

PITHA 92/37

November 1992

Optimierung von Simulationsrechnungen
hadronischer Schauer in einem
Flüssig-Argon-Kalorimeter

Andreas Wagener

III. Physikalisches Institut der Technischen Hochschule Aachen
D-5100 Aachen, Germany

PHYSIKALISCHE INSTITUTE
RWTH AACHEN
Sommerfeldstr.
51 AACHEN, GERMANY

Optimierung von Simulationsrechnungen
hadronischer Schauer in einem
Flüssig-Argon-Kalorimeter

von
Andreas Wagener

Diplomarbeit in Physik
vorgelegt der
Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät
der
Rheinisch-Westfälischen Technischen Hochschule Aachen

im November 1992

angefertigt am
III. Physikalischen Institut, Lehrstuhl B
Prof. Dr. G. Flügge

Abstract

The simulation of hadronic showers requires information of experimental data to compute cross sections and final states in hadron nucleus interactions. A comparison of pion test data of the H1 liquid argon calorimeter and the monte carlo program GHEISHA as implemented in GEANT3.14/16 is presented. Good agreement is achieved in the energy range from 5 to 80 GeV. At high energies (205 GeV) too many neutral pions with high x_F are produced in the simulation data. Therefore an improved version of GHEISHA was worked out and compared with the H1 test data. A better agreement at high pion energies could be achieved.

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	HERA und H1	3
2.1	HERA — ein Elektron-Proton Speicherring	3
2.2	Physik bei HERA	5
2.2.1	Kinematik der Elektron-Proton Streuung	5
2.2.2	Wirkungsquerschnitte und Strukturfunktionen	6
2.2.3	Schwere Quarks und neue Teilchen	8
2.3	Der H1-Detektor	9
2.4	Historische Randbemerkung	12
3	Kalorimetrie	13
3.1	Theorie der Schauerentwicklung	13
3.1.1	Elektromagnetische Schauer	13
3.1.2	Hadronische Schauer	22
3.2	Bauarten von Kalorimetern	25
3.2.1	Homogene und Sampling-Kalorimeter	25
3.2.2	Das H1-Kalorimeter	28
4	Simulationsrechnungen	33
4.1	Das Programmpaket GEANT	34
4.2	Das Programmpaket GHEISHA	39
4.2.1	Wirkungsquerschnitte der Hadron-Kern Streuung	40
4.2.2	Erzeugung der Endzustände	42

5	Optimierung von GHEISHA	47
5.1	Testexperimente am CERN	47
5.2	Simulationsrechnungen zum CERN-Test	50
5.3	Anpassung von GHEISHA bei hohen Teilchenenergien	55
5.3.1	Vergleich der Testdaten mit GHEISHA8	55
5.3.2	Vergleich mit modifizierter Version von GHEISHA	62
6	Zusammenfassung	71
A	Analyse von 30 GeV Pionen	73

Kapitel 1

Einleitung

Der amerikanische Physiker und Nobelpreisträger Richard P. Feynman antwortete auf die Frage, welche Aussage die meiste wissenschaftliche Information in den wenigsten Worten enthält:

„I believe it is the atomic hypothesis (or the atomic fact, or whatever you wish to call it) that all things are made of atoms — little particles that move around in perpetual motion, attracting each other when they are a little distance apart, but repelling upon being squeezed into one another.“

Gegen Ende des letzten Jahrhunderts war die Theorie der Atome noch stark umstritten. In den darauffolgenden Jahrzehnten aber hatte die Idee, das physikalische Verhalten aller Dinge durch die Wechselwirkungen von wenigen elementaren Bausteinen zu erklären, einen bahnbrechenden Erfolg in der Physik. Nach der Etablierung der Atomtheorie zeigte sich schon bald, daß Atome nicht strukturlos sind, sondern aus einer Hülle und einem winzigen Kern bestehen. Dies ergaben die Streuversuche von Rutherford. Später wurde klar, daß auch der Atomkern aus Konstituenten, den Protonen und Neutronen, aufgebaut ist. Das heutige Standardmodell der Elementarteilchenphysik beschreibt sämtliche Phänomene mit Hilfe von zwölf als elementar angesehenen Bausteinen (sechs Leptonen und sechs Quarks). Die zwischen diesen Bausteinen wirkenden Kräfte werden durch Austauschteilchen vermittelt. In diesem Modell ist der Kern eines Wasserstoffatoms (ein Proton) ein gebundener Zustand von drei Quarks.

Die Erforschung der Wechselwirkungen zwischen den Elementarteilchen geschieht durch Streuversuche ähnlich denen von Rutherford. Dabei sind für die Untersuchung immer kleinerer Strukturen immer höhere Teilchenenergien erforderlich. Die Ursache dafür findet sich in den Welleneigenschaften der Materie. Für eine möglichst gute Ortsauflösung ist eine kleine Wellenlänge des einfallenden Teilchens und damit nach der de Broglie'schen Beziehung ein großer Teilchenimpuls notwendig. Den experimentellen Zugang in diesen Energiebereich ermöglichen Elementarteilchenbeschleuniger. Bei den hochenergetischen Kollisionen entstehen Sekundärteilchen, deren Energie und Impuls in komplexen Detektoren gemessen werden. Die Energiemessung

(Kalorimetrie) beruht auf dem Prinzip, daß ein Teilchen mit hoher Energie in Materie einen Schauer aus niederenergetischen Teilchen erzeugt, deren Energie durch ihr Ionisationsvermögen bestimmt werden kann.

Zur Zeit sind in Europa zwei große Beschleuniger-Anlagen in Betrieb: der Elektron-Positron Speicherring LEP am Forschungszentrum CERN in Genf und der Elektron-Proton Speicherring HERA am Deutschen Elektronensynchrotron (DESY) in Hamburg.

Ein unentbehrliches Hilfsmittel beim Design eines modernen Teilchendetektors und bei der Analyse der aufgenommenen Daten sind Simulationsrechnungen. Sie beschreiben das Verhalten des Detektors beim Durchgang der erzeugten Sekundärteilchen. Bereits in der Planungsphase werden umfangreiche Computerberechnungen durchgeführt, die Aussagen über die Eigenschaften des Detektors erlauben. Bei den Simulationsrechnungen ist speziell die Beschreibung stark wechselwirkender Teilchen, die in Materie einen hadronischen Teilchenschauer induzieren, noch nicht ausgereift. Die zugrundeliegenden physikalischen Prozesse der inelastischen Hadron-Kern Streuung sind nicht aus elementaren Wechselwirkungen berechenbar. Daher ist in diesem Fall eine Anpassung der Simulationsrechnung an experimentelle Daten erforderlich.

Die vorliegende Diplomarbeit entstand im Rahmen des H1-Experiments am Elektron-Proton Speicherring HERA. In der Planungs- und Bauphase des H1-Experiments wurden Testdaten eines Flüssig-Argon Kalorimetermoduls mit Pion-Teilchenstrahlen gewonnen. Sie weisen zum ersten Mal auch bei hohen Energien eine gute Qualität und Statistik auf und eignen sich daher in besonderem Maße zur Anpassung eines Simulationsprogramms. Diese Arbeit befaßt sich mit der Optimierung von GHEISHA, einem Programm zur Simulation hadronischer Schauer.

Das H1-Experiment und die Physik bei HERA werden in Kapitel 2 vorgestellt. Kapitel 3 befaßt sich mit der Kalorimetrie und den theoretischen Grundlagen der Schauerentwicklung. In Kapitel 4 werden Simulationsrechnungen im allgemeinen und speziell der Aufbau von GHEISHA beschrieben. Einen Vergleich zwischen den experimentellen und den mittels GHEISHA simulierten Daten enthält Kapitel 5. Es wird gezeigt, daß die Übereinstimmung bei niedrigen Pionenenergien (5 bis 80 GeV) zufriedenstellend ist. Die Simulation hoher Energien (205 GeV) ergibt jedoch signifikante Abweichungen zwischen Testdaten und Monte-Carlo Rechnungen. Daher werden in dieser Arbeit zusätzliche Studien durchgeführt, um durch Veränderung geeigneter Simulationsparameter zu einer Optimierung zu gelangen.

Kapitel 2

HERA und H1

2.1 HERA — ein Elektron-Proton Speicherring

HERA steht für Hadron-Elektron-Ring-Anlage und ist weltweit der erste Elektron-Proton Speicherring. Er ging nach achtjähriger Planungs- und Bauzeit im Frühjahr 1992 am Deutschen Elektronen-Synchrotron (DESY) in Hamburg in Betrieb. Die Strahlenergien von 30 GeV für Elektronen und 820 GeV für Protonen ermöglichen bei der Kollision dieser Teilchen eine Schwerpunktsenergie von 314 GeV. Zum Vergleich: Bei einem Fixed-Target Experiment wäre für dieselbe Schwerpunktsenergie ein Elektronenstrahl mit einer Energie von 52 TeV notwendig. Der maximale Viererimpulsübertrag beträgt bei HERA $Q_{max}^2 = 10^5 \text{ GeV}^2$. Dies entspricht einer Ortsauflösung von 10^{-18} cm , mit der Elektronen und Quarks auf eine mögliche Substruktur hin untersucht werden können. Neben den Elektron-Proton Kollisionen gibt es die Option auf einen Positron-Proton Betrieb und die Möglichkeit, die Elektron/Positron-Strahlen bis zu 80 % longitudinal zu polarisieren.

Bild 2.1 zeigt den Aufbau des Speicherrings. In einem unterirdischen Tunnel mit 6,3 km Umfang laufen der Protonenstrahl und der Elektronenstrahl in getrennten Ringsystemen. Für die Protonen ist bei einer Energie von 820 GeV ein sehr starkes Magnetfeld von 4,65 T erforderlich, um die Teilchen auf einer Umlaufbahn zu halten. Dies wurde bei HERA mit Hilfe von neu entwickelten supraleitenden Magneten aus einer Niob-Titan Legierung erreicht, welche mit flüssigem Helium gekühlt werden. Die Strahlen können an vier Wechselwirkungspunkten zur Kollision gebracht werden. Vor und hinter diesen Wechselwirkungspunkten laufen die Teilchen auf einer geraden Teilstrecke des Rings. Zum Nachweis der Teilchenreaktionen sind zwei voneinander unabhängige Detektoren entwickelt und gebaut worden: der H1-Detektor in Halle Nord und der ZEUS-Detektor in Halle Süd. Als Injektionssystem für den HERA-Ring dienen das DESY-Synchrotron und der Speicherring PETRA, welcher die Elektronen bis auf 14 GeV und die Protonen bis auf 40 GeV vorbeschleunigt. Die Zeit zum Auffüllen eines jeden Rings beträgt 15 bis 20 Minuten. Die wichtigsten Konstruktionsmerkmale von HERA sind in Tabelle 2.1 zusammengefaßt. Eine ausführlichere Beschreibung des Speicherrings findet man zum Beispiel in [WOL86].

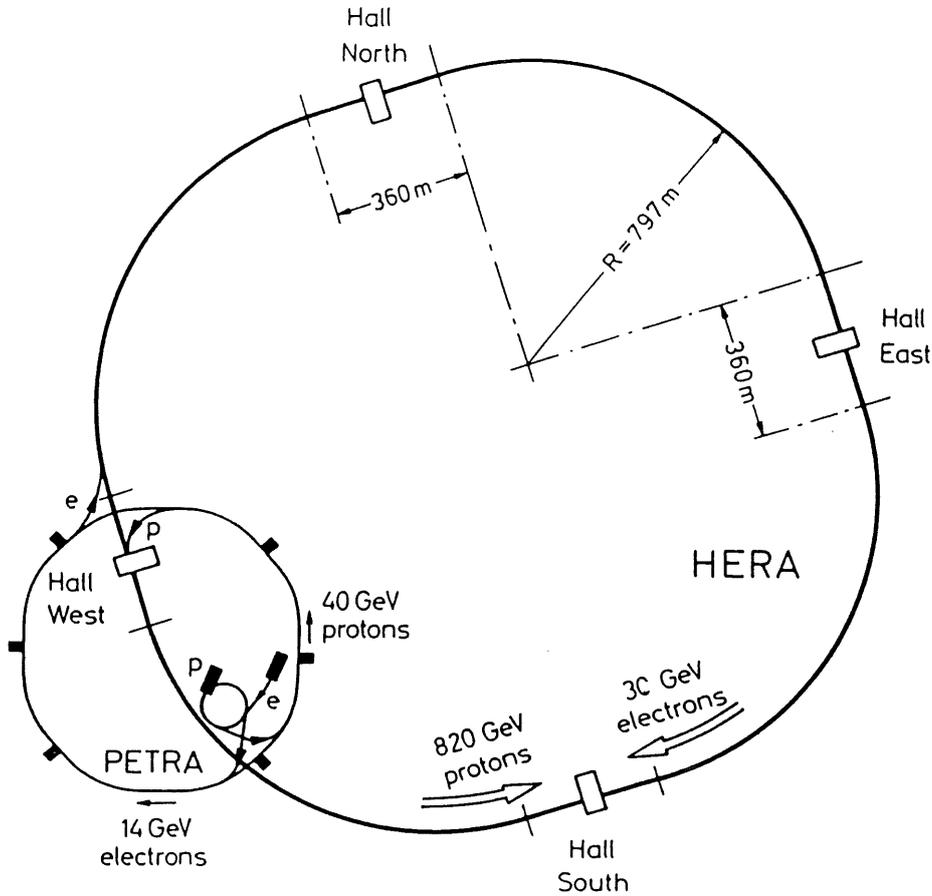


Abbildung 2.1: Der Speicherring HERA

Tabelle 2.1: Konstruktionsmerkmale von HERA

Energie des Protonenstrahls	820 GeV
Energie des Elektronenstrahls	30 GeV
Schwerpunktsenergie	314 GeV
Q_{max}^2	10^5 GeV^2
Luminosität	$1,5 \cdot 10^{31} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$
integrierte Luminosität pro Jahr	100 pb^{-1}
Umfang	6 336 m
Zahl der bunche	je 210
Zeit zwischen bunchcrossings	96 ns
Zahl der Wechselwirkungspunkte	4

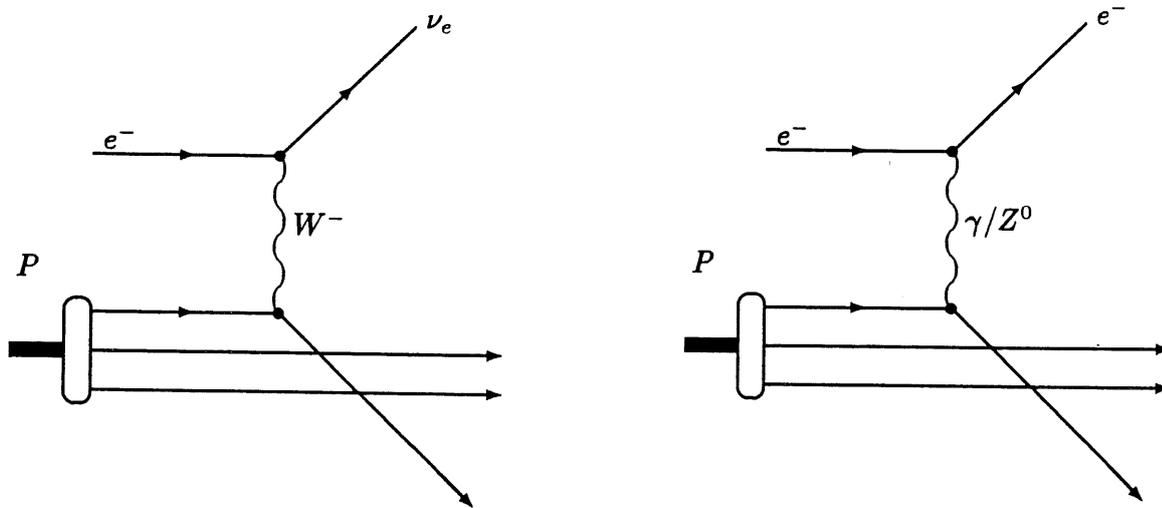


Abbildung 2.2: Charged Current und Neutral Current Events

2.2 Physik bei HERA

In diesem Abschnitt sollen kurz die physikalischen Grundlagen und die wichtigsten Forschungsschwerpunkte bei HERA vorgestellt werden. Für eine tiefergehende Darstellung sei hier auf die Literatur verwiesen [PRO87],[SAX91],[FEL92].

2.2.1 Kinematik der Elektron-Proton Streuung

Die Feynman-Diagramme führender Ordnung der tiefinelastischen Elektron-Proton Streuung sind in Bild 2.2 dargestellt. Je nach Ladung des ausgetauschten Bosons bezeichnet man die Ereignisse als Charged Current (CC) oder Neutral Current (NC) Events. Die Größen l , l' und P stehen für die Viererimpulse des einlaufenden und des auslaufenden Leptons sowie des einlaufenden Protons. q ist der Viererimpulsübertrag, den das Boson trägt.

Zur Beschreibung der Kinematik eines Ereignisses führt man folgende lorentz-invariante Variablen ein:

$$s \equiv (P + l)^2 \quad (2.1)$$

$$Q^2 \equiv -q^2 \quad (2.2)$$

$$x \equiv \frac{Q^2}{2Pq} \quad 0 \leq x \leq 1 \quad (2.3)$$

$$y \equiv \frac{Pq}{Pl} \quad 0 \leq y \leq 1 \quad (2.4)$$

Die Schwerpunktsenergie der Reaktion ist \sqrt{s} und beträgt bei HERA 314 GeV. Die Bjorken'sche Skalvariable x läßt sich im Quark-Parton Modell des Protons als Viererimpulsbruchteil des streuenden Quarks interpretieren. y gibt den Energieübertrag des Leptons im Laborsystem (d. h. im Ruhesystem des Protons) an. Bei konstantem s reichen zwei unabhängige Variablen zur Beschreibung eines Ereignisses aus. Üblicherweise wählt man dafür x und Q^2 . Zwischen diesen Größen gilt unter Vernachlässigung der Teilchenmassen die Relation:

$$Q^2 = sxy \quad (2.5)$$

Bei NC-Ereignissen kann man x und Q^2 aus der Energie des gestreuten Elektrons E'_e und aus dem Streuwinkel θ berechnen, falls das Elektron im Detektor nachgewiesen werden kann:

$$Q^2 = 4E_e E'_e \sin^2 \theta / 2 \quad (2.6)$$

$$y = 1 - \frac{E'_e}{E_e} \cos^2 \theta / 2 \quad (2.7)$$

$$x = Q^2 / sy \quad (2.8)$$

Bei einem CC-Ereignis ist die Rekonstruktion der Kinematik schwieriger, da hier das Neutrino im Endzustand nicht messbar ist. In diesem Fall muß der hadronische Endzustand ausgewertet werden. Ein dafür geeignetes Verfahren bietet die Jacquet-Blondel Methode an [SAX91].

Wie man aus der Beziehung $Q^2 = sxy$ sieht, kann Q^2 bei vorgegebenem x Werte zwischen 0 und sx annehmen. Bild 2.3 zeigt den bei HERA experimentell zugänglichen Bereich in der $x-Q^2$ Ebene. Dieser Abbildung ist zu entnehmen, daß gegenüber den bisherigen Fixed-Target Experimenten der Bereich für kleine x und für große Q^2 um jeweils etwa zwei Größenordnungen ausgedehnt werden kann.

2.2.2 Wirkungsquerschnitte und Strukturfunktionen

Eine der wichtigsten Aufgaben bei HERA ist die Bestimmung der Protonstrukturfunktionen. Sie lassen sich durch Messung der differentiellen Wirkungsquerschnitte für NC- und CC-Events bestimmen. Hier sei nur der Wirkungsquerschnitt für NC-Ereignisse erwähnt; er ist in führender Ordnung elektroschwacher Theorie:

$$\frac{d^2 \sigma_{NC}}{dx dQ^2} = \frac{4\pi\alpha^2}{xQ^4} \left[y^2 x F_1(x, Q^2) + (1-y) F_2(x, Q^2) + \left(y - \frac{y^2}{2} \right) x F_3(x, Q^2) \right] \quad (2.9)$$

F_1, F_2 und F_3 bezeichnen die Strukturfunktionen des Protons. Zwischen F_1 und F_2 gilt in guter Näherung die Callan-Gross Beziehung:

$$2xF_1 = F_2 \quad (2.10)$$

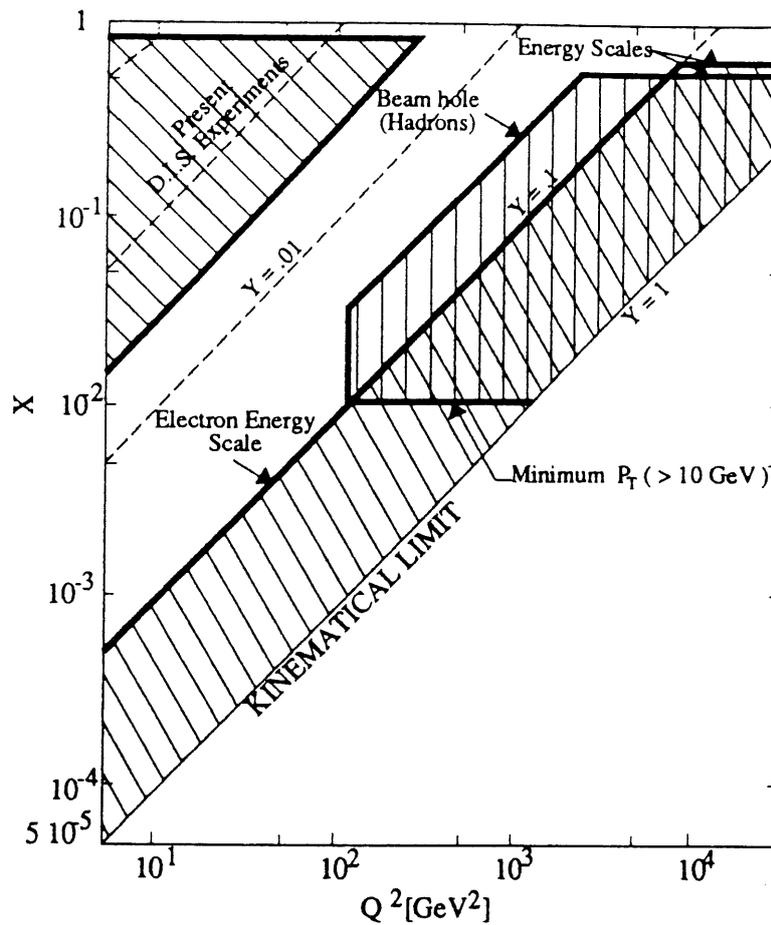


Abbildung 2.3: Bei HERA experimentell zugänglicher Bereich. Die durchgezogenen Linien umschließen die Gebiete, in denen die systematischen und statistischen Fehler bei einer integrierten Luminosität von 100 pb^{-1} unterhalb von 10 % liegen. [FEL92]

Berücksichtigt man auch QCD-Effekte, so muß diese Beziehung, besonders für kleine x , modifiziert werden. Man definiert daher die longitudinale Strukturfunktion:

$$F_L \equiv F_2 - 2xF_1 \quad (2.11)$$

Die Strukturfunktionen des Protons hängen von den Quarkverteilungen ab:

$$F_2(x, Q^2) = \sum_f A_f(Q^2) [xq_f(x, Q^2) + x\bar{q}_f(x, Q^2)] \quad (2.12)$$

$$xF_3(x, Q^2) = \sum_f B_f(Q^2) [xq_f(x, Q^2) - x\bar{q}_f(x, Q^2)] \quad (2.13)$$

Hier laufen die Summen über alle Flavours im Proton, und q_f (\bar{q}_f) gibt die Wahrscheinlichkeit an, im Proton ein Quark (Antiquark) mit dem Impulsbruchteil x zu

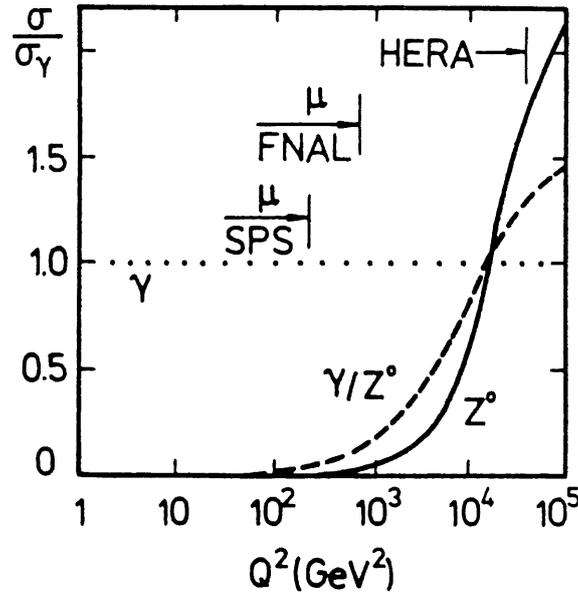


Abbildung 2.4: Relative Größe der Wirkungsquerschnitte bei NC-Ereignissen

finden. Die Koeffizienten A_f und B_f hängen nur von Q^2 ab und geben die Kopplungsstärke des Quarks an den neutralen Strom an. Bei kleinen Q^2 dominiert der γ -Austausch und es ist $A_f \approx e_f^2$ und $B_f \approx 0$ (e_f ist die elektrische Ladung des Quarks). Bei großen Werten von Q^2 werden der Z^0 -Austausch und der γ/Z^0 Interferenzterm wichtig. Wie man aus Bild 2.4 sieht, ist bei HERA ein Bereich zugänglich, in dem der Z^0 -Austausch sogar dominiert.

Die größten Wirkungsquerschnitte liegen jedoch bei kleinem Q^2 , d. h. das ausgetauschte Photon ist dann quasireell und trifft das Proton unter einem sehr kleinen Winkel. Die wichtigsten Prozesse der Photoproduktion sind $\gamma q \rightarrow \gamma q$, $\gamma q \rightarrow gq$ und $\gamma g \rightarrow q\bar{q}$. Ihre Auswertung verspricht Informationen über die Photon-Strukturfunktion und Tests der QCD-Vorhersagen.

2.2.3 Schwere Quarks und neue Teilchen

Als schwere Quarks bezeichnet man die charm-, bottom- und top- Quarks. Bei den heute geschätzten Werten für die Ruhemasse des t-Quarks ist seine Entdeckung bei HERA fast ausgeschlossen. Die derzeitige untere Massengrenze liegt bei 89 GeV und der am wahrscheinlichsten angesehene Bereich bei 150 ± 30 GeV [DAL92]. Analysen haben aber gezeigt, daß der Nachweis bei diesem Experiment nur bis zu einer maximalen Topquarkmasse von 70 GeV möglich ist [PRO87]. Jedoch ist HERA eine sprudelnde Quelle für c- und b-Quarks. Bei einer erwarteten Luminosität von 100 pb^{-1} pro Jahr entstehen etwa 10^8 $c\bar{c}$ Ereignisse und 10^6 $b\bar{b}$ Ereignisse. Den größten

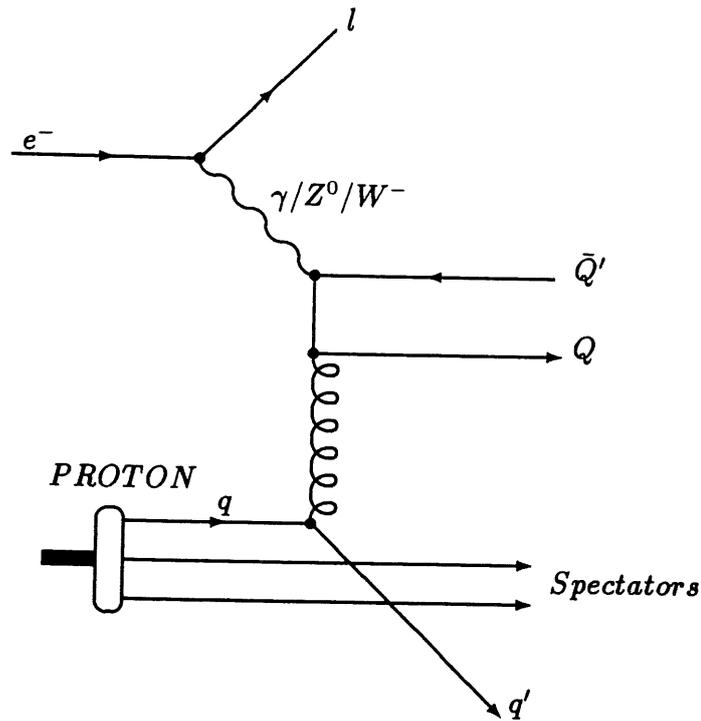


Abbildung 2.5: Feynmangraph der Boson-Gluon Fusion

Beitrag zum Wirkungsquerschnitt liefert dabei die Boson-Gluon Fusion (Bild 2.5). Im Mittelpunkt des Interesses stehen hier die Bestimmung der Gluonstrukturfunktion des Protons aus der Messung der inklusiven Produktionsrate von J/ψ und die Beobachtung von $B^0 - \bar{B}^0$ Oszillationen.

Ein weiteres wichtiges Forschungsgebiet bei HERA ist die Suche nach einer neuen, über das Standardmodell hinausgehenden Physik. Als vielversprechende Theorie hat sich in den letzten Jahren die Theorie der supersymmetrischen Teilchen (SUSY) erwiesen, die die Existenz neuer Teilchen, sogenannter Squarks und Sleptonen, vorhersagt. Tabelle 2.2 zeigt den Energiebereich, in dem HERA diese und mögliche andere neue Teilchen finden kann.

2.3 Der H1-Detektor

Der Nachweis und die genaue Rekonstruktion der Kollisionsprodukte zählen zu den schwierigsten Aufgaben der experimentellen Hochenergiephysik. Aufwendige Detektoren, die aus vielen Komponenten zusammengesetzt sind, müssen dafür gebaut werden. Eine zusammenfassende Darstellung darüber bietet [KLE87].

Tabelle 2.2: Nachweisschwellen für neue Teilchen bei HERA [SAX91]

neue Vektorbosonen	bis zu 800 GeV
angeregte Quarks und Leptonen	250 GeV
neue schwere Quarks und Leptonen	200 GeV
Leptoquarks	180 GeV
SUSY: Squarks und Sleptonen	160-180 GeV

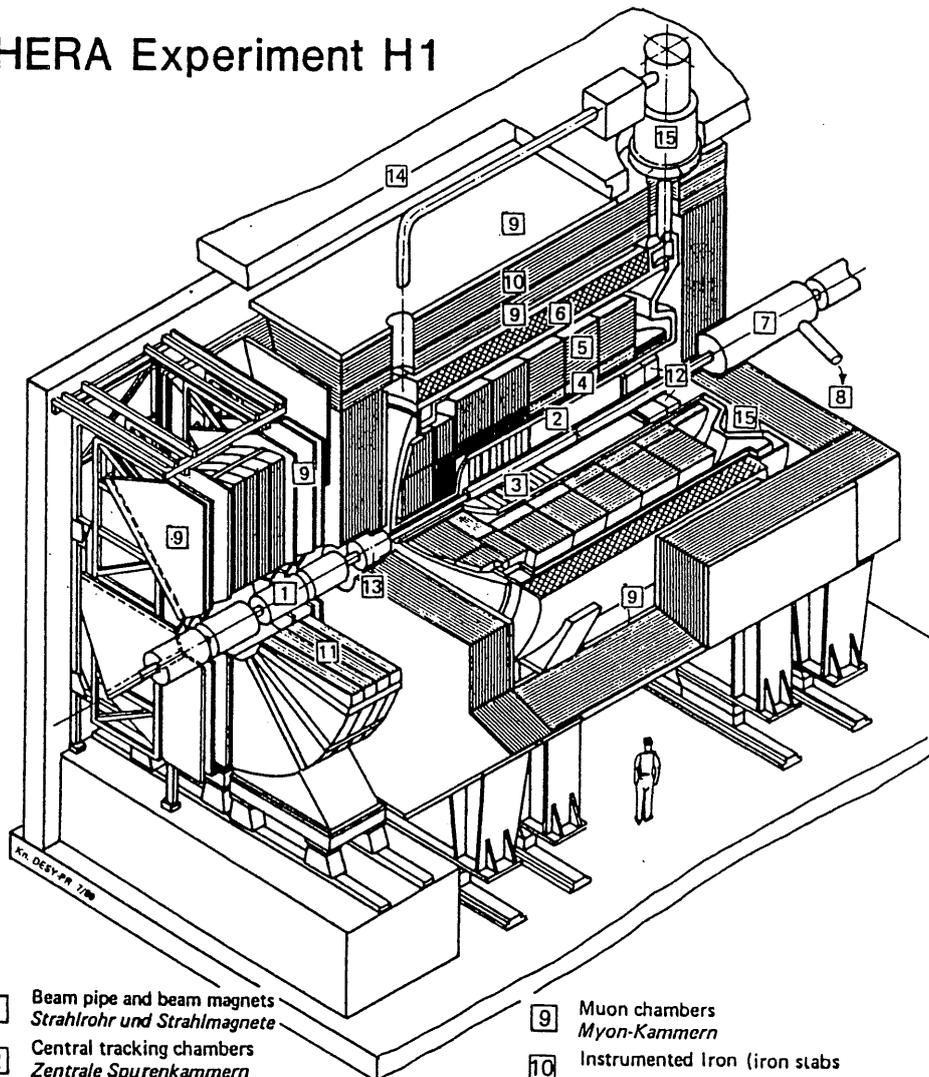
Ein Detektor, der auf das HERA-Experiment optimiert ist, sollte folgenden Anforderungen genügen:

- hohes Maß an Hermetizität des gesamten Detektors
- gute Energieauflösung, feine Granularität und stabile absolute Kalibration des Kalorimeters
- sehr gute Identifikation und Energiemessung für Elektronen und Myonen

Eine Übersicht über den H1-Detektor gibt Bild 2.6. Der asymmetrische Aufbau ist durch die bei HERA typische Ereignistopologie bedingt. Durch das unbalancierte Energieverhältnis der Stoßpartner haben die Kollisionsprodukte im allgemeinen eine große Impulskomponente in Richtung des einlaufenden Protons. Die Instrumentierung des Detektors ist daher in dieser Richtung besonders aufwendig. An die zentrale Spurenkammer (2) schließen sich nach vorne die Vorwärtsspurenkammern mit Übergangsstrahlungsmodulen (3) an. Sie erlauben eine sehr gute Impulsauflösung und Elektronenidentifikation. Das Flüssig-Argon Kalorimeter (4+5) wird ausführlich in Kapitel 3 beschrieben. Um möglichst den gesamten Raumwinkel abzudecken, ist nahe an der Strahlröhre in Vorwärtsrichtung ein Plug-Kalorimeter (13) und in Rückwärtsrichtung ein warmes elektromagnetisches Kalorimeter (12) angebracht. Das letztere ist besonders für Ereignisse mit kleinem x wichtig, da hier die Kollisionsprodukte vorwiegend in Elektronrichtung fliegen. Nach außen hin schließen sich eine supraleitende Spule (6), das instrumentierte Eisen (10), welches das Kalorimeter als Tailcatcher erweitert, und die Myonenkammern (9) an. Weitere Myonenkammern befinden sich vor dem Detektor, ergänzt durch einen Toroid-Magnet (11).

Eine ausführliche Beschreibung des Detektoraufbaus findet man in [TEC86] und in den Technical Progress Reports der Jahre 1987-90.

HERA Experiment H1



- | | | | |
|---|--|----|---|
| 1 | Beam pipe and beam magnets
<i>Strahlrohr und Strahlmagnete</i> | 9 | Muon chambers
<i>Myon-Kammern</i> |
| 2 | Central tracking chambers
<i>Zentrale Spurenkammern</i> | 10 | Instrumented Iron (iron slabs
+ streamer tube detectors)
<i>Instrumentiertes Eisen (Eisenplatten +
Streamerröhren-Detektoren)</i> |
| 3 | Forward tracking chambers and Transition radiators
<i>Vorwärtspurkammern und Übergangsstrahlungsmodul</i> | 11 | Muon toroid magnet
<i>Myon-Toroid-Magnet</i> |
| 4 | Electromagnetic Calorimeter (lead)
<i>Elektromagnetisches Kalorimeter (Blei)</i> | 12 | Warm electromagnetic calorimeter
<i>warmes elektromagnetisches Kalorimeter</i> |
| 5 | Hadronic Calorimeter (stainless steel)
<i>Hadronisches Kalorimeter (Edelstahl)</i> | 13 | Plug calorimeter (Cu, Si)
<i>Vorwärts-Kalorimeter</i> |
| 6 | Superconducting coil (1.2 T)
<i>Supraleitende Spule (1,2 T)</i> | 14 | Concrete shielding
<i>Betonabschirmung</i> |
| 7 | Compensating magnet
<i>Kompensationsmagnet</i> | 15 | Liquid Argon cryostat
<i>Flüssig Argon Kryostat</i> |
| 8 | Helium cryogenics
<i>Helium Kälteanlage</i> | | |

Abbildung 2.6: Der Aufbau des H1-Detektors [TEC89]

2.4 Historische Randbemerkung

Die Schwierigkeit bei der Erforschung immer kleinerer Strukturen und deren enger Zusammenhang mit der Kosmologie erkannte schon im 17. Jahrhundert der französische Mathematiker und Philosoph Blaise Pascal:

„Es ist natürlich, daß man sich für fähiger hält, an den Mittelpunkt der Dinge zu gelangen, als ihren Umfang zu umfassen, denn die sichtbare Ausdehnung der Welt übertrifft uns augenscheinlich; da wir es aber sind, die die winzigen Dinge übertreffen, halten wir uns für fähiger, sie zu besitzen, und doch ist die geforderte Fähigkeit, um das Nichts zu erreichen, um nichts geringer als die, die nötig ist, um bis zum All zu gelangen; in diesem und jenem Fall muß sie unendlich sein, und ich glaube, wer die letzten Gründe der Dinge verstanden hätte, der würde auch dahin gelangen können, das Unendliche zu begreifen; das eine hängt vom andern ab, und das eine führt zum andern. Diese äußersten Enden berühren sich und vereinigen sich allein durch ihr Getrenntsein, und sie finden sich wieder in Gott, und in Gott allein.“

Blaise Pascal, „Gedanken“

Kapitel 3

Kalorimetrie

Wie in Kapitel 2 beschrieben, können im Fall von NC-Ereignissen die kinematischen Variablen x und Q^2 allein aus der Energie und dem Ablenkwinkel des gestreuten Elektrons bestimmt werden. Bei CC-Ereignissen muß hingegen zur Rekonstruktion der Kinematik die Information des hadronischen Endzustands herangezogen werden. In beiden Fällen ist die Kalorimeterinformation entscheidend für die Qualität der Ergebnisse. Im H1-Detektor entstehen oft hohe hadronische Energieeinträge im Vorwärtsbereich des Kalorimeters. Daher ist ein Verständnis hadronischer Schauer und deren möglichst gute Simulation speziell bei hohen Energien für dieses Experiment sehr wichtig.

3.1 Theorie der Schauerentwicklung

Der Begriff „Kalorimetrie“ kommt ursprünglich aus der Wärmelehre und bezeichnet eine Meßmethode zur Bestimmung von spezifischen Wärmekapazitäten. In der Elementarteilchenphysik bedeutet Kalorimetrie die Energiemessung von Teilchen und Teilchenjets. Dabei wird die Energie des einfallenden Teilchens durch Aufschauern im Kalorimeter auf viele niederenergetische Sekundärteilchen verteilt und durch deren Ionisationsvermögen einer Messung zugänglich gemacht. Je nach Art des induzierenden Teilchens unterscheidet man elektromagnetische und hadronische Schauer, welche im Folgenden genauer beschrieben werden.

3.1.1 Elektromagnetische Schauer

Elektromagnetische Schauer werden durch hochenergetische Elektronen, Positronen und Photonen induziert. Um den Mechanismus der Schauerentwicklung zu beschreiben, ist zunächst eine Betrachtung der Wechselwirkung dieser Teilchen mit Materie notwendig. Soweit nicht anders erwähnt, sind alle in diesem Kapitel verwendeten Formeln aus [KLE87] oder aus [PDG90] entnommen.

Elektronen/Positronen

Durchquert ein elektrisch geladenes Teilchen ein homogenes Material, so ist die Art der Wechselwirkung von der Energie dieses Teilchens abhängig. Bei niedrigen Teilchenenergien dominiert der Energieverlust durch Ionisation. Die Bethe-Bloch Formel gibt eine gute Näherung für den mittleren Energieverlust durch Ionisation für ein geladenes Teilchen an:

$$-\left(\frac{dE}{dx}\right)_{ion} = \frac{4\pi N_A r_e^2 m_e c^2 z^2 Z}{A\beta^2} \left[\ln \frac{2m_e c^2 \beta^2}{I(1-\beta^2)} - \beta^2 \right] \quad (3.1)$$

x Massenbelegung in g/cm^2

N_A Avogadrokonstante

r_e klassischer Elektronenradius

m_e Elektronenmasse

ze Ladung des Teilchens

βc Geschwindigkeit des Teilchens

Z Ordnungszahl des Materials

A Molmasse des Materials

I effektives Ionisationspotential des Materials

Das effektive Ionisationspotential ist angenähert $16 Z^{0.9}$ eV [PDG90]. Der Energieverlust hängt bei gegebener Teilchenladung nur von der Geschwindigkeit ab. Als Funktion von β fällt $|dE/dx|$ zunächst wie β^{-2} ab, durchläuft bei $\beta\gamma = p/mc \approx 4$ ein Minimum, um schließlich bei relativistischen Teilchenenergien wieder anzusteigen und asymptotisch einem Grenzwert zuzustreben. Bild 3.1 zeigt den auf das Minimum normierten Verlauf von $|dE/dx|$ am Beispiel eines Argon-Methan(5%) Gemisches. Teilchen, deren Energieverlust gerade dem Minimum dieser Kurve entspricht, werden als *minimal ionisierende Teilchen* (MIPs für minimum ionizing particles) bezeichnet. Kosmische Myonen kommen in ihrem Verhalten den MIPs sehr nahe.

Bei hochenergetischen Elektronen und Positronen wird der Energieverlust in Materie durch Bremsstrahlung dominiert. Es gilt:

$$-\left(\frac{dE}{dx}\right)_{brems} = \frac{4\alpha N_A Z^2 r_e^2 E}{A} \ln \frac{183}{Z^{1/3}} \quad (3.2)$$

x Massenbelegung in g/cm^2

N_A Avogadrokonstante

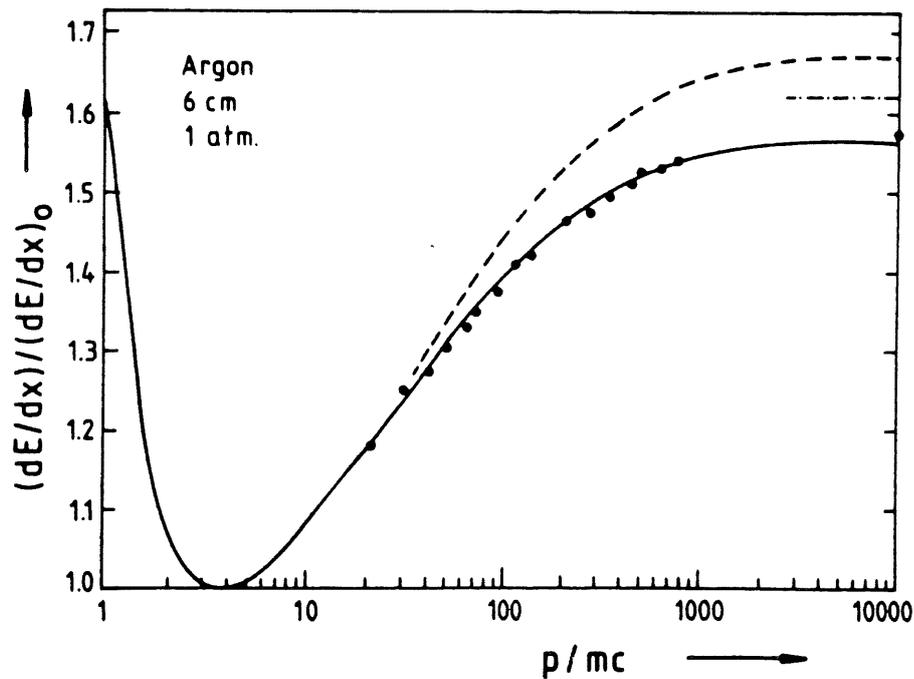


Abbildung 3.1: Energieverlust durch Ionisation: Meßpunkte und verschiedene Modellrechnungen. [KLE87]

r_e klassischer Elektronenradius

α Feinstrukturkonstante

E Teilchenenergie

Z Ordnungszahl des Materials

A Molmasse des Materials

Definiert man die materialabhängige Größe

$$\frac{1}{X_0} \equiv \frac{4\alpha N_A Z^2 r_e^2}{A} \ln \frac{183}{Z^{1/3}}, \quad (3.3)$$

so entsteht damit die einfache Beziehung

$$-\left(\frac{dE}{dx}\right)_{\text{brems}} = \frac{E}{X_0} \quad (3.4)$$

oder

$$E(x) = E_0 e^{-x/X_0}. \quad (3.5)$$

Tabelle 3.1: Strahlungslängen und kritische Energien [KLE87]

Material	X_0 [g/cm ²]	X_0 [cm]	E_C [MeV]
Aluminium	24	8,9	47
Argon (flüssig)	20	14,3	35
Eisen	13,8	1,75	24
Blei	6,3	0,56	6,9
Bleiglas SF 5	9,6	-	11,8
NaJ(Tl)	9,5	2,59	12,5
BGO	8,0	1,13	10,5

Die mittlere Energie eines Elektronenstrahls, dessen Energieverlust durch Bremsstrahlung bestimmt wird, sinkt demzufolge bei Durchquerung einer Materieschicht der Massenbelegung $x = X_0$ auf den e -ten Teil ab. Man nennt X_0 *Strahlungslänge* des Materials.

Der Energiewert des Elektrons, bei dem die Verluste durch Ionisation und durch Bremsstrahlung gerade gleich groß sind, heißt kritische Energie E_C . Angenähert gilt:

$$E_C \approx \frac{580 \text{ MeV}}{Z} \quad (3.6)$$

Neben Ionisation und Bremsstrahlung gibt es noch weitere mögliche Prozesse, zum Beispiel Annihilation des Positrons und elastische Streuung. Diese sind aber für die Schauerentwicklung von untergeordneter Bedeutung. Tabelle 3.1 enthält Strahlungslängen und kritische Energien für einige Materialien. Die Kenntnis dieser Größen ist bei der Planung eines Kalorimeters wichtig. Der Energieverlust für Elektronen und Positronen in Materie ist in Bild 3.2 am Beispiel des Elements Blei dargestellt. Hier ist deutlich die Dominanz der Bremsstrahlung für Teilchenenergien oberhalb von etwa 8 MeV und die der Ionisation für kleinere Energien zu erkennen.

Photonen

Trifft ein Photonenstrahl der Intensität I_0 auf eine Materieschicht der Massenbelegung x , so ist die aus der Schicht austretende Intensität:

$$I(x) = I_0 e^{-\mu x} \quad (3.7)$$

Dabei ist μ der Massenabsorptionskoeffizient des Materials. Er setzt sich im wesentlichen aus drei Beiträgen zusammen: Bei Photonenergien unterhalb von 100 keV dominiert der Photoeffekt, bei Energien um 1 MeV der Comptoneffekt, und bei

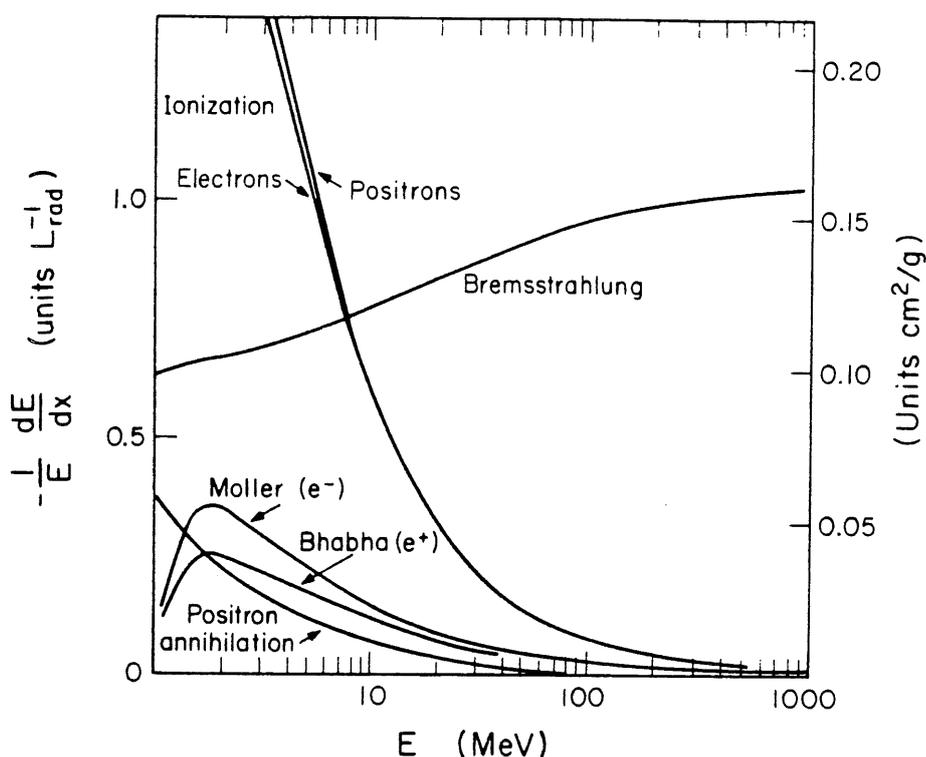


Abbildung 3.2: Energieverlust für Elektronen und Positronen in Blei [PDG90]

Energien über 2 MeV überwiegt der Anteil der Paarbildung. Der Massenabsorptionskoeffizient hängt über die Beziehung $\mu = \sigma N_A/A$ mit dem totalen Wirkungsquerschnitt für Photonabsorption zusammen, wobei N_A die Avogadrokonstante und A die Molmasse des Materials ist. Die Wirkungsquerschnitte für die einzelnen Prozesse addieren sich:

$$\sigma = \sigma_{Ph} + \sigma_C + \sigma_{Pa} \quad (3.8)$$

1. Photoeffekt

Falls die Photonenenergie größer als die Bindungsenergie der K-Schale des Materials ist, so ist der Wirkungsquerschnitt für Photoeffekt näherungsweise:

$$\sigma_{Ph} = \frac{32\pi}{3} \sqrt{2} Z^5 \alpha^4 \frac{1}{\epsilon^{7/2}} r_e^2 \quad \epsilon_K < \epsilon < 1 \quad (3.9)$$

$$\sigma_{Ph} = 4\pi r_e^2 Z^5 \alpha^4 \frac{1}{\epsilon} \quad \epsilon > 1 \quad (3.10)$$

α Feinstrukturkonstante

Z Ordnungszahl des Materials

r_e klassischer Elektronenradius

ε reduzierte Photonenergie, $\varepsilon = E_\gamma/m_e c^2$

ε_K reduzierte K-Schalenenergie

2. Comptoneffekt

Der Wirkungsquerschnitt für Comptonstreuung *an einem Elektron* ergibt sich durch Integration der Klein-Nishina Formel zu:

$$\sigma_C^e = 2\pi r_e^2 \left[\frac{1+\varepsilon}{\varepsilon^2} \left(\frac{2(1+\varepsilon)}{1+2\varepsilon} - \frac{1}{\varepsilon} \ln(1+2\varepsilon) \right) + \frac{1}{2\varepsilon} \ln(1+2\varepsilon) - \frac{1+3\varepsilon}{(1+2\varepsilon)^2} \right] \quad (3.11)$$

r_e klassischer Elektronenradius

ε reduzierte Photonenenergie $\varepsilon = E_\gamma/m_e c^2$

Damit ist der Wirkungsquerschnitt für Comptonstreuung *an einem Atom* des Absorbermaterials mit Ordnungszahl Z :

$$\sigma_C = Z \sigma_C^e \quad (3.12)$$

3. Paarbildung

Hier ergibt sich für den Wirkungsquerschnitt:

$$\sigma_{Pa} = r_e^2 4\alpha Z^2 \left(\frac{7}{9} \ln 2\varepsilon - \frac{109}{54} \right) \quad 1 < \varepsilon < \frac{137}{Z^{1/3}} \quad (3.13)$$

$$\sigma_{Pa} = r_e^2 4\alpha Z^2 \left(\frac{7}{9} \ln \frac{183}{Z^{1/3}} - \frac{1}{54} \right) \quad \varepsilon \gg \frac{137}{Z^{1/3}} \quad (3.14)$$

Er ist für hohe Photonenergien nahezu konstant. Dies ist auch aus Bild 3.3 zu erkennen, wo der Massenabsorptionskoeffizient für Photonen in Blei dargestellt ist. Dieser strebt für hohe Photonenenergien einem Grenzwert μ^0 zu, der durch die Paarbildung bestimmt ist und nur von der Ordnungszahl Z abhängt:

$$\mu^0 = \frac{\sigma_{Pa} N_A}{A} \approx r_e^2 4\alpha Z^2 \frac{N_A}{A} \frac{7}{9} \ln \frac{183}{Z^{1/3}} = \frac{7}{9} \frac{1}{X_0} \quad (3.15)$$

Mit der bereits oben definierten Strahlungslänge X_0 läßt sich die Absorption eines hochenergetischen Photonenstrahls folgendermaßen schreiben:

$$I(x) = I_0 \exp \left(-\frac{7}{9} \frac{x}{X_0} \right) \quad (3.16)$$

Für ein *einzelnes* Photon heißt dies, daß in einer Schicht der Massenbelegung $x = X_0$ mit einer Wahrscheinlichkeit von $1 - \exp(-7/9) \approx 54\%$ Paarbildung stattfindet.

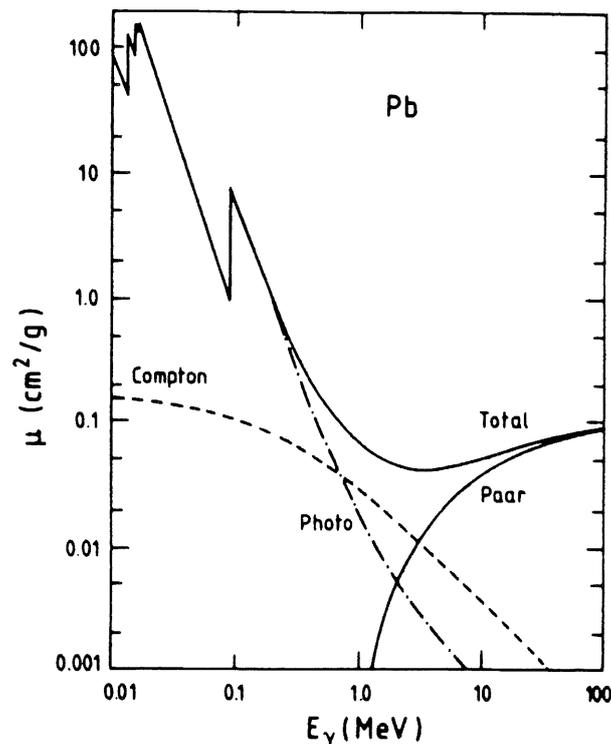


Abbildung 3.3: Massenabsorptionkoeffizient für Photonen in Blei [KLE87]

Schauerentwicklung

Ein vereinfachtes Modell soll nun den Mechanismus der Schauerentwicklung verdeutlichen. Trifft ein hochenergetisches Photon der Energie E_0 auf ein Absorbermaterial, so wird es innerhalb der Strecke $x = X_0$ (in cm) mit einer Wahrscheinlichkeit von 54 % ein e^+e^- -Paar erzeugen. Beide Sekundärteilchen haben *im Mittel* etwa die Energie $E_0/2$. Bei hohen Teilchenenergien verlieren die Elektronen und Positronen ihre Energie überwiegend durch Bremsstrahlung. In einer Schicht der Dicke X_0 sinkt die Teilchenenergie dabei *im Mittel* auf den e -ten Teil (also auf $E_0/2e$) ab, und es wird ein Bremsquant mit einer Energie zwischen $E_0/2$ und $E_0/2e$ abgestrahlt. In diesem einfachen Modell verdoppelt sich in jeder Schicht der Dicke X_0 die Zahl der Teilchen im Schauer, so daß nach n Strahlungslängen der Schauer 2^n Teilchen mit einer mittleren Energie von $E_0/2^n$ pro Teilchen enthält.

Der Schauer bricht ab, sobald die Energie der Elektronen und Positronen die kritische Energie E_C erreicht, wenn also der Energieverlust durch Ionisation dem durch Bremsstrahlung entspricht. Es ist dann $E_0/2^n \approx E_C$ und die Zahl der Teilchengenerationen ist $n = \ln(E_0/E_C)/\ln 2$. Die Anzahl der Teilchen im Schauermaximum beträgt dann $N_p = 2^n = E_0/E_C$.

In einem Kalorimeter wird der Energieverlust geladener Teilchen durch Ionisation

gemessen. Da bei hohen Teilchenenergien dE/dx nahezu konstant ist, ist die von einem Teilchen deponierte Energie proportional dem zurückgelegten Weg. Daher führt man als weitere wichtige Größe zur Schauerbeschreibung die gesamte integrierte Wegstrecke S der Elektronen und Positronen ein. Im Mittel kommen im Schauer auf ein Photon zwei geladene Teilchen, der Anteil der Elektronen und Positronen an der Gesamtzahl der Teilchen beträgt daher etwa $2/3$. Es gilt in guter Näherung:

$$S = \frac{2}{3}X_0 \sum_{\nu=1}^n 2^{\nu} + s_0 \frac{2}{3}N_p = \left(\frac{4}{3}X_0 + \frac{2}{3}s_0 \right) \frac{E_0}{E_C} \quad (3.17)$$

Hierbei ist s_0 die Reichweite der Elektronen und Positronen mit der kritischen Energie E_C . Die gesamte Wegstrecke ist proportional der Anfangsenergie E_0 .

Das hier vorgestellte sehr einfache Schauermodell stimmt allerdings nur im statistischen Mittel mit der wirklichen Schauerentwicklung überein. Wesentlich detailliertere Informationen liefern Simulationsrechnungen und deren Vergleich mit experimentellen Daten. Die wesentlichen Resultate sind:

- Die Anzahl der Teilchen N_p im Schauermaximum ist proportional der Anfangsenergie E_0 .
- Die gesamte Wegstrecke S der Elektronen und Positronen ist proportional zu E_0 .
- Die Schichtdicke x_{max} , bei der sich die maximale Anzahl von Teilchen im Schauer befindet, nimmt logarithmisch mit E_0 zu.

Bild 3.4 zeigt die longitudinale Verteilung des Energieverlustes in einem elektromagnetischen Schauer und deren Vergleich mit Simulationsrechnungen. Bei allen Materialien erreicht die vom Schauer deponierte Energie nach wenigen Strahlungslängen ein Maximum und fällt dann exponentiell ab. Die Verteilung läßt sich folgendermaßen parametrisieren:

$$\frac{dE/d\xi}{E_0} = c\xi^{\alpha}e^{-\beta\xi} \quad (3.18)$$

Hier ist $\xi = x/X_0$ die Schichtdicke in Einheiten der Strahlungslänge. Durch Anpassung der Parameter an die experimentellen Daten ergibt sich:

$$\beta \approx 0,5 \quad (3.19)$$

$$\alpha \approx \xi_{max} = \frac{x_{max}}{X_0} = \ln \frac{E_0}{E_C} - t \quad (3.20)$$

$$c = \frac{\beta^{\alpha+1}}{\Gamma(\alpha+1)} \quad (3.21)$$

Es ist $t=1,1$ für elektroninduzierte Schauer und $t=0,3$ für photoninduzierte Schauer. Man sieht, daß ξ_{max} logarithmisch mit E_0 zunimmt und daß die charakteristische

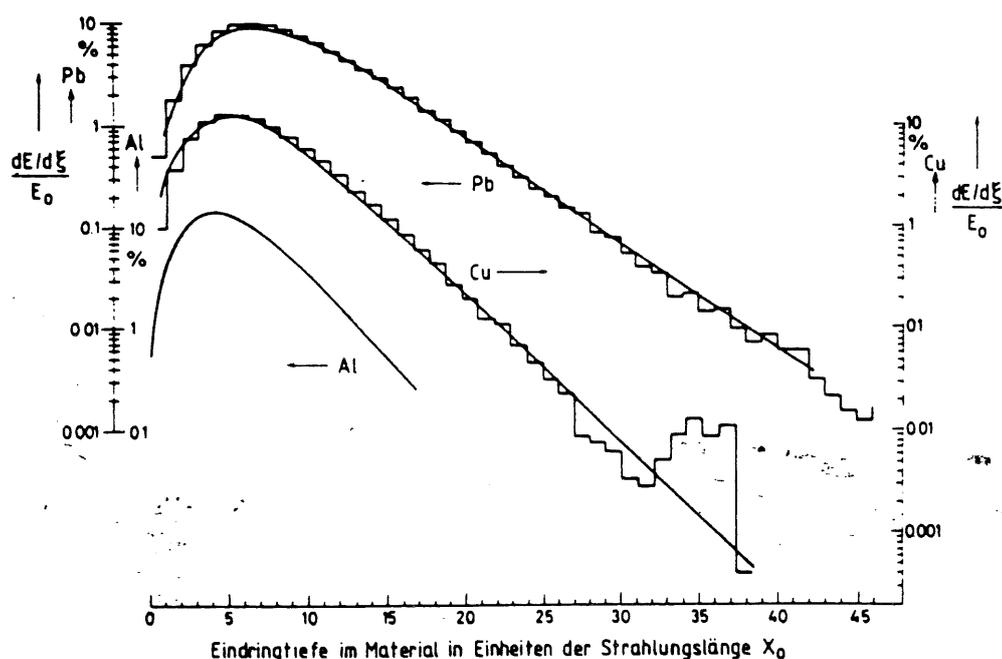


Abbildung 3.4: Longitudinale Verteilung des Energieverlustes in einem elektromagnetischen Schauer ($E_0 = 6 \text{ GeV}$). Linien: experimentelle Daten, Histogramme: Simulationsrechnungen [KLE87]

Länge des exponentiellen Abfalls $2X_0$ ist. Die Kenntnis dieser Größen ist wichtig für das Design eines Kalorimeters.

Die transversale Verteilung des Energieverlustes in einem Schauer wird durch die Vielfachstreuung niederenergetischer Elektronen bestimmt. Zu ihrer Beschreibung führt man den Molière-Radius ein:

$$R_M \equiv X_0 \frac{21 \text{ MeV}}{E_C} \quad (3.22)$$

Diese nahezu materialunabhängige Größe ist ein Maß für die transversale Ausdehnung des Schauers. In einem Zylinder entlang der Schauerachse mit Radius $3R_M$ sind 99 % der Schauerenergie enthalten. Bild 3.5 zeigt das transversale Schauerprofil. Drückt man den radialen Abstand in Einheiten des Molière-Radius aus, so zeigen die Messungen ein sehr ähnliches Schauerverhalten für unterschiedliche Absorbermaterialien. Um die transversale Ausdehnung eines elektromagnetischen Schauers zu verdeutlichen, sind in Tabelle 3.2 die Molière-Radien für einige Materialien zusammengestellt.

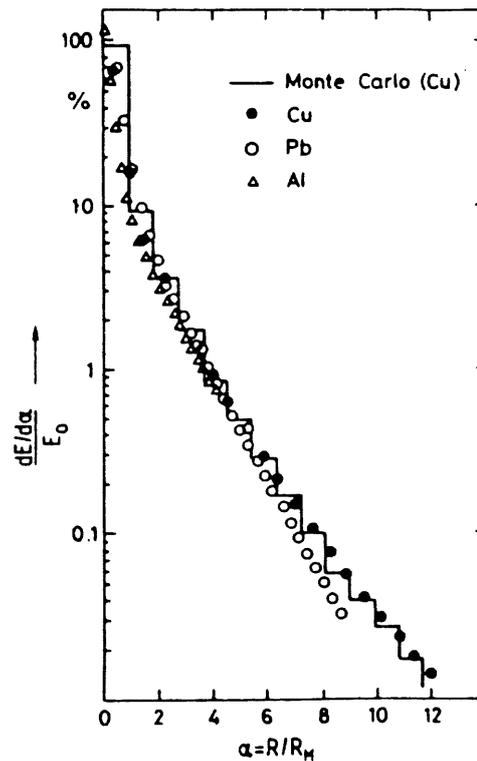


Abbildung 3.5: *Transversale Verteilung des Energieverlustes in einem elektromagnetischen Schauer ($E_0 = 6 \text{ GeV}$). Punkte: experimentelle Daten, Histogramm: Simulationsrechnungen für Kupfer [KLE87]*

3.1.2 Hadronische Schauer

Hochenergetische stark wechselwirkende Teilchen wie Protonen und geladene Pionen induzieren in Materie einen hadronischen Schauer. Die in einer ersten inelastischen Reaktion des einfallenden Teilchens mit einem Kern des Absorbermaterials entstehenden Sekundärteilchen sind meistens Mesonen (Pionen und Kaonen). Diese lösen dann kaskadenartig weitere Reaktionen aus. Der Schauer bricht ab, sobald die Schauerteilchen vollständig abgebremst oder absorbiert sind.

Wegen der Vielzahl der beteiligten Prozesse und Teilchenarten ist der Mechanismus der hadronischen Schauerentwicklung nicht in einem einfachen Modell zu beschreiben. Dies ist nur mit Hilfe von detaillierten Simulationsrechnungen möglich, welche in Kapitel 4 genauer vorgestellt werden. Hier soll nur auf die allgemeinen Schauereigenschaften eingegangen werden.

Eine wichtige Kenngröße zur Beschreibung eines hadronischen Schauers ist die nukleare Wechselwirkungslänge λ_I . Sie hängt mit dem inelastischen Wirkungsquer-

Tabelle 3.2: Molière-Radien einiger Materialien [KLE87]

Material	R_M [g/cm ²]	R_M [cm]
Aluminium	10,7	3,96
Argon	12,0	8,57
Eisen	12,1	1,54
Blei	19,2	1,69
Bleiglas SF 5	17,1	-
NaJ(Tl)	16,0	4,36
BGO	16,0	2,25

schnitt für die starke Wechselwirkung zusammen über die Beziehung:

$$\lambda_I [\text{g/cm}^2] = \frac{A}{N_A \sigma_i} \quad (3.23)$$

A Molmasse des Materials

N_A Avogadrokonstante

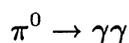
σ_i inelastischer hadronischer Wirkungsquerschnitt

Für die Abschwächung eines Teilchenstrahls durch inelastische Prozesse gilt demnach:

$$I(x) = I_0 e^{-x/\lambda_I} \quad (3.24)$$

Bild 3.6 stellt die Wirkungsquerschnitte für die Pion-Proton Streuung dar. Bei hohen Teilchenenergien dominiert der inelastische Wirkungsquerschnitt. Er ist dort in einem weiten Bereich konstant, daher ist λ_I eine geeignete Größe für die Beschreibung der Schauerabmessungen. In Tabelle 3.3 sind experimentell bestimmte nukleare Wechselwirkungslängen einiger Materialien zusammengefaßt. Sie liegen bei Materialien mit hoher Ordnungszahl um mehr als eine Größenordnung über den Werten für die Strahlungslänge X_0 . Dies hat zur Folge, daß die Abmessungen hadronischer Kalorimeter vergleichsweise groß gewählt werden müssen.

Die bei den inelastischen starken Wechselwirkungen entstehenden neutralen Pionen zerfallen nach einer mittleren Lebensdauer von $8 \cdot 10^{-17}$ Sekunden fast ausschließlich in zwei Gammaquanten, welche dann einen elektromagnetischen Schauer auslösen:



Ein von einem stark wechselwirkenden Teilchen induzierter Schauer setzt sich also aus einem hadronischen und einem elektromagnetischen Anteil zusammen. Die π^0 's

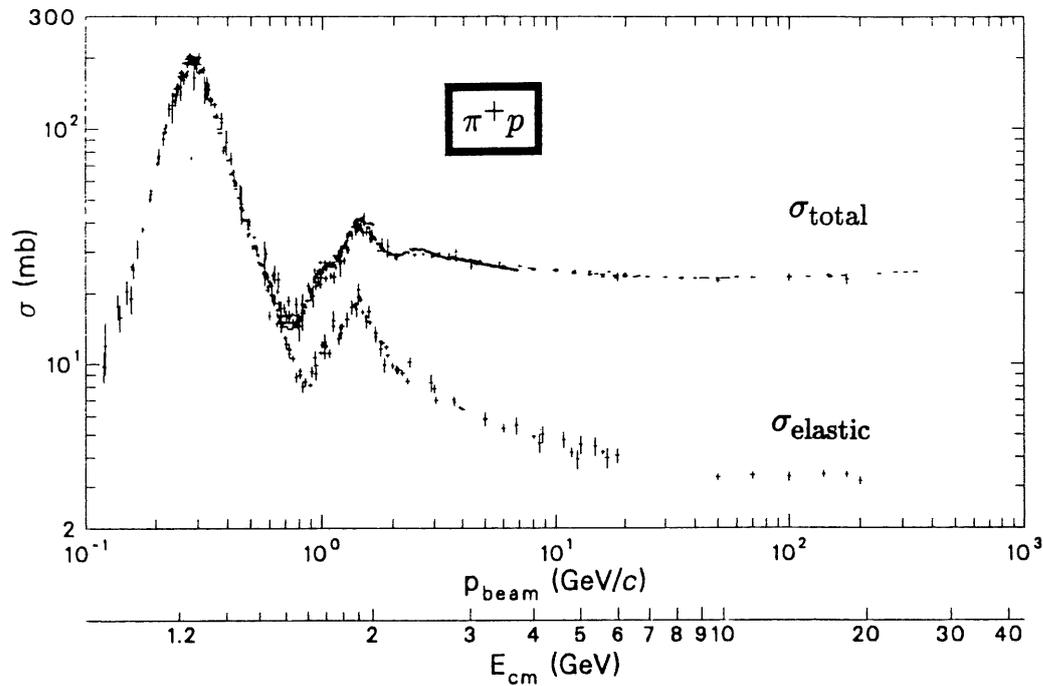


Abbildung 3.6: Wirkungsquerschnitte der Pion-Proton Streuung [PDG90]

Tabelle 3.3: Nukleare Absorptionslängen einiger Materialien [PDG90]

Material	$\lambda_I [\text{g}/\text{cm}^2]$	$\lambda_I [\text{cm}]$
Aluminium	106,4	39,4
Argon (flüssig)	117,2	83,7
Eisen	131,9	16,8
Blei	194	17,1
Uran	199	10,5
NaJ(Tl)	152	41,4
BGO	156	22,0

entstehen überwiegend in der ersten inelastischen Reaktion des einfallenden Teilchens, da hier die Wechselwirkungsenergie am größten ist. Der elektromagnetische Schaueranteil steigt daher (logarithmisch) mit der Primärenergie E_0 an.

Das Prinzip der Kalorimetrie beruht auf der Messung der durch die Ionisation beim Durchgang geladener Teilchen entstandenen Ladungsmenge im Detektor. In hadronischen Schauern gibt es jedoch Prozesse, die nicht zu einer Ladungsantwort

des Kalorimeters beitragen, deren Schauerenergie also nicht meßbar ist. Dies sind:

- Bindungsenergieverlust durch den Aufbruch von Kernen,
- aus dem Detektor entweichende Neutrinos, die u. a. beim Zerfall von Pionen entstehen,
- Myonen, welche nur minimal ionisieren und nicht im Detektor gestoppt werden,
- Neutronen, die nur einen sehr kleinen Wechselwirkungsquerschnitt haben und ebenfalls aus dem Detektor entweichen.

Über viele Teilchenschauer gemittelt betragen diese Verluste etwa ein Drittel der Gesamtenergie. Sie unterliegen starken Schwankungen, welche durch den unterschiedlich großen elektromagnetischen Schaueranteil verursacht werden (π^0 - Fluktuationen).

3.2 Bauarten von Kalorimetern

In Detektoren an modernen Beschleunigeranlagen ist das Kalorimeter aus einer elektromagnetischen und einer hadronischen Komponente aufgebaut. Der elektromagnetische Teil umfaßt üblicherweise 10–20 Strahlungslängen und erlaubt daher eine nahezu vollständige Absorption der elektromagnetischen Teilchenschauer. In nuklearen Absorptionslängen ausgedrückt beträgt seine Tiefe aber nur etwa ein bis zwei λ_I , so daß sich die hadronischen Schauer erst im anschließenden hadronischen Kalorimeter voll ausbilden. Trotz dieser Gemeinsamkeiten gibt es wesentliche Unterschiede in der Bauart heute verwendeter Kalorimeter.

3.2.1 Homogene und Sampling-Kalorimeter

Ein Kalorimeter wird als *homogen* bezeichnet, wenn das aktive Material mit dem Absorbermaterial identisch ist. Übliche Materialien sind hier Bleiglaszähler und anorganische szintillierende Kristalle wie NaJ(Tl) oder der neu entwickelte Wismuth-Germaniumoxid-Kristall (BGO). Sie finden bei der Konstruktion von elektromagnetischen Kalorimetern Verwendung.

Ein wichtiges Qualitätsmerkmal eines Kalorimeters ist seine Energieauflösung. Im Idealfall eines homogenen, unbegrenzten Detektors wird sie durch die statistischen Schwankungen der erzeugten Ladungsträgerpaare N bestimmt. Da die gemessene Energie E proportional zu N ist, folgt:

$$\frac{\sigma(E)}{E} = \frac{\sigma(N)}{N} = \frac{\sqrt{N}}{N} = \frac{1}{\sqrt{N}} \sim \frac{1}{\sqrt{E}} \quad (3.25)$$

Eine Modellrechnung mit einer kritischen Energie von 11,8 MeV, einer Abschneideenergie von 0,5 MeV und einer Spurlänge von 176 cm/GeV ergibt eine theoretische maximal erreichbare Auflösung von $\sigma(E)/E = 0,7\%/\sqrt{E[\text{GeV}]}$ [KLE87]. Diese Auflösung wird jedoch experimentell bei weitem nicht erreicht. Verschlechterungen ergeben sich durch:

- Energieverluste durch nicht vollständig vom Kalorimeter erfaßte Schaueranteile (Leakage),
- statistische Schwankungen der in den Photomultipliern beobachteten Photoelektronen.

Als Sampling- oder auch Sandwich-Kalorimeter werden solche bezeichnet, in denen Schichten von passivem Absorbermaterial mit Schichten von aktivem Detektormaterial abwechseln. Geeignete Absorber sind zum Beispiel Blei für elektromagnetische Kalorimeter und Eisen für hadronische Kalorimeter. Zwischen den Absorberplatten befinden sich Schichten aus Szintillatoren, Proportionalkammern oder flüssigem Argon. Der Vorteil gegenüber homogenen Kalorimetern ist die kompakte und preisgünstige Bauweise, allerdings sind die erreichbaren Energieauflösungen schlechter. Dies ist durch die stichprobenartige Messung der Schauerenergie in den aktiven Schichten bedingt, welche statistischen Schwankungen unterliegt, den sogenannten *Samplingfluktuationen*. Sie begrenzen die Energieauflösung eines Sandwich-Kalorimeters auf etwa $7\%/\sqrt{E[\text{GeV}]}$ [KLE87]. Diese wird weiter verschlechtert durch:

- Spurlängenfluktuationen: Bestehen die aktiven Schichten aus Gas oder einer dünnen ($< 2\text{mm}$) Schicht von flüssigem Argon, so können niederenergetische Elektronen lange Wege quer zur Schauerachse zurücklegen und dabei große Fluktuationen in der Energiemessung verursachen.
- Landau-Fluktuationen: Ionisationsprozesse mit hohem Energieübertrag auf das Elektron und deren Fluktuationen führen ebenfalls zu einer Verbreiterung der Energieauflösung.

In Tabelle 3.4 sind einige elektromagnetische Kalorimeter und die erzielten Energieauflösungen zusammengestellt.

Hadronische Kalorimeter werden aus Platz- und Kostengründen nur als Sampling-Kalorimeter gebaut. Die Energieauflösung für hadronische Schauer ist nochmals wesentlich verschlechtert gegenüber derjenigen für elektromagnetische Schauer durch die schon erwähnten statistischen Schwankungen im elektromagnetischen Schaueranteil (π^0 -Fluktuationen). Typische Werte liegen bei $70 - 90\%/\sqrt{E[\text{GeV}]}$ [KLE87]. Bild 3.7 zeigt die Häufigkeitsverteilungen der Ladungsantwort eines Flüssig-Argon Kalorimetermoduls für Elektronen und Pionen der gleichen Primärenergie von 30 GeV. Hier sind deutlich der Einfluß des Energieverlustes der hadronischen Schauer

Tabelle 3.4: Elektromagnetische Kalorimeter [KLE87]

Bauart	Energieauflösung	Kollaboration
NaJ(Tl)	$2,8\%/\sqrt{E[\text{GeV}]}$	Crystall Ball
BGO	$< 1\%$ für $E > 2 \text{ GeV}$	L3
Bleiglas	$\sqrt{36/E[\text{GeV}]} + 0,25\%$	NA 1
Blei/LAr	$10\%/\sqrt{E[\text{GeV}]}$	CELLO

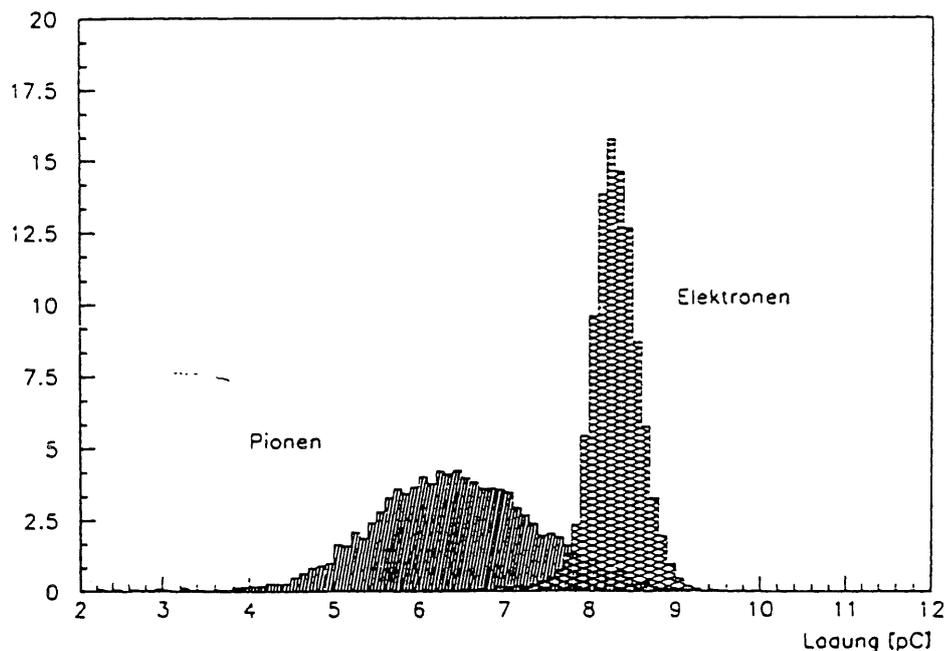


Abbildung 3.7: Responseverhältnis eines Flüssig-Argon Kalorimeters [STA91]

und die schlechtere Energieauflösung für Hadronen zu sehen. Ein solches Kalorimeter wird als nichtkompensierendes Kalorimeter bezeichnet. Das Responseverhältnis π/e ist das Verhältnis der mittleren messbaren Ladungen. Es beträgt hier etwa $2/3$ und steigt mit zunehmender Teilchenenergie leicht an, bedingt durch die größer werdenden elektromagnetischen Anteile in den hadronischen Schauern.

Eine deutliche Verbesserung der Energieauflösung kann auf zwei verschiedene Weisen erreicht werden, welche beide bei HERA zur Anwendung kommen. Die ZEUS-Kollaboration verwendet im Hadronkalorimeter abgereichertes Uran als Absorberplatten. Die bei der Spaltung von ^{238}U durch inelastische hadronische Prozesse freiwerdende Energie in Form von Neutronen und Gammastrahlung vergrößert

das hadronische Signal. Dabei tragen die Neutronen in einem wasserstoffreichen Szintillatormaterial über Rückstoßprotonen zur Ladungsantwort bei. Zusätzlich verringert sich das elektromagnetische Signal durch die hohe Ordnungszahl $Z = 92$ des Absorbers Uran. Durch Anpassen der Dicke der Absorber- und Szintillatorplatten kann ein Responseverhältnis von $\pi/e = 1$ erreicht werden. Da die Fluktuationen im elektromagnetischen Schaueranteil die Energieauflösung dann nicht mehr verschlechtern, erzielen kompensierende Kalorimeter die beste Energieauflösung von bis zu $\sigma(E)/E = 35\%/\sqrt{E[\text{GeV}]}$.

Beim H1-Experiment wird eine Verbesserung der Energieauflösung durch eine Software-Methode erzielt, dem sogenannten π^0 -Wichten. Man macht sich hierbei die Tatsache zunutze, daß die elektromagnetischen Schaueranteile aufgrund der geringen Strahlungslänge ihre Energie lokal in einem kleinen Detektorvolumen, das heißt in wenigen Kanälen, deponieren. Die Idee beim Wichten ist, diese hohen Kanaleinträge durch einen energieabhängigen Wichtungsfaktor zu verkleinern. Bezeichnet man die im Kanal k gemessene Energie mit E_k , so ist ein möglicher einfacher Wichtungsansatz:

$$E'_k = E_k(1 - C E_k) \quad (3.26)$$

Hier ist $C = \text{const.}$ Die so insgesamt rekonstruierte Energie $\sum E'_k$ zeigt eine wesentlich bessere Auflösung (Bild 3.8).

Die Auswertung von Kalorimetertestdaten hat ergeben, daß bei H1 zur Energie-rekonstruktion aus der gemessenen Ladung ein Exponentialansatz mit sechs freien Parametern die besten Resultate liefert:

$$E = \sum_{j,elm} Q_j (A_1 e^{-A_2 Q_j} + A_3) + \sum_{j, had} Q_j (B_1 e^{-B_2 Q_j} + B_3) \quad (3.27)$$

Die Summen laufen über alle Kanäle im elektromagnetischen bzw. im hadronischen Kalorimeter. Die Wichtungsparameter A_1 bis B_3 sind sehr einfach als Funktionen von \hat{E} zu parametrisieren, wobei \hat{E} eine erste Schätzung für E ist. Sie werden so bestimmt, daß die Energieauflösung minimal wird. Mit dieser Methode erreicht man etwa $\sigma(E)/E = 50\%/\sqrt{E[\text{GeV}]}$.

3.2.2 Das H1-Kalorimeter

Die H1-Kollaboration hat sich für den Bau eines Flüssig-Argon(LAr) Kalorimeters mit Blei/Eisen als Absorberplatten im elektromagnetischen/hadronischen Teil entschieden. Flüssig-Argon bietet als aktives Detektormaterial eine Vielzahl von Vorzügen:

- hohe Langzeitstabilität
- einfache Kalibration

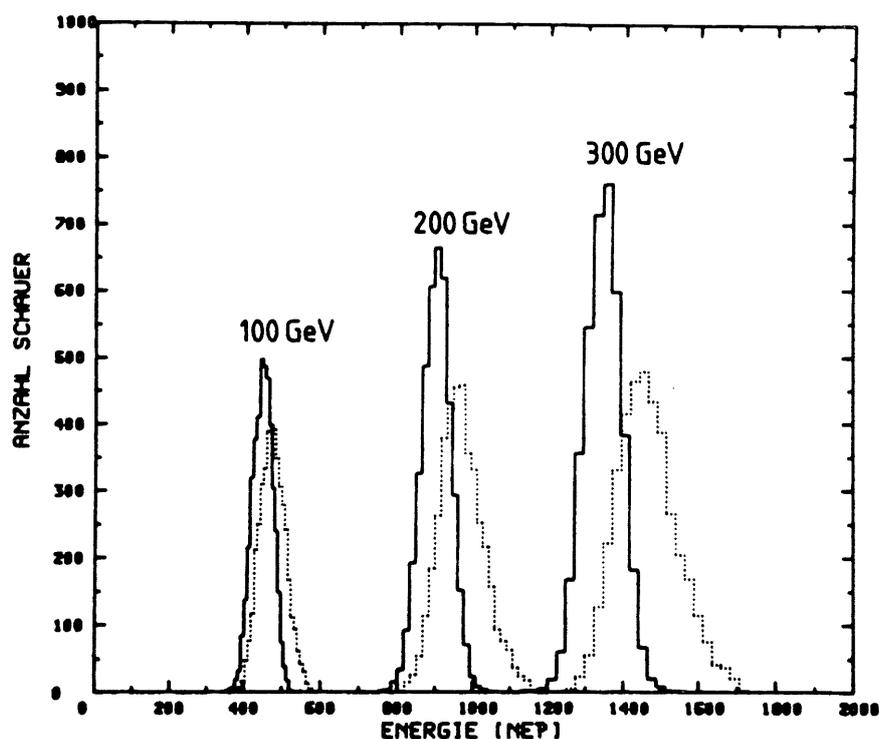


Abbildung 3.8: Verbesserung der Energieauflösung durch Wichtung [KLE87]

- hohe Dichte im Vergleich zu Gaszählern und folglich ein besseres Verhältnis von Signalhöhe zu elektronischem Rauschen
- chemische Inaktivität, daher kaum Anbindung von Elektronen und keine Sicherheitsprobleme bezüglich Brand- oder Explosionsgefahr
- Flüssig-Argon ist zu geringen Kosten und in hoher Reinheit erhältlich.

Nachteile bei der Verwendung von LAr sind die aufwendige Kältetechnik. Der Siedepunkt von Argon liegt bei -186°C . Auch ist der Bau von kompensierenden Kalorimetern mit LAr nicht möglich, da hier ein protonenhaltiges Szintillatormaterial notwendig ist. Ein weiteres Problem ist der Einfang von freien Elektronen durch Verunreinigungen, hauptsächlich Sauerstoff, und die damit verbundene Verminderung der gemessenen Ladung. Erst durch die Entwicklung von geeigneten Reinigungssystemen wurde der Einsatz von Flüssig-Argon Kalorimetern möglich.

Bild 3.9 beschreibt den Aufbau des LAr-Kalorimeters. Es besteht aus acht ringförmigen Segmenten, die jeweils aus acht Oktanten zusammengesetzt sind. Die Schraffur kennzeichnet die Lage der Absorberplatten, im Vorwärtsbereich stehen sie senkrecht und im Zentralbereich parallel zur Strahlröhre. Das Absorptionsvermögen,

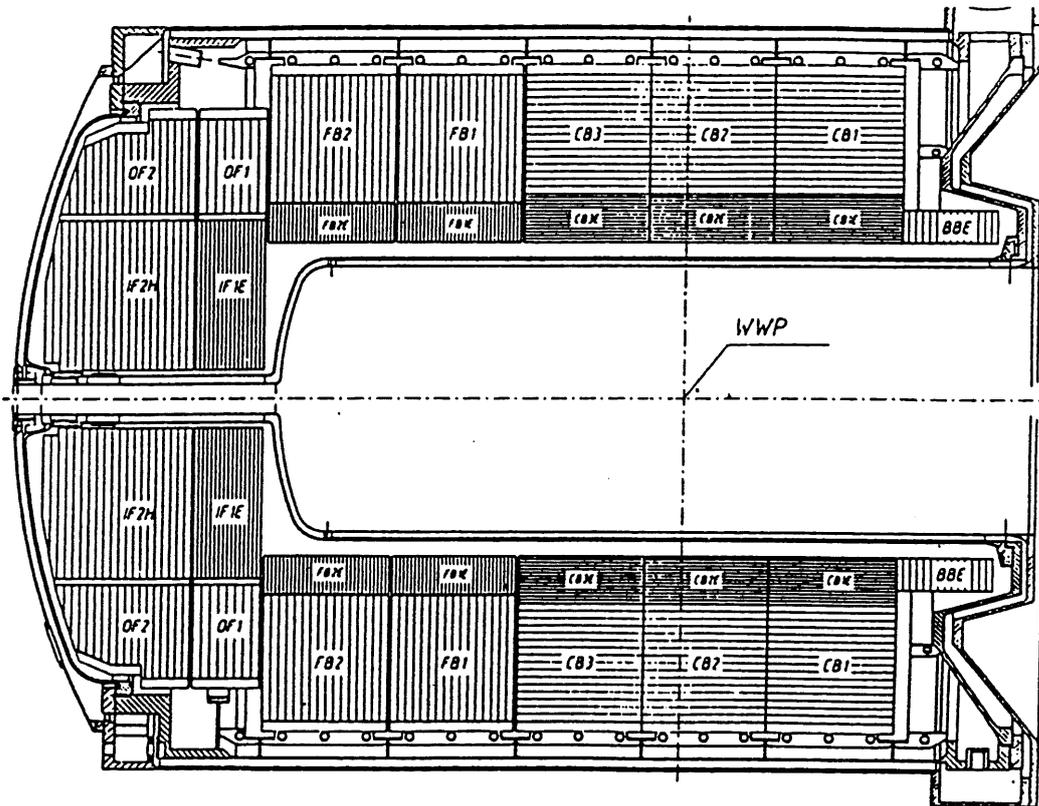


Abbildung 3.9: Das H1 Flüssig-Argon Kalorimeter [TEC89]

ausgedrückt in Strahlungslängen bzw. nuklearen Wechselwirkungslängen, ist in Bild 3.10 dargestellt.

Die Ausleseeinheiten des Kalorimeters arbeiten nach dem Prinzip der Ionisationskammer. Den Aufbau einer Auslesezeile zeigt Bild 3.11. Die Dicke der Absorberplatten und der Flüssig-Argon Schichten ist je nach Kalorimetermodul etwas unterschiedlich. Ein Beispiel: Im elektromagnetischen Inner-Forward Kalorimeter (IFE) sind die Bleiplatten und die LAr-Schichten jeweils 2,4 mm dick, im hadronischen Inner-Forward Kalorimeter (IFH) beträgt die Dicke der Eisenplatten 1,57 cm und die Dicke der LAr-Schichten 2,3 mm [BIN89]. Auf beiden Seiten einer Absorberplatte sind kupferbelegte Platinen aufgeklebt. In einem Kalorimetermodul wechseln Hochspannungsplatten und Ausleseplatten einander ab. Die Hochspannungsplatten liegen auf einem Potential von etwa -1500 V. Die Ausleseplatten sind geerdet und bestimmen durch ihre Segmentierung in sogenannte *Pads* die Größe der Auslesezeilen. In Bild 3.12 sieht man die Auslesestruktur eines Viertelstacks des elektromagnetischen Inner-Forward Kalorimeters (IFE). Vom Wechselwirkungspunkt aus

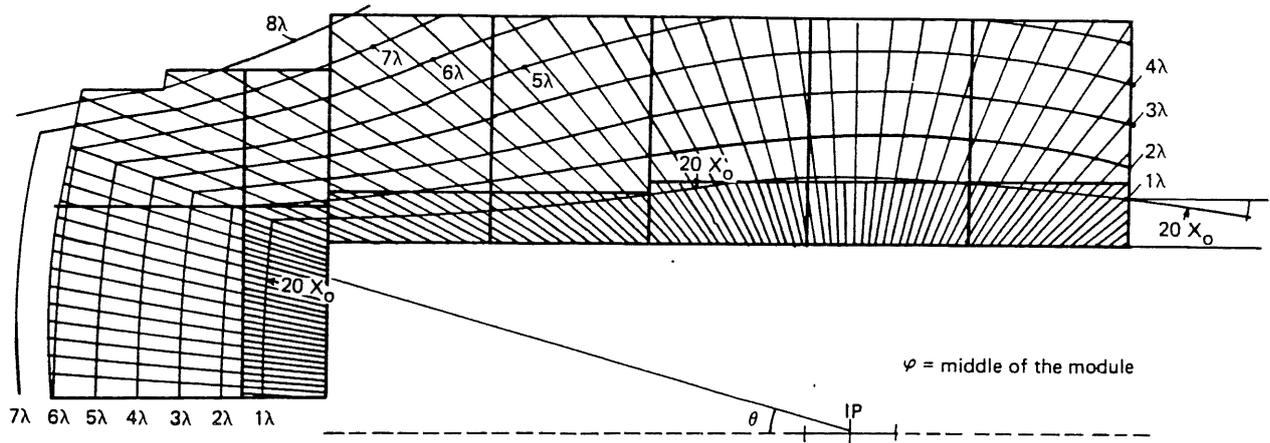


Abbildung 3.10: Das Absorptionsvermögen des H1-Kalorimeters [TEC87]

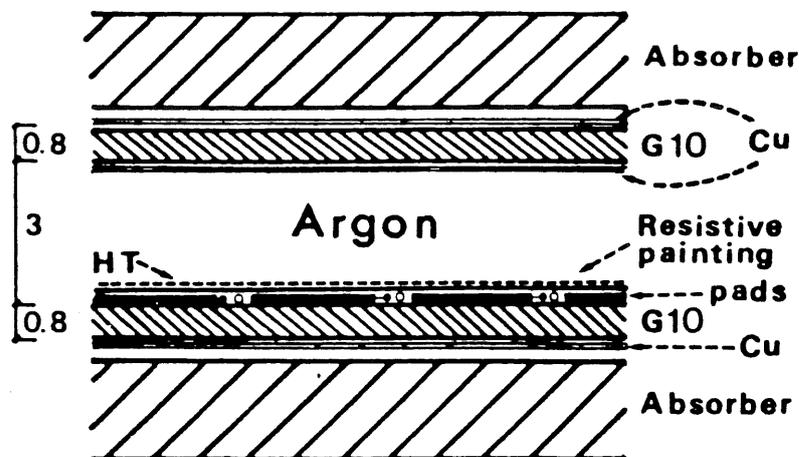


Abbildung 3.11: Aufbau einer Ausleseplatte [TEC86]

gesehen sind die Pads aufeinanderfolgender Platten projektiv angeordnet. Mehrere von ihnen werden bei der elektronischen Auslese zu einem Kanal zusammengefaßt. Das gesamte Kalorimeter hat etwa 61000 Auslesekanäle.

Beim Durchgang eines geladenen Teilchens durch eine Ausleseplatte entsteht eine Ladungsspur von Argonionen und freien Elektronen, die im Hochspannungsfeld zu den Elektroden wandern. Da die Beweglichkeit der Ionen mit $2,8 \cdot 10^{-7} \text{ m}^2/\text{Vs}$ wesentlich kleiner ist als die der Elektronen mit $0,047 \text{ m}^2/\text{Vs}$, trägt fast ausschließlich das Elektronensignal zur Ladungssammlung bei. Ist die Zahl der erzeugten Ladungsträgerpaare N , so zeigt eine Rechnung, daß die auf den Ausleseplatten messbare Ladung gerade $Ne/2$ ist [WIL74]. Bei einem mittleren Ionisationspotential

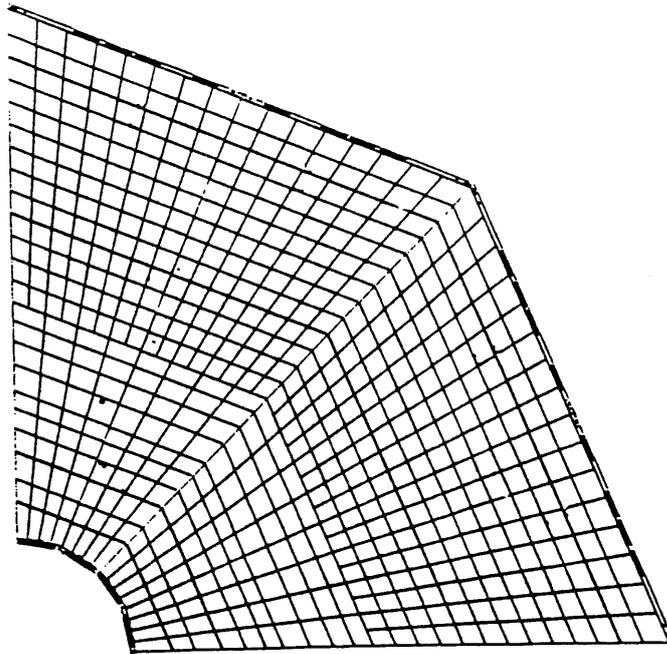


Abbildung 3.12: Segmentierung des IFE-Kalorimetermoduls [BIN89]

von 23,6 eV für Flüssig-Argon und einem Samplingverhältnis von 0,08 für Elektronen im elektromagnetischen Kalorimeter ergibt sich ein theoretisch zu erwartender Umrechnungsfaktor von $E/Q = 3,68 \text{ GeV/pC}$. Der exakte Wert dieser Kalibrationskonstanten wird aus Testergebnissen gewonnen (Kapitel 5).

Eine genauere Beschreibung des H1-Kalorimeters findet sich in [TEC86] und in den Technical Progress Reports der Jahre 1987–1990.

Kapitel 4

Simulationsrechnungen

In der modernen Hochenergiephysik sind Simulationsrechnungen unverzichtbar geworden für

- das Design und die Optimierung von komplexen Detektoren,
- die Entwicklung und den Test der Ereignisrekonstruktion und der Analyseprogramme,
- die Interpretation der experimentellen Daten.

Zu diesem Zweck sind verschiedene umfangreiche Programmpakete wie GEANT oder EGS entwickelt worden. Mit ihrer Hilfe ist die Simulation des Durchgangs von Teilchen durch einen experimentellen Aufbau und die Ermittlung der entstehenden Detektorantwort möglich. Gemeinsames Merkmal aller Programme ist die Verwendung von Zufallszahlen. Die Notwendigkeit dafür soll an folgendem Beispiel verdeutlicht werden. Die Intensität eines hochenergetischen Photonenstrahls in einem Material der Strahlungslänge X_0 nimmt exponentiell ab:

$$I(x) = I_0 \exp\left(-\frac{7}{9} \frac{x}{X_0}\right) \quad (4.1)$$

Möchte man aber den Durchgang eines *einzelnen* Photons durch Materie beschreiben, so heißt dies, daß in einer Schicht der Massenbelegung $x = X_0$ mit der Wahrscheinlichkeit $1 - \exp(-7/9) \approx 54\%$ Paarbildung stattfindet. Bei niederenergetischen Photonen sind auch andere Prozesse wie Comptoneffekt und Photoeffekt möglich, deren Wahrscheinlichkeit aus dem jeweiligen Wirkungsquerschnitt berechnet wird. In der Simulation wird die Entscheidung darüber, *welcher* Prozeß *wo* auftritt, von Zufallszahlen abhängig gemacht. Simulationsrechnungen werden daher auch oft als „Monte-Carlo Rechnungen“ bezeichnet.

4.1 Das Programmpaket GEANT

Die erste Version von GEANT wurde 1974 geschrieben. Sie war in der Lage, den Durchgang einiger weniger Teilchen durch einen relativ einfachen Detektor zu simulieren. Seitdem wurde das Programm ständig weiterentwickelt und den wachsenden Ansprüchen an die Simulation durch immer komplexere Detektoren und höhere Teilchenenergien angepaßt. Die derzeit neuste Version ist GEANT 3.15 und wird beschrieben in [GEA92].

Das Programm benötigt für die Simulation Informationen über

- den geometrischen Aufbau des Detektors,
- die Eigenschaften der verwendeten Materialien,
- Teilcheneigenschaften,
- materialspezifische Parameter, welche die Genauigkeit der Simulation bestimmen, sogenannte TRACKING MEDIUM PARAMETERS.

Diese Informationen müssen teilweise vom Benutzer zur Verfügung gestellt werden, teilweise nimmt das Programm vorgegebene Standardwerte an, die aber vom Benutzer verändert werden können.

Beschreibung des geometrischen Aufbaus

Ein moderner Detektor wie der H1-Detektor ist aus sehr vielen Komponenten aufgebaut, deren genaue Abmessungen und Positionen dem Simulationsprogramm zugänglich gemacht werden müssen. Für das GEANT-Programm wird der Detektor zu diesem Zweck in eine Vielzahl sogenannter VOLUMES unterteilt. Jedes VOLUME hat eine einfache geometrische Form und eine feste Position im Detektor. Der Benutzer kann zwischen verschiedenen vorgegebenen Formen wie Zylinder, Quader oder Kugelsegment wählen und diese in geeigneter Größe zu seinem gewünschten experimentellen Aufbau zusammensetzen. Weiterhin ist jedes VOLUME entweder mit einem Material ausgefüllt, oder es enthält bereits vorher definierte andere VOLUMES, so daß der Aufbau einer Baumstruktur möglich ist.

Materialeigenschaften

GEANT nimmt für einige häufig verwendete Materialien Standardwerte für Molmasse, Ordnungszahl, Dichte, Strahlungslänge, etc. an (Bild 4.1). Diese können vom Benutzer verändert und ergänzt werden. Außerdem besteht die Möglichkeit, Mixturen aus bereits definierten Materialien zu erstellen. Dies bietet sich dann an, wenn eine allzu detaillierte Beschreibung der Geometrie nicht notwendig ist. Beispielweise wird man bei einer Platine nicht für jede Leiterbahn aus Kupfer ein eigenes

Tabelle 4.1: GEANT Materialeigenschaften [GEA92]

Material	No.	A	Z	Density	Radiat L
Hydrogen	1	1.010	1.000	0.071	865.000
Deuterium	2	2.010	1.000	0.162	757.000
Helium	3	4.000	2.000	0.125	755.000
Lithium	4	6.940	3.000	0.534	155.000
Beryllium	5	9.010	4.000	1.848	35.300
Carbon	6	12.010	6.000	2.265	18.8
Nitrogen	7	14.010	7.000	0.808	44.500
Neon	8	20.180	10.000	1.207	24.000
Aluminium	9	26.980	13.000	2.700	8.900
Iron	10	55.850	26.000	7.870	1.760
Copper	11	63.540	29.000	8.960	1.430
Tungsten	12	183.850	74.000	19.300	0.350
Lead	13	207.190	82.000	11.350	0.560
Uranium	14	238.030	92.000	18.950	0.320
Air	15	14.610	7.300	1.205×10^{-3}	30423
Vacuum	16	10^{-16}	10^{-16}	10^{-16}	10^{16}

VOLUME definieren, sondern die gesamte Platine als VOLUME mit einer Mischung aus verschiedenen Materialien behandeln. Diese Vereinfachung der Geometrie ist aber auch eine mögliche Fehlerquelle beim Vergleich von Simulationsrechnungen mit realen Daten.

Teilcheneigenschaften

Die von GEANT für die Rechnungen benutzten Werte für Ruhemasse, Ladung und mittlere Lebensdauer der wichtigsten Teilchen sind in Bild 4.2 zusammengefaßt. Für die Berücksichtigung des Zerfalls instabiler Teilchen besitzt GEANT darüber hinaus die Information über die jeweiligen Verzweungsverhältnisse.

Tracking Medium Parameters

Diese Parameter sind jedem VOLUME zugeordnet und beeinflussen die Genauigkeit der Simulation. Beispielsweise legen sie eine maximale Länge fest, über die ein Teilchen in einem Schritt transportiert werden darf. Sie bestimmen eine untere Abschneideenergie, unterhalb derer ein Teilchen nicht weiterverfolgt wird, und sie legen fest, ob und in welcher Genauigkeit ein bestimmter physikalischer Prozeß überhaupt berücksichtigt wird. Bei der Einstellung dieser Parameter muß der Benutzer einen

Tabelle 4.2: GEANT Teilcheneigenschaften (Auswahl) [GEA92]

Particle	No.	Mass(GeV)	Charge	Life time(sec)
Gamma	1	00	0	stable (10^{15})
Positron	2	0.000511	1.	stable
Electron	3	0.000511	-1.	stable
Neutrino	4	00	0.	stable
Muon +	5	0.105659	1.	2.1970910^{-6}
Muon -	6	0.105659	-1.	2.1970910^{-6}
Pion 0	7	0.134693	0.	8.310^{-17}
Pion +	8	0.139567	1.	2.60310^{-8}
Pion -	9	0.139567	-1.	2.60310^{-8}
Kaon 0long	10	0.49767	0.	5.18310^{-8}
Kaon +	11	0.493667	1.	1.237110^{-8}
Kaon -	12	0.493667	-1.	1.237110^{-8}
Neutron	13	0.939573	0.	898
Proton	14	0.93828	1.	stable

vernünftigen Kompromiß zwischen maximaler Genauigkeit und noch vertretbarer Rechenzeit finden.

Programmablauf

Der Programmablauf läßt sich in drei Phasen unterteilen:

1. Initialisierung
2. Simulation der Ereignisse
3. Programmschluß

Die Initialisierungsphase hat im wesentlichen zwei Aufgaben. Zuerst werden alle für die Ausführung des Programms notwendigen Daten eingelesen. Daran anschließend werden für jedes verwendete Material Tabellen mit Energieverlusten und Wirkungsquerschnitten als Funktion der Teilchenenergie erstellt. Dies spart bei der eigentlichen Simulation Rechenzeit, weil dann die benötigten Werte aus den Tabellen interpoliert werden können. Wegen der Vielzahl der beteiligten Prozesse sind hadronische Wirkungsquerschnitte hiervon ausgenommen.

In der zweiten Programmphase erfolgt die Simulation einer vom Benutzer vorgegebenen Anzahl von Ereignissen. Die Information über die jeweiligen Anfangsbedingungen eines Ereignisses, d. h. die Kinematik der vom Wechselwirkungspunkt

des Detektors ausgehenden Teilchen, wird von speziell dafür entwickelten Generatorprogrammen wie zum Beispiel PHYTHIA erzeugt und von GEANT zu Beginn eines Ereignisses eingelesen. Darauf folgt die Simulation der Wechselwirkung dieser Anfangsteilchen und der entstehenden Sekundärteilchen mit dem Detektor. Dabei werden Daten aufgezeichnet, die sogenannten HITS, welche für die spätere Berechnung der Detektorantwort notwendig sind. Am Beispiel eines LAr-Kalorimeters ist dies die in jeder Auslezelle durch Ionisation geladener Teilchen deponierte Energie. Hierbei bestimmt der Benutzer, welche Komponenten seines Detektors „aktiv“ sind, d. h. in welchen Teilen die Teilchendurchgänge aufgezeichnet werden sollen. Nach Beendigung der Simulation eines Ereignisses müssen die abgespeicherten Informationen in eine Form gebracht werden, die der Antwort eines realen Detektors vergleichbar ist. Diesen Schritt nennt man DIGITISATION, da die elektronischen Ausgangssignale von fast allen Detektorkomponenten durch Analog-Digital Wandler bearbeitet werden, um eine anschließende Erfassung und Aufzeichnung durch einen Computer zu ermöglichen. Die Berechnung der HITS und deren Digitalisierung hängen in hohem Maße vom verwendeten Detektor ab und müssen daher vom Benutzer definiert werden.

Die Datenausgabe des Simulationsprogramms geschieht wegen der sehr großen anfallenden Datenmengen bereits jeweils nach Beendigung eines vollständigen Ereignisses. Am Schluß des Programms erfolgt zusätzlich die Ausgabe von statistischen Informationen, welche sämtliche simulierten Ereignisse erfaßt.

Das Herzstück des Programms ist die Simulation der Wechselwirkung der Primärteilchen und der entstehenden Sekundärteilchen mit dem Detektormaterial. Dieser Teil benötigt die meiste Rechenzeit und stellt die höchsten Anforderungen an die Programmierung. Das im GEANT-Programm verwendete Verfahren umfaßt sieben Schritte:

1. Die im Anfangszustand vorhandenen Teilchen werden nacheinander abgearbeitet. Zu Beginn wird eins der Teilchen ausgewählt. Dieses unterliegt je nach Teilchenart, Energie und Detektormaterial einer Anzahl von Wechselwirkungen. Für ein Photon sind dies zum Beispiel Paarbildung, Comptoneffekt, Photoeffekt und andere. Welcher dieser Prozesse wo auftritt, wird nun mit Hilfe von Zufallszahlen entschieden. Bezeichnet man die Zahl der zurückgelegten freien Weglängen für einen beliebigen möglichen Prozeß mit N_λ , so gilt für die Intensität eines monoenergetischen Teilchenstrahls:

$$I(N_\lambda) = I_0 e^{-N_\lambda} \quad (4.2)$$

Die Wahrscheinlichkeit, daß für ein bestimmtes Teilchen nach N_λ freien Weglängen bereits eine Wechselwirkung stattgefunden hat, beträgt damit:

$$P(N_\lambda) = 1 - e^{-N_\lambda} \quad (4.3)$$

Führt man die Variable η ein mit

$$\eta \equiv e^{-N_\lambda}, \quad (4.4)$$

so ist:

$$P(\eta) = 1 - \eta \quad 0 < \eta < 1 \quad (4.5)$$

Bezüglich der Variablen η ist die Wahrscheinlichkeit im Intervall $0 < \eta < 1$ gleichverteilt ($dP/d\eta = \text{const}$). Generatoren für Zufallszahlen liefern solche gleichverteilten Werte. Über

$$N_\lambda = -\ln(\eta) \quad (4.6)$$

erhält man somit für jeden der möglichen physikalischen Prozesse eine zufällig ausgewählte Zahl der bis zur nächsten Wechselwirkung zurückgelegten freien Weglängen, deren Wahrscheinlichkeitsverteilung den exponentiellen Abfall der Intensität eines Teilchenstrahls korrekt wiedergibt.

2. Für jeden möglichen Prozeß des ausgewählten Teilchens wird nun die Distanz bis zum nächsten Wechselwirkungspunkt ausgerechnet:

$$x = N_\lambda \lambda = N_\lambda \frac{A}{\sigma N_A \rho} \quad (4.7)$$

Tatsächlich werden während der Initialisierungsphase nicht die Wirkungsquerschnitte tabelliert, sondern die energie- und materialabhängigen freien Weglängen λ . Das Minimum aller berechneten x_i bestimmt dann den zu simulierenden Prozeß!

3. Das Teilchen wird im Material über die ausgewählte Strecke x entlang einer Geraden oder einer Helix (für geladene Teilchen im Magnetfeld) transportiert. Dabei werden Energieverlust und Vielfachstreuung berücksichtigt. Falls sich das Teilchen in einem aktiven Detektorteil befindet, wird die hier sichtbare Energie aufgezeichnet (Erzeugung der HITS).
4. Die momentane Energie des Teilchens wird neu berechnet.
5. Der Endzustand der ausgewählten Wechselwirkung wird generiert. Ist zum Beispiel das Teilchen ein Photon und der zu simulierende Prozeß der Comptoneffekt, so werden unter Berücksichtigung des differentiellen Wirkungsquerschnitts und wiederum mit Hilfe von Zufallszahlen die Sekundärteilchen der Reaktion erzeugt. In diesem Fall sind dies ein auslaufendes Elektron und ein Photon.
6. Falls das ursprüngliche Teilchen die Wechselwirkung überlebt, wie am Beispiel des Comptoneffekts, so wird es in der Weise wie eben beschrieben weiterverfolgt.
7. Das Verfahren wird so lange fortgesetzt, bis alle zu simulierenden Teilchen entweder in einer Wechselwirkung verschwunden, oder sie unter die Energieschwelle gesunken sind, unterhalb derer sie nicht weiterverfolgt werden.

Die derzeit in GEANT implementierten Prozesse sind für

Photonen: Paarerzeugung, Comptoneffekt, Photoeffekt, Photospaltung schwerer Kerne, Rayleighstreuung

e^-/e^+ : Vielfachstreuung, Ionisation und Deltastrahlung, Bremsstrahlung, Annihilation des Positrons

Myonen: Zerfall im Flug, Vielfachstreuung, Ionisation und Deltastrahlung, Bremsstrahlung und direkte e^+/e^- Paarproduktion, Kernwechselwirkungen

Hadronen: Zerfall im Flug, Vielfachstreuung, Ionisation und Deltastrahlung, Kernwechselwirkungen

Die Simulation elektromagnetischer Prozesse reproduziert die experimentellen Daten in einem Energiebereich von 10 keV bis zu 100 GeV mit einer Genauigkeit von wenigen Prozent. Wechselwirkungen von Myonen werden bis zu Energien von 10 TeV gut beschrieben, so daß die Simulation kosmischer Strahlung möglich ist. Am schwierigsten ist die Simulation hadronischer Wechselwirkungen. Im Rahmen von GEANT stehen dafür wahlweise die Programme FLUKA und GHEISHA zur Verfügung.

4.2 Das Programmpaket GHEISHA

GHEISHA steht für Gamma-Hadron-Elektron-Interaction SH(A)ower Code. Dieses Simulationspaket wurde ursprünglich für das Mark-J Experiment am Speicherring PETRA von H. Fesefeldt (III. Phys. Inst., RWTH-Aachen) entwickelt. Ähnlich wie GEANT beschreibt es den Durchgang hadronischer und elektromagnetischer Teilchen durch einen experimentellen Aufbau, wobei besonderer Wert auf eine möglichst gute Simulation der hadronischen Schauer gelegt wurde. Die zur Zeit neueste Version des Programms ist GHEISHA8. Eine ausführliche Dokumentation von GHEISHA und insbesondere der Physik der hadronischen Schauersimulation findet sich in [FES85]. Im Rahmen des GEANT-Programms wird GHEISHA zur Berechnung von hadronischen Wirkungsquerschnitten und zur Erzeugung der Endzustände dieser Wechselwirkungen verwendet.

Die Wechselwirkungen hadronischer Teilchen mit einem Atomkern lassen sich in vier hauptsächliche Kategorien einteilen: kohärente elastische Streuung, kohärente inelastische Streuung, inkohärente quasielastische Streuung und inkohärente inelastische Streuung (Bild 4.1). Dabei sind die kohärenten Prozesse, in denen der Kern als Ganzes mit dem einfallenden Hadron wechselwirkt, theoretisch gut verstanden und bereiten auch bei der Simulation keine Probleme. Die inkohärenten Prozesse jedoch sind nicht in einem physikalischen Modell erfassbar. Die zur Simulation benötigten Wirkungsquerschnitte und Endzustände müssen daher aus experimentellen Daten parametrisiert werden.

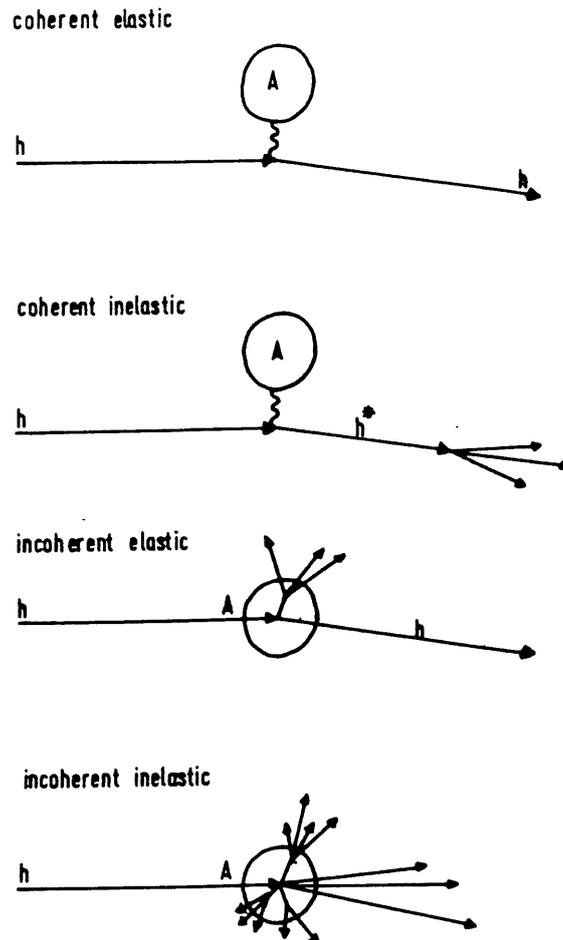


Abbildung 4.1: Prozesse der Hadron-Kern Streuung [FES85]

4.2.1 Wirkungsquerschnitte der Hadron-Kern Streuung

Im einfachsten Fall wie zum Beispiel bei Blasenkammerexperimenten besteht der Kern nur aus einem Proton. Die elastischen und inelastischen Wirkungsquerschnitte der Hadron-Nukleon Streuung sind für die in der Simulation wichtigsten Hadronen wie Pionen, Kaonen und Protonen aus experimentellen Daten gut bekannt. Bild 4.2 zeigt die totalen Wirkungsquerschnitte der Hadron-Nukleon Streuung in einem Energiebereich von 6 bis 20 GeV. Die Unterschiede zwischen Proton und Neutron als Target betragen hier nur wenige Prozent. In diesem Energiebereich nimmt GHEISHA daher dieselben Wirkungsquerschnitte für beide Nukleonen. Die experimentell nicht direkt zugänglichen Wirkungsquerschnitte der Hadron-Nukleon Streuung wie zum Beispiel $\sigma(\bar{N}P)$ können aus den bekannten Werten mit Hilfe des Quark-Parton Modells parametrisiert werden. Die Streuamplitude in Vorwärtsrichtung bei der Streuung zweier Hadronen, die über das optische Theorem mit dem

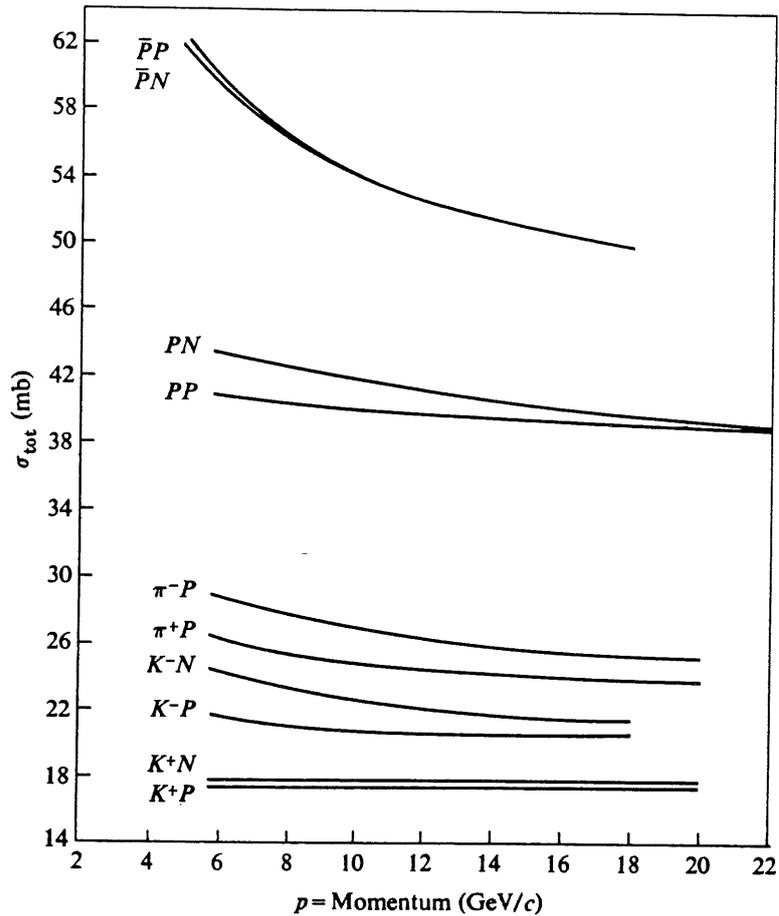


Abbildung 4.2: Wirkungsquerschnitte der Hadron-Nukleon Streuung [FEL69]

totalen Wirkungsquerschnitt verknüpft ist, läßt sich annähern durch die Summe der Streuamplituden aller Quarkpaare. Diese wiederum lassen sich mit nur drei Parametern P , A und S , welche an die experimentellen Daten angepaßt werden, ausdrücken [FEL69]:

$$\begin{aligned}
 \langle uu|uu \rangle &= \langle dd|dd \rangle = P \\
 \langle ud|ud \rangle &= \langle du|du \rangle = P \\
 \langle ud|du \rangle &= \langle du|ud \rangle = 0 \\
 \langle us|us \rangle &= \langle ds|ds \rangle = P - S \\
 \langle u\bar{s}|u\bar{s} \rangle &= \langle d\bar{s}|d\bar{s} \rangle = P - S \\
 \langle us|su \rangle &= \langle ds|sd \rangle = 0 \\
 \langle \bar{u}d|\bar{u}d \rangle &= \langle \bar{d}u|\bar{d}u \rangle = P \\
 \langle \bar{u}u|\bar{u}u \rangle &= \langle \bar{d}d|\bar{d}d \rangle = P + A \\
 \langle \bar{u}u|\bar{d}d \rangle &= \langle \bar{d}d|\bar{u}u \rangle = A
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
\langle ss|ss \rangle &= (P - S)^2/P \\
\langle \bar{s}s|\bar{s}s \rangle &= (P + A)(P + S)^2/P^2 \\
\langle \bar{u}u|\bar{s}s \rangle = \langle \bar{d}d|\bar{s}s \rangle &= A(P - S)/P
\end{aligned}$$

Hieraus berechnet sich beispielsweise die Amplitude für die elastische π^+ -Proton Streuung in Vorwärtsrichtung zu:

$$\begin{aligned}
\langle \pi^+ P | \pi^+ P \rangle &= \langle (u\bar{d})(uud) | (u\bar{d})(uud) \rangle = \\
\langle uu|uu \rangle + \langle uu|uu \rangle + \langle ud|ud \rangle &+ \langle \bar{d}u|\bar{d}u \rangle + \langle \bar{d}u|\bar{d}u \rangle + \langle \bar{d}d|\bar{d}d \rangle \\
&= 6P + A
\end{aligned}$$

Dieses Verfahren erlaubt die Darstellung aller Wirkungsquerschnitte der Hadron-Nukleon Streuung, wobei auch Hadronen mit Strangeness berücksichtigt werden.

Schwieriger ist die Parametrisierung der Wirkungsquerschnitte der Hadron-Kern Streuung bei Kernen mit $A > 1$ (A ist die Massenzahl des Kerns). GHEISHA verwendet folgenden Ansatz:

$$\sigma_d = \sigma_{d0} A^{\alpha_d} \quad (4.8)$$

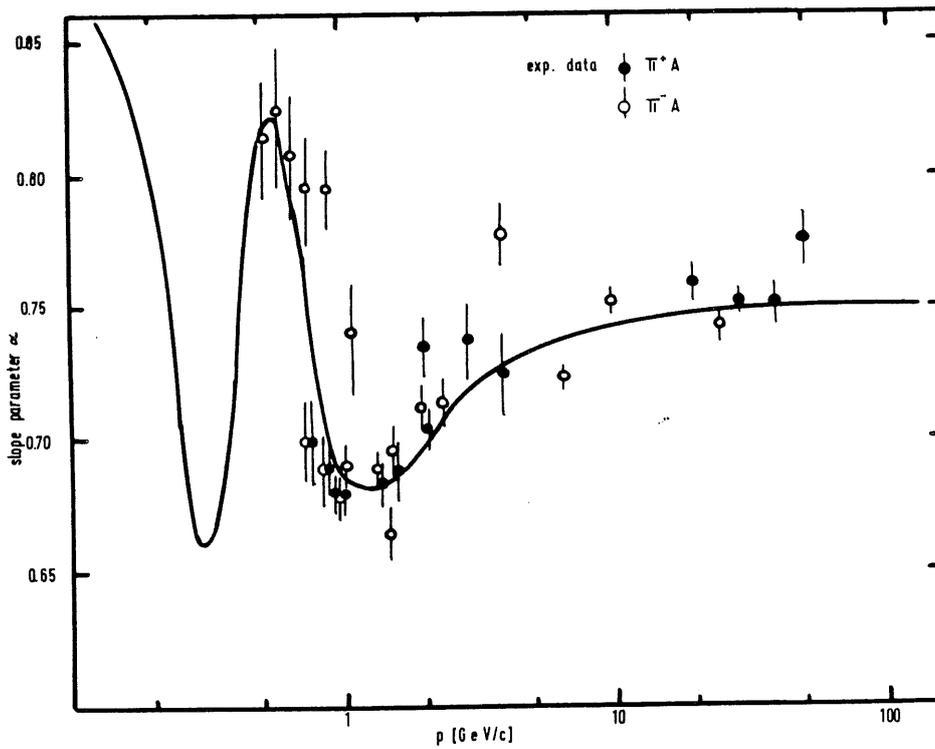
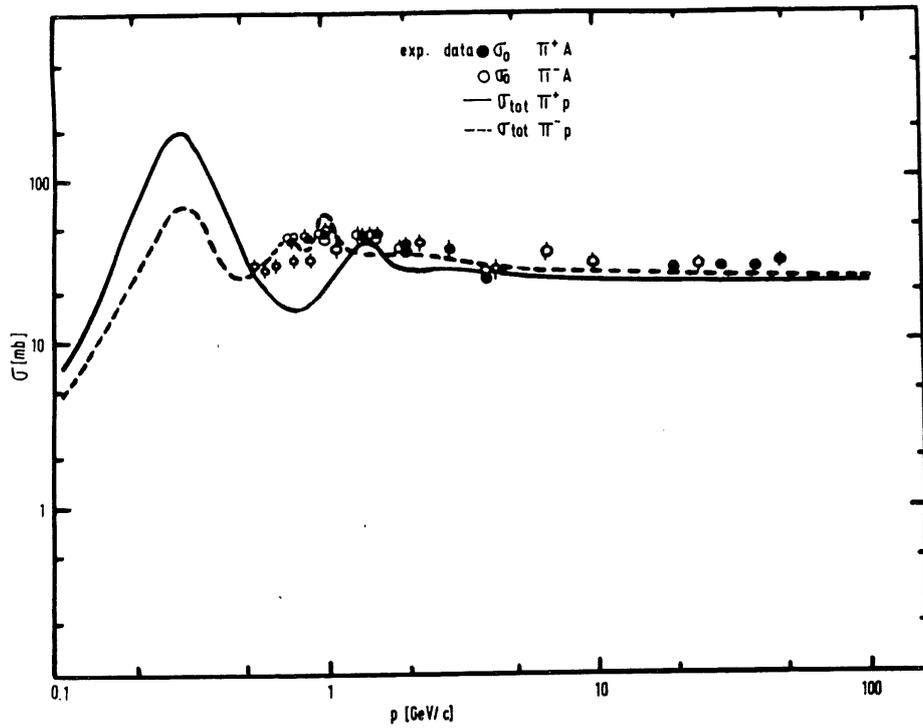
$$\sigma_a = \sigma_{a0} A^{\alpha_a} \quad (4.9)$$

Hier sind σ_d und σ_a die Beugungs- und Absorptionsquerschnitte. σ_d entspricht der kohärenten elastischen Streuung aus Bild 4.1, während σ_a die Summe der unteren drei Prozesse beschreibt. Bild 4.3 zeigt den Verlauf der Parameter σ_{a0} und α_a als Funktion des Hadronimpulses und deren Vergleich mit experimentellen Daten. Die daraus berechneten Wirkungsquerschnitte für verschiedene Absorbermaterialien sind in Bild 4.4 zusammengefaßt.

Diese Parametrisierung gilt in guter Näherung nur für Teilchenenergien oberhalb von etwa 100 MeV. Unterhalb dieser Energie wird die Wechselwirkung geladener Teilchen mit Materie durch die hier sehr großen Wirkungsquerschnitte für atomare Prozesse, also für Wechselwirkungen mit der Atomhülle, bestimmt. Eine schlechte Beschreibung der nuklearen Prozesse bei diesen Energien wird daher bei der Simulation kaum ins Gewicht fallen, es sei denn, es handelt sich um neutrale Teilchen. Für Neutronen bietet GHEISHA eine differenzierte Behandlung der wichtigsten Prozesse der Neutron-Kern Wechselwirkung wie Kernspaltung, Neutroneneinfang oder Kernreaktionen unter Emission von Sekundärteilchen.

4.2.2 Erzeugung der Endzustände

Neben der Berechnung von Wirkungsquerschnitten wird GHEISHA im Rahmen von GEANT zur Erzeugung der Endzustände hadronischer Reaktionen aufgerufen. Dies beinhaltet die Simulation der Zahl und Art der entstehenden Sekundärteilchen sowie die Zuordnung von Impulsen im Endzustand unter Berücksichtigung von Energie- und Impulserhaltung.

Abbildung 4.3: Anpassung der Parameter σ_{a0} und α_a [FES85]

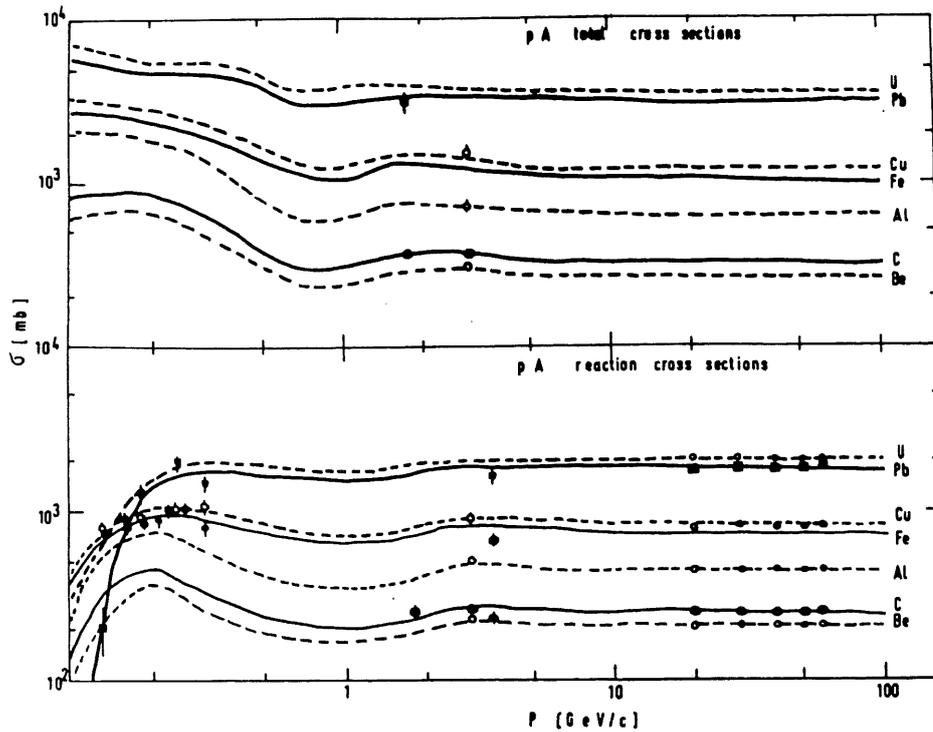


Abbildung 4.4: Parametrisierung der Proton-Kern Wirkungsquerschnitte [FES85]

Wie im Fall der Wirkungsquerschnitte wird hier erst der einfachere Prozeß der Hadron-Nukleon Streuung behandelt. Vernachlässigt man zunächst die Produktion von Antibaryonen und Teilchen mit Strangeness, so reicht zur Beschreibung der Teilchenmultiplizität im Endzustand eine Wahrscheinlichkeitsverteilung

$$w(n_P, n_N, n_+, n_0, n_-) \quad (4.10)$$

aus. w gibt die Wahrscheinlichkeit an, im Endzustand gerade n_P Protonen, n_N Neutronen, n_+ positive Pionen, n_0 neutrale Pionen und n_- negative Pionen zu finden. Erhaltung der Baryonenzahl und der Ladung liefern beispielsweise bei der Proton-Proton Streuung:

$$n_P + n_N = 2 \quad (4.11)$$

$$n_P + n_+ + n_- = 2 \quad (4.12)$$

Daher hängt w nur von drei unabhängigen Variablen ab, man wählt hier die Zahlen der Pionen. Für die Wahrscheinlichkeit, im Endzustand insgesamt n Pionen zu finden, gilt die empirische Formel:

$$P(n) = \frac{n}{\bar{n}^2} \exp \left[-\frac{\pi}{4} \left(\frac{n}{\bar{n}} \right)^2 \right] \quad (4.13)$$

Die genaue Aufteilung der Pionen auf die einzelnen Ladungszustände hängt von den Ladungen der Baryonen im Anfangszustand ab. Als Faustregel kommt jede Pionenart etwa gleichhäufig vor, da der gesamte Isospin des Systems begrenzt ist. Das in GHEISHA implementierte Verfahren berücksichtigt zusätzlich die Erzeugung von Antibaryonen und Teilchen mit Strangeness. Lediglich Zweiteilchen-Endzustände wie $\pi^+N \rightarrow \pi^0P$ werden nicht durch die Parametrisierung beschrieben, sondern durch ihre gesondert tabellierten Wirkungsquerschnitte erfaßt.

In einem zweiten Schritt werden den entstandenen Sekundärteilchen Impulse zugeordnet. Die Reaktion wird im Schwerpunktsystem der beiden Hadronen berechnet, daher muß im Endzustand die Summe aller Impulse Null ergeben. Für die Verteilung der Transversalimpulse wird folgende Parametrisierung verwendet:

$$\frac{d\sigma}{dp_T^2} \sim \exp(-bp_T^2) \quad (4.14)$$

Der Parameter b wurde aus experimentellen Daten ermittelt. Die Azimutalwinkel ϕ werden nun so berechnet, daß sich die Transversalimpulse gerade aufheben. Mit Hilfe einer ähnlichen Parametrisierung wird zum Schluß jedem Teilchen ein Polarwinkel θ und ein Longitudinalimpuls zugeordnet.

Weitaus komplexer ist die Simulation der inkohärenten Hadron-Kern Streuung. Bei hohen Teilchenenergien kann der Kern als eine dichte Ansammlung von Nukleonen angesehen werden. Da die Wellenlänge des einfallenden Hadrons sehr viel kleiner als übliche Kernradien ist, können bei der primären Wechselwirkung die nicht beteiligten Nukleonen außer acht gelassen werden. Die entstehenden Sekundärteilchen können wiederum mit anderen Nukleonen desselben Kerns reagieren, so daß eine intranukleare Kaskade entsteht. Beispielsweise ist die Absorptionslänge von freien Pionen in Kernmaterie etwa 2,7 fm (ein Urkern hat einen Durchmesser von 14 fm). Es ist jedoch keinesfalls klar, daß die Sekundärteilchen schon direkt nach der sie erzeugenden Reaktion als reale Teilchen vorliegen. Dazu sind zwei Grenzfälle denkbar. Zum einen wird die Annahme gemacht, daß der asymptotische Endzustand der primären Kollision bereits nach einer Strecke erreicht ist, welche klein im Vergleich zum Kerndurchmesser ist. In diesem Fall entsteht eine intranukleare Kaskade, und die mittlere Zahl der den Kern verlassenden Teilchen ist etwa

$$\bar{n}_A \approx \bar{n}_P A^{1/3}. \quad (4.15)$$

Hier ist \bar{n}_P die mittlere Zahl der in der primären Wechselwirkung erzeugten Teilchen. Im zweiten Grenzfall wird angenommen, daß die asymptotischen Endzustände erst nach einer Strecke erreicht sind, die groß gegen den Kerndurchmesser ist. Jetzt entsteht im allgemeinen keine intranukleare Kaskade, und es gilt:

$$\bar{n}_A \approx \bar{n}_P \quad (4.16)$$

Experimentelle Daten zeigen, daß die Wahrheit irgendwo zwischen diesen beiden Extremfällen liegt. Bei der Simulation der primären Wechselwirkung muß zusätzlich

die Fermibewegung der Nukleonen im Kern berücksichtigt werden, welche zur Folge hat, daß das Targetnukleon im Ruhesystem des Kerns im allgemeinen einen nicht verschwindenden Impuls hat.

Nach der Wechselwirkung verbleibt der Kern in einem hoch angeregten Zustand und emittiert weiterhin Nukleonen und leichte Kernfragmente wie Alphateilchen. Die Teilchen besitzen eine sehr kleine kinetische Energie (< 20 MeV), und sie weisen eine isotrope Winkelverteilung auf. Man spricht daher auch von nuklearer Verdampfung.

Die Erzeugung des Endzustands einer inkohärenten Hadron-Kern Streuung läßt sich in folgenden Schritten zusammenfassen:

1. Die Energie E_0 des einfallenden Hadrons wird um ΔE erniedrigt; diese Energie wird später bei der Kernanregung und der nuklearen Verdampfung berücksichtigt.
2. Die dem Hadron verbleibende Energie $E'_0 = E_0 - \Delta E$ wird zur Simulation der Fermibewegung Fluktuationen unterworfen.
3. Die primäre Hadron-Nukleon Wechselwirkung wird unter Energie- und Impulserhaltung simuliert.
4. Simulation der intranuklearen Kaskade und Erzeugung der Endzustandsteilchen, wobei die aufzubringende Bindungsenergie von der kinetischen Energie der Teilchen abgezogen wird.
5. Erzeugung der durch nukleare Verdampfung entstehenden Teilchen.

Dieses Verfahren benötigt viele freie Parameter, die nicht alle eindeutig aus experimentellen Daten zu ermitteln sind. Einige Parameter müssen daher eher willkürlich gewählt werden, für andere wird bei hohen Teilchenenergien, wo keine ausreichenden experimentellen Daten zur Verfügung stehen, eine Extrapolation benutzt. Daraus ergibt sich, daß die Simulation hadronischer Schauer weniger eine *Berechnung* der meßbaren Detektorantwort aufgrund von detaillierten Beschreibungen der nuklearen Prozesse ist, sondern eher eine *Vorhersage*, die auf dem aus experimentellen Daten verfügbaren Wissen aufbaut. Der letzte Satz im Kapitel über nukleare Wechselwirkungen in [FES85] lautet:

„From this we may conclude that we are far away from a real understanding of the physics of soft hadron nucleus collisions.“

Kapitel 5

Optimierung von GHEISHA

Wie im vorhergehenden Kapitel beschrieben, sind Simulationsrechnungen hadronischer Schauer nur durch die Anpassung der parametrisierten Wirkungsquerschnitte und Endzustandsverteilungen an experimentelle Daten möglich. Mit den Kalorimeter-Testexperimenten, die im Rahmen des H1-Experiments durchgeführt wurden, stehen nun zum ersten Mal Daten für hadronische Schauer bei hohen Teilchenenergien in guter Qualität und ausreichender Statistik zur Verfügung.

5.1 Testexperimente am CERN

Die Güte eines Kalorimeters hängt entscheidend von einer exakten absoluten Kalibrierung ab. Zu diesem Zweck wurden 1989/90 am europäischen Forschungszentrum CERN in Genf verschiedene baugleiche Module des H1-Kalorimeters mit monoenergetischen Teilchenstrahlen (Elektronen, Pionen, Myonen) auf ihre Funktion hin getestet und geeicht. Bild 5.1 zeigt die getesteten Module und die Geometrie des CERN-Teststrahls im H1-Koordinatensystem.

Die Tests wurden am Speicherring SPS (Super-Proton-Synchrotron) durchgeführt, welcher Protonbündel mit einer Energie von 450 GeV in periodischen Abständen von 15 Sekunden auf ein Target lenkt. Die dort entstehenden Sekundärteilchen werden durch eine Anordnung von Ablenkmagneten, Quadrupolen und Kollimatoren zu einem monoenergetischen Teilchenstrahl kollimiert (H6-Strahl). Er besteht aus Elektronen, Myonen, Kaonen, Pionen oder Protonen in einem Energiebereich von 5 bis 250 GeV. In Bild 5.2 ist der Testaufbau mit den vorgeschalteten Triggeraufbauten dargestellt. Diese ermöglichen eine saubere Teilchenidentifizierung und eine genaue Definition der Strahlachse. Im einzelnen ist hier:

- C1, C2: CEDAR's (Cherenkov Differential Counter with Achromatic Ring Focus) Sie erlauben bei Energien unterhalb von 100 GeV eine Teilchenidentifizierung (Elektron/Pion Trennung) durch ihr verschiedenes Ansprechverhalten auf Teilchen mit gleichem Impuls, aber unterschiedlicher Masse.

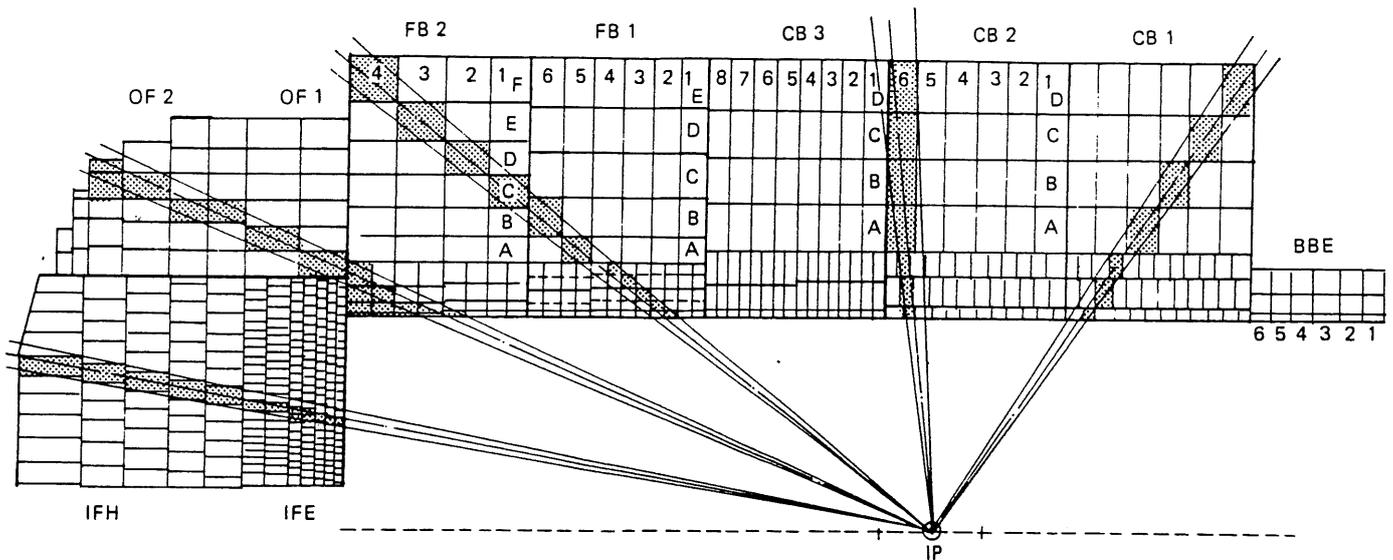


Abbildung 5.1: Am CERN getestete Kalorimetermodule [TEC87]

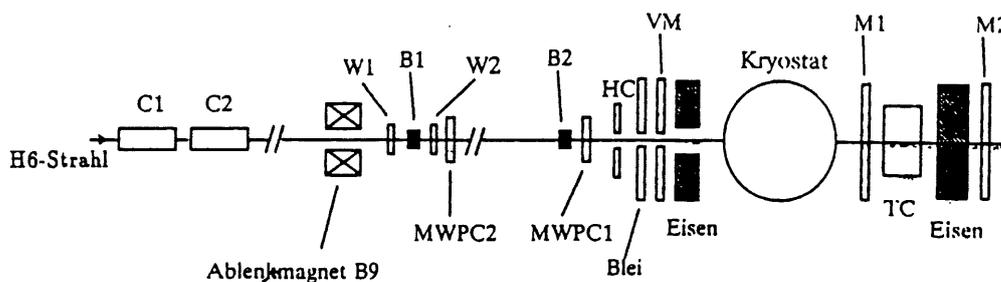


Abbildung 5.2: Aufbau der CERN-Testexperimente [GRA91]

B9: Ablenkmagnet zur Änderung der Einschussposition

B1, B2: Fingerzähler zur Definition der Strahlachse

HC, VM: Holecouter und Vetowand: Szintillationszähler, die Teilchen außerhalb der definierten Strahlachse erkennen. Die $2 X_0$ dicke Bleiwand dient zum Anschauen von Photonen und verbessert so ihren Nachweis.

Kryostat: Kühlbehälter für das Flüssig-Argon Testkalorimeter

TC: Tailcatcher-Kalorimeter

M1, M2: Myonentrigger

Für Teilchenenergien oberhalb 100 GeV geschieht die Elektron/Pion-Trennung schon vor den Triggeraufbauten mit Hilfe eines Ablenkmagneten und eines Kollimators. Dieses Verfahren nutzt die wesentlich höheren Verluste der Elektronen durch Bremsstrahlung im Magnetfeld aus. Die CEDAR's, die bei kleinen Strahlenergien Verwendung finden, können so eingestellt werden, daß sie bei vorgegebener Teilchenenergie nur auf Pionen bzw. nur auf Elektronen reagieren. Für die saubere Identifizierung eines einzelnen Elektrons/Pions auf der Strahlachse wird ein Ansprechen der CEDAR's und der Fingerzähler und ein gleichzeitiges Nichtansprechen des Holecounters und der Vetowand verlangt. Die Pion/Myon-Trennung ist mit dem Triggeraufbau wegen der etwa gleichgroßen Teilchenmassen relativ schwierig. Myonen unterscheiden sich aber wegen ihrer minimal ionisierenden Wirkung im Kalorimeter signifikant von den anderen Teilchen und können bei der späteren Datenanalyse ausgesondert werden.

Zusätzlich existiert ein Random-Trigger, welcher 10 ms nach dem Durchgang eines Teilchens ein Signal zur Auslese der Kanäle gibt. Das SPS liefert alle 15 Sekunden ein Teilchenpaket von 2,4 Sekunden Dauer. Die aufgenommenen Daten, sogenannte Random-Events oder Noise-Events, liefern somit die Information über das Grundrauschen der einzelnen Auslesekanäle. Dieses ist einerseits rein elektronisch, erfaßt aber auch Teilchen, die sich relativ lange im Kalorimeter aufhalten (z. B. Neutronen). Die simulierten Daten müssen mit diesen Noise-Events unterlegt werden, um einen exakten Vergleich mit Testdaten zu erhalten.

Zur Berechnung der in einem Auslesekanal deponierten Ladung wird vom gemessenen ADC-Wert zuerst ein aus den Noise-Events bestimmter Pedestalwert abgezogen. Zur Rauschunterdrückung werden im weiteren nur solche Kanäle ausgewertet, deren ADC-Eintrag oberhalb der dreifachen Halbwertsbreite des Rauschens liegt ($3\text{-}\sigma$ cut). Die Umrechnung geschieht dann für jeden Kanal j über eine Funktion f_j gemäß

$$Q_j = f_j(\text{ADC} - \text{Wert}), \quad (5.1)$$

wobei die Funktion f_j durch ein Polynom dritten Grades angenähert ist. Sie wird für jeden Kanal aus einer elektronischen Kalibrierung bestimmt, bei welcher eine genau bekannte Ladung mit Hilfe eines Eichkondensators aufgebracht und anschließend gemessen wird.

An die so bestimmte Ladung eines jeden Kanals sind noch verschiedene Korrekturen anzubringen:

- Crosstalk-Korrekturen: Durch die kapazitive Kopplung nebeneinanderliegender Signalleitungen entstehen unerwünschte Pulse, deren Effekt aber durch eine Korrekturfunktion aufgehoben werden kann.
- Random-Pedestal Korrektur: Der Pedestal-Wert der ADC-Wandler, also der Meßwert für $Q = 0$, unterliegt zeitlichen Schwankungen, welche bei der Ladungsbestimmung berücksichtigt werden müssen. Er wird jeweils aus den entsprechenden Noise-Events bestimmt.

- Hochspannungskorrektur: Der Einfluß von toten Kanälen aufgrund von Defekten in der Hochspannungszuführung wird durch einen einfachen Korrekturfaktor ausgeglichen.

Mit Hilfe der gemessenen Ladung und der bekannten Anfangsenergie des Teststrahls ist nach diesen Korrekturen eine Eichung der getesteten Kalorimetermodule möglich. Für jedes Modul wurde eine Kalibrationskonstante für elektromagnetische Teilchen bestimmt, welche den proportionalen Zusammenhang zwischen der insgesamt in einem Kalorimeterteil gemessenen Ladung und der dort deponierten Energie wiedergibt. Als Beispiel: Für das elektromagnetische Kalorimetermodul FB1E wurde ein Wert von $C = 3,482 \text{ GeV/pC}$ ermittelt [GRA91]. Die Energie-Rekonstruktion hadronischer Teilchen geschieht durch das weiter oben beschriebene Wichtungverfahren.

Die ermittelten Energieauflösungen liegen zwischen $11,7$ und $15,4\%/\sqrt{E[\text{GeV}]}$ für die getesteten elektromagnetischen Kalorimetermodule und zwischen $45,5$ und $53,1\%/\sqrt{E[\text{GeV}]}$ für die hadronischen Module [TEC90].

Ausführliche Beschreibungen des Testaufbaus und der Datenanalysen finden sich in [SAH89], [RIE89], [GRA91] und [STA91].

5.2 Simulationsrechnungen zum CERN-Test

Das Programm, welches die Kalorimeter-Testexperimente der H1-Kollaboration am CERN simuliert, heißt ARCET. Die in dieser Arbeit benutzte Version ist ARCET 2.01/00 mit GEANT 3.14/16. Das Programm erlaubt die Simulation verschiedener Kalorimetermodule, die im Zeitraum 1989/90 getestet wurden. Es enthält im wesentlichen Routinen, welche der Benutzer dem Programmpaket GEANT zur Verfügung stellen muß, z. B. die Berechnung der HITS (siehe Kapitel 4). Der spezielle geometrische Aufbau des Testexperiments wird vom Benutzer in einer Steuerbank angewählt und zu Programmbeginn von ARCET eingelesen. Er beschreibt die exakte Position der Triggeraufbauten, des Kryostaten und des getesteten Kalorimetermoduls. So werden für das Programm die Testbedingungen nahezu identisch nachgestellt. Weitere wichtige Eingabewerte sind die Art und Anfangsenergie der zu simulierenden Strahlteilchen. Dies können etwa Elektronen, Pionen oder Myonen sein. Die Unschärfen in der Anfangsenergie und der Startposition dieser Teilchen werden durch Gaußverteilungen berücksichtigt, deren Halbwertsbreiten durch eine Vermessung der jeweiligen CERN-Teststrahlen ermittelt wurde. Zusätzlich muß der Benutzer die für GEANT wichtigen TRACKING MEDIUM PARAMETERS (TPAR) (Bild 5.3) wählen. Die hier eingestellten unteren Abschneideenergien, unterhalb derer ein Teilchen nicht weiter simuliert wird, sind relativ niedrig eingestellt. Sie beträgt beispielsweise für Photonen 200 keV (CUTGAM) und für Elektronen 1 MeV (CUTELE). Dies erlaubt eine sehr detaillierte Simulation, welche aber viel Rechenzeit benötigt.

```

*****
*
*   G E A N T  Version 3.1416      DATE/TIME 920609/ 200  *
*
*           R U N      1          *
*
*****
*
*   Data structure   Date   Time   GVERSN   ZVERSN   *
*   -----         - - - - - - - - - - - - - - - - *
*
*       INIT        920609   200    3.1416    3.68    *
*
*       KINE        920609   200    3.1416    3.68    *
*
*       HITS        920609   200    3.1416    3.68    *
*
*       DIGI        920609   200    3.1416    3.68    *
*
*-----*
*
*           Standard TPAR for this run are
*           -----
*
*   CUTGAM=200.00 KEV  CUTELE=  1.00 MEV  CUTNEU=  1.00 MEV *
*   CUTHAD=  1.00 MEV  CUTMUO=  1.00 MEV
*   BCUTE =200.00 KEV  BCUTM =  1.00 MEV
*   DCUTE =  1.00 MEV  DCUTM =  1.00 MEV  PPCUTM= 10.00 MEV *
*   IPAIR =           1.  ICOMP =           1.  IPHOT =           1. *
*   IPFIS =           0.  IDRAY =           1.  IANNI =           1. *
*   IBREM =           1.  IHADR =           1.  IMUNU =           1. *
*   IDCAY =           1.  ILOSS =           1.  IMULS =           2. *
*   IRAYL =           0.
*
*****

```

Abbildung 5.3: Simulationsparameter von GEANT

In den CERN-Testdaten steht die Kalorimeterinformation in Form einer elektrischen Ladung in jedem Auslesekanal zur Verfügung, bzw. nach Multiplikation mit der ebenfalls im CERN-Test ermittelten Kalibrationskonstanten in Form eines Energiewertes. Da die Kalibrationskonstanten aus Elektron-Testdaten gewonnen wurden, erhält man durch Aufsummieren aller Kanäle die Anfangsenergie des ein-

fallenden Teilchens, vorausgesetzt es handelt sich um ein elektromagnetisches Teilchen (d. h. ein Teilchen, welches im Kalorimeter einen elektromagnetischen Schauer induziert). Bei hadronischen Teilchen erhält man aufgrund des π/e -Verhältnisses von etwa $2/3$ einen entsprechend niedrigeren Wert. Die so errechnete Größe wird als *Energie auf der idealen elektromagnetischen Skala* bezeichnet.

In der Simulationsrechnung wird die in den aktiven Detektorkomponenten *sichtbare Energie* ermittelt, in diesem Fall die im flüssigen Argon deponierte Energie. Die Umrechnung in die Teilchenenergie auf der elektromagnetischen Skala geschieht mit einem für jedes Kalorimetermodul spezifischen Faktor. Dieser Faktor wird aus den Simulationsrechnungen selbst bestimmt, indem Elektronen fester Anfangsenergie unmittelbar in das jeweilige Kalorimetermodul eingeschossen werden und das Verhältnis von sichtbarer Energie zu Anfangsenergie gebildet wird. Nach dieser Umrechnung sind reale und simulierte Daten aber noch nicht vergleichbar, da in der Simulation das Untergrundrauschen fehlt. Zu diesem Zweck werden die simulierten Ereignisse mit den schon beschriebenen Noise-Events unterlegt. Zur Unterdrückung des rein elektronischen Rauschens wird anschließend genau wie bei den Testdaten ein 3σ -cut durchgeführt. Eine detaillierte Beschreibung dieser Energierekonstruktion für reale und simulierte Daten findet sich in [ASC91].

Die Testdaten des kombinierten elektromagnetischen/hadronischen Inner-Forward Kalorimetermoduls (IF, Bild 3.12) eignen sich in besonderem Maße für einen Vergleich mit Simulationsrechnungen. Es zeichnet sich aus durch eine feine Granularität, den projektiven Aufbau in ϕ - und θ -Richtung und durch eine relativ große Zahl von nuklearen Wechselwirkungslängen ($5,9 \lambda_I$). Das Kalorimetermodul ist mit Pionen, Elektronen und Myonen getestet worden. Zur Analyse hadronischer Schauer beschränkt sich diese Arbeit auf die Piondaten. Die zur Verfügung stehenden Pionenergien sind 5, 10, 30, 50, 80, 120, 170 und 205 GeV.

In den Bildern 5.4, 5.5 und 5.6 sind Vergleiche der Testdaten mit GHEISHA8 bei Pionenergien von 5, 10 und 30 GeV zusammengestellt. Untersucht und verglichen wurden jeweils:

- die deponierte Energie im gesamten Kalorimeter / im elektromagnetischen Teil / im hadronischen Teil,
- die Zahl der angesprochenen Kanäle im gesamten Kalorimeter / im elektromagnetischen Teil / im hadronischen Teil,
- das transversale und das longitudinale Schauerprofil.

In Anhang A sind diese Analysen für 30 GeV im Detail dargestellt. Bei den drei untersuchten Energien ist die Übereinstimmung zwischen den Daten und GHEISHA8 in allen Punkten zufriedenstellend. Dies konnte aber erst nach Ausschalten folgender Fehlerquellen erreicht werden:

1. Die zu Beginn der Analyse verwendeten Noise-Events zur Erfassung des Untergrundrauschens wiesen teilweise viel zu hohe Energieeinträge auf, welche die simulierten Daten erheblich verfälschten.
2. Bei den 30 GeV-Testdaten wurde ein defekter Kanal entdeckt, der ebenfalls zu hohe Einträge enthielt.

Eine unabhängige Analyse innerhalb der H1-Kollaboration von J. Gayler kommt zu demselben Ergebnis ([GAY91]). Der hier untersuchte Energiebereich der Pionen liegt zwischen 10 und 80 GeV. Weiterhin existieren viele andere Analysen, die sich mit einem Vergleich zwischen realen und mittels GHEISHA simulierten Daten befassen (Kapitel 2.6.14 und 5.4 in [FES85]). Zusammenfassend bleibt daher festzuhalten:

Bei niedrigen Pionenenergien (5 bis 80 GeV) beschreibt GHEISHA die Entwicklung hadronischer Schauer in guter Übereinstimmung mit den experimentellen Daten.

IF Calorimeter

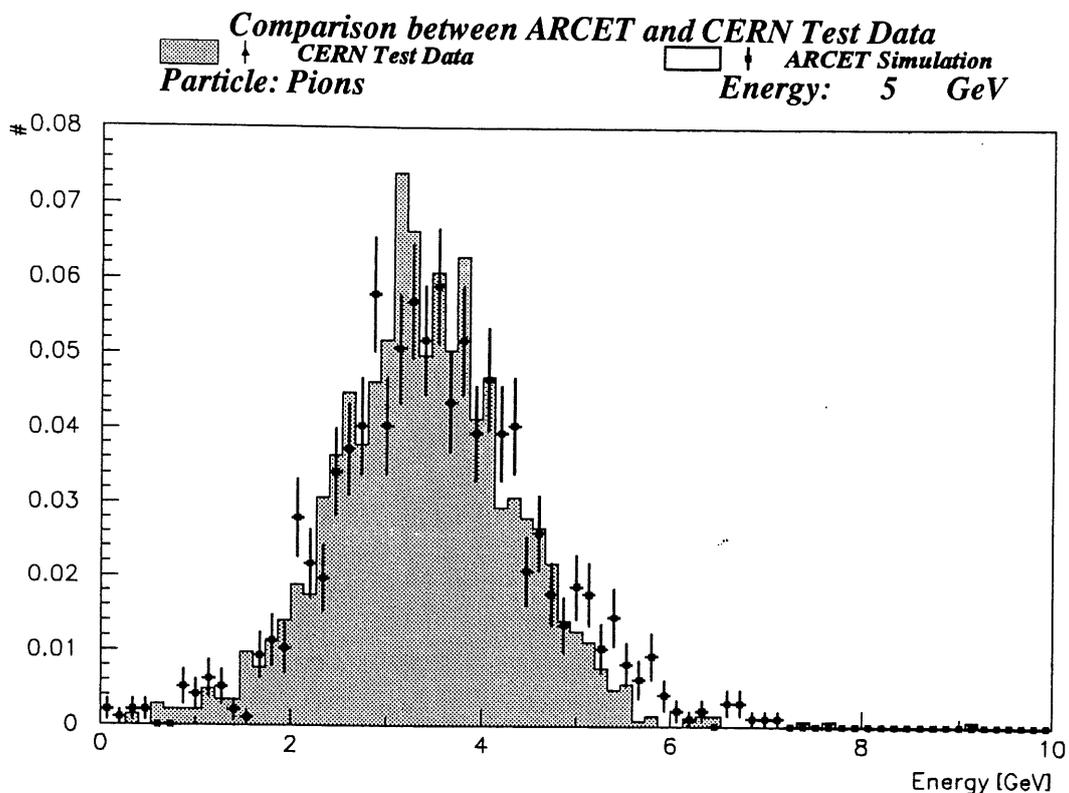


Abbildung 5.4: Energie auf der elektromagnetischen Skala für Pionen von 5 GeV [SAH91]

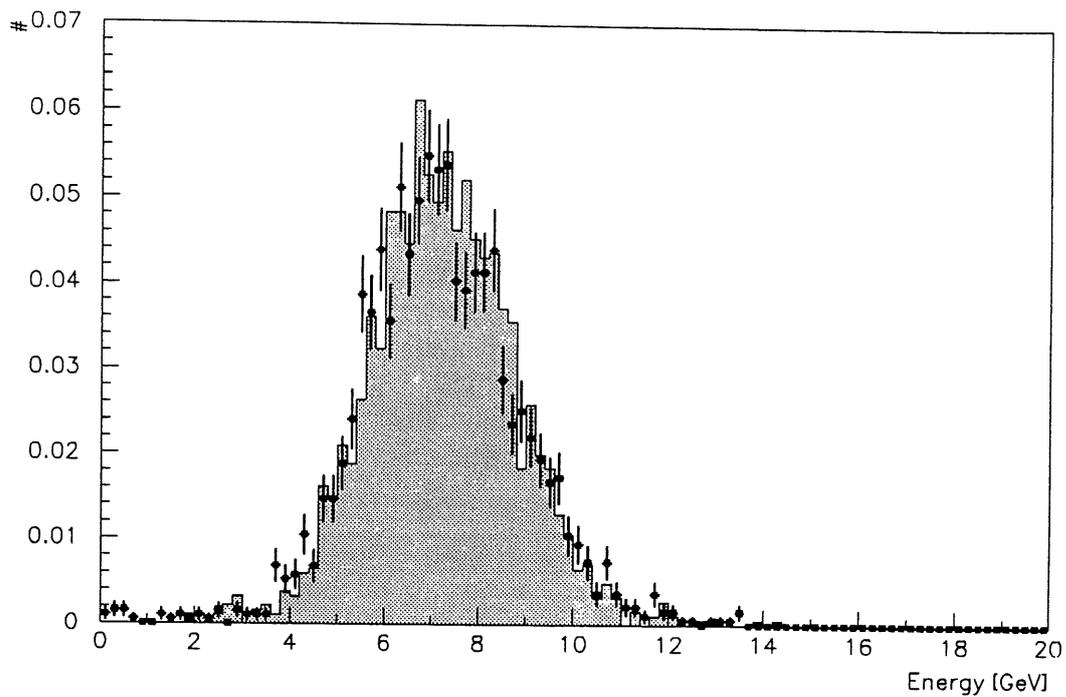


Abbildung 5.5: Energie auf der elektromagnetischen Skala für Pionen von 10 GeV [SAH91]

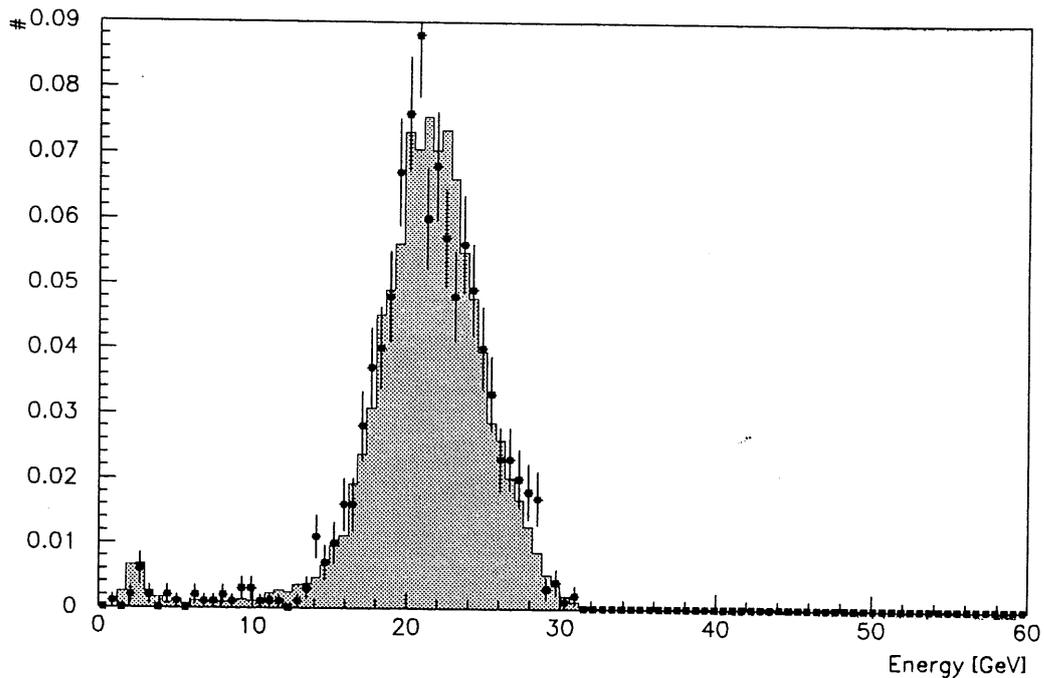


Abbildung 5.6: Energie auf der elektromagnetischen Skala für Pionen von 30 GeV [SAH91]

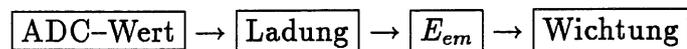
Erst bei höheren Pionenenergien treten signifikante Abweichungen auf, da eine Feinabstimmung von GHEISHA hier noch nicht vorgenommen wurde.

5.3 Anpassung von GHEISHA bei hohen Teilchenenergien

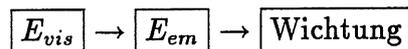
Zur Optimierung von GHEISHA bei hohen Teilchenenergien wird nun eine Analyse der Testdaten bei der höchsten zur Verfügung stehenden Pionenenergie von 205 GeV und deren Vergleich mit entsprechenden Simulationsrechnungen vorgestellt.

5.3.1 Vergleich der Testdaten mit GHEISHA8

Vereinfacht läßt sich die Energierekonstruktion der Pionen aus den Testdaten in folgenden Schritten darstellen:



E_{em} bezeichnet die Energie auf der elektromagnetischen Skala. Für hadronische Schauer schließt sich daran die Wichtung zur Kompensation des e/π -Verhältnisses an. Im Fall der simulierten Daten steht die Kalorimeterinformation in Form einer im aktiven Material sichtbaren Energie E_{vis} zur Verfügung:



Im Verlauf der beiden Rekonstruktionketten sind die Daten zum ersten Mal auf der elektromagnetischen Skala vergleichbar. Die folgende Analyse geschieht daher auf dieser Ebene, d. h. die zugrundeliegende Information ist sowohl bei den Testdaten als auch bei den simulierten Daten die in jedem Kalorimeterkanal deponierte Energie E_{em} .

Es müssen nun Kriterien gefunden werden, die einen Vergleich dieser Daten erlauben. Die einfachste Möglichkeit besteht in der Berechnung der Gesamtenergie, die man durch Aufsummieren aller Kanaleinträge erhält. Dieses Verfahren wurde auch auf das elektromagnetische und das hadronische Kalorimetermodul einzeln angewandt. Die Häufigkeitsverteilungen der so errechneten Energie sind in Bild 5.7 zusammengefaßt. Wegen der unterschiedlichen Zahl der Ereignisse sind die Kurven so normiert, daß die mit der x-Achse eingeschlossene Fläche jeweils eins ergibt.

Der CERN-Teststrahl war zu einem geringen Prozentsatz mit Myonen verunreinigt. Da diese nur sehr wenig Energie im Kalorimeter deponieren, werden bei der Analyse nur solche Ereignisse akzeptiert, die mindestens 20 GeV im gesamten Kalorimeter aufweisen. Die Testdaten ohne Myonencut sind in Bild 5.8 zu sehen.

Die Auswertung des oberen Bildes ergibt, daß in der Simulation die hohen Energien von etwa 160 bis 200 GeV zu häufig auftreten. Die Breite der Kurven entspricht

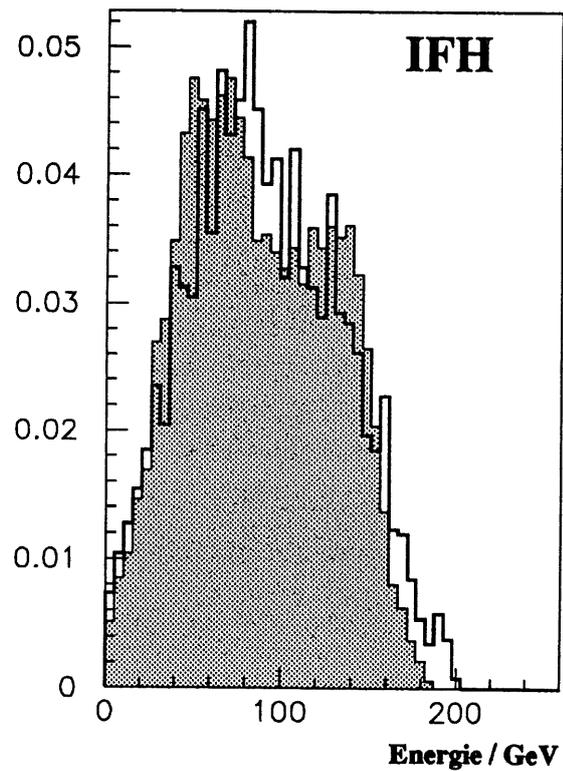
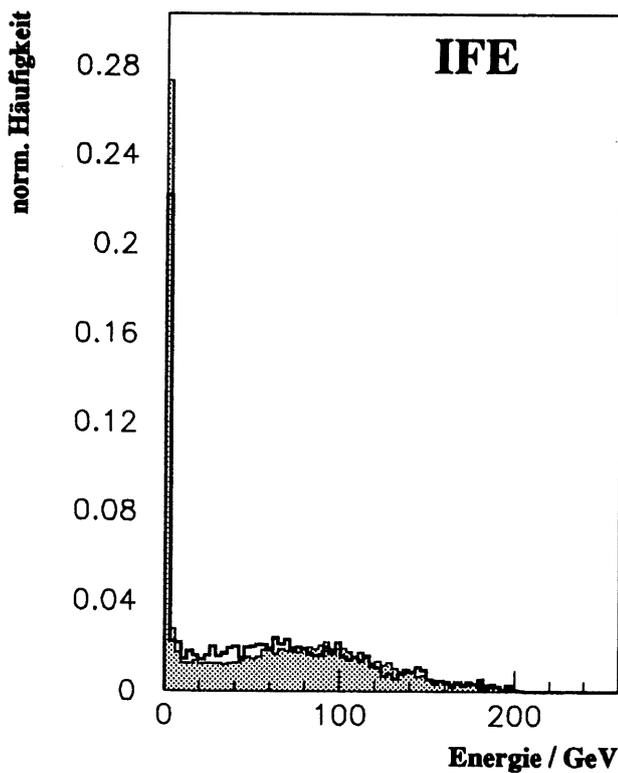
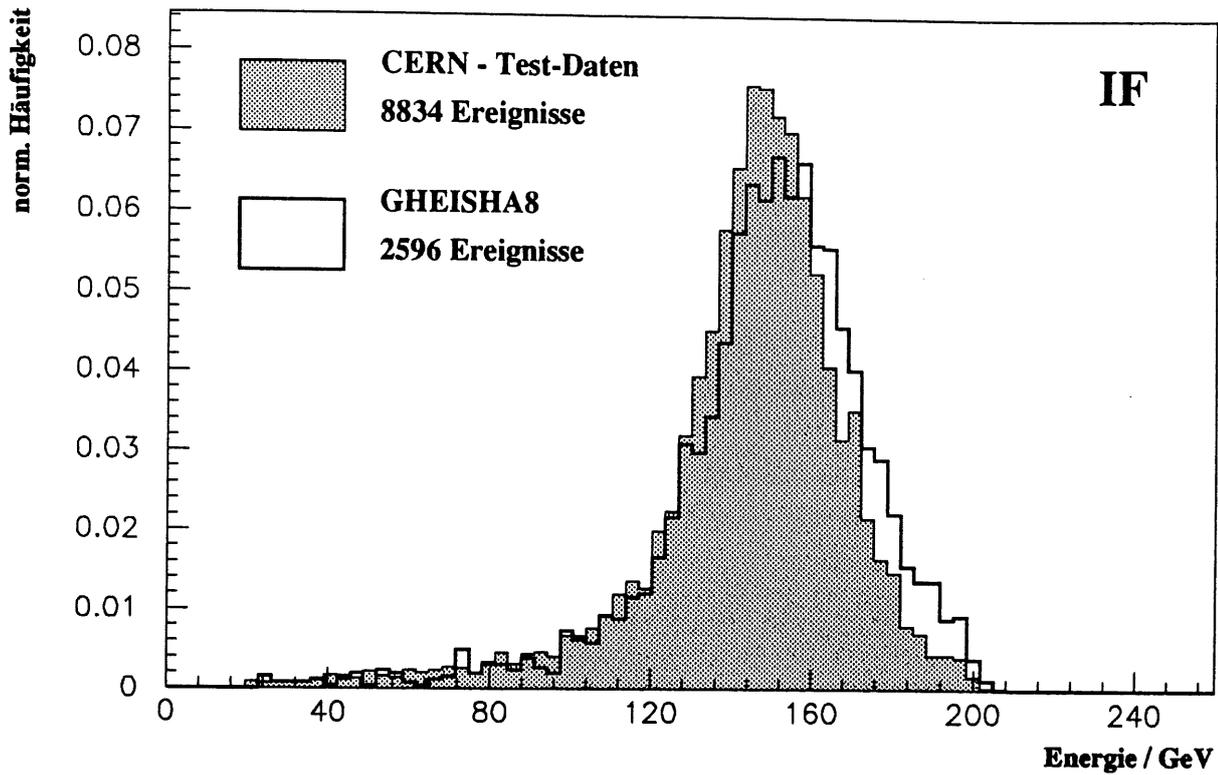


Abbildung 5.7: Energie auf der elektromagnetischen Skala für 205 GeV Pionen im gesamten Inner-Forward Kalorimetermodul (oben), im elektromagnetischen Kalorimeter (unten links), im hadronischen Kalorimeter (unten rechts)

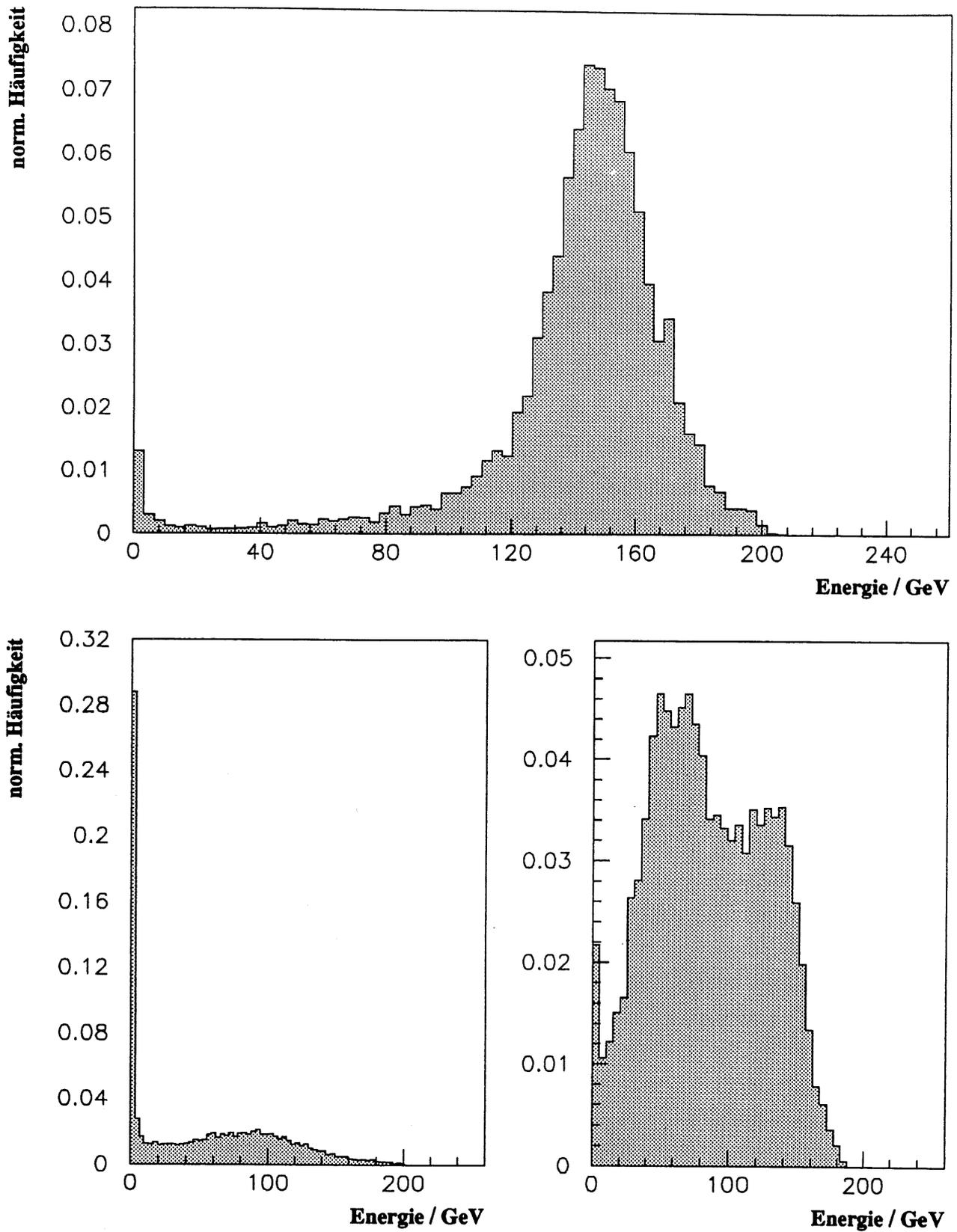


Abbildung 5.8: Energie auf der elektromagnetischen Skala für 205 GeV Pionen, CERN-Testdaten ohne Myoncut

der Energieauflösung des Kalorimeters (ohne Wichtung). Diese wird bestimmt durch die Schwankungen im elektromagnetischen Schaueranteil (siehe Kapitel 3). Liegt die gesamte rekonstruierte Energie nahe bei der des einfallenden Pions von 205 GeV, so deutet dies auf einen hohen elektromagnetischen Schaueranteil hin. Dieser entsteht, wenn in der ersten inelastischen Reaktion des Pions mit dem Kalorimetermaterial fast die gesamte Energie auf ein oder mehrere neutrale Pionen übertragen wird. Die π^0 's zerfallen fast augenblicklich in zwei Gammaquanten und lösen damit einen elektromagnetischen Schauer aus. Die gemessene Energie auf der elektromagnetischen Skala liegt dann nahe bei 205 GeV. Eine genauere Untersuchung dieser Ereignisse zeigt, daß häufig die erste inelastische Reaktion des einfallenden Pions im hadronischen Kalorimeter mit einem Eisenkern stattfindet. Dies ist auch aus der Abbildung unten rechts in Bild 5.7 zu erkennen. Dort weist die Häufigkeitsverteilung für die simulierten Daten im Bereich von 160 bis 200 GeV zu hohe Werte auf.

Weitere Abweichungen zwischen Testdaten und Simulationsdaten zeigt die Auswertung des elektromagnetischen Kalorimeters (Abbildung unten links in Bild 5.7). Bei der sehr hohen Anfangsenergie des einfallenden Pions kommt es häufig vor, daß das π^- kaum Energie in diesem Kalorimetermodul deponiert, sondern die erste inelastische Reaktion erst im hadronischen Teil stattfindet. Die Zahl der nuklearen Wechselwirkungslängen des elektromagnetischen Inner-Forward Moduls (IFE) ist etwa 1,5. Die Abbildung zeigt, daß die Häufigkeitsverteilung hier für die Simulation einen zu *kleinen* Wert liefert. Eine mögliche Erklärung ist die Verwendung eines zu großen Wirkungsquerschnitts für die Reaktion von Pionen mit Blei in der Simulation. In diesem Energiebereich liegen darüber keine experimentellen Daten vor. GHEISHA benutzt hier eine Extrapolation, die aus Messungen bei niedrigeren Energien ermittelt wurde. Im Bereich zwischen etwa 20 und 60 GeV hingegen weist die Simulation etwas zu hohe Werte auf. Hier befinden sich vorwiegend solche Ereignisse, deren Schauerstartpunkt kurz vor dem hadronischen Kalorimeter liegt.

Eine genauere Lokalisierung der Fehlerquellen verspricht die Analyse des longitudinalen Schauerprofils. Bezeichnet man die Richtung der Schauerachse als z -Richtung, so ist dE/dz als Funktion von z zu ermitteln. Die Segmentierung der Kalorimetermodule erlaubt eine Kanalauslese in neun aufeinanderfolgenden Schichten senkrecht zur z -Achse, wobei die ersten vier Schichten das elektromagnetische Kalorimeter und die weiteren fünf das hadronische Kalorimeter bilden. Bei der Berechnung von dE/dz ist darauf zu achten, daß „ dz “ für jede Schicht die gleiche Größe hat, um ein unverzerrtes Bild des longitudinalen Schauerprofils zu erhalten. Die Dicke der einzelnen Schichten, gemessen in nuklearen Wechselwirkungslängen, ist jedoch unterschiedlich. Als geeignetes Maß für dE/dz bietet sich daher die in *einem* LAr-Gap deponierte Energie an. Die Dicke dieser Gaps beträgt sowohl im elektromagnetischen als auch im hadronischen Teil etwa 2,4 mm. Aus diesem Grund ist in Bild 5.9 die *mittlere Ladung pro LAr-Gap* aufgetragen, welche der mittleren Energie pro Gap proportional ist. Die Graphik zeigt eine zufriedenstellende Beschreibung des elektromagnetischen Teils. Eine signifikante Abweichung ist jedoch in den Schichten fünf und sechs am Anfang des hadronischen Kalorimeters erkennbar. Hier wird bei den Simulationsrechnungen im Mittel zu viel Energie deponiert.

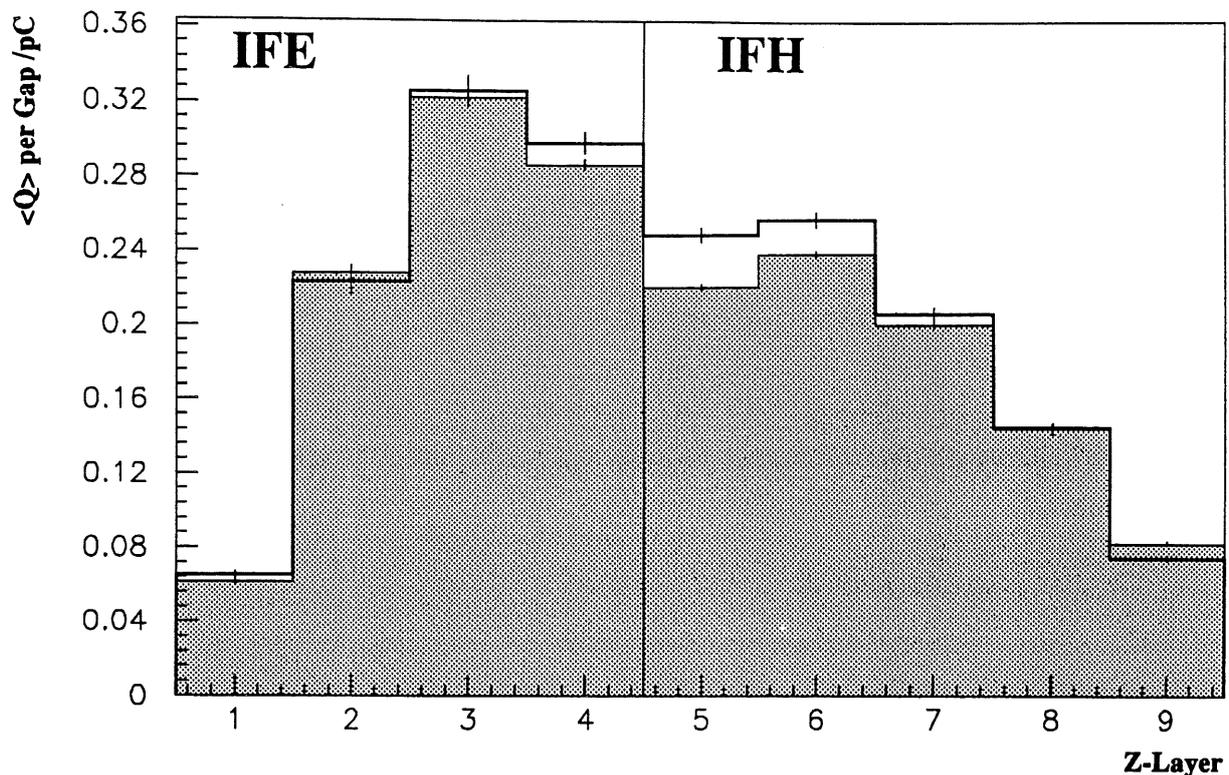


Abbildung 5.9: Longitudinales Schauerprofil; Vergleich zwischen Testdaten (grau) und GHEISHA 8

Diese Beobachtung deckt sich mit dem Ergebnis der ersten Analyse. Mit sehr hoher Wahrscheinlichkeit lassen sich diese Einträge auf hochenergetische π^0 's zurückführen, die am Anfang des hadronischen Kalorimeters entstehen.

Eine detailliertere Betrachtung des hadronischen Kalorimeters erlaubt Bild 5.10. Hier ist in einem sogenannten Scatterplot jedes Ereignis durch die im hadronischen Teil deponierte Energie und die Zahl der dort angesprochenen Kanäle charakterisiert. Um den optischen Vergleich zu erleichtern, wurden gleiche Ereigniszahlen verwendet. Im Bereich kleiner deponierter Energien steigt die Zahl der Kanäle mit der Energie an, bei hohen Energien sinkt sie jedoch wieder ab. Dies ist auf den größer werdenden elektromagnetischen Schaueranteil zurückzuführen. Die aus dem π^0 -Zerfall stammenden Gammaquanten deponieren ihre Energie *in einem kleinen Detektorvolumen*, d. h. *in wenigen Kanälen*. Ein Vergleich der beiden Bilder zeigt, daß die bei der Simulationsrechnung zu häufig auftretenden Ereignisse bei hohen Energien (175–200 GeV) eine relativ geringe Zahl von angesprochenen Kanälen (40–60) aufweisen. Es ist daher sehr wahrscheinlich, daß bei diesen Ereignissen ein π^0 mit fast der gesamten Primärenergie entstanden ist.

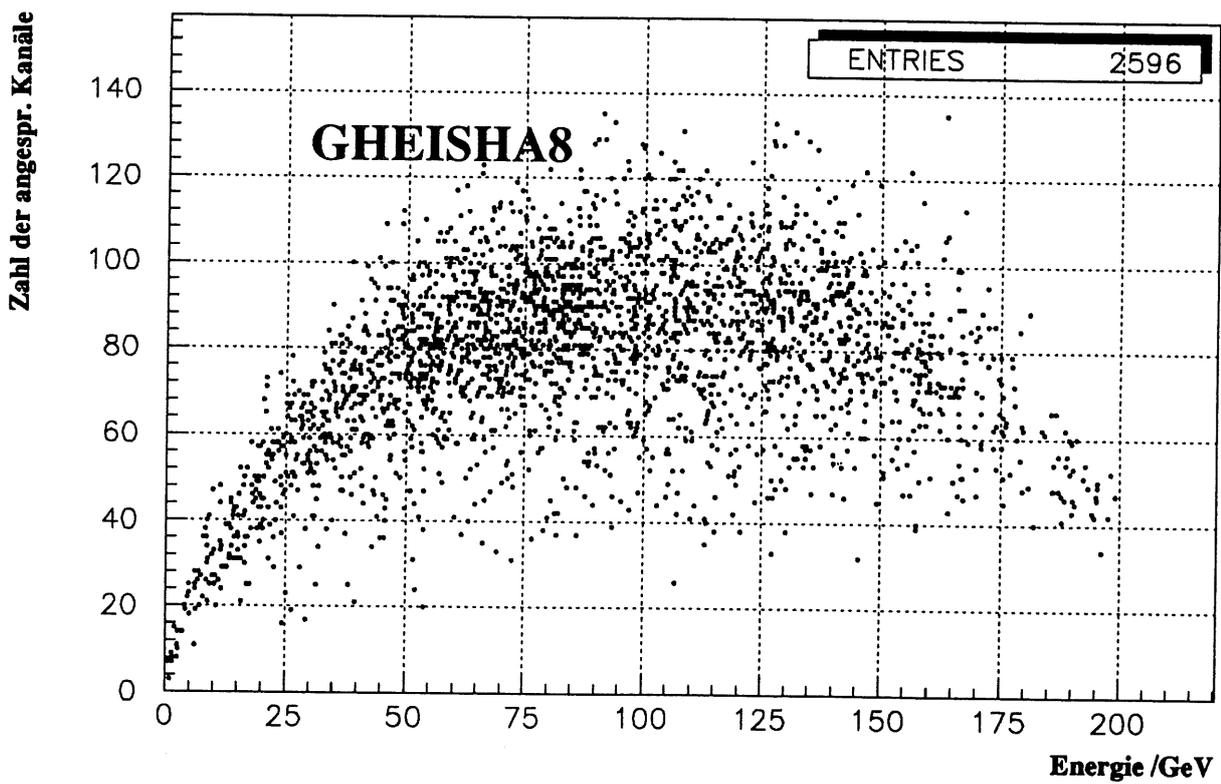
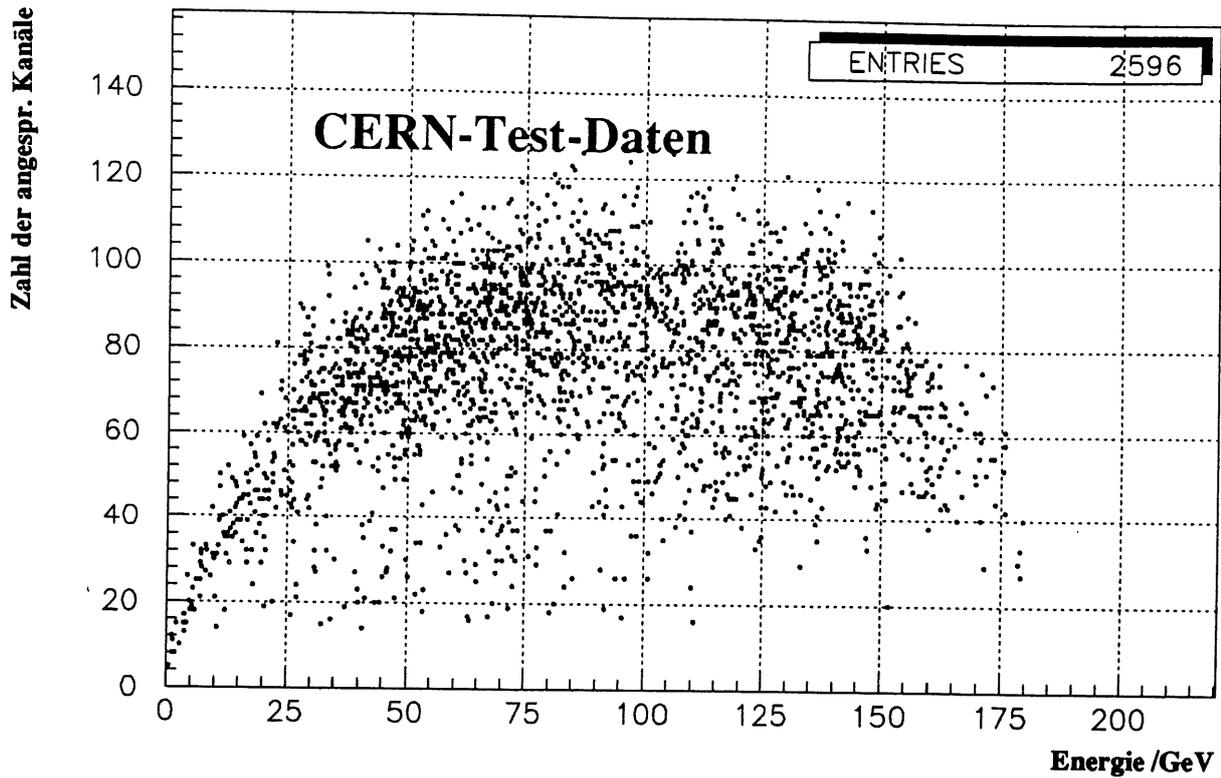


Abbildung 5.10: Analyse des hadronischen Kalorimeters (Testdaten/GHEISHA8)

Zusammenfassend ergibt der Vergleich der CERN-Testdaten mit GHEISHA8 folgende Resultate:

- In der Simulationsrechnung treten zu häufig Ereignisse mit hohen Energieeinträgen auf. Diese entstehen, wenn in einer ersten inelastischen Reaktion des einfallenden π^- mit einem Eisenkern am Anfang des hadronischen Kalorimeters ein hochenergetisches π^0 erzeugt wird.
- Die Simulation des elektromagnetischen Kalorimetermoduls ergibt *im Mittel* den gleichen Wert wie die Testdaten für die deponierte Energie. Die Häufigkeitsverteilung zeigt jedoch Abweichungen, welche auf einen zu hohen Wirkungsquerschnitt der Reaktion von π^- mit Blei bei einer Teilchenenergie von 205 GeV schließen lassen.

Es muß erwähnt werden, daß die beobachteten Abweichungen auch andere Ursachen haben könnten. Bei Vergleichen zwischen GHEISHA und experimentellen Daten waren in vielen Fällen die Fehlerquellen bei den Daten zu finden. Eine andere Interpretation von Bild 5.10 ist daher: Im Energiebereich zwischen 175 und 205 GeV treten die Ereignisse bei den Testdaten *nicht häufig genug* auf. Da hier die Energie in wenigen Kanälen deponiert wird, ist die Energie pro Kanal in manchen Kanälen sehr hoch. Mögliche Fehlerursachen sind daher:

- Der maximale Ausgabewert des ADC-Wandlers wird überschritten.
- Im Flüssig-Argon treten Sättigungseffekte ein, die einen nichtlinearen Zusammenhang zwischen gemessener Ladung und deponierter Energie zur Folge haben.
- Die Noise-Events weisen zu hohe Einträge auf.

Eine genauere Untersuchung der Daten ergab jedoch keine Hinweise, die diese Fehlerquellen bestätigen. Die von den Noise-Events stammende Energie überschritt nie einen Wert von 2 GeV im gesamten Kalorimeter und kann daher den beobachteten Fehler nicht verursachen. Um eine Aussage über den maximal auftretenden Energiewert *in einem einzelnen Kanal* zu erhalten, wurden auch dazu Untersuchungen durchgeführt. Die Auswertung in Bild 5.11 zeigt, daß die höchsten Werte für die Energie in einem Kanal sowohl bei den Testdaten als auch bei den simulierten Daten bei etwa 90 GeV liegen. Zusätzlich wurden die ADC-Rohdaten nochmals analysiert mit dem Ergebnis: Bei allen Ereignissen, die für die Analyse verwendet wurden, trat kein einziger ADC-Overflow auf. Daher scheint das Vertrauen, das auf die Qualität der Daten gesetzt wird, gerechtfertigt zu sein.

Das zu häufige Auftreten von π^0 's mit fast der gesamten Primärenergie in der GHEISHA-Simulation wird auch durch eine unabhängige Analyse von H. Fesefeldt bestätigt. Ein Vergleich zwischen Daten der Kollaborationen NA22, NA23, NA27 und entsprechenden Monte-Carlo Rechnungen ist in Bild 5.12 dargestellt. Die

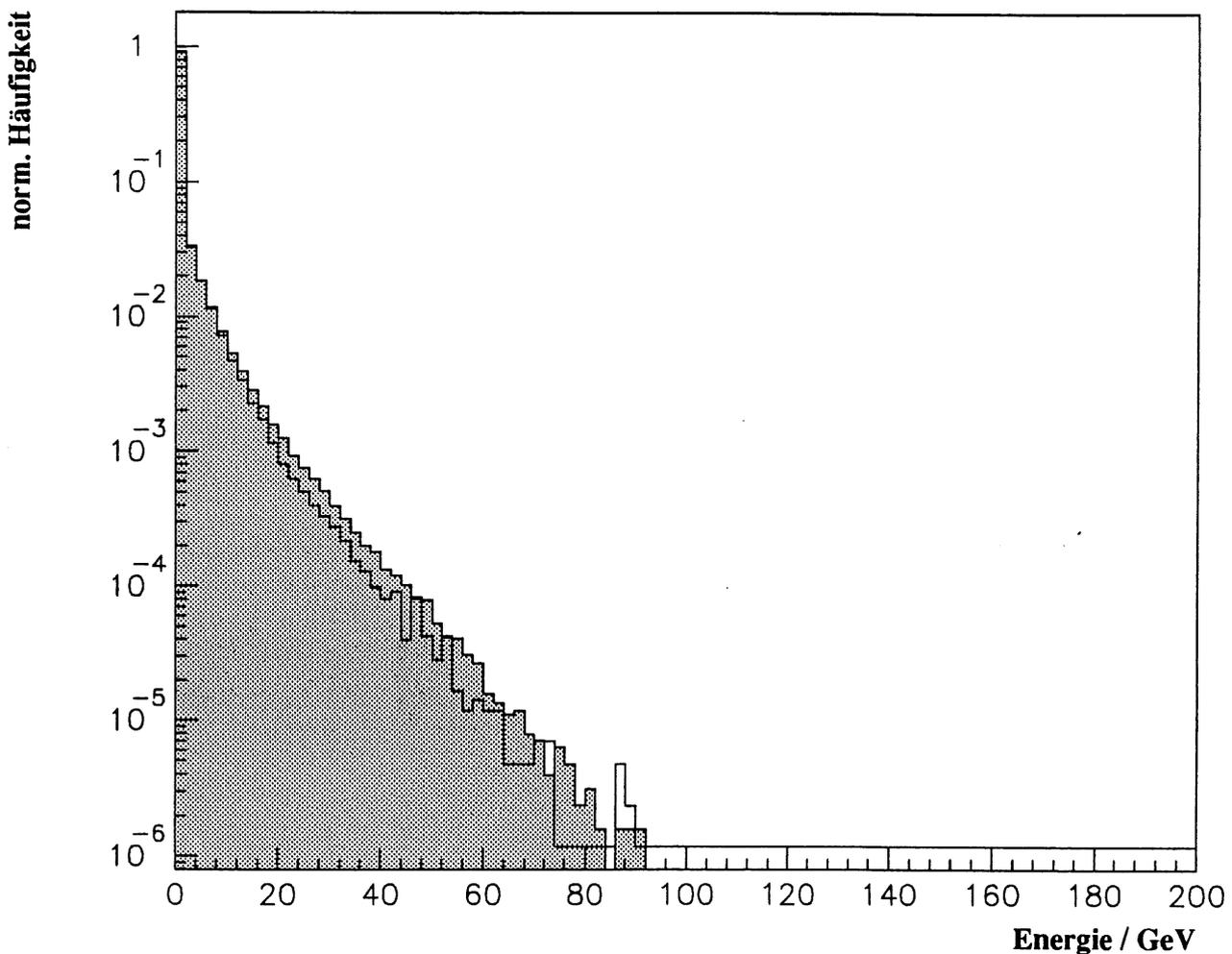


Abbildung 5.11: Energie in den einzelnen Kanälen, Testdaten/GHEISHA8

Feynman-Variablen x_F bezeichnet das Verhältnis des Longitudinalimpulses des erzeugten π^0 zu dessen maximalem Longitudinalimpuls. Aus der Graphik geht hervor, daß bei großen Werten von x_F die GHEISHA-Resultate für den Wirkungsquerschnitt im Vergleich zu den Daten der Kollaborationen NA23 und NA27 zu hoch liegen.

5.3.2 Vergleich mit modifizierter Version von GHEISHA

GHEISHA verwendet zur Berechnung der Wirkungsquerschnitte und Erzeugung der Endzustände parametrisierte Verteilungen, die experimentellen Daten angepaßt wurden. Bei hohen Teilchenenergien werden in vielen Fällen extrapolierte Werte benutzt. Es wird im weiteren gezeigt, daß durch eine gezielte Veränderung der Simulationsparameter eine bessere Beschreibung der Testdaten gelingt. Dabei sind folgende Randbedingungen zu beachten:

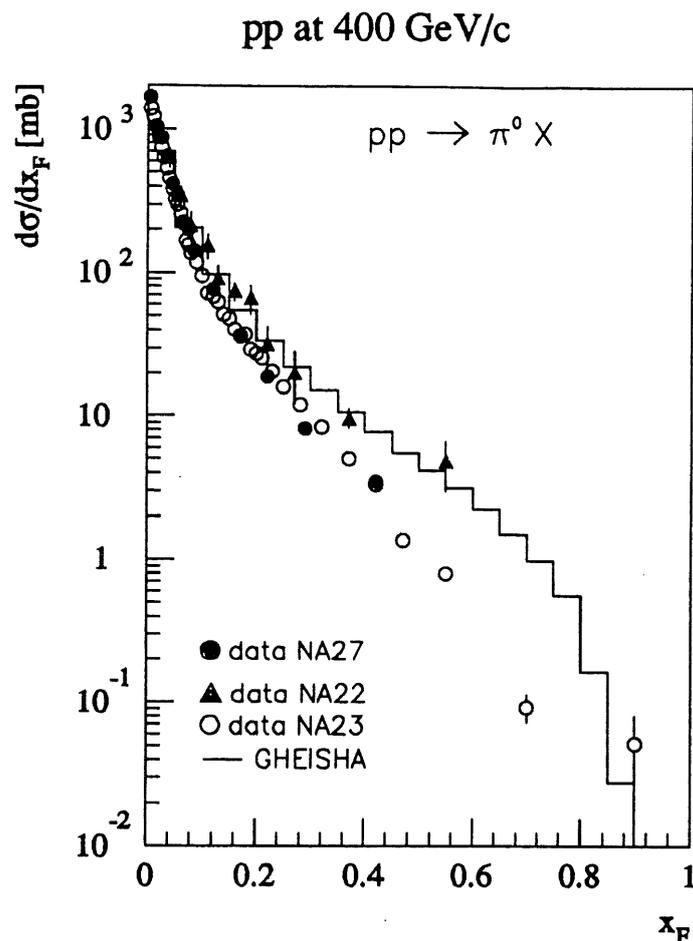


Abbildung 5.12: Differentielle Wirkungsquerschnitte für die π^0 -Produktion als Funktion der Feynman-Variablen x_F bei Proton-Proton Stößen. Strahlenergien: 250 GeV (NA22), 360 GeV (NA23), 400 GeV (NA27). Die GHEISHA-Resultate (Histogramm) wurden bei 400 GeV berechnet.

- Die modifizierte Version von GHEISHA soll nicht nur die Testergebnisse des H1-Kalorimeters, sondern auch andere Testdaten richtig beschreiben.
- Die zu erwartenden Veränderungen der Ergebnisse sind nicht exakt vorhersagbar. Es wird daher im Laufe der Anpassung im allgemeinen nie mehr als ein Parameter gleichzeitig variiert.
- Die Simulation benötigt viel Rechenzeit. Auf einem IBM-3090 Großrechner sind für 1000 Ereignisse etwa 36 Stunden CPU-Zeit notwendig. Dies begrenzt die Zahl der Einstellungen, die getestet werden können.
- Die Einstellung der Parameter verlangt eine gute Kenntnis des GHEISHA-Programms, um den Einfluß der Veränderungen abschätzen zu können. Die

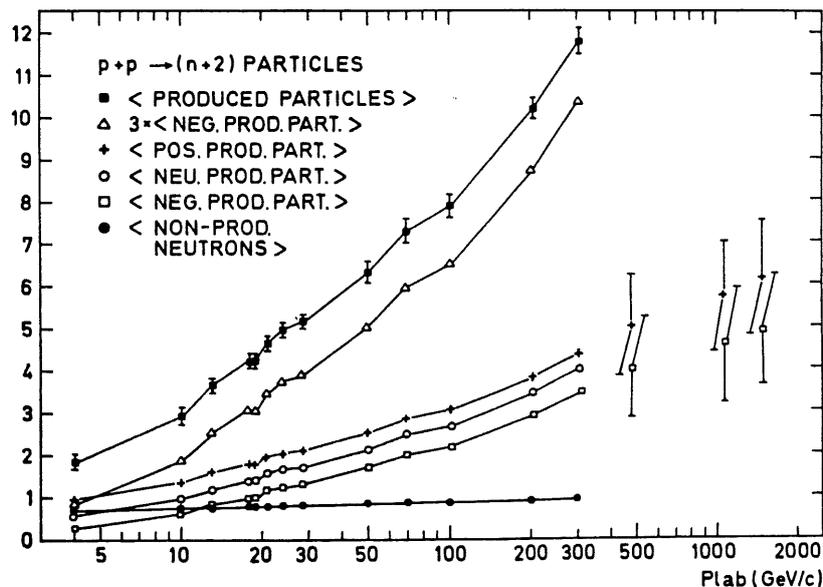


Abbildung 5.13: Teilchenmultiplizitäten in Proton-Proton Stößen [FRØ74]

Anpassung geschah daher in Zusammenarbeit mit dem Autor von GHEISHA, H. Fesefeldt.

Beim Vergleich der Testdaten mit GHEISHA8 wurden in der Simulation zu häufig hochenergetische neutrale Pionen beobachtet. Wichtigstes Ziel bei der Anpassung von GHEISHA an die H1-Testdaten war daher die Korrektur des Pionenspektrums. Die Erzeugung der Endzustände folgt einer Analyse, die von Frøyland und Skontorp in [FRØ74] vorgestellt wurde. Sie befaßt sich mit der Rekonstruktion der Endzustände bei Proton-Proton Kollisionen in Blasenkammerexperimenten. Die mittleren Zahlen der produzierten Endzustandsteilchen sind in Bild 5.13 graphisch dargestellt. Diese Resultate werden von GHEISHA in einer parametrisierten Form verwendet. Die mit +, ○ und □ gekennzeichneten Kurven geben im wesentlichen die Verteilungen für positive, neutrale und negative Pionen wieder. Da die starke Wechselwirkung isospininvariant ist, liegen sie dicht beisammen. Das etwas häufigere Vorkommen der π^+ erklärt sich durch die zweifach positive Ladung des Anfangszustands. Als Faustregel für alle inelastischen hadronischen Wechselwirkungen bei hoher Energie gilt, daß die Zahl der erzeugten π^0 's dem Mittelwert der geladenen Pionen entspricht.

Wie der Vergleich der H1-Kalorimetertestdaten mit GHEISHA8 gezeigt hat, gilt dieses einfache Isospinmodell nicht mehr, falls ein Pion des Endzustands eine sehr hohe Energie erhält, d. h. x_F für dieses Pion groß ist. Das gleiche Resultat geht auch aus dem Vergleich in Bild 5.12 hervor.

In einer modifizierten Version von GHEISHA, im weiteren mit GHEISHA* bezeichnet, wird ein verbessertes Modell zur Erzeugung der Endzustände verwendet. Die Version GHEISHA* geht aus einer Versuchsreihe von sieben Testversionen hervor, in denen durch stetige Veränderung von Simulationsparametern die Übereinstimmung mit den Testdaten verbessert wurde. Die Verteilung der Pionen im Endzustand auf die einzelnen Ladungszustände ist bei hohen Strahlenergien und bei großem x_F nicht mehr gleichgewichtig. Ist das einfallende Teilchen ein hochenergetisches π^- , dann ist ein Pion im Endzustand mit großem x_F mit einer hohen Wahrscheinlichkeit ebenfalls ein π^- und nur selten ein π^0 oder ein π^+ . Allgemein ausgedrückt: Ein Teilchen im Endzustand mit hoher Energie hat mit großer Wahrscheinlichkeit die gleiche Ladung wie das einfallende Teilchen.

Dieser Effekt nimmt mit kleiner werdender Massenzahl des Absorbermaterials zu. Am ausgeprägtesten ist er bei Wasserstoff (Bild 5.12). Auch bei Eisen konnte er in der Analyse des hadronischen Teils des H1-Testkalorimeters beobachtet werden. Keine Anhaltspunkte hingegen ergaben sich bei Blei im Vergleich der Testdaten des elektromagnetischen Kalorimeters mit GHEISHA8. Eine mögliche Erklärung für diese Tatsache ist der mit wachsender Massenzahl größer werdende Einfluß der intranuklearen Kaskade.

Der Vergleich zwischen den Testdaten des H1-Kalorimeters und GHEISHA*, welches ein geändertes Verfahren zur Erzeugung der Endzustände verwendet, ist in den Bildern 5.14 bis 5.16 zusammengestellt. Es zeigt sich eine deutliche Verbesserung des Programms bei der Beschreibung hoher Energieeinträge (Bild 5.14 oben). Das zu häufige Auftreten hochenergetischer π^0 's im hadronischen Kalorimeter ist nun nicht mehr zu beobachten (Bild 5.14 unten rechts). Über den gesamten Energiebereich ist die Häufigkeitsverteilung dort etwas zu schmal, sie gibt jedoch *im Mittel* die im hadronischen Teil deponierte Energie richtig wieder. Auch die Bilder 5.15 und 5.16 zeigen eine bessere Beschreibung des hadronischen Kalorimetermoduls verglichen mit GHEISHA8. Die dort beobachteten Abweichungen beim Vergleich mit den Testdaten treten hier kaum noch auf. Das modifizierte Verfahren bei der Erzeugung der Endzustände stimmt also gut mit den experimentellen Daten überein.

Es wurde versucht, die Breite der Energieverteilung im hadronischen Kalorimeter durch zusätzliche Fluktuationen in der Inelastizität der Pion-Kern Streuung zu vergrößern. Die Inelastizität K einer Reaktion ist definiert als Differenz zwischen der Energie des einfallenden Pions E_0 und der Summe der Energien der Endzustandsteilchen E'_0 :

$$K = E_0 - E'_0 \quad (5.2)$$

Diese Differenz kommt hauptsächlich durch den Verlust an Bindungsenergie zustande, da der ursprüngliche Atomkern aufgebrochen wird. Meistens wird der prozentuale Verlust bezogen auf die Pionenergie angegeben:

$$\frac{K}{E_0} = 1 - \frac{E'_0}{E_0} \quad (5.3)$$

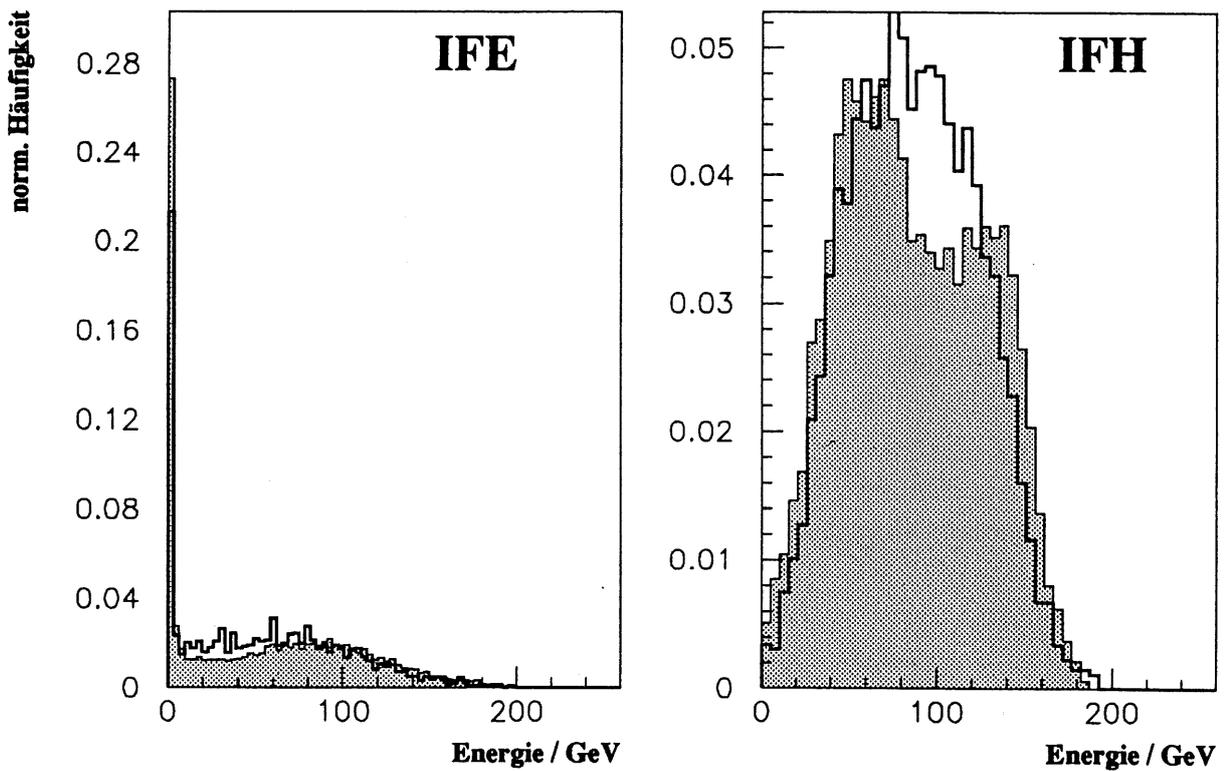
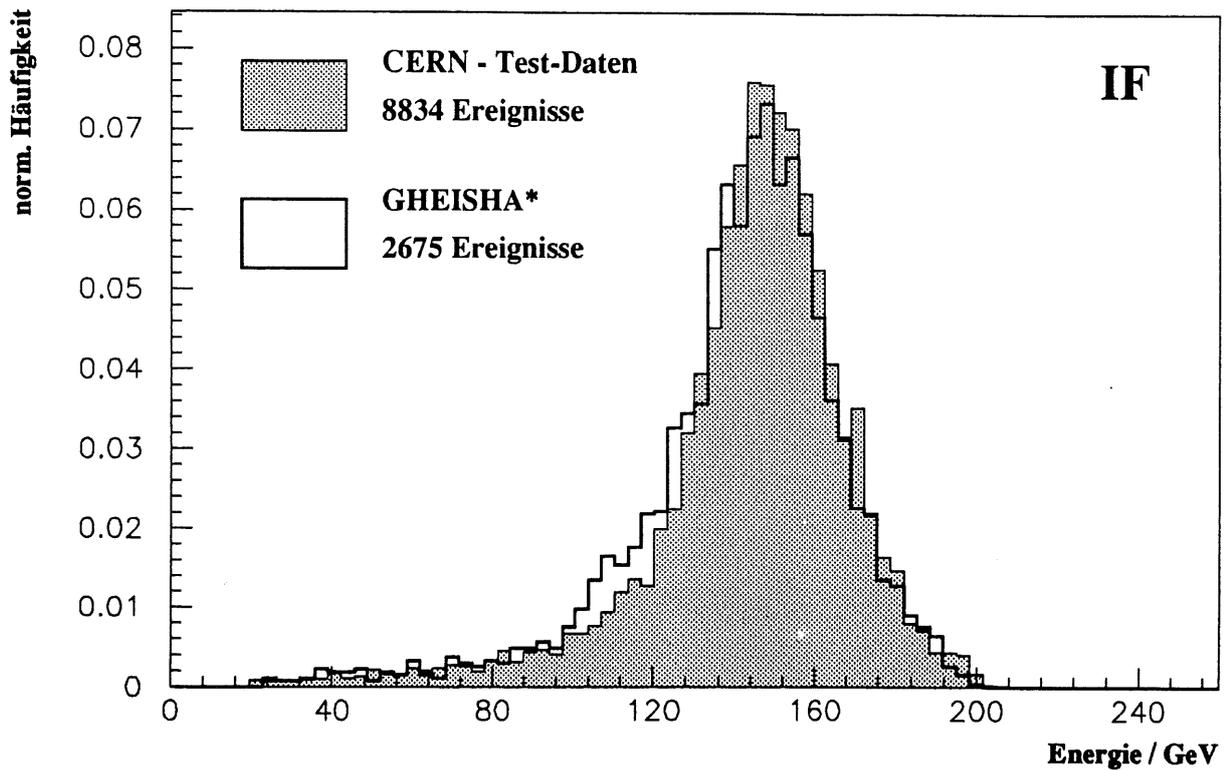


Abbildung 5.14: Energie auf der elektromagnetischen Skala für 205 GeV Pionen im gesamten Inner-Forward Kalorimetermodul (oben), im elektromagnetischen Kalorimeter (unten links), im hadronischen Kalorimeter (unten rechts)

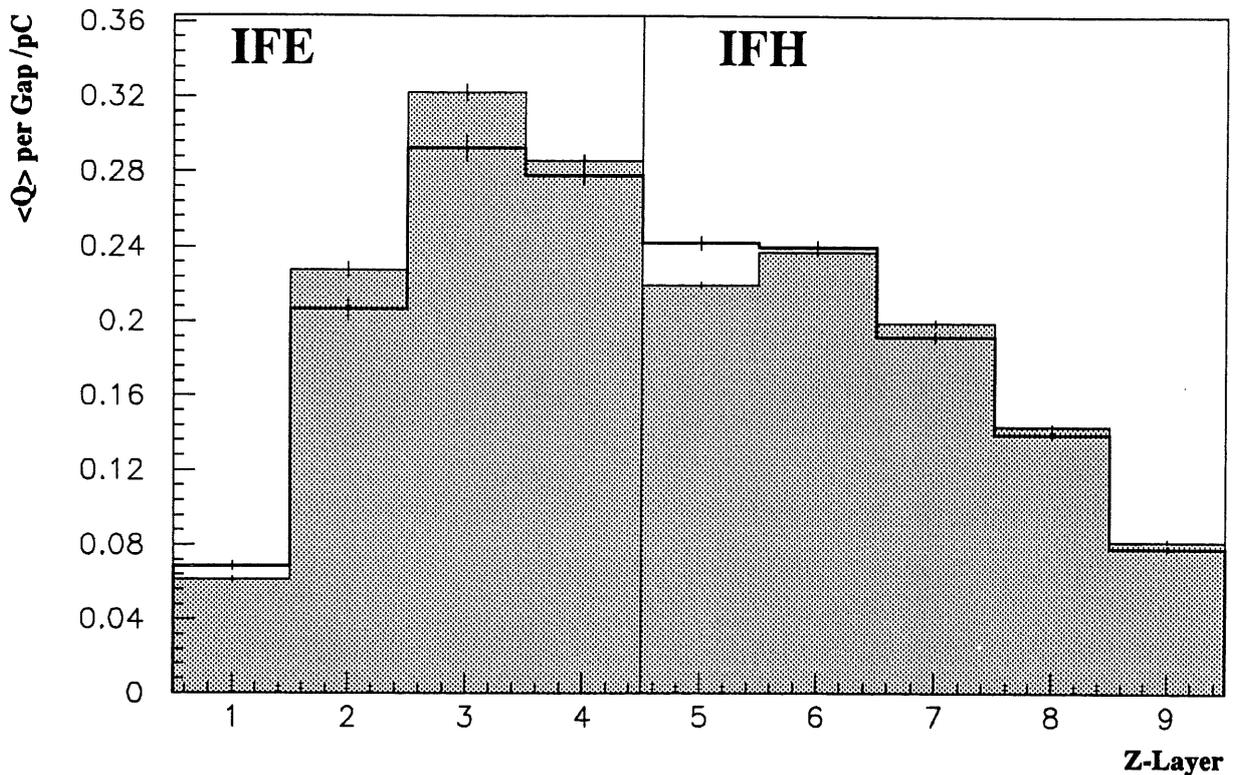


Abbildung 5.15: Longitudinales Schauerprofil; Vergleich zwischen Testdaten (grau) und GHEISHA*

Die Werte für die Inelastizität sind aus experimentellen Daten nur bis zu einer Pionenergie von etwa 80 GeV bekannt. Bei höheren Energien verwendet GHEISHA Extrapolationen. Eine Anpassung an die Testdaten des hadronischen Teils des H1-Testkalorimeters ergab einen Wert von 2 % für Eisen bei einer Pionenergie von 205 GeV. Um eine Verbreiterung der Energieverteilung im hadronischen Kalorimetermodul zu erreichen, wurde dieser Wert Fluktuationen unterworfen. Die besten Resultate lieferte eine exponentiell abfallende Wahrscheinlichkeitsverteilung mit einem Mittelwert von 2 %. Die Verwendung dieser Fluktuationen ist in der Version GHEISHA* bereits enthalten. Trotzdem ist die Energieverteilung noch etwas zu schmal. Wichtiger ist jedoch die Übereinstimmung beim Mittelwert der deponierten Energie.

Die dem H1-Kalorimeter angepaßte Version GHEISHA* wurde auch mit den Daten der Kollaborationen NA22, NA23 und NA27 verglichen (Bild 5.17). Die Übereinstimmung bei großem x_F ist jetzt deutlich besser als beim Vergleich der Daten mit GHEISHA8 (Bild 5.12). Die Analyse der Testdaten des H1-Kalorimeters, deren Vergleich mit Simulationsrechnungen und die Optimierung von GHEISHA

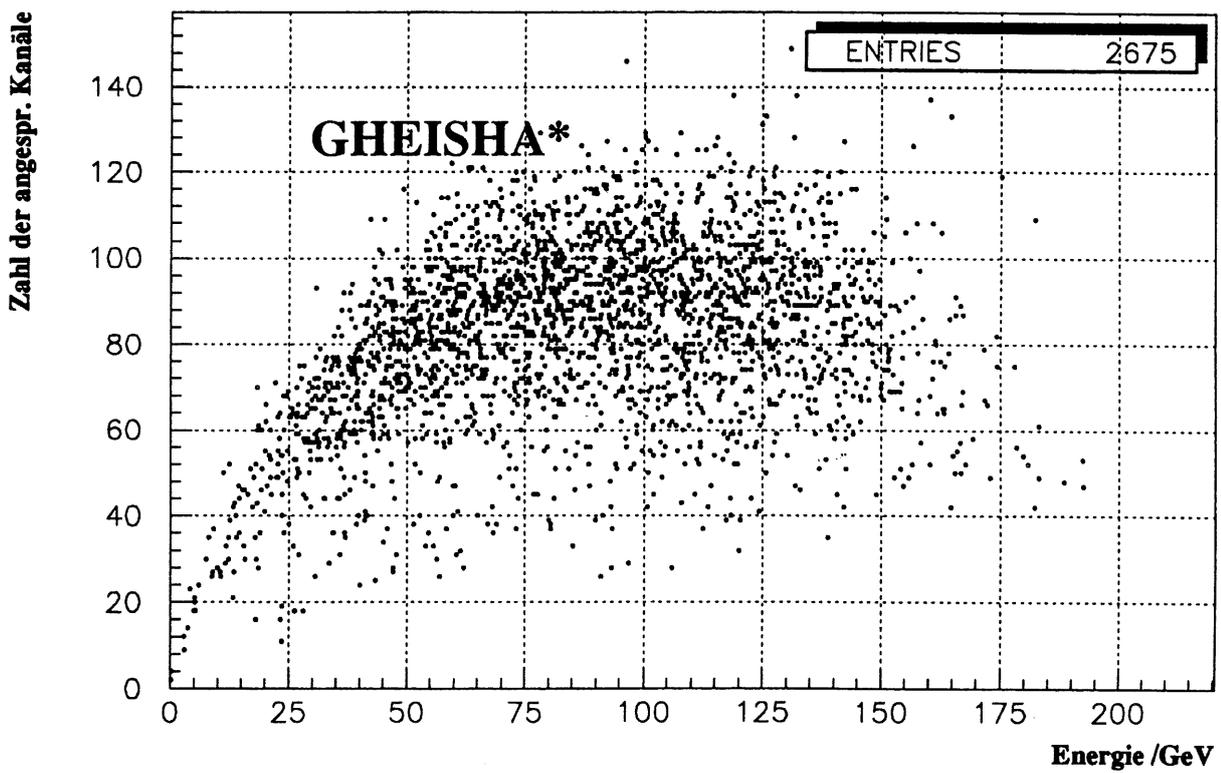
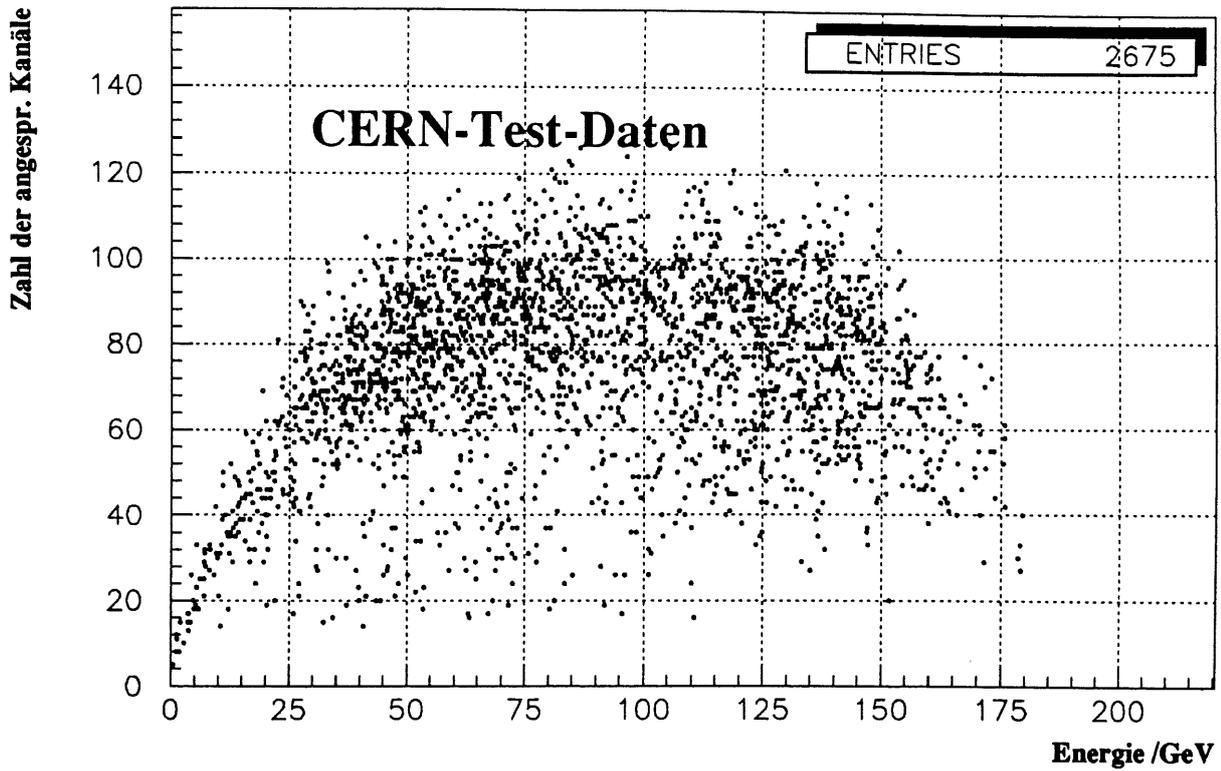


Abbildung 5.16: Analyse des hadronischen Kalorimeters (Testdaten/GHEISHA*)

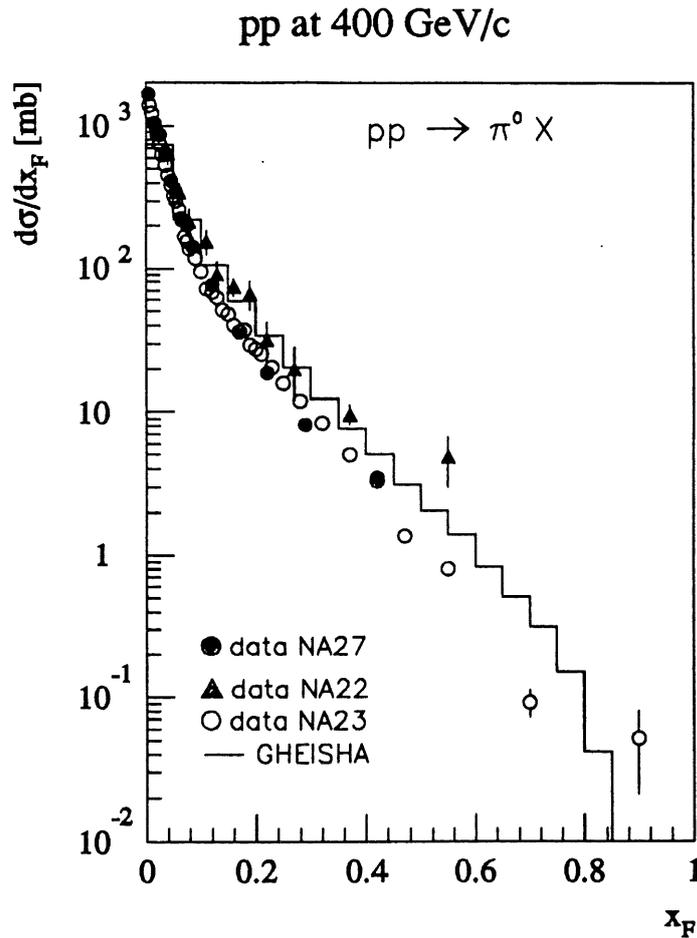


Abbildung 5.17: Differentielle Wirkungsquerschnitte für die π^0 -Produktion als Funktion der Feynman-Variablen x_F bei Proton-Proton Stößen. Strahlenergien: 250 GeV (NA22), 360 GeV (NA23), 400 GeV (NA27). Die GHEISHA*-Resultate (Histogramm) wurden bei 400 GeV berechnet.

erbringen somit zwei wichtige Ergebnisse:

1. Für die Auswertung und die Interpretation der experimentellen Daten des H1-Detektors sind Simulationsrechnungen unverzichtbar. Hier hängt die Qualität der Analysen entscheidend von einer richtigen Beschreibung des Kalorimeters ab. Durch eine Anpassung von GHEISHA an die Testdaten des H1-Kalorimeters wird eine genauere Simulation von hadronischen Schauern möglich.
2. Das zweite Ergebnis ist eine neue physikalische Erkenntnis. Bei inelastischen hadronischen Teilchenreaktionen entstehen überwiegend Pionen. Die Aufteilung der Pionen auf die einzelnen Ladungszustände ist in etwa gleichverteilt, da die starke Wechselwirkung isospininvariant ist. Der Vergleich der Simulations-

rechnungen mit den experimentellen Daten hat gezeigt, daß diese Gleichverteilung nicht mehr gilt, falls ein erzeugtes Pion einen großen Impulsbruchteil des einfallenden Teilchens mit sich trägt. In diesem Fall hat das Pion im Endzustand mit einer hohen Wahrscheinlichkeit die gleiche Ladung wie das einfallende Teilchen. Dieser Effekt nimmt mit größer werdender Massenzahl des Targetatoms ab.

Trotz dieses positiven Resultats ist die Optimierung von GHEISHA noch nicht abgeschlossen. Nicht alle beim Vergleich der H1-Testdaten mit GHEISHA8 aufgezeigten Mängel konnten behoben werden. Insbesondere die Beschreibung des elektromagnetischen Kalorimeters ist weiterhin verbesserungsbedürftig. Eine weitere Anpassung von GHEISHA soll mit Hilfe von Daten des H1-Detektors erfolgen.

Kapitel 6

Zusammenfassung

Diese Arbeit entstand im Rahmen des H1-Experiments am Elektron-Proton Speicherring HERA in Hamburg. Sie befaßt sich mit der Optimierung des Computerprogramms GHEISHA zur Simulation hadronischer Schauer. Es wurde eine Anpassung des Programms an Testdaten eines Flüssig-Argon Kalorimetermoduls des H1-Detektors vorgenommen.

Am Anfang der Arbeit steht eine Beschreibung des H1-Experiments und der Physik der tiefinelastischen Elektron-Proton Streuung. Es wurde gezeigt, daß der Kalorimetrie eine besonders wichtige Bedeutung zukommt. Daran schließt sich eine ausführliche Betrachtung der Theorie der Schauerentwicklung und des Aufbaus von Kalorimetern an. Während die Eigenschaften elektromagnetischer Schauer auch im Detail gut verstanden sind, ist die Beschreibung hadronischer Schauer insbesondere bei hohen Teilchenenergien davon noch weit entfernt.

Im weiteren wurde die Bedeutung von Simulationsrechnungen für die Planung von Teilchendetektoren und die Analyse der experimentellen Daten aufgezeigt. Das heute in fast allen Simulationsrechnungen verwendete Programmpaket GEANT wurde ausführlich beschrieben. Zur Berechnung von Wirkungsquerschnitten hadronischer Wechselwirkungen und zur Erzeugung der Endzustände dieser Reaktionen benutzt GEANT das Programm GHEISHA. Es wurde dargestellt, wie GHEISHA durch parametrisierte Verteilungen, die aus experimentellen Daten gewonnen wurden, eine Simulation von hadronischen Schauern möglich macht.

Ein Vergleich von Testdaten des H1-Kalorimeters mit entsprechenden Simulationsrechnungen ergab eine zufriedenstellende Übereinstimmung bei niedrigen Energien (5 bis 80 GeV) des verwendeten Pion-Teststrahls. Eine Analyse der Daten bei einer Pionenergie von 205 GeV zeigte deutliche Abweichungen. Diese ließen sich im wesentlichen auf das zu häufige Auftreten von hochenergetischen π^0 's in den Monte-Carlo Daten zurückführen. Um zu einer Optimierung von GHEISHA auch bei hohen Energien des schauerinduzierenden Teilchens zu gelangen, wurde in Zusammenarbeit mit H. Fesefeldt, dem Autor von GHEISHA, eine Anpassung an die Testdaten des H1-Kalorimeters vorgenommen. Durch ein modifiziertes Verfahren zur Erzeugung der Endzustände in inelastischen Hadron-Kern Streuungen bei

hohen Energien gelang eine bessere Beschreibung der Daten. Das Ergebnis dieser Arbeit ermöglicht Simulationsrechnungen hadronischer Schauer in guter Qualität auch bei hohen Energien, wie sie im H1-Experiment, aber auch bei zukünftigen Hochenergieexperimenten wie LHC notwendig sind.

Anhang A

Analyse von 30 GeV Pionen

Exemplarisch für die Untersuchungen bei niedrigen Pionenenergien (5 bis 80 GeV) wird hier ein Vergleich der CERN-Testdaten mit GHEISHA8 bei einer Strahlenergie von 30 GeV vorgestellt.

Bild A.1: Energie auf der elektromagnetischen Skala, grau: Cern-Testdaten, weiß: GHEISHA8, oben: gesamtes Kalorimeter, unten links: elektromagnetisches Kalorimeter, unten rechts: hadronisches Kalorimeter

Bild A.2: Zahl der angesprochenen Kanäle

Bild A.3: Longitudinales Schauerprofil

Bild A.4: Transversales Schauerprofil in θ -Richtung

Bild A.5: Transversales Schauerprofil in ϕ -Richtung

Bild A.6: Querschnitt durch das Schauerprofil der CERN-Testdaten im elektromagnetischen Kalorimeter in vier aufeinanderfolgenden Schichten. Die Größe der quadratischen Boxen ist proportional der Energie in diesem Kanal.

Bild A.7: Dieselbe Darstellung für die fünf Ausleseschichten des hadronischen Kalorimeters. In Z-LAYER 5 wurde mit dieser Methode ein defekter Kanal entdeckt, der beim späteren Vergleich mit Monte-Carlo Rechnungen nicht berücksichtigt wurde.

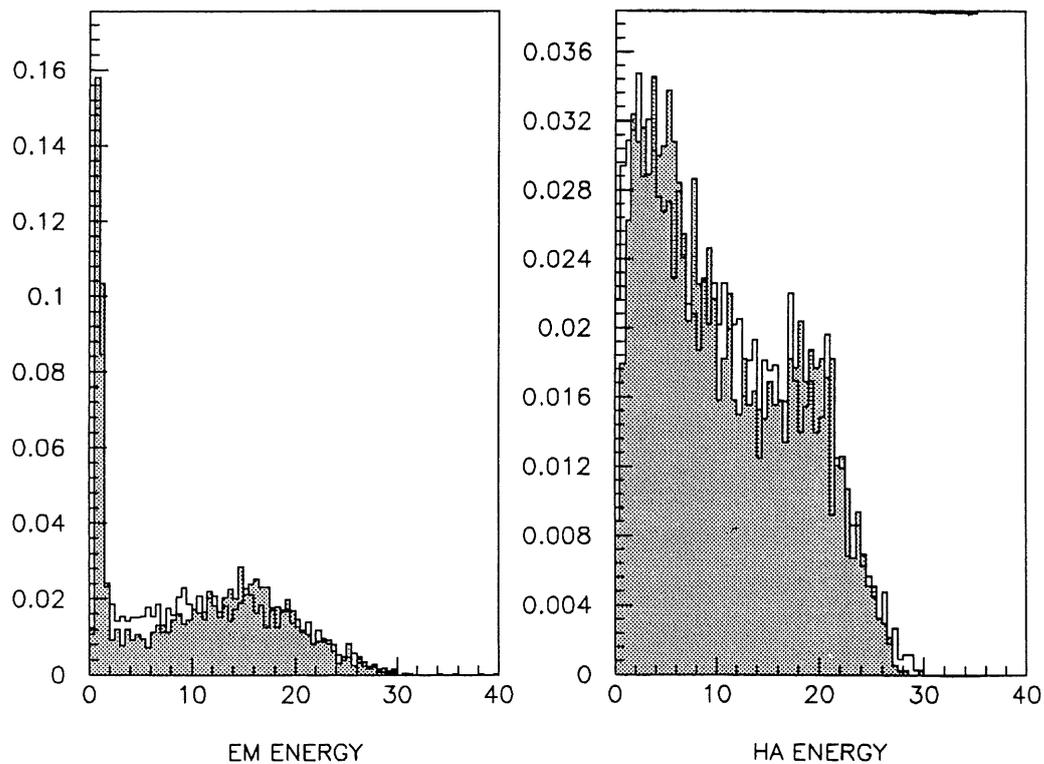
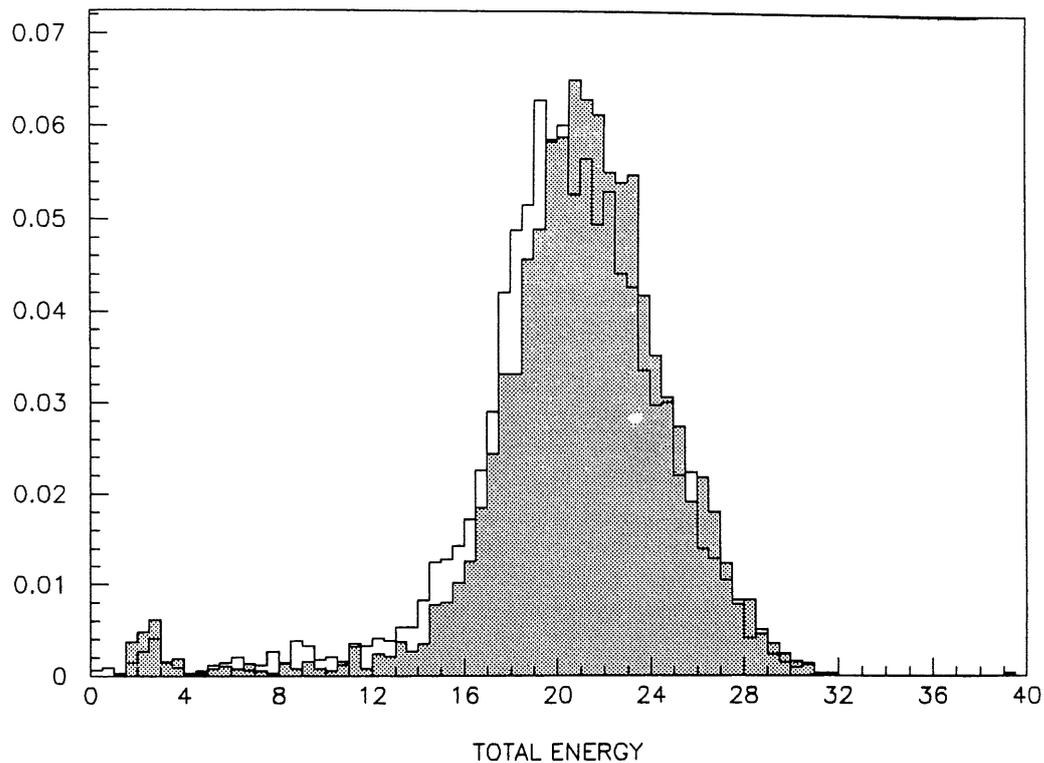


Abbildung A.1: *Energie auf der elektromagnetischen Skala*

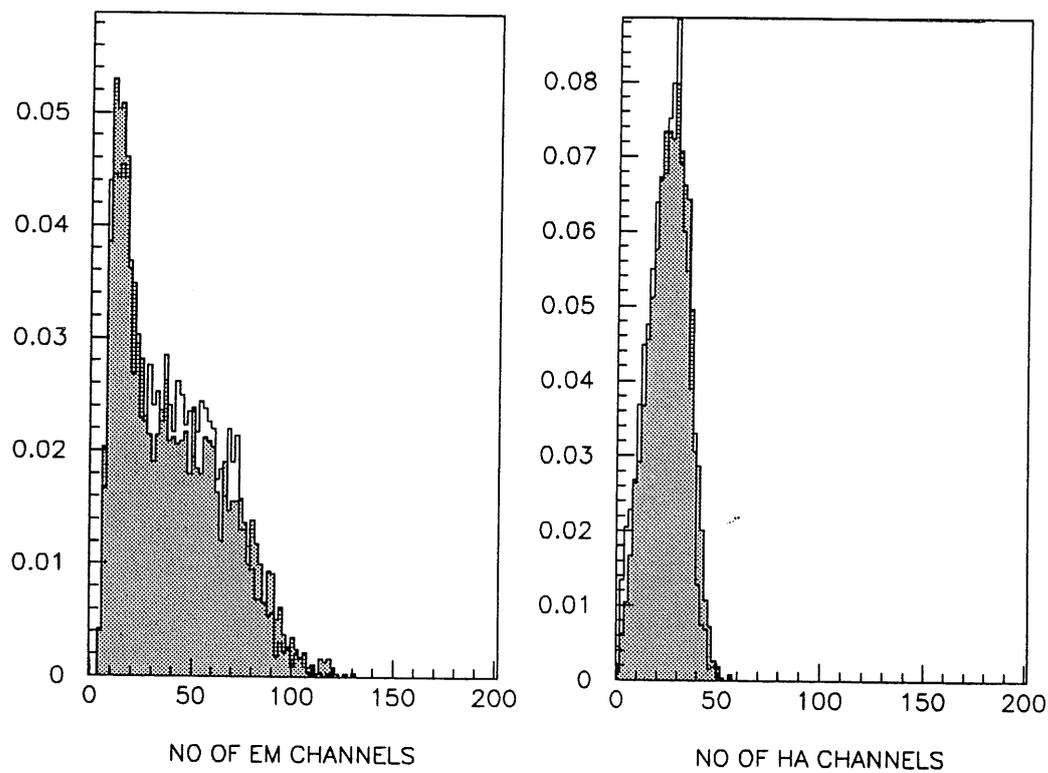
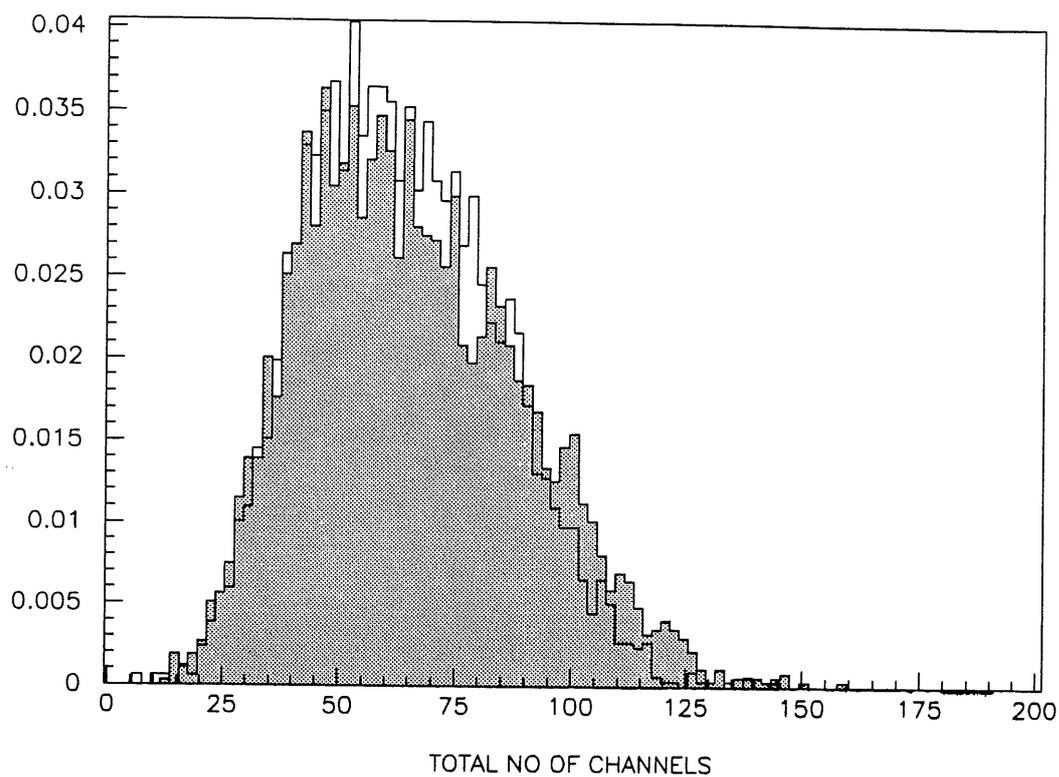


Abbildung A.2: Zahl der angesprochenen Kanäle

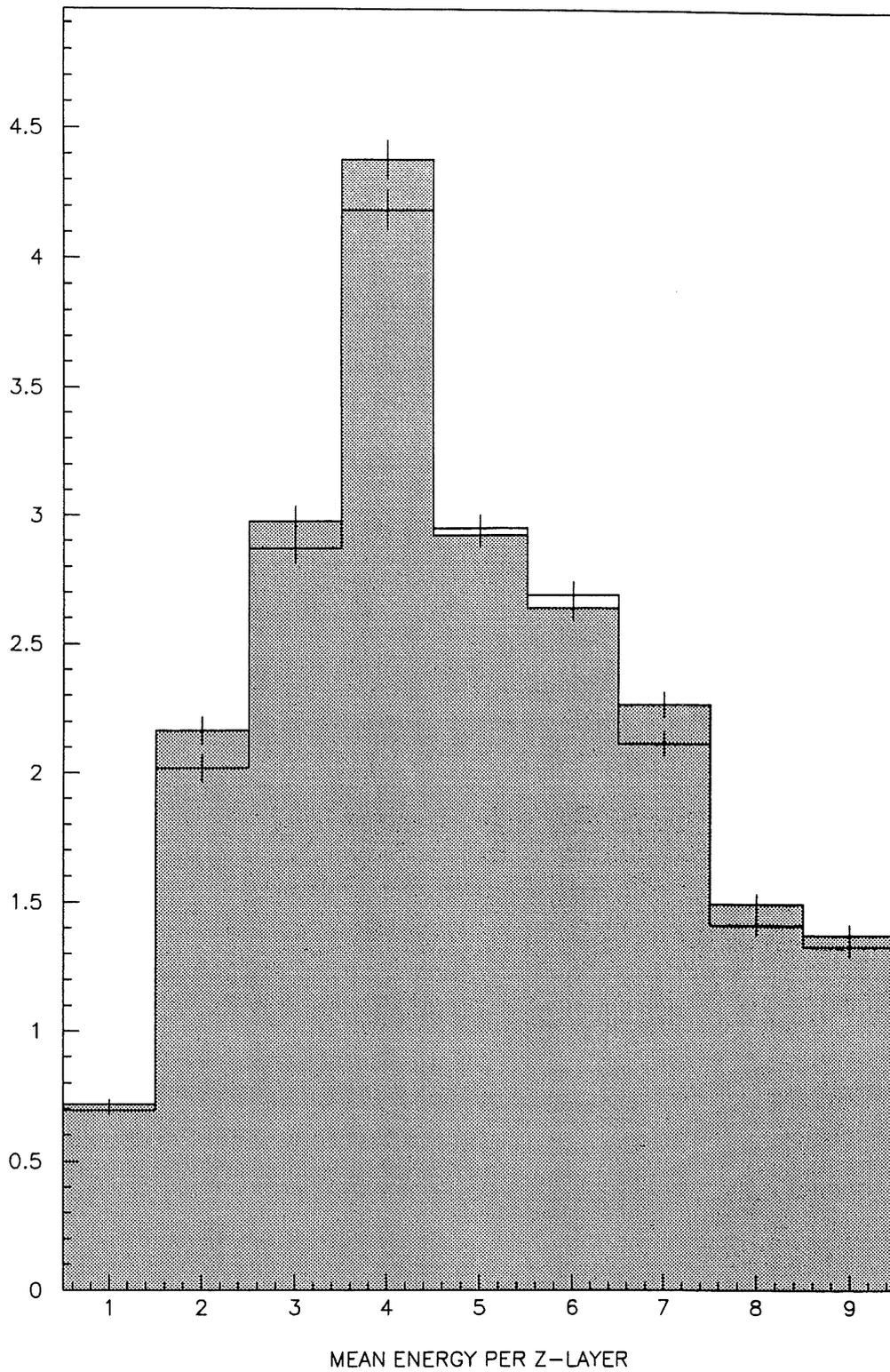
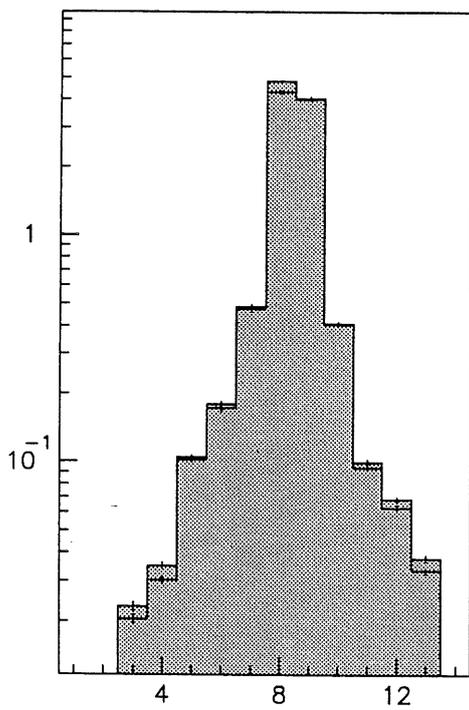
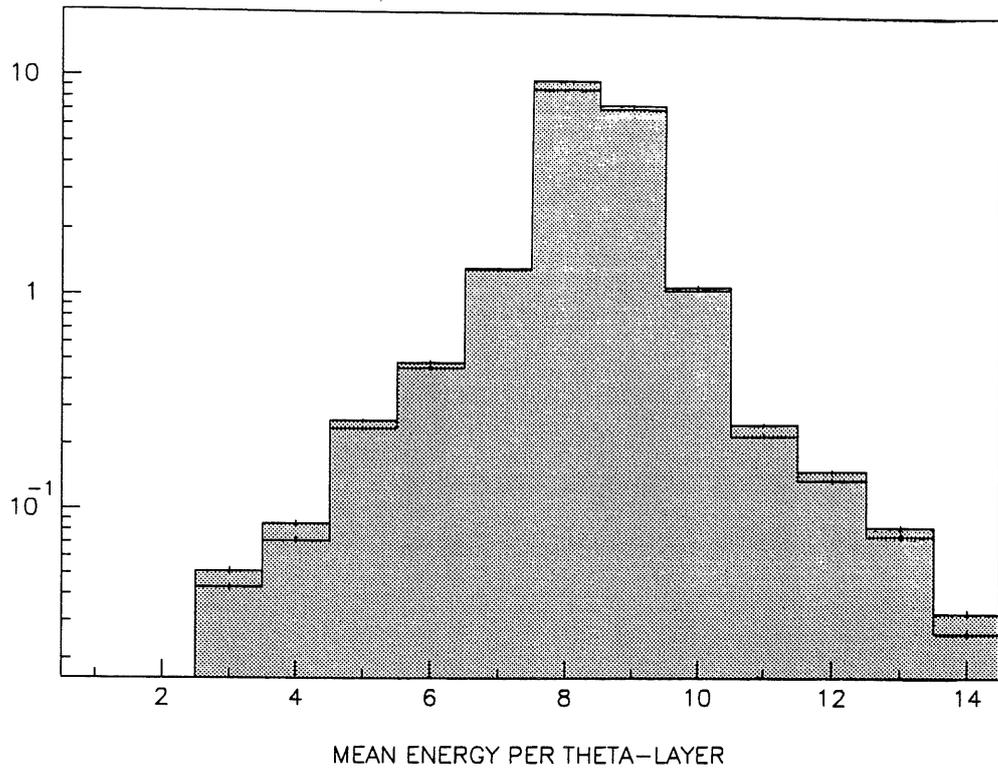
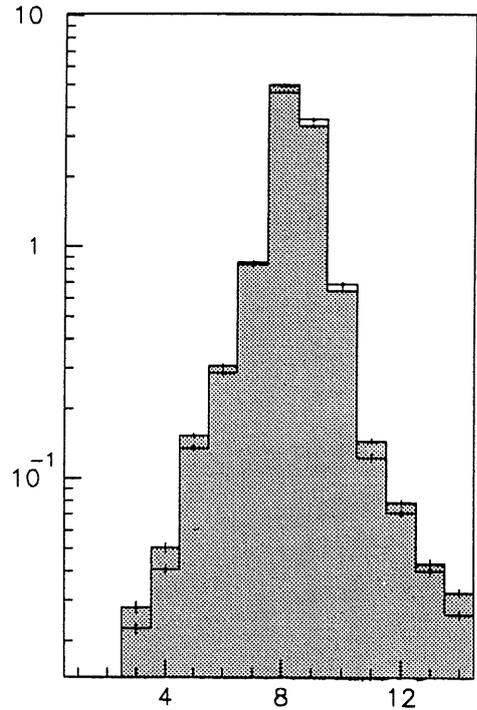


Abbildung A.3: *Longitudinales Schauerprofil*



MEAN ENERGY PER THETA-LAYER (EM)



MEAN ENERGY PER THETA-LAYER (HA)

Abbildung A.4: *Transversales Schauerprofil (θ -Richtung)*

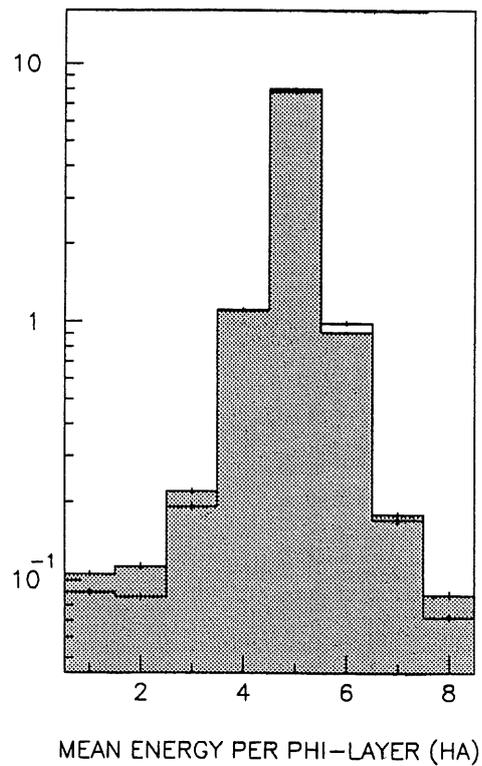
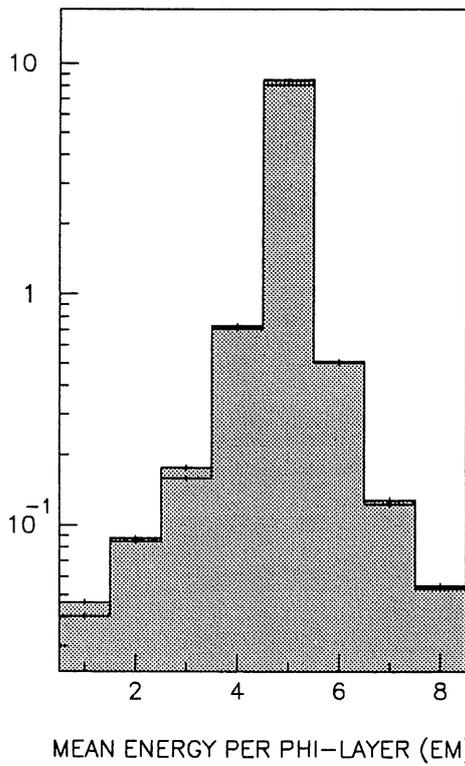
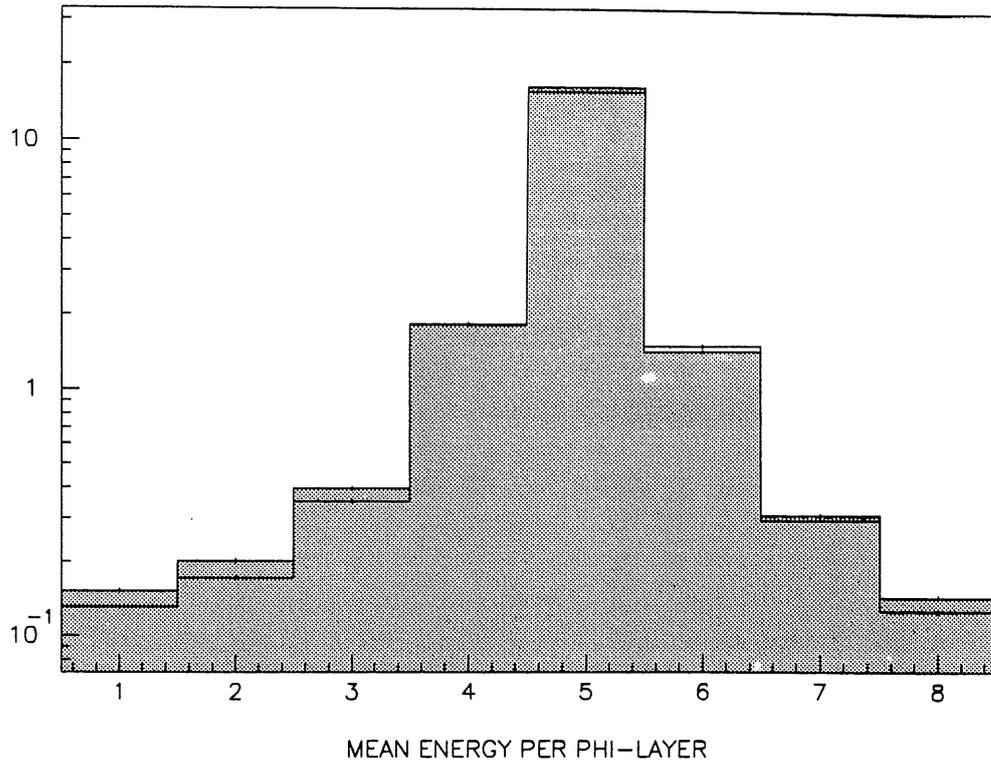


Abbildung A.5: *Transversales Schauerprofil (ϕ -Richtung)*

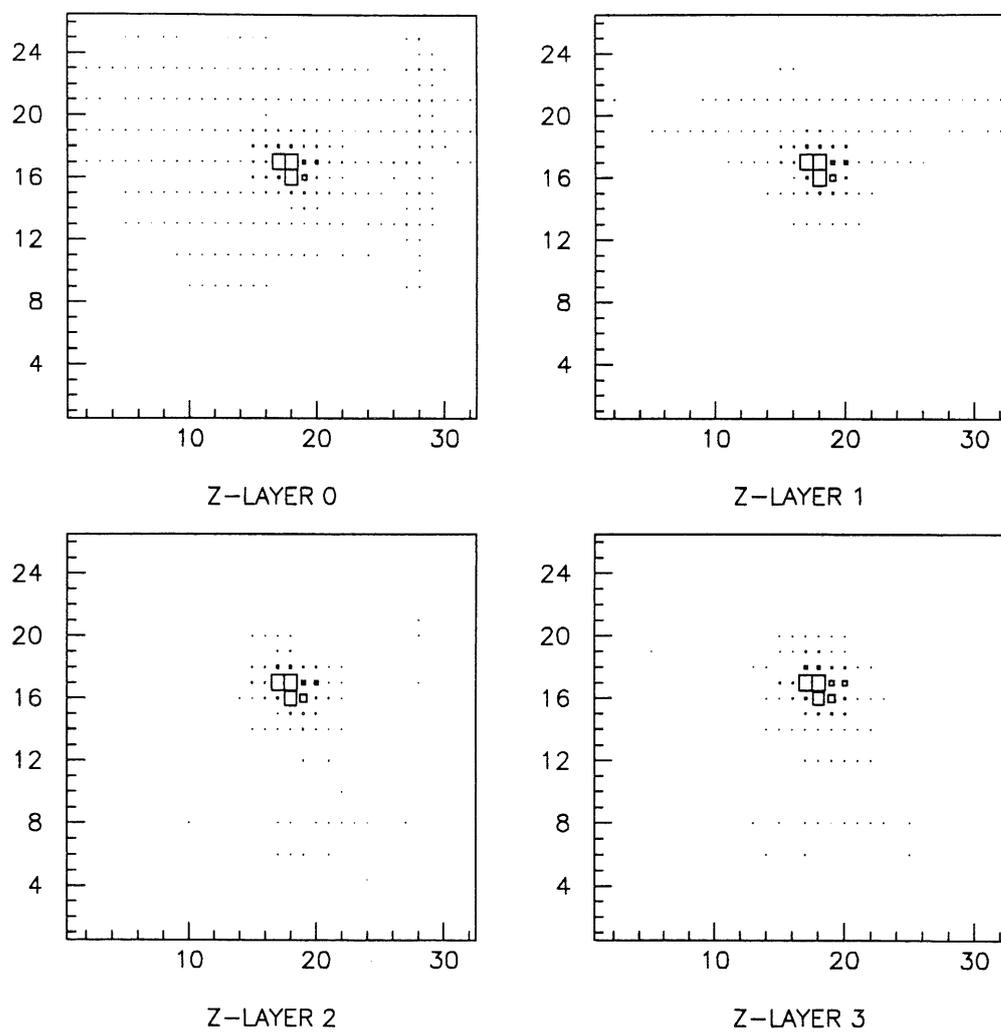


Abbildung A.6: *Schauerquerschnitte im elektromagnetischen Kalorimeter*

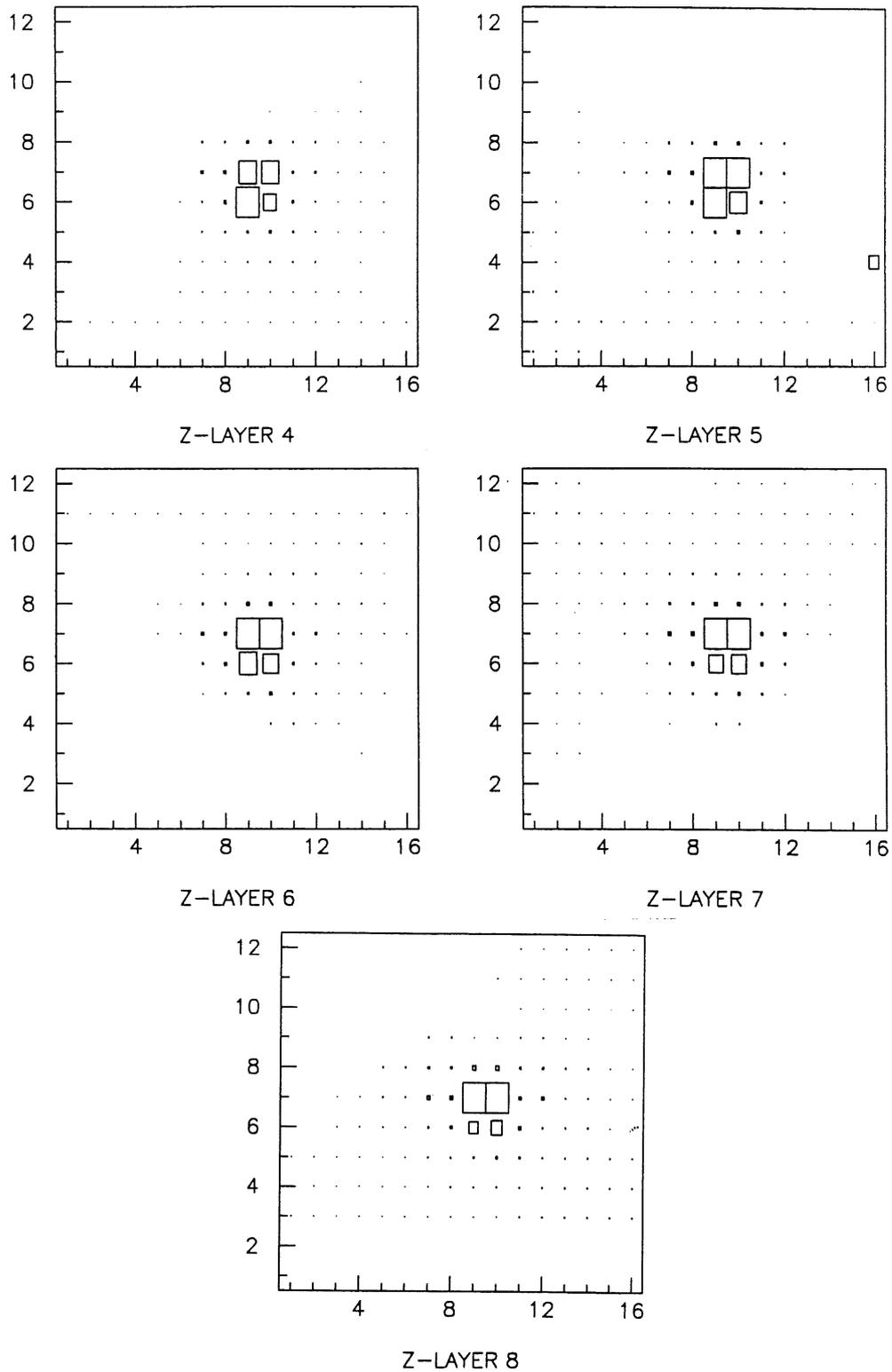


Abbildung A.7: Schauerquerschnitte im hadronischen Kalorimeter

Abbildungsverzeichnis

2.1	Der Speicherring HERA	4
2.2	Charged Current und Neutral Current Events	5
2.3	Zugänglicher kinematischer Bereich bei HERA	7
2.4	Relative Größe der Wirkungsquerschnitte bei NC-Ereignissen	8
2.5	Feynmangraph der Boson-Gluon Fusion	9
2.6	Der Aufbau des H1-Detektors	11
3.1	Energieverlust durch Ionisation	15
3.2	Energieverlust für Elektronen und Positronen in Blei	17
3.3	Massenabsorptionkoeffizient für Photonen in Blei	19
3.4	Longitudinales Schauerprofil elektromagnetischer Schauer	21
3.5	Transversales Schauerprofil elektromagnetischer Schauer	22
3.6	Wirkungsquerschnitte der Pion-Proton Streuung	24
3.7	Responseverhältnis eines Flüssig-Argon Kalorimeters	27
3.8	Verbesserung der Energieauflösung durch Wichtung	29
3.9	Das H1 Flüssig-Argon Kalorimeter	30
3.10	Das Absorptionsvermögen des H1-Kalorimeters	31
3.11	Aufbau einer Auslezelle	31
3.12	Segmentierung des IFE-Kalorimetermoduls	32
4.1	Prozesse der Hadron-Kern Streuung	40
4.2	Wirkungsquerschnitte der Hadron-Nukleon Streuung	41
4.3	Anpassung der Parameter σ_{a0} und α_a	43
4.4	Parametrisierung der Proton-Kern Wirkungsquerschnitte	44
5.1	Am CERN getestete Kalorimetermodule	48
5.2	Aufbau der CERN-Testexperimente	48

5.3	Simulationsparameter von GEANT	51
5.4	Analyse von Pionen (5 GeV)	53
5.5	Analyse von Pionen (10 GeV)	54
5.6	Analyse von Pionen (30 GeV)	54
5.7	Vergleich Testdaten/GHEISHA8	56
5.8	CERN-Testdaten: Pionen von 205 GeV	57
5.9	Longitudinales Schauerprofil (Testdaten/GHEISHA8)	59
5.10	Analyse des hadronischen Kalorimeters (Testdaten/GHEISHA8)	60
5.11	Energie in den einzelnen Kanälen, Testdaten/GHEISHA8	62
5.12	π^0 -Erzeugung in Proton-Proton Stößen	63
5.13	Teilchenmultiplizitäten in Proton-Proton Stößen	64
5.14	Vergleich Testdaten/GHEISHA*	66
5.15	Longitudinales Schauerprofil (Testdaten/GHEISHA*)	67
5.16	Analyse des hadronischen Kalorimeters (Testdaten/GHEISHA*)	68
5.17	π^0 -Erzeugung in Proton-Proton Stößen (GHEISHA*)	69
A.1	Energie auf der elektromagnetischen Skala	74
A.2	Zahl der angesprochenen Kanäle	75
A.3	Longitudinales Schauerprofil	76
A.4	Transversales Schauerprofil (θ -Richtung)	77
A.5	Transversales Schauerprofil (ϕ -Richtung)	78
A.6	Schauerquerschnitte im elektromagnetischen Kalorimeter	79
A.7	Schauerquerschnitte im hadronischen Kalorimeter	80

Tabellenverzeichnis

2.1	Konstruktionsmerkmale von HERA	4
2.2	Nachweisschwellen für neue Teilchen bei HERA	10
3.1	Strahlungslängen und kritische Energien	16
3.2	Molière-Radien einiger Materialien	23
3.3	Nukleare Absorptionslängen einiger Materialien	24
3.4	Elektromagnetische Kalorimeter	27
4.1	GEANT Materialeigenschaften	35
4.2	GEANT Teilcheneigenschaften	36

Literaturverzeichnis

- [ASC91] Küster, H.; *ASCALE User Guide*; H1 Software Note, Number 24, (1991)
- [BIN89] Binder, E.; *Test eines FlüssigArgon-Kalorimeters für den H1-Detektor mit Untersuchungen zur Kompensation durch Softwaremethoden*; Diplomarbeit, DESY F21-90-02, (1989)
- [DAL92] Dalitz, R. H. u. Goldstein, G. R.; *Decay and polarization properties of the top quark*; Physical Review D, Volume 45, Number 5, (1992), S. 1531
- [FEL69] Feld, B. T.; *Models of Elementary Particles*; Chapter 17, Blaisdell Publishing Company, (1969)
- [FEL92] Feltesse, J.; *HERA the New Frontier*; Service de Physique des Particules, (1992)
- [FES85] Fesefeldt, H.; *The Simulation of Hadronic Showers*; PITHA, Aachen, (1985)
- [FRØ74] Frøyland, J. u. Skontorp, O.; *Reconstruction of n -particle total cross sections from n -prong total cross sections in pp collisions*; Nuclear Physics B68, (1974), S. 93–110
- [GAY91] Gayler, J.; *Simulation of H1 Calorimeter Test Data with GHEISHA and FLUKA*; Contribution to MC91, Amsterdam, April 1991; H1-06/91-175; (1991)
- [GEA92] *GEANT User's Guide, Vers. 3.15*; CERN, (1992)
- [GRA91] Gräßler, R.; *Kalibration eines elektromagnetischen Kalorimetermoduls für den H1-Detektor*; Diplomarbeit in Physik, III. Phys. Inst. B, RWTH Aachen, (1991)
- [KLE87] Kleinknecht, K.; *Detektoren für Teilchenstrahlung*; Teubner Studienbücher, (1987)
- [NAC90] Nachtmann, O.; *Elementary Particle Physics*; Springer Verlag, (1990)
- [PAS62] Pascal, B.; *Gedanken*; (1662)

- [PDG90] Particle Data Group; *Review of Particle Properties*; Physics Letters B, Vol. 239, (1990)
- [PRO87] *Proceedings of the HERA Workshop*; Vol. 1 & 2, DESY, (1987)
- [RIE89] Rietz, M.; *Test von Prototypen elektromagnetischer Kalorimeter für den H1-Detektor*; Diplomarbeit in Physik, III. Phys. Inst. B, RWTH Aachen, (1989)
- [SAH89] Sahlmann, N.; *Planung und Bau elektromagnetischer Kalorimeter für den H1-Detektor*; Diplomarbeit in Physik, III. Phys. Inst. B, RWTH Aachen, (1989)
- [SAH91] Sahlmann, N.; *Interne Mitteilungen*
- [SAX91] Saxon, D. H.; *The HERA Physics Programme*; DESY 91-101, (1991)
- [STA91] Staeck, J.; *Kalibration von Schauerzählern für den HERA H1-Detektor mittels Pion-Teilchenstrahlen*; Diplomarbeit in Physik, III. Phys. Inst. B, RWTH Aachen, (1991)
- [TEC86] *Technical Proposal for the H1 Detector*; (1986)
- [TEC87] *Technical Progress Report 1987*; H1-Kollaboration, (1987)
- [TEC89] *Technical Progress Report 1989*; H1-Kollaboration, (1989)
- [TEC90] *Technical Progress Report 1990*; H1-Kollaboration, (1990)
- [WIL74] Willis, W. J. u. Radeka, V.; *Liquid-Argon Ionization Chambers as Total-Absorption Detektors*; Nuclear Instruments and Methods 120, (1974), S. 221-236
- [WOL86] Wolf, G.; *HERA: Physics, Machine and Experiments*; DESY 86-089, (1986)

Danksagung

An dieser Stelle möchte ich all denen danken, die mir bei der Anfertigung der vorliegenden Diplomarbeit geholfen haben.

Herrn Prof. Dr. Günter Flügge danke ich für die Möglichkeit, an seinem Institut und im Rahmen der H1-Kollaboration ein interessantes Thema bearbeiten zu können.

Mein besonderer Dank gilt Herrn Dr. Harm Fesefeldt für seine Zusammenarbeit und viele Gespräche.

Ich danke Herrn Norbert Sahlmann für die engagierte Betreuung dieser Arbeit und manche gute Idee.

Weitere Unterstützung in fachlichen Fragen erhielt ich von Michael Rietz, Dr. Jörg Gayler und Peter Loch.

Ich bedanke mich bei allen Institutsangehörigen für die freundschaftliche Arbeitsatmosphäre und für ihre vielfältige Hilfe. Besonders erwähnen möchte ich Dr. Herbert Gräßler, Dirk Krücker und Richard Kaschowitz, Christoph Ley und Uli Braun, Dr. Hannes Jung, Ralph Gräßler und Guido Robers (er weiß alles über \TeX).

Mein ganz spezieller Dank gilt Winfried Pilgram, Peter Uelkes und meinem Freund Raimund Quick, die diese Arbeit korrekturgelesen haben.

Schließlich möchte ich mich herzlich bei meiner Verlobten Silke Boie für ihre Unterstützung und ihr Verständnis während der Anfertigung der Arbeit bedanken.