

MAX-PLANCK-INSTITUT FÜR PHYSIK UND ASTROPHYSIK
WERNER-HEISENBERG-INSTITUT FÜR PHYSIK

MPI-PAE/Exp.E1. 202
Juni 1989

Parametrisierung hadronischer Schauer
zur schnellen Kalorimetersimulation
im H1-Detektor

Diplomarbeit
an der
Universität Hamburg

Fachbereich Physik

Stefan Peters

19. Juni 1989

8000 MÜNCHEN 40 - FÖHRINGER RING 6

Alle Rechte vorbehalten

Max-Planck-Institut für Physik und Astrophysik, München.

Parametrisierung hadronischer Schauer
zur schnellen Kalorimetersimulation
im H1-Detektor

Diplomarbeit
an der
Universität Hamburg

Fachbereich Physik

Stefan Peters

19. Juni 1989

Inhaltsverzeichnis

1	Der H1-Detektor am Speicherring HERA	8
1.1	Der Speicherring HERA	8
1.2	Der H1-Detektor	11
2	Physikalische Grundlagen der Kalorimetrie	14
2.1	Sampling-Kalorimeter	14
2.2	Elektromagnetische Schauer	15
2.2.1	Energieverlust und Schauerentwicklung	15
2.2.2	Meßbarer Energieanteil	18
2.2.3	Fluktuationen und Energieauflösung	19
2.3	Hadronische Schauer	21
2.3.1	Generelle Eigenschaften hadronischer Schauer	21
2.3.2	Die Komponenten hadronischer Schauer	22
2.3.3	Das e/h-Verhältnis und die Energieauflösung	24
2.3.4	Hadronische Sampling-Fluktuationen	27
3	Das Simulationsprogramm GFLASH	29
3.1	Detektorsimulation	29
3.2	Das Parametrisierungskonzept in GFLASH	31
3.2.1	Intrinsische Energieverluste	32
3.2.2	Komponenten hadronischer Schauer	32
3.2.3	Räumliche Verteilung der Energie	33
3.2.4	Berücksichtigung der Korrelationen	34
3.2.5	Berücksichtigung der Kalorimeterstrukturen	35
4	CERN-Testdaten	37
5	Ladungseichung	42
5.1	Eichung auf die Strahlenergie	42
5.2	Eichung mit Myonen	43
5.2.1	Energieverlust von Myonen	44
5.2.2	Das Myonensignal im Experiment	46

6	Parametrisierung hadronischer Schauer	50
6.1	Bestimmung von e/mip	50
6.2	Parametrisierung der longitudinalen Energiedichteverteilung	53
6.2.1	Longitudinale Profile - GFLASH-Notation	54
6.2.2	Longitudinale Profile - Testdaten	54
6.2.3	Anpassung der Parameter	57
6.3	Parametrisierung der Fluktuationen	61
6.3.1	Hadronische Sampling-Fluktuationen	61
6.3.2	Intrinsische Fluktuationen	64
6.4	Parametrisierung der deponierten Energie	65
7	Vergleich hadronischer Schauer	70
7.1	Longitudinale Energiedichteverteilungen	70
7.2	Laterale Energieverteilungen	77
7.3	Die Verteilungen der Gesamtenergie	80
7.4	Die Energieauflösung	81
7.5	Die Alinearität der Hadronensignale	83
7.6	Das e/h - Verhältnis	84
7.7	Energieverteilungen in einzelnen Kalorimeterstapeln	87
8	Elektromagnetische Schauer	92
8.1	Elektromagnetische Sampling-Fluktuationen	92
8.2	Verteilungen der Gesamtenergie	93
8.3	Longitudinale Energieverteilungen	94
	Literaturverzeichnis	98

Abbildungsverzeichnis

1.1	Der Speicherring HERA am DESY	8
1.2	Feynman-Graphen zur Elektron-Quark-Streuung	10
1.3	Topologie eines geladenen Stromereignisses	11
1.4	Der H1-Detektor im Längsschnitt	12
2.1	Relativer Energieverlust von Elektronen und Positronen in Blei . .	15
2.2	Photon-Wirkungsquerschnitte in Blei als Funktion der Energie . .	16
2.3	Longitudinale und laterale Entwicklung eines 6 GeV Elektronen- schauers	17
2.4	Longitudinale und laterale Entwicklung hadronischer Schauer . . .	22
2.5	Signalverteilungen von 30 GeV Elektronen- und Hadronenschauern	24
2.6	Zur Signalbildung hadronischer Schauer	28
3.1	Vergleich experimenteller longitudinaler Profile mit GEANT-Simu- lationen	30
4.1	Versuchaufbau zum CERN-Test	37
4.2	Longitudinale Segmentstruktur des EC	38
4.3	Laterale Segmentierung des EC	39
4.4	Longitudinale Struktur des HC	41
4.5	Laterale Segmentierung des HC	41
5.1	Mittlerer und wahrscheinlichster Ionisationsverlust von Myonen in LAr	45
5.2	Ladungsverteilungen von 15 GeV Pionen mit und ohne Myonensignal	47
5.3	Korrelationsplot zur Myonenidentifikation	48
5.4	Ladungsverteilung der Myonen im EC	49
6.1	Longitudinale Segmentierung des Testkalorimeters	51
6.2	Ladungsverteilungen von 30 GeV Elektronen	52
6.3	Linearität der Elektronensignale	53
6.4	Verteilung des Schauerstartpunktes	55
6.5	Longitudinale Profile für 15 GeV Pionen	57
6.6	Energieabhängigkeit von $f_{dp}^{\pi^0}$ und $f_{\pi^0}^s$	60
6.7	Energieabhängigkeit von α_h/β_h und α_f/β_f	61

6.8	Verteilung der Differenz der in den X- und Y- Streifen gemessenen Energien	62
6.9	Sampling-Fluktuationen für Pionen im Eisenkalorimeter	63
6.10	Intrinsische und totale Energieauflösung für Pionen	64
6.11	h/mip im Eisenkalorimeter	66
6.12	Parametrisierung von $\langle f_{dp} \rangle$	67
7.1	Longitudinale Profile für 30 GeV Pionen	71
7.2	Longitudinale Profile im HC	73
7.3	Longitudinale Energiedichteverteilungen bei verschiedenen Energien	74
7.4	Longitudinale Energiedichteverteilungen bei verschiedenen Energien	75
7.5	Longitudinale Energiedichteverteilungen bei verschiedenen Energien von Schauern, die im EC ₂ starten	76
7.6	Laterale Ladungsverteilungen von 30 GeV-Schauern	77
7.7	Laterale Ladungsverteilungen von Schauern verschiedener Energien	79
7.8	Energieverteilungen simulierter und experimenteller 15 GeV-Pionenschauer	80
7.9	Energieverteilungen simulierter und experimenteller Pionenschauer verschiedener Energien	81
7.10	Energieverteilungen simulierter und experimenteller Pionenschauer verschiedener Energien	82
7.11	Totale Energieauflösung für Pionen	83
7.12	Vergleich der Signalhöhen vom Experiment und von der Simulation	84
7.13	e/h-Verhältnisse im EC und HC	85
7.14	Energieverteilungen in verschiedenen Kalorimeterstapel	89
7.15	Energieverteilungen im HC	90
7.16	Energiekorrelationen zwischen verschiedenen Kalorimeterstapel . .	91
8.1	Energieauflösung für Elektronenschauer	92
8.2	Ladungsverteilungen von Elektronenschauern	93
8.3	Longitudinale Energiedichteverteilungen von Elektronenschauern .	94

Tabellenverzeichnis

4.1	Parameter der Testkalorimeter	40
6.1	Parameter der Energiedichteverteilung	60
7.1	Länge der Segmente EC_4 , HC_1 und HC_2	72

Einleitung

Zur Planung und Durchführung von Experimenten in der Hochenergiephysik sind umfangreiche Simulationsrechnungen erforderlich, mit deren Hilfe z.B. die Akzeptanz des Detektors oder Bedingungen zur Identifizierung bestimmter Ereignistypen festgelegt werden können. Dazu stehen detaillierte Simulationsprogramme zur Verfügung, in denen die Wahrscheinlichkeitsdichteverteilungen einzelner Prozesse wie z.B. Bremsstrahlung im aktuellen Detektormaterial explizit berücksichtigt werden. Aufgrund der Teilchenvervielfältigung in Kalorimetern ist der Rechenzeitaufwand dieser Programme jedoch so groß, daß sie an die Kapazitätsgrenzen derzeitiger moderner Großrechner stoßen. So werden zur detaillierten Simulation eines typischen HERA-Ereignisse etwa 300 sec benötigt. Simulationen zum Nachweis von Top-Quarks bei HERA, bei denen das Verhältnis vom Untergrund zum Signal in der Größenordnung von 10^7 liegt, sind mit detaillierten Simulationsprogrammen deshalb nicht durchführbar.

Zur Simulation des H1-Kalorimeters soll daher ein Algorithmus benutzt werden, der das Signalverhalten elektromagnetischer und hadronischer Schauer parametrisiert und das detaillierte Programm für die meisten Anwendungen ersetzen kann. Der Rechenzeitbedarf kann damit um mehrere Größenordnungen ($10^1 - 10^3$) reduziert werden.

Ausgehend von bekannten Ansätzen zur parametrisierten Schauersimulation wurde für H1 ein Algorithmus entwickelt (GFLASH), dessen Parameter mit Hilfe detaillierter Simulationen gewonnen wurden [RUD89]. Dabei wurde vor allem das Konzept zur Parametrisierung hadronischer Schauer gegenüber früheren Ansätzen wesentlich erweitert, um eine korrekte Beschreibung der π^0 -Fluktuationen zu gewährleisten.

In der vorliegenden Arbeit wird dieser Algorithmus nun erstmalig an experimentelle Daten angepaßt werden. Die zur Parametrisierung verwendeten Daten wurden im Juni 1987 am CERN mit einem Testkalorimeter gewonnen, dessen Struktur im wesentlichen dem endgültigen Design des Flüssig-Argon-Kalorimeters im H1-Detektor entsprach. Da zur Zeit kein detailliertes Simulationsprogramm existiert, das alle Signalstrukturen hadronischer Schauer reproduzieren kann, liegt der Schwerpunkt dieser Arbeit in der Parametrisierung hadronischer Schauer und dem Vergleich der Simulationsergebnisse mit den Testdaten. Elektromagnetische Schauer, für deren Simulation präzise detaillierte Programme zur Verfügung stehen, werden lediglich hinsichtlich solcher Größen genauer untersucht, die auch in hadronischen Schauern eine Rolle spielen.

Zunächst werden im ersten Kapitel der Speicherring HERA und der H1-Detektor beschrieben. Kapitel 2 gibt einen Überblick über die physikalischen Grundlagen der Kalorimetrie, wobei hauptsächlich die für diese Arbeit relevanten Aspekte behandelt werden. Vor allem der Einfluß des e/h -Verhältnisses auf die Signalbildung hadronischer Schauer in nichtkompensierenden Kalorimetern, der im weiteren Verlauf der Arbeit besonders wichtig ist, wird ausführlicher behandelt. In den Kapiteln 3 und 4 werden die Algorithmen des Simulationsprogrammes GFLASH einerseits und der Versuchsaufbau und die Daten des CERN-Tests andererseits beschrieben. Die Kapitel 2 bis 4 dienen gleichzeitig zur Festlegung einer Nomenklatur für den folgenden Teil der Arbeit. Im Kapitel 5 wird mit Hilfe des Myonensignals im Experiment eine Kalibrationskonstante hergeleitet, die es gestattet, die Simulationsergebnisse und die Testdaten auf der Stufe der deponierten Ladungen zu vergleichen. Die Anpassung der Parametrisierungen hadronischer Schauer an die Testdaten wird in Kapitel 6 beschrieben. Dabei werden sowohl näherungsweise materialunabhängige, als auch kalorimeterspezifische Parameter aus den Testdaten bestimmt werden. In Kapitel 7 werden Simulationen des Testkalorimeters, die mit den gewonnenen Parametern durchgeführt wurden, mit den Testdaten verglichen. Zusätzlich werden im Kapitel 8 einige Vergleiche elektromagnetischer Schauer vorgestellt.

Kapitel 1

Der H1-Detektor am Speicherring HERA

1.1 Der Speicherring HERA

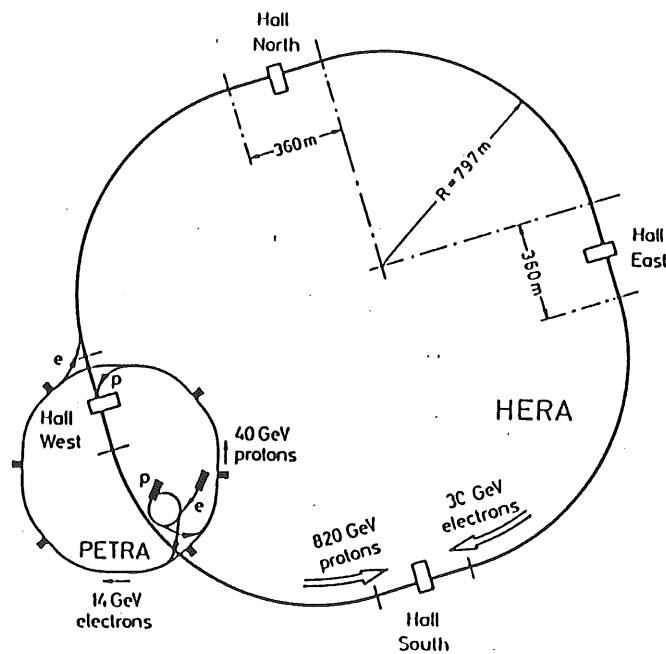


Abbildung 1.1: Der Speicherring HERA am DESY [WOL86].

Mit HERA¹ wird im Herbst 1990 am Deutschen Elektronen-Synchrotron DESY in Hamburg ein Speicherring in Betrieb gehen, der es gestattet, Elektronen und

¹Hadronen Elektronen Ringanlage

Protonen mit einer Schwerpunktsenergie von 314 GeV und einem maximalen Impulsübertrag von 10^5 GeV^2 kollidieren zu lassen. Zu diesem Zweck werden die Elektronen auf eine Energie von 30 GeV und die Protonen auf eine Energie von 820 GeV beschleunigt werden. Mit Hilfe der tief unelastischen Elektron-Proton-Streuung wird es dann möglich sein, die innere Struktur der Stoßpartner bis zu einer Größenordnung von 10^{-18} cm zu untersuchen.

Die Elektronen und Protonen werden in Paketen zu $\approx 10^{10}$ Teilchen gespeichert, von denen jeweils 210 gleichzeitig umlaufen werden. Bis zur Speicherung in HERA durchlaufen die Pakete ein System von Vorbeschleunigern, in denen sie ihre Einschußenergien von 14 GeV (e^-) und 40 GeV (p) erhalten. Im einzelnen sind das

für Elektronen:

- Elektronen Linearbeschleuniger (220 MeV)
- DESY II (7 GeV)
- PETRA (14 GeV)

und für Protonen:

- Linearbeschleuniger (50 MeV)
- DESY III (7 GeV)
- PETRA (40 GeV)

Der Füllvorgang dauert etwa 20 min pro Strahl. Während die Elektronen und Protonen in PETRA noch abwechselnd im gleichen Strahlrohr geführt werden können, machen es die Unterschiede in den Massen und Energien in HERA notwendig, zwei verschiedene Speicherringe zu benutzen.

Im Elektronenring werden zur Bahnkrümmung normaleitende Dipolmagnete mit einer Feldstärke von 0.165 T verwendet. Pro Umlauf verliert ein Elektron die Energie

$$\frac{\Delta E}{\text{Umlauf}} = \frac{0,088 E^4}{r}$$

durch Synchrotronstrahlung, wobei E die Energie des Teilchens in $[\text{GeV}]$ und r der Krümmungsradius in $[\text{m}]$ ist. Für $E = 30 \text{ GeV}$, $r = 608 \text{ m}$ und einen Elektronenstrom von 58 mA entspricht das einer Verlustleistung von 6.5 MW [WOL86], die durch die Hochfrequenz-Beschleunigungsstrecken kompensiert werden muß. Durch die Synchrotronstrahlung stellt sich eine transversale Polarisierung des Elektronenstrahls ein, die kurz vor dem Wechselwirkungspunkt durch eine spezielle Anordnung von Magneten, den Spinrotator, in eine longitudinale Richtung gedreht wird. So steht ein Strahl mit definierter Helizität zur Verfügung, der besonders zur Untersuchung der Strukturfunktionen des Protons aber auch zum Nachweis etwaiger

rechtshändiger Ströme, benötigt wird. Die Zeit zur Einstellung einer 92%-igen transversalen Polarisation läßt sich durch

$$\tau_P = \frac{98 r^2 R}{E^5}$$

[WOL86] berechnen, wobei $r[m]$ der Krümmungsradius und $R[m]$ der mittlere Radius ist. Für $E = 30 \text{ GeV}$ ergibt sich $\tau_P = 25 \text{ min}$, für $E = 35 \text{ GeV}$ folgt $\tau_P = 12 \text{ min}$. Es ist daher geplant, das Beschleunigungssystem in einer zweiten Ausbaustufe durch supraleitende Hohlraumresonatoren zu ergänzen, um $E = 35 \text{ GeV}$ zu erreichen. Man erwartet, daß eine longitudinale Polarisation von $P_L = 80 \%$ erreicht werden kann. Bei all dem ist zu beachten, daß in Speicherringen sehr viele Effekte auftreten, die die Polarisation zerstören können. Zur Depolarisation kommt es z.B. durch eine vertikale Abweichung der Teilchenpakete von der Sollbahn, die zu einer Überlagerung der Spinpräzessionen um die vertikale Achse in den Feldern der Dipolmagnete und die radiale Achse in den Quadrupolmagneten führt.

Im Protonenring müssen Magnetfelder mit Feldstärken von 4.65 T erzeugt werden, um die Protonen im Orbit zu halten. Deshalb werden hier supraleitende Magnete verwendet. Der Energieverlust durch Synchrotronstrahlung ist für Protonen aufgrund ihrer großen Masse ($\Delta E \propto 1/m^4$) vernachlässigbar klein.

Am Wechselwirkungspunkt werden Elektronen- und Protonenstrahl so zusammengeführt, daß sie unter einem Winkel von 0° kollidieren können.

Aufgrund der hohen möglichen Impulsüberträge ist HERA vor allem eine Maschine zur Streuung von Elektronen an Quarks. Der wesentliche Feynman-Graph ist in Abb. 1.2 links dargestellt. Das Elektron² tauscht mit einem Quark ein

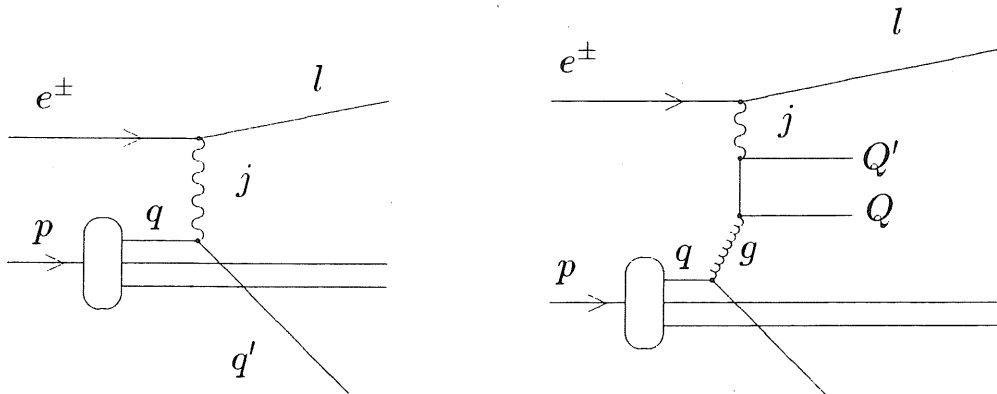


Abbildung 1.2: Feynman-Graphen zur Elektron-Quark-Streuung (links) und zur Boson-Gluon-Fusion (rechts).

²Der Begriff „Elektron“ repräsentiere hier den allgemeineren Fall, daß es sich um ein Elektron oder ein Positron handele.

Boson aus. Im Falle eines neutralen Stromes ($j = \gamma, Z^0, \gamma/Z^0$) ist das abgestrahlte Lepton l ein Elektron, beim geladenen Strom ($j = W^\pm$) dagegen ein Neutrino. Es versteht sich, daß die Endprodukte l, q' und der Strom j nicht auf bereits bekannte Teilchen beschränkt sind. Vielmehr können alle elektromagnetisch und schwach wechselwirkenden Teilchen mit Massen bis zum kinematischen Limit von 314 GeV , unter Berücksichtigung erhaltener Quantenzahlen, erzeugt werden.

Neben der Elektron-Quark-Streuung wird die Boson-Gluon-Fusion (Abb.1.2 rechts) eine wichtige Rolle bei HERA spielen. Sie stellt den dominanten Prozeß zur Erzeugung schwerer Quarks dar, wobei für $j = \gamma, Z^0, \gamma/Z^0$ die emittierten Quarks Q', Q die gleiche Flavor-Quantenzahl haben müssen (z.B. \bar{t}, t), während bei $j = W^\pm$ auch unterschiedliche Flavours (z.B. \bar{t}, b) zugelassen sind.

1.2 Der H1-Detektor

Zur Durchführung von Experimenten an HERA haben sich zwei internationale Kollaborationen, H1 und ZEUS, konstituiert. Die Kollaboration ist verantwortlich für die Finanzierung, die Planung und den Bau des Detektors sowie für die Aufnahme der Daten und deren Auswertung. Teilaufgaben, wie z.B. der Bau eines bestimmten Detektorelementes oder die Entwicklung von Software zur Simulation oder Rekonstruktion, werden dabei an einzelne beteiligte Institute vergeben.

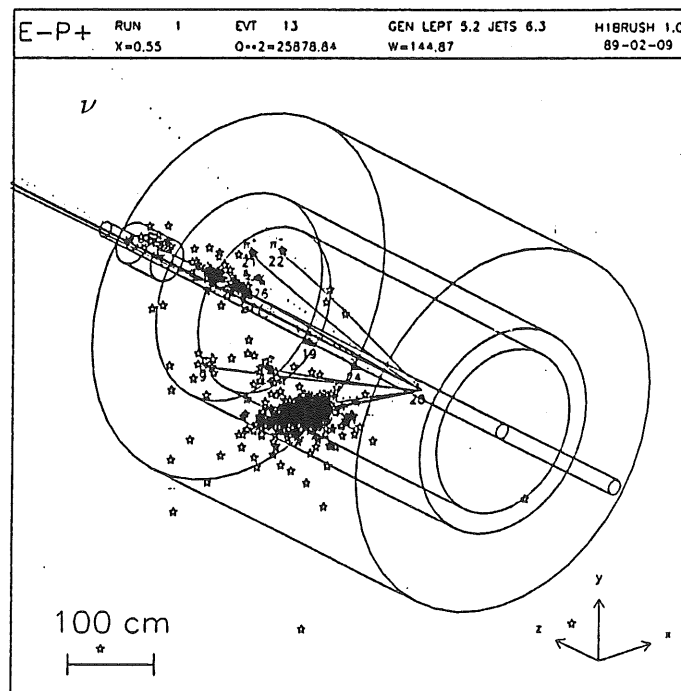


Abbildung 1.3: Topologie eines geladenen Stromereignisses in einem vereinfachten H1-Detektor

Aufgrund des resultierenden Laborimpulses von 790 GeV bei der Kollision von Elektron und Proton besitzen die Reaktionsprodukte einen Lorentz-Boost in Richtung des einlaufenden Protons. Abb. 1.3 zeigt eine mögliche Ereignistopologie in einem stark vereinfachten H1-Detektor für den Fall einer Elektron-Quark-Wechselwirkung durch Austausch eines geladenen Stromes. Die Kreuze und Sterne deuten die Deponierung jeweils fester Energiebeträge an. Das Neutrino kompensiert die Transversalenergie des Stromjets. Aus dieser Topologie erklärt sich die Asymmetrie des H1-Detektors bezüglich des Wechselwirkungspunktes (Abb.1.4).

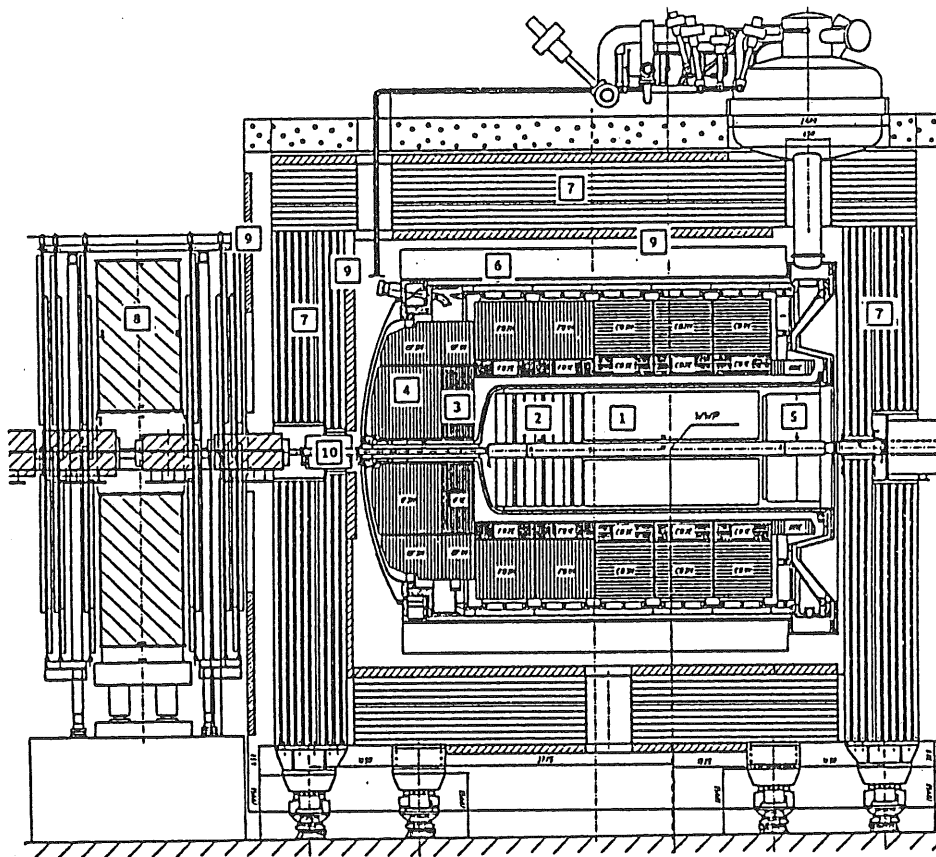


Abbildung 1.4: Der H1-Detektor im Längsschnitt zur Strahlachse.

Die generellen Anforderungen an einen HERA-Detektor lassen sich folgendermaßen zusammenfassen [H186]:

- Er sollte einen hohen Grad an Hermetizität (4π) haben, um die Energie hochenergetischer Neutrinos und anderer nicht direkt nachweisbarer Teilchen bestimmen zu können.
- Eine hohe Energieauflösung, feine Granularität und eine absolute Energie-Kalibration für elektromagnetisches und hadronisches Kalorimeter zur Messung des hadronischen Systems sollten gewährleistet sein.

- Detektoren zur Identifikation und Energiemessung von Myonen werden benötigt, um die Hermetizität bei Anwesenheit hochenergetischer Myonen zu gewährleisten.
- Eine sehr gute Energieauflösung für Elektronen sowie gute Möglichkeiten zur Elektronen-Identifikation sind erforderlich. Messung und Nachweis der Elektronen spielen eine Schlüsselrolle in den HERA-Experimenten.

Diese Anforderungen spiegeln sich im Aufbau des H1-Detektors wieder (Abb. 1.4 [H186], [H187]). Der Wechselwirkungspunkt wird von der zentralen Jetkammer (1), sowie Vieldrahtproportional- und Driftkammern umgeben, die in Protonrichtung durch radiale und planare Driftkammern ergänzt werden (2). Dieses Spurkammersystem ist im Zentral- und Vorwärtsbereich vom kalten Flüssig-Argon³-Kalorimeter umschlossen, das aus einem elektromagnetischen Blei-Argon-Kalorimeter (3) und einem hadronischen Eisen-Argon-Kalorimeter (4) besteht. In Protonrichtung schließt sich ein kleines Kupfer-Silizium-Kalorimeter (10) an, das den Detektor bis hinab zu $0,7^\circ$ abschließt. In Elektronrichtung wird der Spurkammerbereich durch ein Blei-Szintillator-Kalorimeter (5) abgeschlossen. Der Kryostat, der die Flüssig-Argon-Kalorimeter beinhaltet, ist von einer supraleitenden Spule umgeben (6), die ein Feld von $1.2 T$ im Spurkammerbereich erzeugt. Zur Rückführung des magnetischen Flusses dient ein Eisenjoch (7), das von Plastik-Streamerröhren und Myonkammern (9) durchzogen ist. Gleichzeitig dient das instrumentierte Eisenjoch als Restdetektor, für die Ausläufer hadronischer Schauer, die nicht vollständig in den Kalorimetern absorbiert werden. Vervollständigt wird der Nachweis der Myonen durch ein Myonspektrometer in Protonrichtung, das aus einem Toroid (8), drei Lagen von Myonkammern (9) und 4 Lagen Driftkammern besteht.

Der H1-Detektor wird in der HERA Halle Nord (siehe Abb.1.1) aufgebaut und wird voraussichtlich im Spätsommer 1990 zur Datennahme bereit sein.

³Im Folgenden häufig durch LAr abgekürzt

Kapitel 2

Physikalische Grundlagen der Kalorimetrie

2.1 Sampling-Kalorimeter

Kalorimeter dienen zur Messung der Energie hochenergetischer Teilchen. Das Prinzip besteht darin, die gesamte Energie des Teilchens zu absorbieren und in ein meßbares Signal umzuwandeln. Abhängig von der Teilchenart führen unterschiedliche unelastische Prozesse der Teilchen mit dem Detektormaterial zur Erzeugung von Sekundärteilchen. Diese können bei genügend hoher Energie weiter unelastisch wechselwirken, so daß sich ein Teilchenschauer im Detektor entwickelt. Die niederenergetischen Sekundärteilchen geben ihre Energie durch atomare Streuprozesse ab. Diese Energie kann in ein meßbares Signal umgewandelt werden, das zur Energie des Primärteilchens proportional ist, z.B. die Ladung von Elektronen aus Ionisationsprozessen. Handelt es sich bei den initiiierenden Teilchen um Elektronen, Positronen oder Photonen, so sind Bremsstrahlung und e^-e^+ -Paarbildung die für die Schauerbildung verantwortlichen Prozesse. Im Falle von Hadronen werden die Sekundärteilchen in unelastischen Hadron-Kern-Wechselwirkungen (und deren Folgereaktionen) erzeugt.

In Sampling-Kalorimetern finden Schauerbildung (Produktion der Sekundärteilchen) und Signalauslese (z.B. Ladungssammlung) in unterschiedlichen Materialien statt. Aktive Bereiche geringer Dichte zur Signalbildung wechseln mit passiven Absorbern hoher Kernladungszahl Z bzw. hoher Massenzahl A ab. Das gemessene Signal ist daher nur einer Stichprobe (engl.: sample) der deponierten Energie proportional.

Der Vorteil von Sampling-Kalorimetern gegenüber den sogenannten homogenen Kalorimetern, in denen Schauer- und Signalbildung im gleichen Material stattfinden, sind eine kompakte Bauweise und die Möglichkeit zur feinen Segmentierung der Auslezellen. Nachteilig ist die schlechtere Energieauflösung, die durch zusätzliche statistische Fluktuationen aufgrund der Schichtbauweise, die Sampling-Fluktuationen, entsteht.

2.2 Elektromagnetische Schauer

2.2.1 Energieverlust und Schauerentwicklung

Schauerbildung

Die Entwicklung hochenergetischer elektron- und photoninduzierter Teilchenkaskaden läßt sich näherungsweise materialunabhängig beschreiben, wenn man die Einheit der Strahlungslänge X_0 einführt. Die Strahlungslänge X_0 ist als die Strecke in einem Medium definiert, in der ein hochenergetisches Elektron ($E \gtrsim 1 \text{ GeV}$) den Bruchteil $(1 - 1/e)$ seiner Energie in Form von Bremsstrahlung verliert. Für hochenergetische Photonen gilt, daß nach einer Strecke von $7/9 X_0$ der Anteil $(1 - 1/e)$ in ein e^-e^+ -Paar konvertiert. Näherungsweise läßt sich X_0 durch

$$X_0 \approx 180 \frac{A}{Z^2} \frac{g}{\text{cm}^2} \left(\frac{\Delta X_0}{X_0} < 20\% \quad 13 \leq Z \leq 92 \right) \quad (2.1)$$

berechnen [AMA81]. Abb. 2.1 zeigt den relativen Energieverlust pro Strah-

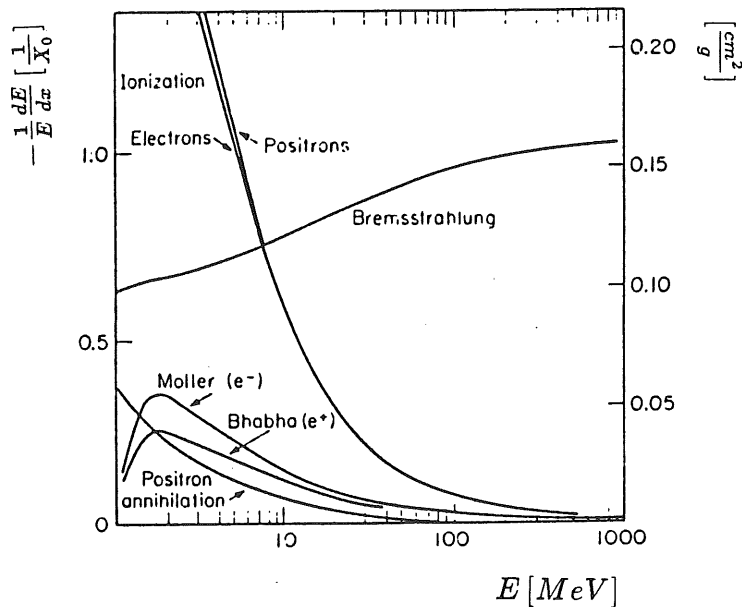


Abbildung 2.1: Relativer Energieverlust von Elektronen und Positronen in Blei [PAR88].

lungslänge von Elektronen und Positronen in Blei als Funktion der Energie. Für hohe Teilchenenergien wird der Energieverlust für Elektronen und Positronen durch

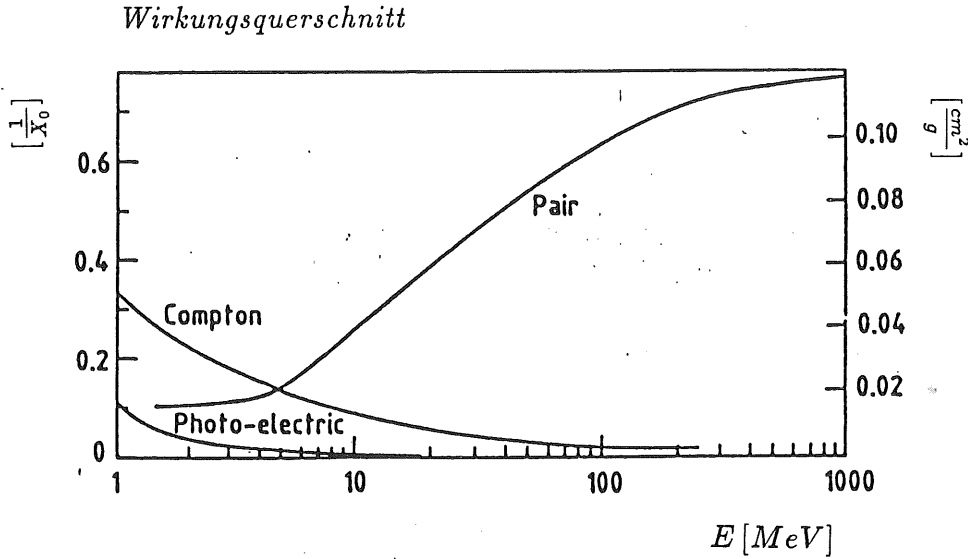


Abbildung 2.2: *Photon-Wirkungsquerschnitte in Blei als Funktion der Energie [FAB85].*

Bremsstrahlung, für Photonen durch Paarbildung dominiert. Oberhalb einer Energie von 1 *GeV* hängen diese Prozesse kaum noch von der Energie ab, so daß

$$-\frac{1}{E} \left\langle \frac{dE}{dx} \right\rangle_{brem} = const = \frac{1}{X_0} \quad (E \gtrsim 1 \text{ GeV}) \quad (2.2)$$

gilt. Streng ist die Strahlungslänge daher lediglich für sehr hohe Energien definiert. So ist z.B. die freie Weglänge von Photonen mit einer Energie von einigen *MeV* in Blei etwa $5 X_0$, da in diesem Bereich der totale Wirkungsquerschnitt für Compton-Streuung den für Paarbildung übertrifft und hier der gesamte Photonenwirkungsquerschnitt etwa 5 mal kleiner als der Wert im Hochenergiebereich ist (Abb. 2.2).

Ionisation

Im niederenergetischen Bereich geben Elektronen ihre Energie in atomaren Streuprozessen vorwiegend durch Ionisation ab. Für niederenergetische Photonen dominiert der atomare Photoeffekt (Absorption des Photons, Emission eines Elektrons). Der totale Energieverlust pro Strahlungslänge durch Ionisation kann näherungsweise als konstant angenommen werden [FAB85] und durch

$$-\left\langle \frac{dE}{dx} \right\rangle_{ion} = \frac{E_c}{X_0} \quad (2.3)$$

beschrieben werden. Dabei ist E_c die Energie, bei der die Energieverluste durch Ionisation und Bremsstrahlung gleich groß sind. E_c läßt sich näherungsweise durch

$$E_c \approx \frac{550}{Z} \text{ MeV} \quad \left(\frac{\Delta E_c}{E_c} < 10\% \quad 13 \leq Z \leq 92 \right) \quad (2.4)$$

berechnen [AMA81].

Longitudinale und laterale Schauerentwicklung

Abb. 2.3 zeigt die longitudinale und laterale Entwicklung eines 6 GeV Elektronenschauers in verschiedenen Materialien. Neben der näherungsweisen Skalierung in Strahlungslängen ist eine deutliche Z -Abhängigkeit der Schauerentwicklung zu erkennen. Die Unterschiede erklären sich aus der Tatsache, daß die Strahlungslänge Effekte bei niedrigen Energien, z.B. die Z -Abhängigkeit des Wirkungsquerschnittes für den Compton-Effekt, nicht berücksichtigt.

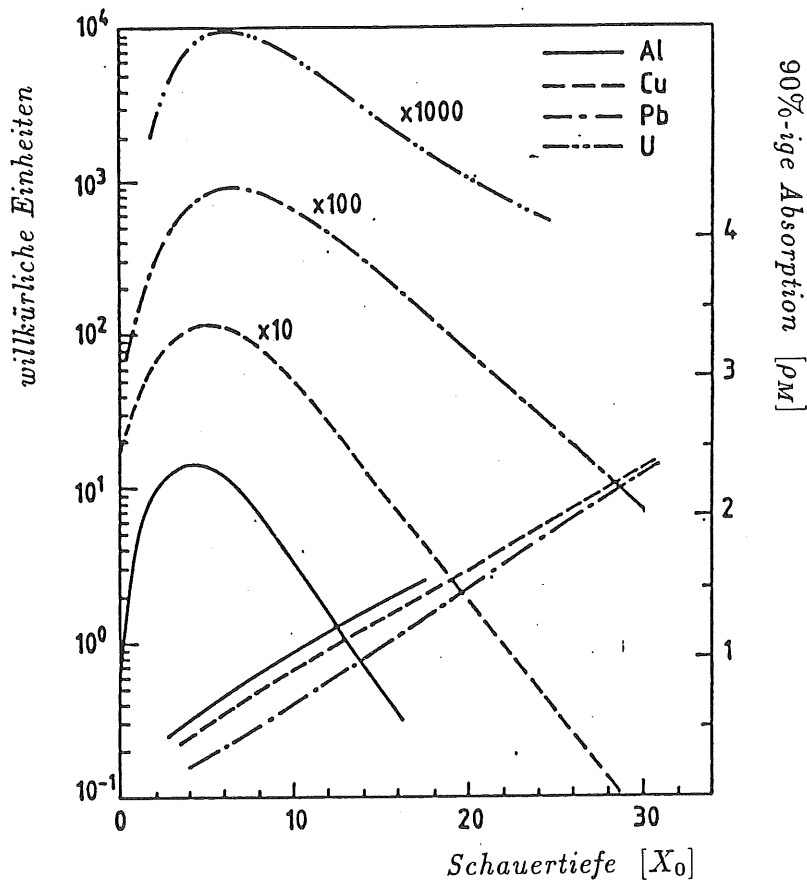


Abbildung 2.3: Longitudinale und laterale Entwicklung eines 6 GeV Elektronenschauers [FAB85].

Die laterale Auffächerung des Schauers pro Strahlungslänge wird näherungsweise materialunabhängig in Einheiten von Moliere-Radien ρ_M beschrieben. Ein

ρ_M wird definiert durch

$$\rho_M = \frac{E_s}{E_c} X_0, \quad (2.5)$$

wobei $E_s = 21 \text{ MeV}$ eine Konstante aus der Theorie der Vielfachstreuung ist. Näherungsweise gilt

$$\rho_M \approx 7 \frac{A}{Z} \frac{g}{\text{cm}^2} \left(\frac{\Delta \rho_M}{\rho_{M0}} < 10\% \quad 13 \leq Z \leq 92 \right) \quad (2.6)$$

[AMA81]. In Abb. 2.3 ist auf der rechten Ordinate der Schauerradius für eine Absorption von 90% der Energie, in Abhängigkeit von der Schauertiefe, in Molière-Radien aufgetragen.

2.2.2 Meßbarer Energieanteil

In Sampling-Kalorimetern ist nur der Anteil F_{sampling} der deponierten Energie meßbar, der in den aktiven Schichten deponiert wird:

$$F_{\text{sampling}} = \frac{E_a}{E_a + E_p}. \quad (2.7)$$

E_a und E_p bedeuten dabei die in den aktiven bzw. passiven Schichten deponierten Energiebeträge. Dieser sichtbare Energieanteil, der im Englischen als „sampling-fraction“ bezeichnet wird, hängt von der Teilchenart ab. Für unterschiedliche Teilchenarten (e, μ, p, \dots) werden daher im Kalorimeter verschiedene Stichproben gemessen, so daß Glg. 2.7 korrekt

$$F_{\text{sampling}}(i) := \bar{i} = \frac{E_a(i)}{E_a(i) + E_p(i)} \quad i = e, \mu, p, \dots \quad (2.8)$$

lauten muß.

Zur Beschreibung der Sampling-Struktur eines Kalorimeters ist es üblich, den sichtbaren Energieanteil eines minimal ionisierenden Teilchens (mip) anzugeben. Ein mip ist ein idealisiertes Teilchen, das per definitionem pro Strahlungslänge einen Energiebetrag durch Ionisation verliert, der dem minimalen Energieverlust eines schweren Teilchens (z.B. eines Protons) in der „ dE/dx -Kurve“ entspricht¹. Für ein Kalorimeter mit den Schichtdicken d_a (aktives Medium) und d_p (passiver Absorber) gilt daher:

$$F_{\text{sampling}}(mip) = \widetilde{mip} = \frac{d_a \frac{dE}{dx}|_a^{mip}}{d_a \frac{dE}{dx}|_a^{mip} + d_p \frac{dE}{dx}|_p^{mip}}. \quad (2.9)$$

Die sichtbaren Energieanteile \bar{i} anderer Teilchen i werden dann häufig relativ zu denen eines mip s angegeben².

¹siehe Kap. 5

²Im folgenden wird das Verhältnis sichtbarer Energieanteile verschiedener Teilchen i, k einfach mit i/k (z.B. e/mip) bezeichnet. Treten die Größen nicht im Verhältnis auf, so wird das Symbol durch eine Tilde gekennzeichnet (z.B. \bar{e}).

Für elektromagnetische Schauer ist das Verhältnis e/mip von Interesse, das im wesentlichen aus zwei Gründen von 1 verschieden ist. Zum einen ist die mittlere Spurlänge im passiven Absorber (in Einheiten von X_0) für Elektronen aufgrund der Vielfachstreuung größer als für $mips$. Zum anderen ist der Wirkungsquerschnitt für den atomaren Photoeffekt für niederenergetische Photonen ($E_\gamma < 1 MeV$) proportional zu Z^5 , während der Wirkungsquerschnitt geladener Teilchen für Ionisation etwa proportional zu Z ist. In Kalorimetern, in denen die Kernladungszahl des passiven Absorbers Z_p größer als die des aktiven Materials Z_a ist, werden niederenergetische Photonen daher vorwiegend mit Atomen im Absorber wechselwirken. Da die mittlere Reichweite der Photoelektronen in dichten Medien sehr gering ist ($\lesssim 1 mm$), werden diese Elektronen nur dann zum Signal beitragen können, wenn sie in der Nähe zur Grenze zwischen Absorber und Ausleseschicht erzeugt werden (sog. Übergangseffekt). Beide oben beschriebenen Effekte führen dazu, daß der sichtbare Energieanteil von Elektronen kleiner als der für $mips$ ist ($e/mip < 1$).

2.2.3 Fluktuationen und Energieauflösung

Sampling-Fluktuationen

In Sampling-Kalorimetern mit dichten aktiven Auslesemitteln, wie es im H1-Kalorimeter der Fall ist, wird die Energieauflösung für elektromagnetische Schauer durch die Sampling-Fluktuationen begrenzt. Diese Fluktuationen sind statistischer Natur, und ihr Einfluß auf die Energieauflösung kann abgeschätzt werden, wenn man einige Vereinfachungen einführt, die als „Rossi Approximation B“ [ROS52] bekannt sind:

- Jedes Elektron (Positron) mit $E_e > E_c$ strahlt nach Durchqueren einer Strecke von $1 X_0$ ein Bremsstrahlungsquant der Energie $E_\gamma = E_e/2$ ab.
- Jedes Photon mit $E_\gamma > E_c$ konvertiert nach $1 X_0$ in ein e^-e^+ -Paar mit $E_{e^-} = E_{e^+} = E_\gamma/2$.
- Jedes Elektron oder Positron deponiert pro Strahlungslänge den festen Energiebetrag E_c (s.a. Glg. 2.3).
- Effekte der Vielfach- und Comptonstreuung werden vernachlässigt.
- Die Wirkungsquerschnitte für Paarerzeugung und Bremsstrahlung werden im Hochenergielimes verwendet (s.a. Glg 2.2).

Bezeichnet man die mittlere totale nachweisbare Spurlänge, d.h. die Summe der nachweisbaren Spurlängen der einzelnen geladenen Teilchen, mit $\langle T_d \rangle [X_0]$ und die Dicke einer Lage (eine aktive und eine passive Schicht) mit $d [X_0]$, so ergibt sich unter den obigen Annahmen für die mittlere Anzahl von Durchgängen geladener Teilchen durch eine Ausleseschicht $\langle N_s \rangle$:

$$\langle N_s \rangle = \frac{\langle T_d \rangle}{d}. \quad (2.10)$$

Unter Approximation B läßt sich nun zeigen, daß die Spurlänge $\langle T_d \rangle$ immer proportional zur Energie E des einfallenden Teilchens ist [AMA81]:

$$\langle T_d \rangle = F(z) \frac{E}{E_c}, \quad (2.11)$$

wobei $F(z)$ Korrekturterme enthält, die berücksichtigen, daß Energiebeträge unterhalb einer bestimmten Schwelle nicht mehr nachweisbar sind. Außerdem wird in $F(z)$ die Dichte des Auslesemediums berücksichtigt [AMA81], da Approximation B in der ursprünglichen Version nur für leichte Medien gilt [ROS52]. Die Aussage von Glg. 2.11 ($\langle T_d \rangle \propto E$) wird schlechthin als Prinzip der Kalorimetrie bezeichnet.

Für hinreichend große Schichtdicken³ kann man annehmen, daß die einzelnen Kreuzungen der Lagen voneinander unabhängig und N_s normalverteilt ist, so daß für die relative Breite der Verteilung um $\langle N_s \rangle$

$$\frac{\sigma_{N_s}}{\langle N_s \rangle} = \frac{1}{\sqrt{\langle N_s \rangle}} \quad (2.12)$$

folgt [AMA81]. Für die Energieauflösung erhält man dann mit Glg. 2.10 und Glg. 2.11

$$\frac{\sigma_E}{E} = 0.032 \sqrt{\frac{E_c [\text{MeV}]}{F(z)} \frac{d [X_0]}{E [\text{GeV}]}}. \quad (2.13)$$

Berücksichtigt man noch Effekte der Vielfachstreuung, so ergibt sich nach [AMA81]

$$\frac{\sigma_E}{E} = 0.032 \sqrt{\frac{E_c [\text{MeV}]}{F(z) \langle \cos \theta \rangle} \frac{d [X_0]}{E [\text{GeV}]}} \quad (2.14)$$

mit

$$\langle \cos \theta \rangle \approx \cos \left(\frac{R_M}{\pi} \right).$$

Die Energieauflösung elektromagnetischer Schauer verbessert sich also mit wachsender Energie entsprechend der Beziehung

$$\frac{\sigma_E}{E} \propto \frac{1}{\sqrt{E [\text{GeV}]}} \quad (2.15)$$

wenn man voraussetzt, daß die Sampling-Fluktuationen gegenüber anderen Schwankungen dominieren.

³ „Hinreichend groß“ bedeutet, daß die mittlere freie Weglänge der niederenergetischen geladenen Teilchen in der Größenordnung der Schichtdicke liegt.

Landau- und Weglängenfluktuationen

Landau- und Weglängenfluktuationen können in Kalorimetern mit sehr dünnen oder gasförmigen Auslesemusername zur Energieauflösung beitragen. Landau-Fluktuationen sind bei Ionisationsverlusten von einigen MeV (das entspricht einigen mm flüssigem Argon) vernachlässigbar [FAB85]. Weglängenfluktuationen treten auf, wenn niederenergetische Elektronen durch Vielfachstreuung in einer Ausleseschicht Wege zurücklegen, die groß sind im Vergleich zur Schichtdicke. Für das H1-LAr-Kalorimeter können diese Fluktuationen ebenfalls vernachlässigt werden, da die mittlere freie Weglänge niederenergetischer Elektronen hier in der Größenordnung der LAr-Schichtdicke (einige mm) liegt.

2.3 Hadronische Schauer

Prinzipiell entspricht das Meßverfahren für hadroninduzierte Schauer dem für elektromagnetische Schauer. Die größere Vielfalt der möglichen Wechselwirkungen erschwert jedoch das genaue Verständnis des Kalorimetersignals.

2.3.1 Generelle Eigenschaften hadronischer Schauer

Das initiiierende Hadron wird irgendwann mit einem Kern der Kalorimetermaterie wechselwirken. In diesem Prozeß werden vor allem Mesonen (π, K, \dots) erzeugt, die, bevor sie den Kernbereich verlassen, noch mit anderen Nukleonen wechselwirken können. Von diesen Nukleonen können einige die Potentialbarriere des Kerns überwinden, andere verteilen ihre Energie auf den Restkern. Das Verhältnis von freigesetzten Protonen zu Neutronen entspricht dabei ihrem relativen Anteil $Z/(A - Z)$ an den Nukleonen. Nach dieser Zertrümmerung (Spallation) verbleibt ein angeregter Restkern, der durch eine Evaporation von Kernfragmenten in einen energetisch günstigeren Zustand übergeht. Dabei werden vor allem Neutronen ausgesendet, da die Emission geladener Fragmente durch die Coulombbarriere des Kerns unterdrückt ist. Dem Restkern und den größeren evaporierten Fragmenten verbleiben noch Restanregungen, die durch Aussendung nuklearer γ -Quanten abgebaut werden. Für schwere Elemente besteht zusätzlich die Möglichkeit zur Kernspaltung.

Da die Entwicklung hadronischer Schauer im wesentlichen auf starken Wechselwirkungen beruht, wird zur näherungsweise materialunabhängigen Beschreibung der longitudinalen und lateralen Profile als Skala die nukleare Absorptionslänge

$$\lambda_0 = \frac{A}{N_A \sigma_i} \left[\frac{g}{cm^2} \right] \quad (2.16)$$

mit

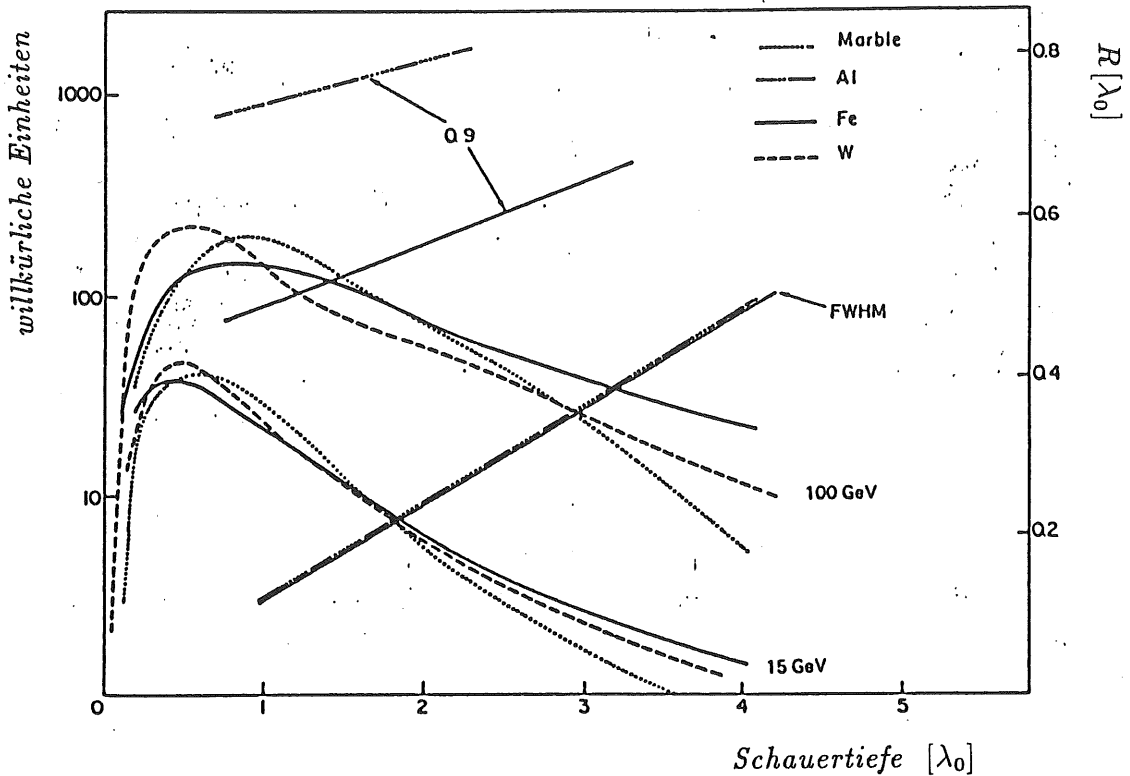


Abbildung 2.4: Longitudinale und laterale Entwicklung hadronischer Schauer [FAB85]. Für die laterale Entwicklung sind die Breite in halber Höhe des Maximums (FWHM) und der Radius für eine 90 %-ige Absorption (0.9) angegeben.

- A = Massenzahl in [g]
 N_A = Avogadrozahl
 σ_i = unelastischer np-Wirkungsquerschnitt
 im Bereich 60 - 375 GeV in [cm²] [PAR88]

eingeführt. Abb. 2.4 zeigt die longitudinale und laterale Entwicklung hadronischer Schauer für verschiedene Energien und Materialien. Die Kurvenform ähnelt der elektromagnetischer Schauer, die Skalierung jedoch ist unterschiedlich.

2.3.2 Die Komponenten hadronischer Schauer

Im Gegensatz zu den elektromagnetischen Schauern trägt in hadronischen Schauern ein wesentlicher Teil der Gesamtenergie E_{inc} nicht zum Kalorimetersignal bei. Dieser unsichtbare Energieanteil E_{loss} erklärt sich im wesentlichen aus den Energieverlusten zur Überwindung der Bindungsenergie im Spallationsprozeß (≈ 8 MeV pro Nukleon). Von den freigesetzten niederenergetischen Neutronen kann zudem ein Großteil den Detektor ohne weitere Wechselwirkung verlassen. Zusätzlich tragen Neutrinos aus π - und K-Zerfällen, sowie die auf den Restkern übertragene

Rückstoßenergie, die aufgrund der kurzen Reichweite des Rückstoßkernes nicht nachgewiesen wird, zur unsichtbaren Energie bei.

Als hadronisch deponierte Energie E_{had} soll die Energie gelten, die sich aus den Energiebeträgen E_{ion} , E_n und E_γ zusammensetzt, wobei E_{ion} die durch schwere geladene Teilchen deponierten Energiebeträge, E_n die durch Neutronen indirekt durch Kernstreuung deponierten Energiebeträge und E_γ die durch nukleare Photonen deponierten Energiebeträge bezeichnen. Der Energiebetrag, der vorwiegend durch den Zerfall neutraler π -Mesonen ($\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$) in Form elektromagnetischer Subschauber deponiert wird, soll als E_{em} bezeichnet werden. Aufgrund der Isospin-Gleichstellung sind im Mittel 1/3 der erzeugten Pionen elektrisch neutral. Die Höhe des elektromagnetischen Anteils hängt stark von der Anzahl der in der ersten Wechselwirkung erzeugten Pionen ab. Als Energiebilanz ergibt sich:

$$E_{inc} = E_{had} + E_{em} + E_{loss} \quad (2.17)$$

mit

$$E_{had} = E_{ion} + E_n + E_\gamma$$

oder bezogen auf die Gesamtenergie

$$1 = f_{had} + f_{em} + f_{loss} \quad (2.18)$$

mit

$$f_{had} = f_{ion} + f_n + f_\gamma.$$

Wie bereits im Abschnitt über elektromagnetische Schauer diskutiert wurde, erwartet man für die verschiedenen Komponenten unterschiedliche Kalorimeter-signale. Da in dieser Arbeit lediglich die zusammengesetzte Größe

$$\frac{had}{mip} = \frac{f_{ion} \frac{ion}{mip} + f_n \frac{n}{mip} + f_\gamma \frac{\gamma}{mip}}{f_{had}} \quad (2.19)$$

von Bedeutung ist, wird für eine ausführliche Diskussion der Größen ion/mip , n/mip und γ/mip auf [WIG87] verwiesen. In [RUD89] wurde die Energieabhängigkeit der Größe had/mip für die typischen H1-Kalorimeterstrukturen mit Hilfe von Monte-Carlo Simulationen⁴ untersucht. Die Simulationsergebnisse zeigen, daß für den in dieser Arbeit betrachteten Energiebereich von 10 bis 170 GeV näherungsweise

$$\frac{had}{mip} \approx \frac{mip}{mip} = 1 \quad (2.20)$$

angenommen werden kann.

Für den sichtbaren elektromagnetischen Energieanteil am gesamten elektromagnetischen Energieanteil relativ zu $mips$, e/mip , in hadronischen Schauern gilt das Gleiche wie in elektromagnetischen Schauern:

$$\frac{e}{mip} = const < 1.$$

⁴Es wurde das Programmpaket Geant311 benutzt

2.3.3 Das e/h-Verhältnis und die Energieauflösung

Die o.a. *intrinsischen* Energieverluste (E_{loss}) in hadronischen Schauern führen dazu, daß für Elektronen und Hadronen der gleichen Energie im selben Kalorimeter unterschiedliche Signale gemessen werden (Abb. 2.5). Dieser Unterschied

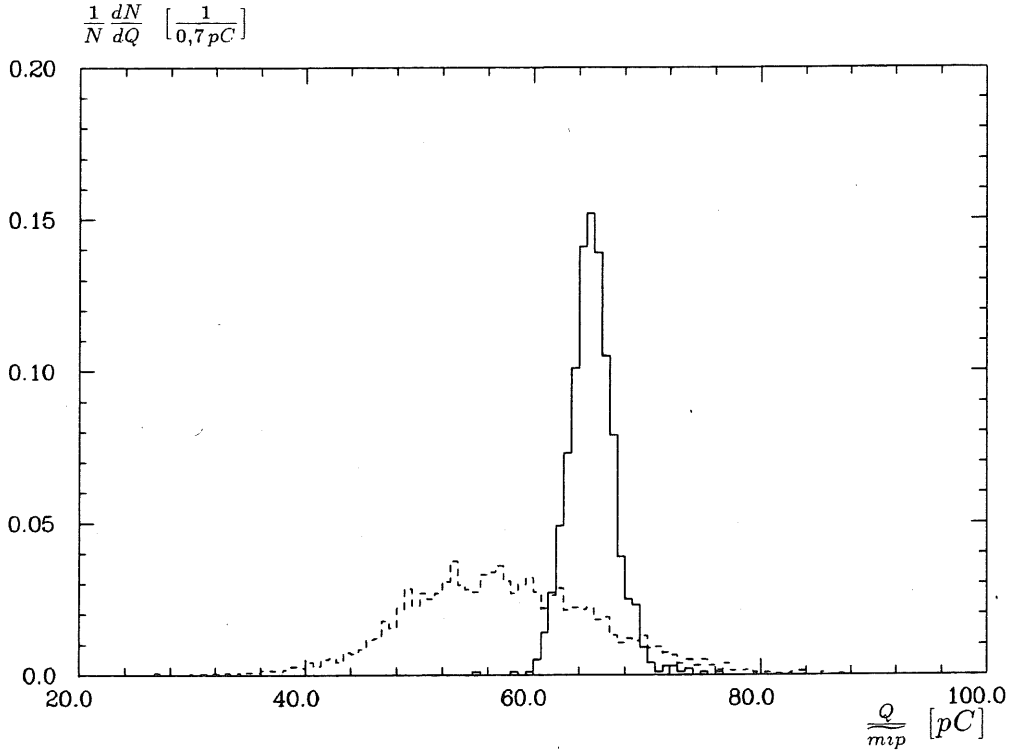


Abbildung 2.5: Signalverteilungen von 30 GeV Elektronen- (—) und Hadronenschauern (---) im Experiment (CERN-Test).

wird durch den Quotienten der gemessenen (m) Signalmittelwerte (hier deponierte Ladung)

$$\frac{e}{h}_m(E) = \frac{\langle Q_e \rangle}{\langle Q_h \rangle} \quad (2.21)$$

berechnet⁵. Mit den oben definierten Größen läßt sich Glg. 2.21 auch als

$$\frac{e}{h}_m(E) = \frac{\frac{\epsilon}{mip}}{\langle f_{em}(E) \rangle \frac{\epsilon}{mip} + \langle f_{had}(E) \rangle \frac{had}{mip}} \quad (2.22)$$

schreiben, wodurch deutlich wird, daß das e/h -Verhältnis das Verhältnis der sichtbaren Energiebeträge \bar{e} und \bar{h} im Sinne von Glg. 2.9 ist. Die Höhe des elektromagnetischen Anteils hängt von der Energie und der Anzahl der erzeugten neutralen

⁵Die Größe h/mip bezieht sich im Gegensatz zu had/mip auf das Signalverhalten eines Hadronschauers als Ganzes

Pionen ab, die proportional zum Logarithmus der Energie des schauernden Teilchens ist [AMA81]. Im Energiebereich von 10 GeV bis zu einigen 100 GeV läßt sich $\langle f_{em} \rangle$ näherungsweise durch

$$\langle f_{em} \rangle = \frac{\langle E_{em} \rangle}{E_{inc}} \approx 0.1 \ln(E_{inc}[\text{GeV}]) \quad (2.23)$$

parametrisieren [FAB85].

Um die Fähigkeit eines Kalorimeters, durch Kompensierung der intrinsischen Energieverluste ein e/h -Verhältnis von 1 zu erreichen, besser beschreiben zu können, wird ein intrinsisches e/h -Verhältnis definiert,

$$\left. \frac{e}{h} \right|_{intr} := \frac{\frac{e}{mip}}{\frac{\langle f_{had} \rangle}{1 - \langle f_{em} \rangle} \frac{had}{mip}} = \frac{\frac{e}{mip}}{\frac{\langle f_{had} \rangle}{\langle f_{had} + f_{loss} \rangle} \frac{had}{mip}}, \quad (2.24)$$

das den meßbaren elektromagnetischen Anteil zum meßbaren Anteil der nachweisbaren rein hadronischen Komponente ins Verhältnis setzt und mit dem meßbaren e/h -Verhältnis durch

$$\left. \frac{e}{h} \right|_m(E) = \frac{\left. \frac{e}{h} \right|_{intr}}{1 - \langle f_{em}(E) \rangle (1 - \left. \frac{e}{h} \right|_{intr})} \quad (2.25)$$

verknüpft ist. Kompensation läßt sich also durch eine bessere Signalausbeute des hadronischen Anteils, durch einen kleinen Wert für e/mip , oder durch beides erreichen. Neben der Wahl des Absorbermaterials hängt $e/h|_{intr}$ zusätzlich vom Auslesemedium und von der Geometrie (den Schichtdicken) ab. Für den Fall vollständiger Kompensation gilt mit $(e/h)|_{intr} = 1$ auch $(e/h)|_m = 1$.

Die Energieauflösung für hadronische Schauer wird durch intrinsische Schauerfluktuationen dominiert. Sie resultieren aus den von Ereignis zu Ereignis auftretenden Schwankungen in der Aufteilung der Gesamtenergie auf den elektromagnetischen Anteil f_{em} , den nachweisbaren hadronischen Anteil f_{had} und den nicht nachweisbaren Anteil f_{loss} . Dabei ist zu beachten, daß die drei Anteile nicht unabhängig voneinander variieren, sondern die Schwankungen stark miteinander korreliert sind. Im Falle eines hohen π^0 -Anteiles sind sowohl der nachweisbare hadronische Anteil als auch der nicht nachweisbare Anteil klein. Dies verdeutlichen die Darstellungen der Korrelationen zwischen elektromagnetisch deponierter Energie E_{em} und hadronisch deponierter Energie E_{had} einerseits (Abb. 2.6 oben links) und zwischen E_{em} und der deponierten Energie $E_{dp} = E_{inc} - E_{loss}$ andererseits (Abb. 2.6 oben rechts). Alle Darstellungen in Abb. 2.6 dienen zur qualitativen Diskussion der Signalbildung hadronischer Schauer und wurden mit Hilfe des Monte-Carlo-Programmes GFLASH bei einer Strahlenergie von 10 GeV erzeugt.

Die Verteilungen der elektromagnetisch und insgesamt deponierten Energien (Abb. 2.6 Mitte) erhält man aus den Projektionen der Korrelation zwischen E_{em}

und E_{dp} auf die Achsen. Die elektromagnetisch deponierte Energie ist starken nichtgaussischen Schwankungen unterworfen, die durch die Korrelation mit der hadronisch deponierten Energie teilweise kompensiert werden. Die Signalstrukturen hadronischer Schauer lassen sich daher nur verstehen, wenn man die Korrelationen zwischen den Fluktuationen der verschiedenen Komponenten berücksichtigt.

In nichtkompensierenden Kalorimetern haben die Energieabhängigkeit und die Fluktuationen des elektromagnetischen Energieanteils erheblichen Einfluß auf die Signalbildung von Hadronenschauern:

Wegen der Energieabhängigkeit von f_{em} sinkt der nicht nachweisbare Anteil mit steigender Teilchenenergie. Als Folge davon ist das gemessene e/h -Verhältnis energieabhängig und damit das Kalorimetersignal nicht proportional zur Teilchenenergie (Alinearitäten).

Die Energieauflösung wird zum Teil nicht durch elementare Prozesse bestimmt, deren Anzahl proportional zur Teilchenenergie ist, wie es z.B. bei der Herleitung der Sampling-Fluktuationen elektromagnetischer Schauer der Fall ist. Es ist daher auch nicht zu erwarten, daß die Energieauflösung wie $1/\sqrt{E_{inc}}$ sinkt. Monte-Carlo-Simulationen von Wigmans [WIG86] zeigen, daß der Einfluß auf die Energieauflösung durch einen zusätzlichen $e/h|_{intr}$ -abhängigen, konstanten Term beschrieben werden kann:

$$\frac{\sigma_E}{E}(h) = \frac{a}{\sqrt{E_{inc}}} + b \left(\left| \frac{e}{h} \right|_{intr} - 1 \right). \quad (2.26)$$

Experimentelle Messungen verschiedener Gruppen bestätigen diesen Zusammenhang [ABR81]⁶ [BEN75]⁷.

Als weitere Auswirkung weicht die Signalverteilung um den Mittelwert monoenergetischer Hadronen von einer Gaußverteilung ab. Zur Illustration ist in Abb. 2.6 (unten rechts) die Verteilung der im Kalorimeter sichtbaren Energie E_{vs}

$$E_{vs} = E_{had} \frac{had}{mip} + E_{em} \frac{e}{mip} \quad (2.27)$$

unter Annahme von $had/mip = 1$ und $e/mip = 0,8$ zusammen mit der Korrelation zwischen E_{em} und E_{vs} (unten links) dargestellt. Die Anpassung einer Gaußkurve an die Verteilung der sichtbaren Energie (durchgezogene Line) macht die Asymmetrie deutlich. Die Form der Asymmetrie wird durch die Korrelation zwischen der deponierten Energie und der Größe von e/mip bzw. $e/h|_{intr}$ bestimmt. Neben der deutlichen Verschiebung des Mittelwertes der Verteilung der sichtbaren Energie gegenüber der deponierten Energie wird auch die relative Breite der Verteilung kleiner. Aus den Gaußanpassungen an die Verteilungen von E_{dp} und E_{vs} erhält man

$$\frac{\sigma_{E_{dp}}}{\langle E_{dp} \rangle} = 0,166 \quad (2.28)$$

⁶zitiert nach [WIG86]

⁷zitiert nach [AMA81]

und

$$\frac{\sigma_{E_{vs}}}{\langle E_{vs} \rangle} = 0,153. \quad (2.29)$$

Je kleiner ϵ/mip , d.h. je näher ϵ/h_{intr} am Idealwert 1 liegt, desto besser ist die Energieauflösung.

Bei den beiden HERA-Detektoren H1 und ZEUS werden unterschiedliche Wege beschritten, um die Auswirkungen von $\epsilon/h_{intr} \neq 1$ auf die Signalverteilung von Hadronenschauern zu eliminieren. Während das Uran-Szintillator-Kalorimeter von ZEUS bereits durch die Wahl der Materialien und Schichtdicken kompensierend ausgelegt ist, soll beim H1-Kalorimeter $\epsilon/h = 1$ durch Software-Methoden nach der Datennahme erreicht werden. Dazu sollen die Energiedepositionen der elektromagnetischen und hadronischen Komponente eines Schauers, die sich auf unterschiedlichen Skalen ausbreiten, nachträglich unterschiedlich gewichtet werden.

2.3.4 Hadronische Sampling-Fluktuationen

Die hadronischen Sampling-Fluktuationen lassen sich aufgrund der oben diskutierten Zusammensetzung hadronischer Schauer nicht wie bei elektromagnetischen Schauern berechnen. Sie können näherungsweise durch

$$\left. \frac{\sigma_E}{E} \right|_{samp} (h) = 0.09 \sqrt{\frac{\Delta E [MeV]}{E [GeV]}} \quad (2.30)$$

mit

ΔE = Energieverlust eines $mips$ pro Sampling-Schicht (eine aktive und eine passive Lage)

parametrisiert werden [AMA81].

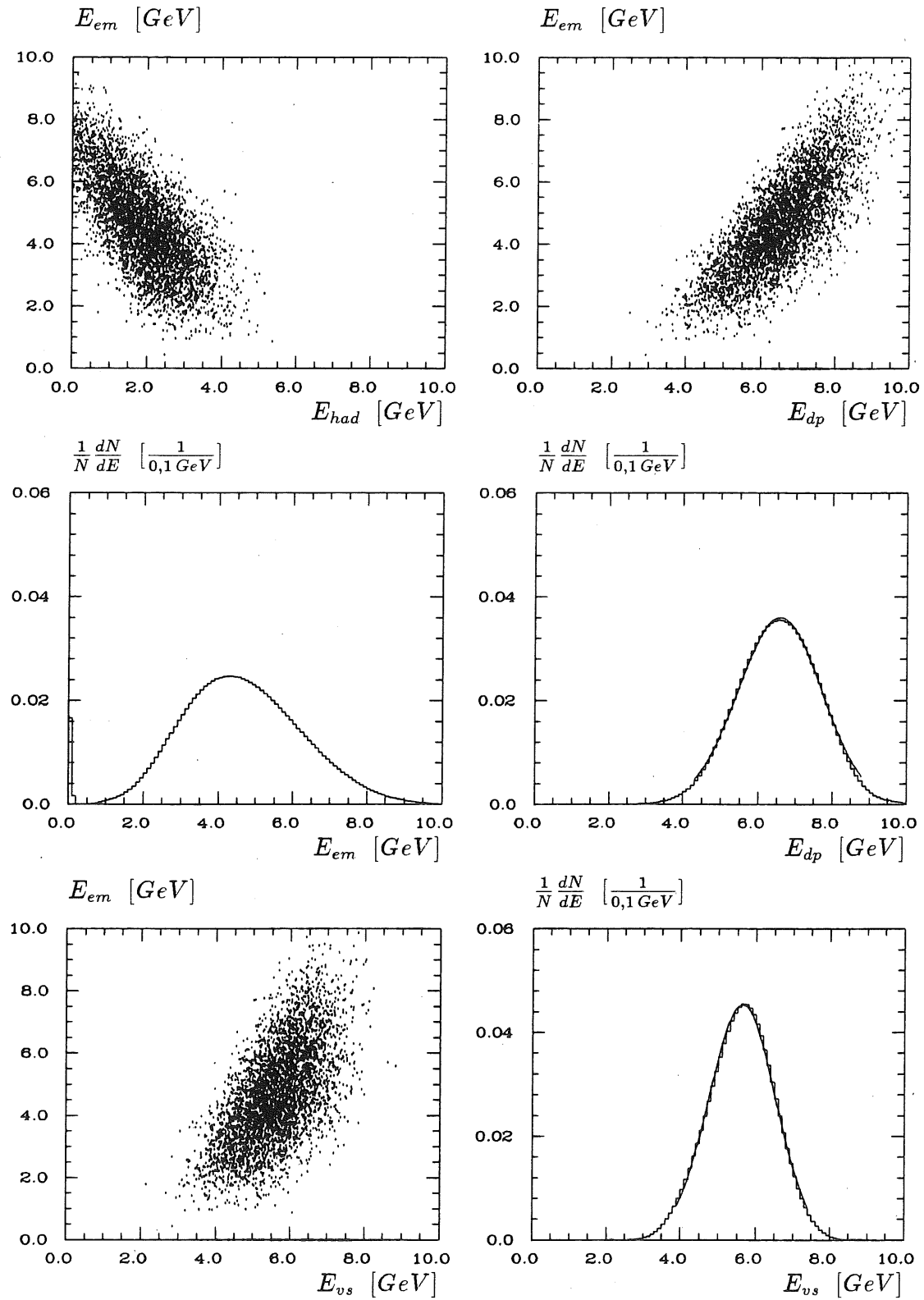


Abbildung 2.6: Zur Signalbildung hadronischer Schauer.

Kapitel 3

Das Simulationsprogramm GFLASH

3.1 Detektorsimulation

Die übliche Methode der Detektorsimulation besteht darin, die Spuren einzelner Teilchen durch die Geometrie eines Detektors zu verfolgen. Dabei werden dann für jedes Teilchen evtl. stattfindende Prozesse, wie z.B. Bremsstrahlung für Elektronen, entsprechend ihren Eintrittswahrscheinlichkeiten im aktuellen Detektormaterial simuliert. Für Prozesse der elektromagnetischen Wechselwirkung können dabei die aus der QED¹ gut bekannten Wahrscheinlichkeitsdichteverteilungen zugrunde gelegt werden. Hier ist das Programm EGS² [NEL85] zum weltweiten Standard geworden, das die Prozesse Bremsstrahlung, Annihilation, Bhabha-, Møller- und Vielfachstreuung und Ionisationsverluste für Elektronen und Positronen sowie Paarerzeugung, Compton- und Photoeffekt für Photonen berücksichtigt.

Aufgrund der komplexen Zusammenhänge bei Hadron-Kern-Wechselwirkungen müssen dagegen in Programmen zur Simulation hadronischer Wechselwirkungen Parametrisierungen der Wahrscheinlichkeitsdichteverteilungen einiger Prozesse ad hoc eingeführt werden, die so eingestellt werden, daß experimentelle Daten möglichst gut beschrieben werden können. Es existiert jedoch zur Zeit kein derartiges Programm, das alle experimentellen Ergebnisse befriedigend wiedergeben kann.

Das Programmpaket GEANT³ [BRU86] übernimmt die Verwaltung der gesamten Geometrie eines Detektors und kontrolliert die Spurverfolgung, wobei zur Simulation elektromagnetischer Wechselwirkungen die wesentlichen Teile des Programms EGS3 benutzt werden. Hadronische Wechselwirkungen werden mit einer speziellen Version des Programms GHEISHA7⁴ [FES85] simuliert. In Abb. 3.1 ist ein Vergleich der longitudinalen Energiedichteverteilung $1/E dE/dz$ von GEANT311-Simulationen mit den experimentellen Daten des CERN-Tests für Pio-

¹Quantenelektrodynamik

²Electron Gamma Shower

³Alle Aussagen beziehen sich auf die Version 3.11

⁴Gamma Hadron Electron Interaction Shower Code

nen bei einer Strahlenergie von 30 GeV dargestellt. Es ist deutlich zu erkennen, daß die simulierten Profile zu kurz sind.

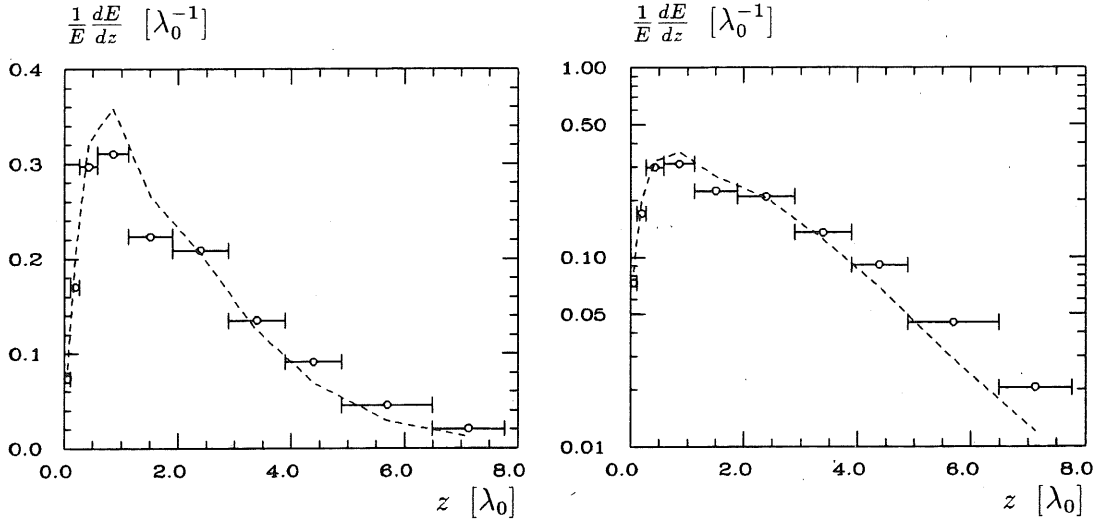


Abbildung 3.1: Longitudinale Energiedichteverteilungen aus Geant311-Simulationen (---) und experimentellen Daten (o).

Bei dem oben beschriebenen Konzept der Spurverfolgung einzelner Teilchen tritt bei Kalorimetersimulationen das Problem auf, daß aufgrund der Teilchenvervielfältigung der Rechenzeitbedarf sehr groß ist. Die Rechenzeit t_{CPU} ist hier proportional zur totalen Spurlänge aller Teilchen im Kalorimeter, d.h. nach Glg. 2.11 proportional zur Energie E_{inc} des Primärteilchens ($t_{CPU} \propto \langle T \rangle \propto E_{inc}$). Es gibt daher seit einiger Zeit Versuche, die Rechenzeit zu verkürzen, indem man vom Konzept der Spurverfolgung individueller Teilchen abrückt. GFLASH⁵ ist ein Programm zur schnellen Kalorimetersimulation, in dem die longitudinale und laterale Energiedichteverteilung hadronischer und elektromagnetischer Schauer parametrisiert werden. Da die räumlichen Dimensionen eines Teilchenschauers nur mit dem Logarithmus der Energie wachsen, steigt hier auch der Rechenzeitbedarf entsprechend langsam ($t_{CPU} \propto \ln E_{inc}$). Wie bei den o. a. Programmen werden bei der Simulation Zufallszahlen der zugrundeliegenden Verteilungen benutzt, so daß GFLASH zur Kategorie der „Monte-Carlo-“ Programme gehört.

Zur Verwaltung der Detektorgeometrie ist GFLASH mit dem Programmpaket GEANT über eine Schnittstelle verbunden. In der Simulation wird die Spur des einfallenden Teilchens zunächst detailliert von den GEANT-Routinen verfolgt, bis es zur ersten unelastischen Wechselwirkung kommt. Von diesem Raumpunkt aus, der den Schauerstartpunkt definiert, wird die weitere Entwicklung des Schauers in GFLASH parametrisiert. Dazu wird im GEANT-Kontext ein neues „Teilchen“ mit den Eigenschaften eines Neutrinos definiert, das nach der ersten Wechselwirkung anstelle des initiierenden Teilchens und evtl. Sekundärteilchen

⁵GEANT-Fast Liquid-Argon Simulation for Hadronic and Electromagnetic Showers

im GEANT-Teilchenstack gespeichert wird und die Impulskoordinaten des schauernden Teilchens trägt. Dieses „Schauerteilchen“, das per definitionem an keinen weiteren Wechselwirkungen teilnimmt, repräsentiert den „Kern“ des Schauers. Während die GEANT-Routinen das Schauerteilchen durch den Detektor verfolgen, wird in GFLASH die longitudinale Energiedichteverteilung numerisch integriert. Die pro Integrationsintervall ermittelten Energiebeträge werden dabei senkrecht zur „Schauerspur“ entsprechend der lateralen Verteilungsdichte im Detektor deponiert. Dabei stehen die Materialeigenschaften des aktuellen Detektorvolumens, in dem sich das Schauerteilchen gerade befindet, für GFLASH zur Verfügung.

Die Algorithmen in GFLASH verwenden dabei mittlere Materialeigenschaften, so daß eine zusätzliche Vereinfachung bei der Definition der Detektorgeometrie möglich ist. Dazu werden Detektorbereiche mit gleichen Material- und Sampling-Eigenschaften zu einem einzigen Volumen mit effektiven Werten für Kernladungszahl, Atomzahl und Strahlungs- und Absorptionslänge sowie einer mittleren Dichte ρ zusammengefaßt. Die Effektivwerte für die Kernladungszahl Z_{eff} und die Atomzahl A_{eff} werden durch die Bildung des gewichteten Mittels berechnet: Sei n die Anzahl der verschiedenen Materialien i, j ($i, j = 1, \dots, n$) und N_i die Anzahl der Atome bzw. Moleküle des Materials i in einer Sampling-Schicht, dann ist das Gewicht des j -ten Materials bezüglich der Atomzahl A durch

$$w_j = \frac{N_j A_j}{\sum_{i=1}^n N_i A_i} \quad (3.1)$$

gegeben. Der Effektivwert berechnet sich daraus zu

$$A_{eff} = \sum_{j=1}^n w_j A_j. \quad (3.2)$$

Der Wert für Z_{eff} wird analog dazu berechnet. Dieses Vorgehen gewährleistet, daß sich in dem durch Z_{eff} und A_{eff} definierten homogenen Gemenge die gleichen Anzahlen von Molekülen bzw. Atomen der einzelnen Materialien befinden würden wie in der heterogenen Sampling-Schicht.

Da die Strahlungs- und Absorptionslängen umgekehrt proportional zu den unelastischen Wirkungsquerschnitten sind, müssen die entsprechenden Effektivwerte durch reziproke Addition berechnet werden. Die effektive Strahlungslänge erhält man durch

$$\frac{1}{X_{0,eff}[cm]} = \sum_{j=1}^n \frac{v_j}{X_{0,j}[cm]} \quad (3.3)$$

und die effektive Absorptionslänge entsprechend. Dabei bezeichnet v_j den Volumenanteil des j -ten Elementes am Schichtvolumen.

3.2 Das Parametrisierungskonzept in GFLASH

Im folgenden soll das Parametrisierungskonzept in GFLASH für hadronische Schauer vorgestellt werden. Die Parametrisierungen elektromagnetischer Schauer ergeben sich daraus immer als einfacherer Grenzfall.

3.2.1 Intrinsische Energieverluste

Um den intrinsischen Energieverlusten in hadronischen Schauern Rechnung zu tragen, wird in GFLASH der mittlere deponierte Energieanteil $\langle f_{dp} \rangle$ und die intrinsischen Fluktuationen $\sigma_{f_{dp}}$ parametrisiert⁶:

$$\begin{aligned} \langle f_{dp} \rangle (E) &:= \langle E_{dp} \rangle / E_{inc} \\ &= \langle f_{em} \rangle + \langle f_{had} \rangle \end{aligned} \quad (3.4)$$

Für Elektronen gilt trivialerweise

$$\begin{aligned} \langle f_{dp} \rangle &= 1 \\ \sigma_{f_{dp}} &= 0. \end{aligned}$$

3.2.2 Komponenten hadronischer Schauer

Abweichend vom „Standardansatz“ zur Parametrisierung hadronischer Schauer, der eine Aufteilung des Schauers in einen elektromagnetischen und einen rein hadronischen Anteil vorsieht, wird in GFLASH eine Aufspaltung in drei Komponenten vorgenommen: Neben dem rein hadronischen Anteil gibt es zwei elektromagnetische Anteile, von denen einer den π^0 -Anteil aus der ersten Wechselwirkung beschreibt, der andere den elektromagnetischen Anteil, der im Verlauf des Schauers in weiteren Wechselwirkungen entsteht⁷.

Zur Aufteilung in die drei Komponenten werden der insgesamt elektromagnetisch deponierte Anteil

$$f_{dp}^{\pi^0} := \left\langle \frac{E_{\pi^0}}{E_{dp}} \right\rangle \quad (3.5)$$

und der in E_{π^0} enthaltene Energieanteil später π^0 's

$$f_{\pi^0}^s := \left\langle \frac{E_{\pi^0}^s}{E_{\pi^0}} \right\rangle \quad (3.6)$$

sowie deren Fluktuationen energieabhängig parametrisiert⁸. Bezeichnet man die Anteile der drei Schauerkomponenten an der deponierten Energie mit c_h , c_f und c_s , so erhält man mit den Glg. 3.5 und 3.6

⁶In den Gleichungen dieses Kapitels bezeichnet E_{inc} die Energie des schauernden Teilchens. In den folgenden Kapiteln wird sie in der Regel, unter Vernachlässigung der Ionisationsverluste bis zum Schauerstartpunkt, mit der Strahlenergie gleichgesetzt, was im später betrachteten Energiebereich $E_{inc} \geq 10 \text{ GeV}$ eine gute Näherung darstellt.

⁷Die Anteile werden im Folgenden als hadronischer Anteil (Index h), früher π^0 -Anteil (Index f) und später π^0 -Anteil (Index s) bezeichnet.

⁸ E_{π^0} hat die gleiche Bedeutung wie E_{em} im Kap. 2. Man beachte jedoch, daß die Anteile $f_{dp}^{\pi^0}$ und $f_{em} = E_{em}/E_{inc}$ nicht identisch sind.

$$\begin{aligned}
c_h(E) &= 1 - f_{dp}^{\pi^0}(E) \\
c_f(E) &= f_{dp}^{\pi^0}(E) (1 - f_{\pi^0}^s(E)) \\
c_s(E) &= f_{dp}^{\pi^0}(E) f_{\pi^0}^s(E)
\end{aligned}$$

$$\text{mit } c_h(E) + c_f(E) + c_s(E) = 1.$$

Zusätzlich wird die Wahrscheinlichkeit zur Erzeugung früher (P_{π^0}) bzw. später ($P_{\pi^0}^s$) π^0 's parametrisiert, so daß in der Simulation die Fälle eines hadronischen Schauers ($c_h = 1$), eines Schauers mit π_f^0 -Anteil ($c_h + c_f = 1$) und eines Schauers mit π_f^0 - und π_s^0 -Anteil ($c_h + c_f + c_s = 1$) unterschieden werden.

3.2.3 Räumliche Verteilung der Energie

Die gesamte deponierte Energie eines Schauers läßt sich mit Hilfe einer Verteilungsdichtefunktion $f(\vec{r})$ als

$$E_{dp} = \int dE_{dp}(\vec{r}) \quad (3.7)$$

$$E_{dp} = \int_V E_{dp} f(\vec{r}) dV \quad (3.8)$$

mit

$$\int_V f(\vec{r}) dV = 1 \quad (3.9)$$

schreiben, so daß für die pro Volumeneinheit deponierte Energie $dE_{dp}(\vec{r})$

$$\begin{aligned}
dE_{dp}(\vec{r}) &= E_{dp} f(\vec{r}) dV \\
&= E_{dp} f_{lon}(z) dz f_{rad}(r) dr f_{azi}(\phi) d\phi.
\end{aligned} \quad (3.10)$$

gilt. Die Verteilungsdichtefunktion $f(\vec{r})$ faktorisiert in drei unabhängige Funktionen f_{lon} , f_{rad} und f_{azi} , die die longitudinale, radiale und azimutale Verteilungsdichte beschreiben.

Longitudinale Energiedichteverteilung

Die longitudinale Energiedichteverteilung der einzelnen Komponenten wird jeweils durch eine Gammaverteilung parametrisiert, so daß man

$$dE_{dp} = f_{dp} E_{inc} (c_h \mathcal{H}_\Gamma(u) du + c_f \mathcal{F}_\Gamma(v) dv + c_s \mathcal{S}_\Gamma(w) dw) \quad (3.11)$$

mit

$$\mathcal{H}_\Gamma(u) = \frac{u^{\alpha_h-1} e^{-u}}{\Gamma(\alpha_h)}, \quad \text{mit } u = \beta_h [\lambda_0^{-1}] s_h [\lambda_0],$$

$$\mathcal{F}_\Gamma(v) = \frac{v^{\alpha_f-1} e^{-v}}{\Gamma(\alpha_f)}, \quad \text{mit } v = \beta_f [X_0^{-1}] s_f [X_0],$$

$$\mathcal{S}_\Gamma(w) = \frac{w^{\alpha_s-1} e^{-w}}{\Gamma(\alpha_s)}, \quad \text{mit } w = \beta_s [\lambda_0^{-1}] s_s [\lambda_0].$$

erhält. Dabei beschreibt \mathcal{H}_Γ den in Absorptionslängen skalierenden rein hadronischen Anteil des Schauers, \mathcal{F}_Γ den in Strahlungslängen skalierenden π^0 -Anteil, der aus der ersten unelastischen Wechselwirkung stammt, und \mathcal{S}_Γ den π^0 -Anteil, der im weiteren Verlauf des Schauers entsteht und deshalb wieder in Absorptionslängen skaliert wird. s_h , s_f und s_s bedeuten die Schauertiefen der Komponenten in ihren typischen Skalen.

Die Parameter α_i bestimmen die Kurvenformen der Verteilungen, während die dimensionsbehafteten β_i zur Skalierung dienen. Die Erwartungswerte $E_{\Gamma,i}(z)$ und die Varianzen $V_{\Gamma,i}(z)$ der Verteilungsdichten sind durch die einfachen Beziehungen

$$E_{\Gamma,i}(z) = \frac{\alpha_i}{\beta_i} \quad (3.12)$$

und

$$V_{\Gamma,i}(z) = \frac{\alpha_i}{\beta_i^2} \quad (3.13)$$

gegeben.

Die longitudinale Energiedichteverteilung elektromagnetischer Schauer wird durch eine einzige in Strahlungslängen skalierende Gammaverteilung parametrisiert.

Laterale Energieverteilung

Zur Simulation der radialen Energiedichteverteilung [RUD89] wird in GFLASH die Funktion

$$f_{rad}(r) = \frac{2 r R_{50}^2}{(r^2 + R_{50}^2)^2} \quad (3.14)$$

benutzt, in der der Radius r und der freie Parameter R_{50} für hadronische Schauer in Absorptionlängen, für elektromagnetische Schauer in Molière-Radien skalieren. Erwartungswert und Varianz des freien Parameters werden in Abhängigkeit von der Energie und der Schauertiefe parametrisiert.

Als azimuthale Verteilungsdichte dient

$$f_{azi}(\phi) = \frac{1}{2\pi}. \quad (3.15)$$

3.2.4 Berücksichtigung der Korrelationen

Die Verteilungen der 9 Parameter

$$x_1 = f_{dp} \quad (3.16)$$

$$x_2 = f_{dp}^{\pi^0} / P_{\pi^0} \quad (3.17)$$

$$x_3 = f_{\pi^0}^s / P_{\pi^0}^s \quad (3.18)$$

$$x_4 = \ln(\alpha_h / \beta_h) \quad (3.19)$$

$$x_5 = \ln(\alpha_f / \beta_f) \quad (3.20)$$

$$x_6 = \ln(\alpha_s / \beta_s) \quad (3.21)$$

$$x_7 = \ln \beta_h \quad (3.22)$$

$$x_8 = \ln \beta_f \quad (3.23)$$

$$x_9 = \ln \beta_s \quad (3.24)$$

wurden bei verschiedenen Energien mit Hilfe von GEANT aufgenommen, indem die Parameter des oben beschriebenen Ansatzes an einzelne Schauer angepaßt wurden [RUD89]. Die spezielle Wahl der Parameter wurde getroffen, weil diese Größen näherungsweise normalverteilt sind. Aus den Verteilungen wurden die Mittelwerte $\mu_i = \langle x_i \rangle$ und die 9×9 -Kovarianzmatrizen bestimmt. Die Mittelwerte $\mu_1 - \mu_9$ und die Standardabweichungen $\sigma_1 - \sigma_9$ (die Wurzeln der Diagonalelemente der Kovarianzmatrizen) wurden energieabhängig parametrisiert.

Bei der Berücksichtigung der Korrelationen zwischen den Größen $x_1 - x_9$ wurde zur Einsparung von Rechenzeit darauf verzichtet, alle 36 erforderlichen Koeffizienten energieabhängig zu parametrisieren. Stattdessen werden Korrelationsmatrizen an festen Stützstellen verwendet, so daß ihre Zerlegung bereits bei der Initialisierung des Programms geschehen kann. In [RUD89] wurde gezeigt, daß der Fehler, der durch die Zusammensetzung der Kovarianzen aus stetig variierenden Standardabweichungen σ_i, σ_j und diskreten Korrelationskoeffizienten ρ_{ij} entsteht, klein ist. Zu Beginn jeder einzelnen parametrisierten Simulation werden die 9 Parameter $x_1 - x_9$ korreliert erzeugt und legen so die Eigenschaften eines individuellen Schauers fest.

Bei der Parametrisierung elektromagnetischer Schauer reduziert sich das Problem auf zwei Dimensionen, da nur die beiden korrelierten Parameter α und β der einzelnen Verteilungsdichtefunktion von Interesse sind.

3.2.5 Berücksichtigung der Kalorimeterstrukturen

Die bisherigen Parametrisierungen können näherungsweise als materialunabhängig betrachtet werden. Die Berücksichtigung der speziellen Kalorimeterstruktur erfolgt unabhängig davon in einem zweiten Simulationsschritt.

Sampling-Fluktuationen

Die Deponierung der Energie im Kalorimeter erfolgt in GFLASH in Form mehrerer diskreter Energiebeträge⁹. Die Sampling-Fluktuationen werden berücksichtigt, indem die Anzahl der pro longitudinalen Integrationsschritt zu deponierenden Energiespots $N_s(l)$ poissonverteilt wird. Wenn die Energie eines Spots mit E_s bezeichnet wird, so ergibt sich für die Varianz D der total deponierten Energie E_{dp}

$$D \left(\sum_l E_s N_s(l) \right) = E_s^2 \sum_l D(N_s(l)) = E_s^2 \sum_l N_s(l) = E_s E_{dp} . \quad (3.25)$$

Mit

$$\frac{\sigma_{dp}}{E_{dp}} = \frac{C}{\sqrt{E_{inc}}}$$

⁹Im Folgenden als *Spot* bezeichnet.

ergibt sich dann

$$D = \sigma_{dp}^2 = C^2 \frac{E_{dp}}{E_{inc}} E_{dp} , \quad (3.26)$$

so daß durch die Wahl der Spot-Energie

$$E_s = C^2 \frac{E_{dp}}{E_{inc}} \quad (3.27)$$

der Beitrag der Sampling-Fluktuationen zur Energieauflösung eingestellt werden kann. Zur Simulation von Kalorimetern mit sehr feiner Granularität läßt sich die zu deponierende Energie nach der Fluktuation in beliebig kleine Beträge aufteilen.

Für die Sampling-Fluktuationen elektromagnetischer Schauer gilt wegen $E_{dp} = E_{inc}$ einfach $E_s = C^2$.

Meßbarer Energieanteil

Im letzten Simulationschritt werden die Energiebeträge mit den meßbaren Anteilen im aktuellen Kalorimetermaterial entsprechend der Zusammensetzung des Schauers im betrachteten Integrationsintervall gewichtet:

$$dE_{vs} = dE_{dp} \overline{mip} \left(c_h \mathcal{H}_\Gamma(u) du \frac{had}{mip} + (c_f \mathcal{F}_\Gamma(v) dv + c_s \mathcal{S}_\Gamma(w) dw) \frac{e}{mip} \right) \quad (3.28)$$

Die einzelnen Energiespots werden dann mit Hilfe einer Abbildungsfunktion den Kanalnummern des realen Kalorimeters zugeordnet.

Die vorgestellten Algorithmen wurden von M. Rudowicz zur schnellen Simulation des H1-Kalorimeters entwickelt [RUD89]. Die Werte der Parameter und deren Kovarianzen wurden an Simulationsrechnungen angepaßt, die mit Hilfe des Programmes GEANT311 auf typischen H1-Kalorimeterstrukturen durchgeführt wurden. Da GEANT311 experimentelle Daten hadronischer Schauer nicht zufriedenstellend reproduzieren kann (Abb. 3.1), ist eine Neubestimmung einiger Parameter unter Verwendung experimenteller Daten erforderlich.

Kapitel 4

CERN-Testdaten

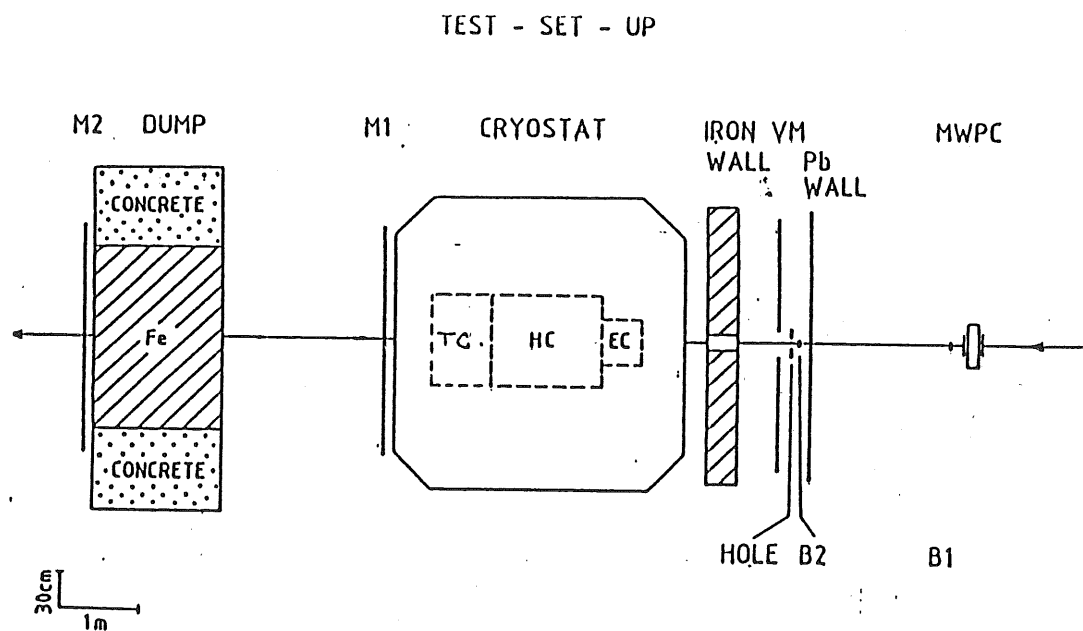


Abbildung 4.1: Versuchsaufbau zum CERN-Test [CG89].

Die zur Anpassung des Simulationsprogrammes verwendeten experimentellen Daten wurden im Juni 1987 am CERN-SPS¹ mit einem Test-Kalorimeter aufgenommen, dessen Aufbau im wesentlichen mit der Sampling-Struktur des H1-Kalorimeters übereinstimmte. Im folgenden sollen kurz der Versuchsaufbau und die beteiligten Kalorimeter beschrieben werden.

¹Super-Proton-Synchrotron

Versuchsaufbau

Abb. 4.1 zeigt einen Längsschnitt des Versuchsaufbaus beim CERN-Test. Die Geometrie des Strahls wird durch zwei Vieldrahtproportionalkammern (MWPC) vermessen. Als Triggerdetektoren für Pionen und Elektronen dienen zwei Čerenkov-Zähler (nicht im Bild), zwei Szintillationszähler (B1 und B2) und die Veto-Wand (VM). Zur Identifikation von Myonen stehen zwei weitere Szintillationswände zur Verfügung von denen sich eine (M1) hinter dem Kalorimeter und die andere (M2) hinter dem Eisenabsorber (DUMP) befinden. Um die Sensitivität der ersten Szintillationswand (VM) für niederenergetische Photonen zu erhöhen, ist ihr eine $2 X_0$ starke Bleiwand (Pb WALL) vorangestellt. Gegen zurückgestreute Teilchen wird sie durch eine Eisenplatte (IRON WALL) gesichert.

Die drei Kalorimetermodule *EC* (elektromagnetisches Kalorimeter), *HC* (hadronisches Kalorimeter) und *TC* (hadronisches „Tailcatcher“ Kalorimeter) befinden sich im Kryostaten, der mit flüssigem Argon gefüllt ist. Als „Tail-Catcher“ dienen die beiden letzten Segmente des Eisenkalorimeters, die eine andere Sampling-Struktur als die ersten Segmente besitzen. Eine detaillierte Beschreibung des Versuchsaufbaus und der Strahleigenschaften findet man in [CG87].

Struktur der Kalorimeter

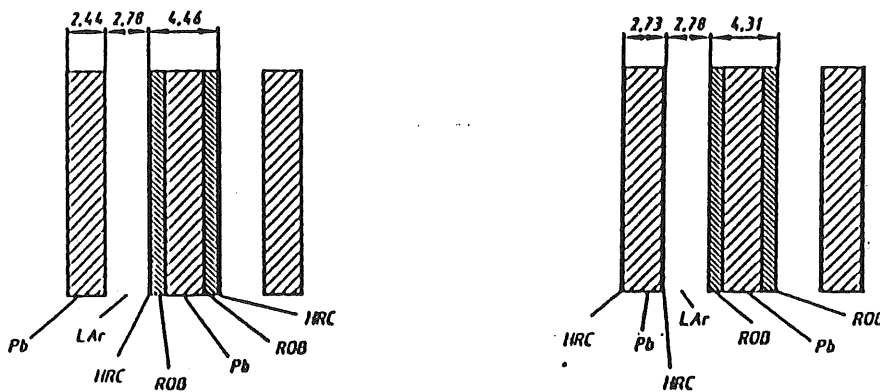


Abbildung 4.2: Longitudinale Segmentstruktur des *EC* [ZEI88].

Das elektromagnetische Kalorimeter (*EC*) besteht aus Blei-Absorbern und LAr-Gaps und ist in 29 longitudinale Schichten unterteilt. Diese Schichten werden zu 4 longitudinalen Segmenten zusammengefaßt², die gemeinsam ausgelesen werden und in Strahlrichtung aus 3, 4, 8 und 14 Schichten bestehen. Als Ausleseplatte (ROB) dient kupferbeschichtetes G10 (glasfaserverstärktes Epoxidharz). Die Hochspannung wird über hochohmige Schichten (HRC) zugeführt, die in den

²Im folgenden als *EC*₁-*EC*₄ bezeichnet

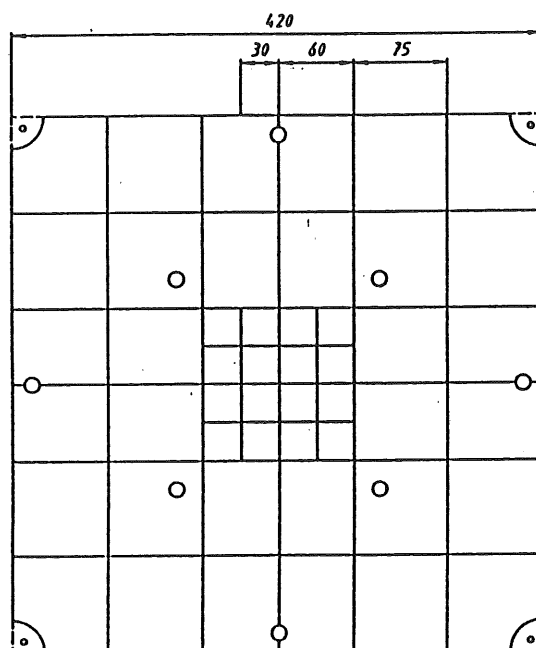


Abbildung 4.3: Laterale Segmentierung des EC [ZEI88].

ersten drei Segmenten am Blei-Absorber aufgeklebt sind (Abb. 4.2 rechts) und im letzten Segment an den G10-Platten anliegen (Abb. 4.2 links).

Lateral ist die Ausleseplatte in 48 Felder (Pads) unterteilt, die ebenfalls für jedes Segment getrennt ausgelesen werden (Abb. 4.3). In Tab. 4.1 sind die wichtigsten Parameter der Kalorimeter zusammengefasst. Im unteren Teil der Tabelle sind zusätzlich die mittleren Werte für die Dichten, sowie die effektive Werte für Strahlungs- und Absorptionslängen sowie für die Atom- und Kernladungszahlen angegeben, wie sie für die GFLASH-Simulationen benötigt werden. Die effektiven Werte wurden nach den Glg. 3.1, 3.2 und 3.3 berechnet.

Die hadronischen Kalorimeter (HC, TC) enthalten Eisen als Absorber und bestehen aus 30 (HC) bzw. 18 (TC) longitudinalen Schichten. Die Ausleseplatten befinden sich hier in der Mitte der LAr-Gaps (Abb. 4.4). Lateral sind die Platinen in 20 Streifen (Pads) unterteilt (Abb. 4.5), wobei die Orientierung der Streifen (vertikal = X, horizontal = Y) in Strahlrichtung mit den Schichten alterniert. Die erste Schicht des HC bzw. TC gehört jeweils zu den X-Streifen. Die Schichten mit den X- und Y-Streifen werden getrennt ausgelesen und zu 4 longitudinalen Segmenten im HC ($3 + 3, 4 + 4, 4 + 4, 4 + 4$) bzw. zwei longitudinalen Segmenten im TC ($5 + 5, 4 + 4$) zusammengefasst³.

Daten

Zusätzlich zum oben beschriebenen Versuchsaufbau (B) wurden Daten mit einem zweiten Aufbau (A) aufgenommen, bei dem das hadronische Kalorimeter allein im Strahl stand. Für beide Aufbauten wurden Daten mit Elektronen- und Pio-

³Im Folgenden als HC_1-HC_4 bzw. TC_1, TC_2 bezeichnet.

Tabelle 4.1: Parameter der Testkalorimeter.

	EC	HC	TC
Maße ($t \times b \times h$ [cm])	$37 \times 42 \times 42$	$84 \times 80 \times 80$	$61 \times 80 \times 80$
Material	Pb/LAr	Fe/LAr	Fe/LAr
Absorberdicke [mm]	2,4	16 + 3	25
LAr-Gap [mm]	2,78	$2 \times 2,5$	2×4
Totale Länge [X_0/λ_0]	26,32/1,14	38,65/3,76	26,79/2,88
Long. Segmente [X_0]	2,8/3,7/7,2/12,6	7,8/10,3/10,3/10,3	14,9/11,9
Long. Segmente [λ_0]	0,12/0,16/0,31/0,55	0,76/1,0/1,0/1,0	1,60/1,28
\overline{mip}	0,148	0,0474	0,0545
A_{eff}	176,6	54,9	54,7
Z_{eff}	70,3	25,5	25,4
ρ [g/cm ³]	5,26	6,49	6,17
X_0 [cm]	1,41	2,17	2,29
λ_0 [cm]	32,7	22,3	21,3

nenstrahlen (π^+) bei verschiedenen Energien aufgenommen. Die Daten wurden, bereits vorselektiert, von der H1-Kalorimetergruppe zur Verfügung gestellt. So stellt sich die Qualität der Daten folgendermaßen dar:

- Für jeden Kanal ist die im LAr durch Ionisation deponierte Ladung angegeben.
- In jedem Kanal ist das elektronische Rauschen durch einen 2σ -Schnitt unterdrückt.
- Informationen von Detektoren außerhalb des Kalorimeters (MWPC,...) stehen nicht zur Verfügung

Für Elektronen stehen Daten bei Energien von 30, 50 und 70 GeV (Aufbau B) bzw. 30, 50 und 80 GeV (Aufbau A) und für Pionen bei 10, 15, 30, 50, 70, 120 und 170 GeV (Aufbau B) bzw. 10, 30, 50 und 80 GeV (Aufbau A) zur Verfügung.

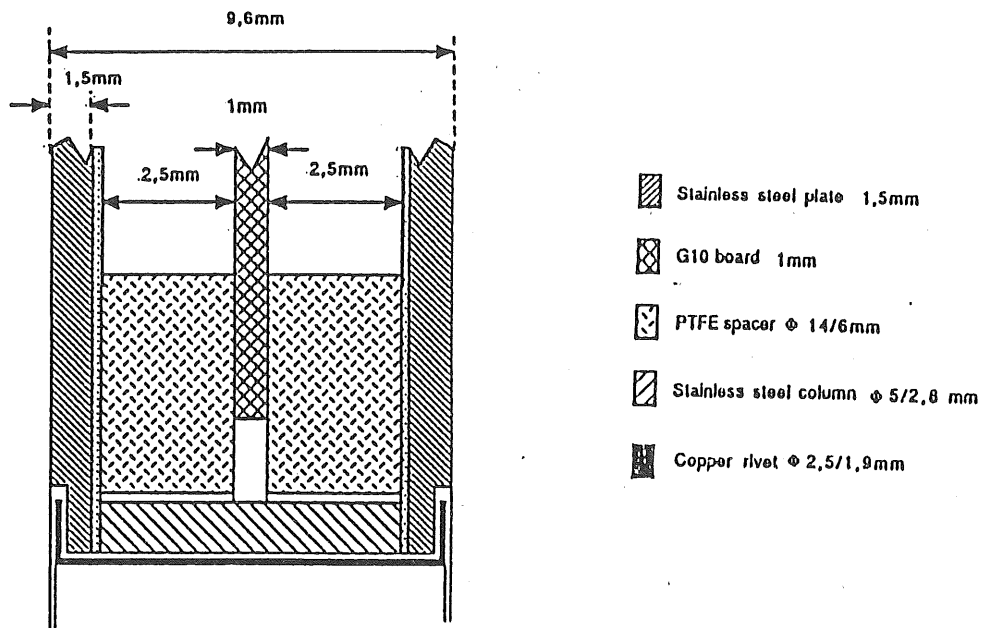


Abbildung 4.4: Longitudinale Struktur eines Read-Out-Boards im HC [CG89]. Die sich anschließenden Eisenabsorber sind nicht dargestellt.

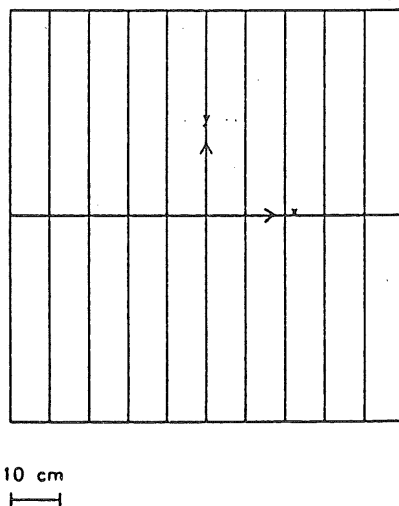


Abbildung 4.5: Laterale Segmentierung des HC.

Kapitel 5

Ladungseichung

Zum Vergleich experimenteller und simulierter Daten ist es notwendig, entweder die im Experiment deponierte Ladung in Energie umzurechnen, oder die in der Simulation deponierte Energie in Ladung. Zudem ist zu berücksichtigen, daß aufgrund der unterschiedlichen Sampling-Verhältnisse im elektromagnetischen und hadronischen Teil der Testkalorimeter unterschiedliche Anteile der deponierten Energie zum Signal beitragen.

5.1 Eichung auf die Strahlenergie

Prinzipiell ist es möglich, die Eichung so vorzunehmen, daß der Einfluß der unterschiedlichen Sampling-Strukturen automatisch berücksichtigt wird. Zu diesem Zweck führt man für jedes Kalorimetermodul eine Kalibrationskonstante $C_{cal}(E)$ [GeV/pC] ($cal = EC, HC, TC$) ein und fordert, daß für die Anzahl betrachteter Ereignisse N einer festen Strahlenergie E_{inc} [GeV] die Energieauflösung minimal ist und der Mittelwert der gemessenen Energie

$$E_m = \sum_{cal} C_{cal} Q_{cal}$$

gleich der Strahlenergie ist. Q_{cal} ist dabei die im Kalorimetermodul cal gemessene Ladung in pC . Diese Forderungen werden mathematisch realisiert, indem man fordert, daß die quadratische Abweichung von der Strahlenergie

$$\begin{aligned} \chi^2 &= \sum_{j=1}^N (E_{inc} - E_m)^2 \\ &= \sum_{j=1}^N \left(E_{inc} - \sum_{cal} C_{cal} Q_{cal} \right)^2 \end{aligned} \quad (5.1)$$

minimal wird, was für $cal = EC, HC, TC$ auf die drei Gleichungen

$$\frac{\partial \chi^2}{\partial C_{cal}} = \sum_{j=1}^N \frac{\partial}{\partial C_{cal}} \left(E_{inc} - \sum_{cal} C_{cal} Q_{cal} \right)^2 = 0 \quad (5.2)$$

führt, die man in Form einer Matrixgleichung

$$AX = B \quad (5.3)$$

schreiben kann, mit

$$A = \begin{pmatrix} \sum_{j=1}^N Q_{EC}^2 & \sum_{j=1}^N Q_{EC}Q_{HC} & \sum_{j=1}^N Q_{EC}Q_{TC} \\ \sum_{j=1}^N Q_{HC}Q_{EC} & \sum_{j=1}^N Q_{HC}^2 & \sum_{j=1}^N Q_{HC}Q_{TC} \\ \sum_{j=1}^N Q_{TC}Q_{EC} & \sum_{j=1}^N Q_{TC}Q_{HC} & \sum_{j=1}^N Q_{TC}^2 \end{pmatrix}$$

$$X = \begin{pmatrix} C_{EC} \\ C_{HC} \\ C_{TC} \end{pmatrix}$$

$$B = \begin{pmatrix} \sum_{j=1}^N Q_{EC} \\ \sum_{j=1}^N Q_{HC} \\ \sum_{j=1}^N Q_{TC} \end{pmatrix} E_{inc.}$$

Die Kalibrationskonstanten können dann durch Matrixinversion

$$X = A^{-1}B$$

bestimmt werden. Nach dem gleichen Verfahren können für die simulierten Daten Kalibrationskonstanten $C_{cal,MC}(E)$ [*dimensionlos*] bestimmt werden, indem in den obigen Gleichungen die Ladung durch die im flüssigen Argon deponierte Energie ersetzt wird.

Der Vorteil dieser Methode besteht vor allem darin, daß sie rechnerisch einfach ist, keine weiteren Untersuchungen des Signalverhaltens der Kalorimeter erfordert und alle Ereignisse in die Berechnung der Kalibrationskonstanten eingehen. Für die Anpassung eines Simulationsprogrammes ist sie jedoch ungeeignet, da ein Vergleich der absoluten Signalhöhen nicht möglich ist. Ferner werden Fehler im Simulationsprogramm kaschiert, indem sie durch die aus den o.a. Forderungen ermittelten Kalibrationskonstanten teilweise kompensiert werden.

5.2 Eichung mit Myonen

Will man nicht darauf verzichten, außer relativen Größen (z.B. $\sigma_{Signal} / \langle Signal \rangle$) für die keine Ladungseichung notwendig ist, auch absolute Größen zu untersuchen, benötigt man eine Eichung, die die Umrechnung von Ladung und Energie und die Einflüsse der unterschiedlichen Sampling-Strukturen getrennt behandelt. Dazu ist es notwendig, eine Kalibrationskonstante $C_Q [GeV/pC]$ zu ermitteln, die für alle

Kalorimetermodule gilt und angibt, wieviel Energie zur Erzeugung einer Ladungsmenge von 1 pC aufgebracht werden muß. Zur Berücksichtigung der Sampling-Verhältnisse reicht es dann, die in den verschiedenen Kalorimetern gemessenen Signale durch die jeweiligen sichtbaren Anteile minimal ionisierender Teilchen \overline{mip} zu teilen. Ein weiterer Vorteil dieser Eichung besteht darin, daß mit Hilfe der Konstanten C_Q der für die Simulation wichtige meßbare Energieanteil für Elektronen ϵ/mip bestimmt werden kann¹.

Der Wert für C_Q soll in dieser Arbeit teilweise experimentell bestimmt werden. Dazu vergleicht man die durch Myonen im Kalorimeter deponierte Ladung Q_μ mit ihrer deponierte Energie E_μ ,

$$C_Q = \frac{E_\mu}{Q_\mu}, \quad (5.4)$$

die man aus der Theorie berechnen kann. Die beiden folgenden Unterabschnitte zeigen, wie E_μ und Q_μ bestimmt wurden.

5.2.1 Energieverlust von Myonen

Myonen verlieren ihre Energie beim Durchgang durch Materie vorwiegend durch Ionisation ($\propto \alpha^2$). In höherer Ordnung tragen auch Bremsstrahlung ($\propto \alpha^3$) und direkte Paarerzeugung ($\propto \alpha^4$) sowie photonukleare Wechselwirkungen bei. Der mittlere Energieverlust schwerer Teilchen ($m \gg m_e$) wird durch die Bethe-Bloch-Formel beschrieben, die sich für Myonen der Energie E folgendermaßen schreiben läßt [LOH85]:

$$\frac{dE}{dx} = \frac{b}{\beta^2} \frac{Z}{A} \left(\ln \frac{2m_e \beta^2 \gamma^2 E_m}{I^2(Z)} - 2\beta^2 - \delta + \frac{1}{4} \frac{E_m^2}{E^2} \right) \quad (5.5)$$

mit

$$\begin{aligned} b &= \alpha^2 2\pi N_A \lambda_e^2 m_e [\text{MeV cm}^2] \\ \beta &= v/c = |p|/E \\ \gamma &= 1/\sqrt{1-\beta^2} = E/m \\ E_m &= 2m_e p^2 / (m_e^2 + m_\mu^2 + 2m_e \sqrt{p^2 + m_\mu^2}) \end{aligned}$$

und

¹siehe Kap. 6

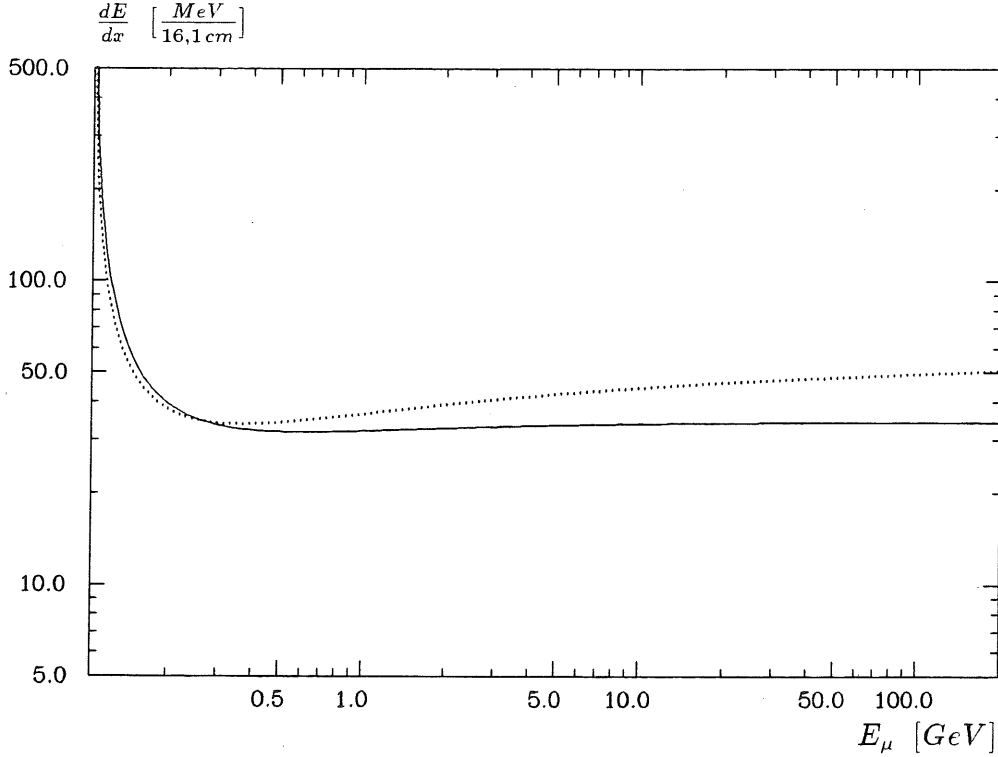


Abbildung 5.1: Mittlerer (\cdots) und wahrscheinlichster ($—$) Ionisationsverlust von Myonen in 16,1 cm LAr.

- dE/dx : Mittlerer Energieverlust pro Weglänge in $[\frac{MeV cm^2}{g}]$
 α : Sommerfeldsche Feinstrukturkonstante
 N_A : Avogadrozahl
 λ_e : Comptonwellenlänge des Elektrons in $[cm]$
 m_e : Ruhemasse des Elektrons in $[MeV]$
 m_μ : Ruhemasse des Myons in $[MeV]$
 Z : Kernladungszahl des Mediums
 A : Massenzahl des Mediums in $[g]$
 E_m : Maximale auf das Elektron übertragbare Energie
 $I(Z)$: Mittleres Ionisationspotential des Mediums
 δ : Dichtekorrektur

In Abb. 5.1 ist der mittlere Energieverlust von Myonen beim Durchqueren von 16,1 cm flüssigem Argon in Abhängigkeit von der Energie dargestellt. Die Schichtdicke von 16,1 cm entspricht der Menge an flüssigem Argon, die im EC ausgelesen wird. Zur Dichtekorrektur δ , die den relativistischen Anstieg in der „ dE/dx -Kurve“ beschränkt, wurden die in [LOH85] ermittelten Werte benutzt. Zur Ermittlung dieser Werte wurde in [LOH85] die Parametrisierungen nach Sternheimer et al. [STE84] benutzt:

$$\delta(X) = 4,6052X + a(X_1 - X)^m + C \quad X_0 < X < X_1$$

$$\delta(X) = 4,6052X + C \quad X > X_1 \quad (5.6)$$

mit

$$X = \log_{10}(\beta\gamma)$$

und X_0 und X_1 verschiedene Geschwindigkeitsbereiche. Da hochenergetische Myonen ($E \gtrsim 10 \text{ GeV}$) nur einen Bruchteil ihrer Energie beim Passieren des EC deponieren, stellt das Kalorimeter für sie eine „dünne Schicht“ dar, so daß der berechnete Ionisationsverlust der Mittelwert einer Landauverteilung ist. Die Lage des Maximums dieser Verteilung E_μ^{mop} nach Durchqueren einer Schichtdicke t [g/cm^2] ist gegeben durch

$$\frac{E_\mu^{mop}}{t} = \frac{b}{\beta^2} \frac{Z}{A} \left(0,198 - \beta^2 - \delta + \ln \frac{bZt}{A\beta^2 E_m} + \ln \frac{2m_e \beta^2 \gamma^2 E_m}{I^2(Z)} \right) \quad (5.7)$$

mit

$$E_\mu^{mop}/t = \text{wahrscheinlichster Energieverlust nach Durchqueren der Schichtdicke } t \text{ in } \left[\frac{\text{MeV cm}^2}{g} \right].$$

Siehe hierzu z.B. [STE61]. Glg. 5.7 gilt nur unter der Annahme das $(bZt)/(A\beta^2 E_m) \gg 1$ ist und verliert deshalb bei Energien unterhalb des Minimums ihre Bedeutung. Da hier nur das Hochenergieverhalten ($E \gtrsim 10 \text{ GeV}$) der betrachteten Größen von Interesse ist, wurden die nur bei niedrigen Energien wichtigen Schalenkorrekturen ebenfalls vernachlässigt. Der wahrscheinlichste Energieverlust ist ebenfalls in Abb. 5.1 dargestellt.

In Sampling-Kalorimetern kommt es durch Prozesse die im Absorber stattfinden (z.B. die Erzeugung von δ -Elektronen), aber im flüssigen Argon zum Signal beitragen, bei hohen Energien ($\approx 100 \text{ GeV}$) zu einer Aufweitung der Verteilung. Durch einen Schnitt auf das elektronische Rauschen kann zusätzlich die niederenergetische Seite der Landauverteilung beschnitten werden. Von diesen Einflüssen ist jedoch der Mittelwert wesentlich stärker betroffen als das Maximum [AND87], so daß das Maximum der Ladungsverteilung im Experiment mit größerer Sicherheit bestimmbar ist. Zur Bestimmung der Kalibrationskonstanten werden daher nicht die Mittelwerte, sondern die Maxima der Verteilungen benutzt.

5.2.2 Das Myonensignal im Experiment

Im Experiment wird der Pionenstrahl erzeugt, indem hochenergetische Protonen auf ein Metalltarget geschossen werden. Hinter dem Target werden die Reaktionsprodukte nach Ladung und Energie getrennt, wobei gelegentlich (im vorliegenden Experiment zu ca. 5%) Myonen als Pionen identifiziert werden, so daß in der Energieverteilung ein zweites Maximum bei niedrigen Energien, der sogenannte Myonen-Peak, sichtbar wird. Abb. 5.2 (links) zeigt die Ladungsverteilung für 15 GeV Pionen mit der Verunreinigung durch Myonen. Histogrammiert ist die auf

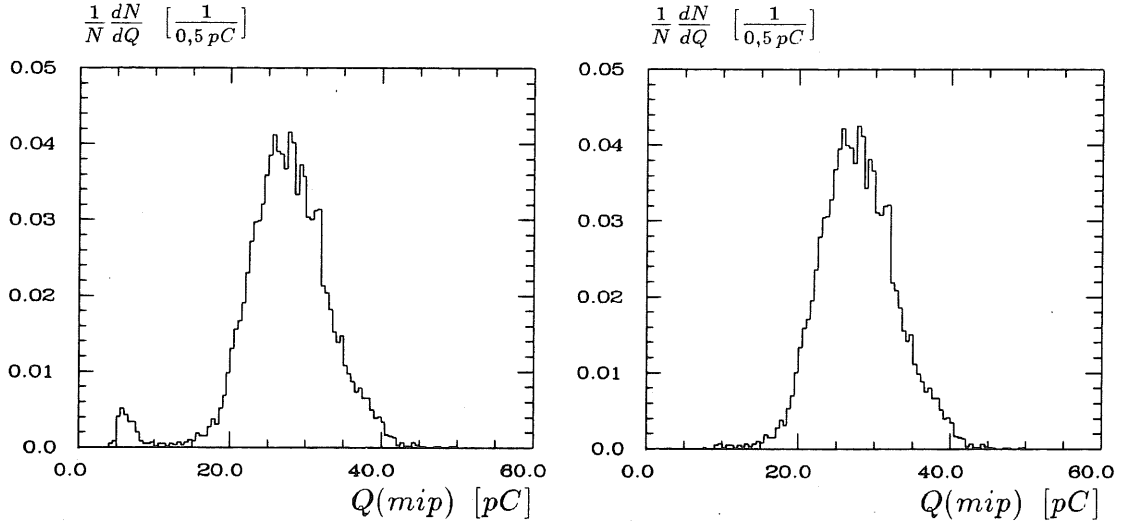


Abbildung 5.2: Ladungsverteilungen von 15 GeV Pionen mit und ohne Myonensignal.

mips normierte Ladung

$$Q(mip) := \sum_{cal} \frac{Q_{cal}}{\overline{mip}_{cal}}$$

Diese Myonen wurden von den Pionen getrennt und zur Eichung benutzt, da keine Daten aus Experimenten zur Verfügung standen, in denen explizit auf Myonen getriggert wurde. Zur Identifikation der Myonen unter ausschließlicher Verwendung von Kalorimeterinformationen wurde ein Verfahren benutzt, das in ähnlicher Weise bei [BER87] beschrieben wurde und das für Myonen typische Signalverhalten ausnutzt.

Trägt man für jedes Ereignis die Größen

$$X := Q_{HC}(mip) + Q_{TC}(mip)$$

und

$$Y := \frac{X}{Q_{EC}(mip)}$$

als Punkt (X, Y) in der X - Y -Ebene ein (sogenannter Korrelations- oder Scatter-Plot), so heben sich die Myonen von den Pionen ab (Abb. 5.3). Nimmt man an, daß sich die Myonen näherungsweise wie *mips* verhalten, so kann man aus der Kalorimeterstruktur abschätzen, daß sie im *HC* und *TC* etwa $0,2 pC$ deponieren. Für Abb. 5.3 bedeutet das, daß die ihnen zugewiesenen Punkte in X um den Wert $0,2 pC / \overline{mip}_{HC} \approx 4,5 pC$ herum liegen. Der Wert für Y setzt sich aus dem Verhältnis der Argonmengen (in Strahlrichtung z) vom *HC* und *TC* zum *EC* (≈ 2) und dem Verhältnis $\overline{mip}_{HC} / \overline{mip}_{EC} \approx 3$ zu etwa 6 zusammen (es gilt $\overline{mip}_{HC} \approx \overline{mip}_{TC}$). Die Wertepaare, die den Pionenschauern zuzuordnen sind, lassen sich grob in zwei Klassen einteilen. Schauer, die im *EC* starten und dort ihren

π^0 -Anteil aus der ersten Wechselwirkung deponieren, schmiegen sich eng an die untere Hälfte der X-Achse. Schauer, die erst im hadronischen Teil ausgelöst werden, haben hohe X- und Y-Werte. In Abb. 5.3 ist der Schnitt zur Herauslösung der Myonen durch ein Rechteck angedeutet. Abb. 5.2 (rechts) zeigt die Energieverteilung für 15 GeV Pionen nach der Entfernung der Myonen.

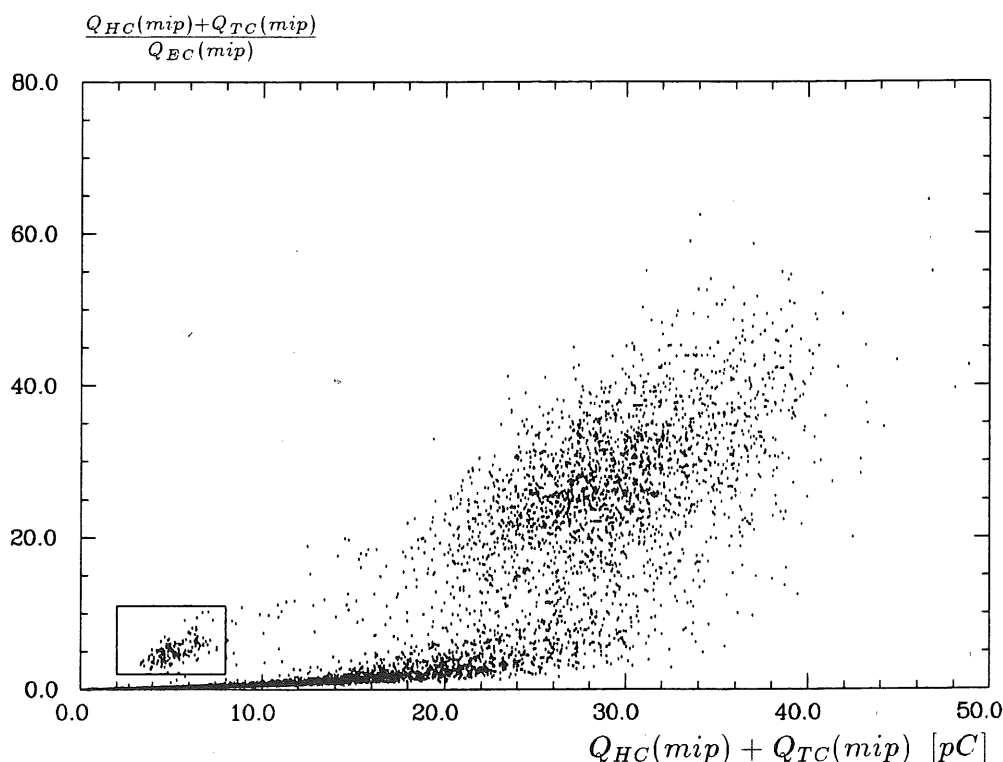


Abbildung 5.3: Korrelationsplot zur Myonenidentifikation.

Zur Bestimmung der wahrscheinlichsten Ladungsdeposition der Myonen wurde nun wie folgt verfahren: Da das Maximum der Verteilung ab etwa 15 GeV praktisch nicht mehr von der Energie abhängt (s.a. Abb. 5.1), wurden zur Erhöhung der Statistik die Myonensignale aller Energien (10 – 170 GeV) überlagert und die Verteilung für das EC aufgetragen (Abb. 5.4). Man erkennt die Landauverteilung durch Ionisation und bei höheren Energien die Beiträge aus Bremsstrahlungs- und Paarbildungsprozessen. Um Effekte des Rauschens zu minimieren, wurden dabei lateral nur die vier inneren Felder (Pads, s.a. Abb. 4.3) berücksichtigt, was etwa 2 % des Gesamtvolumens entspricht. An diese Verteilung wurde zur Bestimmung der Lage des Maximums Q_μ^{mop} eine dreiparametrische Moyal-Funktion [MOY55]

$$\chi(\lambda) = a_1 \exp \left\{ -\frac{1}{2}(\lambda + \exp(-\lambda)) \right\}$$

mit

$$\lambda = (Q - a_2)/a_3$$

angepaßt, die eine gute analytische Näherung der Landauverteilung darstellt und die mit einer Gaußverteilung zur Berücksichtigung des Rauschens gefaltet wurde (durchgezogene Linie in Abb. 5.4). Die Anpassung ergab für das EC

$$Q_{\mu}^{mop} = 0,1013 (\pm 0.0014) pC, \quad (5.8)$$

wobei der Fehler die durch das Anpassungsprogramm ermittelte Genauigkeit angibt. Einen Fehler der gleichen Größenordnung (≈ 0.001) erhält man, wenn man ihn durch die halbe Breite der Verteilung in halber Höhe des Maximums ($\approx 0,2 Q_{\mu}^{mop}$ [STE61]) geteilt durch die Wurzel der Ereignisse ($N = 571$) abschätzt.

Da ein Großteil der Myonendaten zur Strahlenergie $15 GeV$ gehören ($\approx 25\%$), wurde der Wert für die wahrscheinlichste Energiedeposition aus Glg. 5.7 für $E = 15 GeV$ zu $E_{\mu}^{mop} = 34,04 MeV$ berechnet. Zwischen 60 und $200 GeV$ erhält man $34,23 MeV$. Es wurde daher ein systematischer Fehler von $0,6\%$ auf den theoretischen Wert angenommen, so daß sich insgesamt

$$E_{\mu}^{mop} = 34,04 (\pm 0,2) MeV, \quad (5.9)$$

ergibt.

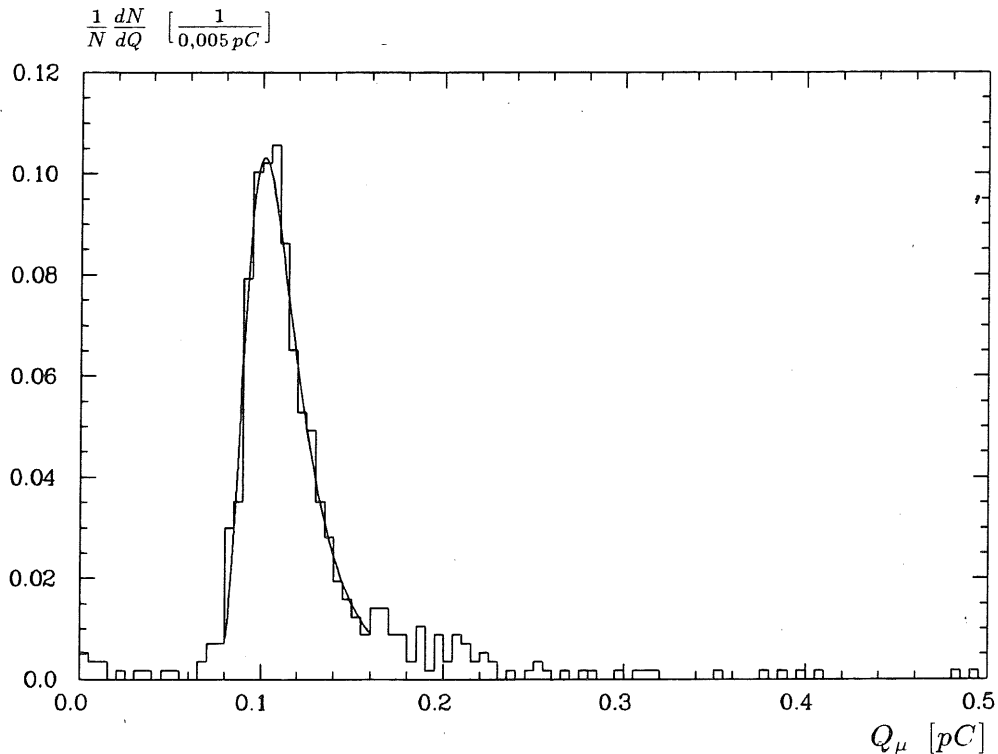


Abbildung 5.4: Ladungsverteilung der Myonen im EC .

Für die gesuchte Kalibrationskonstante erhält man also

$$C_Q = \frac{E_{\mu}^{mop}}{Q_{\mu}^{mop}} = 335,6 \pm 5,9 [MeV/pC]. \quad (5.10)$$

Kapitel 6

Parametrisierung hadronischer Schauer

Der Anpassung der Parameter zur Simulation hadronischer Schauer an die CERN-Testdaten liegt die Annahme zugrunde, daß die aus der GEANT-Anpassung resultierenden Fehler der Mittelwerte der Parameter die Ungenauigkeiten in den Varianzen und Kovarianzen dominieren. Das Parametrisierungskonzept bestand daher darin, die Mittelwerte der Parameter aus den Testdaten neu zu bestimmen, um sie in der Simulation zusammen mit den Kovarianzmatrizen aus der GEANT-Anpassung zu verwenden.

Es konnte bisher nicht gezeigt werden, daß Sättigungseffekte in reinem oder mit anderen Stoffen gemischten flüssigen Argon den gleichen Gesetzmässigkeiten genügen, die für die Lichtausbeute in Szintillatoren gelten (Birks Gesetz) [ANE88]. Sättigungseffekte wurden daher bei der Anpassung nicht explizit berücksichtigt, sind jedoch durch die Wahl der Anpassungsalgorithmen implizit in den Parametrisierungen enthalten. Ferner wurde bei den Anpassungen in der Regel davon ausgegangen, daß die Größe had/mip im betrachteten Energiebereich näherungsweise zu 1 gesetzt werden kann. Zur Festlegung der Nomenklatur ist in Abb 6.1 noch einmal die longitudinale Kalorimeterstruktur vereinfacht dargestellt. Da die beiden Eisenkalorimeter eine ähnliche Sampling-Struktur besitzen und aus den gleichen Materialien bestehen, werden sie gelegentlich als ein Kalorimeter mit einheitlicher Sampling-Struktur behandelt.

Wenn von der im Kalorimeter gemessenen Energie E die Rede ist, ist in der Regel die Größe

$$E(mip) = \sum_{cal} \frac{E_{LAr,cal}}{\overline{mip}_{cal}} = \sum_{cal} \frac{Q_{LAr,cal} C_Q}{\overline{mip}_{cal}}, \quad cal = EC, HC, TC \quad (6.1)$$

gemeint, d.h. die im Argon deponierte und auf $mips$ normierte Energie, summiert über die betrachteten Kalorimetermodule.

6.1 Bestimmung von e/mip

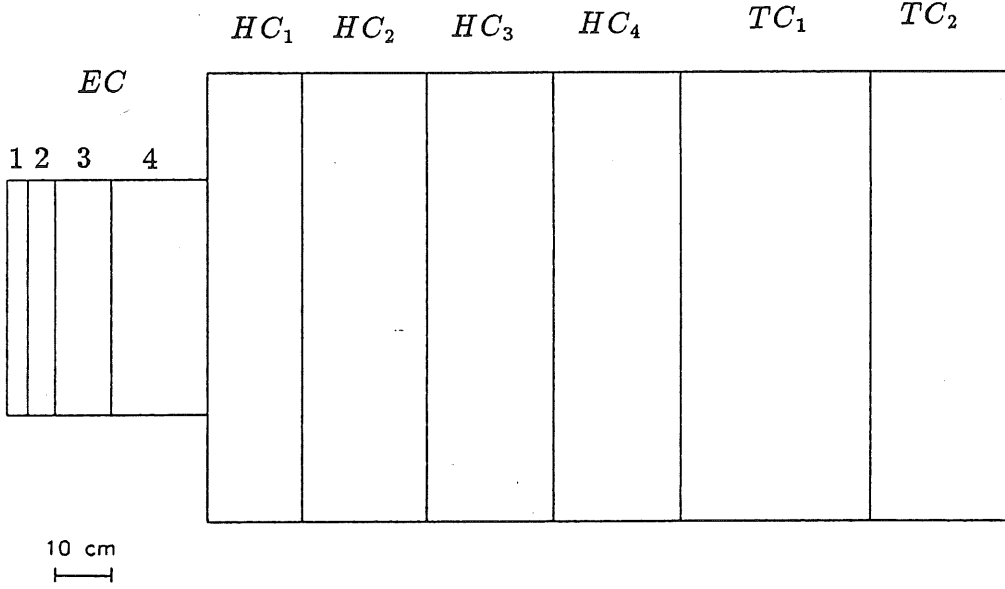


Abbildung 6.1: Longitudinale Segmentierung des Testkalorimeters.

Zunächst soll der meßbare Energieanteil für Elektronen, e/mip , der sowohl für elektromagnetische Schauer als auch für den π^0 -Anteil hadronischer Schauer relevant ist, aus den Testdaten bestimmt werden.

Da in elektromagnetischen Schauern keine energieabhängigen intrinsischen Verluste auftreten, ist das Signalverhalten für Elektronen unterschiedlicher Energie linear, so daß gilt:

$$E_{inc} = C_{e,cal} \left[\frac{GeV}{pC} \right] \langle Q \rangle_{cal} \quad (6.2)$$

$$1 = \frac{\langle Q \rangle_{cal}}{E_{inc}} C_{e,cal}$$

$$\bar{c}_{cal} = \frac{\langle Q \rangle_{cal}}{E_{inc}} C_{e,cal} \bar{c}_{cal}$$

Dabei ist $\langle Q \rangle_{cal} / E_{inc} := S_{cal}[pC/GeV]$ eine kalorimeterabhängige Konstante, die angibt, welche Signalhöhen pro GeV Strahlenergie gemessen werden. Das Produkt aus der Konstanten $C_{e,cal}$, die von gemessener Ladung auf die Strahlenergie zurückrechnet, mit dem im betrachteten Kalorimeter meßbaren Anteil \bar{c}_{cal} ergibt gerade die kalorimeterunabhängige Kalibrationskonstante C_Q .

$$\bar{c}_{cal} = S_{cal} C_Q$$

$$\left. \frac{\epsilon}{mip} \right|_{cal} = S_{cal} C_Q \frac{1}{\widetilde{mip}_{cal}} \quad (6.3)$$

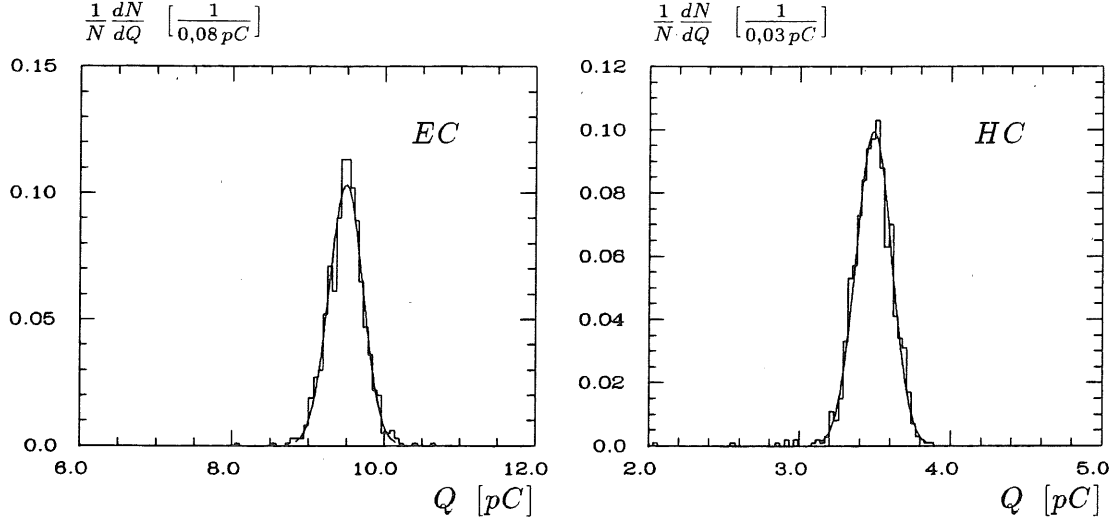


Abbildung 6.2: Ladungsverteilungen von 30 GeV Elektronen im EC (links) und HC (rechts).

Zur Ermittlung von e/mip ist es daher notwendig, die Größe S_{cal} aus dem Signalverhalten elektromagnetischer Schauer im Bleikalorimeter EC zu bestimmen. Da e/mip auch den meßbaren Energieanteil der elektromagnetischen Komponente hadronischer Schauer beschreibt, muß die Größe ebenfalls für das Eisenkalorimeter HC bestimmt werden.

Abb. 6.2 zeigt die Ladungsverteilung für 30 GeV Elektronen im EC (aus Aufbau B) und im HC (aus Aufbau A). Die durchgezogenen Linien sind Anpassungen von Gaußverteilungen zur Bestimmung der Mittelwerte $\langle Q \rangle_{cal}$ und der Varianzen σ^2 . Für das EC wurden so die Mittelwerte $\langle Q \rangle_{EC} (E)$ und die Varianzen für die Strahlenergien $E_{inc} = 30, 50$ und 70 GeV bestimmt und gegen die Strahlenergie aufgetragen (Abb. 6.3). Aus den Daten von Aufbau A wurde die gleiche Prozedur für Elektronen der Energien $E_{inc} = 30, 50$ und 80 GeV durchgeführt (ebenfalls Abb. 6.3). Die Werte der Konstanten S_{cal} ergeben sich nun aus den Steigungen der an diese Punkte angepaßten Geraden zu

$$S_{EC} = 0,3178 (\pm 0,0003) \left[\frac{pC}{GeV} \right] \quad (6.4)$$

$$S_{HC} = 0,1164 (\pm 0,0002) \left[\frac{pC}{GeV} \right], \quad (6.5)$$

so daß sich für die gesuchten Größen

$$\left. \frac{e}{mip} \right|_{EC} = S_{EC} C_Q \frac{1}{\widetilde{mip}_{EC}} = 0,72 (\pm 0,02) \quad (6.6)$$

und

$$\left. \frac{e}{mip} \right|_{HC} = S_{HC} C_Q \frac{1}{\widetilde{mip}_{HC}} = 0,87 (\pm 0,02) \quad (6.7)$$

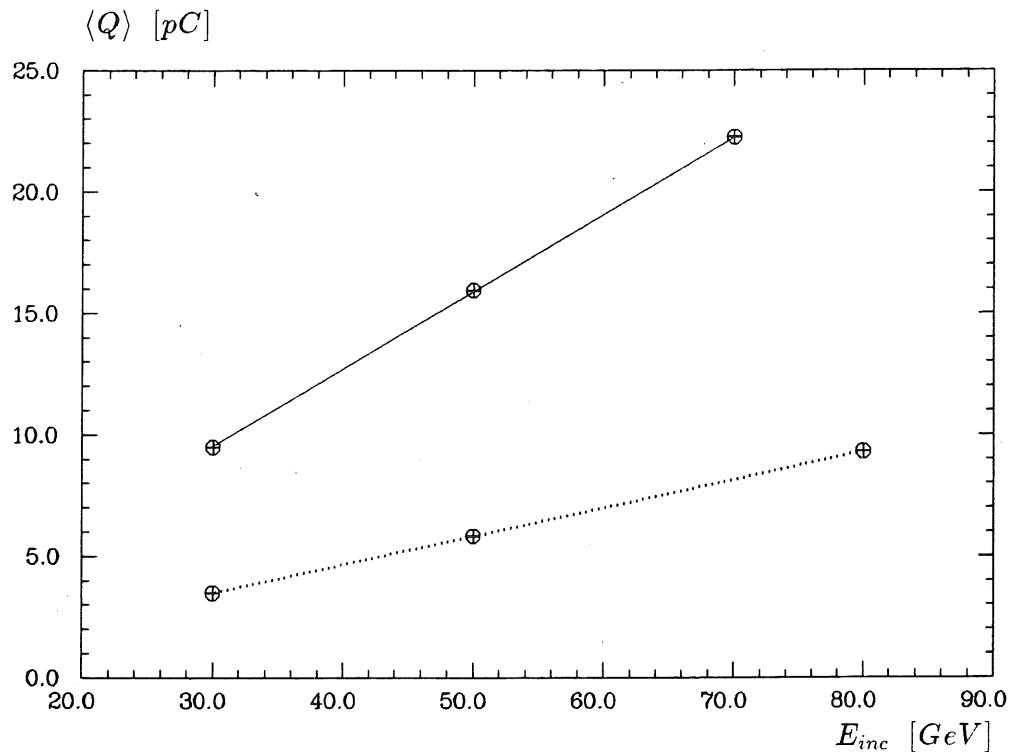


Abbildung 6.3: Linearität der Elektronensignale im EC (—) und HC (···).

ergibt¹.

6.2 Parametrisierung der longitudinalen Energiedichteverteilung

Die Parametrisierung der longitudinalen Energiedichteverteilung spielt eine Schlüsselrolle in der Simulation des H1-Kalorimeters. Aufgrund der unterschiedlichen Sampling-Strukturen und Materialien der Module (*EC*, *HC*, *TC*) wirkt sich ein Fehler in dieser Parametrisierung auch auf andere zu simulierende Größen aus. So können z.B. die Sampling-Fluktuationen, die vom betrachteten Kalorimetermodul abhängen, nur dann richtig simuliert werden, wenn die Energie des Schauers in richtiger Weise über die Kalorimetermodule verteilt wird. Dazu ist insbesondere eine gute Parametrisierung der Höhe und Skalierung des elektromagnetischen Anteils notwendig. Bereits im Kap. 3 wurde gezeigt, daß GEANT311 die longitudinale Energiedichteverteilung nicht korrekt reproduzieren kann. Die Anpassung der Parameter, die diese Verteilungsdichte im parametrisierten Algorithmus festlegen, hatte daher in dieser Arbeit höchste Priorität.

¹Die Fehlerangaben für $S_{EC,HC}$ geben die durch das Anpassungsprogramm ermittelte Genauigkeit wieder

6.2.1 Longitudinale Profile - GFLASH-Notation

Ausgehend von Glg. 3.11 läßt sich die relative Energiedeposition in Abhängigkeit von der Schauertiefe z durch

$$\frac{dE_{dp}}{E_{dp}} = c_h \mathcal{H}_\Gamma(\alpha_h, u) du + c_f \mathcal{F}_\Gamma(\alpha_f, v) dv + c_s \mathcal{S}_\Gamma(\alpha_s, w) dw \quad (6.8)$$

ausdrücken. Bezeichnet man mit z die Schauertiefe in Einheiten von λ_0 , so erhält man mit

$$u = \beta_h z \quad (6.9)$$

$$v = \beta_f \frac{\lambda_0}{X_0} z \quad (6.10)$$

$$w = \beta_s z \quad (6.11)$$

als longitudinale Energiedichteverteilung

$$\frac{1}{E_{dp}} \frac{dE_{dp}}{dz} = c_h \mathcal{H}_\Gamma(\alpha_h, u) \beta_h + c_f \mathcal{F}_\Gamma(\alpha_f, v) \beta_f \frac{\lambda_0}{X_0} + c_s \mathcal{S}_\Gamma(\alpha_s, w) \beta_s \quad (6.12)$$

$$:= c_h \mathcal{H}_\Gamma \beta_h + c_f \mathcal{F}_\Gamma \beta_f \frac{\lambda_0}{X_0} + c_s \mathcal{S}_\Gamma \beta_s. \quad (6.13)$$

Dabei bedeutet λ_0/X_0 das Verhältnis von Absorptionslänge und Strahlungslänge im betrachteten Kalorimeter. Das Profil der im Kalorimeter sichtbaren Energie E_{vs} erhält man dann mit

$$\frac{1}{E_{vs}} \frac{dE_{vs}}{dz} = c_h \mathcal{H}_\Gamma \beta_h + \frac{e}{mip} \left(c_f \mathcal{F}_\Gamma \beta_f \frac{\lambda_0}{X_0} + c_s \mathcal{S}_\Gamma \beta_s \right), \quad (6.14)$$

wobei $had/mip = 1$ angenommen wurde. Drückt man c_h , c_f und c_s nach Kap. 3 durch $f_{dp}^{\pi^0}$ und $f_{\pi^0}^s$ aus, so verbleiben mit $\alpha_h, \alpha_f, \alpha_s$ und $\beta_h, \beta_f, \beta_s$ in \mathcal{H}_Γ , \mathcal{F}_Γ und \mathcal{S}_Γ acht Parameter, die die longitudinale Verteilungsdichte festlegen und energieabhängig parametrisiert werden müssen.

6.2.2 Longitudinale Profile - Testdaten

Beim Vergleich der experimentellen Energieverteilungen mit der Parametrisierung gilt es zu berücksichtigen, daß die Parametrisierung erst ab dem Schauerstartpunkt, also dem Ort der ersten unelastischen Wechselwirkung, verwendet wird. Bei der Auswertung der Daten müssen daher die Schauerstartpunkte der einzelnen Ereignisse berücksichtigt werden

Im Experiment läßt sich der Schauerstartpunkt eines Ereignisses nur mit einer Genauigkeit festlegen, die durch die Länge der longitudinalen Segmente gegeben ist. Als Kriterium dafür, daß ein Schauer in einem bestimmten Segment gestartet ist, wurde die Bedingung gewählt, daß in diesem Segment mindestens 4,5 mal soviel Energie deponiert wird, wie es ein minimal ionisierendes Teilchen täte.

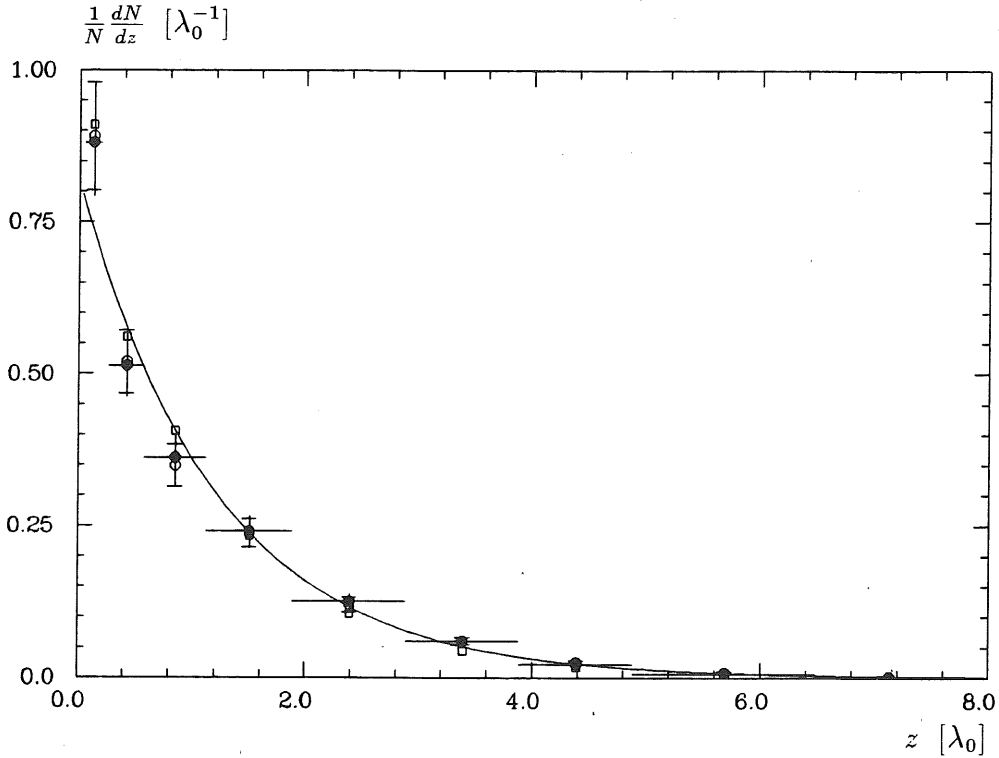


Abbildung 6.4: Verteilung des Schauerstartpunktes für das Experiment (o) und GEANT-Simulationen auf detaillierter (□) und gemittelter (●) Geometrie. Die beiden ersten Segmente sind zu einem gemeinsamen Datenpunkt zusammengefaßt.

Die spezielle Wahl des Faktors 4,5 resultiert dabei aus Simulationsrechnungen mit GEANT, in denen der wahre Startpunkt mit dem aus der o.a. Bedingung ermittelten verglichen wurde. Die Fehlidentifikation der Segmente war bei diesem Faktor am geringsten und betrug für die größeren Segmente etwa 1%. Beim kleinsten Segment EC_1 ($\approx 0,12 \lambda_0$) betrug die Fehlidentifikation maximal 10%. Im Rahmen der Gesamtgenauigkeit, die vor allem aus der Länge der großen Segmente resultiert, ist es bei solchen Ereignissen jedoch unerheblich, ob der Schauer im ersten oder zweiten Segment startet. Abb. 6.4 zeigt die Verteilungsdichte $1/N dN/dz$ des Schauerstartpunktes für das Experiment sowie für GEANT-Simulationen auf einer detaillierten und einer gemittelten Kalorimeterstruktur. Als Startpunkt wurde dabei die Mitte des ermittelten Segmentes angenommen. An die experimentellen Datenpunkte wurde die Funktion

$$\frac{1}{N} \frac{dN}{dz} = \frac{1}{f_\lambda} \exp\left(-\frac{z}{f_\lambda}\right) \quad (6.15)$$

mit

$$f_\lambda = \lambda_\pi / \lambda_0$$

angepaßt (durchgezogene Linie), wobei λ_π die Absorptionslänge für Pionen und

λ_0 die tabellierte Absorptionslänge für Protonen bzw. Neutronen bedeutet. Der durch die Anpassung ermittelte Wert von $f_\lambda = 1,22 \pm 0,02$ stimmt im Rahmen der Fehler² mit experimentellen Messungen von unelastischen Wirkungsquerschnitte überein [CAR79]. Aus diesen Messungen im Energiebereich von 60 - 280 GeV ergibt sich ein Verhältnis der unelastischen Wirkungsquerschnitte σ_i von Pionen und Protonen in Blei von

$$\frac{\sigma_{i,p}}{\sigma_{i,\pi^+}} = 1,19 \pm 0,04.$$

Prinzipiell ließen sich mit der o.a. Methode die in Tabelle 4.1 angegebenen Werte für die berechneten Absorptionslängen der Kalorimeter bestimmen, wenn die X-Achse in Abb. 6.4 in cm skaliert würde, oder, wegen

$$\lambda_0 = \frac{A}{N_A \sigma_i},$$

das Verhältnis der unelastischen Wirkungsquerschnitte verschiedener Hadronen. Als weitere Ergebnisse dieser Betrachtungen läßt sich festhalten:

- Die Verteilung der Schauerstartpunkte in der Simulation stimmt für die detaillierte Geometrie und die gemittelte Geometrie überein.
- Die Verteilung der Startpunkte im Experiment stimmt mit der Simulation überein, so daß keine Folgefehler aus der Tatsache zu erwarten sind, daß die Simulation bis zum Schauerstartpunkt von GEANT durchgeführt wird.
- Die in Tab. 4.1 angegebenen Werte der effektiven Atom- und Kernladungszahlen der Kalorimeter sind konsistent mit der Verteilung der Startpunkte.

In Abb. 6.5 sind die longitudinalen Profile $\langle 1/E \Delta E/\Delta z \rangle$ für eine Strahlenergie von 15 GeV aufgetragen³. Im linken Bild wurden alle Ereignisse akzeptiert. Die „Fehlerbalken“ in der Horizontalen deuten die Länge der Segmente an. Auf vertikale Fehlerbalken wurde in dieser Darstellung verzichtet, da sie lediglich die Fluktuationen zeigen würden, die durch die unterschiedlichen Schauerstartpunkte hervorgerufen werden. Das rechte Bild enthält nur Schauer, die im zweiten Segment EC_2 starten. Die Fehlerbalken geben die Standardabweichungen der Mittelwerte an, wobei die Verteilung der Einzelwerte bei den hohen Einträgen näherungsweise gaussisch ist.

Für die 7 verfügbaren Strahlenergien wurden die Schauer, die in den Segmenten $EC_1 - HC_3$ starten, nun jeweils getrennt ausgewertet. Für das Segment des Schauerstartpunktes und alle folgenden wurden die Einträge $\langle 1/E \Delta E/\Delta z \rangle$ sowie die Standardabweichungen σ berechnet. Als wahrscheinlichster Schauerstartpunkt wurde derjenige Punkt z_0 angenommen, der die Fläche unter der Exponentialverteilung 6.15 in den Grenzen des Segmentes halbiert, so daß im Mittel die gleiche

²Die Fehlerangabe stammt aus dem Anpassungsprogramm

³E bezeichnet dabei wie vereinbart die auf mips normierte Energie im LAr

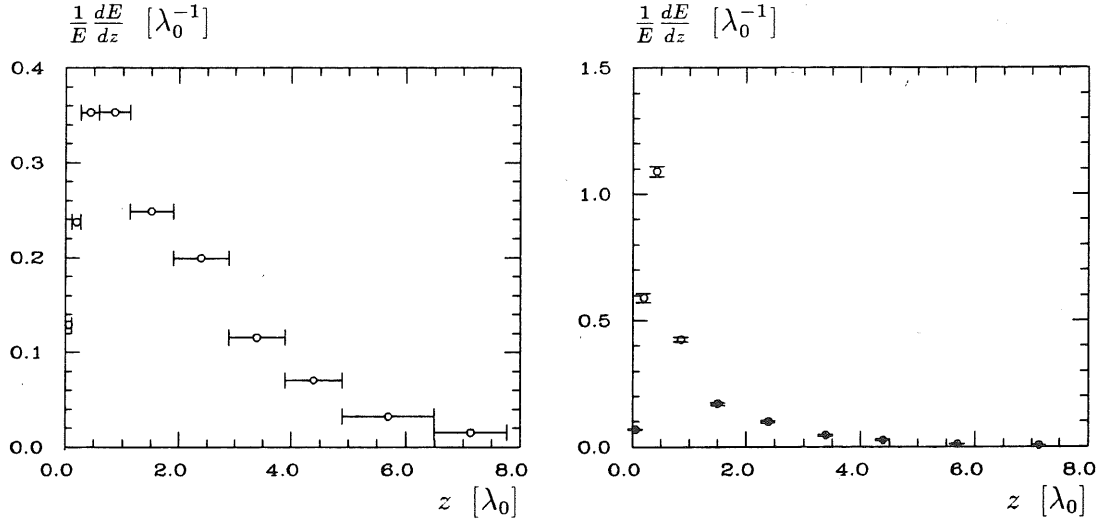


Abbildung 6.5: Longitudinale Profile für 15 GeV Pionen ohne (links) und mit (rechts) Korrektur auf den Schauerstartpunkt.

Anzahl von Schauern vor bzw. hinter diesem Punkt im Segment starten. Die den Einträgen der folgenden Segmente zuzuordnenden Schauertiefen z wurden dann aus der Lage der Mitte der Segmente \bar{z} zu $z = \bar{z} - z_0$ berechnet.

Aus der Anzahl der verfügbaren Strahlenergien und der Anzahl der Segmente unter Berücksichtigung des Startpunktes erhält man so

$$7(10 + 9 + 8 + 7 + 6 + 5 + 4) = 343$$

Datenpunkte, an die die Parameter der Energiedichteverteilung angepaßt werden konnten.

6.2.3 Anpassung der Parameter

Zur Anpassung wurde das Programm MINUIT [JAM75] benutzt, in dem wahlweise das Maximum der „Likelihood-Funktion“ (Maximum Likelihood Methode, MLM) oder das Minimum der χ^2 -Funktion (Methode der kleinsten Quadrate) gesucht wird. Für die Anpassung wurde die Methode der kleinsten Quadrate gewählt, die für normalverteilte Meßwerte der MLM entspricht und somit einen Spezialfall der MLM darstellt. Ist ϵ_i der Meßwert, σ_i die Standardabweichung, f_i der Funktionswert in Abhängigkeit der anzupassenden Parameter und N die Anzahl der Datenpunkte, so wird bei der Methode der kleinsten Quadrate der Ausdruck

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^N \frac{(\epsilon_i - f_i)^2}{\sigma_i^2} \quad (6.16)$$

minimiert.

Aus dem o.a. ergibt sich die folgende Zuordnung der beteiligten Größen:

$$\begin{aligned}\epsilon_i &= \left\langle \frac{1}{E} \frac{\Delta E}{\Delta z} \right\rangle_i \\ \sigma_i &= \sigma_{\epsilon_i} \\ N &= 343\end{aligned}$$

Zur Herleitung der Funktionswerte f_i aus Glg. 6.14 müssen jedoch noch zwei Dinge beachtet werden:

Zum einen ändert sich durch die Wichtung der π^0 -Komponenten mit e/mip die Normierungsbedingung

$$c_h + c_f + c_s = 1$$

deren Parameter sich aus $f_{dp}^{\pi^0}$ und $f_{\pi^0}^s$ berechnen mit $had/mip \approx 1$ zu

$$c_h + \frac{e}{mip} \Big|_f c_f + \frac{e}{mip} \Big|_s c_s = 1.$$

Da diese Bedingung für die Anpassung an Datenpunkte, die zur gleichen Ereignis-klasse gehören (gleiche Strahlenergie, gleiches Segment des Schauerstartpunktes), von Anfang an gewährleistet sein muß, wurden die Werte für e/mip des betrachteten Schauers vom Segment des Schauerstartpunktes abhängig gemacht. Für den frühen π^0 -Anteil aus der ersten Wechselwirkung wurde $e/mip|_f = 0,72$ gesetzt, wenn der Schauer in einem der ersten drei Segmente startete. Für Schauer, die im 4. Segment EC_4 starten, wurde $e/mip|_f$ energieabhängig parametrisiert, und Schauern, die im HC starten, wurde $e/mip|_f = 0,87$ zugewiesen. Für den in Absorptionslängen skalierenden späten π^0 -Anteil wurde ein mittlerer Wert von $e/mip|_s = 0,80$ angenommen.

Zum anderen stellt ϵ_i keinen Punkt der herzuleitenden Dichtefunktion dar, sondern das auf die Segmentbreite Δz_i normierte Integral dieser Funktion über dem Segment. Für die zur Anpassung benötigten Funktionswerte f_i ergibt sich somit unter Verwendung von Glg. 6.14

$$f_i = \frac{1}{\Delta z_i} \int_{z_i - \frac{\Delta z_i}{2}}^{z_i + \frac{\Delta z_i}{2}} \frac{1}{E_{vs}} \frac{dE_{vs}}{dz} dz. \quad (6.17)$$

Der Anpassungsalgorithmus wurde für die Parameter α_i und β_i der Verteilungsdichtefunktionen so eingestellt, daß die anschaulicheren und näherungsweise normalverteilten Größen $\ln \alpha_i / \beta_i$, die die Logarithmen der Schwerpunkte der Funktionen beschreiben, und die Logarithmen der Skalenparameter $\ln \beta_i$ angepaßt wurden. Diese Größen werden in GFLASH aus normalverteilten Zufallszahlen korreliert erzeugt. Der Notation aus Kap. 3 folgend und mit $P_{\pi^0} = 1$ im betrachteten Energiebereich wurden also Parametrisierungen der Größen

$$\mu_2 = \langle f_{dp}^{\pi^0} \rangle \quad (6.18)$$

$$\mu_3 = \langle f_{\pi^0}^s \rangle \quad (6.19)$$

$$\mu_4 = \langle \ln(\alpha_h / \beta_h) \rangle \quad (6.20)$$

$$\mu_5 = \langle \ln(\alpha_f / \beta_f) \rangle \quad (6.21)$$

$$\mu_6 = \langle \ln(\alpha_s / \beta_s) \rangle \quad (6.22)$$

$$\mu_7 = \langle \ln \beta_h \rangle \quad (6.23)$$

$$\mu_8 = \langle \ln \beta_f \rangle \quad (6.24)$$

$$\mu_9 = \langle \ln \beta_s \rangle \quad (6.25)$$

gesucht. Die Wahl der Energieabhängigkeiten der Größen $\mu_2 - \mu_9$ wurde anfänglich aus der GEANT-Anpassung übernommen, um später so modifiziert zu werden, daß die quadratische Abweichung der Funktionswerte von den Meßwerten pro Freiheitsgrad, χ^2/N_{dof} ⁴, möglichst klein wurde. Dabei wurde zusätzlich darauf geachtet, daß die Energieabhängigkeit der parametrisierten Größen mit ihren physikalischen Bedeutungen im Sinne des Ansatzes verträglich blieb. Das heißt, die Wertebereiche der freien Parameter wurden für den Anpassungsalgorithmus so eingeschränkt, daß die möglichen resultierenden Energieabhängigkeiten der Größen $\mu_2 - \mu_9$ nicht der physikalischen Anschauung widersprechen konnten. Als endgültige Parametrisierung der 8 Größen wurden folgende Abhängigkeiten gefunden:

$$\mu_2 = a_2 + b_2 \tanh(c_2(\ln E_{inc}[GeV] + d_2)) \quad (6.26)$$

$$\mu_3 = a_3 + b_3 \tanh(c_3(\ln E_{inc}[GeV] + d_3)) \quad (6.27)$$

$$\mu_4 = \ln(a_4 + b_4(\ln E_{inc}[GeV])^{c_4}) \quad (6.28)$$

$$\mu_5 = \ln(a_5 + b_5 \ln E_{inc}[GeV]) \quad (6.29)$$

$$\mu_6 = a_6 \quad (6.30)$$

$$\mu_7 = a_7 \quad (6.31)$$

$$\mu_8 = a_8 \quad (6.32)$$

$$\mu_9 = a_9 + b_9 \ln E_{inc}[GeV] \quad (6.33)$$

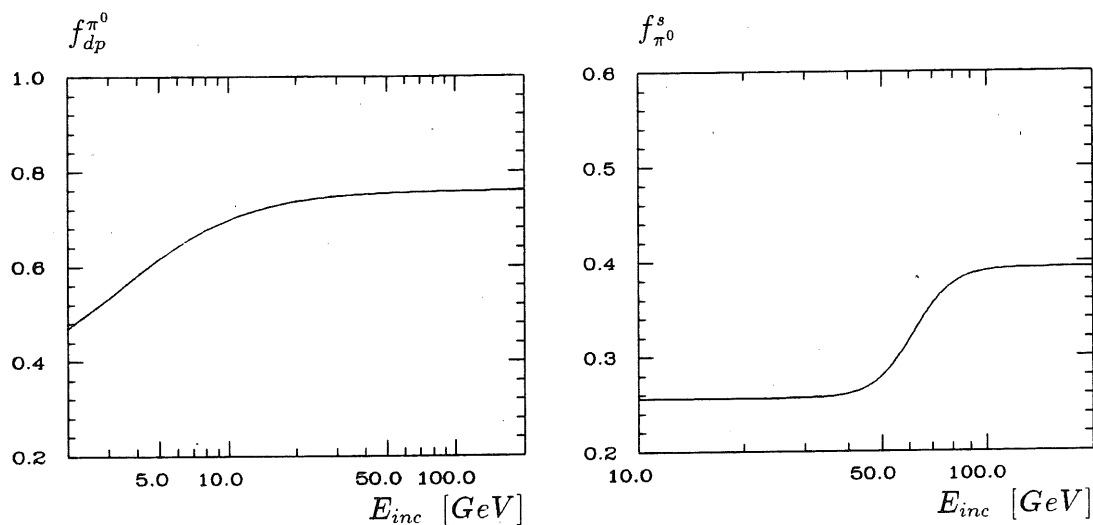
Die Werte der angepaßten Parameter sind in Tab. 6.1 aufgeführt. Sie ergeben für χ^2/N_{dof} einen Wert von 21,6. Dieser relativ große Wert erklärt sich vor allem aus der geringen Genauigkeit, mit der die Schauerstartpunkte im Experiment festgelegt werden konnten.

Zur Fehleranalyse wurde die in MINUIT eingebaute Option „HESSE“ benutzt, die die Kovarianzmatrix der freien Parameter durch Invertierung der Hessematrix der χ^2 -Funktion am Minimum berechnet. Auffallend ist, daß die Fehler der Parameter der Größe $f_{dp}^{\pi^0}$ durchweg in der Größenordnung der Werte selbst liegen. Dies liegt zum einen daran, daß die Anzahl der Freiheitsgrade zu gering war, zum anderen sind die Parameter untereinander stark korreliert. Der späte π^0 -Anteil zeigt erst ab 50 GeV eine nennenswerte Energieabhängigkeit und ist im unteren Energiebereich etwa konstant. Früher und später π^0 -Anteil sind in Abb. 6.6 gegen die Strahlenergie aufgetragen. Die Schwerpunkte des hadronischen Anteils und des frühen π^0 -Anteils sind in Abb. 6.7 dargestellt. Sie wachsen etwa linear mit dem Logarithmus der Energie, und die Konstanz der Skalenparameter bewirkt für die Varianzen die gleiche Energieabhängigkeit. Beim späten π^0 -Anteil liegt der Schwerpunkt fest, während die Varianz mit der Energie zunimmt.

⁴ N_{dof} bezeichnet die Anzahl der Freiheitsgrade der Anpassung, die als Differenz der Anzahl der Meßwerte und der Anzahl freier Parameter definiert ist.

Tabelle 6.1: Parameterwerte aus der Anpassung der longitudinalen Energiedichteverteilung.

	a_i	b_i	c_i	d_i
μ_2	$0,55 \pm 0,56$	$-0,21 \pm 0,56$	$-0,80 \pm 0,19$	$-1,20 \pm 1,66$
μ_3	$0,325 \pm 0,008$	$0,069 \pm 0,004$	$3,81 \pm 0,53$	$-4,12 \pm 0,02$
μ_4	$-1,59 \pm 0,52$	$2,25 \pm 0,45$	$0,55 \pm 0,06$	
μ_5	$2,34 \pm 0,07$	$1,42 \pm 0,02$		
μ_6	$2,21 \pm 0,02$			
μ_7	$-1,21 \pm 0,03$			
μ_8	$0,331 \pm 0,004$			
μ_9	$2,03 \pm 0,11$	$-0,33 \pm 0,03$		

Abbildung 6.6: Energieabhängigkeit von $f_{dp}^{\pi^0}$ (links) und $f_{\pi^0}^s$ (rechts).

Ein Vergleich mit den aus GEANT gewonnenen Parametrisierungen, die hier nicht aufgeführt sind, zeigt, daß die Schwerpunkte der Verteilungsdichten aus der experimentellen Anpassung größere Werte aufweisen. Dies entsprach der Erwartung, da der Vergleich von GEANT-generierten Daten mit dem Experiment im Mittel zu kurze Profile für die Simulation ergab (Abb. 3.1). Die Konstanz der Skalenparameter β_h und β_f ist im Energiebereich der Anpassung mit der GEANT-Anpassung konsistent, wobei die Werte für β_f im Rahmen der Fehler übereinstimmen, während für β_h ein etwas kleiner Wert gefunden wurde. Beim späten π^0 - Anteil wurde die schwache Energieabhängigkeit des Schwerpunktes der GEANT-Anpassung durch eine Konstante ersetzt. Dafür nimmt die ohnehin sehr große Varianz entsprechend der Energieabhängigkeit von β_s mit der Strahlenergie zu.

Ein Vergleich der longitudinalen Energiedichteverteilungen in der Simulation mit den experimentellen Daten erfolgt in Kapitel 7.

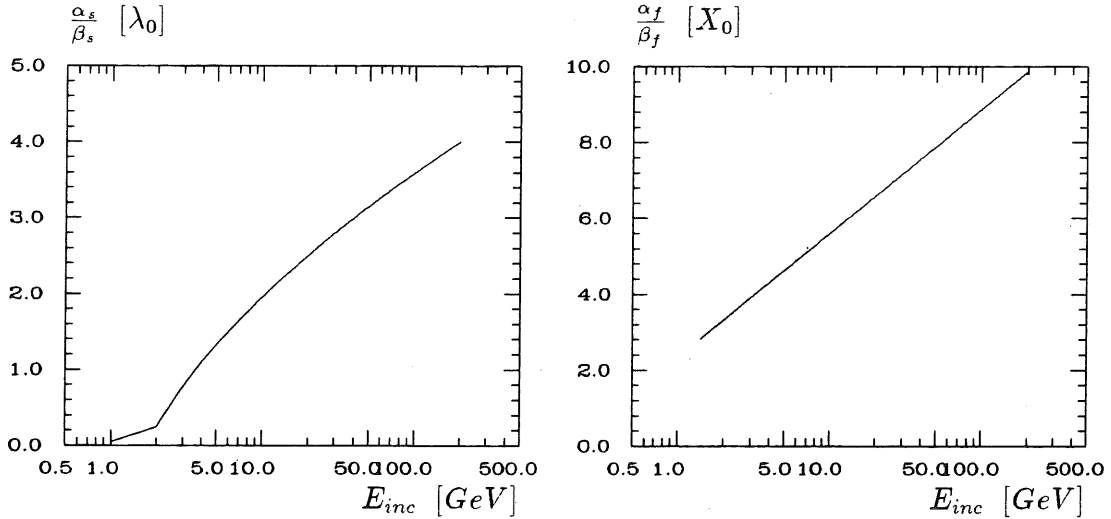


Abbildung 6.7: Energieabhängigkeit der Schwerpunkte des hadronischen Anteils (links) und des frühen π^0 -Anteils (rechts)

6.3 Parametrisierung der Fluktuationen

6.3.1 Hadronische Sampling-Fluktuationen

Aufgrund des im Experiment gewählten Ausleseverfahrens für die Eisenkalorimeter HC und TC , in denen alternierende Sampling-Schichten (X- und Y- Streifen) getrennt ausgelesen wurden, können die Sampling-Fluktuationen für diese Module direkt bestimmt werden. Dazu erzeugt man Energieverteilungen der Differenz der in den X- und Y- Streifen gemessenen Energien $E_x - E_y$ (Abb. 6.8), wodurch sich die von Ereignis zu Ereignis auftretenden intrinsischen Fluktuationen herausfallen⁵. Die Breiten dieser Verteilungen werden daher ausschließlich durch die Sampling-Fluktuationen verursacht.

Ursprünglich sollten für diese Untersuchungen die Daten verwendet werden, die mit dem Kalorimeteraufbau A gewonnen wurden, in dem das Bleikalorimeter EC abmontiert war und zur Verdrängung des flüssigen Argons durch Material mit sehr großen Strahlungs- und Absorptionslängen ersetzt wurde (Rohazell). Bei der Analyse dieser Daten stellte sich jedoch heraus, daß sie eine stark asymmetrische Energieverteilung mit sehr langen Schwänzen zu niedrigen Energien produzierten. Die niederenergetischen Schwänze konnten dabei nicht vollständig mit der Energie im letzten Kalorimetersegment TC_2 korreliert werden, so daß sie nicht ausschließlich durch Energieverluste erklärt werden konnten, die durch unvollständige Ladungssammlung hervorgerufen werden (Leakage). Die Verteilungen wurden mit Daten aus Aufbau B verglichen, die durch die Bedingung, daß die Schauer erst im Eisenkalorimeter starten, selektiert wurden. Zusätzlich wurden Simulationen mit GEANT311 und GFLASH für den Kalorimeteraufbau A durchgeführt. Der

⁵Ein ähnliches Verfahren wurde von Fabjan et al. benutzt [FAB77].

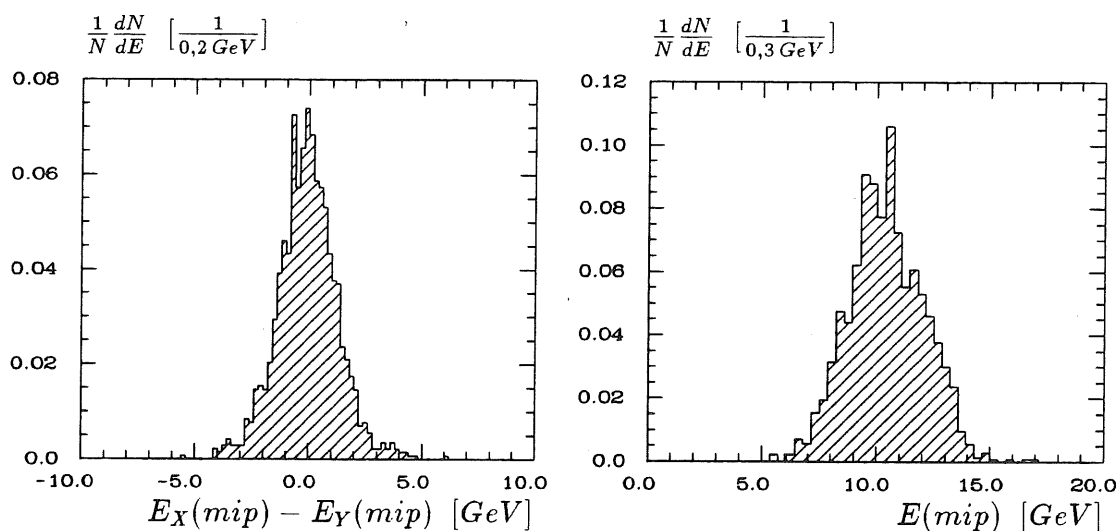


Abbildung 6.8: Verteilung der Differenzen der in den X- und Y- Streifen gemessenen Energien $E_x - E_y$ (links) und totale Energieverteilung (rechts) für 15 GeV Pionen im Eisenkalorimeter.

Vergleich dieser vier auf unterschiedliche Weise gewonnenen Energieverteilungen ergab, daß die simulierten Daten mit denen aus Aufbau B konsistent sind, jedoch nicht mit denen aus Aufbau A. Die Daten wurden daher nicht zur Parametrisierung herangezogen.

Stattdessen wurden Pionenschauer aus Aufbau B benutzt, die unter der Forderung, daß sie im ersten hadronischen Segment HC_1 starten und weniger als 2% der Gesamtenergie im letzten Segment TC_2 deponieren, selektiert wurden. Die vor dem Schauern durch Ionisation im EC deponierte Energie spielt im Rahmen der angestrebten Genauigkeit des schnellen Simulationsprogrammes keine Rolle, während der Schnitt auf das Segment TC_2 bei hohen Energien kritisch ist. Bei Vergleichen von Auswertungen, die mit bzw. ohne diese Bedingung vorgenommen wurden, stellte sich heraus, daß im Energiebereich von 10 bis 70 GeV die Mittelwerte der Verteilungen im Rahmen der Fehler stabil blieben, während es bei 120 und 170 GeV zu signifikanten Abweichungen kam. Dieses Verhalten erklärt sich dadurch, daß durch den Schnitt Schauer bestimmter Zusammensetzung, nämlich solche mit hohem elektromagnetischen Anteil, die longitudinal eine kürzere Ausdehnung haben, bevorzugt werden und unvollständig gesammelte Schauer nicht akzeptiert werden. Es gibt jedoch keine Möglichkeit zu beurteilen, welcher Effekt die wesentliche Rolle bei der Verschiebung des Mittelwertes spielt. Da solche Ereignisse keine repräsentative Stichprobe der Daten mehr darstellen, wurden die zu den Strahlenergien 120 und 170 GeV gehörenden Ereignisse von den folgenden Betrachtungen ausgeschlossen.

Zur Ermittlung der Sampling-Fluktuationen wurden nun im Energiebereich von 10 bis 70 GeV an die Verteilungen $E_x - E_y$ und die Verteilungen der Gesamtenergie E_{HC+TC} Gaußverteilungen zur Bestimmung der Standardabweichungen σ

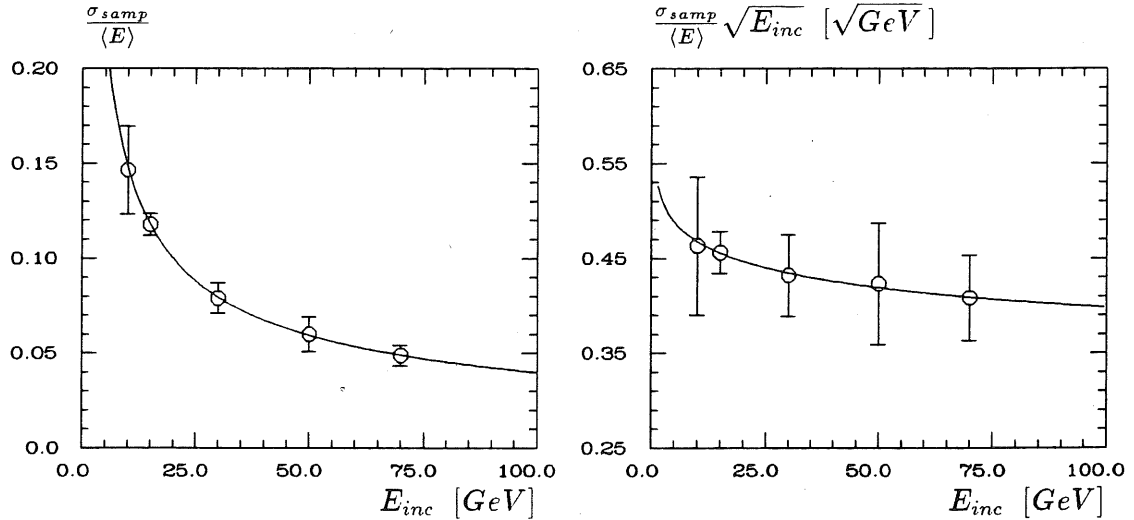


Abbildung 6.9: Sampling-Fluktuationen für Pionen im Eisenkalorimeter. Die relativ großen Fehler erklären sich aus der geringen Statistik, die durch das Selektionsverfahren entsteht.

und der Mittelwerte $\langle E \rangle$ angepaßt. Das Ergebnis der Auswertungen ist in Abb. 6.9 dargestellt. Im linken Bild ist die Größe $\sigma_{samp} / \langle E \rangle$ gegen die Strahlenergie aufgetragen, an der man die näherungsweise Skalierung

$$\frac{\sigma_{samp}}{\langle E \rangle} \propto \frac{1}{\sqrt{E_{inc}}} \quad (6.34)$$

erkennt. Trägt man jedoch die Größe

$$\frac{\sigma_{samp}}{\langle E \rangle} \sqrt{E_{inc}} \quad (6.35)$$

auf (Abb. 6.9 rechts), so wird eine Abweichung von der aus Glg. 6.34 erwarteten Konstanten deutlich, die durch einen zusätzlichen logarithmischen Term beschrieben werden kann. Dieses Verhalten wird verständlich, wenn man berücksichtigt, daß Glg. 6.34 ursprünglich für elektromagnetische Schauer unter Rossis Approximation B hergeleitet wurde. Dort wurden die Sampling-Fluktuationen zurückgeführt auf die Anzahl der Kreuzungen einzelner Schichten durch geladene Teilchen und die Proportionalität zwischen totaler Spurlänge und der Energie des einfallenden Teilchens. Diese Überlegungen lassen sich jedoch aufgrund der Zusammensetzung hadronischer Schauer nicht einfach übertragen. Es bietet sich an, die Verringerung der Sampling-Fluktuationen mit wachsender Energie gegenüber $1/\sqrt{E}$ auf den elektromagnetischen Anteil zurückzuführen, der näherungsweise logarithmisch mit der Energie zunimmt und für den kleinere Fluktuationen zu erwarten sind. Eine Parametrisierung der Sampling-Fluktuationen durch

$$\frac{\sigma_{samp}}{\langle E \rangle} = \frac{a - b \ln E_{inc}}{\sqrt{E_{inc}}} \quad (6.36)$$

mit

$$a = 0,54 \pm 0,08$$

$$b = 0,03 \pm 0,02$$

(durchgezogene Linien in den Abb. 6.9), zeigt daß diese Modell mit den experimentellen Daten verträglich ist.

6.3.2 Intrinsische Fluktuationen

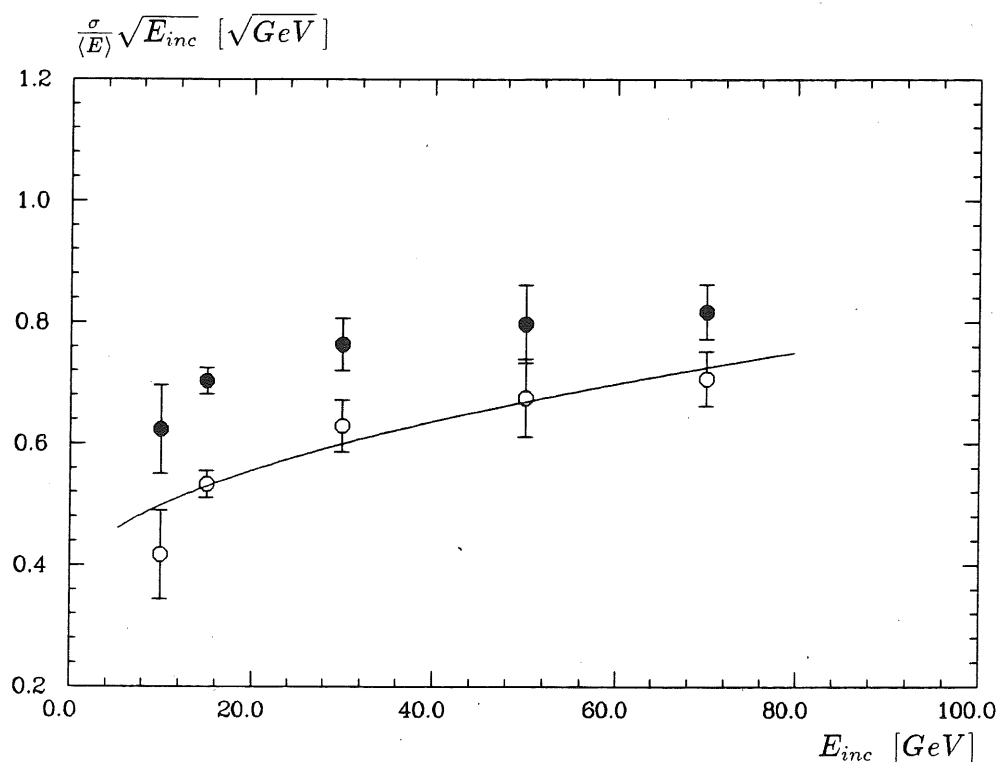


Abbildung 6.10: Intrinsische (\circ) und totale Energieauflösung (\bullet) für Pionen im Eisenkalorimeter.

Mit den im vorausgehenden Abschnitt diskutierten Verteilungen lassen sich die gemessenen intrinsischen Fluktuationen $\sigma_{intr,m}$ berechnen, wenn man die Sampling-Fluktuationen σ_{samp} mit den Gesamtfluktuationen σ_{tot} der Verteilung der Gesamtenergie (Abb. 6.8 rechts) vergleicht. Unter der Annahme, daß sich Sampling-Fluktuationen und intrinsische Fluktuationen quadratisch addieren, erhält man

$$\sigma_{intr,m} = \sqrt{\sigma_{tot}^2 - \sigma_{samp}^2}. \quad (6.37)$$

Im allgemeinen sind diese gemessenen intrinsischen Fluktuationen jedoch nicht mit den Fluktuationen der deponierten Energie E_{dp} bzw. f_{dp} identisch, die in GFLASH fluktuiert wird. Vielmehr wird die Größe $\sigma_{intr,m}$ wegen

$$\sigma_{intr,m} = \sigma_{E_{vs}} \neq \sigma_{E_{dp}} \quad (6.38)$$

aufgrund des in Kap. 2 diskutierten Wichtungseffektes durch $e/mip < 1$ und der Korrelation zwischen E_{dp} und E_{em} im allgemeinen kleiner sein als $\sigma_{E_{dp}}$. Dieser Effekt entsteht also durch das Zusammenwirken einer inneren Eigenschaft hadronischer Schauer (der Korrelation $\rho_{E_{dp}, E_{\pi_0}}$) und einer Eigenschaft des Kalorimeters ($e/mip < 1$). Da die hier diskutierten Untersuchungen sich ausschließlich auf das Eisenkalorimeter beziehen, in dem $e/mip = 0,87$ relativ groß ist, wurde jedoch versuchsweise

$$\sigma_{intr} = \sigma_{E_{dp}} \approx \sigma_{intr,m} \quad (6.39)$$

angenommen.

Die in Abb. 6.10 dargestellten gemessenen intrinsischen Fluktuationen konnten durch

$$\frac{\sigma_{intr}}{\langle E \rangle} = \frac{a}{\sqrt{E_{inc}}} + b \quad (6.40)$$

mit

$$a = 0,361 \pm 0,052$$

$$b = 0,044 \pm 0,009$$

parametrisiert werden. Der konstante Term ist dabei durch die in [WIG86] durchgeführten Untersuchungen zu den Auswirkungen von $e/h|_{intr}$ motiviert. Es wurde die Annahme gemacht, daß die Effekte von Interkalibrationsfehlern und elektronischem Rauschen gegenüber diesem $e/h|_{intr}$ -Term vernachlässigbar sind. Ebenfalls in Abb. 6.10 dargestellt sind die totalen Energieauflösungen für die experimentellen Daten im Eisenkalorimeter.

Für das Bleikalorimeter lassen sich die Fluktuationen nicht in gleicher Weise bestimmen. Die intrinsischen Fluktuationen können in guter Näherung für das Bleikalorimeter übernommen werden. Der Versuch, die Sampling-Fluktuationen dadurch bestimmen zu wollen, daß man die totale Energieauflösung für Schauer betrachtet, die fast vollständig im EC absorbiert werden, um sie mit den intrinsischen Fluktuation aus Glg. 6.40 zu vergleichen, führt zu einem falschen Ergebnis, da durch die kleinen Werte von $e/mip = 0,72$ die kalorimeterbedingte Verengung der Verteilung nicht mehr vernachlässigbar wäre. Die Parametrisierung der Sampling-Fluktuationen für das Bleikalorimeter wurde daher aus Glg. 2.30 berechnet.

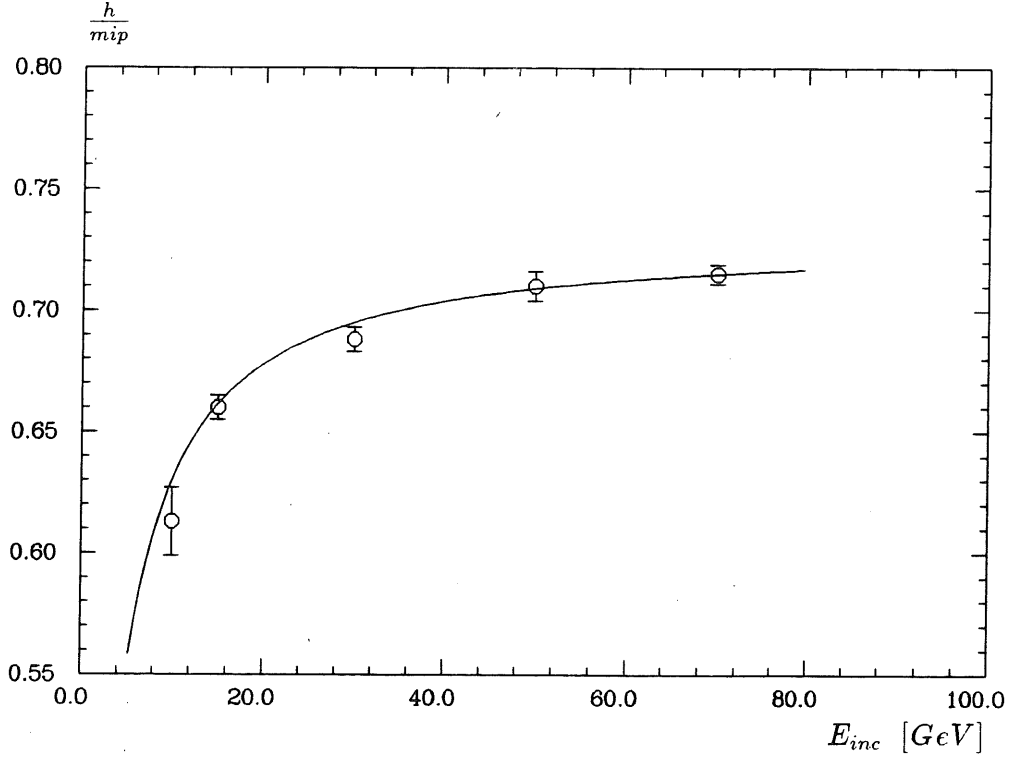
6.4 Parametrisierung der deponierten Energie

Wurden im vorhergehenden Abschnitt die Fluktuationen der Größe f_{dp}

$$\sigma_{f_{dp}} = \frac{\sigma_{E_{dp}}}{E_{inc}} \quad (6.41)$$

besprochen, so soll hier die Parametrisierung des Mittelwertes dieser Größe

$$\langle f_{dp} \rangle = \frac{\langle E_{dp} \rangle}{E_{inc}} \quad (6.42)$$

Abbildung 6.11: h/mip im Eisenkalorimeter.

aus den Daten abgeleitet werden.

Betrachtet man ein Kalorimeter einheitlicher Sampling-Struktur, so ergibt sich für die im sensitiven flüssigen Argon deponierte Energie⁶:

$$\frac{E_{LAR}}{\overline{mip}} = E_{dp} \left((1 - f_{\pi^0}) \frac{had}{mip} + f_{\pi^0} \frac{e}{mip} \right) \quad (6.43)$$

$$= f_{dp} E_{inc} \left((1 - f_{\pi^0}) \frac{had}{mip} + f_{\pi^0} \frac{e}{mip} \right). \quad (6.44)$$

Mit

$$\frac{E_{LAR}}{E_{inc}} \frac{1}{\overline{mip}} := \frac{h}{mip} \quad (6.45)$$

folgt

$$\frac{h}{mip} = f_{dp} \left((1 - f_{\pi^0}) \frac{had}{mip} + f_{\pi^0} \frac{e}{mip} \right) \quad (6.46)$$

$$= f_{dp} \frac{had}{mip} + f_{dp} f_{\pi^0} \left(\frac{e}{mip} - \frac{had}{mip} \right). \quad (6.47)$$

⁶Um Indizes zu sparen, wird die Größe $f_{dp}^{\pi^0} = E_{\pi^0}/E_{dp}$ in diesem Kapitel einfach als f_{π^0} bezeichnet. Man beachte weiterhin, daß sie sich wesentlich von der Größe $f_{em} = E_{\pi^0}/E_{inc}$ unterscheidet.

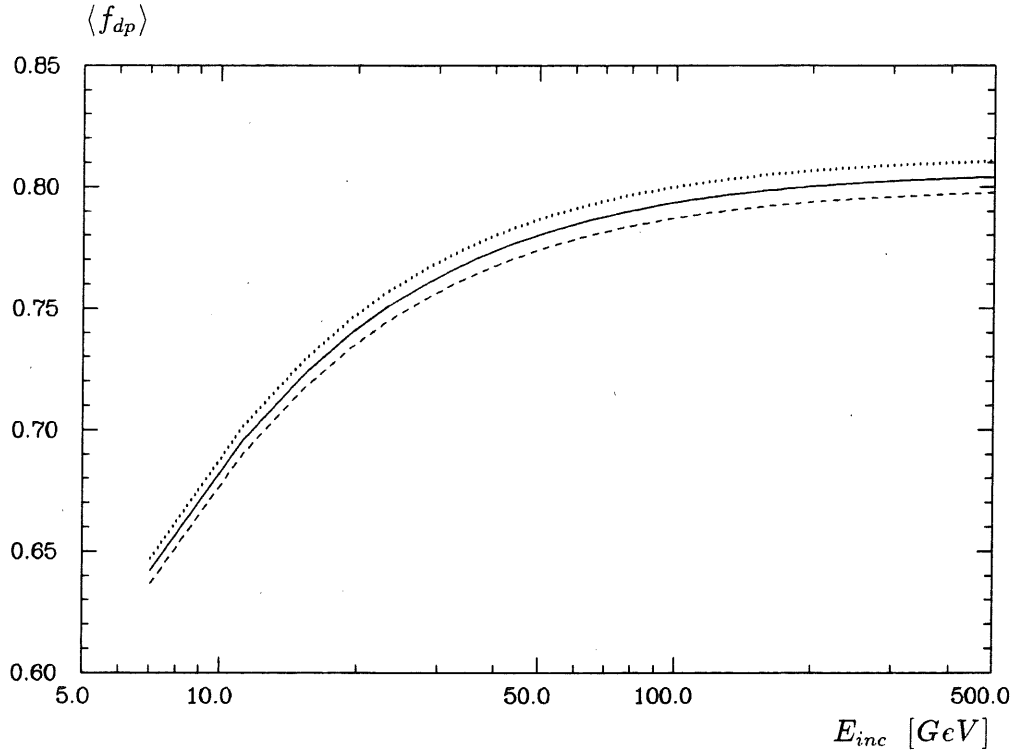


Abbildung 6.12: $\langle f_{dp} \rangle$ aus der Anpassung an die Signalhöhen im Eisenkalorimeter (\cdots), Bleikalorimeter ($---$) sowie die dazwischen vermittelnde Parametrisierung ($-$).

und mit $had/mip \approx 1$

$$\frac{h}{mip} = f_{dp} + f_{dp}f_{\pi^0} \left(\frac{e}{mip} - 1 \right). \quad (6.48)$$

Betrachtet man ausdrücklich die Mittelwerte, so erhält man

$$\frac{\langle h \rangle}{mip} = \langle f_{dp} \rangle + \langle f_{dp}f_{\pi^0} \rangle \left(\frac{e}{mip} - 1 \right). \quad (6.49)$$

und mit

$$\langle f_{dp}f_{\pi^0} \rangle = \langle f_{dp} \rangle \langle f_{\pi^0} \rangle + \sigma_1 \sigma_2 \rho_{12} \quad (6.50)$$

die Gleichung

$$\frac{\langle h \rangle}{mip} = \langle f_{dp} \rangle + \langle f_{dp} \rangle \langle f_{\pi^0} \rangle \left(\frac{e}{mip} - 1 \right) + \sigma_1 \sigma_2 \rho_{12} \left(\frac{e}{mip} - 1 \right). \quad (6.51)$$

Dabei bedeuten

- σ_1 = $\sigma_{f_{dp}}$, die intrinsischen Fluktuationen,
- σ_2 = $\sigma_{f_{\pi^0}}$, die Fluktuationen des π^0 -Anteils und
- ρ_{12} = $\rho_{f_{dp}f_{\pi^0}}$, die Korrelation zwischen f_{dp} und f_{π^0} .

Die Größe $\langle h \rangle / mip$ läßt sich im Experiment messen:

$$\frac{\langle h \rangle}{mip} = \frac{\langle E_{LAR} \rangle}{E_{inc}} \frac{1}{\overline{mip}} = \frac{\langle Q_{LAR} C_Q \rangle}{E_{inc}} \frac{1}{\overline{mip}}, \quad (6.52)$$

so daß man $\langle f_{dp} \rangle$ anpassen kann, wenn die anderen Größen bekannt sind. Setzt man für $\langle f_{\pi^0} \rangle$, e/mip und σ_1 die in dieser Arbeit ermittelten Parametrisierungen ein, und nimmt für σ_2 und ρ_{12} die aus GEANT-Simulationen bestimmten Funktionen

$$\sigma_2 = 0,224 - 0,014 \ln E[\text{GeV}] \quad (6.53)$$

$$\rho_{12} = 0,272 + 0,177 \ln E[\text{GeV}] \quad (6.54)$$

an, so kann man die Beiträge der einzelnen Terme in Glg. 6.51 größenordnungsmäßig abschätzen. Es stellt sich heraus, daß der zweite Term etwa 10%, der dritte nur noch ungefähr 1% zum Ergebnis beiträgt, so daß sich Fehler in den Faktoren dieser Terme bei der Anpassung nur schwach auf die freien Parameter in $\langle f_{dp} \rangle$ auswirken.

Da diese Betrachtungen nur für Kalorimeter mit einheitlicher Sampling-Struktur gelten, wurden die zur Anpassung benutzten Daten wieder wie in Abschnitt 6.3 selektiert⁷. Abb. 6.11 zeigt die Meßwerte für $\langle h \rangle / mip$ für diese Ereignisse sowie die aus der Anpassung für Glg. 6.51 resultierende Funktion. Als Energieabhängigkeit für $\langle f_{dp} \rangle$ wurde

$$\langle f_{dp} \rangle = a + b \tanh(c(\ln E_{inc}[\text{GeV}] + d)) \quad (6.55)$$

angenommen. Die Anpassung ergab mit $e/mip = 0,87$ für die Parameter a bis d die Werte⁸

$$a = 0,435 \pm 0,017$$

$$b = 0,378 \pm 0,010$$

$$c = 0,524 \pm 0,204$$

$$d = -0,744 \pm 0,521$$

Ein vorläufiger Vergleich der mit GFLASH mit dieser Parametrisierung simulierten Signalhöhen im Gesamtaufbau ($EC + HC + TC$) ergab systematisch leicht zu hohe Werte für $\langle h \rangle / mip$. Dies Verhalten wird verständlich, wenn man berücksichtigt, daß das Verhältnis der Anzahlen von Protonen N_p zu Neutronen N_n , die in den hadronischen Wechselwirkungen erzeugt werden, ihrem relativen Anteil an den Nukleonen im Kern entspricht:

$$\frac{N_p}{N_n} = \frac{Z}{A - Z}. \quad (6.56)$$

⁷D.h. es wurden nur Daten im Energiebereich von 10 bis 70 GeV benutzt, die von Schauern stammen, die im Segment HC_1 starten und weniger als 2% der Gesamtenergie im Segment TC_2 deponieren.

⁸Die Fehlerangaben geben die Genauigkeit der Anpassung wieder.

Wegen

$$\frac{N_p}{N_n} \Big|_{Pb} < \frac{N_p}{N_n} \Big|_{Fe} \quad (6.57)$$

sind also kleinere Werte für die deponierte Energie im Bleikalorimeter zu erwarten. Um eine bessere Näherung für $\langle f_{dp} \rangle$ zu erhalten, wurden deshalb noch einmal Schauer selektiert, die in einem der beiden ersten Segmente (EC_1, EC_2) starten und daher den größten Anteil ihrer Energie im Bleikalorimeter deponieren. Die Anpassungsprozedur an $\langle h \rangle / mip$ wurde für diese Ereignisse mit $e/mip = 0,72$ in Glg. 6.51 wiederholt, wobei nur die Parameter a und b , die die Höhe der tanh - Funktion bestimmen, als freie Parameter zugelassen wurden. Abb. 6.12 zeigt die Energieabhängigkeit von $\langle f_{dp} \rangle$ für das Eisen- und Bleikalorimeter. Als endgültige Parametrisierung wurde die Funktion

$$\langle f_{dp} \rangle = 0,432 + 0,375 \tanh(0,524(\ln E_{inc}[GeV] - 0,744)) \quad (6.58)$$

gewählt (ebenfalls in Abb. 6.12 dargestellt), die zwischen den Anpassungen an die beiden „Extremfälle“ auftretender Schauer vermittelt.

Kapitel 7

Vergleich hadronischer Schauer

Im folgenden werden Simulationen des Testkalorimeters, die mit den Parametrisierungen aus Kapitel 6 mit GFLASH durchgeführt wurden, mit den experimentellen Daten verglichen. Dabei werden häufig solche Signalstrukturen von besonderem Interesse sein, die durch die Zusammensetzung des Kalorimeters aus Modulen unterschiedlicher Materialien und Sampling-Strukturen entstehen. Zusätzlich sollen die Vergleiche zeigen, daß die Verwendung experimentell bestimmter Parameter zur Beschreibung mittlerer Eigenschaften eines Schauers, zusammen mit den aus detaillierten Simulationen gewonnenen Kovarianzen, eine gute Reproduktion der experimentellen Daten erlaubt.

7.1 Longitudinale Energiedichteverteilungen

Zunächst sollen die Parametrisierungen der longitudinalen Energiedichteverteilung durch einen Vergleich mit dem Experiment überprüft werden. Eine korrekte Simulation dieser Energiedichteverteilung ist wegen ihres in Kap. 6 besprochenen Effektes auf viele andere Signalstrukturen im betrachteten Kalorimeter eine unbedingte Voraussetzung für die Aussagefähigkeit anderer Vergleiche.

In Abb. 7.1 wird die longitudinale Energiedichteverteilung $1/E dE/dz$ des Experiments mit denen aus GFLASH-, GEANT311- und GHEISHA8¹ Simulationen bei einer Strahlenergie von 30 GeV verglichen. Die horizontalen Balken deuten wieder die Länge des Segmentes an, wobei für die Kalorimetertiefe des Meßpunktes die Mitte des jeweiligen Segmentes genommen wurde. Da bei den dargestellten Profilen der Schauerstartpunkt nicht berücksichtigt wurde, sind keine vertikalen Fehlerbalken eingetragen. Um die Darstellungen übersichtlicher zu gestalten, wurden die Meßpunkte der Simulationen einfach durch Linien verbunden. Die Profile sind linear und logarithmisch dargestellt, um sowohl die Maxima als auch die Schwänze der Verteilungsdichten vergleichen zu können.

¹Die GHEISHA8-Simulationen wurden aus [CG89] übernommen und auf die hier gewählte Darstellung umgerechnet. In den GHEISHA8-Simulationen wurden Sättigungseffekte entsprechend Birks Gesetz mit einem k_B -Wert von 4,5 [$g/cm^2 GeV$] berücksichtigt [CG89].

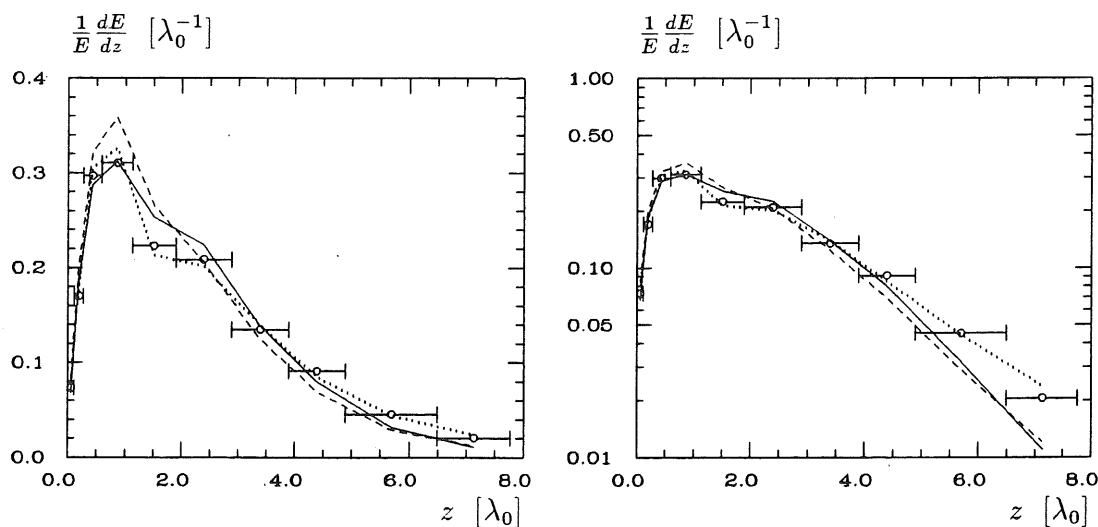


Abbildung 7.1: Longitudinale Profile für 30 GeV Pionen ohne Korrektur des Schauerstartpunktes für das Experiment (\circ), GFLASH (\cdots), GEANT311 ($---$) und GHEISHA8 ($-$).

Die mit GFLASH erzeugten Profile zeigen sowohl im Maximum als auch in den Schwänzen eine gute Übereinstimmung mit dem Experiment. Die Abb. 7.3 und 7.4 zeigen die entsprechenden Energiedichteverteilungen für 10, 15, 50, 70, 120 und 170 GeV Strahlenergie in linearer und logarithmischer Darstellung. Bemerkenswert ist die sich ändernde Skalierung (das Profil wird „länger“) und die Ausbildung eines zweiten lokalen Maximums hinter dem Übergang vom elektromagnetischen zum hadronischen Kalorimeter. Erklärt werden diese Effekte durch das Zusammenwirken der folgender Einflüsse:

- das unterschiedliche Verhältnis von Strahlungs- und Absorptionslängen im Blei- und Eisenkalorimeter,
- die Verteilung des Schauerstartpunktes,
- die geometrischen Längen der Segmente EC_4 , HC_1 und HC_2 und
- die wachsende Energie der π^0 's aus der ersten Wechselwirkung.

Zunächst soll die sich veränderte Skalierung im HC diskutiert werden. Das Verhältnis von Strahlungs- und Absorptionslängen im Blei- zu denen im Eisenkalorimeter beträgt

$$\frac{X_0/\lambda_0|_{HC}}{X_0/\lambda_0|_{EC}} = 2,25. \quad (7.1)$$

Im Eisenkalorimeter haben daher elektromagnetische Subschauber, vor allem diejenigen aus der ersten Wechselwirkung, eine wesentlich größere longitudinale Ausdehnung, wenn sie in Einheiten von λ_0 skaliert werden, als im Bleikalorimeter

(sie sind 2,25 mal länger). Da bei den Ereignissen in den betrachteten Abbildungen keine Korrektur des Schauerstartpunktes vorgenommen wurde, wurden relativ häufig frühe π^0 -Anteile im Eisenkalorimeter deponiert, so daß die Verschiebung des gesamten Profils zu größeren Kalorimetertiefen in Einheiten von λ_0 verständlich wird. In Abb. 7.5 sind Profile von Schauern abgebildet, die durch die Bedingung selektiert wurden, daß sie im Segment EC_2 starten. Hier verschwindet der „Skalierungseffekt“ fast vollständig. Nur bei den höchsten Energien (70 und 120 GeV), also bei den Ereignissen mit hohem π^0 -Anteil, ist der Effekt noch zu erkennen.

Tabelle 7.1: Länge der Segmente EC_4, HC_1 und HC_2 .

	EC_4	HC_1	HC_2
λ_0	0,55	0,76	1,0
X_0	12,6	7,8	10,3

Um die Ausbildung des zweiten Maximums und dessen Verlauf mit zunehmender Strahlenergie in Abb. 7.3 zu verstehen, muß man die in Tab. 7.1 zusammengefaßten Längen der Segmente in unterschiedlichen Einheiten betrachten. In Einheiten von λ_0 nimmt die Segmentlänge von EC_4 bis HC_2 zu. Zusammen mit der exponentiellen Verteilung des Schauerstartpunktes (Abb. 6.4) kann man daraus berechnen, daß in den drei Segmenten EC_4 bis HC_1 jeweils etwa die gleiche Anzahl von Teilchen zu Schauern beginnt. Aus Glg. 6.15 erhält man für die drei Segmente

$$\frac{\Delta N}{N} \approx 20\%. \quad (7.2)$$

In Einheiten von X_0 ist das Segment HC_1 mit $7,8 X_0$ kleiner als die benachbarten Segmente EC_4 und HC_2 . Nimmt man als Beispiel einen elektromagnetischen Subschauer an, der durch ein π^0 einer Energie von einigen GeV initiiert wurde, so wird deutlich, daß im Segment EC_4 noch relativ viele solcher Schauer, nämlich diejenigen, die weit vorne im Segment starten, nahezu vollständig im EC_4 absorbiert werden. Im Segment HC_1 startende Subschauer werden dagegen praktisch immer einen Großteil ihrer Energie erst im Segment HC_2 deponieren. Im größeren Segment HC_2 wird dagegen wieder ein wesentlicher Teil der Energie solcher Subschauer im Segment selbst deponiert, was zusammen mit der Energie der im HC_1 gestarteten Schauer zur Ausbildung des Maximums führt. Wesentlich verstärkt wird der Effekt dadurch, daß die Schauerstartpunkte sich auch in jedem Segment entsprechend der Exponentialfunktion 6.15 verteilen, so daß im EC_4 der größte Teil der dort startenden Schauer ihre Wechselwirkung im vorderen Bereich des Segmentes hatten, während sich die Startpunkte im HC_2 bereits eher einer Gleichverteilung nähern. Da mit wachsender Strahlenergie sowohl der π^0 -Anteil als auch die Energie einzelner neutraler Pionen ansteigt, so daß die Länge der elektromagnetischen Subschauer zunimmt, ist damit auch die Energieabhängigkeit des zweiten Maximums erklärt. Das Verschwinden des Maximums in Abb. 7.5 bestätigt, daß

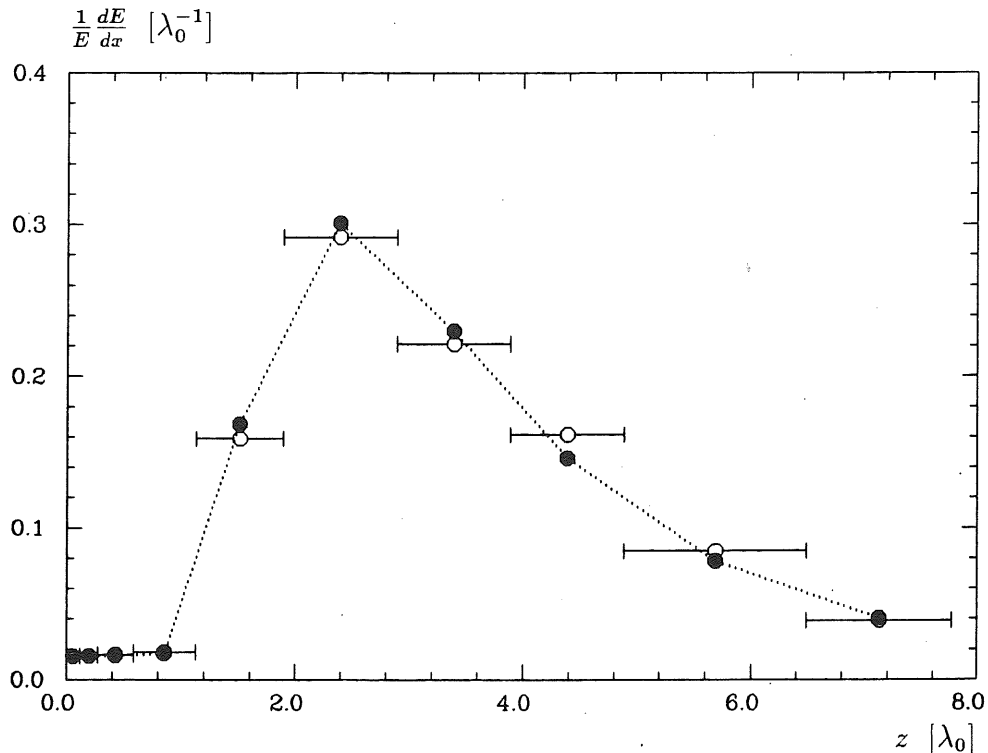


Abbildung 7.2: Longitudinale Profile für Daten (o) und GFLASH (•, ...) für Schauer, die im HC starten.

der beschriebene Effekt wesentlich durch hochenergetische neutrale Pionen aus der ersten Wechselwirkung hervorgerufen wird.

Zusammenfassend läßt sich feststellen, daß es mit den angepaßten Parametrisierungen möglich ist, die longitudinale Energiedichteverteilung der Daten mit hoher Genauigkeit zu simulieren. Die Reproduktion des zweiten Maximums und dessen absolute Höhe in den Abb. 7.1 und 7.3 bestätigt, daß die aus der Anpassung gewonnenen Parameter für die Höhe und die Energieabhängigkeit des π^0 -Anteils sowie die Gestalts- und Skalenparameter der Gammaverteilung dieses Anteils die physikalischen Realitäten gut parametrisieren. Als weiterer Vergleich sind in Abb. 7.2 Profile von Schauern dargestellt, die durch die Bedingung selektiert wurden, daß ihr Startpunkt nicht im *EC* liegt. Die gute Übereinstimmung zwischen Experiment und Simulation in dieser Darstellung stellt zusammen mit den Abb. 7.1, 7.3 und 7.4 und den oben diskutierten Zusammenhängen ein wichtiges Indiz dafür dar, daß die angepaßten Parameter eine physikalische Bedeutung im Sinne des Ansatzes besitzen und damit der Algorithmus auf andere Kalorimeterstrukturen übertragbar ist. Das heißt, daß z.B. die lokalen Maxima nicht etwa dadurch produziert werden, daß die beteiligten Gammaverteilungen gegeneinander verschoben werden, sondern daß Skalierung, Höhe und Signalverhalten (e/mip) der Schauerkomponenten sowie Einflüsse der Kalorimetergeometrie richtig beschrieben werden.

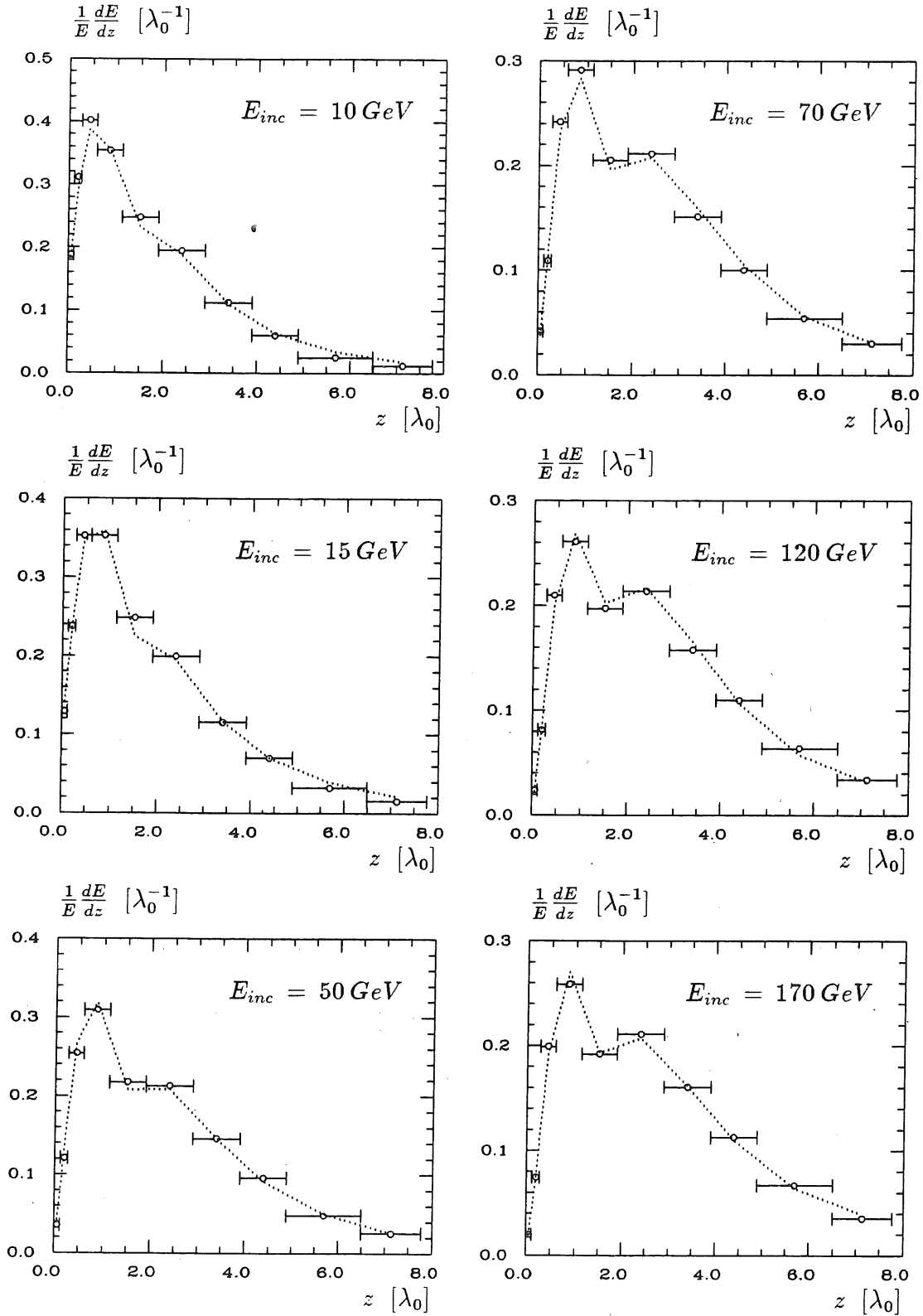


Abbildung 7.3: Longitudinale Energiedichteverteilungen bei verschiedenen Energien ohne Korrektur des Schauerstartpunktes für die Testdaten (\circ) und GFLASH (\dots).

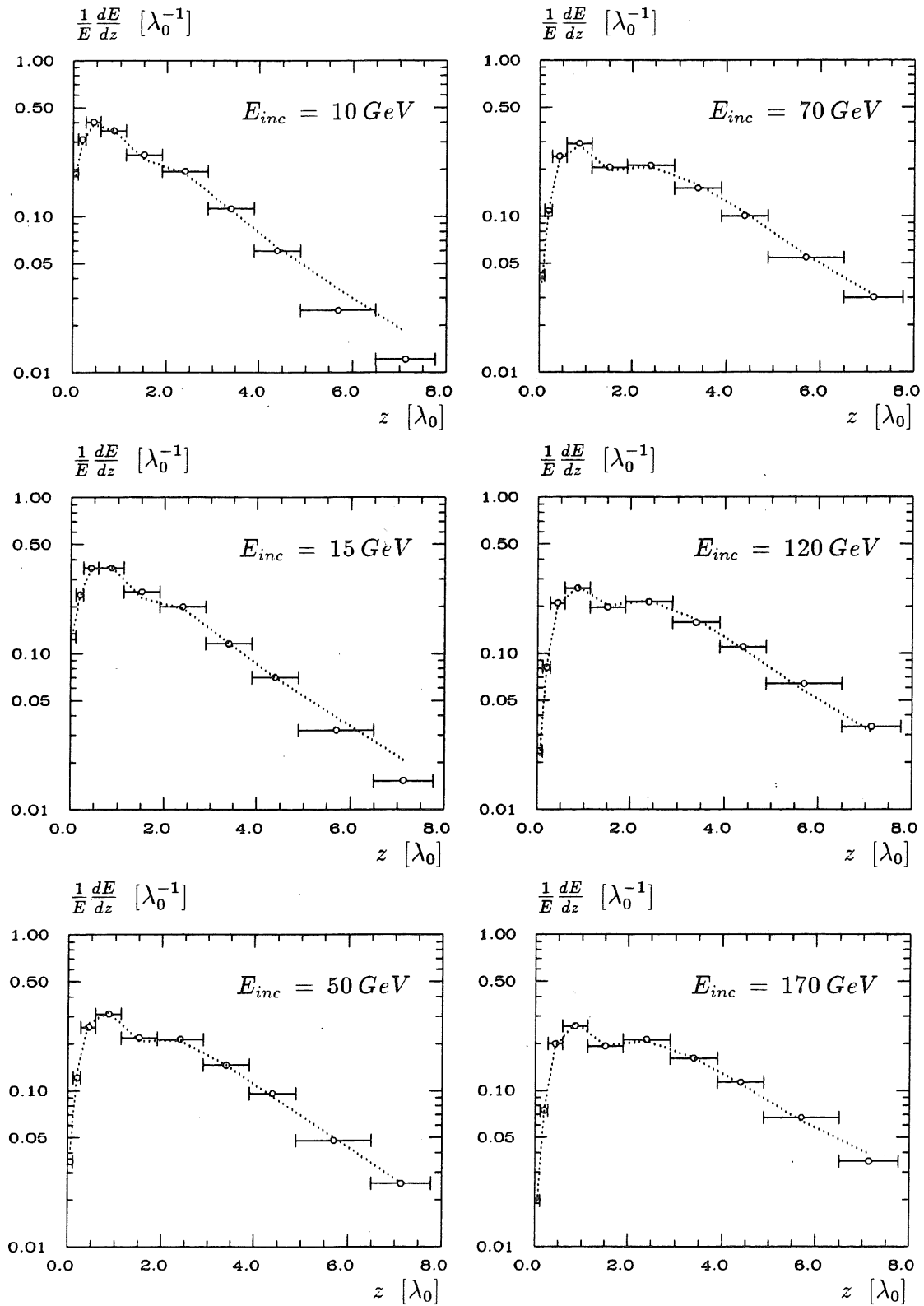


Abbildung 7.4: Longitudinale Energiedichteverteilungen bei verschiedenen Energien ohne Korrektur des Schauerstartpunktes für die Testdaten (\circ) und GFLASH (\cdots).

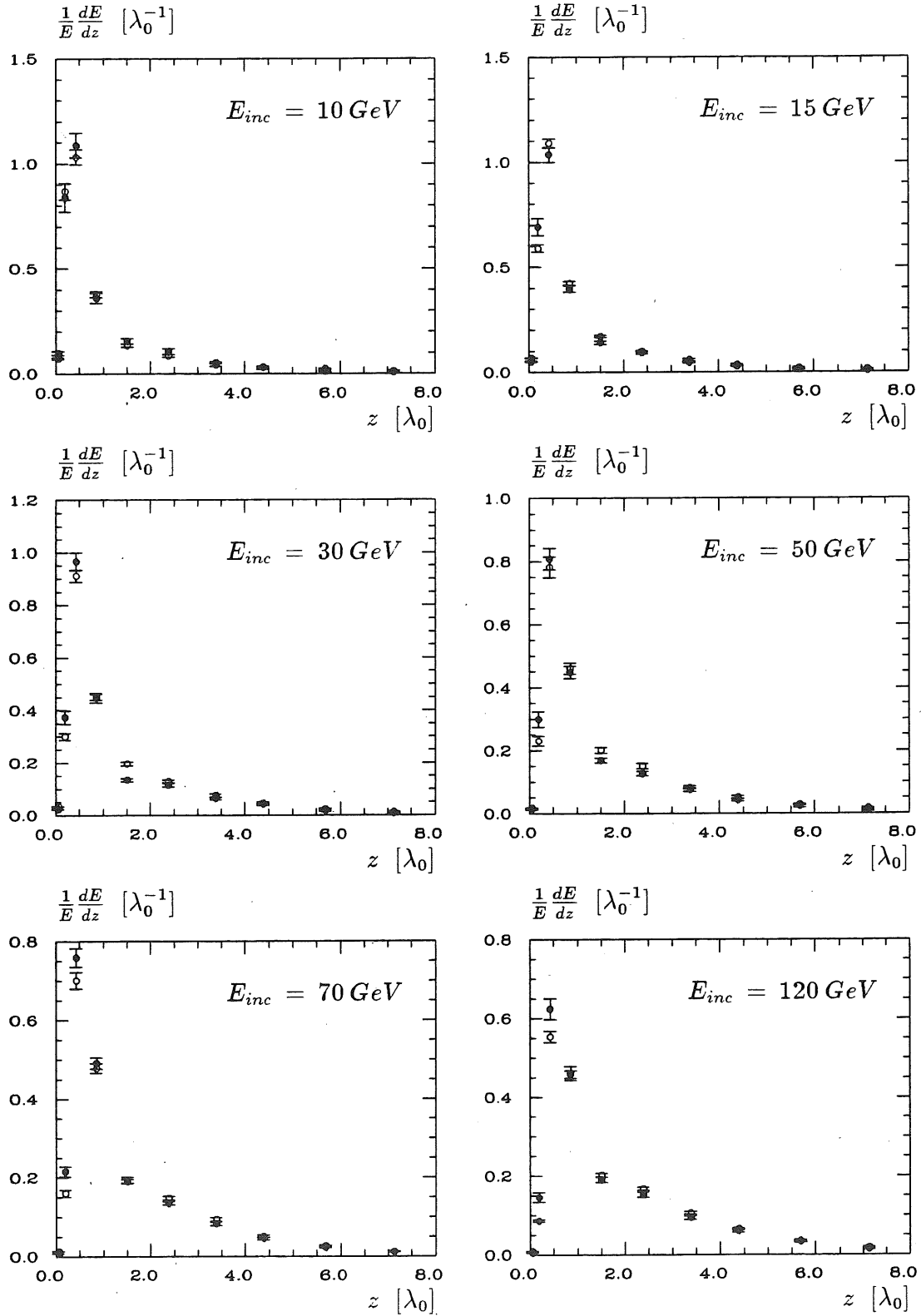


Abbildung 7.5: Longitudinale Energiedichteverteilungen bei verschiedenen Energien von Schauern, die im EC_2 starten, für die Testdaten (\circ) und GFLASH (\bullet).

7.2 Laterale Energieverteilungen

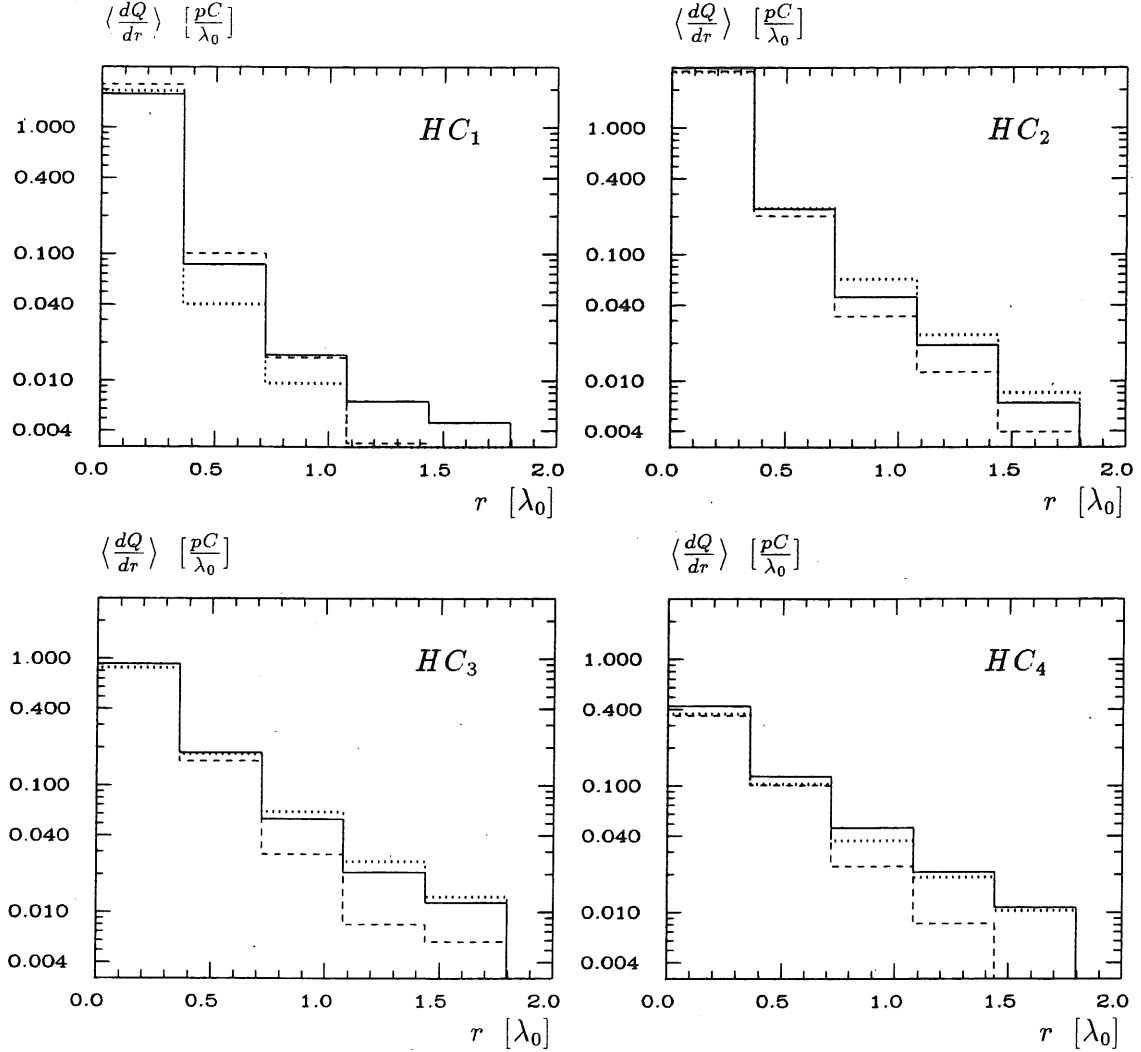


Abbildung 7.6: Laterale Ladungsverteilungen von 30 GeV-Schauern, die im HC_1 starten für das Experiment (—), GFLASH (···) und GEANT311 (---).

Zum Vergleich lateraler Energieverteilungen ist es notwendig, die Einschußkoordinaten (X_E, Y_E) im Experiment mit hoher Genauigkeit zu kennen, wenn die Ausdehnung der Pads klein ist. Durch den exponentiellen Abfall der radialen Energiedichte in der Nähe der „Schauerspür“ des einfallenden Teilchens kommt es durch geringfügige Änderungen des Einschußortes zu drastischen Änderungen in den gemessenen Signalen der inneren Auslesefelder. Es wurde bereits früher gezeigt ([ZEI88]), daß die Ermittlung der Einschußkoordinaten durch Berechnung des Schwerpunktes

$$X_E = \left\langle \frac{\sum_{i=1}^n x_i E_i}{\sum_{i=1}^n E_i} \right\rangle \quad (7.3)$$

mit

- n : Anzahl der Pads
- E_i : Energie im Pad i
- x_i : Koordinate des Pads i

sehr unzuverlässig ist, da, ebenfalls aufgrund des exponentiellen Abfalls der radialen Energiedichte, der Wert für X_E mit einem systematischen Fehler behaftet ist, der in der Größenordnung des Wertes selbst liegen kann und der von der wahren Einschußkoordinate abhängt. Die Berechnung der Einschußkoordinaten für das vorliegende Experiment ergab zusätzlich einen (davon nicht unabhängigen) statistischen Fehler, der in der Größenordnung der Padgröße lag. Aufgrund der Größe des statistischen Fehlers und der Tatsache, daß die nach Glg. 7.3 berechneten Koordinaten das zu vergleichende laterale Profil selbst repräsentieren, schien es nicht sinnvoll, den Einschußort durch iterierende Simulation mit variierenden X_E, Y_E für das Simulationsprogramm zu bestimmen. Vielmehr wurden die lateralen Energieverteilungen ausschließlich für das Eisenkalorimeter HC verglichen, in dem die Pads so groß sind ($8 \times 20 \text{ cm}$), daß der oben beschriebene Effekt nur einen geringen Einfluß hat.

Abb. 7.6 zeigt laterale Energieverteilungen von 30 GeV Schauern, die im Segment HC_1 starten, in unterschiedlichen Kalorimetertiefen für das Experiment, GFLASH und GEANT311. Die Übereinstimmungen sind unter Berücksichtigung der logarithmischen Skalierung der vertikalen Achse recht gut. Um einen Eindruck von der Energieabhängigkeit der lateralen Parametrisierung zu erhalten, werden in Abb. 7.7 laterale Energieverteilungen bei verschiedenen Strahlenergien im HC_2 verglichen. Die Ereignisse wurden dabei wieder durch die Bedingung selektiert, daß die erste unelastische Wechselwirkung im HC_1 stattgefunden hat.

Aufgrund der oben diskutierten Abhängigkeit der gemessenen lateralen Profile von den Einschußkoordinaten einerseits und der guten Übereinstimmung der Profile mit den Testdaten andererseits wurde auf eine neuerliche Anpassung der Parameter der radialen Energiedichteverteilung verzichtet.

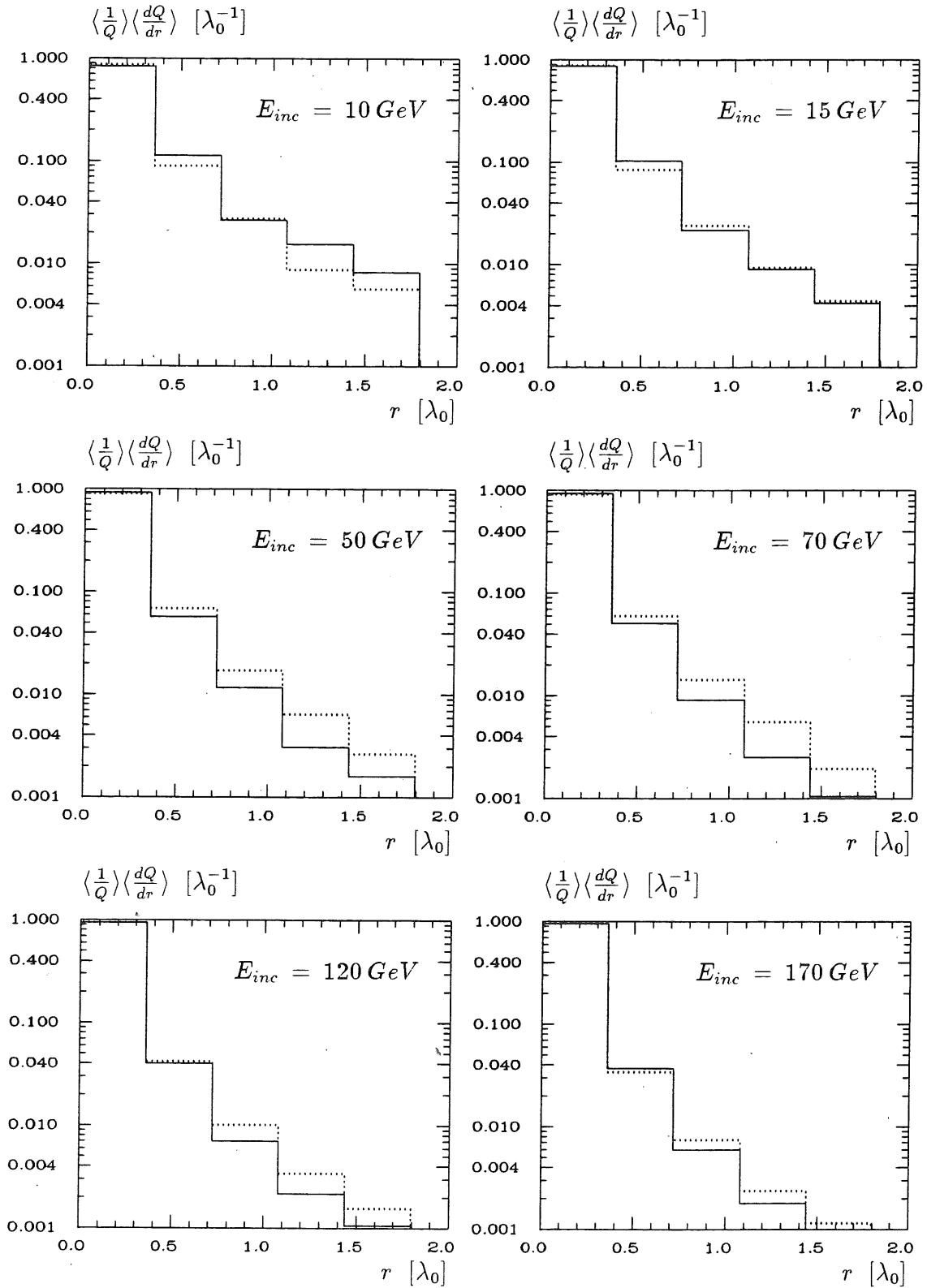


Abbildung 7.7: Laterale Ladungsverteilungen im HC_2 von Schauern verschiedener Energien mit Startpunkt im HC_1 für das Experiment (—) und GFLASH (···).

7.3 Die Verteilungen der Gesamtenergie

In diesem und den folgenden Abschnitten sollen Vergleiche vorgestellt werden, die es erlauben, die Parametrisierungen der deponierten Energie (f_{dp}), der π^0 -Anteile ($f_{dp}^{\pi^0}, f_{\pi^0}^s$), der Fluktuationen ($\sigma_{samp}, \sigma_{intr}$) und der meßbaren Anteile (e/mip) zu beurteilen.

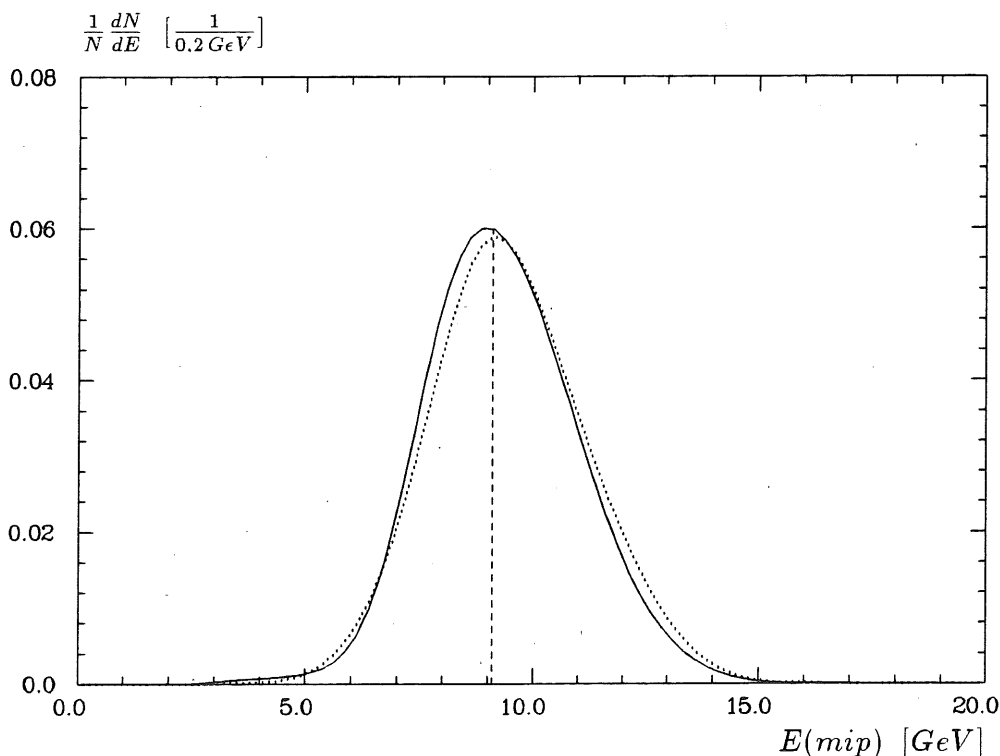


Abbildung 7.8: *Energieverteilungen simulierter (···) und experimenteller (—) 15 GeV Pionenschauer.*

Ein Vergleich der Energieverteilungen der simulierten und der experimentellen Daten im Gesamtaufbau zeigt eine gute Übereinstimmung über den betrachteten Energiebereich (Abb. 7.9 und 7.10). Vor allem kann die nichtgaussische Form der Verteilungen, die im Gesamtaufbau durch das Zusammenwirken der Korrelation $\rho_{E_{dp}-E_{em}}$, die verschiedenen Werten von e/mip im Blei- und Eisenkalorimeter und unvollständiger Ladungssammlung (Leakage) zustande kommt, richtig wiedergegeben werden. Zur Verdeutlichung dieses Sachverhaltes sind in Abb. 7.8 „geglättete“ Histogramme der Energieverteilungen bei einer Strahlenergie von 15 GeV dargestellt. Die zusätzlich eingetragene Gerade verdeutlicht, daß die Verteilungen nicht spiegelsymmetrisch bezüglich der Lage der Maxima sind. Bereits in [RUD89] wurde gezeigt, daß bei Vernachlässigung der Korrelationen die Asymmetrie in den mit GFLASH erzeugten Energieverteilungen verschwindet. In diesem Sinne stellt Abb. 7.8 eine Bestätigung des Konzeptes der Parametrisierung unter Berücksichtigung wesentlicher physikalischer Korrelationen dar.

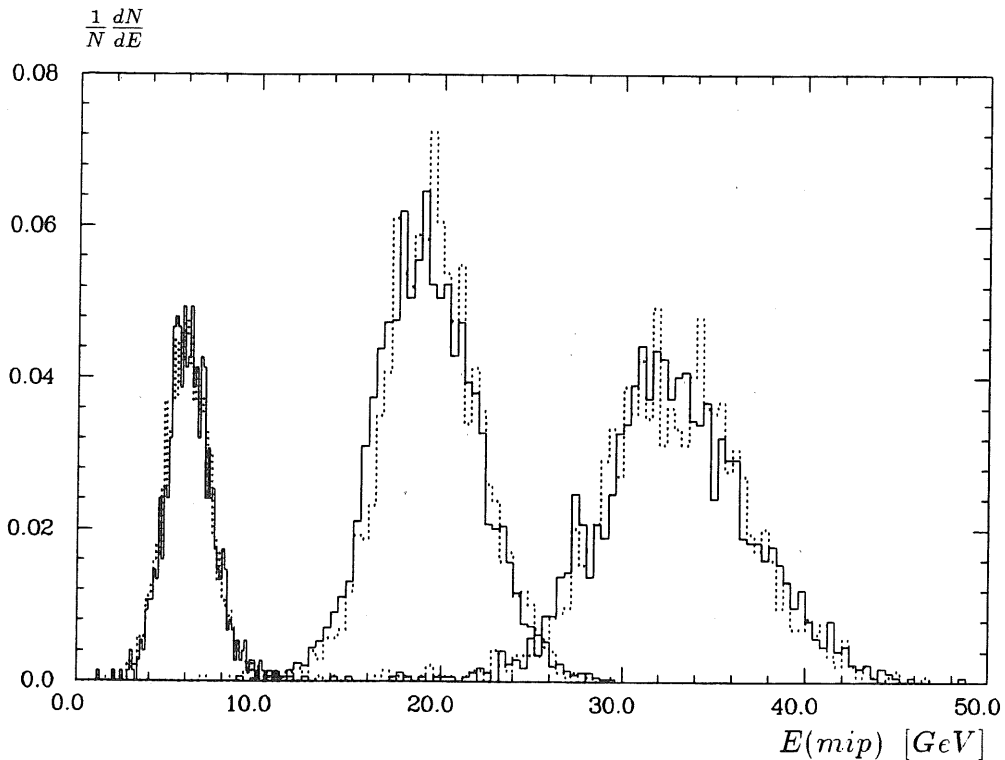


Abbildung 7.9: Energieverteilungen simulierter (\cdots) und experimenteller ($—$) Pionschauer bei Strahlenergien von 10, 30 und 50 GeV.

Man beachte in den Abb. 7.9 und 7.10 weiterhin, daß zwischen Experiment und Simulation nur die kalorimeterunabhängige Konstante C_Q vermittelt, und nicht ein Satz von Kalibrationskonstanten, die bereits unter der Forderung der Gleichheit von Mittelwert und Varianz abgeleitet wurden (s.a. Kap. 5). GFLASH erzeugt daher Energieverteilungen, die voll kompatibel zu denen eines Spurverfolgungsprogrammes sind, wobei die Abweichung der simulierten von den experimentellen Mittelwerten immer kleiner als 2% ist. Die Fähigkeit, die sichtbare Ladungsdeposition im Kalorimeter direkt simulieren zu können, ist für einige Anwendungen, wie z.B. der Simulation des Kalorimetertriggers, wichtig.

7.4 Die Energieauflösung

Zur Überprüfung der Parametrisierungen der intrinsischen Fluktuationen und der Sampling-Fluktuationen in Kap. 6 ist in Abb. 7.11 die Energieauflösung σ/E für das Experiment und für GFLASH-Simulationen gegen die Strahlenergie aufgetragen. Dargestellt ist die Energieauflösung für Pionen im Gesamtaufbau ($EC + HC + TC$), die sich in der Simulation aus dem Zusammenwirken der intrinsischen und Sampling-Fluktuationen für das Blei- und Eisenkalorimeter ergeben. Eine

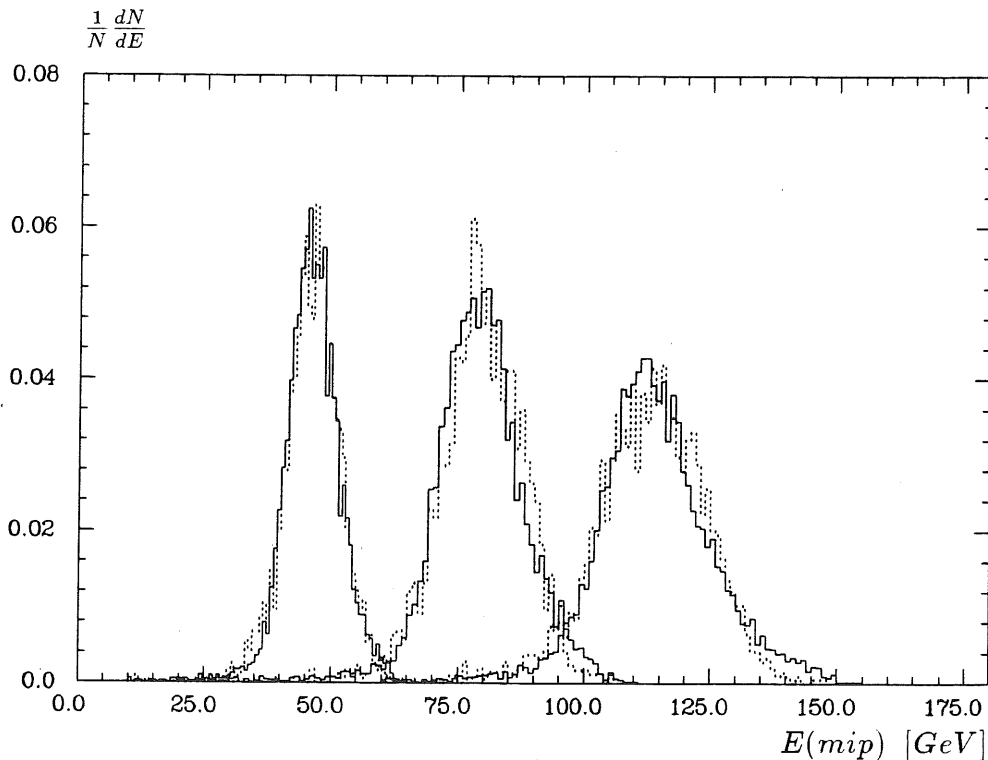


Abbildung 7.10: Energieverteilungen simulierter (···) und experimenteller (—) Pionenschauer bei Strahlenergien von 70, 120 und 170 GeV.

Anpassung der Funktion²

$$\frac{\sigma}{\langle E \rangle} = \frac{a}{\sqrt{E_{inc}}} + b \quad (7.4)$$

an die Meßpunkte ergab im Energiebereich von 10 – 70 GeV (durchgezogene Linie in Abb. 7.11) für das Experiment und die Simulation die gleichen Werte für die freien Parameter:

$$\begin{aligned} a &= 0,48 \pm 0,02 \\ b &= 0,049 \pm 0,003 . \end{aligned}$$

Bezieht man die Meßpunkte bei 120 und 170 GeV in die Anpassung mit ein, so erhält man für das Experiment

$$\begin{aligned} a &= 0,45 \pm 0,01 \\ b &= 0,056 \pm 0,002 , \end{aligned}$$

und für die Simulation

$$\begin{aligned} a &= 0,46 \pm 0,01 \\ b &= 0,054 \pm 0,002 . \end{aligned}$$

²Wie in Kap. 6 liegt die Annahme zugrunde, daß der „ $e/h|_{intr}$ -Term“ b Effekte der Interkalibration und des elektronischen Rauschens dominiert

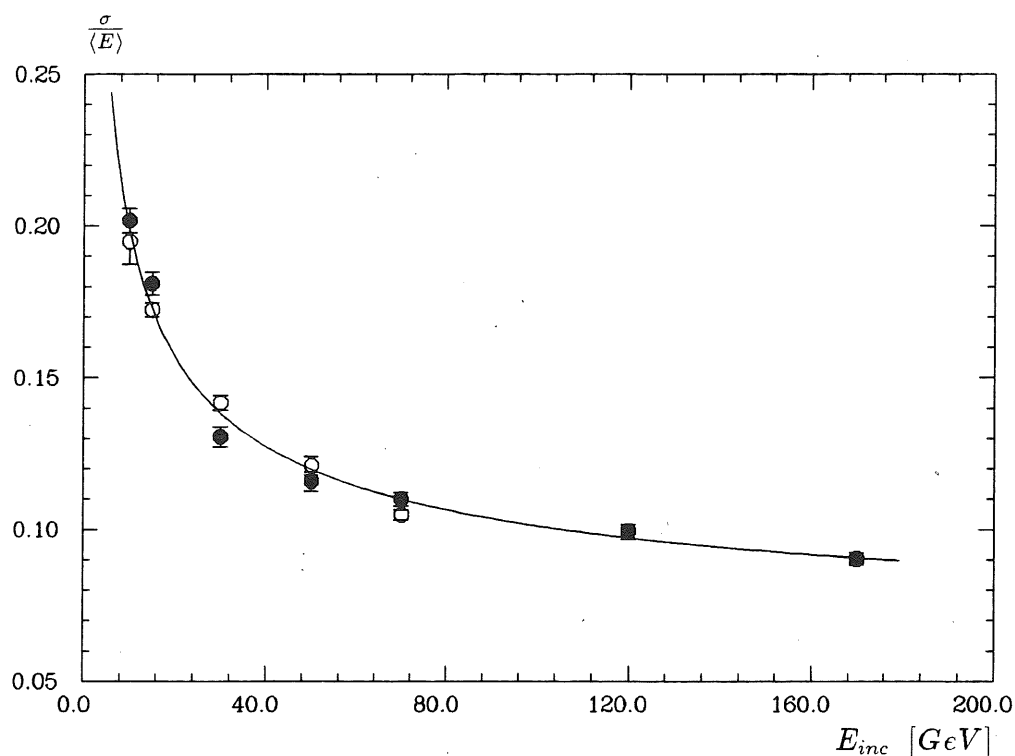


Abbildung 7.11: Totale Energieauflösung im Gesamtaufbau für Pionen für Daten (o) und Simulation (•).

Der relativ große konstante Term, der die Energieauflösung bei hohen Energien dominiert, ist dabei durchaus mit Messungen anderer Experimente zur nichtkompensierenden Kalorimetrie konsistent. So wurde für das Eisen-Szintillator-Kalorimeter der CDHS-Kollaboration gefunden, daß die Energieauflösung wesentlich schwächer als mit $1/\sqrt{E}$ abnahm. Für Strahlenergien größer als 100 GeV wurde überhaupt keine Verbesserung mehr gefunden [ABR81]³.

7.5 Die Alinearität der Hadronensignale

Zur Überprüfung der Parametrisierung der deponierten Energie (f_{dp}) sind in Abb. 7.12 die Mittelwerte der Verteilungen der Abb. 7.8 bis 7.10 gegen die Strahlenergie für das Experiment und GFLASH-Simulationen aufgetragen. Die Abweichungen der simulierten von den gemessenen Signalhöhen sind immer kleiner als 2%, wobei zum Vergleich auch die Ereignisse die zu Strahlenergien von 120 und 170 GeV gehören, die in der Anpassung unberücksichtigt blieben, einbezogen wurden.

Der Vergleich zeigt, daß trotz guter mittlerer Übereinstimmung im unteren Energiebereich (< 50 GeV) in der Simulation zuviel Energie deponiert wird. Im Bereich hoher Energien (≥ 50 GeV) wird dagegen etwas zuwenig Energie depo-

³zitiert nach [WIG86]

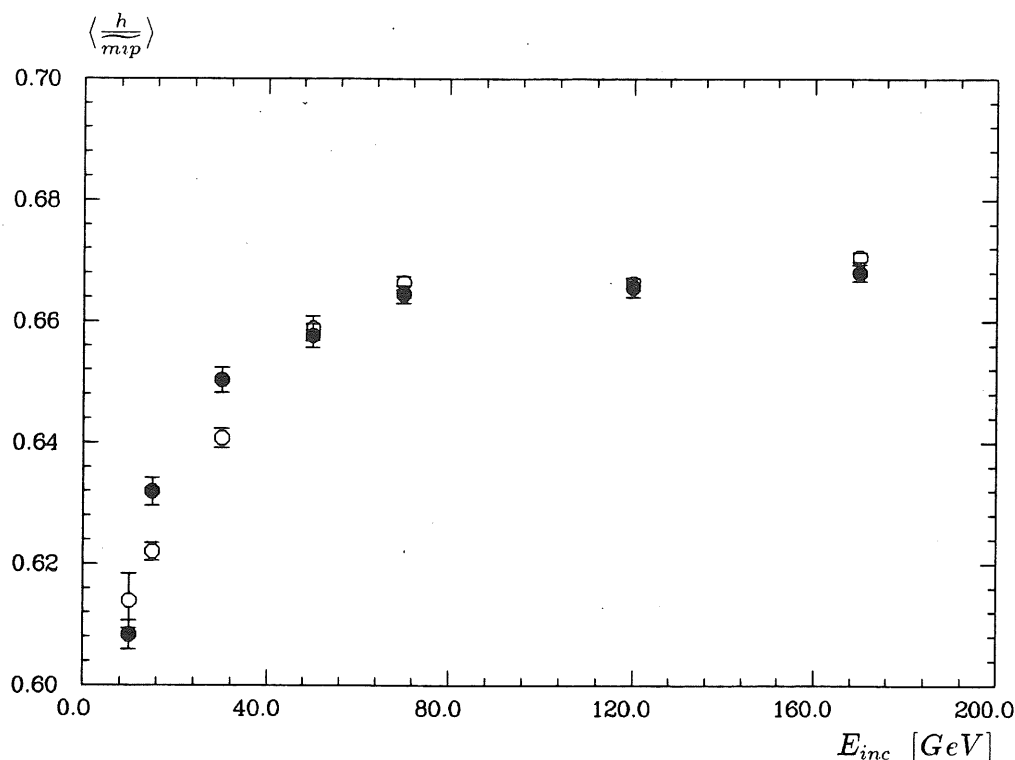


Abbildung 7.12: Vergleich der Signalhöhen $\langle h/\overline{mip} \rangle$ vom Experiment (\circ) und von der Simulation (\bullet) im Gesamtaufbau.

niert. Die Fehlerbalken in Abb. 7.12 geben die Standardabweichungen der Mittelwerte an, so daß der Unterschied zwischen Experiment und Simulation im unteren Energiebereich, obwohl immer kleiner als 2%, signifikant ist.

Der Grund für die Energieabhängigkeit der Abweichungen liegt in der zwischen Blei- und Eisenkalorimeter vermittelnden Parametrisierung von f_{dp} . Zwar ist die Verteilung des Schauerstartpunktes von der Strahlenergie näherungsweise unabhängig, doch die mittlere longitudinale Ausdehnung eines Schauers wächst mit dem Logarithmus der Energie, so daß sich bei kleinen Strahlenergien ein großer Teil der Schauerentwicklung im Bleikalorimeter abspielt (vergl. Abb. 7.3 und 7.4). Die vermittelnde Parametrisierung von f_{dp} ist daher für niedrige Energien im Mittel zu hoch. Für hohe Energien, bei denen sich ein Großteil der Schauerentwicklung im Eisenkalorimeter abspielt, ist die Parametrisierung im Mittel etwas zu niedrig. Genaueren Aufschluß über diesen Effekt erhält man, wenn man die e/h -Verhältnisse der beiden Kalorimetermodule, die im folgenden Abschnitt behandelt werden, getrennt betrachtet.

7.6 Das e/h - Verhältnis

Das e/h -Verhältnis, das in GFLASH durch die Parametrisierungen von f_{dp} , f_{π^0} und e/\overline{mip} implizit berücksichtigt wird, soll hier noch einmal für die beiden Kalo-

rimetermodule EC und HC (+ TC) verglichen werden.

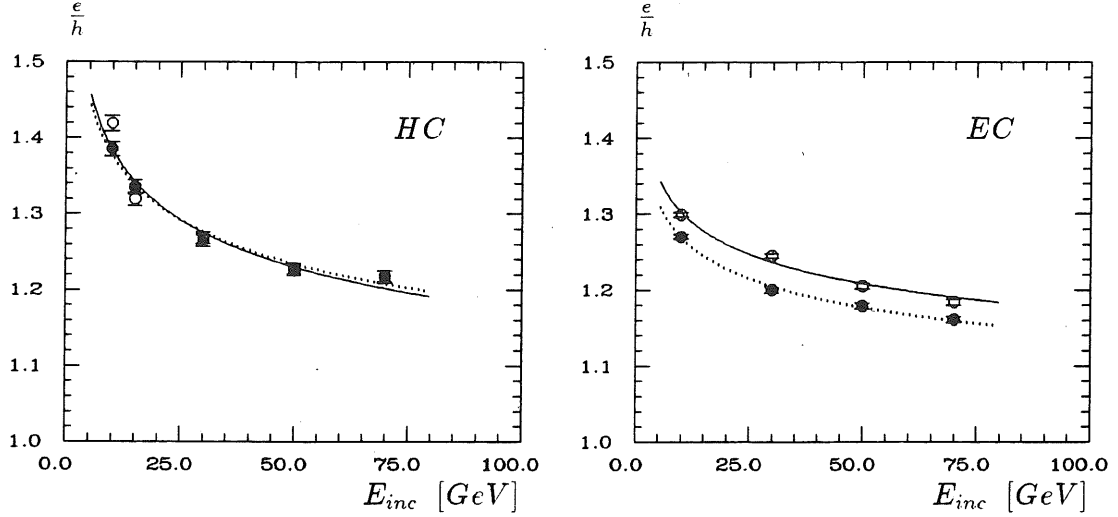


Abbildung 7.13: Gemessene e/h -Verhältnisse im HC (links) und EC (rechts) für das Experiment (\circ) und $GFLASH$ (\bullet).

Für das Eisenkalorimeter lassen sich die Werte für e/h bei festen Strahlenergien direkt aus den gemessenen Signalhöhen der Pionen und der Linearität der Elektronensignale entsprechen Glg. 6.5 berechnen:

$$\left. \frac{e}{h} \right|_{HC} = \frac{\langle Q_e \rangle}{\langle Q_\pi \rangle} \Big|_{HC} \quad (7.5)$$

Um den systematischen Fehler der in Abb. 7.13 (links) dargestellten Werte für e/h , der durch einen Schnitt auf das Segment TC_2 entsteht, vernachlässigbar zu machen, wurden wieder Pionenschauer selektiert, die im HC_1 initiiert werden. An die Datenpunkte wurde Glg. 2.25 aus Kap. 2

$$\left. \frac{e}{h} \right|_m(E) = \frac{\left. \frac{e}{h} \right|_{intr}}{1 - \langle f_{em}(E) \rangle (1 - \left. \frac{e}{h} \right|_{intr})} \quad (7.6)$$

angepaßt, wobei für den elektromagnetischen Anteil an der Strahlenergie f_{em} der im betrachteten Energiebereich näherungsweise gültige Ansatz

$$\langle f_{em} \rangle = \frac{\langle E_{em} \rangle}{E_{inc}} \approx \kappa \ln(E_{inc} [GeV]) \quad (7.7)$$

entsprechend Glg. 2.23 angenommen wurde. Die Anpassung ergab für das Experiment

$$\begin{aligned} \kappa &= 0,138 \pm 0,004 [\sqrt{GeV}] \\ \left. \frac{e}{h} \right|_{intr} &= 1,688 \pm 0,032 \end{aligned}$$

und für die Simulation

$$\begin{aligned}\kappa &= 0,133 \pm 0,004[\sqrt{GeV}] \\ e/h|_{intr} &= 1,650 \pm 0,028.\end{aligned}$$

Für die Simulation sind also sowohl die Werte für κ als auch für $e/h|_{intr}$ geringfügig kleiner als die experimentellen Werte. Die Abweichungen sind jedoch im Rahmen der Fehler, die hier wieder die durch das Anpassungsprogramm ermittelte Genauigkeit angeben, nicht signifikant.

Für das Bleikalorimeter läßt sich e/h aufgrund der geringen Länge von $\approx 1\lambda_0$ nicht direkt aus den gemessenen Signalen berechnen. Als Näherung wird hier häufig das Verhältnis der Kalibrationskonstanten benutzt, die man aus der Eichung auf die Strahlenergie entsprechend Kap. 5 und der Linearität der Elektrosignale entsprechend Kap. 6 erhält. Damit läßt sich die im EC deponierte Energie für Elektronen E_e und Pionen E_π durch

$$\begin{aligned}E_e &= C_{e,EC} Q_e \\ E_\pi &= C_{\pi,EC} Q_\pi\end{aligned}\quad (7.8)$$

berechnen. Dabei ist $C_{e,EC}$ durch

$$C_{e,EC} = \frac{C_Q}{\bar{\epsilon}_{EC}}\quad (7.9)$$

gegeben, und $C_{\pi,EC}$ kann durch Matrixinversion aus Glg. 5.2 berechnet werden. Unter der Annahme, daß in einem größeren Kalorimeter gleicher Struktur wie das EC , in dem die Pionen vollständig absorbiert werden, die gleiche Kalibrationskonstante $C_{\pi,EC}$ ermittelt werden würde, erhält man mit

$$E_e = E_\pi = E_{inc}\quad (7.10)$$

für das e/h -Verhältnis im Bleikalorimeter

$$\left. \frac{e}{h} \right|_{EC} = \left. \frac{\langle Q_e \rangle}{\langle Q_\pi \rangle} \right|_{EC} = \frac{1/C_{e,EC}}{1/C_{\pi,EC}}\quad (7.11)$$

Eine Anpassung von Glg. 7.6 an die aus Glg. 7.11 ermittelten und in Abb. 7.13 (rechts) dargestellten Datenpunkte ergab für das Experiment

$$\begin{aligned}\kappa &= 0,117 \pm 0,003[\sqrt{GeV}] \\ e/h|_{intr} &= 1,465 \pm 0,010\end{aligned}$$

und für die Simulation

$$\begin{aligned}\kappa &= 0,127 \pm 0,003[\sqrt{GeV}] \\ e/h|_{intr} &= 1,429 \pm 0,010\end{aligned}$$

Für das EC liegen die e/h -Werte der Simulation systematisch unter denen des Experimentes.

In Kap. 6 wurde die zwischen Blei- und Eisenkalorimeter vermittelnde Parametrisierung von f_{dp} unter anderem aus Schauern gewonnen, die in einem der

beiden ersten Segmente EC_1 , EC_2 starten. Dabei wurde die Annahme gemacht, daß der größere Wert von e/mip im Eisenkalorimeter dann nur eine geringe Rolle spielt. Die Vergleiche der e/h -Verhältnisse in diesem Abschnitt zeigen jedoch, daß diese Annahme nicht voll gerechtfertigt war und daher die Parametrisierung von f_{dp} im Mittel zu hoch ist, d.h. zu sehr einer Parametrisierung eines reinen Eisenkalorimeters entspricht.

Obwohl die obige Annahme, daß $C_{\pi,EC}$ auch in größeren Kalorimetern gefunden werden würde, im Hinblick auf die Forderungen, aus denen diese Größe abgeleitet wird, nicht unbedingt gerechtfertigt sein muß, wäre es überlegenswert, ob in einer zukünftigen GFLASH-Version die zwischen Blei- und Eisenkalorimeter vermittelnde Parametrisierung von f_{dp} zugunsten einer $Z/(A - Z)$ -abhängigen aufgegeben werden sollte.

7.7 Energieverteilungen in einzelnen Kalorimeterstapeln

Das Zusammenwirken aller in Kap. 6 vorgenommenen Parametrisierungen läßt sich besonders gut beurteilen, vor allem in Hinblick auf die unterschiedlichen Materialien und Sampling-Strukturen der verwendeten Kalorimeter, wenn man die Energiedepositionen in einzelnen Kalorimeterstapeln betrachtet.

In Abb. 7.14 sind die im flüssigen Argon deponierten Energiebeträge in den Kalorimeterstapeln EC , HC und TC dargestellt. Verglichen werden die Verteilungen für 30 GeV Pionenschauer des Experimentes mit denen aus GFLASH- und GEANT311-Simulationen. Vergleicht man die Verteilungen im EC und TC , so spiegelt sich die im Mittel zu kurze longitudinale Ausdehnung der Schauer in GEANT311 in einer zu hohen Energiedeposition im EC und einer zu niedrigen Energiedeposition im TC wieder. Interessant ist die Ausbildung zweier Maxima bei den Verteilungen im HC . Das niederenergetische Maximum kann dabei mit Schauern identifiziert werden, die ihren Startpunkt im EC haben und dort einen Großteil der π^0 -Energie aus der ersten Wechselwirkung deponieren, während Schauer, die im HC starten, für das zweite Maximum verantwortlich sind. Während GFLASH das Verhalten im HC gut reproduzieren kann, erkennt man für GEANT311 eine Verflachung des niederenergetischen Maximums. Zusammen mit der häufig zu hohen Energiedeposition im EC folgt daraus, daß in GEANT311 im Mittel zuviel Energie im Bleikalorimeter deponiert wird.

In Kalorimetern einheitlicher Sampling-Struktur spielt dieses Verhalten keine große Rolle. Im H1-Kalorimeter mit seinen verschiedenen Modulen unterschiedlicher Sampling-Struktur und dem damit verbundenen kalorimeterabhängigen unterschiedlichen Signalverhalten der verschiedenen Komponenten eines Hadronschauers wirkt sich dieses Verhalten jedoch auf praktisch alle anderen meßbaren Größen wie z.B. die Energieauflösung aus.

In Abb. 7.15 sind die Energieverteilungen im flüssigen Argon im HC bei verschiedenen Strahlenergien dargestellt. Bei niedrigen Strahlenergien ist das er-

ste Maximum sehr hoch. Hier wird praktisch die gesamte Energie der neutralen Pionen von Schauern, die im EC starten, auch dort deponiert. Mit zunehmender Strahlenergie werden immer größere Anteile dieser Energie bis ins HC hinübergetragen, so daß die beiden Maxima langsam ineinander übergehen. Das zusätzliche Maximum bei sehr niedrigen Energien im HC wird durch Pionen verursacht, die ohne unelastische Wechselwirkung das EC und HC durchfliegen⁴. Die gute Übereinstimmung zwischen GFLASH-Simulationen und den experimentellen Verteilungen ist ein weiterer Hinweis darauf, daß das in Kap. 6 angepaßte Modell, vor allem in Hinblick auf Skalierung und Höhe des elektromagnetischen Anteils, eine gute Näherung für die räumliche Verteilung der Energie in Hadronenschauern darstellt.

Um die Energiedepositionen in den verschiedenen Stapeln auch für einzelne Schauer beurteilen zu können, sind in Abb. 7.16 die Energiedepositionen in verschiedenen Stapeln bei einer Strahlenergie von 70 GeV miteinander korreliert. Die gute Übereinstimmung, vor allem der langreichweitigen Korrelationen ($EC - TC$), die mit parametrisierten Algorithmen besonders schwierig zu erreichen ist, zeigt, daß es mit Hilfe des Parametrisierungskonzeptes in GFLASH möglich ist, das Verhalten einer Vielzahl von Schauern auf der Basis einzelner Ereignisse zu reproduzieren.

⁴sogenannter „punch through“

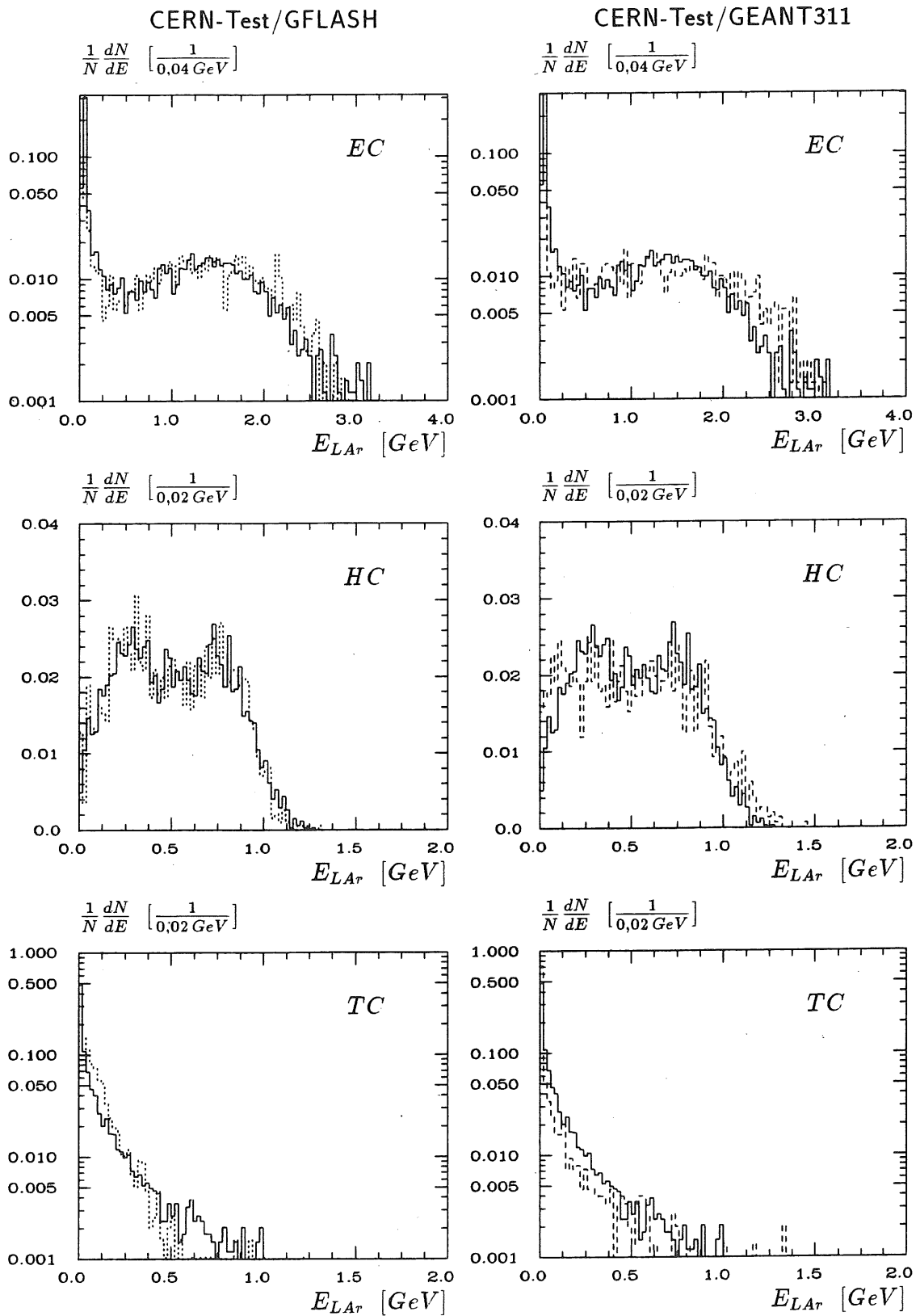


Abbildung 7.14: Energieverteilungen in verschiedenen Kalorimeterstapeln für das Experiment (—), GFLASH (···) und GEANT311 (---) bei einer Strahlenergie von 30 GeV.

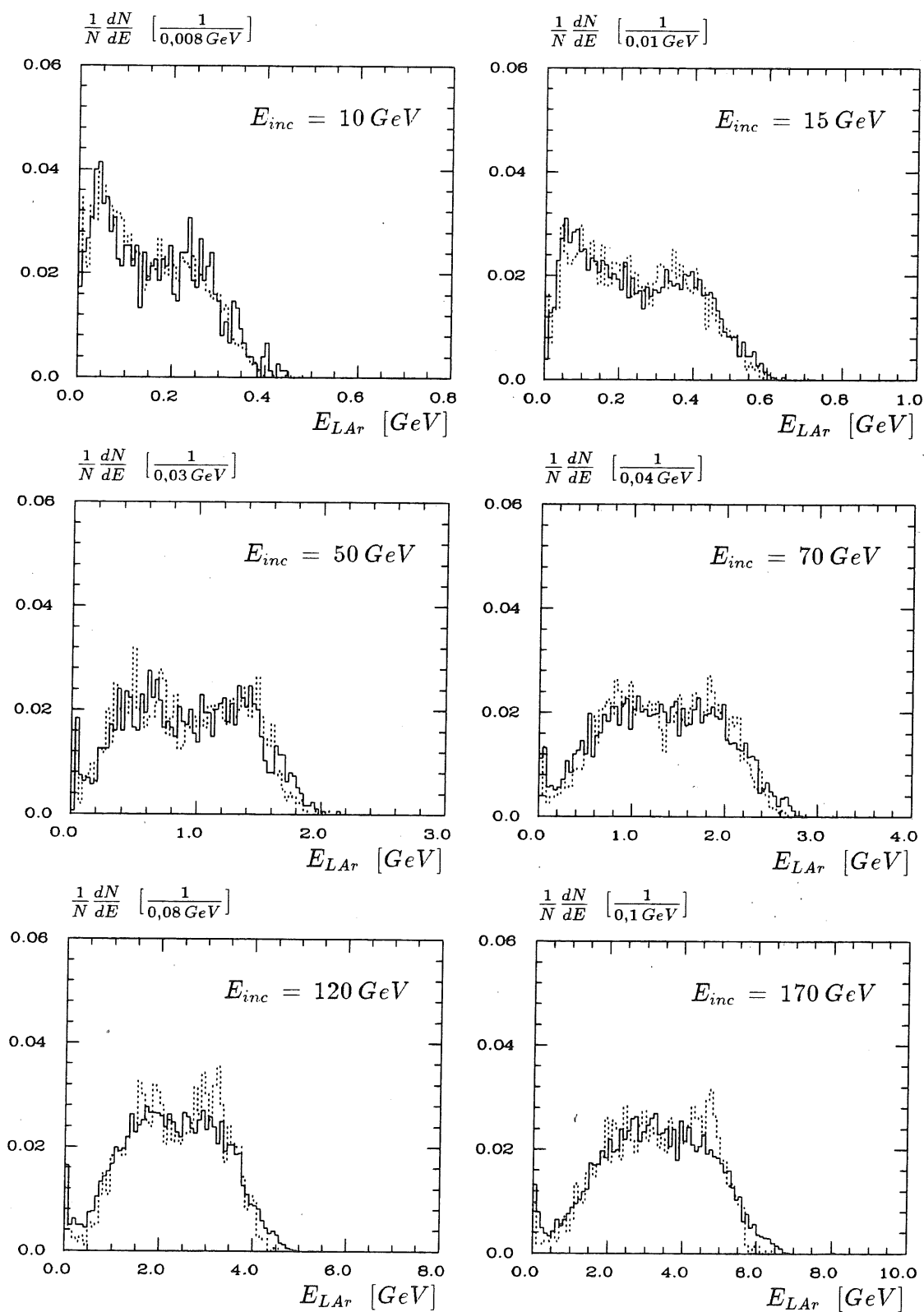


Abbildung 7.15: Energieverteilungen im HC für das Experiment (—) und GFLASH (···).

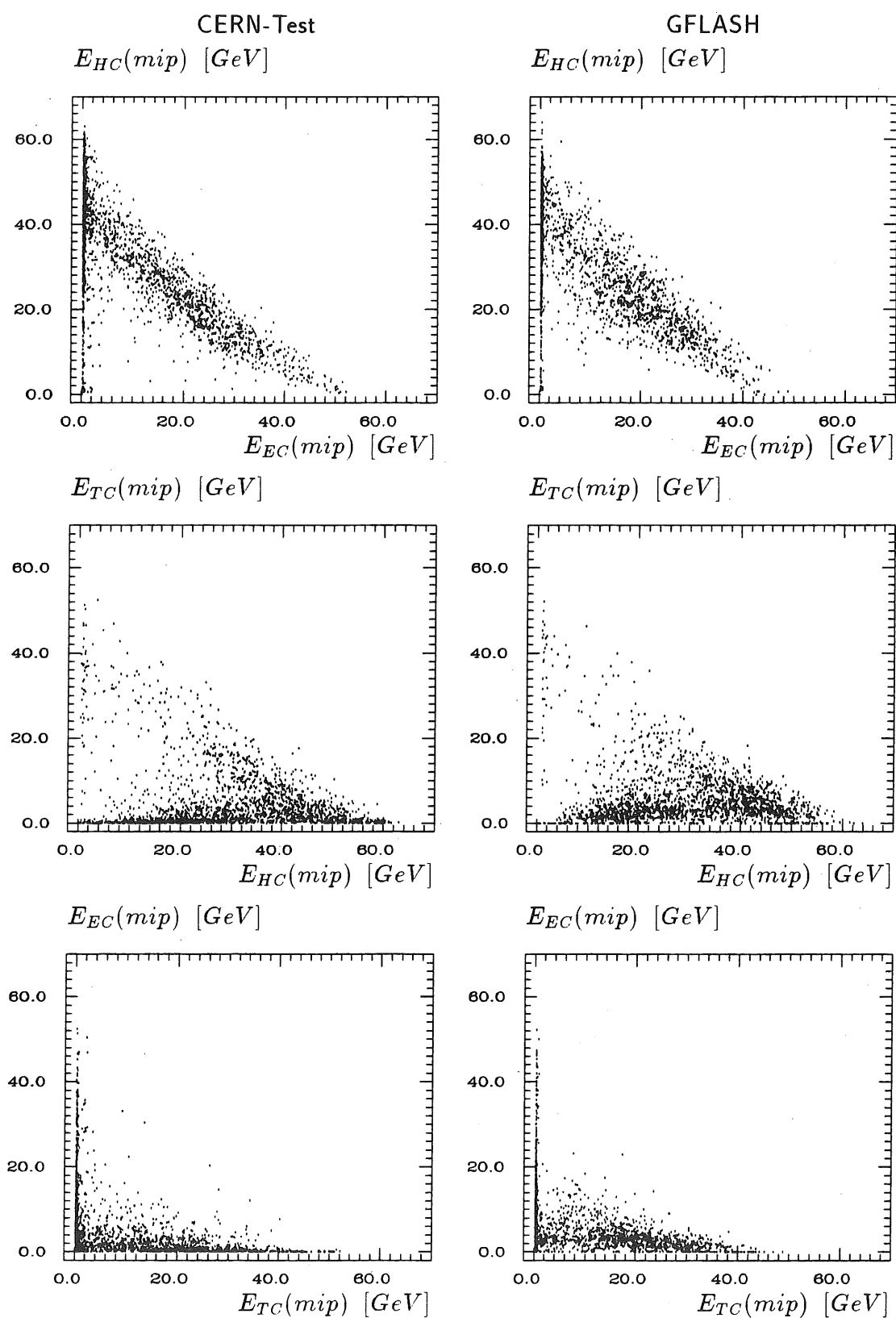


Abbildung 7.16: Energiekorrelationen zwischen verschiedenen Kalorimeterstapeln für 70 GeV Pionenschauer für das Experiment (links) und GFLASH (rechts). Es sind jeweils die Energiedepositionen von 1000 Ereignissen eingetragen.

Kapitel 8

Elektromagnetische Schauer

Obwohl elektromagnetische Schauer in dieser Arbeit nicht erschöpfend behandelt wurden, soll im folgenden ein erster Vergleich zwischen den Testdaten und den GFLASH-Simulationen mit den Parametrisierungen aus der GEANT-Anpassung gezeigt werden. Die vorgestellten Vergleiche sollen lediglich einen ersten Eindruck vermitteln und sind daher als vorläufig zu betrachten.

8.1 Elektromagnetische Sampling-Fluktuationen

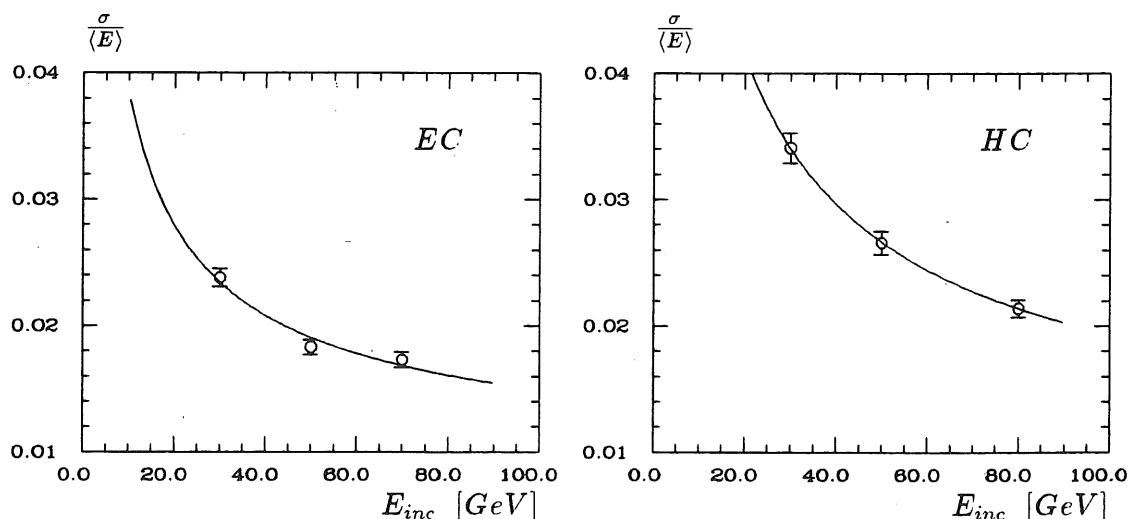


Abbildung 8.1: Energieauflösung für Elektronenschauer im Experiment im EC (links) und HC (rechts).

Die Energieauflösung für Elektronen wird im H1-Kalorimeter entsprechend Kap. 2 durch die Sampling-Fluktuationen bestimmt. Zur Bestimmung der Energieauflösung wurden an die Energieverteilungen der Elektronen im EC und HC Gaußverteilungen zur Bestimmung der Mittelwerte und Standardabweichungen angepaßt.

In Abb. 8.1 ist die Energieabhängigkeit von $\sigma / \langle E \rangle$ für beide Kalorimetermodule für die Testdaten dargestellt. Die Energieabhängigkeit wurde jeweils durch die Funktion

$$\frac{\sigma}{\langle E \rangle} = \sqrt{\frac{a^2}{E_{inc}} + b^2} \quad (8.1)$$

parametrisiert (durchgezogene Linien), wobei der Parameter b Interkalibrationsfehler berücksichtigen soll. Aufgrund der relativ hohen Elektronenenergien wurde ein weiterer Term zur Berücksichtigung des elektronischen Rauschens vernachlässigt. Die Anpassung ergab für das *EC*

$$\begin{aligned} a &= 0,118 \pm 0,009[\sqrt{GeV}] \\ b &= 0,0092 \pm 0,0023 \end{aligned}$$

und für das *HC*

$$\begin{aligned} a &= 0,184 \pm 0,011[\sqrt{GeV}] \\ b &= 0,0060 \pm 0,0057. \end{aligned}$$

Simulationen mit GFLASH auf den beiden Kalorimeterstrukturen ergaben erwartungsgemäß immer Datenpunkte auf der angepaßten Funktion, so daß sie in Abb. 8.1 nicht eingetragen wurden.

8.2 Verteilungen der Gesamtenergie

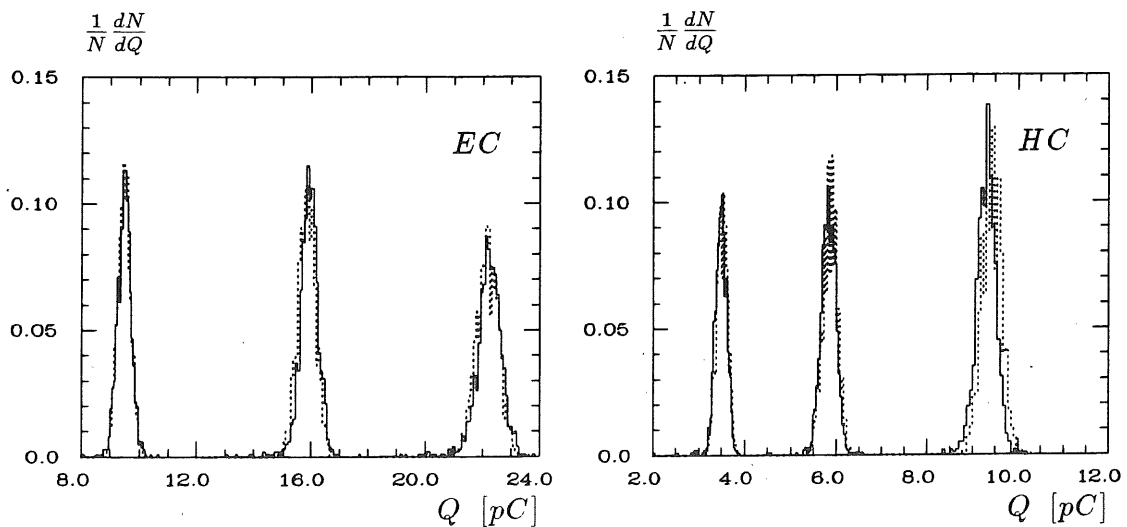


Abbildung 8.2: Ladungsverteilungen von Elektronenschauern der Energien 30, 50 und 70 GeV im *EC* (links) und der Energien 30, 50 und 80 GeV im *HC* (rechts) für das Experiment (—) und GFLASH (···).

Die resultierenden Energieverteilungen der Simulation in den beiden Kalorimetern werden in Abb. 8.2 mit dem Experiment verglichen. Geringfügige Abweichungen

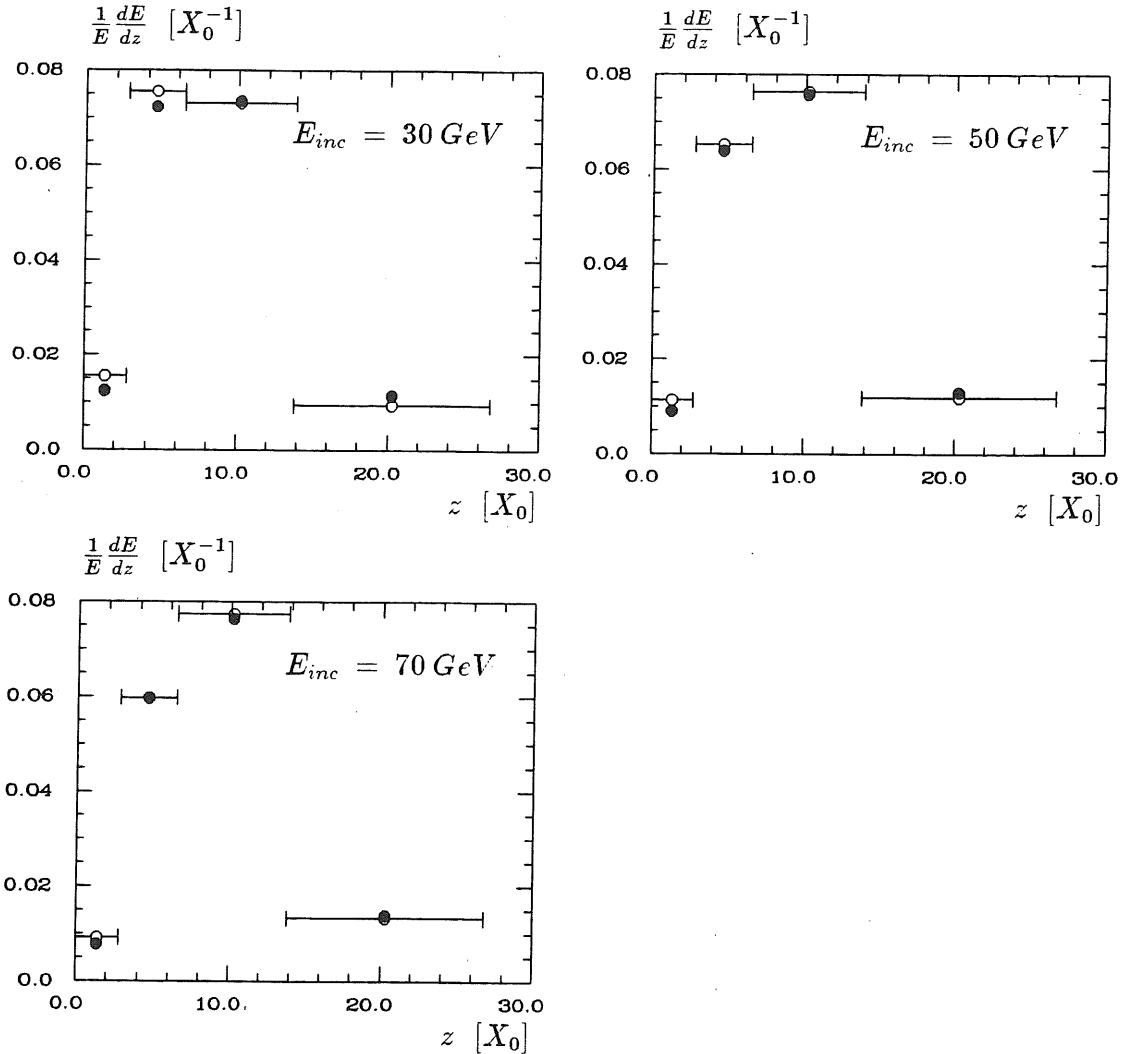


Abbildung 8.3: Longitudinale Energiedichteverteilungen von 30, 50 und 70 GeV Elektronenschauern im EC für das Experiment (\circ) und GFLASH (\bullet).

sind lediglich bei der zur Strahlenergie 80 GeV gehörigen Verteilung im HC zu erkennen, wo der Mittelwert der simulierten Verteilung um 1,2% höher liegt als bei den Testdaten. Bei allen anderen Ladungsverteilungen sind die Abweichungen der Mittelwerte der GFLASH-Simulationen von den Testdaten kleiner als 0,1%.

8.3 Longitudinale Energieverteilungen

Ein erster Vergleich longitudinaler Energiedichteverteilungen bei verschiedenen Energien wird in Abb. 8.3 vorgestellt. Hier sind die statistischen Fehler vernachlässigbar und wurden deshalb nicht eingezeichnet. Die horizontalen Fehlerbalken deuten die Länge der Segmente in Einheiten von Strahlungslängen an. Detailliertere Untersuchungen der Elektronensignale wurden in dieser Arbeit, mit

Ausnahme der Bestimmung von ϵ/mip und der Sampling-Fluktuationen, nicht vorgenommen.

Zusammenfassung

Ausgehend von bereits existierenden Algorithmen zur parametrisierten Kalorimetersimulation wurden wesentliche Parameter zur Beschreibung hadronischer Schauer aus experimentellen Daten bestimmt. Die longitudinale Energiedichteverteilung konnte durch drei Gammaverteilungen parametrisiert werden, die den rein hadronischen Anteil, den π^0 -Anteil aus der ersten unelastischen Wechselwirkung und den π^0 -Anteil aus weiteren Wechselwirkungen beschreiben. Die Skalierung der Gammaverteilungen in Einheiten von Strahlungs- bzw. Absorptionslängen gewährleistet dabei eine näherungsweise Materialunabhängigkeit der Parameter. Zur Aufteilung der Schauerenergie auf die drei Komponenten wurden der π^0 -Anteil und der darin enthaltene Anteil spät erzeugter neutraler Pionen energieabhängig parametrisiert. Die Parametrisierung der intrinsischen Energieverluste und der intrinsischen Schauerfluktuationen konnte ebenfalls näherungsweise materialunabhängig durchgeführt werden. Zusätzlich wurden die kalorimeterspezifischen Größen e/mip und die elektromagnetischen und hadronischen Sampling-Fluktuationen aus den Testdaten ermittelt.

Mit den gewonnenen Parametern wurden Simulationen des Testkalorimeters durchgeführt, deren Ergebnisse mit den experimentellen Daten verglichen wurden. Dabei zeigte sich, daß Signalstrukturen, die durch die Zusammensetzung des Kalorimeters aus einem elektromagnetischen Blei-Argon- und einem hadronischen Eisen-Argon-Kalorimeter hervorgerufen werden, besonders nützlich zur Beurteilung der Aussagefähigkeit der Algorithmen sind. So konnte die Parametrisierung des π^0 -Anteils durch Vergleiche der longitudinalen Energiedichteverteilungen und der Energieverteilungen in einzelnen Kalorimetermodulen überprüft werden. Vor allem am Übergang vom Blei- zum Eisenkalorimeter bestimmen Höhe, Skalierung und Energieabhängigkeit des elektromagnetischen Anteils aus der ersten Wechselwirkung die beobachteten Signalstrukturen. Es wurde weiterhin gezeigt, daß durch die Berücksichtigung wesentlicher Korrelationen, die aus der GEANT-Anpassung übernommen wurden, zusammen mit den gewonnenen Parametrisierungen die Fluktuationen und die Asymmetrie der Verteilungen der Gesamtenergie reproduziert werden können. Mit Hilfe einer Kalibrationskonstanten, die aus den Myonensignalen im Testkalorimeter gewonnen wurde, konnten die absoluten Signalhöhen eingestellt und verglichen werden.

Zur Verwendung des Programms in der Simulation des H1-Kalorimeters ist es wichtig, die Aussagekraft der Algorithmen für Schauer niedriger Energie ($E < 10 \text{ GeV}$) zu überprüfen, da die große Mehrzahl der Teilchen aus HERA-Ereignissen

in diesem Energiebereich erzeugt werden. Auch laterale Energieverteilungen hadronischer Schauer sowie das Signalverhalten von Elektronen bedürfen noch einer detaillierten Untersuchung. Der Vergleich der e/h -Verhältnisse im Blei- und Eisenkalorimeter hat gezeigt, daß in in einer zukünftigen Programmversion eine materialabhängige Parametrisierung der intrinsischen Verluste angestrebt werden sollte. Simulationen von Kalorimeteranordnungen mit nicht sensiblen Bereichen (Cracks) und unter schrägem Teilcheneinschuß müssen ergeben, wie gut der Energieverlust in diesen Bereichen reproduziert werden kann. Weiterhin sind Prozeduren zur π^0 -Wichtung und e - π -Trennung auf simulierte Ereignisse anzuwenden und deren Ergebnisse mit Testdaten zu vergleichen.

Literaturverzeichnis

- [ABR81] H. ABRAMOWICZ et al.
The Response and Resolution of an Iron Scintillator Calorimeter for Hadronic and Electromagnetic Showers between 10 GeV and 140 GeV
NIM 180, 429, (1981)
- [AMA81] U. AMALDI
Fluctuations in Calorimetry Measurements
Phys. Scripta 23 (1981) 409-423
- [AND87] B. ANDERS et al.
On the Calculation of the Energy Loss of Muons in Sampling Calorimeters
DESY 87-163 (1987)
- [ANE88] D. F. ANDERSON, D. C. LAMB
Saturation Effects in Liquid Argon doped with Methane
NIM A265, 440 (1988)
- [BEN75] A. BENVENUTI et al.
A Liquid-Scintillator total Absorption Hadron Calorimeter for the Study of Neutrino Interactions
NIM 125, 447 (1975)
- [BER87] E. BERNARDI
On the Optimization of the Energy Resolution in Hadron Calorimeters
Dissertation, DESY F1-87-01 (1987)
- [BRÜ87] H. BRÜCKMANN et al.
On the Theoretical Understanding and Calculation of Sampling Calorimeters
DESY 87-064, Hamburg 1987
- [BRU86] R. BRUN et al.
GEANT3 User's Guide
CERN-DD/EE 84-1, Genf 1987
- [CAR79] A. S. CARROLL et al.
Absorption Cross Sections of π^\pm , K^\pm , p and \bar{p} on Nuclei between 60 and 280 GeV/c
Physics Letters 80B, (1979) 319

- [CG87] H1 Calorimeter Group
Results from a Test of a Pb-Cu Liquid Argon Calorimeter
DESY 87-098, Hamburg 1987
- [CG89] H1 Calorimeter Group
Results from a Test of a Pb-Fe Liquid Argon Calorimeter
DESY 89-022, Hamburg 1989
- [FAB77] C.W. FABJAN et al.
Iron Liquid-Argon and Uranium Liquid-Argon Calorimeters for Hadronic Energy Measurement
NIM 141, 61 (1977)
- [FAB85] C.W. FABJAN
Calorimetry in High-Energy Physics
CERN-EP/85-54, Genf 1985
- [FES85] H. FESEFELDT
The Simulation of Hadronic Showers - Physics and Applications -
PITHA 85/02, Aachen 1985
- [JAM75] F. JAMES, M. ROOS
MINUIT - A System for Function Minimization and Analysis of the Parameter Errors and Correlations
Computer Physics Commun. 10 (1975) 343-367
- [LOH85] W. LOHMANN, R. KOPP und R. VOSS
Energy Loss of Muons in the Energy Range 1-10000 GeV
CERN 85-03 (1985)
- [MOY55] J.E. MOYAL
On the Theory of Ionization Fluctuations
Phil. Mag. 46 (1955), 263
- [NEL85] W. R. NELSON et al.
The EGS4 Code System
SLAC-265 UC-32, Stanford 1985
- [H186] H1-Collaboration
Technical Proposal for the H1 Detector
DESY, Hamburg 1986
- [H187] H1-collaboration
Technical Progress Report
DESY, Hamburg 1987
- [PAR88] PARTICLE DATA GROUP
Review of Particle Properties
Physics Letters B 204 (1988)

- [ROS52] B. ROSSI
High-Energy Particles
Prentice Hall , New York 1952
- [RUD89] M. RUDOWICZ
Algorithmen zur Kalorimetersimulation mit parametrisierten Schauern am
Beispiel des H1-Detektors
Diplomarbeit, DESY, Hamburg 1989
- [STE61] R.M. STERNHEIMER
Interaction of Radiation with Matter
Meth. of Exp. Phys., Vol 5 - Part A, Nuclear Phys. 1962 1 ff
- [STE84] R.M. STERNHEIMER et al.
Density Effect for the Ionization Loss of Charged Particles in various Sub-
stances
Atomic Data and Nuclear Data Tables 30, 261-271 (1984)
- [WIG86] R. WIGMANS
On the Energy Resolution of Uranium and other Hadron Calorimeters
CERN/EP 86-141, Geneva 1986
- [WIG87] R. WIGMANS
Energy Loss of Particles in Dense Matter – Calorimetry
NIKHEF-H/87-12, Amsterdam 1987
- [WOL86] G. WOLF
HERA: Physics, Machine and Experiments
DESY 86-089, Hamburg 1986
- [ZEI88] C. ZEITNITZ
Test eines Blei-Flüssig-Argon-Kalorimeters mit einer speziellen Hochspan-
nungszuführung mit hochohmigen Schichten
Diplomarbeit, Interner Bericht, DESY F21-88-01, Hamburg 1988

Danksagung

Die vorgelegte Arbeit entstand in der Arbeitsgruppe des Max-Planck-Institutes für Physik und Astrophysik, München, das am Deutschen Elektronen-Synchrotron DESY, Hamburg, im Rahmen des H1-Experimentes an verschiedenen Hardware- und Softwareentwicklungen beteiligt ist.

Allen Mitgliedern dieser Gruppe, C. Adam, Dr. W. de Boer, H. Fürstenau, Dr. G. Grindhammer, Dr. D. Lüers, R. Mundt, M. Rudowicz und L. Wong danke ich für die angenehme und anregende Zusammenarbeit.

Speziell danke ich G. Grindhammer, dessen Kritik und Anregungen trotz großer räumlicher Entfernung einen wesentlichen Einfluß auf Gestalt und Inhalt dieser Arbeit hatten. M. Rudowicz danke ich besonders für viele kreative Diskussionen und für die Hilfe beim Umgang mit dem Programm GFLASH.

Bei Herrn Prof. Dr. H. Spitzer bedanke ich mich für die Betreuung der Arbeit als Gutachter der Universität Hamburg.

Besonderer Dank gebührt meiner ganzen Familie, ohne deren Unterstützung das Physikstudium und die Anfertigung dieser Arbeit nicht möglich gewesen wäre.

Ich versichere, diese Arbeit unter Angabe aller wesentlichen Quellen und Hilfsmittel selbständig angefertigt zu haben.

