen für ein Elektron mit einer Energie von 30 GeV ablesen. Bis zur Tiefe von $2.5 \cdot t$ werden 98% der Energie deponiert.

2.3.2 Transversale Schauerentwicklung

Zu Beginn der Schauerentwicklung bestimmt die Vielfachstreuung der Elektronen die transversale Ausdehnung des Schauers. Außerhalb des Schauerkerns und am Ende der longitudinalen Schauerentwicklung wird das transversale Schauerprofil durch niederenergetische Photonen aufgeweitet.

Durch die Einführung des *Molière-Radius* R_M wird die transversale Ausdehnung des elektromagnetischen Schauers beschrieben [22]:

$$R_M = \frac{m_e c^2 \sqrt{4\pi/\alpha}}{E_{krit}} X_0 \approx \frac{21.2 \text{ MeV}}{E_{krit}} X_0,$$

mit der Feinstrukturkonstanten $\alpha \approx 1/137$. Abbildung 2.4 zeigt in zwei Diagrammen den Energieverlust des Schauers in Abhängigkeit des Abstandes zur Schauerachse für sechs verschiedene Tiefen. Die Kurven wurden durch eine Simulation für Elektronen mit einer Energie von 1 GeV in Blei ermittelt [21]. Unabhängig von der Energie werden 90% der Primärenergie in einem Zylinder mit Radius R_M deponiert. Innerhalb $2R_M$ sammeln sich

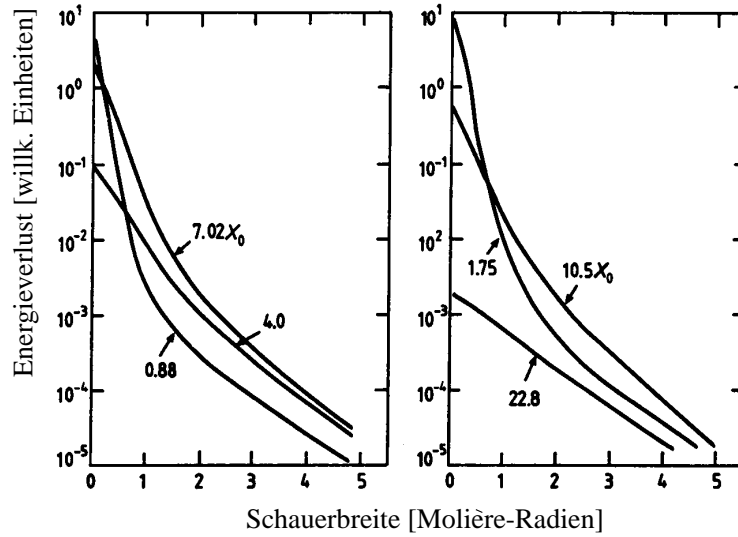


Abbildung 2.4: *Transversaler Energieverlust eines Elektrons mit 1 GeV in Abhängigkeit des Abstandes zur Schauerachse (in Einheit des Molière-Radius) [21].*

95% und in $3R_M$ dann 99% der Energie an. Nach [23] beschreibt folgende Parametrisierung den Energieverlust in Abhängigkeit des Abstandes von der Schauerachse:

$$\frac{1}{E} \frac{dE}{dr} = a e^{-\alpha r} + b e^{-\beta r}.$$

Hierbei sind a , b , α und β experimentell oder durch Simulationsrechnungen bestimmbarer Anpassungsparameter. Ein Term beschreibt den steilen Abfall nach der Schauerachse. Der zweite Term beschreibt den durch Photonen ausgelösten Abfall am Rande des Schauers. Diese Photonen besitzen eine Energie im Bereich des Minimums des Wirkungsquerschnitts, siehe Abbildung 2.2 und haben daher eine große freie Weglänge.

2.4 Energieverlust geladener Teilchen in Materie durch Ionisation und Anregung

Der mittlere Energieverlust $-dE$ pro Weglänge dx schwerer geladener Teilchen (mit Masse $m \gg m_e$) ist durch die Bethe-Bloch-Formel [29, 14] gegeben:

$$-\frac{dE}{dx} = K_1 \frac{Z}{A_m} \frac{z^2}{\beta^2} \left[\ln \left(\frac{K_2 \beta^2}{I(1 - \beta^2)} \right) - \beta^2 - \frac{\delta}{2} \right].$$

Die verwendeten Variablen und Konstanten sind in Tabelle 2.2 definiert. Durch den Energieübertrag des primären geladenen Teilchens auf das Absorbermaterial werden unter anderem Atome angeregt und Elektron-Ionen-paare erzeugt.

Tabelle 2.2: Konstanten der Bethe-Bloch-Formel.

Symbol	Definition	Wert / Einheit
K_1	$4\pi N_A r_e^2 m_e c^2$	0.307 MeVcm ²
Z	Ordnungszahl des Absorbermaterials	
A_m	Molare Masse des Absorbermaterials	gmol ⁻¹
A	Massenzahl des Absorbermaterials	
z	Ladung des eintreffenden Teilchens	
β	Geschwindigkeit des Teilchens v/c	
K_2	$2m_e c^2$	1.220 GeV
I	Ionisationsenergie des Absorbermaterials	eV
δ	Korrektur des Dichte-Effekts [24]	

Abbildung 2.5 zeigt den Verlauf der Bethe-Bloch-Formel für verschiedene Teilchen.

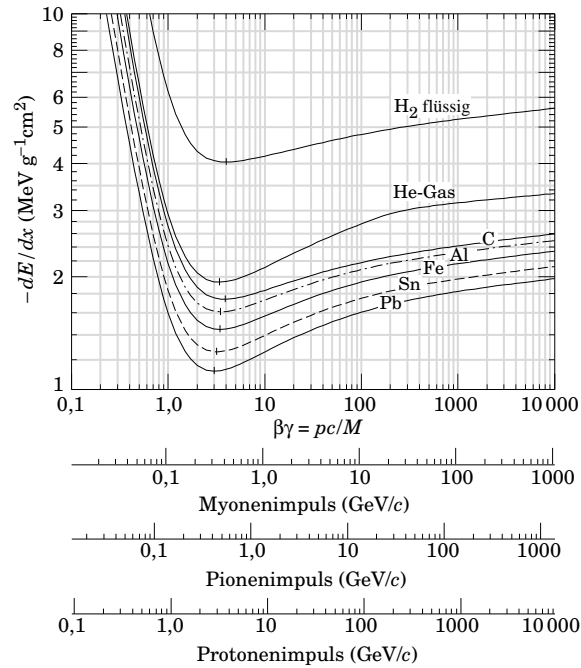


Abbildung 2.5: Mittlerer Energieverlust pro Wegstrecke von geladenen Teilchen (μ , π , p) in verschiedenen gekennzeichneten Materialien [13].

Bei nichtrelativistischen Energien erfolgt ein Abfall mit $1/\beta^2$ bis zu einem Minimum an der Stelle Z/A_m . Der Energieverlust von Teilchen dieser Energie ist minimal, sie heißen daher *minimal ionisierend*. Sie haben die größte Reichweite im Material und verlieren ihre Energie vorwiegend durch Ionisation. Der Anstieg nach dem Minimum ist auf verschiedene Effekte zurückzuführen und wird aufgrund des Dichte-Effektes (δ -Korrektur, [24]) wieder abgeflacht.

2.5 Hadronische Schauer

Hochenergetische Hadronen lösen in Materie hadronische Schauer aus. Ein Hadron führt eine Reihe von Ionisations- und Anregungsprozessen bis zur ersten inelastischen Wechselwirkung mit einem Kern des Absorbermaterials aus. Im Mittel wird pro Wechselwirkung die Hälfte der Energie an Sekundärteilchen, hauptsächlich Pionen, übertragen. Neutrale Pionen zerstrahlen in zwei Photonen, so dass elektromagnetische Subschauer entstehen. Durch Kernspaltung oder Evaporation entstehen niederenergetische Teilchen. Sowohl diese Teilchen als auch entstandene Photonen können teilweise nicht nachgewiesen werden, da sie das Nachweismaterial des Kalorimeters nicht erreichen. Weitere Energie geht durch Bindungseffekte der Kernbruchstücke verloren. Ein beträchtlicher Anteil der Energie hadronischer Schauer geht deshalb verloren.

Im Gegensatz zu elektromagnetischen Schauern gibt es für hadronische Schauer keine analytische Beschreibung. Für eine detaillierte Schauerentwicklung muss deshalb auf Monte-Carlo-Simulationsrechnungen zurückgegriffen werden. Diese basieren auf elementaren Nukleon-Wechselwirkungen und gemessenen Wirkungsquerschnitten.

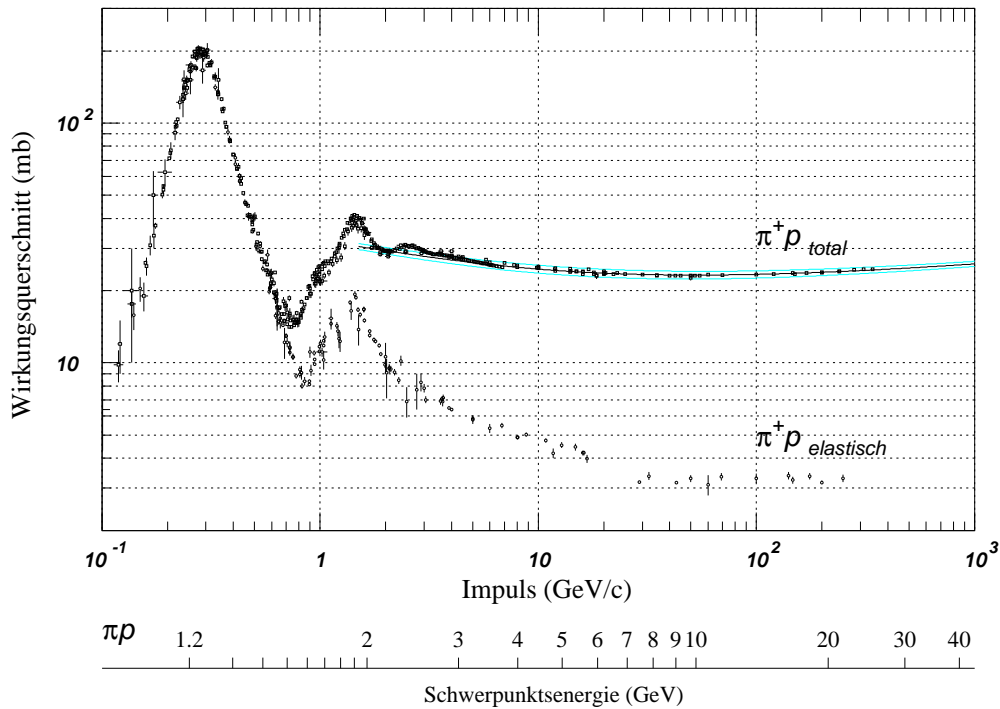


Abbildung 2.6: *Totaler und elastischer Wirkungsquerschnitt der π^+ -Proton-Streuung [13].*

Abbildung 2.6 zeigt den Wirkungsquerschnitt für Streuung von Pionen an Protonen [13]. Oberhalb von 20 GeV ist der elastische und der inelastische Wirkungsquerschnitt annähernd konstant.

Die Wahrscheinlichkeit P_{WW} , dass nach einer Strecke der Länge x eine inelastische Hadron-Kern-Wechselwirkung stattfindet, ist gegeben durch:

$$P_{WW} = 1 - e^{-x/\lambda_{abs}}.$$

Dabei ist λ_{abs} die *nukleare Absorptionslänge*. Für große Energien in einem Absorbermaterial mit molarer Massen A_m , Avogadro Zahl N_A , totalem Wirkungsquerschnitt für inelastische Hadron-Kern-Wechselwirkungen σ_{inel} und Massendichte ρ gilt nach [26, 27] für Pionen und Protonen:

$$\lambda_{abs} = \frac{A_m}{N_A \sigma_{inel} \rho} \approx 35 \text{ g cm}^{-2} A^{1/3} / \rho.$$

Die materialabhängige Absorptionslänge ist für hadronische Schauer eine charakteristische Konstante ebenso wie die Strahlungslänge für elektromagnetische Schauer. Die Absorptionslänge ist unabhängig von der Energie und Art des Hadrons.

Tabelle 2.3: *Nukleare Absorptionslängen des H1-Kalorimeters [15, 16].*

Material	$\lambda_{abs} \cdot \rho [\text{g} \cdot \text{cm}^{-2}]$	$\lambda_{abs} [\text{cm}]$
Blei	194.0	17.1
Eisen	131.9	16.8
flüssiges Argon	117.2	83.7
EMC	180.1	37.6
HAC	148.4	25.9

Tabelle 2.3 zeigt die Absorptionslänge für Materialien und Materialzusammensetzungen des H1-Kalorimeters (siehe Kapitel 4) [15, 16].

2.5.1 Wechselwirkung von Hadronen mit Materie

Abbildung 2.7 zeigt die verschiedenen Prozesse, die in Hadron-Kern-Wechselwirkungen eine Rolle spielen. Stufe 1 beschreibt den Ablauf der intranuklearen Kaskade des primären Teilchens durch den Kern des Absorbermaterial. Stufe 2 zeigt den Vorgang der Abregung des Materials [28].

Die Prozesse der Hadron-Kern-Wechselwirkung sind im Einzelnen:

- Ionisation und Anregung
Das primäre Teilchen ionisiert vor und zwischen den Hadron-Kern-Wechselwirkungen das Absorbermaterial.
- Intranukleare Kaskade
Ein Hadron, das in den Kern eingetreten ist, kann mit den Nukleonen wechselwirken und so eine *intranukleare Kaskade* ausführen. Im Kern wird die Wechselwirkung als Streuung an freien Nukleonen angesehen.

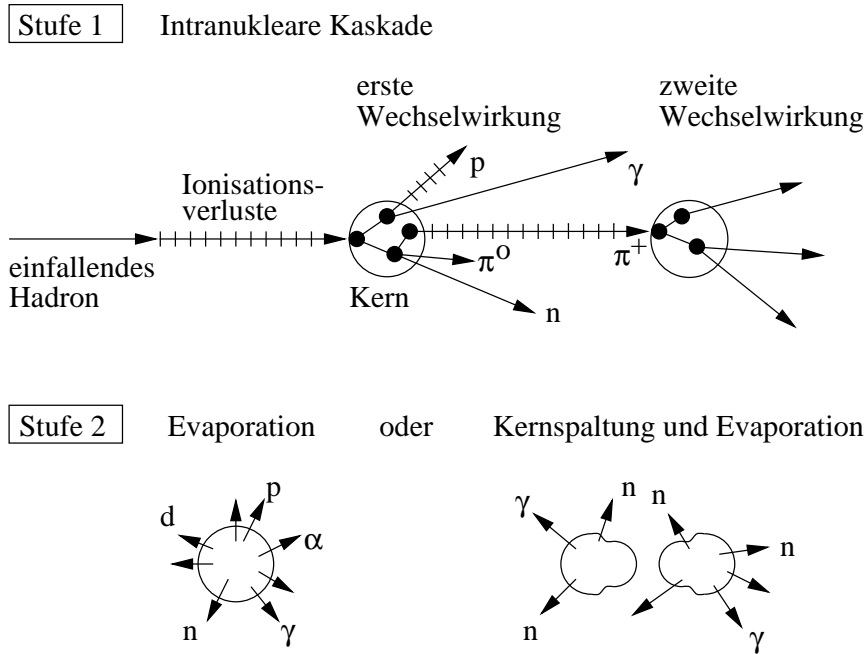


Abbildung 2.7: Prinzip einer inelastischen Hadron-Kern-Wechselwirkung [28].

- **Spallation**
Infolge der intranuklearen Kaskade kommt es zur *Spallation* des Kerns, das heißt, es werden einige Teilchen aus dem Kern herausgeschlagen. Das sind hauptsächlich hochenergetische geladene und neutrale Pionen, sowie Protonen und Neutronen. Die Restkerne sind danach hochangeregt.
- **Internukleare Kaskade**
Die durch Spallation freigewordenen Teilchen gehen ihrerseits wieder Hadron-Kern-Wechselwirkungen ein. Dieser Vorgang wird *internukleare Kaskade* genannt.
- **Evaporation**
Im Falle leichter bis mittelschwerer hochangeregter Kerne erfolgt die Abregung hauptsächlich durch *Evaporation*, das heißt durch Abdampfen einzelner Nukleonen oder kleiner Kernfragmente wie Deuteron-, Tritium-, $^3\text{Helium}$ -Kernen und Alpha-Teilchen.
- **Kernspaltung**
Bei schweren Kernen steigt die Wahrscheinlichkeit einer *Kernspaltung*. Das Verhältnis der Wahrscheinlichkeiten für Kernspaltung und Evaporation ist bei Blei ungefähr 5%. Bei Uran liegt der Wert für dieses Verhältnis bei 80%. Die Spaltprodukte geben anschließend ihre Energie durch Evaporation ab.

2.5.2 Schauerzusammensetzung

Die Energie E_{dep} , die in Folge von Hadron-Kern-Wechselwirkungen in einem Schauer deponiert wird, teilt sich in nachweisbare Energie $E_{sichtbar}$ und unsichtbare Energie $E_{unsichtbar}$ auf. Die nachweisbare Energie besteht aus hadronisch deponierter Energie E_{had} und elektromagnetisch deponierter Energie E_{elm} . Für die Energiebilanz des Schauers gilt somit:

$$E_{dep} = E_{sichtbar} + E_{unsichtbar} = E_{elm} + E_{had} + E_{unsichtbar}.$$

Die elektromagnetische Komponente E_{elm} kommt hauptsächlich dadurch zustande, dass in einem hadronischen Schauer auch ungeladene Pionen erzeugt werden. Aufgrund ihrer geringen Lebensdauer von $\tau = (8.4 \pm 0.6) \cdot 10^{-17} \text{s}$ [13] zerfallen die ungeladenen Pionen, bevor sie inelastisch mit einem anderen Kern wechselwirken können, in zwei Photonen. Diese Photonen lösen innerhalb des hadronischen Schauers elektromagnetische Subschauer aus.

Die hadronisch deponierte Energie ist auf die Ionisation und Anregung sowohl durch das eindringende Hadron, als auch auf hadronische Sekundärteilchen nach einer inelastischen Wechselwirkung zurückzuführen. Dabei handelt es sich im wesentlichen um Protonen, Neutronen, α -Teilchen und geladene Pionen.

Ein nicht zu vernachlässigender Anteil der Energie der Hadronen, die unsichtbare Energie, ist im Kalorimeter nicht nachweisbar. Nach [17] wird etwa 20% der Energie der Hadronen für das Aufbrechen der Kernverbindungen verwendet. Zudem werden 10% der Energie durch Kernfragmente extrem kurzer Reichweite weggetragen. Diese Energie ist in Sampling-Kalorimetern (siehe Abschnitt 2.6) größtenteils nicht nachweisbar. Durch π^\pm -Zerfälle entstehen im Schauer Myonen und Neutrinos. Eine Wechselwirkung zwischen Neutrinos und der Materie im Detektorvolumen findet nur mit einer sehr geringen Wahrscheinlichkeit statt. Auch hochenergetische Myonen verlassen den Detektor. Sie deponieren nur einen geringen Anteil ihrer Energie durch Ionisation und Anregung.

Abbildung 2.8 zeigt die Anteile der verschiedenen Energiekomponenten an der deponierten Energie in Abhängigkeit von der Primärenergie geladener Pionen [29]. Der mittlere Anteil der durch elektromagnetische Subschauer deponierten Energie E_{elm} steigt logarithmisch mit der Energie des einfallenden Primärteilchens. Das ist auf den zunehmenden Anteil von π^0 -Mesonen im Schauer zurückzuführen. Bei einer intranuklearen Kaskade entstehen wegen der Isospininvarianz der starken Wechselwirkung zu etwa gleichen Teilen π^+ , π^- und π^0 . Ist die Energie der geladenen Pionen groß genug, können sie Auslöser weiterer intranuklearer Kaskaden sein, bei denen wiederum zu etwa einem Drittel π^0 -Teilchen entstehen. Zwar kann durch $\gamma p \rightarrow \pi^+ n$ die Anzahl der positiv geladenen Pionen gesteigert werden, da jedoch der Wirkungsquerschnitt für $\pi^- p \rightarrow \pi^0 n$ größer ist, wird der Anteil der ungeladenen Pionen mit steigender Energie immer größer. Dadurch erfolgt ein Anstieg des Energieanteils E_{elm} eines hadronischen Schauers [31].

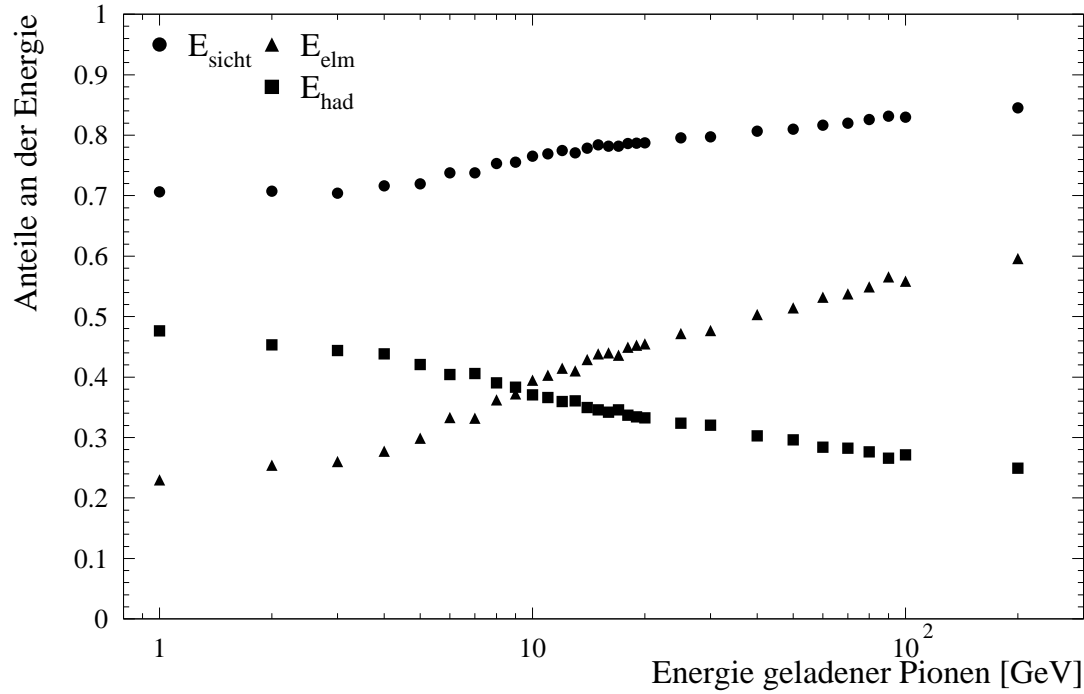


Abbildung 2.8: *Anteile der verschiedenen Energiekomponenten in Teilchenschauern im H1-Detektor in Abhängigkeit der Energie einfallender Pionen (Simulationsrechnung mit CALOR). Fehlerbalken kleiner als Symbole [29].*

2.5.3 Hadronische Komponente

Zur hadronischen Komponente eines Schauers liefern folgende Prozesse einen Beitrag:

- Ionisation und Anregung durch das primären Teilchens vor der ersten Wechselwirkung, E_{Prim} ,
- Ionisation durch schwere Kernfragmente, E_{Frag} ,
- Gammastrahlung angeregter Kerne, E_{γ} .
- niederenergetische Neutronen mit Energien unterhalb der Schwelle zur π^0 -Erzeugung, E_n ,
- Ionisation und Anregung durch geladene Pionen, $E_{\pi^{\pm}}$,
- Bindungsenergieverluste, E_{Bind} ,
- Ionisation und Anregung durch sekundäre Protonen, E_p ,

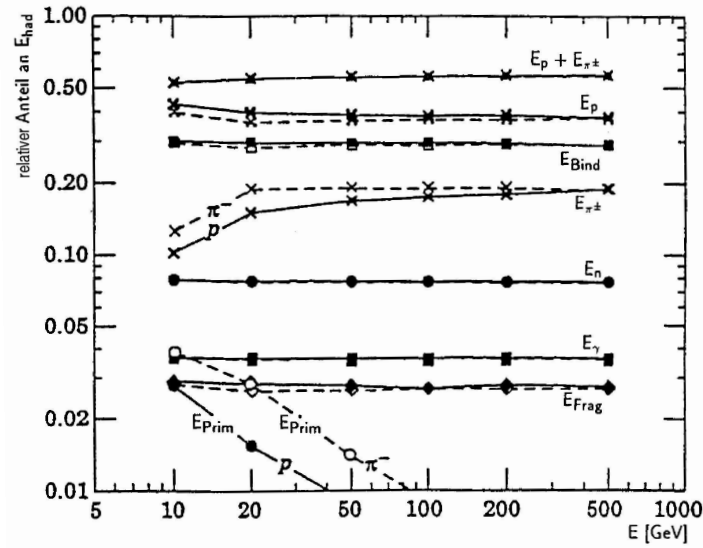


Abbildung 2.9: Relative Anteile an E_{had} der verschiedenen Beiträge zur hadronischen Komponente in Schauern, die Protonen (durchgezogene Linie) und negative Pionen (unterbrochene Linie) in Eisen auslösen [30].

Abbildung 2.9 zeigt die relativen Anteile der verschiedenen Beiträge zur hadronischen Komponente E_{had} . Die Gesamtanteil der durch Ionisation deponierten Energie ($E_p + E_{\pi^\pm}$) an E_{had} ist oberhalb von 10 GeV weitgehend unabhängig von der Primärenergie und der Art des schauerauslösenden Teilchens [30]. Auf Wasserstoffatome in Szintillatormaterialien wird ein Teil der Energie der Neutronen durch die Reaktion $np \rightarrow pn$ übertragen. Auf schwere Kerne, wie zum Beispiel Argon, kann durch $nAr \rightarrow nAr$ allerdings aufgrund der großen Masse des Argonatoms fast keine Energie übertragen werden.

2.5.4 Räumliche Ausdehnung

Abbildung 2.10 zeigt die mittlere longitudinale Verteilung des Energieverlustes hadronischer Schauer als Funktion der Depositionstiefe in cm in Eisen für geladene Pionen mit unterschiedlicher Energie [32]. mip^1 bezeichnet den wahrscheinlichsten Energieverlust eines einfallenden Myons und wird aus der mittleren Impulshöhenverteilung von Myonen in Kalibrierungsmessungen bestimmt [29].

Die Lage des Schauermaximums in longitudinaler Richtung skaliert mit der nuklearen Absorptionslänge λ_{abs} . Es wird nach einer Wegstrecke der Länge $N_{\lambda_{abs},max} \cdot \lambda_{abs}$ nach Eindringen des Hadrons in das Absorbermaterial erreicht:

$$N_{\lambda_{abs},max} \approx 0.7 + 0.2 \ln(E/\text{GeV}).$$

¹minimal ionizing particle

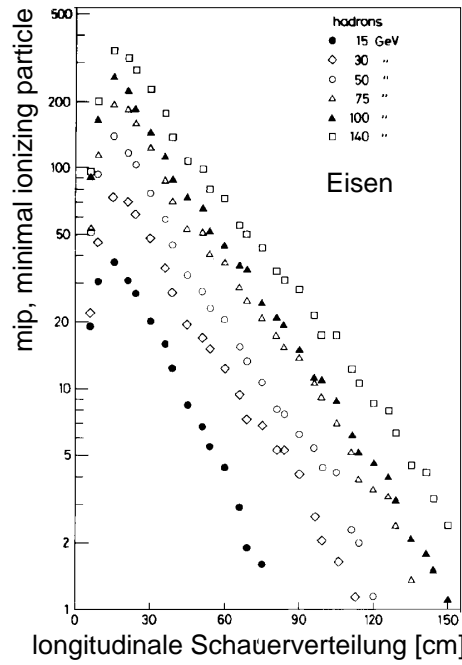


Abbildung 2.10: Longitudinale Verteilung des Energieverlustes hadronischer Schauer verschiedener Primärenergien in Eisen, gemessen in Einheiten des Energieverlustes minimal ionisierender Teilchen (mip) [32].

In Materialien mit hoher Kernladungszahl ist $N_{\lambda_{abs},max}$ etwas kleiner, da hier aufgrund der kleineren Strahlungslänge die elektromagnetischen Subschauer eine geringere Länge haben. Die gesamte longitudinale Ausdehnung $L_{0.95}$, innerhalb der 95% der Energie deponiert wird, ist gegeben durch:

$$L_{0.95} \approx (N_{\lambda_{abs},max} + 2.5(E/\text{GeV})^{0.13}) \cdot \lambda_{abs}[\text{cm}].$$

Ein Teilchen mit einer Energie von 6 GeV deponiert somit 95% seiner Energie in Eisen, Stahl oder Blei auf einer Länge von ca. 80 cm, siehe Tabelle 2.3.

Form und Breite des transversalen Schauerprofils sind abhängig von der Tiefe im Schauer. Die Breite des hochenergetischen Schauerkerns auf halber Höhe beträgt etwa 0.1 bis 0.5 nukleare Absorptionslängen. Ein hadronischer Schauer deponiert etwa 95% seiner Energie in einem Radius von einer Absorptionslänge um die Schauerachse [10].

2.5.5 Teilchenjet-induzierte Schauer

Eine Gruppe von Teilchen, die sich in einem kleinen Raumwinkelement gemeinsam in eine Richtung bewegen, wird (Teilchen-)Jet genannt. Dieser entsteht bei einer Streuung hochenergetischer Teilchen durch Hadronisierung von Quarks oder Gluonen. Die Ener-

giedeposition eines Teilchenjets ähnelt dem Schauer eines einzigen Teilchens, welches die erste Hadron-Kern-Wechselwirkung im Materie vor dem Kalorimeter vollzieht. Um die Bestandteile des Teilchenjets zu rekonstruieren und so Aussagen über die Jetkinematik machen zu können, müssen die einzelnen Schauer eines Jets getrennt werden können.

2.6 Energiemessung mit Sampling-Kalorimetern

In der Hochenergiephysik werden oft *Sampling-Kalorimeter*² eingesetzt, um die Energie und den Ort der Energiedeposition zu messen. Diese Informationen sind abhängig von der Teilchenart, Teilchenenergie und dem Detektoraufbau [33]. Abbildung 2.11 zeigt schematisch den Aufbau eines solchen Kalorimeters [29]. Darin wechseln sich Absorberschichten und Nachweisschichten aus aktivem Material in Flugrichtung des eintreffenden Teilchens ab.

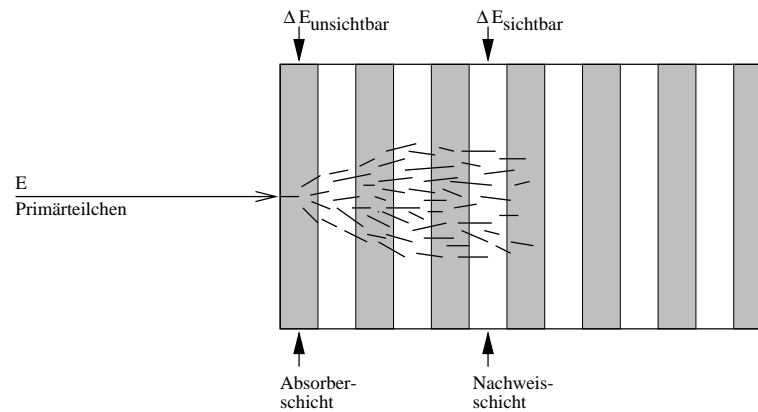


Abbildung 2.11: Prinzipieller Aufbau eines Sampling-Kalorimeters mit Absorber- und Nachweisschicht.

Als Absorber werden Materialien mit hoher Dichte verwendet, um den Detektor kompakt zu gestalten. Das Absorbermaterial zwischen zwei Nachweisschichten darf nicht zu dick sein, da sonst Ladungsträger, die im aktiven Material nachgewiesen werden sollen, gar nicht erst das aktive Material erreichen. $\Delta E_{unsichtbar}$ beschreibt die Energiedepositionen in den einzelnen Absorberschichten, die nicht die Nachweisschichten erreichen, beziehungsweise dort nicht nachgewiesen werden. Das aktive Material, das eine hohe Signaleffizienz besitzt, hat hingegen oft eine geringe Dichte. Im aktiven Material wird eine Stichprobe der im Kalorimeter deponierten Energie genommen. Die Summe der Energiedepositionen in den einzelnen Nachweisschichten $\Delta E_{sichtbar}$ ist somit die Energie, die für die Energieberechnung des Primärteilchens herangezogen wird.

Durch Segmentierung in Auslesekanäle ist die Analyse der räumlichen Verteilungen von Schauerstrukturen möglich, die sich charakteristisch für verschiedene Komponenten eines

²sample (engl.): Stichprobe

hadronischen Schauers unterscheiden und so die Bestimmung der Teilchensorte ermöglichen. Die longitudinale Ausdehnung von Teilchenschauern in Kalorimetern wächst nur logarithmisch mit der Primärenergie. Somit sind auch für hohe Teilchenenergien kompakte Bauformen realisierbar.

2.6.1 Trennung elektromagnetischer und hadronischer Schauer

Elektromagnetische und hadronische Schauer gleicher Energie lassen sich deutlich unterscheiden, wenn sie sich in Materialien ausbreiten, die für das Verhältnis der charakteristischen Längenskalen der Schauerentwicklung große Werte haben. Nach [34] lässt sich das Verhältnis der Skalen in folgender Form parametrisieren:

$$\frac{\lambda_{abs}}{X_0} \approx \frac{35 A^{1/3} Z^2}{180 A} \approx 0.12 Z^{4/3}.$$

Dichte Materialien sind somit für die Trennung einfallender Elektronen und geladener Pionen geeignet. Eine Segmentierung in Richtung der Schauerachse und eine Trennung in elektromagnetische und hadronische Kalorimeter ermöglicht die Auswertung dieser Informationen. Eine zusätzliche Segmentierung in transversaler Richtung lässt weitere Unterscheidungsmerkmale zu, da elektromagnetische Schauer grundsätzlich schmaler und kompakter sind.

2.6.2 Flüssig-Argon-Kalorimeter

Es gibt verschiedene Varianten von Sampling-Kalorimetern. Zum einen gibt es welche, die Szintillatoren als aktives Material und Photomultiplier zum Nachweis des Szintillationslichtes nutzen. Ein Nachteil ist, dass jede Auslesezone durch einen Photomultiplier ausgelesen wird, der sowohl groß als auch teuer ist und so nur eine begrenzte longitudinale Segmentierung möglich ist.

Flüssig-Argon-Kalorimeter benötigen dagegen keine Szintillatoren und Photomultiplier. Bei ihnen wird eine Hochspannung zwischen den Platten des aktiven Materials angelegt. Die Schicht flüssigen Argons dient somit als Ionisationskammer. Ausleseplatten leiten die Signale der freien Ladungsträger dann an die Ausleseelektronik weiter. Dadurch ist es möglich, feinsegmentierte Flüssig-Argon-Kalorimeter zu bauen. Szintillator-Kalorimeter und Flüssig-Argon-Kalorimeter unterscheiden sich außerdem noch in der Kompensation der unsichtbaren Energie.

2.6.3 Kompensation

Ein Problem der Energiemessung in Kalorimetern sind Neutronen. In Blei-Szintillator-Kalorimetern und in Flüssig-Argon-Kalorimetern können diese nicht nachgewiesen werden, da sie das Nachweismaterial nicht ionisieren.

Durch den Einsatz von Uran in Uran-Szintillator-Kalorimetern werden Neutronen eingefangen. Nach eventueller Kernspaltung und Evaporation entstehen freie niederenergetische Teilchen, unter anderem thermische Neutronen. Diese niederenergetischen Teilchen werden durch elastische Stöße an den Wasserstoffatomen im Szintillatormaterial nachgewiesen. Auf diese Weise ist es möglich, *kompensierende* Kalorimeter zu bauen, die für ein Elektron und ein Hadron gleicher Primärenergie das gleiche Signal erzeugen [35].

In Flüssig-Argon-Kalorimetern mit Uran als Absorbermaterial können keine thermischen Neutronen direkt nachgewiesen werden, da die Argonatome zu schwer für elastische Stöße sind, und keine Energie von den Neutronen aufnehmen. Durch die Legierung mit Niob kann unter großem Aufwand ein nahezu kompensierendes Uran-Flüssig-Argon-Kalorimeter gebaut werden³. *Nicht-kompensierende* Flüssig-Argon-Kalorimeter müssen daher die Kompensation simulieren und die unsichtbare Energie zu der gemessenen hinzuzaddieren.

2.7 Schauersimulation mit Monte-Carlo-Methoden

Messungen mit Kalorimetern lassen sich nur dann richtig interpretieren, wenn die auftretenden physikalischen Effekte verstanden sind. Wechselwirkungen von Teilchen mit Materie können jedoch aufgrund der Vielfalt und Zufallsverteilung der dabei ablaufenden Prozesse in ihrer Gesamtheit nicht analytisch beschrieben werden. Deshalb werden Monte-Carlo-Methoden verwendet, die den Weg simulierter Teilchen durch einen Detektoraufbau verfolgen. In Abhängigkeit vom durchquerten Material und gegebenen Wahrscheinlichkeitsverteilungen werden die Auswirkungen der verschiedenen Prozesse berechnet, die diese Teilchen durchlaufen.

Eine detaillierte Simulation benötigt dazu zum einen ein genaues Modell der Form und Materialzusammensetzung der zu durchdringenden Materie. Andererseits müssen alle entstehenden Teilchen durch den Detektor verfolgt und alle auftretenden physikalischen Prozesse mathematisch formuliert werden.

2.7.1 Das Programmpaket GEANT

Das Monte-Carlo-Simulationsprogramm GEANT⁴ [37] stellt einen virtuellen Detektor dar, in dem Wechselwirkungen von Teilchen mit Materie simuliert werden.

Das Auftreten dieser Wechselwirkungen wird anhand ihrer Wahrscheinlichkeiten durch Zufallszahlen bestimmt. Der Endzustand wird unter Verwendung von energieabhängigen Wirkungsquerschnitten ermittelt. Durch Zufallszahlen, die die Verteilung der freien Weglänge wiedergeben, wird für jeden Prozess eine Weglänge berechnet, nach der er stattfinden könnte. Der Prozess mit der kürzesten berechneten Weglänge findet statt, nachdem

³Die D0-Kollaboration betreibt ein solches Kalorimeter [36]

⁴**Geometry and Tracking**

der Weg des Teilchens um diese Weglänge extrapoliert wurde. Bei der Extrapolation werden ein eventuell vorhandenes Magnetfeld und Verschmierung durch Vielfachstreuung berücksichtigt. In der Nähe von Grenzflächen wird ein komplexerer Algorithmus verwendet [38].

Das Primärteilchen und alle im Schauer entstehenden Teilchen werden bis zu ihrer Vernichtung oder bis zu einer teilchenartabhängigen, unteren Energieschwelle verfolgt. Diese Energieschwellen sind erforderlich, um die benötigte Rechenzeit auf ein akzeptables Mass zu beschränken. Sie werden so gewählt, dass simulierte Schauer bei einer Absenkung der Schwellen keine deutlich bessere Übereinstimmung mit dem Experiment zeigen.

Elektromagnetische Wechselwirkungen können in GEANT mit hoher Genauigkeit simuliert werden. Es wird ein Energiebereich von 10 keV bis 10 TeV beschrieben. Die Wechselwirkung von Hadronen in Materie kann nicht exakt berechnet werden, da es keine analytisch formulierten, theoretischen Modelle für Hadron-Hadron- oder Hadron-Kern-Wechselwirkungen gibt. Verschiedene Verfahren beschreiben diese Wechselwirkungen näherungsweise.

Bei der Simulation mit GEANT werden folgende Prozesse berücksichtigt:

- Photonen:
Elektron-Positron-Paarbildung, Compton-Streuung, Photoeffekt, photoninduzierte Spaltung schwerer Kerne.
- Elektronen:
Vielfachstreuung, Ionisation einschließlich Erzeugung von δ -Elektronen, Bremsstrahlung, direkte Elektron-Positron-Paarbildung, Kern-Wechselwirkung.
- Hadronen:
Zerfall, Vielfachstreuung, Ionisation einschließlich Erzeugung von δ -Elektronen, hadronische Wechselwirkung.

Zur Simulation von Hadron-Kern-Wechselwirkungen sind in GEANT in der Version 3.21 die drei Programme GHEISHA [39], FLUKA [40] und CALOR [41] implementiert. FLUKA ist ein eigenständiges Programm, wurde aber bei H1 innerhalb von CALOR benutzt und wird deshalb im Zusammenhang mit CALOR besprochen.

2.7.2 GHEISHA

Das Simulationsprogramm GHEISHA⁵ beschreibt die erste Wechselwirkung eines Hadrons mit einem Kern als Streuung an einem freien Nukleon. Vor der Simulation einer intranuklearen Kaskade wird die Energie des einlaufenden Hadrons um einen Betrag zur Kernanregung und Erzeugung von Evaporationsprodukten verringert. Das Nukleon wird im Folgenden als frei angenommen. Weitere Wechselwirkungen einer möglichen intranuklearen Kaskade werden parametrisiert. Aus Parametrisierungen experimenteller Daten

⁵Gamma **H**adron **E**lectron Interaktion **S**hower **A**nalysis

wird die Anzahl von Sekundärteilchen mit bestimmter Masse, Baryonenzahl und Ladung bestimmt. Nach [42] besitzt das Modell einen freien Parameter, durch dessen Variation sich die Ergebnisse der Simulation an experimentelle Daten anpassen lassen. Das Ziel ist weniger eine korrekte Beschreibung der einzelnen inelastischen Wechselwirkungen, vielmehr soll erreicht werden, dass das experimentell gemessene Kalorimetersignal mit dem erwarteten übereinstimmt. Dieses Programm ist daher weniger gut nutzbar, wenn es um ein tieferes Verständnis der Schauerentwicklung geht.

2.7.3 CALOR

CALOR⁶ ist eine Sammlung verschiedener Programme, die jeweils unterschiedliche Teilchen in bestimmten Energiebereichen simulieren. Folgende Modelle werden in CALOR zur Schauerentstehung benutzt:

- **Intranuklear-Kaskaden-Evaporations-Modell**
Für Nukleonen (oder geladene Pionen) mit kinetischen Energien oberhalb von 1 GeV und unterhalb 3.5 GeV (für Pionen 2.5 GeV) wird das Intranuklear-Kaskaden-Evaporations-Modell ICEM [43] benutzt. Alle Kernwechselwirkungen werden explizit als Serie von Zweikörperkollisionen im Kern simuliert. Die Reaktionsprodukte werden aus experimentell bekannten Pion-Nukleon- und Nukleon-Nukleon-Wirkungsquerschnitten bestimmt. Neutronen werden durch HETC⁷ [44] ab einer Energie von 20 MeV simuliert.
- **Skalierungs- oder Extrapolations-Modell**
Das Skalierungs- oder Extrapolations-Modell deckt einen Energiebereich zwischen 3.5 GeV (2.5 GeV für geladene Pionen) und 10 GeV ab. Trifft ein Nukleon oder geladenes Pion mit dieser kinetischen Energie auf einen Kern, so werden zunächst intranukleare Kaskade und Evaporation nach ICEM simuliert, so als hätte das einlaufende Hadron nur eine kinetische Energie von 3.5 GeV (2.5 GeV). Anschließend wird das Ergebnis auf die tatsächliche, höhere Energie extrapoliert.
- **Vielkettenfragmentations-(Parton-)Modell (FLUKA)**
FLUKA⁸ wird ab Energien von 10 GeV benutzt. Das zugrundeliegende Modell ist das Vielkettenfragmentations-(Parton-)Modell [40]. Dabei wird eine Kollision zwischen einem Valenzquark des eintreffenden Teilches und einem Valenzquark eines Nukleons im Kern durchgeführt. Alle anderen Kollisionen finden zwischen Quark-Antiquark-Paaren aus dem Parton-See des Teilchens und den Valenzquarks weiterer Nukleonen statt. Danach erfolgt die Fragmentation der farbgeladenen Systeme und die Hadronisierung der Ketten von Quark-Antiquark-Paaren durch das Fragmentations-Modell BAMJET [45, 46].

⁶calor (span.): Wärme

⁷High Energy Transport Code

⁸Fluktuierende Kaskade

- Niederenergetische Neutronen

Kaum von Bedeutung in Kalorimetern ist MICAP⁹ [47] für Neutronen in einem Energiebereich von 10^{-5} eV bis 20 MeV.

⁹Monte Carlo Ionisation Chamber Analysis Package

3 Der HERA-Speicherring und der H1-Detektor am DESY

Das DESY¹ in Hamburg ist weltweit eines der größten Forschungszentren für Hochenergiephysik. Abbildung 3.1 zeigt den HERA²-Speicherring, an dem Protonen mit einer Energie von 920 GeV und Elektronen mit 27.6 GeV an zwei Stellen zur Kollision gebracht werden.

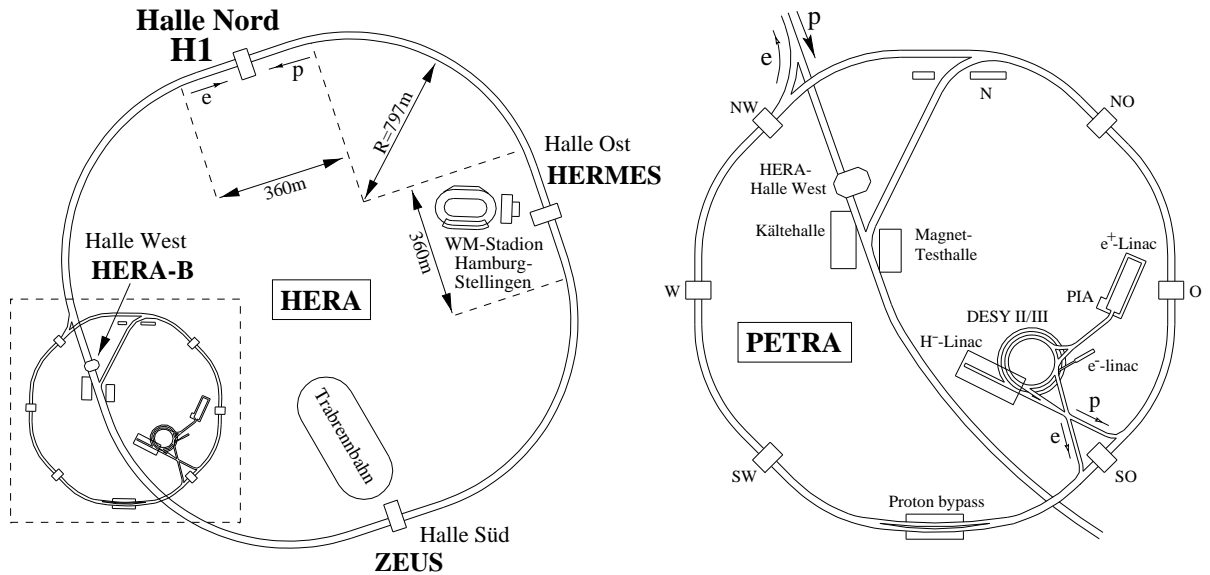


Abbildung 3.1: Der Elektronen-Protonen-Speicherring HERA mit den Experimenten H1, HERMES, ZEUS und HERA-B.

An diesen Wechselwirkungspunkten befinden sich die Experimente H1 (Halle Nord) und ZEUS (Halle Süd), die ep -Streuung bei höchsten Energien erforschen. Das HERMES-Experiment (Halle Ost) untersucht die Spinstruktur von Nukleonen durch Streuung des polarisierten Elektronenstrahls an mehreren (polarisierten) Gastargets. Bei HERA-B (Halle West) wurden bis 2003 schwere Hadronen durch Heranfahren eines Drahttargets an den Protonenstrahl erzeugt und analysiert.

¹Deutsches Elektronen-Synchrotron, www.desy.de

²Hadron-Elektron-Ring-Anlage

3.1 Der H1-Detektor

Der H1-Detektor [48, 49] ist ein Universal-Detektor für ep -Streuung mit annähernder 4π -Raumwinkelabdeckung.

Abbildung 3.2 gibt einen schematischen Überblick über den $12 \times 10 \times 15 \text{ m}^3$ großen Detektor, der hier in der Konfiguration des Jahres 2000 beschreiben wird.

Zur Beschreibung wird ein rechtshändiges Koordinatensystem mit Ursprung im Wechselwirkungspunkt verwendet. Die x -Achse zeigt dabei zum Inneren des HERA-Rings, die y -Achse senkrecht nach oben und die z -Achse entlang der Flugrichtung der Protonen, auch Vorwärtsrichtung genannt. Da der größte Teil des Protonrests in Vorwärtsrichtung gestreut wird, ist der Detektor asymmetrisch entlang der z -Achse gebaut. Der Polarwinkel θ ist bezüglich der z -Achse definiert. Der Azimuthalwinkel ϕ ist in der xy -Ebene, bezogen auf die x -Achse, definiert.

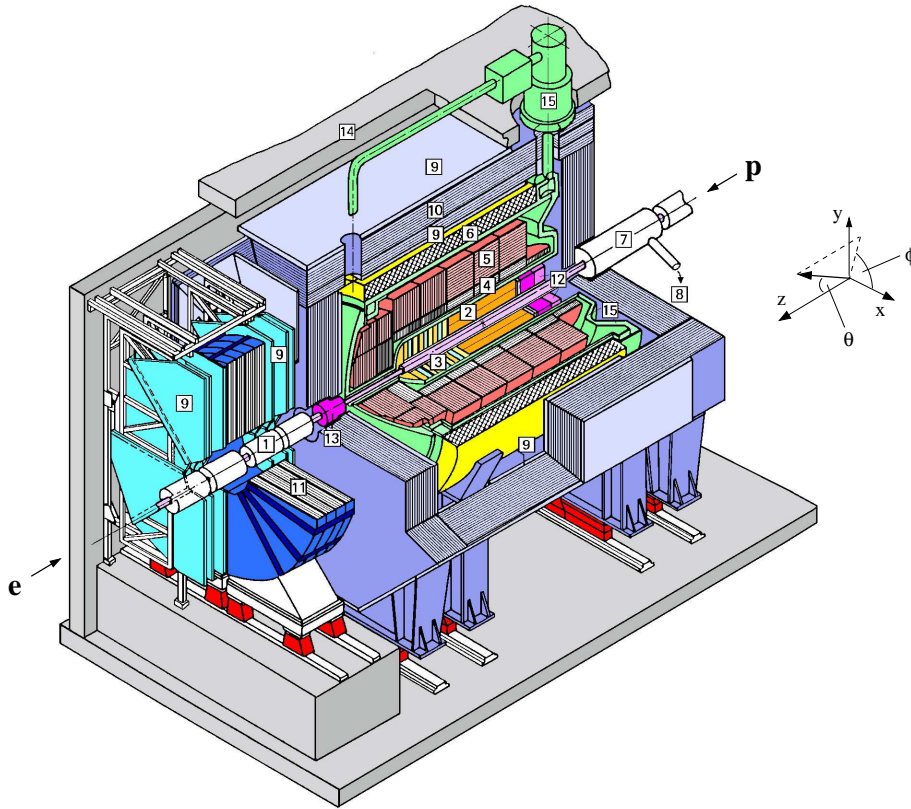


Abbildung 3.2: Dreidimensionale Darstellung des H1-Detektors in der Konfiguration des Jahres 2000 [48, 49]. Ziffern siehe Tabelle 3.1.

Durch das Strahlrohr **1** gelangen die Protonen von rechts in den Detektor, die Elektronen von links. Das Strahlrohr wird von den zentralen Spurkammern **2** und den vorwärti-

Tabelle 3.1: *Komponenten des H1-Detektors, Ziffern siehe Abbildung 3.2.*

Ziffer	Subdetektor
1	Strahlrohr
2	Zentrales Spurkammern
3	Vorwärtiger Spurkammern
4	Elektromagnetisches Flüssig-Argon-Kalorimeter
5	Hadronisches Flüssig-Argon-Kalorimeter
6	Supraleitende Magnetspule
7	Kompensationsmagnet
8	Helium-Kälteanlage
9	Myonkammern
10	Instrumentiertes Eisenjoch
11	Myon-Toroid-Magnet
12	Spaghetti-Kalorimeter
13	Plug-Kalorimeter
14	Betonabschirmung
15	Flüssig-Argon-Kryostat

gen Spurkammern [3] umschlossen. Das Flüssig-Argon-Kalorimeter besteht aus einem elektromagnetischen [4] und einem hadronischen Teil [5] und ist um das Spurkammersystem gebaut. In der Rückwärtsrichtung befinden sich die rückwärtige Driftkammer und das *Spaghetti*³-Kalorimeter [12]. Das Spurkammersystem und die Kalorimeter werden von einer supraleitenden Spule [6] umgeben, die parallel zur z-Achse ein starkes Magnetfeld von 1.15 Tesla erzeugt. Das instrumentierte Eisen [10] bildet zusammen mit den Myonkammern [9] das zentrale Myonsystem. Das vorwärtige Myonsystem besteht aus den Myonkammern [9] und dem Myon-Toroid-Magnet [11]. In Vorwärtsrichtung befindet sich das *Plug*-Kalorimeter [13].

3.1.1 Das Spurkammersystem

Das Spurkammersystem [50] befindet sich in unmittelbarer Umgebung des Vertex (Wechselwirkungspunktes) und deckt einen Winkelbereich von $7^\circ < \theta < 176^\circ$ ab. Es ist von dem Magnetfeld der supraleitenden Spule durchsetzt und dient der Rekonstruktion der Teilchenspur, des Impulses der Teilchen und des Ereignisvertex. Der zentrale Bereich des Spurkammersystems ist in Abbildung 3.3 dargestellt. Er besteht von innen nach außen aus Silizium-Vertex-Detektoren, gefolgt von Proportional-, Drift- und Jetkammern:

- Silizium-Vertex-Detektoren

Die hochauflösenden Silizium-Vertex-Detektoren BST [51] und CST⁴ [52] liegen direkt an der Strahlachse und erlauben es, den den Vertex eines Teilchens zu rekon-

³Der Name Spaghetti-Kalorimeter stammt von den langen, dünnen Szintillationsfasern im Bleiblock.

⁴Backward/Central Silicon Tracker

struieren. Zusätzlich dient der BST zur Rekonstruktion der Spur des gestreuten Elektrons in Rückwärtsrichtung.

- **Proportionalkammer**
CIP und COP⁵ liefern schnelle Spurinformatoren an das Triggersystem und unterstützen die Rekonstruktion des Vertex.
- **z -Driftkammer**
CIZ und COZ⁶ messen die z -Komponente einer Spur und verbessern die z -Auflösung der zentralen Jetkammern um zwei Größenordnungen.
- **Zentrale Jetkammern**
Die zentralen Jetkammern CJC1 und CJC2⁷ liefern Spur- und Zeitinformationen durch parallel zur Strahlachse verlaufende Drähte. Durch Messung des spezifischen Energieverlustes dE/dx kann eine Teilchenidentifikation (Abschnitt 2.4) durchgeführt werden.

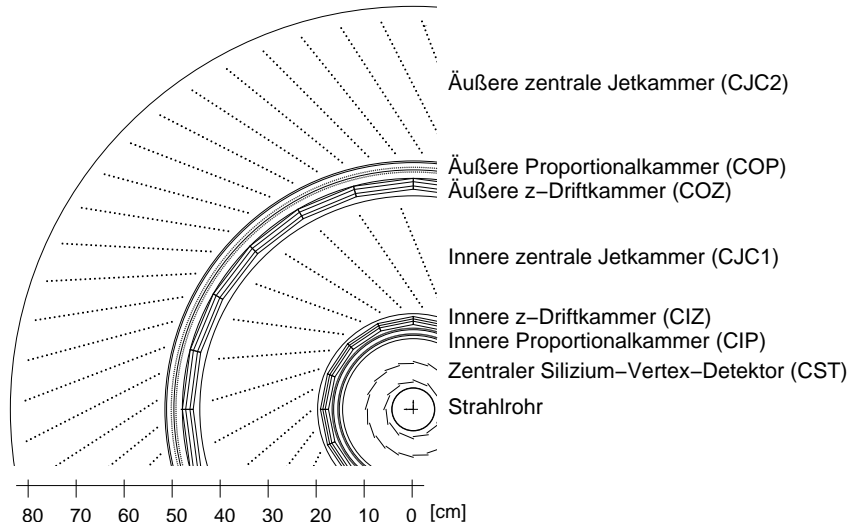


Abbildung 3.3: Das Spurkammersystem des H1-Detektors in der xy -Ebene am Vertex.

Die vorwärtige Spurkammer FTD⁸ liegt in Vorwärtsrichtung direkt am Strahlrohr. Sie besteht aus drei identischen Modulen, die jeweils aus planaren Driftkammern, einer Proportionalkammer für schnelle Triggersignale, einem Übergangsstrahlungsdetektor für Teilchenidentifikation und einer radialen Driftkammer aufgebaut sind.

⁵Central Inner/Outer Proportional chamber

⁶Central Inner/Outer Z-chamber

⁷Central Jet Chamber 1/2

⁸Forward Tracking Detector

Die rückwärtige Driftkammer BDC⁹ befindet sich vor dem Spaghetti-Kalorimeter und unterstützt die Identifikation des gestreuten Elektrons.

3.1.2 Die Kalorimeter

Die Kalorimeter befinden sich außerhalb des Spurkammersystems und innerhalb der supraleitenden Spule des Detektors. In Blei- bzw. Stahlplatten werden Teilchen vorwiegend durch Bremsstrahlung oder Ionisation abgebremst und deren Energie gemessen. Elektronen und Photonen werden vollständig im einem elektromagnetischen Kalorimeter durch Schauerbildung abgebremst. Hadronische Schauer hingegen reichen bis in das äußere hadronische Kalorimeter und deponieren ihre Energie in beiden Kalorimetern.

Das Flüssig-Argon-Kalorimeter [4]+[5] wird in Kapitel 4 detailliert beschrieben. Es deckt einen Winkelbereich von $4^\circ < \theta < 154^\circ$ ab [49].

Das rückwärtige Spaghetti-Kalorimeter [12] erstreckt sich über einen Winkelbereich von $154^\circ < \theta < 178^\circ$ [53]. Dieses Blei-Szintillator-Sampling-Kalorimeter besteht aus einem vorderen elektromagnetischen und einem hinteren hadronischen Teil mit einem Radius von 80 cm. Die Signale der Szintillatorfasern werden jeweils auf der Rückseite der Kalorimeter mit Photomultipliern ausgelesen.

3.1.3 Die Myondetektoren

Das zentrale Myonsystem ($4^\circ < \theta < 171^\circ$) befinden sich außerhalb der Kalorimeter und der supraleitenden Spule [6], es besteht aus den Myonkammern [9] und dem instrumentierten Eisen [10]. Im vorwärtigen Myonsystem werden Myonen unter einem Winkel $3^\circ < \theta < 17^\circ$ detektiert. Hier wird eine Impulsinformation über die Krümmung der Myonenspur im Feld eines vorwärtigen Myon-Toroid-Magneten [11] gewonnen.

Myonen sind minimal ionisierende Teilchen, sie hinterlassen beim Durchqueren des Kalorimeters eine Spur durch eine kleine Anzahl von Ionisationsprozesse. Zusätzlich zu den Myonen gelangen teilweise auch die Reste der hadronischen Schauer, die aus dem Kalorimeter herauslecken, bis in das Myonsystem. Die Energie der hadronische Schauer wird über die Subdetektorgrenzen hinweg gemessen und berechnet.

3.1.4 Das Triggersystem

Das vierstufige Triggersystem dient der Auswahl der vom Detektor gemessenen physikalischen Ereignisse. Am Vertex treffen Elektron- und Protonpakete mit einer Frequenz von 10.4 MHz aufeinander. Die permanente Datennahme des H1-Detektors ist auf ca. 10 Hz beschränkt. Die Anforderung besteht darin, Untergrundereignisse - verursacht durch Synchrotronstrahlung oder protoninduzierten Untergrund - zu verwerfen und interessante Elektron-Proton-Ereignisse zu speichern.

⁹Backward Drift Chamber

Das Triggersystem ist schematisch in Abbildung 3.4 gezeigt [54]. Die vier Stufen werden mit L1 bis L4 bezeichnet. Die Grundidee eines mehrstufigen Triggers ist es, innerhalb der ersten Stufe (L1) nur wenige und zudem einfache Selektionskriterien zu verlangen. Die nächste Stufe hat dadurch eine geringere Eingangsrate und somit mehr Zeit eine Triggerentscheidung zu treffen. In der letzten Triggerstufe (L4) treffen dann nur noch sehr wenige Ereignisse ein. Die großen zeitlichen Abstände werden dazu genutzt, das Ereignis vollständig zu rekonstruieren.

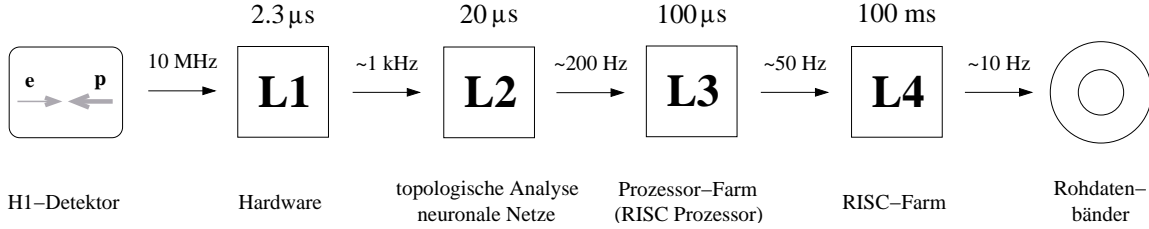


Abbildung 3.4: Das vierstufige H1-Triggersystem. Von Stufe zu Stufe wird die Rate verringert und so die vorhandene Rechenzeit für die jeweilige Stufe erhöht [54].

4 Das H1-Flüssig-Argon-Kalorimeter

Das H1-Flüssig-Argon-Kalorimeter (LAr-Kalorimeter¹) ist ein feinsegmentiertes nicht-kompensierendes Sampling-Kalorimeter mit ca. 45000 Auslesezellen [49]. Es deckt einen Winkelbereich von $4^\circ < \theta < 154^\circ$ ab. Es besitzt ein Auflösungsvermögen von

$$\frac{\sigma E}{E} = \frac{12\%}{\sqrt{E}} \oplus 1\% \quad \text{für Elektronen und} \quad \frac{\sigma E}{E} = \frac{50\%}{\sqrt{E}} \oplus 2\% \quad \text{für Pionen.}$$

Abbildung 4.1 zeigt eine schematische Seitenansicht in der rz -Ebene. r bezeichnet die radiale Richtung, WWP den Wechselwirkungspunkt.

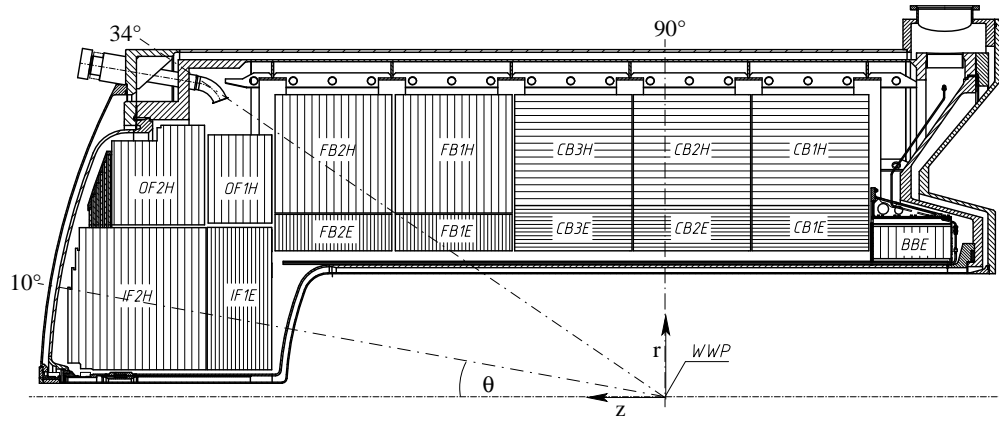


Abbildung 4.1: Das H1-Kalorimeter in der Seitenansicht parallel zur z -Achse. Acht Räder verlaufen von rechts (BBE) nach links (IF2H) [49].

Die Abkürzungen der Modulbezeichnungen und die Segmentierung der Module in ϕ -, r - und z -Richtung, sind in Tabelle 4.1 gegeben. Hadronische Kalorimetermodule werden mit dem Index H versehen, elektromagnetische mit dem Index E.

4.1 Aufbau der Kalorimeterstruktur

Das LAr-Kalorimeter besteht aus 108 unabhängigen Modulen, die in acht Oktanten zusammengefaßt sind. Es befindet sich in einem Kryostaten, der mit 53 m^3 flüssigem Argon gefüllt ist. Im inneren elektromagnetischen Kalorimeter EMC² werden 37.8 t Blei als

¹Liquid Argon Calorimeter

²Elektromagnetic Calorimeter

Tabelle 4.1: *Bezeichnungen und Auslese-Segmentierung einzelner Module im Flüssig-Argon-Kalorimeter.*

Modul	Bezeichnung	Segmente		
		ϕ	r	z
Backward Barrel	BBE	8	3	5
Central Barrel	CB1E	8	3	12
	CB2E	8	3	12
	CB3E	16	3	16
	CB1H	8	4	6
	CB2H	8	4	6
	CB3H	8	4	8
Forward Barrel	FB1E	16	3	12
	FB2E	16	4	8
	FB1H	8	5	6
	FB2H	8	6	4
Inner Forward	IF1E	16 + 8	26	4
	IF2H	8 + 4	12	5 + 6
Outer Forward	OF1H	8	6	2
	OF2H	8	4 – 6	2 – 5

Absorbermaterial verwendet, im äußeren hadronischen Kalorimeter HAC³ werden 319.5 t Stahlplatten benutzt. Zwischen den Absorberplatten liegt eine Hochspannung an, dadurch wirken die Flüssig-Argon-Schichten als Ionisationskammer. Das flüssige Argon dient als Nachweismedium.

Die Absorberplatten verlaufen im zentralen Bereich parallel zur z -Achse. Im vorderen Bereich stehen sie senkrecht zur z -Achse, wie in Abbildung 4.1 durch horizontale und vertikale Schraffierungen in den Modulen gekennzeichnet. Vom Wechselwirkungspunkt eintreffende Teilchen stoßen somit unter einem Winkel von mehr als 45° auf die Absorberplatten.

Abbildung 4.2 zeigt schematisch die Strahlungs- und Absorptionslängen im LAr-Kalorimeter.

Die Tiefe variiert mit dem Polarwinkel von 20 bis 40 Strahlungslängen. Insgesamt besitzt das LAr-Kalorimeter eine Tiefe von 4.5 bis 8 hadronischen Absorptionslängen. Das passive Material vor dem Kalorimeter ist in Abbildung 4.2 schematisch eingetragen und beträgt 0.5 – 2 Strahlungslängen.

4.1.1 Aufbau der elektromagnetischen Kalorimetermodule

Elektromagnetische Kalorimeteroktanten bestehen aus sich wiederholenden Abfolgen von Hochspannungs- und Ausleseplatten. Zwischen diesen befindet sich jeweils eine Schicht Argon. Abbildung 4.3 zeigt eine schematische Darstellung eines Moduls des EMC [55].

³Hadronic Calorimeter

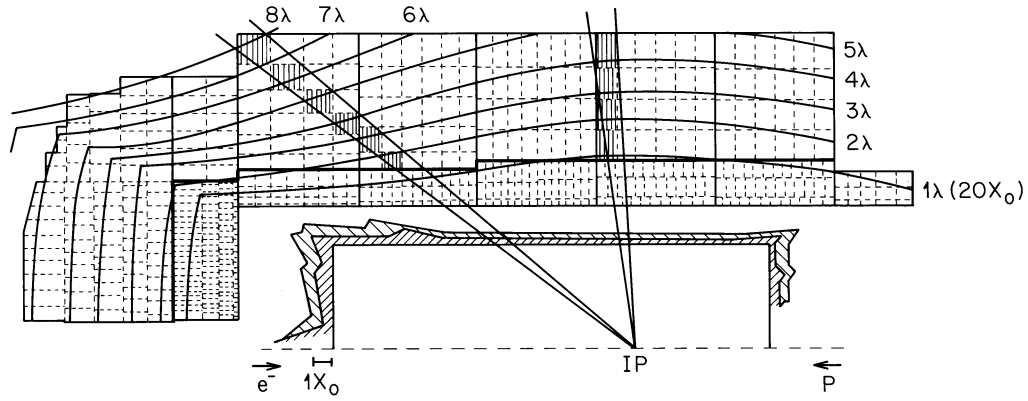


Abbildung 4.2: Strahlungslänge x_0 , Absorptionslänge λ_{abs} im Flüssig-Argon-Kalorimeter [49]. Eingetragen ist ebenfalls das passive Material von 0.5 – 2 Strahlungslängen.

Beide Platten bestehen aus einer zentralen Schicht Blei als Absorbermaterial, welches mit geringen Mengen von Antimon legiert wurde, um bessere Verarbeitungseigenschaften zu erzielen [56]. Die Bleiplatten sind auf Stahlstangen in einem Stahlrahmen montiert, Distanzringe zwischen den Platten gewährleisten einen konstanten Abstand von 2.4 mm für die Argonschicht. Auf die Bleiplatten ist eine mit G10 bezeichnete Mischung aus Epoxydharz und Fiberglas geklebt, die isolierend wirkt und als Träger für zwei Kupferschichten dient. Die äußere Kupferschicht der Hochspannungsplatten wird als Masseleitung genutzt. Darauf ist eine Kaptonschicht und eine hochohmige (ca. $5 \text{ M}\Omega/\square$) Schicht aus HRC⁴ aufgedruckt, um mögliche Kurzschlüsse im aktiven Material gering zu halten. An den Hochspannungsplatten liegt ein hohes Potential an. Im Argon erzeugte Elektronen driften daraufhin zum Massepotential der Ausleseplatten. Die äußere Kupferschicht der Ausleseplatten sammelt die beweglichen Ladungsträger des aktiven Materials, während die Kupferbahnen auf der dem Blei zugewandten Seite des G10 diese Ladungen zur Elektronik außerhalb des Kalorimeters leiten.

4.1.2 Aufbau der hadronischen Kalorimetermodule

Hadronische Kalorimeteroktanten bestehen aus Schichten von Absorberplatten aus Stahl, Distanzringen für Argon-Schichten und Ausleseplatten, die durch Stahlstifte zusammengehalten werden. Abbildung 4.4 zeigt schematisch die Abfolge dieser Platten. Sie sind über seitliche Stahlschienen verschweißt und bilden somit eine selbsttragende Struktur. Die Absorptionsschichten aus Stahl⁵ sind 17.2 mm dick. Die Ausleseplatten bestehen aus G10. Auf ihnen sind Auslesezellen aus Kupfer aufgebracht. Kupferbahnen leiten das Si-

⁴High Resistave Coating ist eine Mischung aus 88% Epoxydharz und 12% Ruß.

⁵Aus bautechnischen Gründen sind die 17.2 mm dicken Absorberplatten in Platten der Dicke 15.7 mm und 1.5 mm unterteilt.

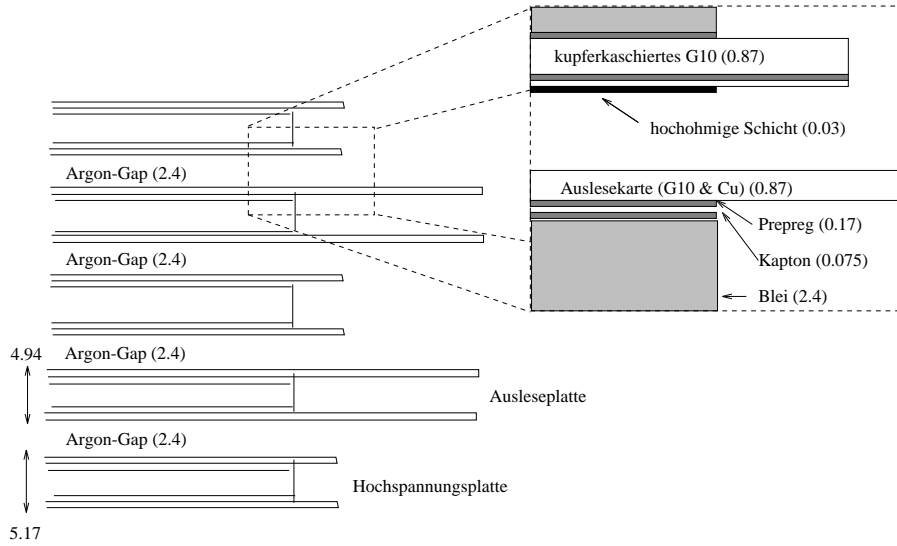


Abbildung 4.3: Schichtabfolge der Absorberplatten im elektromagnetischen Kalorimeter [55]. Alle Angaben in mm.

gnal zur Ausleseelektronik am Rande der Platten. An die Ausleseplatten schließt sich eine Schicht von 2.3 mm Argon an.

4.1.3 Segmentierung

Die sehr feine Segmentierung der Auslesezellen, die kleiner als die transversale Ausdehnung elektromagnetischer Schauer ist, ermöglicht eine nahezu vollständige Erfassung des Schauers. Das EMC ist in 30784 Auslesezellen unterteilt. Jede hat eine Größe von $(1.0 - 2.4) R_M$. Das HAC gliedert sich in 13568 Auslesezellen mit je $(3.4 - 5.8) R_M$ [57]. Diese feine Segmentierung ermöglicht die Trennung von elektromagnetischen und hadronischen Schauern. Die genaue Segmentierung der Kalorimetermodule in Auslesezellen in ϕ -, r - und z -Richtung kann Tabelle 4.1 entnommen werden.

Abbildung 4.5 zeigt auf der linken Seite das CB3-Rad mit eingezeichnetem Koordinatensystem. Zu erkennen ist die feine Segmentierung des CB3E und die acht Oktanten des Rades. Auf der rechten Seite befinden sich das innere IF2H-Rad und äußere OF2H-Rad. IF2H befindet sich nahe der Strahlachse und ist in 6×4 und 8×6 Segmente unterteilt. OF2H gliedert sich in 8×6 Segmente und reicht in radialer Richtung nicht so weit hinaus wie die zentralen Räder.

Beide vorwärtigen Räder sind feiner segmentiert als die zentralen Module des HAC. Da die im Vertex erzeugten Teilchen hoher Energie eine annähernde Gleichverteilung in der Pseudorapidität $\eta = -\ln(\tan(\theta/2))$ besitzen, werden mehr Teilchen in Vorwärtsrichtung erzeugt. Daher ist eine feinere Auflösung der Räder bei größeren Werten der Pseudorapidität notwendig.

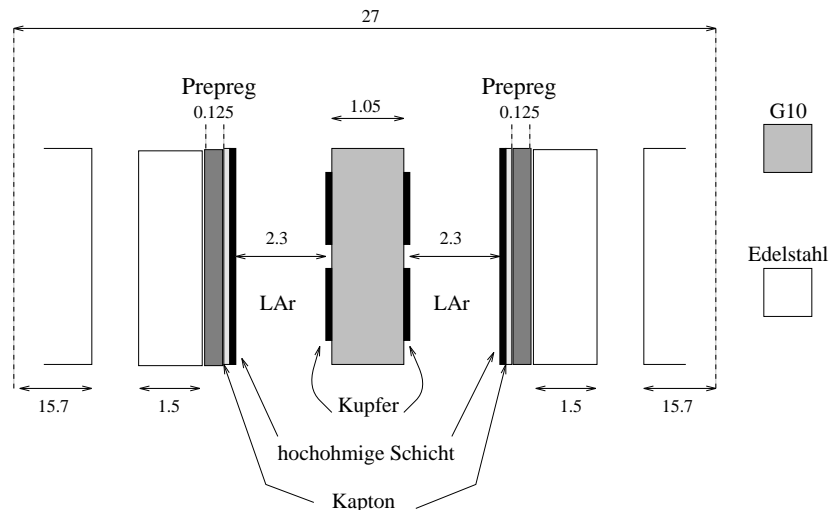


Abbildung 4.4: Schnitt durch eine hadronische Auslesezone [55]. Alle Angaben in mm.

4.2 Energiemessung

Die Signale an den Ausleseplatten dienen der Rekonstruktion der Energie. Analog-Digital-Converter (ADCs) digitalisieren das analoge Signal von den Ausleseplatten. Dieses digitale Signal ist in erster Näherung proportional zur Energiedeposition in dieser Zelle. Zur exakten Rekonstruktion der Energie werden folgende Effekte korrigiert:

- **Elektronisches Rauschen**
Das elektronische Rauschen der Kapazitäten der Zellauslese, Vorverstärker und der ADCs überlagert die Signale der Energiedeposition.
- **Leckverluste**
Ein Teil der Schauerenergie wird ausserhalb des Kalorimeters deponiert. Diese Leckverluste müssen aus der Form des Schauers und der Energiemessung im Myonsystem abgeschätzt werden beziehungsweise mit Hilfe von Simulationen gemessen werden.
- **Passives Material**
Die Teilchen durchqueren bereits vor dem Kalorimeter passives Material und verlieren auf diesem Weg Energie.
- **Kompensation**
Energieverlust durch unsichtbare Energie in hadronischen Schauern.

4.2.1 Rauschunterdrückung

Das elektronische Rauschen der ADCs und der Vorverstärker überlagert die Signale der Energiedeposition. Um das Rauschverhalten qualitativ zu beschreiben, werden bei Ereignissen

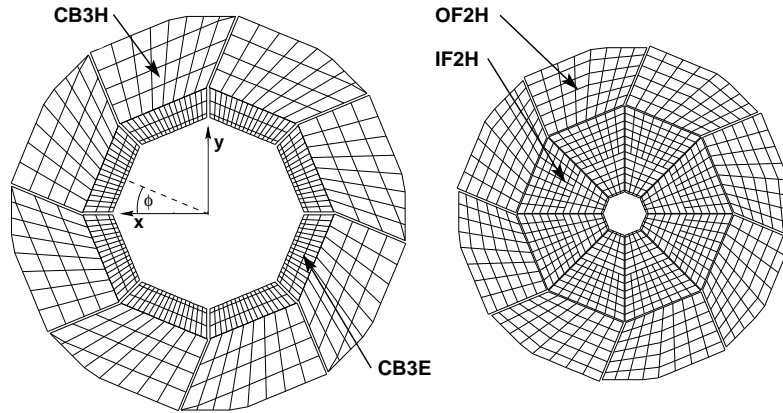


Abbildung 4.5: Segmentierung der Auslesezellen von CB3E und CB3H (links), IF2H und OF2H (rechts) in der $r\phi$ -Ebene.

nissen ohne ep -Kollision die Signalhöhen aller ADCs einzeln gemessen. Diese Rauschsignale ergeben eine Gaußverteilung um einen Mittelwert, das sogenannte Pedestal⁶, mit einer Breite $\sigma = (15 - 30)$ MeV.

Nach Abzug des Pedestals vom Signal jeder einzelnen Zelle haben einige Zellen sogenannte *negative Energien*. Eine Zelle mit negativer Energie bedeutet, dass in dieser Zelle weniger Energie gemessen wird, als im Mittel alleine durch Rauschen zu erwarten ist. Da die Rauschsignale eine Gaußkurve formen, kommen Zellen mit geringem Rauschen im Mittel genau so oft vor wie Zellen mit stärkerem Rauschen. Diese negativen Energien dürfen nicht einfach verworfen werden, da sonst die Messung der Gesamtenergie im Kalorimeter zu hoch ist. Diese Zellen, die offensichtlich keine Energiedeposition enthalten, werden im weiteren Verlauf berücksichtigt, um die gesamte Energiedeposition nicht zu höheren Werten zu verschieben.

Um Energiedepositionen und Rauschen zu trennen, werden Zellenenergien unterhalb einer Rauschschwelle verworfen. Prinzipiell werden dadurch auch Beträge tatsächlich deponierter Energie verworfen, die allerdings so gering sind, dass sie keine Auswirkungen auf die rekonstruierte Gesamtenergie haben. Die Rauschschwelle bewirkt, dass die Beträge aller Zellen verworfen werden, deren Absolutwerte nach Abzug des Pedestals geringer als $n \cdot \sigma$ sind. In den BBE- und CB-Rädern ist $n_{BB/CB} = 2$, in den FB-Rädern $n_{FB} = 2.5$ und in den IF- und OF-Rädern $n_{IF/OF} = 3$ [58].

Anschließend werden die angrenzenden Nachbarzellen untersucht. Hat eine der Nachbarzellen - oder die betreffende Zelle selbst - einen Absolutwert von mehr als 4σ , so werden diese Zellen, die über dem Rauschschnitt liegen, zur Clusterbildung herangezogen, siehe Abschnitt 4.2.3. Liegen jedoch die Absolutwerte aller dieser Zellen unter 4σ , werden alle Energiebeträge dieser Zellen verworfen.

⁶pedestal (engl.): Schwelle, Sockel

4.2.2 Konvertierung von Ladungen zu Energien

Die Signale jeder Zelle werden einzeln ausgelesen. Nach Abzug der Nulllage des elektronischen Rauschens wird über die Ladung der Auslesezone Q_i die gemessene Energie E_0^i in einer Auslesezone i berechnet:

$$E_0^i = c_{exp} Q^i.$$

Der Proportionalitätsfaktor c_{exp} wurde in Teststrahlungsmessungen bestimmt [60]. Er ist definiert als der Quotient aus den Mittelwerten der deponierten Energie E_d und der Ionisationsladung Q_0 im Kalorimeter:

$$c_{exp} = \frac{\langle E_d \rangle}{\langle Q_0 \rangle}.$$

Dabei können die Größen E_d und Q_0 allerdings nicht genau bestimmt werden, da die deponierte Energie durch Energieverlust im Material vor dem Kalorimeter beeinflusst wird und die Ionisationsladung durch elektronisches Rauschen überlagert ist. Durch genaue Simulationen konnten diese Größen jedoch bestimmt werden, da in der Simulation die zu rekonstruierende Energie bekannt ist [9].

4.2.3 Clusterbildung

Energiedepositionen in Zellen, die von einem Schauer stammen, werden durch einen Clusteralgorithmus zu *Clustern* zusammengefügt. Die Clusterbildung ist darauf optimiert, Zellen, die zu einem elektromagnetischen Schauer gehören, in genau einem Cluster zusammenzufassen. Hadronische Schauer hingegen bestehen oft aus mehreren Clustern.

Durch den Clusteralgorithmus werden benachbarte Zellen einer Kalorimeterlage zu zweidimensionalen Clustern zusammengefasst. Anschließend werden mehrere zweidimensionale Cluster zu dreidimensionalen Clustern kombiniert und in der Nähe liegende einzelne negative Zellen hinzugefügt. Cluster, deren Energiesumme daraufhin negativ geworden ist, werden verworfen, was bedeutet, dass diese Zellen nicht zu Clustern kombiniert werden [59].

Gilt für die Signifikanz S eines Clusters

$$S = \sqrt{\sum_i \frac{E_i^2}{\sigma_{rausch}^2}} \geq 8,$$

so wird dieser Cluster als *prominent* bezeichnet, wobei E_i für die Energie der Zelle i im Cluster steht. Nicht prominente Cluster werden zu prominenten Clustern hinzugenommen, wenn sie weitere Kriterien, wie zum Beispiel einen geringen Abstand, erfüllen. Nahegelegene prominente Cluster werden nicht weiter zusammengefasst [58].

Die Größen $EAK0 = E_{1.Lage}/E_{EMC}$ und $EAH4 = E_{4hot}/E_{EMC}$ dienen zur Einteilung der prominenten Cluster in drei verschiedene Clustertypen. Hierbei ist $E_{1.Lage}$ die Energie des Clusters in der ersten longitudinalen Lage des Kalorimeters, E_{4hot} die Summe der

Energien der vier energiereichsten benachbarten Zellen des Clusters und E_{EMC} die Energie des Clusters im gesamten EMC [57].

Erfüllt ein prominenter Cluster die folgenden Kriterien, wird er als *elektromagnetischer Cluster* eingestuft:

- Die Energie des Clusters ist größer als 1 GeV.
- Mindestens 80% der Energie des Clusters befinden sich im elektromagnetischen Teil des Kalorimeters.
- Der Cluster liegt nicht näher als 44 mrad an der Grenze zweier Oktanten, um Leckverlusten Rechnung zu tragen.
- Die Effizienz einer Elektronidentifikation, in die $EAK0$ und $EAH4$ eingehen, muss mindestens 99% betragen [61].

Ein prominenter Cluster wird als *hadronischer Cluster* bezeichnet, wenn er nicht als elektromagnetischer Cluster identifiziert wurde, und mindestens eine der folgenden Kriterien erfüllt:

- Die Energie des Clusters ist größer als 1 GeV.
- Der Cluster befindet sich mindestens in einer Tiefe von $\frac{1}{3}\lambda_{abs}$ im Kalorimeter.
- Die Energie in der ersten Lage des Kalorimeters ist gering: $EAK0 \leq 0.2$.
- Die Energiedepositionen des Clusters sind weit verstreut: $EAH4 \leq 0.6$.

Alle anderen prominenten Cluster werden als *Rest der prominenten Cluster* bezeichnet.

Abbildung 4.6 zeigt schematisch das Zusammenfassen von hadronischen Clustern (Vielecke) zu hadronischen Objekten [58]. Dabei wird eine Achse durch den Vertex und den Schwerpunkt des Clusters mit der höchsten Energie (graues Vieleck) gelegt. Liegt ein Cluster innerhalb eines Zylinders (schwarze Vielecke) mit Radius 50 cm, wird er zum hadronischen Objekt hinzugenommen. Liegt ein hadronischer Cluster außerhalb des Zylinders (weißes Vieleck), wird ein neues hadronisches Objekt aus dem höchstenergetischen hadronischen Cluster erstellt. Anschließend werden einzelne Zellen, dann weitere prominente Cluster und zuletzt nicht-prominente Cluster hinzugenommen. Der Schwerpunkt und die Achse werden nach jeder Hinzunahme neu berechnet und daraufhin die Suche im neuen Zylinder fortgesetzt. Dieser Vorgang wird so lange wiederholt, bis sich keine hadronischen Cluster mehr außerhalb hadronischer Objekte befinden.

Von Zellen, die nicht zu hadronischen Objekten kombiniert werden konnten, wird angenommen, dass sie durch Rauschen und nicht durch Energiedeposition von Teilchen entstanden sind.

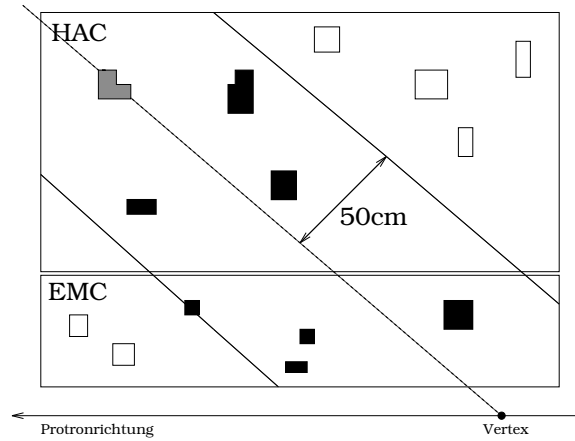


Abbildung 4.6: Zusammenfassung hadronischer Cluster (Vielecke) zu hadronischen Objekten [58].

4.2.4 Energieverlust im passiven Material

Die Spurkammern, die innere Kryostatwand, die Stahlaufhängung des elektromagnetischen Kalorimeters, Kabel und andere tragende Teile des Detektors tragen zum Energieverlust eintreffender Teilchen vor dem Kalorimeter bei. Der mögliche Energieverlust in diesem *passiven Material*⁷ wird in der Energierekonstruktion mitberücksichtigt. Dagegen können kleine Lücken zwischen den Oktanten des Kalorimeters den Weg eines Teilchens durch das Kalorimeter extrem verlängern oder einen Schauer in mehrere Schauer unterteilen. Deshalb werden für solche Stellen Korrekturwerte hinzugezogen, die vom Ort und der Teilchensorte abhängen [9, 11].

In Abbildung 4.2 ist das Material vor dem Kalorimeter in Einheiten der Strahlungslänge dargestellt. Zur gemessenen Energie in den Auslesezellen der innersten Kalorimeterlage wird eine Energiemenge hinzuaddiert, die den mittleren, durch Simulation bestimmten, Energieverlust beschreibt, der bei dieser Zelle auftritt.

4.2.5 Elektromagnetische und hadronische Energieskalen

Die Energien der Teilchen liegen zu bestimmten Zeitpunkten des Rekonstruktions-Algorithmus auf verschiedenen Skalen vor. Die erste Skala bildet die Null-Energie E_0 , die der Signalthöhe der Auslesezelle entspricht. Die nächste Skala beinhaltet die Korrekturen aufgrund von passivem Material. Da diese Skala die Energie von elektromagnetischen Teilchen richtig beschreibt, wird sie E_{elm} genannt.

Um die Energie der hadronischen Schauer zu bestimmen, wird die Energie $E_{elm} \leq 7 \text{ GeV}$ mit einer Konstanten a_0 multipliziert. Oberhalb von $E_{elm} \geq 10 \text{ GeV}$ wird diese Konstante

⁷Passives Material befindet sich außerhalb vor dem Kalorimeter, im Gegensatz zum aktiven Material.

um einen exponentiellen Term erweitert:

$$E_{had}^i = (a_0 + a_1 \cdot e^{-\alpha E_0^i / V^i}) E_0^i,$$

mit den Parametern der Gewichtungsfunktion a_0 , a_1 , α und dem Volumen der Auslesezeile i . Im Bereich $7 \text{ GeV} < E_{elm} < 10 \text{ GeV}$ werden beide Gewichtungsfunktionen angewendet [58].

Die Energie der dritten Skala E_{had} beinhaltet die Korrekturen der unsichtbaren Energie in hadronischen Schauern. Die finale Energie E_{final} ist somit für elektromagnetische Teilchen die Energie E_{elm} und für hadronische Teilchen die Energie E_{had} .

Der Quotient $r_{e/\pi}$ beschreibt das Verhältnis der rekonstruierten Energie auf der elektromagnetischen Skala zu der rekonstruierten Energie auf der finalen Skala. Abbildung 4.7 zeigt für verschiedene Energien einfallender Pionen das Verhältnis

$$r_{e/\pi} = \frac{E_{elm}}{E_{final}},$$

wie es sich aus simulierten Daten für das FB1-Modul des H1-Flüssig-Argon-Kalorimeters errechnet [29].

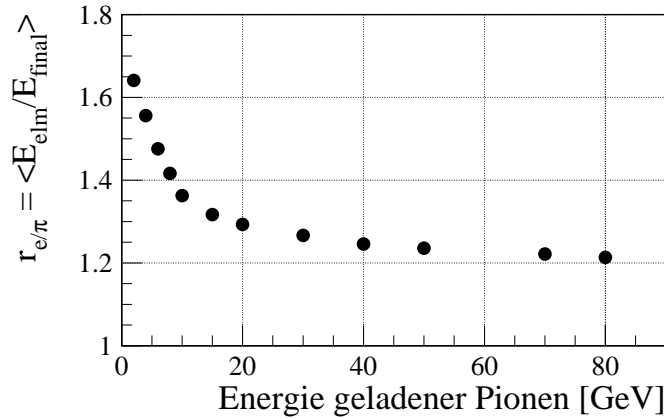


Abbildung 4.7: $r_{e/\pi}$ für verschiedene Energien simulierter Pionen, simuliert mit CALOR [29].

Die Energie eines Schauers wird nur richtig rekonstruiert, wenn für die Energiedeposition in einer Zelle, die von einem elektromagnetischen Schauer oder Subschauer stammt, die finale Energie E_{final} gleich der Energie auf der elektromagnetischen E_{elm} gilt, oder wenn die Energiedeposition durch Hadron-Kern-Wechselwirkung E_{had} in einer Zelle gleich der Energie der finalen Skala E_{final} ist.

5 Simulation hadronischer Teilchen mit GHEISHA und CALOR

Hadronische Teilchen werden in der H1-Detektorsimulation mit GEANT simuliert und die Schauerbildung der Programme GHEISHA oder CALOR untersucht.

Die Verteilung der Cluster im LAr wird analysiert und es wird festgestellt, ob die Energiedeposition mit CALOR sinnvoll beschrieben werden kann. Anschließend wird die Energieverteilung der Ereignisse analysiert. Dazu wird die generierte Energie eines Teilchens mit der rekonstruierten Energie des hadronischen Endzustandes verglichen.

Zusätzlich zu den Hadronen werden Elektronen generiert, da die Energie der Elektronen unabhängig von der Art der hadronischen Schauerbeschreibung sein sollte.

Es werden Unterschiede zwischen den Verteilungen der Simulationsprogramme herausgearbeitet und durch Variation der Teilchensorte, der Detektorregion und des Impulses beschrieben.

5.1 Die H1-Detektorsimulation

Die H1-Detektorsimulation H1SIM [64] ist ein komplexes System aus verschiedenen Simulationsprogrammen. Mit H1SIM werden Ereignisse der ep -Streuung, der Zerfall von Teilchen und die Wechselwirkung mit Materie simuliert. Anschließend wird das Verhalten des Detektors studiert, und es werden Aussagen über das Detektorverhalten für gemessene Daten gemacht.

H1SIM erstellt genau die Informationen, welche auch die einzelnen Subdetektoren des Detektors in der Realität liefern. Zu diesen Informationen gehört zum Beispiel die Ladungssammlung auf Spurkammerdrähten, das Signal einer Kalorimeterzelle, aber auch das Rauschen der Vorverstärker und das Ergebnis einer Triggerentscheidung.

Die von H1SIM erstellten Dateien werden in der H1-Detektorrekonstruktion H1REC [67] genauso bearbeitet wie die Daten, die vom H1-Detektor aufgezeichnet wurden. In H1REC werden aus den Ladungssammlungen der Spurkammerdrähte Teilchenspuren berechnet und aus der Energiedeposition in einzelnen Zellen elektromagnetische oder hadronische Cluster gebildet.

Es ist aber auch möglich, einzelne oder eine bestimmte Anzahl unterschiedlicher Teilchen in einem bestimmten Teil des Phasenraums zu erzeugen. Diese Möglichkeit wird angewendet, um das Verhalten der beiden Simulationsprogramme für hadronische Schauer, GHEISHA und CALOR, zu untersuchen.

In H1SIM¹ sind die Programme GEANT in der Version 3.15 und GHEISHA implementiert, die in Abschnitt 2.7 beschrieben wurden. Um CALOR in H1SIM zu integrieren, war es zunächst nötig, GEANT3.21² zu installieren. An den Stellen, an denen GEANT3.21 GHEISHA aufruft, um die Wechselwirkungen eines Hadrons berechnen zu lassen, wurde nun auf CALOR verwiesen.

Dabei wurde auf Analysen zurückgegriffen, in denen CALOR in einer CMZ-Umgebung bereits funktionsfähig war. CMZ ist ein System zum Verwalten von Quellcode und Versionen selbstgeschriebener Programme. CMZ wird bei H1 nicht mehr verwendet, so dass CALOR ins aktuelle CVS³ portiert werden musste. Es mussten Preprozessor-Anweisungen und Include-Dateien geändert beziehungsweise angepasst werden. Aufgrund der Vorarbeiten [9, 10, 11] war es überhaupt möglich, CALOR innerhalb dieser Diplomarbeit in H1SIM zu integrieren. Für die Standardeinstellung der Simulation wird weiterhin GHEISHA benutzt, als Option kann aber nun auch CALOR ausgewählt werden.

Im Rahmen dieser Diplomarbeit wurden die drei verschiedenen Programme *Gheisha1* (GEANT3.15 und GHEISHA), *Gheisha2* (GEANT3.21 und GHEISHA) und zuletzt *Calor* (GEANT3.21 und CALOR) erstellt. Im Folgenden werden die Begriffe Gheisha1, Gheisha2 und Calor verwendet und zeigen auf diese Weise, um welche GEANT-Version es sich handelt beziehungsweise welches Simulationsprogramm zur Simulation der hadronischen Schauer verwendet wurde.

Bei einer korrekten Implementierung von CALOR in H1SIM ist eine bessere Energiebeschreibung nicht überall zu erwarten, da Simulation und Rekonstruktion aufeinander abgestimmt sind.

5.2 Simulation einzelner Hadronen

Um einen Einblick in die Schauerentstehung zu erhalten, wurden folgende Teilchensorten erzeugt, durch den Detektor verfolgt und anschließend rekonstruiert:

- Positiv und negativ geladene Pionen
Pionen machen einen Großteil des hadronischen Endzustandes einer tiefinelastischen *ep*-Streuung aus und erzeugen hadronische Schauer.
- Protonen
Protonen entstehen selten in der tiefinelastischen *ep*-Streuung. Durch Hadron-Kern-Wechselwirkungen von Pionen werden aber häufig Protonen aus dem Kern herausgeschlagen.

¹H1SIM Version 33401

²Im Folgenden wird diese Kurzschreibweise für eine bestimmte Programm-Version benutzt. GEANT3 ist die letzte in Fortran geschriebene GEANT-Version.

³Concurrent Versions System

- Neutronen
Ein Neutron führt keine Ionisationsprozesse im Kalorimeter aus, sondern wechselwirkt ausschließlich durch Hadron-Kern-Wechselwirkungen.
- Antiprotonen
Durch das Auftreffen eines Antiprotons auf ein Proton des LAr wird zusätzlich zu der kinetischen Energie des Antiprotons noch die Ruheenergie des Protons und des Antiprotons, je 938 MeV, deponiert.
- Elektronen
Elektronen werden erzeugt, um einen Vergleich zu hadronischen Schauern zu erhalten. Für die verschiedenen Programme Gheisha1, Gheisha2 und Calor wird keine sichtbare Änderung in den Cluster- und Energieverteilungen der Elektronen erwartet.

Es wurden verschiedene Datensätze mit je 10 000 Ereignissen simuliert, um statistische Effekte und Fluktuationen weitgehend auszuschließen. Die Datensätze unterscheiden sich in Teilchensorte, Polarwinkel, Impuls und der Simulation durch Gheisha1, Gheisha2 oder Calor.

Durch die Änderung des Polarwinkels θ wird in drei Regionen des Detektors der Einfluß des Auftreffwinkels der Teilchen auf die Kalorimeterstruktur untersucht. Eine Abhängigkeit vom Azimutalwinkel ϕ ist nicht zu erwarten. Die Teilchen werden mit $\phi = 22.5^\circ$ in die Mitte eines Oktanten des LAr geschossen, um Randeffekte zu vermeiden.

Tabelle 5.1: *Generierte Impulse und generierte kinetische Energien der Pionen und Nukleonen. Alle Massen, Impulse und Energien in GeV.*

Impuls - Masse $p_{gen} - m$	Pionen ($m = 0.140$) kin. Energie $E_{gen,\pi}$	Nukleonen ($m = 0.938$) kin. Energie $E_{gen,N}$	Differenz ΔE
1	1.009	1.215	0.206
2	2.005	2.146	0.141
3	3.003	3.110	0.107
4	4.002	4.088	0.086
5	5.002	5.074	0.072
6	6.002	6.063	0.061
8	8.001	8.049	0.048
10	10.001	10.040	0.039
12	12.001	12.034	0.033

Für jeden Datensatz werden die Impulse p vorgegeben. Im LAr wird aber nur die kinetische Energie E_{gen} der Teilchen nachgewiesen. Für diese gilt:

$$E_{gen} = \sqrt{p^2 + m^2} - m.$$

Um vergleichbare Energien zwischen den einzelnen Hadronen mit unterschiedlicher Masse m zu erhalten, werden pro Teilchen neun verschiedene Impulse ausgewählt, die sich aus der Addition einer ganzen Zahl zwischen eins und 12 und der Masse des Teilchens ergeben.

Die Teilchen werden mit unterschiedlichen Impulsen simuliert, um eine Energieabhängigkeit der Unterschiede zwischen Gheisha1/2 und Calor untersuchen zu können, dieses wird in Abschnitt 5.4 besprochen.

Tabelle 5.1 zeigt die Werte für die generierten Impulse und die daraus folgenden generierten kinetischen Energien für Pionen und Nukleonen.

Exemplarisch werden die folgenden Diagramme (sofern nicht anders gekennzeichnet) dieses Kapitels jeweils für einen Datensatz von negativ geladenen Pionen mit einer generierten kinetischen Energie von $E_{gen} = 5 \text{ GeV}$, einem generierten Azimuthalwinkel von $\phi = 22.5^\circ$ und einem generierten Polarwinkel von $\theta = 90^\circ$ gezeigt.

5.3 Clusterverteilung

Die Eindringtiefe des Clusterschwerpunktes in das LAr in radialer Richtung gegen den Polarwinkel θ und den Axialwinkel ϕ ist in Abbildung 5.1 gezeigt. Für die Simulation wurde Calor benutzt.

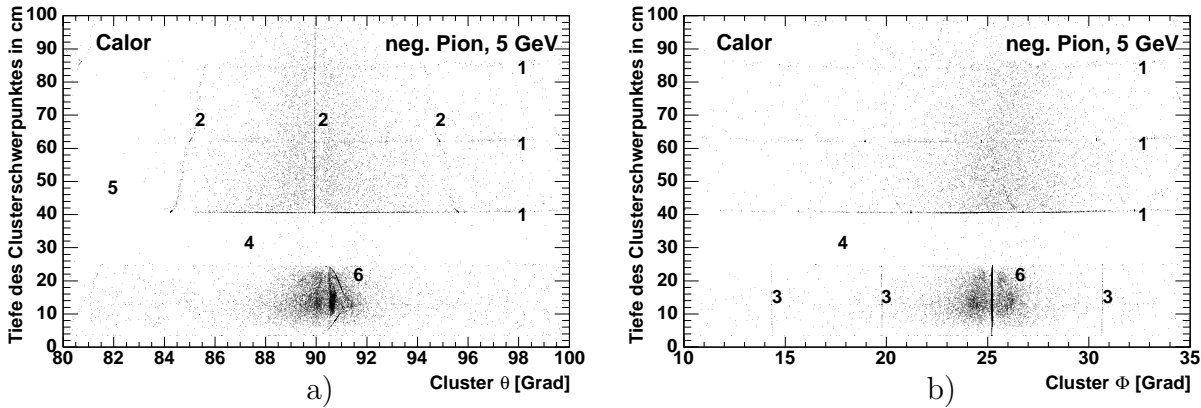


Abbildung 5.1: Tiefe des Clusterschwerpunktes von Pionen im LAr als Funktion a) des Polarwinkels θ und b) des Azimuthalwinkels ϕ , simuliert mit Calor.

Zusätzlich zu der Form des Schauers sind die folgenden sechs Effekte zu erkennen:

- horizontal 1 und vertikal 2+3 verlaufende Linien,
- weiße Ränder um die Linien,
- horizontales weißes Band 4,
- weißer Bereich bei $\theta = 82^\circ$ 5,

- zweigeteiltes Schauermaximum [6],

Diese Effekte werden in den folgenden Unterabschnitten eingehend diskutiert.

Horizontal und vertikal verlaufende Linien

In Abbildung 5.1 a) sind horizontal [1] und vertikal [2] verlaufende Linien zu sehen. Die Schnittpunkte der Linien kennzeichnen die Schwerpunkte von Clustern, die aus nur einer Auslesezone bestehen. Die Position des Clusterschwerpunktes folgt in diesem Fall aus der Position des geometrischen Mittelpunktes einer Zelle. Die Zellmittelpunkte haben einen Abstand von 20 – 25 cm in vertikaler Richtung und 4 – 6 Grad in horizontaler Richtung. Diese Abstände entsprechen ungefähr der physikalischen Größe einer Auslesezone.

Cluster mit Zellen auf einer einzigen horizontal verlaufenden Ausleseplatte liegen auf horizontalen Linien [1]. Vertikale Linien [2] kommen dadurch zustande, dass ein Cluster sich über mehrere Ausleselagen erstreckt, aber jeweils nur eine Zelle in der jeweiligen Lage angesprochen hat. Die Position eines Clusters berechnet sich aus der energiegewichteten Position der Zellmittelpunkte.

Die Ausleseplatten verlaufen im zentralen Bereich parallel zur z -Achse, die Zell- und Modulgrenzen senkrecht dazu nach außen, wie in Abbildung 4.1 und Abbildung 4.2 dargestellt, daher sind die vertikalen Linien bei $\theta \approx 85^\circ$ und $\theta \approx 95^\circ$ leicht nach innen geneigt.

In Abbildung 5.1 b) verlaufen die Zell- und Modulgrenzen im EMC radial nach außen, daher stehen die vertikalen Linien [3] senkrecht auf den horizontalen Linien [1]. Im HAC verlaufen die Zellgrenzen nicht mehr radial nach außen, daher sind in Abbildung 5.1 b) auch keine vertikal verlaufenden Linien in der oberen Hälfte zu sehen.

Weißer Ränder um die Linien

Wird zu einem Cluster, dessen Schwerpunkt auf einer Linie liegt, eine weitere Zelle hinzugefügt, deren Mittelpunkt aber nicht auf dieser Linie liegt, entfernt sich der Neuberechnete energiegewichtete Schwerpunkt sprunghaft von der alten Position. Da die Zellen über der Rauschschwelle liegen und somit eine nicht zu vernachlässigende Energie zum Cluster beitragen, kann die Änderung der Position des Clusterschwerpunktes von der Linien beziehungsweise von dem Zellmittelpunkt nicht kontinuierlich sein. In unmittelbarer Nähe der Linien liegen deshalb keine Clusterschwerpunkte. Es bilden sich somit dünne weiße Bereiche um die Linien heraus, die besonders um die Schnittpunkte herum zu erkennen sind.

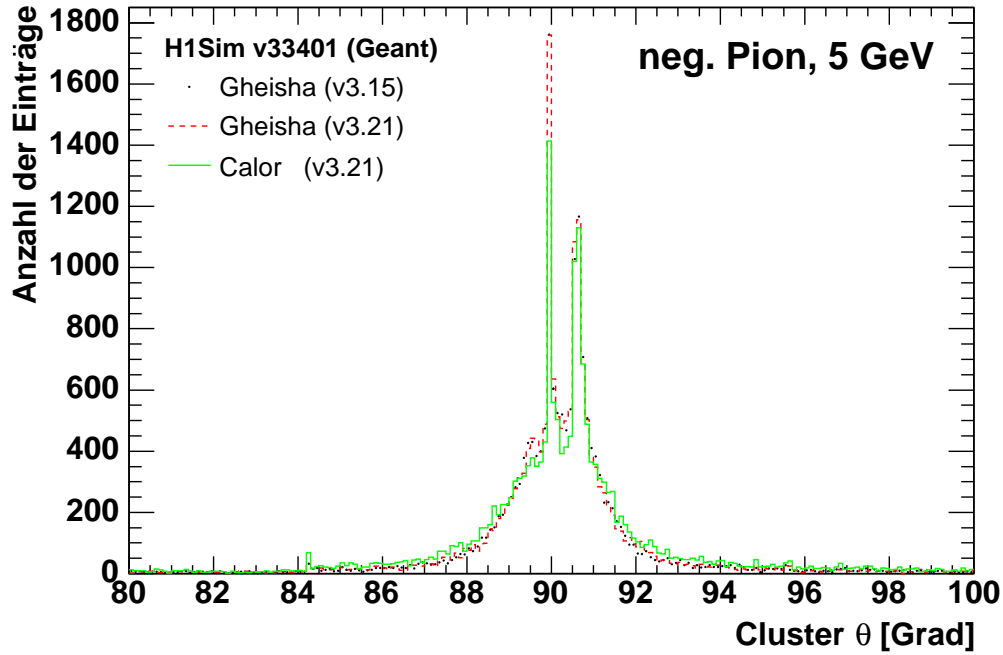


Abbildung 5.2: Verteilung der Cluster als Funktion des Polarwinkels θ .

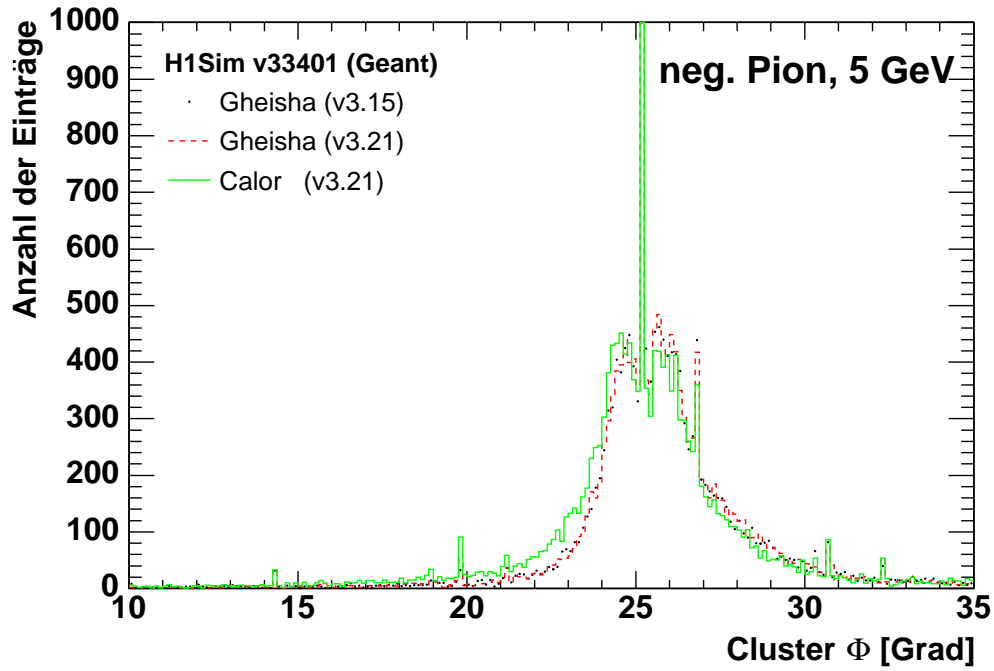


Abbildung 5.3: Verteilung der Cluster als Funktion des Axialwinkels ϕ .

Horizontales weißes Band

Hadronische Schauer deponieren ihre Energie meist im EMC und im HAC. Der Clusteralgorithmus ist darauf optimiert, elektromagnetische Schauer zu rekonstruieren, deshalb entstehen sehr selten Cluster, die Zellen im EMC und HAC besitzen. Dieses Verhalten ist durch ein horizontal verlaufendes weißes Band [4] zu erkennen.

Als erstes werden Zellen im EMC zu Clustern zusammengefügt. Aus den verbleibenden Zellen im HAC werden anschließend weitere Cluster gebildet. Die Schwerpunkte der Cluster im EMC und im HAC liegen daher deutlich voneinander getrennt, auch wenn sie vom gleichen Schauer stammen.

Weißer Bereich bei $\theta = 82^\circ$

Der weiße Bereich in der linken oberen Ecke [5] in Abbildung 5.1 a) ist auf die Leckverluste in den Modulgrenzen von CB2 und CB3 zurückzuführen. Da die Teilchen nicht in der Mitte des CB2E-Modules, sondern versetzt in das Modul eintreffen, befindet sich die Modulgrenze zwischen CB2 und CB1 außerhalb dieser Darstellung.

Zweigeteiltes Schauermaximum

Das Schauermaximum [6], in dem die meisten der Teilchen einen oder mehrere Cluster hinterlassen, befindet sich im EMC. Abbildung 5.1 a) zeigt neben dem Maximum durch den Einschuss der Teilchen bei $\theta = 90^\circ$ ein zweites Maximum bei $\theta = 90.5^\circ$ durch Cluster einzelner Zellen im EMC. Durch die Rauschschwelle der Zellen grenzt sich das zweite Maximum von der Verteilung des Schauermaximums ab.

Abbildung 5.1 b) zeigt die Überlagerung einer vertikalen Linie [3] mit dem Schauermaximum. Deutlich zu erkennen sind hier die weißen Ränder aufgrund der Rauschschwelle.

Ausrichtung der Schauerachse in Abbildung 5.1 b)

In Abbildung 5.1 a) ist die Form eines Schauers, der unter einem Winkel $\theta = 90^\circ$ nach außen läuft, zu erkennen. Der Schauerschwerpunkt liegt im EMC, die Schauerachse zeigt senkrecht nach oben. In Abbildung 5.1 b) ist die Schauerachse nach außen geneigt, da aufgrund des Magnetfeldes geladene Teilchen in ϕ -Richtung um einige Grad abgelenkt werden, abhängig vom Impuls der Teilchen. Für geladene Teilchen mit einer generierten kinetischen Energie $E_{gen} = 5 \text{ GeV}$ ergibt sich eine Ablenkung von $\Delta\phi$ um 2 bis 3 Grad. Positiv geladene Teilchen, wie zum Beispiel Protonen, werden in die entgegengesetzte Richtung um den gleichen Betrag abgelenkt (nicht dargestellt).

Als nächstes wird die Projektion der Abbildungen 5.1 a) und b) auf die Abszisse betrachtet, um einen Vergleich der verschiedenen Simulationen in Abhängigkeit des Winkels zu erlauben.

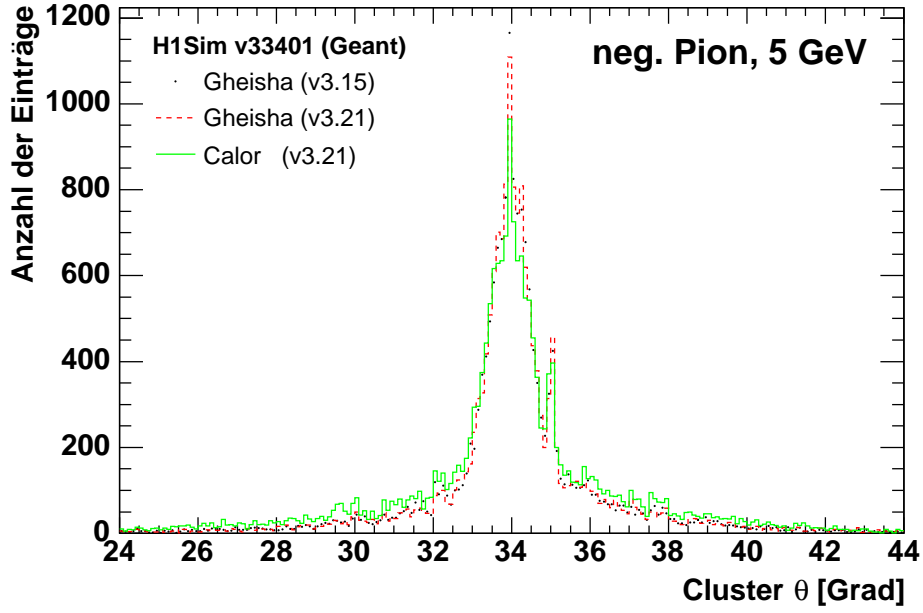


Abbildung 5.4: Verteilung der Cluster als Funktion des Polarwinkels θ mit generiertem Einschusswinkel $\theta_{gen} = 34^\circ$.

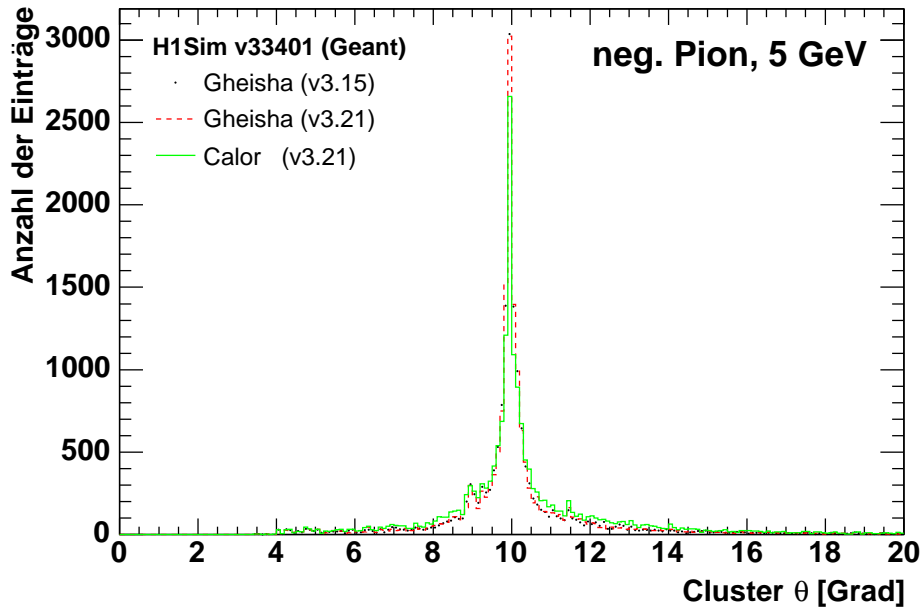


Abbildung 5.5: Verteilung der Cluster als Funktion des Polarwinkels θ mit generiertem Einschusswinkel $\theta_{gen} = 10^\circ$.

5.3.1 Winkelverteilungen der Cluster

Die Verteilung der Cluster als Funktion des Winkels θ ist in der Abbildung 5.2 für Gheisha1 (schwarze Punkte), Gheisha2 (gestrichelte rote Linie) und Calor (durchgezogene grüne Linie) dargestellt. Dabei liegen die drei Kurven nahezu übereinander.

Die Cluster liegen in einer Gauß-Verteilung um den Mittelwert $\theta = 90^\circ$, mit zwei deutlich hervorragenden Maxima bei $\theta = 90^\circ$ und $\theta = 90.5^\circ$. Diese Maxima wurden im vorangegangenen Abschnitt diskutiert und durch ein zweigeteiltes Schauermaximum erklärt.

Abbildung 5.3 zeigt die Verteilung der Cluster als Funktion des Axialwinkels ϕ . Hier ist ebenfalls das Maximum bei $\phi = 25^\circ$ zu erkennen. Die Nebenmaxima bei $\phi = 20^\circ$ und $\phi = 30^\circ$ sind auf die vertikalen Linien [3] in Abbildung 5.1 b) zurückzuführen.

Die Verteilung seitlich der Maxima zeigt für die Abbildungen 5.2 und 5.3 eine flache Gauß-Verteilung. Am Rande der Maxima liegen die Werte unterhalb dieser Gaußverteilung (nicht eingezeichnet). Dieser Effekt liegt an der Rauschschwelle und wurde ist ebenfalls in Abbildung 5.1 durch weiße Bereiche um die Linien zu erkennen.

5.3.2 Variation des Einschusswinkels θ

Die Teilchen wurden mit drei unterschiedlichen Polarwinkeln $\theta = 10^\circ$, $\theta = 34^\circ$ und $\theta = 90^\circ$ erzeugt. Die Energiedeposition der rekonstruierten Teilchen wurde daraufhin in Abhängigkeit des Winkels untersucht:

- Zentraler Bereich, Abbildungen 5.2
Teilchen werden unter einem Winkel von $\theta = 90^\circ$ senkrecht ins CB2E- und CB2H-Modul des LAr geschossen.
- Vorderer zentraler Bereich, Abbildungen 5.4
Unter einem Winkel von $\theta = 34^\circ$ werden Teilchen in das FB1E-Modul geschossen. Ein Schauer breitet sich in longitudinaler Richtung bis in das FB2H-Modul aus. In transversaler Richtung erreicht der Schauer auch das FB2E- und das FB1H-Modul. Durch die Wahl dieses Winkels wurden ein schräger Einfall auf die Kalorimetermodule und möglicher Energieverlust durch Randeffekte untersucht. In Abschnitt 5.4 wird auf die Verteilung der rekonstruierten Energie eingegangen.
- Innerer vorderer Bereich, Abbildungen 5.5
Unter einem Winkel von $\theta = 10^\circ$ werden Teilchen direkt in das IF1E- und das IF2H-Modul geschossen. Die Teilchen treffen mit einem Winkel von $(90^\circ - \theta) = 80^\circ$ auf die feinsegmentierten Absorberplatten.

Die Verteilung der Cluster unter dem Winkel $\theta = 10^\circ$ ist aufgrund der feineren Segmentierung der vorderen Module schmaler als unter dem Winkel $\theta = 90^\circ$. Die Maxima der Clusterverteilung unter dem Winkel $\theta = 90^\circ$ treten hier nicht auf, da die Zell- und

Modulgrenzen nur bei $\theta = 90^\circ$ in Verlängerung der Teilchenbahn und somit auch des Teilchenschauers liegen.

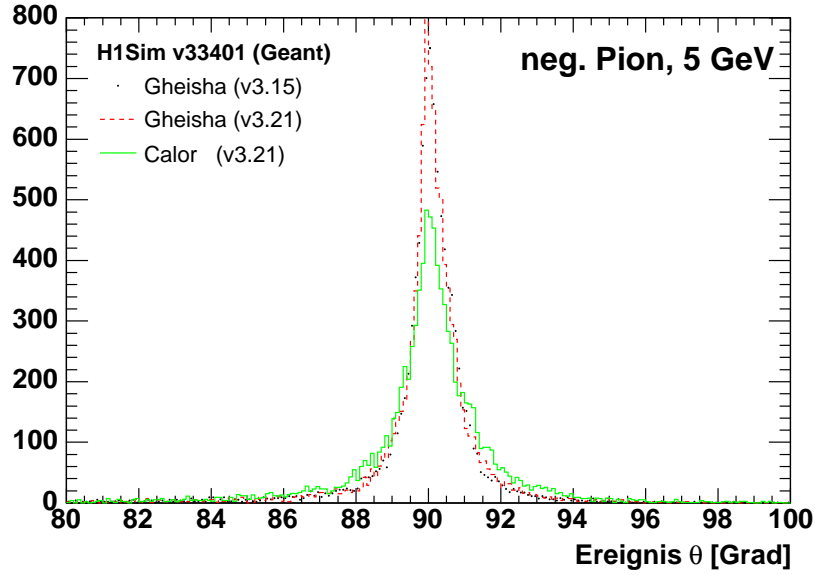


Abbildung 5.6: Verteilung des hadronischen Endzustandes als Funktion des Polarwinkels θ .

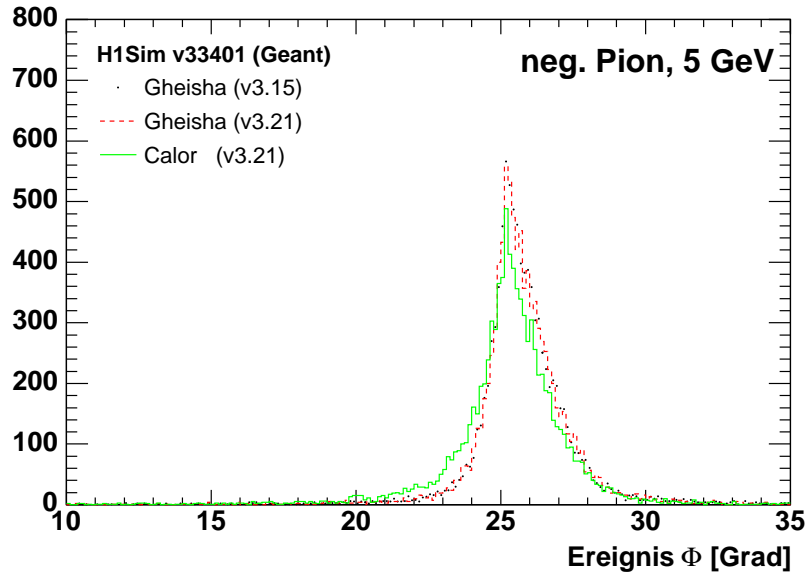


Abbildung 5.7: Verteilung des hadronischen Endzustandes als Funktion des Axialwinkels ϕ .

5.3.3 Winkelverteilungen des hadronischen Endzustandes

Im hadronischen Endzustand sind alle Cluster des LAr eines Ereignisses zusammengefasst⁴. Die Verteilung des hadronischen Endzustandes ist in Abbildung 5.6 als Funktion des Winkels θ dargestellt.

Die scharfen Maxima der Verteilung in Abbildung 5.2 sind hier nicht zu beobachten, da in diesen Maxima nur wenig Energie deponiert wird und sie deshalb für die Schwerpunktsberechnung des hadronischen Endzustandes nur wenig ins Gewicht fallen.

Calor zeigt eine leicht breitere Verteilung als Gheisha1/2, die auf eine detailliertere Beschreibung niederenergetischer Teilchen zurückzuführen ist. Diese werden stärker gestreut und besitzen eine längere freie Weglänge, wie die Minima in Abbildung 2.5 und Abbildung 2.6 zeigen.

Die Verteilung des hadronischen Endzustandes ist in Abbildung 5.7 als Funktion des Winkels ϕ gezeigt. Der Mittelwert der Verteilung mit Calor ist im Vergleich zu dem Mittelwert der mit Gheisha1/2 simulierten Verteilung zu niedrigeren Werten verschoben. Er ist für positiv geladene Teilchen in die gleiche Richtung verschoben wie für negativ geladene. Diese geringfügige Abweichung konnte jedoch nicht erklärt werden.

Die Diagramme zeigen, dass die Schauerbeschreibung mit Calor innerhalb der H1SIM-Umgebung funktioniert. Es wurden keine großen oder unerwarteten Abweichungen gefunden.

5.3.4 Einfluss der Vertexverschmierung auf die Winkelverteilungen

Der Ereignisvertex einer ep -Streuung ist um den nominellen Wechselwirkungspunkt verschmiert, das heißt, die z -Position der Teilchenerzeugung weicht teilweise um über 30 cm von der nominellen Position ab. In der Simulation wurden mehrere Datensätze mit Vertexverschmierung generiert und die Verteilung der Schauerentstehung für den Fall $\theta = 90^\circ$ untersucht. Die Teilchen, die unter einem festen Winkel ins Kalorimeter geschossen werden, erhalten durch die Verschmierung in jedem Ereignis eine andere z -Koordinate. Dementsprechend ist auch die Verteilung der Cluster im Kalorimeter als Funktion des Winkels θ um den Mittelwert von $\theta = 90^\circ$ verschmiert. Die ϕ -Komponente bleibt von der Verschmierung entlang der z -Achse erwartungsgemäß unberührt. Abbildung 5.8 zeigt die Tiefe des Clusterschwerpunktes als Funktion der beiden Winkelverteilungen. Wie zuvor schon beobachtet, heben sich die Zellmittelpunkte besonders hervor. An dieser Stelle ist auch die feinere Zellstruktur des EMC zu erkennen.

Die Verteilung der Cluster gegen den Polarwinkel θ ist in Abbildung 5.8 a) wesentlich breiter als in Abbildung 5.1 a).

Durch die Verschmierung zeigt sich eine deutlich breitere Verteilung der Cluster in Abbildung 5.9 für alle drei Simulationsprogramme. Die Zellmittelpunkte des EMC und

⁴Hier sind alle Cluster des simulierten Teilchens gemeint. In der ep -Streuung gehört das gestreute Elektron nicht zum hadronischen Endzustand.

HAC stechen in Form von feinen Maxima über die gesamte Breite aus der Verteilung hervor.

Die Verteilung des hadronischen Endzustandes als Funktion des Winkels θ für den Datensatz mit Vertexverschmierung ist in Abbildung 5.10 gezeigt.

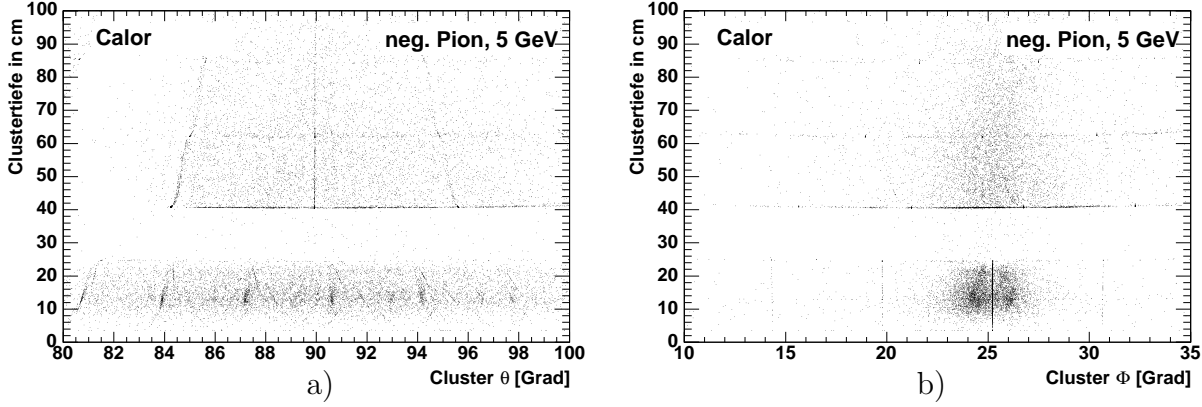


Abbildung 5.8: Tiefe des Clusterschwerpunktes von Pionen im LAr als Funktion a) des Polarwinkels θ und b) des Axialwinkels ϕ , simuliert mit Calor für den Datensatz mit Vertexverschmierung.

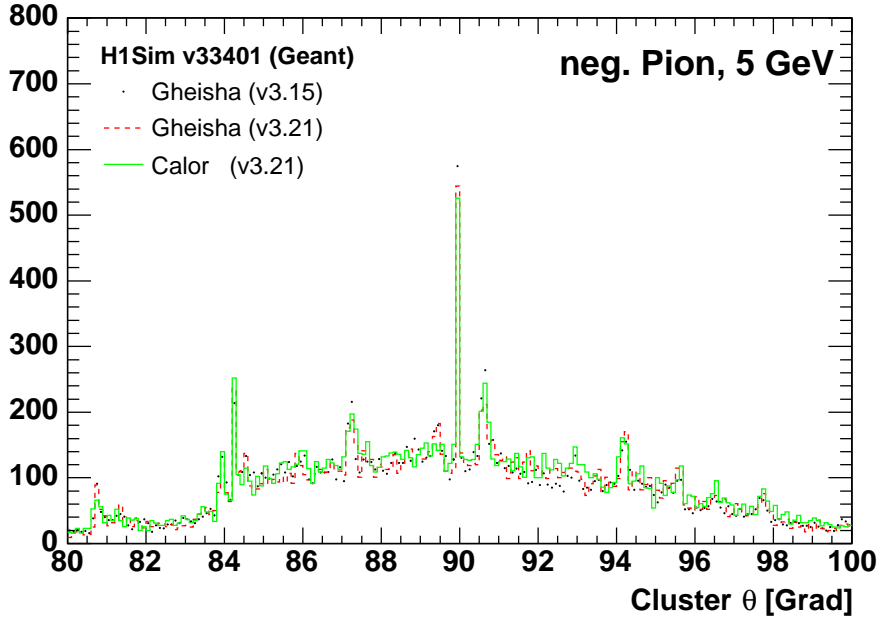


Abbildung 5.9: Verteilung der Cluster als Funktion des Polarwinkels θ mit z -Vertex-Verschmierung.

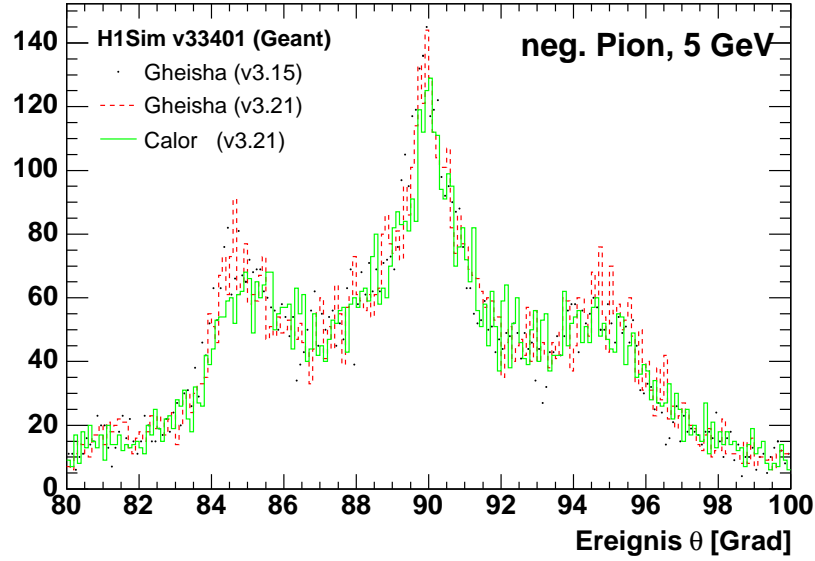


Abbildung 5.10: Verteilung des hadronischen Endzustandes als Funktion des Polarwinkels θ mit z -Vertex-Versmierung.

Die z -Vertexversmierung ist für die Simulation mit einzelnen Teilchen nicht geeignet und wurde daher für diesen Teil der Analyse nicht weiter verwendet.

5.4 Energieverteilungen

Eine richtig beschriebene Winkelverteilung der Cluster ist notwendig, um Teilchen als hadronische Objekte zu identifizieren. Die in diesem Kapitel dargestellten Verteilungen haben gezeigt, dass auftretende Effekte verstanden sind und die Winkel des hadronischen Endzustandes korrekt rekonstruiert werden.

Abbildung 5.11 zeigt die Energieverteilung des hadronischen Endzustandes für positiv geladene Pionen und Protonen mit Energien von $E_{gen} = 5 \text{ GeV}$ und $E_{gen} = 10 \text{ GeV}$. Für verschiedene Teilchen mit gleicher generierter Energie E_{gen} wird eine unterschiedliche Energie E_{rek} rekonstruiert. Die Energieverteilungen lassen sich durch eine Gauß-Verteilung beschreiben. Während positiv geladene Pionen a) und b) von den Simulationsprogrammen annähernd gleich rekonstruiert werden, sind für Protonen c) und d) deutliche Unterschiede zu erkennen. Die Verteilungen der mit Gheisha1/2 und Calor generierte Pionen mit einer Energie von $E_{gen} = 5 \text{ GeV}$ zeigen nach der Rekonstruktion nahezu identische Verteilungen. Für Protonen mit $E_{gen} = 5 \text{ GeV}$ ist in c) zu erkennen, dass nach Simulation mit Gheisha1/2 mehr Energie rekonstruiert wird, als generiert wurde ($\Delta E^{Gheisha} = E_{rek} - E_{gen} > 0$) und nach Simulation mit Calor weniger Energie ($\Delta E^{Calor} = E_{rek} - E_{gen} < 0$) rekonstruiert wird. Die Verteilung für Protonen mit $E_{gen} = 10 \text{ GeV}$ und d) zeigen das gleiche Verhalten.

Abbildung 5.12 zeigt die Energiedifferenz $\Delta E = E_{rek} - E_{gen}$ zwischen der rekonstruierten und der generierten Energie als Funktion der generierten Energie von 1 GeV bis 12 GeV. Es sind verschiedene Teilchen für einen Polarwinkel $\theta = 90^\circ$ aufgetragen. Abbildung 5.13 und Abbildung 5.14 zeigen diese Energiedifferenz für die Polarwinkel $\theta = 10^\circ$ und $\theta = 34^\circ$.

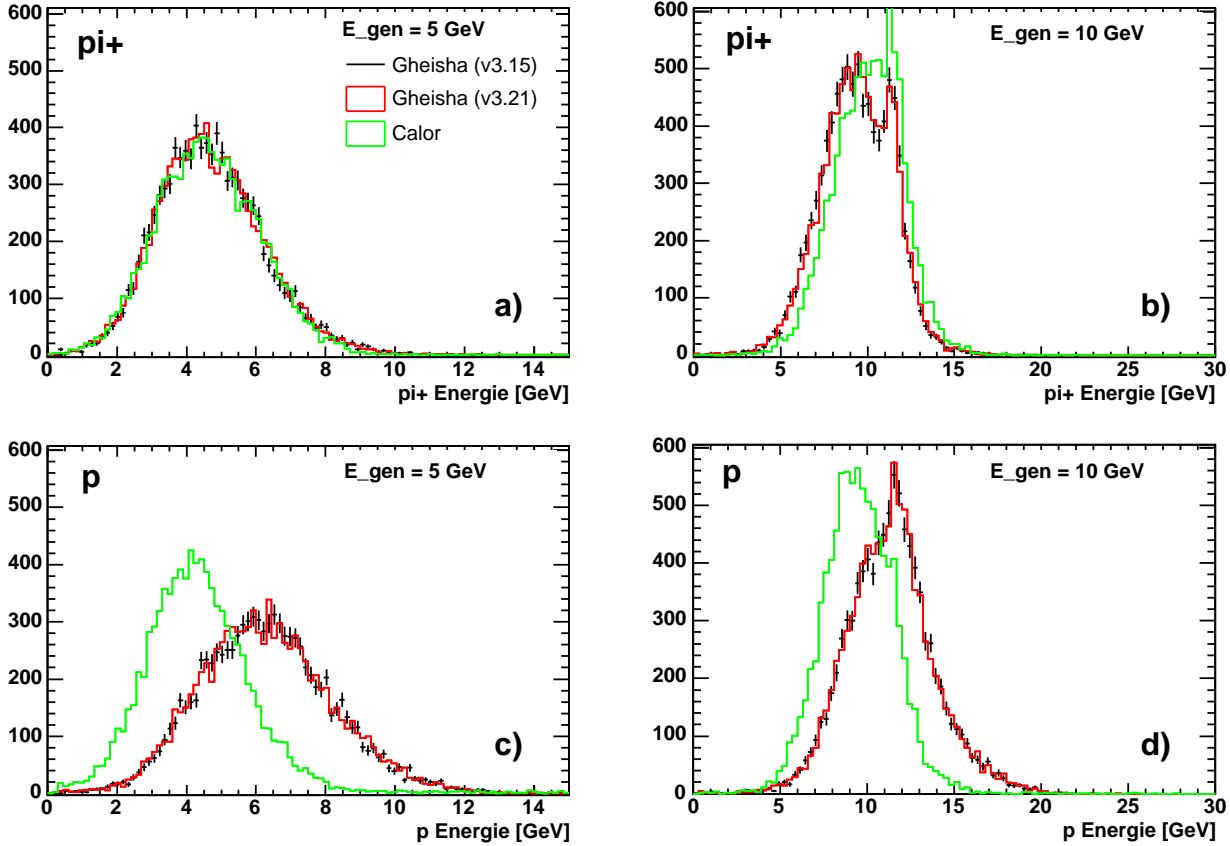


Abbildung 5.11: Energieverteilungen von Pionen und Protonen mit Energien von 5 und 10 GeV.

Positiv und negativ geladene Pionen

Die Verteilungen für positiv und negativ geladenen Pionen sehen erwartungsgemäß ähnlich aus. Bis $E_{gen} = 6$ GeV liegen die Werte dicht bei dem Wert Null. Ab $E_{gen} = 8$ GeV bleiben die mit Calor berechneten Werte näher bei $\Delta E \approx 0$ als die Energiedifferenzen mit Gheisha1/2, die mit ansteigender Energie immer größere negative Werte annehmen.

Protonen und Neutronen

Die Energiedifferenzen bei Protonen und Neutronen werden mit ansteigender Energie deutlicher. Bei einer Energie von $E_{gen} = 6 \text{ GeV}$ tritt eine Art Sättigung auf, das heißt, der Energieunterschied bleibt unabhängig von der Energie nahezu konstant.

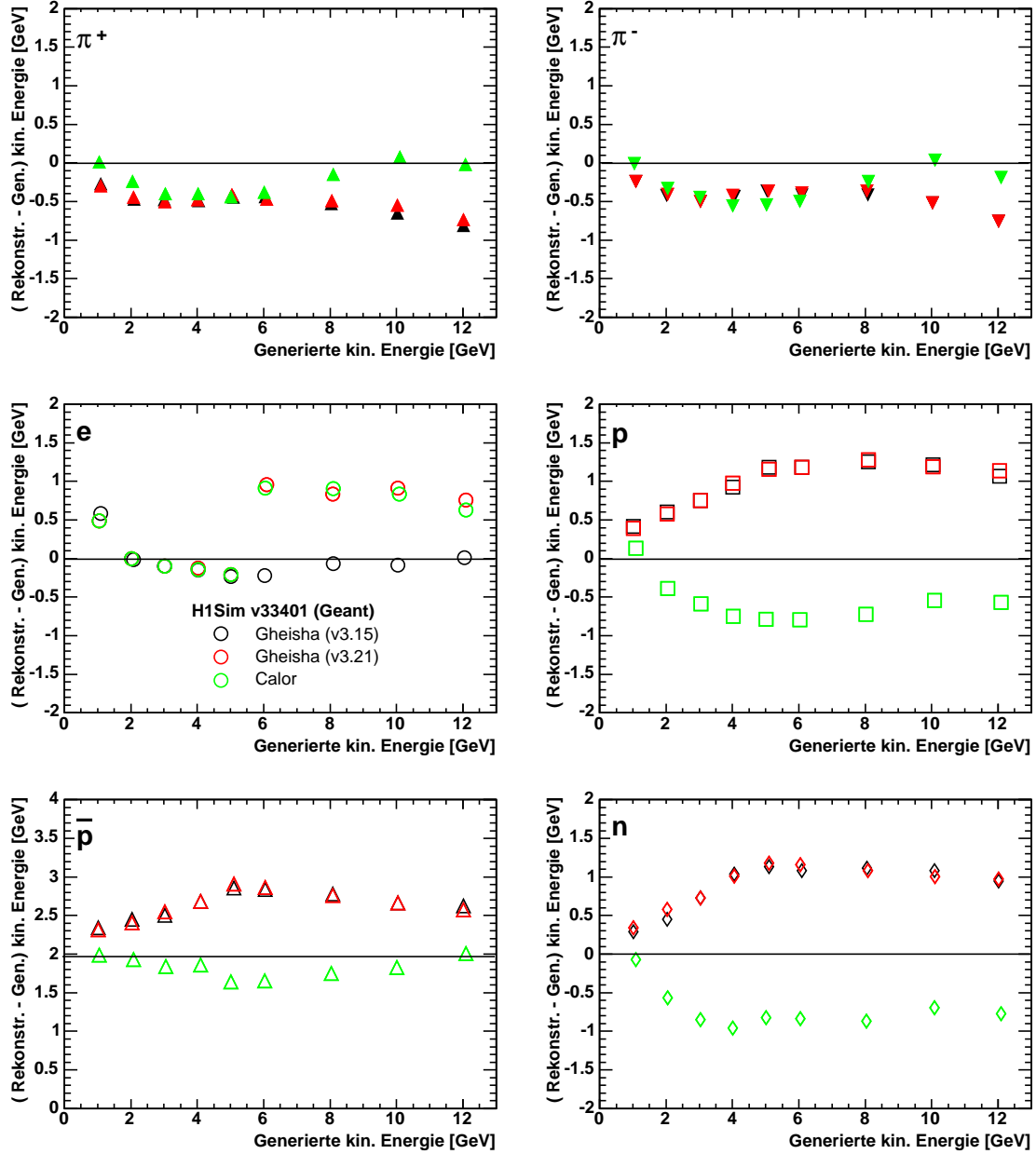


Abbildung 5.12: Energiedifferenz der rekonstruierten von der generierten Energie für $\theta = 90^\circ$.

Die Energiedifferenzen mit Gheisha1/2 und Calor besitzen allerdings ein entgegengesetztes Vorzeichen. Während mit Gheisha1/2 mehr Energie rekonstruiert als generiert wird, erzeugt Calor weniger Energie als generiert wurde. Insgesamt sind die Energiedifferenzen der Protonen und Neutronen mit Calor geringer als mit Gheisha1/2.

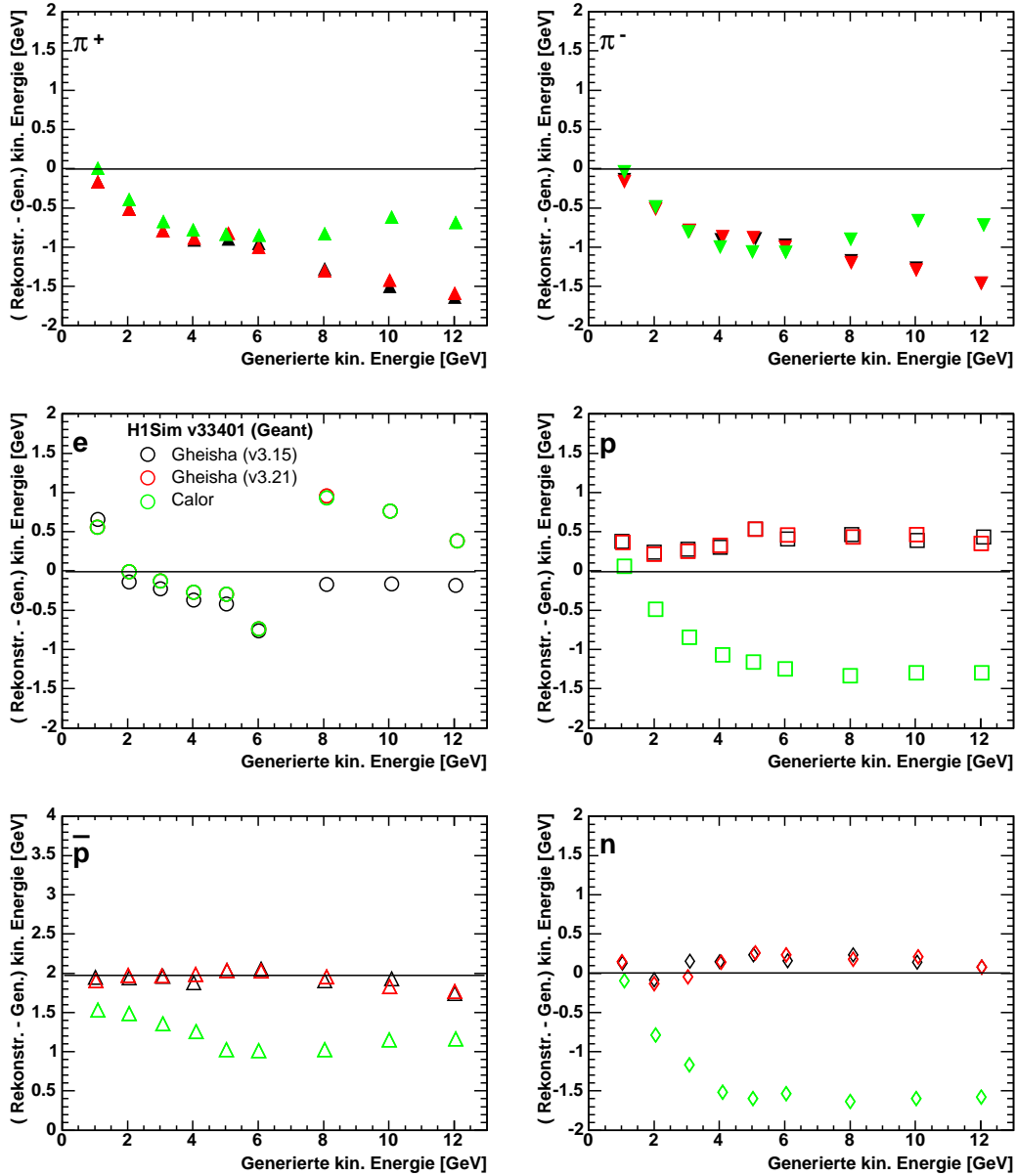


Abbildung 5.13: Energiedifferenz der rekonstruierten von der generierten Energie für $\theta = 34^\circ$.

Antiprotonen

Die Energiedifferenzen für Antiprotonen ähneln denen von Protonen und Neutronen. Allerdings sind die Werte erwartungsgemäß um 1.9 GeV verschoben, da sich die Massen eines Proton-Antiproton-Paares in kinetische Energie umwandeln. Auch hier liegen die Werte mit Calor deutlich besser an der erwarteten Gerade von $\Delta E \approx 1.9$ GeV.

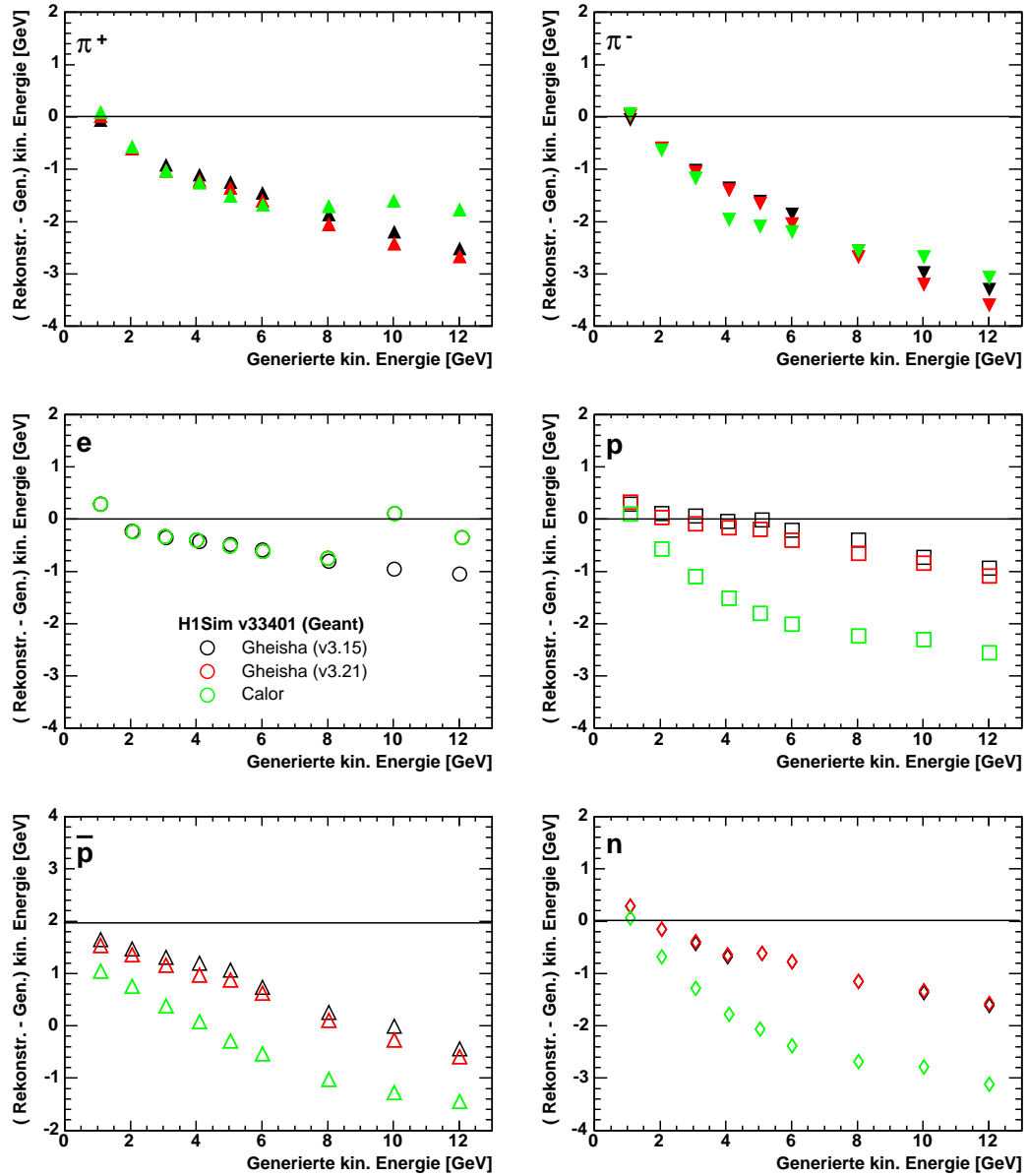


Abbildung 5.14: Energiedifferenz der rekonstruierten von der generierten Energie für $\theta = 10^\circ$.

Elektronen

Für Elektronen bis $E_{gen} = 5 \text{ GeV}$ liegen die Energiedifferenzen mit Gheisha1/2 und Calor erwartungsgemäß übereinander. Ab $E_{gen} = 6 \text{ GeV}$ gibt es allerdings einen Sprung in den Werten von Gheisha2 und Calor. Dieser fehlerhafte Energiesprung von $\delta E \approx 1 \text{ GeV}$ kann durch die Änderung der GEANT-Version hervorgerufen worden sein. Dagegen zeigt die Übereinstimmung von Gheisha2 und Calor die erwartete Unabhängigkeit der Elektronen von der hadronischen Schauerbeschreibung. Der Sprung der Energiedifferenzen in der Energieverteilung zwischen 5 bis 6 GeV wird in Abschnitt 5.4.1 untersucht.

Energiedifferenz $\Delta E = E_{rek} - E_{gen}$

Die Energiedifferenzen ΔE werden für die Winkel $\theta = 34^\circ$ und $\theta = 10^\circ$ kleiner. Die rekonstruierten Energien für Simulationen mit Gheisha liegen nun nahe an den generierten Energien. Im vorwärtigen Bereich scheint die Simulation gut an die Rekonstruktion angepasst zu sein. Im zentralen Bereich weichen die Werte stärker ab.

In vorwärtiger Richtung mit $\theta = 34^\circ$ und 10° weist Gheisha1/2 allerdings eine bessere Beschreibung auf. Die (absolute) Energiedifferenz wird für steigende Energien nur geringfügig größer.

Gheisha1 und Gheisha2 geben mit Ausnahme der Elektronen die gleichen Energiedifferenzen ΔE wieder. Pionen werden unabhängig von Ladung und Winkel mit Calor besser beschrieben als mit Gheisha1/2. Für Baryonen zeigen sich größere Unterschiede in der Energiedifferenz als für Pionen. Im zentralen Bereich mit $\theta = 90^\circ$ beschreibt Calor die Werte besser.

Verhalten der Simulationsprogramme bei $E_{gen} = 7 \text{ GeV}$

Oberhalb einer generierten Energie von $E_{gen} = 7 \text{ GeV}$ nähern sich die Energiedifferenzen für Gheisha1/2 und Calor wieder an. CALOR besteht aus speziellen Programmen für verschiedene Energiebereiche, es gibt aber bei der Energie von $E_{gen} = 7 \text{ GeV}$ keinen Übergang zwischen zweien dieser Programme. Der Grund dafür scheint daher in der Rekonstruktion zu liegen. Bei $E_{rek} = 7 \text{ GeV}$ beginnt der Übergangsbereich zweier verschiedener Gewichtungen für die Berechnung der Energie der hadronischen Skala, siehe 4.2.5.

5.4.1 Energierekonstruktion der Elektronen

Abbildung 5.15 a) zeigt die Tiefe des Clusterschwerpunktes im LAr als Funktion des Polarwinkels θ für ein Elektron mit einer Energie $E_{gen} = 5 \text{ GeV}$, simuliert mit Calor unter dem Winkel $\theta = 90^\circ$. Ein Teil der Energie wird im HAC deponiert. Ereignisse mit Zellen im HAC werden als Hadron identifiziert. Die Energie dieses Hadrons auf der

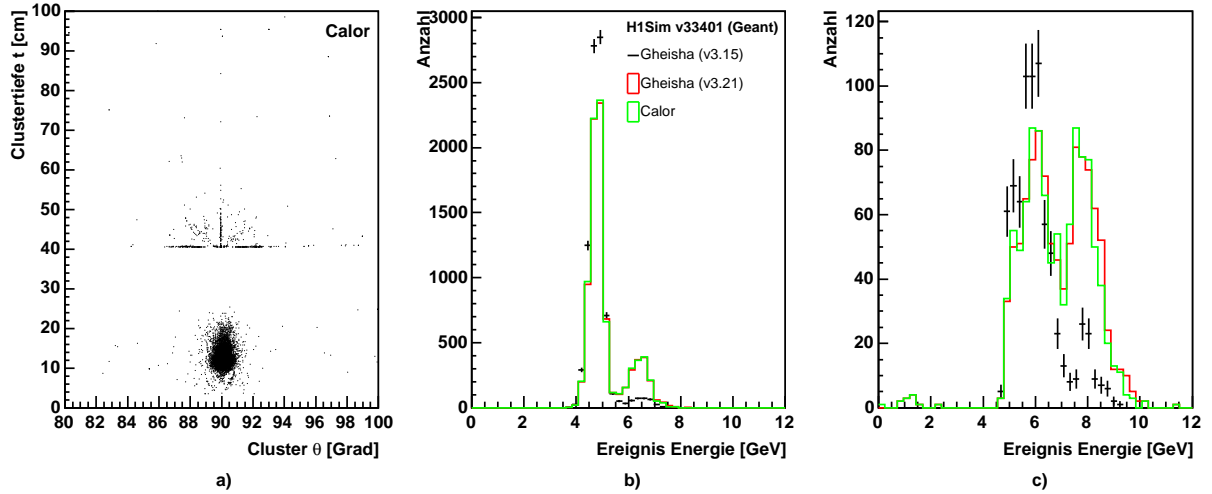


Abbildung 5.15: a) Tiefe des Clusterschwerpunktes im LAr von Elektronen mit einer generierten Energie von $E_{gen} = 5$ GeV, simuliert mit Calor unter dem Winkel $\theta = 90^\circ$. b) Verteilung der rekonstruierten Energie des hadronischen Endzustandes für $E_{gen} = 5$ GeV und b) für $E_{gen} = 6$ GeV.

hadronischen Skala ist somit höher als die Energie eines korrekt identifizierten Elektrons auf der elektromagnetischen Skala.

Cluster, die nicht als Hadronen, aber auch nicht als Elektronen identifiziert werden, werden Rest der prominenten Cluster genannt. Ihre Energie wird auf der elektromagnetischen Skala zum hadronischen Endzustand hinzuaddiert.

Abbildung 5.15 b) zeigt die Energieverteilung des hadronischen Endzustandes (der in diesem Fall nur aus Elektronen besteht) mit einer generierten Energie von $E_{gen} = 5$ GeV. Es sind zwei Gauß-Verteilungen zu erkennen, eine mit einem Mittelwert von $E_{rek} \approx 5$ GeV und eine weitere mit Mittelwert $E_{rek} \approx 6.5$ GeV. Die linke Verteilung beschreibt die korrekt identifizierten Elektronen. Die rechte beschreibt die als Hadronen identifizierten Cluster. Bereits hier ist zu erkennen, dass Gheisha1 weniger Elektronen falsch identifiziert als Gheisha2 und Calor. Ein Gauß-Fit über die gesamte Verteilung liefert aber weiterhin für alle Simulationsprogramme den gleichen Mittelwert.

Abbildung 5.15 c) zeigt die Energieverteilung des hadronischen Endzustandes für eine generierte Energie von $E_{gen} = 6$ GeV. Die Darstellung der Cluster (hier nicht gezeigt) liefert das gleiche Muster wie Abbildung 5.15 a). Es sind ebenfalls zwei Verteilungen zu erkennen, allerdings ist die Anzahl der Einträge rapide gesunken. Die rechte Verteilung enthält die als Hadron identifizierte Teilchen, die linke Verteilung beschreibt nicht identifizierte Elektronen. Die Energie- und Winkelinformationen der korrekt identifizierten Elektronen ist leer beziehungsweise gleich Null. Warum der Algorithmus, der die Cluster zum hadronischen Endzustand zusammenfasst, die meisten der Elektronen aus den Clustern nicht identifiziert, konnte nicht geklärt werden. Das plötzliche Verwerfen von Elektronen

ab einer bestimmten Energie ändert sich mit dem Winkel θ , wie die Abbildungen 5.12 bis Abbildungen 5.14 zeigen.

Die Verteilung der nicht rekonstruierten Elektronen hat für Gheisha2 und Calor eine vergleichbare Höhe wie die Verteilung der als Hadronen identifizierten Elektronen. Ein Gauß-Fit durch diese Verteilungen liefert für Gheisha1 weiterhin einen Wert von $E_{rek} \approx 5$ GeV, während sich für Gheisha2 und Calor ein Mittelwert aus den beiden Verteilungen ergibt.

Damit zeigt sich, dass die in dieser Arbeit verwendete Energie des Variable des hadronischen Endzustandes nicht für die Betrachtung von einzelnen simulierten Elektronen geeignet ist.

Trotzdem wurde dieses Verhalten für eine Änderung von Gheisha1 zu Gheisha2 nicht erwartet und muss weiter untersucht werden.

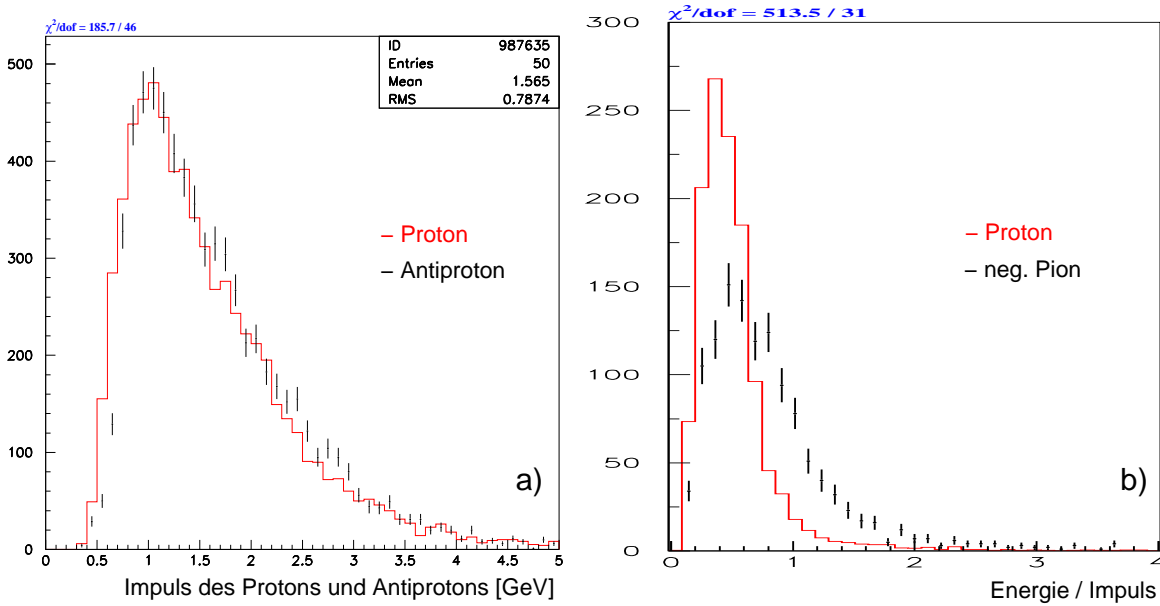


Abbildung 5.16: a) Impuls-Spektrum eines Protons (rote Linie) aus dem Zerfall eines Λ^0 -Baryons und Impuls-Spektrum eines Antiprotons (schwarze Punkte) aus dem Zerfall eines $\bar{\Lambda}^0$ -Baryons. b) E/p eines Protons (rote Linie) und eines negativ geladenen Pions (schwarze Punkte) [65].

5.5 Vergleich der simulierten Hadronen mit Λ^0 -Baryonen

Ein Vergleich der verschiedenen Simulationen untereinander ermöglicht nur bedingt eine Aussage über die Fähigkeit der Simulation, die Daten zu beschreiben. Da für Daten keine

generierte Energie vorliegt, muss der Vergleich durch eine andere Variable geschehen. Diese muss eine gut messbare Größe sein. Eine Möglichkeit bietet der Zerfall schwerer Baryonen und Mesonen. In der inelastischen ep -Streuung werden zum Beispiel Λ^0 -Baryonen erzeugt. Das Λ^0 -Baryon hat eine Masse von $m = (1115.683 \pm 0.006) \text{ MeV}$ und eine Lebensdauer $\tau = (2.632 \pm 0.020) \cdot 10^{-10} \text{ s}$. Seine mittlere Reichweite im Detektor ist somit $c\tau = 7.89 \text{ cm}$ [13], das heißt, das Λ^0 zerfällt deutlich vor dem LAr. Es zerfällt zu $(63.9 \pm 0.5)\%$ in ein Proton und ein negativ geladenes Pion. Durch die Massen der beim Zerfall entstehenden Teilchen ergibt sich für das Proton ein Impuls von etwa 1 GeV. Das Impuls-Spektrum der Protonen ist in Abbildung 5.16 a) gezeigt. Ebenfalls eingetragen ist das Spektrum eines Antiprotons aus dem Zerfall des Λ^0 -Baryons, dieser Zerfall wird aber nicht weiter betrachtet.

Der Impuls des Protons und des Pions wird mit den Spurkammern gemessen, die eine gute Auflösung für Impulse dieser Größenordnung besitzen, wohingegen die Energie der Teilchen im Kalorimeter nur sehr ungenau gemessen wird.

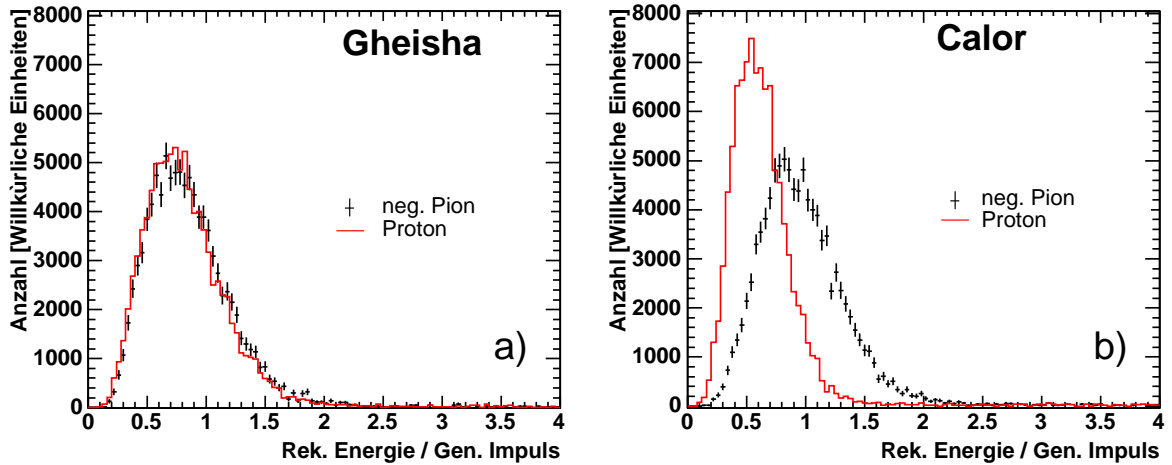


Abbildung 5.17: E_{rek}/p_{gen} von simulierten Protonen und negativ geladenen Pionen a) für Gheisha2 und b) für Calor. Die generierte Energie beträgt jeweils $E_{gen} = 1 \text{ GeV}$.

Abbildung 5.16 b) zeigt den Quotienten E_{gem}/p_{gem} der gemessenen Energie E_{gem} zu dem Impuls p_{gem} der Zerfallsteilchen für Protonen und negativ geladene Pionen auf der elektromagnetischen Skala [65]. Für Pionen wird aufgrund ihrer geringeren Masse ein Quotient von $E_{gem}/p_{gem} \leq 1 \text{ GeV}$ erwartet, da im Kalorimeter die kinetische Energie der Teilchen gemessen wird und diese kleiner als der Impuls ist. Bei gleichem Impuls ist die gemessene Energie E_{gem} für Pionen daher größer als für Protonen. Für diese ergibt sich aufgrund der größeren Masse ein kleinerer Wert. Die Verteilungen sind entsprechend der Ungenauigkeiten der Messung verschmiert. Als Vergleichswert werden Pionen und Protonen mit einer Energie $E_{gen} = 1 \text{ GeV}$ unter dem Winkel $\theta = 90^\circ$ simuliert und der Quotient

E_{rek}/p_{gen} gebildet. Abbildung 5.17 zeigt diesen Quotienten auf der elektromagnetischen Skala.

Die simulierten Ereignisse besitzen aufgrund der gegebenen generierten Energie einen festen Wert für den generierten Impuls, siehe Tabelle 5.1, und zeigen eine Verteilung für die rekonstruierte Energie auf. Die Daten dagegen weisen sowohl für den gemessenen Impuls als auch für die gemessene Energie Verteilungen auf. Die Impuls-Verteilung der Daten ist nicht gaußförmig, sondern besitzt einen Ausläufer zu höheren Energien. Diesen Ausläufer weist auch der Quotient E_{gem}/p_{gem} in Abbildung 5.16 b) auf.

Es ist deutlich zu erkennen, dass die Ergebnisse mit Gheisha1/2 in Abbildung 5.17 a) nicht den Erwartungen entsprechen. Die Verteilungen von Protonen und Pionen liegen hier übereinander, was aufgrund der unterschiedlichen Masse nicht zu erwarten war. Der Grund liegt darin, dass Pionen zwar mit geringerem Impuls generiert wurden, um die gleiche kinetische Energie E_{gen} zu erlangen. Die rekonstruierten Energien E_{rek} stellt sich aber als kleiner als E_{gen} heraus. Für Protonen glat der umgekehrte Fall, die rekonstruierte Energie E_{rek} war unter dem Winkel $\theta = 90^\circ$ größer als die generierte E_{gen} , so dass sich die beiden Kurven annähern.

Aus Zeitgründen konnte kein Protonenspektrum entsprechend Abbildung 5.16 erstellt werden, außerdem lag die Impulsverteilung der Pionen nicht vor. Deshalb wurde auf die schon simulierten und rekonstruierten Simulationsdaten mit festen Werte von $E_{gen} = 1 \text{ GeV}$ zurückgegriffen.

In diesem Abschnitt wurde gezeigt, dass Calor die Daten des Zerfallsteilchens besser beschreibt als Gheisha. Verteilung und Mittelwert der Protonen und Pionen entsprechen sowohl den Erwartungen als auch dem Spektrum des Quotienten E_{gem}/p_{gem} .

Zusammenfassung

Die Kinematik inelastischer ep -Streuung kann durch die Messung des hadronischen Endzustandes rekonstruiert werden. Allerdings ist es nur möglich einen Teil der Energie hadronischer Teilchen im nicht-kompensierenden H1-Flüssig-Argon-Kalorimeter zu messen. Deshalb werden Simulationsprogramme benutzt, die die Schauerentwicklung und den Energieverlust hadronischer Teilchen im Kalorimeter beschreiben. Durch die Resultate der Simulation lassen sich dann Rückschlüsse auf die gesamte Energie der Teilchen ziehen. So wird die Kinematik des Ereignisses möglichst genau bestimmt.

Die beiden Simulationsprogramme für hadronische Schauerbildung GHEISHA und CALOR wurden im Rahmen dieser Arbeit untersucht und miteinander verglichen. GHEISHA, das auf vereinfachten Modellannahmen basiert wird im H1-Experiment in der Detektorsimulationsumgebung verwendet. CALOR ist eine Sammlung vieler unterschiedlicher Programme für spezielle Energiebereiche und wurde bisher nicht eingesetzt. Durch die detaillierte Beschreibung der physikalischen Prozesse in CALOR wird erwartet, dass mit Nutzung von CALOR die Detektorsimulation und das Verständnis der hadronischen Schauerbildung verbessert werden kann. Die Detektorsimulation ist so an die Detektorrekonstruktion angepasst, mit der experimentell gemessene Daten aufgearbeitet werden, dass Daten und Ergebnisse der Simulation die bestmögliche Übereinstimmung zeigen.

Im Rahmen dieser Arbeit wurde CALOR in die Detektorsimulation integriert und kann nun alternativ zu GHEISHA benutzt werden. Beide Simulationsprogramme wurden systematisch getestet und miteinander für verschiedene Energien und Winkelbereiche verglichen. Das geschah, indem einzelne hadronische Teilchen (Inline-Events) erzeugt, durch den Detektor verfolgt und deren Energiedepositionen im Kalorimeter simuliert wurden. Die rekonstruierten Energien wurden mit den generierten Energien verglichen und die Energiedifferenz untersucht. Wie erwartet zeigten sich grundlegende Unterschiede in der Energieverteilung der rekonstruierten Ereignisse bei gleicher generierter Energie. Die rekonstruierte Energie lag bei der Simulation mit CALOR für Pionen (für Protonen) oberhalb (unterhalb) der rekonstruierten Energie der Simulation mit GHEISHA.

In den Bereichen des Detektors, in denen experimentell gemessene Daten mit hoher Statistik vorliegen, konnte die Simulation mit GHEISHA gut an die Rekonstruktion angepasst werden. In diesem Bereich entspricht die rekonstruierte Energie der generierten Energie in GHEISHA. Die Simulation mit CALOR liefert in diesem Fall zu wenig rekonstruierte Energie.

In den Bereichen, in denen weniger Statistik vorliegt, wird nach Simulation mit GHEISHA zu viel Energie rekonstruiert. Die rekonstruierte Energie der Simulation mit CALOR liefert hier bessere Werte.

Da der Vergleich der Simulationen untereinander wenig aussagekräftig ist, wurde der Zerfall von experimentell gemessenen Λ^0 -Baryonen in ein Proton und ein Pion untersucht. Der Impuls der beiden Zerfallsteilchen kann mit den Spurkammern des Detektors sehr genau gemessen werden. Es wurden Teilchen mit vergleichbarem Impuls simuliert. Ein Vergleich der gemessenen Energien in Abhängigkeit des Impulses für Daten und Simulation gibt somit Aufschluss über die Qualität der Simulation.

Es wurde gezeigt, dass CALOR den Zerfall besser beschreiben kann als GHEISHA. Es muss nun herausgefunden werden, ob mit CALOR im H1-Experiment eine Verbesserung der Rekonstruktion in allen Bereichen des Detektors erzielt werden kann, wenn die Rekonstruktion nicht an GHEISHA, sondern an CALOR angepasst wird.

Literaturverzeichnis

- [1] S.L. Glashow, *Partial-symetries of weak interactions*, Nucl. Phys. **22** (1961) 579
- [2] S. Weinberg, *A model of leptons*, Phys. Rev. Lett. **19** (1967) 1264
- [3] A. Salam, *Gauge unification of fundamental forces*, Rev. Mod. Phys. **52** (1980) 525
- [4] H. Fritzsch, M. Gell-Mann, H. Leutwyler, *Advantages of the color octet gluon picture*, Phys. Lett. **47B** (1973) 365
- [5] R.P. Feynman, *Very high-energy collisions of hadrons*, Phys. Rev. Lett. **23** (1969) 1415
- [6] J.D. Björken, E.A. Paschos, *Inelastic Electron-Proton and Gamma-Proton Scattering and the Structure of the Nucleon*, Phys. Rev. **185** (1969) 1975
- [7] W. Heisenberg, *Über den anschaulichen Inhalt der quantentheoretischen Kinematik und Mechanik*, Z. Phys. **43** (1927) 172
- [8] A. Glazov, *Measurement of the Proton Structure Functions $F_2(x, Q^2)$ and $FL(X, Q^2)$ with the H1 Detector at HERA*, Dissertation Humboldt-Univ. Berlin (1998), H1-Thesis 116
- [9] J. Spiekermann, *Nachweis von π -Mesonen in einem Flüssigargon-Kalorimeter: Modellrechnungen mit den Programmen GHEISHA und CALOR im Vergleich zu Teststrahlenden*, Diplomarbeit Univ. Dortmund (1994)
- [10] M. Korn, *Untersuchungen zur Messung der Energie von Elektronen und geladenen Pionen mit dem Flüssigargon-Kalorimeter des Detektors H1*, Dissertation Univ. Dortmund (1994)
- [11] M. Hütte, *Nachweis elektromagnetischer Schauer in einem Flüssigargon-Kalorimeter: Vergleich von Meßdaten mit Modellrechnungen*, Diplomarbeit Univ. Dortmund (1994)
- [12] E. Segré, *Nuclei and Particles*, W.A. Benjamin Inc., Reading (1977)
- [13] S. Eidelman *et al.*, Phys. Lett. **B 592** (2004) 1
- [14] D. Wegener, *Teilchendetektoren*, Skript zur Vorlesung, Univ. Dortmund (2001)

- [15] C. Adam, *Parametrisierte Simulation hadronischer Schauer für das H1-Kalorimeter im Vergleich mit CERN-Testdaten*, Diplomarbeit, Univ. Hamburg (1991)
- [16] R.M. Barnett *et al.*, *Review of Particle Properties*, Phys. Rev. D **54** (1996) 1
- [17] U. Amaldi, *Fluctuations in Calorimetry Measurements*, Phys. Scr. bf 23 (1981) 409
- [18] K. Ott, *Die Einzelprozesse der Elektronen und Lichtquanten*, in W. Heisenberg (Hrsg.), *Kosmische Strahlung*, Springer-Verlag, Berlin (1953)
- [19] W.R. Nelson *et al.*, *The EGS4 Code System*, SLAC-**265** (1985) 12
- [20] E. Longo, I. Sestili, *Monte-Carlo-Calculations of Photon-Initiated Electromagnetic Showers in Lead Glass*, Nucl. Inst. Meth. **28** (1975) 283
- [21] T. Yuda, *Electron-Induced Cascade Showers in Inhomogeneous Media*, Nucl. Inst. Meth. **73** (1969) 301
- [22] G. Molière, *Theorie der Streuung schneller, geladener Teilchen*, Z. Naturforsch. **2a**, 133 (1947), Z. Naturforsch. **3a** (1948) 78
- [23] G.A. Akopdjanov *et al.*, *Determination of Photon Coordinates in a Hodoscope Cerenkov Spectrometer*, Nucl. Inst. Meth. **140** (1977) 441
- [24] R.M. Sternheimer, *The Density Effect for the Ionisation Loss in Various Materials*, Phys. Rev. **88** (1952) 851
- [25] D.R. Nygren, J.N. Marx, *The Time Projection Chamber*, Phys. Today **31** (1978) 46
- [26] R. Wigmans, *Calorimetry: Energy Measurement in Particle Physics*, Clarendon, Oxford (2000)
- [27] C. Leroy, P.-G. Rancoita, Rep. Prog. Phys. **63** (2000) 505
- [28] H. Brückmann *et al.*, *Hadron sampling calorimetry. A puzzle of physics*, Nucl. Inst. Meth. A **263** (1988) 136
- [29] M. Höppner, *Anwendung neuronaler Netze in der Analyse hadronischer Schauer in feinsegmentierten Flüssigargon-Kalorimetern*, Dissertation Univ. Dortmund (1997), H1 Thesis 139
- [30] T.A. Gabriel *et al.*, *Energy Dependence of Hadronic Activity*, Nucl. Inst. Meth. A **338** (1994) 336
- [31] C. Fabjan, R. Wigmans, *Energy measurement of elementary particles*, Rept. Prog. Phys. **52** (1989) 1519

- [32] M. Holder *et al.*, *Performance of a magnetized total absorbing calorimeter between 15 GeV and 140 GeV*, Nucl. Inst. Meth. **151** (1978) 69
- [33] D. Wegener, *Hadronenkalorimeter - Entwicklung und Anwendung*, Phys. Bl. **45** (1989) 358
- [34] C.W. Fabjan, *Calorimetry in High-Energy Physics*, in T. Ferbel (ed.), *Proceedings of the third NATO Advanced Study Institute on Techniques and Concepts of High-Energy Physics III*, NATO ASI Series B, Phys. Vol. 128, New York (1985)
- [35] [ZEUS-Collaboration], U. Holm *et al.*, *The ZEUS Detector. Status Report*, DESY (1993)
- [36] [D0-Collaboration], *The D0 Detector*, Nucl. Inst. Meth. A **338** (1994) 185
- [37] CERN Application Software Group, *GEANT - Detector Description and Simulation Tool*, CERN Program Library Long Writeup **W5013**, Genf (1994)
- [38] R. Brun *et al.*, *GEANT3*, CERN DD/EE/84-1 (1987)
- [39] H. Fesefeld, *The Simulation of Hadronic Showers - Physics and Applications*, PITHA 85/02, RWTH Aachen (1985)
- [40] P.A. Aarnio *et al.*, *FLUKA89 Users Guide*, Genf (1990)
- [41] T.A. Gabriel *et al.*, *CALOR: A Monte Carlo Program Package for the Design and Analysis of Calorimeter systems*, ORNL/TM-5619 (1977)
- [42] H. Fesefeld, *The e/h Ratio and Energy Resolution of Hadron Calorimeters*, PITHA 86/05, RWTH Aachen (1985)
- [43] H. Bertini *Intranuclear-Cascade Calculation of the secondary Nucleon Spectra from Nucleon-Nucleus Interactions in the Energy Range 340 to 2900 MeV and Comparisons with Experiment*, Phys. Rev. **188** (1969) 1711
- [44] T.A. Gabriel, *The High Energy Transport Code HETC*, Oak Ridge National Laboratory, ORNL/TM-9727 (1985)
- [45] S. Ritter, *Monte Carlo code BAMJET to simulate the fragmentation of quark and diquark jets*, Comp. Phys. Comm. **31** (1984) 393
- [46] S. Ritter, J. Ranft, *Simulation of quark jet fragmentation into mesons and baryons on the basis of a chain decay model*, Acta Phys. Pol. **B11** (1980) 259
- [47] J.O. Johnson, T.A. Gabriel, *A User's Guide to MICAP: A Monte Carlo Ionization Chamber analysis Package*, Oak Ridge National Laboratory, ORNL/TM-10340 (1988)

- [48] I. Abt *et al.* [H1 Collaboration], *The H1 Detector at HERA*, Nucl. Inst. Meth. A **386** (1997) 310
- [49] B. Andrieu *et al.* [H1 Collaboration], *The H1 Liquid Argon calorimeter system*, Nucl. Inst. Meth. A **336** (1993) 460
- [50] I. Abt *et al.* [H1 Collaboration], *The Tracking, Calorimeter and Muon Detectors of the H1 Experiment*, Nucl. Inst. Meth. A **386** (1997) 348
- [51] H. Henschel, R. Lahmann, *The backward silicon tracker of the H1 Experiment at HERA*, Nucl. Inst. Meth. A **453** (2000) 93
- [52] D. Pitzl *et al.*, *The H1 silicon vertex detector*, Nucl. Inst. Meth. A **454** (2000) 334
- [53] H1 SpaCal Group, R.-D. Appuhn *et al.*, *The H1 Lead/Scintillating-Fibre Calorimeter*, Nucl. Inst. Meth. A **386** (1993) 460
- [54] [H1 Collaboration], *A Fast Track Trigger with High Resolution for H1*, Phys. Res. Comm. 99/06, H1-Note H1-06/99-573 (1999)
- [55] N. Tobien, *Das Ansprechverhalten des H1-Flüssigargon-Kalorimeters auf niederenergetische Hadronen*, Diplomarbeit Univ. Hamburg (1996)
- [56] J. Kurzhöfer, *Untersuchungen zum einfluß von geometrischen Parametern und Materialeigenschaften auf die Auflösung der elektromagnetischen Kalorimeter FB2E und BBE des H1-Detektors*, Diplomarbeit Univ. Dortmund (1991)
- [57] H1 Calorimeter Group, *Electron/pion separation with the H1 LAr calorimeters*, Nucl. Inst. Meth. A **344** (1994) 492
- [58] C. Issever, *Entwicklung eines alternativen Gewichtungsverfahrens für das H1-Kalorimeter*, Diplomarbeit, Univ. Dortmund (1996)
- [59] C. Issever *et al.*, *An Improved Weighting Algorithm to Achieve Software Compensation in a Fine Grained LAr Calorimeter*, H1-Note H1-03/03-608 (2003)
- [60] H1 Calorimeter Group, *Beam tests and calibration of the H1 liquid argon calorimeter with electrons*, Nucl. Inst. Meth A **350** (1994) 57
- [61] J.P. Kubenka, *Untersuchungen zum hadronischen Endzustand in der tiefinelastischen Elektron-Proton-Streuung am HERA-Speicherring*, Dissertation, Tech. Univ. München (1994)
- [62] G.A. Schuler, H. Spiesberger in *Proceedings of the Workshop "Physics at HERA"*, Hamburg, 1991, DESY (1992) Vol. 3 p. 1419

- [63] H. Bethe, W. Heitler, Proc. Roy. Soc. A **146** (1934) 83
- [64] S. Egli *et al.* [H1 Collaboration], *H1SIM manual*, internal H1 report;
- [65] A. Glazov, *Persönliche Mitteilung*
- [66] R. Brun, F. Rademakers, *Root: An object orientiert data analysis framework.*, Nucl. Inst. Meth A **389** (1997) 81
- [67] G. Bernadi *et al.* [H1 Collaboration], *H1REC manual*, internal H1 report

Danksagung

Damals, im März 2005, da zeigten die Dortmunder Jungs, durch eine geschlossene Mannschaftsleitung und bisher nicht gekannten Siegeswillen, eine richtig engagierte Leistung und konnten ihre Reise nach Hamburg in letzter Minute noch mit einem Sieg abschließen; nachdem es zwischenzeitlich doch kurzzeitig nach einer unvermeidlichen Niederlage ausgesehen hatte. Das Spiel endete mit drei zu zwei Toren für Borussia Dortmund beim anderen Hamburger Verein, dem aus Stellingen.

Nach den Abgängen von Martin Windisch (RW Gartenstadt), Jürgen Naumann (SC Paderborn) und Rainer Stamen (Tokio FC) mussten Trainer H.-C. Schultz-Coulon und Co-Trainer K. Wacker auf drei kreative Kräfte verzichten.

Nachdem Präsidentin B. Wegener, Vorstandsvorsitzender B. Spaan, Schatzmeister W. Rhode, Managerin E. Lorenz und Sportdirektor M. Domke einstimmig grünes Licht für die Profiverträge der eigenen Nachwuchsstars gegeben hatten, präsentierte Teamchef D. Wegener gleich sechs neue Spieler für die Offensivabteilung, die vorne für ordentlich Furore sorgen sollten.

Für diese sehr offensiv eingestellte Truppe gab Trainer Schultz-Coulon das Ziel vor: Mindestens vorne zwei Tore, mit maximal einem Tor hinten.

Im Sturm versuchten sich Stephan und Jörg gegen das gewaltige Abwehrbollwerk der doch schon etwas in die Jahre gekommenen Hamburger Hintermannschaft und generierten ständig Unruhe vor dem Kasten der Hamburger.

Auf der linken Seite zogen Andreas und Dirk die Fäden. Mit frischen neuen Impulsen und technischen Raffinessen trieben sie immer wieder das Spielgeschehen schnell voran. Über rechts marschierten Jesko und Klaus und brachten immer wieder Gefahr vors gegnerische Tor.

Das Sextett, das in dieser Konstellation schon mehrere Jahrgänge durchlaufen hatte und eingespielt war hatte, es hier allerdings mit einem schwierigeren Gegner zu tun als in der Amateurliga, der immer wieder hart in die Zweikämpfe ging und sich als unangenehmer Gegner präsentierte.

Im Tor spielte weiterhin der erfahrene Christoph, direkt davor jetzt Andrea, die mit einigen mexikanischen Kunststückchen für Szenenapplaus sorgte. Auf der linken Abwehrseite stand mit Marc-Oliver ein echter Linksfuss in der Defensive, der Andreas zentral und Dirk über außen mit direkten Zuspielen versorgte. Über Links schickte Olaf die schnellen Jesko und Klaus immer wieder steil, während er hinten an der Seite von Andrea und Victor alles im Griff hatte.

Victor organisierte die Abwehr mit größter Ruhe und Gelassenheit, sorgte als Kapitän zentral vor der Abwehr für die nötigen Impulse nach vorne. Er schaltete und waltete vor

allen Dinge die rechte Abwehrseite und war für einige weit Bälle auf die doch oft in der Luft hängenden Sturmspitzen verantwortlich.

In der zweiten Halbzeit wurde Victor gegen Neuzugang Katja ausgewechselt, um sich für das kommende Champions-League-Spiel zu schonen. Katja ließ die rechte Seite nie aus den Augen, orientierte sich im Folgenden aber mehr nach links, da Andreas frühzeitig fertig war und sich mit Victor das Spiel entspannt von außen anschauen konnte. Für ihn kam Moritz in Spiel, der sich nach hinten zu Christoph gesellte, um das Ergebnis über die Zeit zu retten und erstaunlich schnell ins Spiel fand.

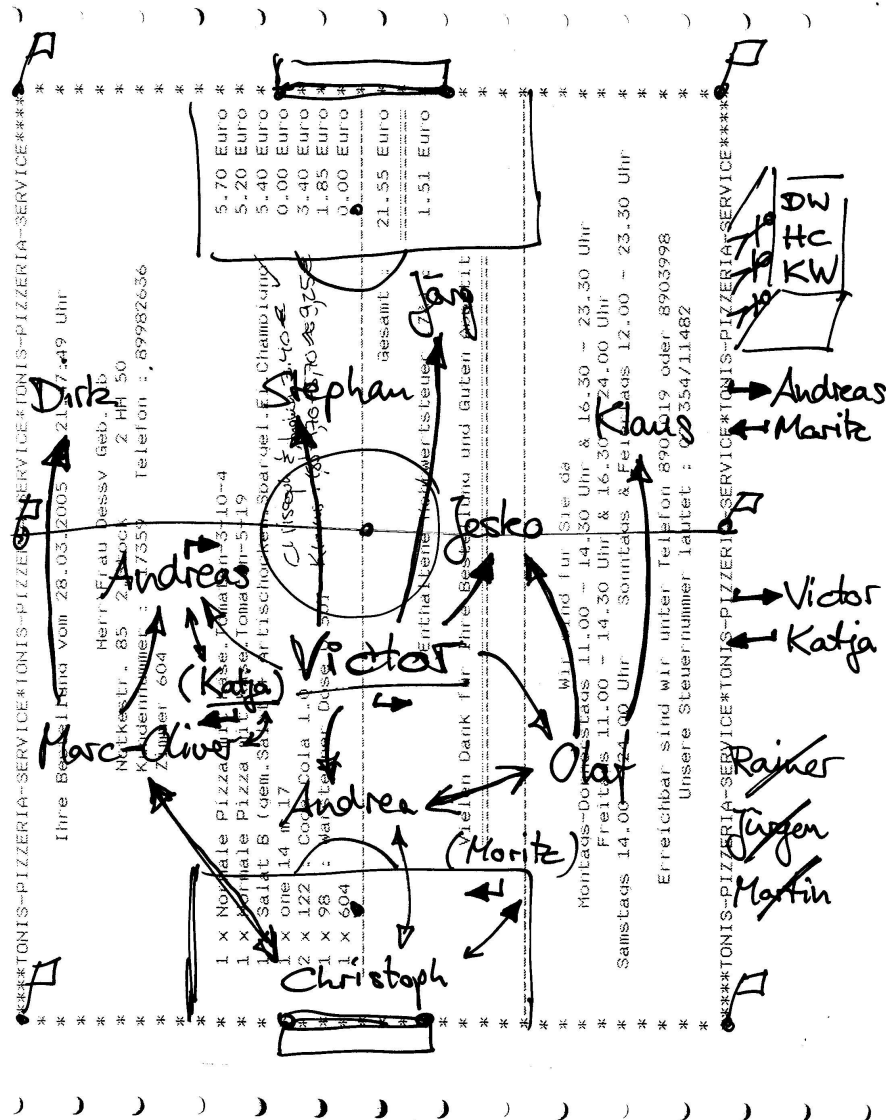


Abbildung 5.18: Der Große Plan: Vorne zwei Tore mit maximal einem Tor hinten.

Durch das frühe Führungstor glaubten die Dortmunder zu Beginn noch das Ergebnis ruhig nach Hause schaukeln zu können, doch kamen sie bei diesem schweren Auswärtsspiel in der zweiten Halbzeit nach zwischenzeitlichem Rückstand fast unter die Räder. Durch eine geschlossene Mannschaftsleistung und gegen Ende des Spiels mit immer mehr gelungenen Einzelaktionen und einer ordentlichen Schippe Glück konnte der Siegtreffer dann doch noch in der fünften Minute der Nachspielzeit erzielt werden.

Über den Sieg zeigten sich das Trainergespann und der Vereinsvorstand sehr glücklich. Die Zuschauer feierten ihre Helden, die bei diesem großartigen und spannenden Spiel mitgespielt hatten, bei dem es eigentlich ja keinen Verlierer gab.

Dortmund (3-1-6):

Christoph Wissing - Andrea Vargas-Trevino - Olaf Behrendt, Marc-Oliver Bönig - Victor Lendermann (ab 46. Katja Krüger) - Andreas W. Jung (ab 46. Moritz Karbach), Dirk Dodt, Jesko Merkel, Klaus Urban, Stephan Nies, Jörg Seehafer

Hamburg (4-4-2):

Jörg Gayler - Christopher van Eldik, Martin Bräuer, Michael Symalla, Oliver Hantschel - Roman Pöschl, Sasha Glazov, Matthias E. Janssen, Filip Tomasz - Lars Finke, Linus Lindfeld

Mein ganz besonderer Dank gilt Ihnen, Herr Professor Wegener. Sie waren durch Ihr Interesse und Ihre Vorschläge die größte Unterstützung in dieser Zeit für mich.

Ich danke meinen Eltern und Geschwistern, sowie Christoph und Marc-Oliver, die sich für meine Arbeit interessiert haben und sich trotz Wochenenden und Osterfeiertagen durch die Kapitel geschlagen und mir mit Rat und Tat zur Seite gestanden haben.

Weiter danke ich Herrn Rhode, der bereitwillig das Amt des Zweitgutachters übernommen hat und meinen Mitbewohnern, Andreas, Dirk, Jesko, Klaus, Moritz & Stephan.

Diese Arbeit wurde mit Mitteln des Bundesministeriums für Bildung & Forschung unter der Projektnummer 05H14BEA/6 gefördert.