

Parametrisierte Simulation
hadronischer Schauer für das H1-Kalorimeter
im Vergleich mit CERN-Testdaten

Diplomarbeit
an der
Universität Hamburg

Fachbereich Physik

Christof Adam

12. März 1991

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	4
2	Physik bei HERA	5
2.1	Der Speicherring HERA	5
2.1.1	Der Elektronenring	6
2.1.2	Der Protonenring	6
2.2	e-P - Physik	7
2.3	Anforderungen an einen Detektor für HERA	8
3	Der H1-Detektor	9
4	Grundlagen der Kalorimetrie	12
4.1	Funktionsprinzip von Kalorimetern	12
4.2	Elektromagnetische Schauer	13
4.2.1	Energieverlust von Elektronen und Positronen	14
4.2.2	Energieverlust von Photonen	16
4.2.3	Longitudinale Energiedichteverteilung	17
4.2.4	Laterale Energiedichteverteilung	17
4.2.5	Sichtbarer Energieanteil und Energieauflösung	17
4.3	Hadronische Schauer	18
4.3.1	Mechanismen der Schauerausbreitung	18
4.3.2	Komponenten hadronischer Schauer	20
4.3.3	Energieauflösung für hadronische Schauer	21
5	Die Simulation des H1-Kalorimeters	23
5.1	GEANT	23
5.2	Das Programm GFLASH	24
5.2.1	Parametrisierung elektromagnetischer Schauer	24
5.2.2	Parametrisierung hadronischer Schauer	26
5.2.3	GFLASH/PSI	29
6	CERN-Testdaten	30
6.1	Der Testaufbau	30
6.1.1	Der Teststrahl	30

6.1.2	Das Flüssig-Argon-Kalorimeter	30
6.1.3	Triggerdetektoren	34
6.2	Aufbereitung der Testdaten	35
6.2.1	Ereignisselektion	35
6.2.2	Random Trigger-Events	36
6.2.3	Ladungskalibration	37
7	Vergleiche zwischen Daten und GFLASH-Simulationen	38
7.1	Simulation des CERN-Testaufbaus	38
7.2	Rauschen	39
7.2.1	Berücksichtigung des Rauschens in der Simulation	39
7.2.2	Noise Cuts	39
7.3	Energiedeposition in den Kalorimeterstapeln	40
7.3.1	Sichtbare Energie ionisierender Teilchen in GFLASH	40
7.3.2	Total deponierte Energie	41
7.3.3	Energieverteilungen im IFE und IFH	43
7.4	Longitudinale Schauerprofile	53
7.5	Korrelationen zwischen longitudinalen Segmenten	58
8	Zusammenfassung	61
	Literaturverzeichnis	63

Abbildungsverzeichnis

2.1	Der Speicherring HERA am DESY	5
2.2	Feynman-Graphen zur Elektron-Quark-Streuung	7
3.1	Der H1-Detektor	11
4.1	Elektromagnetischer Schauer	13
4.2	Energieverlust von Elektronen und Positronen in Blei	14
4.3	Photon-Wirkungsquerschnitte in Blei	16
4.4	Schematische Darstellung einer innernuklearen Kaskade	19
6.1	IFE-Samplingstruktur und laterale Segmentierung	32
6.2	IFH-Samplingstruktur und laterale Segmentierung	33
6.3	Der Testaufbau	34
6.4	Strahlprofil für 30 GeV Pionen	36
7.1	Energieverteilungen von Random-Trigger-Events für IFE und IFH	39
7.2	E_{dp}/E_{Beam} in Abhängigkeit von E_{Beam}	41
7.3	Zur Fluktuation von Ionisationsverlusten	42
7.4	Energieverteilungen für 5, 10 und 20 GeV	44
7.5	Energieverteilungen für 30, 50 und 120 GeV	44
7.6	Energieverteilungen für 5, 10 und 20 GeV	45
7.7	Energieverteilungen für 30, 50 und 120 GeV	45
7.8	Im IFE deponierte Energie Daten-GFLASH	46
7.9	Im IFE deponierte Energie Daten-GFLASH/PSI	47
7.10	Im IFH deponierte Energie Daten-GFLASH	48
7.11	Im IFH deponierte Energie Daten-GFLASH/PSI	49
7.12	Energie-Korrelationen IFE/IFH für 5 und 10 GeV	50
7.13	Energie-Korrelationen IFE/IFH für 20 und 30 GeV	51
7.14	Energie-Korrelationen IFE/IFH für 50 und 120 GeV	52
7.15	Zur Festlegung des Schauerstartpunktes	53
7.16	Longitudinale Profile ohne Startpunktselektion	55
7.17	Longitudinale Profile mit Startpunkt im IFE1/2	56
7.18	Longitudinale Profile mit Startpunkt im IFH	57
7.19	Segment-Korrelationen Daten-GFLASH	59
7.20	Segment-Korrelationen Daten-GFLASH/PSI	60

Kapitel 1

Einleitung

Simulationsalgorithmen sind heute wesentlicher Bestandteil eines jeden Hochenergie-Experiments. Sie ermöglichen die Berechnung des zu erwartenden Detektorsignals für verschiedene Ereignistypen bereits vor dem Konstruktionsbeginn. Gleichzeitig stellen Simulationsergebnisse eine wesentliche Grundlage für die Entwicklung von Algorithmen dar, mit denen aus der Fülle der einzelnen Detektorsignale eines Ereignisses die physikalisch relevanten Parameter rekonstruiert werden. Die detaillierte Detektorsimulation, bei der alle im Verlauf eines Ereignisses entstehenden Teilchen einzeln verfolgt werden, erfordert bei hohen Energien und komplexen Detektorsystemen wie dem H1-Detektor einen extrem hohen Rechenaufwand. Für die zur quantitativen statistischen Analyse von Rekonstruktionsalgorithmen notwendige Massenproduktion simulierter Ereignisse werden daher - zumindest bei den heute zur Verfügung stehenden Rechenanlagen - schnellere Verfahren benötigt. Die vorliegende Arbeit beschäftigt sich mit dem Simulationsprogramm GFLASH, das durch Parametrisierung des Signalverhaltens elektromagnetischer und hadronischer Schauer in Verbindung mit einer vereinfachten Detektorgeometrie eine Verringerung des Rechenzeitbedarfs um zwei Größenordnungen gegenüber der detaillierten Simulation ermöglicht. Die Ergebnisse von Testmessungen an einzelnen H1-Kalorimeterkomponenten am CERN werden mit entsprechenden simulierten Ereignissen verglichen. Dazu wurde GFLASH in das Simulationsprogramm ARCET eingebunden, das den kompletten CERN-Testaufbau beschreibt. Für die Analyse wurde das Programmpaket H1REC verwendet, das auch die Grundlage für die Auswertung der H1-Daten darstellt.

Kapitel 2

Physik bei HERA

2.1 Der Speicherring HERA

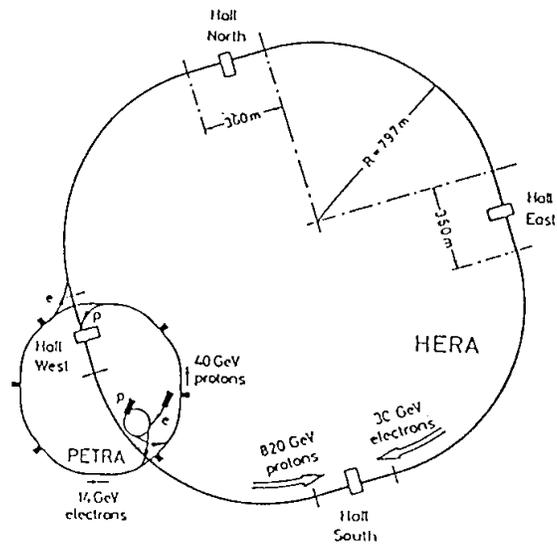


Abbildung 2.1: Der Speicherring HERA am DESY [WOL86].

Bei HERA¹ am Deutschen Elektronen-Synchrotron DESY in Hamburg werden 30 GeV Elektronen bzw. Positronen und 820 GeV Protonen in einem System von zwei Ringen mit 6.3 km Umfang gespeichert [HERA81]. Elektronen - und Proto-

¹ Hadron-Elektron-Ring-Anlage

nenring enthalten jeweils bis zu 210 Teilchenpakete (bunches), die an bis zu vier Wechselwirkungspunkten mit einer Rate (bunch crossing rate) von 10.4MHz zur Kollision gebracht werden können. Für die ersten zwei Betriebsjahre wird mit einer integrierten Luminosität von $\approx 200\text{pb}^{-1}$ gerechnet. Der maximale Impulsübertrag beträgt $Q^2 = 10^5\text{GeV}^2$ bei einer Schwerpunktsenergie von $\sqrt{s} = 314\text{GeV}$. Damit ist es möglich, die Substruktur der Stoßpartner bis hinab zu Abständen von $3 \times 10^{-18}\text{cm}$ zu untersuchen.

2.1.1 Der Elektronenring

Die Ablenkung der Elektronen im Elektronenring erfolgt über normalleitende Magnete. Bei einer Elektronenenergie von 30GeV wird eine Feldstärke von 0.165T benötigt. Die im Elektronenring durch Synchrotronstrahlung auftretende Verlustleistung von 6.5MW (für einen Elektronenstrom von 58mA bei 30GeV Teilchenenergie) wird in Hochfrequenz-Beschleunigungsstrecken (cavities) kompensiert [WOL86].

Der Elektronenring ist so konstruiert, daß sich nach einer Umlaufzeit von $\approx 20\text{min}$ durch Synchrotronstrahlung eine transversale Polarisation des Elektronenstrahls einstellt (Sokolov-Ternov-Effekt [SOK64]). Um für die Kollision Elektronen mit definierter Helizität zu erhalten, wird der Elektronenspin durch geeignete Ablenkung (sog. Spinrotatoren) kurz vor dem Wechselwirkungspunkt um 90° gedreht, wobei eine longitudinale Polarisation von $P_L \approx 80\%$ angestrebt wird. Nach dem Durchlaufen des Wechselwirkungspunktes wird die entgegengesetzte Spinrotation ausgeführt, um die transversale Polarisation wiederherzustellen. Um die zum Aufbau der Polarisation benötigte Zeit zu verringern, ist die spätere Erhöhung der Elektronenenergie auf $E = 35\text{GeV}$ vorgesehen². Hierfür wird der Einsatz supraleitender Beschleunigungsstrecken geplant.

2.1.2 Der Protonenring

Wegen der großen Masse der Protonen sind Verluste durch Synchrotronstrahlung vernachlässigbar. Die Energie im Protonenring wird durch die maximal realisierbare Feldstärke in den Ablenkmagneten begrenzt. Zur Bahnkrümmung von 820GeV Protonen werden bei den Abmessungen des HERA-Ringes Magnetfelder von 4.65T benötigt. Diese Feldstärken lassen sich nur mit supraleitenden Magneten realisieren. Das supraleitende Magnetsystem des Protonenringes mit dem ausgedehnten Flüssig-Helium-Kühlsystem ist die große technologische Herausforderung des HERA-Projekts.

²Die Polarisationszeit ist proportional zu $1/E^5$

2.2 e-P - Physik

HERA ist der erste Speicherring, an dem Elektronen und Protonen gegeneinander beschleunigt und zur Kollision gebracht werden. Bisher wurde die Streuung von Elektronen an Protonen nur in Experimenten mit einem feststehenden Wasserstofftarget untersucht. Der bei HERA erreichbare Impulsübertrag von $Q^2 = 10^5 \text{ GeV}^2$ entspricht einer Einschußenergie von 52 TeV in einem fixed target-Experiment und erweitert so den kinematischen Bereich in Q^2 um zwei Größenordnungen.

Je nach der Ladung des ausgetauschten Feldquants unterscheidet man Ereignisse mit neutralem Strom (neutral current, NC) und solche mit geladenem Strom (charged current, CC). Als auslaufendes Lepton erhält man bei NC-Events ein Elektron, bei CC-Events dagegen ein Neutrino, das nicht nachgewiesen werden kann.

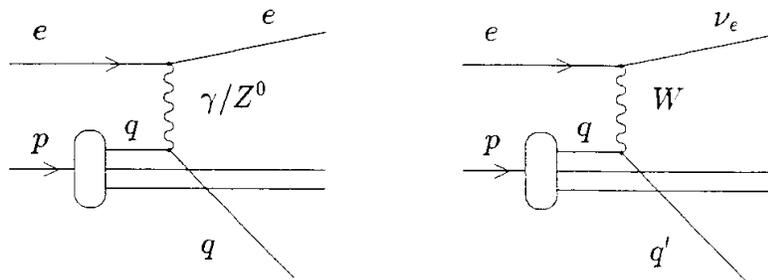


Abbildung 2.2: Feynman-Graphen zur Elektron-Quark-Streuung durch neutralen Strom (links) und geladenen Strom (rechts).

Zu den Zielen der Experimente am HERA-Ring gehören die genaue Vermessung der Proton-Strukturfunktion, die Untersuchung einer möglichen Substruktur der Quarks und die Suche nach neuen Teilchen wie Leptoquarks oder weiteren Vektorbosonen (W' , W_R , Z').

2.3 Anforderungen an einen Detektor für HERA

Folgende Anforderungen sind für einen HERA-Detektor von Bedeutung:

- Um den nicht direkt meßbaren Transversalimpuls hochenergetischer Neutrinos aus CC-Ereignissen bestimmen zu können, ist eine möglichst vollständige Abdeckung des gesamten Raumwinkels erforderlich.
- Die genaue Vermessung des gestreuten Elektrons ist der Schlüssel zur Rekonstruktion der Kinematik von NC-Ereignissen. Besonders wichtig ist daher die bestmögliche Identifikation des gestreuten Elektrons sowie eine sehr gute Orts- und Energieauflösung für Elektronen.
- Wegen der stark unsymmetrischen Impulsverteilung der Stoßpartner sind die Impulse der auslaufenden Teilchen im Laborsystem nicht isotrop verteilt, sondern größtenteils in einem Kegel in Vorwärtsrichtung des Protons. Im Vorwärtsbereich ist daher eine besonders feine Segmentierung notwendig.
- Besonders bei der Suche nach schweren Quarks ist auch der Nachweis und die Energiemessung von Myonen über einen möglichst großen Raumwinkel erforderlich.
- Zur genauen Bestimmung von x und Q^2 in einem möglichst großen kinematischen Bereich ist eine gute absolute Energiekalibration erforderlich.

Kapitel 3

Der H1-Detektor

Zur Zeit wird am HERA-Speicherring der H1-Detektor fertiggestellt. Abbildung 3.1 zeigt einen Querschnitt durch den Detektor. Nachfolgend wird ein kurzer Überblick über die einzelnen Komponenten des H1-Detektors gegeben:

- Spurkammersystem

Das Strahlrohr wird in der Umgebung des Wechselwirkungspunktes vom zentralen Spurdetektor umschlossen. Er besteht aus Jetkammern zur Bestimmung transversaler Spurkoordinaten und aus zwei Driftkammern zur genauen Messung der z-Koordinate (in Strahlrichtung). Zwei Vielfachdraht-Proportionalkammern (MWPCs) werden hauptsächlich als Bestandteil des Triggersystems verwendet.

Im Vorwärtsbereich befinden sich radiale Driftkammern zur genauen Messung der ϕ -Koordinate und planare Driftkammern zur Bestimmung des Streuwinkels θ sowie zusätzliche Vielfachdraht-Proportionalkammern für Triggerzwecke. Im Vorwärtsbereich installierte Übergangsstrahlungsdetektoren liefern Informationen, die zur e/π -Trennung verwendet werden.

In Rückwärtsrichtung wird das Spurkammersystem durch eine weitere Vielfachdraht-Proportionalkammer ergänzt.

- Flüssig-Argon-Kalorimeter

Im Zentral- und Vorwärtsbereich wird das Spurkammersystem vom elektromagnetischen Blei/Argon-Kalorimeter und vom hadronischen Eisen/Argon-Kalorimeter umschlossen. Das Flüssig-Argon-Kalorimeter ist in Strahlrichtung in verschiedene Räder (Wheels) unterteilt. Im Zentralbereich (CB1, CB2, CB3, $\Theta = 45^\circ - 152^\circ$) sind die Absorberplatten parallel zum Strahl angeordnet, im Vorwärtsbereich (FB1, FB2, IFE/OF1, IFH/OF2, $\Theta = 4^\circ - 45^\circ$) dagegen senkrecht zum Strahl, so daß vom Vertex kommende Teilchen unter möglichst großem Winkel auf die Platten auftreffen. Das gesamte Flüssig-Argon-Kalorimeter befindet sich in einem Kryostaten aus Aluminium, in dem das Argon durch Kühlung mit flüssigem Stickstoff auf einer Temperatur von

90K gehalten wird. Die Gesamtzahl der Auslesezellen im Argon-Kalorimeter liegt bei 40000. Eine genauere Beschreibung der Samplingstruktur des H1-Kalorimeters wird in Kapitel 6 ab Seite 30 gegeben.

- Plug-Kalorimeter

Das Plug-Kalorimeter schließt in Vorwärtsrichtung die Lücke zwischen Strahlrohr und Flüssig-Argon-Kalorimeter. Es handelt sich um ein Kupfer-Silizium-Sampling-Kalorimeter, das den Winkelbereich von $\Theta = 1^\circ - 4^\circ$ erfasst.

- Elektromagnetisches Rückwärts-Kalorimeter(BEMC)

In Rückwärtsrichtung ($\Theta = 152^\circ - 176^\circ$) ist hinter dem Spurkammersystem ein Blei-Szintillator-Kalorimeter aufgebaut, in dem Elektronen mit kleinem Streuwinkel nachgewiesen werden sollen.

- Supraleitende Spule

Außerhalb des Kryostaten befindet sich die supraleitende Spule mit einem Durchmesser von 6m. Sie hat die Form eines Solenoids und erzeugt im Bereich der Spurdetektoren ein nahezu homogenes Magnetfeld von 1.2T. Diese Konstruktion hat gegenüber einer kleineren Spule innerhalb des Kalorimeters mehrere Vorteile: Es wird kein zusätzliches totes Material vor dem Kalorimeter eingebaut, das die Energieauflösung und die e/π -Trennung verschlechtern würde, und das Magnetfeld kann außerhalb des Kalorimeters zur Impuls- und Ladungsbestimmung von Myonen benutzt werden.

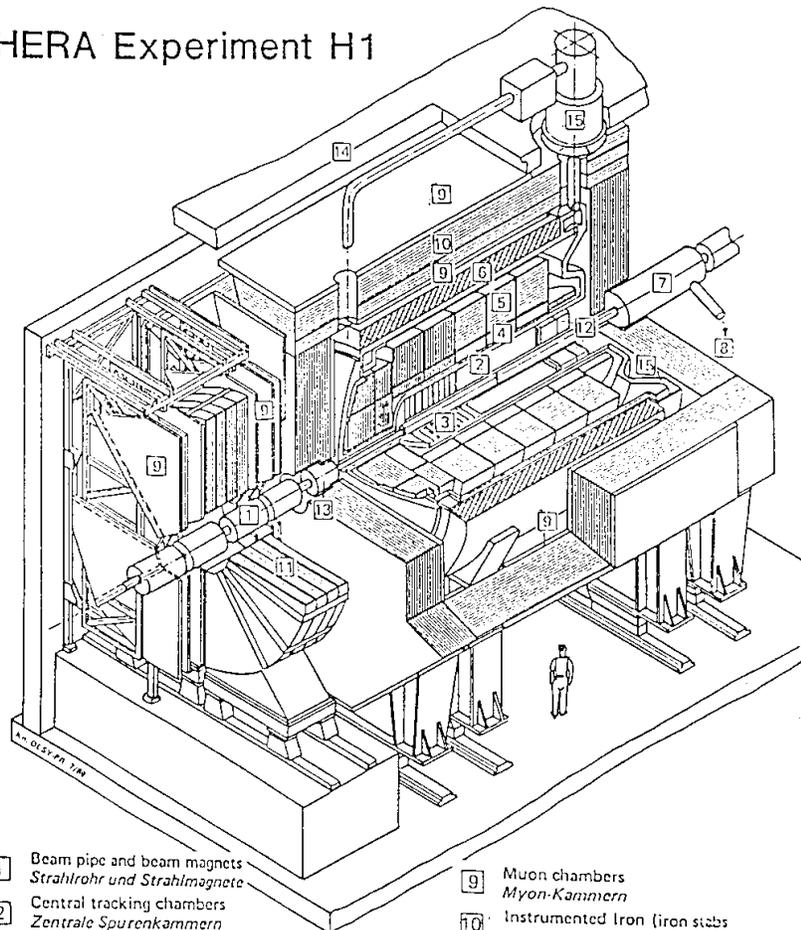
- Instrumentiertes Eisen

Zur Rückführung des magnetischen Flusses dient ein Eisenjoch, das zum Nachweis von Myonen und Ausläufern hadronischer Schauer mit Streamerrohren und Myonkammern instrumentiert ist.

- Vorwärts-Myonspektrometer

Zum Nachweis von Myonen, die unter kleinen Winkeln ($\theta = 3^\circ - 17^\circ$) in Protonrichtung entstehen, ist hinter dem Eisenjoch ein Toroidmagnet mit einem Magnetfeld von 1.5T vorhanden, der mit 4 Driftkammern bestückt ist.

HERA Experiment H1



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

Abbildung 3.1: Der H1-Detektor.

Kapitel 4

Grundlagen der Kalorimetrie

4.1 Funktionsprinzip von Kalorimetern

Kalorimeter sind Instrumente zum Nachweis hochenergetischer Teilchen, in denen die Teilchenenergie vollständig absorbiert wird und ganz oder teilweise als meßbares Signal zur Verfügung steht. Die einfallenden Teilchen geben ihre Energie zunächst in inelastischen Wechselwirkungen mit den Atomen des Absorbermaterials ab. Bei diesen Wechselwirkungen entstehen Sekundärteilchen, die ihrerseits in inelastischen Wechselwirkungen weitere Teilchen erzeugen können. Im Verlauf der Schauerentwicklung wächst zunächst die Teilchenanzahl, wobei die mittlere Energie der Schauerteilchen entsprechend abnimmt. Die Schauerentwicklung bricht ab, sobald die Energie der Schauerteilchen unter die Schwelle für die Erzeugung weiterer Sekundärteilchen gesunken ist. Niederenergetische Schauerteilchen geben ihre kinetische Energie in atomaren Streuprozessen im Kalorimeter ab, z.B. durch Ionisation, Anregung von Hüllenelektronen mit nachfolgender Photonenemission oder durch Čerenkov-Strahlung. Die so abgegebene Energie kann nun z.B. durch Ladungssammlung oder durch Messung des Szintillations- bzw. Čerenkovlichtes bestimmt werden. Die Summe der Spurlängen aller Schauerteilchen T ist dabei im Mittel proportional zur Energie des initiiierenden Teilchens.

In *homogenen* Kalorimetern verwendet man ein Material sowohl zur Energieabsorption als auch zur Signalbildung. Gebräuchliche Materialien für homogene Kalorimeter sind z.B. Caesiumjodid (CsJ), Natriumjodid (NaJ) oder Wismut-Germaniumoxid (BGO) (szintillierende Kristalle) oder Bleiglas (Signalbildung über Čerenkov-Strahlung). Homogene Kalorimeter haben eine sehr gute Energieauflösung, erfordern jedoch besonders bei hohen Teilchenenergien einen großen Kostenaufwand.

Bei sogenannten *Sampling*¹-Kalorimetern werden für Absorption und Signalbildung verschiedene Materialien verwendet. Als Absorber können dann Materialien wie Blei, Eisen oder Uran verwendet werden, deren hohe Absorptionsfähigkeit

¹engl. sample = Stichprobe

einen im Vergleich zum homogenen Kalorimeter kompakten Detektoraufbau möglich macht. Die Signalbildung erfolgt z.B. in Szintillatoren oder flüssigem Argon (LAr). Üblicherweise, so auch bei den ZEUS- und H1-Kalorimetern, werden Absorber- und Auslesematerial in einer Schichtstruktur möglichst senkrecht zur wahrscheinlichen Einfallsrichtung der nachzuweisenden Teilchen angeordnet. Während in homogenen Kalorimetern die gesamte deponierte Energie zum Signal beiträgt, geht bei Sampling-Kalorimetern nur ein geringer Bruchteil der deponierten Energie in das Signal ein. Fluktuationen dieses sichtbaren Anteils an der deponierten Energie (Sampling-Fluktuationen) liefern einen erheblichen Beitrag zur Energieauflösung eines Sampling-Kalorimeters.

4.2 Elektromagnetische Schauer

Elektromagnetische Schauer können durch hochenergetische Elektronen, Positronen oder Photonen erzeugt werden. Elektronen bzw. Positronen erzeugen in Bremsstrahlungsprozessen Photonen, die ihrerseits durch Paarbildung Elektronen und Positronen erzeugen.

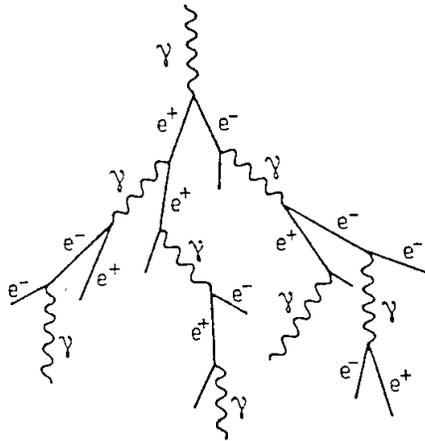


Abbildung 4.1: Durch ein hochenergetisches γ -Quant erzeugter elektromagnetischer Schauer [MUS88].

4.2.1 Energieverlust von Elektronen und Positronen

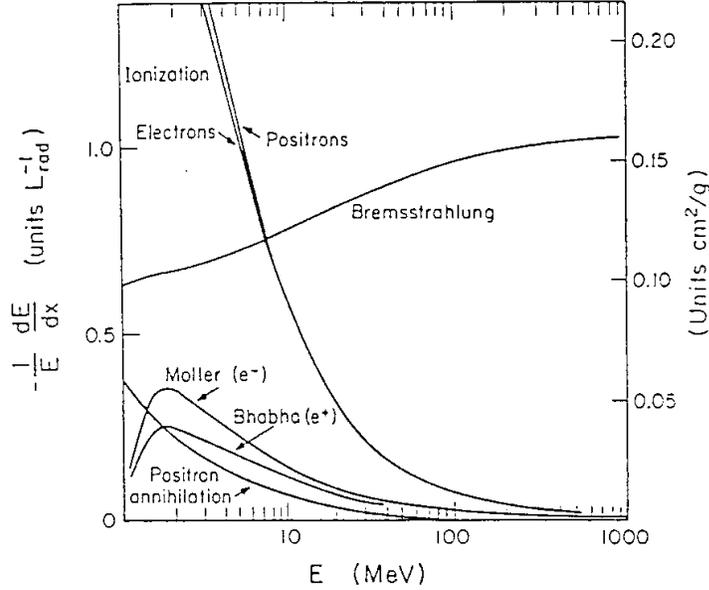


Abbildung 4.2: Energieverlust von Elektronen und Positronen in Blei [PAR90].

Zum Energieverlust von Elektronen bzw. Positronen tragen hauptsächlich zwei Mechanismen bei, Bremsstrahlung und Ionisation.

$$\left(\frac{dE}{dx}\right) = \left(\frac{dE}{dx}\right)_{\text{brems}} + \left(\frac{dE}{dx}\right)_{\text{ion}} \quad (4.1)$$

Bei sehr hohen Energien dominieren die Bremsstrahlungsverluste. Das Elektron bzw. Positron wird im elektrischen Feld eines Atomkerns abgelenkt und strahlt dabei ein reelles Photon ab. Der Energieverlust hochenergetischer Elektronen bzw. Positronen durch Bremsstrahlung ist näherungsweise proportional zur Teilchenenergie:

$$-\left(\frac{dE}{dx}\right)_{\text{brems}} = \frac{E}{X_0}. \quad (4.2)$$

Die *Strahlungslänge* X_0 gibt dabei die mittlere Weglänge an, auf der die Teilchenenergie durch Bremsstrahlungsverluste um den Faktor $1/c$ abnimmt. Sie kann näherungsweise parametrisiert werden durch [PAR90]

$$X_0 = \frac{716.4g \text{ cm}^{-2} A}{Z(Z+1)\ln(287\sqrt{Z})} \quad (4.3)$$

Für die effektive Strahlungslänge einer aus verschiedenen Materialien zusammengesetzten Struktur ergibt sich:

$$\frac{1}{X_0} = \sum_i \frac{f_i}{X_i}, \quad (4.4)$$

wobei X_i die Strahlungslänge in $\frac{g}{cm^2}$ und f_i den Massenanteil des i -ten Materials beschreiben.

Tabelle 4.1: Dichten und Strahlungslängen für einige Materialien. Die Zeilen "EMC" und "HAC" enthalten die nach Gl. 4.4 gemittelten Werte für die Samplingstrukturen des elektromagnetischen bzw. hadronischen H1-Kalorimeters.

Material	$\rho \left[\frac{g}{cm^3} \right]$	$X_0 [cm]$	$X_0 \left[\frac{g}{cm^2} \right]$
LAr	1.40	14.0	19.55
Pb	11.35	0.56	6.37
Fe	7.87	1.76	13.84
Al	2.70	8.89	24.01
G10	1.7	19.4	33.0
EMC	4.79	1.59	7.62
HAC	5.73	2.49	14.27

Bei niedrigeren Energien wird der Energieverlust von Ionisationsverlusten dominiert. Oberhalb von $1MeV$ läßt sich der Ionisationsverlust darstellen durch:

$$-\left(\frac{dE}{dx}\right)_{ion} = 4\pi N_A \frac{Z}{A} r_e^2 m_e c^2 [\ln(2mv^2\gamma^2/I) - 1] \quad (4.5)$$

mit

- N_A : Avogadrozahl
- γ = $1/\sqrt{1-\beta^2} = E/m$
- m_e : Ruhemasse des Elektrons in $[MeV]$
- r_e : klass. Elektronenradius = $e^2/4\pi\epsilon_0 m_e c^2$
- Z : Kernladungszahl des Mediums
- A : Massenzahl des Mediums in $[g]$
- I : Ionisationskonstante, $I \approx 16Z^{0.9} eV$ für $Z > 1$

Als *kritische Energie* E_c eines Materials bezeichnet man die Elektronenenergie, bei der Ionisations- und Strahlungsverluste gleich groß sind:

$$\left(\frac{dE}{dx}\right)_{ion}|_{E_c} = \left(\frac{dE}{dx}\right)_{brems}|_{E_c} \quad (4.6)$$

Die kritische Energie kann näherungsweise beschrieben werden durch [WIG87]:

$$E_c = \frac{800 \text{ MeV}}{Z + 1.2} \quad (4.7)$$

Abgebremste Positronen annihilieren über den Prozeß $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma$, wobei eine Energie von $2m_e$ freigesetzt wird.

4.2.2 Energieverlust von Photonen

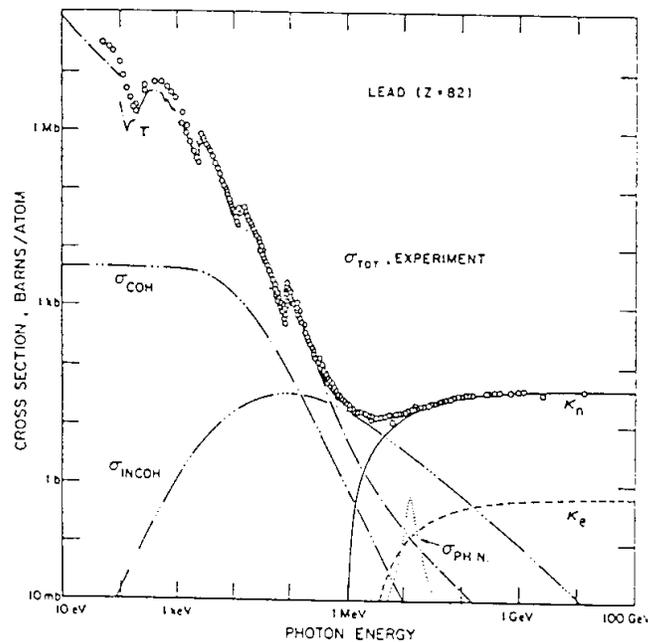


Abbildung 4.3: Photon-Wirkungsquerschnitte in Blei [PAR90].

Hochenergetische Photonen aus Bremsstrahlungsprozessen können im Feld eines Kerns ein Elektron-Positron-Paar erzeugen. Nach einer Weglänge von $9/7X_0$ geht ein Photon mit einer Wahrscheinlichkeit von $(1 - 1/e)$ in ein e^+e^- -Paar über. Niederenergetische Photonen geben ihre Energie hauptsächlich über den atomaren Photoeffekt ab. Der Wirkungsquerschnitt für den atomaren Photoeffekt ist im Bereich niedriger Energien ($E_\gamma \ll 1 \text{ MeV}$) [LOH81]:

$$\sigma_{photo} = \frac{8\pi}{3} r_e^2 4\sqrt{2} Z^5 \alpha^4 \left(\frac{m_e c^2}{E_\gamma} \right)^{7/2} \quad (4.8)$$

4.2.3 Longitudinale Energiedichteverteilung

Da beide für die Teilchenvervielfachung in elektromagnetischen Schauern verantwortlichen Prozesse, Paarbildung und Bremsstrahlung, in Strahlungslängen skalieren, kann die Strahlungslänge eines Materials als natürliche Längeneinheit longitudinaler Schauerprofile angesehen werden. Das mittlere longitudinale Profil eines elektromagnetischen Schauers kann in guter Näherung durch eine Gammaverteilung beschrieben werden [LON75]:

$$\frac{1}{E} \frac{dE}{dz} = \frac{(\beta z)^{\alpha-1} e^{-\beta z}}{\Gamma(\alpha)} \beta \quad (4.9)$$

Die Parameter α und β beschreiben Erwartungswert und Varianz der Gammaverteilung:

$$\langle z \rangle = \frac{\alpha}{\beta} \quad (4.10)$$

$$\langle (z - \langle z \rangle)^2 \rangle = \frac{\alpha}{\beta^2} \quad (4.11)$$

4.2.4 Laterale Energiedichteverteilung

Hauptsächlich durch Vielfachstreuung von Elektronen und Positronen kommt es im Verlauf der Schauerentwicklung zur Verbreiterung des lateralen Schauerprofils. Die laterale Ausdehnung eines elektromagnetischen Schauers kann näherungsweise materialunabhängig beschrieben werden, wenn sie in Einheiten von Molière-Radien R_M gemessen wird [PAR90]:

$$R_M = X_0 \frac{21.2 MeV}{E_c} \quad (4.12)$$

Für den Molière-Radius einer Mischung verschiedener Materialien mit den Gewichtsanteilen f_i und Molière-Radien R_{M_i} gilt:

$$\frac{1}{R_M} = \sum_i \frac{f_i}{R_{M_i}} \quad (4.13)$$

4.2.5 Sichtbarer Energieanteil und Energieauflösung

Der mittlere Anteil der im sensitiven Medium deponierten Energie E_{vis} an der insgesamt deponierten Energie E_{dp} wird als *Samplingfraction* $sf = E_{vis}/E_{dp}$ bezeichnet. Die Samplingfraction ist von der Kalorimeterstruktur und der Teilchenart abhängig. Als Bezugsgröße wird oft die Samplingfraction für minimal ionisierende Teilchen $sf_{mip} := \overline{mip}$ verwendet:

$$\overline{mip} = \frac{\sum_a (\frac{dE}{dx})_a \Delta_a}{\sum_a (\frac{dE}{dx})_a \Delta_a + \sum_p (\frac{dE}{dx})_p \Delta_p}, \quad (4.14)$$

wobei der Summationsindex a über alle sensitiven Schichten und p über alle passiven Schichten läuft und Δ_i die jeweilige Schichtdicke bezeichnet.

Bei elektromagnetischen Schauern ist das Verhältnis ϵ/mip näherungsweise energieunabhängig, so daß die sichtbare Energie proportional zur Energie des einfallenden Teilchens ist:

$$\langle E_{vis} \rangle \propto E_{dp} = E_{inc} \quad (4.15)$$

Wegen der Z^5 -Abhängigkeit des Wirkungsquerschnitts für den atomaren Photoeffekt ist der Anteil der in den Absorberschichten (hohes Z) deponierten Energie in elektromagnetischen Schauern in der Regel höher als bei minimal ionisierenden Teilchen, woraus folgt:

$$\frac{\epsilon}{mip} < 1 \quad (4.16)$$

In Sampling-Kalorimetern wird die Energieauflösung σ_E für elektromagnetische Schauer von den *Sampling-Fluktuationen* dominiert: Geht man davon aus, daß die in einer aktiven Kalorimeterschicht sichtbare Energie proportional zur Anzahl von Durchgängen geladener Schauerteilchen durch diese Schicht ist, so lassen sich die Sampling-Fluktuationen als statistische Schwankungen dieser Anzahl verstehen. Bezeichnet man die gesamte in allen aktiven Detektorschichten nachweisbare Spurlänge in Einheiten der Strahlungslänge mit T_d und die Dicke einer Ausleseschicht mit d , so ergibt sich die Gesamtzahl aller Durchquerungen als $N = T_d/d$. Die Annahme, daß die einzelnen Durchquerungen voneinander statistisch unabhängig sind, führt zu einer Poissonverteilung, die bei hinreichend großem Erwartungswert $\langle N \rangle$ in eine Normalverteilung mit der Standardabweichung

$$\sigma_N = \sqrt{\langle N \rangle} \quad (4.17)$$

übergeht, woraus sich unter der Annahme der Proportionalität zwischen N und E_{vis} ergibt:

$$\frac{\sigma_E}{E} = 1/\sqrt{\langle N \rangle} = \frac{C}{\sqrt{E}} \quad (4.18)$$

4.3 Hadronische Schauer

4.3.1 Mechanismen der Schauerausbreitung

Bei Hadronen spielen wegen der im Vergleich zu Elektronen wesentlich größeren Teilchenmassen² Strahlungsverluste keine Rolle für die Schauerausbreitung. Einfallende Hadronen verlieren in Materie zunächst Energie durch Ionisation. Der mittlere Energieverlust schwerer ionisierender Teilchen wird durch die Bethe-Bloch-Gleichung beschrieben [PAR90]:

$$-\left(\frac{dE}{dx}\right) = 4\pi N_A \tau_e^2 m_e c^2 \frac{Z}{A \beta^2} \left[\ln \left(\frac{2m_e c^2 \gamma^2 \beta^2}{I} \right) - \beta^2 - \frac{\delta}{2} \right] \quad (4.19)$$

²Das leichteste geladene Hadron, das π -Meson, hat bereits die 273fache Masse des Elektrons.

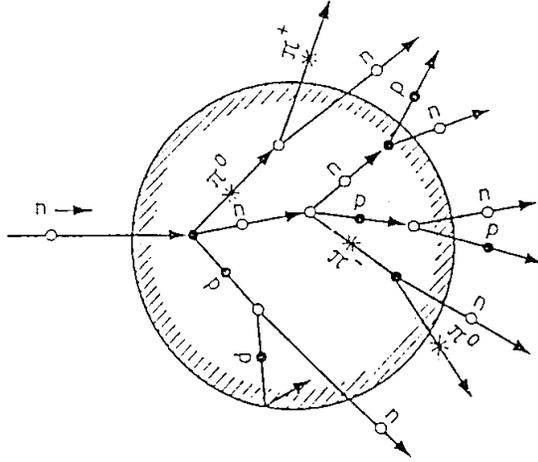


Abbildung 4.4: Schematische Darstellung einer innernuklearen Kaskade [MUS88].

mit

N_A	: Avogadrozahl
β	$= v/c = p /E$
γ	$= 1/\sqrt{1-\beta^2} = E/m$
dE/dx	: Mittlerer Energieverlust pro Weglänge
m_e	: Ruhemasse des Elektrons in [MeV]
r_e	: klass. Elektronenradius $= c^2/4\pi\epsilon_0 m_e c^2$
Z	: Kernladungszahl des Mediums
A	: Massenzahl des Mediums in [g]
z	: Ladungszahl des Teilchens
I	: Ionisationskonstante, $I \approx 16Z^{0.9} \text{ eV}$ für $Z > 1$
δ	: Dichtekorrektur

Durch starke Wechselwirkung des einfallenden Hadrons mit einem Nukleon eines Kerns im Medium können Sekundärteilchen erzeugt werden. Die mittlere Weglänge bis zur ersten inelastischen starken Wechselwirkung wird als nukleare Absorptionslänge λ bezeichnet. Bei der Kernwechselwirkung entstehen vor allem leichte Mesonen (Pionen, Kaonen, ...), die zum Teil noch innerhalb des Kernvolumens mit weiteren Nukleonen wechselwirken (innernukleare Kaskade, s. Abb. 4.4). Einige Pionen sowie Nukleonen verlassen den Kern (Spallation) und können

in weiteren inelastischen Wechselwirkungen zur Schauerentwicklung beitragen. Es verbleibt ein angeregter Restkern, der entweder durch Evaporation von Kernbruchstücken (vorwiegend Neutronen), Emission hochenergetischer γ -Quanten oder - besonders bei schweren Kernen - durch Spaltung seine Anregungsenergie abgibt.

Tabelle 4.2: *Absorptionslängen für einige Materialien.*

Material	$\lambda [cm]$	$\lambda \left[\frac{g}{cm^2} \right]$
LAr	83.7	117.2
Pb	17.1	194.0
Fe	16.8	131.9
Al	39.4	106.4
G10	53.1	90.2
EMC	37.6	180.1
HAC	25.9	148.4

4.3.2 Komponenten hadronischer Schauer

Bei der Energiedeposition eines hadronischen Schauers sind drei Anteile getrennt zu betrachten:

- Bei der inelastischen hadronischen Wechselwirkung wird ein Teil der Energie E_{inc} des einfallenden Teilchens verbraucht, um die Bindungsenergie der freigesetzten Nukleonen zu überwinden. Durch neutrale Teilchen (Neutronen, Neutrinos), die teilweise ohne Wechselwirkung den Detektor verlassen, geht ein weiterer Teil der Energie für den Nachweis verloren. Diese Verluste werden als *intrinsische* Verluste bezeichnet.
- π^0 - Mesonen zerfallen nach einer mittleren Lebensdauer von $\tau \approx 10^{-17} s$ fast ausschließlich in zwei Photonen und erzeugen so einen elektromagnetischen Subschauer.
- Ionisation durch geladene Hadronen und nukleare γ -Quanten bilden die rein hadronische Schauerkomponente.

Die Energiebilanz eines hadronischen Schauers sieht daher folgendermaßen aus:

$$E_{inc} = E_{loss} + E_{em} + E_{had} \quad (4.20)$$

mit

$$\begin{aligned} E_{loss} &= f_{loss} E_{inc} & : & \text{intrinsische Energieverluste,} \\ E_{em} &= f_{em} E_{inc} & : & \text{elektromagnetischer Energieanteil,} \\ E_{had} &= f_{had} E_{inc} & : & \text{hadronischer Energieanteil.} \end{aligned}$$

Der mittlere Anteil $\langle f_{em} \rangle$ wächst näherungsweise logarithmisch mit der einfallenden Energie und kann nach [FAB85] durch

$$\langle f_{em} \rangle \approx 0.1 \ln(E_{inc} [GeV]) \quad (4.21)$$

parametrisiert werden.

4.3.3 Energieauflösung für hadronische Schauer

Zu den bereits im Zusammenhang mit elektromagnetischen Schauern behandelten Sampling-Fluktuationen kommen bei hadronischen Schauern noch Fluktuationen in der Aufteilung der Energie auf die einzelnen Schauerkomponenten hinzu. Der Einfluß des Anteils f_{loss} auf die sichtbare Energie ist offensichtlich. Aber auch Fluktuationen in der Aufteilung der deponierten Energie zwischen elektromagnetischer und hadronischer Komponente können die Energieauflösung verschlechtern, wenn die Samplingfractions für diese Komponenten unterschiedlich sind. Bezeichnet man die auf minimal ionisierende Teilchen normierte Samplingfraction der elektromagnetischen Schauerkomponente mit e/mip und diejenige der hadronischen Komponente mit had/mip , so ergibt sich für die sichtbare Energie eines hadronischen Schauers

$$E_{vis} = E_{inc} \overline{mip} \left(f_{em} \frac{e}{mip} + f_{had} \frac{had}{mip} \right). \quad (4.22)$$

Das gemessene e/h -Verhältnis wird als

$$\left(\frac{e}{h} \right)_m (E) := \frac{\frac{e}{mip}}{\langle f_{em}(E) \rangle \frac{e}{mip} + \langle f_{had}(E) \rangle \frac{had}{mip}} \quad (4.23)$$

definiert. Das *intrinsische* e/h -Verhältnis [WIG87]

$$\left(\frac{e}{h} \right)_{intr} := \frac{\frac{e}{mip}}{\frac{\langle f_{had} \rangle had}{(\langle f_{had} + f_{loss} \rangle) mip}} \quad (4.24)$$

beschreibt das Verhältnis zwischen dem sichtbaren Anteil der elektromagnetischen Komponente und dem gesamten sichtbaren Anteil der beiden nicht elektromagnetischen Komponenten. Mit dem gemessenen e/h -Verhältnis ist es durch

$$\left(\frac{e}{h} \right)_m (E) = \frac{\left(\frac{e}{h} \right)_{intr}}{1 - \langle f_{em}(E) \rangle \left(1 - \left(\frac{e}{h} \right)_{intr} \right)} \quad (4.25)$$

verknüpft. Aus Gl. 4.25 ergibt sich, daß für $(e/h)_{intr} = 1$ unabhängig von der Energie auch $(e/h)_m = 1$ folgt. Bei der Energieauflösung zeigt sich der Einfluß der

Fluktuationen des elektromagnetischen Anteils durch eine additive Konstante, die von $(e/h)_{intr}$ abhängt:

$$\frac{\sigma_E}{E} = \frac{a}{\sqrt{E[GeV]}} + b \left| \left(\frac{e}{h} \right)_{intr} - 1 \right| \quad (4.26)$$

Neben der Verschlechterung der Energieauflösung wird durch ein von 1 abweichendes e/h -Verhältnis auch die Linearität des Kalorimeters aufgehoben. Die Ursache für die Alinearität liegt in der Energieabhängigkeit des Erwartungswertes $\langle f_{em} \rangle$ (Gl. 4.21).

Zur Vermeidung der mit $e/h \neq 1$ verbundenen Nachteile werden bei den HERA-Experimenten H1 und ZEUS unterschiedliche Wege verfolgt. Beim ZEUS-Kalorimeter soll durch die Kombination von Uran-Absorberplatten mit organischen Szintillatoren eine hardwareseitige Kompensation ($e/h = 1$) erreicht werden. Die bei ZEUS angestrebte Energieauflösung für hadronische Schauer liegt bei

$$\frac{\sigma_E}{E} \approx \frac{33\%}{\sqrt{E[GeV]}}. \quad (4.27)$$

Beim H1-Kalorimeter mit Blei- bzw. Eisenabsorber und flüssigem Argon als Auslesematerial läßt sich durch Variation der Schichtdicken keine Kompensation erreichen. Die feine Segmentierung des H1-Kalorimeters erlaubt es aber, durch geeignete Gewichtung der Energieeinträge der einzelnen Auslesezellen (*"weighting"*) in der Datenanalyse zu einem e/h Verhältnis von 1 zu gelangen (siehe z.B. [GRE90]). Die Energieauflösung für hadronische Schauer im H1-Kalorimeter nach Anwendung der Gewichtungsfunktion soll bei

$$\frac{\sigma_E}{E} \approx \frac{50\%}{\sqrt{E[GeV]}} \quad (4.28)$$

liegen.

Kapitel 5

Die Simulation des H1-Kalorimeters

5.1 GEANT

Das Programm GEANT¹ ist die Grundlage des Simulationsprogramms H1SIM für den H1-Detektor. Von GEANT werden dabei im wesentlichen folgende Aufgaben übernommen:

- Definition der Detektormaterialien.
- Definition der Detektorgeometrie.
- Schrittweise Spurverfolgung von Teilchen durch den Detektor.
- Verwaltung von Sekundärteilchen

GEANT simuliert elektromagnetische Prozesse in enger Anlehnung an das Programmpaket EGS4 [NEL85]. Hadronische Wechselwirkungen werden durch das Programm GEISHA [FES85] berechnet.

Bei der Spurverfolgung eines Teilchens durch den Detektor werden entsprechend den abhängig von Teilchenenergie und -art berechneten Wirkungsquerschnitten alle relevanten physikalischen Prozesse berücksichtigt. Sekundärteilchen, die bei einer Wechselwirkung entstehen, werden auf einem Stack abgelegt. Neben der Simulation diskreter Prozesse werden in jedem Schritt quasikontinuierliche Prozesse wie Ionisation und Vielfachstreuung berechnet. Aus den in sensitiven Kalorimeterbereichen durch Ionisation deponierten Energiebeiträgen ergibt sich dann das simulierte Kalorimetersignal. Die Spurverfolgung eines Teilchens endet, wenn seine Energie eine einstellbare untere Grenze (cut) unterschreitet oder wenn es den Detektor verläßt. Nach dem Ende einer Spur wird die Spurverfolgung mit den Teilchen vom Sekundärteilchenstack fortgesetzt. Die Simulation

¹In der vorliegenden Arbeit wurde die GEANT-Version 3.14 verwendet.

eines Ereignisses ist beendet, wenn nach der Spurverfolgung eines Teilchens der Sekundärteilchenstack leer ist.

Die für die detaillierte Simulation eines Teilchenschauers benötigte Rechenzeit ist ungefähr proportional zur Energie des initiiierenden Teilchens.

5.2 Das Programm GFLASH

Das Programm GFLASH² ermöglicht die Simulation elektromagnetischer und hadronischer Teilchenschauer im GEANT-Kontext mit Hilfe parametrisierter Energiedichteverteilungen [GRI90]. Die Parametrisierung von Samplingfractions und Sampling-Fluktuationen erlaubt die Verwendung einer vereinfachten Geometrie, in der ganze Kalorimeterstacks als einzelne Volumina ohne Unterstruktur definiert werden können. Für diese grobe Geometrie wird über die GEANT-Routine GSMIXT ein der Samplingstruktur entsprechendes homogenes Gemisch eingesetzt. Bei der Spurverfolgung eines Teilchens durch die vereinfachte Geometrie wird nach jedem Schritt GFLASH aufgerufen. Die von GEANT berechneten Ionisationsverluste werden von GFLASH unter Berücksichtigung der Samplingfraction deponiert. Hat eine inelastische Wechselwirkung stattgefunden, so werden in GFLASH abhängig von der Teilchenenergie, Art der Wechselwirkung und vom Kalorimeter die Parameter eines individuellen Schauers ermittelt. Die in der Wechselwirkung erzeugten Sekundärteilchen werden vom Stack genommen und durch ein Pseudo-Schauerpartikel ersetzt, dessen Impulsvektor die Schauerachse beschreibt. Dieses Pseudoteilchen wird nun von GEANT wie ein Neutrino ohne weitere Wechselwirkung durch das Kalorimetervolumen verfolgt. Bei jedem Schritt wird in GFLASH der entsprechende Bereich der parametrisierten longitudinalen Energiedichteverteilung aufintegriert. Entsprechend einer parametrisierten lateralen Verteilungsdichtefunktion wird diese Energie in Form mehrerer Energie-Spots in einer Ebene senkrecht zur Schauerachse deponiert.

5.2.1 Parametrisierung elektromagnetischer Schauer

Die Energiedichteverteilung wird zweckmäßigerweise in Zylinderkoordinaten (z, r, ϕ) betrachtet, wobei die z -Koordinate in Richtung der Schauerachse zeigt.

$$dE_{dp}(\vec{r}) = E_{dp} f_{lon}(z) dz f_{rad}(r) dr f_{azi}(\phi) d\phi \quad (5.1)$$

Longitudinale Parametrisierung

Wie bereits in Kapitel 4 gezeigt, läßt sich das mittlere longitudinale Profil eines elektromagnetischen Schauers durch eine Gammaverteilung beschreiben. Grundlage des Parametrisierungskonzeptes von GFLASH ist nun die Annahme, daß nicht nur das mittlere Schauerprofil, sondern auch die Profile individueller Schauer durch

²GEANT-Fast Liquid-Argon simulation for electromagnetic and hadronic Showers

Gammaverteilungen dargestellt werden können, wenn die Schauerparameter α und β entsprechend fluktuiert werden:

$$f_i(z) = \frac{(\beta_i z)^{\alpha_i - 1} e^{-\beta_i z}}{\Gamma(\alpha_i)} \beta_i \quad (5.2)$$

Die Parameter α_i und β_i werden normalverteilt und unter Berücksichtigung des Korrelationskoeffizienten

$$\rho_{\alpha\beta} = \frac{\langle (\alpha_i - \langle \alpha_i \rangle)(\beta_i - \langle \beta_i \rangle) \rangle}{\sigma_\alpha \sigma_\beta} \quad (5.3)$$

erzeugt:

$$\begin{pmatrix} \alpha_i \\ \beta_i \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \mu_\alpha \\ \mu_\beta \end{pmatrix} + C \begin{pmatrix} z_1 \\ z_2 \end{pmatrix}_i \quad (5.4)$$

$$C = \begin{pmatrix} \sigma_\alpha & 0 \\ 0 & \sigma_\beta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \sqrt{(1 + \rho_{\alpha\beta})/2} & \sqrt{(1 - \rho_{\alpha\beta})/2} \\ \sqrt{(1 + \rho_{\alpha\beta})/2} & -\sqrt{(1 - \rho_{\alpha\beta})/2} \end{pmatrix}$$

Die Variablen z_1 und z_2 sind voneinander unabhängige normalverteilte Zufallszahlen. Die Erwartungswerte μ_α und μ_β und die Standardabweichungen σ_α und σ_β werden energieabhängig parametrisiert, der Korrelationskoeffizient $\rho_{\alpha\beta}$ wird als konstant angenommen:

$$\begin{aligned} \mu_\alpha(E) &= A_1 + A_2 \ln E \\ \sigma_\alpha(E) &= A_3 + A_4 \ln E \\ \mu_\beta(E) &= B_1 + B_2 \ln E \\ \sigma_\beta(E) &= B_3 + B_4 \ln E \\ \rho_{\alpha\beta}(E) &= 0.73 \end{aligned} \quad (5.5)$$

Laterale Parametrisierung

Die laterale Energiedichteverteilung wird aufgrund der Zylindersymmetrie nur abhängig von r parametrisiert:

$$f_{rad}(r) = \frac{2rR_{50}^2}{(r^2 + R_{50}^2)^2} \quad (5.6)$$

$$f_{azi}(\phi) = \frac{1}{2\pi} \quad (5.7)$$

Die für die radiale Verteilungsdichte verwendete R_{50} -Funktion ermöglicht die direkte Erzeugung einer entsprechend verteilten Zufallszahl, da das Integral dieser Funktion umkehrbar ist.

Erwartungswert und Varianz des freien Parameters R_{50} werden abhängig von der Schauerenergie E [GeV] und der Schauertiefe z [X_0] parametrisiert:

$$\mu_{R_{50}}(E, z) [R_M] = ((R_1 + (R_2 - R_3 \ln E)z)^2 \quad (5.8)$$

$$\sigma_{R_{50}}(E, z) [R_M] = ((S_1 - S_2 \ln E)(S_3 + S_4 z)\mu_{R_{50}}(E, z))^2 \quad (5.9)$$

Die Parameter R_1 bis R_3 und S_1 bis S_4 wurden für die Sampling-Strukturen des EMC und HAC getrennt angepaßt [RUD89].

Sichtbarer Energieanteil

Um von der gesamten in einem Schritt deponierten Energie E_{dp} auf die in den aktiven Schichten sichtbare Energie E_{vis} zu gelangen, wird die deponierte Energie mit der Elektron-Samplingfraction multipliziert:

$$\langle dE_{vis} \rangle = \frac{e}{mip} \widetilde{mip} dE_{dp} \quad (5.10)$$

Um die Sampling-Fluktuationen zu berücksichtigen, wird die Anzahl der in einem Schritt deponierten Energiespots poissonverteilt. Wegen der Additivität der Poissonverteilung ergibt sich daher auch für die Gesamtzahl N_s der in allen Schritten deponierten Spots eine Poissonverteilung mit $\sigma_{N_s} = \sqrt{N_s}$. Für die Energieauflösung in Abhängigkeit von der Spotenergie E_s folgt:

$$\frac{\sigma_E}{E} = \frac{\sigma_{N_s}}{N_s} = \frac{1}{\sqrt{N_s}} = \frac{\sqrt{E_s}}{\sqrt{E}}. \quad (5.11)$$

Die in Kap. 4 beschriebene Abhängigkeit der Sampling-Fluktuationen von der Energie $\sigma_E/E = C/\sqrt{E}$ läßt sich durch die Wahl der Spotenergie $E_s = C^2$ reproduzieren.

5.2.2 Parametrisierung hadronischer Schauer

Hadronische Schauer werden in GFLASH aus drei Komponenten zusammengesetzt, wobei jede Komponente wie bei der Simulation elektromagnetischer Schauer als Gammaverteilung mit für jeden Schauer individuellen Parametern α_i und β_i erzeugt wird. Die einzelnen Schauerkomponenten unterscheiden sich in der longitudinalen Skala und der Samplingfraction, mit der sie bei der Berechnung des sichtbaren Energieanteils berücksichtigt werden.

- Die hadronische Komponente **h** skaliert in Absorptionslängen und geht mit h/mip in die sichtbare Energie E_{vis} ein.
- Die "frühe" π^0 -Komponente **f** beschreibt den elektromagnetischen π^0 -Anteil der ersten inelastischen Wechselwirkung. Sie skaliert in Strahlungslängen und wird mit e/mip gewichtet.

- Die "späte" π^0 -Komponente s beschreibt den elektromagnetischen Anteil aller weiteren inelastischen Wechselwirkungen des Schauers. Sie skaliert in Absorptionslängen, geht aber mit e/mip in die sichtbare Energie ein.

Wegen der intrinsischen Energieverluste wird bei einem hadronischen Schauer nicht die gesamte Energie des initiiierenden Hadrons deponiert, sondern nur der Anteil

$$f_{dp} = \frac{E_{dp}}{E_{inc}} = \frac{E_{inc} - E_{loss}}{E_{inc}}. \quad (5.12)$$

In GFLASH wird die Größe f_{dp} energieabhängig parametrisiert:

$$\begin{aligned} f_{dp}(E) &= A_1 + A_2 \tanh(A_3(\ln E_{inc}[GeV] + A_4)) \\ A_1 &= 0.432 \\ A_2 &= 0.375 \\ A_3 &= 0.524 \\ A_4 &= -0.744 \end{aligned} \quad (5.13)$$

Für die Aufteilung der deponierten Energie auf die drei Schauerkomponenten werden die Größen $f_{dp}^{\pi^0}$ und $f_{\pi^0}^s$ eingeführt, die den gesamten elektromagnetischen Anteil und den relativen Anteil der "späten" π^0 -Komponente beschreiben:

$$f_{dp}^{\pi^0} := \frac{E_{\pi^0}}{E_{dp}} \quad (5.14)$$

$$f_{\pi^0}^s := \frac{E_{\pi^0}^s}{E_{\pi^0}} \quad (5.15)$$

Erwartungswerte und Fluktuationen der Parameter f_{dp} , $f_{dp}^{\pi^0}$ und $f_{\pi^0}^s$ werden in GFLASH energieabhängig parametrisiert. Darüberhinaus werden auch die Wahrscheinlichkeiten parametrisiert, mit denen der erzeugte Schauer eine frühe (P_{π^0}) bzw. späte ($P_{\pi^0}^s$) π^0 -Komponente enthält.

Für die drei Schauerkomponenten ergibt sich:

$$\begin{aligned} c_h(E) &= 1 - f_{dp}^{\pi^0}(E) \\ c_f(E) &= f_{dp}^{\pi^0}(E) (1 - f_{\pi^0}^s(E)) \\ c_s(E) &= f_{dp}^{\pi^0}(E) f_{\pi^0}^s(E) \end{aligned} \quad (5.16)$$

mit $c_h(E) + c_f(E) + c_s(E) = 1$.

Longitudinale Parametrisierung

Bei der Simulation der longitudinalen Energiedichteverteilung wird für jede der drei Schauerkomponenten eine Gammaverteilung verwendet, die in der für die Komponente typischen Längeneinheit skaliert:

$$dE_{dp} = E_{dp} (c_h \mathcal{H}_\Gamma(z_{\lambda_0}) dz_{\lambda_0} + c_f \mathcal{F}_\Gamma(z_{X_0}) dz_{X_0} + c_s \mathcal{S}_\Gamma(z_{\lambda_0}) dz_{\lambda_0}) \quad (5.17)$$

mit

$$\begin{aligned} \mathcal{H}_\Gamma(z) &= \frac{(\beta_h z)^{\alpha_h - 1} e^{-\beta_h z}}{\Gamma(\alpha_h)} \beta_h \\ \mathcal{F}_\Gamma(z) &= \frac{(\beta_f z)^{\alpha_f - 1} e^{-\beta_f z}}{\Gamma(\alpha_f)} \beta_f \\ \mathcal{S}_\Gamma(z) &= \frac{(\beta_s z)^{\alpha_s - 1} e^{-\beta_s z}}{\Gamma(\alpha_s)} \beta_s \\ z_{X_0} &: \text{ Schauertiefe in Strahlungslängen} \\ z_{\lambda_0} &: \text{ Schauertiefe in Absorptionslängen} \end{aligned}$$

Laterale Parametrisierung

Die laterale Energiedichteverteilung hadronischer Schauer wird für alle Schauerkomponenten gemeinsam durch eine R_{50} -Verteilung simuliert:

$$f(r) = \frac{2rR_{50}^2}{(r^2 + R_{50}^2)^2} \quad (5.18)$$

$$f(\phi) = \frac{1}{2\pi} \quad (5.19)$$

Erwartungswert und Varianz des Parameters R_{50} werden abhängig von der Schauerenergie E [GeV] und der Schauertiefe z [λ_0] parametrisiert:

$$\mu_{R_{50}}(E, z) [\lambda_0] = R_1 + (R_2 - R_3 \ln E)z \quad (5.20)$$

$$\sigma_{R_{50}}(E, z) [\lambda_0] = ((S_1 - S_2 \ln E)(S_3 + S_4 z) \mu_{R_{50}}(E, z))^2 \quad (5.21)$$

Die Beschreibung der radialen Entwicklung hadronischer Schauer in Einheiten von Absorptionslängen ermöglicht die Verwendung eines gemeinsamen Parametersatzes für EMC und HAC.

Korrelationen in der hadronischen Parametrisierung

In der ursprünglichen GFLASH-Version [RUD89] wurden für die Parametrisierung hadronischer Schauer die neun Parameter f_{dp} , $f_{dp}^{\pi^0}$, $f_{\pi^0}^*$, α_h , β_h , α_f , β_f , α_s , β_s unter Berücksichtigung aller Korrelationen erzeugt. Die benötigten Korrelationsmatrizen stammen aus Anpassungen an detaillierte GEANT/GEISHA-Simulationen [RUD89]. Bei der Anpassung der Parametrisierung an Daten des '87er-CERN-Tests [PET89] wurden diese Korrelationen unverändert beibehalten. Für verschiedene Energiebereiche und die unterschiedlichen Fälle mit oder ohne frühen bzw. späten π^0 -Anteil stehen insgesamt acht Sätze von Korrelationskoeffizienten zur Verfügung.

Sichtbarer Energieanteil

Bei der Berechnung des sichtbaren Energieanteils sind die unterschiedlichen Samplingfractions für die hadronische und die beiden π^0 -Komponenten zu berücksichtigen. Ausgehend von Gl. 5.17 ergibt sich für die longitudinale Verteilung der sichtbaren Energie:

$$dE_{vis} = E_{dp} \overline{mip} \left(\frac{\hbar}{mip} c_h \mathcal{H}_\Gamma(z_{\lambda_0}) dz_{\lambda_0} + \frac{e}{mip} [c_f \mathcal{F}_\Gamma(z_{X_0}) dz_{X_0} + c_s S_\Gamma(z_{\lambda_0}) dz_{\lambda_0}] \right) \quad (5.22)$$

Energieauflösung

Zur Energieauflösung bei hadronischen Schauern in Sampling-Kalorimetern tragen verschiedene Komponenten bei:

- π^0 -Fluktuationen
- Sampling-Fluktuationen
- Intrinsische Fluktuationen

Die π^0 -Fluktuationen, die bei einem von 1 abweichenden e/h -Verhältnis Fluktuationen der sichtbaren Energie bewirken, ergeben sich in GFLASH bei entsprechender Fluktuation des Parameters $f_{dp}^{\pi^0}$ in Verbindung mit Gl. 5.22. Die Parametrisierung der Sampling-Fluktuationen erfolgt wie bei elektromagnetischen Schauern durch Poissonverteilung der Spotanzahl bei jedem Schritt. Intrinsische Fluktuationen werden durch Fluktuationen des Parameters f_{dp} berücksichtigt.

5.2.3 GFLASH/PSI

Zusätzlich zu der ursprünglichen Behandlung der Korrelationen in GFLASH, die wegen der großen Anzahl an Parametern schwer an Daten anzupassen ist, wurde eine modifizierte GFLASH-Version untersucht, in der die korrelierte Erzeugung der hadronischen Schauerparameter aus dem "superschnellen" Simulationsprogramm H1PSI [RUD91] übernommen wurde³. Hier wird nur die Korrelation zwischen deponiertem Anteil f_{dp} und dem darin enthaltenen elektromagnetischen Anteil $f_{dp}^{\pi^0}$ energieabhängig parametrisiert:

$$\rho(f_{dp}, f_{dp}^{\pi^0})(E) = \min(0.99, 0.272 + 0.177 \ln E [GeV]) \quad (5.23)$$

Alle weiteren Parameter werden in diesem Fall unkorreliert erzeugt.

³Das Programm H1PSI arbeitet auf einer extrem vereinfachten projektiven Detektorgeometrie ohne GEANT-Rahmen.

Kapitel 6

CERN-Testdaten

In der vorliegenden Arbeit werden Testdaten für einen Viertelstack des H1 Inner Forward Kalorimeters (IFE/IFH) verwendet, die im November 1989 bzw. im März 1990 (5 GeV) am CERN aufgenommen wurden.

6.1 Der Testaufbau

6.1.1 Der Teststrahl

Die Testmessungen wurden im H6-Teststrahl des SPS¹ am CERN durchgeführt. Für den Teststrahl werden hochenergetische Protonen aus dem SPS auf ein feststehendes Target gelenkt. Die entstehenden Sekundärteilchen durchlaufen ein Magnetfeld, in dem sie nach Ladungsvorzeichen und Impuls getrennt werden können. Bei einer Protonenenergie von 450 GeV liegt der nutzbare Energiebereich des Sekundärstrahls bei $100 - 250\text{ GeV}$. Um den Energiebereich nach niedrigen Energien hin zu erweitern, kann im Sekundärstrahl ein zweites Target installiert werden. Der so entstehende Tertiärstrahl bietet nutzbare Teilchenimpulse bis hinab zu 5 GeV .

Die unterschiedlichen Strahlteilchen (hauptsächlich Elektronen, Myonen und Pionen) müssen durch geeignete Triggerdetektoren voneinander getrennt werden.

6.1.2 Das Flüssig-Argon-Kalorimeter

Der im Test verwendete Prototyp eines IFE/IFH-Viertelstacks ist identisch mit den IF-Viertelstacks im H1-Detektor. Die Samplingstrukturen sind in den anderen Bereichen des H1- Flüssig-Argon-Kalorimeters (CB1-3, FB1-2) für elektromagnetischen und hadronischen Teil jeweils ähnlich. Die IF-Daten wurden für diesen Vergleich gewählt, da das IF-Kalorimeter wegen der hohen Teilchendichte im Vorwärtsbereich lateral besonders fein segmentiert ist.

¹Super Proton Synchrotron

Tabelle 6.1: Longitudinale Segmentierung des IF-Kalorimeters

	Segment	dz [cm]	dz [X_0]	dz [λ]
I F E	1	4.94	2.82	0.164
	2	8.95	5.55	0.260
	3	11.93	7.40	0.347
	4	20.83	12.54	0.600
	Σ	32.76	28.31	1.371
I F H	5	16.8	6.72	0.82
	6	16.8	6.72	0.82
	7	19.6	7.83	0.95
	8	19.6	7.83	0.95
	9	30.8	12.31	1.50
	Σ	103.6	41.41	5.04
	Σ	136.4	69.72	6.41

Das elektromagnetische Kalorimeter

Das elektromagnetische Kalorimeter ist ein Sampling-Kalorimeter mit Blei-Absorberplatten und Signalbildung durch Ladungssammlung in flüssigem Argon. Zur Signalauslese und Hochspannungszufuhr werden die 2.4mm dicken Absorberplatten abwechselnd mit entsprechenden Beschichtungen versehen:

- Die Ausleseplatten sind von beiden Seiten mit einer Auslesekarte beklebt. Die Auslesekarte besteht aus einer G10-Platine, die mit einer der lateralen Auslesestruktur entsprechenden Kupferbeschichtung versehen ist. Die Signale der einzelnen Kupferflächen (*pads*) werden zwischen Absorber- und Ausleseplatte nach außen geführt.
- Die Hochspannungsplatten sind mit einer kupferkaschierten G10-Platine versehen, die mit dem Massepotential verbunden ist. Auf die Platine wird eine hochohmige Kapton-Schicht geklebt, an die eine negative Hochspannung angelegt wird. Das entstehende elektrische Feld zwischen der auf negativem Potential liegenden Kapton-Schicht und den Pads der gegenüberliegenden Auslesekarte, die durch den Eingangswiderstand des Verstärkers auf Massepotential liegen, bewegt die durch Ionisation freigesetzten Elektronen in Richtung der Pads.

Das hadronische Kalorimeter

Im hadronischen Kalorimeter werden 1.5cm dicke Stahlplatten als Absorber verwendet. Die zur Hochspannungszufuhr und Signalauslese benötigten Detektorelemente werden im hadronischen Kalorimeter nicht fest mit den Absorberplatten

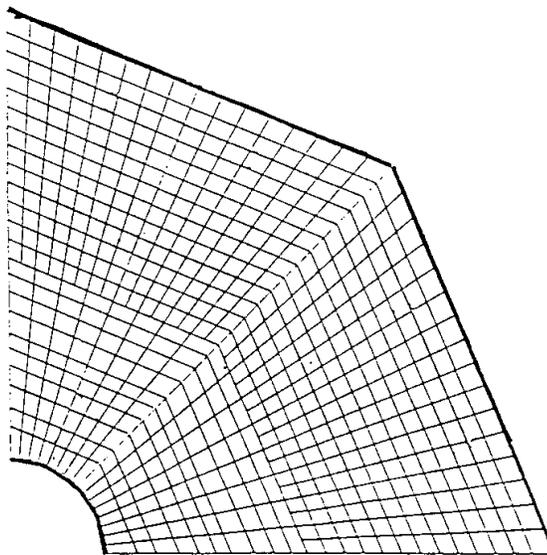
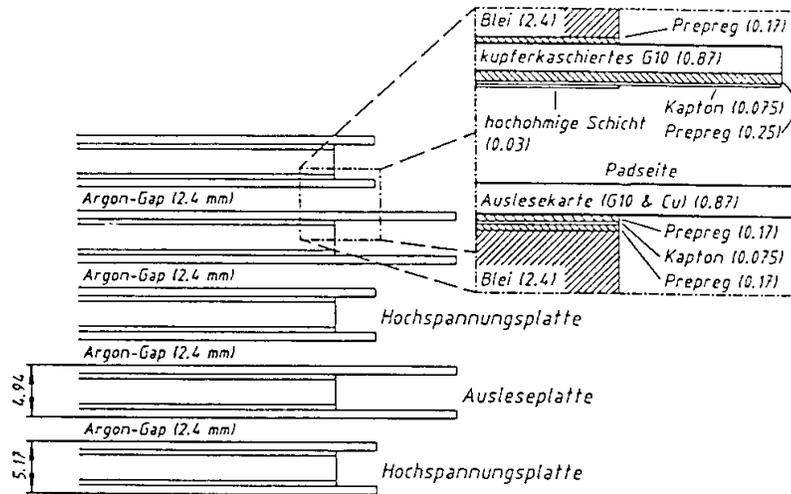


Abbildung 6.1: Samplingstruktur und laterale Segmentierung des IFE-Kalorimeters [BIN90] (alle Maße in [mm]).

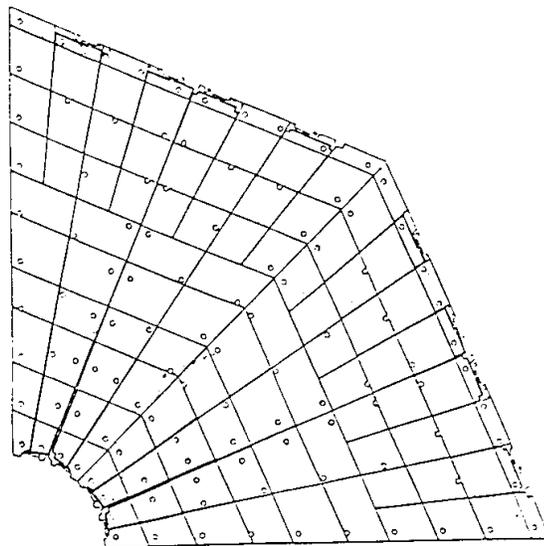
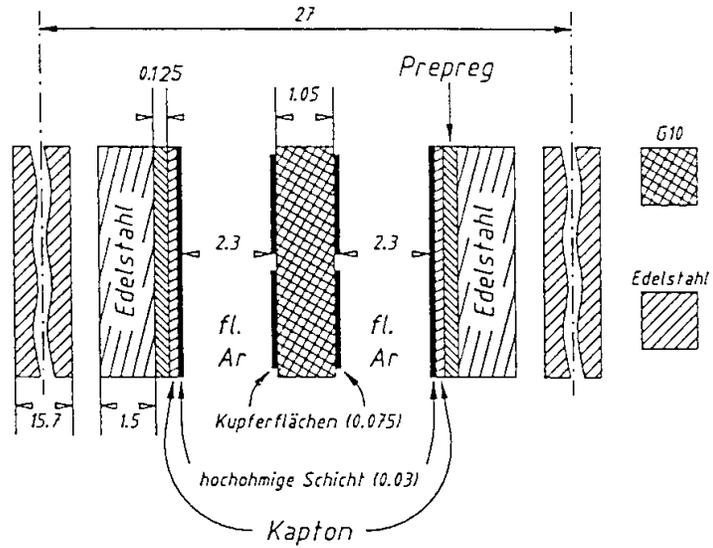


Abbildung 6.2: Samplingstruktur und laterale Segmentierung des IFH-Kalorimeters [BIN90] (alle Maße in [mm]).

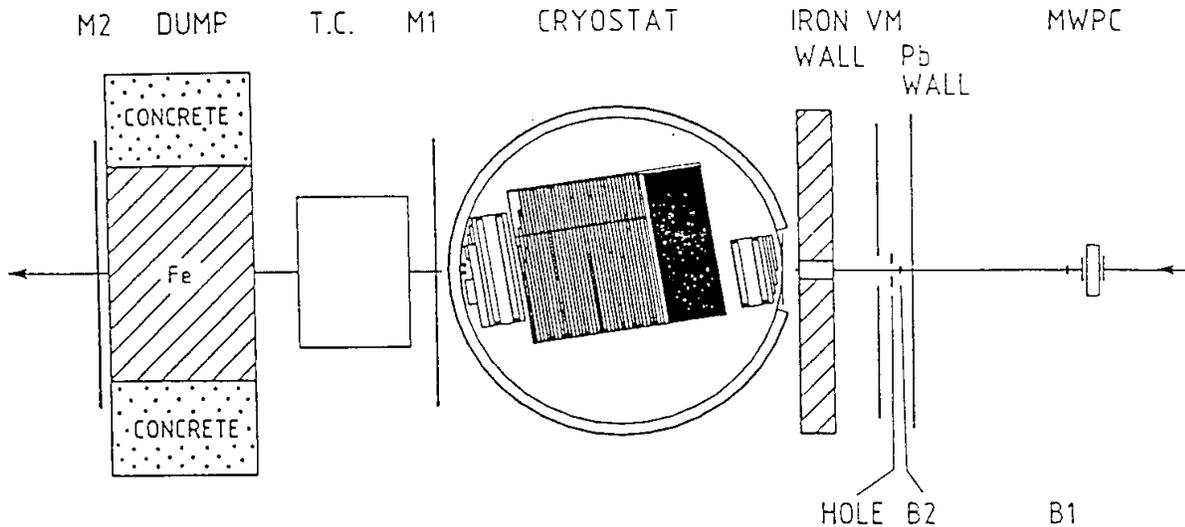


Abbildung 6.3: Der Testaufbau [BIN90]

verbunden, sondern als Module (sog. "independent read out boards") in die Zwischenräume der Absorberplatten eingeführt.

Der Kalorimeterstack befindet sich in einem Kryostaten, der senkrecht zum einfallenden Strahl horizontal um 60cm verschoben werden kann. Durch einen vertikalen Ablenkmagneten kann die Höhe des Auftreffpunktes beeinflusst werden. Die in der vorliegenden Arbeit verwendeten Daten stammen aus Messungen, bei denen die relative Lage des Strahls bezogen auf den Kalorimeterstack der Lage eines vom Vertex kommenden Strahls im H1-Detektor entsprach.

6.1.3 Triggerdetektoren

Außerhalb des Kryostaten wurden weitere Detektoren installiert, deren Signale im wesentlichen der Selektion bestimmter Ereignisse dienen:

- Zwei senkrecht zueinander stehende 3cm breite Szintillatorstreifen (sog. "Fingerzähler"), die nur dann beide ansprechen, wenn sich ein Teilchen auf der Sollbahn bewegt.
- Zwei CO_2 Gas-Čerenkovzähler (CEDARs), die die Trennung von Teilchen gleichen Impulses, aber unterschiedlicher Masse ermöglichen. Das Čerenkovlicht wird von je acht fest angeordneten Photomultipliern ausgelesen. Der Gasdruck wird in Abhängigkeit von der Strahlenergie so eingestellt, daß nur der Lichtkegel der gewünschten Teilchensorte auf die Photomultiplier trifft. Bis zu Energien von $\approx 100 GeV$ lassen sich so Elektronen und Pionen trennen.

Bei höheren Energien sind die Unterschiede der Teilchengeschwindigkeiten so gering, daß sie sich im Čerenkovzähler nicht mehr auflösen lassen.

- Zwei Vielfachdraht-Proportionalkammern (MWPCs) in einer Entfernung von $1.90m$ bzw. $25.40m$ vor dem Kryostatfenster. Sie haben eine Ortsauflösung von $2mm$ und werden neben der genauen Messung der Strahlposition bzw. der Strahlbreite benutzt, um Ereignisse zu erkennen, bei denen mehrere Teilchen gleichzeitig einfallen. Abb. 6.4 auf Seite 36 zeigt das mit der MWPC vor dem Kryostaten aufgenommene Strahlprofil für $30GeV$ Pionen.
- Eine Szintillator-Vetowand, die ein Signal liefert, wenn sie von strahlbegleitenden Teilchen außerhalb der Sollbahn getroffen wird. Der Strahl selbst läuft durch ein Loch von $\approx 4cm$ Durchmesser. Um die Nachweiswahrscheinlichkeit für Photonen zu erhöhen, befindet sich vor der Szintillatorwand eine Bleiplatte. Zwischen Szintillatorwand und Kryostat befindet sich eine $40cm$ dicke Eisenwand, um zu verhindern, daß zurückgestreute Teilchen aus Wechselwirkungen am Kryostatfenster ein Szintillatorsignal auslösen.
- Ein ringförmiger Lochzähler mit einem Innendurchmesser von $\approx 2cm$, der Ereignisse mit falschem Einschußort anzeigt.
- Zwei Myonwände hinter dem Kalorimeter. Die erste Myonwand befindet sich unmittelbar hinter dem Kryostaten und kann neben Myonen auch Reste hochenergetischer hadronischer Schauer (leakage) anzeigen. Vor der zweiten Myonwand befindet sich eine Eisenwand, in der alle Teilchen außer Myonen absorbiert werden. Das Signal der zweiten Myonwand kann daher als reiner Myontrigger angesehen werden.

6.2 Aufbereitung der Testdaten

6.2.1 Ereignisselektion

Die verwendeten Ereignisse wurden nach folgende Kriterien ausgewählt:

- beide Fingerzähler müssen ansprechen,
- kein Signal von der Vetowand oder dem Lochzähler,
- kein Signal der hinteren Myonwand,
- Signale von mindestens sechs der acht Photomultiplier des auf die gewünschte Teilchensorte eingestellten CEDARs,
- genau ein Cluster in der MWPC.

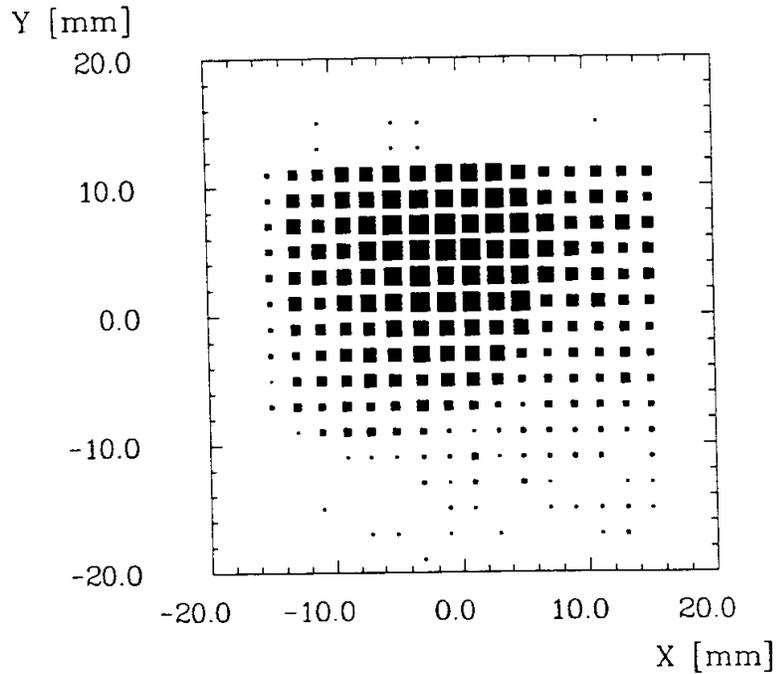


Abbildung 6.4: *Strahlprofil für 30 GeV Pionen. Die x - und y -Komponente sind näherungsweise normalverteilt; die Verteilungen werden durch die Triggerbedingung der Fingerzähler B1 und B2 beschnitten. Es ist deutlich zu erkennen, daß der horizontale Fingerzähler nicht genau in der Strahlmitte positioniert war.*

Tabelle 6.2 auf Seite 37 gibt einen Überblick über die Anzahl der gemessenen Ereignisse, die diese Bedingungen erfüllen.

6.2.2 Random Trigger-Events

Zusätzlich zu den bei Teilcheneinfall aufgenommenen Events wurden sogenannte Random Trigger-Events aufgezeichnet, die das Kalorimetersignal im Ruhezustand, d.h. ohne Teilcheneinfall enthalten. Aus den Ladungsverteilungen der Random Trigger-Events werden Nullpunktkorrekturen (Pedestals) für die einzelnen Auslesezellen berechnet. Die Breite dieser Ladungsverteilungen ist ein Maß für die Rauschamplituden.

$E_{\pi^+} [\text{GeV}]$	Meßperiode	Anzahl
5	3/90	1632
10	11/89	2181
20	11/89	5444
30	11/89	5667
50	11/89	4717
120	11/89	1540

Tabelle 6.2: *Energien und Ereigniszahlen der verwendeten Daten.*

6.2.3 Ladungskalibration

Um den Zusammenhang zwischen den in den Auslesezellen j deponierten Ladungen Q_j und den digitalisierten Signalen ADC_j zu ermitteln, wurde in Testmessungen ein definierter Ladungsverlauf über Testdrähte unmittelbar auf die Pads gebracht. An die gemessenen ADC-Signale wurden für jede Auslesezone j die Koeffizienten p_{ij} einer kubischen Funktion angepaßt [LOC91]:

$$Q_{0j} = p_{0j} + p_{1j} ADC_j \quad (6.1)$$

$$Q_j = Q_{0j} + p_{2j} Q_{0j}^2 + p_{3j} Q_{0j}^3 \quad (6.2)$$

Die Koeffizienten p_{0j} und p_{1j} beschreiben die (ideale) lineare Abhängigkeit zwischen Ladung und ADC-Signal, die Größen p_{2j} und p_{3j} dienen der Korrektur nichtlinearer Effekte.

Die durch Verunreinigung des flüssigen Argons innerhalb einer Meßperiode verursachte Veränderung des Signal/Ladung-Verhältnisses wird bei der Datenaufbereitung durch einen linear von der Meßzeit abhängigen Faktor berücksichtigt.

Kapitel 7

Vergleiche zwischen Daten und GFLASH-Simulationen

7.1 Simulation des CERN-Testaufbaus

Zur Simulation des CERN-Testaufbaus wurde GFLASH in das Programmsystem ARCET integriert. Wesentliche ARCET-Bestandteile wie z.B. die Definition der Kalorimetergeometrie und die Verwaltung der in den Auslesezellen deponierten Energie erfolgen über die entsprechenden H1SIM-Routinen. Darüberhinaus sind in ARCET die CERN-Test-spezifischen Komponenten wie der Kryostat und die in Abschnitt 6.1.3 beschriebenen Triggerdetektoren außerhalb des Kryostaten enthalten. Der wesentliche Grund für die Verwendung des Programms ARCET für die vorgestellten Vergleiche ist die richtige Simulation des toten Materials vor dem Kalorimeter. Auf die detaillierte Simulation der Triggerbedingungen wurde wegen der damit verbundenen Vervielfachung der Rechenzeit verzichtet. Die Teilchen wurden unmittelbar vor dem Kryostatfenster gestartet, so daß die wesentlichen Teile des toten Materials, der Kryostat und das flüssige Argon vor dem Kalorimeter, durchlaufen werden. Die Teilchenenergie wurde entsprechend der für den Teststrahl angegebenen Energieauflösung [H681] normalverteilt fluktuiert:

$$\frac{\sigma_{E_{beam}}}{\langle E_{beam} \rangle} = \left\{ \begin{array}{lll} 0.8 & \% & e \\ 0.05 & \% & \pi \\ 0.8 & \% & \end{array} \right\} \begin{array}{l} \text{Sekundärmodus} \\ \text{Tertiärmodus} \end{array} \quad (7.1)$$

Die Startpunkte der Teilchen wurden entsprechend dem in der MWPC aufgenommenen Strahlprofil (s. Abb. 6.4 auf S. 36) fluktuiert.

7.2 Rauschen

7.2.1 Berücksichtigung des Rauschens in der Simulation

Im Experiment wurde das Rauschen in den einzelnen Auslesekanälen in Form von Random Trigger Events aufgezeichnet. Um in den simulierten Ereignissen

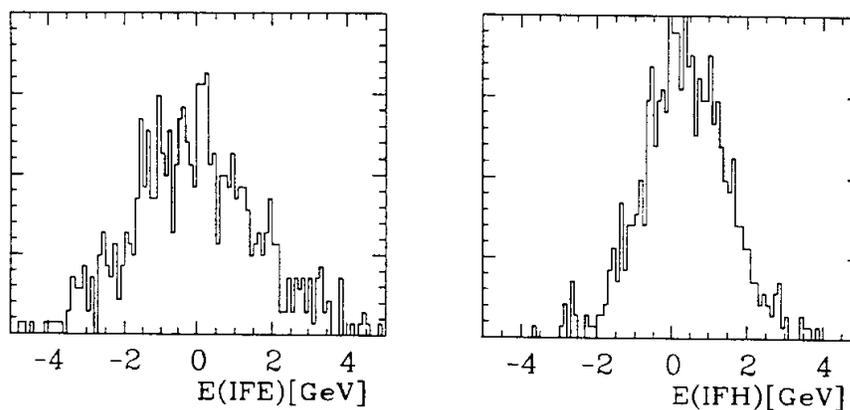


Abbildung 7.1: Energieverteilungen der Random-Trigger-Events aus der November-Meßperiode für IFE und IFH auf der elektromagnetischen Skala nach Pedestal-Korrektur.

ein vergleichbares Rauschen zu erhalten, wurde zunächst versucht, zu den für die einzelnen Auslesekanäle simulierten Energieeinträgen normalverteilte Zufallswerte zu addieren, deren Erwartungswert und Varianz aus den Ladungsverteilungen der Random Trigger-Events übernommen wurden. Diese unkorrelierte Erzeugung normalverteilter Rauschanteile zeigte jedoch keine zufriedenstellenden Ergebnisse, so daß in dieser Arbeit ein anderer Weg beschritten wurde: Die Ereignisse wurden zunächst ohne Rauschen simuliert; bei der Analyse wurden dann die simulierten Ereignisse mit den Random Trigger-Events der entsprechenden Meßperiode überlagert. Auf diese Weise werden auch Korrelationen zwischen dem Rauschsignal verschiedener Kanäle berücksichtigt, die z.B. durch Einstreuungen auf benachbarte Signalleitungen bewirkt werden.

7.2.2 Noise Cuts

Um den Signal/Rauschabstand zu verbessern, wurden in der Analyse nur Kanäle berücksichtigt, deren Signal eine einstellbare Grenze (*Noise Cut*) überschreitet. Der Noise Cut für die einzelnen Kanäle wurde als Vielfaches der Varianz der Ladungsverteilung in den Random Trigger-Events angegeben. Die Vergleiche wurden mit Noise Cuts von 3σ durchgeführt.

7.3 Energiedeposition in den Kalorimeterstapeln

Für die vorgestellten Vergleiche wurde die im IFE bzw. IFH deponierte Energie auf der durch die jeweilige Elektron-Samplingfraction definierten elektromagnetischen Skala bestimmt:

$$E_{dp} = \frac{1}{sf_e} E_{vis}. \quad (7.2)$$

Die Werte für die Samplingfractions des elektromagnetischen und hadronischen Kalorimeters stammen aus detaillierten Simulationsrechnungen:

$$sf_e(IFE) = 0.0766 \quad (7.3)$$

$$sf_e(IFH) = 0.0374 \quad (7.4)$$

Um bei den Daten von der gemessenen Ladung Q auf die sichtbare Energie $E_{vis} = C_Q Q$ zu gelangen, wurde der aus Anpassungen an gemessene 30 GeV -Elektronenschauer im IFE erhaltene Faktor $C_{exp} = E_{Beam}/Q$ mit der Elektron-Samplingfraction aus Gl. 7.3 multipliziert:

$$C_{exp} = 3.983 \frac{\text{GeV}}{pC} \quad (7.5)$$

$$C_Q = C_{exp} sf_e = 0.3051 \frac{\text{GeV}}{pC} \quad (7.6)$$

7.3.1 Sichtbare Energie ionisierender Teilchen in GFLASH

Beim Vergleich der Energieverteilungen stellte sich heraus, daß in den simulierten Ereignissen teilweise wesentlich zu kleine Energiedepositionen im IFE enthalten waren. Während die Testdaten kaum Ereignisse mit $E_{IFE} < 0.4\text{ GeV}$ enthalten, ist bei den simulierten Ereignissen keine von Null verschiedene untere Grenze erkennbar.

In der detaillierten GEANT-Simulation ergibt sich die sichtbare Energie E_{vis} , bei der Spurverfolgung eines Teilchens direkt aus der Summe der in den aktiven Schichten verlorenen Energie. Wie in Kap. 5.2 beschrieben, findet die GFLASH-Simulation in einer vereinfachten GEANT-Geometrie statt, in der die Kalorimeter-Samplingstruktur durch ein entsprechendes homogenes Gemisch ersetzt wird. Bei jedem Spurverfolgungsschritt stellt GEANT auch hier die durch Ionisation verlorene Energie zur Verfügung, die bereits mit entsprechenden Landau-Fluktuationen versehen ist. Die Berechnung des sichtbaren Anteils erfolgt in GFLASH unter Berücksichtigung der entsprechenden Samplingfraction. Die so erhaltene sichtbare Energie wird dabei entsprechend den Sampling-Fluktuationen für hadronische Schauer fluktuiert und in Form mehrerer Energie-Spots entlang des durchlaufenen Spursegments verteilt. Genau diese Anwendung der Sampling-Fluktuationen hadronischer Schauer auf Ionisationsverluste stellte sich als Ursache der teilweise zu niedrigen Energiedepositionen im IFE heraus. Nach Abschalten

der zusätzlichen Sampling-Fluktuationen für Ionisationsverluste konnte die in den Daten beobachtete scharfe Untergrenze für die im IFE deponierte Energie reproduziert werden (s. Abb 7.3).

Die in den folgenden Vergleichen behandelten simulierten Ereignisse wurden mit der berichtigten GFLASH-Version erzeugt.

7.3.2 Total deponierte Energie

Die Abbildungen 7.4 bis 7.7 auf den Seiten 44 und 45 zeigen die Verteilungen der im gesamten Kalorimeter deponierten Energie auf der elektromagnetischen Skala. Die Mittelwerte der Verteilungen stimmen mit Ausnahme der 5 GeV -Verteilung gut überein, die simulierten Verteilungen zeigen jedoch eine stärkere Asymmetrie als die Testdaten.

In Abbildung 7.2 ist die Größe $\frac{\langle E_{dp} \rangle}{E_{Beam}}$ gegen die Strahlenergie E_{Beam} aufgetragen. Die nur leichte Energieabhängigkeit dieser Größe findet sich – bis auf den 5 GeV -Datenpunkt – geringfügig verschoben in der Simulation wieder.

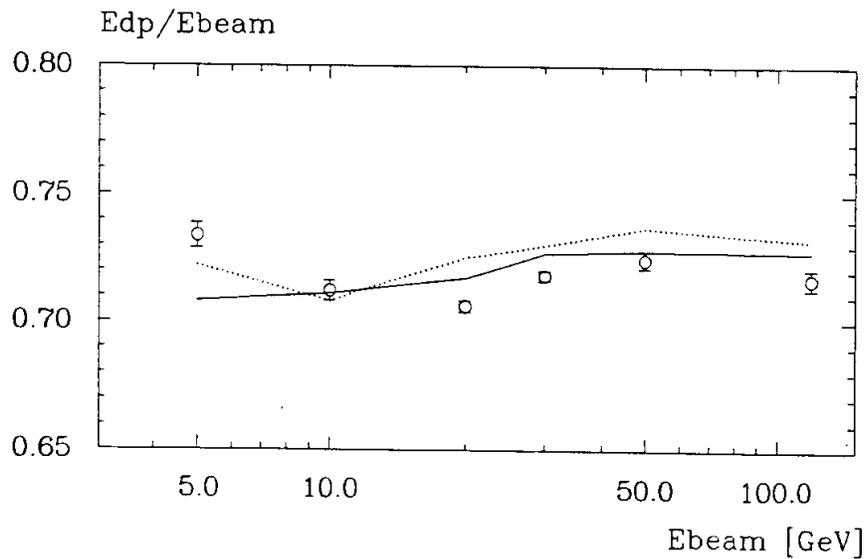


Abbildung 7.2: E_{dp}/E_{Beam} in Abhängigkeit von der Strahlenergie E_{Beam} (Daten: o, GFLASH: —, GFLASH/PSI: ···).

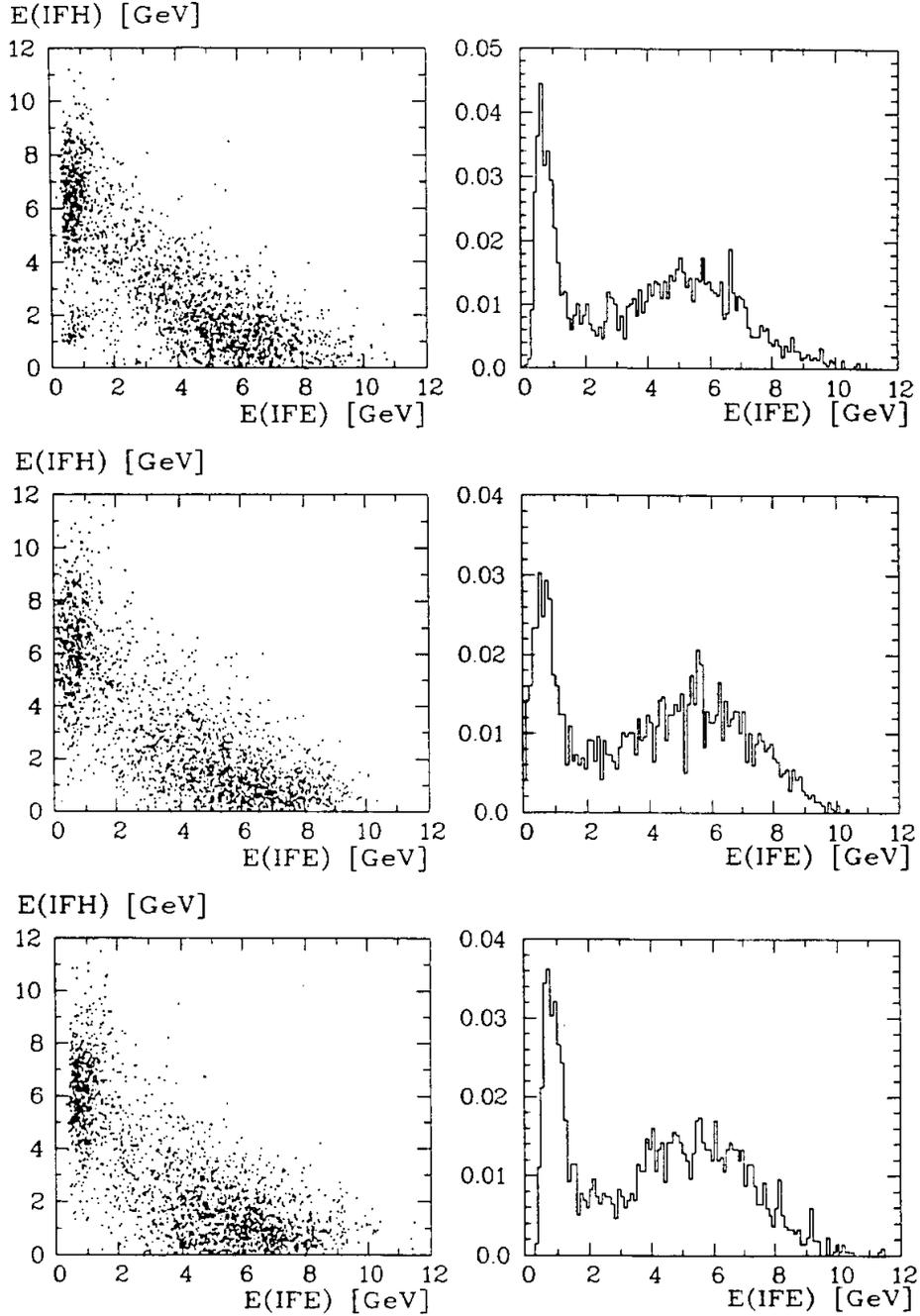


Abbildung 7.3: Korrelationen zwischen im IFE und IFH deponierter Energie für 10 GeV Pionen und deren Projektionen auf die horizontale Achse. Oben CERN-Testdaten, in der Mitte GFLASH mit, unten ohne zusätzliche Fluktuation des sichtbaren Anteils von Ionisationsverlusten.

7.3.3 Energieverteilungen im IFE und IFH

Die Abbildungen 7.8 und 7.9 zeigen die Verteilungen der im IFE deponierten Energie. Der Peak bei niedrigen Energiedepositionen kommt von Pionen, die das IFE ohne inelastische Wechselwirkung durchlaufen und daher nur einen kleinen Teil ihrer Energie durch Ionisation abgeben ("punch through").

Die Abbildungen 7.10 und 7.11 zeigen die entsprechenden Verteilungen für das hadronische Kalorimeter.

Die gemessenen Energieverteilungen konnten mit beiden Parametrisierung im Rahmen der durch die Anzahl der gemessenen Ereignisse vorgegebenen Genauigkeit reproduziert werden.

In den Abbildungen 7.12 bis 7.14 ist die Korrelation der Energiedepositionen in den Kalorimeterstapeln dargestellt. Die Anzahl der Einträge ist für alle Bilder einer Energie jeweils gleich. Man sieht, daß die Energiedepositionen für Schauer, die bereits im IFE starten, in den simulierten Ereignissen schwächer korreliert sind als in den Daten. Ein signifikanter Unterschied zwischen GFLASH- und GFLASH/PSI-Simulationen dagegen ist hier nicht erkennbar. Bei den Daten ist zu erkennen, daß durch die Triggerdetektoren nicht alle Myonenereignisse identifiziert werden konnten. Myonen durchlaufen elektromagnetisches und hadronisches Kalorimeter als nahezu minimal ionisierende Teilchen und zeigen sich im Korrelationsplot durch gleichzeitige niedrige Energiedeposition im elektromagnetischen und hadronischen Kalorimeter.

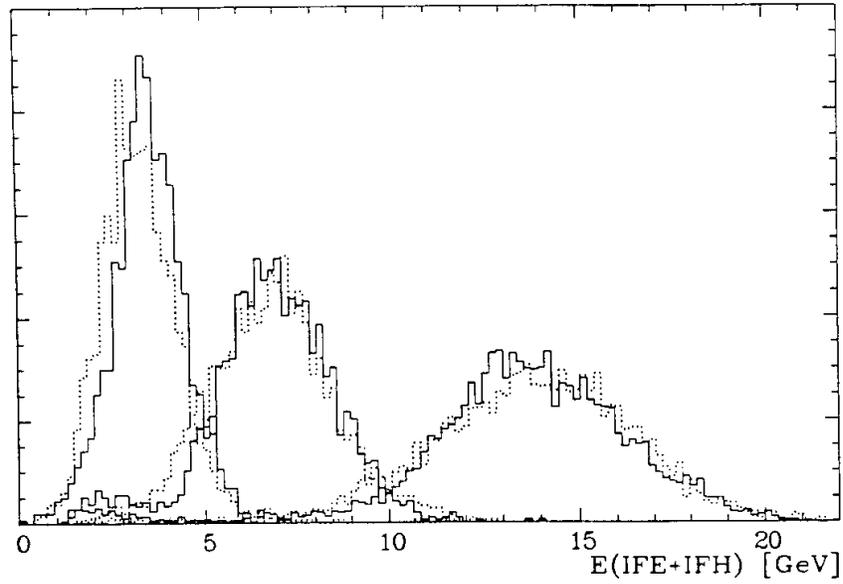


Abbildung 7.4: Verteilungen der Gesamtenergie für 5, 10 und 20 GeV Pionen.
(Daten: —, GFLASH: ...)

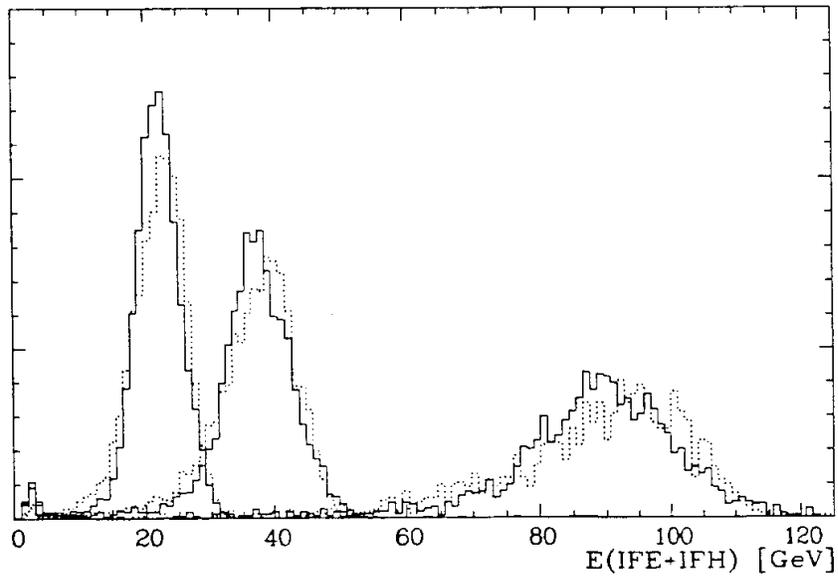


Abbildung 7.5: Verteilungen der Gesamtenergie für 30, 50 und 120 GeV Pionen.
(Daten: —, GFLASH: ...)

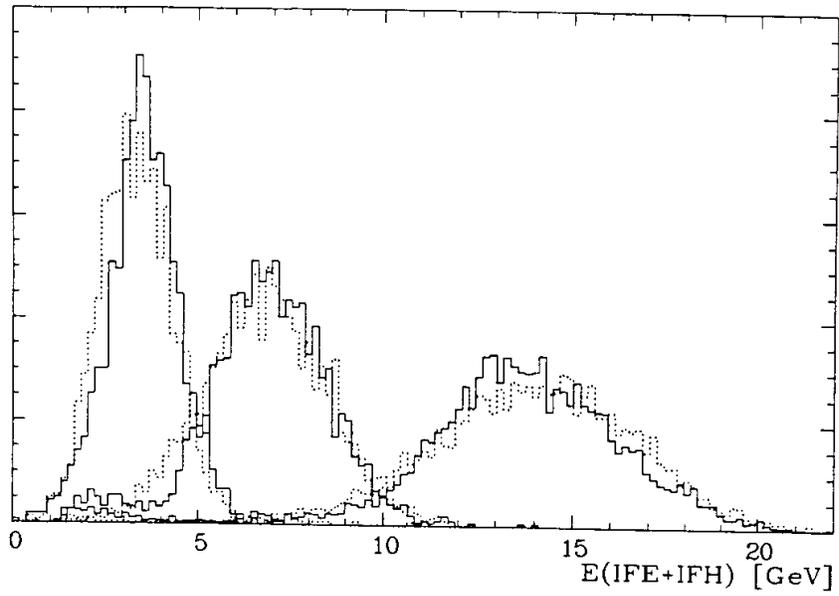


Abbildung 7.6: Verteilungen der Gesamtenergie für 5, 10 und 20 GeV Pionen.
(Daten: —, GFLASH/PSI: ...)

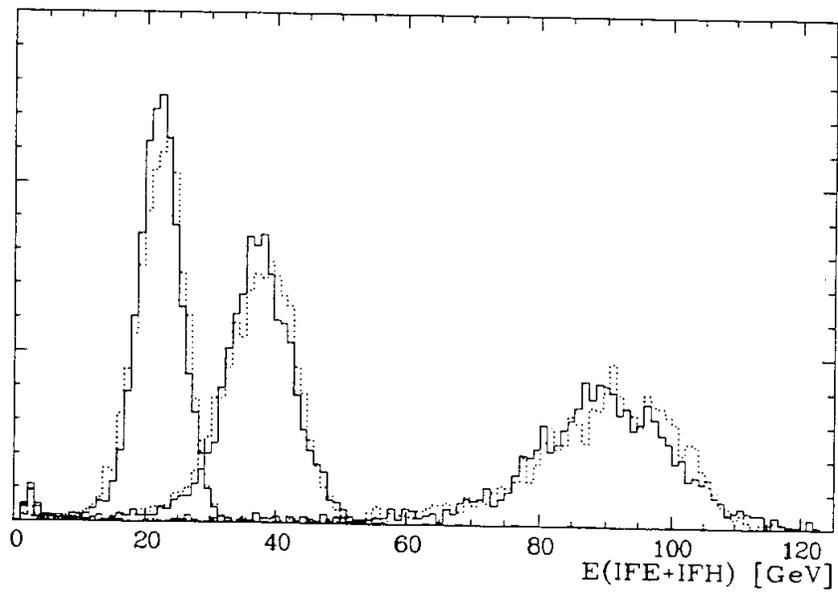


Abbildung 7.7: Verteilungen der Gesamtenergie für 30, 50 und 120 GeV Pionen.
(Daten: —, GFLASH/PSI: ...)

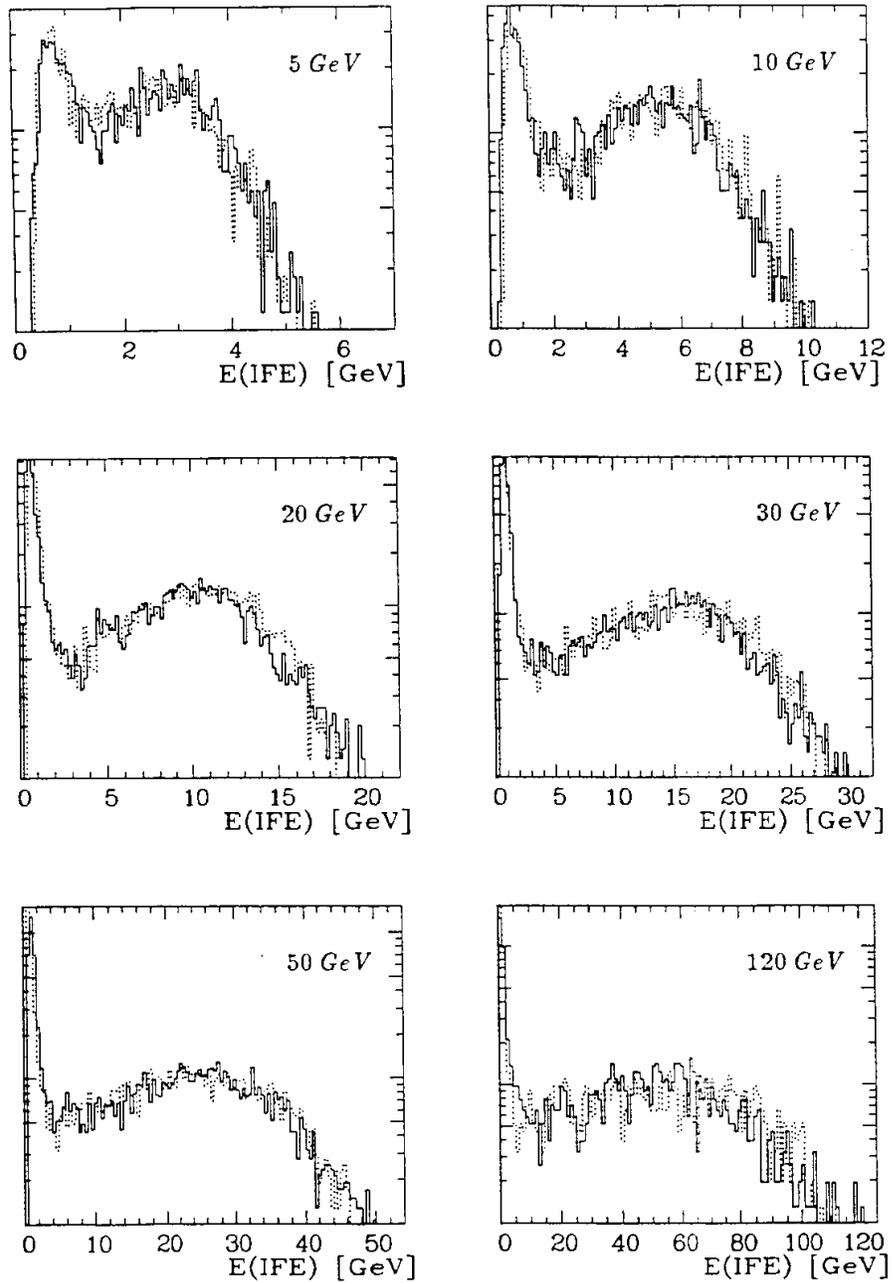


Abbildung 7.8: Energiedeposition im IFE in logarithmischer Darstellung.
(Daten: —, GFLASH: ...)

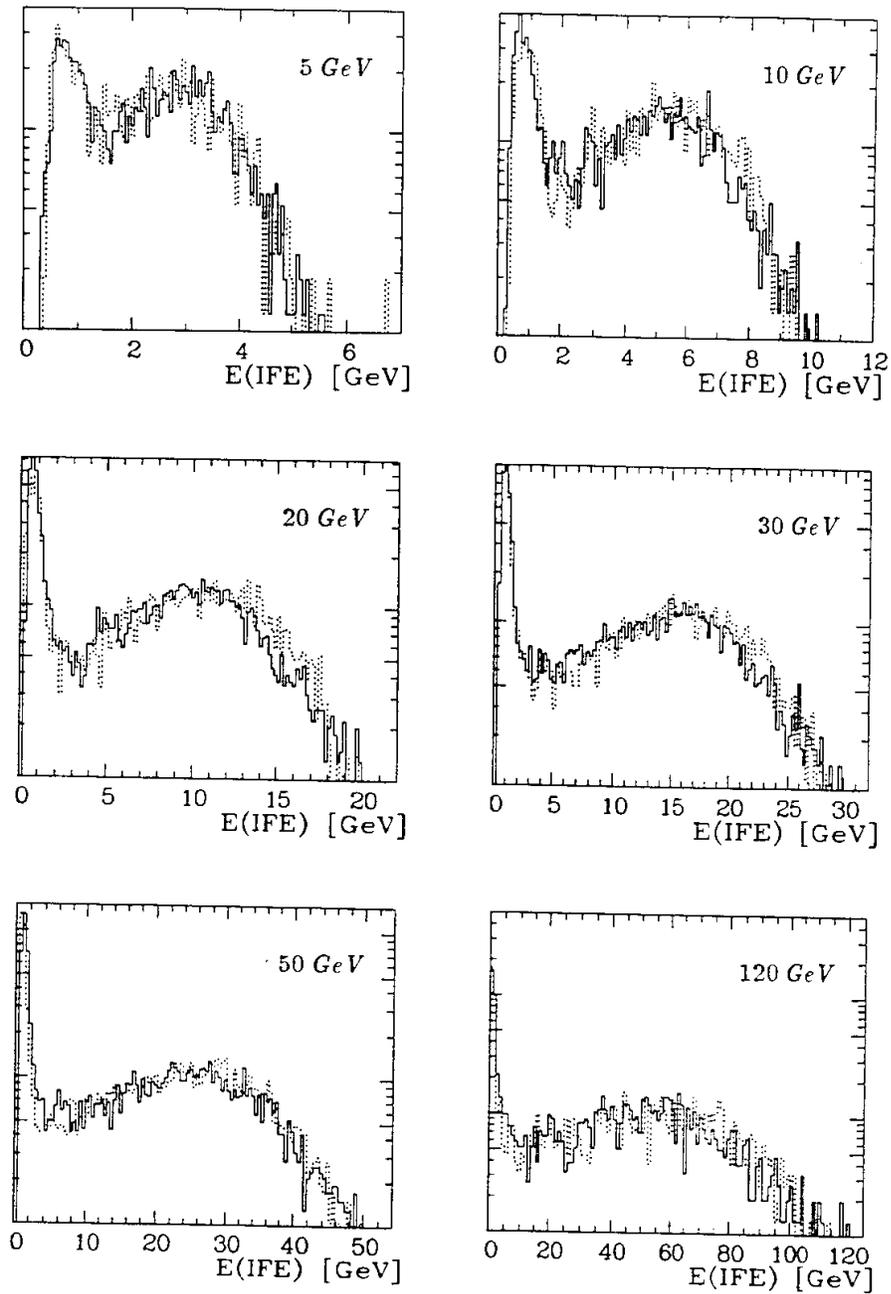
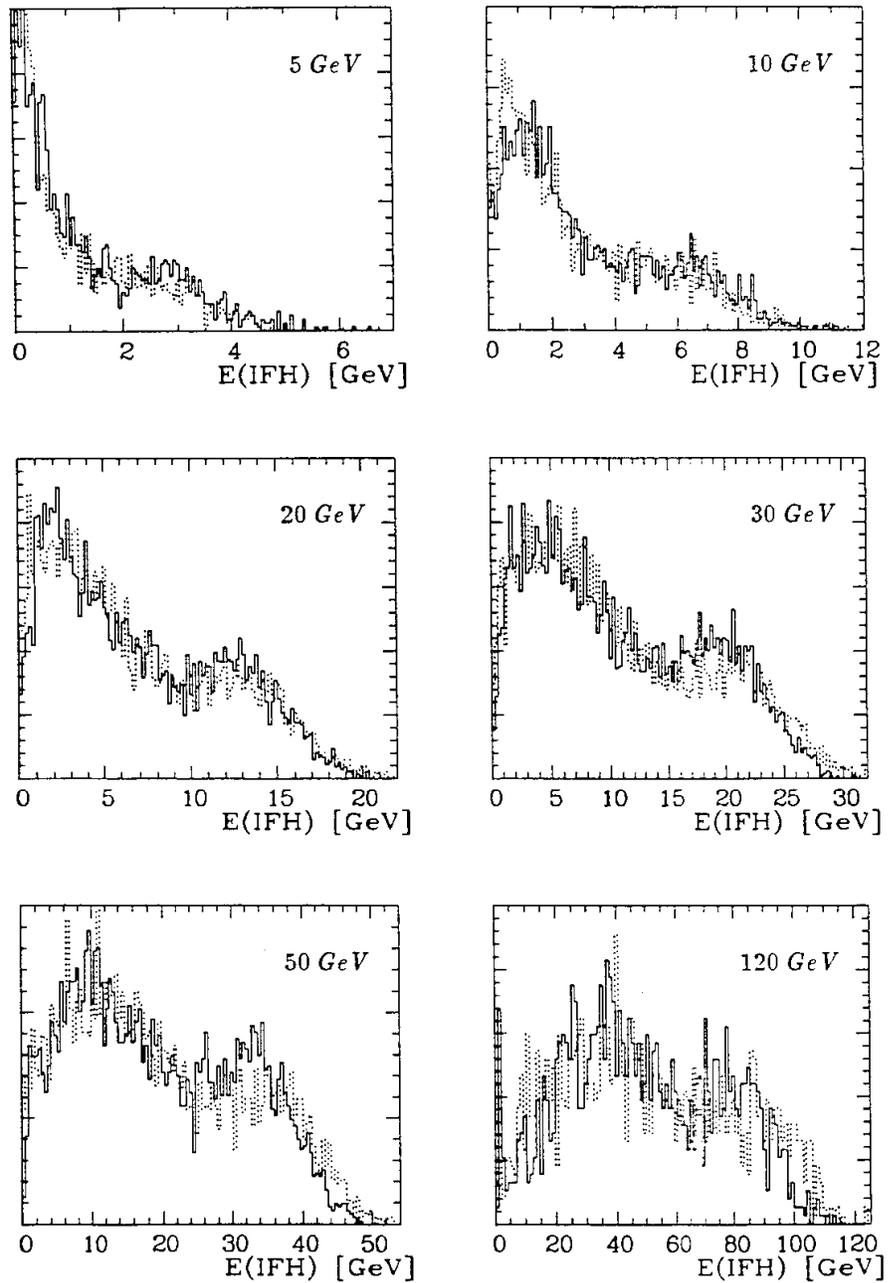


Abbildung 7.9: Energiedeposition im IFE in logarithmischer Darstellung.
(Daten: —, GLASH/PSI: ...)

Abbildung 7.10: *Energiedeposition im IFH. (Daten: —, GFLASH: ...)*

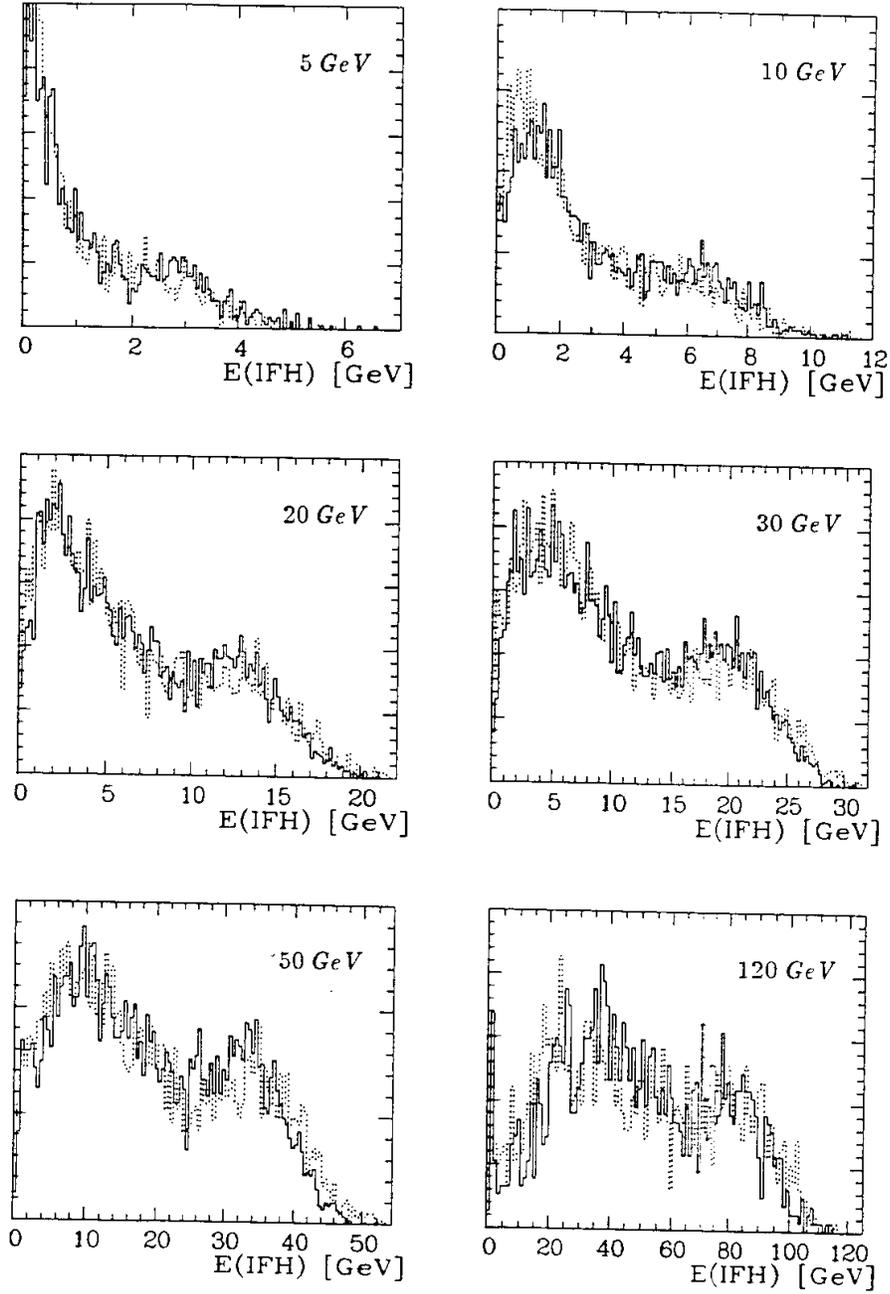


Abbildung 7.11: Energiedeposition im IFH. (Daten: —, GFLASH/PSI: ...)

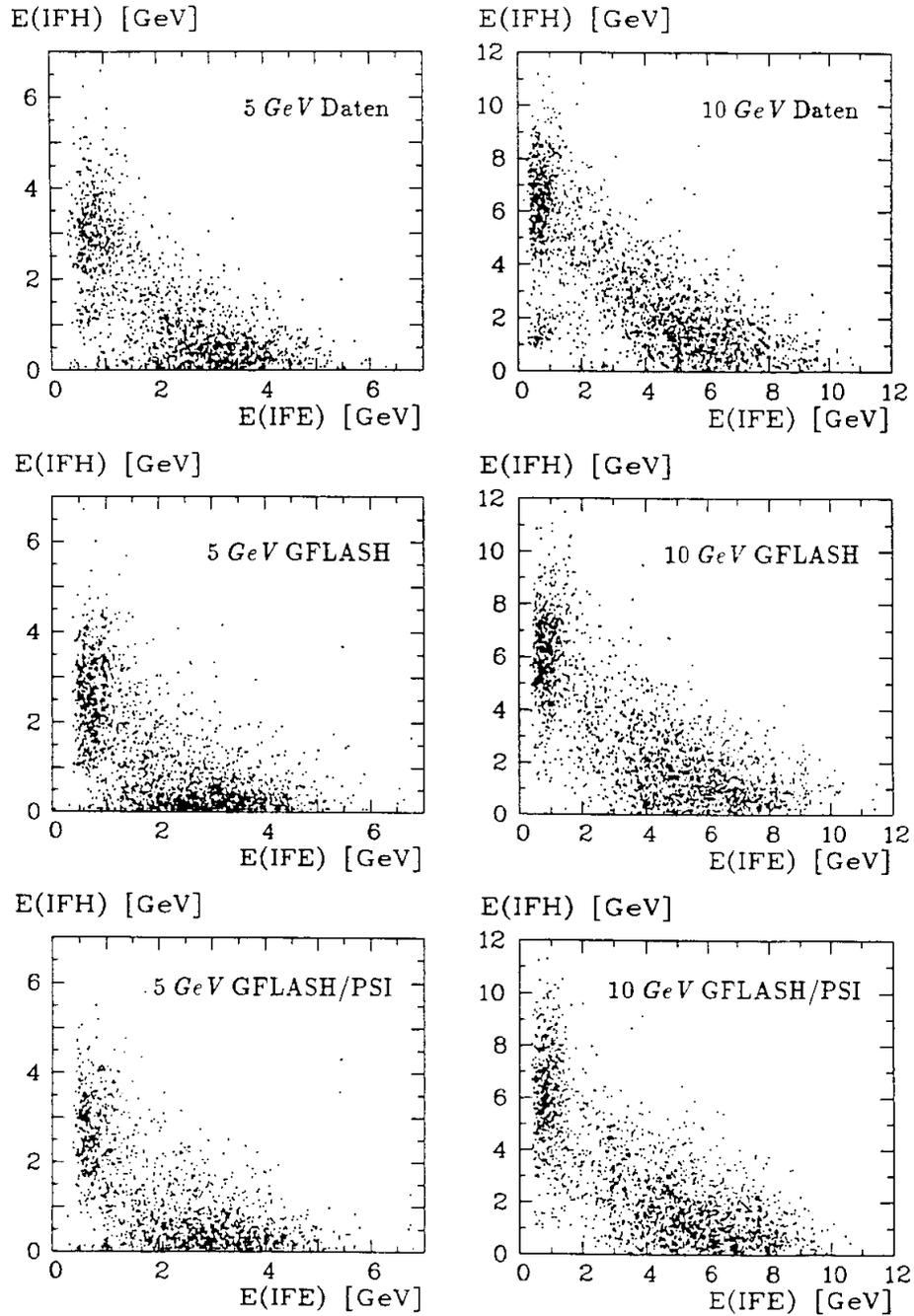


Abbildung 7.12: Korrelationen zwischen der im IFE und IFH deponierten Energie für Pionschauer von 5 bzw. 10 GeV. Oben CERN-Testdaten, in der Mitte GFLASH, unten GFLASH/PSI.

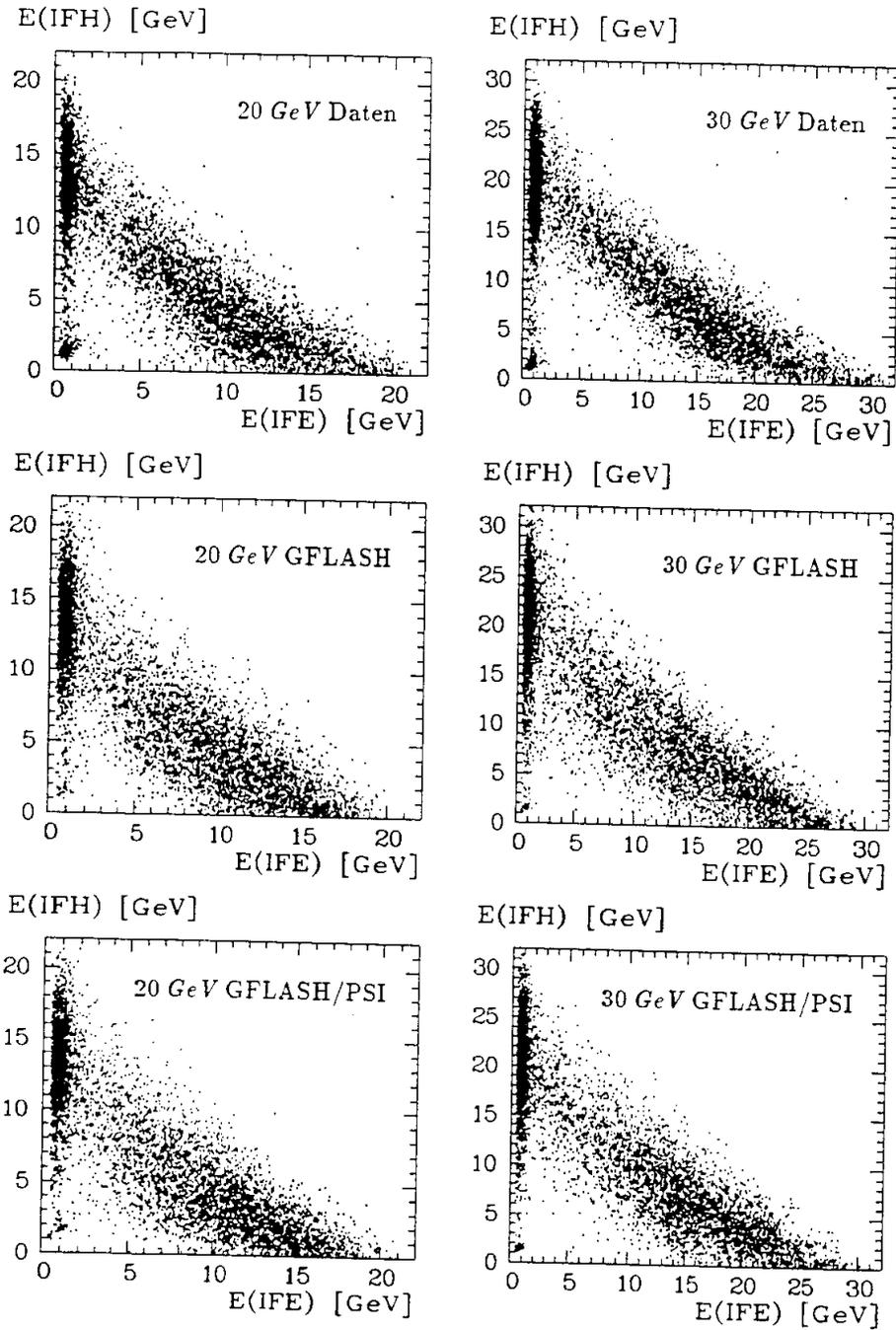


Abbildung 7.13: Korrelationen zwischen der im IFE und IFH deponierten Energie für Pionschauer von 20 bzw. 30 GeV. Oben CERN-Testdaten, in der Mitte GFLASH, unten GFLASH/PSI.

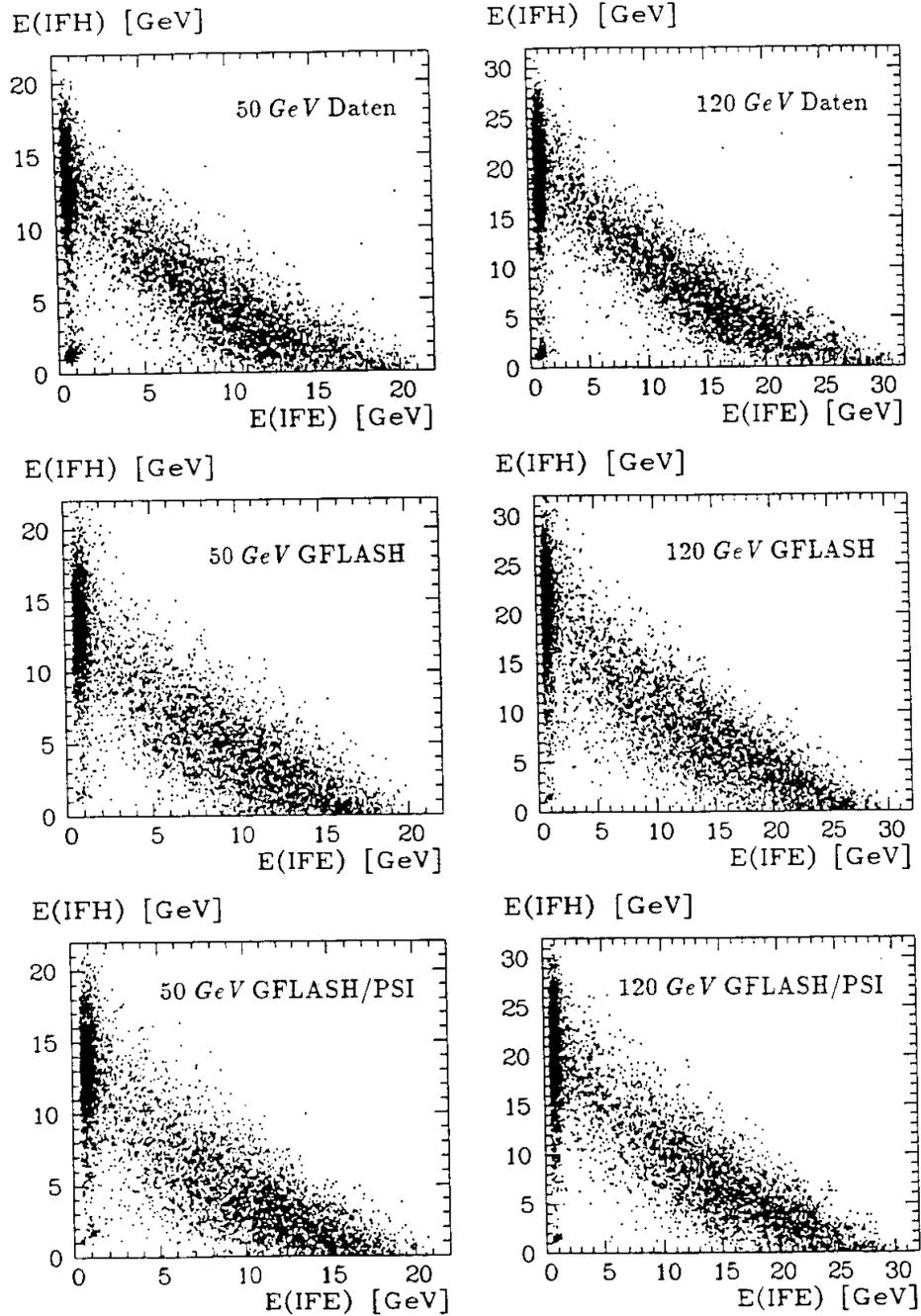


Abbildung 7.14: Korrelationen zwischen der im IFE und IFH deponierten Energie für Pionschauer von 50 bzw. 120 GeV. Oben CERN-Testdaten, in der Mitte GFLASH, unten GFLASH/PSI.

7.4 Longitudinale Schauerprofile

Festlegung des Schauerstartpunktes

Die longitudinalen Energiedichteverteilungen wurden für drei verschiedene Ereignisklassen bestimmt:

- Alle Ereignisse ohne Selektion des Schauerstartpunktes
- Ereignisse mit Schauerstartpunkt im ersten oder zweiten Segment des elektromagnetischen Kalorimeters. Sie werden durch die Bedingung selektiert, daß die Summe der in diesen Segmenten deponierten Energie das Dreifache der Energiedeposition eines minimal ionisierenden Teilchens übersteigt.
- Ereignisse ohne Schauerstartpunkt im elektromagnetischen Kalorimeter. Sie werden durch eine entsprechende Obergrenze für die im elektromagnetischen Kalorimeter deponierte Energie selektiert.

Abb. 7.15 zeigt die für die Ereignis Selektion verwendeten Energieverteilungen für 30 GeV Pionen.

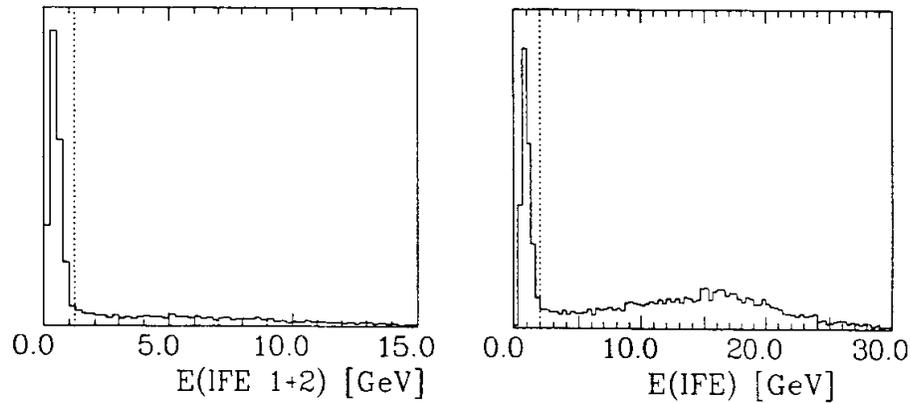


Abbildung 7.15: Zur Festlegung des Schauerstartpunktes für 30 GeV Pionen-Daten. Links die Verteilung der in den ersten beiden Segmenten des IFE deponierten Energie. Ereignisse mit Schauerstartpunkt in diesen Segmenten liegen oberhalb der eingezeichneten Schwelle. Rechts die Verteilung der im gesamten IFE deponierten Energie. Ereignisse mit Schauerstartpunkt im IFH liegen unterhalb der eingezeichneten Schwelle.

Um den Einfluß von Fluktuationen des deponierten Anteils f_{dp} auf die Form der Schauerprofile zu verringern, wurden die Schauerprofile einzeln auf die jeweils deponierte Energie normiert: Bezeichnet man die Länge des n -ten longitudinalen

Segments in Absorptionslängen als dz_n und die Summe der in den Auslesezellen dieses Segments deponierten Energiebeiträge als E_n , so ergibt sich der Wert der normierten longitudinalen Verteilungsdichtefunktion in diesem Segment als

$$f(n) = \frac{E_n}{\sum_i E_i} \frac{1}{dz_n}. \quad (7.7)$$

Abbildung 7.16 zeigt die über alle Ereignisse gemittelten longitudinalen Schauernprofile. Die aus den Testdaten ermittelten Profile sind als Punkte dargestellt, die statistischen Fehler der Mittelwerte sind als senkrechte Fehlerbalken enthalten. Der Nullpunkt der z -Achse liegt auf der Vorderseite des ersten IFE-Segments. Den Datenpunkten wurden jeweils die mittleren Profile einer entsprechenden Anzahl simulierter Ereignisse überlagert. Die Profile für Teilchenenergien zwischen 10 und 120 GeV zeigen eine sehr gute Übereinstimmung mit den Testdaten. Bei 5 GeV ist die Energiedeposition in den ersten beiden IFE-Segmenten in der Simulation etwas zu hoch.

Abbildung 7.17 zeigt die mittleren Profile von Schauern, die im ersten oder zweiten IFE-Segment starten. Die Übereinstimmung zwischen Simulation und Daten ist für alle Energien oberhalb 5 GeV sehr gut, bei 5 GeV ist der Anteil der in den ersten Segmenten deponierte Energie wieder zu hoch.

Abbildung 7.18 schließlich zeigt die Profile von Schauern, die nicht im IFE starten. Der Nullpunkt der Längenskala wurde hier so verschoben, daß er mit dem Anfang des ersten IFH-Segments zusammenfällt. Da das Verhältnis zwischen Absorptions- und Strahlungslänge im IFH wesentlich kleiner ist als im IFE, hat die frühe π^0 -Komponente – in Absorptionslängen – eine entsprechend größere longitudinale Ausdehnung.

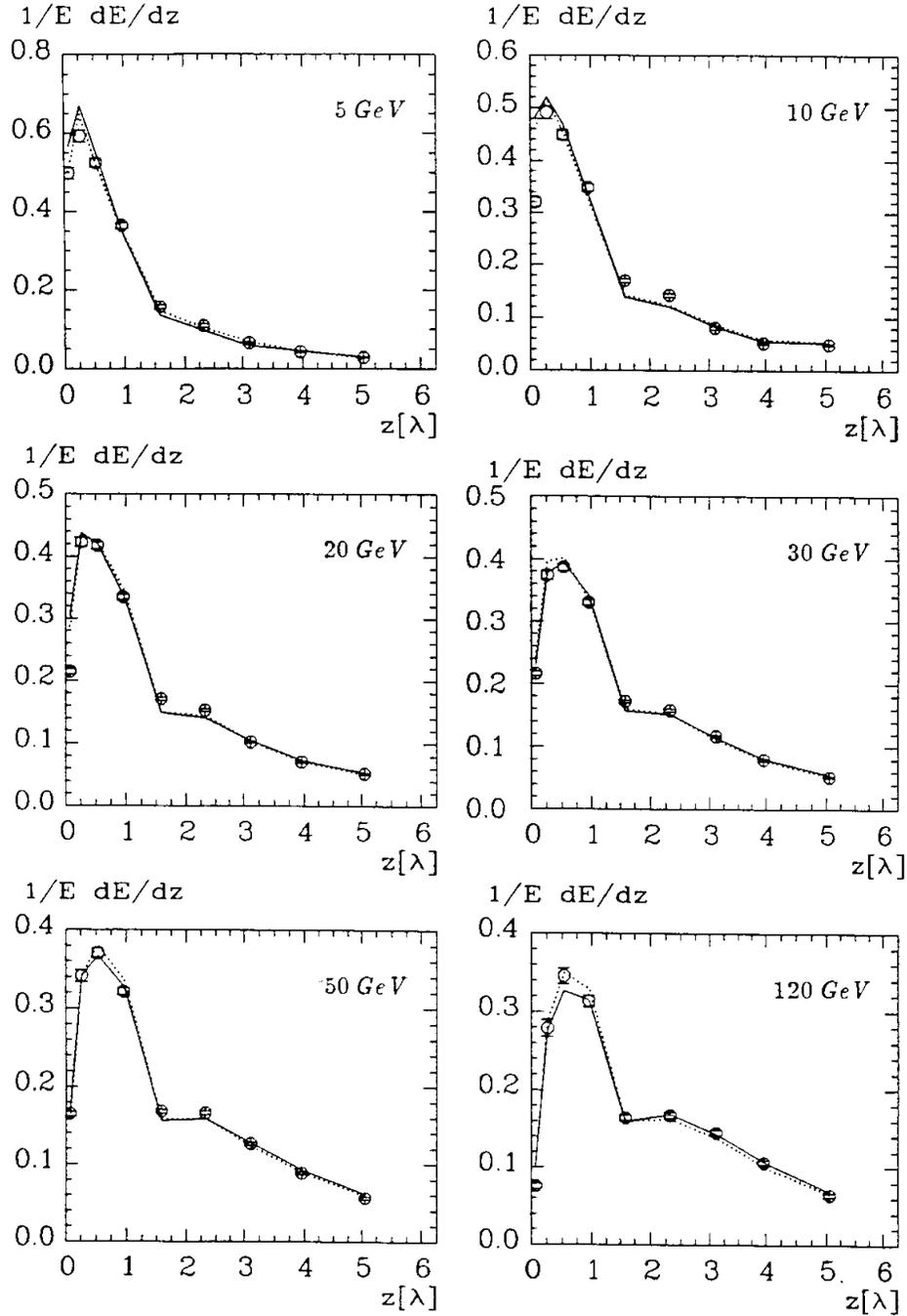


Abbildung 7.16: Longitudinale Profile von Pionschauern ohne Selektion des Schauerstartpunktes (Daten: \circ , GFLASH: —, GFLASH/PSI: ...).

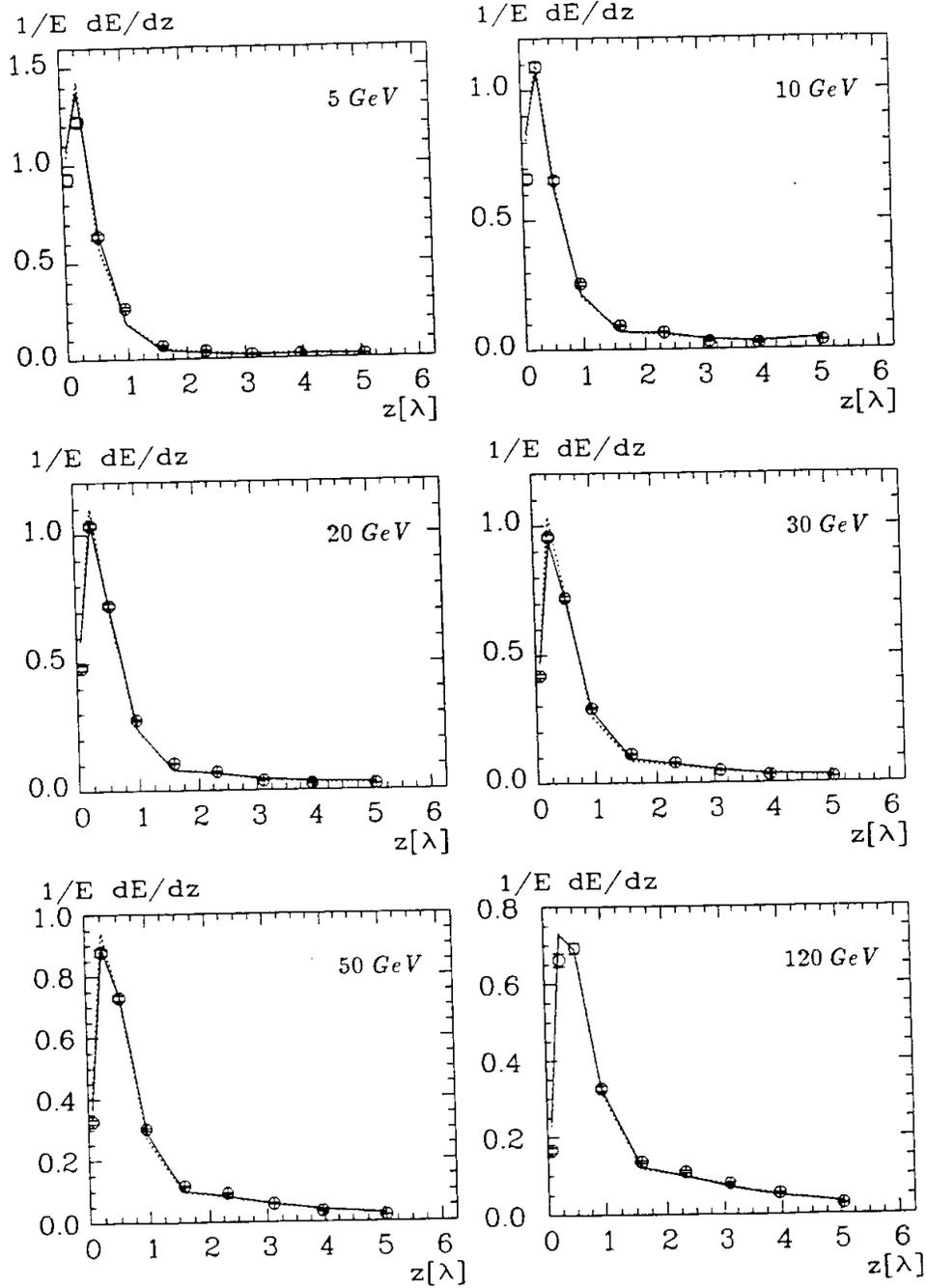


Abbildung 7.17: Longitudinale Profile von Pionschauern, die im ersten oder zweiten Segment des IFE starten (Daten: \circ , GFLASH: —, GFLASH/PSI: ...).

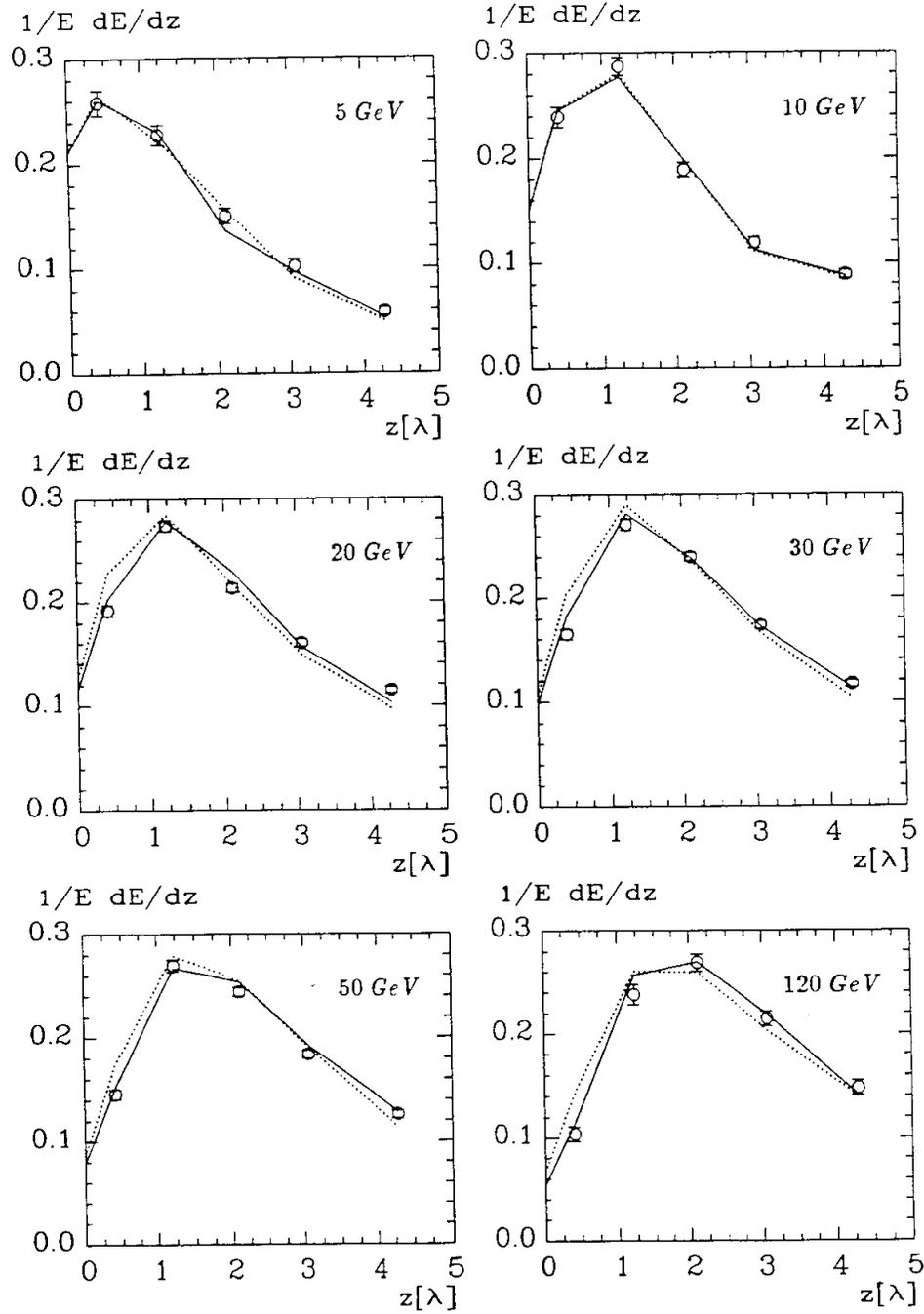


Abbildung 7.18: Longitudinale Profile von Pionschauern, die nicht im IFE starten (Daten: \circ , GFLASH: —, GFLASH/PSI: \cdots).

7.5 Korrelationen zwischen longitudinalen Segmenten

Um die Korrelationen zwischen verschiedenen longitudinalen Abschnitten der Schauerentwicklung zu untersuchen, wurden für die Energieverteilungen der einzelnen Segmente jeweils paarweise die Korrelationskoeffizienten

$$\rho_{ij} = \frac{\langle (E_i - \langle E_i \rangle)(E_j - \langle E_j \rangle) \rangle}{\sigma_{E_i} \sigma_{E_j}} \quad (7.8)$$

berechnet. Die Abbildungen 7.19 und 7.20 zeigen die Segment-Korrelationen für GFLASH bzw. GFLASH/PSI jeweils in Überlagerung mit denen der Testdaten. Für jedes Segment wurden die Korrelationskoeffizienten aller Folgesegmente eingetragen und durch einen Linienzug verbunden.

Mit Ausnahme der 5 GeV-Schauer, die eine schlechte Übereinstimmung zeigen, werden auch die Segment-Korrelationen in der Simulation gut wiedergegeben, wobei die H1PSI-Parametrisierung geringfügig größere Abweichungen zeigt.

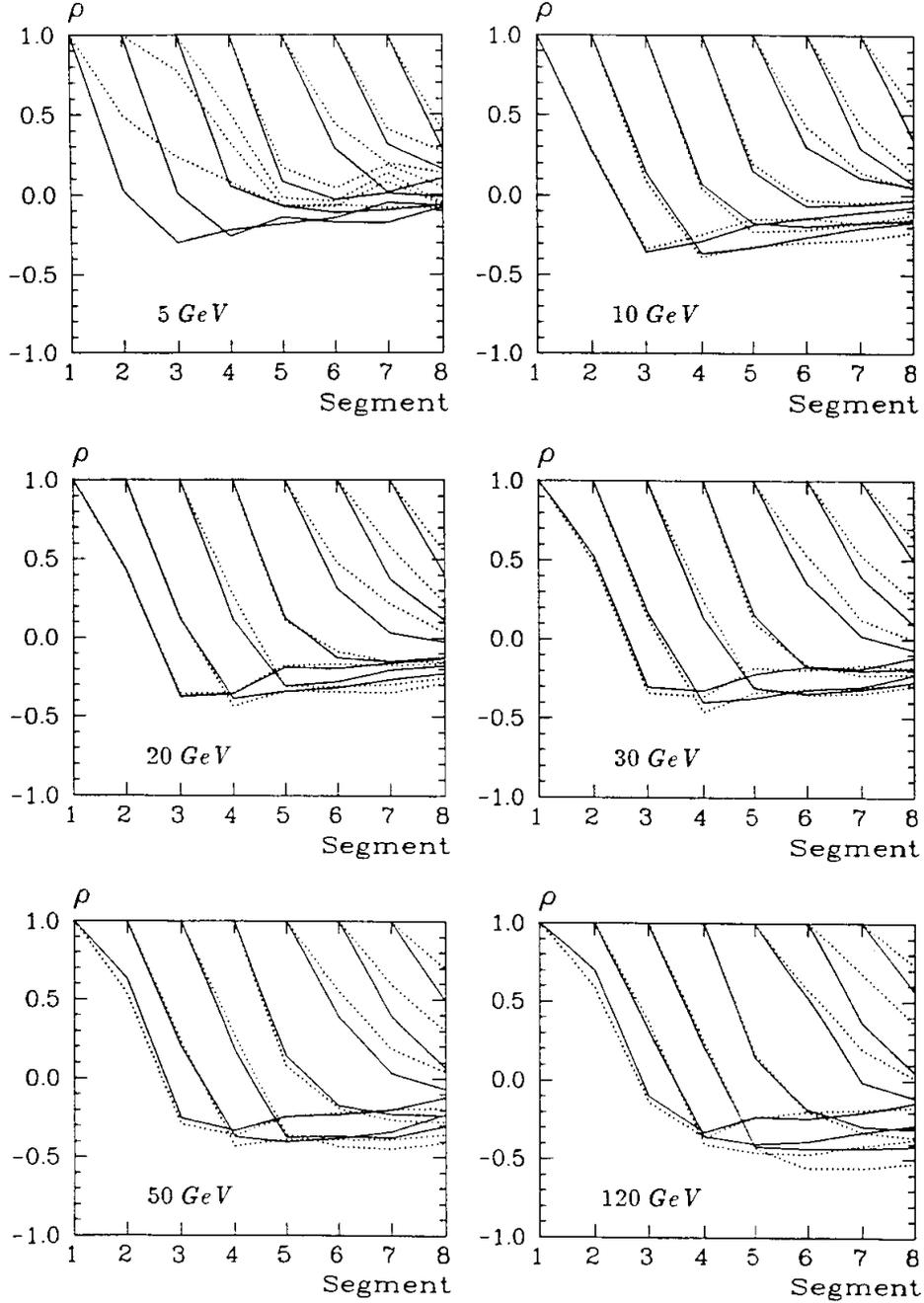


Abbildung 7.19: Korrelationskoeffizienten für die Energiedepositionen in den longitudinalen Segmenten. (Daten: —, GFLASH:···).

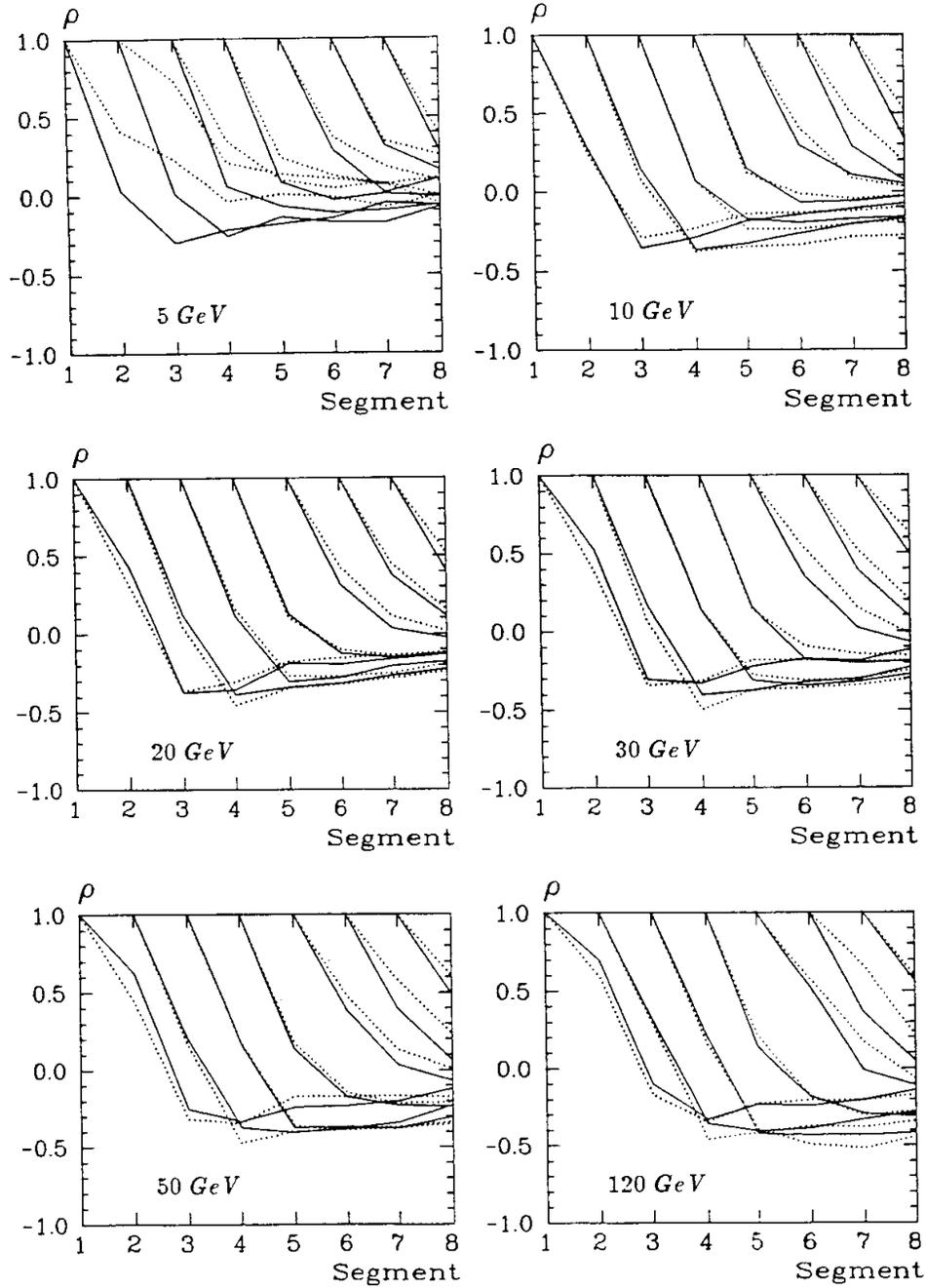


Abbildung 7.20: Korrelationskoeffizienten für die Energiedepositionen in den longitudinalen Segmenten. (Daten: —, GFLASH/PSI:····).

Kapitel 8

Zusammenfassung

In der vorliegenden Arbeit wurden Daten des '89er CERN-Tests für Pionschauer im H1-Inner Forward-Kalorimeter mit simulierten Ereignissen verglichen, die mit dem Programm GFLASH erzeugt wurden. Zur Simulation des CERN-Testaufbaus wurde GFLASH in das Programmpaket ARCET eingebunden. Bei den Vergleichen wurde der in den Daten vorhandene Rauschuntergrund durch Überlagerung der simulierten Ereignisse mit gemessenen Untergrundereignissen berücksichtigt.

Neben der GFLASH-Standardversion wurde eine modifizierte GFLASH-Version untersucht, in der die stark vereinfachte Behandlung der Korrelationen hadronischer Schauerparameter aus dem Programm H1PSI übernommen wurde.

Für sechs Energien zwischen 5 und 120 GeV wurden die Energieverteilungen im elektromagnetischen und hadronischen Kalorimeter, longitudinale Energiedichteverteilungen für verschiedene Ereignisklassen und Korrelationen zwischen den longitudinalen Segmenten untersucht.

Nach einer Korrektur der Simulation von Ionisationsverlusten vor der ersten inelastischen Wechselwirkung konnten alle untersuchten Verteilungen für Energien ab 10 GeV gut reproduziert werden. Für 5 GeV Pionen zeigte sich eine schlechtere Übereinstimmung zwischen Daten und Simulation. Insbesondere bei den Segment-Korrelationen für 5 GeV waren starke Abweichungen erkennbar. Ob diese Abweichungen auf die parametrisierte Simulation zurückzuführen sind oder auf die Qualität der 5 GeV-Daten, müssen weitere Untersuchungen zeigen.

In keiner der untersuchten Verteilungen konnte ein signifikanter Unterschied zwischen der GFLASH-Parametrisierung und der modifizierten Parametrisierung, die mit wesentlich weniger Programmkonstanten auskommt, festgestellt werden. Es ist aber nicht auszuschließen, daß andere, hier nicht untersuchte Verteilungen durch die vereinfachte Behandlung der Korrelationen beeinflusst werden.

Danksagung

Ich bedanke mich bei Matthias Rudowicz und Stefan Peters für die gute und unterhaltsame Zusammenarbeit.

Dr. Günter Grindhammer danke ich für die fachliche Betreuung dieser Arbeit.

Prof. V. Blobel danke ich für die Bereitschaft, die Arbeit als Gutachter der Universität Hamburg zu übernehmen.

Bei Peter Loch und Christian Zeitnitz bedanke ich mich für die Unterstützung bei der Beschaffung und Aufbereitung der CERN-Testdaten.

Eberhard Binder danke ich für die Überlassung der Bilder des CERN-Testaufbaus.

Ein besonderer Dank geht an meine Eltern, die mir das Studium ermöglicht und es mit bemerkenswerter Geduld begleitet haben.

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

Literaturverzeichnis

- [AMA81] U. AMALDI
Fluctuations in Calorimetry Measurements
Phys. Scripta 23 (1981) 409-423
- [BEN75] A. BENVENUTI et al.
A Liquid-Scintillator total Absorption Hadron Calorimeter for the Study
of Neutrino Interactions
NIM 125, 447 (1975)
- [BIN90] E. BINDER
Test eines Flüssig-Argon-Kalorimeters für den H1-Detektor mit Unter-
suchungen zur Kompensation durch Softwaremethoden
Diplomarbeit, DESY, Hamburg 1990
- [BLO88] V. BLOBEL
The BOS System
DESY R1-88-01, Hamburg 1988
- [BRÜ87] H. BRÜCKMANN et al.
On the Theoretical Understanding and Calculation of Sampling Calori-
meters
DESY 87-064, Hamburg 1987
- [BRU86] R. BRUN et al.
GEANT3 User's Guide
CERN-DD/EE 84-1, Genf 1987
- [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
- [GRE90] H. GREIF
Untersuchungen zur kalorimetrischen Messung von Jeteigenschaften in hochenergetischen Elektron-Proton Speicherring-Experimenten
Dissertation, TU München 1990
- [GRI90] G. GRINDHAMMER, M. RUDOWICZ, S. PETERS
The Fast Simulation of Electromagnetic and Hadronic Showers
NIM A290, 469-488 (1990)
- [H186] H1 Collaboration
Technical Proposal for the H1 Detector
DESY, Hamburg 1986
- [H187] H1 Collaboration
Technical Progress Report
DESY, Hamburg 1987
- [H189] H1 Collaboration
Technical Progress Report
DESY, Hamburg 1989
- [H681] H6 Beam Tuning
CERN-SPS-EPB-PC 1981
- [HERA81] HERA - A Proposal for a Large Electron-Proton-Colliding Beam Facility at DESY
DESY HERA 81-10, Hamburg 1981
- [KLE84] K. KLEINKNECHT
Detektoren für Teilchenstrahlung
Teubner, Stuttgart 1984
- [LOC91] P. LOCH
private Mitteilung, 1991

- [LOH81] E. LOHRMANN
Hochenergiephysik
Teubner, Stuttgart 1981
- [LON75] E. LONGO, I. SESTILI
Monte Carlo Calculation of Photon-Initiated Electromagnetic Showers
in Lead Glass
NIM 128, 283 (1975)
- [MUS88] G. MUSIOL et al.
Kern- und Elementarteilchenphysik
VCH Verlagsgesellschaft, Weinheim 1988
- [NEL85] W. R. NELSON et al.
The EGS4 Code System
SLAC-265 UC-32, Stanford 1985
- [PAR90] PARTICLE DATA GROUP
Review of Particle Properties
Physics Letters B 239 (1990)
- [PER82] D.H. PERKINS
Introduction to High Energy Physics, 2nd Edition
Benjamin/Cummings, 1982
- [PET89] S. PETERS
Parametrisierung hadronischer Schauer zur schnellen Kalorimetersimulation im H1-Detektor
Diplomarbeit, DESY, Hamburg 1989
- [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
- [RUD91] M. RUDOWICZ
Dissertation in Vorbereitung, DESY, Hamburg 1991
- [STE61] R.M. STERNHEIMER
Interaction of Radiation with Matter
Meth. of Exp. Phys., Vol 5 - Part A, Nuclear Phys. 1962 1 ff

- [SOK64] A.A. SOKOLOV, I.M. TERNOV
On Polarization and Spin Effects in the Theory of Synchrotron Radiation
Sov. Phys. Doklady 8, 1203-1205 (1964)
- [WEL90] J.-P. WELLISCH
Untersuchung von Wichtungsmethoden zur Optimierung
der Energieauflösung von Hadronen
in einem Flüssig-Argon Blei/Eisen Kalorimeter
Diplomarbeit, TU München 1990
- [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
- [ZEI87] C. ZEITNITZ
Test eines Blei-Flüssig-Argon-Kalorimeters mit einer speziellen Hoch-
spannungszuführung mit hochohmigen Schichten
Diplomarbeit, DESY, Hamburg 1987
- [ZEU89] ZEUS Collaboration
Status Report 89
DESY, Hamburg 1989